

LHC-ATLAS実験における
 $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu qq$ モードを用いた
ヒッグス粒子の探索

東京大学大学院
理学系研究科物理学専攻
浅井研究室

後藤 嵩史

平成 24 年 1 月 24 日

概要

2010年からLHCが本格的に稼働し、2011年現在で重心系エネルギー $\sqrt{s}=7\text{TeV}$ での陽子・陽子衝突実験が行われている。本研究で用いる ATLAS 検出器 (A Toroidal LHC Apparatus) は LHC の中に存在する検出器の一つであり、主に素粒子実験を目的とした汎用型粒子検出器である。ATLAS ではヒッグス粒子、超対称性粒子、余剰次元等の未発見粒子の探索や、標準理論の検証作業を目的に実験・解析が行われている。特に標準理論の形式が確立されて以来、標準理論の枠組みで唯一未発見であるヒッグス粒子が LHC 実験で発見されると大きな期待が寄せられている。

本研究は 2011 年 7 月までに取得された積算ルミノシティ 2.05fb^{-1} のデータ量を用いて $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu qq$ モードにおける、ヒッグス粒子探索を行ったものである。本研究で扱うモードは重質量 (200GeV 以上) のヒッグス粒子に対してシグナル数が多く感度が高いチャンネルとして期待されている。本研究では標準理論のヒッグス粒子の生成断面積に制限をつける事を目的に研究を行った。

最終的に本解析では積算ルミノシティ 2.05fb^{-1} でのヒッグス粒子の生成断面積に新たな制限を付ける事に成功し、特に 360GeV のヒッグスの質量に関しては標準理論の断面積の 2 倍以下の制限をつける事に成功した。この結果は 1fb^{-1} のデータ量でつけられた ATLAS 公式の結果との比較を行ったが、本研究の結果と無矛盾なものであった。

目次

第 1 章 序章	10
1.1 標準理論概要	10
1.2 LHC で探索可能なヒッグス粒子	11
1.2.1 ヒッグス粒子の生成断面積	11
1.2.2 ヒッグス粒子の分岐比	13
1.2.3 ヒッグス粒子の探索領域	14
1.3 $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu qq$ モードにおけるヒッグス粒子探索の流れ	15
1.4 本論文の構成	17
第 2 章 検出器	18
2.1 検出器概要	18
2.2 座標の取り方	19
2.3 内部飛跡検出器	20
2.3.1 ピクセル検出器	20
2.3.2 SCT (Semiconductor Tracker : 半導体検出器)	21
2.3.3 TRT(遷移放射検出器)	22
2.4 カロリメーター	25
2.4.1 概要	25
2.4.2 EM カロリメーター (ECAL)	26
2.4.3 ハドロンカロリメーター	28
2.5 ミューオンスペクトロメーター	31
2.6 超伝導電磁石	33
2.7 Trigger	34
第 3 章 解析データと背景事象	38
3.1 実験データ	38
3.1.1 実データのルミノシティ	38
3.1.2 実データの測定	39
3.1.3 FEB トラブル	39
3.1.4 実データのストリーム	40
3.2 モンテカルロシミュレーション	40
3.2.1 モンテカルロ生成プロセス	40
3.3 シグナルサンプル	42
3.4 $l\nu qq$ 解析のバックグラウンド	42

3.4.1	W 生成事象	43
3.4.2	Z 生成事象	43
3.4.3	トップ粒子生成事象	44
3.4.4	Diboson 粒子生成事象	44
3.4.5	QCD 事象	45
第 4 章	解析	46
4.1	オブジェクトの定義	47
4.1.1	電子の定義	48
4.1.2	ミューオンの定義	52
4.1.3	ジェットの定義	55
4.1.4	\cancel{E}_T の定義	57
4.2	ベースラインカット	58
4.2.1	Good Runs Lists	58
4.2.2	Jet Cleaning	59
4.2.3	Primary Vertex Requirements	60
4.3	イベントセレクション	61
4.4	ニュートリノの運動量の構成	70
4.4.1	P_x, P_y について	70
4.4.2	P_z について	70
4.5	QCD 事象の見積もり	73
4.5.1	QCD イベントの定義	73
4.5.2	QCD イベントのコントロール領域	73
4.5.3	QCD イベントの見積もり方	74
4.5.4	結果	74
4.6	実データと MC の比較	76
4.6.1	カットフロー	76
4.6.2	主要変数の分布の比較	76
4.6.3	実データと MC の比較のまとめ	76
4.7	シグナルの算出方法	77
4.8	フィットの関数形の決定	77
4.8.1	コントロール領域での $M_{l\nu qq}$ の分布の確認 (MC サンプル)	77
4.8.2	シグナル領域での $M_{l\nu qq}$ の分布の確認 (MC サンプル)	79
4.8.3	コントロール領域での $M_{l\nu qq}$ の分布のフィッティング (実データ)	82
4.9	バックグラウンドの見積もり (実データのフィッティング)	84
4.9.1	シグナル領域の定義	84
4.9.2	シグナル領域での $M_{l\nu qq}$ の分布のフィッティング (実データ)	85
4.9.3	フィッティングの系統誤差	92
4.9.4	実験の系統誤差	99

第 5 章	結果と考察	103
5.1	Exclusion Limit の計算	103
5.1.1	概要	103
5.1.2	Confidence Level	104
5.1.3	統計検定量	104
5.1.4	Profile Likelihood	105
5.2	本研究で得られた制限	106
5.3	本研究の制限に対する考察と検証	107
5.3.1	シグナル領域：Signal Mass $\pm 2\sigma$ の場合の比較	107
5.3.2	シグナル領域：Signal Mass $\pm 1\sigma$ の場合の比較	109
5.3.3	シグナル領域：Signal Mass $\pm 0\sigma$ の場合の比較	110
5.3.4	フィッティング関数の違いによる結果への影響	111
5.3.5	既存の結果との比較	112
5.3.6	結論	112
第 6 章	まとめ	114
付録 A	モンテカルロサンプル一覧	115
付録 B	イベントセレクション カットフロー	122
付録 C	主要な変数の分布	125

目 次

1.1	標準模型	10
1.2	ヒッグス粒子の生成断面積	11
1.3	ggF 反応ダイアグラム	12
1.4	VBF 反応ダイアグラム	12
1.5	ヒッグス粒子の分岐比	13
1.6	LHC 実験以前のヒッグスの質量の制限	14
1.7	各質量ごとのヒッグス質量分布	15
1.8	ヒッグスの自然幅	15
1.9	サイドバンドフィットの概略図	16
2.1	LHC 全体図	18
2.2	ATLAS 検出器全体図	19
2.3	内部飛跡検出器の飛跡再構成例	20
2.4	ピクセル検出器	21
2.5	SCT の半導体モジュール	22
2.6	SCT の全体図	22
2.7	半導体モジュールの断面図	23
2.8	TRT のバレル部	24
2.9	TRT (バレル部) の断面図	24
2.10	ATLAS カロリメーター全体図	25
2.11	EM カロリメーター全体図	27
2.12	カロリメータ断面図	27
2.13	EM カロリメータの写真と透視図	27
2.14	ハドロンカロリメーター全体図 (バレル部)	29
2.15	タイルカロリメータ拡大図	29
2.16	ハドロンカロリメーターエンドキャップ部分 (HEC)	30
2.17	フォワードカロリメーター (FCAL) の断面図	30
2.18	Muon スペクトロメーター全体図	31
2.19	MDT 構造図	32
2.20	CSC 全体図	32
2.21	RPC 断面図	33
2.22	TGC 全体図	33
2.23	アトラス検出器の電磁石	33
2.24	アトラス検出器にかかる磁場	33

2.25	ソレノイド磁石	34
2.26	バレル部分のトロイド磁石全体図 (X-Y 平面)	35
2.27	エンドキャップ部分のトロイド磁石全体図	35
2.28	Trigge 概念図	36
3.1	Total Integrated Luminosity in 2011	38
3.2	Monte Carlo Production Flow	40
3.3	シグナルサンプルのファインマンダイアグラム	42
3.4	W/Z 生成事象例 (ファインマンダイアグラム)	43
3.5	$t\bar{t}$ 生成事象例 (ファインマンダイアグラム)	44
3.6	シングルトップ、W 随伴生成事象例 (ファインマンダイアグラム)	44
3.7	Diboson 生成事象例 (ファインマンダイアグラム)	44
3.8	QCD 生成事象例 (ファインマンダイアグラム)	45
4.1	解析の流れ	46
4.2	N Electron 分布 (オブジェクトカット適用前後の比較)	50
4.3	N Muon 分布 (オブジェクトカット適用前後の比較)	54
4.4	N Jets 分布 (オブジェクトカット適用前後の比較)	57
4.5	Number of Jets 分布 (Number of Jets カット前後)	63
4.6	Electron p_T 分布 (Electron Channel:レプトン p_T カット前後)	64
4.7	Muon p_T 分布 (Muon Channel:レプトン p_T カット前後)	65
4.8	W ボソンの M_T 分布 (M_T カット前)	66
4.9	$M_{qq}t$ 分布 (M_{qq} カット前後)	68
4.10	Jet SV0 分布 (SV0 カット前後)	69
4.11	p_T 分布 (Truth) と \cancel{E}_T 分布:シグナルサンプル	70
4.12	再構成したニュートリノの運動量 P_z と MC の比較	72
4.13	\cancel{E}_T 分布 (QCD 規格化後)	75
4.14	$M_{l\nu qq}$ 分布 (コントロール領域)	78
4.15	各 MC サンプルの $M_{l\nu qq}$ 分布 (シグナル領域)	80
4.16	トップサンプルの $M_{l\nu qq}$ 分布 ($l\nu qq+1jet$ チャンネル)	81
4.17	$M_{l\nu qq}$ in CR	83
4.18	再構成されたヒッグスの質量幅	84
4.19	$M_{l\nu qq}$ (SR=300GeV) のフィッティング ($l\nu qq + 0jet$)	86
4.20	$M_{l\nu qq}$ (SR=400GeV) のフィッティング ($l\nu qq + 0jet$)	87
4.21	$M_{l\nu qq}$ (SR=600GeV) のフィッティング ($l\nu qq + 0jet$)	88
4.22	$M_{l\nu qq}$ (SR=320GeV) のフィッティング ($l\nu qq + 1jet$)	89
4.23	$M_{l\nu qq}$ (SR=400GeV) のフィッティング ($l\nu qq + 1jet$)	90
4.24	$M_{l\nu qq}$ (SR=600GeV) のフィッティング ($l\nu qq + 1jet$)	91
4.25	フィッティングの誤差	93
4.26	300GeV のフィッティングのエラー ($l\nu qq + 0jet$)	94
4.27	400GeV のフィッティングのエラー ($l\nu qq + 0jet$)	94

4.28	600GeV のフィッティングのエラー ($lvqq + 0jet$)	95
4.29	320GeV のフィッティングのエラー ($lvqq + 1jet$)	96
4.30	400GeV のフィッティングのエラー ($lvqq + 0jet$)	96
4.31	600GeV のフィッティングのエラー ($lvqq + 1jet$)	97
5.1	確率密度分布 (CL_{s+b})	103
5.2	確率密度分布 (CL_s)	104
5.3	本研究で得られたヒッグス粒子の質量の制限	106
5.4	シグナル領域をヒッグスの質量から $\pm 2\sigma$ と定義した場合のリミット	108
5.5	シグナル領域をヒッグスの質量から $\pm 1\sigma$ と定義した場合のリミット	109
5.6	シグナル領域をヒッグスの質量から $\pm 0\sigma$ と定義した場合のリミット	110
5.7	シグナル領域をヒッグスの質量から $\pm 2\sigma$ と定義した場合のリミット	111
5.8	シグナル領域をヒッグスの質量から $\pm 0\sigma$ と定義した場合のリミット	112
C.1	レプトン p_T 分布 (最終カット後)	126
C.2	1st Leading Jet p_T 分布 (最終カット後)	127
C.3	2nd Leading Jet p_T 分布 (最終カット後)	128
C.4	1st Leading Jet η 分布 (最終カット後)	129
C.5	2nd Leading Jet η 分布 (最終カット後)	130
C.6	E_T 分布 (最終カット後)	131
C.7	$ P_{z,small} $ 分布 (最終カット後)	132
C.8	M_{lvqq} 分布 (最終カット後)	133

表 目 次

1.1	ヒッグス生成断面積と WW への分岐比	13
1.2	ヒッグス質量幅	15
1.3	解析チャンネル	17
2.1	TRT (バレル部) のパラメーター	23
2.2	カロリメータのカバー領域	25
3.1	本解析で使ったデータピリオドとルミノシティ	39
3.2	本解析で使ったデータのストリーム	40
3.3	W ボソンの分岐比	43
3.4	Z ボソンの分岐比	43
4.1	電子の定義	51
4.2	ミューオンの定義	54
4.3	ジェットの定義	57
4.4	ベースラインカット	58
4.5	Bad Jet の定義	59
4.6	Event Selection	61
4.7	Trigger Selection	62
4.8	ニュートリノの方程式の解について)	71
4.9	レプトンのアイソレーションの定義	73
4.10	アンチ-アイソレーションの定義	73
4.11	QCD イベントのコントロール領域	74
4.12	QCD イベントの割合 (w.r.t All BG) とスケールファクター	74
4.13	イベントセレクションカットフロー (ルミノシティ 2.05fb^{-1})	76
4.14	M_{qq} のコントロール領域	77
4.15	トップサンプルの $M_{l\nu qq}$ 分布のピーク位置	79
4.16	$M_{l\nu qq}$ 分布のフィッティング範囲	82
4.17	チャンネルごとのフィッティング結果 (確率)	82
4.18	チャンネルごとのヒッグス質量幅 (再構成)	85
4.19	$M_{l\nu qq}$ 分布のフィッティング結果 (double exponential)	98
4.20	パイリアップによる JES の不定性	99
4.21	シグナルサンプルの系統誤差 ($evqq + 0\text{jet}$ チャンネル)	101
4.22	シグナルサンプルの系統誤差 ($evqq + 1\text{jet}$ チャンネル)	101

4.23	シグナルサンプルの系統誤差 ($\mu\nu qq + 0\text{jet}$ チャンネル)	102
4.24	シグナルサンプルの系統誤差 ($\mu\nu qq + 1\text{jet}$ チャンネル)	102
5.1	ヒッグス粒子の生成断面積の Expected と Observed	106
5.2	ヒッグス粒子の生成断面積の Expected と Observed	108
5.3	ヒッグス粒子の生成断面積の Expected と Observed	109
5.4	ヒッグス粒子の生成断面積の Expected と Observed	110
A.1	The list of Signal Sample.	116
A.2	The list of W jet Sample.	117
A.3	The list of Z jet Sample1/3.	118
A.4	The list of Z jet Sample2/3.	119
A.5	The list of Z jet Sample3/3.	120
A.6	The list of Top Sample.	120
A.7	The list of Diboson Sample.	121
B.1	カットフロー ($e\nu qq + 0\text{jet}$: ルミノシティ 2.05fb^{-1})	123
B.2	カットフロー ($e\nu qq + 1\text{jet}$: ルミノシティ 2.05fb^{-1})	123
B.3	カットフロー ($\mu\nu qq + 0\text{jet}$: ルミノシティ 2.05fb^{-1})	124
B.4	カットフロー ($\mu\nu qq + 1\text{jet}$: ルミノシティ 2.05fb^{-1})	124

第1章 序章

1.1 標準理論概要

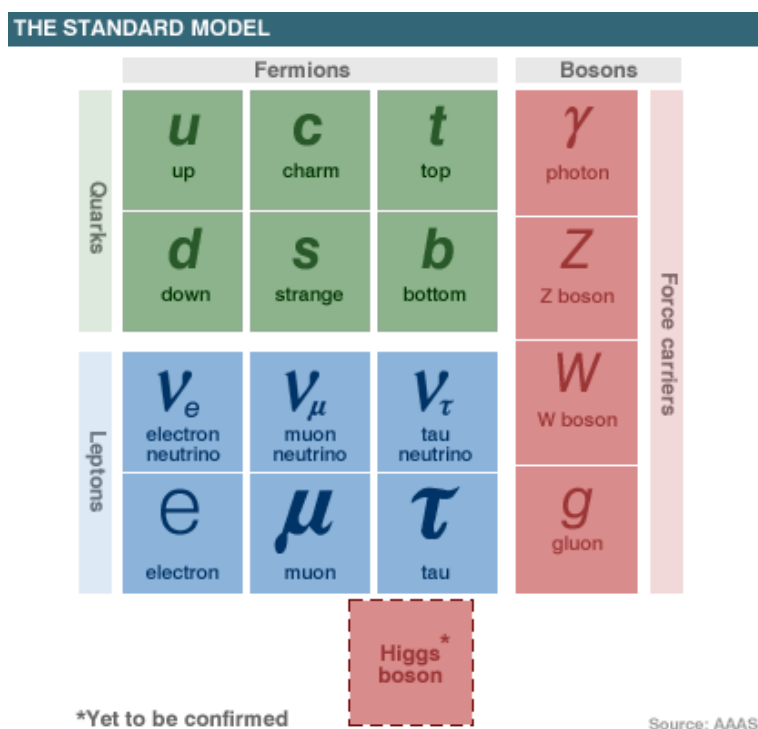


図 1.1: 標準理論を構成する粒子。標準理論によって質量が予言されたトップ粒子は 1995 年に発見された。標準模型の粒子でヒッグス粒子が唯一未発見である。

図 1.1 は現在の素粒子理論の「標準模型」の粒子を表している。標準理論は図 1.1 の 17 種類の粒子を用いて体系づけられた理論であり、粒子の相互作用である強い力、弱い力、電磁力を記述する理論である。これまでこれら三つの力に関する実験結果の多くが標準理論を用いて説明でき、特にトップ粒子の質量の予言 [1][2] と発見 [3][4] は標準理論の正しさを示す大きな証拠となった。

しかしこの標準理論の構成粒子の中でヒッグス粒子 [5][6] が唯一未発見であり、過去 45 年以上に渡り探索が行われ続けている。このヒッグス粒子は真空の自発的対称性の破れによって W ボソンと Z ボソンに質量を与える事ができるヒッグス場の量子である。本解析ではこ

のヒッグス粒子の探索を行い、ヒッグス粒子の生成断面積について制限をつける事を目標としている。

1.2 LHCで探索可能なヒッグス粒子

LHCは3.5TeVの陽子同士を衝突させ、過去最高の重心系エネルギー $\sqrt{s}=7\text{TeV}$ での衝突が可能である¹。その為LHC実験では質量の重いヒッグス粒子($<1\text{TeV}$)まで生成する事が可能である。ここではLHCで生成可能なヒッグス粒子を生成断面積と崩壊分岐比の2点に着目し、本解析の意義を解説する。

1.2.1 ヒッグス粒子の生成断面積

図1.2に重心系エネルギー $\sqrt{s}=7\text{TeV}$ での陽子衝突でのヒッグス粒子の生成断面積をヒッグス粒子の質量の関数として示している。図1.2を見ると質量1TeVまでの殆どの領域でグルー

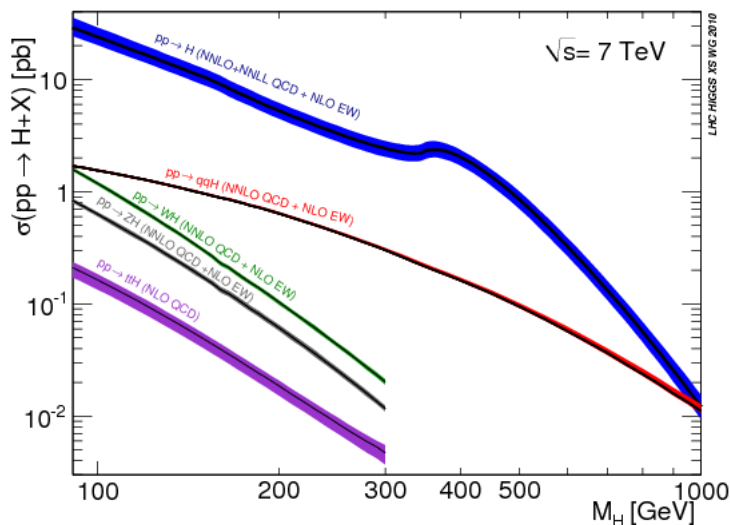


図1.2: ヒッグス粒子の生成断面積を縦軸、ヒッグス粒子の質量を横軸に表したグラフ。100GeVから1TeVの範囲ではggFで生成される過程が最も多く、次いでVBFが多い。

オンフュージョン（以下ggF：青線）での生成断面積が最も大きく、次いでベクターボソンフュージョン（VBF：赤線）が大きい事がわかる。図1.3にggFのダイアグラム、図1.4にVBFのダイアグラムを示す。ggFはヒッグスがフェルミオンと結合する事を仮定して起こる反応であるが、その結合定数はフェルミオンの質量に比例するのでggFは最も質量の重いフェルミオンであるトップクォーク（質量172GeV[7]）を介した反応で生成断面積が最も大

¹重心系7TeVの衝突は2010年から2012年の実験で行われる。2013年からおよそ二年間はLHCをアップグレードさせる為に一度シャットダウンを行い、2015年から重心系13TeV、あるいは14TeVでの衝突実験が予定されている。

きくなる。一方、ggF に次いで生成断面積の大きい過程は VBF と呼ばれる過程であり、そ

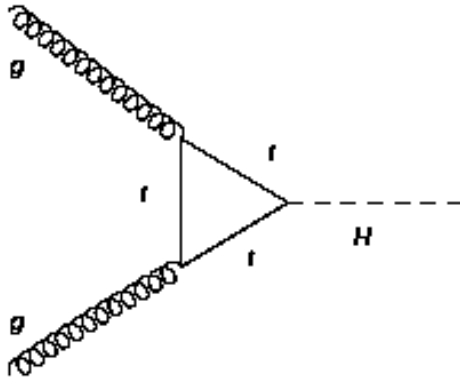


図 1.3: ggF 反応ダイアグラム

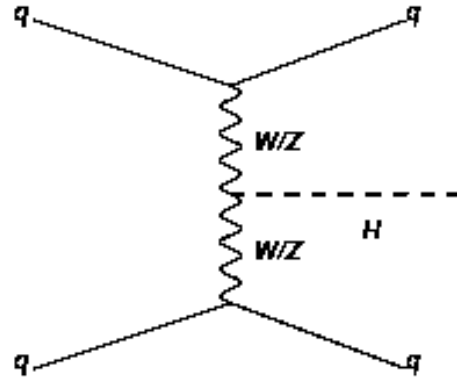


図 1.4: VBF 反応ダイアグラム

のダイアグラムを図 1.4 に示す。この過程では ggF に比べて断面積は小さいものの、大きな特徴を二つ有する点において非常に重要な生成過程である。

一つは生成に寄与するクォークが前方方向にジェットとなって放出される為、この大きな特徴を用いて解析を行うと非常に Significance (SN 比)²の高い解析ができる。その為ルミノシティが高まるにつれて非常に重要なチャンネルとなる。

もう一つの特徴は VBF がヒッグス粒子が W/Z ボソンと結合して生成される点である。ggF ではヒッグス粒子がフェルミオンと結合する事を仮定した生成過程であるが、ヒッグスボソンとフェルミオンが結合する理論的根拠はない。その為ヒッグス粒子がフェルミオンと結合しなかった場合は ggF での解析は行えないが、標準理論はヒッグス粒子が W/Z ボソンとは結合する事を前提として組み立てられた理論なので VBF での探索は一切の仮定をなしに探索可能となる。

VBF は以上の利点を有するが断面積が ggF に比べて低い為に多くのデータ量を必要とする。本解析で用いるデータ量はおよそ 2.05fb^{-1} であるが、この積分ルミノシティで VBF の探索はまだ統計的に不十分である。したがって、本解析では主に ggF によって生成されたヒッグス粒子の探索を行う。

²この場合の significance とは信号 (Signal:S) に対する背景事象 (Background:BG) の比率を表し、

$$\text{significance} = \frac{N_s}{\sqrt{N_{BG}}}$$

と定義する。

ルミノシティが高まると、全イベント数に対しての BG の統計的な揺らぎ $\sqrt{N_{BG}}$ が小さくなる。その為 significance の高いチャンネルでは実験の誤差を統計の範囲内に限ればシグナル数の発見は容易になる。

1.2.2 ヒッグス粒子の分岐比

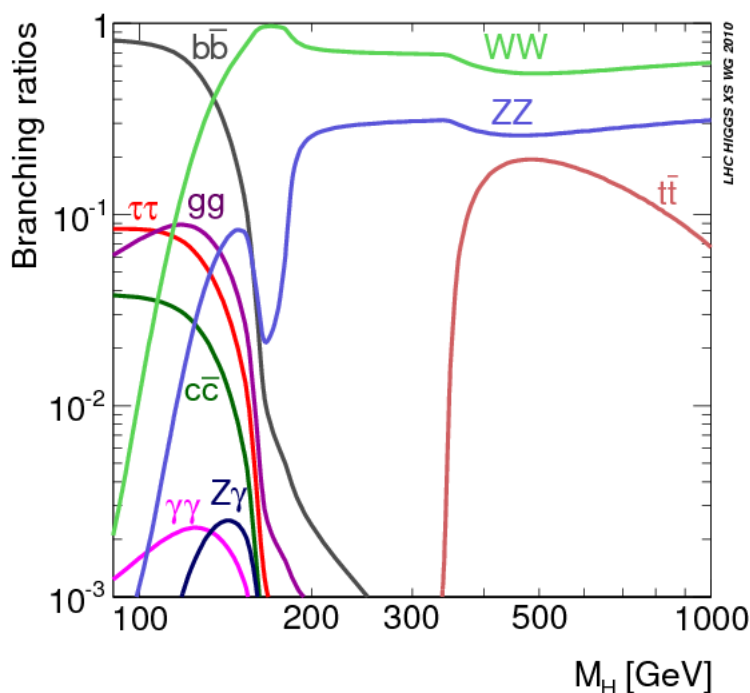


図 1.5: ヒッグス粒子の分岐比をヒッグスの質量領域毎にプロットした図。高い質量領域（質量 200GeV 以上）では WW へ崩壊する分岐比が最も多い。

図 1.5 はヒッグス粒子の分岐比を表している。ここで質量 200GeV 以上の重質量のヒッグス粒子においてはヒッグスの崩壊は多くが WW モードへ崩壊する事がわかる。表 1.1 では ggF で生成されるヒッグス粒子の断面積と WW への分岐比 [8] をまとめた。さらに W ボソ

表 1.1: ヒッグス生成断面積と WW への分岐比。Total はヒッグスの生成断面積に WW への崩壊分岐比、WW から $lvqq$ への崩壊分岐比全てを掛け合わせた断面積 ($\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow WW) \times \text{BR}(W \rightarrow l\nu) \times \text{BR}(W \rightarrow qq)$) を表している。

Mass[GeV]	300	400	500	600	700	800	900
σ [pb]	2.4	2.03	0.85	0.33	0.13	0.057	0.026
BR(H \rightarrow WW)	0.69	0.58	0.55	0.56	0.58	0.59	0.61
$\sigma \times \text{BR}$ [pb]	0.73	0.52	0.20	0.080	0.033	0.015	0.068

ンの分岐比に着目すると、W ボソンはおよそ 70% の確率で 2 本のジェットに崩壊し、残りの 30 パーセントでレプトニック崩壊をする（表 3.3 参照）。以上の生成過程と分岐比の観点では、ggF で生成される重質量ヒッグスは $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ モードに対して 4 倍以上のシグ

ナル数がある事がわかる。

1.2.3 ヒッグス粒子の探索領域

本解析では WW の分岐比に有利な重質量のヒッグス粒子の探索を行う。
LHC 以前の加速器実験で付けられている、ヒッグス粒子の質量の制限を図 1.6 示す。LHC 実験

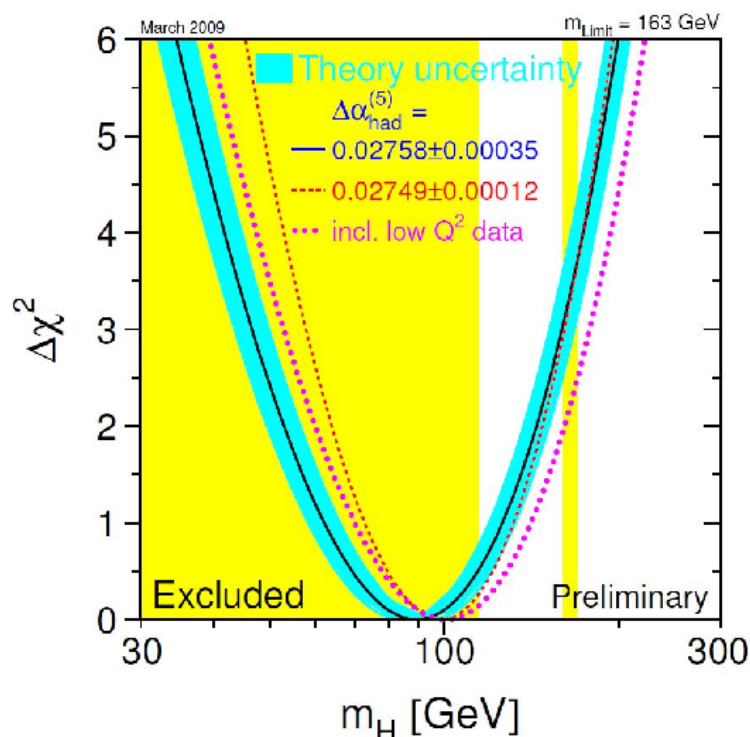


図 1.6: LHC 実験以前のヒッグスの質量の制限。LHC 実験以前では LEP と Tevatron によって制限が付けられていた。114GeV 以下は LEP[10] で、160GeV-170GeV は Tevatron によって [9] 95% C.L で制限が付けられている。

以前では Tevatron³ で 160GeV-170GeV の領域に制限を [9]、一方で LEP⁴ (Large Electron Positron collider) によって 114GeV 以下の制限をつけられていた。

また、LHC で生成される標準理論ヒッグス粒子 (質量 300GeV 以上) の質量分布図と、その自然幅をまとめたグラフ [8] を図 1.7、図 1.8 示す。素粒子があるエネルギー E をとる確

³アメリカ、フェルミ国立加速器研究所の加速器。1TeV の陽子・反陽子を用いた衝突型加速器で、LHC 以前では世界最大の衝突型加速器であった。1983 年に完成し、トップクォークの発見に初めて成功するなど数多くの功績をあげた。2011 年稼働停止。

⁴LHC は LEP の加速空洞を作り変えて作られた。LEP は電子・陽電子衝突型の加速器で 1989 年から 2000 年まで使用されていた。稼働当初の衝突エネルギーは 45GeV 程度であったが、アップグレードを重ねて最終的には 209GeV での衝突も可能となり、Z ボソン、W ボソン共鳴の生成に成功した。

Higgs Mass(Truth)

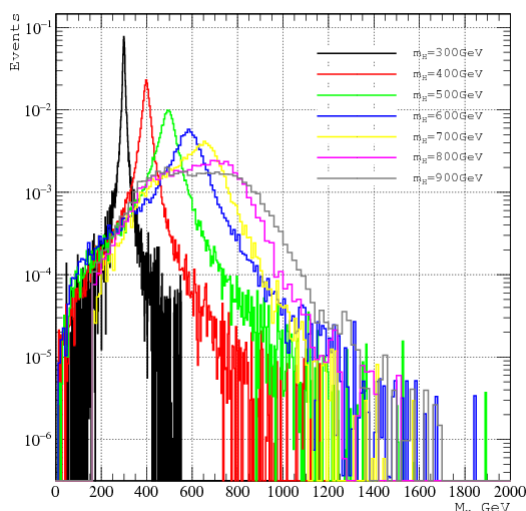


図 1.7: 各質量ごとのヒッグス質量分布

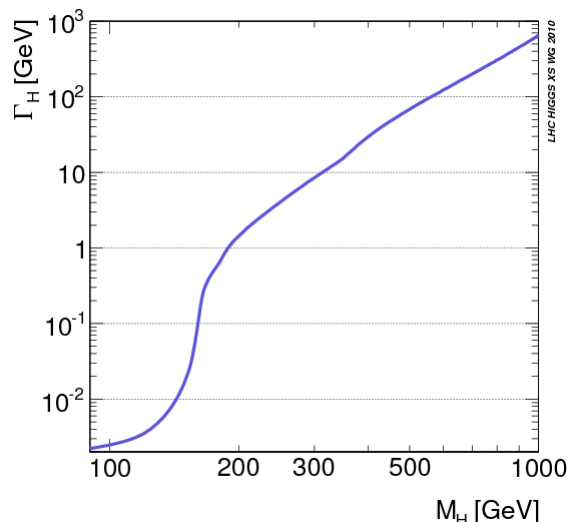


図 1.8: ヒッグスの自然幅

率はブライトウィグナーの共鳴公式 (ローレンツィアン)

$$P(E) \propto |\tilde{\psi}(E)|^2 = \frac{|\psi(0)|^2}{2\pi} \frac{\hbar^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (1.2.1)$$

に従い、この共鳴幅 Γ の分だけ質量の不定性が存在する。このヒッグス粒子の質量幅を表 1.2 に記す。本解析では最終的に粒子 $lvqq$ の質量分布を構成し、その分布からバックグラウン

表 1.2: ヒッグス質量幅

Mass[GeV]	300	400	500	600	700	800	900	1000
Γ [GeV]	8.43	29.2	68	123	199	304	449	647

ドを見積もる。見積もったバックグラウンドからの超過をシグナルとして探索する。しかし表 1.2 をみてもわかるとおり、質量 600GeV 以上のヒッグス粒子に対しては質量幅が広すぎる為にバックグラウンドの見積もりが困難である。そこで本解析では 300GeV から 600GeV のヒッグス粒子に対しての探索を行った。

1.3 $H \rightarrow WW \rightarrow lvqq$ モードにおけるヒッグス粒子探索の流れ

本解析で探索するヒッグス粒子は主にグルーオンフュージョンで生成され、その後 2つの W ボソンへの崩壊を経由したのち最終的に 1レプトンと 1ニュートリノ、2本のジェットへ崩壊するモードに焦点を当てた探索を行う。ここで $WW \rightarrow lvqq$ モードの解析の概要について述べる。

ニュートリノの運動量構成とヒッグス粒子の質量再構成

$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu qq$ モードは終状態の粒子として1レプトン、複数のジェット、そして一つのニュートリノからなる。このニュートリノは検出器で直接観測される事はないが、アトラス検出器では運動量保存則からこのニュートリノの運動量を見積もる事が可能である（詳細は4.4章参照）。よって $l\nu qq$ モードでは全ての終状態の粒子の情報を得る事ができるため、ヒッグス粒子の質量を再構成することが可能である。これは $lnqq$ モードの大きな特徴である ($H \rightarrow WW \rightarrow lnln$ ではこのような質量の再構成ができない)。

質量分布を用いたシグナル量の算出

最終的に終状態の粒子情報から構成された $l\nu qq$ の質量分布をサイドバンドフィット法でフィッティングを行う。その概略図を図1.9に示す。サイドバンドフィット法ではシ

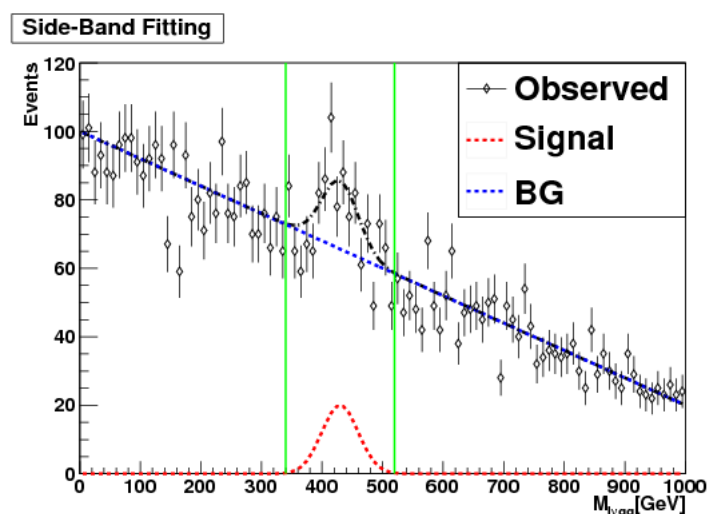


図 1.9: サイドバンドフィットの概略図。緑の直線で囲まれた領域はシグナル領域。このシグナル領域を除いて Observed を関数でフィットし、BG を見積もる。

グナルがある領域（シグナル領域）を除いて、BG の分布を関数でフィッティングによって見積もる。本解析では見積もられたこのBGからの超過分をシグナル量として算出する。これに関しては4.7章で詳説する。

本研究の目的と結果の算出

本研究の目的は標準理論のヒッグス粒子の生成断面積に制限をつける事を目的としている。詳細は5章を参照。

解析のチャンネル

本解析用いる粒子は $l\nu qq$ である為、レプトンの種類に応じて解析を分ける必要がある。本解析で使用するレプトンは電子とミューオンの二種類であり、これらの種類によって分けた解析をそれぞれ Electron Channel、Muon Channel とする。

一方終状態の二つのクォークは最終的にジェットとして観測されるが、ggFはISR (Initial State Radiation) によって終状態の粒子に複数のジェットが更に余計に付随する可能性がある。そこで本解析では終状態のジェットの本数が2本の場合と三本の場合についてそれぞれ分けて解析を行う。最終的に $evqq+0jet$ チャンネル、 $evqq+1jet$ チャンネル、 $\mu\nu qq+0jet$ チャンネル、 $\mu\nu qq+1jet$ チャンネルの4つのチャンネル毎に分けて解析を行う (表 1.3 を参照)。

表 1.3: 解析チャンネル

Lepton Flavor \ Number of Jets	2jets channel	3jets channel
Electron Channel	$evqq + 0jet$	$evqq + 1jet$
Muon Channel	$\mu\nu qq + 0jet$	$\mu\nu qq + 1jet$

1.4 本論文の構成

最後に本論文の構成について概説する。本論文は全6章で構成される。

2章の検出器ではLHCの概要と、ATLAS検出器の概要を説明する。また、ATLAS検出器については検出器の構成要素とその性能、データの取得方法についてまとめている。

3章の本解析で使用した解析データと本解析のシグナルとBGについて解説する。本解析のBGとなる標準理論の反応事象と、BGとなる理由をダイアグラムを用いて説明している。また、実データやBGの見積もりとして使用したモンテカルロサンプルの紹介もこの章で行っている。

4章は本解析の解析方法とその結果について詳細に記述している。具体的には解析に使用するデータの選別から、残ったイベントを用いて $lvqq$ の質量分布のフィッティング方法までを解説している。

5章では解析結果を用いてヒッグス粒子の断面積を質量毎に制限をつける。その際の手法と、結果に対する考察、既存の結果との比較を行う。

最後に第6章で本研究のまとめを行う。

第2章 検出器

2.1 検出器概要

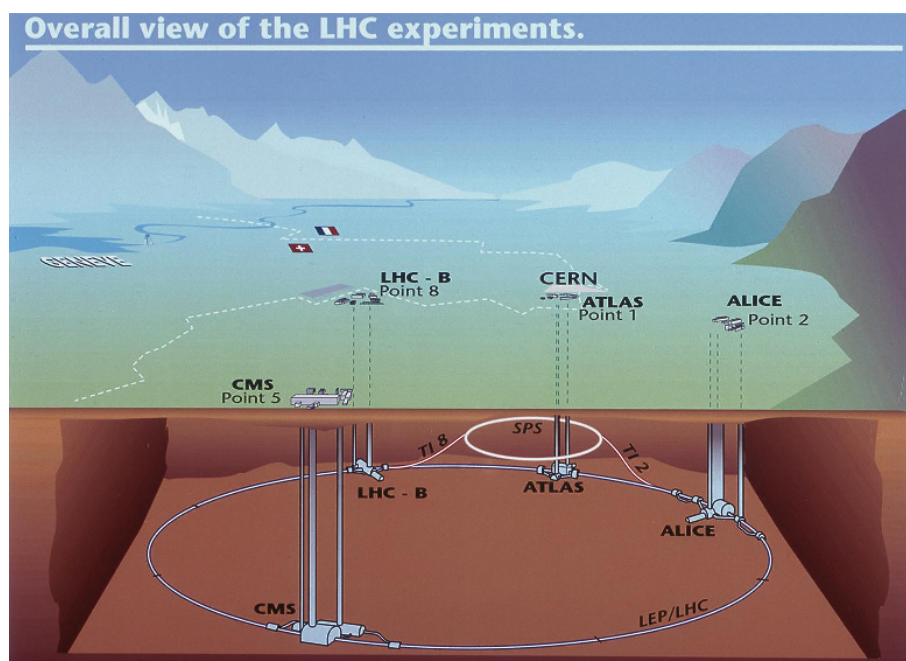


図 2.1: LHC 全体図。LHC はスイス・ジュネーブに存在し、周長 27km、地下 175m に建設された陽子加速器である。LHC のリング上には ATLAS、CMS などの粒子検出器が配置されている。

本研究は LHC (Large Hadron Collider) のリングで加速された陽子を衝突させて行われる。LHC は 2012 年 1 月現在で最も大きな粒子加速器であり、スイスの CERN (欧州原子核研究機構) によって 1998 年から 2008 年にかけて建設された (図 2.1)。

本研究で使用する ATLAS 検出器はこの LHC のリング上に存在する汎用検出器の一つ¹

¹LHC に存在する他の主な検出器は CMS (Compact Muon Solenoid)、ALICE (A Large Ion Collider Experiment)、TOTEM (Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation)、LHCb (LHC-beauty) and LHCf (LHC-forward) 等が存在する。CMS は ATLAS と同様に素粒子探索の目的で 2011 年現在も稼働中である。ALICE 実験は鉛 (Pb) 原子核同士の衝突で高温、高密度状態をつくりクォークグルーオンプラズマの研究を行う。その他に素粒子の弾性散乱や全断面積、回折分離実験を行う事が目的の TOTEM (TOTAl Elastic and diffractive cross section Measurement)、b 中間子を用いて標準理論の検証をする LHCb、宇宙線の大気中での相互作用のシミュレーションモデルの検証が目的の LHCf が存在する。

で、現在 SUSY 粒子やヒッグス粒子探索などの素粒子実験分野において使用されている。
ATLAS は A Toroidal LHC ApparatuS の略であり、カロリメータを囲う様に設置され

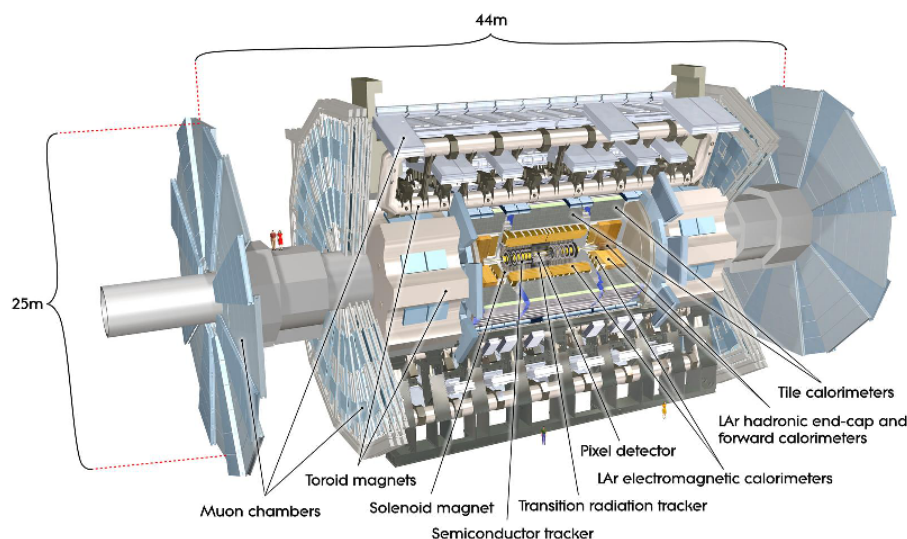


図 2.2: ATLAS 検出器全体図

た大きなトロイダル磁石が特徴の素粒子検出器である。長さ 44m、直径 25m の円筒型で重さは約 7000 トン、構成は大きく内部飛跡検出器 (inner-tracker)、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミュオンスペクトロメータの 4 つの検出器と、三つのトロイダル磁石と一つのソレノイド磁石の計四つの超伝導磁石から構成される。ソレノイド磁石は内部飛跡検出器と電磁カロリメータの間に、トロイダル磁石はカロリメータ全体を覆う様に設置されている (図 2.2)。

2.2 座標の取り方

アトラス検出器では粒子の座標を表す際に η と ϕ の二つのパラメータを用いる。座標軸の取り方は ATLAS 検出器の中心から LHC の中心へ向かう方向に X 軸、Y 軸を地上上向きに取り、Z 軸はビームパイプ方向に右手系で定義する。この座標で X-Y 平面での二次元極座標で表される角度を ϕ と定義し、一方 Z 軸からの天頂角を θ と定義する。アトラス解析では天頂角 θ は用いずに以下の式で表される擬ラピディティ η を代わりに用いる。

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.2.1)$$

この η というパラメータを用いてアトラス検出器は三つの領域に分ける事ができる。一般に $|\eta| < 1.5$ の領域をバレル領域、 $1.5 < |\eta| < 3.2$ の領域をエンドキャップ、 $|\eta| > 3.2$ の領域をフォワード領域と分けて呼ぶ。

2.3 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器の目的は荷電粒子の軌跡の再構成と p_T の測定を行う事である。検出器はビームパイプに最も近くに存在し、内側からピクセル検出器、SCT (Semiconductor Tracer)、TRT (Transition Radiation Tracker) の三つから構成される。ピクセル検出器は主にバーテックスを精密に測定する際に用いられ、SCT は粒子の運動量を、TRT は大量の粒子の飛跡のパターンの認識・及び電子の再構成の際に用いられる。

この内部飛跡検出器は超伝導ソレノイド磁石の内部にある為、全体にソレノイド磁石からの磁場がかかっている。最終的に三つの全ての検出器による軌跡の再構成は図 2.3 の様に再構成される。

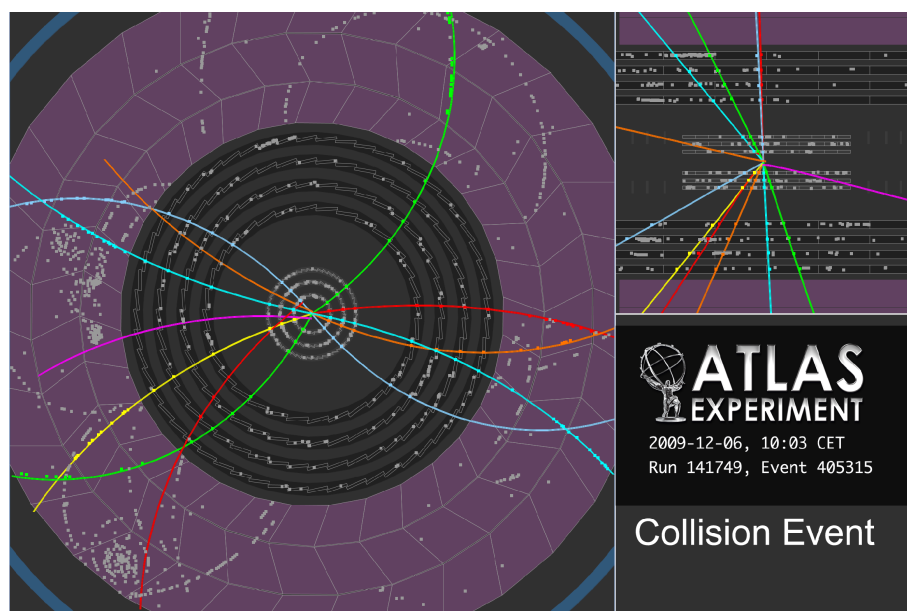


図 2.3: 2009 年 12 月 6 日、安定したビーム状態での陽子・陽子衝突事象のイベント。反応事象は Minimum Bias 事象あった。内側から Pixel 検出器 (3 層)、SCT (4 層)、TRT (3 層) で軌跡が構成されている。

