

修士学位論文

LHC-ATLAS実験における  $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$  を用いた標  
準模型 Higgs 粒子の探索

東京大学大学院  
理学系研究科物理学専攻  
浅井研究室

森永真央

平成 25 年 1 月 7 日

# 概要

本研究は、標準模型 Higgs 粒子, 特に  $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$  という  $\tau$  lepton 対がどちらもレプトニック崩壊する終状態に注目し解析を行った. 4つの信号領域を設定し, 特にベクターボソンフュージョンで生成される Higgs 粒子に注目して信号領域 (VBF SR) を最適化し探索感度を向上させた.

LHC-ATLAS 実験において取得された, 2011 年 (重心系エネルギー 7 TeV)  $4.7 \text{ fb}^{-1}$ , 2012 年 (重心系エネルギー 8 TeV)  $13.0 \text{ fb}^{-1}$  の合計  $17.7 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用いて解析した結果, VBF SR において見積もった背景事象に対して超過事象を観測し, 全ての信号領域を用いて, 特に質量  $m_H = 125 \text{ GeV}$  の Higgs 粒子に対して標準模型から予測される生成断面積について約 6 倍の制限, さらに超過事象について約  $2.6\sigma$  の優位性を得た.

また Higgs 粒子の信号強度 (Signal strength:  $\mu$ ) を測定し, 標準模型の予測値と比較して,  $\mu = 2.8_{-1.3}^{+1.4}$  倍の結果を得た. 信号強度について, 生成過程をグルーオンフュージョン ( $\mu_{\text{ggF}}$ ) とベクターボソンフュージョン, ベクターボソンアソシエイト過程 ( $\mu_{\text{VBF, VH}}$ ) の 2 つに分けて測定した結果, 最も確からしい値は  $\mu_{\text{VBF, VH}}, \mu_{\text{ggF}} = (2.04, 1.17)$  となった.

Higgs 粒子の生成断面積が標準模型と等しいという仮定をすることで,  $\tau$  lepton と Higgs 粒子の湯川カップリングについて, 標準模型の  $1.6_{-0.4}^{+0.3}$  倍という結果を得た.

# 目次

<b>第 1 章 序章</b>	<b>1</b>
1.1 標準模型概論	1
1.2 LHC における Higgs 粒子	1
1.2.1 Higgs 粒子の生成断面積と生成過程	2
1.3 Higgs 粒子の崩壊過程	3
1.4 $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$ の重要性	3
1.5 Signal topology	4
1.6 背景事象について	5
<b>第 2 章 Large Hadron Collider と ATLAS 検出器</b>	<b>7</b>
2.1 Large Hadron Collider	7
2.2 ATLAS 検出器	8
2.2.1 ATLAS 実験における座標系	9
2.2.2 マグネットシステム	9
2.2.3 内部飛跡検出器	10
2.2.4 カロリメータ	12
2.2.5 ミューオンスペクトロメータ	13
2.2.6 トリガーシステム	14
<b>第 3 章 データとモンテカルロサンプル</b>	<b>15</b>
3.1 観測データの測定とデータの Cleaning	15
3.1.1 Pile-up 事象	15
3.1.2 実データのストリーム	16
3.1.3 実データのトラブル	16
3.2 モンテカルロシミュレーション	17
3.2.1 モンテカルロ生成プロセス	17
3.2.2 用いた MC サンプル	17
<b>第 4 章 解析</b>	<b>20</b>
4.1 本解析の流れ	20
4.2 物理オブジェクトの定義	21
4.2.1 Electron	21
4.2.2 Muon	22
4.2.3 Jet	24
4.2.4 Missing $E_T$	26
4.2.5 Overlap removal	26
4.3 トリガー	27
4.4 事象選択	29
4.4.1 事象選択	29
4.4.2 カテゴリゼーション	33

4.5	2011 年解析の相違点	37
4.6	背景事象の見積もり	39
4.6.1	$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象の見積もり	39
4.6.2	$Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ 背景事象の見積もり	44
4.6.3	Fake lepton 事象の見積もり	50
4.6.4	Top estimation	54
4.7	質量再構成	57
4.7.1	Collinear mass 再構成: $m_{\tau\tau}^{\text{coll}}$	57
4.7.2	Effective mass 再構成: $m_{\tau\tau}^{\text{eff}}$	57
4.7.3	Missing Mass Calculator(MMC) mass 再構成: $m_{\tau\tau}$	57
4.7.4	再構成された質量分布	58
4.7.5	各質量領域 $m_H$ での信号事象の MMC $m_{\tau\tau}$ 分布	59
4.7.6	SR における MMC mass 分布	60
4.8	系統誤差の見積もり	63
4.8.1	Object selection	63
4.8.2	Monte Carlo modeling	64
4.8.3	Process rate	64
<b>第 5 章</b>	<b>標準模型 Higgs 粒子への制限</b>	<b>66</b>
5.1	制限の計算法	66
5.1.1	Fit 結果	67
5.2	生成断面積への制限	71
5.3	超過の優位性	72
5.4	信号強度の測定	73
5.5	Signal strength( $\mu_{\text{VBF,VH}}, \mu_{\text{ggF}}$ ) の測定	73
<b>第 6 章</b>	<b>考察</b>	<b>75</b>
6.1	湯川カップリングについて	75
<b>第 7 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>76</b>
7.1	今後の展望	76
<b>付録 A</b>	<b>Collinear 近似</b>	<b>77</b>
<b>付録 B</b>	<b>各変数の分布</b>	<b>78</b>
2.1	2jet VBF SR	82
2.2	Boosted SR	83
2.3	2jet VH SR	83
2.4	1jet SR	84
<b>付録 C</b>	<b><math>Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^- E_{\text{T}}^{\text{miss}}</math> の補正</b>	<b>85</b>
3.0.1	2jet VBF $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ CR	85
3.0.2	Boosted,1jet $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ CR	86
3.0.3	2jet VH $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ CR	86
<b>付録 D</b>	<b>系統誤差</b>	<b>87</b>
<b>付録 E</b>	<b>各信号領域における <math>CL_S</math> 制限</b>	<b>91</b>





# 目次

1.1	標準模型における素粒子	1
1.2	Higgs 粒子の生成断面積	2
1.3	Higgs 粒子の生成過程	2
1.4	Higgs 粒子の崩壊分岐比	3
1.5	Signal Topology の概念図	4
1.6	Signal Topology の概念図	5
2.1	LHC 加速器の鑑着図	8
2.2	ATLAS 検出器概要	8
2.3	ATLAS 検出器マグネットシステム	9
2.4	内部飛跡検出器の概要	10
2.5	内部飛跡検出器の構造	11
2.6	内部飛跡検出器の概要	11
2.7	カロリメータの概要	12
2.8	EM カロリメータの構造図	12
2.9	Tile Calo の構造図	13
2.10	ATLAS Trigger System	14
3.1	2010,2011,2012 年のルミノシティの変移	15
3.2	$\langle N_{\text{int}} \rangle$ に分布	16
3.3	PeriodC における FCal HV 問題	17
4.1	Electron の $p_{\text{T, isolation}}$ 分布	21
4.2	Muon の $p_{\text{T, isolation}}$ 分布	24
4.3	Jet の $p_{\text{T}}$ と JVF の分布	24
4.4	信号, 背景事象の $m_{\ell\ell}$ の比較	29
4.5	信号, 背景事象の $p_{\text{T}}^{\ell 1} + p_{\text{T}}^{\ell 2}$ の比較	30
4.6	信号, 背景事象の leading jet $p_{\text{T}}$ の比較	30
4.7	信号, 背景事象の STVF $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ の比較	31
4.8	信号, 背景事象の STVF, HPTO $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ の 2D plot の比較	31
4.9	信号, 背景事象の $c_{1,2}$ の比較	32
4.10	信号, 背景事象の $\Delta\phi_{\ell\ell}$ の比較	32
4.11	2jet VBF SR 設定のための信号, 背景事象の各種分布の比較	33
4.12	Boosted Category $m_{\tau\tau}$	35
4.13	Boosted Categorization Distributions	35
4.14	VH Categorization Distributions	36
4.15	1jet Categorization Distributions	37
4.16	$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ embedding method の各段階でのイベントディスプレイ	40
4.17	Embedding サンプルの規格化 1	41
4.18	Embedding サンプルの規格化 2	42

4.19	$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象の比較. . . . .	43
4.20	$m_{\ell\ell}$ と $E_T^{\text{miss}}$ の分布. . . . .	44
4.21	$Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ 事象における $m_{\ell\ell}$ -STVF $E_T^{\text{miss}}$ 2D plot . . . . .	45
4.22	$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ Boosted SR における STVF $E_T^{\text{miss}}$ の分布. . . . .	46
4.23	補正前の $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-+2\text{jet}$ 事象の $m_{\ell\ell}$ 分布 . . . . .	47
4.24	補正前の $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-+2\text{jet}$ 事象の $\Delta\eta_{jj}, m_{jj}$ 分布 . . . . .	47
4.25	$Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-+2\text{jet}$ 事象での 2 つの場合での $\Delta\eta_{jj}$ 分布. . . . .	48
4.26	$Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-+2\text{jet}$ 事象を用いた補正係数 . . . . .	49
4.27	補正後の $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-+2\text{jet}$ CR plot . . . . .	49
4.28	Fakable lepton $p_T$ 分布 . . . . .	51
4.29	Nominal Fake Factor . . . . .	51
4.30	Fake Factor pile-up dependence . . . . .	52
4.31	系統誤差を考慮した Fake Factor . . . . .	52
4.32	Same Sign validation . . . . .	53
4.33	補正後の Top 1jet CR plot . . . . .	55
4.34	補正後の 2jet VBF Top CR plot . . . . .	56
4.35	Mass recostrucion . . . . .	58
4.36	MMC mass recostrucion . . . . .	59
4.37	各質量領域毎の再構成された MMC $m_{\tau\tau}$ 分布 . . . . .	60
4.38	2012 年解析 SR における質量分布 . . . . .	61
4.39	2011 年解析の SR における質量分布 . . . . .	62
5.1	Conditional Fit Results . . . . .	67
5.2	Unconditional Fit Results . . . . .	68
5.3	Profile Likelihood Fit Nuisance Parameter Correlation Matrix と Pill. . . . .	69
5.4	$CL_S$ Limit Combined Category . . . . .	71
5.5	Local p value for all category . . . . .	72
5.6	Signal strength fit . . . . .	73
5.7	$\mu_{\text{VBF,VH}}$ v.s. $\mu_{\text{ggF}}$ 2D plot . . . . .	74
B.1	Lepton $p_T$ before Cut1 . . . . .	78
B.2	$m_{\ell\ell}$ before Cut2 . . . . .	78
B.3	$p_T^{\ell 1} + p_T^{\ell 2}$ before Cut3 . . . . .	79
B.4	leading jet $p_T$ and jet multiplicity( $p_T > 40\text{GeV}$ ) before Cut4 . . . . .	79
B.5	$E_T^{\text{miss}}$ before Cut5 . . . . .	80
B.6	$x_{1,2}$ before Cut6 . . . . .	80
B.7	$\Delta\phi_{\ell\ell}$ before Cut7 . . . . .	81
B.8	VBF Categorization Distributions . . . . .	82
B.9	Boosted Categorization Distributions . . . . .	83
B.10	VH Categorization Distributions . . . . .	83
B.11	1jet Categorization Distributions . . . . .	84
E.1	各々の SR に対する $CL_S$ Limit . . . . .	91
F.1	2012 年解析 SR における $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ MC を用いた質量分布. . . . .	92
F.2	$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ MC を用いた Combined $CL_S$ Limit . . . . .	93
F.3	各々の SR に対する $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ MC を用いた $CL_S$ Limit . . . . .	93

# 目次

1.1	$\tau$ lepton の崩壊まで考慮した $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$ の生成断面積	3
1.2	背景事象の生成断面積 ( $\times$ 分岐比) の比較.	5
2.1	LHC の各パラメータ	7
2.2	内部飛跡検出器の設計値と空間分解能	10
3.1	2011 年各データ Period に取得されたデータ量	15
3.2	2012 年各データ Period に取得されたデータ量	15
3.3	用いた MC サンプルの一覧.	19
4.1	Electron Selection Criteria	22
4.2	Muon Selection Criteria	23
4.3	Jet Selection Criteria	25
4.4	2012 年衝突実験において用いたトリガー	27
4.5	2011 年衝突実験において用いたトリガー	27
4.6	Event Selection Criteria	29
4.7	Signal Region Categorization Criteria	33
4.8	Inclusive, $p_T^{\tau\tau} > 130$ GeV それぞれに対する MMC mass の Fit 結果	34
4.9	Selection Criteria for 2011 0jet SR	38
4.10	$m_{\ell\ell}$ カット後の Embedding サンプルの規格化定数. actor. エラーは統計的な不定性のみ示してある.	41
4.11	$p_T^{\ell 1} + p_T^{\ell 2} > 35$ GeV カット後の Embedding サンプルの規格化定数. エラーは統計的な不定性のみ示してある.	42
4.12	Embedding サンプルの規格化定数.	43
4.13	$Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ 事象における領域 ABCD の定義	44
4.14	$Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ CR Criteria	45
4.15	$Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ CR 事象数	45
4.16	$Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ mismodeling factor	46
4.17	LNT lepton selection criteria.	50
4.18	Top bakcground の補正係数	54
4.19	Top bakcground の補正係数の系統誤差の見積もり	54
4.20	MMC, Collinear mass の Fit 結果.	58
4.21	各質量領域毎の MMC $m_{\tau\tau}$ の Fit 結果.	59
4.22	Fake factor method における事象数. それぞれ第一項が中心値, 第二項が統計誤差を考慮した場合の事象数の差, 第 3 項が Fake factor の系統誤差を考慮した場合の事象数の差.	65
5.1	Fit 後の Nuisance Parameter	70
C.1	2jet VBF $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ CR における $E_T^{\text{miss}}$ の補正係数の系統誤差の見積もり.	85
C.2	Boosted, 1jet $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ CR における $E_T^{\text{miss}}$ の補正係数の系統誤差の見積もり.	86
C.3	2jet VH $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ CR における $E_T^{\text{miss}}$ の補正係数の系統誤差の見積もり.	86

D.1	2012 年 VBF SR カテゴリーにおける系統誤差. . . . .	87
D.2	2012 年 Boosted SR カテゴリーにおける系統誤差. . . . .	88
D.3	2012 年 VH SR カテゴリーにおける系統誤差. . . . .	89
D.4	2012 年 1jet SR カテゴリーにおける系統誤差. . . . .	90

# 第1章 序章

## 1.1 標準模型概論

電弱対称性の破れのメカニズムと質量の根源を明らかにすることは, Large Hadron Collider (LHC) における物理探索のひとつの集大成である [1, 2, 3, 4]. 素粒子標準模型 (Standard Model, 以下 SM と表記する場合はこれを指す) はこのメカニズムは Higgs 粒子と呼ばれるスカラー粒子の存在を要求している. 先の実験的結果と標準模型によれば, Higgs 粒子は軽いことが示唆されている.

The Standard Model						
		Fermions			Bosons	
Quarks		<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>γ</b> photon	<b>H</b> Higgs boson
		<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>Z</b> Z boson	
Leptons		<b>ν<sub>e</sub></b> e neutrino	<b>ν<sub>μ</sub></b> μ neutrino	<b>ν<sub>τ</sub></b> τ neutrino	<b>W</b> W boson	force carriers
		<b>e</b> electron	<b>μ</b> muon	<b>τ</b> tau	<b>g</b> gluon	

図 1.1: 標準模型における素粒子の一覧

図 1.1 は現在の素粒子における”標準模型”の粒子を表している. 標準理論は 17 種類の粒子を用いて体系付けられた理論である. 強い力, 弱い力, 電磁気力を記述しており, これまでの実験結果を精密に予言している優れた理論である.

標準模型で唯一, Higgs Boson と呼ばれるスカラー粒子のみ未発見であり, 過去 45 年以上にわたって探索が行われてきたがその兆候すらつかめていなかった. しかし, 2012 年 7 月 4 日, LHC で衝突実験を行っている ATLAS 実験と CMS 実験が Higgs 粒子らしきものを観測したと発表した. 本研究では  $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l^+l^- + 4\nu$  を用いて Higgs 粒子の探索を行った. その研究の意義については以下の節で述べる.

## 1.2 LHC における Higgs 粒子

LHC は陽子同士を 2012 年 4.0 TeV (2011 年は 3.5 TeV) で衝突させ世界最高の重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 8$  (7) TeV での運転を行った. そのため LHC では比較的軽い Higgs 粒子について, 大きな生成断面積での生成が予測される. ここでは LHC で生成可能な Higgs 粒子について, 生成断面積と崩壊分岐比の 2 点に注目し, 本研究の意義を解説する.

## 1.2.1 Higgs 粒子の生成断面積と生成過程

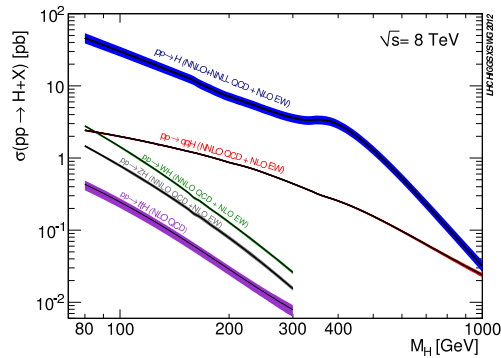


図 1.2: 標準模型における Higgs 粒子の生成断面積. 青線がグルーオンフュージョン過程で最も大きな断面積を持つ. 次いで黄線がベクターボソンフュージョン過程で, さらに緑線が W ボソンアソシエイト過程, 灰線が ZH アソシエイト過程, 最後の紫線が ttH アソシエイト過程である.

図 1.2 に重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  での陽子陽子衝突での標準模型 Higgs 粒子の生成断面積を Higgs 粒子の質量の関数として示している [5]. グルーオンフュージョン (以下 ggF と記述) が最も生成断面積が大きく, 次いでベクターボソンフュージョン (以下 VBF と記述), ベクターボソンアソシエイト (以下, VH と記述) と続く. 図 1.3 に ggF, VBF, VH の基本的なダイアグラムを示す.

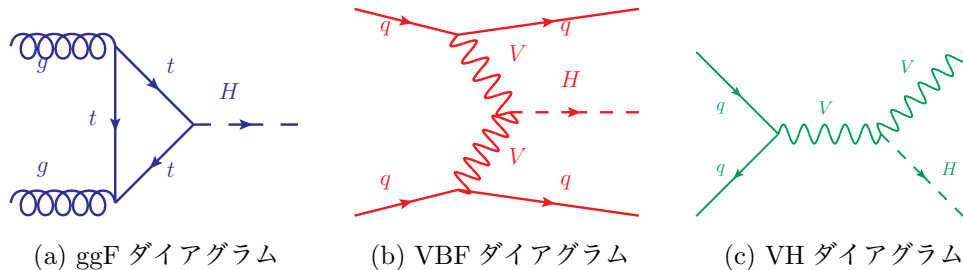


図 1.3: 本研究で探索する標準模型における Higgs 粒子の生成過程. それぞれ (a) ggF, (b) VBF, (c) VH, 過程である.

### グルーオンフュージョン ggF:

グルーオンがクォークループを経て Higgs 粒子になる. ループに回るフェルミオンはグルーオンとのカップリングが強いものが現れるため, フェルミオン中最も重いトップクォークが回る. ggF 過程は HIGLU [6] と ggh@nnlo [7] によって Next-to-Next to Leading Order (NNLO) まで計算されている. 特徴的なトポロジーとして, グルーオンから高い運動量が jet がやすいということである.

### ベクターボソンフュージョン VBF:

2つのクォークからベクターボソンが生成され, その2つのベクターボソンから Higgs 粒子が生成される. VBF 過程は本解析において非常に重要であるため, 詳しくは本解析における Signaltopology 1.5 節で解説する. また生成断面積は VBF@NNLO [8, 5] により NNLO まで計算されている.

### ベクターボソンアソシエイト VH:

ベクターボソンが Higgs 粒子を吐き出す形であり, ベクターボソンの崩壊で生まれるジェットやレプトンを要求することで感度が上がる. NNLO QCD + NLO electro-weak (EW) scale [9, 10] によって計算される.

### 1.3 Higgs 粒子の崩壊過程

Higgs 粒子は重い素粒子と結合しやすく, 自身の質量の半分よりも軽い粒子の中で最も重い粒子へと崩壊する性質を持っている. 特に, 150GeV 以下の低質量と呼ばれる領域では様々な粒子へと崩壊することが可能である. また低質量であるため大きな生成断面積を持つ. 図 1.4 (a) は各質量における Higgs 粒子の崩壊分岐比 (Br) で, (b) はその崩壊分岐比を考慮した主なチャンネルの生成断面積 ( $\sigma \times \text{Br}$ ) である.

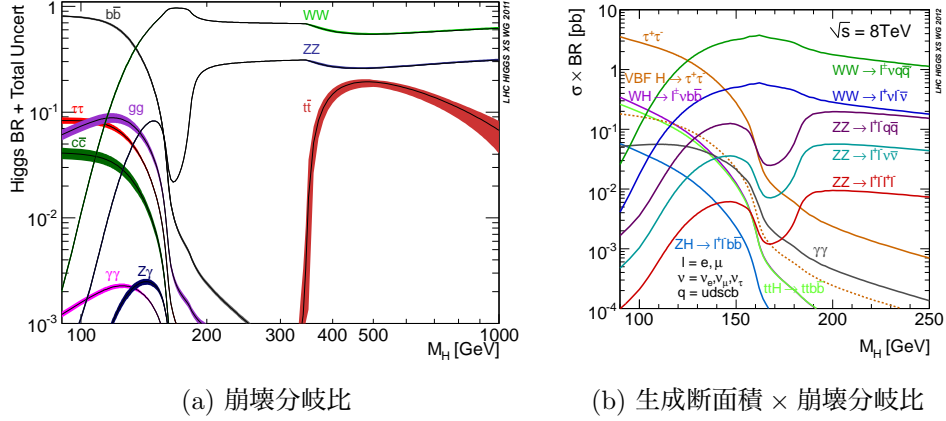


図 1.4: 標準模型における Higgs 粒子の終状態ごとの崩壊分岐比とそれを考慮した生成断面積である.

本解析チャンネルである  $H \rightarrow \tau\tau$  崩壊過程は図 1.4 からわかる通り, 低質量領域で非常に大きな生成断面積を持っている. 本研究では両方の  $\tau$  lepton が  $\tau \rightarrow l\nu$  ( $l = e, \mu$ ) に崩壊する過程を用いる.  $\tau$  lepton の崩壊まで含めた生成断面積を表 1.1 にまとめる.

表 1.1:  $\tau$  lepton の崩壊まで考慮した  $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$  の生成断面積. 単位は pb

	合計	ggF	VBF	WH	ZH
100 GeV	0.362	0.317	0.021	0.015	0.008
105 GeV	0.324	0.285	0.020	0.013	0.007
110 GeV	0.288	0.253	0.018	0.011	0.006
115 GeV	0.250	0.220	0.016	0.009	0.005
120 GeV	0.215	0.189	0.015	0.007	0.004
125 GeV	0.178	0.157	0.013	0.006	0.003
130 GeV	0.142	0.125	0.010	0.004	0.002
135 GeV	0.109	0.096	0.008	0.003	0.002
140 GeV	0.079	0.070	0.006	0.002	0.001
145 GeV	0.055	0.048	0.004	0.001	0.001
150 GeV	0.035	0.031	0.003	0.001	0.0009

特に  $m_H = 125$  GeV では, 合計で 0.178pb の生成断面積を持つ. これは  $\tau$  lepton の leptonic 崩壊の分岐比約  $0.36^2$  がかかるため  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  チャンネル全体の約 9% となっている. また, 他の Higgs 粒子の崩壊過程, 特に終状態に同じ 2 つの lepton と  $E_T^{\text{miss}}, \text{jet}$  が存在する  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$  チャンネルの生成断面積 0.5pb と比べて約 2.8 倍低くなっている.

### 1.4 $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$ の重要性

Higgs 粒子の発見は標準模型の完成を意味しており, 真空には様々なものが詰まっていることが素粒子物理学では期待されるが, Higgs 粒子の発見はその実験的な証拠となり, 素粒子物理学だけではなく宇宙物理学でも極めて重要である.



2012年7月4日, ATLAS, CMS 両実験によって Higgs 粒子らしき新粒子の発見が発表された. この新粒子が Higgs 粒子であった場合, Higgs 粒子が ggF 生成過程で見つかったことになり, top クォークとの湯川結合はあると考えられる. そのため残る湯川結合は lepton との結合である.

本解析は Higgs 粒子とフェルミオンとの湯川結合の直接的な証明, 特に, lepton との結合を測定することが可能であるという点で非常に重要である. フェルミオンとの湯川結合について, Higgs 粒子はスカラー場であることが要請され, よって弱いゲージ場は質量を持てる. しかし, クォーク等のフェルミオンは湯川結合を仮定し初めて質量を獲得する. この質量は真空期待値に比例することが知られており, これを lepton において確認することが現在, 最も重要である.

以上により, 本研究は高い発見可能性を持つ  $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$  を用いて, 尚且つ lepton との湯川結合の有無を検証できる重要な研究である.

## 1.5 Signal topology

本解析における Signal topology として, 重要な点は2つある. 1つは, 崩壊過程を考えた場合, Higgs 粒子から崩壊した  $\tau$  lepton は質量はその運動量に比べて無視でき,  $\tau$  lepton の崩壊で生じる lepton ( $e, \mu$ ) とニュートリノは元の  $\tau$  lepton と同じ方向に放出される. これを Collinear な崩壊と呼び, 両方の  $\tau$  lepton が Collinear な崩壊をするため, 放出される4つのニュートリノのベクトル和は観測された2つの lepton のベクトル和の向きに等しい. このニュートリノのベクトル和を横運動量損失  $E_T^{\text{miss}}$ <sup>1</sup> として観測される. しかし, 両方の  $\tau$  lepton が back-to-back に崩壊するとニュートリノのベクトル和は打ち消しあい  $E_T^{\text{miss}}$  が観測されないことがある. したがって, 本解析では Higgs 粒子がブーストされた事象, すなわち Higgs 粒子の横運動量  $p_T$  が比較的大きいことを要求し, 崩壊して生じる2つの  $\tau$  lepton が back-to-back にならないようなトポロジーを選択する.

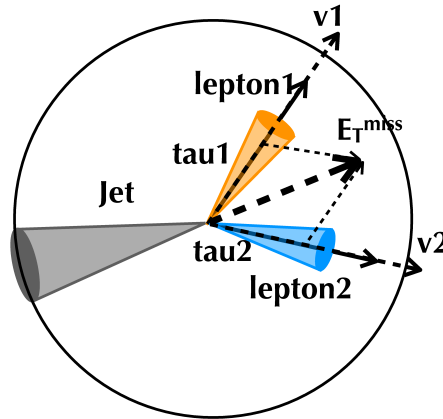


図 1.5: Transverse 方向から見た Signal Topology の概念図である. 灰色コーンを jet, 青, 黄色コーンが元の  $\tau$  lepton, そこから伸びる実線矢印が崩壊して生じた lepton ( $e, \mu$ ), 点線がニュートリノを表現しており, 太い点線矢印がそれらのベクトル和の  $E_T^{\text{miss}}$  を表している.

図 1.5 にその概念図を示し, これを纏めると高い横方向運動量の jet と2つの lepton,  $E_T^{\text{miss}}$  が観測され,  $E_T^{\text{miss}}$  が lepton の transverse 方向の間にあるトポロジーである. 本研究ではこれを Signal topology と定義する.

もうひとつの重要なトポロジーとして, Higgs 粒子の生成過程を考えた場合, VBF 生成過程のトポロジーが特徴的である. VBF 過程を考えた場合, Higgs 粒子と共に生成される jet の kinematics が特に特徴的で, Higgs 粒子を生成する大元となるクォークが質量の重いベクターボソンを生成するため, 2つのクォークは比較的高いエネルギーを持った jet として検出器の前後に観測される. また, ベクターボソンから Higgs 粒子が生成される過程

<sup>1</sup> $E_T^{\text{miss}}$  とは missing  $E_T$  (消失横運動量) と呼ばれ, 横方向の全運動量のベクトル和をとったものの逆ベクトルとなる. これは崩壊生成物のうちのニュートリノがになっているものである.

において QCD カラー荷が存在しないため, Higgs 粒子の崩壊による粒子の周辺には比較的大きなエネルギーを持った jet が観測されないという特徴がある.

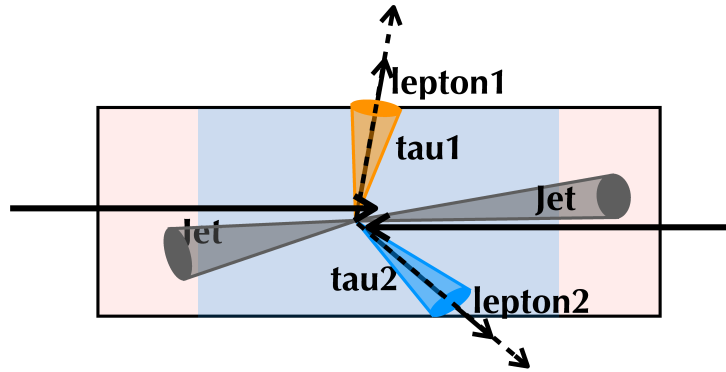


図 1.6:  $\eta$  方向から見た VBF Signal Topology の概念図. 灰色コーンを jet, 青, 黄色コーンが元の  $\tau$  lepton, そこから伸びる実線矢印が崩壊して生じた lepton ( $e, \mu$ ), 点線がニュートリノを表現しており, 太い実線矢印は陽子の衝突を表す.

図 1.6 にその概念図を示し, これをまとめて, 以下のような特徴をもつ事象を本研究では VBF Signal topology とする.

- 高い運動量の 2 つの jet が観測されている.
- 2 つの jet が  $\eta$  方向<sup>2</sup> で離れていることを要求する.
- 2 つの jet は高いエネルギーで離れた角度で放出されるためそれらの jet の不変質量は大きくなる.
- 2 つの jet はカラー荷がなく前後方に放出される 2 つの jet の他に高い運動量を持った jet がいないこと.

本解析ではこれらの Signal Topology を特に重視した事象選択を行った.

## 1.6 背景事象について

本解析チャンネルで背景事象となる標準模型でのプロセスを以下の表 1.6 に一覧をまとめる.

表 1.2: 背景事象の生成断面積 ( $\times$  分岐比) の比較. それぞれ重心系エネルギーが 8 TeV の場合である. また  $l = e, \mu$  or  $\tau$  である.

Process	Cross-section (pb $\times$ BR)
$W (\rightarrow l\nu)+jets$	$12.2 \times 10^3$
$Z/\gamma^* \rightarrow ll+jets (m_{ll} > 10 \text{ GeV})$	$5.51 \times 10^3$
$t\bar{t}$	238
Single top-quark $t, s$ and $Wt$ -channels	87.8, 5.6, 22.4
$WW, WZ$ and $ZZ (M_{Z/\gamma^*} > 20 \text{ GeV})$	53.9, 22.3, 7.3
QCD multi-jet ( $p_T > 8 \text{ GeV}$ )	$1.06 \times 10^4$

本解析では, 2 つの  $\tau$  lepton がどちらもレプトニック崩壊し, 終状態に electron もしくは muon が 2 つ, ニュートリノから生じる  $E_T^{\text{miss}}$  と jet を要求する. すなわち, 背景事象としてもこれらが存在するものが考えられる. それぞれの背景事象について解説する.

### $Z/\gamma^* \rightarrow ll+jets$

本解析での終状態は 2 つの lepton が存在する. この背景事象も同じく 2 つの lepton を終状態に存在し,

<sup>2</sup> $\eta$  とは擬ラピデティと呼ばれコライダー実験で良く用いられる座標系. 2.2.1 で説明する.

本解析の Signal Topology と似ていて本解析における最も大きな背景事象である。また  $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell + \text{jets}$  過程は生成断面積も大きいため、本解析の最も重要な背景事象である。この  $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell + \text{jets}$  の見積もりは、 $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  (4.6.1 節) と  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  (4.6.2 節) と分けて見積もる。

### $W (\rightarrow \ell\nu) + \text{jets}$

W boson のレプトニック崩壊から生じる lepton とニュートリノからの  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$  が生じ、生成断面積も非常に大きい。そして jet が lepton に誤認識される場合 (Fake lepton) に本解析の背景事象となる。この Fake lepton は MC シミュレーションで見積もることが困難なため観測データを用いて評価する。これは 4.6.3 節で詳しく述べる。

### $t\bar{t}$

生成断面積も比較的大きく、2つの top クォークのレプトニック崩壊 ( $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^- \rightarrow \ell^+\nu b\ell^-\nu\bar{b}$ ) を終状態にもつ場合、本解析の背景事象となる。しかし、ほぼ 100%  $t \rightarrow Wb$  という崩壊をし、この b クォークを b-tagging し事象選択で排除することで抑えることが出来る。 $t\bar{t}$  の評価は single-top と合わせて 4.6.4 で詳しく述べる。

### Single-top

single-top も  $t\bar{t}$  と同様に top クォークのレプトニック崩壊からの lepton が観測されるが、基本的に終状態において lepton は 1 つしか存在しない。しかし、b クォークのセミレプトニック崩壊から生じる、主に muon が存在する場合や、jet が lepton に誤認識された場合に本解析の背景事象となり得る。ただし、生成断面積が  $t\bar{t}$  に比べて小さいことと、b-tagging により抑えることが可能なため寄与は小さい。本解析において  $t\bar{t}$  と共に 4.6.4 で詳しく述べる。

### Di-boson

Di-boson プロセスは W, Z boson のレプトニック崩壊からの lepton が 2 つ存在する場合、本解析の背景事象となる。しかし、di-boson プロセスは他の背景事象に比べて生成断面積が小さいため寄与は小さく本解析では MC シミュレーションを用いて全て評価した。

### QCD multi-jet

multi-jet プロセスは LHC における反応事象において最も大きい生成断面積をもつがその生成断面積は他のプロセスに比べて大きな不定性も含む。これは LHC の QCD multi-jet のそのほとんどがグルーオンから生成されるが、グルーオンの PDF (Parton Distribution Function) の不定性が大きいためである。また jet が lepton に誤認識される場合、本解析の背景事象となるが、jet  $\rightarrow$  lepton と誤認識される確率は  $\mathcal{O}(10^{-3})$  程度であるため、2つの jet がどちらも誤認識され、Fake lepton 事象として本解析の背景事象となる事象は非常に小さい。基本的に大きな  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$  が存在しないため、ある程度  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$  を要求することでほぼ全てを抑えることが可能である。

### $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$

Higgs 粒子の他の崩壊過程、特に本解析チャンネルと同じ終状態の  $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$  が 125 GeV において生成断面積も大きく本解析チャンネルの背景事象となり得る。生成断面積は約 2.8 倍だが、本解析チャンネルの信号領域、SR は  $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$  に最適化されているため最終的な  $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$  の信号事象の混入は  $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$  に比べて少ない。また、現在の  $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$  の研究によると、信号強度  $\mu$  について標準模型と異なる値を支持する積極的な理由はない。本解析では最終的な  $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$  の信号事象を観測データでフィットする際に  $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$  の  $m_H = 125$  GeV 信号事象を信号強度  $\mu$  を 1.0 にして背景事象として考えて、フィットに考慮した。

# 第2章 Large Hadron Collider と ATLAS 検出器

## 2.1 Large Hadron Collider

Large Hadron Collider (LHC) は、欧州原子核研究機構 (CERN) がスイス、ジュネーブの地下 100 m に位置するトンネル内に設置した、陽子陽子衝突型加速器である。表 2.1 に示す様に、重心系エネルギー 8 TeV という過去最高のエネルギーフロンティアにおいて、 $7.0 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  もの瞬間ルミノシティで陽子陽子衝突を起こすことで、Higgs 粒子の発見による標準模型の完成と標準模型を超える新物理の探索を目標とする装置である。

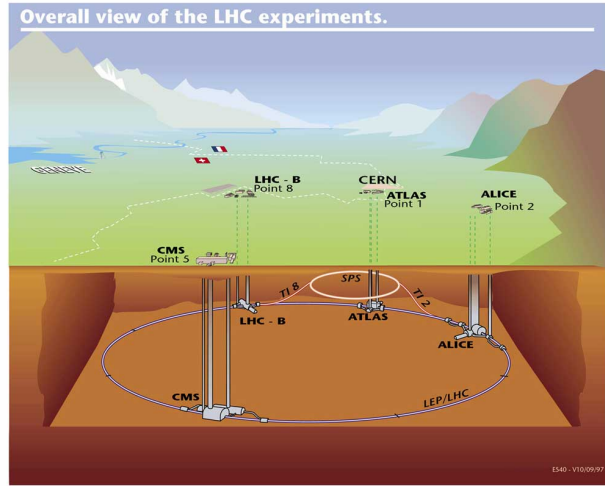
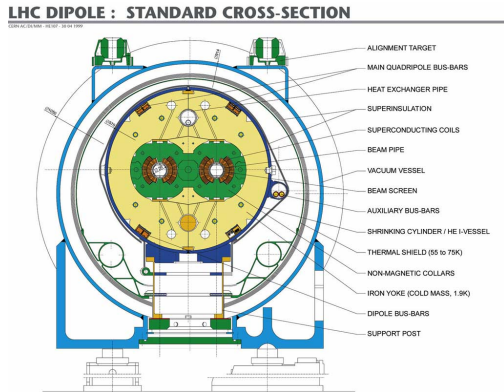
LHC は図 2.1 (a) に示したような断面を持つ Dipole Magnet (長さ 11 m) を 1232 本つなぎあわせることで円状に構成されている。磁場の発生には超伝導磁石が使用されており、1.9 K まで冷却した上で 4.7 T を保ち陽子を周回させる。

LHC は正の電荷を持つ陽子同士を反対方向に周回させるため、ビームパイプが 2 本必要となる。それらが交わる衝突点は全部で 4 箇所用意されており、それぞれに ATLAS, ALICE, CMS, LHCb という巨大な検出器が設置され、ATLAS, CMS の前後には、超前方検出器として特殊な研究を行うための LHCf, TOTEM 検出器が設置されている (図 2.1 の (b))。

表 2.1: LHC の各パラメータ。設計値と 2012 年シャットダウン前の値。

パラメータ	設計値	2012 年シャットダウン前
重心系エネルギー	7+7 TeV	4+4 TeV
Bunch 数	2808	1350
1 バンチあたりの陽子数	$1.2 \times 10^{11}$	$1.2 \times 10^{11}$
瞬間ルミノシティ	$1.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$7.0 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
1 衝突あたりの反応数	23	21

1 事象あたりの反応事象数はすでに設計値に近付いている。



(a) LHC 加速器, DiPole Magnet の断面図

(b) LHC の透視図.

図 2.1: (a) LHC で使われている DiPole Magnet の断面図. 長さは 1 本あたり 11 m. 全部で 1232 本繋がられている. (b) ATLAS, ALICE, CMS, LHCb, LHCf, TOTEM の検出器が設置されている.

## 2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器 [11] (図 2.2) は LHC Point1 に設置される汎用検出器で. 直径 25 m, 長さ 44 m, 総重量 7000 t になる非常に大型な検出器である.

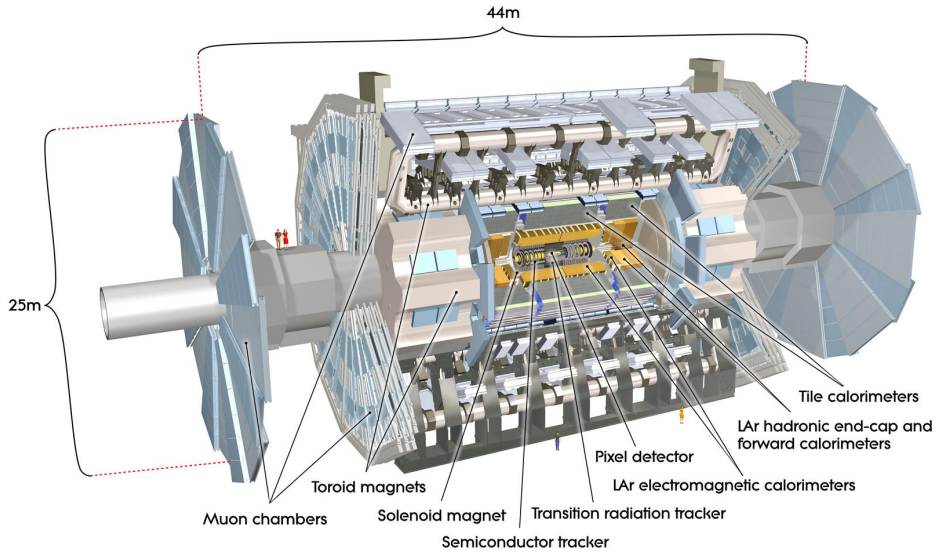


図 2.2: 直径 25 m, 長さ 44 m, 総重量 7000 t になる非常に大型な汎用検出器である.

ATLAS 検出器は大きく見て, バレル型と呼ばれる円筒形領域とエンドキャップと呼ばれる蓋型の 2つの領域に分けられる. LHC において発見が期待される新物理や標準模型の精密測定のため, 以下のような要請のもと設計されている.

- 電磁カロリメータによる電子や光子のエネルギーの高精度測定.
- ハドロンカロリメータによる jet の正確な測定と消失横運動量 ( $E_T^{\text{miss}}$ ) の測定.

- 飛跡検出器による運動量の高精度測定, 電子/光子の区別や  $\tau$  lepton や  $b$  クォーク等の粒子同定.
- 大きな擬ラピディティ ( $\eta$ ) 領域と前方位角のカバー.
- 物理的興味のある事象に対して, 高い検出効率を達成するための低い  $p_T$  領域までの粒子の測定を可能にするトリガーシステム.

### 2.2.1 ATLAS 実験における座標系

ATLAS で使用される座標系の定義を述べる. ATLAS は衝突点を原点にとり, ビーム軸方向を  $z$  軸, それと直交する  $x-y$  平面について方位角  $\phi$  として,

$$\begin{aligned}\phi &= \tan^{-1}(y/x), \\ r &= \sqrt{x^2 + y^2}, \\ \theta &= \cot^{-1}(z/r),\end{aligned}\tag{2.1}$$

と極角  $\theta$  をとり, さらに衝突器実験ではしばしば用いられる, 衝突粒子のビーム軸方向のローレンツブーストを考慮した擬ラピディティ  $\eta$  を

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2},\tag{2.2}$$

と定義し, 通常極角  $\theta$  の代わりに用いる. また 2 つの physics object 間の距離  $\Delta R$  を

$$\begin{aligned}\Delta\eta &= \eta_1 - \eta_2, \\ \Delta\phi &= \phi_1 - \phi_2, \\ \Delta R &= \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2},\end{aligned}\tag{2.3}$$

と定義し用いる.

### 2.2.2 マグネットシステム

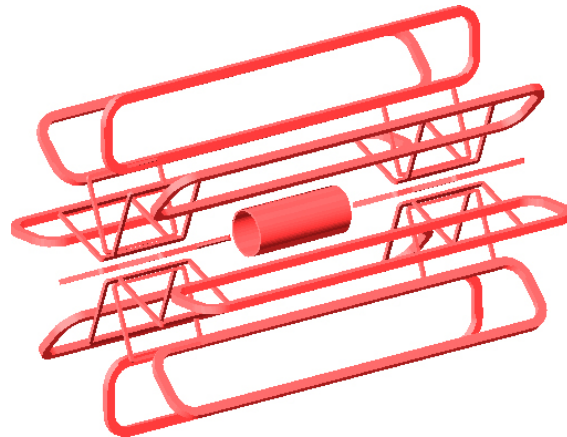


図 2.3: ATLAS 検出器マグネットシステムの概略図. 中心の円筒形コイルがソレノイド, その他がトロイダルマグネットで構成されている.