2.3.1 ピクセル検出器

ピクセル検出器の全長はバレル領域とエンドキャップ領域を合わせて約 6m、半径は約 1.1m、 $|\eta| < 2.5$ の領域までをカバーしている。ピクセル検出器は内部飛跡検出器の最も内側に位置し、長さ約 1.6m、半径 0.2m の検出器である。検出器は大きくわけて三層のバレル部とエンドキャップ側に存在する三つのディスク部分で構成されている (図 2.4 参照)。ピ

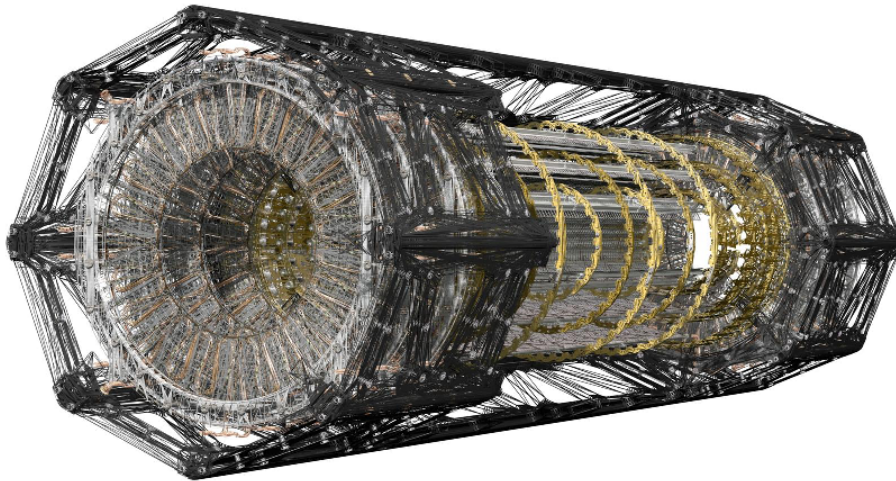


図 2.4: ピクセル検出器

クセル検出器の大きな役割は衝突点、およびバーテックス²の決定である。ピクセル検出器は $50 \times 400 \mu\text{m}$ の半導体検出器を、 $16.4 \times 60.8 \text{mm}$ 内の領域に 46080 個敷詰めたピクセルモジュール作られており、この各ピクセルモジュールは二次元の読み出しが可能である。ピクセル検出器ではピクセルモジュールが 1774 個用いられ、全体で長さ 1.4m、0.5m のシリンダー状の検出器を構成している。更にバレル部ではこのシリンダーが三層に積み重ねられており（それぞれ $R=50.5 \text{mm}$, 88.5mm , 122.5mm ）、三次元の位置情報が再構成可能となっている。

2.3.2 SCT (Semiconductor Tracker : 半導体検出器)

ピクセル検出器の外側にあるのが SCT であり、粒子の飛跡を再構成する為に用いられる検出器である。

ピクセル検出器は図 2.5 の半導体モジュールが組み合わさって作られている。半導体モジュールは放射線に耐性のあるケイ素 (Si) を用いた、PN 型の半導体を用いている。ここに粒子が通るとモジュール中の原子が電離 (Ionization) され、電離された電子が印加電圧によってドリフトをする。最終的にドリフトした電子は半導体上に $80 \mu\text{m}$ のピッチでストリップ状に存在する計 768 本の半導体で検出される (図 2.7 参照)。この半導体モジュールを 40mrad だけずらして二枚重ね合わせる事で (図 2.5 参照)、一枚のピクセルモジュールで二次元の読み出しができ、位置情報を正確に求める事ができる。このピクセルモジュールをバレル部分では、 ϕ 方向への不感領域を失くす為に、 ϕ 方向に重なり合う様に設置され、4 層のシリンダーの形状を構成している。

²粒子の崩壊点をバーテックス (Vertex) という。バーテックスの再構成で長寿命である b クォークの再構成が可能となる。

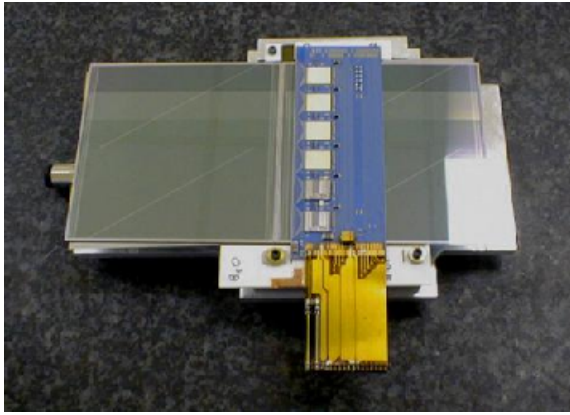


図 2.5: SCT の半導体モジュール。Si にホウ素を加えた P 型半導体と、Si にヒ素、リンを加えた N 型半導体との PN 型半導体 (HAMAMATSU 製)。上下二枚の半導体の板は 40mrad だけずらして重ね合わされている。

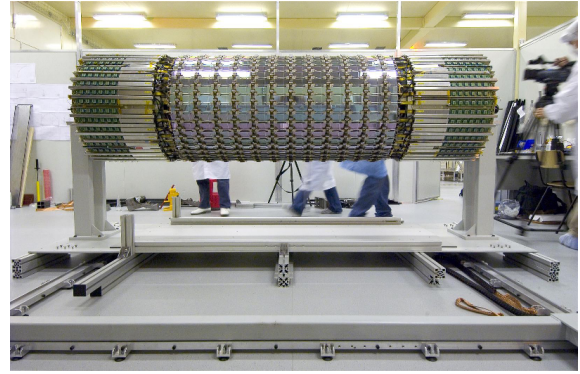


図 2.6: SCT の全体図。中央のバレル部分には半導体モジュールが重なり合わさって ϕ 方向全体を覆う事で不感領域を無くしている。

2.3.3 TRT(遷移放射検出器)

飛跡検出器の最も外側に位置する検出器で、ストローチューブ構造を用いた遷移放射検出器である。この検出器と連続飛跡検出器は大量の粒子の軌跡を再構成する際に用いられ、特に電子の再構成の際に用いられる。

ビームの衝突点から半径方向に 73 層のストローチューブが敷詰められており (図 2.9 参照)、ストローの内側には Xe (73%)、CO₂ (27%)、O₂ (3%) の混合気体が存在する。このガス中を荷電粒子が通過するとイオン化がおこり飛跡を構成できる。荷電粒子がポリプロピレンなどの誘電率の異なる物質を通過した後に遷移放射を起こし、その遷移放射によって放出された X 線がストローチューブで観測される³。ストローチューブは図 2.9 の様に 3 層のモジュールに分けられており、これら各層のモジュールのヒットを繋ぐ事により軌跡の再構成を行っている。各モジュールについては表 2.1 にまとめる [12]。誘電率の異なる物質を荷電粒子が通過する際に発生する遷移放射のエネルギー W は (2.3.1) 式で表される。

$$W = \frac{1}{3} \alpha \hbar \omega_p \gamma \quad (2.3.1)$$

ここで ω_p は物質中のプラズマ振動数であり、

$$\omega_p = (4\pi \alpha n_e / m_e)^{1/2} \quad (2.3.2)$$

$$= [(Z/A)\rho(\text{gr/cm}^3)]^{1/2} \times 29\text{eV} \quad (2.3.3)$$

と表される。遷移放射は前方方向に集中し、特に γ の大きい粒子で放出され易い。この為 TRT は電子の再構成の際によく用いられる。

³具体的には二段階の閾値で、イオン化の信号と遷移放射の X 線を分けて検出する。

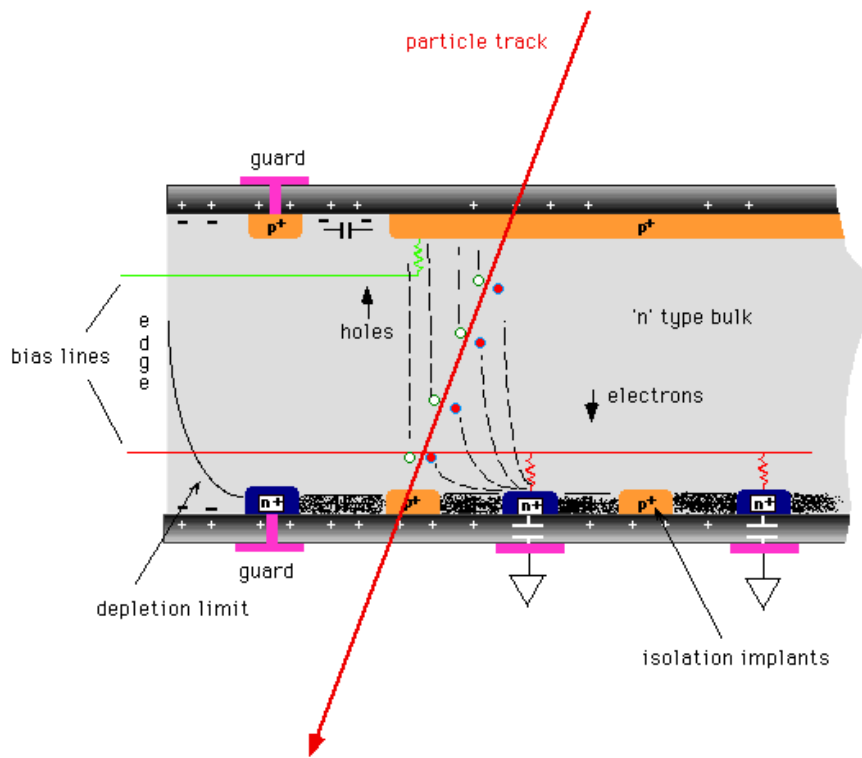


図 2.7: 半導体モジュールの断面図。半導体には逆バイアスが掛けられており、通常は電流が流れる事はないが、放射線が通過すると半導体中の原子が電離されて電子がドリフトする。上下の両側にシリコンストリップ半導体が 40mrad だけずらして、二枚重ねて設置されている。両方の半導体で読み出しを行う事により、一つのモジュールで二次元の読み出しが可能となっている。

表 2.1: TRT (バレル部) のパラメーター

Module	Inner Radius[m]	Layers	Number of Straws	Mass[kg]
Type 1	0.56	19	329	2.97
Type 2	0.70	24	520	4.21
Type 3	0.86	30	793	6.53
Total for Barrel		73	52544	439

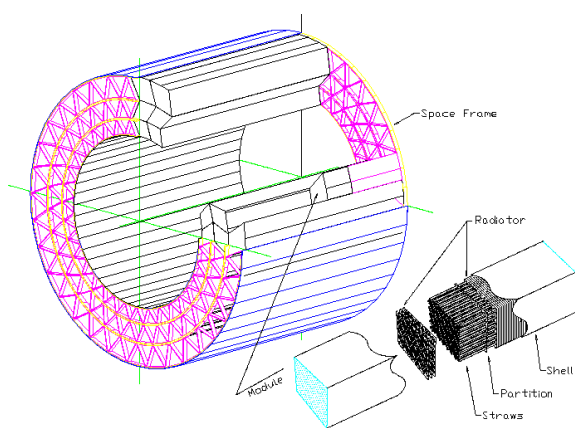


図 2.8: TRT のバレル部分。SCT の外側、ソレノイド磁石の内側に位置している。バレル部は三層のモジュールで構成され、この三層で1セットのモジュールが全32セット設置されている。

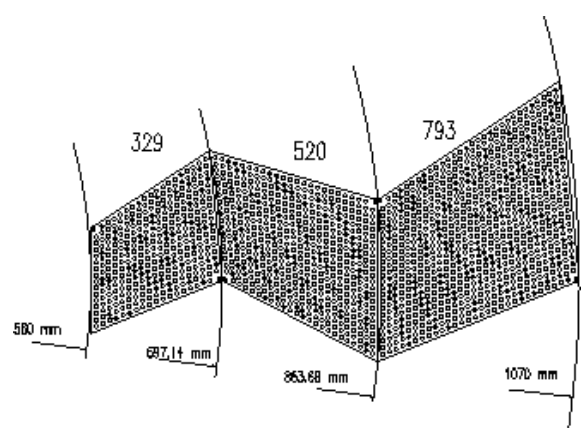


図 2.9: TRT のバレル部の断面 (拡大図)。各層に329、520、793本のストローチューブを内蔵している。ストローチューブ間にはポリプロピレン、ポリエチレンが敷詰められており、ここで遷移放射が発生する。

2.4 カロリーメーター

2.4.1 概要

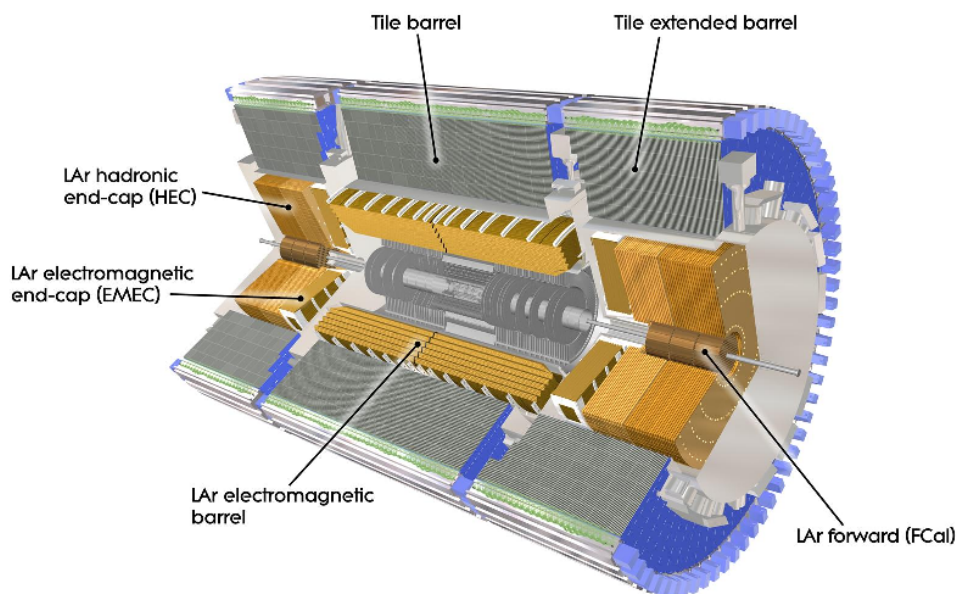


図 2.10: カロリーメーター全体図。 η 領域によってカロリーメーターの構造、使用される物質は異なる。全質量はおよそ 4000 トンである。

図 2.10 はアトラス使用されているカロリーメーターの全体図である。カロリーメーターは飛跡検出の外側に配置され全立体角を覆っており、さらに η 領域によってバレル領域、エンドキャップ領域、フォワード領域の三つに分かれている。カロリーメーターは衝突点の内側か

表 2.2: カロリーメーターのカバー領域

種類	カバー領域 (η)
EM アコーデオンのカロリーメーター	$ \eta < 3.2$
ハドロンタイルカロリーメーター	$ \eta < 1.7$
HCAL エンドキャップ	$1.5 < \eta < 3.2$
フォワードカロリーメーター	$3.1 < \eta < 4.9$

ら EM カロリーメーター、ハドロンカロリーメーターと大きく二つに大別する事ができ、カ

ロリメータや吸収体の種類は異なるがいずれもサンプリングカロリメータである⁴。サンプリングカロリメータの構造は物質を止める為の吸収体と、エネルギーを測定する検出体がサンドイッチ状に交互に並べられた検出器である。全吸収型のカロリメータと比較して、製作費用を抑えられるという利点があるが、吸収体に物質が衝突する度に吸収体の統計量が悪くなるのでエネルギー分解能は全吸収型のそれに劣る。サンプリングカロリメータの相対分解能は一般的に以下の式で与える事ができる。

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (2.4.1)$$

2.4.1 式の右辺左項から順に統計項、ノイズ項、定数項となる。

統計項

この項は吸収体や検出体の性能、サンプリング層の厚さ等が主に影響する項であり、検出器の基本的な性能がこれらの要素で決まる。例えば金属の吸収層の厚さを d とすると、その厚さに比例して粒子の統計数が減少するので、分解能も厚さに比例して悪くなる。カロリメータの統計項の分解能を σ_{stat} と書くと、

$$\sigma_{stat} \propto k \sqrt{\frac{d}{E}}$$

となる。

ノイズ項

回路などのノイズや放射線、信号のパイルアップが影響する項である。特に高ルミノシティでの衝突はパイルアップの影響が大きい。この項は低エネルギーの粒子に大きく寄与する。

定数項

この項は物質の厚さ（放射長： X_0 , λ_I ）、検出器の不均一性、不感物質、検出器のキャリアレーションの不定性、非線形応答など様々な要因が寄与し、検出器の性能評価として非常に重要な項である。この項は特に高エネルギーの粒子の検出に大きく寄与する。

2.4.2 EM カロリメータ (ECAL)

図 2.11 に EM カロリメータの全体図を示した。

ATLAS 検出器の EM カロリメータは鉛を吸収体、検出体として液体アルゴンを使用している。カロリメータは粒子の進行方向に対して垂直に設置する事が理想であるが、全立体角を覆っている加速器実験の場合はどうしても不感領域を作ってしまう。

そこで粒子が全立体角のどの角度に放出されても、粒子が同程度の物質量を通過する様にカロリメータの構造がアコーディオン構造になっている（図 2.13）。アコーディオン構造のカロリメータはバレル部とエンドキャップ部で使用されている。test-beam を用いて

⁴一方、これに対して CMS の EM カロリメータは PbWO_4 を用いた全吸収型のカロリメータである。全級数型である事によりエネルギー分解能が優れている。

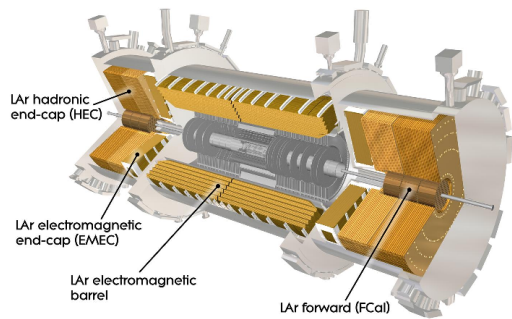


図 2.11: EM カロリーメーター全体図。検出器はバレル領域、エンドキャップ領域、フォワード領域に分かれる。

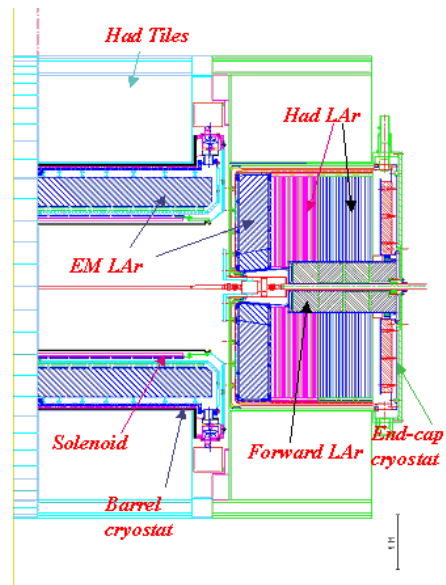


図 2.12: カロリーメーターの断面図

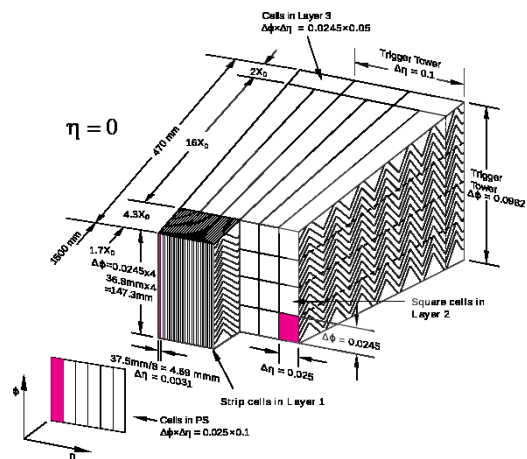
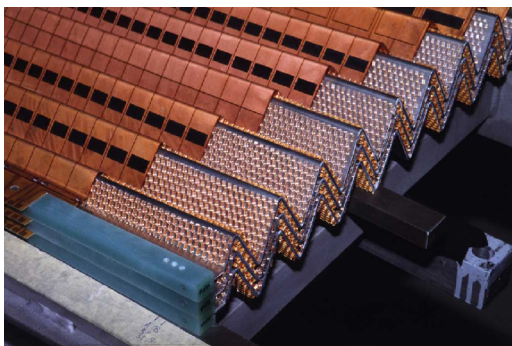


図 2.13: EM カロリーメーターの—アコーディオン透視図

バレル領域の分解能を測定した結果 [13] を 2.4.2 式に示す。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10.1\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.17\% \quad (2.4.2)$$

EM Forward Calorimeter

$3.1 < |\eta| < 4.9$ の領域にはフォワードカロリメーター (FCAL) が設置されており、エンドキャップカロリメーターと同じクライオスタットに入っている (図 2.12 参照)。フォワードカロリメーターは衝突点から近い距離の順に、EM カロリメーター、ハドロンカロリメーターの順に並んでいる。図 2.17 に FCAL の断面図を示す。フォワードカロリメーターは銅にマトリックス上の穴が開けられており、この穴に同じく銅のロッドが埋め込まれている。その隙間 ($\sim 250\mu\text{m}$) に LAr が流し込まれており、その中で発生する電荷を収集し、エネルギーを測定する。

2.4.3 ハドロンカロリメーター

タイルカロリメーター

$|\eta| < 1.7$ の領域はタイルカロリメーターによって覆われている (図 2.14、2.15 参照)。タイルカロリメーターは吸収体として鉄、検出層としてプラスチックシンチレーターを用いたサンプリングカロリメーターを使用している。プラスチックシンチレーターからの信号は wav length shifter を混ぜたファイバーを通して光電子増倍管で信号を増幅し、電気信号に変換される。test-beam を用いてバレル領域の分解能を測定した結果を 2.4.3 式に示す。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\% \quad (2.4.3)$$

ハドロンエンドキャップカロリメーター (HEC)

エンドキャップ部分 ($1.5 < |\eta| < 3.2$) の部分ではハドロンエンドキャップカロリメーター (HEC) が設置されている。吸収体として銅、検出体として放射線強度、応答速度に適した液体 Ar を使用したサンプリングカロリメーターである。HEC の断面図を図 2.16 に示す。

ハドロンフォワードカロリメーター (FCAL)

$3.1 < |\eta| < 4.9$ の領域に位置し、基本的に構造は EM Forward カロリメーターと同様である。但し使用する物質として銅の代わりにタンゲステンが使用され、ロッドとマトリックスの間隙が広がっている。Test Beam の測定によれば EM Forward Calorimeter と合わせた分解能を示す。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \quad (2.4.4)$$

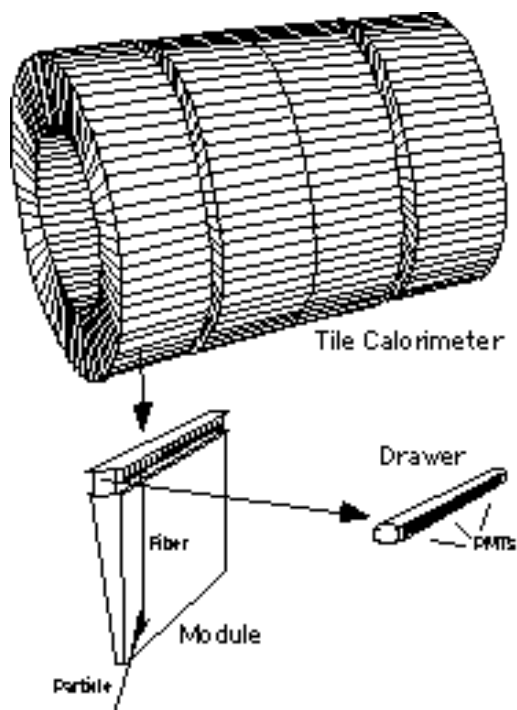


図 2.14: ハドロンカロリメーター全体図 (バレル部)。 ϕ 方向にモジュール (図 2.15) が埋め込まれている。

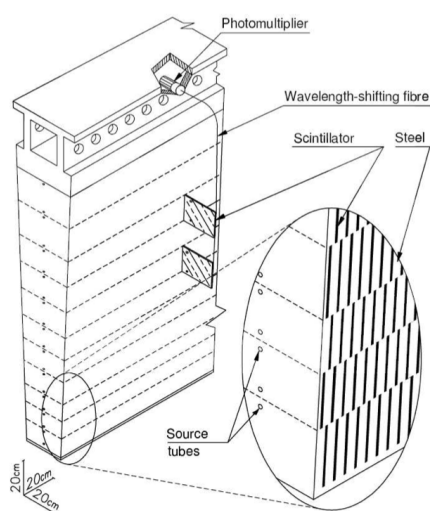


図 2.15: タイルカロリメーターのモジュール拡大図。中には検出体としてプラスチックシンチレーターが埋め込まれ、吸収体には鉄が用いられている。読み出し部はファイバーで磁場の影響が無い所まで輸送し、PMTで信号を増幅させる。

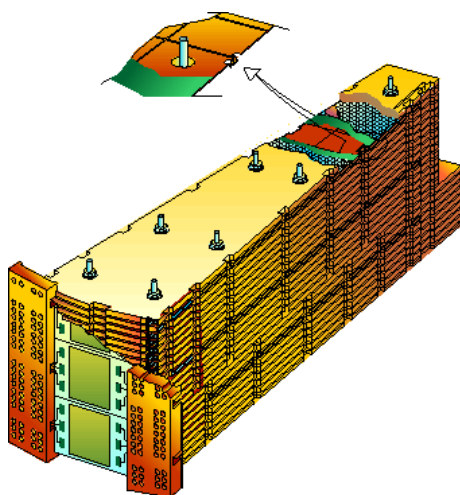


図 2.16: ハドロンカロリメーターのエンドキャップ部分 (HEC)。吸収体として銅、検出体として液体 Ar を使用している。

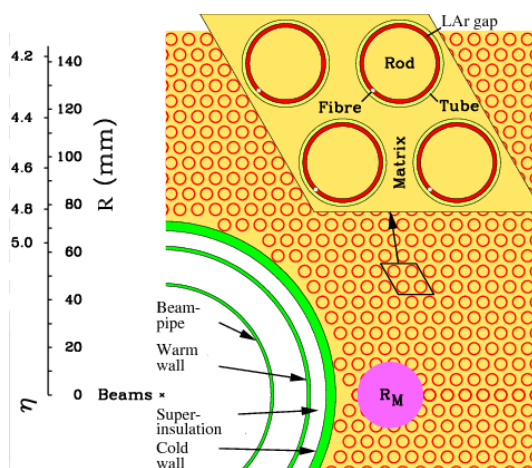


図 2.17: フォワードカロリメーター (FCAL) の断面図。

2.5 ミューオンスペクトロメーター

ミューオンスペクトロメーターはアトラス検出器で最も外側に位置する検出器である。ミューオンスペクトロメーターは主に Monitored Drift Tube (MDT)、Resistive Plate Chamber (RPC)、Cathode Strip Chamber (CSC)、Thin Gap Chamber (TGC) の四つの検出器で構成される。図 2.18 にその全体図を示す。このミューオンスペクトロメーターの

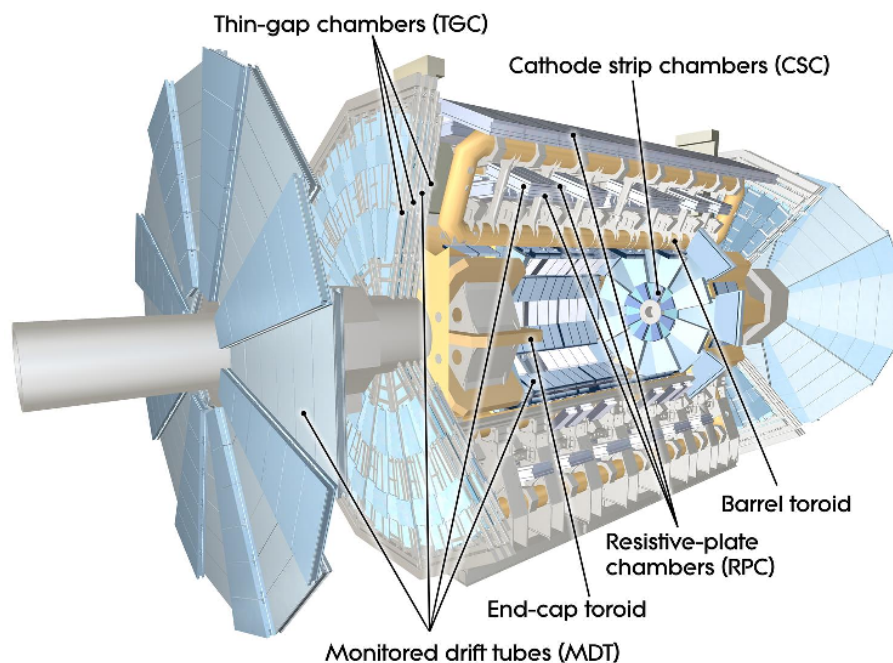


図 2.18: ミューオンスペクトロメーター全体図。ミューオン検出器は MDT、RPC、CSC、TGC の四つの検出器で構成される。

役割は大きく分けて二つある。一つはバレル・エンドキャップカロリメーターを通過してきた荷電粒子の検出と、その粒子 ($|\eta| < 2.7$) の運動量を測定するチェンバーとしての役目。もう一つは Trigger としての役目 ($|\eta| < 2.4$) である。以下でそれぞれの検出器の用途を解説する。

ミューオンチェンバーシステム

ミューオンチェンバーとして機能する機構は MDT (Monitored Drift Tube) と、CSC (Cathodic Strip Chambers) である。

• MDT

図 2.19 は MDT の構造を表している。MDT は三層、ないしは四層に積み重ねられたドリフトチューブが内側と外側に二つ取り付けられており、内側はアルゴン⁵で満たされている。ドリフト時間と軌跡の位置関係を線形に保つ事が確かめられ

⁵97%がアルゴンガスで残りは CO₂ が満たされている。

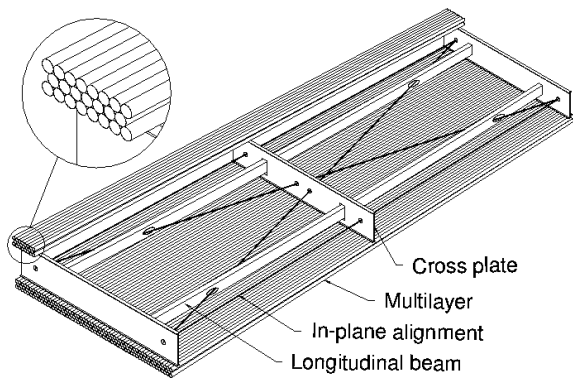


図 2.19: MDT 構造図。三層、ないしは四層に重ねられたドリフトチューブを一セットとして上下（内側と外側）に設置され、それらは二本の梁と三つの cross plate によって支えられている。

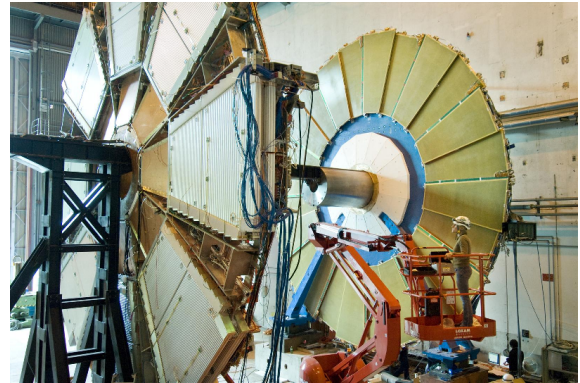


図 2.20: CSC 全体図。前方領域に設置され、高い counting-rate の測定にも耐える事ができる。 ϕ 方向に羽の様に設置されたチェンバーは MWPC であり、放射状にワイヤーが設置されている。

ており、 $80\mu\text{m}$ の位置分解能を示すが、 $150\text{Hz}/\text{cm}^2$ 以上の counting-rate ではこの MDT は使用する事が出来ない。そこで代わりに CSC がフォワード領域では用いられる。

• CSC

$2 < |\eta| < 2.7$ の領域では MDT の代わりに CSC が取り付けられており、高い空間・時間分解能、そして $1000\text{Hz}/\text{cm}^2$ の counting-rate でも使用できる。図 2.20 の様に ϕ 方向に二種類の大きさのチェンバーがそれぞれ 8 枚設置されている。CSC は 2.54mm に等間隔にワイヤーが、陽極、陰極板間におかれた多線式比例箱 (MWPC: Multi Wire Proportional Chamber) である。ドリフトチューブの様に軌跡を再構成する事はないが、粒子の位置を $60\mu\text{mm}$ の位置精度で捉える事が出来る。

トリガーシステム

トリガーシステム（詳しくは 2.7 章参照）には RPC (Resistive Plate Chamber) と TGC (Thin Gap Chamber) が用いられる。

• RPC

RPC は図 2.21 の様にビーム軸を中心に ϕ 方向にシリンダーを構成する様に設置されている。RPC はガスチェンバーであり、空間分解能 1mm 、時間分解能 1.5ns である。チェンバーは $4.5\text{kV}/\text{mm}$ の電場がかけており、97% はテトラフルオロエタン ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_2$)、残りの 3% はイソブタン (C_4H_{10}) が充填されている。RPC1、RPC2 は low- p_T トリガー ($6\text{-}9\text{GeV}$)、RPC3 は high- p_T トリガー ($9\text{-}35\text{GeV}$) である。

• TGC

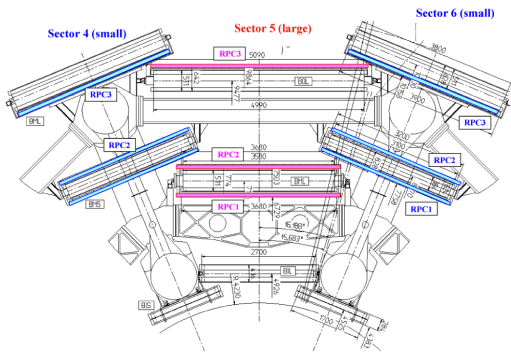


図 2.21: バレル部分の RPC 断面図。中間層の RPC1 と RPC2 は low- p_T トリガー、外層の RPC3 は high- p_T トリガーとして使用される。

エンドキャップ・フォワード領域に取り付けられた TGC は $1.05 < |\eta| < 2.7$ の領域をカバーする。TGC は MWPC を基本とした作りになっており、二次元読み出しが可能となっている。

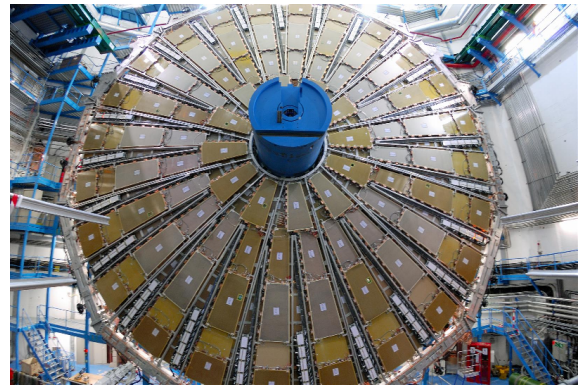


図 2.22: TGC 全体図。

2.6 超伝導電磁石

アトラス検出器には飛跡検出器内の粒子の運動量を測定する為にソレノイド電磁石とトロイド電磁石の二種類の磁石が用いられている。

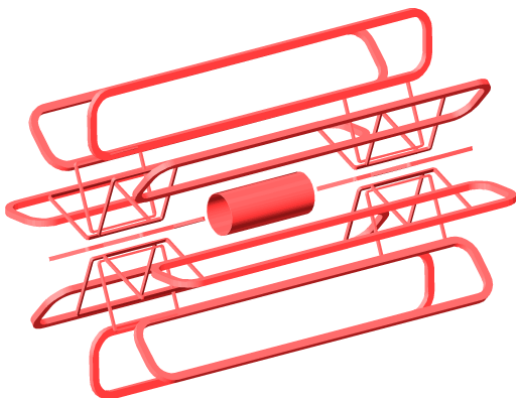


図 2.23: 内側にソレノイド磁石、その外側を囲う様にトロイド磁石が付けられている。なお、トロイド磁石はエンドキャップ側にも取り付けられている。

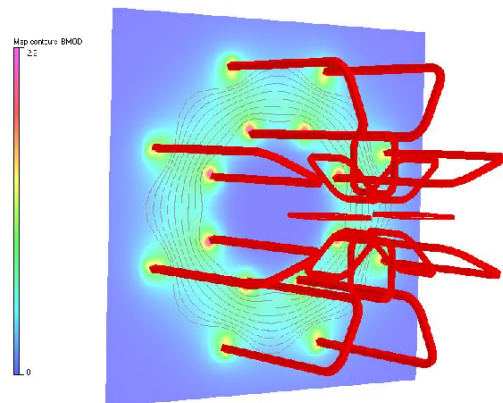


図 2.24: 磁場の構造も全体的に見ると複雑であり、 ϕ 方向の磁場も一様ではない。

ソレノイド磁石

ソレノイド磁石は TRT と EM カロリーメーターの間に存在する、円筒形の磁石である。 ϕ 方向に電流を流し、 z 軸方向へ 2T の磁場を発生させる事ができる。 x - y 平面に運動量を持った荷電粒子を ϕ 方向へ曲げる役割を持つ。



図 2.25: 電流を ϕ 方向に流す事で、飛跡検出内に z 軸方向に 2T の磁場をかける。この磁場によって飛跡検出器内の荷電粒子を ϕ 方向に曲げる。

トロイド磁石

トロイド磁石は ϕ 方向に大きな空芯の磁場をかける事で粒子を η 方向に曲げる役割を持つ。磁場は muon の central-cap に 0.5T、end-cap 部分に 1T の磁場をかける事ができる。主にトロイド磁石はカロリーメーターを通過した荷電粒子の軌跡を曲げる為に用いられる。 $|\eta| < 1.4$ の領域は大きなバレル部分のトロイド磁石が、 $1.6 < |\eta| < 2.7$ の領域はエンドキャップのトロイド磁石が軌跡を曲げる働きを担っている。

2.7 Trigger

高いルミノシティで行われる LHC 実験では、陽子陽子衝突の反応レートは 40MHz に達する。1 イベントの平均的なデータ量はおよそ 1MB であり、全てのデータ量を記録する事は不可能である。また、それら殆どのイベントはミニマムバイアスなどの興味のない事象である。その為 ATLAS 検出器では解析に対して興味のあるデータのみを記録し、不要なデータは記録しない”フィルター”の役割をもつ機構を備えている。その機構をトリガー (Trigger) と呼ぶ。このトリガーは解析の目的とする粒子ごと (電子・ミューオン等)、またはその運動量毎に設定されており、解析に必要なトリガーを選ぶ事ができる。本研究で使用するトリガーは Electron トリガーとミューオントリガーの二種類である。各トリガーシステムは LVL1、

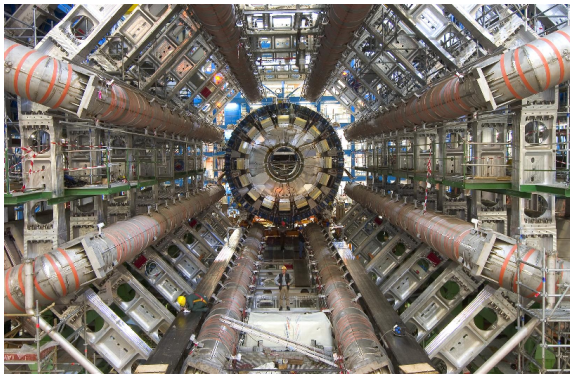


図 2.26: バレル部分のトロイド磁石

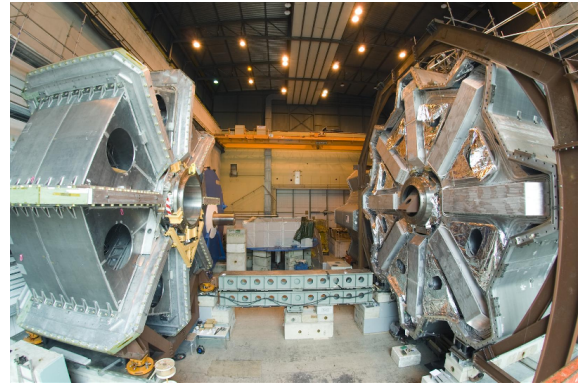


図 2.27: エンドキャップ部のトロイド磁石。

LVL2、Event Filter(EF) の三つの段階に分けられて行われている。その様子を図 2.28 に示す。それぞれのステップでは前段階のフィルターで残ったイベントから、さらに細かく詳細なアルゴリズムに従ってさらにふるいにかけられる。以下にその詳細を示す。

Level-1 trigger

level-1 トリガー (LVL1) はハードウェアをベースに用いたトリガーであり、複数の検出器の情報から大雑把にデータ量を落とす事が目的である。40MHz のバンチ交差レートを約 75kHz まで落とし、LVL1 の実行処理時間はおよそ 2μ 秒である。LVL1 トリガーはエネルギー、あるいは運動量をデータ取得の閾値として使用し、この閾値はいずれもプログラムで管理可能である。カロリメーターの LVL1 トリガー (L1Calo) は高い E_T の粒子 (Jet、Electron、Photon、 τ レプトン等) の識別をする事を目的としており、粒子の E_T が閾値となっている。特に本解析で使用する Electron Trigger ではカロリメーターのセル情報を用いて、この時点である程度の Isolation (Electron のある一定の距離以内に他の粒子が無い事) を要求する事も可能である [11]。ミューオントリガーでは p_T が閾値として使用されており、LVL1 には low- p_T トリガーと high- p_T トリガーの二種類が使用されている。バレル領域では真ん中のステーションの RPC の情報のみが使用され、エンドキャップ領域では二つの外側の TGC ステーション情報が使用される。low- p_T トリガーの閾値は 6GeV、high- p_T トリガーの閾値は 20GeV である。いずれの粒子も、Level-1 トリガーを通過したイベント情報は level-2 トリガー (LVL2) に渡される。

Level-2 trigger

LVL2 トリガーはソフトウェアを用いたトリガーであり、LVL1 を通過したイベントを更に 1kHz まで落とす。ここではエネルギーや運動量の見積もりを正確に行う為に、検出器の情報を用いて LVL1 トリガーよりも複雑な処理を行っている。例えば、ミューオンの LVL2 トリガーでは運動量の見積もりをより正確にする為にチェンバーの情報を用いてカットが行われる。また、内部飛跡検出器とのチェンバーの軌跡が一致している可能性も考慮されている。その為 LVL2 の処理時間もイベントによってばらつきが生じ、1ms から 10ms まで様々である。

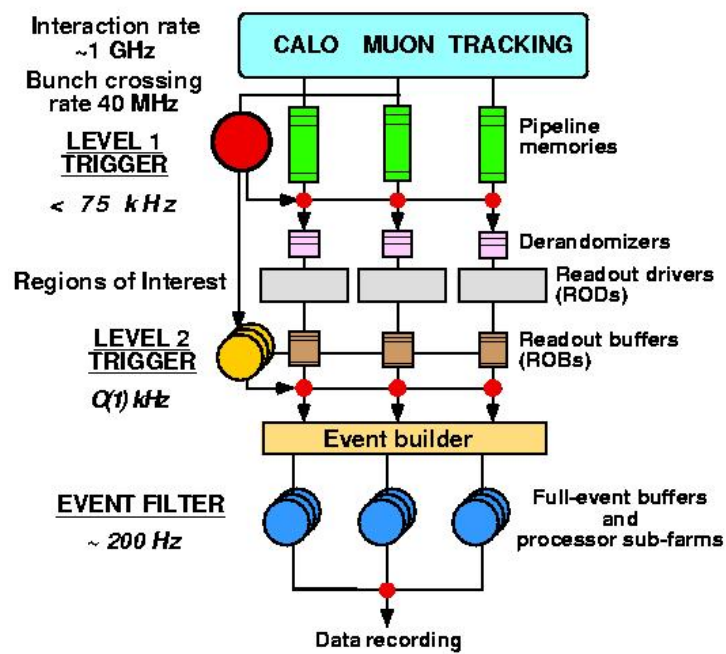


图 2.28: Triggge 概念图

Event Filter(EF)

LVL2 を通過したイベントは最後 Event Filter に渡される。ここでは粒子を再構成する複雑なアルゴリズムが使用され、最終的に 200～300Hz までイベントを落とす。これはデータ量にしておよそ 200MB/s に相当する。この EF を通過して初めて ATLAS 解析で使用可能なデータとなる。

第3章 解析データと背景事象

3.1 実験データ

3.1.1 実データのルミノシティ

LHCは2011年中も順調に実験が行われており、2011年10月31日時点で積算ルミノシティ 5.25fb^{-1} のデータ量を記録した。本解析で用いた実データは2011年7月までに取得された積算ルミノシティ 2.05fb^{-1} のデータを使用している。それ以降の実験データを再構成するソフトウェアのバージョンが大きく異なり、また、使用したMCのバージョンも異なっている。そこで本解析では 2.05fb^{-1} のデータで解析を行う。

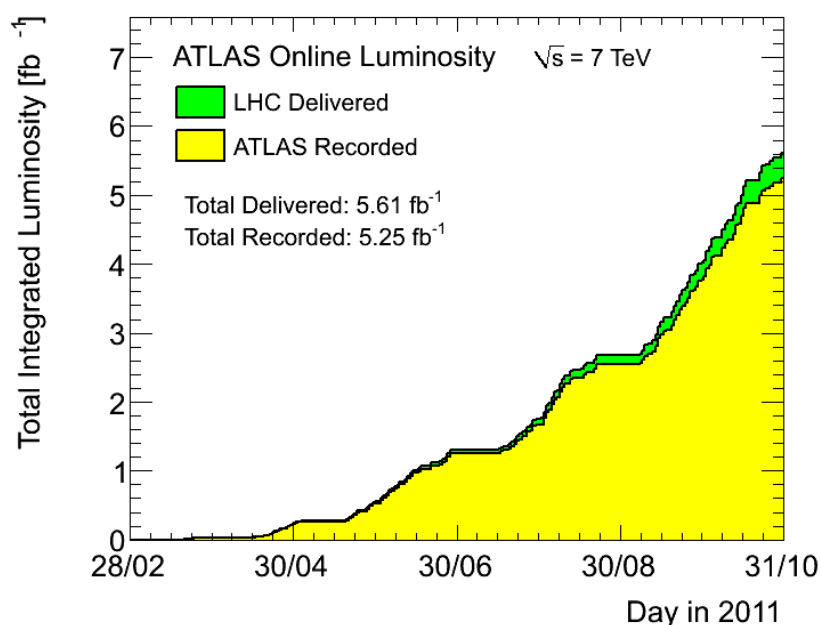


図 3.1: 2011 年に取得された積算ルミノシティ。2011 年に重心系 7TeV の安定したビームで行われた陽子-陽子衝突の全体のルミノシティを緑、実際に記録されたルミノシティを黄色で表している。この間に記録されたデータは LHC が ATLAS に供給しているビームの中でも安定化した状態のビーム同士の衝突によるものである。ここで表示されているルミノシティはルミノシティの検出器によって測定されたカウンティングレートから決定されている。これらの検出器は van-der-Meer beam-separation 法をもちいてキャリブレーションされている。

3.1.2 実データの測定

実データの測定は検出器のメンテナンスを挟みながら行われ、Period という期間に区切られて実験が行われている¹。本研究では 2011 年の Period B から Period K までのデータを使用している。また、LHC では陽子が詰まった Bunch 同士を衝突させて実験を行っているが、この Bunch は数時間経過すると次第に密度が失われていく。その為実験ではその都度古い Bunch を Beam dump に捨て、新しい Beam Bunch を補充して実験を行っている。この Beam Bunch の入れ替え時期に応じて固有の番号「Run Number」が設けられている。

本解析で使用した実データとそのデータ量について表 3.1 にまとめる。

表 3.1: 本解析で使用したデータピリオドとルミノシティ

Period	Run Number	Luminosity
B2	178044-178109	11.4pb ⁻¹
D1-D7	179710-180481	154.1pb ⁻¹
E1	180614-180776	42.5pb ⁻¹
F1-F3	182013-182519	122.6pb ⁻¹
G1-G6	182726-183462	464.0pb ⁻¹
H1-H4	183544-184169	240.2pb ⁻¹
I1-I4	185353-186493	304.7pb ⁻¹
J1-J2	186516-186755	212.2pb ⁻¹
K1-K6	186873-187815	499.9pb ⁻¹
Total	178044-187815	2.052fb ⁻¹

3.1.3 FEB トラブル

2011 年のデータには LAr のカロリメーターの一部の cell 中に、カロリメーターのアナログ出力を受け取る FEB (Front-End Board) の出力に異常が見られる、というトラブルがあった。この FEB に問題がある cell の領域を通称「FEB Hole」と読んでいるが、この FEB Hole が見つかった期間は Period E~Period H の期間であり、Period I以降はこの穴はメンテナンスによって修復された。この為、Period E~Period H の実データに対して、この FEB Hole の領域にオブジェクトが存在するイベントは解析に使用しない。一方、MC ではこの FEB Hole を擬似的に再現して解析を行っている。モンテカルロでこの dead FEB 領域にオブジェクトが入った場合、解析するデータの内、穴のあったピリオドのルミノシティの比を取ったものをイベントの重みとして計上している。即ち

$$\text{Weight}_{\text{Hole}} = \frac{\text{Luminosity}_{B+D+I+J+K}}{\text{Luminosity}_{\text{all}}} \quad (3.1.1)$$

をイベントウェイトとして計上する。

¹Period は年度の始めから A、B、C…と数えられる。

3.1.4 実データのストリーム

データの取得には Trigger を用いてデータの選別が行われ、Trigger を通過したイベントのみ解析が出来る (2.7 章参照)。Trigger は解析に使用する粒子の種類によって使用するものが異なっているので、使用する実データも使用する粒子の種類ごとに集められている (これをストリームという)。本解析ではイベントあたり 1 つのレプトンを要求するため、使用するストリームは Electron Channel では Egamma、Muon Channel では Muons ストリームを用いる。本解析は 1 レプトンイベントである為、これらのストリームをコンバインして

表 3.2: 本解析で使用したデータのストリーム

Channel	Stream
Electron Channel	Egamma Stream
Muon Channel	Muons Stream

解析に使用する事はしていない。

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

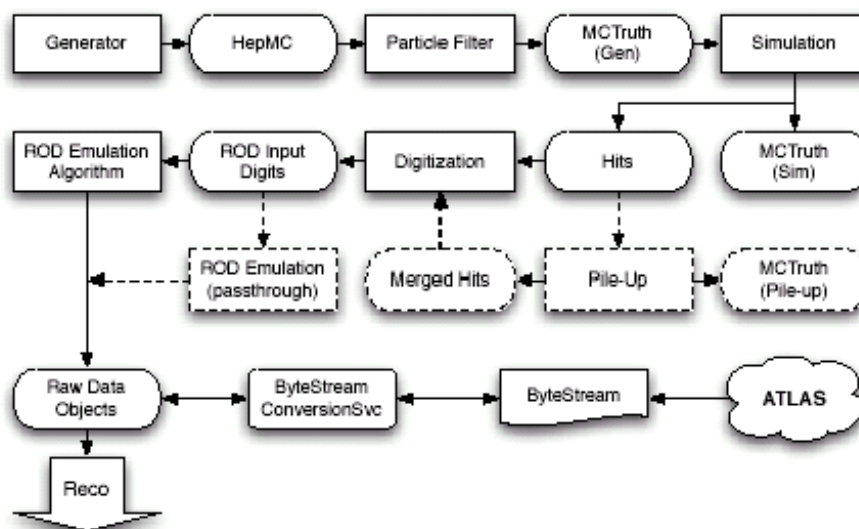


図 3.2: モンテカルロサンプルの生成過程概略図。モンテカルロサンプルの生成過程は大きく分けて、ジェネレータープロセス、Geant4 シミュレーションプロセス、Reconstruction プロセスの三つに分ける事ができる。

本解析ではモンテカルロシミュレーション (以下 MC) によるデータを用いて実データの

解析結果を議論している。解析で使用される MC は実データと直接比較が出来る様に、大きく分けて Generator プロセス、Geant4 シミュレーションプロセス、Reconstruction プロセスの三つの行程から作られている。

1. Generator Process

陽子同士の衝突で起こり得る反応事象を、ファインマンダイアグラムの生成断面積に基づいて忠実に再現する機構を Generator と呼ぶ。この Generator には QCD や QED の Coupling Constant や多くのパラメーターが存在し、パートンシャワーの形成方法などによって様々な種類が存在する。本解析で使用する主な Generator を以下に紹介する [15]。

Pythia

e^+e^- コライダーやハドロンコライダーの実験によって何年もの間テストや validation が繰り返されて作られた Generator である。多くの Generator は終状態に着目してイベントを生成するが、Pythia や Herwig の Generator は低次の摂動で計算されたハードプロセス始状態をまずは生成する。ダイアグラムはパートンの崩壊確率に従って崩壊過程や前後のパートンの発展を組み込んでいる。陽子・陽子衝突が行われる LHC 実験で最も多い QCD 事象の再現によく使用される。

Alpgen

LHC などのハドロンコライダーでは QCD 事象が多い為に、multi-jet の終状態イベントが多く生成される。特に質量の重い粒子 (W/Z ボソン、トップクォーク等) を介した反応事象には終状態に複数本の jet が付随する事象が起き易い。Alpgen は特定の終状態を生成する事に特化した Generator であり、特に終状態に複数のハドロンジェットが付随するイベントの生成に適している²。本解析では W/Z 事象に一本ないしは二本付随するイベントが主要バックグラウンドである。そこで W や Z に複数本のジェットが含まれるイベントの生成に Alpgen を Generator とした MC サンプルを本解析では使用した。

MC@NLO

MC@NLO は QCD の摂動計算に於いて Next Leading Order (NLO) まで計算されたハードプロセスを生成している。代表的な使用例としてはトップクォークの p_T 分布の再現性が良いため、主にトップ粒子を介したイベントに使用されている。MC@NLO では 1 ループの補正が入っている為、イベントカウントの重複をさける為に各イベントにイベントウェイトが割り当てられている。このイベントウェイトは正のものも負のものも含まれ、MC サンプルを解析する際にはこれらのイベントの重みを考慮に入れてイベント数を計算する必要がある。

POWHEG

POWHEG は **PO**positive **W**eight **H**arrest **E**mission **G**enervator の略であり、文字通りイベントウェイトが正のイベントしか生成されない。これは負のイベントウェ

²解析では終状態に付随するジェットの本数に応じてそれぞれ MC サンプルが作られている。付録の表 A.2～表 A.5 のサンプル名についている Np[数字] は終状態に付随するパートンの数 (Number of Part on) を表している。

イトの問題を克服するする為に考案されたものである [16]。基本的に MC@NLO と同様に NLO まで計算されたハードプロセスを生成する Generator である。MC@NLO と同様の物理過程を生成しているが Event Weight を正にする為の validation が行われている。イベント数の少ないサンプルやシグナルサンプルに使用される事が多く、本解析ではシグナルサンプルで使用している。

2.Geant4 Simulation

Generator で生成されたハドロンジェット、レプトン、フォトンを検出器にかけて検出器の応答をシミュレーションで再現する。その際には ATLAS 検出器の構造や電磁場の分布が忠実に再現されていることは勿論、検出器の Digitization も同時に行っている。

3.Reconstruction

最後に MC でも実データと同様に Reconstruction が行われる。これによって実データとほぼ同様に解析できるデータが生成される。

3.3 シグナルサンプル

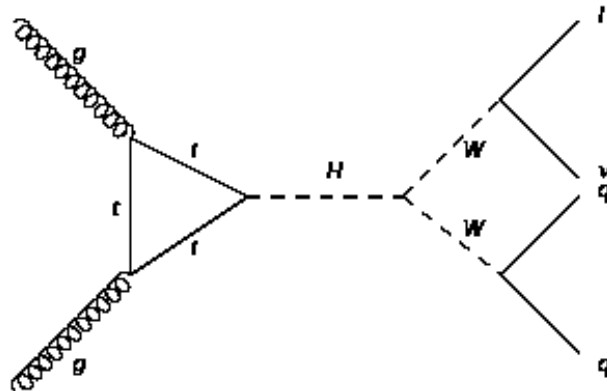


図 3.3: 本解析で探索するシグナルのファインマンダイアグラム。

本解析で使ったシグナルサンプルを図 3.3 に示す。本解析では ggF で生成されたヒッグスボソンが、二つの W ボソン、そして最終的に 1レプトン、1ニュートリノ、2クォークジェットに崩壊するモードを探索する。Generator には POWHEG を使用している。また本解析で実際に使ったモンテカルロサンプルの詳細は付録 A に掲載したのでそちらも参照して欲しい。

3.4 $lvqq$ 解析のバックグラウンド

ここに標準理論の反応で $lvqq$ 解析のバックグラウンドに成り得る事象と、その性質について紹介する。

3.4.1 W 生成事象

図 3.4 に主な W 事象のバックグラウンドのダイアグラムを記す。3.5TeV 内の陽子の PDF

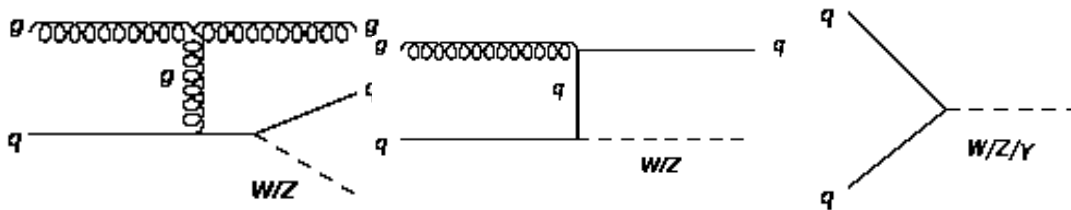


図 3.4: W/Z 生成事象例 (ファインマンダイアグラム)

を考慮すると、パートンとしてはクォークよりもグルーオンが圧倒的に多く存在する為に図の左から二つ目までの反応が最も起こり易い反応である。また最右図の反応ではクォーク同士の反応でここに ISR が一本、ないしは二本付随する事でバックグラウンドとなる。また、W ボソンの崩壊分岐比を表 3.3 にまとめる。

表 3.3: W ボソンの分岐比

	分岐比 (%)
ハドロニック崩壊	67.5
レプトニック崩壊	32.5

3.4.2 Z 生成事象

生成過程のダイアグラムは図 3.4 と同様である。Z ボソンも W ボソンと同様にレプトニック崩壊とハドロニック崩壊をするが、Z 事象のレプトニック崩壊ではレプトンが二粒子同時に生成される。その為基本的には本解析のバックグラウンドとはなり得ない。しかしレプトンの内の一つが再構成に失敗したり、ハドロニック崩壊のジェットの内の一つをレプトンをミス ID するなど本解析のバックグラウンドとなる。また、二つの τ レプトンに崩壊した場合、一つのがレプトニック崩壊し、もう片方がハドロンやソフトレプトンに崩壊した場合もバックグラウンドとなる。

表 3.4: Z ボソンの分岐比

	分岐比 (%)
ハドロニック崩壊	69.9
レプトニック崩壊	30.1

3.4.3 トップ粒子生成事象

トップ粒子が生成される過程もレプトンを放出する可能性があるのでバックグラウンドとなり得る。トップ粒子の生成過程は大きく三つあり、 $t\bar{t}$ 生成過程、シングルトップ生成過程、W ボソン随伴生成過程の三つである。その過程を図 3.5、図 3.6 に示す。トップ粒子はすぐ

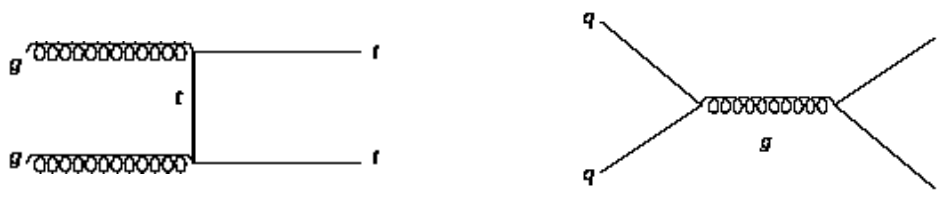


図 3.5: $t\bar{t}$ 生成事象例 (ファインマンダイアグラム)

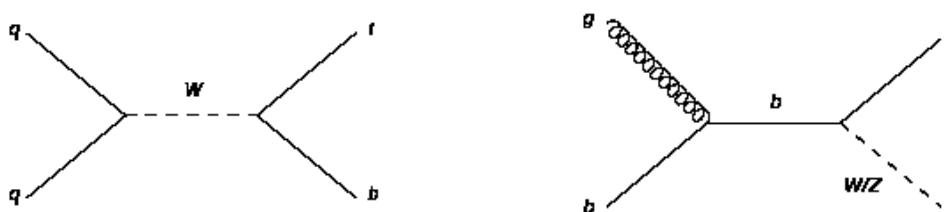


図 3.6: シングルトップ、W 随伴生成事象例 (ファインマンダイアグラム)

に W ボソンと b クォークへと崩壊するが、この b クォークは崩壊までの寿命が長く、通常のジェットと区別して b ジェットとして認識できる。この為トップ事象のカットには、イベント中には b ジェットが一本もない事を要求 (b-veto) する事でトップ粒子の寄与を落としている³。

3.4.4 Diboson 粒子生成事象

W/Z+jet サンプルと比較して生成断面積が小さいものの、WW や ZZ などダイボソンも生成される。特に WW の生成事象は本解析と終状態の粒子が等しい為、このイベントをカットで落とす事は難しいが、イベントセレクションによって最終的な寄与は小さい。

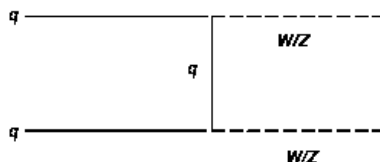


図 3.7: Diboson 生成事象例 (ファインマンダイアグラム)

³詳しくは 4.3 章の Cut12・b-veto の項を参照。

3.4.5 QCD 事象

本来 LHC で QCD 事象は最も多く生成される事象である。QCD 事象は LHC では非常に



図 3.8: QCD 生成事象例 (ファインマンダイアグラム)

多くのイベント数が生成され、その統計量はモンテカルロで再現する事は不可能な量に至っている。そこで本解析では QCD 事象の見積りは MC サンプルを用いずに、実データから直接 QCD 事象を抽出する「Data-Driven」という手法で QCD 事象を見積もっている。その詳細については 4.5 章で詳述する。特に電子のフェイクは QCD 事象を由来としたものが多い。その為イベントセレクションを適用しても、本解析の Electron Channel では 15%程バックグラウンドとして QCD 事象が寄与している⁴。

⁴Muon Channel では最終的に QCD はバックグラウンドとして 3%未満の寄与となった。結果については 4.6.1 章を参照。

第4章 解析

図 4.1 は本解析の流れの全体図を示している。

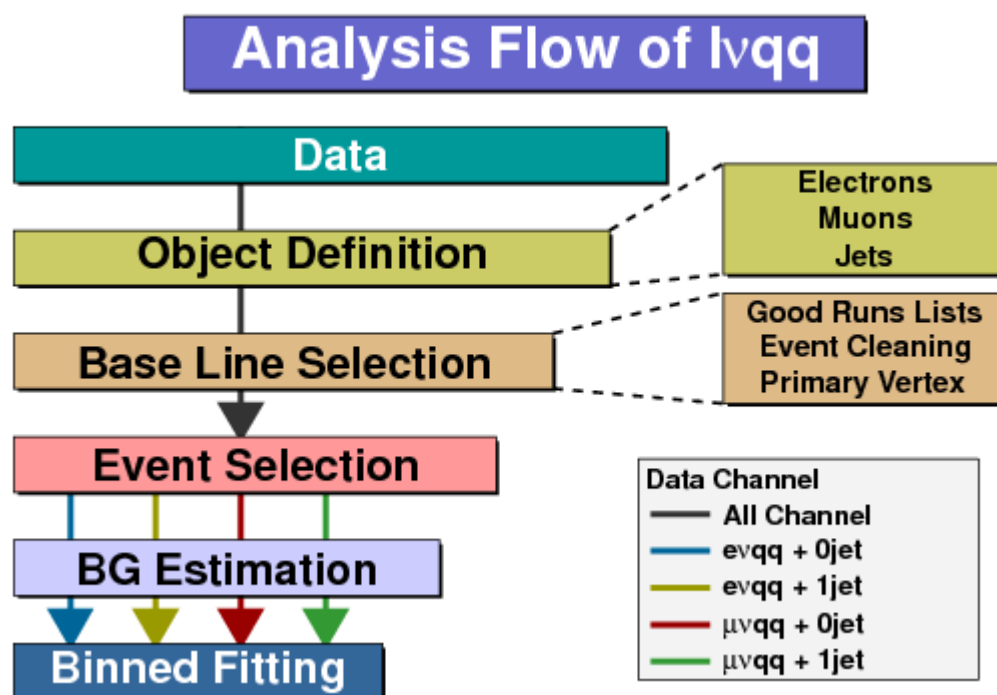


図 4.1: 解析するデータの流れの模式図。Base Line Selection までは全ての解析内容は各解析チャンネルで共通であるが、Event Selection 以降は各チャンネル毎に解析内容が異なっている。

本解析の流れは以下の手順を経て行われる。各項目の詳細については以降の章で説明する。

Object Definition

ATLAS 解析では解析に用いる粒子の総称をオブジェクトと呼ぶ。解析に使用できる良質なオブジェクトの情報だけを選別する作業が必要であり、この過程を Object Selection、あるいは Object Definition と呼んでいる。

Base Line Selection

記録されているイベントの中でも全てのイベントが解析に使用できるとは限らない。

データが記録される際に検出器に異常があったり、検出器にノイズが多い為に運動量損失 \cancel{E}_T の値が信頼性に欠けるなど、実際の実験では様々な問題が起こり得る。そこでイベントに対して検出器状態が良好であったかなどの様々な条件を要求し、全ての条件を満たしたイベントのみ解析に使用する。このイベント選別の過程を Base Line Selection と呼ぶ。

Event Selection

Base Line Selection の条件を満たしたイベントのみ、この Event Selection の条件を課す。この Event Selection では本解析のシグナルのイベント候補の選別作業を行う。具体的には1 イベントに1つのレプトンが観測されている事、ジェットがW ボソンから崩壊してきたものである事などの条件を要求し、シグナル候補のイベントを抽出作業を行っている。この Event Selection は解析は各チャンネル毎に分けて行う。

BG Estimation

Event Selection を通過したイベントは本解析のシグナルを含んでいる可能性がある。そこでこれらのイベントをシグナルとバックグラウンド (以下 BG) に分ける作業をこの過程で行う。具体的には $lvqq$ の質量分布を再構成し、その質量分布を関数でフィッティングをする事で BG を見積もる、という手法を取る。その詳細は 4.7 章にて議論する。

Binned Fitting

BG Estimation によって見積もられた BG と、MC のシグナルの情報を用いて、本解析で観測された $lvqq$ の質量分布の説明を統計学的手法で議論し、最終的にヒッグス粒子の生成断面積に制限をつける。これは 5.1 に詳細を記述する。

4.1 オブジェクトの定義

ATLAS 解析では解析に使用する粒子の総称をオブジェクトと呼び、本解析では電子やミュオンなどの粒子がそれにあたる。通常解析で使用するオブジェクト (電子やミュオンの情報) は、いくつかのカット (条件) を要求して信頼性のあるものだけを使用する。例えば電子であれば内部飛跡検出器に飛跡を残し、EM カロリーメーターで殆どのエネルギーを EM シャワーを形成して損失している筈である。そこで解析に使用する電子はこれらの条件を満たしているものだけを使用する。その為解析で使う粒子 (オブジェクト) の情報は、その粒子が検出器に残すべき情報や条件を満たしているかどうかを各オブジェクト毎に精査する必要がある。本解析で使用するオブジェクトはレプトン (電子、あるいはミュオン)、ジェット、そして運動量損失 (Missing Transverse Energy: \cancel{E}_T) である¹ これらの解析で使用するオブジェクトの情報を正しく再構成し、解析で使えるオブジェクトを選別する過程が

¹ジェットはクォークが真空中のクォークとグルーオンが hadronization で作られるハドロンジェットを指す。また、 \cancel{E}_T はカロリーメーターの縦平面 (ビーム軸に垂直な平面) に対して、運動量の損失分を計算したエネルギー情報である。本解析ではニュートリノが一つだけ放出されるイベントを解析対象としているため、この \cancel{E}_T の情報をそのままニュートリノの運動量情報として使用している (ニュートリノの情報の再構成についての詳細は 4.4 章を参照)。

この Object Definition で行われている。そしてそれらの条件を全て満たしたオブジェクトのみ、解析で使用できる。

4.1.1 電子の定義

Electron は検出器では基本的に内部飛跡検出器と EM カロリーメータの情報で再構成をする。具体的には Clusterisation、Shower Shape、Trackmatching の 三つの行程で行われている。

Clusterisation

sliding window というアルゴリズムを使用してクラスターを構成する。

Tower Building

カロリーメータを η - ϕ 平面で 0.025×0.025 のグリッドに分割する。そして各グリッド領域につき、検出器の全ての層にデポジットされたエネルギーを足し合わせてタワーを作る。

pre-Clusters Finding through the Sliding-Window Mechanism

作られたタワーの位置をもとに、上記のグリッドを単位として 5×5 ウィンドウが作られる。このウィンドウをグリッド単位で徐々に動かしていき、ウィンドウ内のタワーの E_T がある Threshold を超えるとそのウィンドウに対して pre-cluster が作られる (このとき、ウィンドウの大きさや Threshold は最適な pre-cluster を選び、且つノイズによる fake pre-cluster を最小限に止める様に最適化されて決められている)。そして更に pre-cluster の位置をより正確に求めるために、ウィンドウのサイズを小さくして (3×3) ウィンドウの位置をずらして位置を決定する。

EM Cluster Filling

最後に pre-cluster を元にクラスターが形成される。このクラスターには pre-cluster を中心とした四角形内の cell 全てが含まれており、この領域内でエネルギーを計算する。

Shower Shapes

シャワーの重心を決定し、シャワーの形状 (縦方向・横方向の広がり) を計算する。EM シャワーはハドロン シャワーよりも形状が細く、その広がりには物質に依らず同一の結果を与える性質を利用して計算が行われている²。

²高エネルギーの電子は 制動放射によってエネルギーを損失し、イオン化損失やコンプトン散乱は断面積が低いので無視できる。そのためシャワーの厚みを物質の厚み X_0 を単位として測ればシャワーの広がりには物質には依らない。一方、低エネルギーの領域 ($E < E_c$) では逆にイオン化損失が大きいのでコンプトン効果のみを無視し、エネルギーを E_c 単位で測るとやはりシャワーの厚みは物質に依らない。特にシャワーの横方向 (進行方向に対して垂直な方向) の広がりにはモリエール半径で表す事ができ、このモリエール半径内に 90% のエネルギーが含まれている。ここでモリエール半径 R_m は

$$R_m = \frac{E_s}{E_c} \cdot X_0 \simeq \frac{7A}{Z} (gr/cm^2)$$

Trackmatching

Trackmatching はカロリメータで作られたクラスターと、内部飛跡検出器で作られた飛跡を繋げる過程である。飛跡の構成法は内部飛跡検出器によって異なる。まずピクセル検出器・SCTによって構成された飛跡は以下の二段階方法でマッチングが行われる。

- 飛跡検出器 EM カロリメータで作られたクラスターとピクセル、SCT の飛跡の η - ϕ と分布をする。両者の飛跡が η で 0.2、 ϕ で 0.1 以内の一致を要求し、この条件を満たした場合に次のステップへと進む。
- 次にカロリメータの各層に飛跡を引き、飛跡と各クラスターとの距離を計算し、最も距離の小さかった軌跡が”best-match”と判断される。

一方、TRT での飛跡情報では η 情報は殆ど使用しておらず、主に飛跡の ϕ 情報に従って tracking が行われている。

上記の方法は Electron を同定する標準的な方法である。他にも Soft Electron や Forward Electron (前方向の Electron を同定するもので軌跡検出器の情報が使えない) などがあ
り、解析のテーマによって使用するアルゴリズムはその都度選ぶ必要がある。

Fake Electron

電子以外の粒子が誤って電子として認識されてしまう粒子を Fake Electron と呼ぶ。Fake Electron は主に π^0 起源と Heavy Flavor の粒子を起源とするものが存在する。

π^0 起源

π^0 は最も軽いハドロンであり QCD 事象で最も多く生成されるハドロンであり、二つの光子へ崩壊する³。この光子が EM カロリメータでシャワーを形成し、そこに QCD 事象で多く生成された荷電粒子が作った内部検出器の軌跡と組み合わせると Electron だと誤認識される。

Heavy Flavor 起源

クォークの中でも重い粒子 (トップクォークやボトムクォーク) は弱い相互作用で崩

で表される。ATLAS 検出器の EM カロリメータでは鉛 ($Z=82$, $A=207$) を用いているので

$$R_m \simeq 17.7[gr/cm^2]$$

実際の長さでは鉛の密度 ($11.34g/cm^3$) を用いると

$$R_m \simeq 1.6cm$$

³ π^0 はクォークと反クォークで構成されている為に電磁相互作用で互いに引き合い、短い時間で消滅し二つの光子を生成する。電磁相互作用の崩壊なので寿命も 8.4×10^{-17} と短い。一方、 π^\pm は同じパイオンでも構成要素がクォークと反クォークの関係には無い為に、電磁相互作用ではなく弱い相互作用で崩壊する。その為平均寿命も 2.6×10^{-8} と長い。

壊し、その際にレプトンを放出する。しかし同時にジェットも放出する為⁴、レプトンに対して isolation カットをかけて落とす事ができる。

上記の事象が原因で電子はオブジェクトの中でもフェイクが多く、その為オブジェクトの定義が非常に重要である。

図 4.2 にオブジェクトの定義が適用される前と後の一イベント中の電子数の分布を各サンプル毎に示す。この図は面積が 1 になるように各分布は規格化されている。図の左のオブ

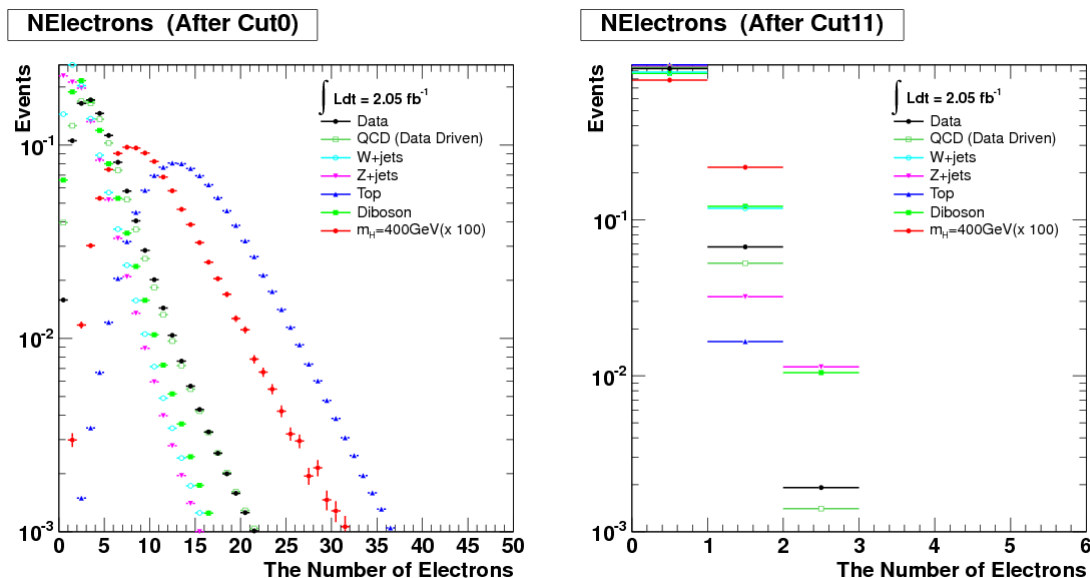


図 4.2: 1 イベント中の Electron の数の分布 (左: オブジェクト定義前 右: 全オブジェクト定義適用後)。各サンプルの分布の面積は 1 になるように規格化している。左図では 1 イベント中には Electron が 10 以上観測されている事になるが、勿論これらの多くは解析に関係しない Electron であったり、Electron 以外の粒子を誤って Electron と認識している。この Electron の「候補」にオブジェクトの定義を適用すると、本解析で用いる 1 イベント中の電子の数は多くとも 3 つ程度までに絞られる。

ジェットの定義を適用する前の分布を見ると、1 イベント中に Electron が 10 イベント以上されているものが多い。しかしこれら全ての Electron が本解析で使用できるものではなく、その中には先ほど議論した Fake が混じっている可能性がある。そこで解析をする前に、更に解析の条件に合う Electron を選び出す作業を行う。それらの定義を全て適用した Electron の数分布が図 4.2 の図の右に示している。

本解析で使った電子の定義を表 4.1 にまとめる。

以下にそのカットの詳細を解説する。

electron author(ID1)

⁴ トップやボトムなどの粒子は質量が重い故に不安定であり、より軽いフレーバーへと弱い相互作用で崩壊する。

表 4.1: 電子の定義

ID	定義
1	electron author = 1 or 3
2	OTX cleaning cut:
3	MC only: Object Quality Check
4	$E_T > 20$ GeV
5	$ \eta_{cluster} < 2.47 (\eta_{cluster} < 1.37 \text{ or } \eta_{clusters} > 1.52)$
6	passes tight EMID
7	$ \text{trackz0pv} < 10$ mm
8	impact parameter significance wrt. primary vertex
9	pT leakage + nPV pileup corrected calorimeter isolation
10	overlap removal with e
11	overlap removal with jet

author とは Egamma グループが定める、主に電子・光子の再構成に用いたアルゴリズムの総称である。通常のエレクトロンは 1、または 3 の定義を使用し、本解析でもこれを用いている (ID1 に対応)。また粒子の軌跡をの情報から再構成したアルゴリズムを使用するのであれば 2 または 3 を、フォワード方向の電子に関しては 8 を使用する。

Object Quality(ID2,3)

実験の際に EM カロリメータの状態が良くなかった箇所に電子が無い事を要求するもので、通称 OQ カットと呼ばれる。本解析では ID2 と ID3 に対応している。具体的には検出器の不良箇所を OQ Maps (η , ϕ の二次元ヒストグラム) として作成し、その領域に電子がある場合は電子としてカウントしない。OQMaps の領域としては LAr の HV 電源・カロリメータからの出力転送部分 (Optical Transmitter) などの情報も含まれており、MC でも実験の不感領域を再現している。検出器の状態は HV や読み出しチャンネルが壊れていたり、あるいは読み出しにノイズが多かった場合など様々な条件に起因する。

内部飛跡検出器情報とクラック領域 (ID5)

基本的に Electron を同定するには軌跡検出器の情報が必要なので、まずは飛跡検出器のカバーする $|\eta| < 2.47$ 以内の領域の Electron を使用する。しかしこの領域内にはクラック領域という検出器の読み出しなど物質が多い領域 ($1.37 < |\eta_{cluster}| < 1.52$) が存在している。この領域に入った電子は測定器や読み出しの物質などでエネルギーを損失し、正確にエネルギー測定する事ができない。よって、クラック領域内の Electron は除外する。

Cut Based Selection : tight(ID 6)

Electron ID の中で最も条件が厳しいカットである。通称「Cut Based Selection」と呼ばれるもので、この条件をクリアするには複数のカットを通過しなければならない。本解析で用いている条件はその中でも最も厳しい tight (他に loose、medium が存在

する) を使用している。具体的には、EM カロリーメーターの Energy がハドロンカロリーメーターに漏れが無い事、シャワーの横方向の形状と広がり細さ、 γ からの conversion を防ぐ為にピクセル検出器のヒット数、最も寄与の大きい、電荷を持ったハドロンからのフェイクを除くために TRT のヒット数、クラスターと軌跡の位置の違い、軌跡で測った運動量とカロリーメーターで測ったエネルギーの比 E/p_T を使用している。

Impact Parameter (ID 7, 8)

ID7, 8 では Impact Parameter というパラメータを用いて、電子が Primary Vertex から来ている事を要求している。Impact Parameter は trackd0pv と trackz0pv の二種類であり、trackd0pv は電子から Primary Vertex の x-y 平面に関しての距離、trackz0pv は電子から Primary Vertex の z 軸に関しての距離をそれぞれ表している。ID7 では軌跡の z 軸からの距離を z_{0pv} が 10mm 以内にある事を要求し、ID8 では具体的には

$$\left| \frac{z_{0pv}}{z_{sigd0pv}} \right| < 10 \quad (4.1.1)$$

を要求している。これは距離を測定の誤差を考慮するために、距離を誤差で割ったもの (Significance という) で評価している。

Isolation Cut (ID 9)

ID9 では Isolation を行っており、Electron の近傍に他の粒子が付随していない事を要求する為のカットである。EM カロリーメーターで作られるクラスターの中心から半径 $\Delta R < 0.3$ 以内の E_T の総和を $Etcone30$ と定義する (ただし、これは中心から 5×7 のグリッド上のセルのエネルギーは除く)。本解析では Primary Vertex の数で補正を施してクラスター内の E_T を再計算しており、その補正した Et が

$$Etcone30(corrected) < 4GeV \quad (4.1.2)$$

であることを要求している。

4.1.2 ミューオンの定義

ミューオンはレプトンであるから QCD カラーを持っておらず、カロリーメーター内でシャワーを形成する事もないので基本的にカロリーメーター内で止まる事はない。その為に全ての検出器を通過して最後のミューオンスペクトロメーターで観測する事でミューオンだと基本的には判断をする。ミューオンの再構成には以下の三つの検出器が用いられる。

- 内部飛跡検出器
- カロリーメーター
- ミューオンスペクトロメーター

Muon の再構成には具体的に以下の異なる三つのアルゴリズムを用いている。

Muon Boy

ミュオンスペクトロメーターの情報だけで飛跡を構成する方法。スペクトロメーターで構成された軌跡をそのまま Vertex まで引くアルゴリズム。

STACO

内部飛跡検出器と MuonBoy の飛跡を統計的に平均をとる事で再計算し、軌跡情報の精度を向上させるアルゴリズム。この精度の要求度合いは統計的に決定されているので、STACO の Statistical (統計的) の由来はここから付けられている。

Mutag

内部飛跡検出器からの飛跡の先に、Muon Boy で構成されたヒットセグメントがある事を要求するアルゴリズム。Mutag ではミュオンスペクトロメータで飛跡は構成せず、低い運動量の Muon を対象に用いられている。

本解析では W ボソンから崩壊するレプトンを探索しており、その運動量が高い運動量を持っている事が期待される。その為本解析では STACO で認識された Muon を使用する。ミュオンは電子と比較してフェイクは少ないが、以下の様なフェイクが存在する。

π^\pm 起源

π^\pm を起源とする Fake Muon は以下の二種類の過程を経て作られる。

decay on flight

π^\pm は π^0 と異なり、構成要素がクォーク・反クォークの関係には無い為、電磁相互作用によって崩壊する事はなく、弱い相互作用によってほぼ 100% で $\mu\nu_\mu$ に崩壊し、それがそのままミュオンとして観測される。

punch through

π^\pm がカロリメーターで止まらずにミュオンスペクトロメーターまで通過してしまい⁵、 π^\pm が誤ってミュオンとして認識される現象。

Heavy Flavor 起源

電子と同様、top や bottom クォークの崩壊で生じるレプトンが観測される現象。

ミュオンの定義を表 4.2 に示す。この定義を適用する事によって最終的に 1 イベント中のミュオン数は図 4.3 の様に変化をする。

以下ではこの表 4.2 の定義を解説する。

staco(Cut1)

内部飛跡検出器の軌跡とミュオンスペクトロメーターの軌跡が十分な精度で軌跡を引く事ができたかを要求する。mustaco の定義を満たしている事を要求している。

⁵例えば 20GeV/c の運動量を持つ π^\pm の速度は実験室系でほぼ光速と見なせる為、 π^\pm の飛程 (Range) は

$$\text{Range} = 2.6 \times 10^{-8} \cdot 3.0 \times 10^8 = 7.8m$$

飛ぶ事になる。

表 4.2: ミューオンの定義

ID	定義
1	mustacoisCombinedMuon == 1
2	Pt > 20GeV
3	$ \eta < 2.4$
4	require (! mustacoexpectBLayerHit) OR (mustaconBLHits > 0)
5	require mustaconPixHits + mustaconPixelDeadSensors > 1
6	require mustaconSCTHits + mustaconSCTDeadSensors >= 6
7	N=(mustaconTRTOutliers+mustaconTRTHits)
8	require mustaconPixHoles + mustaconSCTHoles < 3
9	$ z0 < 10\text{mm}$
10	$ d0 \text{ sig} < 10$
11	calorimeter Isolation
12	over lap removal(μ -jet)

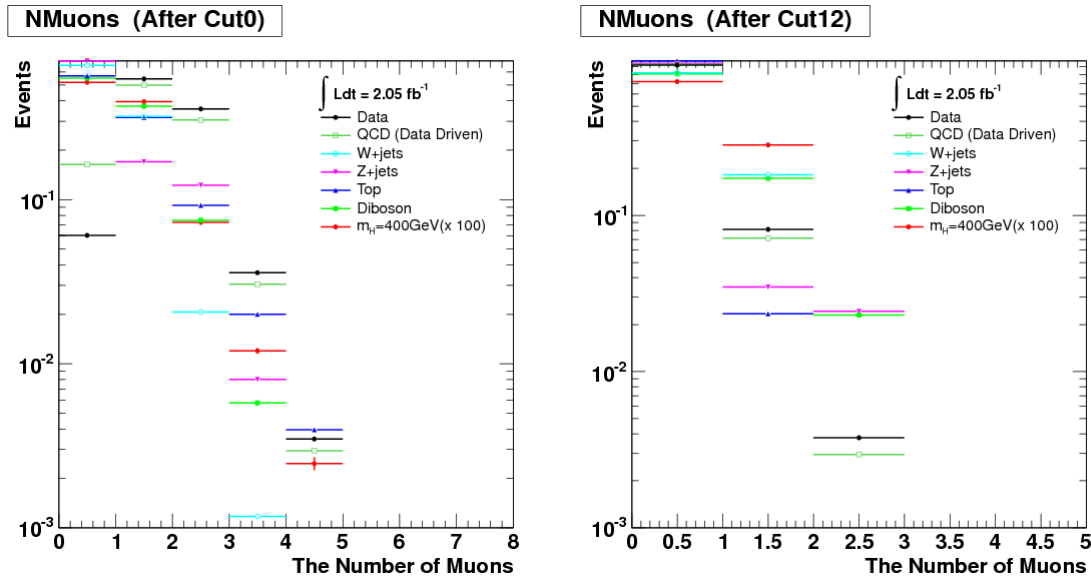


図 4.3: 1 イベント中ミューオンの数の分布 (左: オブジェクト定義前 右: 全オブジェクト定義適用後)。各サンプルの分布の面積は 1 になるように規格化している。左図では 1 イベント中にはミューオンが最大 5 個観測されている。このミューオンの「候補」にオブジェクトの定義を適用すると、本解析で用いる 1 イベント中のミューオンの数は多くとも 3 つ程度までに絞られる。

Pt Cut(Cut2)

本解析のミュオンは on-shell の W ボソンから崩壊してきたものであるので Pt では 20GeV 以上を要求する。

Muon Eta(Cut3)

本解析で使用するミュオンはトリガーを鳴らしている事をイベントセレクション (4.3 章) で要求する為、ミュオンスペクトロメーターでトリガーを利用できる範囲の $|\eta| < 2.4$ でカットを要求。

内部飛跡検出器の情報 (Cut4-8)

ミュオンの再構成は軌跡のフィットの精度をどれだけ上げられるかが重要である。その為内部飛跡検出器のヒット数が軌跡を引く為に十分ある事を要求する。Cut4-6 では内部飛跡検出器のヒット数が最低限ある事を要求している。一方、TRT のヒットと、ミュオンスペクトロメーターとの飛跡からのフィットでズレを Outlier (外れ値) と定義し、そのフィット結果の悪い N_{Outlier} の数が少ない事を Cut7 では要求している。

Impact Parameter(Cut9, 10)

電子の Impact Parameter と同様の定義である。軌跡が Primary Vertex から引かれている事を要求している。

4.1.3 ジェットの定義

ハドロンジェットは陽子-陽子衝突型加速器である LHC に於いて QCD イベントで最も多く生成され、また 1 イベント中に生成されるジェットは、QCD イベント以外にも、基本的なハードプロセスのダイアグラムの始状態、あるいは終状態に付随する形で ISR (Initial State Radiation) や FSR (Final State Radiation) などによっても生じる。その為ハドロンジェットは LHC で最も多く生成されるオブジェクトである。基本的にジェットの構成方法は EM と同じでまずはカロリメータのセル毎にデポジットされたエネルギー (E_T) を計算し、 $\eta - \phi$ 平面でタワーを作り、そのタワー情報を元にクラスターと呼ばれる cell の塊をつくる。このクラスターと呼ばれるものが最終的にジェットと考えている。具体的にジェットは以下のようなアルゴリズムで再構成される [17]。

Cone Algorithms

ジェットのエネルギーを決定する為の重要なプロセスである。まずカロリメータのジオメトリーを $\eta - \phi$ 平面で焼き直し、この平面内の p_T が 1GeV 以上のタワーを中心に円を描く。この時の円の半径はジェットの再構成に非常に重要なパラメータであり、本解析では $R=0.4$ の半径を使用している。

そしてこの円内部の p_T を

$$p_T^k = \sum_i p_T^i \quad (4.1.3)$$

で計算した後、重心を計算する。この新しい重心を中心に再び円を描き、同様の手順を繰り返す。この作業は円の位置が安定するまで繰り返される。これが基本的な Cone

Algorithm の定義である。

ここでエナジーデポジットがコーンの半径以上に広がっている場合や、二つの安定なコーンが重なってしまった場合に関しては以下のアルゴリズムで再構成されている。

Split/Merge

複数のコーンが認識された時、複数のコーン同士で領域が重なり合っている部分は重なり合っているジェット同士の比に基づいて、二つに分けられるか、あるいは一つのジェットとしてまとめるかいずれかの操作が行われる。二つの Jet を Merge するか、Split するかを決めるパラメータ OLF (Over Lap Fraction) の典型的な値は 0.5-0.75 であり、この値よりも大きければ二つのジェットは結合される。一方二つのジェットに分けられる場合は

Cluster Algorithms(Anti- k_t Algorithms)

クラスターのアルゴリズムは三つ存在する。

- k_T
- Cambridge/Aachen
- Anti- k_T

いずれのアルゴリズムも基本的にオブジェクト間の距離を定義し、クラスタリングが終了する条件が満たされるまでクラスタリングの作業を繰り返す。クラスタリングで使用するパラメーターは以下の通りである。

$$d_{ij} = \min(k_{Ti}^{2p}, k_{Tj}^{2p}) \frac{(\Delta R)_{ij}^2}{R^2} \quad (4.1.4)$$

$$d_{iB} = k_{Ti}^{2p} \quad (4.1.5)$$

$$(\Delta R)_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (4.1.6)$$

ここで d_{ij} は粒子間またはジェット間の距離、 d_{iB} は粒子とビームの距離、 y_i はオブジェクトのラピディティを表している。本解析では上式に於いて $p = -1$ の場合の「Anti-Kt」アルゴリズム [18] を使用している⁶。このアルゴリズムではオブジェクト間の距離を計算し、最もオブジェクトの距離が短かったものが d_{ij} だった場合は i と j のオブジェクトの運動量を式 (4.1.3) で足し上げる。一方オブジェクト間の距離が最も短かったものが d_{iB} であった場合、 i をジェットと呼びオブジェクトのリストから外す。この作業をインプットのオブジェクトがなくなるまで繰り返してクラスターを構成する。

本解析に本当に必要なジェットにも、レプトンと同様にオブジェクトを定義する必要がある。図 4.4 にはオブジェクトの定義を適用する前と後での、1 イベント中の Jet 数分布をそれぞれ示している。オブジェクトカット前 (図 4.4 : 左) ではジェットの本当の本数も非常に多い事がわかるであろう。しかしこれに p_T などのカットを要求すると (図 4.4 : 右)、ジェットの本当の本

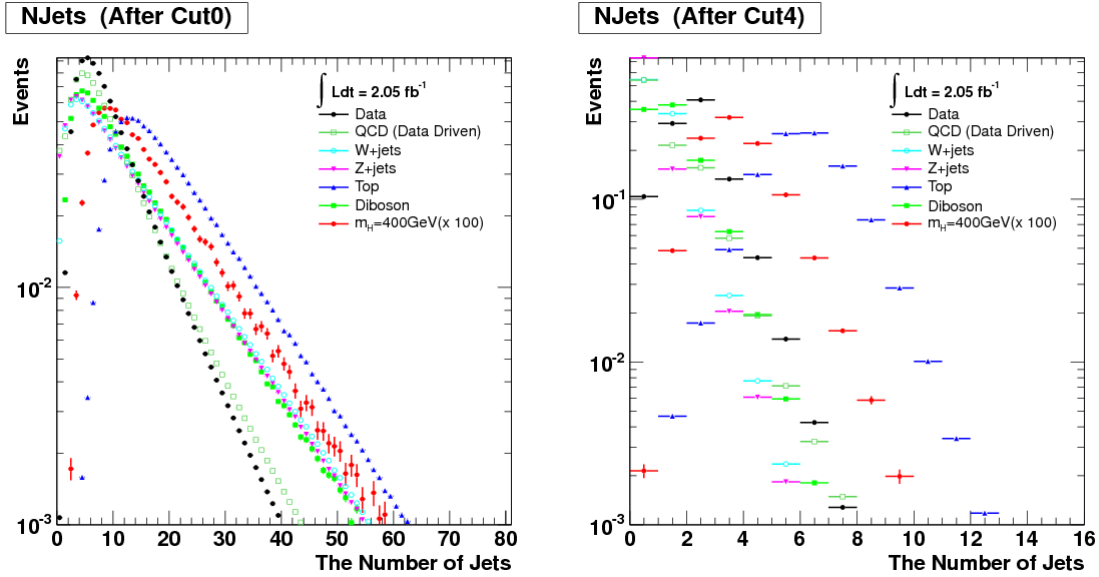


図 4.4: オブジェクトのカット適用前では 1 イベント中の Jet の本数は非常に多い事がわかる (左図)。これらのジェットの殆どは soft なジェットであり、本解析のトポロジーとは関係ないものである。オブジェクトのカットを全て適用すると (右図) の様になり、特に TTbar イベントなどを含む Top サンプルは Multi-Jets イベントである事がわかる。

数はトップイベント以外は 10 本以下に抑えられている。
本解析で使用したジェットの定義を表 4.3 に示す。

表 4.3: ジェットの定義

ID	定義
1	Jet Cleaning
2	$ \eta < 4.5$
3	Jet $p_T > 25\text{GeV}$
4	Overlap Removal (jet-electron)

4.1.4 E_T の定義

E_T の再構成は本解析においてニュートリノの運動量の計算に大きく関係するために重要である。基本的に E_T は ATLAS 検出器ではカロリメーターにデポジットされたエネルギー量と、ミュオンからのエネルギーから E_T は算出されている。今回解析で使用した E_T の構成方法は $E_T\text{Ref Final}$ という構成法を用いて計算した。カロリメーターのエネルギーはバレル領域、エンドキャップ領域、フォワード領域にわけてエネルギーデポジットを計算

⁶p=1 の場合が k_T アルゴリズム、p=0 の場合が Cambridge/Aachen アルゴリズムを指す。

し、それら全ての領域のエネルギー和を x 成分、 y 成分ごとに計算する。

$$E_T = E_T^{\text{Calorimeter}} + E_T^{\text{MuonSpectrometer}} - E_T^{\text{RefMuon}} \quad (4.1.7)$$