ATLAS 検出器の特徴として挙げられるのがマグネットシステムである. ATLAS 検出器はソレノイド, トロイダルの 2 種類のマグネットを用いており, CMS 検出器と比較して複雑な磁場を検出器内に持っている. この磁場を用いて粒子の運動量を測定する.

内側の位置するソレノイドマグネットは内部飛跡検出器内に 2 T のソレノイド磁場を作る. 一方, 外側のトロイダルマグネットは 8 つの空心の鉄コイルで形成されており, 大きさは外径 20 m, 全長 26 m になる巨大なマグネットである.



## 2.2.3 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は衝突点から最も近い場所に設置されており、超電導ソレノイドマグネットの内側に位置する。連続的な飛跡再構成を目的としており、内側から、ピクセル検出器 (Pixel) , シリコンマイクロストリップ検出器 (SemiConductor Tracker:SCT) 遷移放射側ストローチューブ位置検出器 (Transition Radiation Tracker:TRT) の3つで構成される。図 2.4 に内部飛跡検出器の全体図を示す。

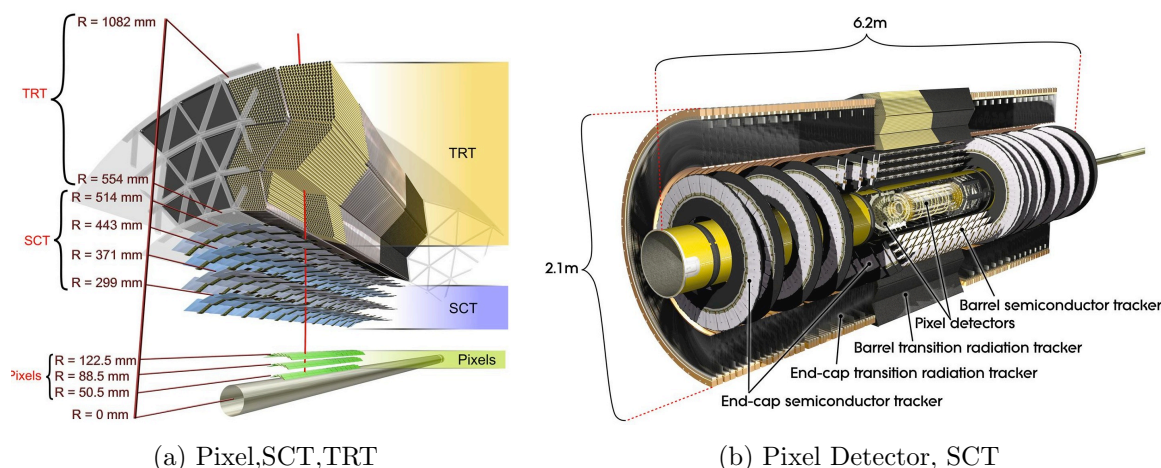


図 2.4: 内部飛跡検出器の概要.

内部飛跡検出器は粒子の横方向運動量  $p_T$  やその電荷の測定, 飛跡の再構成を主目的とする。内部飛跡検出器の各分解能とチャンネル (ch) 数とその設置領域を表 2.2 に示す。またインパクトパラメータ分解能は以下の様にシミュレーションを用いて見積もられている。

$$\begin{aligned}
 \sigma(1/p_T) &= 0.00036 \oplus \frac{0.013}{p_T \sqrt{\sin \theta}} \text{GeV}^{-1} c, \\
 \sigma(d_0) &= 12 \oplus \frac{88}{p_T \sqrt{\sin \theta}}, (\mu\text{m}), \\
 \sigma(z_0) &= 96 \oplus \frac{160}{p_T \sqrt{\sin \theta}}, (\mu\text{m}),
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

第二項は  $p_T$  依存項で,  $p_T$  が高くなればトラックが直線に近づき再構成の際に曲率半径が大きくなる。そのため  $p_T$  の測定精度が悪くなる。

表 2.2: 内部飛跡検出器の設計値と空間分解能

検出器	配置	位置分解能 ( $\mu\text{m}$ )	ch 数 ( $\times 10^6$ )	$\eta$ 領域
Pixel	b-layer	$r\phi = 12, z = 66$	16	$\pm 2.5$
	バレル部	$r\phi = 12, z = 77$	81	$\pm 1.7$
	前方部	$r\phi = 12, z = 60$	43	$1.7 \sim 2.5$
SCT	バレル部	$r\phi = 16, z = 800$	3.2	$\pm 1.4$
	前方部	$r\phi = 16, z = 800$	3.0	$1.4 \sim 2.5$
TRT	バレル部	170/straw	0.1	$\pm 0.7$
	前方部	170/straw	0.32	$0.7 \sim 2.5$

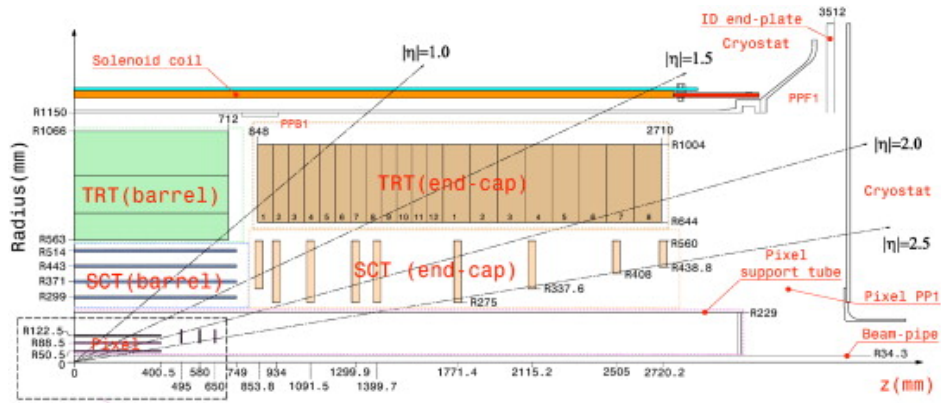


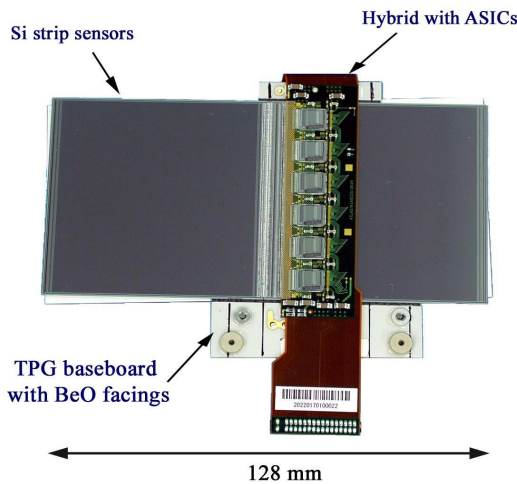
図 2.5: 内部飛跡検出器の構造. トラッキングは  $|\eta| < 2.5$  ( $\theta \sim 10^\circ$ ) に限られる.

### 2.2.3.1 Pixel Detector

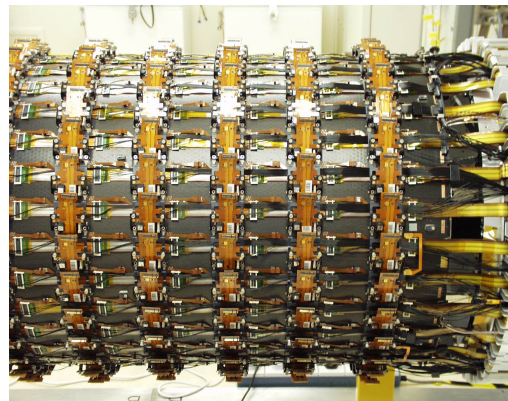
Pixel detector はビームパイプから 4 ~ 10 cm の最内層にある半導体検出器で, バレル部に 3 層, 前後方部に 3 層設置され, 高い位置分解能を持ち, 衝突点や 2 次衝突点の測定を可能にする. 最内層 (b-layer,  $R = 51$  mm の位置する) ではピクセルが  $50 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ , 他層は  $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$  となっており, 非常に高いイベントレートに対応するために 2 次元の読み出しになっていることが特徴である.

### 2.2.3.2 SCT (SemiConductor Tracker)

SCT はビーム軸から 30 ~ 53 cm に設置されている. 半導体ストリップセンサーが  $80 \mu\text{m}$  ピッチで並んだものを  $40 \text{ mrad}$  ずらして合わせて 2 次元読み出しを可能にしている. バレル領域では円筒状に 4 層, エンドキャップには両サイドで計 18 枚のディスクで形成される. 図 2.6 に SCT のモジュールと設置の様子を示す.



(a) SCT モジュール



(b) SCT バレル部分の様子

図 2.6: 内部飛跡検出器の概要.

### 2.2.3.3 TRT (Transition Radiation Tracker)

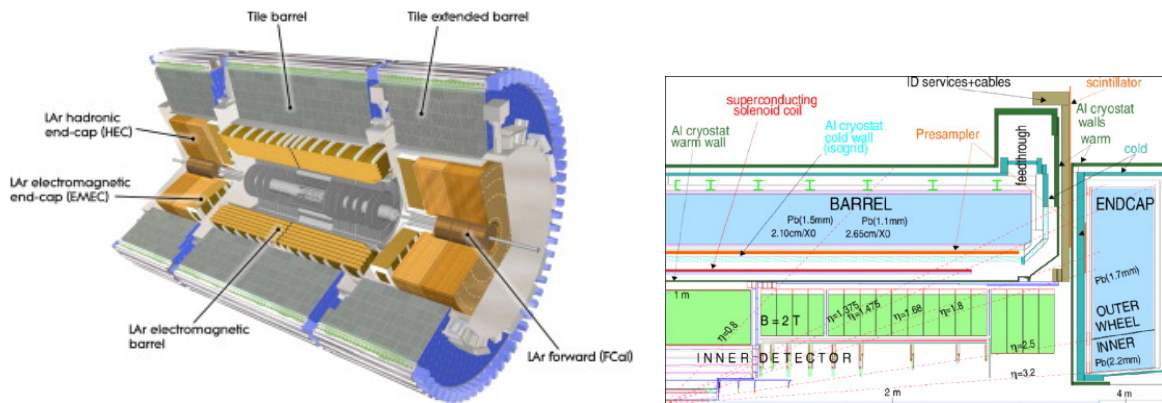
TRT はイオン化検出器としてストロー型のドリフトチューブを並べた連続飛跡検出器である. ストローは太さ 4 mm, 長さ 144 mm で中心に直径  $30 \mu\text{m}$  の金メッキが施されたタングステン製の読み出しワイヤーが張られ



ている。遷移放射とは相対論的粒子が非一様な物質中を通過する際、光子を放出する現象である。この際、放射する光子のエネルギーは $\gamma$ -factor に比例するため、これを利用して電子と $\pi$ 粒子等の識別が可能である。粒子識別を行うために、TRT では2つの threshold を設けている。1つ目は low threshold として、粒子のイオン化エネルギー損失を判別するため 0.2 keV 程度、2つ目は high threshold は電子による遷移放射を識別するためのもので 6 keV 程度で設けられている。

## 2.2.4 カロリメータ

カロリメータの種目は電子や光子、jet 等のエネルギーと角度の測定である。ATLAS のカロリメータは電磁カロリメータ (EMCalo) とハドロンカロリメータ (HCalo) に分けられており、広い $\eta$ 領域をカバーする構造となっている。図 2.7 にカロリメータの構造図と $\eta$ 領域でのカバー範囲を示す。



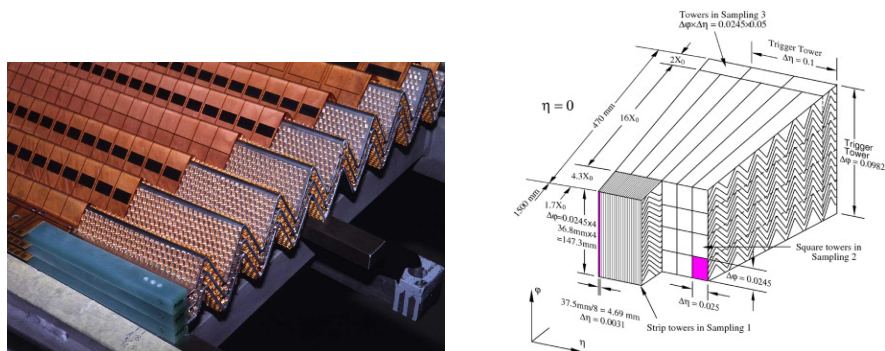
(a) カロリメータの構造図

(b) カロリメータの $\eta$ 領域のカバー範囲

図 2.7: (a) カロリメータの構造図, 内側に電磁カロリメータがあり, 外側にハドロンカロリメータが位置する。また前後方部にはそれぞれフォワードカロリメータが設置されている。

### 2.2.4.1 電磁カロリメータ

電磁カロリメータはバレル部 ( $|\eta| < 1.475$ ) とエンドキャップ部に ( $1.375 < |\eta| < 1.475$ ) から成り、吸収体の鉛と銅電極をアコーディオン状にし液体アルゴンを用いたサンプリングカロリメータである。(図 2.8 (a)) アコーディオン状にすることにより、全ての読み出しをカロリメータ後方から行い方位角方向に不感領域を作ることなく一様な測定が出来る。またバレル部分では  $22 \sim 33X_0$  ( $X_0$ :放射長), エンドキャップ部分では  $24 \sim 38X_0$  の厚さを持っており、電子や光子のエネルギーの精密な測定を可能にしている。



(a) EM カロリメータのアコーディオン構造

(b) EM カロリメータの構造図

図 2.8: (a) EM カロリメータの構造図,

図 2.8 (b) に電磁カロリメータのバレル部の一部を示す. 電磁カロリメータは 3 層に分かれており, 1 層目は高い位置分解能を可能にするため  $\eta$  方向に細かく分割されている. 2 層目はエネルギーを正確に測定するために最も厚くなっており, 電子や光子のほぼ全てがここで止まり, 3 層目にエネルギー損失が観測されないことが要求される. このカロリメータの分解能は, エネルギー  $E$  を GeV 単位として,

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{200\text{MeV}}{E} \oplus 0.7\%. \quad (2.5)$$

と表される. 右辺第一項はサンプリング項, 第二項はエレクトロニクス等によるノイズ項, 第三項はキャリブレーション精度や温度依存性による定数項である.

### 2.2.4.2 ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータはバレル部とエンドキャップ部で異なる. バレル部は, 鉄の吸収体とタイル状のシンチレータから成るサンプリングカロリメータである. (図 2.9) タイルは動径方向に垂直に設置されており, 検出器の奥行き方向の測定も可能になっている. 各シンチレータの両側には波長変換ファイバーが付けられており, それぞれ異なる光電子増倍管につながれている. また鉄を約  $11\lambda$  ( $\lambda$ :衝突長) 用いており, jet 対して,

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.0\%. \quad (2.6)$$

のエネルギー分解能を持つ. ( $E$  は GeV 単位)

エンドキャップ部には液体アルゴンカロリメータが用いられており, 鉄の物質量は約  $14\lambda$  であり jet に対してそのエネルギー分解能は,

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.0\%. \quad (2.7)$$

となっている. ( $E$  は MeV 単位)

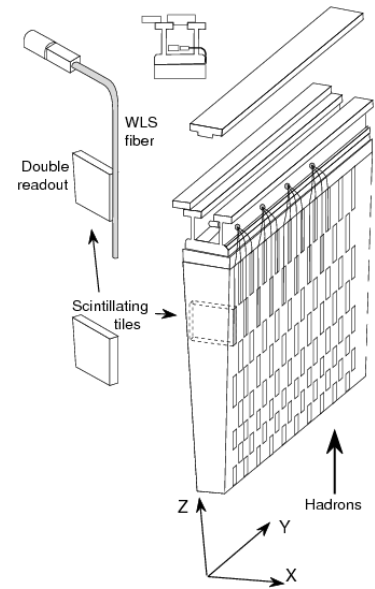


図 2.9: ハドロンカロリメータの構造図,

### 2.2.4.3 フォワードカロリメータ

フォワード部分ではビームパイプに近いため, 耐放射能性が要求される. 1 層目に銅, 2, 3 層目にはタングステンを吸収体を用いてシャワーの広がりを抑えている. このカロリメータの分解能は jet に対して以下のようにになっている.

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%. \quad (2.8)$$

### 2.2.5 ミューオンスペクトロメータ

ミューオンは物質との相互作用が小さくカロリメータで止まらず検出器外へ突き抜ける. このことを考慮しミューオンスペクトロメータは ATLAS 検出器の最外層に, MDT (Muon Drift Tube), CSC (Cathode Strip Chamber) の 2 種類の精密飛跡検出器と, RPC (Radiative Plate Chamber), TGC (Thin Gap Chamber) の 2 種類のトリガーチェンバーからなる.

## 2.2.6 トリガーシステム

LHC のデザインミノシティー ( $10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) では 40 MHz のバンチクロッシングが行われ, ATLAS のトリガーレートは 1 GHz に達する. ATLAS のトリガーシステムではトリガーレートを最終的に 100 Hz 程度に落として物理事象を取得する. そのため 3 段階方式のトリガーシステムにより徐々にレートを抑える. 図 2.10 にその概要を示す.

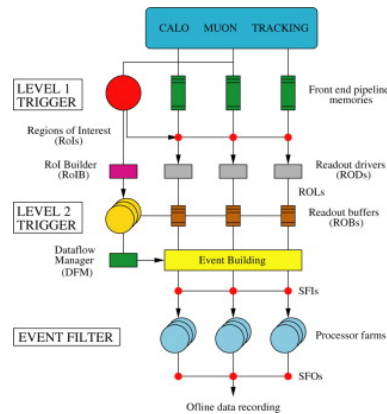


図 2.10: ATLAS 検出器における Trigger system の概略図.

**LVL1 trigger** カロリメータ及びRPC,TGCからの情報を基に各番地に対するトリガー判定を行う. 検出器の情報は  $2.5 \mu\text{s}$  間 LVL1 バッファに保持される. トリガー信号は Derandomizer に送られ, その後測定データは ROD (ReadOut Driver) でイベントごとに収集され ROB (ReadOut Buffer) に送られる. LVL1 ではトリガー信号をフロントエンドに送信する際, RoI (Region of Interest) と呼ばれるトリガー領域を LVL2 に対して送る. LVL1 へのトリガーレートは 100 kHz 程度になる.

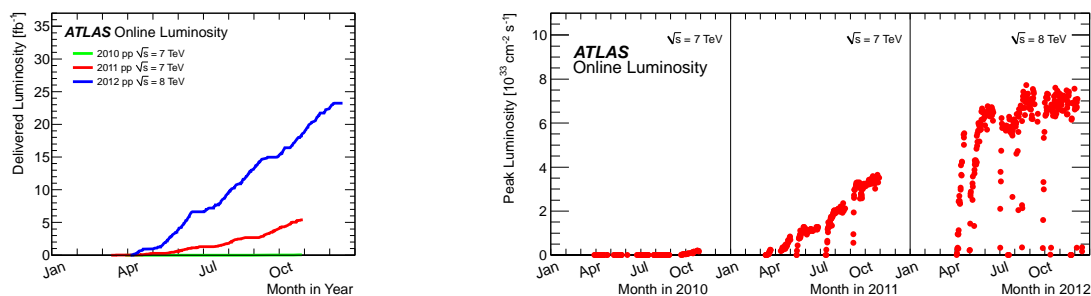
**LVL2 trigger** 検出器の RoI における完全な位置情報をもとにしてトリガー判定を行う. この段階での処理時間は 1 ms/1 事象以下で, トリガーレートは 1 kHz 程度まで落とされる.

**Event Filter** LVL2 を通過したイベントに対してイベントビルダーを通し, Event Filter (以下:EF) では全ての検出器の完全な位置情報を用いて最終的なトリガー判定を行う. EF まで通して最終的にイベントレートは 100 Hz まで落とされ, 300 MB/sec でデータを磁気テープに記録する.

# 第3章 データとモンテカルロサンプル

## 3.1 観測データの測定とデータの Cleaning

実際の衝突実験は各検出器のメンテナンスやキャリブレーション等を挟みながら行われる。これらは大きく Period と呼ばれ、さらに Run Number という単位に区切られる。Run Number はビームバンチをその寿命により捨てられ、新しくするごとにカウントされる。



(a) 積算ルミノシティの変移

(b) 瞬間ルミノシティの変移

図 3.1: 2010,2011,2012 年のルミノシティの変移.

本解析で使用した観測データは,2011 年 7TeV 約  $4.7 \text{ fb}^{-1}$ ,2012 年 8TeV  $13.0 \text{ fb}^{-1}$  の合計  $17.7 \text{ fb}^{-1}$  である。これは 2012 年 11 月に行われた Hadron Collider Physics (HCP) と呼ばれる国際会議で使用されたデータセットを基にしている。以下の表 3.1, 3.2 に 2011 年,2012 年衝突実験における取得データのうち、本解析で用いた Period に取得されたデータ量をまとめる。

表 3.1: 2011 年各データ Period に取得された積算ルミノシティ

Period	B	D	E	F	G	
ルミノシティ [ $\text{pb}^{-1}$ ]	17.54	178.8	50.17	152.2	560.8	
Period	H	I	J	K	L	M
ルミノシティ [ $\text{pb}^{-1}$ ]	278.3	399.2	232.9	660.2	1568.8	1121.8

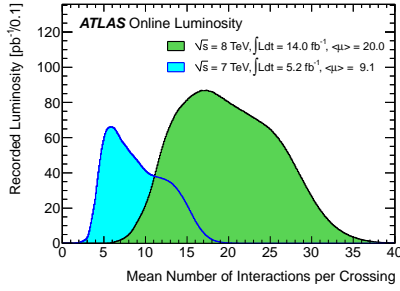
表 3.2: 2012 年各データ Period に取得された積算ルミノシティ

Period	A	B	C	D	E
ルミノシティ [ $\text{pb}^{-1}$ ]	864.0	5396.4	1571.7	3438.5	2706.4

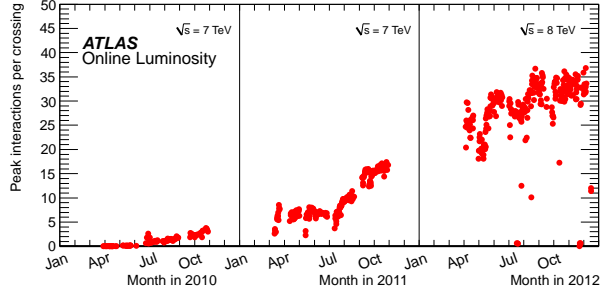
これらの取得データは ATLAS 検出器で記録されたもので、後述の Good Runs Lists を施すことで検出器が正しく働いているデータのみ解析に用いる。

### 3.1.1 Pile-up 事象

Pile-up 事象とは、ある衝突事象の前後のバンチでの衝突事象が同じ事象内の別の衝突点の反応として観測されるものである。LHC の瞬間ルミノシティの上昇に伴い pile-up 事象は増加してきた。 $\langle N_{\text{int}} \rangle$  を 1 事象での平均反応点数とすると、図 3.2 に ATLAS 検出器で観測された  $\langle N_{\text{int}} \rangle$  の分布を示す。



(a) 2011年,2012年の  $\langle N_{\text{int}} \rangle$



(b) 2010,2011,2012年の  $\langle N_{\text{int}} \rangle$  の変化.

図 3.2:  $\langle N_{\text{int}} \rangle$  を各年について示した. (a) は 2011 年と 2012 年の衝突実験における  $\langle N_{\text{int}} \rangle$  の分布である. (b) は 3 年間での  $\langle N_{\text{int}} \rangle$  の変化である. 日が経つに従い  $\langle N_{\text{int}} \rangle$  は増加していることがわかる.

Pile-up 事象が解析に与える影響は大きい. この Pile-up 事象は, モンテカルロシミュレーションを行う際にも考慮されているが, 実際観測された  $\langle N_{\text{int}} \rangle$  の分布 (図 3.2(a)) を用いて補正を行なっている.

### 3.1.2 実データのストリーム

衝突データの取得には Trigger を用いて選別が行われ解析に使用できるデータ形式に保存される. このデータは Trigger により 3 種類に分けられる. それらは Egamma, Muons, JetTauEtMiss と呼ばれ, それぞれ electron と  $\gamma$ , muon, jet と  $\tau$  lepton と  $E_T^{\text{miss}}$  のトリガーのために準備したトリガー条件をひとつでも満たした事象から作られる. このとき同一の事象が異なったデータストリームに保存されることもある. 本解析では, Egamma と Muons を用いた.

### 3.1.3 実データのトラブル

衝突実験ではいくつかのトラブルが報告されている. 此のようなトラブルや後述の Good Runs List による事象の選別をデータの Cleaning と呼ぶ. ここではその内の 2 つについて具体的に説明するが, 説明しなかったトラブルに付いても解析の中で適切に処理を行った.

#### FEB トラブル

2011 年データには LAr カロリメータ cell の一部に Front End Board (FEB) の出力に異常が報告された. この問題は FEB Hole と呼ばれ 2011 年 PeriodE H の約  $0.9 \text{ fb}^{-1}$  に見られ, FEB Hole に物理オブジェクトが存在する事象は解析に使用しない. 一方モンテカルロシミュレーションでは擬似的に FEB Hole を再現し解析を行う.

#### FCal HV トラブル

2012 年 PeriodC において, フォワードハドロンカロリメータ (FCal) の HV について一部異常が見られた. 図 3.3 に jet 数の分布をそれぞれ  $\phi$  の関数として示した.

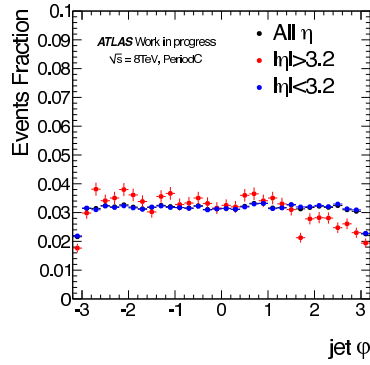


図 3.3: PeriodC における jet 数. 青点: バレル部分の jet 数. 赤点: フォワード領域の jet 数.

フォワード領域の jet 数 (赤点) について  $\phi > 1.9$  の領域について明らかな現象が見られる. 本解析ではこの領域に jet がある事象に対しては解析に用いないことにした. この影響は最終的な信号事象数に対して  $\sim 2\%$  程度と見積った.

### Good Runs List

衝突実験において観測データは ATLAS 検出器が万全の状態を取得される事が望ましい. ATLAS 検出器が適切に測定されている期間, 具体的には Data period の各 Run 中のバンチの塊について万全の状態で測定できた事象のみ解析に用いる. この情報は Good Runs List と呼ばれ, ATLAS の各検出器グループが衝突実験における測定器の状態を判断して公式なものとして配布される.

## 3.2 モンテカルロシミュレーション

### 3.2.1 モンテカルロ生成プロセス

本解析ではモンテカルロ (以下, MC) シミュレーションにより背景事象の評価を行い, 観測データの解析結果を議論する. MC シミュレーションとは, 多数の乱数を入力し出力を得る手法である.

本解析で使用される MC サンプルは観測データと比較し易い様に大きく分けて 2 つの行程から作成される.

**Generator process** 陽子陽子衝突で起こりうる反応事象をファインマンダイアグラムから計算される反応断面積にもとづいて忠実に再現する機構を Generator と呼ぶ. この Generator には QED/QCD の様々なパラメータが存在し, パartonシャワーの形成方法等により様々なものが存在する.

**Geant4 Simulation** Geant4 は素粒子実験で良く用いられる素粒子の相互作用を MC シミュレーションで, 本解析では ATLAS 検出器を忠実に再現し検出器と素粒子の反応を見積もるために用いる [12].

### 3.2.2 用いた MC サンプル

それぞれの生成プロセスに応じて用いた MC サンプルを以下の表 3.3 にまとめる. k-factor とは, Leading Order と Next Leading Order の生成断面積の比で, ジェネレーターでは LO の計算をしているサンプルに対して断面積を NLO に規格化する場合に k-factor をかける. 使用した主な Generator を以下に紹介する.

PYTHIA, HERWIG

$e^+e^-$  コライダーやハドロンコライダーの実験により長年開発, テストされてきた Leading Order (LO) の事象生成プログラムである. 特徴として, 他の多くの Generator とは異なり PYTHIA [13] や HERWIG [14] はまず低次のこれら 2 つのプログラムは Hard Scattering Process を生成するだけでなく, ハドロンコ

ライダーでの陽子からの実際のパートン同士の衝突まで事象を発展させ、この衝突で生じたパートンの発展、及び崩壊し安定した粒子になるまでを取り扱う。以下に述べる,MC@NLO,ALPGEN,POWHEG では Hard Scattering Process セスのみを生成し、パートンシャワーの発展や崩壊は PYTHIA で行う。

#### ALPGEN

LHC 等のハドロンコライダーでは QCD プロセスが多いため, multi-jet 事象が多く生成される。特に top クォークや W/Z boson 等の質量の重い粒子が生成される場合、終状態に複数本の jet が付随しやすい。ALPGEN [15] は Hard Scattering Process をパートンシャワーによる低い  $p_T$  の jet が伴う事象だけではなく、Hard Scattering Process に比べて十分に大きな  $p_T$  の jet を複数生じる事象を生成する。ALPGEN では此の様な終状態に大きな  $p_T$  の jet を複数存在する事象について LO で生成することがかのようなプログラムである。HERWIG による生成されるパートンシャワーによる jet と ALPGEN で生成された jet を分離, MLM マッチング [16] を適切に処理することで事象の double count を防ぐことが出来る。本解析では終状態に  $p_T$  の大きな複数の jet が付随する事象の生成に用いた。

#### MC@NLO

MC@NLO [17] は QCD の摂動計算において Next Leading Order (NLO) まで計算された Hard Scattering Process を生成し, HERWIG によるパートンシャワーの発展を組み合わせることで適切な事象を生成することが出来る。代表的に top クォークの  $p_T$  再現性が PYTHIA や HERWIG に比べて良いため、主に top クォークを介した事象の生成に使用される。MC@NLO では 1 ループの補正が入るため事象の重複を防ぐ目的で、各生成事象にイベントウェイトが計算されている。このイベントウェイトは正負のいずれも含まれるため、実際に用いる際にこのイベントウェイトを考慮して見積もる必要がある。

#### POWHEG

POWHEG [18] は POSitive Weight Harrest Emission Genenerator の略で、文字通り正のイベントウェイトの事象しか生成しない。基本的には MC@NLO の府のイベントウェイトを克服するために開発されたもので、NLO まで計算したハードプロセスを生成する。本解析では Higgs 粒子の信号事象の生成に用いている。



表 3.3: 本解析で用いた MC サンプルの一覧, Generator には事象を生成するものとパーティションシャワーをハドロン化するものを示した. 第三列は生成断面積に崩壊分岐比と MC を作成する際に生じる filter efficiency を掛けた. イベント数はサンプルに含まれる事象数である.

サンプル	Generator	断面積 [pb]	イベント数	k-factor	フィルター
$Z/\gamma \rightarrow \ell^+\ell^- + \text{jets}$	ALPGEN, JIMMY [19]	3653.34	$2.0 \times 10^9$	1.19	$10 < m_{\ell\ell} < 60 \text{ GeV}$
$Z/\gamma \rightarrow \ell^+\ell^- + \text{jets}$	ALPGEN, JIMMY	934.764	$9.0 \times 10^9$	1.19	$60 < m_{\ell\ell} < 2000 \text{ GeV}$
$t\bar{t}$	MC@NLO	129.27	$1.2 \times 10^7$	1.0	One lepton filter
single-top s-channel	MC@NLO	1.818	$8.1 \times 10^6$	1.0	
single-top t-channel	AcerMC [20]	28.44	$5.0 \times 10^6$	1.0	
single-top $Wt$ -channel	MC@NLO	22.4	$1.3 \times 10^7$	1.0	
$WZ$	HERWIG	6.8	$1.0^6$	1.0	One lepton filter
$qq \rightarrow WW$	MC@NLO	5.7	$3.0 \times 10^6$	1.0	
$gg \rightarrow WW$	gg2WW [21]	0.16	$3.6 \times 10^5$	1.0	
$ZZ \rightarrow 4\ell$	POWHEG	0.483	$4.5 \times 10^6$	1.0	4 lepton filter( $m_{\ell\ell} > 4 \text{ GeV}$ )
$ZZ \rightarrow 2\ell + 2\nu$	POWHEG	0.50	$1.2 \times 10^6$	1.0	2 lepton filter( $m_{\ell\ell} > 4 \text{ GeV}$ )
$ggF H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$	POWHEG, PYTHIA	0.157	$1.0 \times 10^5$	1.0	
$VBF H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$	POWHEG, PYTHIA	0.013	$1.0 \times 10^5$	1.0	
$WH H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$	POWHEG	0.0056	$1.0 \times 10^5$	1.0	
$ZH H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$	POWHEG	0.0032	$1.0 \times 10^5$	1.0	
$ggF H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$	POWHEG, PYTHIA	0.216	$1.0 \times 10^5$	1.0	2 lepton filter
$VBF H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$	POWHEG, PYTHIA	0.018	$1.0 \times 10^5$	1.0	2 lepton filter
$WH H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$	POWHEG	0.016	$1.0 \times 10^5$	1.0	
$ZH H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$	POWHEG	0.009	$1.0 \times 10^5$	1.0	



# 第4章 解析

## 4.1 本解析の流れ

本解析の流れについて説明する. 本解析は大きく分けて4つある.

- 事象再構成. 4.2, 4.3 節.
- 事象選択. 4.4 節
- 背景事象の見積もり. 4.6 節
- 標準模型への制限と信号強度の測定. 第5章, 第5.4章.

### 事象再構成

観測され記録されたデータについて実際に解析に用いる事が可能な事象を選択する. その後, 解析に用いる物理オブジェクト, 特に Electron, Muon, Jet,  $E_T^{\text{miss}}$  を定義する.

### 事象選択

背景事象を排除し,  $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$  の Signal Topology を enhance するカットを行い, 信号領域 (SignalRegion: 以下 SR) を設定する.

### 背景事象の見積もり

本解析のターゲットである  $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$  の信号事象の背景事象となる, 標準模型の各プロセスについてそれぞれこれを見積もる. 基本的に背景事象は Monte Carlo シミュレーションを用いて見積もるが, CR を定義し観測データと比較し, MC シミュレーションを補正する. また Monte Carlo シミュレーションで見積もることが困難な場合は観測データを用いる.

### 標準模型への制限と信号強度の測定

事象選択後に残った事象に対して, 再構成された Higgs 粒子の質量  $m_{\tau\tau}$  を用いて, 観測データを Profile likelihood Fit し, Higgs 粒子の生成断面積や信号強度 (Signal strength  $\mu$ ) を測定する.

## 4.2 物理オブジェクトの定義

ATLASでは物理解析に使用する粒子の総称を物理オブジェクトと呼び、本解析では Electron/Muon/Tau/Jet/ $E_T^{\text{miss}}$ を使用する。ここではその再構成法とセレクションについて述べる。

### 4.2.1 Electron

Electron は基本的に内部飛跡検出器でトラックが引け、電磁カロリメータでその全てのエネルギーを落としていることが期待される。Electron 再構成には大きく分け3つの過程で行われる。Electron の再構成の詳細については付録で説明する。

**Clusterisation** まずクラスタリングを Sliding Window というアルゴリズムを用いて行う。Sliding Window アルゴリズムはまず、カロリメータの  $\eta - \phi$  平面を  $0.025 \times 0.025$  のグリッドに分け、検出器に与えたエネルギーを足し上げタワーを作る。このタワーをもとに  $5 \times 5$  のグリッドウィンドウを作り、このウィンドウをスライドさせてある Threshold を超えた組み合わせについて pre-cluster を構築する。その後、pre-cluster を  $3 \times 3$  のウィンドウサイズに小さくして位置を正確に決定する。最後に pre-cluster をもとにクラスタを形成しこの領域内でのエネルギーを計算する。

**Shower Shapes** シャワーの重心を計算し、その縦横方向の広がりを計算する。EM シュワーはハドロンシャワーに比べシャワー形状が細く、その広がりが物質によらない事を利用して計算される。

**Track matching** Track matching はカロリメータで作られたクラスタと内部飛跡検出器で作られたトラックを繋げる過程である。Pixel, SCT の飛跡とカロリメータクラスタのトラックが  $\Delta\eta < 0.2, \Delta\phi < 0.1$  を要求する。これら満たした組み合わせについて、内部飛跡検出器とカロリメータクラスタのトラックを組み合わせで最も良く再構成できるトラックを計算する。

**Electron ID** 本解析では、Electron として、トラックとカロリメータの情報から再構成されたものを用いる。電磁カロリメータの状態が良好な箇所に物理オブジェクトが存在しすることを要求する。

**Fake electron** Fake electron 実際は electron ではない、荷電  $\pi$  粒子や jet, photon などが electron と誤同定されてしまい、electron の候補となるものである。

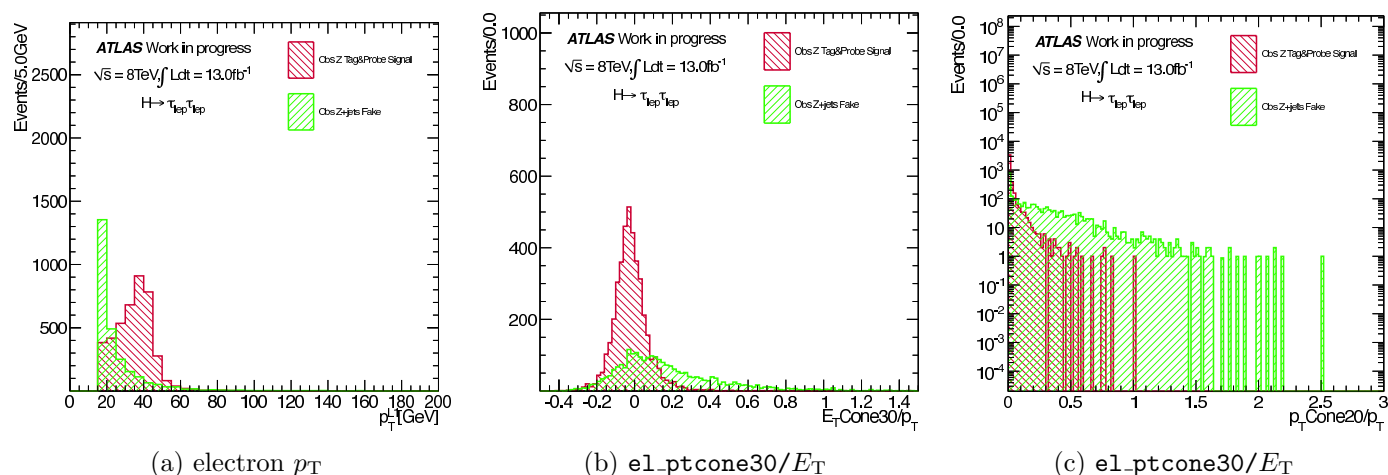


図 4.1: Electron の  $p_T$  と isolation 分布. (a) は Electron の  $p_T$  分布. (b) は表 4.1 での Calo iso にあたる, (c) は Track iso である. 赤ヒストグラム:Signal electron. 緑ヒストグラム:Fake lepton.

図 4.1 の (a) からわかる通り, fake electron の  $p_T$  は real lepton に比べて低くなりやすい. これは fake lepton の起源のほとんどが荷電  $\pi, \pi^0$  粒子によることと, real lepton が W/Z boson から崩壊して生じるためである. Fake lepton については 4.6.3 節にその詳細な見積もりを示す.

以下の表 4.1 に Electron のセレクションの詳細を示す.

表 4.1: Signal electron の定義. 各パラメータについては本文を参照.

Cut	Selection
$\eta$	$ \eta  < 2.47$ ( $ \eta  < 1.37$ or $ \eta  > 1.52$ )
$p_T$	$E_T > 15$ GeV
Calo iso	$ETcone_{30\_corrected}/E_T < 0.14$
Track iso	$e1\_ptcone30/E_T < 0.13$

#### $p_T$ カット:

本解析の使用する electron はその  $p_T$  が 15 GeV 以上のものを用いる. これはトリガー効率が良いこと, fake lepton との兼ね合いで決められる.

#### $\eta$ カット:

電磁カロリメータにはクラック領域と呼ばれる不感領域が存在する. これは各検出器の読み出しケーブルなどのサービスモジュールを外部に出すために必要なもので, 物理オブジェクトがこの領域にある場合はそれを取り除く.

#### Isolation カット:

Isolation とは, 物理オブジェクトの近辺の検出器において, エネルギーデポジットが少ないことを要求する. 本解析では  $p_T$  cone と  $E_T$  cone の 2 種類の isolation を electron の横方向エネルギー  $E_T$  cone とは, 電磁カロリメータで観測されたエネルギー  $E_T$  の cone 内での合計と  $E_T$  の比をとったもので, 表 4.1 での  $ETcone_{30\_corrected}/E_T$  にあたり, 図 4.1(a) にその分布を示す. Signal electron は 0 にピークを作る, これは electron の周りにエネルギーデポジットがないことを示しており, 一方 fake electron は主に jet が起源であるため周りにエネルギーデポジットが多く, テールを引いていることがわかる. これを考慮し本解析では 0.14 を上限値にして選別した.  $p_T$  cone とは, 飛跡検出器で観測された物理オブジェクトの横方向運動量  $p_T$  の三角錐型の cone 内での合計を  $E_T$  で比をとったで, 表 4.1 での  $e1\_ptcone30/E_T$  であり, 図 4.1 (b) がその分布である. Signal electron は cone 内に他のトラックがなくそのほとんどが 0 となるが, fake electron は Calo isolation と同様にテールを引く. これは jet が複数のトラックの集合体であるためである. 本解析では 0.13 を上限値とした. この isolation カットは, fake lepton, 特に jet がグルーオン/クォークが広がりながらエネルギーを落とすため, fake lepton との分離において非常に重要なカットである. 本解析では, electron の近辺を  $\Delta R < 0.3$  と設定し取り除いた.

## 4.2.2 Muon

Muon は寿命も長く最小電離粒子 (MIP) であるため, 検出器の全てを突き抜けて反応を残すことが期待できる. 本解析で用いた STACO Muon は内部飛跡検出器, カロリメータ, ミューオンスペクトロメータ [22] の 3 つで反応を残していることを要求している. STACO Muon とは, まずミューオンスペクトロメータのみの情報を用いて飛跡をバーテックスまで引いて得た飛跡と, 内部飛跡検出器での飛跡の平均をとり, 統計的に最も確からしい飛跡を再構成するアルゴリズムである.

以下の表 4.2 に Muon のセレクションの詳細を示す.

表 4.2: Signal muon の定義.

Cut	Selection
Particle ID	STACO Tight Muon
$\eta$	$ \eta  < 2.5$
$p_T$	$p_T > 10 \text{ GeV}$
Track Hit	本文を参照
Calo iso	$\text{MuStaco\_etccone30\_corr}/p_T < 0.14$
Track iso	$\text{mu\_staco\_ptcone30}/p_T < 0.13$

**$p_T$  カット:**

Muon は Electron に比べ, Fake lepton が少ない. そのためその  $p_T$  を低くすることが可能である. そのため本解析では 10 GeV 以上として使用した.

**Particle ID:**

STACO Muon の中でも最も厳しい条件が課せられている Tight Muon を用いる. この Tight Muon の判定にはミュオンスペクトロメータのヒット数や内部飛跡検出器のヒットとカロリメータのエネルギーデポジットを条件に用いている.

**$\eta$  カット:**

STACO Muon は内部飛跡検出器の情報を用いるため, 内部飛跡検出器が存在する  $\eta$  領域の Muon を要求する.

**Track Hit カット:**

ここでは, 内部飛跡検出器の情報を用いて, 事象をいくつかの場合に分けて判定を行う. 具体的には下記の4つの選別を行う.