ここで Muon Spectrometer で測った E_T と、カロリメーターで測った Muon の E_T を重複させない様、Ref Muon の部分で差し引いて調整している。なお、各オブジェクトのエナジースケールやキャリブレーションの補正等を行った場合、 E_T にもその補正 (伝播) を行っている。

4.2 ベースラインカット

大量のデータを効率よく解析する為に、一般的には取得されたデータ全てを解析するのではなく、解析に値するデータをのみを抽出してからデータ解析を行う。このデータの抽出作業をベースラインカットと呼び、表 4.4 にその定義を示す。

表 4.4: ベースラインカット

ID	定義
1	Good Runs Lists
2	Jet Cleaning
3	Primary Vertex Requirements

4.2.1 Good Runs Lists

イベントの中でも検出器の状態に不具合があった場合など、全てのイベントが良質なデータであるとは限らない。そこで Data Quality Working Group の定める DQ Information を用いて使用すべきデータを振り分ける。その DQ Information の情報を取り出すためのツールが、run number と lumi-block がリスト化された Good Runs Lists (以下 GRL) と呼ばれるものである。自分の解析に応じて GRL も異なるため、解析をする上で自分の使用している GRL への理解は重要である。

GRL に登録されるには検出器 (内部飛跡検出器、LAr、TGC、etc..)・Atlas Global Monitoring (磁石、ルミノシティ計算、カロリメータ情報)・Trigger など、様々な検出器の状態が良好である事が要求される。それぞれの状態は DQ フラグという 100 種類以上のフラグの状態と判断され、各フラグの状態は red、yellow、green の三段階で表わされる。この DQ フラグの状態と GRL に登録するかどうか判断される。この GRL を通過したイベントのみを解析では使用する。

4.2.2 Jet Cleaning

解析するイベントの中にも宇宙線 (cosmic ray) が観測された場合や、検出器のノイズによってもジェットを誤認識してしまう事がある。このジェットによって \cancel{E}_T にも影響が伝播してしまう。

本解析ではニュートリノを構成する際に \cancel{E}_T の情報、ジェットの情報が非常に重要である (4.4章参照)。その為上記のようなイベントは解析に使用しない。なお、この Jet Cleaning は必要となる変数が MC では十分に再現されておらず、かつ、そのようなクオリティーのジェットは MC ではほとんど生成されていない為 MC では Jet Cleaning は行わない。

本解析では解析で使用しないジェット (Bad Jet) の定義を表 4.5 に定めた。表 4.5 内の変数名の項目を何れかでも満たした場合、そのジェットは Bad Jet と判断される。ここで Jet

表 4.5: Bad Jet の定義

原因	変数名	定義
ノイズ	HEC Spike	(Hecf>0.5 and HECQ >0.5) or negative E >60GeV
	EM Coherent Noise	EMf>0.95 and LArQ >0.8 and $ \eta < 2.8$
宇宙線その他	Non Collision &Cosmic Ray	$ t > 25\text{ns}$ or (EMf<0.05 and Cff<0.05 and $ \eta < 2$) (EMf<0.05 and $ \eta \geq 2$) or (FMax>0.09 and $ \eta < 2$)

Cleaning に用いられる変数を記す。

EMf

ハドロンカロリメーターと EM カロリメーターで測られたエネルギーの比。

fmax

一つのカロリメーターの層での最大のエネルギーの比

HecF

Jet の Energy の内、HEC で損失した割合。

LArQ

液体 Ar (LAr) で、4000 以上の Q-factor を持つセルの比率。LAr にパイルアップなどの効果で一つの層に大きなエネルギーデポジットがあった場合、期待される LAr の出力パルスの形が大きく乱れる事がある。そこで Q-factor は LAr で観測されたパルスの形 (a_i^{meas}) と、セルで Energy を再構成するために使われる予想されるパルスの形 (a_i^{pred}) で以下の様に計算される。

$$Q\text{-factor} = \sum_{samples} (a_i^{mess} - a_i^{pred})^2 \quad (4.2.1)$$

このズレが大きいと悪いジェットと認識される。

HECQ

LArQ と同様の計算を HEC だけで行ったもの。

Negative E

カロリメーターのノイズが多い場合はジェットの Energy が負になってしまうことがある。Negative E の値が閾値より大きな値を持っているイベントは使用しない。

4.2.3 Primary Vertex Requirements

衝突点であるバーテックスに対して課す条件。

バーテックスとは粒子の衝突や崩壊などの各反応点の事を指す。特に陽子内のパートン同士が衝突した反応点 (pile-up によるものも含む) を Primary Vertex と読み、その Primary Vertex で生成された粒子が、二次粒子へと崩壊した点を Secondary Vertex を呼ぶ。また、ルミノシティを上げて bunch の密度が高くなってくると event pile-up し、Primary Vertex の数も増える。Vertex を決定するには内部飛跡検出器内の飛跡情報をもとに再構成される。一般には内部飛跡検出器で再構成された情報を元に vertex を探し出し、内部飛跡検出器の軌跡とフィッティングを行う。Vertex の位置とエラー (covariance matrix) 計算し、最終的に Vertex の位置を確定する。本解析では Primary Vertex に対して軌跡が三本以上存在する事を要求している。

4.3 イベントセレクション

ベースラインセレクションを通過したイベントに対して、 $lvqq$ 解析特有のイベントセレクションをかける。これは重質量のヒッグス粒子が二つの WW ボソンに崩壊し、最終的に終状態の粒子が $lvqq+0jet$ 、または $lvqq+1jet$ 崩壊するキネマティクスを選んでいる。本解析では終状態の粒子のレプトンは電子とミュオンとの二種類存在するので、解析のイベントセレクションは4つのチャンネルに分かれている。本解析で用いるイベントセレクションの内容を表 4.6 に掲載する。また、各イベントカットの説明とともにカット前後の分布の比較も行う。

表 4.6: Event Selection

ID	定義
1	Trigger
2	Exactly one lepton(electron or muon)
3	Veto events with any additional robust Medium electron.
4	Trigger Matching
5	Number of Jets
6	First Lepton $p_T > 30\text{GeV}$
7	$\cancel{E}_T > 30\text{GeV}$
8	M_T of W Boson $> 20\text{GeV}$ (muon-channel only)
9	W _{qq} Mass Cut($71\text{GeV} < M_{qq} < 91\text{GeV}$)
10	first leading jet eta cut
11	second leading jet eta cut
12	b-jet veto

1. Trigger

解析で使用する Trigger は実データや MC、チャンネルやデータのピリオド毎に異なる。本解析で使った Trigger は表 4.7 の通り。

2. Exactly one lepton

本解析は $lvqq$ 解析なのでレプトンは一つだけ要求をする（電子、あるいはミュオンが1イベントに1つだけ）。

3. Veto events with any additional robust Medium elec

ここで robust Medium とは電子の定義の名称を指す。具体的には HCAL の Energy leakage や EM シャワーの shape が正しいか、などのカットを Electron にかけたあと、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の Fake を捨てる為のカット施し、更に内部飛跡検出器のヒット数も要求する。本解析で要求するレプトン以外に、robust Medium の定義を満たすイベントが存在するイベントは捨てる。

表 4.7: Trigger Selection

Data Type	Electron Channel	Muon Channel
Data(Before Period J)	EF_e20_medium	EF_mu18 EF_mu40_MSonly_barrel
Data(After Period J)	EF_e22_medium	EF_mu18_medium, EF_mu40_MSonly_barrel_medium
MC	EF_e20_medium	EF_mu18 EF_mu40_MSonly_barrel

4. Trigger Matching

例えば Electron Trigger が鳴っていたイベントであったとしても、それが他の粒子や検出器のノイズによって誤って鳴ってしまう事もあり得る。その為ここではその様な「偶然 Trigger がなってしまったイベント」を除くために、Cut2 で ID されたレプトンが Trigger を鳴らしているかどうかの判別を行っている。具体的にはオブジェクトの飛跡がトリガーを通過しているかどうかをプログラムで判別している。

5. Number of Jets

本解析で解析する物理プロセスは終状態の粒子が $lvqq$ あるいは、それに ISR や FSR が一本付随した形の $lvqq + 1jet$ の二種類である。その為要求するジェットの本数は 2 本または 3 本であり、このカットを要求する事で Multi-Jet イベントであるトップ粒子事象などを落としている。このカット前の Number of Jets の分布を図 4.5 に示す。シグナルの分布 (scale は 100 倍している) はジェットの本数は 2 本、または 3 本にピークを持っている。このカット Multi-jet イベントである QCD イベントやトップ粒子事象を落とし、SN 比を上げている。なお、この分布の QCD イベントは QCD の規格化を施す前の分布である (3.4.5 章参照)。

6. First Lepton $p_T > 30\text{GeV}$

W ボソンから崩壊するレプトンは非常に高い p_T を持っている為、QCD イベントなどから作られる比較的運動量の小さいレプトンはレプトンの p_T カットで落とす。このレプトン p_T 分布のカットの前後の図を図 4.6~図 4.7 に示す。

Electron Channel では低い p_T 領域において QCD イベントが非常に多い事が分かる。カットをかける事によって全バックグラウンドに対する QCD イベントの割合は大きく減少している。 $evqq+1jet$ チャンネル (下段) では $evqq+0jet$ チャンネル (上段) に対してイベント数はすくないものの、全バックグラウンドに対する相対的な QCD の割合は非常に多い。

Muon Channel では Electron Channel と比較して Fake が $p_T < 30\text{GeV}$ 以下に集中している事がわかる。 p_T カットで QCD イベントを効率よく落とせている事がわかる。なお、この分布のカット前 (左列) の QCD イベントは QCD の規格化を施す前の分布である (3.4.5 章参照)。

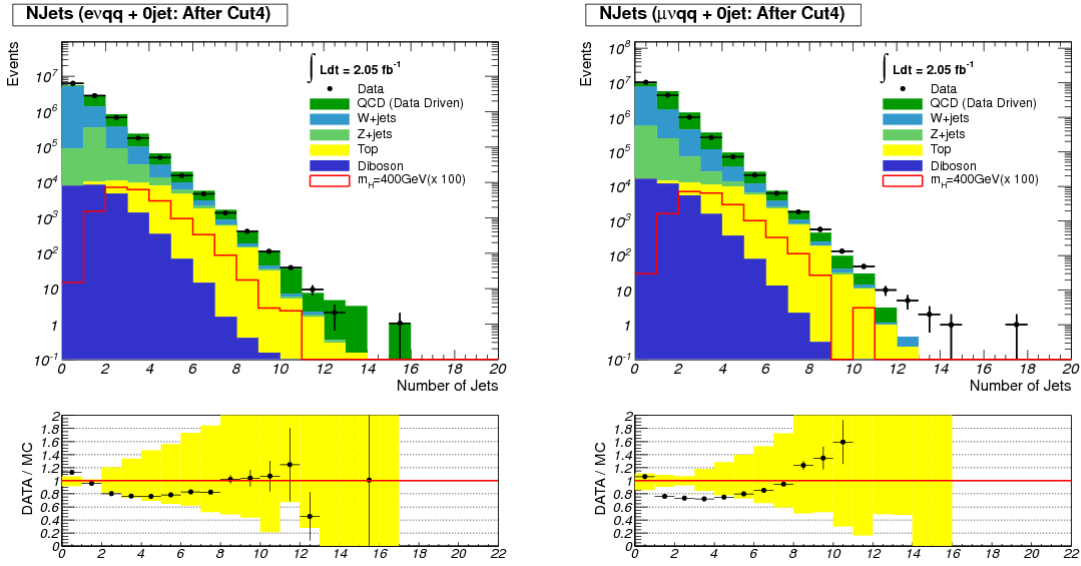


図 4.5: Number of Jets カット前の 1 イベント中のジェトの本数の分布。左:Electron Channel、右:Muon channel。緑色:QCD 事象 (QCD 規格化前)、青色:W+jets 事象、黄緑色:Z+jets 事象、黄色:トップ事象、紺色:Diboson 事象、赤色:シグナルイベント。黄色のバンドは MC サンプルの JES (4.9.4 章参照) の系統誤差の範囲を示している。

7. $\cancel{E}_T > 30\text{GeV}$

QCD イベントを落とす為のカットである。3.4.5 でも述べたが QCD 事象はヘビーフレーバーの粒子の寄与を除くと殆ど \cancel{E}_T を残さない事が特徴である。その為 \cancel{E}_T をかける事で QCD イベントを効率よく落とせる。このカットをかける前の \cancel{E}_T 分布に関しては図 4.13 を参照。

8. $M_T > 20\text{GeV}$ (Muon Channel only)

一つのレプトンと \cancel{E}_T 情報を用いて W ボソンを構成する (詳細については 4.4 章を参照)。W 事象の大きな特徴として、横質量 (M_T) 分布が W ボソンの質量を最大値とするヤコビアン分布を形成する事が上げられる。以下にその式を示す。

$$M_T = \sqrt{2p_T E_T (1 - \cos \phi)} \quad (4.3.1)$$

本解析のイベントセレクションではシグナルの抽出として M_T カットを用いている。このとき QCD イベントから構成された、ミュオンチャンネルの W の M_T 分布は相対的に低エネルギー側に M_T 分布が集中する為、このカットで QCD イベントを効率よく落とせる。このカット前の W ボソンの M_T 分布を図 4.8 に示す。

9. M_{qq} Cut

二つのジェットから構成されたものの質量が、W ボソンの質量 $\pm 10\text{GeV}$ 以内にある事を要求するカットで本解析でも厳しい条件のカットである。本解析では $lvqq+3jet$ のチャンネルでは、3本のジェットの内、最も W ボソンの質量 (80.4GeV) に近くなる二本のジェットを選択している。

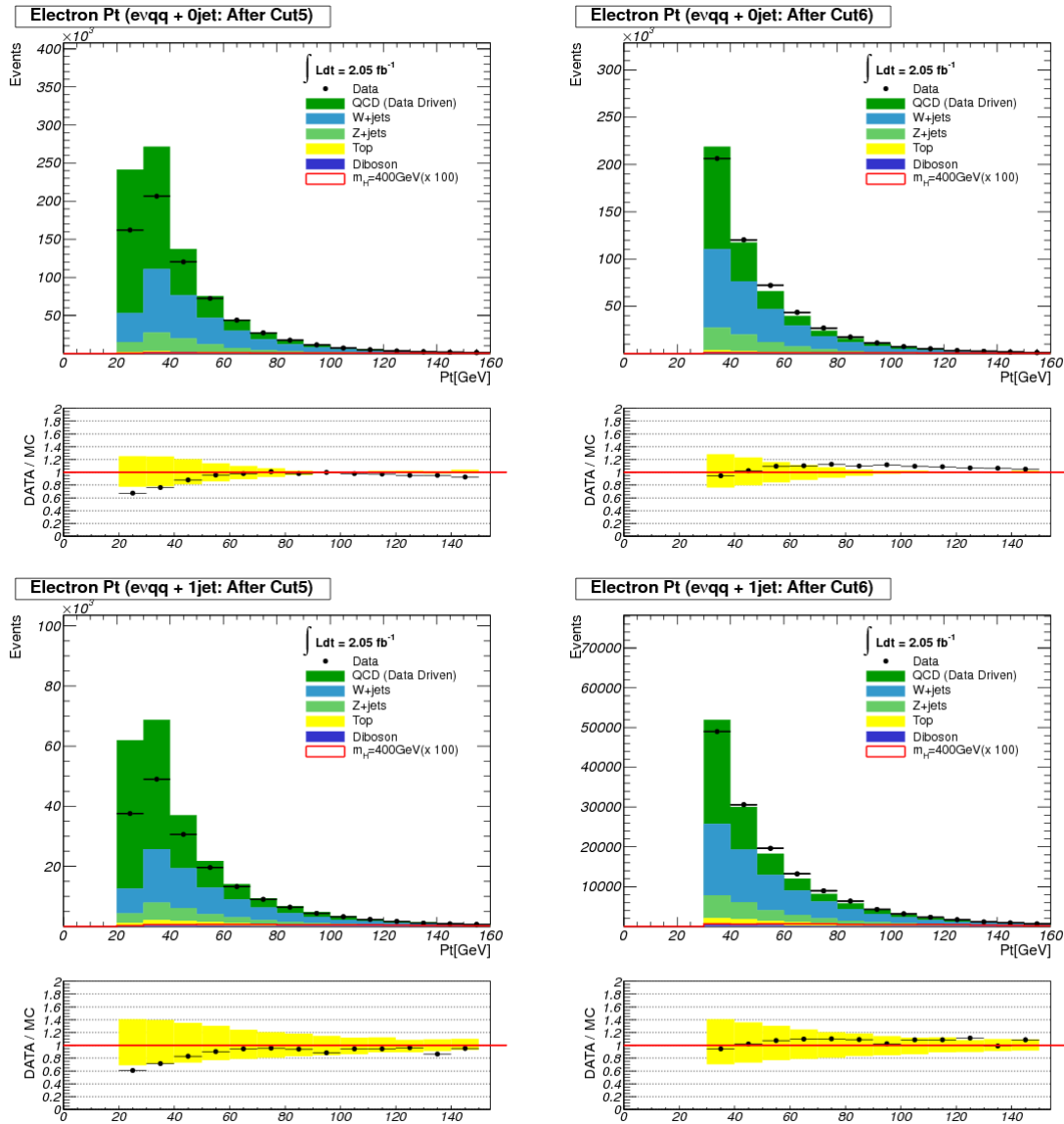


図 4.6: Electron p_T 分布 (Electron Channel:レプトン p_T カット前後)。左列は QCD イベントの規格化 (3.4.5 章参照) を施す前の分布であり、特に低エネルギーの領域で事象数が合っていない。しかし QCD イベントの規格化後 (右列) によって低エネルギー領域の分布は大きく修正された。上段: $evqq+0jet$ チャンネル。下段: $evqq+1jet$ チャンネル。左列: lepton p_T カット前。右列: lepton p_T カット後。左: Electron Channel、右: Muon channel。緑色: QCD 事象、青色: W+jets 事象、黄緑色: Z+jets 事象、黄色: トップ事象、紺色: Diboson 事象、赤色: シグナルイベント。黄色のバンドは MC サンプルの JES (4.9.4 章参照) の系統誤差の範囲を示している。

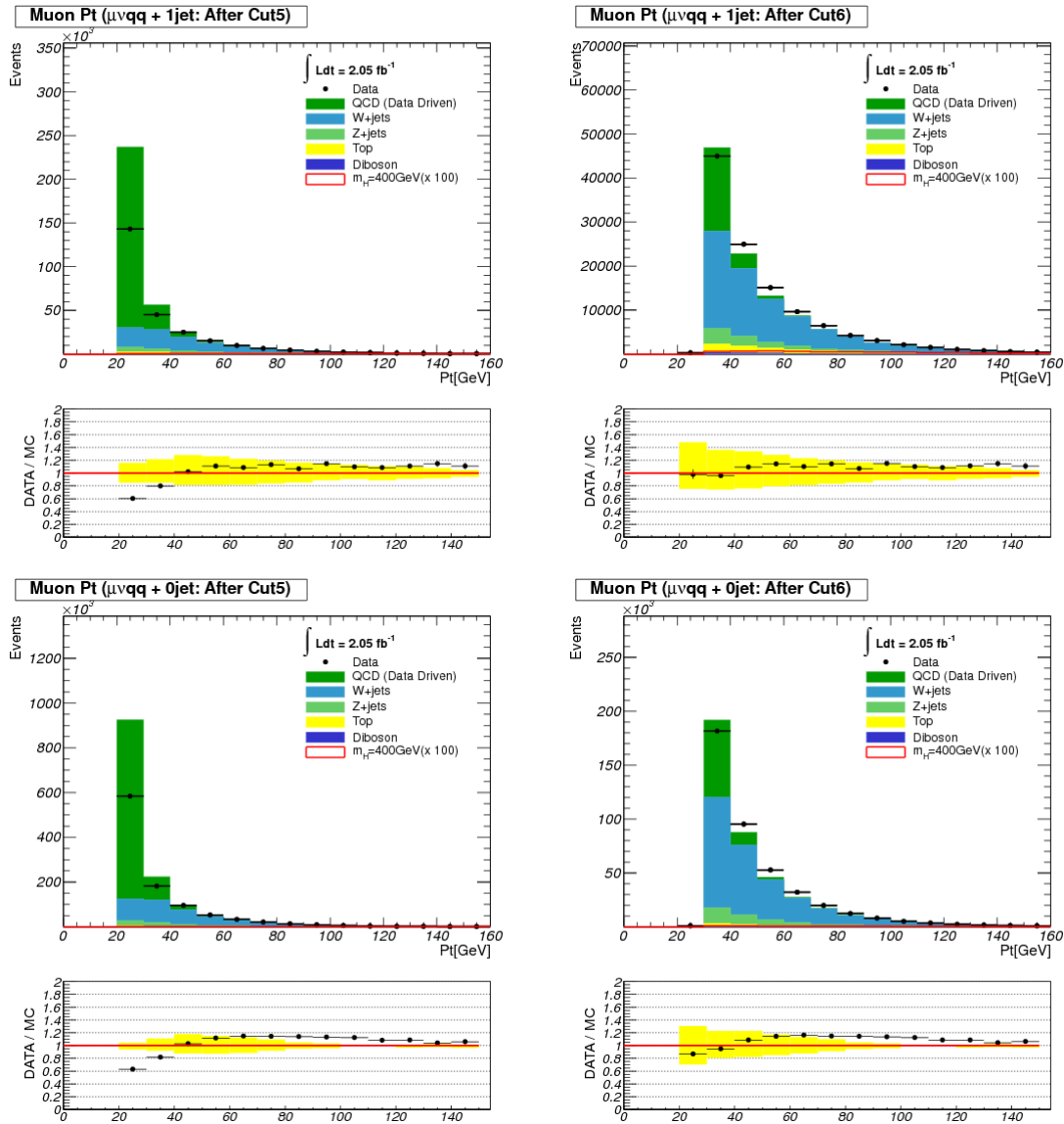


図 4.7: Muon p_T 分布 (Muon Channel:レプトン p_T カット前後)。左列は QCD イベントの規格化 (3.4.5 章参照) を施す前の分布であり、特に低エネルギーの領域で事象数が合っていない。しかし QCD イベントの規格化後 (右列) によって低エネルギー領域の分布は大きく修正された。上段: $\mu\nu qq + 0jet$ チャンネル。下段: $\mu\nu qq + 1jet$ チャンネル。左列: lepton p_T カット前。右列: lepton p_T カット後。緑色: QCD 事象、青色: W+jets 事象、黄緑色: Z+jets 事象、黄色: トップ事象、紺色: Diboson 事象、赤色: シグナルイベント。黄色のバンドは MC サンプルの JES (4.9.4 章参照) の系統誤差の範囲を示している。

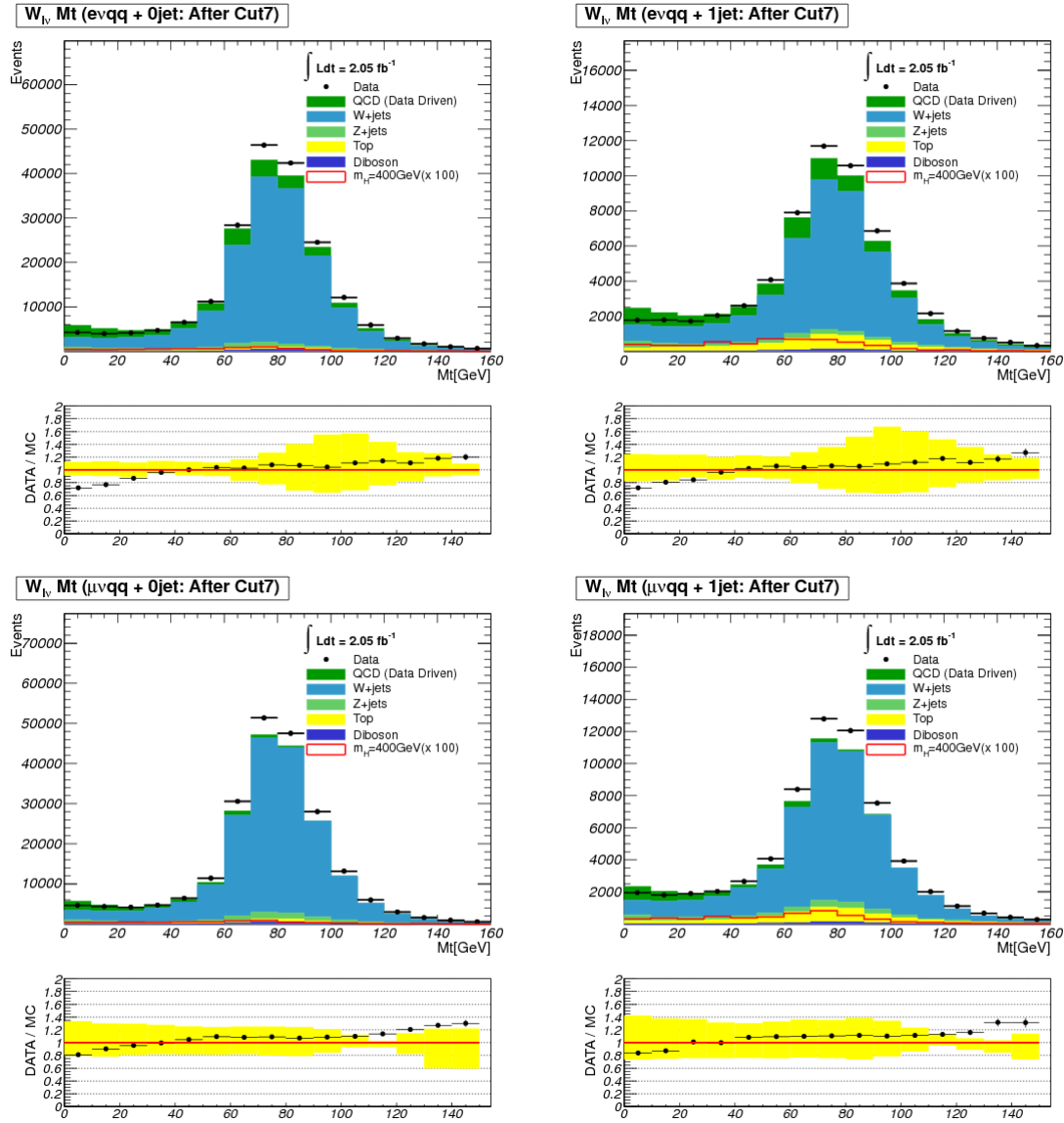


図 4.8: W ボソンの M_T 分布 (M_T カット前)。ミューオンチャンネルでは $M_T < 20\text{GeV}$ の領域に QCD 事象が多く、本解析では $M_T < 20\text{GeV}$ の領域にカットをかけている。いずれも系統誤差の範囲でよく一致を示している。上段: Electron Channel。下段: Muon Channel。左列: $lvqq+0\text{jet}$ チャンネル。右列: $lvqq+1\text{jet}$ チャンネル。緑色: QCD 事象、青色: W+jets 事象、黄緑色: Z+jets 事象、黄色: トップ事象、紺色: Diboson 事象、赤色: シグナルイベント。黄色のバンドは MC サンプルの JES (4.9.4 章参照) の系統誤差の範囲を示している。

このカット前の W_{qq} 分布を図 4.9 に示す。 $lvqq+0jet$ チャンネルでは 2jet をそのまま 4-vector で組んでいるだけなので、分布としてばらつきがある。一方、 $lvqq+1jet$ チャンネルでは 3本のジェットの中から、最も W ボソンの質量 (80.4GeV) に近いものを選んでいたので広がりが少ない。一方 $\mu\nuqq+1jet$ のチャンネルではデータと MC に若干の差が見られるが、これは系統誤差の範囲内で一致している。

10, 11. Jet η Cut

W ボソンから崩壊した 2本のジェットがそれぞれ $|\eta| < 2.8$ にある事を要求する⁷。

12. b-jet veto Cut

トップ粒子生成事象を落とす為のカットである。トップ粒子は弱い相互作用でより軽いフレーバーのボトムクォークへと崩壊する。ボトムクォークはハドロン化され b ジェットとなるが、b ジェットは弱い相互作用により b クォークから c クォークに崩壊しようとする ($|V_{cb}|^2 \gg |V_{ub}|^2$)。その際クォークの世代により崩壊に抑制がかかり、結果 b ジェットの寿命は観測できるほど長くなる。その為 b クォークが崩壊してできた Secondary Vertex は Primary Vertex からある一定以上の距離離れて観測される。この性質を利用して SV0 という変数 (Primary Vertex から Secondary Vertex の距離) の値を使って b-jet イベントを除去する事ができる。本解析では b-jet はジェットの SV0 が

$$SV0 > 5.85mm \tag{4.3.2}$$

のものを b-jet と定義し、b-jet を含むイベントを除いた。図 C.8 では SV0 カット前の Jet の SV0 の分布を示す。

⁷ $|\eta| < 2.8$ 領域の Antikt4 ジェットの Energy Scale (JES) はよく研究されている ($E_T > 25\text{GeV}$ に対して $\pm(4-8)\%$ 以内の不定性) [21]。

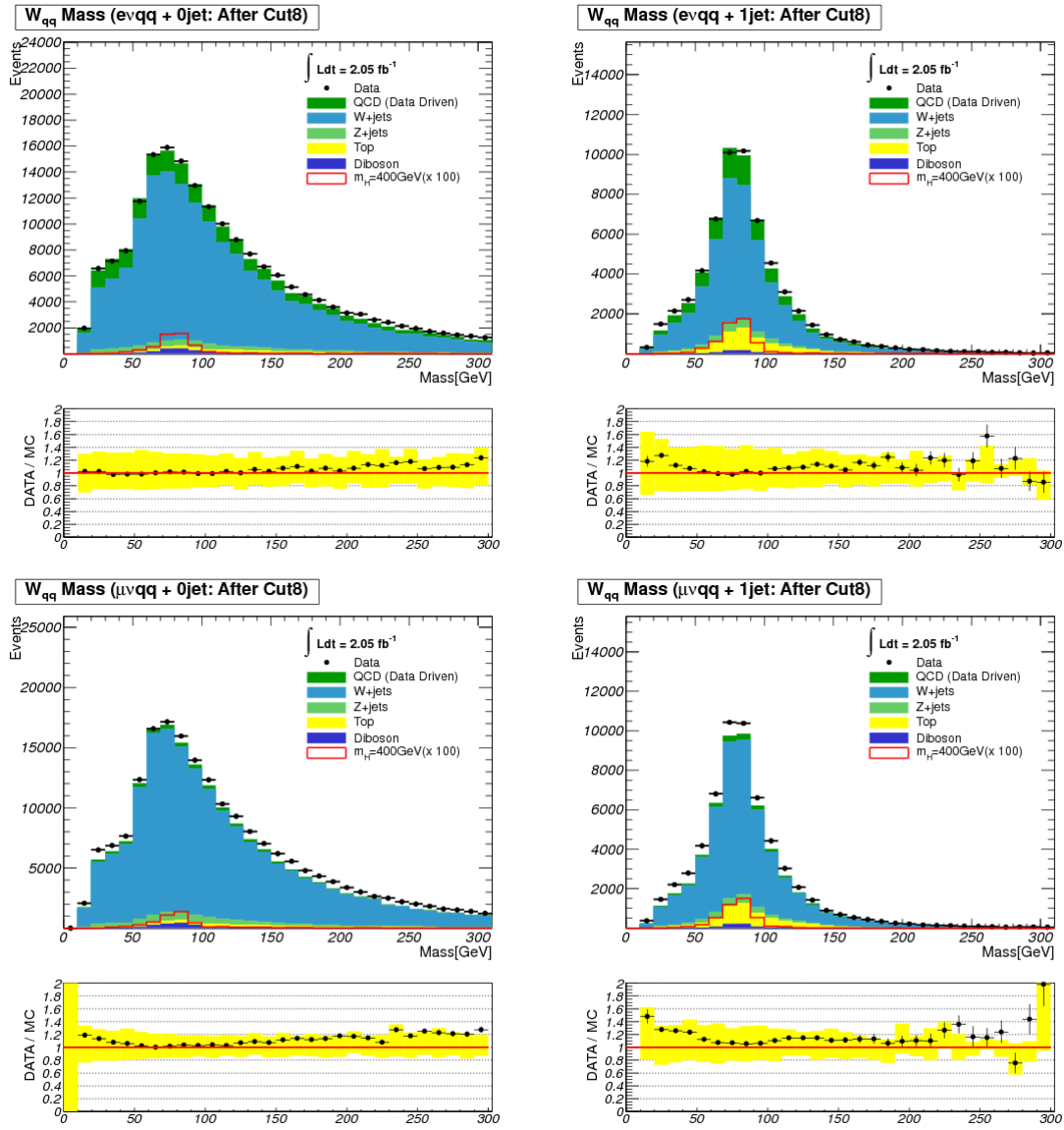


図 4.9: M_{qq} 分布。いずれも系統誤差の範囲でよく一致を示している。上段:Electron Channel。下段:Muon Channel。左列: $lvqq+0jet$ チャンネル。右列: $lvqq+1jet$ チャンネル。緑色:QCD 事象、青色:W+jets 事象、黄緑色:Z+jets 事象、黄色:トップ事象、紺色:Diboson 事象、赤色:シグナルイベント。黄色のバンドは MC サンプルの JES (4.9.4 章参照) の系統誤差の範囲を示している。

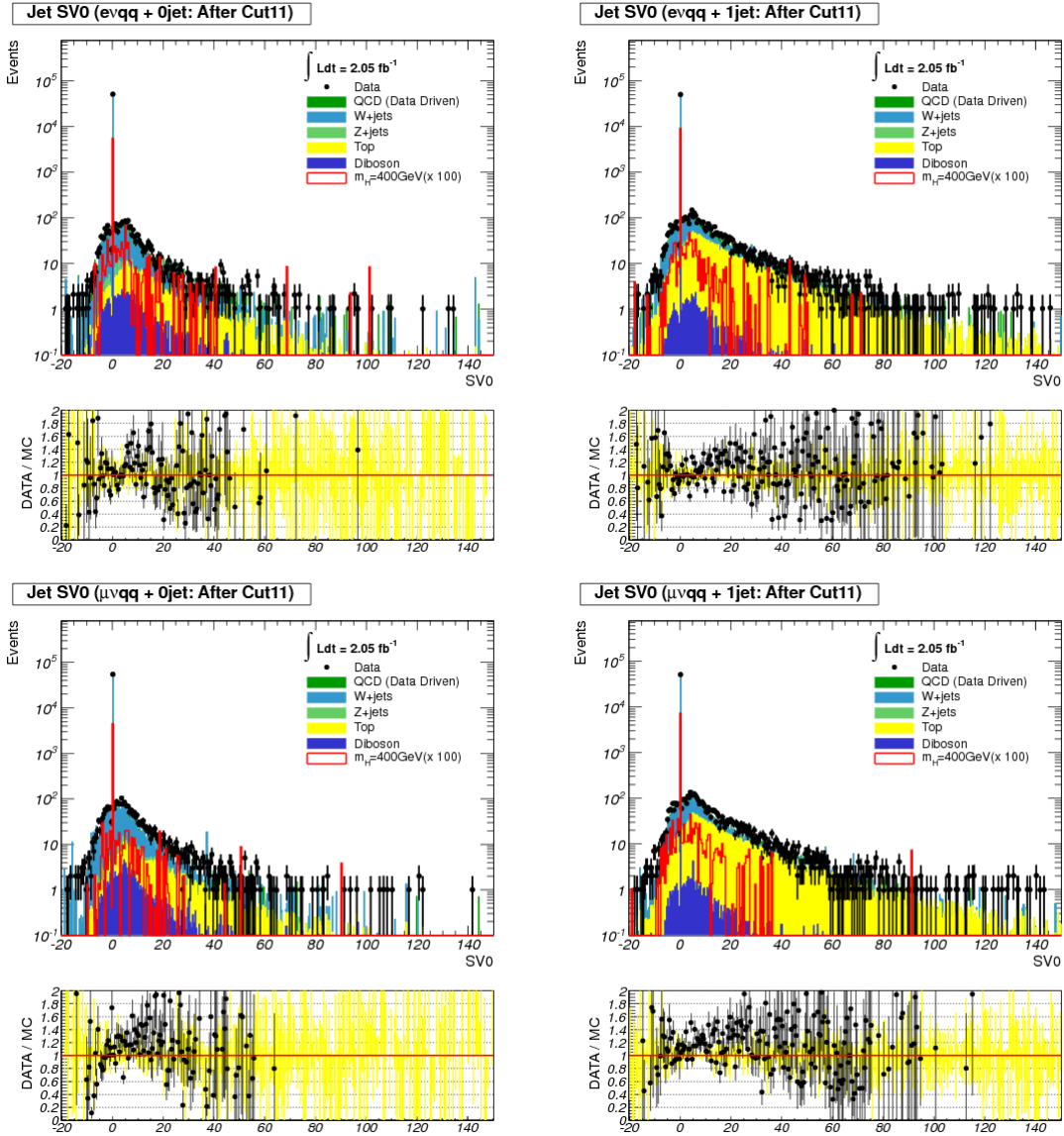


図 4.10: ジェットの SV0 分布。上段: Electron Channel。下段: Muon Channel。左列: $lvqq+0jet$ チャンネル。右列: $lvqq+1jet$ チャンネル。殆どのジェットは SV0 は 0-0.5mm に集中している。このカットでトップ事象はおよそ 30% に抑えられる。黄色のバンドは MC サンプルの JES (4.9.4 章参照) の系統誤差の範囲を示している。

4.4 ニュートリノの運動量の構成

本解析では最終的に終状態の粒子の情報全てを用いて、終状態の粒子の質量分布を構成する。そしてその質量分布を用いて最終的な結果を算出している。その為 $lvqq$ の質量分布を正しく構成する為に、ニュートリノの運動量を正確に見積もる事は非常に重要である。本解析の終状態にはニュートリノが一つしか含まれていない事を利用し、ニュートリノの運動量を見積もる事ができる。以下にその詳細を記す。

4.4.1 P_x, P_y について

横方向の運動量成分に関しては、 $lvqq$ のトポロジーではニュートリノが一つしか存在しない為、運動量損失 \cancel{E}_T をそのままニュートリノの運動量と仮定する。図 4.11 に \cancel{E}_T 分布と、MC のシグナルサンプルで作られた、シグナル事象から崩壊したニュートリノの p_T 分布の比較を示す。

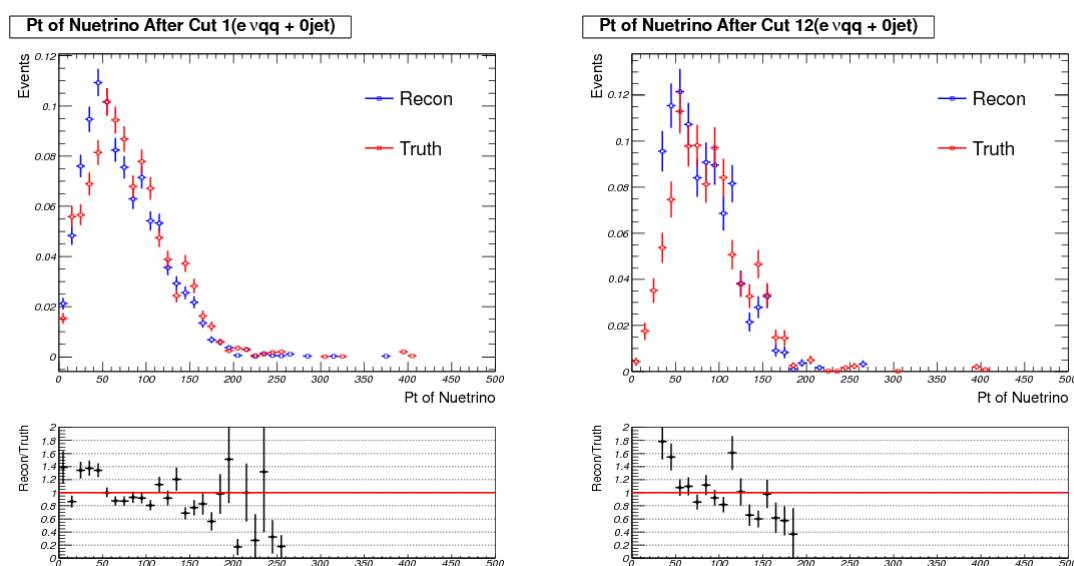


図 4.11: p_T 分布 (Truth) と \cancel{E}_T 分布: シグナルサンプル。左が Cut1 (トリガー) 直後と、右が Cut12 (最終カット通過後) の分布を表している。オブジェクト情報から再構成された \cancel{E}_T はシグナルサンプルのニュートリノの p_T 分布をうまく再現しているの事がわかる (分布の面積は 1 に規格化している)。

4.4.2 P_z について

P_z に関しては on-shell の W ボソン (質量 80.4GeV[7]) からニュートリノが崩壊してきたものと仮定し、その仮定に基づいたエネルギー・運動量保存則の方程式を解く事によって算出する。解くべき方程式は以下の方程式である。

$$E_\nu^2 = (p_{T\nu} + P_z^\nu)^2 \quad (4.4.1)$$

$$M_W^2 = (E^l + E^\nu)^2 - (p_T^l + p_T^\nu)^2 - (P_z^l + P_z^\nu)^2 \quad (4.4.2)$$

ここでは $M_W=80.4\text{GeV}$ である。

そして上 2 式の方程式の解は以下の様に記述できる。

$$P_z = \frac{(M_W^2 - M_l^2 + 2p_T^l \cdot \cancel{E}_T)P_z^l \pm \sqrt{D}}{2(E^{l2} - P_z^{l2})} \quad (4.4.3)$$

$$(4.4.4)$$

ここで判別式の部分は

$$D = E^{l2} \left\{ (M_W^2 - M_l^2 + 2p_T^l \cdot p_T^{\text{miss}})^2 - 4(\cancel{E}_T)^2(E^2 - P_z^l)^2 \right\} \quad (4.4.5)$$

と書ける。

この方程式は二次の方程式の為、実数解が存在した場合は解が二つ存在する。その為二つの解のうち、どちらの解を解析で用いるかを決定しなければならない。そこで二つの解を絶対値で比較し、絶対値の大きい方を $p_{z\text{Large}}$ 、絶対値の小さい方を $p_{z\text{Small}}$ と定義し、シグナル MC サンプルの値 (Ttuth) と近い方の解を採用する事にした。その結果を表 4.8 に示す。表 4.8 では各シグナルサンプルを用いて、ニュートリノの方程式を解いた結果を一覧表にし

表 4.8: ニュートリノの方程式の解について)

mass	300GeV	400GeV	500GeV	600GeV
全イベント	13557	14159	14201	13837
実数解	10224(75.4%)	10901(76.9%)	11219(79.0%)	10871(78.5%)
Small	5165(50.5%)	5846(53.6%)	6213(55.3%)	6053(55.6%)
Large	5059(49.4%)	5055(46.3%)	5006(44.6%)	4818(44.3%)
虚数解	3333(24.5%)	3258(23.0%)	2982(20.9%)	2966(21.4%)

た。先ず表の「全イベント」はイベントセレクションの Cut2 (Exactly One Lepton) を満たしたイベント数であり、このイベント数の数だけ方程式を解いている。そして方程式の数の内、解が「実数解」であったものと「虚数解」であったものに分けて表示している。括弧内のパーセンテージは全イベント数に対する割合を表している。一方、方程式の解が実数解であった場合、解の方程式より解は二種類存在する。その内、 $p_{z\text{Small}}$ が Truth に近かったイベント数を Small、 $p_{z\text{Large}}$ が Truth に近かったイベント数を Large と表記している。括弧内の数字は実数解であったイベント数に対する割合を示している。なお、これらのイベント数は全ての解析チャンネルの合計であり、イベント数は Luminosity で規格化等は行っていない。この表を見ると方程式を解いた内、わずかに $p_{z\text{Small}}$ の方が Truth に近い値を示している事が分かる。また方程式を解いても 2 割強は虚数解となる。本方程式を解いた時、虚数

解になってしまう原因の可能性としては W ボソンの質量が On-shell (80.4GeV) と仮定している為と考える事が出来る。

また、方程式が虚数解であった場合、その虚数解の次数部分を p_{zReal} とし、この p_{zReal} と Truth の値の比較を試みた。これら三種類の P_z (p_{zLarge} 、 p_{zSmall} 、 p_{zReal}) と Truth の分布の比較を 4.12 に示す。

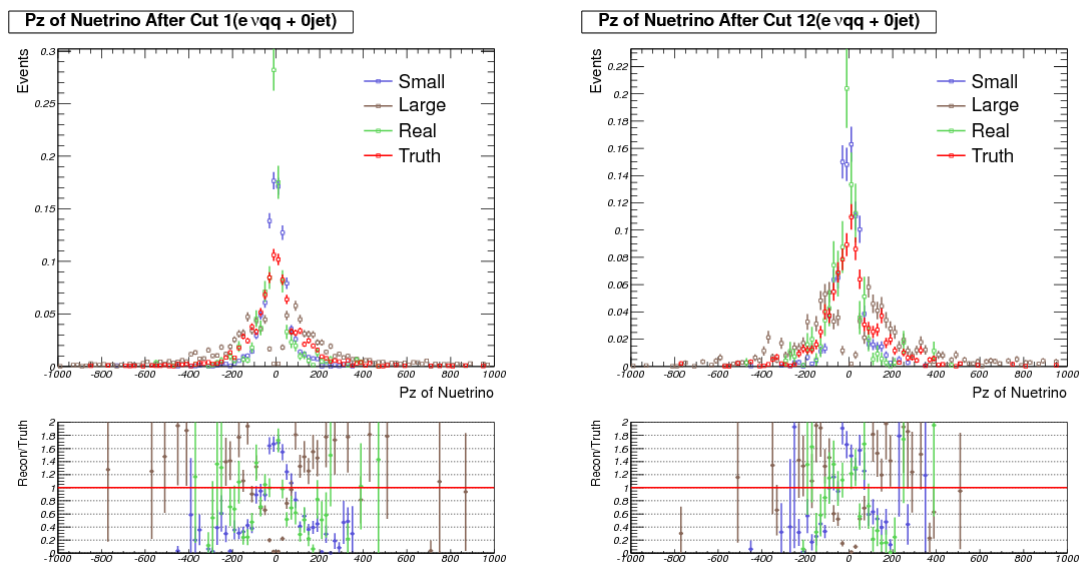


図 4.12: 再構成したニュートリノの P_z 分布と MC の P_z 分布 (Truth)。再構成した P_z は解の方程式が解けた場合は p_{zLarge} と p_{zSmall} が作られ、解が虚数解であった場合は解の実部部分 p_{zReal} を用いる。 p_{zLarge} は高エネルギーを中心に小さなピークを作っている。(分布の面積は 1 に規格化している)。

この結果 p_{zReal} は Truth に近い値を示している事から、方程式の解が虚数解であった場合には p_{zReal} をニュートリノの運動量として用いる事とした。

4.5 QCD 事象の見積もり

QCD 事象は生成事象の多さから、モンテカルロシミュレーションの生成は限度があり、統計の精度において不定性が大きい。

そこで本解析では QCD に関しては、実際のデータの中から QCD イベントをエンハンスするイベントを抽出し、それを QCD イベントとして見積もる、Data-Driven という手法で見積もった。以下にその方法の詳細を示す。

4.5.1 QCD イベントの定義

通常はレプトンの周囲にジェット等の他のオブジェクトがないものを解析で使用する。これは QCD 事象などで発生したレプトンは近傍にジェットなどの粒子が存在する事からこの条件を課しており、この条件を「アイソレーション (Isolation)」と呼ぶ。具体的にはレプトンの周りの距離 $\Delta R (= \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2})$ 以内にレプトン以外のオブジェクトのエネルギーが存在するかで判断している。この ΔR の距離はオブジェクト毎によって定義が異なり、本解析では表 4.9 によってアイソレーションを定義している。