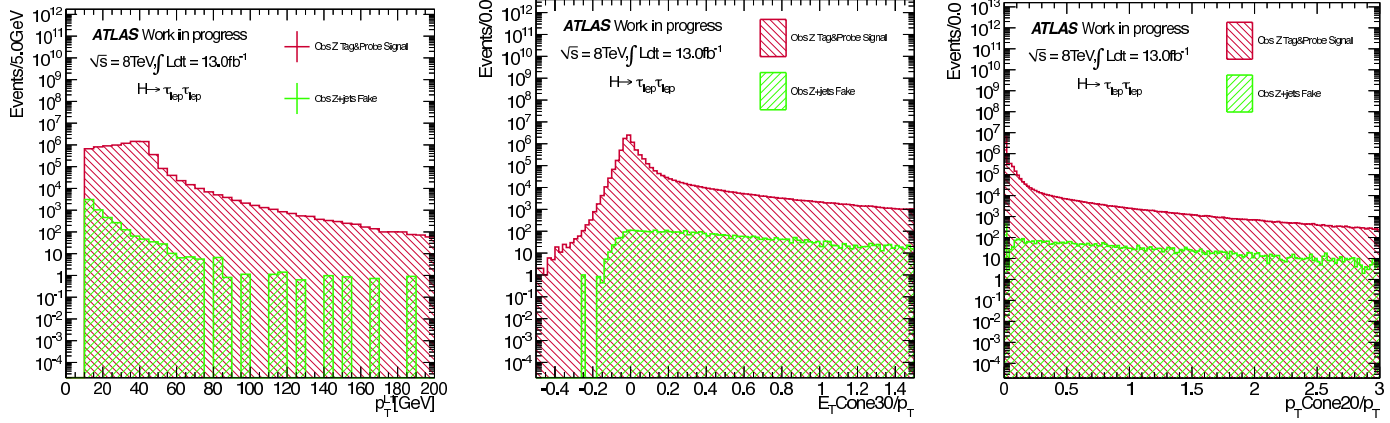
- b-layer でのヒット数もしくは再構成された muon のトラックからは期待されるヒット数が1以上.
- Pixel 検出器でのヒット数とその飛跡上の SCT 検出器の Dead センサー (壊れて使えない箇所) の数の合計が1以上.
- SCT 検出器でのヒット数とその飛跡上の SCT 検出器の Dead Hole の合計が5以上.
- 飛跡上の SCT, Pixel 検出器の Dead センサーの合計が2以下.

である. これらは Staco muon を再構成する場合に内部飛跡検出器のヒット数についてのクオリティの要求である.

**Isolation カット:**

Fake muon の起源として,  $\pi$  粒子がカロリメータで止まらずミュオンスペクトロメータまで達したものの, heavy flavor jet が muon へ leptonic 崩壊したものが考えられるが, これらはやはり Muon の飛跡の近辺の検出器にエネルギーを落としていると考えられる. 図 4.2 に Calo, Track isolation をそれぞれ示した. Electron と同様で, fake muon も signal muon に比べてテールを引いていることが見て取れる. 本解析ではそれぞれ上限値を表 4.2 の様に設定した.

**Fake muon** Fake Muon の起源は大きく分けて2つあり, fake electron とおなじく jet がハドロンカロリメータで止まらずミュオンスペクトロメータでヒットを残すものと, heavy flavor クォークの leptonic 崩壊からの muon である. Fake muon は fake electron と同様に  $p_T$  が低くなっていることが図 4.2 (a) からわかる.



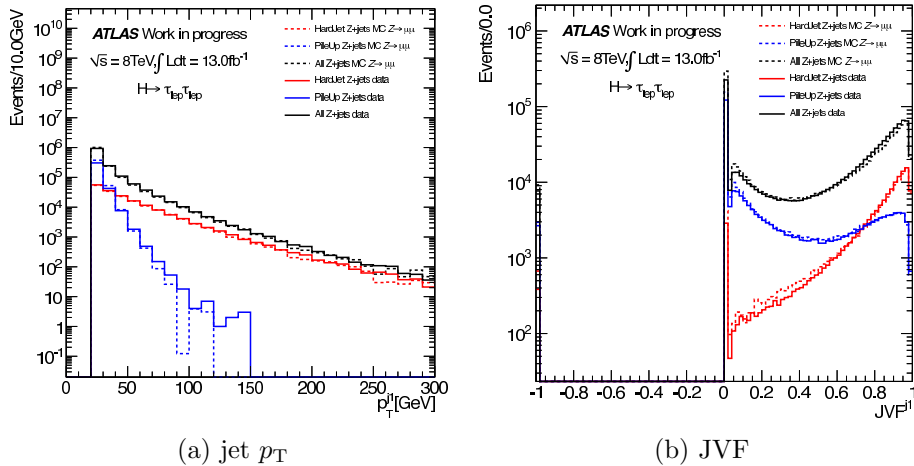
(a) muon  $p_T$  (b) MuStaco\_etcone30\_corr/ $p_T$  (c) mu\_staco\_ptcone30/ $p_T$

図 4.2: Muon の  $p_T$  と isolation 分布. (a)  $p_T$  分布 (b) は表 4.2 での Calo iso にあたる, (b) は Track iso である. 赤ヒストグラム:Signal muon. 緑ヒストグラム:Fake muon.

### 4.2.3 Jet

Jet について, 最も重要なことはその jet が物理的興味のあるバーテックス (Primary Vertex) から作られていることである. すなわち, pile-up jet ではないことが重要である. そのため JetVertexFraction (JVF) と呼ばれる考え方をを用いて Primary Vertex からの jet を enhance する.

**Pile-up jet** Pile-up jet とは興味のある事象の前後のバンチでの jet 観測されたもので, 興味のある事象で観測されたハードプロセスから生じたハードな jet とは区別しなければならない. この pile-up jet は JVF カットを用いていくらか排除することが出来る. 以下の図 4.3 に JVF,  $p_T$  を示す.



(a) jet  $p_T$  (b) JVF

図 4.3: Jet Vertex Fraction の分布と  $p_T$  分布を log スケールで示す. 黒ヒストグラム:全ての jet に対する JVF, 赤ヒストグラム:ハードプロセスからの jet に対する JVF, 青ヒストグラム:Pile-up jet に対する JVF. また実線は観測データ, 点線が MC シミュレーションを用いたものである. これらの分布は  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^- + 1\text{jet}$  事象を用いることで求めた. (a) jet  $p_T$  分布. (b) JBF の-1 のビンは全ての jet 内のトラックが同じバーテックスからの場合や, バーテックスが正しく計算できない場合に返される値であり, JVF が計算出来ていないことを表している.

以下の表 4.3 に Jet のセレクションの詳細を示す.

表 4.3: Signal jet の定義.

Cut	Selection
Jet definition	AntiKt4TopoEM jet
$\eta$	$ \eta  < 4.5$
$p_T$	$p_T > 15 \text{ GeV}$
JVF	$ \text{JVF}  > 0.50$ (2011 年は 0.75)

### Jet の再構成:

AntiKt4TopoEM jet とは AntiKt アルゴリズム [23, 24, 25] を使用した jet のことで, 以下の手順で再構成を行う.

- 全ての粒子を jet のもととなるクラスター [26] と考えクラスターリストを作成する.
- 全てのクラスターの組み合わせ  $(i, j)$  について

$$d_{i,j} = \min(k_{T,i}^{-2}, k_{T,j}^{-2}) \frac{\Delta R_{i,j}^2}{R^2},$$

$$d_{i,B} = k_{T,i}^{-2}.$$

を計算する. ここで  $k_{T,i}$  は  $i$  番目のクラスターの横方向運動量である. 本解析では  $R = 0.4$  とした jet を用いた.

- 求められた  $d_{i,j}, d_{i,B}$  について最小のものを  $d_{\min}$  とし, これが  $d_{i,j}$  と等しい場合, クラスター  $i, j$  をエネルギーの重みを付けて足し合わせる. また,  $d_{\min} = d_{i,B}$  のときクラスター  $i$  をリストから取り除く.
- クラスターリストを更新し, リストがなくなるまで先の 3 ステップを繰り返す.

### $\eta$ カット:

jet はカロリメータと内部飛跡検出器を用いて再構成されるため, フォワードカロリメータが存在する  $|\eta| < 4.5$  までのものを用いる.

### $p_T$ カット:

$p_T$  に対しては pile-up 起源のものを取り除くため, 15 GeV でカットされる. 図 4.3 (a) に hard jet (赤ヒストグラム) と pile-up jet (青ヒストグラム) を示してある. pile-up jet は hard jet に比べ  $p_T$  は低くなる傾向がある. その後の Event selection においてさらに高い  $p_T$  を要求する.

### JVF カット:

JVF (Jet Vertex Fraction) とは, primary vertex から発生する jet を構成する全てのトラックの  $p_T$  と, その事象中の全てのバーテックスからのトラック  $p_T$  の合計の比である. 式 (4.1) に定義を示す.

$$\text{JVF} = \frac{\sum_i \text{Primary vertex } p_{T_i} \text{ track in jet}}{\sum_j \text{All vertices } p_{T_j} \text{ track in jet}}. \quad (4.1)$$

図 4.3 に JVf 分布を示す. ハードプロセスから発生した jet (赤ヒストグラム) は primary vertex から発生しているため, JVf の値はそのほとんどが, 1.0 に近くなっていることがわかる. 一方, pile-up jet (青ヒストグラム) は近くのバンチからの寄与であり, JVf の値は 0 に近くなっていることがわかる.

JVF は内部飛跡検出器のトラックの情報を用いるため, カットは  $|\eta| < 2.5$  までの jet に対して適用する. 本解析では, ハードプロセスから jet と pile-up jet の寄与を考慮し,  $|\text{JVF}| > 0.5$  とした. この JVf カットは, jet の再構成の時点ではカットせず, Event selection の際にその  $p_T$  と合わせて選別される. これは後述の Overlap removal のための措置である. 詳しくは後述する.

**$b$ -tagging** Jet には, 特に  $b$  クォークからの  $b$ -jet をタグするアルゴリズム,  $b$ -tagging algorithm [27] がありこれを用いて  $b$ -jet を見分ける.  $b$ -jet が質量が重く, 他のクォーク (top クォークは除く) に比べて崩壊するまでにミリメートル程度飛ぶ. この  $b$ -tagging アルゴリズムは, これを利用し  $b$ -jet であることを区別する. 本解析では  $b$ -jet に対して 79.5% の検出効率の値を使い  $b$ -tagging を行った.

#### 4.2.4 Missing $E_T$

測定器では検出できないニュートリノが存在する場合, 検出した物理オブジェクトの横方向運動量のベクトル和が保存しない. このベクトル和の逆ベクトルのことを  $E_T^{\text{miss}}$  と呼ぶ.  $E_T^{\text{miss}}$  の再構成 [28] は基本的には全ての物理オブジェクトの  $E_T$  を足しあわせそのベクトル和の逆を取る. 具体的な計算は以下の式 (4.2) に示す.

$$\begin{aligned}\sum E_T &= \sum E_T^e + \sum E_T^\gamma + \sum E_T^\tau \\ &+ \sum E_T^{\text{jet}} + \sum E_T^{\text{calo},\mu} \\ &+ \sum E_T^{\text{Other}}, \\ E_T^{\text{miss}} &= - \sum E_T.\end{aligned}\tag{4.2}$$

再構成された物理オブジェクトの横方向エネルギー  $E_T$  を, それぞれ足し上げる,  $E_T^{e,\gamma,\tau,\text{jet}}$  はそれぞれ再構成された electron, photon,  $\tau$  lepton, jet の横方向エネルギーである.  $E_T^{\text{calo},\mu}$  は再構成された muon のカロリメータに与えた横方向エネルギー,  $E_T^{\text{Other}}$  は jet として再構成されなかったソフトな物理オブジェクトや物理オブジェクトに関係の無いカロリメータのアクティビティの合計である.

また本解析において, 2 つの  $E_T^{\text{miss}}$  を用いる. 1 つは MET\_RefFinal.STVF と呼ばれ, Soft な jet のエネルギーについて JVF の値をかけて計算したものである. もう 1 つは HPTO\_MET と呼ばれ, High  $p_T$  の物理オブジェクト (全てのセレクションを通った, electron, muon や jet のみ) のベクトル和を用いて定義される単純な  $E_T^{\text{miss}}$  である. HPTO  $E_T^{\text{miss}}$  は pile-up jet や softjet が寄与しにくく系統誤差の見積もりが容易である.

#### 4.2.5 Overlap removal

ここまで再構成した物理オブジェクトはそれぞれ同じ領域にあってはならない. これは, lepton と jet がオーバーラップしていると, その jet は pile-up jet や lepton のエネルギーを誤認識して再構成されたものであるからである. そのため全ての物理オブジェクトの再構成後, 以下のような手順で Overlap を解く.

- 2 つの物理オブジェクトの距離について  $\Delta R < 0.2$  の場合, オブジェクトの優先順位に沿ってオブジェクトを取り除く.
- jet について, JVF カットを適用しないまま overlap を解く. これは lepton が jet とオーバーラップしている場合, その jet が本当は lepton の場合と pile-up jet の場合で JVF の値が異なるからである. lepton の場合, JVF の値は高くなる, しかし pile-jet の場合, JVF は低くなることが期待される. これによるバイアスを除くために, JVF のカットを施さないまま Overlap removal を適用する.
- 優先順位は  $\mu \rightarrow e \rightarrow \text{jet}$  の通りになっている. これは再構成が容易, つまり fake が少ない muon から overlap を解いていることになる.

### 4.3 トリガー

記録された全ての観測データから、本解析で物理的興味のある事象を選び出すためにトリガーをかける。ATLAS で用いられるトリガーには重要なパラメータがいくつかあるが、それは

- Trigger object: トリガーを鳴らした物理オブジェクト。
- $p_T$  threshold: Trigger object の  $p_T$  が閾値を越えている場合にだけトリガーは発行される。
- その他条件: その他の条件をトリガー毎にかけている。

が挙げられるが、ATLAS 検出器での衝突頻度、つまり瞬間ルミノシティは 2011, 2012 年の両年で常に増加しており、それに伴いトリガーレートは上昇した。トリガーレートの上昇に対処するため、 $p_T$  閾値やその他の条件を厳しくなってきた。

次の表 4.4 に 2012 年、表 4.5 に 2011 年衝突において本解析で用いたトリガーを示す。

表 4.4: 2012 年衝突実験において用いたトリガー

Data period	$ee$	$\mu\mu$	$e\mu$
period A-E	EF_2e12Tvh_loose1 OR EF_e24vhi_medium1	EF_mu18_tight_mu8_EFFS	EF_e12Tvh_medium1_mu8 OR EF_e24vhi_medium1

表 4.5: 2011 年衝突実験において用いたトリガー

Data period	$ee$	$\mu\mu$	$e\mu$
period B-H	EF_2e12_medium	EF_mu18_MG OR EF_mu15_mu10_EFFS	EF_e20_medium OR EF_mu18_MG OR EF_e10_medium_mu6
period I	EF_2e12T_medium	--	--
period J-K	--	EF_mu15_mu10_EFFS_medium OR EF_mu18_MG_medium	EF_mu18_MG_medium OR EF_e22_medium OR EF_e10_medium_mu6
period L-M	EF_2e12Tvh_medium	--	EF_mu18_MG_medium OR EF_e22vh_medium1 OR EF_e10_medium_mu6

#### トリガーの見方

- EF: EventFilter の略で Level3 トリガーで発行されるトリガーを示す。
- eXX: Electron オブジェクトに対して  $p_T > XX$  GeV の閾値を越えていることを要求。
- muXX: Muon オブジェクトに対して  $p_T > XX$  GeV の閾値を越えていることを要求。
- tight, medium, loose: Electron/Muon オブジェクトのクオリティをそれぞれ要求している。
- 2eXX: di-Electron に対して  $p_T > XX$  GeV の閾値を越えていることを要求。
- 2muXX: di-Muon に対して  $p_T > XX$  GeV の閾値を越えていることを要求。
- i: 物理オブジェクトに対して isolation を要求。



本解析では,di-lepton トリガーと single-lepton トリガーを OR で用いた.2012 年について, $ee$  flavor では 2 つの electron が共に 12 GeV 以上の di-electron トリガーもしくは 1 つの electron が 24 GeV 以上の single-electron トリガー, $\mu\mu$  flavor では muon がそれぞれ 18 GeV,8 GeV 以上の di-muon トリガーのみ,  $e\mu$  flavor では electron が 24 GeV の single-electron トリガー, もしくは electron が 12 GeV,muon が 8 GeV 以上の combined トリガーを用いた.

## 4.4 事象選択

本解析では、まずカテゴリゼーション前の事象選択では2つの lepton と jet,  $E_T^{\text{miss}}$  をを要求し、背景事象を排除する。その後、 $E_T^{\text{miss}}$  が2つの lepton の間にある Signal Topology を選択し、2jet VBF, Boosted, 2jet VH, 1jet, の信号領域 (Signal Region: 以下, SR) へカテゴリゼーションを行う。

### 4.4.1 事象選択

本解析での事象選択の重要なポイントは, Signal Topology を選択し  $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$  事象を enhance する。カテゴリゼーションを行う前の事象選択を次の表 4.6 に示す。Same Flavor (以下 SF) と Different Flavor (以下 DF) に分けてカットする。これらの事象選択について、ひとつずつその根拠を示す。以下の図 4.4 から 4.10 に

表 4.6: Flavor 毎の事象選択.

Cut	$ee + \mu\mu$	$e\mu + \mu e$
Cut1	Pre-selection: exactly two leptons with opposite signs	
Cut2	$30 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 75 \text{ GeV}$	$30 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 100 \text{ GeV}$
Cut3	$p_T^{\ell 1} + p_T^{\ell 2} > 35 \text{ GeV}$	
Cut4	$p_T^{j 1} > 40 \text{ GeV}$	
Cut5	$E_T^{\text{miss}} > 40 \text{ (20) GeV}$	$E_T^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}$
Cut6	$0.1 < x_{1,2} < 1.0$	
Cut7	$0.5 < \Delta\phi_{\ell\ell} < 2.5$	

各セレクション前での信号、背景事象の分布を適当なスケールにして示してある。背景事象の見積については後述の 4.6 節に参照されたし。また、信号事象は、ggF を青点線、VBF を黒点線、WH を緑点線、ZH を黄点線でそれぞれ示し、全ての生成過程の合計を赤点線に示してある。それぞれ4つの生成過程について相対的なスケールは断面積と同じである。

**Cut1:**  $N_e + N_\mu = 2, \sum (Q_e + Q_\mu) = 0$

厳密に2つの Signal lepton がその電荷について異符号であるペアの事象を選択。図 B.1 に lepton の  $p_T$  分布を示す。

**Cut2:**  $30 < m_{\ell\ell} < 75 \text{ GeV}$  for SF ( $e^+e^-, \mu^+\mu^-$ ),  $30 < m_{\ell\ell} < 100 \text{ GeV}$  for DF ( $e^\pm\mu^\mp$ )

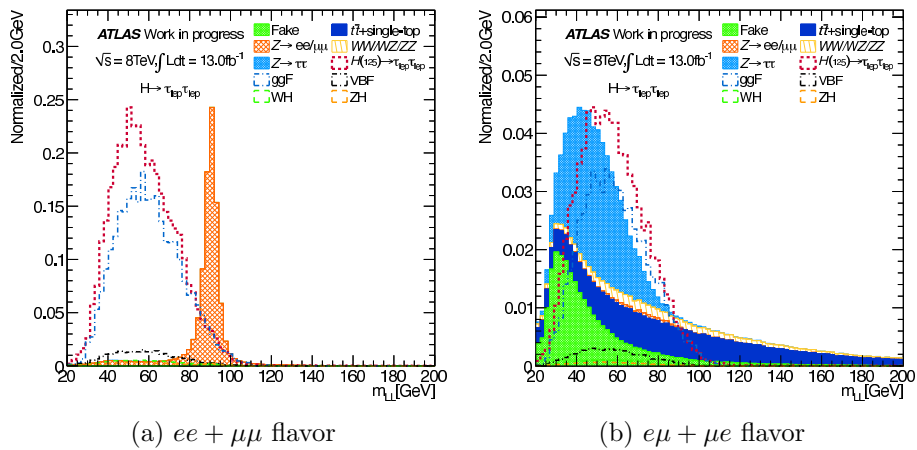


図 4.4: 信号、背景事象の  $m_{\ell\ell}$  分布.

SF の lepton 対に対して、不変質量が Z boson の質量にない、また DF に対して信号事象付近であることを要求する。図 4.4 (a) は SF の  $m_{\ell\ell}$  分布である。この図から、信号事象は 30~100 GeV 付近に分布

し,  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  による 91 GeV のピークに作っている. これを考慮し SF に対しては  $30 < m_{\ell\ell} < 75$  GeV のカットが適切だと言える. 次に DF については図 4.4 (b) より, 信号事象, 特に  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  のピークが  $30 \sim 100$  GeV にあり, Fake lepton が 30 GeV にピークを作る. これを考慮して DF に対しては  $30 < m_{\ell\ell} < 100$  GeV が適切だと判断できる.

**Cut3:**  $p_T^{\ell_1} + p_T^{\ell_2} > 35$  GeV

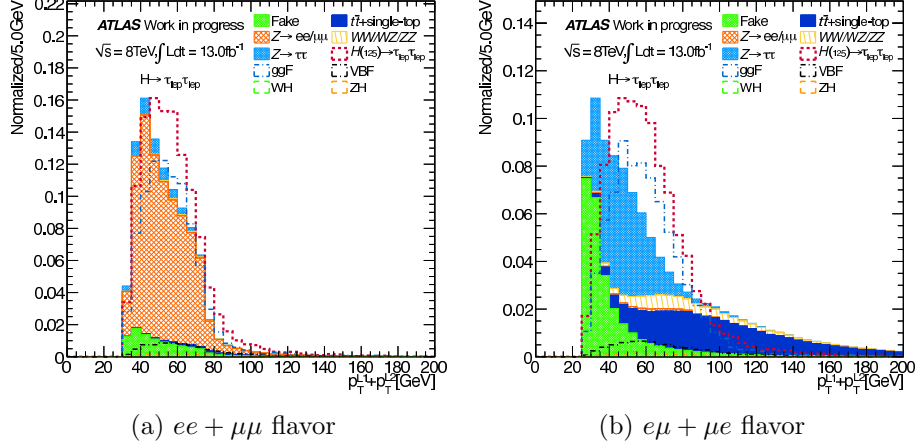


図 4.5: 信号, 背景事象の  $p_T^{\ell_1} + p_T^{\ell_2}$  分布.

Fake lepton は  $p_T$  が Real lepton に比べ低くなる傾向がある. 図 4.5 に  $p_T^{\ell_1} + p_T^{\ell_2}$  分布を SF, DF 毎に示す. 特に DF では顕著に低い領域で Fake lepton 事象が圧倒的でありこれを落とし, 信号事象を保つため  $p_T^{\ell_1} + p_T^{\ell_2} > 35$  GeV は妥当だとわかる.

**Cut4:**  $N_{jet} \geq 1$  with  $p_T^{jet} \geq 40$  GeV ( $|\text{JVF}| \geq 0.5$  if  $|\eta| \leq 2.4$ )

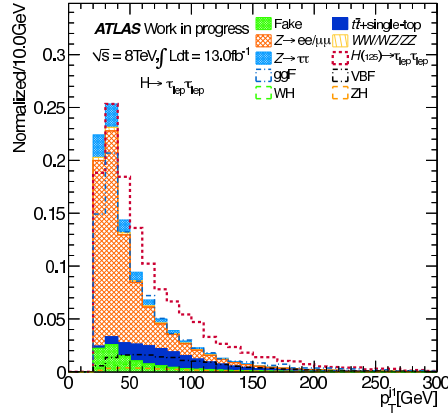
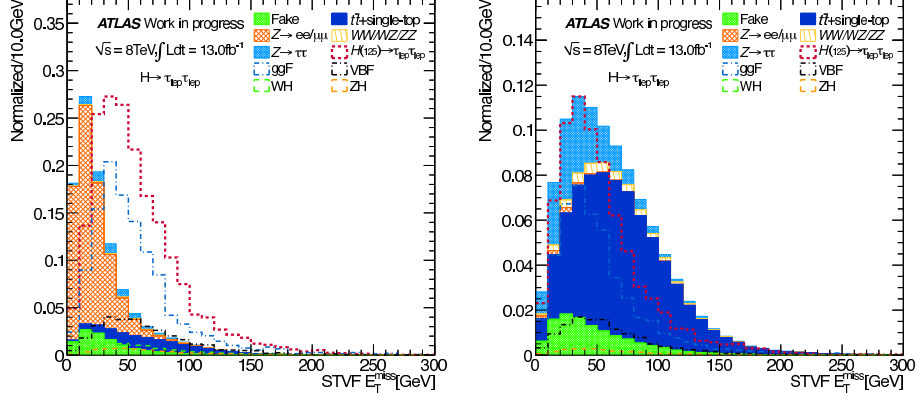


図 4.6: 信号, 背景事象の leading jet  $p_T$  分布.

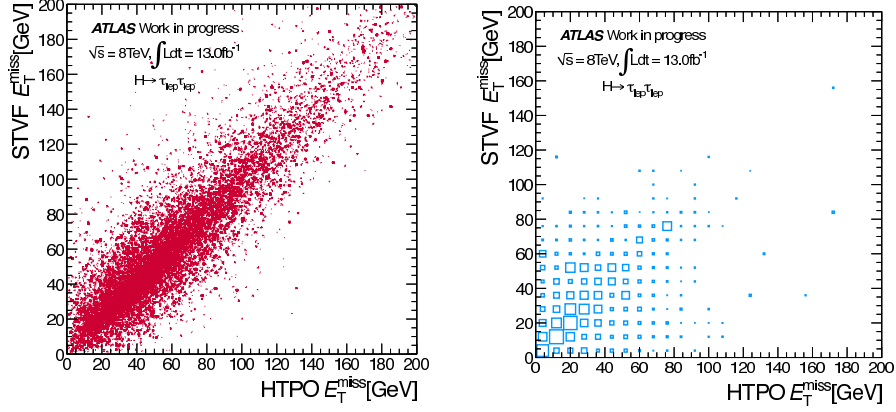
Signal Topology を選択するため, jet を要求する. 図 4.6 の leading jet の  $p_T$  分布から, Higgs 粒子の信号事象は背景事象と比較して高めにできていることがわかる. 背景事象は 30 GeV に最も集まっている. 本解析ではこれを考慮して  $p_T^{j_1} > 40$  GeV とした.

**Cut5:** STVF  $E_T^{\text{miss}} > 40$  GeV, HPTO  $E_T^{\text{miss}} > 40$  GeV for SF, STVF  $E_T^{\text{miss}} > 20$  GeV for DF



(a)  $ee + \mu\mu$  flavor (b)  $e\mu + \mu e$  flavor  
 図 4.7: 信号, 背景事象の STVF  $E_T^{\text{miss}}$  分布.

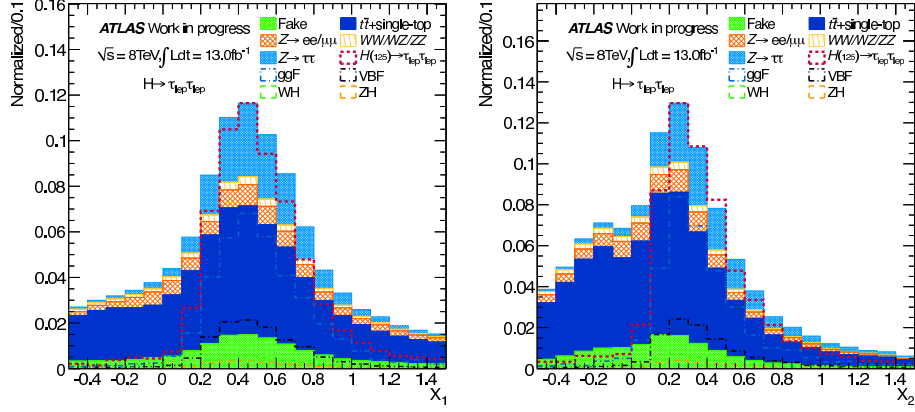
$Z \rightarrow e^+e^-$ ,  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  や QCD multi-jet 事象は基本的には  $E_T^{\text{miss}}$  が存在しない. 図 4.7 (a), (b) にそれぞれ SF, DF の STVF  $E_T^{\text{miss}}$  分布を示す. SF では  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  が支配的でありこれを排除するため 40 GeV 以上を要求した. DF では, 背景事象において基本的には  $E_T^{\text{miss}}$  が出るものばかりである. そのため信号事象と背景事象は分けることが出来ない. Collinear 近似を用いるための最低限の値として 20 GeV 以上を要求した.



(a) Signal  $m_H = 125$  GeV (b)  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$   
 図 4.8: 信号, 背景事象の STVF, HPTO  $E_T^{\text{miss}}$  の 2D plot の比較.

図 4.8 (a), (b) にそれぞれ STVF, HPTO  $E_T^{\text{miss}}$  の 2D plot を信号, 背景事象 ( $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ ) の SF のみ示した.  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  の STVF  $E_T^{\text{miss}}$  は HPTO  $E_T^{\text{miss}}$  に比べわずかに大きくなる傾向が見取れる. しかし, 信号事象はいうまでもなく, 2つの  $E_T^{\text{miss}}$  は  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  に比べて小さい. これは pile-up jet の影響であり, 本解析ではこれを考慮し SF に対して 40 GeV 以上を要求した.

**Cut6:**  $0.1 < x_{1,2} < 1.0$



(a)  $x_2$  (b)  $x_2$   
 図 4.9: 信号, 背景事象の  $x_{1,2}$  分布.

Signal Topology における, Collinear 近似を用いて  $E_T^{\text{miss}}$  と lepton の  $\phi$  平面での関係を要求する ( $x_{1,2}$  は付録 A を参照). 図 4.9 に  $x_{1,2}$  分布を示す.  $x_{1,2}$  は信号事象は 0 ~ 1 の間に集まっている. しかし,  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  以外の背景事象は 0 未満にかなりの割合の事象があり, これらを排除するために  $0 < x_{1,2}$  と下限を設けた.

**Cut7:**  $0.5 < \Delta\phi_{\ell\ell} < 2.5$

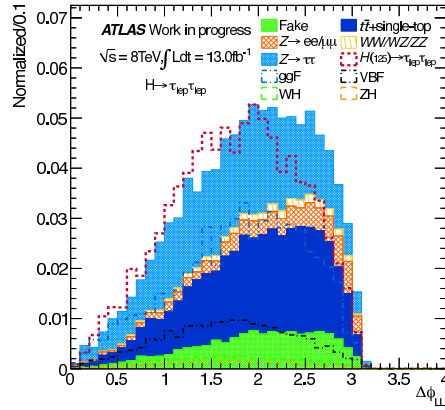


図 4.10: 信号, 背景事象の  $\Delta\phi_{\ell\ell}$  分布.

Signal Topology を選択し, lepton 間の角度を絞る. 図 B.7 に  $\Delta\phi_{\ell\ell}$  分布を示す. 背景事象は信号事象に比べてわずかに高めにピークを作る. これは Cut6 を行った後, lepton 間のキネマティクスが制限されるためである. しかし,  $\Delta\phi_{\ell\ell} > 2.5$  の領域をカットすることで back-to-back な事象や 2 つの lepton が近接する事象を落とす.

#### 4.4.2 カテゴリゼーション

探索感度を上げるため本解析では,4つのSR (2jet VBF,Boosted,2jet VH,1jet)を設定した.このカテゴリゼーションは事象選択を全て通った事象にのみ適用する.次にそれぞれのSRの定義を述べる.

表 4.7: カテゴリゼーションの定義.

Category	2jet VBF	Boosted	2jet VH	1jet
	Pre and Event selection			
Cut8	$p_T^{j2} > 25 \text{ GeV}$	failed 2jet VBF	failed Boosted	failed 2jet VH
Cut9	$\Delta\eta_{jj} > 3.0$	$p_T^{\tau\tau} > 100 \text{ GeV}$	$p_T^{j2} > 25 \text{ GeV}$	$m_{\tau\tau j} > 225 \text{ GeV}$
Cut10	$m_{jj} > 400 \text{ GeV}$	$b$ -tagged jet veto	$\Delta\eta_{jj} < 2.0$	$b$ -tagged jet veto
Cut11	$b$ -tagged jet veto	-	$30 \text{ GeV} < m_{jj} < 160 \text{ GeV}$	-
Cut12	CJV and OLV	-	$b$ -tagged jet veto	-

##### 4.4.2.1 2jet VBF SR

2jet VBF カテゴリはVBF生成過程に特に感度を持たせるようにセレクションを最適化した.VBF信号の特徴である、超前後方への High  $p_T$  2jet を効率よくタグするため, $\Delta\eta_{jj}, m_{jj}$  等の変数についてカットを行う.

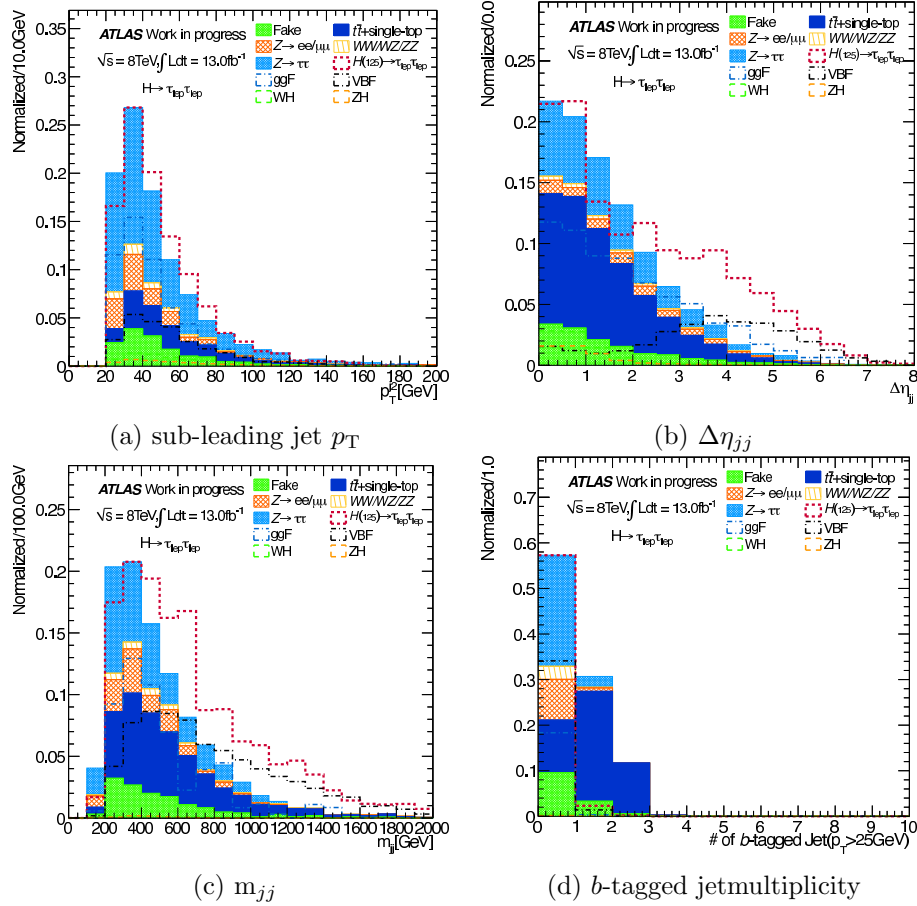


図 4.11:

##### Cut8a $p_T^{j2} > 25 \text{ GeV}$

VBF signalは前後方に high  $p_T$  jetを伴う,そのため sub-leading jetを要求する.図 4.11 (a)に sub-leading jetの  $p_T, p_T^{j2}$  分布を示す,信号事象の分布が若干高くなる傾向が見て取れる.また Topは信号事象よりも

質量が大きく  $p_T$  が高くなる傾向がある。しかし, Top は  $b$ -tagged jet veto を施すことでそのほとんどが落ちる。ここでは比較しやすいように Cut11a の  $b$ -tagged jet veto を施してある。

#### Cut9a $\Delta\eta_{jj} > 3.0$

図 4.11 (b) に  $\Delta\eta_{jj}$  分布を示す。2つの jet が前後方に出るため,  $\eta$  方向に離れている事象を選択する。信号事象, とくに VBF 過程 (黒点線) が背景事象に比べて高くなっていることがわかる。特に  $\Delta\eta_{jj} > 3$ だと背景事象と信号事象との分離が良いことがわかる。

#### Cut10a $m_{jj} > 400 \text{ GeV}$

図 4.11 (c) に  $m_{jj}$  分布を示す。2つの jet が高い重心系エネルギーで反応し, さらに幾何的に反対に出ている事象を高い  $m_{jj}$  を要求することで選択する。

#### Cut11a $b$ -tagged jet veto

図 4.11 (d) に  $b$ -tagged jet multiplicities 分布を示す。 $b$ -tagged jet がない事象を選択することで top quark が伴う事象を落とす。図を見ると,  $b$ -tagged jet が 1 以上の事象はそのほとんどが Top ( $t\bar{t}$ , single-top) でありこれらを排除するため  $b$ -tagged jet veto は有効だということが判断できる。

#### Cut12a CJV and OLV

CJV (Central Jet Veto): tag された 2つの jet の他に,  $\eta$  方向で 2つの jet の間に  $p_T > 25 \text{ GeV}$  の jet がないことを要求。OLV (Outside Lepton Veto): 2つの lepton が  $\eta$  方向において tag された jet の間に飛んでいることを要求。

### 4.4.2.2 Boosted SR

Boosted カテゴリーは ggF 生成過程において, グルーオンからの ISR jet と Higgs 粒子が back-to-back で生成されるトポロジーに着目し, SR を設定する。他のゲージボソンと比べて重い Higgs 粒子を生成するグルーオンから jet が生じる場合, この jet の  $p_T$  は Z boson と 1jet の場合に比べて高くなり, back-to-back で生じた Higgs 粒子の  $p_T$  も高くなる。Boosted SR は, この様に高い  $p_T$  の Higgs 粒子を選別するカテゴリゼーションを行うことで, low  $p_T$  な Higgs 粒子の場合に比べてバックグラウンドを相対的に減少させることが可能で, 探索感度を上げることが出来る。

Boosted カテゴリーは 2jet VBF SR からもれた事象に対して選別を行う, これは可能な限り 2jet VBF SR からもれてきた ggF 過程の信号事象を落とさないための処置である。また Boosted 事象では,  $E_T^{\text{miss}}$  と 2つの lepton の成す角度が近くなり,  $m_{\tau\tau}$  分解能が向上する。 $m_{\tau\tau}$  分布を図 4.12 に示す。 $p_T^{\tau\tau}$  について, Inclusive もしくは  $130 \text{ GeV}$  以上の場合を比べた。 $p_T^{\tau\tau}$  は式 ( ) より,

$$\vec{p}_T^{\tau\tau} = \vec{p}_T^{\ell_1} + \vec{p}_T^{\ell_2} + \vec{E}_T^{\text{miss}}, \quad (4.3)$$

と定義される。これは 2つの lepton と  $E_T^{\text{miss}}$  のベクトル和である。質量再構成については 4.7 を参照する。

表 4.8: Inclusive,  $p_T^{\tau\tau} > 130 \text{ GeV}$  それぞれに対する MMC mass の Fit 結果

	Mean	質量分解能
Inclusive	$125.0 \pm 0.5 \text{ GeV}$	$15.0 \pm 0.2 \%$
$p_T^{\tau\tau} > 130 \text{ GeV}$	$127.4 \pm 0.8 \text{ GeV}$	$12.4 \pm 0.3 \%$

表 4.8 に  $p_T^{\tau\tau}$  inclusive,  $p_T^{\tau\tau} > 130 \text{ GeV}$  それぞれに対する MMC mass のガウシアン Fit 結果を示す。

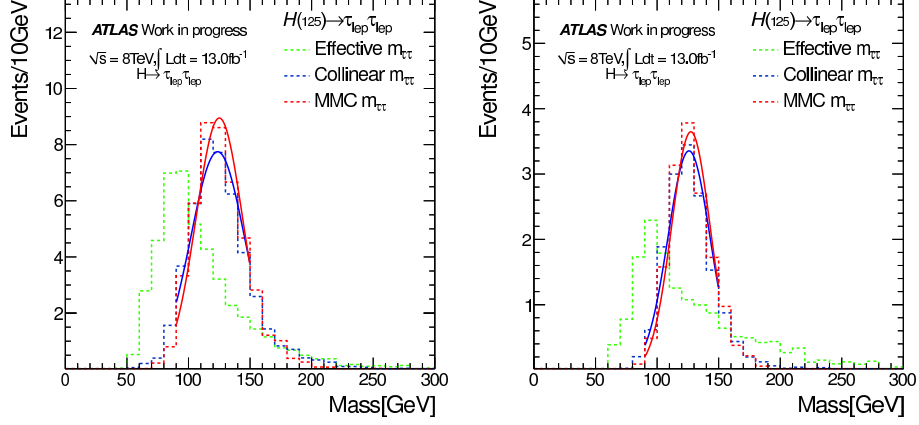
(a)  $p_T^{\tau\tau}$  inclusive(b)  $p_T^{\tau\tau} > 130$  GeV

図 4.12: Boosted 事象における  $m_{\tau\tau}$  分布. (a)  $p_T^{\tau\tau}$  について inclusive に見た  $m_{\tau\tau}$  (b)  $p_T^{\tau\tau} > 130$  GeV の事象の  $m_{\tau\tau}$  分布.

$p_T^{\tau\tau} > 130$  GeV を要求した事象は inclusive にみた場合に比べ、分解能について約 3% の改善が見られる。また Mean が  $p_T^{\tau\tau} > 130$  GeV を要求した際にずれるのは、 $E_T^{\text{miss}}$  が全て  $\tau$  lepton の崩壊からではなく、他の要因 (パイルアップ jet 等) からに依るものも含まれるため、 $p_T^{\tau\tau} > 130$  GeV を要求することで他の要因からの寄与が enhance され、その分だけ再構成された質量は大きくなりやすい。

Boosted SR のセレクションの定義を以下に示す。

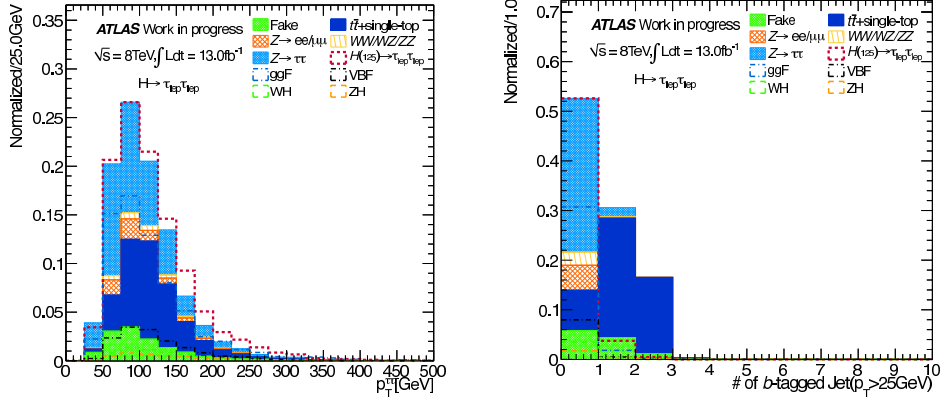
(a) Cut9b 前の  $p_T^{\tau\tau}$ (b) Cut10b 前の  $b$ -tagged jet multiplicities

図 4.13: Boosted SR を選択する際用いる  $p_T^{\tau\tau}$  と  $b$ -tagged jet multiplicity 分布を示す。

### Cut8b failed 2jet VBF category

2jet VBF SR の選択の際に排除された事象について以下のカットを施す。これは出来る限り信号事象を保つために行う。

### Cut9b $p_T^{\tau\tau} > 100$ GeV

$p_T^{\tau\tau}$  とは式 (4.3) で定義され、物理的意味は Higgs 粒子の  $p_T$  を見ていることになる。図 4.13 (a) に  $p_T^{\tau\tau}$  分布を示す。図からもわかる通り、 $p_T^{\tau\tau} > 100$  GeV では信号事象が背景事象に比べて大きくなる傾向がある。100 GeV を選択することで信号事象の割合が相対的に大きくなり、質量分解能が上がり発見感度が上がる。

### Cut10b $b$ -tagged jet veto

2jet VBF Cut11a と同様 top quark が伴う事象を落とす。図 4.13 (b) に  $b$ -tagged jet multiplicities 分布を示す。



#### 4.4.2.3 2jet VH SR

2jet VH カテゴリーは VH 生成過程に特に感度を持たせるようにセレクションを最適化した.W/Z boson がハドロニック崩壊し,jet が2つ観測される事象を選択する.

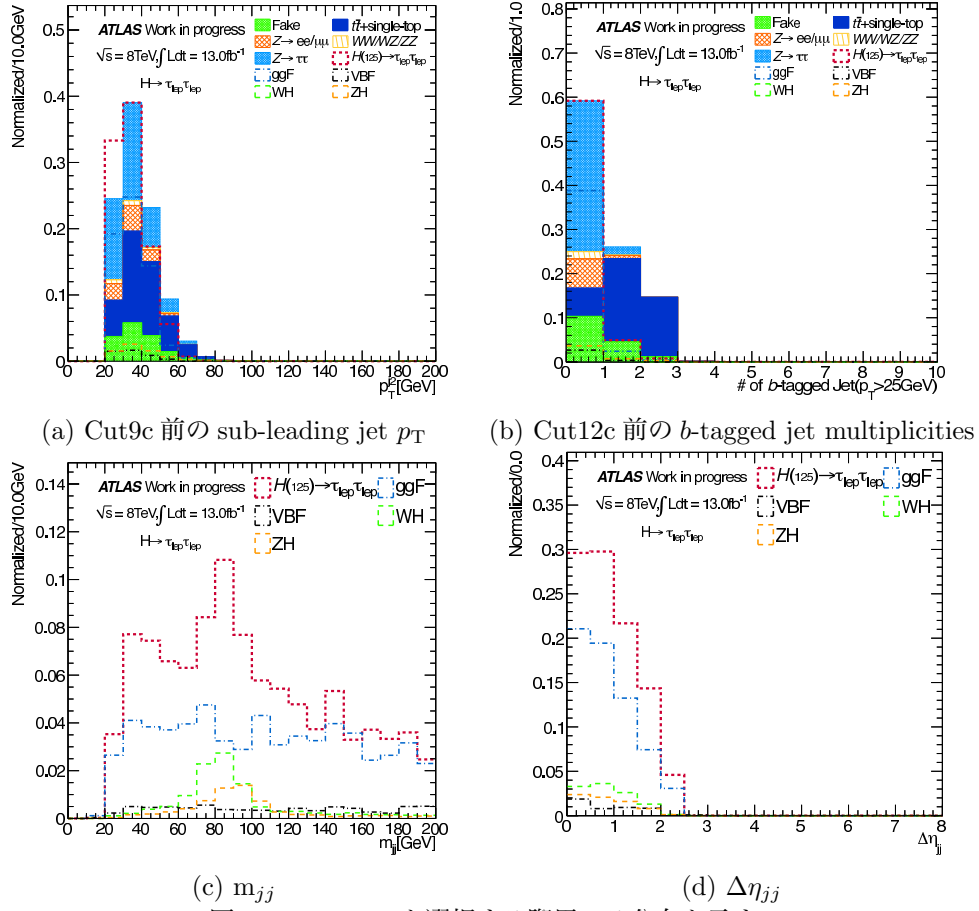


図 4.14: VH SR を選択する際用いる分布を示す.

#### Cut8c Failed Boosted category

Boosted SR の選択から排除された事象について Cut9c,10c を行う. これも信号事象を保つために行う.

#### Cut9c $p_T^{j2} > 25 \text{ GeV}$

sub-leading jet を要求. 図 4.14 (a) に sub-leading jet  $p_T$  分布を示す.2つ目の jet を要求することで.

#### Cut9c $\Delta\eta_{jj} < 2.0$

jet が  $\eta$  方向について近接している事象を選択する. 図 4.14 (d) に  $\Delta\eta_{jj}$  分布を示す. これを見ると VH 過程の信号事象 (緑点線:WH, 黄点線:ZH) は  $\Delta\eta_{jj} < 2.0$  の領域に集まっていることがわかる.

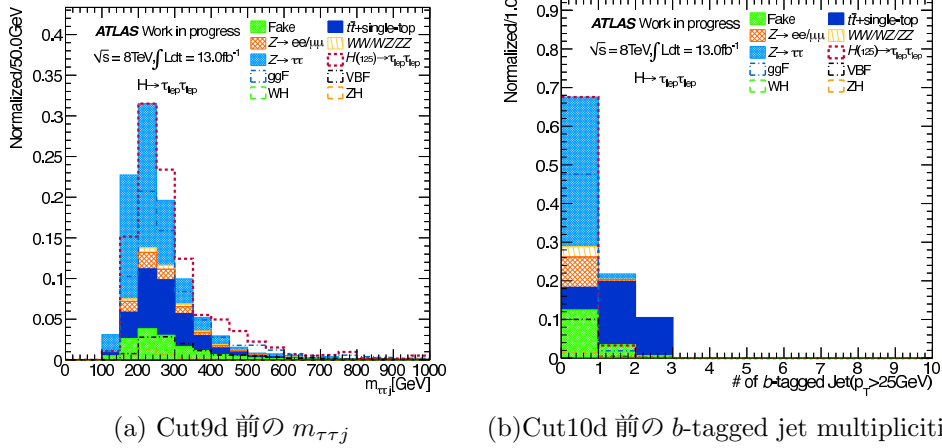
#### Cut11c $30 < m_{jj} < 160 \text{ GeV}$

2つの jet が W/Z boson からのものであるため, 不変質量が W/Z に近いことを要求する. 図 4.14 (c) に  $m_{jj}$  分布を示す. これを見ると特に VH 過程の信号事象 (緑点線:WH, 黄点線:ZH) がそのベクターボソンの質量付近にピークを作っている.

#### Cut12c $b$ -tagged jet veto

$b$ -tagged jet がいない事象を選択することで top quark が伴う事象を落とす. 図 4.14 (d) に  $b$ -tagged jet multiplicities 分布を示す.

#### 4.4.2.4 1jet SR



(a) Cut9d 前の  $m_{\tau\tau j}$  (b) Cut10d 前の  $b$ -tagged jet multiplicities  
 図 4.15: 1jet SR を選択する際用いる分布を示す。

#### Cut8d failed 2jet VH category

2jet VH SR の選択から排除された事象について Cut9d,10d を行う。これも信号事象を保つために行う。

**Cut9d**  $m_{\tau\tau j} > 225 \text{ GeV}$   $m_{\tau\tau j}$  の定義は以下の式 (4.4) に示した,

$$m_{\tau\tau j} = \sqrt{(p^{\ell_1} + p^{\ell_2} + p^{j_1} + E_T^{\text{miss}})^\lambda (p^{\ell_1} + p^{\ell_2} + p^{j_1} + E_T^{\text{miss}})_\lambda, (E_T^{\text{miss}})^\lambda = \left( \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2}, E_x^{\text{miss}}, E_y^{\text{miss}}, 0 \right)}. \quad (4.4)$$

図 4.15 (a) に  $m_{\tau\tau j}$  分布を示す。ggF 生成過程はバックグラウンドと比べて  $m_{\tau\tau j}$  が高い傾向がある。これを用いてバックグラウンドをある程度落とすことが出来る。

**Cut10d  $b$ -tagged jet veto** 2jet VBF, Boosted, 2jet VH と同様に top quark が伴う事象を落とす。図 4.15 (b) に  $b$ -tagged jet multiplicities 分布を示す。

## 4.5 2011 年解析の相違点

ここまで 2012 年取得データについて述べたが、ここでは 2011 年データ解析を行った際との違いを説明する。2012, 2012 年解析との主な相違点は、重心系エネルギーの増加による Higgs 粒子の生成断面積の増加と、ルミノシティ増加による統計量の増加がある。そのため 2012 年解析では 2011 年解析と比較して厳しい事象選択をした。以下がそれらの相違点である。

**Cut5** HPTO  $E_T^{\text{miss}}$  についてはカットせず。

**2jet VBF Cut12a** Outside Lepton Veto (OLV) についてカットせず。

**0jet category** 2012 年解析では用いなかった 0jet SR が存在する。詳細は以下の表 4.9 に示す。

0jet カテゴリーは high  $p_T$  jet が存在しない事象で、基本的に 2 つの lepton が back-to-back の系となる。これを考慮したカットを行った。

表 4.9: 2011 年解析における 0jet SR の事象選択.

Cut	0jet
Cut1	Pre-selection: exactly two leptons with opposite signs
Cut2d	$e\mu + \mu e$ final stat only, $30 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 100 \text{ GeV}$
Cut3d	$\Delta\phi_{\ell\ell} > 2.5$
Cut4d	$b$ -tagged jet vet

## 4.6 背景事象の見積もり

本研究では標準模型で予測されるバックグラウンドを以下の方法で評価した。

### 4.6.1 $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 事象の見積もり

本研究でもっとも重要な背景事象は  $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$  である。ここではモンテカルロシミュレーションを用いた方法と、データを用いた方法について述べる。

#### 4.6.1.1 Embedding method

$Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$  は信号事象と終状態が全く同じであるため、事象選択では落とすことの出来ない背景事象であり、本研究チャンネルにおいて最も大きな背景事象である。そのため、系統誤差を小さくすることが求められるが、モンテカルロシミュレーションを用いた場合、系統誤差は大きく分けて2つ考えられる。1つは検出器や信号事象生成等のシミュレーションの mismodeling による系統誤差、もうひとつはモンテカルロシミュレーションに用いたイベント数による統計誤差である。一方、データを用いる方法では、実際に観測された  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  事象を用いるためこれら2つの誤差を小さく抑えることが出来る。また、本論文ではこのデータを用いる方法を Embedding method と呼ぶ。

Embedding method は、次の5つのステップを踏む。

- $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  事象の選択:

まず実際の観測データから  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  事象を選別する。ここでは、2つの異符号電荷の isolated muon が同じバーテックスから再構成されていて、尚且つ2つの muon から組む不変質量  $m_{\mu\mu}$  が 55 GeV 以上であることを要求する。

- Extraction of the  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  kinematics:

観測された事象から  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  からくる2つの muon を取り除く。

- Simulated  $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$  崩壊の生成:

次に、取り除かれた  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  事象と同じバーテックスから、TAUOLA [29, 30] を用いて生成された  $\tau$  lepton のみについて ATLAS Full Monte-Carlo シミュレーションを行う。このとき  $\tau$  lepton の運動量はその質量を考慮し、

$$p_\tau = \sqrt{E_\mu^2 - m_\tau^2}$$

とする。また TAUOLA では  $\tau$  lepton polarization も考慮に入れられる。これらの Simulated  $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$  を *mini event* と呼ぶ。

- Simulated  $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$  とデータの結合:

Muon を simulated  $\tau$  lepton へと置き換えるため、 $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  事象から観測された2つの muon の track を全て取り除く。次にカロリメータへのエネルギーデポジットを再計算するために、観測された  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  事象から作られた *mini event* に Simulated  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  事象を用いて、muon のカロリメータでのエネルギーデポジットを計算する。これらを用いて、simulated  $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$  事象を可能な限りそのままの状態観測データのコンディションに合わせて merge する。

- 事象の Re-reconstruction:

こうして作られた  $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$  事象を full event reconstruction にかける。そのため  $E_T^{\text{miss}}$  やその他の physics objects は作り替えられたカロリメータセルやトラックに従って再計算される。

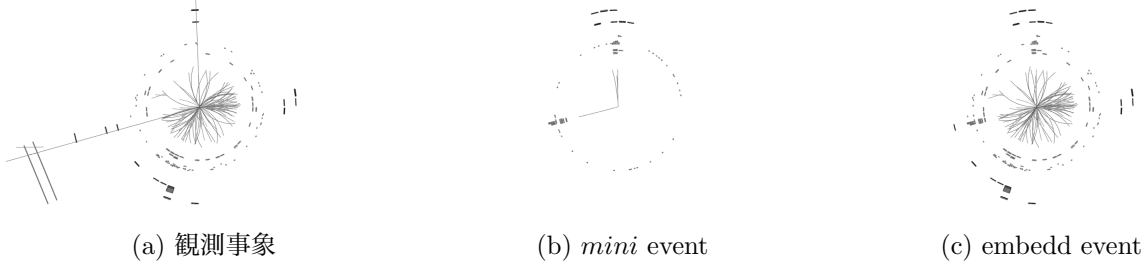


図 4.16:  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  embedding method の各段階でのイベントディスプレイ.

#### 4.6.1.2 Embedding $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ の規格化

本解析において Embedding サンプルの良し悪しが解析結果を大きく左右する. 最も重要なことは Embedding サンプルが観測データから作られており,  $E_T^{\text{miss}}$  や特に Jet についてのモデリングは観測データそのものであるため不定性が入る余地はなく, 考えられる不定性としてサンプル自体の規格化,  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象の選別の際生じる不定性が挙げられる. ここでは Embedding サンプルの規格化について, その方法と系統誤差の見積もりについて述べる.

Embedding サンプルは観測データから作られており, その規格化の理論的計算は困難である. 従って本解析では以下の 2 通りの方法を用いて規格化定数を求めた.

- $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  MC を用いる方法 (Method1).

$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  MC はその生成断面積へ規格化が容易であり (NNLO QCD まで FEWZ [31] により計算されている), Embedding サンプルも全く同じコンディションでは等しい事象数が期待される. まず,  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  MC サンプルと Embedding サンプルをフレーバー毎に式 (4.5) を用いて, Normalization Factor  $F_{ch}^{\text{Norm1}}$  を定義する.

$$F_{ch}^{\text{Norm1}} = \frac{N_{ch}^{\text{MC}}}{N_{ch}^{\text{Emb}}} \quad ch \text{ for } ee, e\mu, \mu e, \mu\mu. \quad (4.5)$$

- 観測データを用いる方法 (Method2).

$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  以外のバックグラウンドが正しくモデリングされているなら, 観測データにおいてそれらの Other Bkgs ( $t\bar{t}$ , single- $t$ ,  $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ , diboson) を取り除いてやれば, それは  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  事象のみとなる. これを利用して, Normalization Factor  $F_{ch}^{\text{Norm2a}}$  を以下の式 (4.6) 定義する.

$$F_{ch}^{\text{Norm2a}} = \frac{N_{ch}^{\text{data}} - N_{ch}^{\text{Other Bkgs}}}{N_{ch}^{\text{Emb}}} \quad ch \text{ for } ee, e\mu, \mu e, \mu\mu, \quad (4.6)$$

これを Method2a とする.

また同時に,  $m_{\ell\ell}$  分布を用いて, 式 (4.7) で定義した  $\chi^2$  を最小化する Template Fit を行った.  $F_{ch}^{\text{Norm2b}}$  が Normalization Factor である.

$$\chi^2 = \sum_{\text{bin } i} \frac{\left( N_i^{\text{data}} - N_i^{\text{Other Bkgs}} - F_{ch}^{\text{Norm2b}} \times N_i^{\text{Emb}} \right)^2}{\sigma_{\text{data},i}^2 + \sigma_{\text{Other Bkgs},i}^2 + (F_{ch}^{\text{Norm2b}})^2 \times \sigma_{\text{Emb},i}^2} \quad ch \text{ for } ee, e\mu, \mu e, \mu\mu, \quad (4.7)$$

この方法を Method2b とする.

上記の規格化定数の計算を 2 つの事象選択過程で行う. ここで重要なことは系統誤差を小さく抑えることにある. そのためには jet や  $E_T^{\text{miss}}$  等の不定性の大きなカット変数を用いる事象選択の前で規格化定数を求めることや, 不定性の大きな, 特に Fake lepton, 背景事象を出来るだけ落としてから規格化定数の計算を行うことである. こうすることで

このことを踏まえて本研究では, 2 つの事象選択過程で行う. 1 つ目は Cut2 の  $m_{\ell\ell}$  カット後で, この事象選択で選択される領域は SF ( $e^+e^-, \mu^+\mu^-$ ) に対して  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  事象を抑え, DF ( $e\mu, \mu e$ ) に対しては  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$

のピークを作る領域である。この事により  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  や  $t\bar{t}$  の寄与を抑えることが出来る。2つ目は Cut3 の  $p_T^{\ell 1} + p_T^{\ell 2}$  カット後で、このカットを行うことで Fake lepton からの不定性を特に DF において抑えることが出来る。

以下に2つのカット後において規格化を行った場合について説明する。

### $m_{\ell\ell}$ カット後で行った場合

$m_{\ell\ell}$  カット後で行った場合の結果を図 4.17 及び表 4.10 に示す。

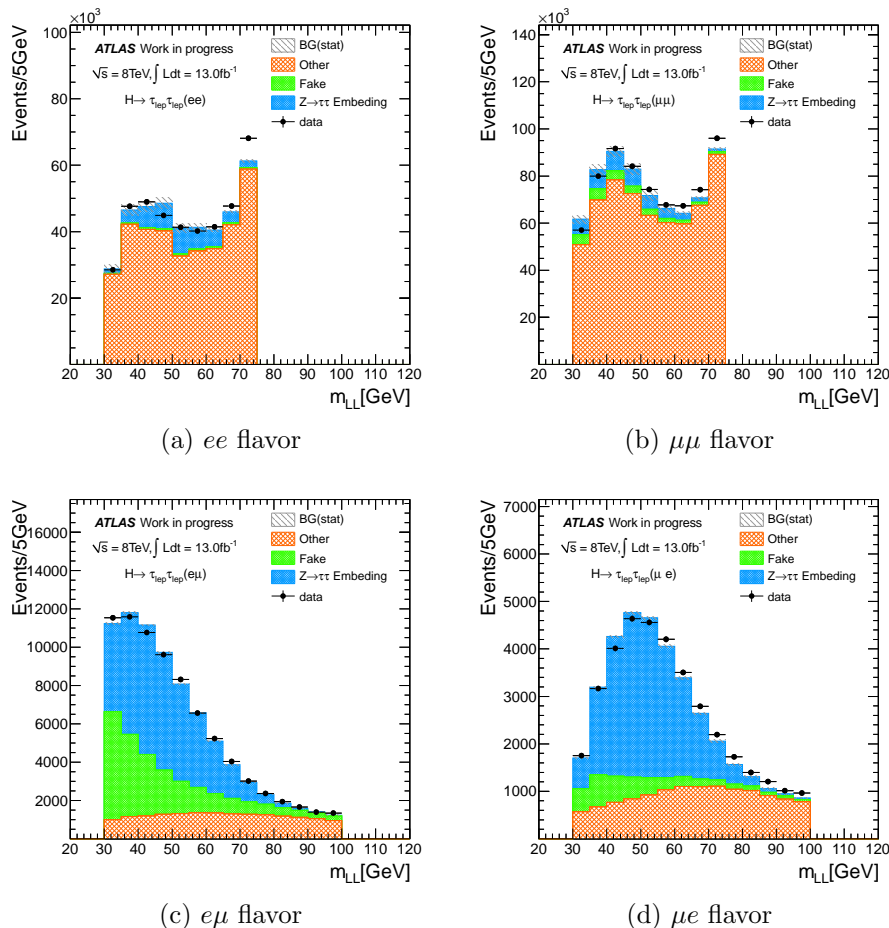


図 4.17:  $m_{\ell\ell}$  カット後の Embedding サンプルの Method2b による規格化。

表 4.10:  $m_{\ell\ell}$  カット後の Embedding サンプルの規格化定数. actor. エラーは統計的な不定性のみ示してある。

Flavor	$ee$	$\mu\mu$	$e\mu$	$\mu e$
$F_{ch}^{Norm1}$	$0.691 \pm 0.066$	$0.199 \pm 0.024$	$0.219 \pm 0.010$	$0.202 \pm 0.004$
$F_{ch}^{Norm2a}$	$0.672 \pm 0.056$	$0.187 \pm 0.017$	$0.210 \pm 0.002$	$0.199 \pm 0.002$
$F_{ch}^{Norm2b}$	$0.662 \pm 0.012$	$0.153 \pm 0.003$	$0.208 \pm 0.002$	$0.192 \pm 0.002$

図 4.17 (a), (b) の SF における規格化について、 $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  事象が支配的であり  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  事象の寄与は小さいが、観測データと良い一致が見られる。(c) (d) の DF でも、とても良く規格化が行われていることがわかる。しかし、特に  $e\mu$  flavor において Fake lepton (緑ヒストグラム) が非常に多く、その不定性の影響を受けている可能性がある。次の  $p_T^{\ell 1} + p_T^{\ell 2}$  カット後においてその影響の有無を論じる。

### $p_T^{\ell 1} + p_T^{\ell 2} > 35$ GeV カット後で行った場合

$p_T^{\ell 1} + p_T^{\ell 2} > 35$  GeV カット後で行った場合の結果を図 4.18 及び表 4.11 に示す。

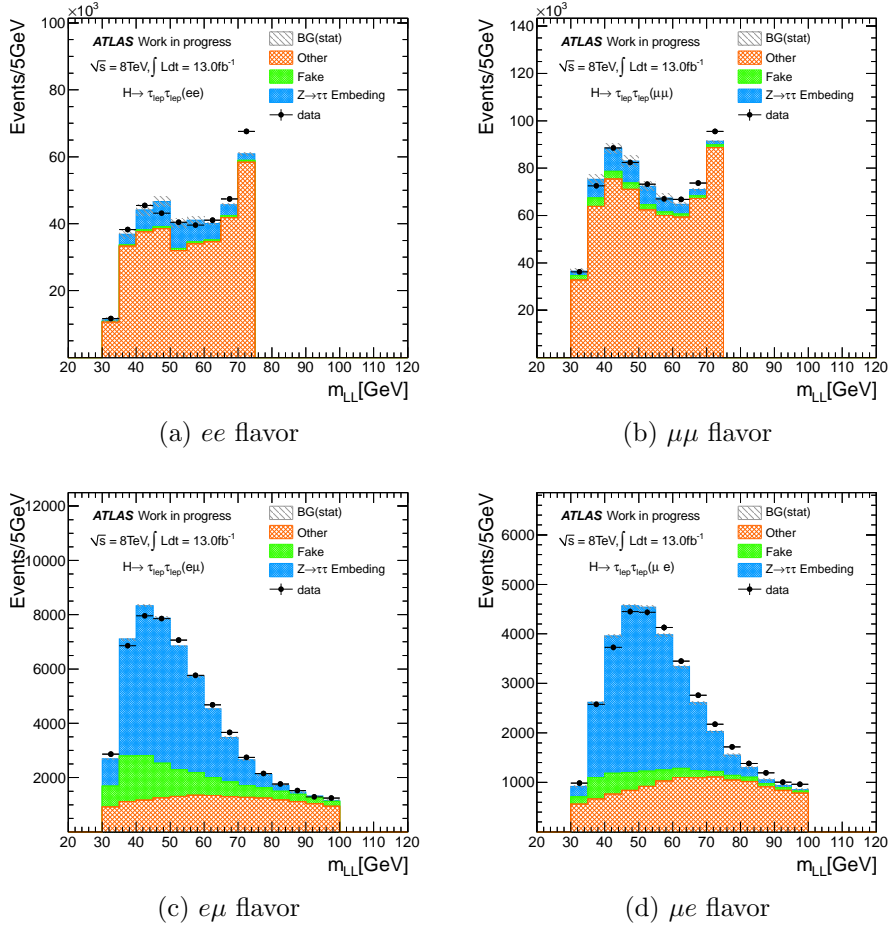


図 4.18:  $p_T^{\ell 1} + p_T^{\ell 2} > 35$  GeV カット後の Embedding サンプルの規格化.

表 4.11:  $p_T^{\ell 1} + p_T^{\ell 2} > 35$  GeV カット後の Embedding サンプルの規格化定数. エラーは統計的な不定性のみ示してある.

Flavor	$ee$	$\mu\mu$	$e\mu$	$\mu e$
$F_{ch}^{\text{Norm1}}$	$0.698 \pm 0.071$	$0.255 \pm 0.029$	$0.209 \pm 0.009$	$0.200 \pm 0.005$
$F_{ch}^{\text{Norm2a}}$	$0.688 \pm 0.053$	$0.249 \pm 0.021$	$0.202 \pm 0.002$	$0.199 \pm 0.002$
$F_{ch}^{\text{Norm2b}}$	$0.664 \pm 0.012$	$0.223 \pm 0.004$	$0.199 \pm 0.002$	$0.192 \pm 0.002$

図 4.18 (a), (b) の SF における規格化について, 表 4.10, 4.11 から, とくに  $\mu\mu$  flavor では, di-muon トリガー ( $p_T$  閾値が最も低くそれぞれ 18, 8 GeV) のため, 他の flavor に対して Cut3 の後の規格化定数の変化が大きい. この理由は, di-muon トリガーの  $p_T$  閾値 (18, 8 GeV) が低いことにある.

2つの muon の  $p_T$  がどちらも低い事象が他の flavor と比較して排除されるためである. (c) (d) の DF について, 特に  $e\mu$  flavor の Fake lepton の多くがこのカットで抑えられている. これを踏まえると, 規格化定数はほぼ変わらず Fake lepton による影響はほとんどないものと分かる.

### 規格化定数の最終的な決定

最終的な規格化定数として,  $m_{\ell\ell}$  カット後の 3 種類の規格化定数の加重平均をとったものを求め, lepton  $p_T$  の不定性と Fake lepton の不定性が  $p_T^{\ell 1} + p_T^{\ell 2} > 35$  GeV カット後の値との差異を系統誤差とした. 中央値を 3 つの値の加重平均としたのは  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  の生成断面積と, 観測データの数による評価 (Method2a) と分布形状 (Method2b) の全てを考慮すべきだからである.

表 4.12: Embedding サンプルの規格化定数.

Flavor	$ee$	$\mu\mu$
	$e\mu$	$\mu e$
$F^{\text{Norm}} \pm (\text{stat}) \pm (\text{syst})$	$0.663 \pm 0.0013 \pm 0.003$	$0.155 \pm 0.0909 \pm 0.049$
	$0.209 \pm 0.0002 \pm 0.010$	$0.196 \pm 0.0002 \pm 0.002$

表 4.12 を見ると規格化定数に対する相対的な不定性は  $\mu\mu$  flavor 以外は数%程度である. しかし,  $\mu\mu$  flavor の不定性が 90% と大きい理由は, Embedding サンプルが観測データから作られていて, その元の  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  を選択するトリガーからの影響が考えられる. このトリガーの影響を調べることは本研究の今後の課題の一つである.

#### 4.6.1.3 ALPGEN MC $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ との比較

ここでは  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  事象について Embedding と ALPGEN MC の両方で見積もられた分布を比較して, Embedding サンプルの妥当性と ALPGEN MC サンプルよりも改善が見られることを示す.

図 4.19 に  $m_{\ell\ell}$  分布を示す.

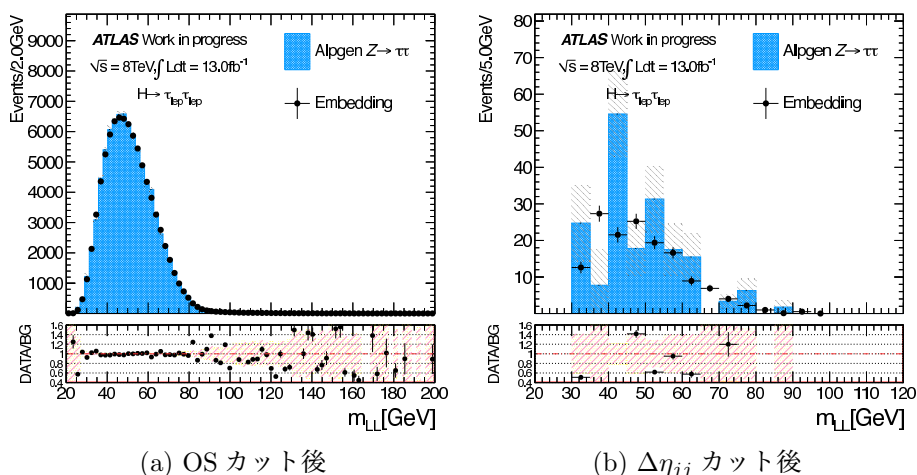


図 4.19:  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  事象の比較.  $m_{\ell\ell}$  分布について異なるカットステージで比較した.

(a) は OS カット後である. この時点で Embedding と ALPGEN MC サンプルは非常に良い一致を見せている. (b) は  $\Delta\eta_{jj}$  カット後である. ここまでカットを進めると, ALPGEN MC は  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  の見積りに関して, 分布が凸凹しており, その統計量による影響がが無視できない. しかし, Embedding サンプルはその統計量は十分で, 分布自体もなめらかに見積もることが出来ている事が明らか. 以上のことより, Embedding サンプルは ALPGEN MC サンプルに比べ, 本解析を行う上で  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  背景事象の見積りに適していることがわかる.



## 4.6.2 $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ 背景事象の見積もり

### 4.6.2.1 Missing $E_T$ の補正

$Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  事象は neutrino が出ないため、基本的には missing  $E_T$  は発生しない。しかし、pile-up jet や under-lying jet, JES の不定性によりフェイクの missing  $E_T$  を作ってしまう。このような効果を MC シミュレーションだけで見積もることは困難なため、実際のデータを用いて MC を補正する。この補正で用いる  $E_T^{\text{miss}}$  は、pile-up jet の効果を考慮するため STVF  $E_T^{\text{miss}}$  で行う。

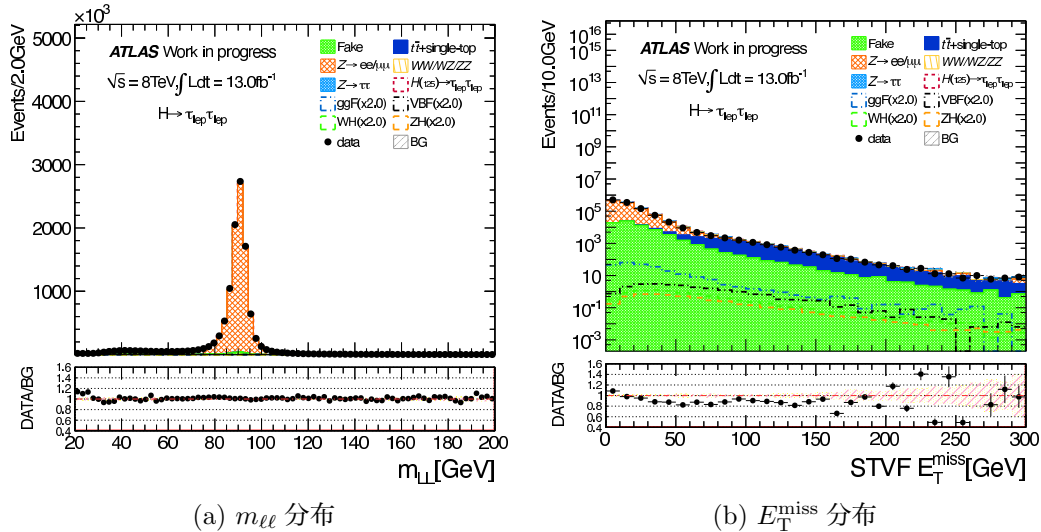


図 4.20:  $ee + \mu\mu$  flavor における観測データと背景事象の比較. (a)  $m_{\ell\ell}$ , (b)  $E_T^{\text{miss}}$  分布.

図 4.20 に  $m_{\ell\ell}$ ,  $E_T^{\text{miss}}$  分布を示す。この図は Opposite Sign な 2 つの lepton ( $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ) を選んだ後である。この事象選択過程では  $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$  事象が支配的であり、高い  $E_T^{\text{miss}}$  の領域でもそれは変わらずこの領域でのズレは  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  事象が原因だといえる。

$Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  事象は dilepton 不変質量を組むと 91 GeV にピークを作る。補正を行う際、これを利用して CR を設定する。4 つの領域 A, B, C, D は表 4.13 で定義され、実際のデータにおける分布のを図 4.21 に示す。

表 4.13:  $Ztoemm$  事象における領域 ABCD の定義

	$30 < m_{\ell\ell} < 75 \text{ GeV}$	$80 < m_{\ell\ell} < 100 \text{ GeV}$
STVF $E_T^{\text{miss}} > 40 \text{ GeV}$	A	B
STVF $E_T^{\text{miss}} < 40 \text{ GeV}$	C	D

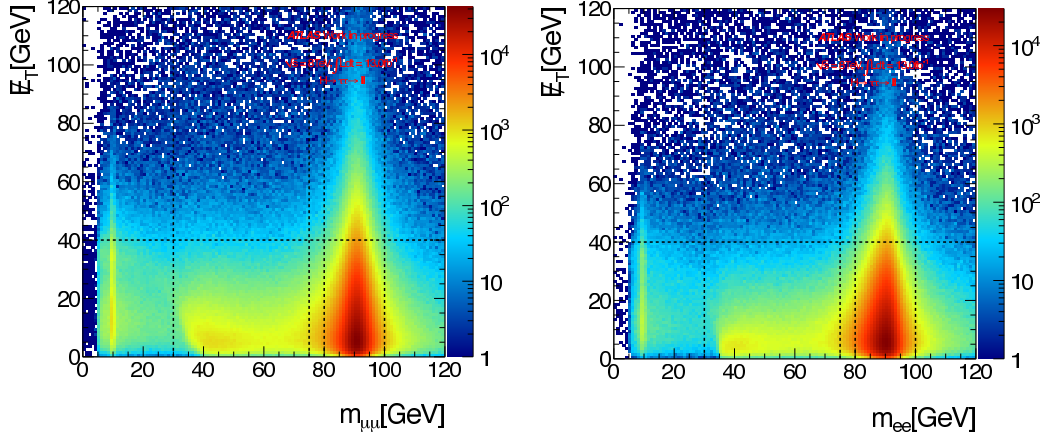
(a)  $\mu^+\mu^-$  channel(b)  $e^+e^-$  channel

図 4.21:  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  事象における  $m_{\ell\ell}$ -STVF  $E_T^{\text{miss}}$  2D plot. それぞれ 4 つの領域 A,B,C,D に分けて補正係数を求める。

この補正は pile-up jet に依る  $E_T^{\text{miss}}$  の影響が  $m_{\ell\ell}$  分布に依らないことを仮定し,  $m_{\ell\ell}$  の 2次元領域を A,B,C,D の 4 つに分けて補正係数を求めるものである. 補正係数 (mismodeling factor) の定義を次の式 (4.8) に示す.

$$F_{\text{MC}}^{\text{corr}} = \frac{B_{\text{data}}}{B_{\text{data}} + D_{\text{data}}} \frac{B_{\text{MC}} + D_{\text{MC}}}{B_{\text{MC}}} \quad (4.8)$$

ここで, data は実際のデータから  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  以外のプロセス ( $t\bar{t}$ , diboson 等) を引いたもので, MC は  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  のみを指す. また, それぞれの SR への扱いも考慮に入れ, 以下のような CR を設定した.

表 4.14: 4 つの SR に対する CR の設定.

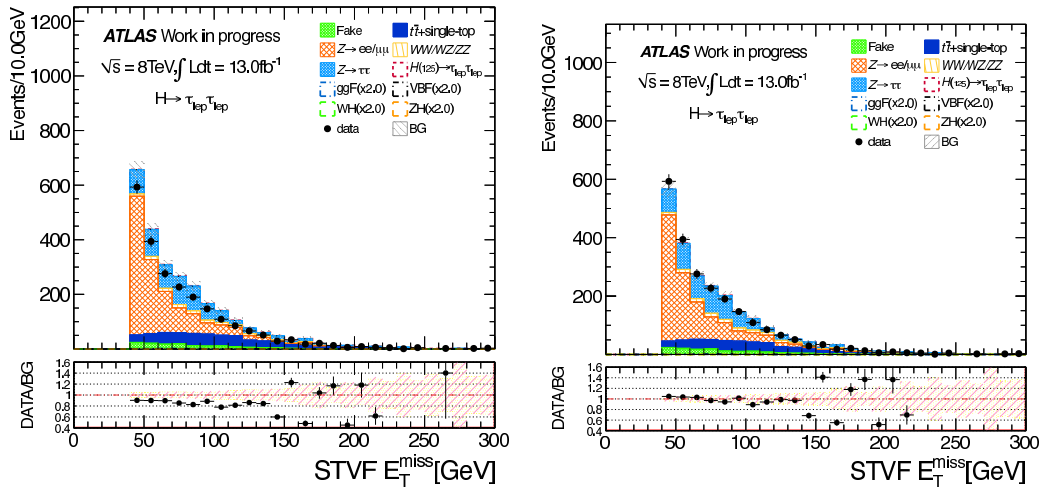
2jet VBF	Boosted	2jet VH	1jet
Pre-selection: exactly two leptons with opposite signs			
$p_T^{\ell 1} + p_T^{\ell 2} > 35 \text{ GeV}$			
$p_T^{j 1} > 40 \text{ GeV}$			
# of $b$ -tagged jet == 0			
$p_T^{j 2} > 25 \text{ GeV}$	$p_T^{\tau\tau} > 100 \text{ GeV}$	$p_T^{j 2} > 25 \text{ GeV}$	$m_{\tau\tau j} > 25 \text{ GeV}$
$\Delta\eta_{jj} > 3.0$	-	$30 \text{ GeV} < m_{jj} < 160 \text{ GeV}$	-
$m_{jj} > 400 \text{ GeV}$	-	$\Delta\eta_{jj} < 2.0$	-

これらの CR に対して観測した事象数は以下の表 4.15 の通り. MC の事象数は, *lumiThis* に規格化してある.

Category	$Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ MC (A,B,D)	non- $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ MC (A,B,D)	data (A,B,D)
$e^+e^-$ VBF	(73.0,982.0,3189.1)	(136.1,72.9,84.0)	(192,2104,8083)
$\mu^+\mu^-$ VBF	(165.0,1549.1,4281.0)	(190.5,93.1,102.5)	(427,3043,10681)
$e^+e^-$ Boosted	(655.8,11205.0,57119.8)	(894.6,448.4,690.1)	(1340,9993,56432)
$\mu^+\mu^-$ Boosted	(1258.1,16362.1,72810.2)	(1382.2,637.0,1241.1)	(2292,13757,68955)
$e^+e^-$ VH	(322.5,2987.5,34432.4)	(1165.1,554.3,1293.1)	(1461,8438,73651)
$\mu^+\mu^-$ VH	(721.9,7070.0,47789.1)	(1698.8,740.1,1754.0)	(3155,740,1755)
$e^+e^-$ 1jet	(1323.4,18344.9,170189.0)	(3378.0,1683.9,3781.1)	(5189,374330,382100)
$\mu^+\mu^-$ 1jet	(2988.3,30150.1,233331.0)	(4770.7,2104.9,4814.9)	(10764,59511,508865)

表 4.15:  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  CR 事象数.

次の 4.22 に  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  Boosted CR におけるデータとバックグラウンドの比較を示す。



(a) 補正前の Region A

(b) 補正後の Region A

図 4.22:  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  Boosted SR における観測データと背景事象の比較. (a,b) それぞれ補正前後の Region A.

補正後はデータとバックグラウンドがよく一致している。

Mismodeling factor についての系統誤差は  $E_T^{\text{miss}}$  の閾値を変化させてその変化を調べた. 詳しくは付録 C を参照する. 見積られた mismodeling factor は表 4.16 となった. この結果をそれぞれの SR の  $Z \rightarrow e^+ e^- / \mu^+ \mu^-$  モンテカルロに対して適用する.

表 4.16:  $Z \rightarrow e^+ e^- / \mu^+ \mu^-$  事象の mismodeling factor の結果.

Category	Mismodeling factor
$e^+ e^-$ 2jet VBF	$0.89 \pm 0.02(stat) \pm 0.09(syst)$
$\mu^+ \mu^-$ 2jet VBF	$0.85 \pm 0.02(stat) \pm 0.06(syst)$
$e^+ e^-$ Boosted	$0.89 \pm 0.03(stat) \pm 0.10(syst)$
$\mu^+ \mu^-$ Boosted	$0.88 \pm 0.02(stat) \pm 0.08(syst)$
$e^+ e^-$ 2jet VH	$0.993 \pm 0.019(stat) \pm 0.22(syst)$
$\mu^+ \mu^-$ 2jet VH	$0.963 \pm 0.014(stat) \pm 0.24(syst)$
$e^+ e^-$ 1jet	$0.920 \pm 0.007(stat) \pm 0.20(syst)$
$\mu^+ \mu^-$ 1jet	$0.913 \pm 0.006(stat) \pm 0.18(syst)$

全ての SR での mismodeling factor は 1.0 より小さい. これは pile-up jet に依る影響が実際の観測データに比べて, MC シミュレーションがハードに見積もられていることを示している.

#### 4.6.2.2 Z+jets における 2jet 事象のモデリング

ここでは 2jet VBF カテゴリーにおける jet のモデリングについて述べる.  $Z \rightarrow e^+ e^- / \mu^+ \mu^- + \text{jets}$  は生成断面積も大きく, 特に VBF SR へは jet モデリングが重要になる. そのため観測された  $Z \rightarrow e^+ e^- / \mu^+ \mu^- + 2\text{jet}$  事象を用いて MC の補正を検討する. まず,  $Z \rightarrow e^+ e^- / \mu^+ \mu^- + 2\text{jet}$  事象の  $m_{\ell\ell}$  分布を図 4.23 に示す.

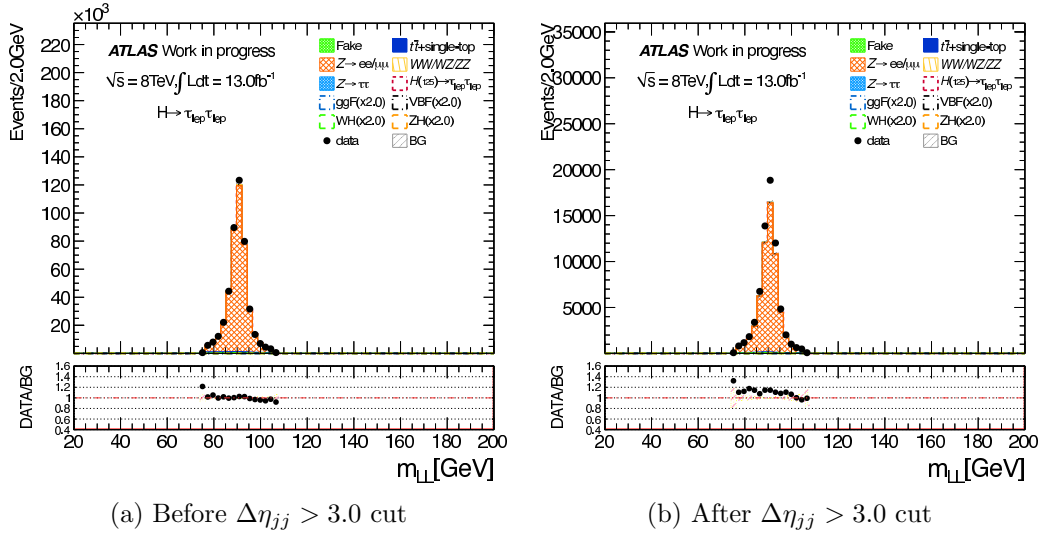


図 4.23:  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-+2\text{jet}$  事象における  $m_{\ell\ell}$  分布. (a)  $\Delta\eta_{jj} > 3.0$  カット前 (b)  $\Delta\eta_{jj} > 3.0$  カット後

明らかに  $\Delta\eta_{jj}$  カットにより  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-+2\text{jet}$  の見積もりが悪くなっていることが見て取れる. 理由として jet kinematics に mis-modeling があることが考えられるが, 次のを図 4.24 に,  $\Delta\eta_{jj}, m_{jj}$  分布を示す.