表 4.9: レプトンのアイソレーションの定義

Object	Definiton
Electron	$E_{T\text{cone}30} < 4\text{GeV}$
Muon	$p_{T\text{cone}20}/p_T < 0.10$

そこで今回は QCD イベントを実データから抽出する為に、普段解析で使用している Isolation の条件を逆にした「アンチ-アイソレーション」の定義を使用する。即ち表 4.10 の条件を通過したものを QCD イベントと定義する。

表 4.10: アンチ-アイソレーションの定義

Object	Definiton
Electron	$E_{T\text{cone}30} > 4\text{GeV}$
Muon	$p_{T\text{cone}20}/p_T > 0.10$

4.5.2 QCD イベントのコントロール領域

QCD イベントでは反応のダイアグラムにはニュートリノを伴わない為に基本的に \cancel{E}_T は存在しない⁸。よって QCD イベントが主な領域は \cancel{E}_T が小さい領域である。そこで QCD イベントのコントロール領域を表 4.11 の様に定義する。

⁸ヘビーフレーバー粒子の崩壊によってニュートリノを放出しわずかに \cancel{E}_T が生じる。

表 4.11: QCD イベントのコントロール領域

QCD のコントロール領域
$\cancel{E}_T < 30\text{GeV}$

4.5.3 QCD イベントの見積もり方

本解析のメインバックグラウンドは、W/Z イベント、トップイベント、Diboson イベント、そして QCD バックグラウンドである。そこで本解析では QCD のデータ量を以下の様に見積もる。

$$N_{\text{QCD}} = N_{\text{Data}} - N_{\text{W/Z}} - N_{\text{Top}} - N_{\text{Diboson}} \quad (4.5.1)$$

規格化の際には表 4.11 で定義したコントロールリージョンの \cancel{E}_T 分布で行う。先ほど見積もったアンチ-アイソレーションの QCD イベントの \cancel{E}_T 分布が、4.5.1 で計算された \cancel{E}_T 分布の面積に等しくなる様に規格化をする。規格化をするタイミングはイベントセレクションの \cancel{E}_T カット (Cut7) をかける直前で規格化定数を決め、それ以降のカットにはこの規格化定数を用いる。即ちスケールファクターは式 (4.5.1) で見積もった QCD のイベント数 N_{QCD} を用いて

$$\text{ScaleFactor} = \frac{N_{\text{QCD}}(\cancel{E}_T < 30\text{GeV})}{N_{\text{antiiso}}(\cancel{E}_T < 30\text{GeV})} \quad (4.5.2)$$

の式で決定する。その様子を図 4.13 に示す。

4.5.4 結果

最終的に見積もられた QCD イベントの規格化定数と、 $\cancel{E}_T > 30\text{GeV}$ 以上 (シグナル領域) において全 BG に対して QCD イベントが占める割合を表 4.12 にまとめる。

表 4.12: QCD イベントの割合 (w.r.t All BG) とスケールファクター

チャンネル	QCD イベント (%)	Scale Factor
$e\nu qq+0\text{jet}$	13.6 %	0.67
$e\nu qq+1\text{jet}$	16.1 %	0.61
$\mu\nu qq+0\text{jet}$	4.5 %	0.70
$\mu\nu qq+1\text{jet}$	5.8 %	0.67

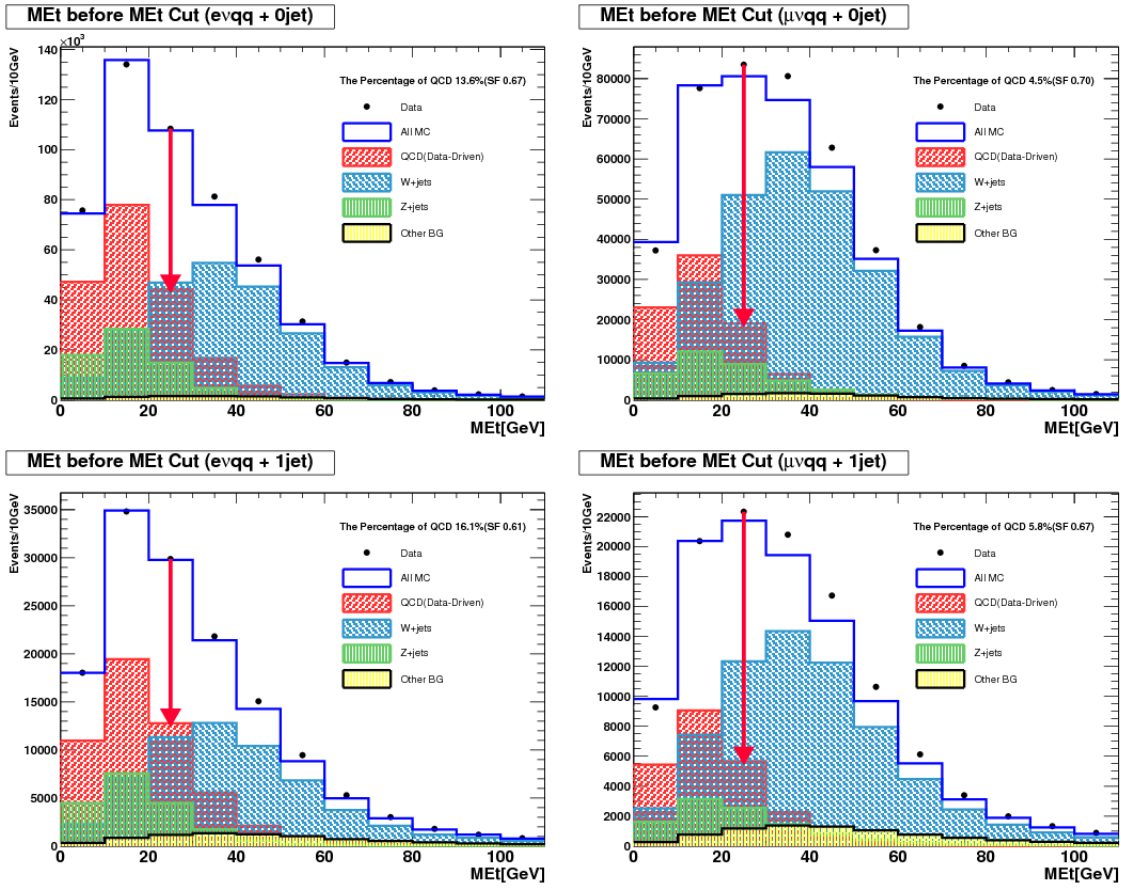


図 4.13: QCD 規格化後の E_T 分布。赤が規格化された QCD 事象の E_T 分布で、赤の矢印が $E_T=30\text{GeV}$ の領域を指している。上段: Electron Channel。下段: Muon Channel。左列: $lvqq+0\text{jet}$ チャンネル。右列: $lvqq+1\text{jet}$ チャンネル。水色: W+jets 事象。緑色: Z+jets 事象。黄色: その他の BG。

4.6 実データとMCの比較

MCの結果を信頼して議論を進めている以上、MCの実データの再現性の確認は重要である。本解析でもMCのデータを元にニュートリノの運動量の見積もり方の議論や、QCDイベントの再現性の確認の議論の為にMCを使用している。そこで実データとMCの比較をカットフローと主要変数の分布の比較をここでは行う。

4.6.1 カットフロー

最終的にイベントカットを全て通過したイベント数を各チャンネル毎に表4.13に示す。いずれのチャンネルでも解析結果はデータとモンテカルロで無矛盾に一致する事が確認できた。また、イベントセレクションの各カット毎のイベント数の詳細なカットフローに関しては付録Bに示した。

表 4.13: イベントセレクションカットフロー (ルミノシティ 2.05fb^{-1})。誤差は統計誤差のみ。

Channel	$e\nu\text{qq}+0\text{jet}$	$e\nu\text{qq}+1\text{jet}$	$\mu\nu\text{qq}+0\text{jet}$	$\mu\nu\text{qq}+1\text{jet}$	Total
W+jet	$(2.1\pm 0.0)\times 10^4$	$(1.2\pm 0.0)\times 10^4$	$(2.4\pm 0.0)\times 10^4$	$(1.3\pm 0.0)\times 10^4$	$(7.0\pm 0.0)\times 10^4$
Z+jet	742 ± 17	750 ± 18	$(1.2\pm 0.0)\times 10^3$	736 ± 15	$(3.4\pm 0.0)\times 10^3$
QCD	$(2.6\pm 0.0)\times 10^3$	$(2.3\pm 0.0)\times 10^3$	508 ± 19	458 ± 17	$(5.9\pm 0.0)\times 10^3$
Top	233 ± 3	804 ± 4	222 ± 3	753 ± 4	$(2.0\pm 0.0)\times 10^3$
Diboson	634 ± 9	284 ± 4	681 ± 9	332 ± 7	$(1.9\pm 0.0)\times 10^3$
All MC	$(2.5\pm 0.0)\times 10^4$	$(1.6\pm 0.0)\times 10^4$	$(2.7\pm 0.0)\times 10^4$	$(1.6\pm 0.0)\times 10^4$	$(8.4\pm 0.0)\times 10^4$
Data	25400	15773	27325	16229	84727
DATA/MC	1.01	0.98	1.01	1.04	1.02
Signal($m_H=400\text{GeV}$)	28 ± 1	29 ± 1	22 ± 1	23 ± 1	102 ± 1

4.6.2 主要変数の分布の比較

本解析で主要な変数の分布の比較も行った。分布は全てイベントセレクションを通過したあとの分布で比較を行い、こちらの分布は全て付録Cに掲載した。このとき、モンテカルロサンプルの系統誤差はJet Energy Scale (4.9.4章参照)を考慮に入れ、その他の系統誤差に関しては無視できるものとした。いずれの結果も系統誤差の範囲内でデータとMCサンプルの結果が一致する事を確認できた。

4.6.3 実データとMCの比較のまとめ

カットフロー、解析の主要な分布はいずれもMCの系統誤差の範囲内で、データと一致する事が確かめられた。

4.7 シグナルの算出方法

本解析ではヒッグス探索の為に以下の様な手順で解析する。

1. 前述の様にニュートリノの運動量を構成し、 $lvqq$ の質量分布を再構成する。
2. $lvqq$ の質量分布をヒッグスの質量領域を外してフィッティングを行う。
3. フィッティングで見積もられた関数に従うヒストグラムを作成し、その分布とシグナルのモンテカルロサンプルを用いて、標準理論のヒッグスの断面積を最尤法にて算出する。

この為、本解析ではフィッティングに使用する関数の選定やフィッティングによる不定性の議論が不可欠である。そこで次章以降ではこれらの点に関して議論を行う。

4.8 フィットの関数形の決定

まずは $lvqq$ の質量分布をフィットする関数形を確認しなければならない。しかしこのとき注意すべき点は、分布を関数でフィッティングする目的はあくまでもバックグラウンドの分布の形を見積もる事であるから、フィッティングで使用する関数形を決める際にも、フィットをテストする分布はバックグラウンドだけで構成された分布でなければならない。そこで本解析ではバックグラウンドのみの $lvqq$ 質量分布（コントロール領域でカットをかけた解析で作成した）を作成し、フィッティングによるテストをこの分布を用いて行った。

4.8.1 コントロール領域での M_{lvqq} の分布の確認（MC サンプル）

本解析の BG は $W+jet$ 事象である。そこでコントロール領域の M_{lvqq} 分布を作成する際には、本解析のカットフローのカット 9 を $M_{qq} \neq M_W$ に選ぶ事によって BG のみの M_{lvqq} 分布を作成した。具体的なコントロール領域を表 4.14 に示す。このそれぞれのカットをかける

表 4.14: M_{qq} のコントロール領域

	コントロール領域
Cut9-1	$61\text{GeV} < M_{qq} < 71\text{GeV}$
Cut9-2	$91\text{GeV} < M_{qq} < 101\text{GeV}$

際には、3jet イベントに関しては本来 W の質量に近い二本のジェットが選ばれるが、Cut9-1 では 3jet の構成する質量が 65GeV に近いものを選び、Cut9-2 では 3jet の構成する質量が 95GeV に近いものを選ぶ方法に変更している。この様なカットを使用して得られた $lvqq$ の質量分布（コントロール領域）と、本来のカットを使用して得られた $lvqq$ の質量分布（シグナル領域）の比較を図 4.14 に掲載する。これらの分布は全てモンテカルロサンプル（QCD は Data-Driven）を用いている。図 4.14 を見れば、コントロール領域での M_{lvqq} の分布はどのチャンネルとしても傾向が同じであり、且つ元々のシグナル領域で（黒線で表されるヒ

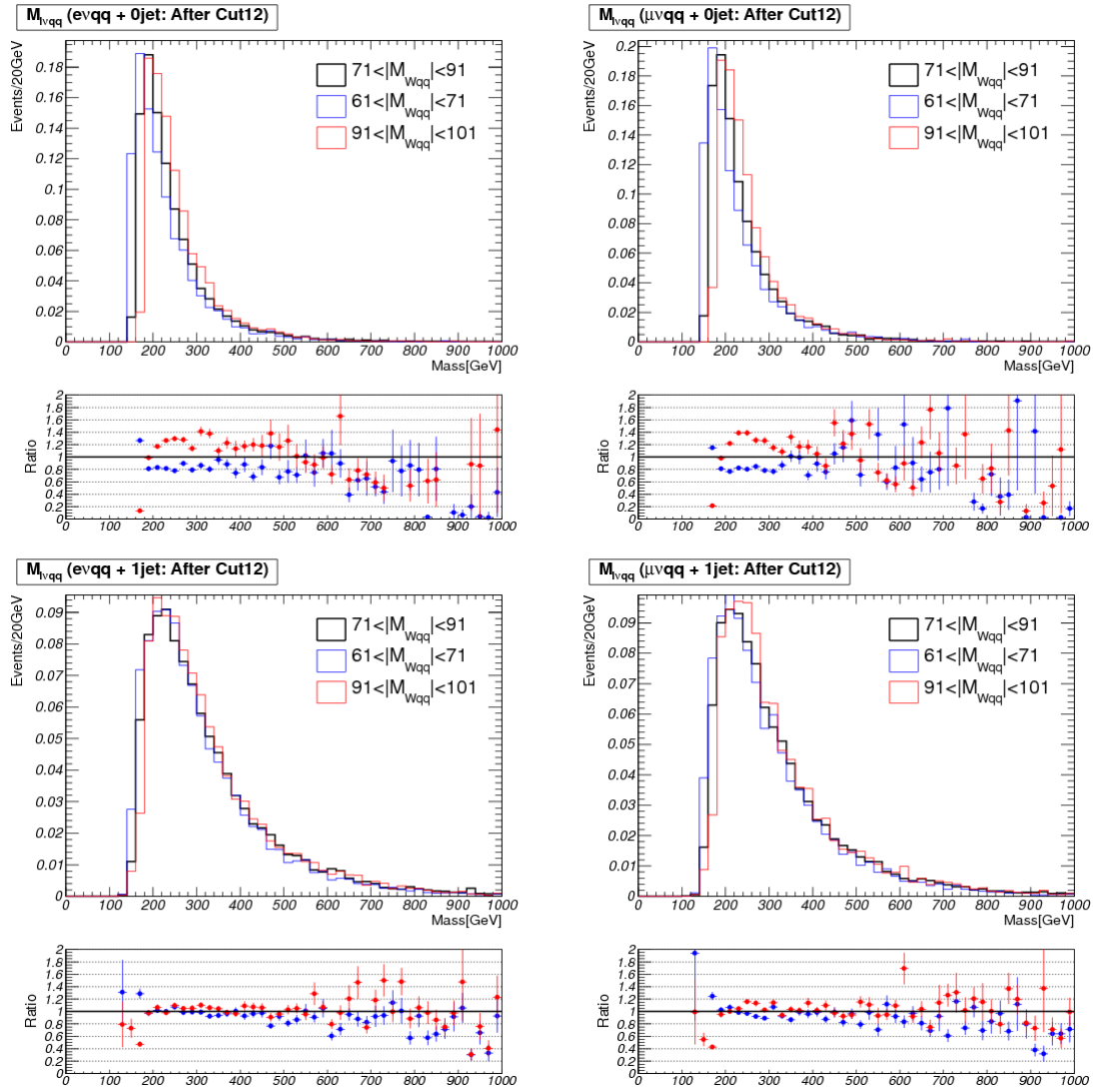


図 4.14: M_{lvqq} 分布 (コントロール領域)。青のヒストグラムが表 4.14 の Cut 9-1 を用いて作成した M_{lvqq} 分布。赤のヒストグラムが表 4.14 の Cut 9-2 を用いて作成した M_{lvqq} 分布。黒のヒストグラムはシグナル領域の Cut9 を用いて作成 M_{lvqq} 分布。上段: $lvqq+0jet$ チャンネル。下段: $lvqq+1jet$ チャンネル。左列: Electron Channel。右列: Muon Channel。いずれもチャンネルも、青、赤、黒の分布の傾向は等しい事が確認できる。

ストグラム)との傾きもほぼ等しい。よってこのコントロール領域で作られる $M_{l\nu qq}$ 分布はフィッティングの関数をテストする際に有効であるとし、次章で実データを用いてでフィッティングの関数のテストを行う。

4.8.2 シグナル領域での $M_{l\nu qq}$ の分布の確認 (MC サンプル)

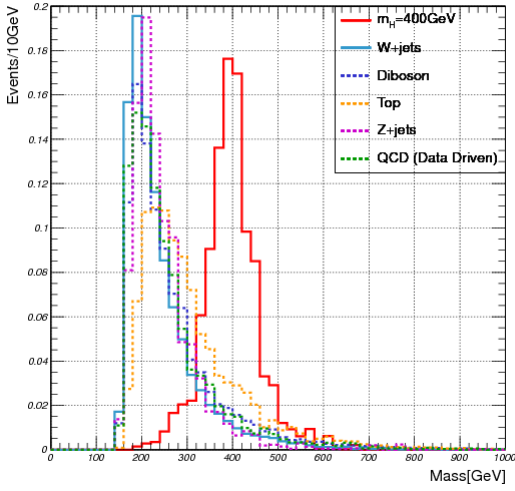
実データを用いて、コントロール領域での $M_{l\nu qq}$ 分布のフィッティングを試みる。本来粒子の崩壊はブライト・ウィグナーの共鳴公式 (1.2.1) に従っており、その質量分布がローレンツィアンである事は既に述べた。しかし今回フィッティングする質量分布はその殆どがバックグラウンドで構成されたものであり、そのバックグラウンドの分布はヒッグスの崩壊によるものではないから、当然ローレンツィアンの関数に従うものではない。これらの分布はカットのキネマティクスによって大きく影響を受けている。そこで各サンプル毎 (W、Z、QCD、Top、Diboson) の $M_{l\nu qq}$ 分布の比較を行う。図 4.15 に各サンプルの $M_{l\nu qq}$ 分布 (シグナル領域) を載せる (分布の面積はそれぞれ大きさ 1 に規格化している)。図 4.15 をみると殆どの分布は同様の傾向を示した分布となっているが、トップ粒子のイベントに関して $l\nu qq + 1\text{jets}$ のチャンネルの $M_{l\nu qq}$ ピークは 300GeV にある。図 4.16 にその詳細と、本解析で最も大きい系統誤差である Jet Energy Scale (JES) の不定性によって変化した $M_{l\nu qq}$ 分布を示す。この $l\nu qq + 1\text{jet}$ のチャンネルではどちらも 300GeV 付近にピークが存在する。特に $e\nu qq$ チャンネルではピークは丁度 300GeV に存在している。表 4.15 に具体的なピークの値を示す。本解析ではシグナル領域を除いてフィッティングを行いバックグラウンドを見積もり、見

表 4.15: トップサンプルの $M_{l\nu qq}$ 分布のピーク位置

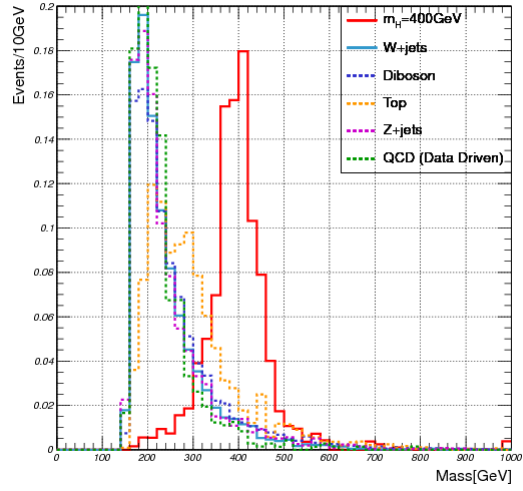
チャンネル	No JES	+1 σ JES	-1 σ JES
$e\nu qq + 0\text{jet}$	240GeV	260GeV	240GeV
$e\nu qq + 1\text{jet}$	300GeV	300GeV	280GeV
$\mu\nu qq + 0\text{jet}$	240GeV	240GeV	240GeV
$\mu\nu qq + 1\text{jet}$	280GeV	280GeV	280GeV

積もったバックグラウンドからシグナル量算出を行う。トップのサンプルは $l\nu qq + 1\text{jet}$ チャンネルでは全バックグラウンドのおよそ 5%程しか寄与しないが、これはシグナルの量よりは明らかに多く、300GeV 付近では誤って Top イベントのピークを探してしまう事になりかねない。そこで本解析のフィッティングでは 300GeV の探索に関しては $l\nu qq + 1\text{jet}$ チャンネルは用いない事とする。このトップサンプルの $M_{l\nu qq}$ 分布のピーク位置は、JES による不定性でも 300GeV 以上には変化しない事が確認できた。そこで質量 320GeV 以上のヒッグス粒子に関しては全チャンネルを用いて探索を行う。

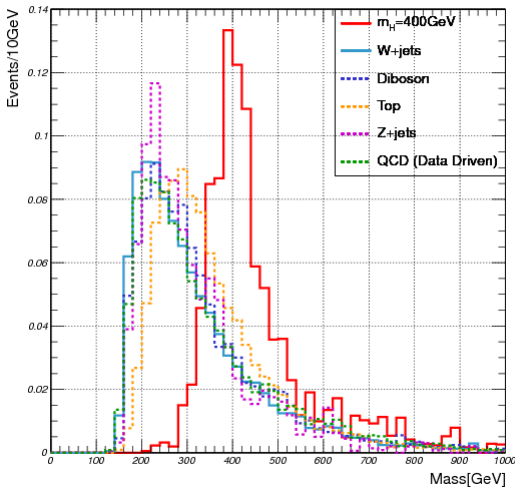
M_{lvqq} (evqq + 0jet: After Cut12)



M_{lvqq} ($\mu\nu$ qq + 0jet: After Cut12)



M_{lvqq} (evqq + 1jet: After Cut12)



M_{lvqq} ($\mu\nu$ qq + 1jet: After Cut12)

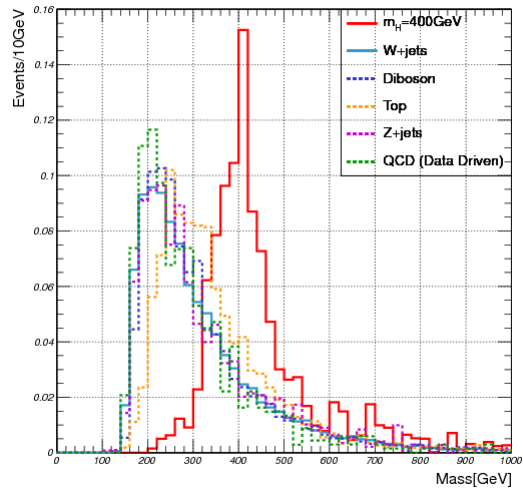


図 4.15: 各 MC サンプルの M_{lvqq} 分布 (シグナル領域)。分布の形状の比較の為にここでは各サンプルの面積は 1 に規格化している。基本的にどのサンプルも同傾向であるが、Top サンプルに関しては $M_{lvqq} \simeq 300\text{GeV}$ 付近にピークが存在する (図 4.16、表 4.15 に更なる詳細を示す)。上段: $lvqq+0\text{jet}$ チャンネル。下段: $lvqq+1\text{jet}$ チャンネル。左列: Electron Channel。右列: Muon Channel。

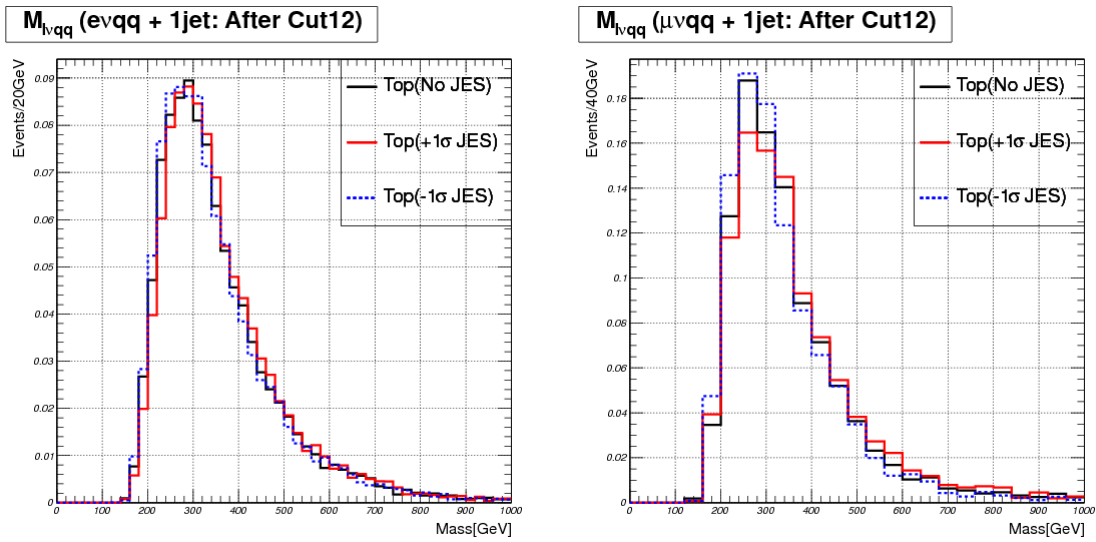


図 4.16: トップサンプルの $M_{l\nu qq}$ 分布 ($l\nu qq+1jet$ チャンネル)。左: Electron Channel。右: Muon Channel。どちらも 300GeV 付近にピークがある事が確認できる。このピークは解析の BG Estimation の際にシグナルと誤って検出される可能性がある。このピークを JES の系統誤差で変化させてみたが、その位置は大きくは変化しなかった。そこで本解析では $l\nu qq+1jet$ チャンネルを用いて、 $M_H=300\text{GeV}$ の探索を行わない。 $M_{l\nu qq}$ from Top in SR ($\mu\nu qq + 1jet$)

4.8.3 コントロール領域での $M_{l\nu qq}$ の分布のフィッティング (実データ)

実際にコントロール領域での $M_{l\nu qq}$ 分布をフィッティングし、フィッティングに使用する関数形のチェックを行う。殆どのバックグラウンドは W/Z+QCD サンプルである事と、その分布は指数関数でフィッティングできることから、指数関数を含んだ関数を用いてフィッティングのテストを行った。実際にテストとして使用した関数は以下の三種類である。

$$A \exp(Bx) \tag{4.8.1}$$

$$A \exp(Bx) + C \exp(Dx) \tag{4.8.2}$$

$$A \exp(Bx) + C \exp(Dx) + E \exp(Fx) \tag{4.8.3}$$

それぞれ single exponential、double exponential、triple exponential として分布のフィッティングを行った。各チャンネルごとのフィッティングの範囲は表 4.16 に定める。

表 4.16: $M_{l\nu qq}$ 分布のフィッティング範囲

チャンネル	フィット範囲
$l\nu qq+0jet$	$200GeV < \text{Fitting Region} < 1TeV$
$l\nu qq+1jet$	$260GeV < \text{Fitting Region} < 1TeV$

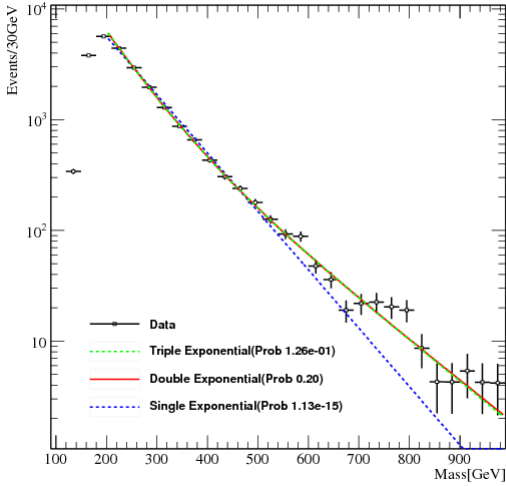
以上のフィッティング結果を図 4.17 に示す。何れのチャンネルにおいても double exponential を用いた場合でフィットの結果が良くなった。その結果を表 4.17 に示す。

表 4.17: チャンネルごとのフィッティング結果 (確率)

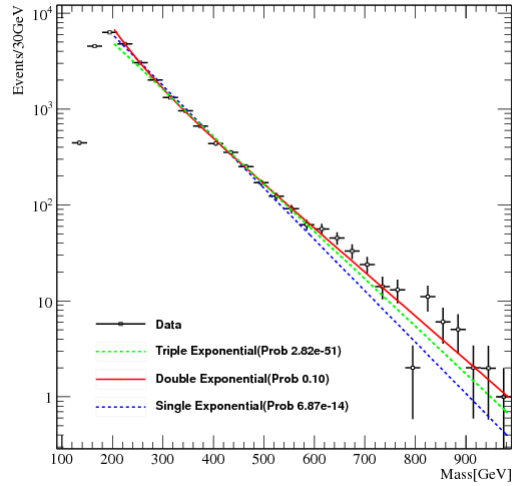
チャンネル	single	double	triple
$e\nu qq+0jet$	$2.82E^{-49} \%$	20 %	12.6 %
$e\nu qq+1jet$	0.973 %	11 %	8.16 %
$\mu\nu qq+0jet$	$1.15E^{-13} \%$	10 %	$6.87E^{-12} \%$
$\mu\nu qq+1jet$	5.97 %	77 %	72.1 %

以上の結果から、本解析でフィッティングで用いる関数は何れも double exponential を用いた。

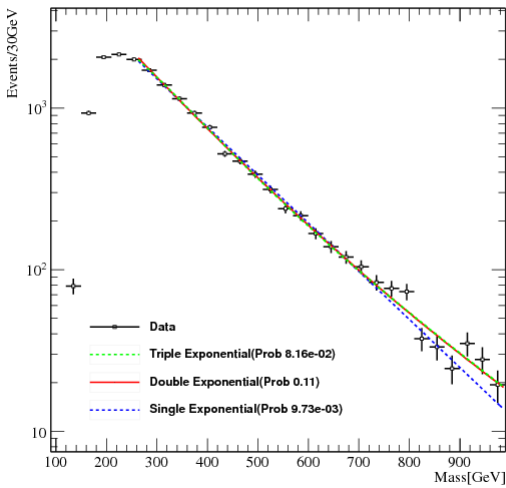
M_{lvqq} (evqq + 0jet: After Cut12)



M_{lvqq} ($\mu\nu$ qq + 0jet: After Cut12)



M_{lvqq} (evqq + 1jet: After Cut12)



M_{lvqq} ($\mu\nu$ qq + 1jet: After Cut12)

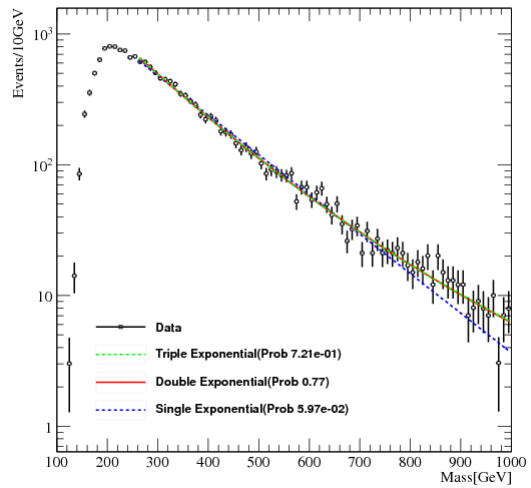


図 4.17: Control Region での M_{lvqq} 分布 (実データ)。 M_{lvqq} の分布を三つの関数 (single exponential、double exponential、triple exponential) でフィッティングしている。結果として double exponential で最も精度良くフィッティングができる事が分かった (フィット結果の詳細は表 4.17 参照)。上段: Electron Channel。下段: Muon Channel。左列: $lvqq+0jet$ チャンネル。右列: $lvqq+1jet$ チャンネル。

4.9 バックグラウンドの見積もり (実データのフィッティング)

4.9.1 シグナル領域の定義

実際のデータのフィッティングではシグナルを探すためにシグナル領域を外してフィッティングを行い、バックグラウンドを見積もる。ヒッグス自身の崩壊幅は図 1.7~1.8 や、表 1.2 に示したが、解析本来の質量分布には検出器の分解能も大きく影響する。そこでシグナルのモンテカルロサンプルを用いて検出器の分解能を考慮したシグナルの質量分布とその幅を見積もった。この際、ヒッグス粒子の広がり (質量幅) はヒッグスの質量分布をガウス関数でフィッティングする事により見積もった。フィッティングによって分散 σ を求め、最終的に各質量のヒッグスのシグナル領域をチャンネル毎にグラフでまとめたものを図 4.18、表 4.18 に記す。

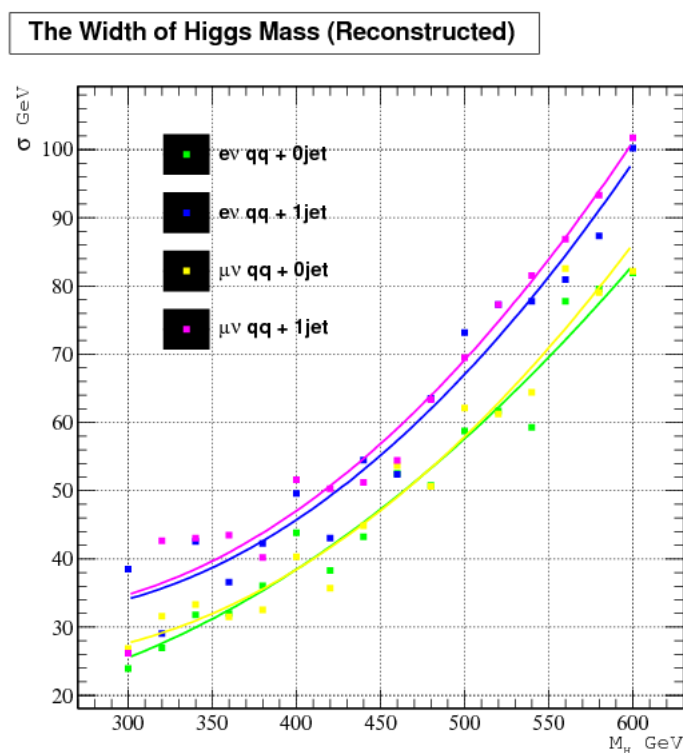


図 4.18: チャンネルごとのヒッグスの質量幅を示した図。緑色: $evqq+0jet$ 分布。黄色: $\mu\nu qq+0jet$ 分布。青色: $evqq+1jet$ 分布。紫色: $\mu\nu qq+1jet$ 分布。シグナル MC で再構成されたピークをガウシアンを用いてのフィットで求めた。ここでは本来の「質量の低い方が質量幅が狭く、質量が高くなるにつれて幅が広がる」という対応関係をつけるため、フィットで求めたプロットを二次の多項式でフィットし、その関数の値を質量幅の 1σ と定義した。 $lvqq+0jet$ チャンネルよりも $lvqq+1jet$ チャンネルの方が幅が広く算出されている (詳細は表 4.18 参照)。

表 4.18: チャンネルごとのヒッグス質量幅 (再構成)。 $lvqq+1jet$ チャンネルでは 300GeV に Top サンプルのピークが存在する為に使用しない (4.8.2 章を参照)。

チャンネル	300	320	340	360	380	400	420	440	460	480	500	520	540	560	580	600
$evqq+0jet$	26	28	30	33	35	38	42	45	49	53	58	62	67	72	77	83
$\mu\nu qq+0jet$	-	29	31	33	36	38	42	45	49	53	58	63	68	74	80	86
$evqq+1jet$	34	36	38	40	43	46	49	53	57	62	67	72	78	84	91	98
$\mu\nu qq+1jet$	-	36	38	41	44	47	51	55	59	64	69	75	81	87	94	101

4.9.2 シグナル領域での M_{lvqq} の分布のフィッティング (実データ)

実際のフィッティングでは 4.9.1 で述べたシグナル領域を外してのフィッティングを行う。再構成された $lvqq$ の質量分布の構造はチャンネルによって異なるし、また、フィッティングに使用する領域も異なればフィッティング結果も異なる。そこでここ各チャンネル毎のフィッティングを、質量領域に分けてとその傾向について議論する。

$lvqq+0jet$ チャンネル

300GeV でのフィッティングを代表的な領域においてそれぞれ図 4.19～図 4.21 に示す。緑の直線で挟まれた領域はシグナル領域である (フィットではこの領域を使用していない)。この図ではフィッティングに使用した double exponential の関数の他に、double exponential の二つの single exponential の関数がフィッティングにどのような役割を果たしているかを見られる様に二つの single exponential も同時に表示している。

$lvqq+1jet$ チャンネル

$lvqq+1jet$ チャンネルでは M_{lvqq} 分布の幅は広く、シグナル領域は更に広く見積られる。この為、 $lvqq+0jet$ チャンネルのときはまた別な傾向を示している。この結果を図 4.22～図 4.24 に示す。

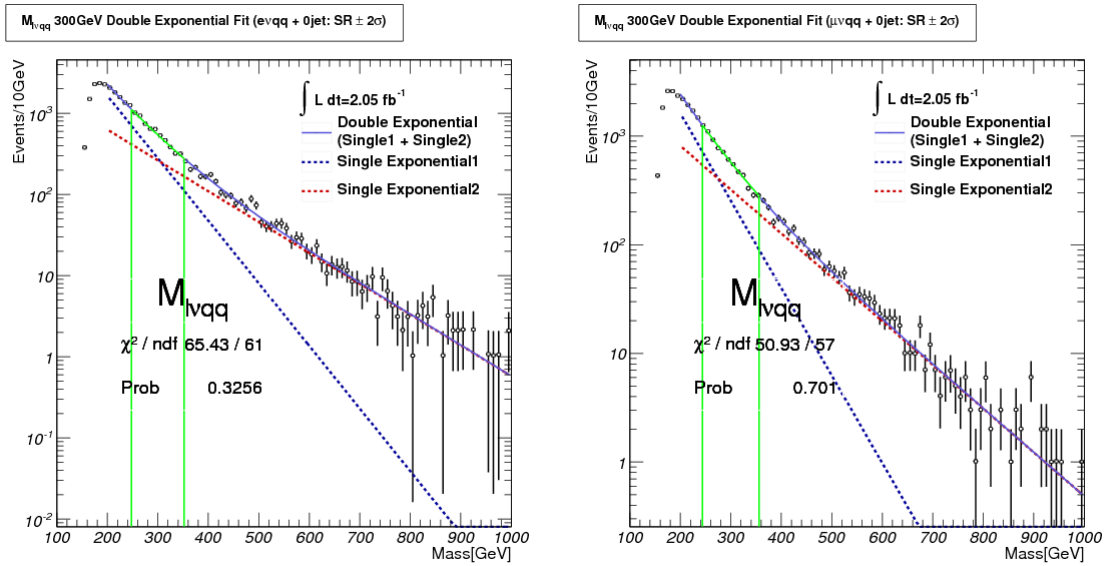


図 4.19: M_{lvqq} 分布 ($lvqq+0jet$ チャンネル)。左: Electron Channel。右: Muon Channel。緑の直線で挟まれた領域がシグナル領域を表している。シグナル領域 ($300\text{GeV}\pm 1\sigma$) を外して double exponential でフィットしている。フィット結果はどちらも良くフィットできており、特に Muon Channel は Electron Channel よりも統計が多くフィットもうまく行っている。シグナル領域は Electron Channel は $30 \pm 52\text{GeV}$ 、Muon Channel は $300 \pm 56\text{GeV}$ 。

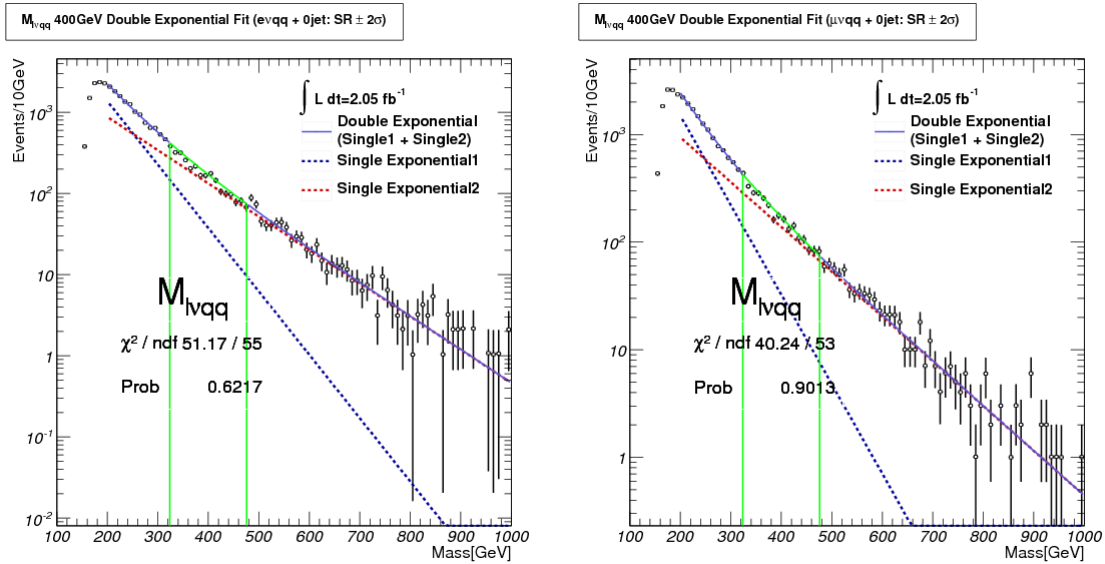


図 4.20: $M_{l\nu qq}$ 分布 ($l\nu qq+0jet$ チャンネル)。左: Electron Channel。右: Muon Channel。緑の直線で挟まれた領域がシグナル領域を表している。シグナル領域 ($400\text{GeV}\pm 1\sigma$) を外して double exponential でフィットしている。400GeV の領域も問題なくフィットが行えている。二つの double exponential はそれぞれ高い質量領域と低い領域でそれぞれ独立にフィッティングされており結果フィッティング結果も高い Probability を示している。シグナル領域は Electron Channel、Mu on Channel とともに $400 \pm 76\text{GeV}$ 。

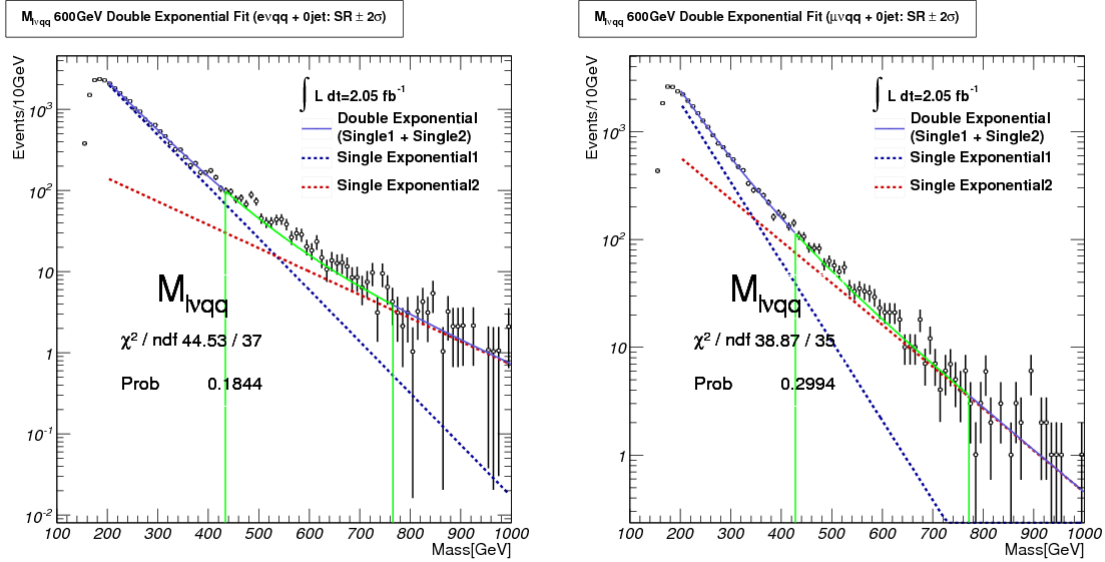


図 4.21: $M_{l\nu qq}$ 分布 ($l\nu qq+0jet$ チャンネル)。左: Electron Channel。右: Muon Channel。緑の直線で挟まれた領域がシグナル領域を表している。シグナル領域 ($600\text{GeV}\pm 1\sigma$) を外して double exponential でフィットしている。600GeV のフィッティングでは Electron Channel では $600\text{GeV}\pm 166\text{GeV}$ 、Muon Channel では $\pm 172\text{GeV}$ とシグナル領域は広い。その為重質量側のフィッティングの際に使用される bin は少なく、その影響で double exponential の内の一つの single exponential の傾きが低く見積もられている (300GeV、400GeV のフィット時と比較すると顕著な違いが見られる)。この為、重い領域のヒッグス探索の際にフィッティングで見積もられるバックグラウンドは若干低めに出る傾向にある。本解析ではフィッティングによるエラーの誤差の見積もりも行っている (4.9.3 章で後述)。

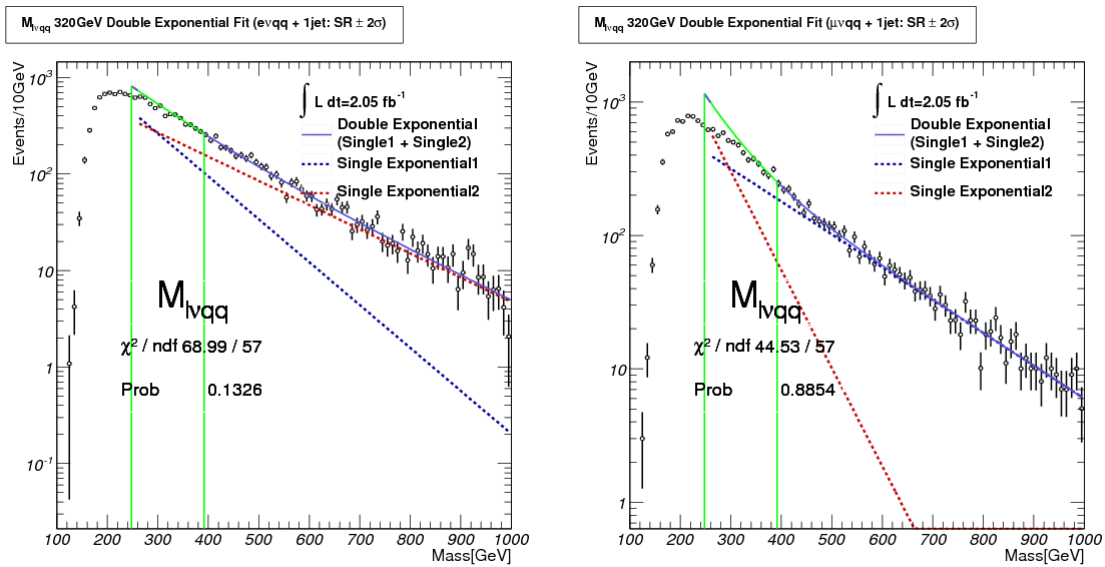


図 4.22: M_{lvqq} 分布 ($lvqq+1jet$ チャンネル)。シグナル領域 ($320\text{GeV}\pm 1\sigma$) を外して double exponential でフィットしている。左: Electron Channel。右: Muon Channel。緑の直線で挟まれた領域がシグナル領域を表している。フィット結果はどちらも良好であるが、シグナル領域が広い為にフィッティングの際に BG の左サイドが使用されていない。この為 320GeV 領域でのバックグラウンドは明らかに overestimate であり、特に Muon Channel においてはその傾向は顕著である (右図)。 $lvqq+1jet$ でのシグナル領域は Electron Channel、Muon Channel どちらも $320 \pm 72\text{GeV}$ 。