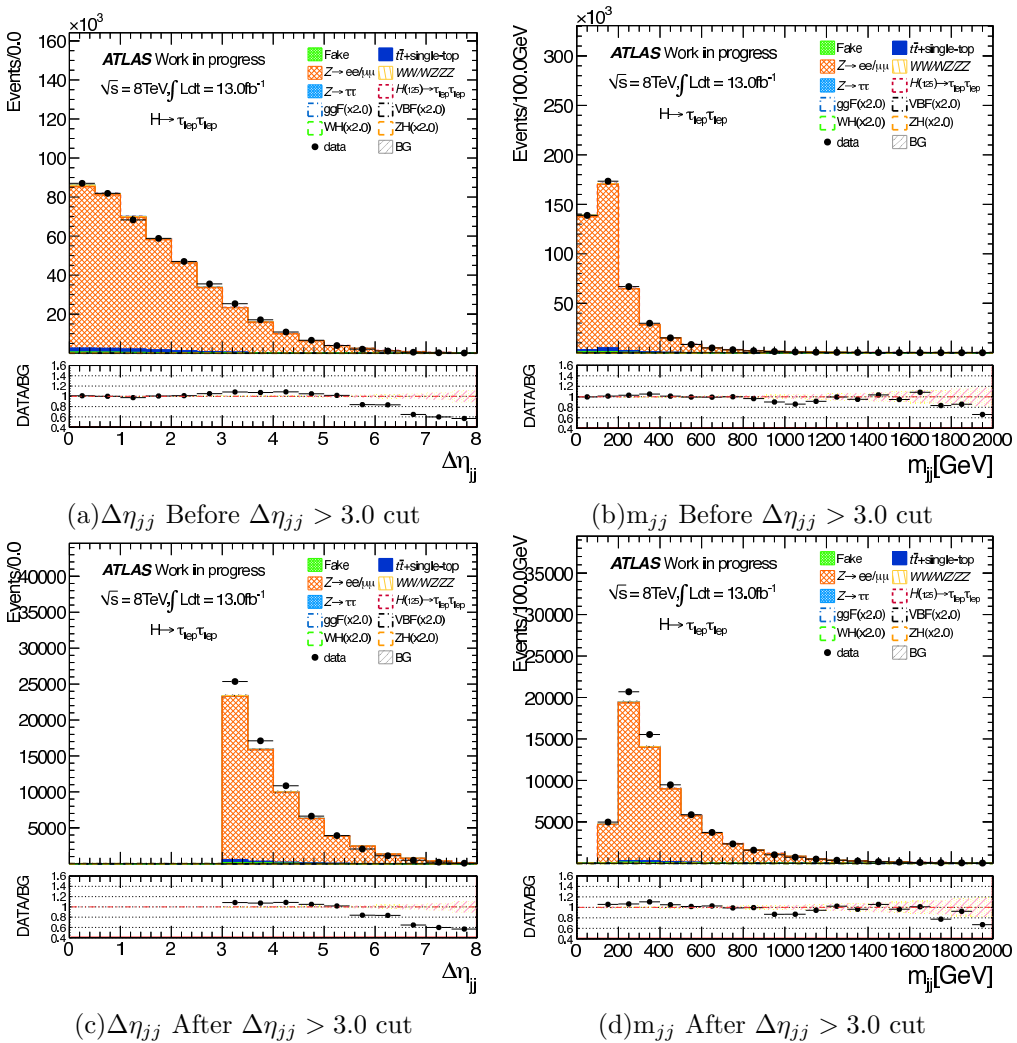
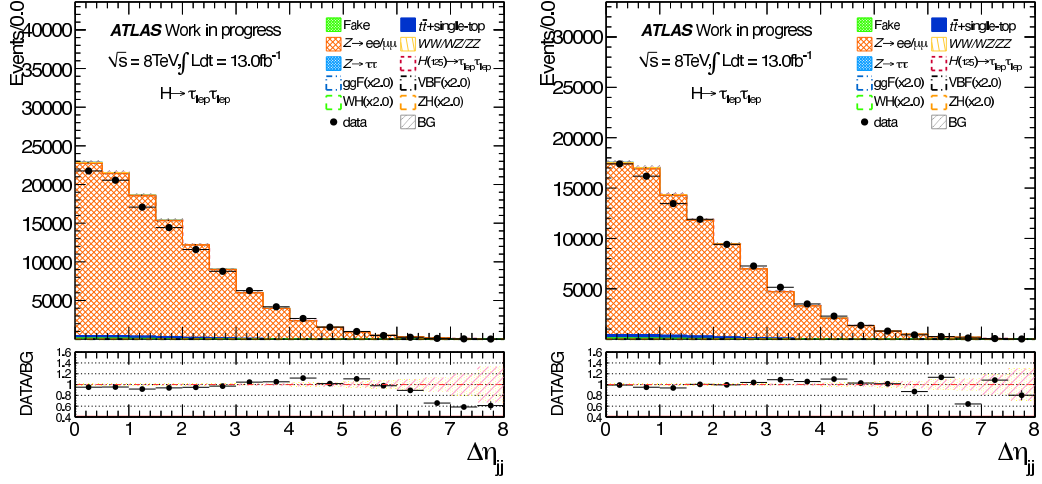


図 4.24:  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-+2\text{jet}$  事象における補正前の jet kinematics 分布. (a) (b):  $\Delta\eta_{jj}$  カット前の  $\Delta\eta_{jj}, m_{jj}$  分布. (c) (d):  $\Delta\eta_{jj}$  カット後の  $\Delta\eta_{jj}, m_{jj}$  分布.

図 4.24 から,特に  $\Delta\eta_{jj}$  分布において観測データと ALPGEN MC での見積りに差異が見られる. 考えられる原因として,lpngen MC の Generator の jet kinematics,特に 2jet 間の角度の mis-modeling に依るものがある. この mis-modeling が,Generator の jet kinematics の mis-modeling 以外の理由だとすれば,考えられるのに pile-up jet に依るものがある.MC シミュレーションにおいて pile-up jet が正しく見積もられていなければ,その分だけ  $\Delta\eta_{jj}$  や  $m_{jj}$  分布は変わる. もし pile-up jet が少ない場合と多い場合で分布に違いがあれば,すなわち pile-up jet が悪さをしていると考えられる.

次の図 4.25 に,同じバッチの 1 事象での衝突点数の平均数, $\langle N_{\text{int}} \rangle$  について High ( $5 < \langle N_{\text{int}} \rangle < 20$ )/Low ( $20 < \langle N_{\text{int}} \rangle < 30$ ) に分けた  $\Delta\eta_{jj}$  分布を示す.



(a) Low  $\langle N_{\text{int}} \rangle$  事象

(b) High  $\langle N_{\text{int}} \rangle$  事象

図 4.25:  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-+2\text{jet}$  事象における (a) Low  $\langle N_{\text{int}} \rangle$  事象. (b)  $\langle N_{\text{int}} \rangle$  事象

この図 4.25 からわかる通り,High/Low pile-up 事象のいずれでも同じ傾向が見えている. そのため  $\Delta\eta_{jj}$  分布の mis-modeling は pile-up jet 由来ではないことがわかる. 補正係数  $SF_{Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-+2\text{jet}}$  を以下の式 (4.9) で定義する.

$$SF_{2\text{jet}}^{\text{all}} = \frac{N_{2\text{jet}}^{\text{data}} - N_{2\text{jet}}^{\text{Other bkg}}}{N_{2\text{jet}}^{Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-}}. \quad (4.9)$$

$$SF_{2\text{jet},i}^{Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-} = \frac{N_{2\text{jet},i}^{\text{data}} - N_{2\text{jet},i}^{\text{Other bkg}}}{N_{Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-}^{\text{MC}}}_{2\text{jet},i} \times SF_{2\text{jet}}$$

これは MC シミュレーションにおいて,総事象数を変えないよう観測事象数を用いて補正している.

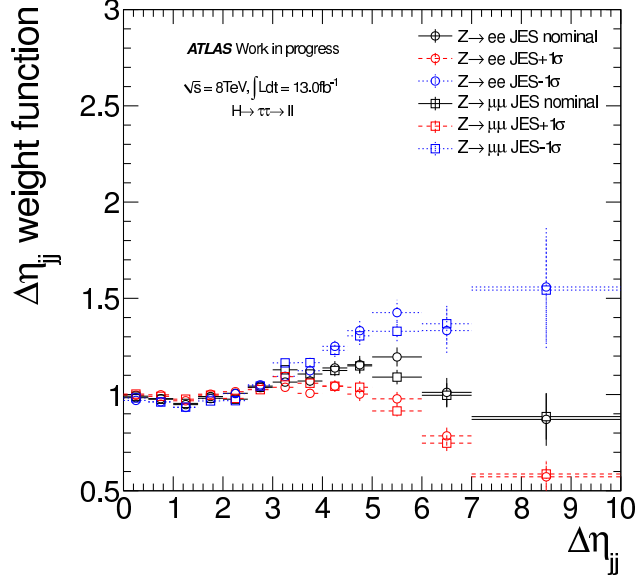
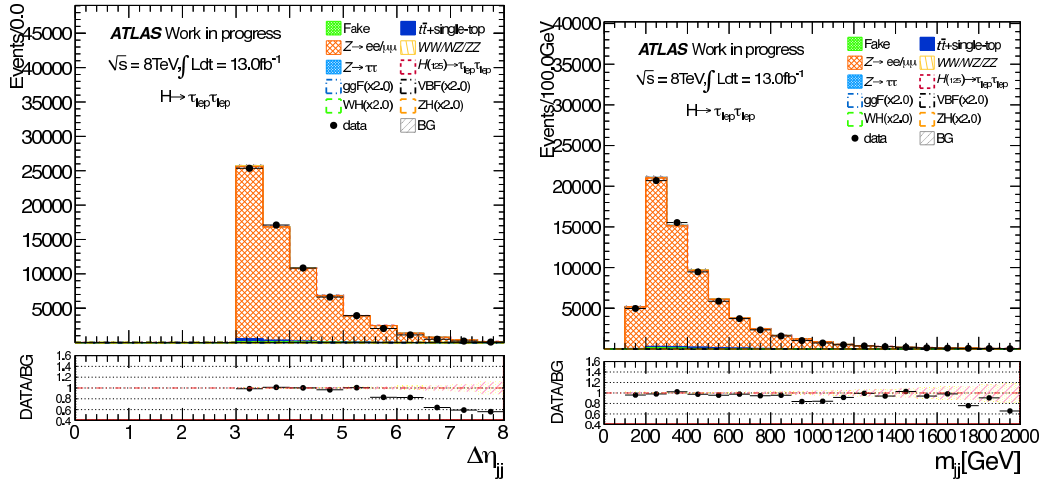


図 4.26:  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-+2\text{jet}$  事象における  $\Delta\eta_{jj}$  分布から求めた補正係数.

図 4.26 に求めた補正係数を示す. それぞれ丸抜き点が  $Z \rightarrow e^+e^-+2\text{jet}$ , 四角抜き点が  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-+2\text{jet}$  から求めたもの. また点線が JES による不定性を  $\pm 1\sigma$  動かしたもの. これらを見ると,  $Z \rightarrow e^+e^-$ ,  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-+2\text{jet}$  事象で補正係数は同じといえ, electron/muon のセレクション由来ではないことがわかる. また, JES (Jet Energy Scale) から生じる不定性について, 赤/青点がそれぞれ  $\pm 1\sigma$  の場合を表している.  $\pm 1\sigma$  で  $\Delta\eta_{jj} > 3.0$  で挙動が異なる理由は, jet を選ぶ際の  $p_T$  閾値により,  $+1\sigma$  がより多く,  $-1\sigma$  がより少ない事象数となり,  $\Delta\eta_{jj} < 3.0$  に比べて事象数が少ないため式 (4.9) の  $N_{Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-+2\text{jet},i}^{\text{MC}} \times SF_{2\text{jet}}$  が大きく変化するためである. 本解析では, この JES による  $\Delta\eta_{jj} > 3.0$  での違いについて, この補正では考えず, 最終的な Fit の際 JES の不定性として考慮する. 次の図 4.27 に補正を施した後の

$\Delta\eta_{jj}, m_{jj}$  分布を示す. 明らかに mis-modeling が改善していることがわかる.



(a)  $\Delta\eta_{jj}$  After  $\Delta\eta_{jj} > 3.0$  cut

(b)  $m_{jj}$  After  $\Delta\eta_{jj} > 3.0$  cut

図 4.27:  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-+2\text{jet}$  CR における補正後の jet kinematics 分布. (a) (b): 補正した  $\Delta\eta_{jj}, m_{jj}$  分布. どちらも  $\Delta\eta_{jj} > 3.0$  カット後の分布である.

### 4.6.3 Fake lepton 事象の見積もり

Fake lepton 事象は jet が electron=や muon=に mis-ID=される事象で, 検出器内での応答が重要なためモンテカルロシミュレーションでは完全に見積もることは出来ない. そのため本解析では実際の観測データを用いて Fake lepton 事象を見積もった. また, 実際の jet→lepton への mis-ID 確率は数%程度であり, 本解析では  $E_T^{\text{miss}}$  を要求するため QCD 事象からの Fake lepton 事象に比べて W+jets 事象からの fake lepton 事象が圧倒的に多い.

#### 4.6.3.1 Fake lepton estimation の概要

本解析では, 実際のデータを用いて, 以下の式 4.10 の様に, Tight reconstruction lepton と Fakable reconstruction lepton が 1 つずつの事象について, Fakable→Tight Fake Factor を掛け算して見積もる.

$$N_{Bkg.}^{Est.} = N_{Tight+LNT} \times F.F. \quad (4.10)$$

$$F.F. = \frac{N_{Tight}}{N_{LNT}}$$

LNT lepton とは, Loose Not Tight lepton のことで fakable lepton を enhance するセレクションを通った lepton のことである. LNT lepton のセレクションは以下の表 4.17 の通りである.

	LNT electron	LNT muon
lepton-ID	Not require any ID	Not require any ID
lepton $\eta$	remove crack region	$ \eta  < 2.5$
lepton $p_T$	$E_T > 15 \text{ GeV}$	$p_T > 10 \text{ GeV}$
Vertex Hit	Signal electron と同じ	Signal muon と同じ
calo iso	$ETcone_{30\_corrected}/E_T < 0.25$	Not require
track iso	$e1\_ptcone30/E_T < 0.25$	Not require

表 4.17: LNT lepton selection criteria.

基本的には, lepton-ID と isolation のカットを緩めて LNT lepton を enhance する. lepton-ID は様々な変数 (例えば, Electron に関して EM カロリメータのシャワーの形状) を用いており, そのバイアスを排除するため LNT lepton のセレクションには用いない. isolation に関して, とくに jet からの fake lepton である場合に isolation の値は大きくなる. これを拾うために Signal (Tight) lepton より緩い値でカットする.

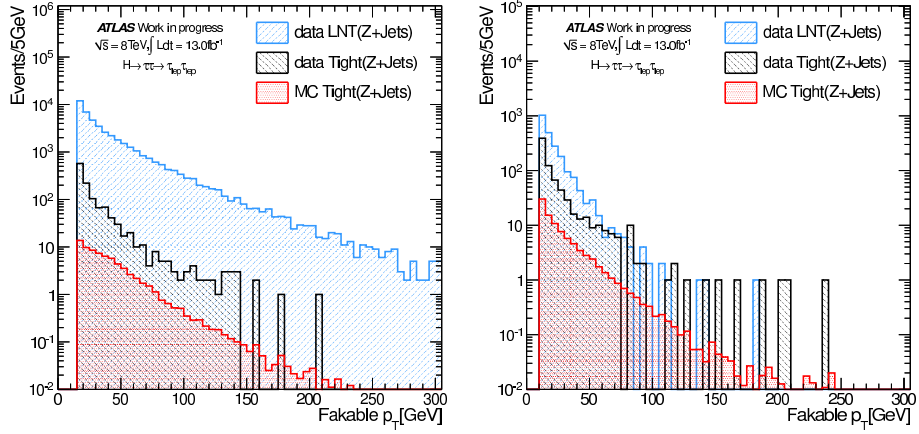
#### 4.6.3.2 Fake Factor の見積もり

本解析における Fake lepton の見積もりで最も重要になるのが, Fake Factor の見積りである. 実際のデータを用いて Fake factor を見積もった. W+jets 事象は Z+jets 事象と同じダイアグラムが記述することが出来ることから, ゲージボソンに伴う jet の校正 (グルーオン, クォークの割合) は同じと考えられる. したがって, Fake Factor は  $Z \rightarrow \ell^+\ell^- + \text{jets}$  事象を用いて, jet が LNT lepton の  $p_T$  の関数として求めるた. Z+jets 事象の選択は

- O.S. な lepton 対 ( $e^+e^-$  or  $\mu^+\mu^-$ ) の不変質量が Z boson の質量に近いことを要求,  $|m_{\ell\ell} - m_Z| \leq 10 \text{ GeV}$ .
- ZZ 事象を除くため,  $|m_{\ell\ell} - m_Z| \leq 10 \text{ GeV}$  の lepton 対が 1 つのみ.
- WZ 事象を除くため,  $m_T \leq 30 \text{ GeV}$ ,  $E_T^{\text{miss}} \leq 30 \text{ GeV}$  を要求.

ZZ/WZ 事象を取り除くための条件を課しているが, 観測された Tight lepton 候補には主に Diboson 事象から生じる Reallepton が含まれる. この影響を Dibson の MC サンプルを使っても見積もりデータから取り除く (EW sbtract). 図 4.28 がその Tight, LNT lepton の  $p_T$  分布である.



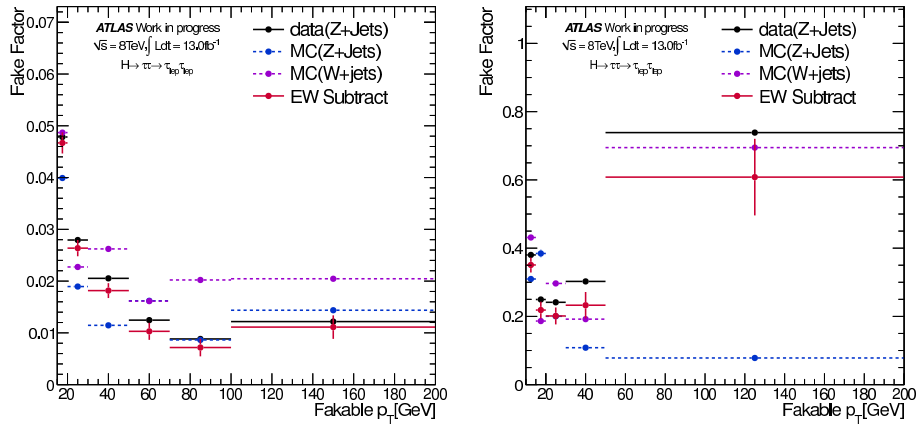


(a) electron  $p_T$

(b) muon  $p_T$

図 4.28: Fakable lepton の  $p_T$  分布. 青:データ LNT, 黒:データ Tight, 赤:MC diboson Tight.

この  $p_T$  分布から式 4.10 に従い求めた Fake Factor を図 4.29 に示す.



(a) electron

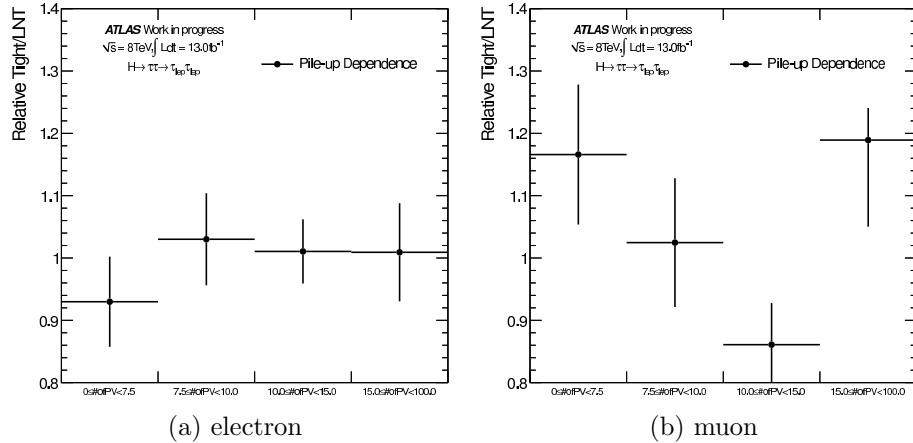
(b) muon

図 4.29: 黒実線:データ (Z+jets) より求めたもの, 青点線:MC (Z+jets) より求めたもの, 紫点線:MC (W+jets) より求めたもの, 赤実線:data から EW subtract したもの. 実際の Fake factor としては赤点を用いる.

(a) の electron の Fake factor は  $p_T$  が小さい領域では Fake lepton の候補 (図 4.28 黒ヒストグラム) が多く, Fake factor が大きくなる. しかし,  $p_T$  が大きくなるにしたがい, Fake lepton の候補は少なくなる. これは jet の  $p_T$  が大きくなるに連れカロリメータ内で観測されるエネルギーが広がる為である.

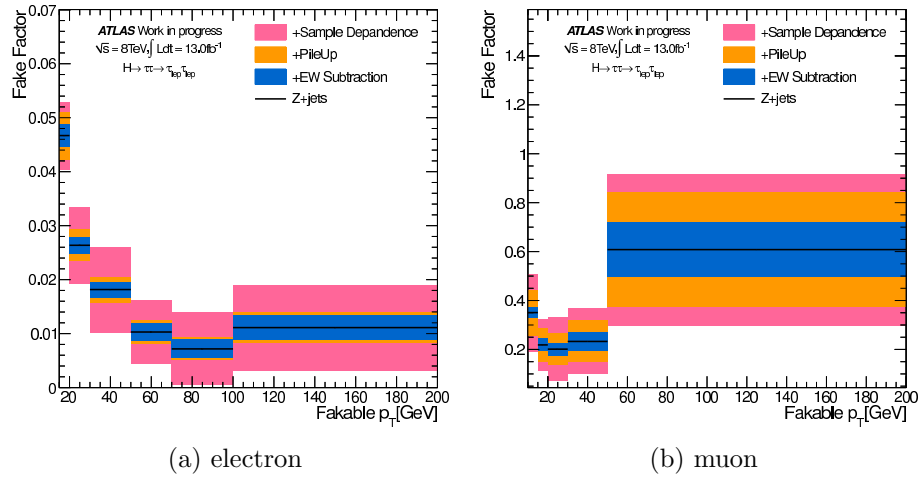
ここからは, Fake factor に考えられる系統誤差について説明する. Pile-up 事象が Fake Factor に与える影響を Primary Vertex の依存性として見積もった.





(a) electron (b) muon  
 図 4.30: Fake Factor の # of Primary Vertex 依存性.

electron では約 5%, muon では約 20%程度だと見て取れる. 最後に系統誤差として, Diboson による real lepton の影響, W+jet と Z+jets での Fake Factor の違い, Pile-up の状況による依存性を考慮した Fake Factor を図 4.31 に示す.



(a) electron (b) muon  
 図 4.31: 系統誤差を考慮した Fake Factor.

黒線が中央値, 青バンドが EW contamination を, 黄バンドが Pile-up を, ピンクバンドが Sample dependence をそれぞれ加味した場合の不定性に範囲を表している. Electron Fake factor に関して, 全体的に Sample dependence が最も大きい系統誤差の要因となっている. これは 30%程度で, その他の系統誤差をあわせると 50%程度の系統誤差が平均して見積もられた. Muon Fake factor はどの系統誤差も同じくらいで全て合わせると 80%程度である.

#### 4.6.3.3 Same Sign Validation

Lepton の電荷が同じ, Same Sign (以下, S.S.) 事象を用いて本方法の確認を行った. S.S. は O.S. に比べ Z+jets 等の EW プロセスが少ないため purity が高い Fake lepton CR を取ることが出来る. 図 4.32 に lepton の  $p_T$  と  $m_T, E_T^{\text{miss}}$  分布を示す.

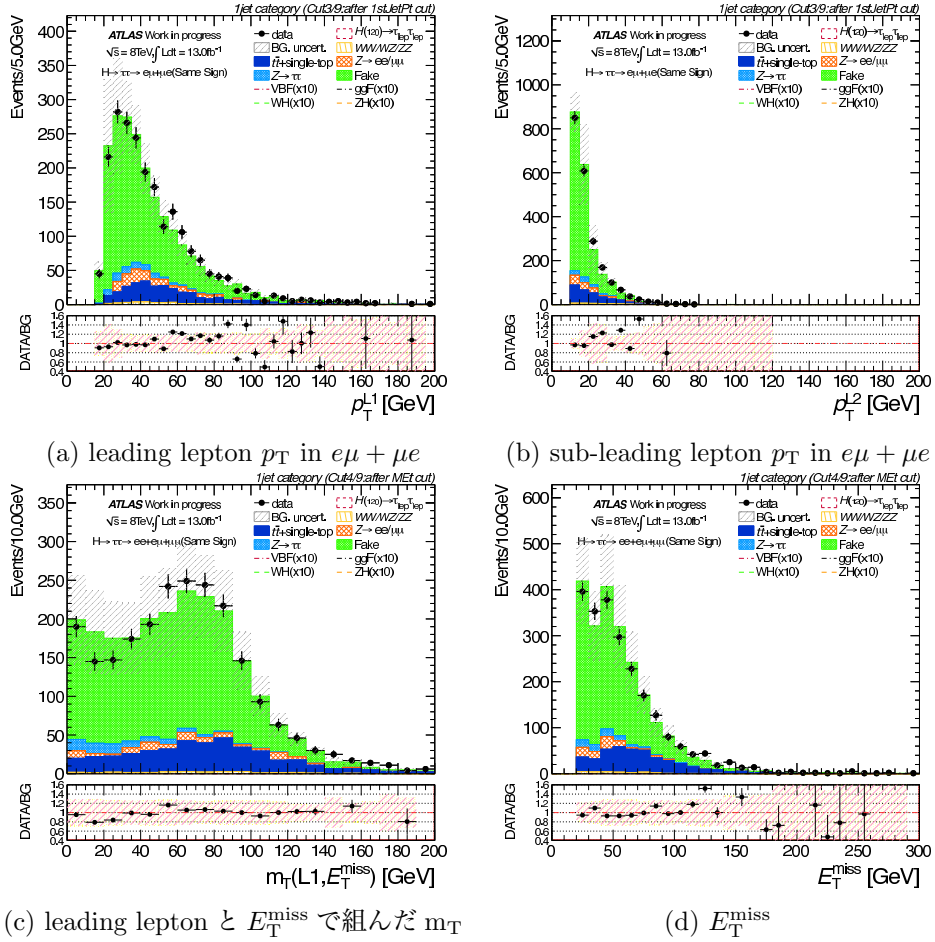


図 4.32: Same Sign における各変数の分布. 緑のヒストグラムが Fake lepton 事象.

Same Sign では Fake lepton 事象が支配的であり, 観測したデータと良い一致が見られる. 図 4.32 (a), (b) では lepton  $p_T$  について良い一致が見られる. これは QCD からの fake lepton も含めて Fake factor の見積りの正しさを直接示すもので, (c), (d) の  $m_T$ ,  $E_T^{\text{miss}}$  の分布においては, 比較的高い部分 ( $40 \text{ GeV} < m_T < 80 \text{ GeV}$ ,  $E_T^{\text{miss}} > 40 \text{ GeV}$ ) の一致から, W+jets 事象からの Fake lepton 事象をきちんと見積もれていることがわかる. したがって, 本方法による Fake lepton の見積もりは妥当と判断できる.

#### 4.6.4 Top estimation

##### 補正係数

top 事象を Top CR を用いて規格化を, 観測データと MC をチェックする. Top CR は  $b$ -tagged jet veto カットを反転させて定義する. 補正係数の見積もりは Top CR における事象数を用いて, 式 (4.11) を用いて定義される.

$$N_{Est.}^{SR} = N_{Top MC}^{SR} \times R_{MC}^{corr}, \quad (4.11)$$

$$R_{MC}^{corr} = \frac{N_{data}^{Top CR} - N_{Other bkg}^{Top CR}}{N_{Top MC}^{Top CR}} \quad (4.12)$$

$N_{Est.}^{SR}$ ,  $R_{MC}^{corr}$  はそれぞれ, SR での見積もられた Top 背景事象としての事象数と, 補正係数である. この見積りにかかるとする誤差として, 統計誤差と系統誤差が存在し, 統計誤差は以下の式 (4.13) で定義され,

$$\begin{aligned} \sigma_N &= N \times \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_{Top bkg}}}{N_{Top bkg}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_R}{R}\right)^2}, \\ \sigma_R &= \sqrt{\left(\frac{N_{data}}{N_{Top}^2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{Other bkg}}}{N_{Top}}\right)^2 + \left(\frac{(N_{data} - N_{Other bkg}) \times \sigma_{N_{Top}}^2}{N_{Top}^2}\right)^2} \end{aligned} \quad (4.13)$$

となる, ここで  $\sigma_R$  は補正係数に対する統計誤差でそれを SR での Top 事象数の統計誤差に伝搬した. 表 4.18 に各カテゴリーに対する Top CR での観測事象数と予想されるバックグラウンド数と補正係数を示す.

表 4.18: Top background の補正係数

	Top Backgrounds( $N_{Top bkg}$ )	Other Backgrounds( $N_{Other bkg}$ )	data( $N_{data}$ )	補正係数 ( $R_{MC}^{corr}$ )
2jet VBF	110.0 $\pm$ 4.3	7.9 $\pm$ 1.2	110	0.87 $\pm$ 0.11 $^{+0.17}_{-0.13}$
Boosted	1590.0 $\pm$ 17.0	123.7 $\pm$ 7.2	1819	1.05 $\pm$ 0.04 $^{+0.13}_{-0.08}$
2jet VH	1106.4 $\pm$ 14.2	119.6 $\pm$ 7.1	1350	1.12 $\pm$ 0.05 $^{+0.06}_{-0.05}$
1jet	1877.1 $\pm$ 18.9	198.4 $\pm$ 12.3	2197	1.12 $\pm$ 0.03 $^{+0.07}_{-0.06}$

2jet VBF における補正係数が他の SR に比べて中心値, 統計誤差, 系統誤差が大きい. これは 2jet VBF SR がより Tight な事象選択を施すことが理由に挙げられる. 系統誤差については後述する.

##### 系統誤差に関して

系統誤差の要因として考慮すべきなのは,  $b$ -tagging と jet に関する不定性である.  $b$ -tagging に関しては  $b$ -tagging アルゴリズムの top 事象に対する Efficiency の不定性を  $\pm 1\sigma$  変化させた. また jet に関しては, Jet Energy Scale と Resolution の不定性を  $\pm 1\sigma$  動かして補正係数の変化を比較した. 表 4.19 に各カテゴリーに対する Top CR での系統誤差をその要因とともに変化を示した.

表 4.19: Top background の補正係数の系統誤差の見積もり

系統誤差の要因	2jet VBF	Boosted	2jet VH	1jet
Jet Energy Resolution(%)	+4.3/-3.2	+2.0/-1.1	+1.5/+2.5	+0.1/+0.05
Jet Energy Scale(%)	+15.0/-11.6	+5.3/-4.9	+0.2/+0.1	+4.5/-4.2
$b$ -tagging Efficiency(%)	+7.5/-6.1	+6.1/-4.3	+5.1/-4.0	+6.3/-4.8
系統誤差の合計 (%)	+17.3/-13.5	+8.3/-6.6	+5.3/-4.7	+7.7/-6.3

系統誤差の最も大きな要因は Jet Energy Scale である, これは Jet Energy が変化すると各 SR への migration が増減し事象数の変化が大きくなる. そのため合計の系統誤差は 2jet VBF で最も大きく 13 ~ 17% となっている.

### 補正後の Top CR での観測事象との一致

次の図 4.33, 4.34 に Top CR における分布を示す  $b$ -tagged jet が 1 つ以上存在する事象である。この CR では補正係数は 1 に近く、分布形状も観測データとよく一致しており Top MC の統計数も十分にあり見積もりは良いと判断できる。

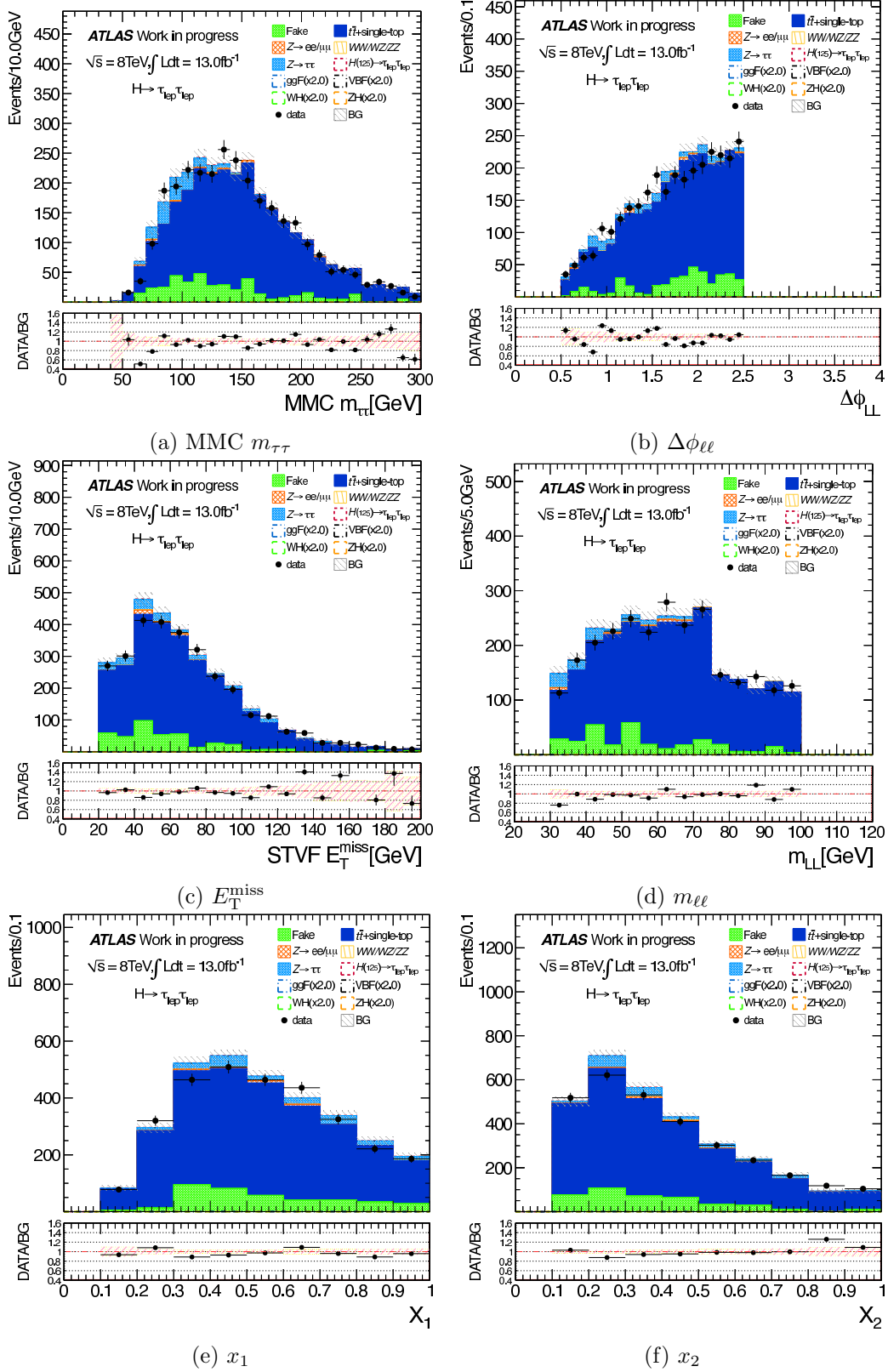


図 4.33: 補正後の Top 1jet CR における分布。

次に 2jet VBF Top CR における jet kinematics 分布を図 4.34 示す. 2jet VBF Top CR は  $p_T^{j2} > 25\text{GeV}, \Delta\eta_{jj} > 3.0, m_{jj} > 400\text{GeV}$  のカットを施した To CR である.

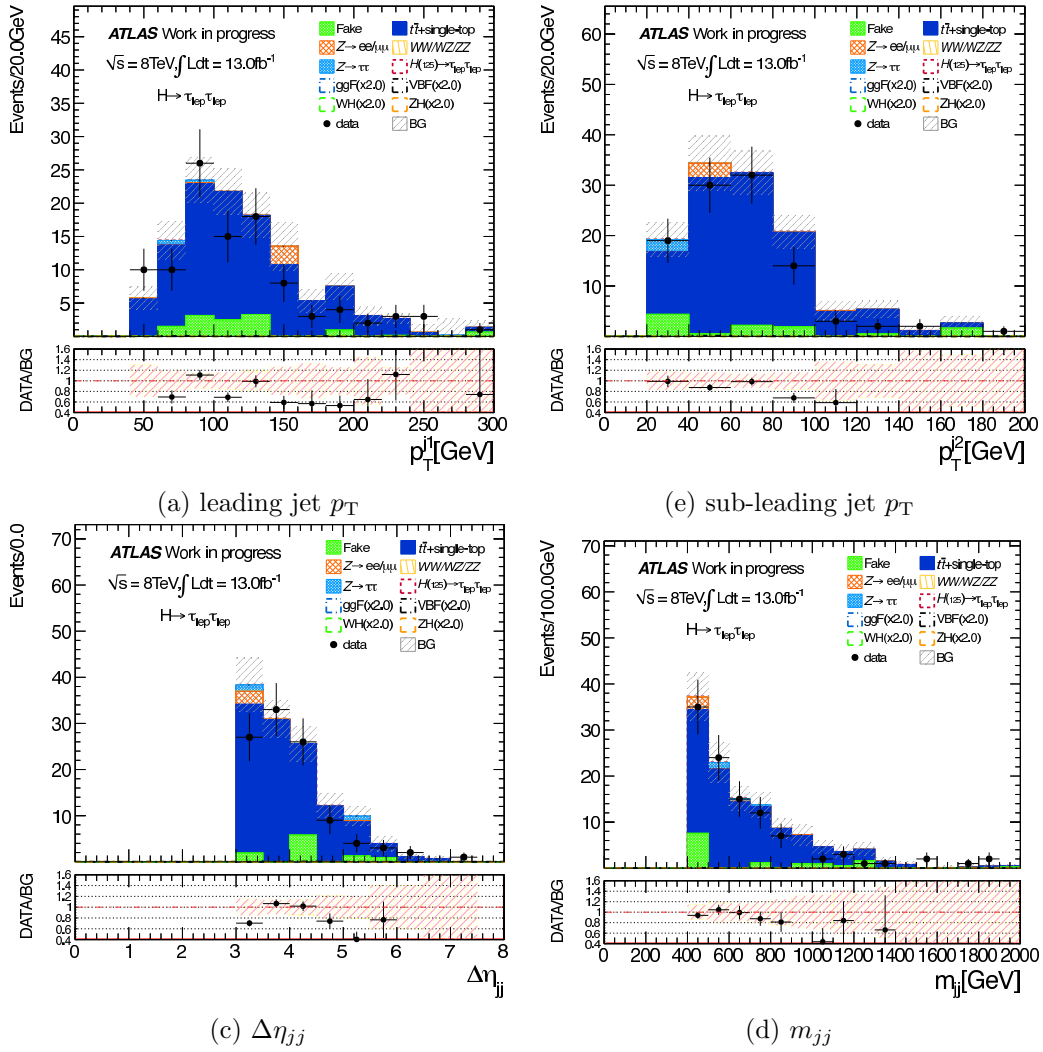


図 4.34: 2jet VBF Top CR における補正後の jet kinematics 分布.

2jet VBF Top CR は 2jet VBF SR に事象選択が Tight なセレクションを施すため, MC の統計数による不定性が大きくなる. 特に jet の変数により 2jet VBF SR を設定するため,  $b$ -tagging された jet に対して分布の一致の確認は重要である. 2jet VBF Top CR の補正係数 (表 4.18 の 0.87) が正しいことが, 図 4.34 のそれぞれのデータと補正後のバックグラウンドの一致から判断できる

## 4.7 質量再構成

本解析では,Final discriminant として2つの lepton と  $E_T^{\text{miss}}$  で Higgs 粒子の質量を再構成したものを使用する. ここでは3つの異なる質量再構成について述べる.

### 4.7.1 Collinear mass 再構成: $m_{\tau\tau}^{\text{coll}}$

Collinear mass とは, A, 事象選択で述べた Collinear 近似から再構成される質量で, したがって,  $m_{\tau\tau}^{\text{coll}2}$  は以下のように計算される.

$$\begin{aligned} m_{\tau\tau}^{\text{coll}2} &= 2E_{\ell_1}E_{\ell_2}(1 - \cos(\Delta\phi_{\ell\ell})), \\ &= 2(E^{\nu_2} + E^{\ell_1})(E^{\nu_2} + E^{\ell_2})(1 - \cos(\Delta\phi_{\ell\ell})), \\ m_{\tau\tau}^{\text{coll}} &= \frac{m_{\ell\ell}}{\sqrt{x_1x_2}} \end{aligned} \quad (4.14)$$

と式 (4.14) で定義される. Collinear mass  $m_{\tau\tau}^{\text{coll}}$  は本解析チャンネルの Signal Topology を用いて再構成される. 本解析では 2011 年解析における, 2jet VBF, Boosted, 2jet VH, 1jet SR についてこれを用いて制限を付ける.

### 4.7.2 Effective mass 再構成: $m_{\tau\tau}^{\text{eff}}$

Effective mass  $m_{\tau\tau}^{\text{eff}}$  は特に high  $p_T$  jet がいない事象に対して使われる. その定義を式 (4.15) に示す. これは 2lepton と  $E_T^{\text{miss}}$  で組まれた四元運動量の質量と見ることが出来る.

$$\begin{aligned} m_{\tau\tau}^{\text{eff}} &= \sqrt{(p^{\ell_1} + p^{\ell_2} + E_T^{\text{miss}})^\lambda (p^{\ell_1} + p^{\ell_2} + E_T^{\text{miss}})_\lambda}, \\ (E_T^{\text{miss}})^\lambda &= \left( \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2}, E_x^{\text{miss}}, E_y^{\text{miss}}, 0 \right). \end{aligned} \quad (4.15)$$

Effective mass  $m_{\tau\tau}^{\text{eff}}$  は 2011 年解析の 0jet SR において用いた.