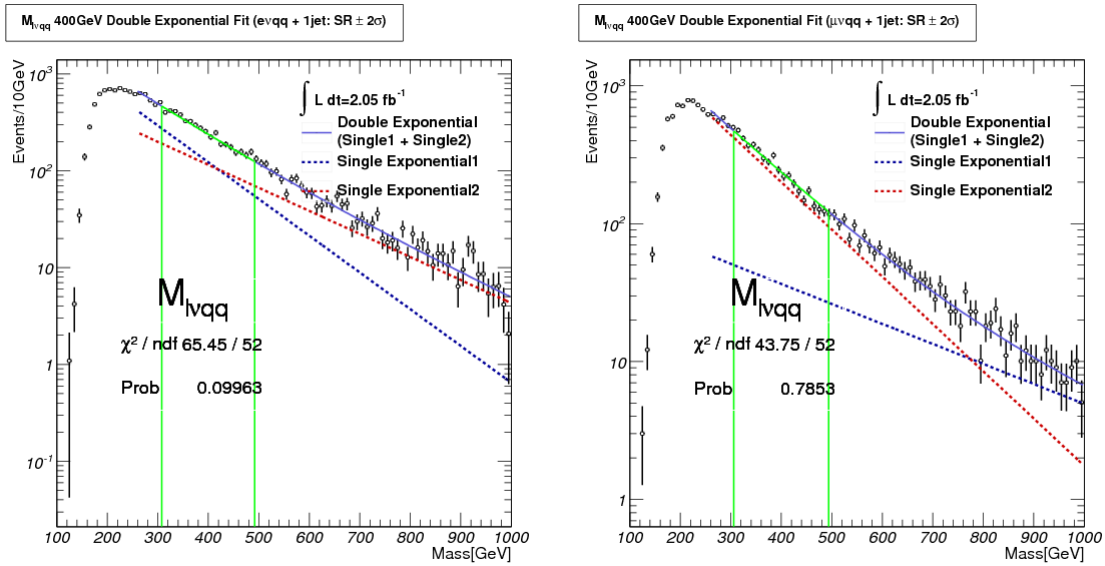


図 4.23: M_{lvqq} 分布 ($lvqq+1jet$ チャンネル)。左: Electron Channel。右: Muon Channel。緑の直線で挟まれた領域がシグナル領域を表している。シグナル領域 ($400\text{GeV} \pm 1\sigma$) を外して double exponential でフィットしている。400GeV でのフィッティングは両サイドフィッティングに用いており両サイドのバックグラウンドが正しく見つめる事が出来る。このときのシグナル領域は Electron Channel は $400 \pm 92\text{GeV}$ 、Muon Channel は $400 \pm 94\text{GeV}$ 。

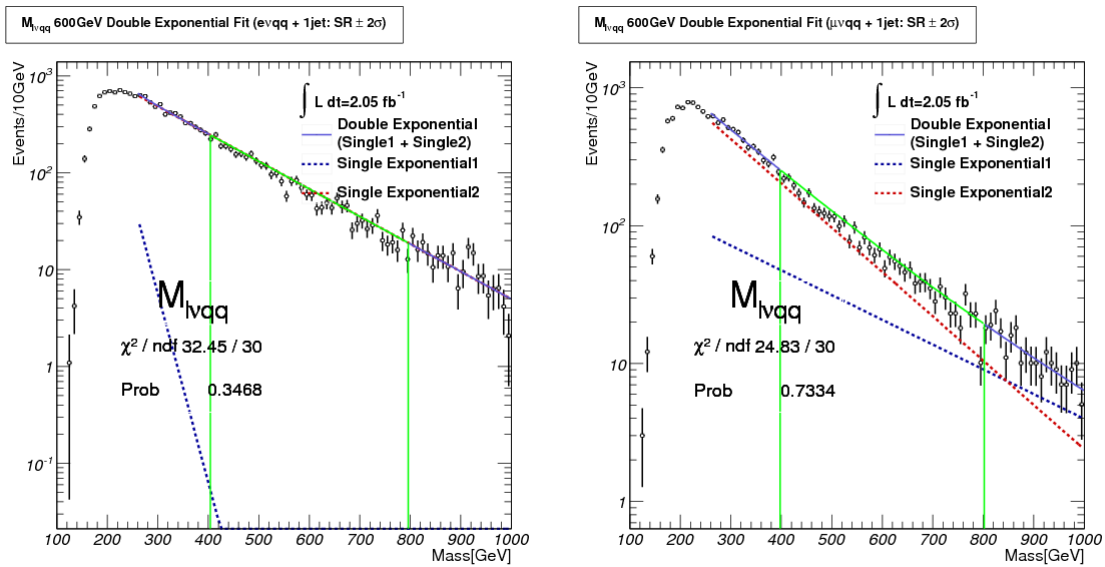


図 4.24: M_{lvqq} 分布 ($lvqq+1jet$ チャンネル)。左: Electron Channel。右: Muon Channel。緑の直線で挟まれた領域がシグナル領域を表している。シグナル領域 ($600\text{GeV}\pm 1\sigma$) を外して double exponential でフィットしている。600GeV のシグナル領域は Electron Channel は $600 \pm 196\text{GeV}$ 、Muon Channel は $600 \pm 202\text{GeV}$ と広く両幅で約 400GeV。その為右サイドのバックグラウンドがフィット領域が短く、double exponential の内、一つの single exponential で殆どフィットが決まっている (片方の single exponential は殆ど寄与していない)。フィット自体はよく出来ている。

4.9.3 フィッティングの系統誤差

4.9.2章で実データの $lvqq$ 質量分布のフィッティング結果を示した。しかしその結果で述べた様に、サイドバンドの両端に近い所にシグナル領域がある場合のフィッティングは、フィッティングによってはバックグラウンドを多く、あるいは少なく見積もってしまう事もある。その為フィッティングの不定性を最終的にリミットを算出する際に考慮に入れなければならない。そこで本解析ではフィッティングによるエラーを以下の様に求める。

1. フィットのパラメータを各パラメータにつき、エラーの分だけ上下に動かす（今回フィッティングに用いた関数は double exponential で 4 パラメータであるので関数を計 8 回動かす）。
2. エラーで動かした関数の中でシグナル領域で最も上下に動いた二つの関数をフィットのエラーとして評価する。

図 4.25 は $lvqq+0jet$ チャンネルの M_{lvqq} 分布において、300GeV のヒッグス探索の際に見積もられたフィット関数と関数のエラーを示している。赤い関数がフィッティングの誤差の $+1\sigma$ 偏差の関数。青い関数がフィッティングの誤差の -1σ 偏差の関数。この方法で見積もられた何れの関数も、もともとのフィッティングで得られていた関数の χ^2/NDF 値から 1 以内のずれの範囲で動いている事が確認できた。よってこの方法による誤差の見積もり方は $\pm 1\sigma$ の誤差が付けられている事が確認できた。

ここでも $lvqq+0jet$ チャンネル、 $lvqq+1jet$ チャンネルごとにエラーの評価を比較したものをそれぞれ図 4.26~4.31 に示す。ここでは、上記の方法で見積もった計三つ関数 (nominal、 $+1\sigma$ variation、 $-\sigma$ variation) の値から Observed を引いたものプロットしており、また同時にシグナルの shape を確認する為に MC の M_{lvqq} 分布も重ねて表示している (但し適当な大きさに規格化している)。

最後にこれらのフィッティング結果を表 4.19 にまとめる。表 4.19 の数値はフィッティング時の Probability を表示している。いずれも高い精度でフィッティングできている事がわかる。

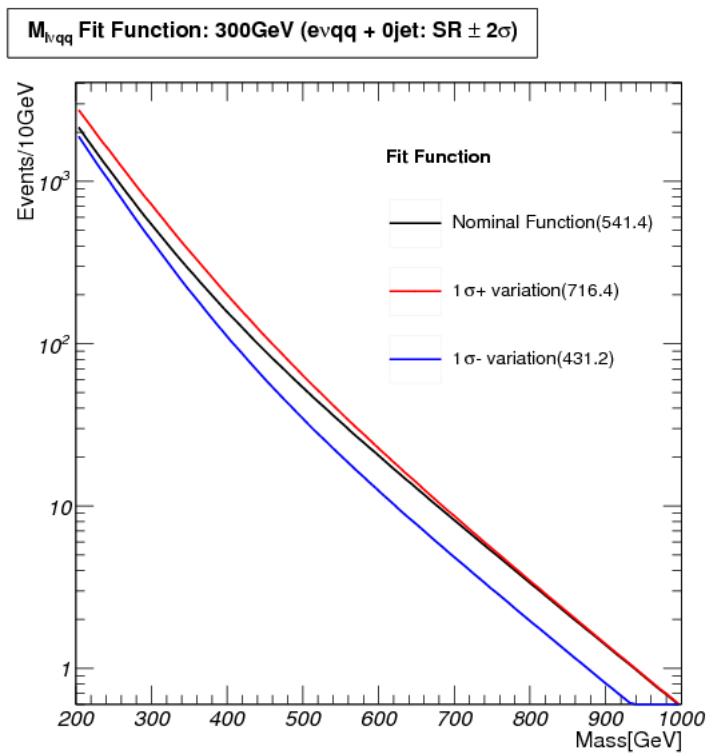


図 4.25: フィッティングの誤差は関数のフィットパラメータを動かして決める。シグナル領域でもっとも上下に触れた二つの関数をフィットのエラーとする。括弧で表された数字はシグナル質量 (300GeV) での関数の値を示している。

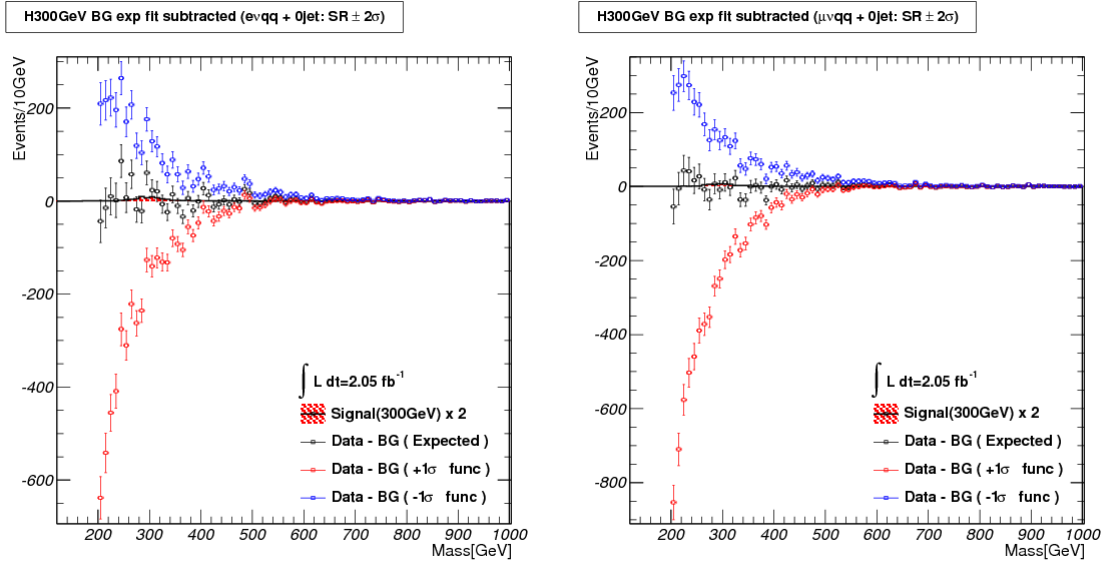


図 4.26: 300GeV のフィッティングのエラー ($lvqq + 0jet$)。左: Electron Channel。右: Muon Channel。シグナル領域は両チャンネルで各々約 $300 \pm 60\text{GeV}$ 。その為左サイドのバックグラウンドがフィットに使える領域が狭く、低エネルギーでの誤差は大きく見積もられている。一方右サイドではフィッティング領域が広いので誤差も小さい。

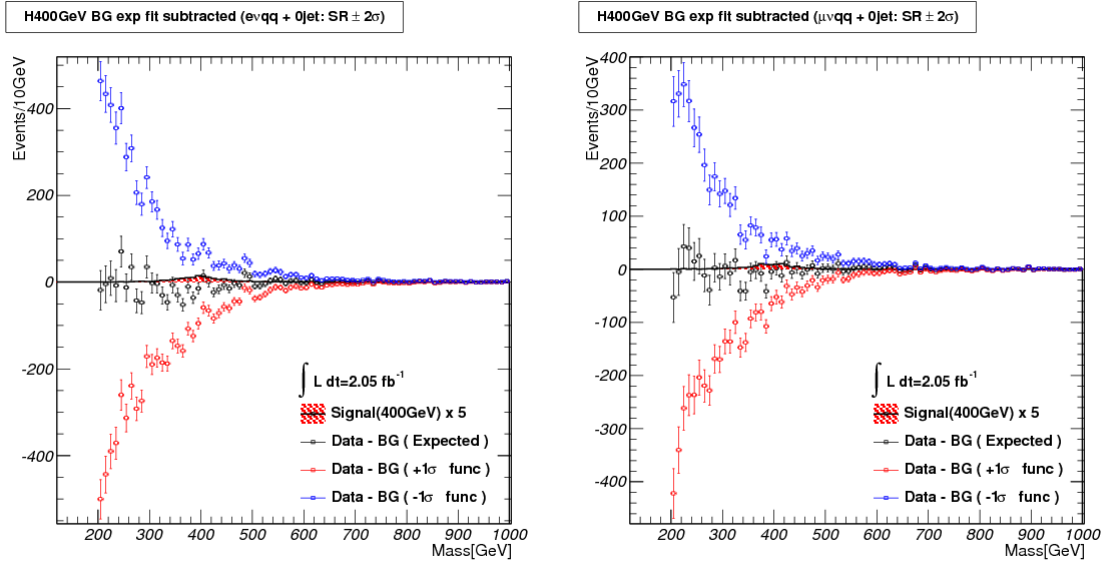


図 4.27: 400GeV のフィッティングのエラー ($lvqq + 0jet$)。左: Electron Channel。右: Muon Channel。シグナル領域は両チャンネル約 $400\text{GeV} \pm 80\text{GeV}$ 。300GeV と比較し左サイドのフィッティング領域は広がっているが右サイドのフィッティング領域が狭まり 300GeV よりも誤差は大きく見積もられている。

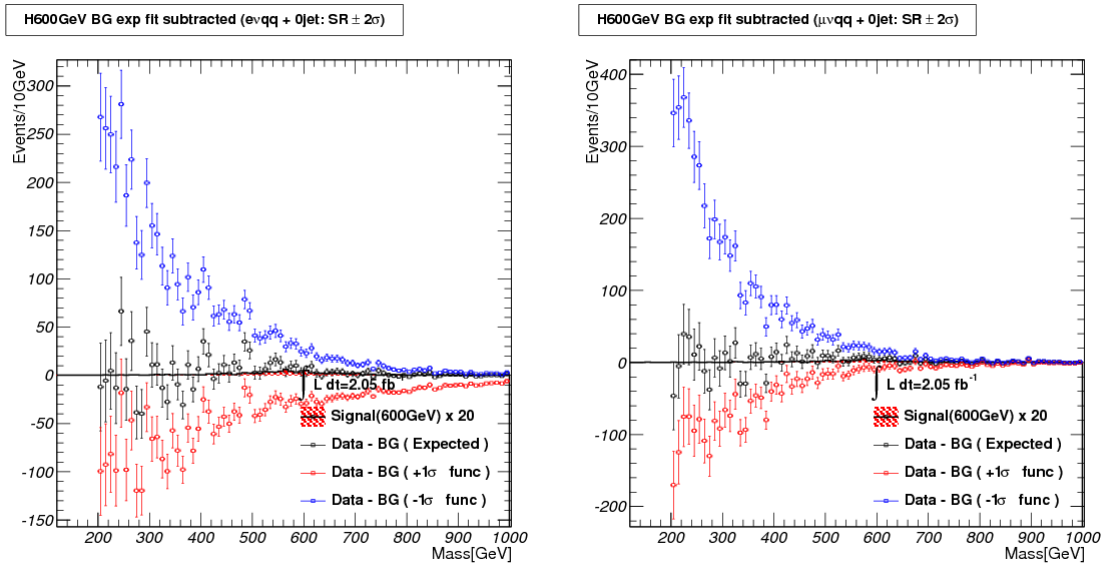
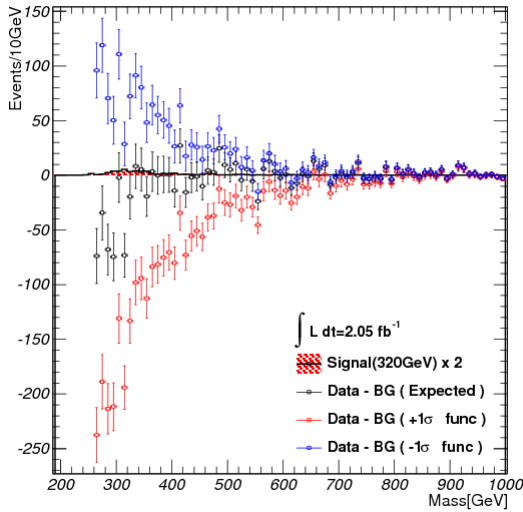


図 4.28: 600GeV のフィッティングのエラー ($lvqq + 0jet$) $lvqq+0jet$ チャンネルのヒッグス 600GeV 探索の誤差。左: Electron Channel。右: Muon Channel。フィッティング時にはシグナル領域が広い為、double exponential のフィッティングは二つの exponential がそれぞれ、低質量側と重質量側に分かれてフィットされていた。両サイドバンド各々でフィッティングに使える領域は狭く、フィッティングの誤差は大きめに出ている。

H320GeV BG exp fit subtracted (e ν qq + 1jet: SR $\pm 2\sigma$)



H320GeV BG exp fit subtracted ($\mu\nu$ qq + 1jet: SR $\pm 2\sigma$)

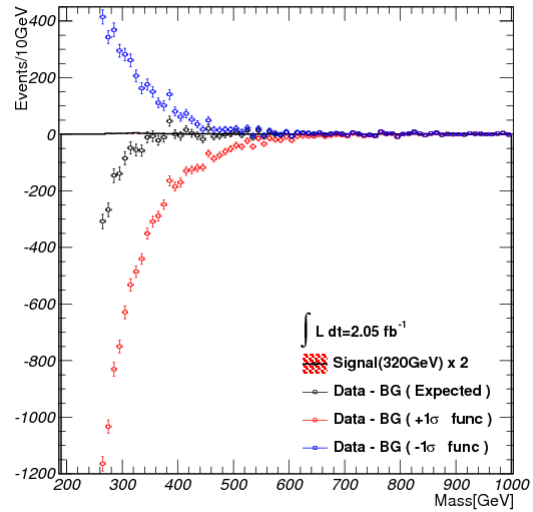
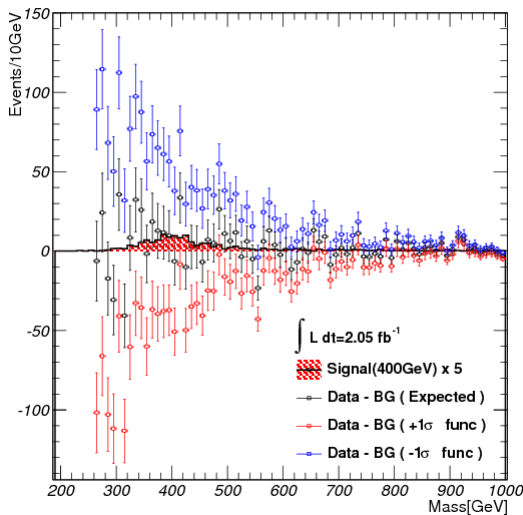


図 4.29: 320GeV のフィッティングのエラー ($lvqq + 1jet$)。左: Electron Channel。右: Muon Channel。 $lvqq + 1jet$ チャンネルでのヒッグス 320GeV 探索では元々バックグラウンドを over estimate していた。特に Muon Channel では明らかに Over Estimate であった。大きく見積もりすぎたバックグラウンドをカバーする様にフィッティングによる誤差も大きい。その分の不定性が青の関数で評価される事で最終リミットに過剰な exclude がされない様に見積もられている。

H400GeV BG exp fit subtracted (e ν qq + 1jet: SR $\pm 2\sigma$)



H400GeV BG exp fit subtracted ($\mu\nu$ qq + 1jet: SR $\pm 2\sigma$)

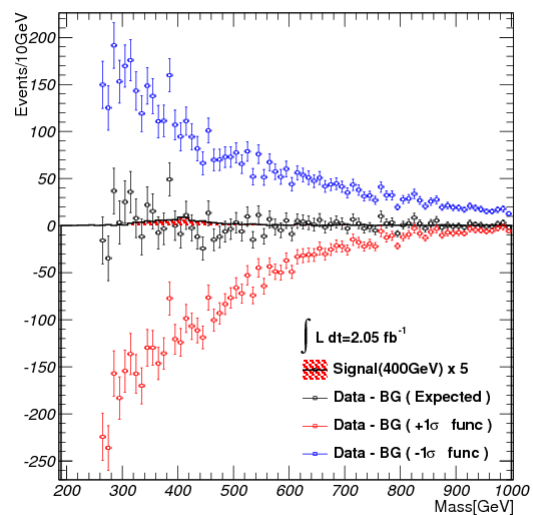


図 4.30: 400GeV のフィッティングのエラー ($lvqq + 0jet$)。左: Electron Channel。右: Muon Channel。 Muon Channel の方が誤差が大きいのはフィッティングに寄与した二つの exponential の内、一つの exponential の寄与が大きい為 (図 4.23 右図の赤の点線に誤差が集中している為) である。

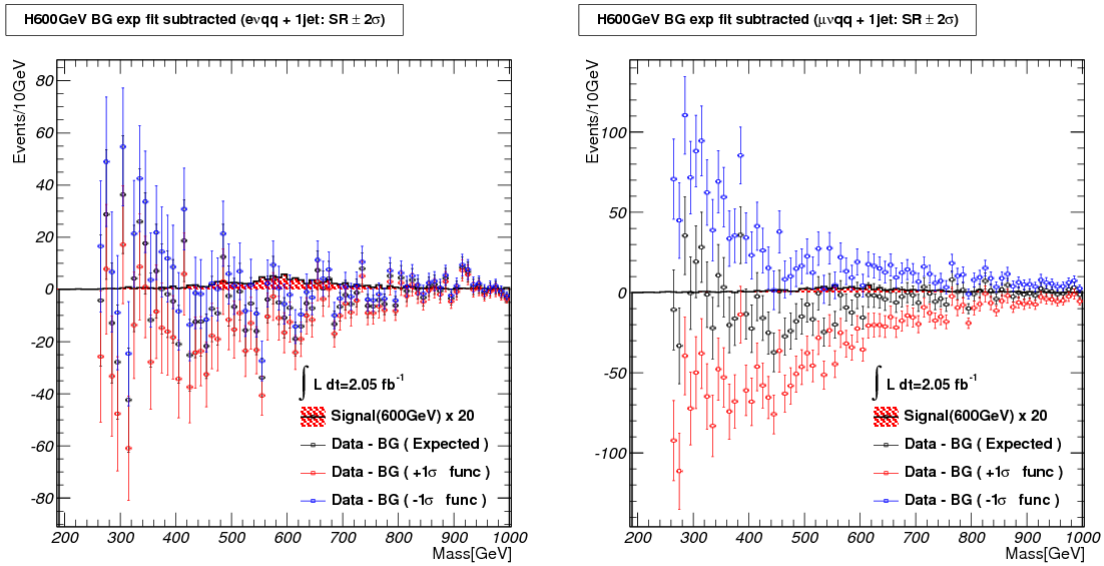


図 4.31: 600GeV のフィッティングのエラー ($lvqq + 1jet$)。左: Electron Channel。右: Muon Channel。 $lvqq+1jet$ チャンネルの 600GeV では殆どが single exponential によるフィットとなっている。そのためフィッティング関数をエラーの範囲で動かしてもその差異は 300GeV や 400GeV の場合と比較しても小さく見積もられている事がわかる。シグナルは 20 倍で描かれている。

表 4.19: $M_{l\nu qq}$ 分布のフィット結果 (double exponential)。数値はフィット時の Probability を表している。いずれもよい精度でフィットができてきている事がわかる。

Channel	300	320	340	360	380	400	420	440	460	480	500	520	540	560	580	600
$e\nu qq + 0\text{jets}$	0.33	0.53	0.59	0.63	0.59	0.62	0.73	0.73	0.79	0.64	0.66	0.62	0.32	0.20	0.19	0.18
$e\nu qq + 1\text{jets}$	-	0.13	0.15	0.15	0.10	0.10	0.08	0.06	0.11	0.10	0.16	0.16	0.21	0.16	0.26	0.35
$\mu\nu qq + 0\text{jets}$	0.70	0.69	0.90	0.91	0.91	0.90	0.79	0.67	0.62	0.67	0.66	0.60	0.69	0.60	0.57	0.30
$\mu\nu qq + 1\text{jets}$	-	0.89	0.87	0.87	0.81	0.79	0.67	0.79	0.80	0.86	0.80	0.70	0.61	0.37	0.43	0.73

4.9.4 実験の系統誤差

実験において様々な系統誤差が付随する為、それらの不定性をモンテカルロサンプルにも計上する必要がある。実験の際に生じる系統誤差は以下に示す。

Electron Energy Resolution

MC では実データの分解能の再計算は行われず、MC を作成時に定められたのデフォルトの分解能の値が常に使用されている。そこで MC においては実験データから得られた分解能を新たに適用する必要がある。

Electron Energy Scale

2010 年の実験データを用いて Electron を用いて $Z \rightarrow ee$ 事象を再構成することで EnergyScale の補正を適用している。

Muon p_T Scale (MPS)

内部飛跡検出器やミュオンの combined メソッドで検出できる曲率のオフセットや運動量にバイアスなどが存在する。これらの測定は 2011 年の 200pb^{-1} のデータで $Z \rightarrow \mu\mu$ モードへ崩壊するミュオンの運動量スペクトルを用いて算出されている。また、ミュオンの運動量分解能は同じく $Z \rightarrow \mu\mu$ の Z ボソンの質量幅から計算されている。これらの不定性の MPS として系統誤差に計上している。

Jet Energy Resolution (JER)

ハドロンカロリメーター分解能の不定性も EM カロリメーターと同様に補正する必要がある。

Jet Energy Scale (JES)

ATLAS 検出器では大量のジェットが QCD イベントから生じる。そのため複数のジェットが互いに近い距離に存在する場合も多く、クラスターの誤認識や Energy のキャリブレーションに不定性が大きく残る。この様な不定性は”Close-by Jet Effect”と呼ばれる [19]。また、ジェットをつくるクォークやグルーオンのフレーバーによっても JES の不定性は大きく生じてしまう [20]。そこで本解析ではこれらの原因から生じる JES の不定性を考慮に入れるとともに、パイルアップによる不定性は運動量と η 領域ごとに別個に分けて算出している。パイルアップによる不定性は表 4.20 にまとめた。

表 4.20: パイルアップによる JES の不定性。

p_T 領域/ η 領域	$0 < \eta < 2.1$	$2.1 < \eta < 4.5$
$20 < p_T < 50\text{GeV}$	5%	7%
$50 < p_T < 100\text{GeV}$	2%	3%
$p_T > 100\text{GeV}$	0%	0%

B-tag Uncertainty(BTU)

B-tag に使用する変数 SV_0 の値の不定性。主に内部飛跡検出器の系統誤差が寄与している。本解析では b-tag で用いているので系統誤差として計上する。

Luminosity

ルミノシティ計算の不定性。ルミノシティWG の発表した数値の 3.6% であるとした。

本解析で使用するモンテカルロサンプルで、最終結果に影響するのはシグナルサンプルのみである。そこで本解析ではシグナルサンプルに上記の系統誤差を入れる。系統誤差は各系統誤差 (EES、EER、MPS、JES、JER、BTU) の不定性を $\pm 1\sigma$ 偏差それぞれを適用させ、元々のイベント数に対してどれほどイベント数が変化したかを以下の式で算出した。

$$\text{Ratio} = \frac{\text{Number of Events (1}\sigma \text{ Systematic - No Systematic)}}{\text{Number of Events (No Systematic)}} \times 100 \quad (4.9.1)$$

この結果を表 4.21～表 4.24 に示す。

これらの結果をみればわかるとおり、JES を変化させたときが最も変化が大きく、またそれらの系統誤差による寄与は非常に小さくその殆どが 1% に満たない。

表 4.21: シグナルサンプルの系統誤差 ($evqq + 0jet$ チャンネル)

Systematic	EES+	EES-	EER+	EER-	MPS+	MPS-	JES+	JES-	JER+	JER-	BTU+	BTU-
H300GeV	-0.5%	0.7%	0.3%	-0.3%	0.0%	0.0%	-9.7%	-5.2%	-1.2%	1.9%	-0.5%	0.6%
H320GeV	0.0%	0.1%	-0.2%	-0.5%	0.0%	0.0%	-14.5%	1.0%	-2.0%	1.0%	-0.7%	0.0%
H340GeV	-0.7%	0.4%	-0.1%	-0.1%	0.0%	0.0%	-14.8%	-3.7%	-0.7%	-0.3%	-0.1%	0.7%
H360GeV	-0.3%	-0.6%	1.0%	0.0%	0.0%	0.0%	-9.8%	-0.1%	0.4%	0.3%	-0.9%	0.5%
H380GeV	-0.2%	0.2%	-0.1%	-0.0%	0.0%	0.0%	-16.0%	-1.9%	0.2%	-0.6%	-0.2%	0.7%
H400GeV	-0.6%	0.2%	0.8%	0.2%	0.0%	0.0%	-17.3%	4.5%	-0.6%	1.6%	-1.5%	1.3%
H420GeV	-0.2%	0.1%	-0.3%	-0.1%	0.0%	0.0%	-14.1%	10.1%	-1.1%	0.7%	-0.3%	0.6%
H440GeV	0.1%	0.1%	-0.2%	-0.1%	0.0%	0.0%	-14.5%	-0.1%	0.4%	-0.2%	-0.5%	0.2%
H460GeV	0.2%	0.5%	-0.2%	-0.5%	0.0%	0.0%	-13.4%	6.5%	-1.0%	0.2%	-0.4%	0.8%
H480GeV	-0.2%	0.2%	0.3%	-0.0%	0.0%	0.0%	-14.7%	6.9%	1.6%	0.7%	-0.4%	0.4%
H500GeV	-0.3%	0.1%	-0.1%	0.2%	0.0%	0.0%	-14.7%	5.2%	-1.0%	0.2%	-0.7%	1.0%
H520GeV	0.1%	0.3%	0.2%	0.0%	0.0%	0.0%	-18.4%	5.4%	-0.9%	1.1%	-0.9%	0.3%
H540GeV	0.0%	0.0%	-0.2%	-0.2%	0.0%	0.0%	-15.8%	6.7%	-0.8%	-0.2%	-0.0%	0.9%
H560GeV	-0.0%	0.0%	0.8%	0.3%	0.0%	0.0%	-17.0%	6.2%	-1.6%	0.8%	-1.3%	0.1%
H580GeV	-0.5%	-0.1%	0.2%	0.3%	0.0%	0.0%	-17.5%	7.1%	-0.6%	1.6%	-0.4%	0.9%
H600GeV	-0.0%	-0.0%	-0.3%	-0.3%	0.0%	0.0%	-19.1%	9.2%	-1.0%	-0.5%	-0.8%	0.5%

表 4.22: シグナルサンプルの系統誤差 ($evqq + 1jet$ チャンネル)

Systematic	EES+	EES-	EER+	EER-	MPS+	MPS-	JES+	JES-	JER+	JER-	BTU+	BTU-
H300GeV	-0.2%	0.1%	-0.5%	-0.3%	-0.4%	-0.4%	1.5%	-9.6%	-0.5%	1.1%	-0.8%	1.0%
H320GeV	0.5%	0.2%	0.4%	-0.7%	0.0%	0.0%	4.8%	-13.1%	-1.0%	-0.0%	-0.3%	0.2%
H340GeV	0.1%	-0.1%	-0.1%	-0.0%	0.0%	0.0%	-2.5%	-10.9%	0.7%	0.0%	-0.6%	0.4%
H360GeV	-0.2%	0.5%	-0.1%	0.0%	0.0%	0.0%	-0.6%	-7.8%	-0.1%	-0.7%	-0.5%	0.4%
H380GeV	0.2%	0.0%	-0.3%	-0.2%	0.0%	0.0%	-0.5%	-11.9%	-0.1%	-1.0%	-1.1%	0.8%
H400GeV	0.5%	0.0%	0.2%	0.0%	0.1%	0.1%	-6.4%	-7.6%	-0.4%	-0.2%	-0.5%	1.2%
H420GeV	-0.1%	0.2%	0.3%	-0.1%	0.0%	0.0%	-6.3%	-9.7%	0.3%	0.7%	-1.3%	1.2%
H440GeV	0.1%	0.1%	0.1%	-0.0%	0.0%	0.0%	-2.9%	-7.0%	-0.2%	-0.1%	-0.5%	0.8%
H460GeV	0.2%	-0.0%	-0.1%	-0.3%	0.0%	0.0%	-7.6%	-4.7%	0.8%	1.0%	-0.7%	1.1%
H480GeV	-0.1%	0.3%	-0.6%	-0.1%	0.0%	0.0%	-7.4%	-4.8%	0.4%	0.2%	-0.7%	0.7%
H500GeV	0.2%	0.0%	0.3%	-0.0%	0.0%	0.0%	-3.4%	-9.9%	-1.1%	-0.7%	-1.1%	1.2%
H520GeV	-0.2%	0.4%	-0.8%	0.0%	0.0%	0.0%	-6.1%	-2.5%	-0.1%	0.2%	-1.2%	1.3%
H540GeV	-0.1%	0.2%	-0.3%	-0.0%	0.0%	0.0%	-8.9%	-5.0%	0.5%	-1.2%	-0.9%	0.7%
H560GeV	-0.2%	0.5%	-0.4%	-0.1%	0.0%	0.0%	-7.1%	0.3%	0.7%	1.0%	-0.8%	1.0%
H580GeV	-0.4%	-0.0%	1.5%	0.6%	0.0%	0.0%	-5.7%	-3.7%	0.2%	-1.4%	-0.5%	0.3%
H600GeV	-0.1%	0.1%	-0.3%	0.0%	0.0%	0.0%	-12.0%	-5.2%	0.6%	-0.9%	-0.4%	1.7%

表 4.23: シグナルサンプルの系統誤差 ($\mu\nu qq + 0\text{jet}$ チャンネル)

Systematic	EES+	EES-	EER+	EER-	MPS+	MPS-	JES+	JES-	JER+	JER-	BTU+	BTU-
H300GeV	-0.6%	0.1%	0.5%	0.0%	0.3%	0.5%	-8.8%	-3.6%	0.0%	0.8%	-0.3%	0.2%
H320GeV	-0.1%	-0.6%	-0.5%	0.0%	1.8%	1.7%	-13.5%	-2.9%	-0.2%	-0.0%	-0.1%	0.5%
H340GeV	0.4%	0.3%	-0.0%	0.0%	1.1%	1.2%	-16.2%	1.5%	-2.6%	-0.0%	-0.6%	0.6%
H360GeV	0.2%	0.2%	0.3%	0.2%	0.1%	-0.1%	-13.5%	-3.4%	-0.4%	0.3%	-0.0%	0.7%
H380GeV	0.3%	-0.1%	0.4%	-0.0%	0.6%	0.4%	-16.1%	-3.9%	0.7%	0.8%	-0.2%	0.0%
H400GeV	-0.3%	0.0%	0.0%	0.1%	0.4%	0.4%	-23.3%	2.2%	-1.0%	-0.8%	-1.4%	1.1%
H420GeV	-0.1%	0.7%	0.8%	-0.2%	-0.9%	-1.0%	-12.9%	3.0%	-1.5%	-1.7%	-0.0%	0.6%
H440GeV	-0.4%	-0.4%	0.3%	0.2%	0.5%	0.7%	-14.3%	3.2%	0.1%	0.4%	-0.1%	0.5%
H460GeV	0.2%	0.0%	-0.2%	-0.4%	-0.3%	-0.1%	-19.4%	4.5%	-0.3%	1.3%	-0.7%	0.8%
H480GeV	-0.4%	-0.0%	0.8%	0.1%	0.5%	1.0%	-19.4%	7.1%	-0.2%	0.5%	-0.4%	0.4%
H500GeV	-0.1%	0.3%	0.3%	0.3%	-0.3%	0.7%	-18.0%	6.3%	-0.4%	-0.7%	-1.1%	0.6%
H520GeV	-0.2%	0.6%	-0.1%	-0.2%	0.1%	-0.0%	-17.4%	1.4%	-1.1%	0.1%	-0.3%	1.1%
H540GeV	0.2%	0.2%	-0.1%	-0.1%	0.6%	0.7%	-17.2%	7.6%	0.1%	-0.2%	-0.6%	0.7%
H560GeV	-0.6%	0.2%	0.2%	0.0%	0.6%	-0.1%	-16.5%	7.1%	0.5%	0.7%	-0.7%	0.8%
H580GeV	-0.0%	0.3%	-0.4%	0.0%	0.1%	0.3%	-16.2%	10.3%	-0.7%	0.4%	-0.3%	1.4%
H600GeV	0.1%	0.3%	-0.4%	-0.1%	-1.4%	-1.4%	-21.8%	10.3%	-1.7%	1.2%	-0.2%	0.7%

表 4.24: シグナルサンプルの系統誤差 ($\mu\nu qq + 1\text{jet}$ チャンネル)

Systematic	EES+	EES-	EER+	EER-	MPS+	MPS-	JES+	JES-	JER+	JER-	BTU+	BTU-
H300GeV	-0.3%	-0.2%	-0.6%	-0.5%	1.7%	1.0%	1.4%	-12.2%	-0.4%	1.5%	-0.7%	0.0%
H320GeV	-0.3%	0.2%	0.0%	0.0%	-0.4%	-0.5%	-2.9%	-14.5%	-1.3%	-0.6%	-0.1%	0.8%
H340GeV	-0.3%	0.8%	-0.5%	-0.3%	0.9%	0.1%	2.6%	-11.6%	-0.9%	-0.2%	-0.9%	0.3%
H360GeV	-0.1%	-0.2%	0.1%	0.4%	0.4%	0.1%	-1.8%	-4.3%	-1.2%	0.2%	-1.2%	0.0%
H380GeV	-0.8%	0.9%	0.3%	0.4%	1.1%	1.1%	-3.2%	-6.8%	-0.3%	0.3%	-0.6%	1.0%
H400GeV	-0.6%	1.4%	-0.5%	-0.3%	-1.1%	-0.5%	-3.0%	-3.0%	-0.1%	0.2%	-0.6%	1.0%
H420GeV	-0.2%	1.4%	-0.8%	0.1%	0.4%	0.6%	-3.0%	-5.6%	-1.5%	0.5%	-0.4%	0.8%
H440GeV	-0.0%	0.2%	-0.6%	0.0%	-0.0%	0.2%	-9.0%	-4.6%	-0.2%	1.0%	-1.3%	1.2%
H460GeV	-0.2%	0.1%	0.3%	-0.0%	0.7%	0.7%	-7.9%	-8.4%	-0.4%	-0.4%	-1.2%	0.8%
H480GeV	0.1%	0.0%	0.1%	-0.1%	0.3%	0.3%	-12.0%	-3.5%	-1.5%	1.1%	-1.1%	1.2%
H500GeV	-0.3%	0.3%	-0.1%	-0.1%	0.2%	0.1%	-6.5%	-7.2%	0.4%	-0.1%	-0.6%	0.7%
H520GeV	0.1%	0.1%	-0.3%	0.2%	0.1%	0.2%	-6.2%	2.4%	0.9%	-0.2%	-0.8%	0.5%
H540GeV	-0.3%	0.1%	-0.1%	-0.0%	-0.0%	-0.2%	-5.3%	-2.3%	0.7%	-0.3%	-0.8%	0.5%
H560GeV	-0.8%	0.2%	0.6%	0.2%	1.2%	0.8%	-2.9%	-5.3%	-0.8%	0.7%	-0.5%	1.0%
H580GeV	0.1%	0.3%	0.6%	0.0%	-0.2%	0.1%	-12.5%	4.5%	0.0%	0.3%	-1.0%	0.9%
H600GeV	-0.1%	-0.1%	0.1%	0.0%	1.0%	0.8%	-3.4%	-4.1%	-0.5%	1.1%	-0.9%	1.3%

第5章 結果と考察

5.1 Exclusion Limit の計算

5.1.1 概要

本解析では標準理論のヒッグス粒子の生成断面積に、統計的な制限をつける Exclusion Limit を計算する事を目的とする。そこでまずはヒッグスの生成断面積にリミットを付ける際の概要についてここで触れておく。

まず、シグナルがある事を前提に¹、本解析での観測量 (Observed) ²の確率密度分布 (Expected) を作成する。ここでは生成断面積に制限をつける事が目的なので、検定は観測数に対して左側検定で判断する。判断基準に使用する有意水準 (Confidence Level:CL) は 0.05 とする。図にその様子を図示する。もし観測量が”シグナル+BG”の分布に対して棄却域 (左

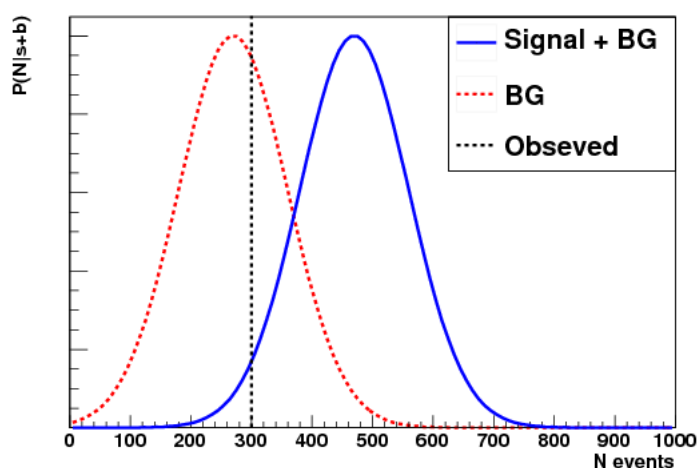


図 5.1: シグナル+BG の確率密度分布と BG only の確率密度分布。横軸は観測量である。観測量 (Observed : 図中の点線) がシグナル+BG の分布に対して統計的に有意であるかどうかで判断をする。

側 5%の領域) にあった場合はその確率は棄却される。この”シグナル+BG”は左側検定で判定し、その確率 (確率密度の面積) を CL_{s+b} という。一方、”BG only”の確率は CL_b とい、こちらは右側検定で判定を行う。一般的にはこの二つのモデルで判断を行う。

¹この仮説を帰無仮説とする。

²これが検定統計量である。ただし、実際に使用している検定統計量とは違う点に注意しておく (後述)。

5.1.2 Confidence Level

本解析の様に期待されるシグナル数が、予測されるバックグラウンドの数に比べて非常に少ない場合、5.1.1章で述べた方法でモデルを棄却する事はできない。本解析における確率密度分布は図5.2の様に CL_{s+b} と CL_b が非常に近い値を持つてしまう。観測量 (Observed: 図中の点線) が図5.2の点線の位置にあった場合 (CL_{sb} の左側5%以下) は帰無仮説は棄却されてしまうが、このときのBGの確率分布も非常に低い確率である。これではバックグラウンドの統計誤差や、解析の系統誤差によって誤って棄却されてしまう事も起こり得る。そ

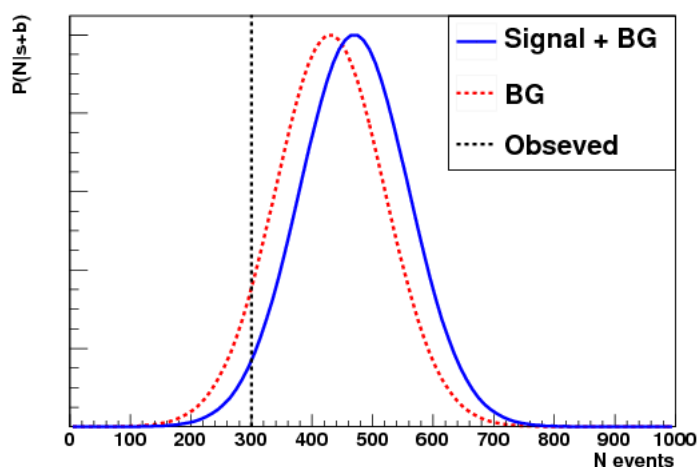


図 5.2: シグナル+BG の確率密度分布と BG only の確率密度分布。横軸は観測量である。この様に期待されるシグナル数が期待されるバックグラウンド数に比べて極端に少ない様なモデルである場合、バックグラウンドの統計的なふらつきで棄却されてしまう事が十分にあり得る。その様なモデルに対しては CL_s 、あるいは CL_{s+b} を用いてモデルの検定を行う能力はない。

ここで本解析で使用する Confidence Level を以下の様に定義し、これを CL_s と呼ぶ。

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{1 - CL_b} \quad (5.1.1)$$

この $CL_s < 5\%$ を棄却域とすれば、 CL_{s+b} の様に誤って棄却する危険性はない。ただしこの場合の CL は確率ではない事に注意。

5.1.3 統計検定量

観測量はシグナル量、バックグラウンド数、SMの生成断面積のファクター (これを signal strength) μ 、nuisance parameter (解析の系統誤差) を用いて表す事ができる。本解析で実

際に使用する検定統計量は観測数ではなく、以下で表される量で求める [22]。

$$\tilde{q}_\mu = \begin{cases} -2 \ln \tilde{\lambda}(\mu) (\hat{\mu} \leq \mu) \\ 0 (\hat{\mu} > \mu) \end{cases} = \begin{cases} -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} (\hat{\mu} < 0) \\ -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} (0 \leq \hat{\mu} \leq \mu) \\ 0 (\hat{\mu} > \mu) \end{cases} \quad (5.1.2)$$

ここで

$$\tilde{\lambda}(\mu) = \begin{cases} \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} (\hat{\mu} \geq 0) \\ \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} (\hat{\mu} < 0) \end{cases} \quad (5.1.3)$$

である。

一方 Likelihood 関数は

$$L(\mu, \theta) = \text{Pois}(n|\mu_T) N(m_{\delta_s}|\delta_{\epsilon^s}) \prod_{j \in SB} \text{Pois}(n_j|\beta_j^0) \prod_j N(m_{\delta_{\beta_j}}|\delta_{\beta_j}) \prod_j N(m_{\delta_i}|\delta_i) \quad (5.1.4)$$

で表され、 θ は各系統誤差、 j は各バックグラウンドの添字、 i は systematic effect、 μ_T はトータルイベント数の Expected を表している。

5.1.4 Profile Likelihood

本解析ではリミットを算出する際には、シグナルと BG の $lvqq$ の質量分布を使って、最もよく Observed の M_{lvqq} 分布を再現できるような nuisance parameter の値を求める。このとき、ヒストグラムの形を利用した binned fit 法を用いて求めている。この binned fit 法によって使用する likelihood のテンプレートは以下の通りである [23]。

$$P(n_m, a_i|\mu, a_i) = \prod_{m \in bins} \text{Pois}(n_m|\nu_m) \cdot G(L_0|L, \Delta_L) \prod_{i \in Syst}^5 N(a_i|\alpha_i, 1) \quad (5.1.5)$$

ここで m はテンプレートとなるヒストグラム上のビン、 i は各系統誤差、 n_m はヒストグラムのビン m に観測されたイベント数、 $N(a_i|\alpha_i, 1)$ は系統誤差 α_i 分布、 ν_m はビン m に想定されるイベント数であり以下の式で表される。

$$\nu_m = \sum_{j \in Samp} LF_j \eta_j(\alpha) \sigma_{jm}(\alpha) \quad (5.1.6)$$