### 4.7.3 Missing Mass Calculator(MMC) mass 再構成: $m_{\tau\tau}$

実際の  $\tau$  lepton とその崩壊生成物間の成す角度は少なからず存在する. MMC とは Missing Mass Calculator [32] の略で, は, その  $\tau$  lepton と lepton( $e, \mu$ ) やニュートリノの放出される角度を PDF(確率密度関数) として与え, Likelihood を利用して再構成する方法である. 次のような計算を用いて,

$$\begin{aligned} E_x^{\text{miss}} &= p_{\text{mis}_1} \sin \theta_{\text{mis}_1} \cos \phi_{\text{mis}_1} + p_{\text{mis}_2} \sin \theta_{\text{mis}_2} \cos \phi_{\text{mis}_2} \\ E_y^{\text{miss}} &= p_{\text{mis}_1} \sin \theta_{\text{mis}_1} \sin \phi_{\text{mis}_1} + p_{\text{mis}_2} \sin \theta_{\text{mis}_2} \sin \phi_{\text{mis}_2} \\ m_{\tau_1}^2 &= m_{\text{mis}_1}^2 + m_{\text{vis}_1}^2 + 2\sqrt{p_{\text{vis}_1}^2 + m_{\text{vis}_1}^2} \sqrt{p_{\text{mis}_1}^2 + m_{\text{mis}_1}^2} \\ &\quad - 2p_{\text{vis}_1} p_{\text{mis}_1} \cos \Delta\theta_{vm_1} \\ m_{\tau_2}^2 &= m_{\text{vis}_2}^2 + 2\sqrt{p_{\text{vis}_2}^2 + m_{\text{vis}_2}^2} \sqrt{p_{\text{mis}_2}^2 + m_{\text{mis}_2}^2} \\ &\quad - 2p_{\text{vis}_2} p_{\text{mis}_2} \cos \Delta\theta_{vm_2} \end{aligned} \quad (4.16)$$

$E_x^{\text{miss}}, E_y^{\text{miss}}$  は  $E_T^{\text{miss}}$  の  $x, y$  成分で,  $p_{\text{vis}_{1,2}}, m_{\text{vis}_{1,2}}, \theta_{\text{vis}_{1,2}}, \phi_{\text{vis}_{1,2}}$  は  $\tau$  lepton の崩壊により観測できた, すなわち  $e, \mu$  の lepton の運動量, 質量, 極角, 方位角にあたる.  $\vec{p}_{\text{mis}_{1,2}}$  はそれぞれの  $\tau$  lepton の崩壊により生じたニュートリノの運動量,  $\Delta\theta_{vm_{1,2}}$  は  $\vec{p}_{\text{mis}}$  と  $\vec{p}_{\text{vis}}$  の間の角度である. ここで, 式 (4.16) と  $m_\tau = 1.777 \text{ GeV}$  から, 残る変数は  $\vec{p}_{\text{mis}_{1,2}}$  のみである. これを Likelihood Fit を用いて求める. Likelihood でスキャンする際に  $vecp_{\text{mis}_{1,2}}$  で行わず,  $\tau$  lepton の崩壊生成物間の 3 次元的な角度  $\Delta\theta_{3D}$  を用いてスキャンする. この  $\Delta\theta_{3D}$  は  $\tau$  lepton の運動量に依存するため, Likelihood function として

$$\mathcal{P}_{\text{event}} = \mathcal{P}(\Delta\theta_1, p_{\tau_1}) \times \mathcal{P}(\Delta\theta_2, p_{\tau_2}), \quad (4.17)$$

と式 (4.17) の形に記述できる. また MMC mass 再構成は  $E_T^{\text{miss}}$  のパフォーマンスに敏感なため,  $E_T^{\text{miss}}$  の分解能で補正項をかけて Likelihood を定義する. 最終的に式 (4.18) の形となる.

$$\mathcal{P}_{\text{event}} = \mathcal{P}(\Delta\theta_1, p_{\tau 1}) \times \mathcal{P}(\Delta\theta_2, p_{\tau 2}) \times \mathcal{P}(\Delta E_x^{\text{miss}}) \times \mathcal{P}(\Delta E_y^{\text{miss}}), \quad (4.18)$$

$\mathcal{P}(\Delta E_x^{\text{miss}})$  と  $\mathcal{P}(\Delta E_y^{\text{miss}})$  は,

$$\mathcal{P}(E_{x,y}^{\text{miss}}) = \exp\left(-\frac{(\Delta E_{x,y}^{\text{miss}})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.19)$$

の式 (4.19) で表される.  $E_T^{\text{miss}}$  の分解能は横方向エネルギーのスカラー和,  $\text{sum } E_T$  の関数で,

$$\Delta(E_T^{\text{miss}}) = 0.95 \times \sqrt{\text{sum } E_T}, \quad (4.20)$$

として計算する.

#### 4.7.4 再構成された質量分布

図 4.35 に 3 つの方法で再構成された  $m_{\tau\tau}$  質量分布である.

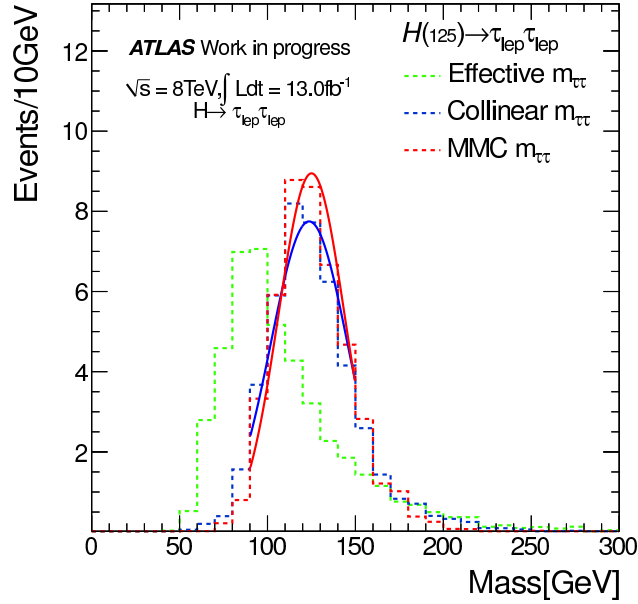


図 4.35: 3 つの方法で再構成された  $m_{\tau\tau}$  分布. 緑点線が Effective mass  $m_{\tau\tau}^{\text{eff}}$ , 青点線が Collinear mass  $m_{\tau\tau}^{\text{coll}}$ , 赤点線が MMC mass  $m_{\tau\tau}$  である. 実線が MMC, Collinear mass に対してそれぞれガウシアン Fit してある.

表 4.20: MMC, Collinear mass の Fit 結果.

	Constant	Mean	質量分解能 (%)
Collinear	$7.75 \pm 0.23$	$123.6 \pm 0.55 \text{ GeV}$	$17.5 \pm 0.23$
MMC	$9.95 \pm 0.25$	$125.0 \pm 0.52 \text{ GeV}$	$15.0 \pm 0.23$

表 4.7.4 に MMC, Collinear mass をガウシアンで Fit した結果を示す. MMC mass は Collinear mass に比べ Constant, Mean, 質量分解能の全てにおいて良いパフォーマンスを持つことがわかる. また,  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  事象と信号事象について MMC  $m_{\tau\tau}$  分布を図 4.36 に示した.

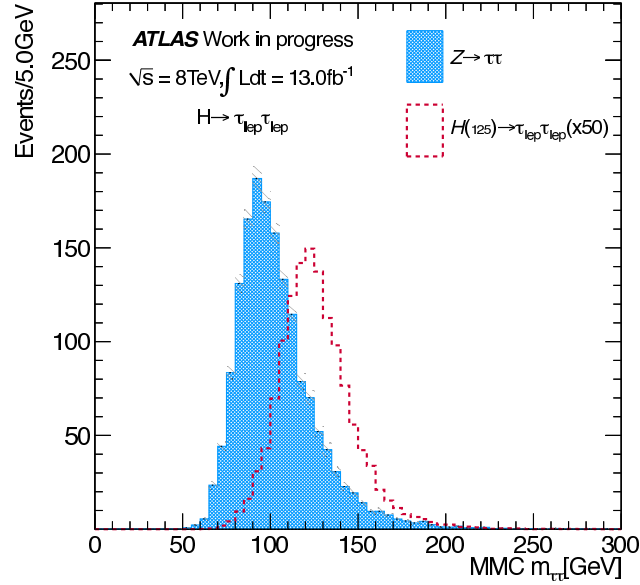


図 4.36: 再構成された MMC  $m_{\tau\tau}$  分布を示す. 赤点線が  $m_H = 125$  GeV の信号事象を 50 倍したもの, 青分布が  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  事象である.

図 4.37 を見ると,  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  事象は 90 GeV 付近, 信号事象は 125 GeV にピークを持つことがわかる. また左側にテールを引くのは Fake  $E_{\tau}^{\text{miss}}$  の効果で, この Fake  $E_{\tau}^{\text{miss}}$  が存在するとそれだけ  $E_{\tau}^{\text{miss}}$  が大きくなる. したがって質量が大きく再構成されてしまう. 左側のテールはこの影響である.

#### 4.7.5 各質量領域 $m_H$ での信号事象の MMC $m_{\tau\tau}$ 分布

本解析で用いる信号事象について各質量点での MMC  $m_{\tau\tau}$  分布を示す. 本解析での信号事象  $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$  は質量が増加するにつれ生成断面積が小さくなり, 崩壊幅の増加につれ, 質量分解能が悪くなる.

表 4.21: 各質量領域毎の MMC  $m_{\tau\tau}$  の Fit 結果.

$m_H$	Mean	質量分解能 (%)
100 GeV	$103.4 \pm 0.8$ GeV	$15.1 \pm 0.4$
110 GeV	$110.8 \pm 0.5$ GeV	$13.6 \pm 0.2$
120 GeV	$121.5 \pm 0.5$ GeV	$15.2 \pm 0.2$
130 GeV	$130.0 \pm 0.6$ GeV	$14.0 \pm 0.1$
140 GeV	$137.6 \pm 0.8$ GeV	$16.6 \pm 0.4$
150 GeV	$145.7 \pm 0.7$ GeV	$14.5 \pm 0.3$



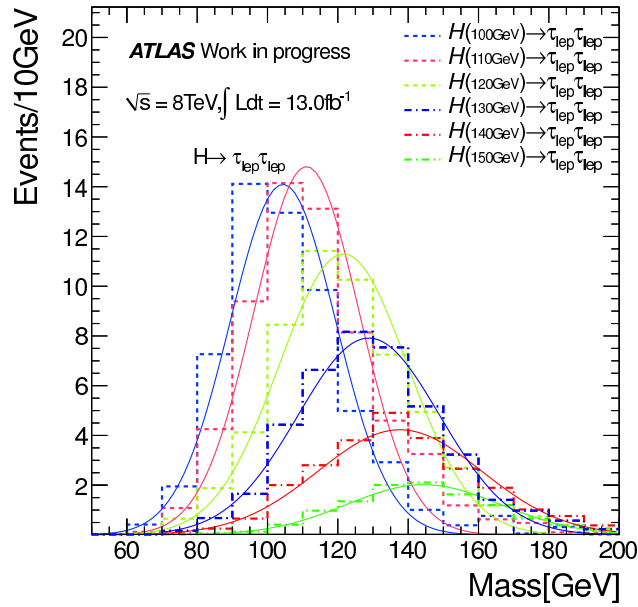
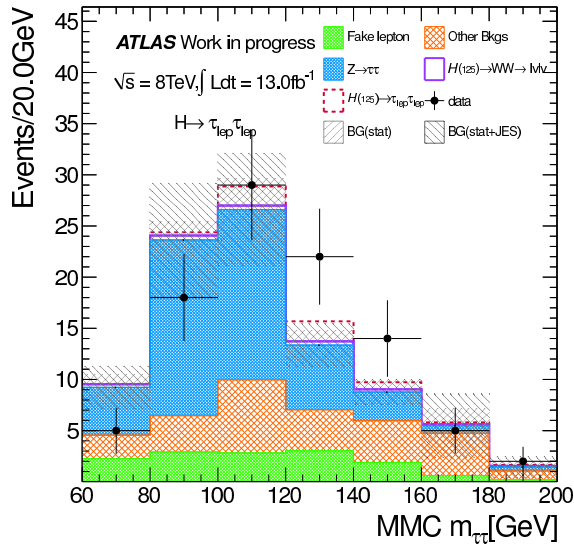


図 4.37: 各質量領域毎の再構成された MMC  $m_{\tau\tau}$  分布. それぞれガウシアン Fit してある.

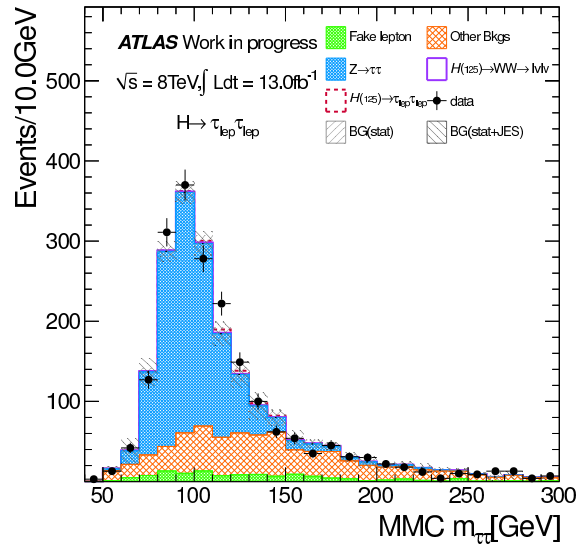
図 4.37 に  $m_H = 100, 110, 120, 130, 140, 150$  GeV での MMC  $m_{\tau\tau}$  分布, 表 4.7.5 に Fit 結果を示す. これらはカテゴリゼーション前の事象である. Mean についてはそれぞれの質量とほぼ一致している.

#### 4.7.6 SR における MMC mass 分布

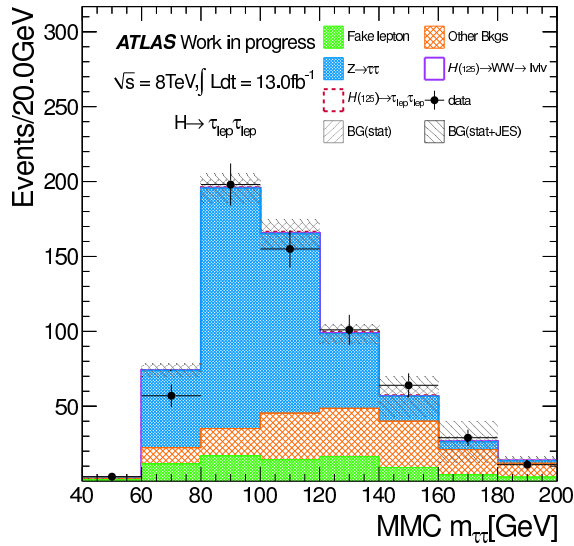
2011 年, 2012 年の全ての SR における質量分布を図 4.38, 4.39 に示す. 各プロットにおいて, それぞれ黒点: 観測データ, 青ヒストグラム:  $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ , 緑ヒストグラム: Fake lepton, オレンジヒストグラム:  $t\bar{t}, \text{single-}t, Z \rightarrow \ell^+ \ell^-$  を表している. また黒い網掛け部分は, MC の統計量による不定性と JES (Jet Energy Scale) による不定性を表している. また赤点線に Higgs 粒子 ( $m_H = 125$  GeV) の期待される信号を示した. 紫は  $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$  の  $m_H = 125$  GeV を示した. これらの質量分布を Final discriminant (最終分離変数) として制限をつける.



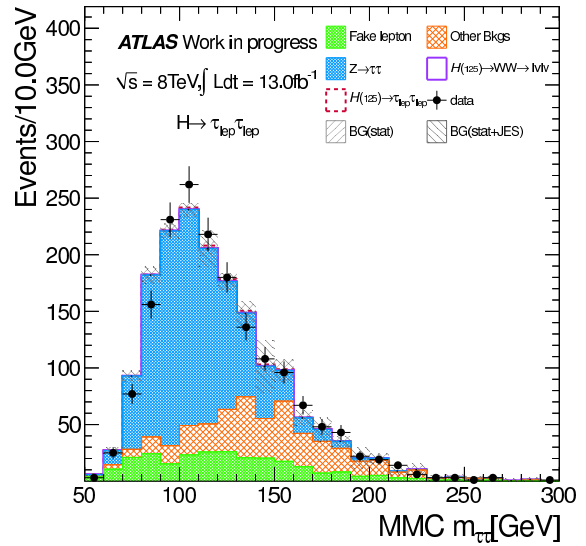
(a) 2jet VBF2012



(b) Boosted2012



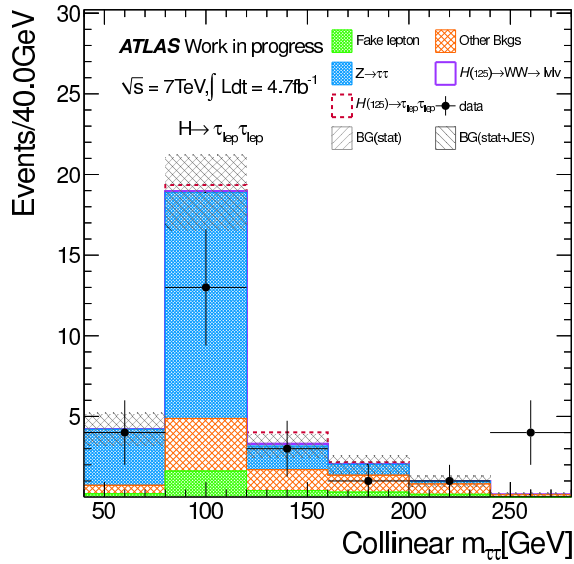
(c) 2jet VH2012



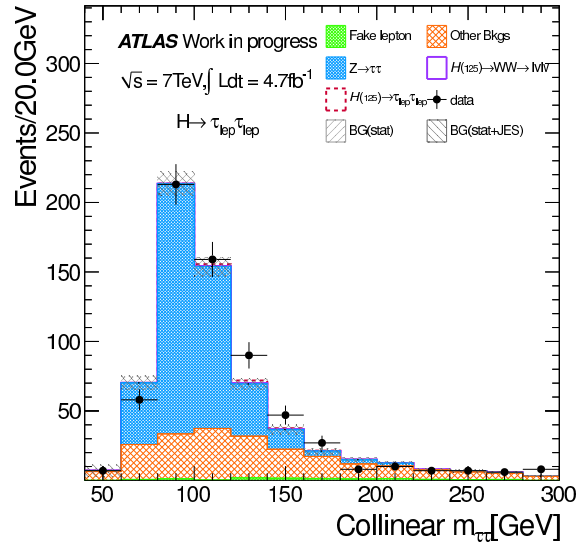
(d) 1jet2012

図 4.38: 2012 年の SR における質量分布.

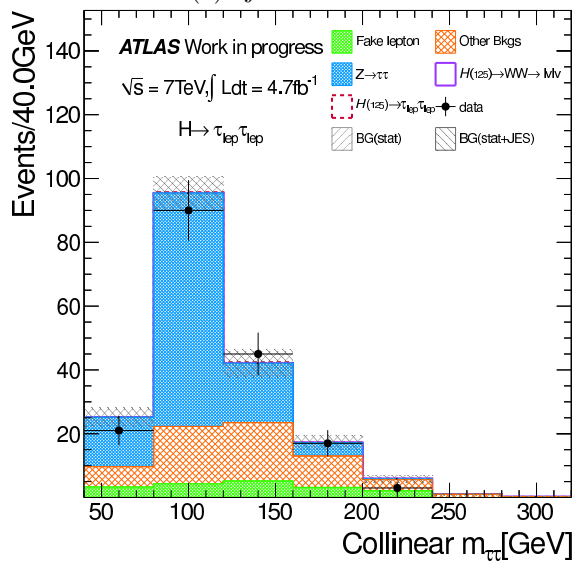
(a)VBF2012 は 100~180 GeV に大きな excess が見られる. それ以外の SR では観測データと背景事象の良好一致が見られる.



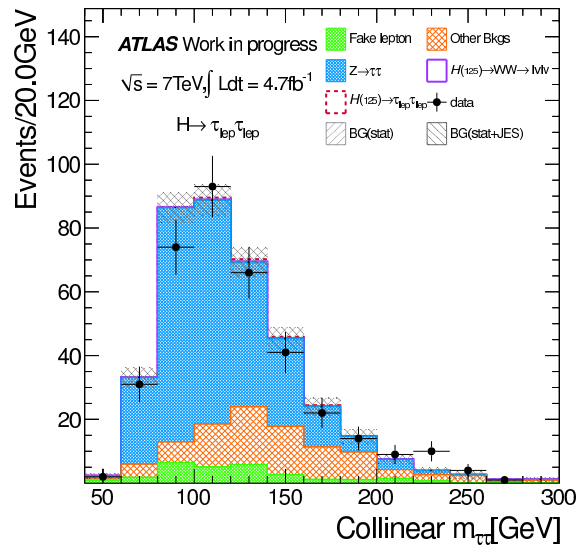
(a) 2jet VBF2011



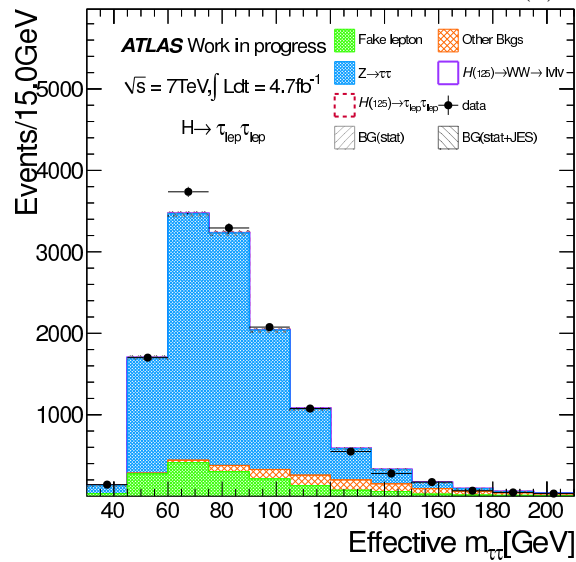
(b) Boosted2011



(c) 2jet VH2011



(d) 1jet2011



(e) 0jet2011

図 4.39: 2011 年の SR における質量分布.

図 4.39 に 2011 年,7TeV の SR での Final discriminant を示す. 図 4.38 の 2012 年のものと比べて,2011 年は積分ルミノシティが 3 割り程度, 重心系エネルギーが 7TeV なため生成断面積が小さくなっている. この事により, 観測データも少なくヒストグラムの binning を広く取っている.

## 4.8 系統誤差の見積もり

系統誤差の要因として挙げられるのは, シミュレーションにおける検出器の応答, 再構成された物理オブジェクトのエネルギースケール (Object selection), モンテカルロジェネレータの不定性 (Monte Carlo modeling), MC サンプルの生成断面積を計算した際の生じる誤差や data-driven estimation による規格化の不定性 (Process rate) である. ここではこの 3 つの要因をそれぞれ述べる. 系統誤差は表 D.1 から表 D.4 に示した. ここでは表に示された系統誤差について説明する. それぞれの説明の初めに表で示した系統誤差名を示してある.

### 4.8.1 Object selection

#### Lepton Trigger Scale Factors: T\_SF

観測データと MC シミュレーションでは Trigger Efficiency について系統誤差を Z boson を用いた Tag-and-Probe と呼ばれる手法を用いて見積もった. Tag-and-Probe とは Z boson が  $e^+e^-/\mu^+\mu^-$  に崩壊する事象を, Tag lepton (測定には用いない) を選び, さらにこの Tag lepton と組んだ不変質量が 91 GeV 付近にある lepton で尚且つ, O.S. な lepton 対を選ぶ. これを Probe lepton と呼び測定に用いる. この Probe lepton が Trigger 条件をみたしているかどうかを見ることにより, 純度の高い lepton 源からの Trigger Efficiency の観測データと MC のスケールファクター (SF) の測定を可能にする. この差異生じる系統誤差として lepton の  $p_T$  や Z Tag-and-Probe に用いた観測データの事象数などが挙げられる. 本解析では, Trigger Scale Factor として 1.5% 程度の系統誤差を考慮した.

#### Electron Energy Scale and Resolution: E\_SCALE, E\_RES

Electron のエネルギースケールはやはり, 観測データにおける Z boson を用いた "in-situ" キャリブレーションを行っている. このキャリブレーションによる不定性を  $p_T, \eta$  依存性を考慮して系統誤差は典型的に  $p_T$  に対して 3% 程度である.

#### Muon Momentum Scale and Resolution: M\_SCALE, M\_RES

MC の muon の運動量は観測データに合うように補正している. その際に生じる系統誤差が存在し, 例えばミューオンスペクトロメータの運動量の測定誤差, それらを本解析の muon に対して  $\pm 1\sigma$  を変化させて SR の事象数の差異を系統誤差とした. 典型的に, muon の  $p_T$  に対して 4% 程度の系統誤差が  $\pm 1\sigma$  となり, 最終的な SR への事象数の際は 1% 未満となる.

#### Jet Energy Scale: JES

Jet Energy Scale (JES) は本解析で最も寄与が大きい不定性の一つで, そのキャリブレーションにおける  $\pm 1\sigma$  をすべての MC サンプルに対して適用した際得られる Final discriminant をそれぞれ "Up", "Down" を定義して制限を計算する際にヒストグラムとして不定性の分布を与える. この JES はデータとシミュレーションを用いて求められる. データを用いて求められる手法として有効なのは, 特に  $p_T$  の高い jet に対してである. このような high  $p_T$  jet はシミュレーションを用いて求めると 10% 以上の不定性を持つ. これを出来るだけ小さくするために, 観測データを用いる. Z boson と jet が多数存在する事象中において, Z boson の  $p_T$  と, 最も高い  $p_T$  をもつ jet 以外の jet とベクトル和を取ったとき, 系は transverse 平面で運動量が保存するため, より正確な jet のエネルギーを測定することが可能になる.

### Jet Energy Resolution: JER

Jet Energy Resolution(JER)は観測データはMCシミュレーションに比べ若干悪いことが分かっている.MCシミュレーションを観測データに合う様に補正する.この補正方法について異なる見積りの差異を系統誤差として適用した. $p_T = 30$  GeV程度のjetに対して3~5%程度の系統誤差が存在する.

### Jet Reconstruction Efficiency:

Jet Reconstruction Efficiencyはmulti-jet事象を用いてTag-and-Probeを用いて観測データとMCシミュレーションを比べると系統誤差が発生する.またjetの $p_T$ についてefficiencyは依存性が見えるが $p_T > 40$  GeVについてはその依存性は無視できるため本解析ではこれを無視した.

### Softjets scalse and resolution: SOFTSCALE,SOFTRES

$E_T^{\text{miss}}$ の再構成を考えると,STVF  $E_T^{\text{miss}}$ はカロリメータにおいてjetに再構成されないような低いエネルギーの”Soft”なjetはそのトラックのバーテックスの情報を用いて重みを付けて再構成される.その際,soft jet enegy scale/resolutionが系統誤差の要因となり,これについて $\pm 1\sigma$ を取り最終的な事象数のアクセプタンスの差異を系統誤差として適用した.

### b-tagging: BTAG

b-taggingはjetのバーテックスやトラックの情報を用いる.MCでは再構成されたjetに対してb-jetかどうかTruth情報を使い,b-tagging estimatorによる不定性を判断する.本解析では特にTop CRにおける補正係数の見積りの際に重要である.SRに関してはTop背景事象に対して6%程度となった.

## 4.8.2 Monte Carlo modeling

MCシミュレーションは粒子の始状態生成のため様々なGeneratorを使用する.このGeneratorにもダイアグラムの計算(LO,NLO)による不定性が発生する.またパートンシャワー発展にももちろん不定性が生じる.本解析では,ATLAS MC working グループの推奨値を用いた.

## 4.8.3 Process rate

### Higgs Branching ratio and Cross section: HBR,pdf\_gg,pdf\_qbar

Higgs粒子の規格化に関わる不定性として, $H \rightarrow \tau\tau$ 崩壊の崩壊分岐比と,LHCにおけるHiggs粒子の生成断面積の2つが考えられる.本解析では $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ の崩壊分岐比に対して5%,ggF過程に対して25%,VBF,VH過程に対して10%を考慮した.

### Parton Distribution Functions:

全てのバックグラウンドMCの規格化不定性に対して3%追加で不定性を考慮してある.信号事象については,ggF過程が8%,VBF,VH家庭については4%ずつ追加した [33].

### Luminosity:

ルミノシティの測定における系統誤差 [34]として3.6%の系統誤差を加えた.

### Fake lepton data-driven:

本解析ではFake leptonをdata-drivenを用いて見積もった.その際,生じる系統誤差として考えられるのは,Fake factorについてである.本解析ではその系統誤差として,Fake factorを $\pm 1\sigma$ で動かした場合,最終的な各SRカテゴリでのFake leptonの見積もり数との比較を行い系統誤差を決定した.以下の表4.8.3に結果をまとめる.

表 4.22: Fake factor method における事象数. それぞれ第一項が中心値, 第二項が統計誤差を考慮した場合の事象数の差, 第 3 項が Fake factor の系統誤差を考慮した場合の事象数の差.

事象数 $\pm$ 統計 $\pm$ Fake factor	2jet VBF	Boosted	2jet VH	1jet	0jet
2012 年	$13.1 \pm 1.2 \pm 5.1$	$110 \pm 6 \pm 36$	$80 \pm 3 \pm 35$	$224 \pm 5 \pm 87$	-
2011 年	$2.2 \pm 0.2 \pm 0.6$	$24 \pm 1 \pm 10$	$13 \pm 0.8 \pm 6$	$36 \pm 1 \pm 16$	$1430 \pm 7 \pm 726$

この結果から, 2012 年解析ではすべてのカテゴリで 40%, 2011 年では 50&5 とした.

### SM Process Cross-Section:

ベクターボソン生成断面積に関して 4% と Berends scaling について相対的に 24% を jet multiplicity の関数として考慮した [35]. また,  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  について ALPGEN と PYTHIA での見積りの差異として 2.4% を考慮した. 次に  $t\bar{t}$  及び single-top の生成断面積について 10% [36] を考慮した. また di-boson に関して 5% [37] を考慮した.

### Background Control Region:

特に  $Z \rightarrow \ell^+\ell^- + \text{jets}, t\bar{t}, \text{singl-top}$  プロセスは, それぞれ CR で補正を行なっている. その補正係数を求める際に生じる系統誤差をそれぞれの規格化に関する系統誤差として適用した. 詳細は 4.6 節で説明した.

# 第5章 標準模型 Higgs 粒子への制限

## 5.1 制限の計算法

制限の計算法は  $CL_S$  法 [38] を用いる。Observed limit は以下の手順で計算される。

- Likelihood function を以下の式 (5.1) の様に定義する。

$$\mathcal{L}(\mu, \theta) = \prod_j \prod_{i=\text{bin}} \text{Poisson} \left( N_i(j) | \mu (s_i^{\text{ggF}}(j) + s_i^{\text{VBF}}(j) + s_i^{\text{WH}}(j) + s_i^{\text{ZH}}(j)) + b_i(j) \right) \prod_{\theta} \text{Gaussian}(t | \theta, 1) \quad (5.1)$$

$\mu$  は signal strength で標準模型 Higgs 粒子の生成断面積の強度である。 $\theta$  は全ての Nuisance parameter で Gaussian Probability Distribution Function(PDF) で表される。 $t$  は CR や各種のキャリブレーション等の測定値である。 $(j)$  は各 SR を表し、 $N_i(j)$  は SR での  $i$ bin 目の観測事象数、 $s_i(j)$  は ggF, VBF, VH 生成過程で予測される信号事象数、 $b_i(j)$  は見積られた背景事象数である。 $s_i(j), b_i(j)$  は Nuisance parameters<sup>1</sup>  $\theta$  (以下: NPs) の関数として表現される。

- 検定量 (Test statistic)  $q_\mu$  は Profile Likelihood を用いて定義され、

$$\tilde{q}_\mu = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\text{data} | \mu, \hat{\theta}_\mu)}{\mathcal{L}(\text{data} | \hat{\mu}, \hat{\theta})} \text{ with a constraint } 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu \quad (5.2)$$

ここで、 $\hat{\mu}, \hat{\theta}$  は global maximum likelihood の場合の値を指し、 $\hat{\theta}_\mu$  は  $\mu$  がデータを用いて maximum likelihood fit した際与えられる  $\theta$  を指す。また  $0 \leq \hat{\mu} \leq \mu$  の制限は下限が物理的に意味のある領域を制限するためのものである。

- $\hat{\theta}_0^{\text{obs}}, \hat{\theta}_\mu^{\text{obs}}$  を *background-only, signal+background* を仮定した際、likelihood を最大化した NPs とすると、観測データを表現する PDF は、 $f(q_\mu | \mu, \hat{\theta}_\mu^{\text{obs}})$  (signal strength  $\mu$ ),  $f(q_\mu | \mu, \hat{\theta}_0^{\text{obs}})$  (background only) となる。
- これらの PDF と Asymptotic approximation [39] を用いて 2 つの  $p$ -value を以下の式 (5.3) に従い計算する。

$$\begin{aligned} p_\mu &= P(\tilde{q}_\mu \geq \tilde{q}_\mu^{\text{obs}} | \text{signal+background}) = \int_{\tilde{q}_\mu^{\text{obs}}}^{\infty} f(\tilde{q}_\mu | \mu, \hat{\theta}_\mu^{\text{obs}}) d\tilde{q}_\mu, \\ 1 - p_b &= P(\tilde{q}_\mu \geq \tilde{q}_\mu^{\text{obs}} | \text{background-only}) = \int_{\tilde{q}_\mu^{\text{obs}}}^{\infty} f(\tilde{q}_\mu | 0, \hat{\theta}_0^{\text{obs}}) d\tilde{q}_\mu, \end{aligned} \quad (5.3)$$

- $CL_S$  は式 (5.3) の 2 つの  $p$ -value の比として計算する。

$$CL_S(\mu) = \frac{p_\mu}{1 - p_b} \quad (5.4)$$

$CL_S$  がこの形になっているのは、信号事象の生成断面積が非常に小さく Profile likelihood ratio の分布形状が *background-only, signal+background* で似ている場合、例えば観測された  $p_\mu, p_b$  がそれぞれ 3%, 6% となった場合に  $CL_{s+b}$  が 95% C.L. で棄却されるが同時に *background-only* である確率も 6% となるので、これは解析に間違いがあるか、統計的なふらつきであることが考えられる。こういう場合に制限にペナルティを付けるという意味で、 $CL_S$  を式 (5.4) の形に定義している。

<sup>1</sup>Nuisance parameters とは興味のあるパラメータ POI(Parameter Of Interest, この場合、信号強度  $\mu$ ) ではない、パラメータである。ここでは系統誤差が表す分散で、Gaussian の分散としている。

### 5.1.1 Fit 結果

125 GeV の Higgs 粒子に対して Profile Likelihood Fit した PDF とその不定性を図 5.1 に conditional<sup>2</sup> fit, 5.2 に unconditional fit の結果をそれぞれ示す。<sup>3</sup> Fit の結果を,(図 5.1 に Conditional, 図 5.2 に Unconditional 示す。

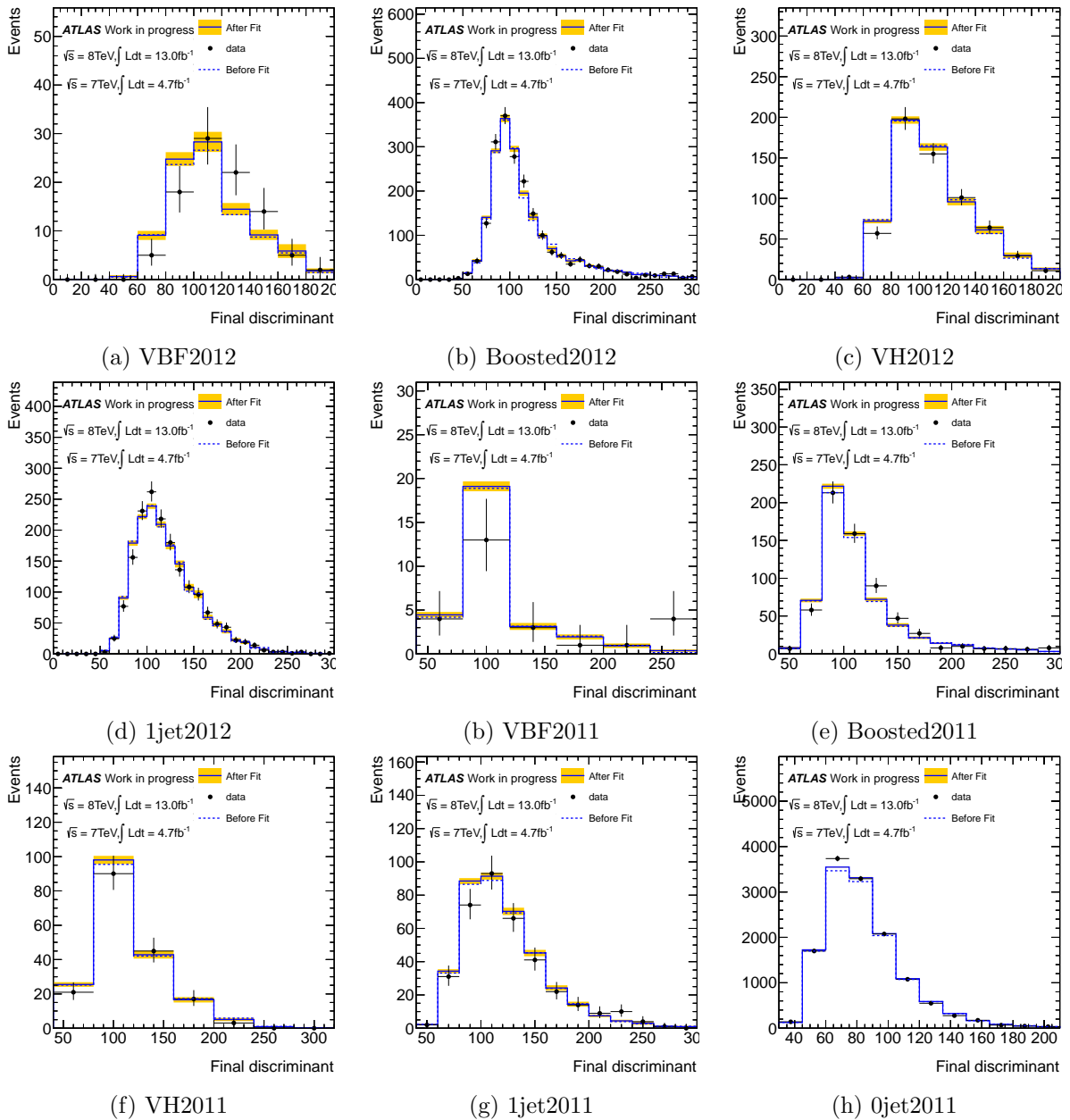


図 5.1: 全ての SR カテゴリーに対する Conditional fit の結果. 青実線と黄色バンドが Fit 結果とその不定性, 青点線に Fit 前の分布を示す.

<sup>2</sup>Conditional fit とは, POI(Parameter Of Interest,  $\mu$ ) を固定して Fit することである. 例えば,  $\mu = 0$  の conditional fit とは  $\mu$  を 0, すなわち *background-only* の fit することである.

<sup>3</sup>Unconditional fit とは, POI(Parameter Of Interest,  $\mu$ ) を固定せずに Fit することである.



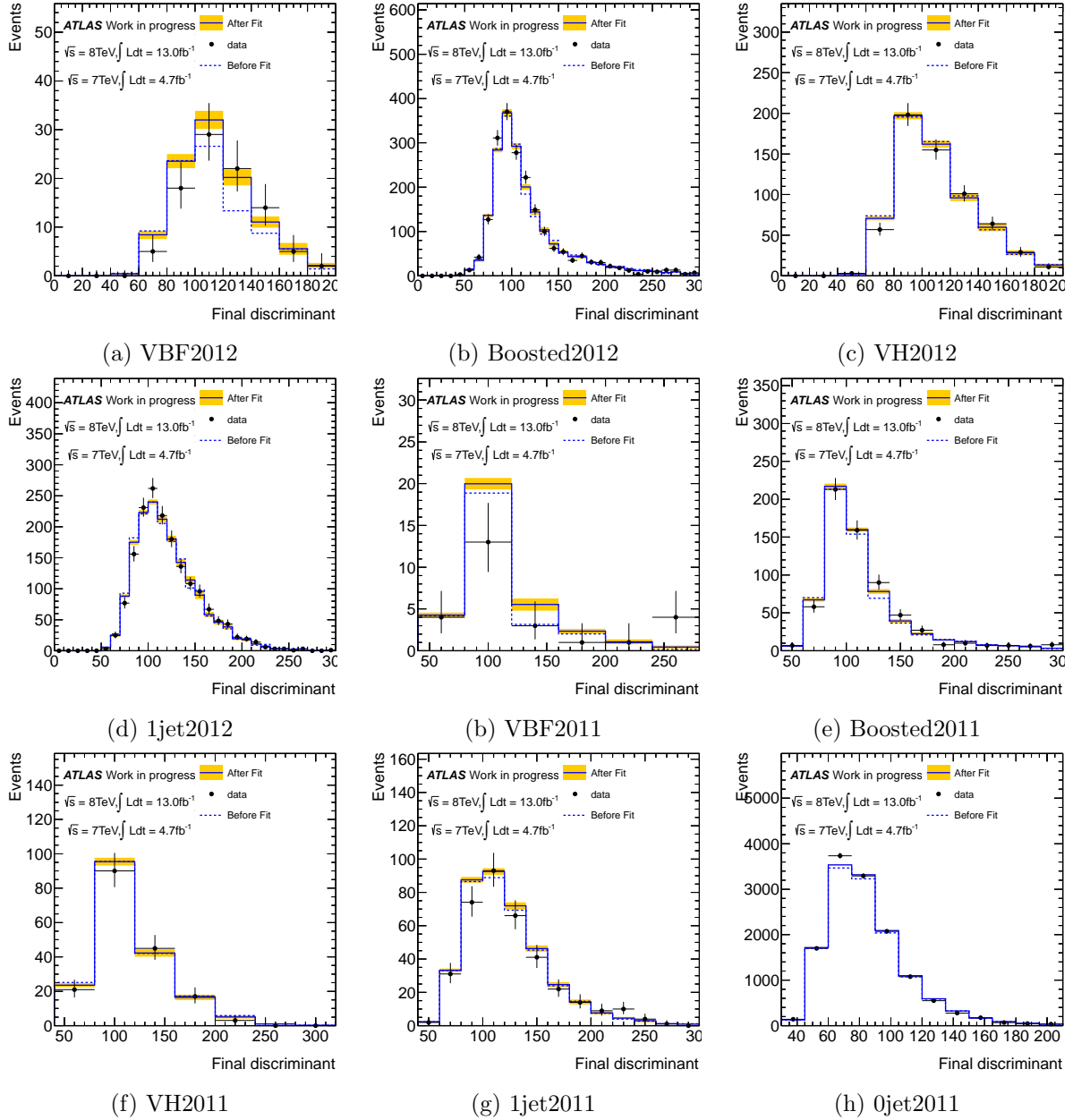
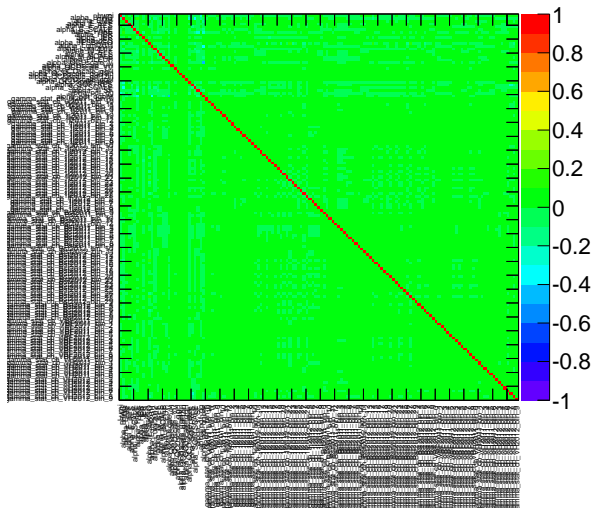


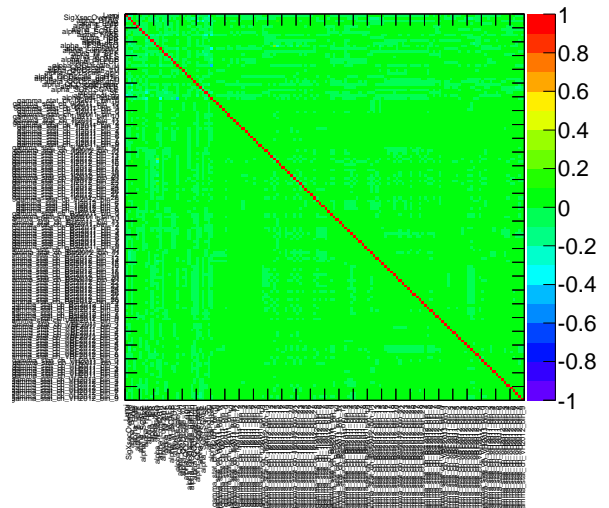
図 5.2: 全ての SR カテゴリーに対する Unconditional fit の結果. 青実線と黄色バンドが Fit 結果とその不定性, 青点線に Fit 前の分布を示す.

Fit の結果を Condriional(図 5.1)/Unconditional(図 5.2) で比べると, 特にそれぞれに (a)VBF 2012 が顕著だが  $\mu = 3.59$  の Best fit でよく観測データを fit できている. またその他の SR も系統誤差の不定性の範囲 ( $\pm 2\sigma$ ) で (黄色バンドが  $\pm 1\sigma$ ) 観測データをよく fit している.

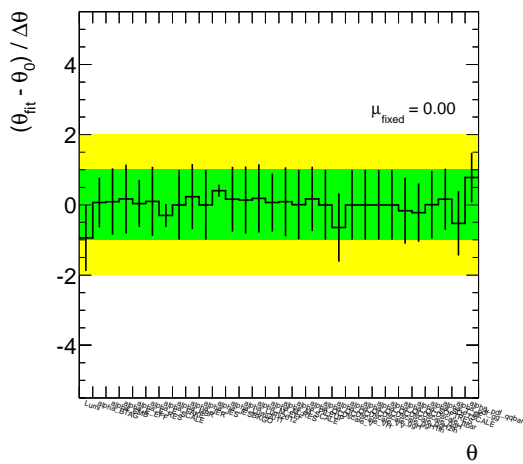
また次の図 5.3 に Nuisance parameter の依存関係と Fit 後の Pull を示す.



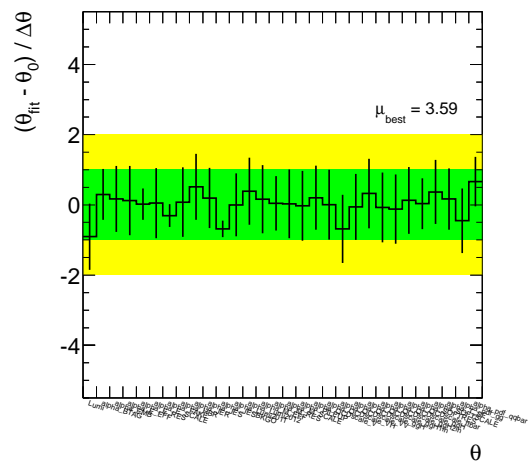
(a1) Correlation Matrix(Conditional)



(a2) Correlation Matrix(Unconditional)



(b1) Pull (Conditional)



(b2) Pull (Unconditional)

図 5.3: Profile Likelihood Fit Nuisance Parameter Correlation Matrix と Pull.

(a1),(a2) は、ある NP の値を動かした際に、他の NP の値がどれくらい動くかを相対的に示したものである。 $x, y$  軸にはそれぞれの NPs を示しており、赤い対角線状の点は同じ NP 同士であるため 100%値が変化することを表している。どちらの Fit の際にも、NPs 間に大きな依存性がないことがわかる。さらに (b1),(b2) の Pull であるがどちらも全てが 0 にいるわけではなく、 $\pm 1\sigma$  に範囲 (緑色の領域) に対して統計的なふらつきが見られ Fit に対して Nuisance Parameters の見積もりが妥当であることを示している。また表 5.1 に見積もられた系統誤差を Conditional/Unconditional について示す。

表 5.1: Fit 後の Nuisance Parameter. 全ての値はその  $\sigma$  について何倍かを示している.

Nuisance parameter	postfit value(in $\sigma$ unit)	
	Conditional	Unconditional
Luminosity	-0.944 $\pm$ 0.94	-0.906 $\pm$ 0.946
BTAG	0.066 $\pm$ 0.707	0.298 $\pm$ 0.722
EMB	0.0938 $\pm$ 0.941	0.172 $\pm$ 0.941
E.EFF	0.166 $\pm$ 0.986	0.123 $\pm$ 0.986
E.RES	0.0394 $\pm$ 0.669	0.0202 $\pm$ 0.446
E.SCALE	0.0995 $\pm$ 0.982	0.0485 $\pm$ 1
FAKE	-0.3 $\pm$ 0.326	-0.306 $\pm$ 0.325
HBR	0 $\pm$ 0.993	0.0781 $\pm$ 0.989
JER	0.234 $\pm$ 0.929	0.514 $\pm$ 0.938
JES	0 $\pm$ 0.993	0.196 $\pm$ 0.858
JESBKGO	0.403 $\pm$ 0.174	-0.686 $\pm$ 0.234
Luminosity2011	0.165 $\pm$ 0.924	0.001 $\pm$ 0.898
Luminosity2012	0.135 $\pm$ 0.956	0.391 $\pm$ 0.954
M.EFF	0.183 $\pm$ 0.97	0.164 $\pm$ 0.971
M.RES	0.0651 $\pm$ 0.828	0.0436 $\pm$ 0.775
M.SCALE	0.0874 $\pm$ 0.982	0.0285 $\pm$ 0.98
PILEUP	0.00739 $\pm$ 0.992	-0.0252 $\pm$ 0.993
QCDscale_V	0.171 $\pm$ 0.916	0.204 $\pm$ 0.915
QCDscale_VH	0 $\pm$ 0.993	0.00245 $\pm$ 0.993
QCDscale_VV	-0.643 $\pm$ 0.972	-0.683 $\pm$ 0.972
QCDscale_ggH	0 $\pm$ 0.993	-0.0574 $\pm$ 0.938
QCDscale_ggH1in	0 $\pm$ 0.993	0.325 $\pm$ 0.991
QCDscale_ggH2in	0 $\pm$ 0.939	-0.0719 $\pm$ 0.997
QCDscale_qqH	0 $\pm$ 0.993	-0.122 $\pm$ 0.987
QCDscale_ttbar	-0.17 $\pm$ 0.94	0.129 $\pm$ 0.951
SOFTRES	-0.221 $\pm$ 0.833	0.0358 $\pm$ 0.724
SOFTSCALE	0.00442 $\pm$ 0.962	0.369 $\pm$ 0.913
T_SF	0.163 $\pm$ 0.867	0.166 $\pm$ 0.872
pdf_gg	-0.525 $\pm$ 0.92	-0.452 $\pm$ 0.919
pdf_qqbar	0.778 $\pm$ 0.708	0.662 $\pm$ 0.708

Luminosity とは ATLAS 検出器で記録されたルミノシティの系統誤差で,Luminosity2011,2012 はそれぞれの年で用いられた測定方法によるの違いによる不定性を分けて表す. BTAG は  $b$ -tagging の系統誤差, E\_(M\_) は electron(muon) の各不定性を表す. EFF:再構成の際に生じる系統誤差, RES:Energy Resolution, SCALE:Energy Scale である.HBR とは Higgs 修士の崩壊分岐比, JER は Jet Energy Resolution, JES は Jet Energy Scale,PILEUP とは MC サンプルの Pile-up re-weighting に生じる不定性である.SOFTRES,SOFTSCALE は STVF  $E_T^{\text{miss}}$  の計算に生じる  $p_T$  の低い jet の Resolution と Energy Scale の系統誤差.T\_SF は Trigger スケールファクターの系統誤差. QCDscale から始まる項は, MC サンプルに用いた Generator の不定性. それぞれ上から V:Z/W, VH:VH 生成過程,VV:Diboson,ggH:ggF 生成過程 (それぞれ 0,1,2jet), qqH:VBF 生成過程, ttbar: $t\bar{t}$  の事である.

## 5.2 生成断面積への制限

すべての SR カテゴリーを Combine した最終的な制限を図 5.4 に示す。

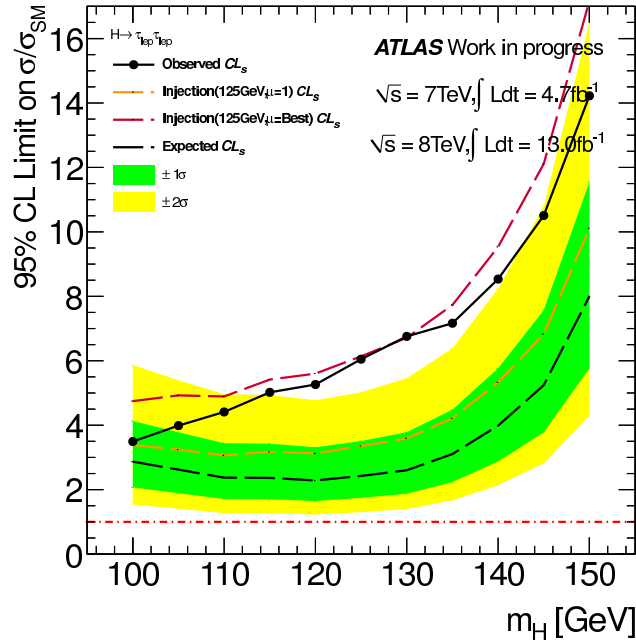
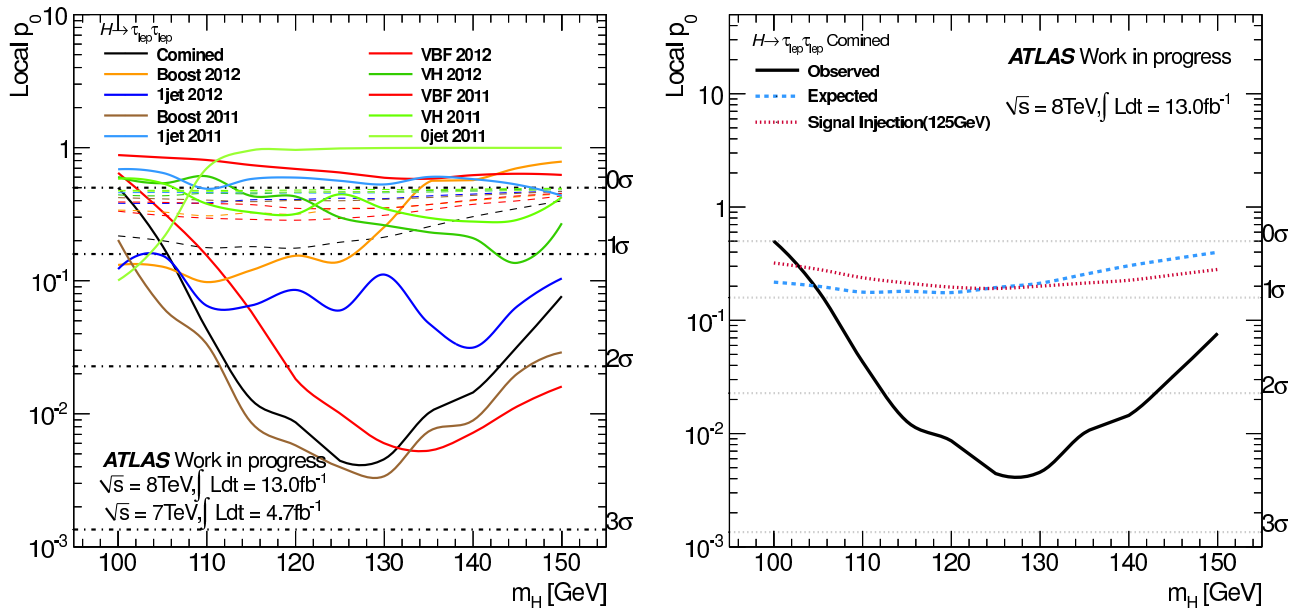


図 5.4: 標準模型 Higgs 粒子の生成断面積に対する, Combined した  $CL_S$  制限. 実線: 観測した制限, 黒点線: 背景事象のみの場合期待される制限, 黄点線:  $m_H = 125$  GeV の Higgs 粒子が存在する場合期待される制限. 赤点線:  $m_H = 125$  GeV の Higgs 粒子が  $\mu = \text{Best fit}$  で存在する場合期待される制限.

標準模型 Higgs 粒子について 125 GeV を仮定すると, 約 7 倍の生成断面積まで棄却した. また, 赤点線の signal injection は 125 GeV の Higgs 粒子が存在した場合に各質量領域でどのように見えるか, ということを意味している. ここで重要なのは 125 GeV が存在した場合でも期待される  $CL_S$  はガラガラとピークがブロードになる. そして観測された制限も同様に 125 GeV を中心にしてブロードな分布である.

### 5.3 超過の有意性



(a) 全ての 카테고리

(b) Combine

図 5.5: 標準模型 Higgs 粒子の生成断面積に対する, 超過の優位性.(a) 全ての 카테고리をプロットしてある, 実線:観測したもの, 点線:それぞれの質量で期待されるもの.(b) Combined のみの Local  $p_0$ , 実線:観測した  $p_0$ , 青点線:それぞれの質量で期待される  $p_0$ , 赤点線: $m_H = 125$  GeV が存在するとき各質量領域で期待される  $p_0$ .

図 5.5(b) を見ると, 125 GeV 付近で約  $2.6\sigma$  の Excess を観測したことがわかる. また 카테고리別 (a) に見ると, Boosted 2011 SR, VBF 2012 SR カテゴリーがそれぞれ  $2\sigma$  以上の大きな Excess が見て取れる.

## 5.4 信号強度の測定

### Signal strength( $\mu$ )

得られた結果から, 信号強度の測定を行う. 信号強度  $\mu$  は, 全ての信号事象のサンプルに対して同じものを使って, POIとして Profile Likelihood Fit を行う. ここで, Fit で得られる検定量  $-2 \ln \Delta(\mu)$  を, 以下の式 (5.5) に定義する.

$$-2 \ln \Delta(\mu) = \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})}, \quad (5.5)$$

ここで,  $\hat{\theta}(\mu)$  は与えられた  $\mu$  における conditional fit から見積もった NPs である. 近似的に, 検定量  $-2 \ln \Delta(\mu)$  は自由度  $n$  の  $\chi^2$  分布に従い,  $100(1 - \alpha)\%$  confidence level(CL) は

$$-2 \ln \Delta(\mu) < k_\alpha \text{ satisfies } P(\chi_n^2 > k_\alpha) = \alpha$$

と定義され, 特に自由度  $\text{ndof}=1(\text{ndof}=2)$  の場合 68%,95% CL はそれぞれ,  $-2 \ln \Delta(\mu) = 1.0, 4.0(2.3, 6.0)$  となる.

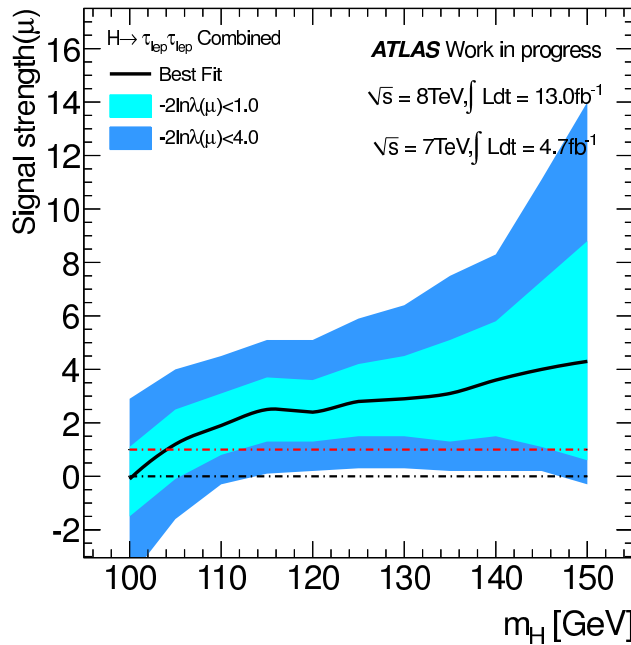


図 5.6: Signal strength( $\mu$ ) の Fit 結果. それぞれの探索質量での Fit. シアン領域が 68%, 青領域が 95% の CL を表す.

得られた Best Fit の値は 125 GeV で, Signal strength  $\mu = 2.8_{-1.3}^{+1.4}$  となった. この測定結果は標準模型の予測  $\mu = 1.0$  と 95% の信頼度で無矛盾な結果である.

## 5.5 Signal strength( $\mu_{\text{VBF,VH}}, \mu_{\text{ggF}}$ ) の測定

Signal strength( $\mu$ ) を, 生成過程に応じて 2 つに分けて, それぞれを用いて同時に Profile Likelihood Fit する. ここで生成過程を 2 つに場合分けするが, それは Higgs 粒子の生成される結合によって 2 つに分けることが可能で, ggF 過程は top クォークと結合, VBF, VH 過程はともにベクターボソンつまり W/Z boson と結合するため信号強度は,

$$\begin{aligned} \mu_{\text{ggF}} &= \mu_{\text{ggF}}, \\ \mu_{\text{VBF,VH}} &= \mu_{\text{VBF}} = \mu_{\text{VH}}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

と式 (5.6) の2つに分けることが出来る.  $\mu_{\text{VBF,VH}}$  は ggF 過程に対する信号強度,  $\mu_{\text{ggF}}$  は VBF,VH 過程の信号強度で, この2つの信号強度を用いて観測データを Profile Likelihood Fit し, 以下の検定量 (5.7) を用いて Fit し 65%,95%の信頼度で測定する.

$$-2 \ln \Delta(\mu_{\text{VBF,VH}}, \mu_{\text{ggF}}) = \frac{\mathcal{L}(\mu_{\text{VBF,VH}}, \mu_{\text{ggF}}, \hat{\theta}(\mu_{\text{VBF,VH}}, \mu_{\text{ggF}}))}{\mathcal{L}(\hat{\mu}_{\text{VBF,VH}}, \hat{\mu}_{\text{ggF}}, \hat{\theta})}, \quad (5.7)$$

式 (5.7) に従い, データを Fit した結果を図 5.7 に示す.

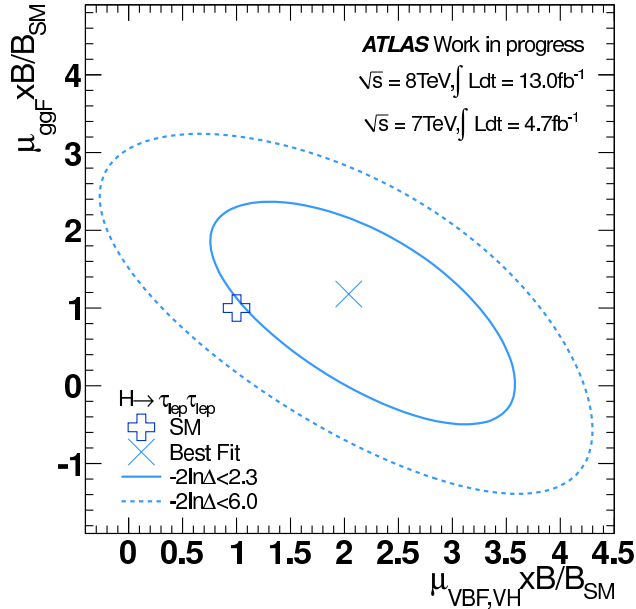


図 5.7: フェルミオン, ボソンタイプでの Signal strength( $\mu_{\text{VBF,VH}}, \mu_{\text{ggF}}$ ) の 2D Fit. 青実線が 65%, 青点線が 95%の信頼度の領域である. 白抜き青十字は標準模型による予測 (1.0,1.0) を表す.

測定の結果, 最も確からしい値は  $\mu_{\text{VBF,VH}}, \mu_{\text{ggF}} = (2.04, 1.17)$  となった. これは特に本解析チャンネルでの 2jet VBF SR における大きな excess が,  $\mu_{\text{VBF,VH}}$  を抑制し, それに伴い  $\mu_{\text{ggF}}$  が決まっていることを示している. しかし, 95%の領域内に (1.0,1.0) が入っており標準模型と無矛盾な結果であるといえる.

## 第6章 考察

ここでは得られた結果について考察する。得られた信号強度を用いて湯川カップリングについて議論する。

### 6.1 湯川カップリングについて

本研究結果 5.4 節において、信号強度は  $\mu = 2.8_{-1.3}^{+1.4}$  となったが、いくつかの仮定のもとに湯川カップリングについて議論する。湯川カップリングとは、フェルミオンとスカラー粒子の 3 点結合のことで、フェルミオンに質量を齎すもととされている。湯川結合は

$$g_{f\bar{f}H} = \frac{\sqrt{2} \times m_f}{246 \text{ GeV}}. \quad (6.1)$$

と計算でき、フェルミオンの質量に比例することが期待される。

Higgs 粒子は 2012 年、3 つのチャンネルで発見を強く支持する結果が発表されており、とくに  $H \rightarrow \gamma\gamma$  チャンネルでは Higgs 粒子が直接  $\gamma$  には崩壊しないため、top クォークのループを介して 2 つの  $\gamma$  に崩壊すると考えられている。これから、Higgs 粒子とクォークとのカップリングは存在すると思われる。しかし、現在 lepton-Higgs 粒子の湯川カップリングを支持する実験結果は未だ存在しない。

本研究のみの結果では Higgs 粒子と  $\tau$  lepton との湯川カップリングの結合定数を測定することは出来ない。これは本解析で測定される信号強度が生成断面積と崩壊分岐比の積の標準模型との比で表現されるからである。そこで本解析において測定された信号強度について、生成過程は標準模型と等しい生成断面積であると仮定すると、信号強度  $\mu$  はそのまま  $\tau$  lepton と Higgs 粒子の結合の強度、すなわち  $\tau$  lepton と Higgs 粒子の湯川カップリングの標準模型との比となる。実際は、湯川カップリングは結合点に対して 2 乗であるためこれを考慮すると、 $1.6_{-0.4}^{+0.3}$  となる。



## 第7章 まとめ

以上の考察を踏まえると次のことが言える。本解析は、 $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$  崩壊過程を用いて標準模型で予測される質量 125 GeV の Higgs 粒子について、生成断面積に対して 95% の信頼度で約 6 倍まで棄却したが、約  $2.6\sigma$  の超過を観測した。

信号強度  $\mu$  を測定した結果、標準模型の  $2.8_{-1.3}^{+1.4}$  倍で、95% の信頼度で標準模型の無矛盾な結果である。これを生成過程をフェルミオン、ボソンのタイプに分けて  $\mu_{\text{VBF,VH}}, \mu_{\text{ggF}}$  として測定した結果、それぞれ最も確からしい値は  $\mu_{\text{VBF,VH}}, \mu_{\text{ggF}} = (2.04, 1.17)$  となった。

さらに  $\tau$  lepton の湯川カップリングについて、測定した信号強度  $\mu$  について生成断面積が標準模型に等しいという仮定をすることで、標準模型の湯川カップリングとの強度について、 $1.6_{-0.4}^{+0.3}$  倍という結果を得た。

### 7.1 今後の展望

本論文では未だ発見感度が十分ではない。更なる発見感度の上昇において重要なことは 2 つある。

#### 更なる統計量の獲得

ここでいう統計量とは、観測データと MC シミュレーションの 2 つのことをいう。観測データの統計量は言うまでもなく必要で、現状の解析のまま観測データの統計量が約 4.3 倍あれば発見感度が 1.0 となり Higgs 粒子が存在しない場合に棄却でき得る。しかし、現在の 8 TeV run は 2012 年末で終了しており積分ルミノシティは  $21.0 \text{ fb}^{-1}$  で本論文の約 1.5 倍である。したがって、更なるデータは 2013 年からの 2 年間の長期シャットダウン後の 14 TeV でのデータを待たなければならないが、14 TeV では生成断面積が合計で約 2.5 倍 (14 TeV:  $56.42 \text{ pb}$ , 8 TeV:  $22.19 \text{ pb}$ ) となる。これをもとにすると、さらに約  $31 \text{ fb}^{-1}$  のデータが必要になる。アップグレード後の 1 年目で約  $30 \text{ fb}^{-1}$  の取得が計画されているため初年度の発見が期待できる。

#### 解析の改善

本解析チャンネルでの発見感度は、2jet VBF, Boosted SR でほとんど決まっている。すなわち、2jet VBF, Boosted SR の発見感度上昇が最も有効な方法である。特に有効な手段は、MVA (Multi Variate Analysis) と呼ばれる教師付き機械学習である。MVA は Signal と Background のトレーニングサンプルからそれぞれ同じ分離変数を用いて学習し、最終的にスコアを出す。このスコアは Signal like だと大きく、典型的には 1.0, Background like だと小さく、典型的に 0.0 もしくは -1.0 となる。これスコアを用いて SR を設定する。これを MVA-based 解析といい、現在開発途中である。その他の改善点として、2D Mass fit 等を考慮し、本論文の発見感度の 50% 以上程度の改善を得ている。これらを考慮すると、8 TeV, 7 TeV の合計約  $25 \text{ fb}^{-1}$  で 2.0 倍程度の発見感度が期待され、シャットダウン前の取得データで標準模型での約 3 倍までの生成断面積を棄却できることになる。

## 付録A Collinear近似

Collinear 近似は  $E_{\tau}^{\text{miss}}$  の起源が2つの  $\tau$  lepton 崩壊からの2つのニュートリノからのみ生じると仮定する。これは,Higgs 粒子の崩壊で生じた  $\tau$  lepton の運動量とその質量に比べて小さいことを考慮し,electron もしくは muon とニュートリノが元の  $\tau$  lepton と同じ方向に放出されたと仮定する。すると  $E_{x,y}^{\nu_{1,2}}$  を各々  $\tau$  lepton  $\tau_{1,2}$  からのニュートリノシステムの  $x, y$  成分とすると,

$$\begin{aligned} E_x^{\text{miss}} &= E_x^{\nu_1} + E_x^{\nu_2} = E^{\nu_2} \frac{p_x^{\ell_1}}{|\vec{p}^{\ell_1}|} + E^{\nu_2} \frac{p_x^{\ell_2}}{|\vec{p}^{\ell_2}|}, \\ E_y^{\text{miss}} &= E_y^{\nu_1} + E_y^{\nu_2} = E^{\nu_2} \frac{p_y^{\ell_1}}{|\vec{p}^{\ell_1}|} + E^{\nu_2} \frac{p_y^{\ell_2}}{|\vec{p}^{\ell_2}|}, \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

とかけて,これにより  $E^{\nu_{1,2}}$  は

$$\begin{aligned} E^{\nu_1} &= |\vec{p}^{\ell_1}| \frac{+E_x^{\text{miss}} p_y^{\ell_2} - E_y^{\text{miss}} p_x^{\ell_2}}{p_y^{\ell_2} p_x^{\ell_1} - p_x^{\ell_2} p_y^{\ell_1}}, \\ E^{\nu_2} &= |\vec{p}^{\ell_2}| \frac{-E_x^{\text{miss}} p_y^{\ell_1} + E_y^{\text{miss}} p_x^{\ell_1}}{p_y^{\ell_2} p_x^{\ell_1} - p_x^{\ell_2} p_y^{\ell_1}}, \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

となり, $p^{\tau_{1,2}}$  は,

$$p^{\tau_{1,2}} = \left( E^{\nu_{1,2}} + E^{\ell_{1,2}}, (E^{\nu_{1,2}} + E^{\ell_{1,2}}) \frac{\vec{p}^{\ell_{1,2}}}{|\vec{p}^{\ell_{1,2}}|} \right) \quad (\text{A.3})$$

したがって, $x_{1,2}$  は以下の式 (A.4) と定義される。

$$\begin{aligned} x_{1,2} &= \frac{E^{\ell_{1,2}}}{E^{\tau_{1,2}}}, \\ &= \frac{p_{\text{vis}1,2}}{p_{\text{vis}1,2} + p_{\text{mis}1,2}}, \\ x_1 &= \frac{p_x^{\ell_1} \cdot p_y^{\ell_2} - p_y^{\ell_1} \cdot p_x^{\ell_2}}{p_x^{\ell_1} \cdot p_y^{\ell_2} - p_y^{\ell_1} \cdot p_x^{\ell_2} + E_x^{\text{miss},\ell_1} - E_y^{\text{miss}} \cdot p_x^{\ell_1}}, \\ x_2 &= \frac{p_x^{\ell_2} \cdot p_y^{\ell_1} - p_y^{\ell_2} \cdot p_x^{\ell_1}}{p_x^{\ell_2} \cdot p_y^{\ell_1} - p_y^{\ell_2} \cdot p_x^{\ell_1} + E_x^{\text{miss},\ell_2} - E_y^{\text{miss}} \cdot p_x^{\ell_2}} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

したがって, $x_{1,2}$  は元の  $\tau$  lepton の運動量と electron もしくは muon の運動量がの比として表すことができる。これを考慮すると  $0 < x_{1,2} < 1.0$  という条件が導くことができる。

## 付録B 各変数の分布

ここでは事象選択 (Event selection とカテゴリゼーション) に用いた変数について、観測データと見積もったバックグラウンドの一致を示す。

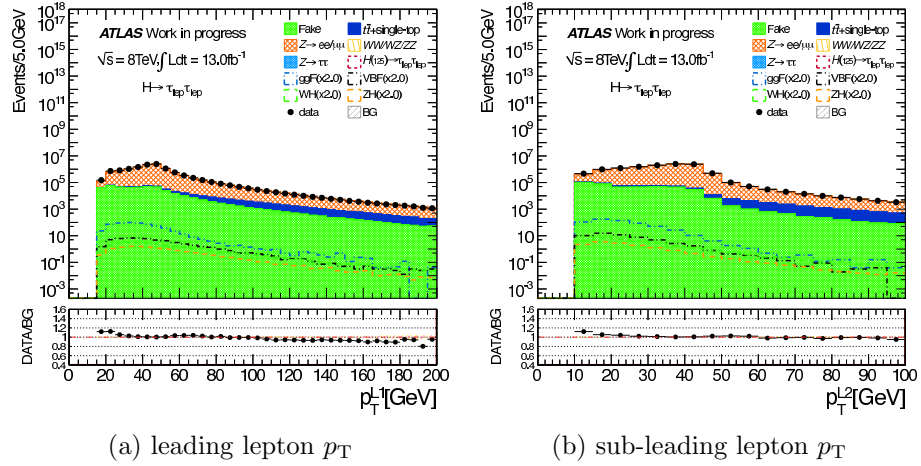


図 B.1:

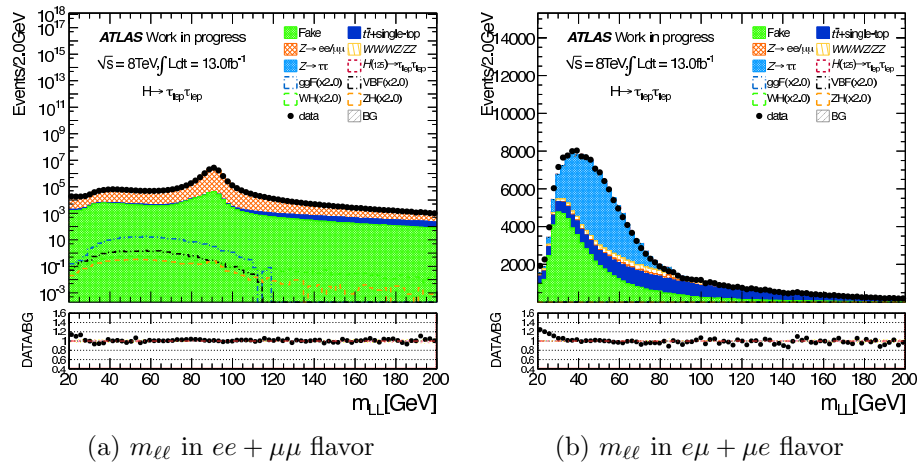
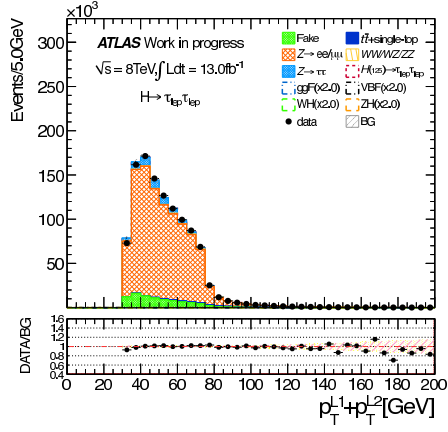
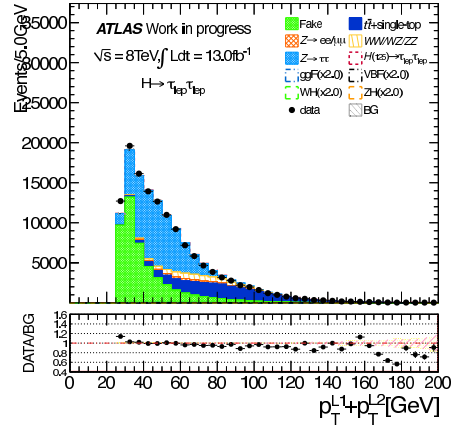


図 B.2:

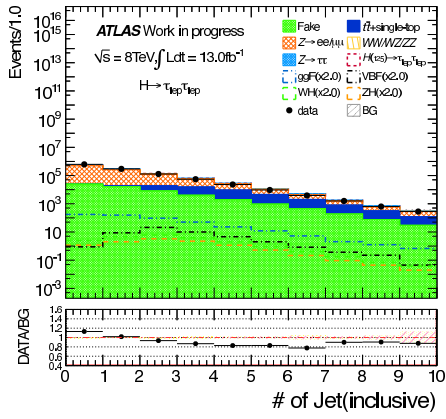


(a)  $p_T^{\ell 1} + p_T^{\ell 2}$  in  $ee + \mu\mu$  flavor

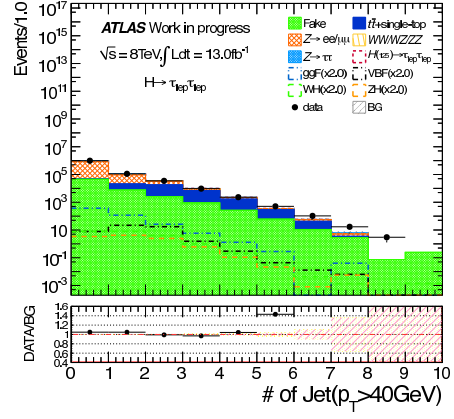


(b)  $p_T^{\ell 1} + p_T^{\ell 2}$  in  $e\mu + \mu e$  flavor

☒ B.3:

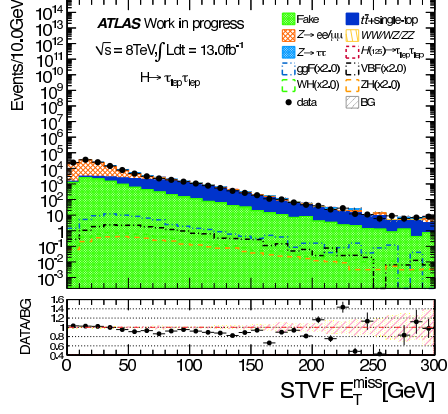


(a) leading jet  $p_T$

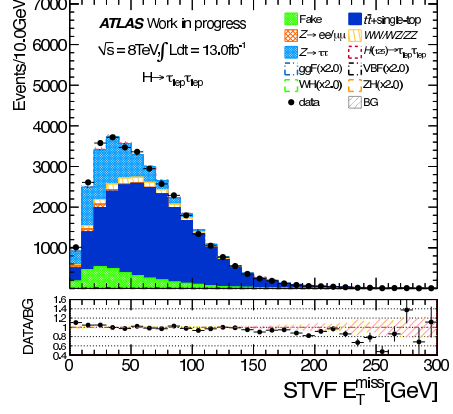


(b) jet multiplicity ( $p_T > 40\text{GeV}$ )

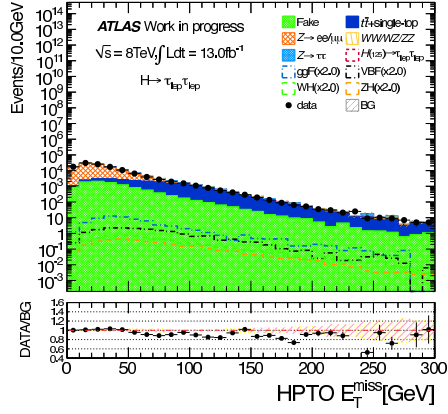
☒ B.4:



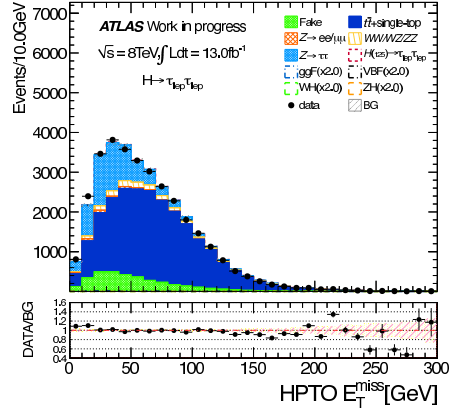
(a) STVF  $E_T^{\text{miss}}$  in  $ee + \mu\mu$  flavor



(b) STVF  $E_T^{\text{miss}}$  in  $e\mu + \mu e$  flavor

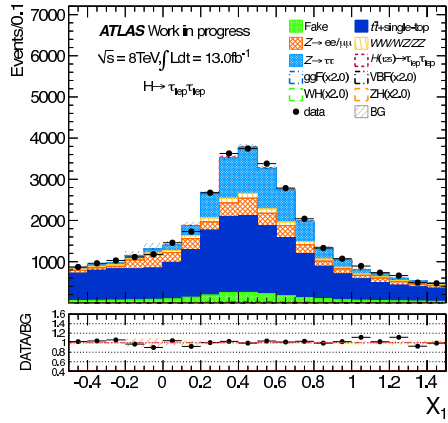


(c) HPTO  $E_T^{\text{miss}}$  in  $ee + \mu\mu$  flavor

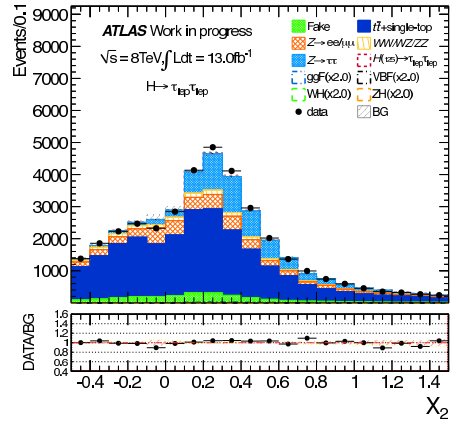


(d) HPTO  $E_T^{\text{miss}}$  in  $e\mu + \mu e$  flavor

Figure B.5:



(a)  $x_1$



(b)  $x_2$

Figure B.6:

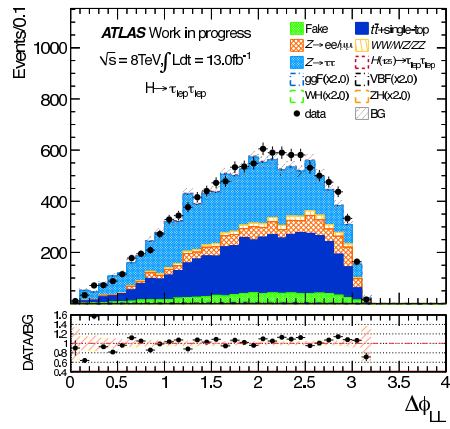


图 B.7:  $\Delta\phi_{\ell\ell}$

## 2.1 2jet VBF SR

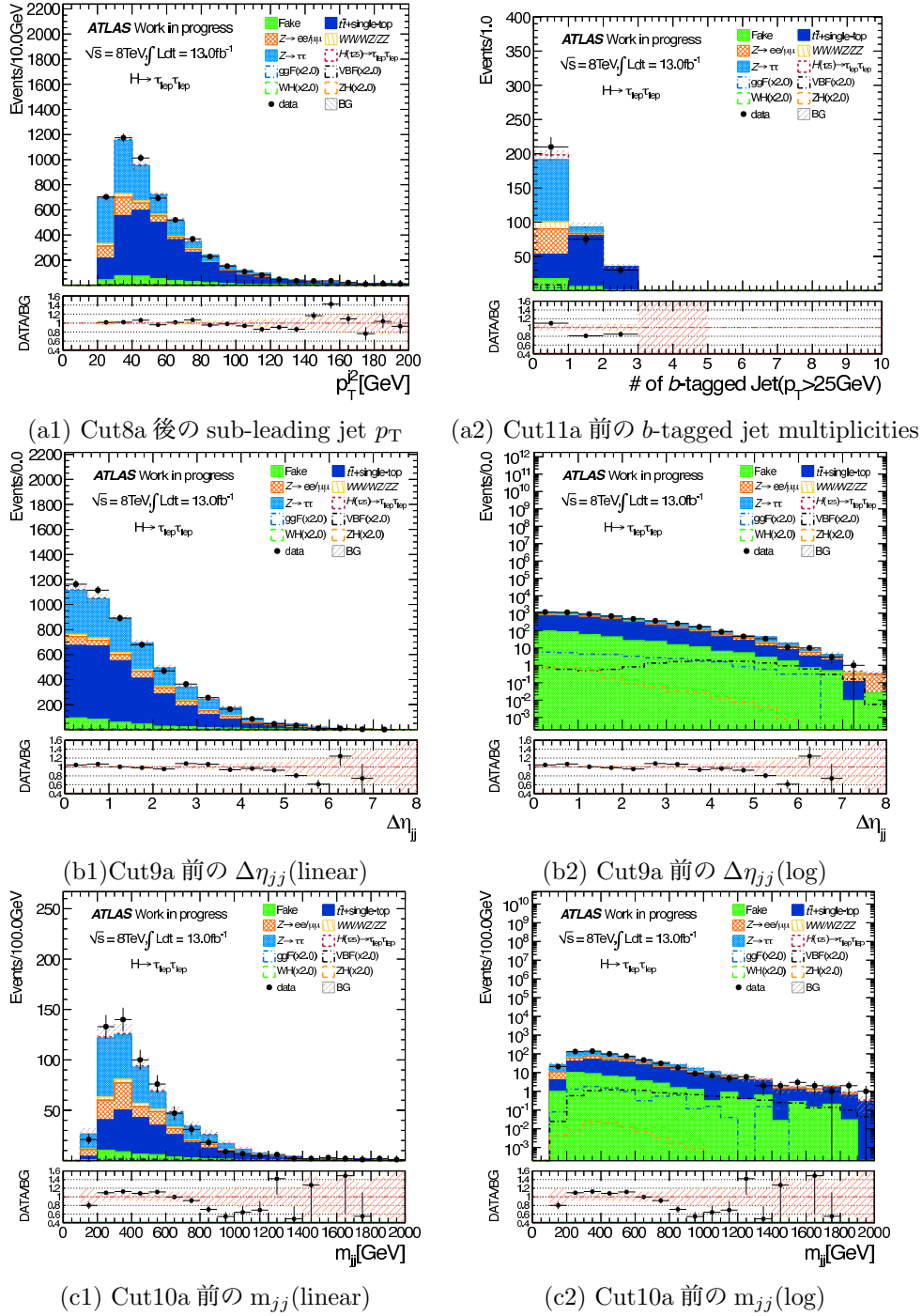
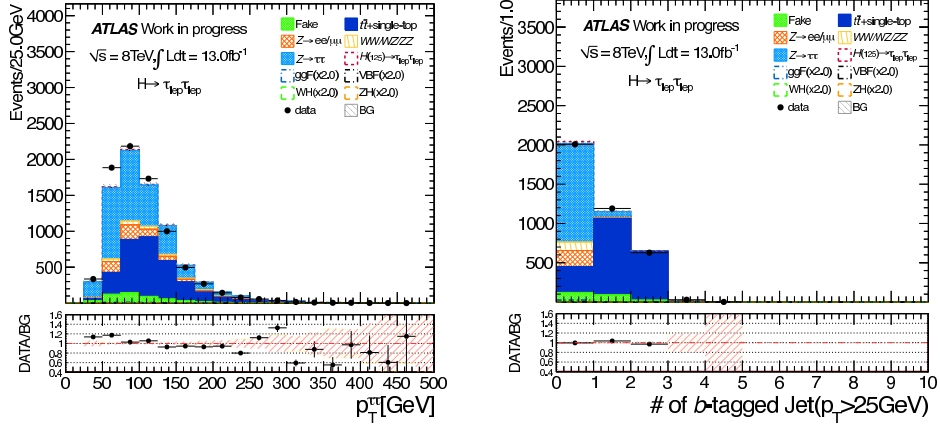


図 B.8: VBF SR を選択する際用いる分布を示す。それぞれ VBF signal とバックグラウンドを比べ、最も高い significance が得られる値で事象選択を行う。

## 2.2 Boosted SR

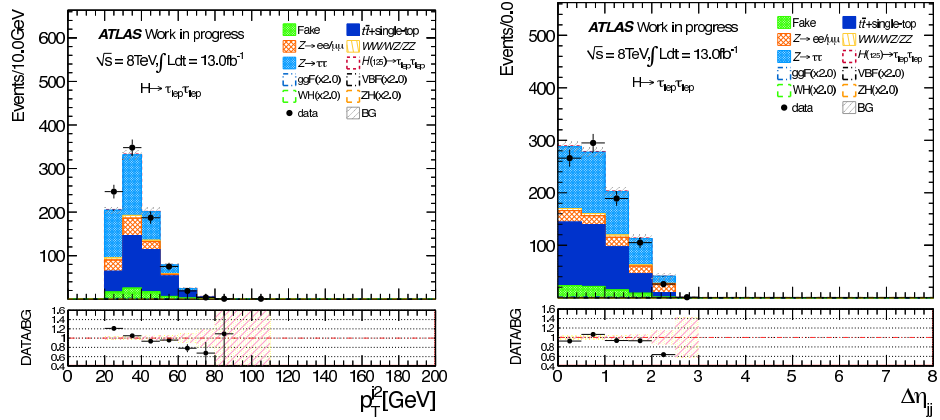


(a) Cut9b 前の  $p_T^T$

(b) Cut10b 前の  $b$ -tagged jet multiplicities

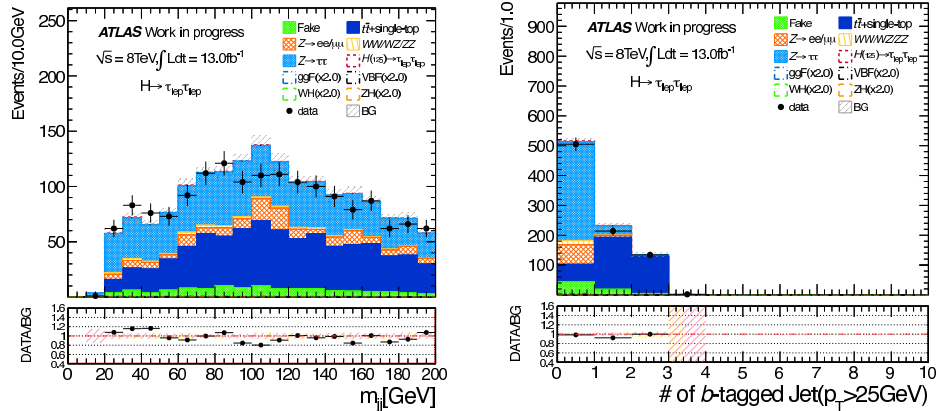
図 B.9: Boosted SR を選択する際用いる  $p_T^T$  と  $b$ -tagged jet multiplicity 分布を示す。

## 2.3 2jet VH SR



(a) Cut9c 前の sub-leading jet  $p_T$

(b) Cut10c 前の  $\Delta\eta_{jj}$



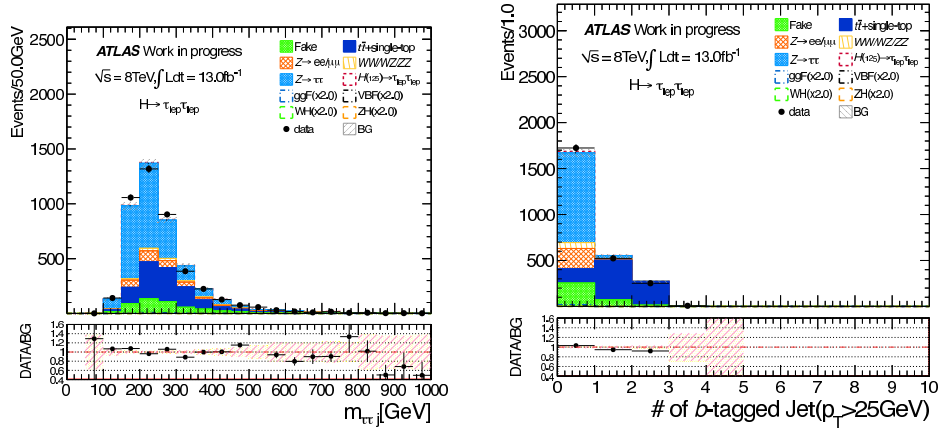
(c) Cut11c 前の  $m_{jj}$

(d) Cut12c 前の  $b$ -tagged jet multiplicities

図 B.10: VH SR を選択する際用いる分布を示す。



## 2.4 1jet SR



(a) Cut9d 前の  $m_{\tau\tau j}$

(b) Cut10d 前の  $b$ -tagged jet multiplicities

図 B.11: 1jet SR を選択する際用いる  $m_{\tau\tau j}$  分布を示す。

## 付録C $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^- E_T^{\text{miss}}$ の補正

ここでは 4.6.2.1 節での  $E_T^{\text{miss}}$  の補正に伴う系統誤差について説明する. ここで生じる系統誤差の要因として考慮すべきは  $E_T^{\text{miss}}$  の不定性である. 本解析ではこの不定性を  $E_T^{\text{miss}}$  の閾値を変化させ領域 ABCD を変えて, 事象数の変化を系統誤差として考える.