ここで F_j はサンプル j に対する規格化定数の積を表している。

$$F_j = \prod_{n \in NormFact_j} f_n \quad (5.1.7)$$

5.2 本研究で得られた制限

図 5.3 に本研究の結果得られた、ヒッグス粒子の質量の制限を示す。また、この結果の予測

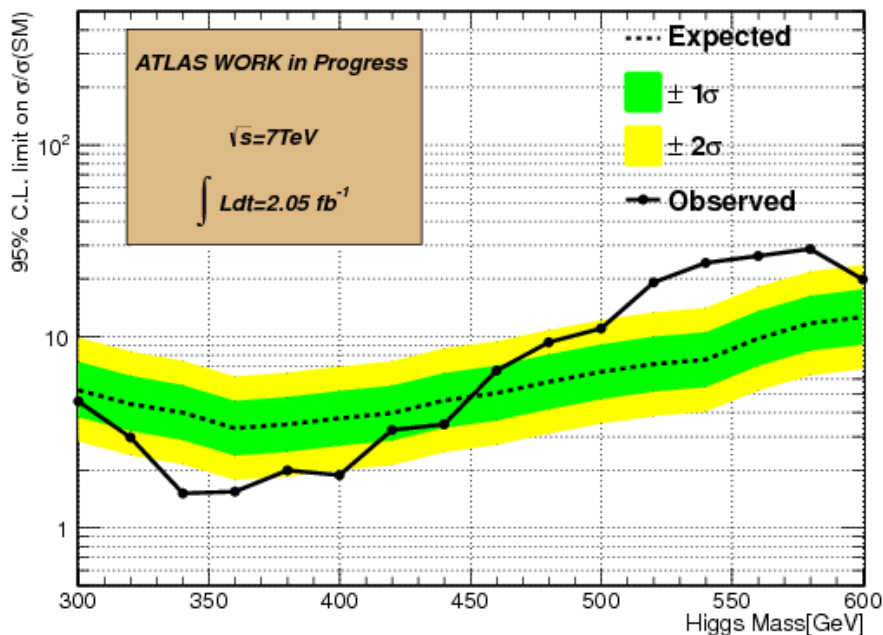


図 5.3: 本研究で得られたヒッグス粒子の質量の制限。横軸はヒッグス粒子の質量、縦軸はヒッグス粒子の標準理論での生成断面積に対しての強さを表している。緑色のバンド内が $+1\sigma$ のふらつき、黄色のバンド内が $+2\sigma$ のふらつきを表している。

値 (Expected) と観測値 (Observed) の値を表 5.1 に示す。図 5.3 では横軸はヒッグス粒子

表 5.1: ヒッグス粒子の生成断面積の Expected と Observed。表の数値はヒッグス粒子の標準理論での生成断面積に対しての強さを、Expected と Observed でそれぞれ場合で表示している。

質量 [GeV]	300	320	340	360	380	400	420	440	460	480	500	520	540	560	580	600
Expected	5.2	4.4	4.0	3.3	3.5	3.7	4.0	4.6	5.1	5.8	6.5	7.2	7.6	9.7	11.7	12.6
Observed	4.6	3.0	1.5	1.5	2.0	1.9	3.2	3.5	6.6	9.3	11.0	19.1	24.2	26.3	28.6	19.8

の質量、縦軸はヒッグス粒子の標準理論での生成断面積に対しての強さ (Signal Strength) を表している。この図では観測値が横軸のヒッグス粒子の生成断面積の 1 より小さければ、その質量領域のヒッグス粒子の存在は 95% の Confidence Level で棄却された事になる。逆に 1 よりも大きければその領域にヒッグス粒子の存在する可能性がある。特に緑色のバンド内が 95% C.L.、黄色のバンド内が 90% C.L. を表しており、このバンドから外れた領域は予測

値から統計的に有意に外れている事を示している。

この結果を見るとヒッグス粒子の質量 540GeV 580GeV の領域が、標準理論の断面積に対して高い方に統計から外れている事がわかる。一方、低質量領域の制限では Signal Strength は低めに見積もられており、Observed も低い領域に観測された。特に質量 360GeV の制限に関しては標準理論の生成断面積の二倍以下に制限をつける事ができた。

5.3 本研究の制限に対する考察と検証

5.2 章でヒッグス粒子の質量に関して制限をつけた。ここではその結果に対する考察を行う。このとき特に以下の二点に注意した。

シグナル領域の定義

本解析でシグナル領域は探索するヒッグス粒子の質量から、 $\pm 2\sigma$ の範囲内³と定義している。このシグナル領域はバックグラウンドのフィッティングには使用していないので、この範囲を変更する事によってフィッティングの結果への影響が考えられる。そこでここではこのシグナル領域を変更し、結果にどの程度寄与があるかを確認する。具体的には探索するヒッグス粒子の質量から、 $\pm 1\sigma$ 、あるいはシグナル領域を外さずにフィットした場合で結果をそれぞれ出す事を試みる。

フィットの関数形による違い

今回 $lvqq$ の質量分布をフィットする関数として double exponential を採用した。しかし元々 $lvqq$ の質量分布は完全にイベントセレクションのキネマティクスに依存するので、フィッティングに使用する関数に物理的な根拠はない。その為、 $lvqq$ の質量分布を正しくフィッティングできる関数を用いて結果の違いを比較する必要がある。今回は二次の多項式と single exponential の積の関数を用いて検証した。即ち

$$(A + Bx + Cx^2) \times D\exp(Ex) \quad (5.3.1)$$

を用いて検証を行った。

そこで本解析では以上の二点の要素が最終結果に対してどの程度系統誤差があるのかを結果を比較しながら見積もる事とした。以下にその詳細を記す。

5.3.1 シグナル領域：Signal Mass $\pm 2\sigma$ の場合の比較

図 5.4 と表 5.2 に本解析で算出した標準理論ヒッグスの質量への制限を示す。

フィッティングを行う関数の違いによって結果に違いが見られる事がわかる。どちらの結果も重質量領域の制限に対して Excess が観測され、double exponential は特にその傾向が顕著である。

³ここでの σ は 4.9.1 章の表 4.18 で定義した幅を指す。

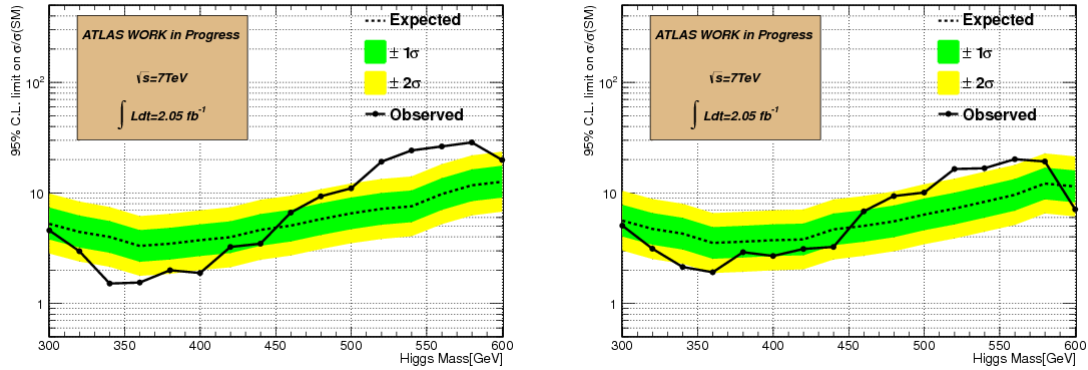


図 5.4: シグナル領域をヒッグスの質量から $\pm 2\sigma$ と定義した場合のリミット。左図はフィッティングの関数として double exponential、右図はフィッティングの関数として exponential \times 二次の多項式でフィッティングしている。横軸はヒッグス粒子の質量、縦軸はヒッグス粒子の標準理論での生成断面積に対しての強さを表している。緑色のバンド内が $+1\sigma$ のふらつき、黄色のバンド内が $+2\sigma$ のふらつきを表している。

表 5.2: ヒッグス粒子の生成断面積の Expected と Observed。表の数値はヒッグス粒子の標準理論での生成断面積に対しての強さを、Expected と Observed でそれぞれ場合で表示している。上段の表は double exponential でフィットした場合の結果、下段の表は exponential \times 二次の多項式でフィットした場合の結果。

質量 [GeV]	300	320	340	360	380	400	420	440	460	480	500	520	540	560	580	600
Expected	5.2	4.4	4.0	3.3	3.5	3.7	4.0	4.6	5.1	5.8	6.5	7.2	7.6	9.7	11.7	12.6
Observed	4.6	3.0	1.5	1.5	2.0	1.9	3.2	3.5	6.6	9.3	11.0	19.1	24.2	26.3	28.6	19.8

質量 [GeV]	300	320	340	360	380	400	420	440	460	480	500	520	540	560	580	600
Expected	5.6	4.7	4.3	3.5	3.6	3.7	3.8	4.7	5.0	5.5	6.4	7.2	8.3	9.6	12.2	11.4
Observed	5.1	3.1	2.1	1.9	2.9	2.7	3.1	3.2	6.8	9.4	10.1	16.4	16.7	20.1	19.2	7.1

5.3.2 シグナル領域：Signal Mass $\pm 1\sigma$ の場合の比較

図 5.5 と表 5.3 にシグナル領域を $\pm 1\sigma$ に狭めて算出した標準理論ヒッグスの質量への制限を示す。

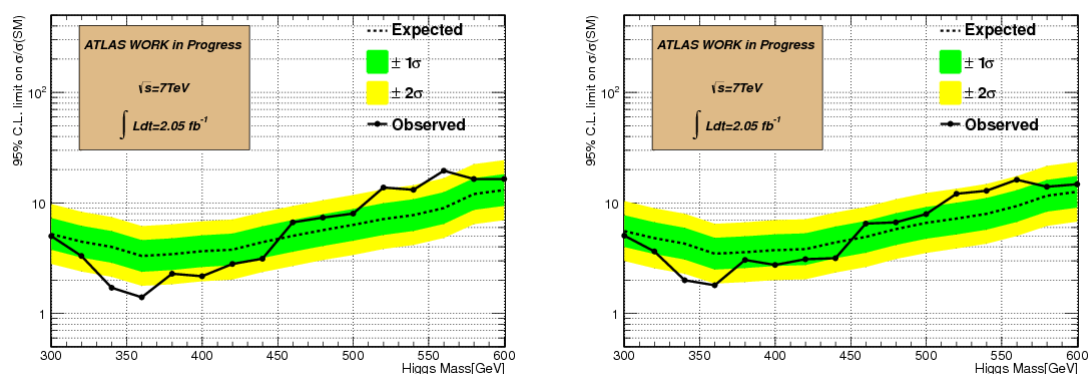


図 5.5: シグナル領域をヒッグスの質量から $\pm 1\sigma$ と定義した場合のリミット。左図はフィッティングの関数として double exponential、右図はフィッティングの関数として exponential \times 二次の多項式でフィッティングしている。横軸はヒッグス粒子の質量、縦軸はヒッグス粒子の標準理論での生成断面積に対する強さを表している。緑色のバンド内が $+1\sigma$ のふらつき、黄色のバンド内が $+2\sigma$ のふらつきを表している。

表 5.3: ヒッグス粒子の生成断面積の Expected と Observed。表の数値はヒッグス粒子の標準理論での生成断面積に対する強さを、Expected と Observed でそれぞれ場合で表示している。上段の表は double exponential でフィットした場合の結果、下段の表は exponential \times 二次の多項式でフィットした場合の結果。

質量 [GeV]	300	320	340	360	380	400	420	440	460	480	500	520	540	560	580	600
Expected	5.2	4.5	4.0	3.3	3.4	3.6	3.8	4.4	5.0	5.7	6.3	7.1	7.7	9.0	12.0	13.1
Observed	5.0	3.3	1.7	1.4	2.3	2.2	2.8	3.1	6.7	7.4	8.0	13.8	13.1	19.5	16.4	16.4

質量 [GeV]	300	320	340	360	380	400	420	440	460	480	500	520	540	560	580	600
Expected	5.6	4.8	4.3	3.5	3.6	3.7	3.8	4.4	4.9	5.8	6.6	7.2	7.9	9.3	11.5	12.6
Observed	5.0	3.6	2.0	1.8	3.0	2.7	3.1	3.2	6.5	6.7	7.9	12.0	12.8	16.2	13.9	14.8

シグナル領域が狭まった事により分布のフィッティングから大きな excess が見えなくなった。これはフィッティングに使用できる領域が増えた事によりそれぞれの関数を用いたバックグラウンド見積もり結果が近くなった為である。またどちらの関数でフィッティングをして求めた分布も、リミットの傾向はシグナル領域を幅 $\pm 2\sigma$ に取った場合の結果と比較して近いものになっている。

5.3.3 シグナル領域：Signal Mass $\pm 0\sigma$ の場合の比較

図 5.6 と表 5.4 にシグナル領域を外さずにフィットして算出した標準理論ヒッグスの質量への制限を示す。

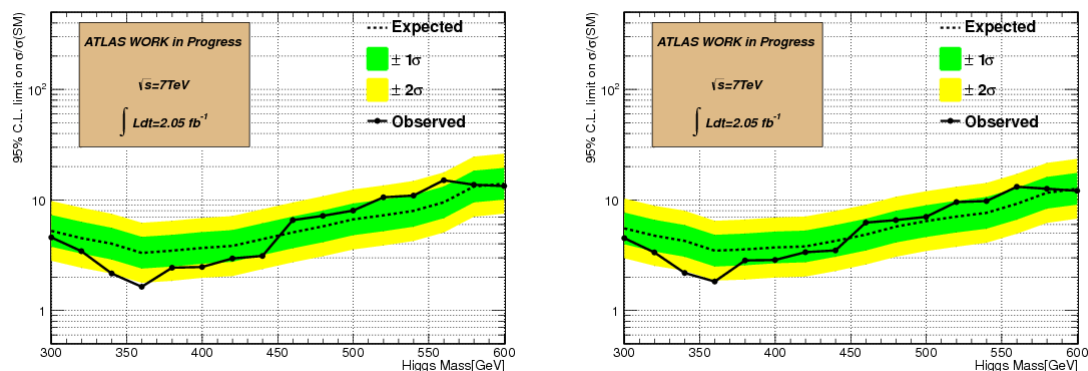


図 5.6: シグナル領域をヒッグスの質量から $\pm 0\sigma$ と定義した場合のリミット。左図はフィッティングの関数として double exponential、右図はフィッティングの関数として exponential \times 二次の多項式でフィッティングしている。横軸はヒッグス粒子の質量、縦軸はヒッグス粒子の標準理論での生成断面積に対しての強さを表している。緑色のバンド内が $+1\sigma$ のふらつき、黄色のバンド内が $+2\sigma$ のふらつきを表している。

表 5.4: ヒッグス粒子の生成断面積の Expected と Observed。表の数値はヒッグス粒子の標準理論での生成断面積に対しての強さを、Expected と Observed でそれぞれ場合で表示している。上段の表は double exponential でフィットした場合の結果、下段の表は exponential \times 二次の多項式でフィットした場合の結果。

質量 [GeV]	300	320	340	360	380	400	420	440	460	480	500	520	540	560	580	600
Expected	5.2	4.4	4.0	3.3	3.4	3.7	3.8	4.4	5.0	5.7	6.5	7.0	7.6	9.1	12.6	13.3
Observed	4.4	3.2	2.0	1.5	2.3	2.3	2.9	3.1	6.8	7.5	8.4	11.0	11.4	15.5	14.9	14.8

質量 [GeV]	300	320	340	360	380	400	420	440	460	480	500	520	540	560	580	600
Expected	5.5	4.7	4.3	3.5	3.5	3.7	3.8	4.2	4.8	5.7	6.4	7.0	7.6	9.2	11.6	12.6
Observed	4.5	3.3	2.2	1.8	2.8	2.9	3.4	3.5	6.2	6.6	7.0	9.6	9.7	13.2	12.6	12.1

どちらの分布もより Expected に近い領域に Observed が推移している。また、フィットする関数形による違いも殆ど見られなくなっている。これはどちらの関数でも分布のフィッティングがうまくいっており、且つそのフィッティング結果にどちらも違いが無い事からきている。

5.3.4 フィットting関数の違いによる結果への影響

5.3.1章～5.3.3章でシグナル領域を変更して、二つのフィッティング関数による結果の違いを見てきた。結果二つの関数の違いはシグナル領域を最も広くとった場合に、特に重質量の領域（500GeV以上）の結果に違いが生じた。この結果に対しては以下の様な考察ができる。

図 5.7 は、ヒッグス 560GeV 探索時に二つの関数それぞれを用いて見積もった、BG の関数とその誤差を示している（図の意味としては図 4.25 とおなじものである）。図は左が

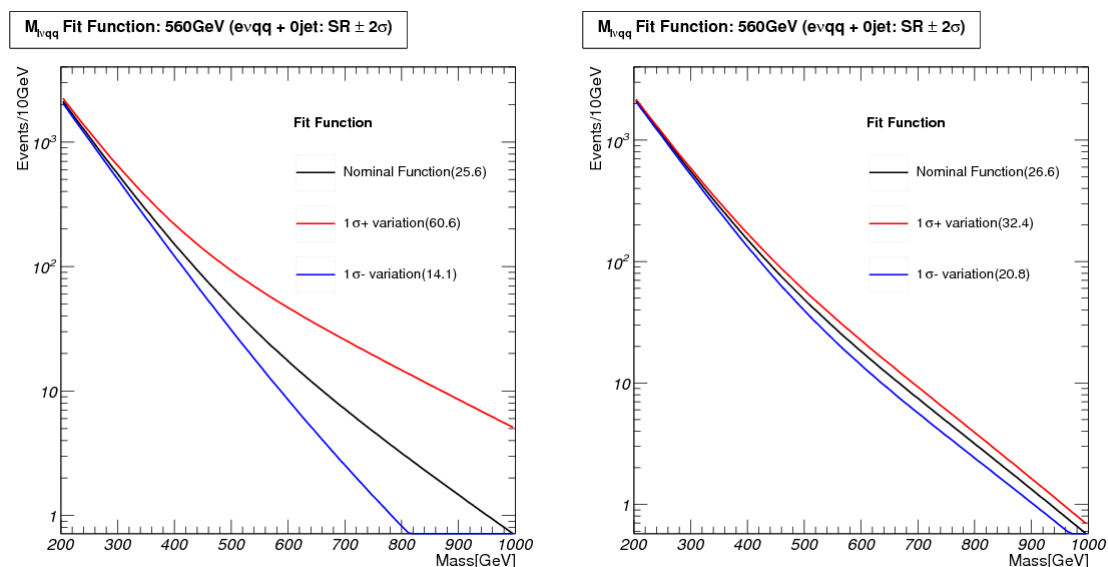


図 5.7: シグナル領域をヒッグスの質量から $\pm 2\sigma$ と定義した場合に求めた BG とその誤差。左: double exponential 関数をフィッティング関数として用いた場合の結果。右: 二次の多項式 \times exponential をフィッティング関数として用いた場合の結果。黒の直線がフィッティングによって見積もられたバックグラウンド、赤、青の直線がこのバックグラウンドの $\pm 1\sigma$ 偏差を示している。

double exponential をフィッティング関数として用いた場合の結果であり、右が二次の多項式 \times exponential をフィッティング関数として用いた場合の結果である（解析チャンネルは $evqq+0jet$ チャンネル）。フィッティングはどちらもよくフィットできており、その結果見積もられたバックグラウンド（Expected:黒の関数）に大きな違いは見られないが、フィッティングの誤差（赤、青の関数）に違いが見られ、これは明らかに関数形の違いによるものである。本解析ではフィッティングで見積もった BG の誤差を系統誤差として計上しているが、この BG の誤差の形状が極端に Expected から変化している様な場合、その BG の系統誤差を考慮しても結果的に Expected に近い形状が選択される（サイドバンドで決めるため）ことが分かった。この様な場合、見積もられたバックグラウンドが実際のバックグラウンドよりも低く見積もられたとしても、バックグラウンドの系統誤差でこの不足分を補う事ができず、double exponential の重質量領域では大きな excess が観測されたと考える事ができる。

一方、シグナル領域を狭めてフィッティングを行った場合に関しては、フィッティングに使用できる範囲が広がるにつれて二つの関数に付けられる Expected の値と、その誤差の違い徐々になくなり、両者の結果に大きな違いは見られたなかった、と考える事ができる。

しかしこれらの問題に関してはより精査が必要であり、特に使用する関数の選定についてより深く追求して行く必要がある。

5.3.5 既存の結果との比較

最後に本解析の結果と既存の結果との比較をする。今回比較する結果は2011年にATLASで取得された積算ルミノシティ 1fb^{-1} のデータ量の解析結果である [24]。この結果は $lvqq$ の質量分布を double exponential でフィットし、その際にはシグナル領域を外さずにフィットをしている。その為、本解析でもシグナル領域を外さずに double exponential で結果を出した分布で比較を行う。

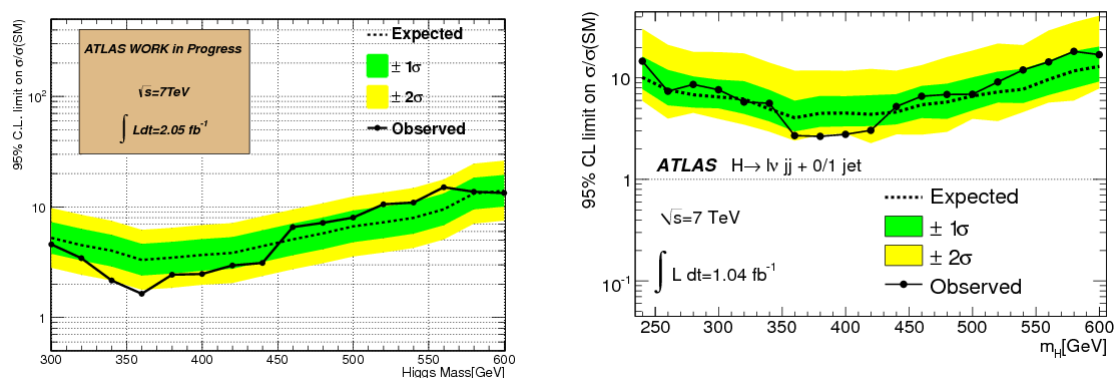


図 5.8: シグナル領域をヒッグスの質量から $\pm 0\sigma$ と定義した場合のリミット。左図は本解析がつけた制限、右図は 1fb^{-1} のデータ量からつけられた既存の制限 [24]。両者の傾向は良く似ており今回の結果が 1fb の結果と比較して無矛盾なものである事がわかる。横軸はヒッグス粒子の質量、縦軸はヒッグス粒子の標準理論での生成断面積に対する強さを表している。緑色のバンド内が $+1\sigma$ のふらつき、黄色のバンド内が $+2\sigma$ のふらつきを表している。

どちらの結果も傾向としてよく似た傾向を示しており、 1fb^{-1} の結果から無矛盾であることを示している。 2fb^{-1} にデータ量が増えた事でリミットは低質量領域で特に大きく改善されている。

5.3.6 結論

シグナル量領域を除いたサイドバンドフィット法によって BG 分布を見積もる際には、シグナル領域の幅やフィッティングに使用する関数の選択によって見積もられた BG とその誤差に違いが生じる事が確認された。特に本研究の様に重質量粒子 (質量 500GeV 以上) の探索の場合は自然幅だけを考慮してもシグナル領域は必然と広くなる為とその寄与は大きい。

しかし質量 300GeV から 400GeV の探索に関しては、フィッティングに使用する関数やシグナル領域の違いによって最終結果に対して大きな違いが見られる事はなかった。

特に質量 360GeV のヒッグス粒子に関しては、シグナル領域、関数選択を変更しても標準理論の生成断面積に二倍以下の制限を付けられた事は一貫していた。よって 360GeV の制限は確実に二倍以下の制限をつける事ができた。

さらにこれらの結果の検証として既存の結果との比較を行ったが、同様の傾向が確認できた。

第6章 まとめ

本研究では過去最高の重心系衝突エネルギー $\sqrt{s}=7\text{TeV}$ での LHC 実験において、ATLAS 検出器で取得された積算ルミノシティ 2.05fb^{-1} のデータを用いてヒッグス粒子の探索を行った。

ヒッグス粒子の探索を行う上で、本解析ではグルーオンフュージョンで生成され、ヒッグス粒子が二つの W ボソンに崩壊し、1レプトン、1ニュートリノ、2ジェット（あるいは3ジェット）に崩壊するモードについて探索を行った。

本解析で探索する $H \rightarrow WW \rightarrow lvqq$ モードは、ヒッグス粒子の分岐比と W ボソンの崩壊比の観点からヒッグス粒子が重質量（質量 200GeV 以上）の探索の場合に感度がある。また、終状態の粒子でニュートリノ以外は検出器に観測される為、エネルギー・運動量保存則からニュートリノの運動量を再構成し、ヒッグスの質量分布を再構成できる点も本解析の大きな特徴である。

以下に本解析の特徴をまとめる。

ニュートリノの運動量の構成

ニュートリノの運動量は方程式を解く事によって求めている。方程式は二次方程式である為ニュートリノの運動量の解は二種類存在してしまう。そこで本解析では MC サンプルと比較を行い、より MC の結果を再現する解を採用する事にした。

関数のフィッティング

本解析では終状態の粒子の情報を全て用いて質量分布を構成する。その質量分布を関数で関数によるフィッティングを行い、フィッティングによって得られた分布をバックグラウンドと見なす。そのバックグラウンドからの超過数を見積もる事でヒッグス粒子の質量に制限をつけている。このフィッティングはサイドバンド・フィット法で行っているが、フィッティングに使用する関数、シグナル領域の定義が特に結果に大きく影響する要素である。本解析ではこれらの要因の違いが、結果にどの程度影響するかについても議論した。

本研究ではまず、データ事象の見積もりを MC サンプルを用いて行った。その結果、最終的にイベントセレクションを全て通過したあとのイベント数・主要変数の分布は、いずれも系統誤差の範囲内でデータと MC で一致する事が確かめられた。また、サイドバンドフィッティングによる BG-Estimation を行い、ヒッグス粒子の質量制限を算出した。その結果、ヒッグスの質量制限に $H \rightarrow WW \rightarrow lvqq$ モードでの新しい制限をつける事に成功した。特に 360GeV のヒッグスの質量に関しては標準理論の断面積の 2 倍以下の制限をつける事に成功した。この結果は 1fb^{-1} のデータ量でつけられた ATLAS 公式の結果との比較を行ったが、本研究の結果と無矛盾なものであった。

付 録 A モンテカルロサンプル一覧

以下に本解析で使用したモンテカルロサンプルと生成断面積をまとめる。
モンテカルロサンプルによっては PowHeg や MC@NLO などのサンプルでは Next Leading Order(NLO) の断面積で生成されているサンプルも存在する。そのサンプルに関しては

$$\sigma_{NLO} = k \cdot \sigma_{LO}$$

の式によってモンテカルロサンプルをスケールする事によって NLO の断面積を算出している。ここで NLO の断面積にかけるスケールファクターを K-Factor と呼ぶ。

また、シグナルの生成断面積と pdf、scale の不定性は CERN Yello Report Page at 7TeV (<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CERNYellowReportPageAt7TeV>) の値を参照している。

表 A.1: The list of Signal Sample.

samplename	σ [pb]	BR	σ +error	σ -error
mc10_7TeV.116745.PowHegPythia_ggH300_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	2.222	0.692	1.118	0.891
mc10_7TeV.116746.PowHegPythia_ggH320_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	2.247	0.689	1.119	0.889
mc10_7TeV.116747.PowHegPythia_ggH340_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	2.198	0.687	1.128	0.891
mc10_7TeV.116748.PowHegPythia_ggH360_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	2.361	0.651	1.138	0.895
mc10_7TeV.116749.PowHegPythia_ggH380_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	2.226	0.609	1.120	0.889
mc10_7TeV.116750.PowHegPythia_ggH400_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	2.032	0.582	1.112	0.884
mc10_7TeV.116751.PowHegPythia_ggH420_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	1.756	0.564	1.107	0.881
mc10_7TeV.116752.PowHegPythia_ggH440_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	1.482	0.554	1.112	0.879
mc10_7TeV.116753.PowHegPythia_ggH460_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	1.237	0.549	1.117	0.879
mc10_7TeV.116754.PowHegPythia_ggH480_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	1.026	0.546	1.121	0.877
mc10_7TeV.116755.PowHegPythia_ggH500_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.8491	0.546	1.125	0.876
mc10_7TeV.116756.PowHegPythia_ggH520_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.7006	0.547	1.128	0.875
mc10_7TeV.116757.PowHegPythia_ggH540_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.5782	0.549	1.130	0.875
mc10_7TeV.116758.PowHegPythia_ggH560_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.4771	0.552	1.132	0.875
mc10_7TeV.116759.PowHegPythia_ggH580_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.3944	0.555	1.135	0.874
mc10_7TeV.116760.PowHegPythia_ggH600_WWlepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e773_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.3267	0.558	1.137	0.874
mc10_7TeV.116336.PythiaGGFH700_WW_lepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e660_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.1320	0.577	1.147	0.869
mc10_7TeV.116337.PythiaGGFH800_WW_lepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e660_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.05655	0.594	1.157	0.864
mc10_7TeV.116338.PythiaGGFH900_WW_lepnuqq.merge .NTUP_SMWZ.e660_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.02555	0.609	1.173	0.852

表 A.2: The list of W jet Sample.

samplename	σ [pb]	K-Factor	FE
mc10_7TeV.107680.AlpgenJimmyWenuNp0_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	6913.3	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107681.AlpgenJimmyWenuNp1_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e798_s933_s946_r2302_r2300_p605	1293.0	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107682.AlpgenJimmyWenuNp2_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e760_s933_s946_r2302_r2300_p605	377.1	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107683.AlpgenJimmyWenuNp3_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e760_s933_s946_r2302_r2300_p605	100.9	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107684.AlpgenJimmyWenuNp4_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e760_s933_s946_r2302_r2300_p605	25.3	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107685.AlpgenJimmyWenuNp5_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e760_s933_s946_r2302_r2300_p605	6.9	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107690.AlpgenJimmyWmunuNp0_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	6913.3	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107691.AlpgenJimmyWmunuNp1_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e798_s933_s946_r2302_r2300_p605	1293.0	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107692.AlpgenJimmyWmunuNp2_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e760_s933_s946_r2302_r2300_p605	377.1	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107693.AlpgenJimmyWmunuNp3_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e760_s933_s946_r2302_r2300_p605	100.9	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107694.AlpgenJimmyWmunuNp4_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e760_s933_s946_r2302_r2300_p605	25.3	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107695.AlpgenJimmyWmunuNp5_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e760_s933_s946_r2302_r2300_p605	6.9	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107700.AlpgenJimmyWtaunuNp0_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	6913.3	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107701.AlpgenJimmyWtaunuNp1_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	1293.0	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107702.AlpgenJimmyWtaunuNp2_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e760_s933_s946_r2302_r2300_p605	377.1	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107703.AlpgenJimmyWtaunuNp3_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e760_s933_s946_r2302_r2300_p605	100.9	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107704.AlpgenJimmyWtaunuNp4_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e760_s933_s946_r2302_r2300_p605	25.3	1.19887	1.0
mc10_7TeV.107705.AlpgenJimmyWtaunuNp5_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e760_s933_s946_r2302_r2300_p605	6.9	1.19887	1.0

表 A.3: The list of Z jet Sample1/3.

samplename	σ [pb]	K-Factor	FE
mc10_7TeV.107650.AlpGenJimmyZeeNp0_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	830.125	1.0	1.0
mc10_7TeV.107651.AlpGenJimmyZeeNp1_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	166.2375	1.0	1.0
mc10_7TeV.107652.AlpGenJimmyZeeNp2_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	50.2825	1.0	1.0
mc10_7TeV.107653.AlpGenJimmyZeeNp3_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	13.9225	1.0	1.0
mc10_7TeV.107654.AlpGenJimmyZeeNp4_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	3.615625	1.0	1.0
mc10_7TeV.107655.AlpGenJimmyZeeNp5_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.9417875	1.0	1.0
mc10_7TeV.107660.AlpGenJimmyZmumuNp0_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	830.125	1.0	1.0
mc10_7TeV.107661.AlpGenJimmyZmumuNp1_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	166.2375	1.0	1.0
mc10_7TeV.107662.AlpGenJimmyZmumuNp2_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	50.2825	1.0	1.0
mc10_7TeV.107663.AlpGenJimmyZmumuNp3_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	13.9225	1.0	1.0
mc10_7TeV.107664.AlpGenJimmyZmumuNp4_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	3.615625	1.0	1.0
mc10_7TeV.107665.AlpGenJimmyZmumuNp5_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.9417875	1.0	1.0
mc10_7TeV.107670.AlpGenJimmyZtautauNp0_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	830.125	1.0	1.0
mc10_7TeV.107671.AlpGenJimmyZtautauNp1_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	166.2375	1.0	1.0
mc10_7TeV.107672.AlpGenJimmyZtautauNp2_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	50.2825	1.0	1.0
mc10_7TeV.107673.AlpGenJimmyZtautauNp3_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	13.9225	1.0	1.0
mc10_7TeV.107674.AlpGenJimmyZtautauNp4_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	3.615625	1.0	1.0
mc10_7TeV.107675.AlpGenJimmyZtautauNp5_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.9417875	1.0	1.0

表 A.4: The list of Z jet Sample2/3.

samplename	σ [pb]	K-Factor	FE
mc10_7TeV.109300.AlpgeJimmyZeebbNp0_nofilter.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	6.52	1.0	1.0
mc10_7TeV.109301.AlpgeJimmyZeebbNp1_nofilter.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	2.25	1.0	1.0
mc10_7TeV.109302.AlpgeJimmyZeebbNp2_nofilter.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.88	1.0	1.0
mc10_7TeV.109303.AlpgeJimmyZeebbNp3_nofilter.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.39	1.0	1.0
mc10_7TeV.109305.AlpgeJimmyZmumubbNp0_nofilter.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	6.53	1.0	1.0
mc10_7TeV.109306.AlpgeJimmyZmumubbNp1_nofilter.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	2.47	1.0	1.0
mc10_7TeV.109307.AlpgeJimmyZmumubbNp2_nofilter.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.88	1.0	1.0
mc10_7TeV.109308.AlpgeJimmyZmumubbNp3_nofilter.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.39	1.0	1.0
mc10_7TeV.116250.AlpgeJimmyZeeNp0_Mll10to40_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e660_s933_s946_r2302_r2300_p605	3051.62	1.22	1.0
mc10_7TeV.116251.AlpgeJimmyZeeNp1_Mll10to40_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e660_s933_s946_r2302_r2300_p605	87.87	1.22	1.0
mc10_7TeV.116252.AlpgeJimmyZeeNp2_Mll10to40_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e660_s933_s946_r2302_r2300_p605	41.10	1.22	1.0
mc10_7TeV.116253.AlpgeJimmyZeeNp3_Mll10to40_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e660_s933_s946_r2302_r2300_p605	8.46	1.22	1.0
mc10_7TeV.116254.AlpgeJimmyZeeNp4_Mll10to40_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e660_s933_s946_r2302_r2300_p605	1.84	1.22	1.0
mc10_7TeV.116255.AlpgeJimmyZeeNp5_Mll10to40_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e660_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.46	1.22	1.0
mc10_7TeV.116260.AlpgeJimmyZmumuNp0_Mll10to40_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e660_s933_s946_r2302_r2300_p605	3051.62	1.22	1.0
mc10_7TeV.116261.AlpgeJimmyZmumuNp1_Mll10to40_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e660_s933_s946_r2302_r2300_p605	87.87	1.22	1.0
mc10_7TeV.116262.AlpgeJimmyZmumuNp2_Mll10to40_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e660_s933_s946_r2302_r2300_p605	40.95	1.22	1.0

表 A.5: The list of Z jet Sample3/3.

samplename	σ [pb]	K-Factor	FE
mc10_7TeV.116263.AlpGenJimmyZmumuNp3_Mll10to40_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e660_s933_s946_r2302_r2300_p605	8.41	1.22	1.0
mc10_7TeV.116264.AlpGenJimmyZmumuNp4_Mll10to40_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e660_s933_s946_r2302_r2300_p605	1.85	1.22	1.0
mc10_7TeV.116265.AlpGenJimmyZmumuNp5_Mll10to40_pt20.merge .NTUP_SMWZ.e660_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.46	1.22	1.0
mc10_7TeV.106052.PythiaZtautau.merge .NTUP_SMWZ.e574_s934_s946_r2310_r2300_p605	857	1.15	1.0
mc10_7TeV.107055.PythiaDrellYanLowMtautau_M10.merge .NTUP_SMWZ.e574_s933_s946_r2301_r2300_p605	3454	1.15	1.0

表 A.6: The list of Top Sample.

samplename	σ [pb]	K-Factor	FE
mc10_7TeV.105200.T1_McAtNlo_Jimmy.merge .NTUP_SMWZ.e844_s933_s946_r2302_r2300_p605	89.4	1.0	1.0
mc10_7TeV.105204.TTbar_FullHad_McAtNlo_Jimmy.merge .NTUP_SMWZ.e598_s933_s946_r2302_r2300_p605	1293.0	1.0	1.0
mc10_7TeV.108340.st_tchan_enu_McAtNlo_Jimmy.merge .NTUP_SMWZ.e598_s933_s946_r2302_r2300_p605	6.93	1.0	1.0
mc10_7TeV.108341.st_tchan_munu_McAtNlo_Jimmy.merge .NTUP_SMWZ.e598_s933_s946_r2302_r2300_p605	6.93	1.0	1.0
mc10_7TeV.108342.st_tchan_taunu_McAtNlo_Jimmy.merge .NTUP_SMWZ.e598_s933_s946_r2302_r2300_p605	6.93	1.0	1.0
mc10_7TeV.108343.st_schan_enu_McAtNlo_Jimmy.merge .NTUP_SMWZ.e598_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.468	1.0	1.0
mc10_7TeV.108344.st_schan_munu_McAtNlo_Jimmy.merge .NTUP_SMWZ.e598_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.468	1.0	1.0
mc10_7TeV.108345.st_schan_taunu_McAtNlo_Jimmy.merge .NTUP_SMWZ.e598_s933_s946_r2302_r2300_p605	0.468	1.0	1.0
mc10_7TeV.108346.st_Wt_McAtNlo_Jimmy.merge .NTUP_SMWZ.e598_s933_s946_r2302_r2300_p605	15.6	1.0	1.0

表 A.7: The list of Diboson Sample.

samplename	σ [pb]	K-Factor	FE
mc10_7TeV.105985.WW_Herwig.merge .NTUP_SMWZ.e598_s933_s946_r2302_r2300_p605	44.9	1.0	0.3884
mc10_7TeV.105986.ZZ_Herwig.merge .NTUP_SMWZ.e598_s933_s946_r2302_r2300_p605	5.96	1.0	0.2123
mc10_7TeV.105987.WZ_Herwig.merge .NTUP_SMWZ.e598_s933_s946_r2302_r2300_p605	18.0	1.0	0.3080
mc10_7TeV.106001.Pythia_MadGraph_Wplusenugamma.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	28.0	1.0	1.0
mc10_7TeV.106002.Pythia_MadGraph_Wplusmunugamma.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	28.0	1.0	1.0
mc10_7TeV.106003.Pythia_MadGraph_Wplustaanugamma.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	25.4	1.0	0.167
mc10_7TeV.108288.Pythia_MadGraph_Wminusenugamma.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	18.59	1.0	1.0
mc10_7TeV.108289.Pythia_MadGraph_Wminusmunugamma.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	18.59	1.0	1.0
mc10_7TeV.108290.Pythia_MadGraph_Wminustaanugamma.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	17.34	1.0	0.169
mc10_7TeV.108323.Pythia_MadGraph_Zeegamma.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	10.2	1.0	1.0
mc10_7TeV.108324.Pythia_MadGraph_Zmumugamma.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	10.2	1.0	1.0
mc10_7TeV.108325.Pythia_MadGraph_Ztautaugamma.merge .NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605	9.76	1.0	0.17

付 録B イベントセレクション カットフロー

イベントセレクションで適用したカットフローの詳細を各チャンネル毎に表 B.1～表 B.4 に示す。いずれも誤差は統計の誤差のみで示されている。

表 B.1: カットフロー ($evqq + 0\text{jet}$): ルミノシティ 2.05fb^{-1} 。誤差は統計誤差のみ。

Cut Def	Data	All MC	DATA/MC	QCD	W+jet	Z+jet	Top	Diboson	H400GeV
Trigger	104700061	$(1.2 \pm 0.0) \times 10^8$	0.90	$(1.0 \pm 0.0) \times 10^8$	$(1.0 \pm 0.0) \times 10^7$	$(1.7 \pm 0.0) \times 10^6$	$(7.5 \pm 0.0) \times 10^4$	$(5.3 \pm 0.0) \times 10^4$	274 ± 2
1 leptons	14011045	$(1.3 \pm 0.0) \times 10^7$	1.07	$(5.0 \pm 0.0) \times 10^6$	$(7.1 \pm 0.0) \times 10^6$	$(9.3 \pm 0.0) \times 10^5$	$(3.5 \pm 0.0) \times 10^4$	$(3.1 \pm 0.0) \times 10^4$	201 ± 2
RobustM cut	13748488	$(1.3 \pm 0.0) \times 10^7$	1.07	$(5.0 \pm 0.0) \times 10^6$	$(7.1 \pm 0.0) \times 10^6$	$(6.6 \pm 0.0) \times 10^5$	$(3.4 \pm 0.0) \times 10^4$	$(2.8 \pm 0.0) \times 10^4$	200 ± 2
Trigger Match	10004080	$(9.6 \pm 0.0) \times 10^6$	1.04	$(2.7 \pm 0.0) \times 10^6$	$(6.4 \pm 0.0) \times 10^6$	$(5.4 \pm 0.0) \times 10^5$	$(3.2 \pm 0.0) \times 10^4$	$(2.3 \pm 0.0) \times 10^4$	194 ± 2
# of Jets	681320	$(8.5 \pm 0.0) \times 10^5$	0.80	$(4.8 \pm 0.0) \times 10^5$	$(2.8 \pm 0.0) \times 10^5$	$(8.2 \pm 0.0) \times 10^4$	$(6.3 \pm 0.0) \times 10^3$	$(4.8 \pm 0.0) \times 10^3$	72 ± 1
Lepton Pt > 30GeV	519395	$(5.1 \pm 0.0) \times 10^5$	1.01	$(2.0 \pm 0.0) \times 10^5$	$(2.4 \pm 0.0) \times 10^5$	$(6.8 \pm 0.0) \times 10^4$	$(5.6 \pm 0.0) \times 10^3$	$(4.1 \pm 0.0) \times 10^3$	70 ± 1
MEt > 30GeV	201411	$(1.9 \pm 0.0) \times 10^5$	1.04	$(2.6 \pm 0.0) \times 10^4$	$(1.5 \pm 0.0) \times 10^5$	$(6.9 \pm 0.1) \times 10^3$	$(4.2 \pm 0.0) \times 10^3$	$(2.0 \pm 0.0) \times 10^3$	58 ± 1
Mt > 20GeV	201411	$(1.9 \pm 0.0) \times 10^5$	1.04	$(2.6 \pm 0.0) \times 10^4$	$(1.5 \pm 0.0) \times 10^5$	$(6.9 \pm 0.1) \times 10^3$	$(4.2 \pm 0.0) \times 10^3$	$(2.0 \pm 0.0) \times 10^3$	58 ± 1
$71 < M_{qq} < 91$	30444	$(3.0 \pm 0.0) \times 10^4$	1.01	$(3.2 \pm 0.0) \times 10^3$	$(2.5 \pm 0.0) \times 10^4$	939±18	458±4	769±10	31±1
1st jet $ \eta < 2.8$	28418	$(2.8 \pm 0.0) \times 10^4$	1.01	$(3.0 \pm 0.0) \times 10^3$	$(2.3 \pm 0.0) \times 10^4$	826±17	445±4	714±9	30±1
2nd jet $ \eta < 2.8$	26484	$(2.6 \pm 0.0) \times 10^4$	1.01	$(2.8 \pm 0.0) \times 10^3$	$(2.2 \pm 0.0) \times 10^4$	757±17	426±4	676±9	30±1
b-veto	25400	$(2.5 \pm 0.0) \times 10^4$	1.01	$(2.6 \pm 0.0) \times 10^3$	$(2.1 \pm 0.0) \times 10^4$	742±17	233±3	634±9	28±1
The ratio w.r.t BG	-	-	-	10.15 (%)	83.47 (%)	2.94 (%)	0.92 (%)	2.51 (%)	0.11 (%)

表 B.2: カットフロー ($evqq + 1\text{jet}$): ルミノシティ 2.05fb^{-1} 。誤差は統計誤差のみ。

Cut Def	Data	All MC	DATA/MC	QCD	W+jet	Z+jet	Top	Diboson	H400GeV
Trigger	104700061	$(1.2 \pm 0.0) \times 10^8$	0.90	$(1.0 \pm 0.0) \times 10^8$	$(1.0 \pm 0.0) \times 10^7$	$(1.7 \pm 0.0) \times 10^6$	$(7.5 \pm 0.0) \times 10^4$	$(5.3 \pm 0.0) \times 10^4$	274 ± 2
1 leptons	14011045	$(1.3 \pm 0.0) \times 10^7$	1.07	$(5.0 \pm 0.0) \times 10^6$	$(7.1 \pm 0.0) \times 10^6$	$(9.3 \pm 0.0) \times 10^5$	$(3.5 \pm 0.0) \times 10^4$	$(3.1 \pm 0.0) \times 10^4$	201 ± 2
RobustM cut	13748488	$(1.3 \pm 0.0) \times 10^7$	1.07	$(5.0 \pm 0.0) \times 10^6$	$(7.1 \pm 0.0) \times 10^6$	$(6.6 \pm 0.0) \times 10^5$	$(3.4 \pm 0.0) \times 10^4$	$(2.8 \pm 0.0) \times 10^4$	200 ± 2
Trigger Match	10004080	$(9.6 \pm 0.0) \times 10^6$	1.04	$(2.7 \pm 0.0) \times 10^6$	$(6.4 \pm 0.0) \times 10^6$	$(5.4 \pm 0.0) \times 10^5$	$(3.2 \pm 0.0) \times 10^4$	$(2.3 \pm 0.0) \times 10^4$	194 ± 2
# of Jets	180670	$(2.4 \pm 0.0) \times 10^5$	0.76	$(1.4 \pm 0.0) \times 10^5$	$(6.9 \pm 0.0) \times 10^4$	$(2.3 \pm 0.0) \times 10^4$	$(8.1 \pm 0.0) \times 10^3$	$(1.4 \pm 0.0) \times 10^3$	63 ± 1
Lepton Pt > 30GeV	143119	$(1.4 \pm 0.0) \times 10^5$	1.01	$(5.3 \pm 0.0) \times 10^4$	$(6.1 \pm 0.0) \times 10^4$	$(1.9 \pm 0.0) \times 10^4$	$(7.3 \pm 0.0) \times 10^3$	$(1.2 \pm 0.0) \times 10^3$	60 ± 1
MEt > 30GeV	60410	$(5.8 \pm 0.0) \times 10^4$	1.04	$(9.4 \pm 0.1) \times 10^3$	$(4.0 \pm 0.0) \times 10^4$	$(2.8 \pm 0.0) \times 10^3$	$(5.5 \pm 0.0) \times 10^3$	655±8	52±1
Mt > 20GeV	60410	$(5.8 \pm 0.0) \times 10^4$	1.04	$(9.4 \pm 0.1) \times 10^3$	$(4.0 \pm 0.0) \times 10^4$	$(2.8 \pm 0.0) \times 10^3$	$(5.5 \pm 0.0) \times 10^3$	655±8	52±1
$71 < M_{qq} < 91$	20172	$(2.0 \pm 0.0) \times 10^4$	1.00	$(3.0 \pm 0.0) \times 10^3$	$(1.4 \pm 0.0) \times 10^4$	923±19	$(2.1 \pm 0.0) \times 10^3$	351±5	33±1
1st jet $ \eta < 2.8$	19147	$(1.9 \pm 0.0) \times 10^4$	1.00	$(2.8 \pm 0.0) \times 10^3$	$(1.3 \pm 0.0) \times 10^4$	844±18	$(2.1 \pm 0.0) \times 10^3$	329±4	32±1
2nd jet $ \eta < 2.8$	18013	$(1.8 \pm 0.0) \times 10^4$	0.99	$(2.6 \pm 0.0) \times 10^3$	$(1.2 \pm 0.0) \times 10^4$	781±18	$(2.0 \pm 0.0) \times 10^3$	310±4	32±1
b-veto	15773	$(1.6 \pm 0.0) \times 10^4$	0.98	$(2.3 \pm 0.0) \times 10^3$	$(1.2 \pm 0.0) \times 10^4$	750±18	804±4	284±4	29±1
The ratio w.r.t BG	-	-	-	14.27 (%)	74.29 (%)	4.67 (%)	5.00 (%)	1.77 (%)	0.18 (%)