### 3.0.1 2jet VBF $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ CR

表 C.1: 2jet VBF  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  CR における  $E_T^{\text{miss}}$  の補正係数の系統誤差の見積もり.

$E_T^{\text{miss}}$	$80 < m_{\ell\ell} < 100$		$30 < m_{\ell\ell} < 75$		Ratio	
	data $_{Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-}$	MC <sub>Other</sub>	data $_{Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-}$	MC <sub>Other</sub>	data $_{Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-}$	MC <sub>Other</sub>
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$						
$E_T^{\text{miss}} > 15$	7519	133.7	578	210.1	$0.077 \pm 0.004$	$0.071 \pm 0.004$
$E_T^{\text{miss}} > 20$	6101	120.8	465	197.9	$0.076 \pm 0.004$	$0.069 \pm 0.004$
$E_T^{\text{miss}} > 25$	4815	108.2	385	179.6	$0.080 \pm 0.005$	$0.071 \pm 0.005$
$E_T^{\text{miss}} > 30$	3693	98.3	310	164.8	$0.084 \pm 0.006$	$0.071 \pm 0.005$
$E_T^{\text{miss}} > 35$	2799	85.6	234	153.7	$0.084 \pm 0.007$	$0.073 \pm 0.006$
$E_T^{\text{miss}} > 40$	2104	74.5	192	137.2	$0.091 \pm 0.009$	$0.074 \pm 0.007$
$Z \rightarrow e^+e^-$						
$E_T^{\text{miss}} > 15$	10367	168.2	1183	264.5	$0.114 \pm 0.004$	$0.108 \pm 0.004$
$E_T^{\text{miss}} > 20$	8542	150.7	1007	252.1	$0.118 \pm 0.004$	$0.108 \pm 0.005$
$E_T^{\text{miss}} > 25$	6804	132.5	846	237.3	$0.124 \pm 0.005$	$0.110 \pm 0.005$
$E_T^{\text{miss}} > 30$	5275	117.8	664	223.6	$0.126 \pm 0.006$	$0.110 \pm 0.006$
$E_T^{\text{miss}} > 35$	4035	102.2	536	206.4	$0.133 \pm 0.007$	$0.108 \pm 0.007$
$E_T^{\text{miss}} > 40$	3041	92.9	426	191.0	$0.140 \pm 0.009$	$0.107 \pm 0.007$

### 3.0.2 Boosted,1jet $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ CR

表 C.2: Boosted,1jet  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  CR における  $E_T^{\text{miss}}$  の補正係数の系統誤差の見積もり.

$E_T^{\text{miss}}$	$80 < m_{\ell\ell} < 100$		$30 < m_{\ell\ell} < 75$		Ratio	
	data $_{Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-}$	MC <sub>Other</sub>	data $_{Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-}$	MC <sub>Other</sub>	data $_{Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-}$	MC <sub>Other</sub>
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$						
$E_T^{\text{miss}} > 15$	343193	5179.1	43388	7700.1	$0.1264 \pm 0.0007$	$0.1042 \pm 0.0007$
$E_T^{\text{miss}} > 20$	251968	4325.7	33146	7152.9	$0.1316 \pm 0.0009$	$0.1041 \pm 0.0009$
$E_T^{\text{miss}} > 25$	179054	3578.8	24874	6538.6	$0.1389 \pm 0.0011$	$0.1041 \pm 0.0010$
$E_T^{\text{miss}} > 30$	125046	2958.7	18592	5915.9	$0.1487 \pm 0.0014$	$0.1028 \pm 0.0012$
$E_T^{\text{miss}} > 35$	86534	2468.2	14120	5308.0	$0.1632 \pm 0.0018$	$0.1009 \pm 0.0014$
$E_T^{\text{miss}} > 40$	59510	2102.1	10763	4771.3	$0.181 \pm 0.002$	$0.0990 \pm 0.0016$
$Z \rightarrow e^+e^-$						
$E_T^{\text{miss}} > 15$	246862	4147.5	21945	5702.4	$0.0889 \pm 0.0007$	$0.0739 \pm 0.0008$
$E_T^{\text{miss}} > 20$	177461	3510.2	16504	5238.5	$0.0930 \pm 0.0009$	$0.0733 \pm 0.0010$
$E_T^{\text{miss}} > 25$	123757	2911.6	12299	4740.6	$0.0994 \pm 0.0011$	$0.0727 \pm 0.0010$
$E_T^{\text{miss}} > 30$	84041	2403.3	9131	4251.6	$0.1087 \pm 0.0015$	$0.0726 \pm 0.0012$
$E_T^{\text{miss}} > 35$	56251	2001.5	6825	3797.2	$0.1213 \pm 0.002$	$0.0717 \pm 0.0014$
$E_T^{\text{miss}} > 40$	37433	1685.4	5186	3370.8	$0.1386 \pm 0.003$	$0.0721 \pm 0.0017$

### 3.0.3 2jet VH $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ CR

表 C.3: 2jet VH  $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$  CR における  $E_T^{\text{miss}}$  の補正係数の系統誤差の見積もり.

$E_T^{\text{miss}}$	$80 < m_{\ell\ell} < 100$		$30 < m_{\ell\ell} < 75$		Ratio	
	data $_{Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-}$	MC <sub>Other</sub>	data $_{Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-}$	MC <sub>Other</sub>	data $_{Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-}$	MC <sub>Other</sub>
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$						
$E_T^{\text{miss}} > 15$	74309	1825.5	10754	2469.2	$0.1447 \pm 0.0017$	$0.1073 \pm 0.0016$
$E_T^{\text{miss}} > 20$	56105	1521.2	8518	2331.0	$0.152 \pm 0.002$	$0.1067 \pm 0.0018$
$E_T^{\text{miss}} > 25$	40653	1253.2	6626	2174.1	$0.163 \pm 0.003$	$0.108 \pm 0.002$
$E_T^{\text{miss}} > 30$	28937	1034.0	5175	2009.7	$0.179 \pm 0.003$	$0.107 \pm 0.003$
$E_T^{\text{miss}} > 35$	20120	864.6	4051	1852.0	$0.201 \pm 0.004$	$0.106 \pm 0.002$
$E_T^{\text{miss}} > 40$	13870	738.8	3159	1700.0	$0.228 \pm 0.006$	$0.102 \pm 0.003$
$Z \rightarrow e^+e^-$						
$E_T^{\text{miss}} > 15$	52358	1366.2	5273	1807.2	$0.1007 \pm 0.0018$	$0.0769 \pm 0.0016$
$E_T^{\text{miss}} > 20$	38600	1147.3	4109	1686.0	$0.106 \pm 0.002$	$0.0769 \pm 0.0018$
$E_T^{\text{miss}} > 25$	27466	942.9	3182	1552.4	$0.116 \pm 0.003$	$0.077 \pm 0.002$
$E_T^{\text{miss}} > 30$	18876	783.1	2460	1418.6	$0.130 \pm 0.004$	$0.079 \pm 0.003$
$E_T^{\text{miss}} > 35$	12778	653.1	1894	1291.7	$0.148 \pm 0.005$	$0.078 \pm 0.003$
$E_T^{\text{miss}} > 40$	8439	552.4	1460	1166.9	$0.173 \pm 0.007$	$0.080 \pm 0.004$

## 付録D 系統誤差

表 D.1: 2012 年 VBF SR カテゴリーにおける系統誤差.

Uncertainty Source	ggF	VBF	VH	$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	Fake	Other
	Object selection					
Trigger scale factors (%)	+0.5/-1.7	+0.5/-1.7	+0.5/-1.7	+1.7/-3.9	-	+1.7/-3.9
Electron scale factors (%)	$\pm 0.3$	$\pm 0.4$	$\pm 0.3$	$\pm 0.5$	-	$\pm 0.5$
Electron energy scale (%)	$\pm 0.1$	+0.2/-0.4	+0.3/-0.0	$\pm 0.3$	-	+0.4/-0.2
Electron energy resolution (%)	$\pm 0.3$	0.0	$\pm 0.2$	+0.7/-0.1	-	$\pm 5.0$
Muon scale factors (%)	$\pm 0.7$	$\pm 0.8$	$\pm 0.7$	$\pm 1.0$	-	$\pm 1.0$
Muon momentum scale (%)	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	-	$\pm 0.1$
Muon momentum resolution (%)	0.0	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	-	$\pm 0.1$
Jet energy scale (%)	+6.1/-5.5	+0.5/-6.2	+20.4/-27.6	-	-	+2.8/-14.8
Jet energy resolution (%)	$\pm 1.4$	$\pm 3.6$	10.9	-	-	$\pm 2.8$
Softjets Scale (%)	0.0	+0.8/-0.6	0.0	-	-	$\pm 4.4$
Softjets Resolution (%)	0.0	0.7/-0.2	$\pm 25.0$	-	-	$\pm 0.2$
b-tagging (%)	$\pm 1.2$	$\pm 1.0$	$\pm 1.9$	-	-	$\pm 6.9$
	Monte Carlo modeling					
PDF ( $gg$ ) (%)	$\pm 8.0$	-	-	-	-	$\pm 2.7$
PDF ( $q\bar{q}$ ) (%)	-	$\pm 4.0$	$\pm 4.0$	$\pm 4$	-	$\pm 2.7$
ISR/FSR (%)	$\pm 2.8$	$\pm 2.8$	$\pm 2.8$	-	-	$\pm 3.4$
Parton Shower (%)	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	-	-	$\pm 6.7$
	Process rate					
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$ BR (%)	$\pm 5.0$	$\pm 5.0$	$\pm 5.0$	-	-	-
$gg \rightarrow H$ (%)	$\pm 26$	-	-	-	-	-
VBF/VH $H$ (%)	-	$\pm 10.0$	$\pm 10.0$	-	-	-
Fake leptons normalisation (%)	-	-	-	-	$\pm 40$	-
Xsec $Z$ +jets (%)	-	-	-	$\pm 2.4$	-	$\pm 3.3$
Xsec di-boson (%)	-	-	-	-	-	$\pm 0.6$
Xsec $t\bar{t}$ (%)	-	-	-	-	-	$\pm 3.9$
Luminosity (%)	$\pm 3.6$	$\pm 3.6$	$\pm 3.6$	$\pm 3.6$	-	$\pm 3.6$
Sample statistics (%)	$\pm 23.1$	$\pm 4.1$	$\pm 32.0$	$\pm 7.4$	$\pm 30.0$	$\pm 22.1$

表 D.2: 2012 年 Boosted SR カテゴリーにおける系統誤差.

Uncertainty Source	ggF	VBF	VH	$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	Fake	Other
	Object selection					
Trigger scale factors (%)	+0.5/-1.7	+0.5/-1.7	+0.5/-1.7	+1.7/-3.9	-	+1.7/-3.9
Electron scale factors (%)	$\pm 0.3$	$\pm 0.4$	$\pm 0.4$	$\pm 0.3$	-	$\pm 0.3$
Electron energy scale (%)	$\pm 0.3$	+0.3/-0.4	+0.7/-0.4	+0.2/-0.0	-	$\pm 0.4$
Electron energy resolution (%)	$\pm 0.2$	+0.1/-0.2	$\pm 0.3$	$\pm 0.2$	-	+0.2/+0.6
Muon scale factors (%)	$\pm 0.7$	$\pm 0.8$	$\pm 0.8$	$\pm 0.7$	-	$\pm 0.7$
Muon momentum scale (%)	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	-	$\pm 0.1$
Muon momentum resolution (%)	0.0	0.0	$\pm 0.2$	$\pm 0.1$	-	$\pm 0.2$
Jet energy scale (%)	+1.4/-0.3	+0.7/-0.6	+0.3/-0.0	-	-	+9.2/-7.8
Jet energy resolution (%)	$\pm 0.1$	$\pm 1.8$	$\pm 0.3$	-	-	$\pm 2.9$
Softjets Scale (%)	+1.6/-0.3	+0.5/-0.1	+0.1/-0.2	-	-	$\pm 5.1$
Softjets Resolution (%)	+1.9/-1.4	+0.2/-0.1	+0.1/-0.2	-	-	$\pm 0.5$
b-tagging (%)	$\pm 1.8$	$\pm 0.9$	$\pm 4.3$	-	-	$\pm 11.4$
	Monte Carlo modeling					
PDF ( $gg$ ) (%)	$\pm 8.0$	-	-	-	-	$\pm 3.6$
PDF ( $q\bar{q}$ ) (%)	-	$\pm 4.0$	$\pm 4.0$	$\pm 4$	-	$\pm 2.2$
ISR/FSR (%)	$\pm 2.8$	$\pm 2.8$	$\pm 2.8$	-	-	$\pm 3.4$
Parton Shower (%)	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	-	-	$\pm 6.7$
	Process rate					
$H \rightarrow \tau\tau$ BR (%)	$\pm 5.0$	$\pm 5.0$	$\pm 5.0$	-	-	-
$gg \rightarrow H$ (%)	$\pm 20$	-	-	-	-	-
VBF/VH $H$ (%)	-	$\pm 1.0$	$\pm 1.0$	-	-	-
Fake leptons normalisation (%)	-	-	-	-	$\pm 40$	-
Xsec $Z$ +jets (%)	-	-	-	$\pm 2.4$	-	$\pm 2.2$
Xsec di-boson (%)	-	-	-	-	-	$\pm 0.5$
Xsec $t\bar{t}$ (%)	-	-	-	-	-	$\pm 4.2$
Luminosity (%)	$\pm 3.6$	$\pm 3.6$	$\pm 3.6$	$\pm 3.6$	-	$\pm 3.6$
Sample statistics (%)	$\pm 6.7$	$\pm 4.2$	$\pm 4.8$	$\pm 1.2$	$\pm 7.0$	$\pm 3.7$

表 D.3: 2012 年 VH SR カテゴリーにおける系統誤差.

Uncertainty Source	ggF	VBF	VH	$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	Fake	Other
	Object selection					
Trigger scale factors (%)	+0.5/-1.7	+0.5/-1.7	+0.5/-1.7	+1.7/-3.9	-	+1.7/-3.9
Electron scale factors (%)	$\pm 0.5$	$\pm 0.5$	$\pm 0.5$	$\pm 0.4$	-	$\pm 0.4$
Electron energy scale (%)	+0.1/-0.0	+0.2/-0.4	+0.3/-0.0	$\pm 0.3$	-	+0.4/-0.2
Electron energy resolution (%)	$\pm 0.3$	0.0	$\pm 0.2$	+0.7/-0.1	-	$\pm 5.0$
Muon scale factors (%)	$\pm 1.1$	$\pm 1.1$	+0.9/-0.8	$\pm 1.0$	-	$\pm 0.9$
Muon momentum scale (%)	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	-	$\pm 0.1$
Muon momentum resolution (%)	$\pm 0.1$	0.0	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	-	$\pm 0.1$
Jet energy scale (%)	+1.9/-17.0	+2.2/-0.0	+5.2/-0.0	-	-	+18.5/-21.8
Jet energy resolution (%)	$\pm 1.2$	$\pm 1.7$	$\pm 8.5$	-	-	$\pm 2.8$
Softjets Scale (%)	$\pm 3.5$	+2.6/-3.9	+2.2/-1.1	-	-	$\pm 9.5$
Softjets Resolution (%)	+0.6/-1.9	$\pm 2.6$	$\pm 0.7$	-	-	$\pm 11.0$
b-tagging (%)	$\pm 2.0$	$\pm 1.8$	$\pm 3.4$	-	-	$\pm 11.4$
	Monte Carlo modeling					
PDF ( $gg$ ) (%)	$\pm 8.0$	-	-	-	-	$\pm 2.9$
PDF ( $q\bar{q}$ ) (%)	-	$\pm 4.0$	$\pm 4.0$	$\pm 4$	-	$\pm 2.6$
ISR/FSR (%)	$\pm 2.8$	$\pm 2.8$	$\pm 2.8$	-	-	$\pm 3.4$
Parton Shower (%)	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	-	-	$\pm 6.7$
	Process rate					
$H \rightarrow \tau\tau$ BR (%)	$\pm 5.0$	$\pm 5.0$	$\pm 5.0$	-	-	-
$gg \rightarrow H$ (%)	$\pm 24$	-	-	-	-	-
VBF/VH $H$ (%)	-	$\pm 1.0$	$\pm 1.0$	-	-	-
Fake leptons normalisation (%)	-	-	-	-	$\pm 40$	-
Xsect $Z$ +jets (%)	-	-	-	$\pm 2.4$	-	$\pm 3.6$
Xsect di-boson (%)	-	-	-	-	-	$\pm 0.5$
Xsect $t\bar{t}$ (%)	-	-	-	-	-	+3.5/-3.6
Luminosity (%)	$\pm 3.6$	$\pm 3.6$	$\pm 3.6$	$\pm 3.6$	-	$\pm 3.6$
Sample statistics (%)	$\pm 16.4$	$\pm 16.3$	$\pm 7.0$	$\pm 3.2$	$\pm 8.2$	$\pm 9.0$

表 D.4: 2012 年 1jet SR カテゴリーにおける系統誤差.

Uncertainty Source	ggF	VBF	VH	$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	Fake	Other
	Object selection					
Trigger scale factors (%)	+0.5/-1.7	+0.5/-1.7	+0.5/-1.7	+1.7/-3.9	-	+1.7/-3.9
Electron scale factors (%)	$\pm 0.6$	$\pm 0.5$	$\pm 0.5$	$\pm 0.5$	-	$\pm 0.5$
Electron energy scale (%)	+0.5/-0.8	+0.1/-0.5	+0.8/-1.3	+0.4/-0.3	-	+0.3/-0.6
Electron energy resolution (%)	+0.8/-0.7	$\pm 0.2$	$\pm 1.0$	$\pm 0.3$	-	+0.3/+0.6
Muon scale factors (%)	$\pm 1.1$	$\pm 1.0$	$\pm 0.9$	$\pm 0.8$	-	$\pm 0.8$
Muon momentum scale (%)	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	-	$\pm 0.1$
Muon momentum resolution (%)	0.0	$\pm 0.2$	0.0	$\pm 0.4$	-	$\pm 0.2$
Jet energy scale (%)	+3.7/-5.2	+2.9/-3.9	+1.6/-1.7	-	-	+9.1/-13.0
Jet energy resolution (%)	0.0	$\pm 1.4$	$\pm 0.7$	-	-	$\pm 5.3$
Softjets Scale (%)	+3.5/-0.4	+1.8/-0.6	+2.7/-0.5	-	-	$\pm 3.6$
Softjets Resolution (%)	+1.5/-0.8	+0.1/-0.9	+0.7/-3.2	-	-	+0.3/-1.1
b-tagging (%)	$\pm 0.7$	$\pm 1.2$	$\pm 2.2$	-	-	$\pm 1.6$
	Monte Carlo modeling					
PDF ( $gg$ ) (%)	$\pm 8.0$	-	-	-	-	$\pm 2.2$
PDF ( $q\bar{q}$ ) (%)	-	$\pm 4.0$	$\pm 4.0$	$\pm 4$	-	$\pm 2.9$
ISR/FSR (%)	$\pm 2.8$	$\pm 2.8$	$\pm 2.8$	-	-	$\pm 3.4$
Parton Shower (%)	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	-	-	$\pm 6.7$
	Process rate					
$H \rightarrow \tau\tau$ BR (%)	$\pm 5.0$	$\pm 5.0$	$\pm 5.0$	-	-	-
$gg \rightarrow H$ (%)	$\pm 20$	-	-	-	-	-
VBF/VH $H$ (%)	-	$\pm 1.0$	$\pm 1.0$	-	-	-
Fake leptons normalisation (%)	-	-	-	-	$\pm 40$	-
Xsec $Z$ +jets (%)	-	-	-	$\pm 2.4$	-	$\pm 3.2$
Xsec di-boson (%)	-	-	-	-	-	$\pm 0.5$
Xsec $t\bar{t}$ (%)	-	-	-	-	-	$\pm 2.3$
Luminosity (%)	$\pm 3.6$	$\pm 3.6$	$\pm 3.6$	$\pm 3.6$	-	$\pm 3.6$
Sample statistics (%)	$\pm 8.9$	$\pm 5.1$	$\pm 7.8$	$\pm 1.5$	$\pm 5.0$	$\pm 7.0$

# 付録E 各信号領域における $CL_s$ 制限

2011年,2012年におけるそれぞれのカテゴリーに対する標準模型 Higgs 粒子の生成断面積への  $CL_s$  の制限を図 E.1 に示す.

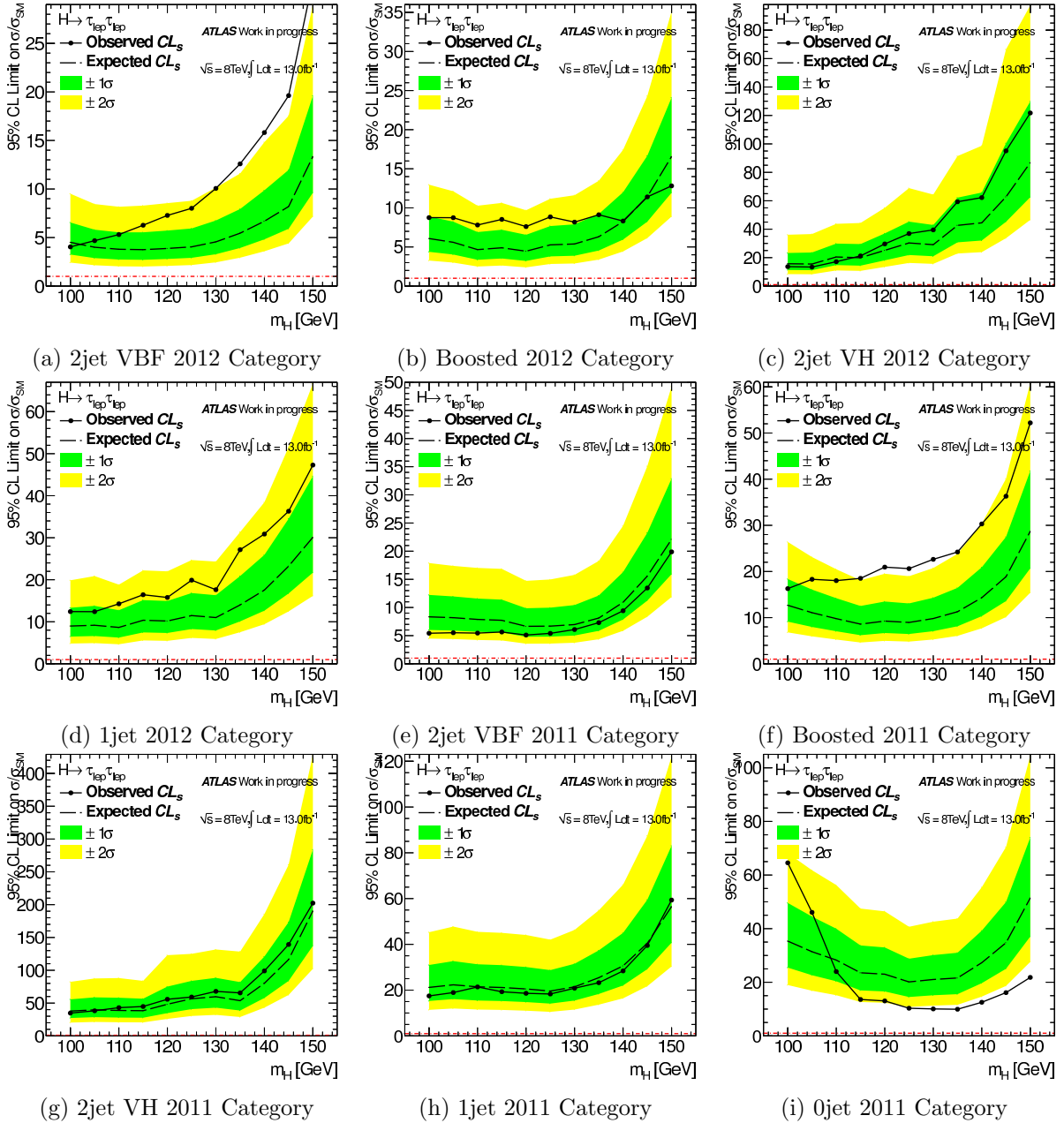


図 E.1: 標準模型 Higgs 粒子の生成断面積に対する, それぞれのカテゴリーにおける  $CL_s$  制限.

(a)~(d) の 2012 年 SR では 1 ~  $2\sigma$  程度の excess が観測された.



## 付録F $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ MCを用いた結果

ここでは、 $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$  バックグラウンドについて MC シミュレーションで見積もった場合の結果を示す。

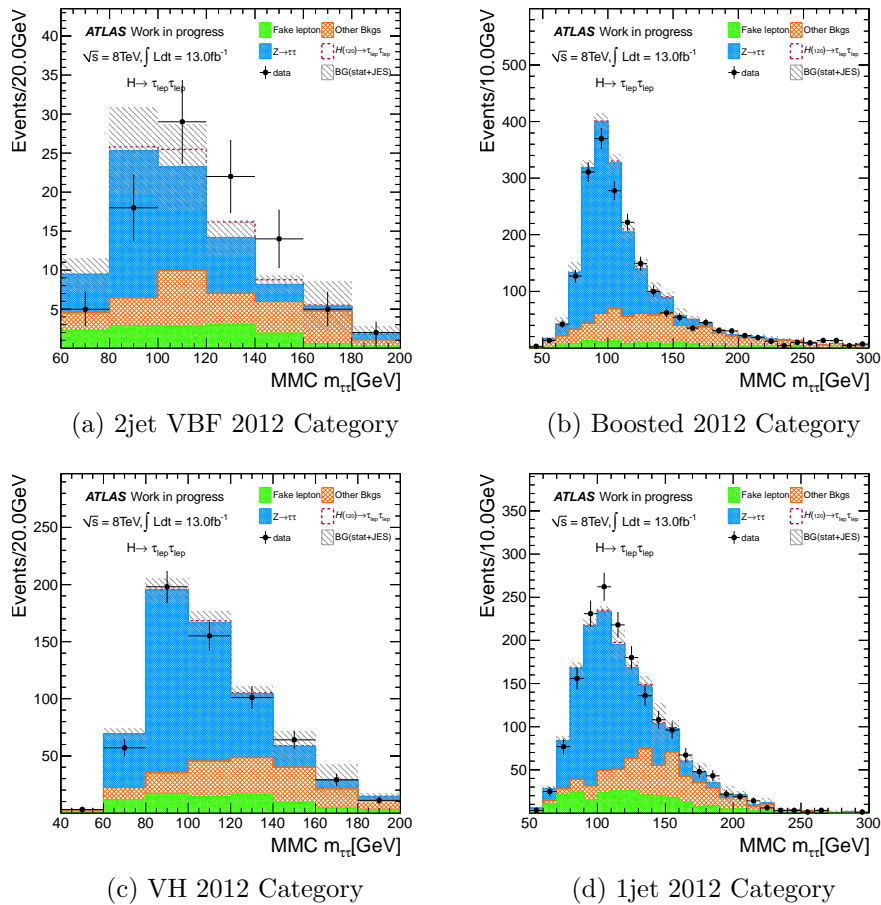


図 F.1: 2012 年の SR における質量分布.

MMC  $m_{\tau\tau}$  分布は Embedding サンプルを用いた場合と大きな変化はない。(a)2jet VBF 2012 について言えば、若干 100 GeV 付近の形が若干異なる。そして、系統誤差 (図の黒網掛け部分) が大きくなっている。これは、 $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$  MC の統計量と JES の不定性が MC サンプルを用いることで増加しているからである。この分布を用いて生成断面積に対して  $CL_S$  制限を付ける。

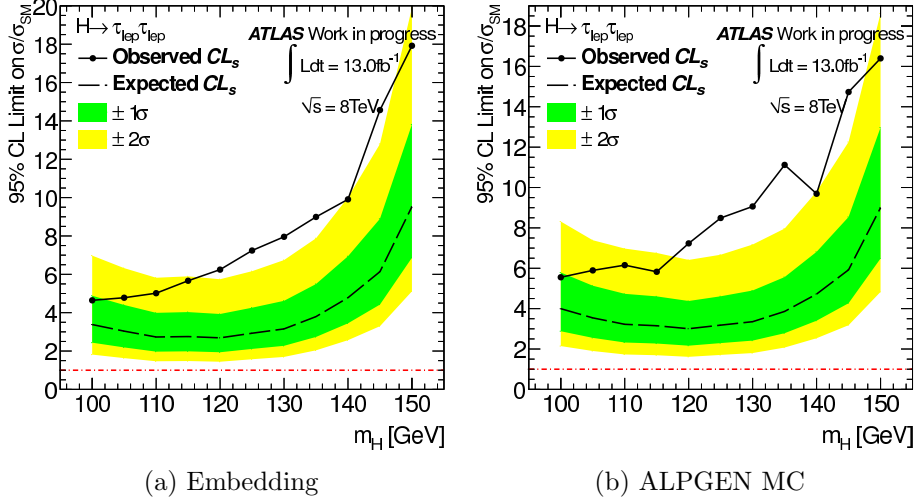


図 F.2: 標準模型 Higgs 粒子の生成断面積に対する  $CL_S$  制限.  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  として ALPGEN MC を用いている.

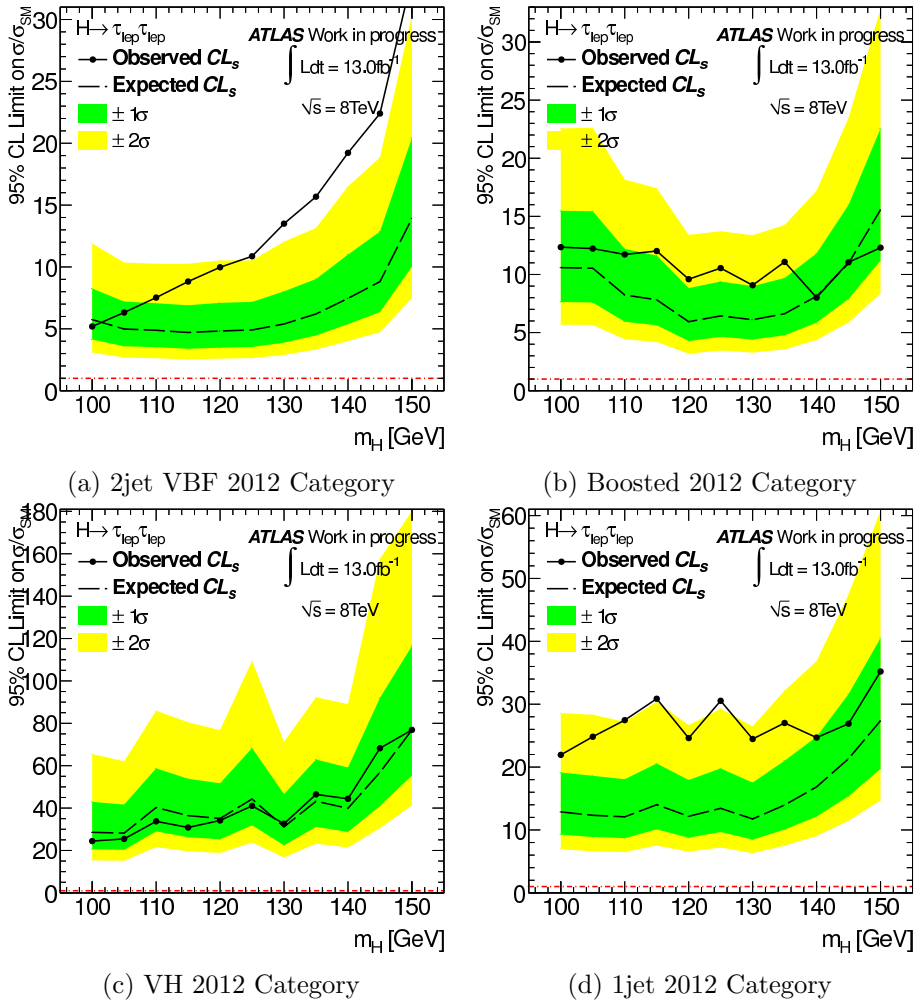


図 F.3: 標準模型 Higgs 粒子の生成断面積に対する, それぞれのカテゴリーにおける  $CL_S$  制限.  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  として ALPGEN MC を用いている.

図 F.2 を見てわかる通り, ALPGEN  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  MC サンプルは Embedding サンプルに比べ統計量が十分ではない. また, ALPGEN MC を用いた場合, JES の不定性が最も大きな系統誤差の要因となり, 発見感度が若干悪くなる. しかし, 観測結果は Embedding サンプルを用いた場合とさほど変わらず Embedding サンプルの結果も妥当だと言える.

# 謝辞

本研究を行うにあたり、指導教官である浅井祥仁准教授には、此の様な素晴らしい研究テーマの選定や具体的な解析のアイデア、研究者としての心構えなど多岐にわたりご指導いただきました、心の底から御礼申し上げます。また本解析を始めるに当たり、右も左もわからず至らない著者に対して辛抱強く面倒を見ていただいた田中純一准教授や中村浩二 KEK 助教には大変お世話になりました、非常に感謝をしております。増淵達也氏には本解析で使用した MC サンプルについての情報を詳細に提供していただき大変助かり感謝しております。また普段のミーティングでは、金谷奈央子助教や江成祐二助教、山本晋平氏には著者のアイデアや結果について丁寧に議論していただきました。本当にありがとうございました。

難波俊雄助教、石田明助教には検出器全般について実践的なご指導をいただき的確なご指摘をいただきました。

秘書の塩田雅子さん、竹本葉子さん、宮菌あき子さん、手塚淑恵さん、元秘書の安蒜律子さんには国内、海外渡航の手配をはじめとする様々な事務手続きにお世話になりました。ありがとうございました。

先輩の宮崎彬氏、佐々木雄一氏、吉原圭亮氏、風間慎吾さんには解析やその他の多岐にわたってアドバイスを頂きました。

同期の大和田くん、崔くん、黒崎くん、大谷くん、有馬くん、小林さん、稲田くん、山田くん、東くん、谷さんのおかげで楽しい研究生活をおくることができました。

そのほかここにはとてもあげきれませんが友人や先輩、後輩とは物理に携わる、携わらないにかかわらず知り合いすべての方々から本研究を進めるに当たり欠かすことの出来ない精神的ご支援を頂きました。

最後に両親に感謝を述べて本論文を締めくくろうと思います、ありがとう。

## 参考文献

- [1] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321.
- [2] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Lett. **12** (1964) 132.
- [3] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.
- [4] P. W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, Phys. Rev. **145** (1966) 1156.
- [5] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka (Eds.), et al., *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables*, arXiv:1101.0593.
- [6] M. Spira, *HIGLU: A Program for the Calculation of the Total Higgs Production Cross Section at Hadron Colliders via Gluon Fusion including QCD Corrections*, hep-ph/9510347.
- [7] R. V. Harlander and W. B. Kilgore, *Next-to-next-to-leading order Higgs production at hadron colliders*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 201801, hep-ph/0201206.
- [8] P. Bolzoni, F. Maltoni, S.-O. Moch, and M. Zaro, *Higgs production via vector-boson fusion at NNLO in QCD*, Phys. Rev. Lett. **011801** (2010) 105, arXiv:1003.4451.
- [9] O. Brein, A. Djouadi, and R. Harlander, *NNLO QCD corrections to the Higgs-strahlung processes at hadron colliders*, Phys. Lett. **B579** (2004) 149–156.
- [10] M. L. Ciccolini, S. Dittmaier, and M. Krmer, *Electroweak radiative corrections to associated WH and ZH production at hadron colliders*, Phys. Rev. **D68** (2003) 073003.
- [11] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.
- [12] The GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli et al., *GEANT4 - a simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250.
- [13] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, JHEP **05** (2006) 026.
- [14] G. Corcella et al., *HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP **01** (2001) 010.
- [15] M. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. Polosa, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **07** (2003) 001.
- [16] J. Alwall et al., *Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions*, Eur. Phys. J. **C53** (2008) 473, arXiv:0706.2569.
- [17] S. Frixione and B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP **06** (2002) 029, hep-ph/0204244.

- [18] P. Nason, *A new method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms*, JHEP **11546** (2004) 040, [arXiv:0409146](#).
- [19] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw, and M. H. Seymour, *Multiparton Interactions in Photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C72** (1996) 637.
- [20] B. P. Kersevan and E. Richter-Was, *The Monte Carlo event generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5*, [hep-ph/0405247](#).
- [21] T. Binoth, M. Ciccolini, N. Kauer, and M. Kramer, *Gluon-induced W-boson pair production at the LHC*, JHEP **12** (2006) 046.
- [22] ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*, CERN-OPEN-2008-020, [arXiv:0901.0512](#).
- [23] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, *The anti- $k_t$  jet clustering algorithm*, JHEP **04** (2008) 063.
- [24] M. Cacciari and G. P. Salam, Phys. Lett. B **641** (2006) 57.
- [25] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, *FastJet*, <http://fastjet.fr/>.
- [26] W. Lampl et al., *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*, ATL-LARG-PUB-2008-002.
- [27] ATLAS Collaboration, *Commissioning of high performance b-tagging algorithms with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2011-102.
- [28] ATLAS Collaboration, *Performance of the Missing Transverse Energy Reconstruction and Calibration in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of 7 TeV with the ATLAS Detector*, ATLAS-CONF-2010-057.
- [29] S. Jadach, Z. Was, R. Decker and J. H. Kuhn, Comput. Phys. Commun. **76** (1993) 361.
- [30] P. Golonka, B. Kersevan, T. Pierzchala, E. Richter-Was, Z. Was and M. Worek, Comput. Phys. Commun. **174** (2006) 818.
- [31] R. Gavin, Y. Li, F. Petriello, and S. Quackenbush, *FEWZ 2.0: A code for hadronic Z production at next-to-next-to-leading order*, [arXiv:1011.3540](#). \* Temporary entry \*.
- [32] A. Elagin, P. Murat, A. Pranko, and A. Safonov, *A New Mass Reconstruction Technique for Resonances Decaying to di-tau*, [arXiv:1012.4686 \[hep-ex\]](#). \* Temporary entry \*.
- [33] ATLAS Collaboration, *Combined Standard Model Higgs boson searches with up to  $2.3 \text{ fb}^{-1}$  of pp collision data at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  at the LHC*, ATLAS-CONF-2011-157.
- [34] ATLAS Collaboration, *Luminosity Determination in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  Using the ATLAS Detector in 2011*, ATLAS-CONF-2011-116.
- [35] J. A. et al., *Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions*, Eur. Phys. J. **C53** (2008) 473.
- [36] ATLAS Collaboration, *Measurement of the top quark pair production cross-section based on a statistical combination of measurements of dilepton and single-lepton final states at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2011-108.

- [37] J. M. Campbell and R. K. Ellis, *MCFM for the Tevatron and the LHC*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **205** (2010) 10, [arXiv:1007.3492](#) [[hep-ph](#)].
- [38] A. L. Read, J. Phys. **G28** (2002) 2693.
- [39] G. C. et al., *Asymptotic Formulae for Likelihood-based Tests of New Physics*, [arXiv:1007.1727](#) [[hep-ex](#)].