表 B.3: カットフロー ($\mu\nu qq + 0\text{jet}$: ルミノシティ 2.05fb^{-1})。誤差は統計誤差のみ。

Cut Def	Data	All MC	DATA/MC	QCD	W+jet	Z+jet	Top	Diboson	H400GeV
Trigger	79447353	$(9.2\pm 0.0)\times 10^7$	0.87	$(7.9\pm 0.0)\times 10^7$	$(1.0\pm 0.0)\times 10^7$	$(1.8\pm 0.0)\times 10^6$	$(1.4\pm 0.0)\times 10^5$	$(5.2\pm 0.0)\times 10^4$	224 ± 2
1 leptons	15744134	$(1.7\pm 0.0)\times 10^7$	0.92	$(7.3\pm 0.0)\times 10^6$	$(8.8\pm 0.0)\times 10^6$	$(8.7\pm 0.0)\times 10^5$	$(3.9\pm 0.0)\times 10^4$	$(3.7\pm 0.0)\times 10^4$	196 ± 2
RobustM cut	15734920	$(1.7\pm 0.0)\times 10^7$	0.93	$(7.3\pm 0.0)\times 10^6$	$(8.8\pm 0.0)\times 10^6$	$(8.7\pm 0.0)\times 10^5$	$(3.8\pm 0.0)\times 10^4$	$(3.6\pm 0.0)\times 10^4$	195 ± 2
Trigger Match	15701720	$(1.7\pm 0.0)\times 10^7$	0.93	$(7.3\pm 0.0)\times 10^6$	$(8.8\pm 0.0)\times 10^6$	$(8.5\pm 0.0)\times 10^5$	$(3.8\pm 0.0)\times 10^4$	$(3.6\pm 0.0)\times 10^4$	195 ± 2
# of Jets	999642	$(1.4\pm 0.0)\times 10^6$	0.73	$(9.3\pm 0.0)\times 10^5$	$(3.7\pm 0.0)\times 10^5$	$(6.0\pm 0.0)\times 10^4$	$(7.4\pm 0.0)\times 10^3$	$(5.5\pm 0.0)\times 10^3$	71 ± 1
Lepton Pt > 30GeV	417455	$(4.0\pm 0.0)\times 10^5$	1.04	$(8.7\pm 0.0)\times 10^4$	$(2.7\pm 0.0)\times 10^5$	$(3.8\pm 0.0)\times 10^4$	$(5.6\pm 0.0)\times 10^3$	$(3.8\pm 0.0)\times 10^3$	65 ± 1
MEt > 30GeV	219198	$(2.0\pm 0.0)\times 10^5$	1.07	$(9.3\pm 0.1)\times 10^3$	$(1.8\pm 0.0)\times 10^5$	$(1.0\pm 0.0)\times 10^4$	$(4.3\pm 0.0)\times 10^3$	$(2.3\pm 0.0)\times 10^3$	56 ± 1
Mt > 20GeV	210255	$(1.9\pm 0.0)\times 10^5$	1.08	$(5.3\pm 0.1)\times 10^3$	$(1.7\pm 0.0)\times 10^5$	$(8.5\pm 0.1)\times 10^3$	$(4.1\pm 0.0)\times 10^3$	$(2.2\pm 0.0)\times 10^3$	48 ± 1
$71 < M_{qq} < 91$	32808	$(3.2\pm 0.0)\times 10^4$	1.02	676±22	$(2.9\pm 0.0)\times 10^4$	$(1.4\pm 0.0)\times 10^3$	441±4	831±10	25±1
1st jet $ \eta < 2.8$	30614	$(3.0\pm 0.0)\times 10^4$	1.02	629±21	$(2.7\pm 0.0)\times 10^4$	$(1.3\pm 0.0)\times 10^3$	424±4	773±9	25±1
2nd jet $ \eta < 2.8$	28421	$(2.8\pm 0.0)\times 10^4$	1.01	585±20	$(2.5\pm 0.0)\times 10^4$	$(1.2\pm 0.0)\times 10^3$	405±4	727±9	24±1
b-veto	27325	$(2.7\pm 0.0)\times 10^4$	1.01	508±19	$(2.4\pm 0.0)\times 10^4$	$(1.2\pm 0.0)\times 10^3$	222±3	681±9	22±1
The ratio w.r.t BG	-	-	-	1.87 (%)	90.31 (%)	4.49 (%)	0.82 (%)	2.51 (%)	0.08 (%)

表 B.4: カットフロー ($\mu\nu qq + 1\text{jet}$: ルミノシティ 2.05fb^{-1})。誤差は統計誤差のみ。

Cut Def	Data	All MC	DATA/MC	QCD	W+jet	Z+jet	Top	Diboson	H400GeV
Trigger	79447353	$(9.2\pm 0.0)\times 10^7$	0.87	$(7.9\pm 0.0)\times 10^7$	$(1.0\pm 0.0)\times 10^7$	$(1.8\pm 0.0)\times 10^6$	$(1.4\pm 0.0)\times 10^5$	$(5.2\pm 0.0)\times 10^4$	224 ± 2
1 leptons	15744134	$(1.7\pm 0.0)\times 10^7$	0.92	$(7.3\pm 0.0)\times 10^6$	$(8.8\pm 0.0)\times 10^6$	$(8.7\pm 0.0)\times 10^5$	$(3.9\pm 0.0)\times 10^4$	$(3.7\pm 0.0)\times 10^4$	196 ± 2
RobustM cut	15734920	$(1.7\pm 0.0)\times 10^7$	0.93	$(7.3\pm 0.0)\times 10^6$	$(8.8\pm 0.0)\times 10^6$	$(8.7\pm 0.0)\times 10^5$	$(3.8\pm 0.0)\times 10^4$	$(3.6\pm 0.0)\times 10^4$	195 ± 2
Trigger Match	15701720	$(1.7\pm 0.0)\times 10^7$	0.93	$(7.3\pm 0.0)\times 10^6$	$(8.8\pm 0.0)\times 10^6$	$(8.5\pm 0.0)\times 10^5$	$(3.8\pm 0.0)\times 10^4$	$(3.6\pm 0.0)\times 10^4$	195 ± 2
# of Jets	258843	$(3.6\pm 0.0)\times 10^5$	0.72	$(2.4\pm 0.0)\times 10^5$	$(9.1\pm 0.0)\times 10^4$	$(1.6\pm 0.0)\times 10^4$	$(9.5\pm 0.0)\times 10^3$	$(1.6\pm 0.0)\times 10^3$	63 ± 1
Lepton Pt > 30GeV	116162	$(1.1\pm 0.0)\times 10^5$	1.05	$(2.4\pm 0.0)\times 10^4$	$(6.8\pm 0.0)\times 10^4$	$(1.0\pm 0.0)\times 10^4$	$(7.5\pm 0.0)\times 10^3$	$(1.2\pm 0.0)\times 10^3$	59 ± 1
MEt > 30GeV	64198	$(5.9\pm 0.0)\times 10^4$	1.09	$(3.4\pm 0.0)\times 10^3$	$(4.6\pm 0.0)\times 10^4$	$(3.2\pm 0.0)\times 10^3$	$(5.7\pm 0.0)\times 10^3$	742±9	50±1
Mt > 20GeV	60458	$(5.5\pm 0.0)\times 10^4$	1.10	$(1.9\pm 0.0)\times 10^3$	$(4.4\pm 0.0)\times 10^4$	$(2.5\pm 0.0)\times 10^3$	$(5.3\pm 0.0)\times 10^3$	703±9	43±1
$71 < M_{qq} < 91$	20757	$(2.0\pm 0.0)\times 10^4$	1.06	653±21	$(1.6\pm 0.0)\times 10^4$	873±16	$(2.0\pm 0.0)\times 10^3$	400±7	27±1
1st jet $ \eta < 2.8$	19624	$(1.9\pm 0.0)\times 10^4$	1.06	620±20	$(1.5\pm 0.0)\times 10^4$	819±15	$(1.9\pm 0.0)\times 10^3$	380±7	27±1
2nd jet $ \eta < 2.8$	18423	$(1.7\pm 0.0)\times 10^4$	1.06	579±20	$(1.4\pm 0.0)\times 10^4$	775±15	$(1.9\pm 0.0)\times 10^3$	358±7	26±1
b-veto	16229	$(1.6\pm 0.0)\times 10^4$	1.04	458±17	$(1.3\pm 0.0)\times 10^4$	736±15	753±4	332±7	23±1
The ratio w.r.t BG	-	-	-	2.93 (%)	85.41 (%)	4.71 (%)	4.82 (%)	2.12 (%)	0.15 (%)

付 録 C 主要な変数の分布

データとモンテカルロサンプルの結果の比較を、本解析で主要な分布で各チャンネル毎に行った。グラフ二段目の Ratio プロットについての系統誤差（黄色バンド）は Jet Energy Scale (JES) によるものであり、他の系統誤差は JES に対して無視できるものとして省略した。

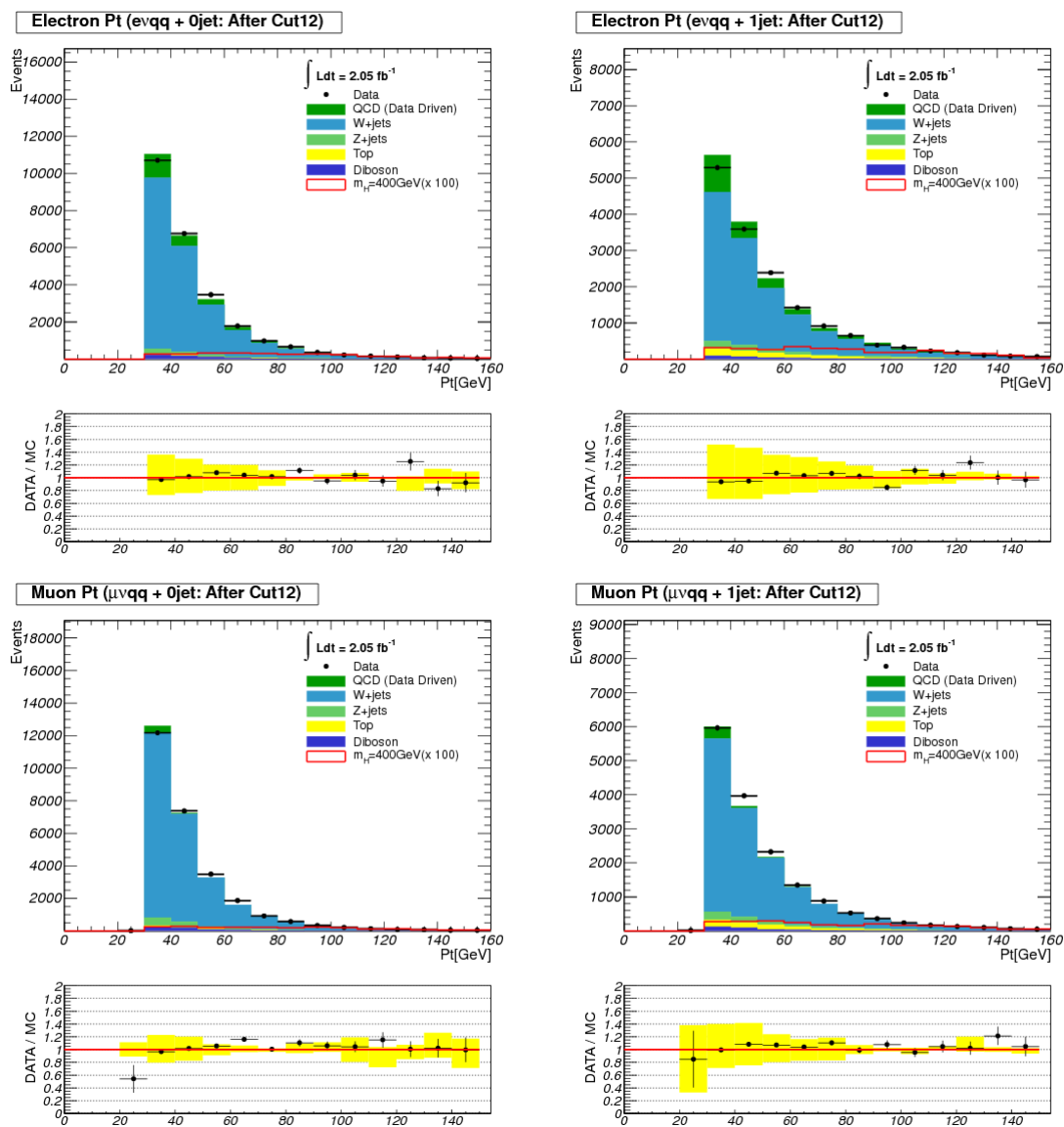


図 C.1: レプトン p_T 分布 (最終カット後)。上段: Electron p_T 。下段: Muon p_T 。左列: $lvqq+0jet$ チャンネル。右列: $lvqq+1jet$ チャンネル。黄色バンドは JES による系統誤差。

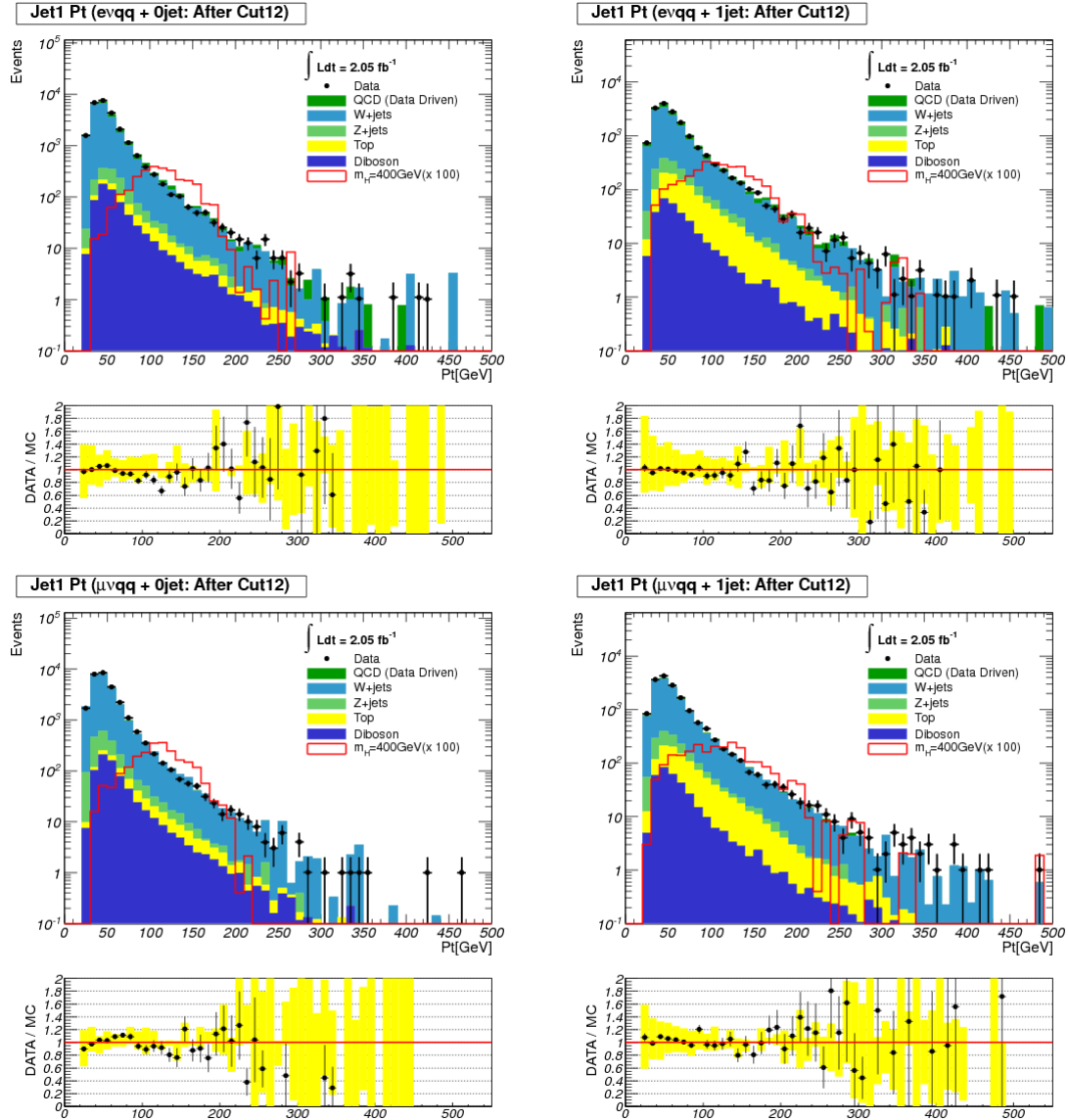


図 C.2: 1st Leading Jet p_T 分布 (最終カット後)。上段: Electron Channel。下段: Muon Channel。左列: $lvqq + 0jet$ チャンネル。右列: $lvqq + 1jet$ チャンネル。黄色バンドは JES による系統誤差。

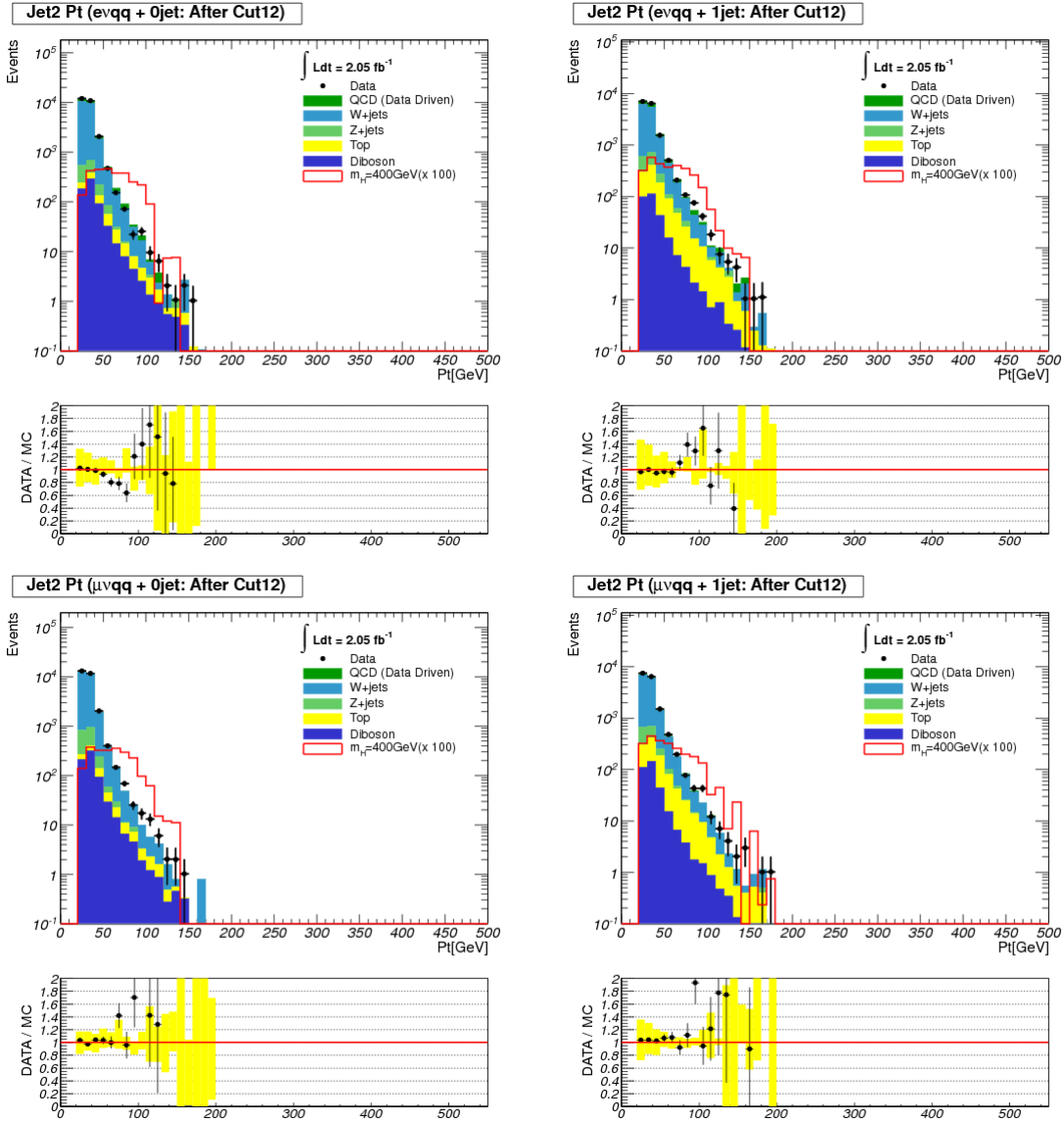


図 C.3: 2nd Leading Jet p_T 分布 (最終カット後)。上段: Electron Channel。下段: Muon Channel。左列: $l\nu qq + 0\text{jet}$ チャンネル。右列: $l\nu qq + 1\text{jet}$ チャンネル。黄色バンドは JES による系統誤差。

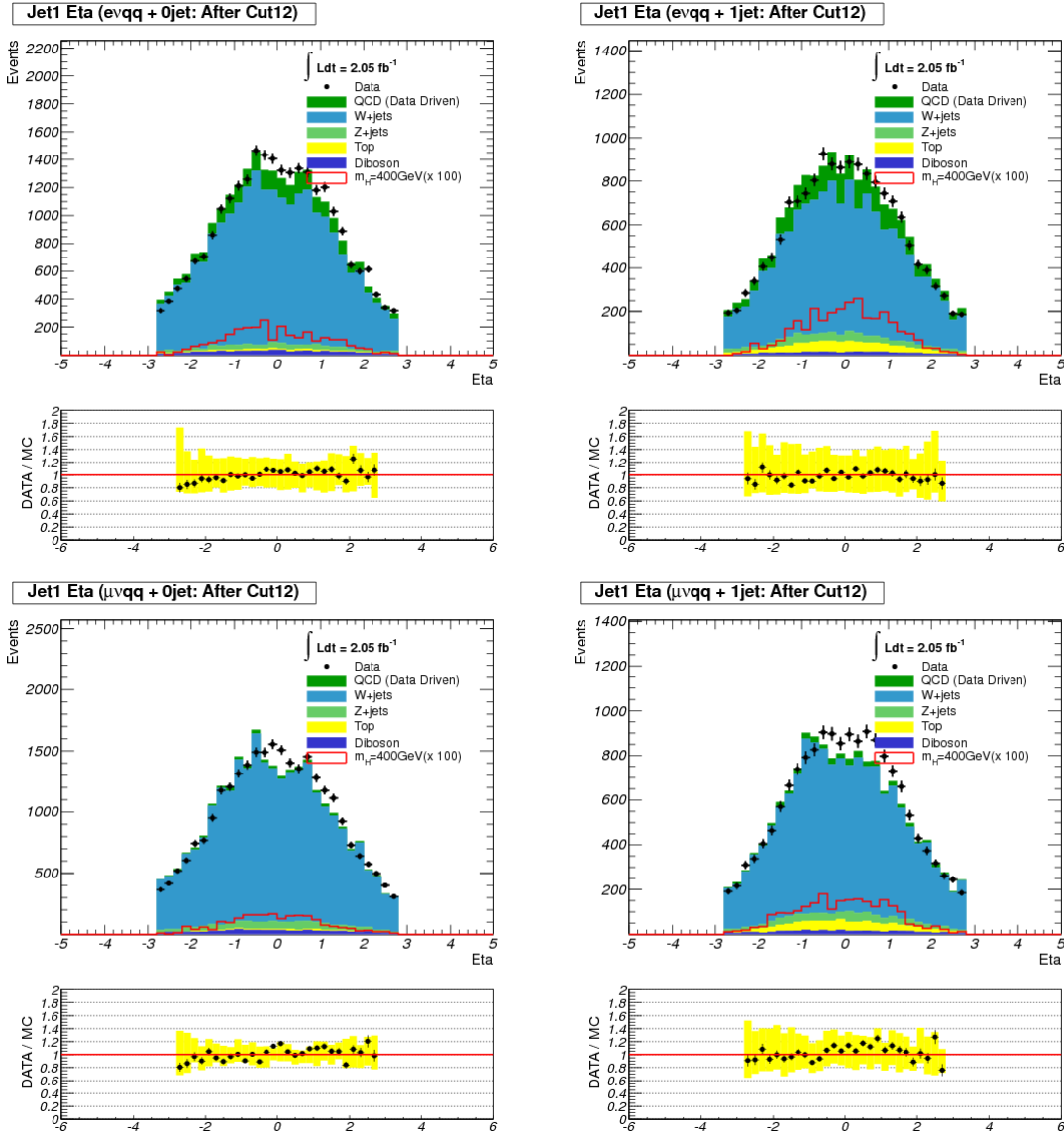
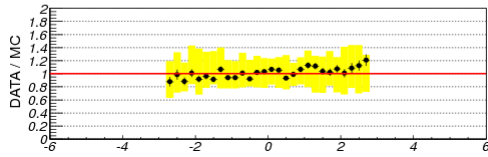
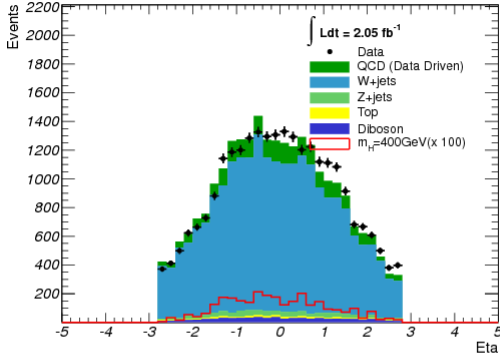
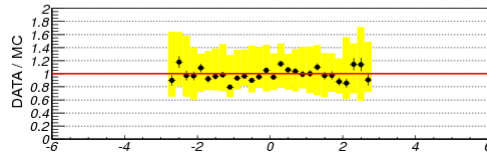
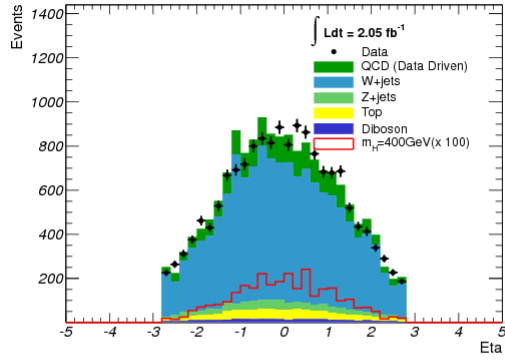


図 C.4: 1st Leading Jet η 分布 (最終カット後)。上段: Electron Channel。下段: Muon Channel。左列: $lvqq+0jet$ チャンネル。右列: $lvqq+1jet$ チャンネル。黄色バンドは JES による系統誤差。

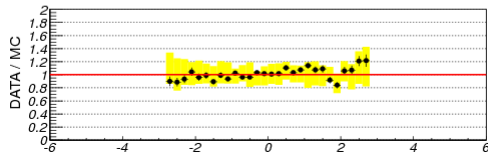
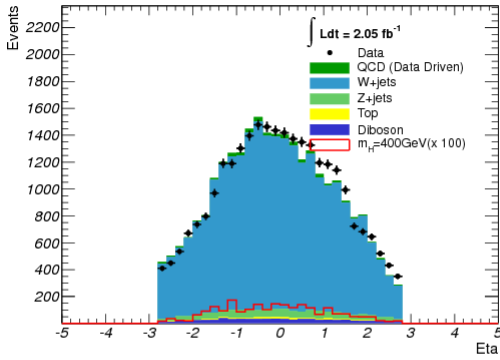
Jet2 Eta (evqq + 0jet: After Cut12)



Jet2 Eta (evqq + 1jet: After Cut12)



Jet2 Eta ($\mu\nu$ qq + 0jet: After Cut12)



Jet2 Eta ($\mu\nu$ qq + 1jet: After Cut12)

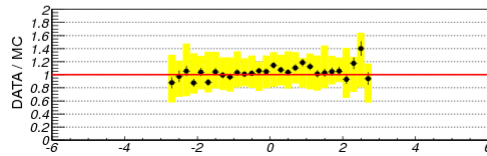
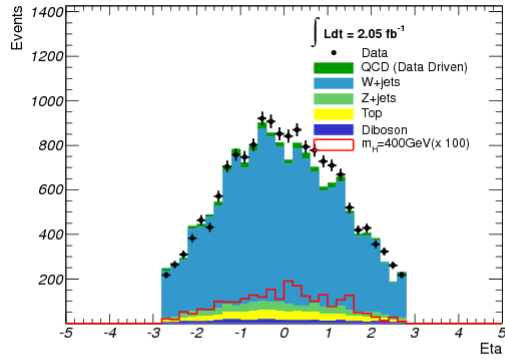


図 C.5: 2nd Leading Jet η 分布 (最終カット後)。上段: Electron Channel。下段: Muon Channel。左列: $lvqq+0jet$ チャンネル。右列: $lvqq+1jet$ チャンネル。黄色バンドは JES による系統誤差。

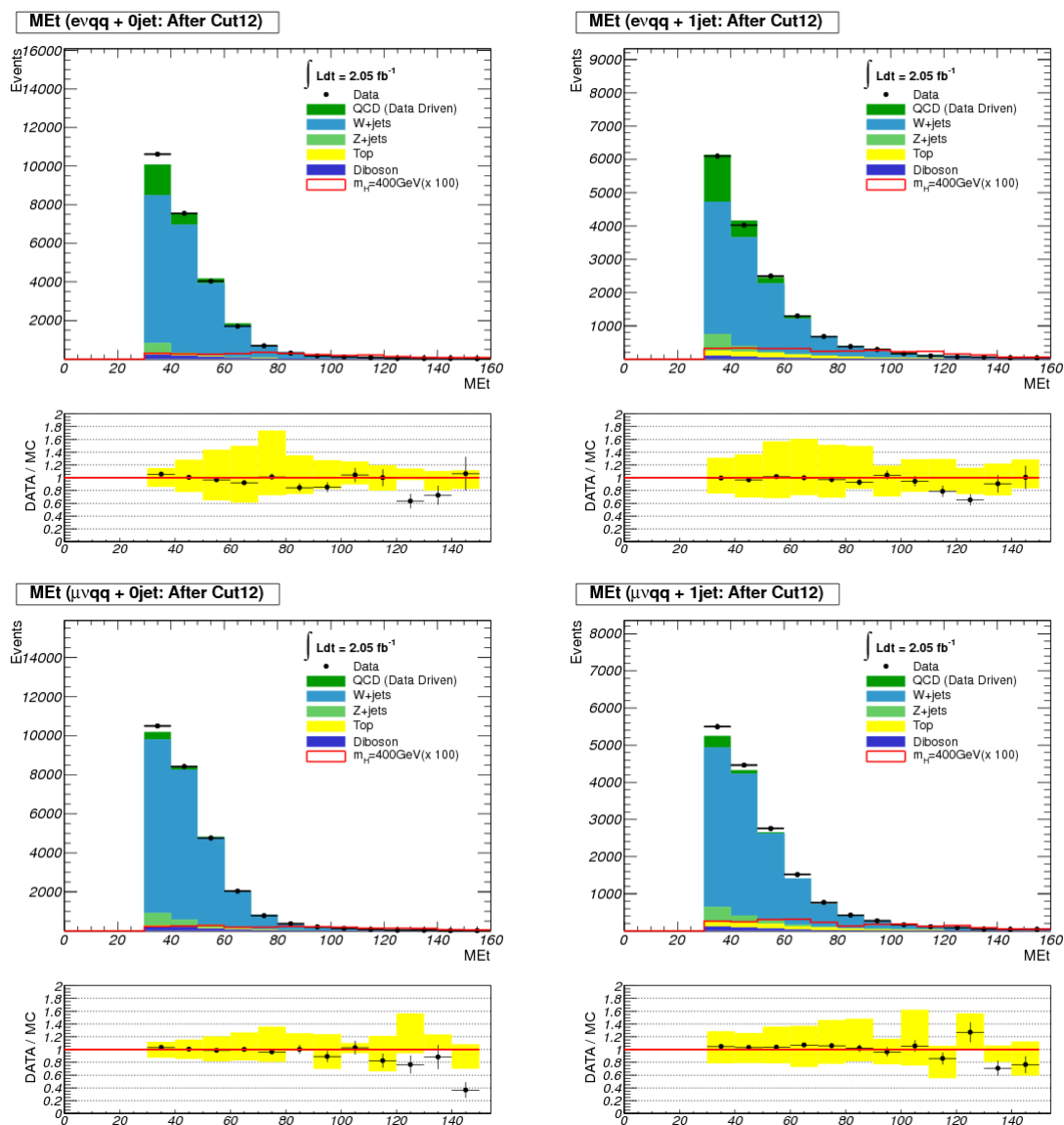


図 C.6: \cancel{E}_T 分布 (最終カット後)。上段: Electron Channel。下段: Muon Channel。左列: $lvqq + 0jet$ チャンネル。右列: $lvqq + 1jet$ チャンネル。黄色バンドは JES による系統誤差。

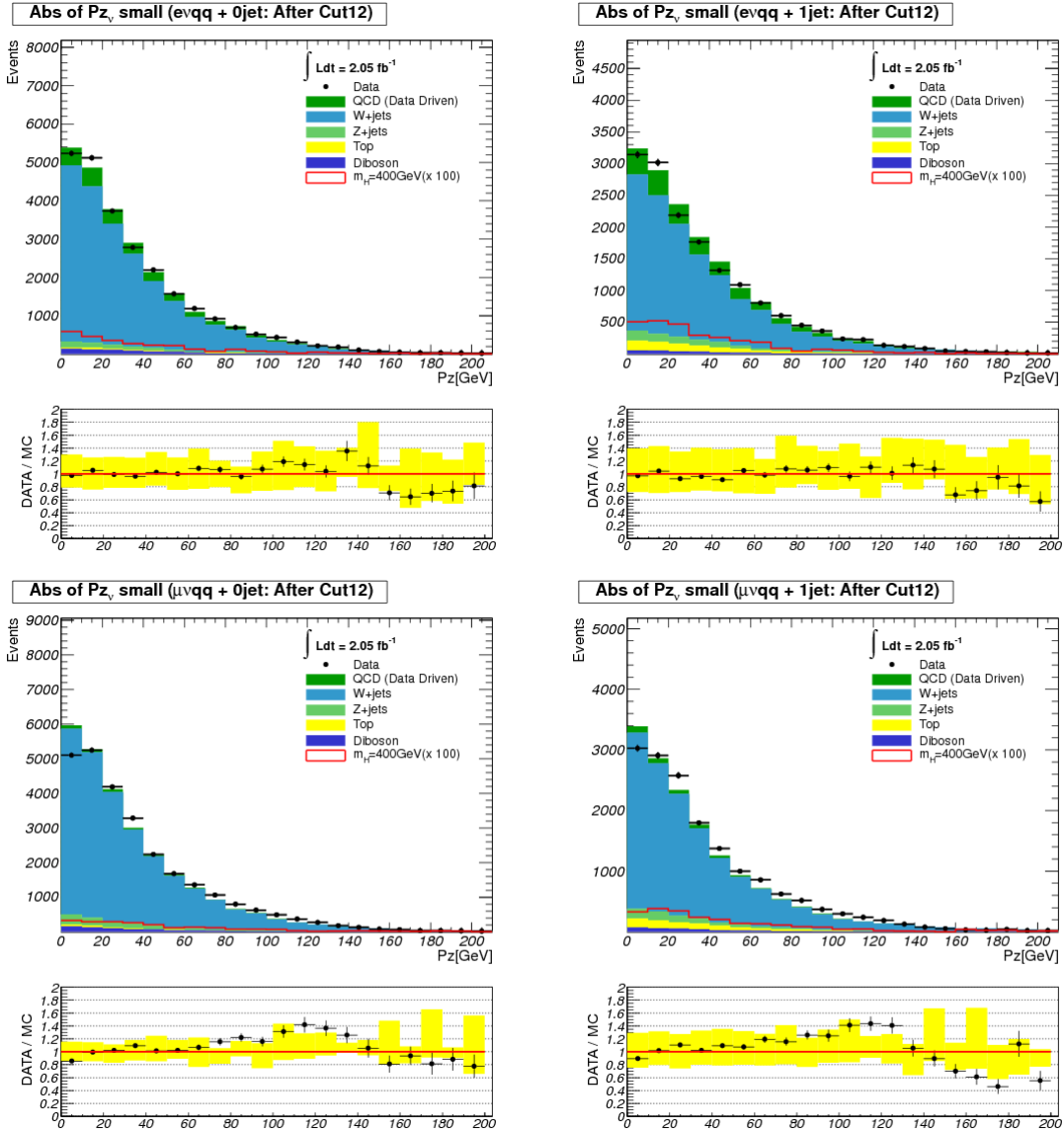


図 C.7: $|P_{z, \text{small}}|$ 分布 (最終カット後)。上段: Electron Channel。下段: Muon Channel。左列: $lvqq+0\text{jet}$ チャンネル。右列: $lvqq+1\text{jet}$ チャンネル。黄色バンドは JES による系統誤差。

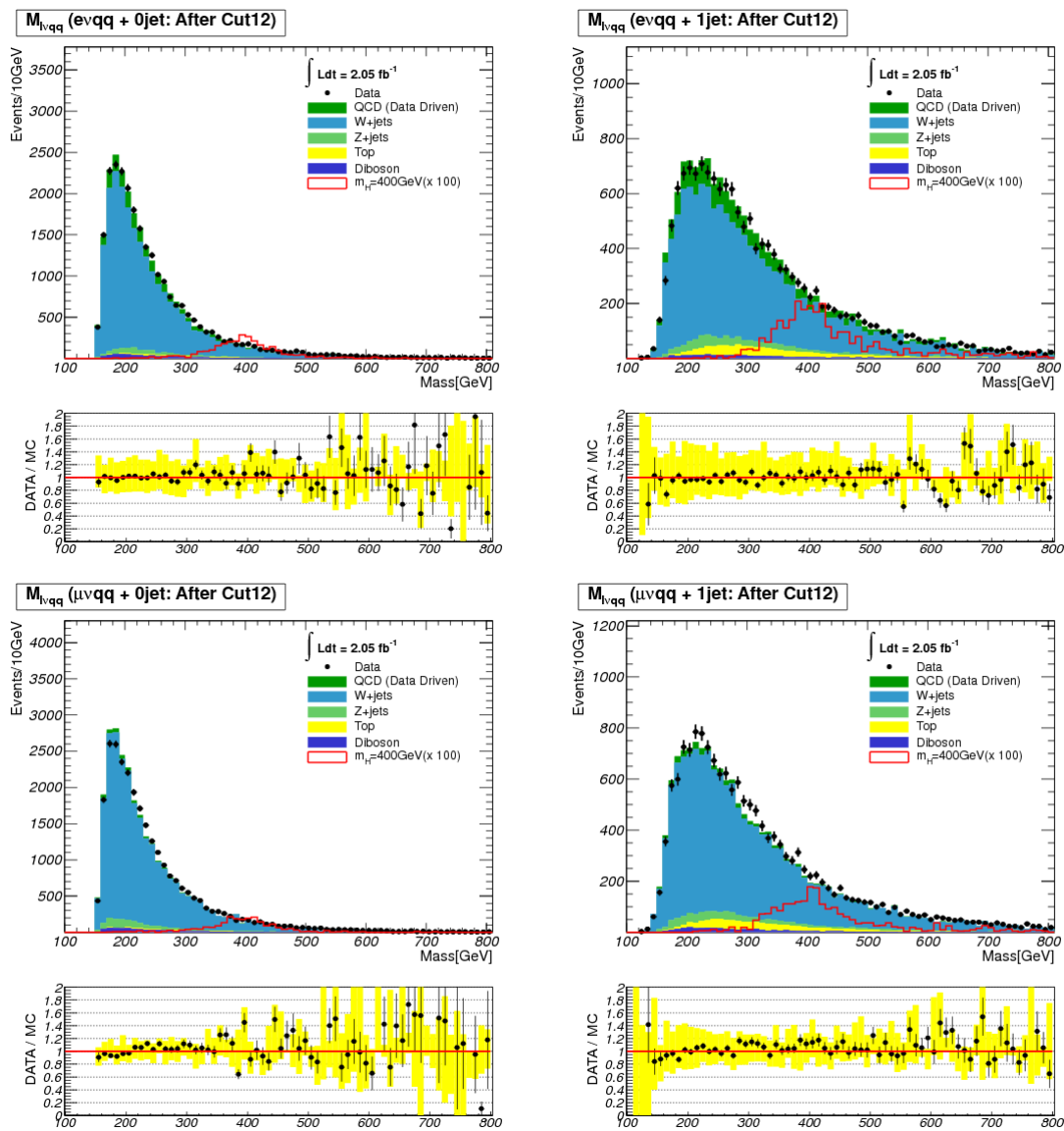


図 C.8: M_{lvqq} 分布 (最終カット後)。上段: Electron Channel。下段: Muon Channel。左列: $lvqq+0jet$ チャンネル。右列: $lvqq+1jet$ チャンネル。黄色バンドは JES による系統誤差。

参考文献

- [1] "Heavy Top-Quark Mass Predictions", Phys. Rev. Lett. 62, 2793-2796 (1989)
- [2] "Top-quark mass predictions from W,Z masses and Z partial widths", Phys. Rev. Lett. 65, 1313-1316 (1990)
- [3] "Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab", Phys. Rev. Lett. 74, 2626-2631 (1995)
- [4] "Search for High Mass Top Quark Production in pp Collisions at $\sqrt{s}= 1.8$ TeV", Phys. Rev. Lett. 74, 2422-2426 (1995)
- [5] "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons", Peter W Higgs, Phys. Rev. Lett. 13, 508-509 (1964)
- [6] "Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons" Peter W Higgs, Phys. Rev. 145, 1156-1163 (1966)
- [7] Particle Data Group
<http://pdg.lbl.gov/>
- [8] LHC Higgs Cross Section Working Group, "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables", p78-79, <http://arxiv.org/pdf/1101.0593v3>
- [9] "Combined CDF and DØ Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 4.2 fb^{-1} of Data", The TEVNPH Working Group, <http://arxiv.org/pdf/0903.4001v1>
- [10] "Search for the Standard Model Higgs boson at LEP in the year 2000", Physics Letters B 499 (2001) 23:37
- [11] "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider", The ATLAS Collaboration et al 2008 JINST 3 S08003 doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08003
- [12] The ATLAS TRT Barrel Detector The ATLAS TRT collaboration 2008 JINST 3 P02014
- [13] Energy Linearity and Resolution of the ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter in an Electron Test-Beam, <http://arxiv.org/pdf/physics/0608012v1>

- [14] The ATLAS muon spectrometer: calibration and pattern recognition.
http://www.nikhef.nl/pub/services/biblio/theses_pdf/thesis_N_v_Eldik.pdf
- [15] ATL-COM-SOFT-2008-024 The ATLAS Monte Carlo Project Assamagan, K ; Boudreau, J ; Buckley, A ; Butterworth, J ; Calaura, P ; Cano, A ; Chapman, J ; Costanzo, D ; Davey, W ; Dean, S <https://cdsweb.cern.ch/record/1152900/files/ATL-COM-SOFT-2008-024.pdf>
- [16] "Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method", Stefano Frixione, Paolo Nason and Bryan R. Webber
- [17] ATLAS NOTE April 8,2010 Performance of Jet Algorithms in the ATLAS Detector
- [18] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam and Gregory Soyez "The anti-kt jet clustering algorithm" February 2008 <http://de.arxiv.org/abs/0802.1189>
- [19] ATLAS NOTE April 17 2011 Close-by Jet Effects on Jet Energy Scale Calibration in pp Collisions at $s = 7\text{TeV}$ with the ATLAS Detector
<http://cdsweb.cern.ch/record/1345091/files/ATLAS-CONF-2011-062.pdf>
- [20] ATLAS NOTE March 30 2011 Light-quark and Gluon Jets in ATLAS: Calorimeter Response, Jet Energy Scale Systematics, and Sample Characterization
<http://cdsweb.cern.ch/record/1342550/files/ATLAS-CONF-2011-053.pdf>
- [21] ATLAS-CONF-2011-032 March 22, 2011
 Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ with ATLAS 2010 data
<https://cdsweb.cern.ch/record/1337782>
- [22] ATLAS statistics forum Draft 1.6, June 21, 2011
 "Frequentist Limit Recommendation"
<https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasProtected/StatisticsTools/Frequentist.Limit.Recommendation.pdf>
- [23] Kyle Cranmer Draft 2, April ,2011 HistFactory Likelihood
<https://twiki.cern.ch/twiki/pub/RooStats/WebHome/HistFactoryLikelihood.pdf>
- [24] PHYSICAL REVIEW LETTERS
 PRL 107, 231801 (2011)
 Search for the Higgs Boson in the $H \rightarrow W W \rightarrow l\nu jj$ Decay Channel in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS Detector
<http://prl.aps.org/pdf/PRL/v107/i23/e231801>

謝辞

本論文は筆者が東京大学大学院理学系研究科物理学専攻修士課程在籍中の研究成果を記録したものです。本研究を遂行するに当たり、同専攻浅井祥仁准教授には指導教官として本研究実施の機会と多くのご指導を戴きました。ここに深謝の意を表します。

また、本研究の具体的なテーマの選定や4章以降での解析の面において、同専攻田中純一准教授、中村浩二氏、増淵達也氏には多くのご指導・ご助言を戴きました。特に田中純一先生には筆者の解析の内容、結果の物理的解釈、その他多くの面々において全面的なサポートを戴きました。5章の最終結果算出の際に重要となる統計学の理論や系統誤差の評価方法などに関しましては中村浩二氏に昼夜問わずご助言を戴き誠に感謝しております。このお二人には特筆してここに感謝の意を申し上げます。

筆者がCERN（欧州原子核研究機構）の滞在中の際には、金谷奈央子助教、寺師弘二助教から解析結果の精査、解釈への助言を具体的に戴きました。また、本研究を遂行する上で欠かせない情報資源の日々の管理に際しましては真下 哲郎准教授に全面的にご協力を戴きました。また、実験や放射線計測の基礎を難波 俊雄助教、石田明氏にご指導戴きました。誠に感謝致しております。

秘書室の安蒜律子さん、塩田雅子さん、手塚淑恵さん、竹本葉子さん、河野邦子さんには出張時など日頃の事務手続きや連絡事項に関しまして全面的に支援して戴きました。筆者が研究に専念できる様な環境を用意して下さった事に誠に感謝致しております。

また、先輩方である結束晃平さん、佐々木雄一さん、宮崎彬さん、井上竜一さん、吉原圭亮さん、神谷隆之さん、河原弘樹さん、山口洋平さん、飯山悠太郎さん、風間慎吾さん、藤井祐樹さん、二ノ宮陽一さん、Khaw Kim Siangさん、Katarina Bendtzさん、平赫陽さんには研究面だけでなく、日々の研究生活を送る上で本当に様々な面で未熟な筆者を助けて戴きました。心暖かい支援をして戴いた先輩方には厚く感謝の意を申し上げます。

最後に家族をはじめ、同期の田中薫君、南雄人君、Yan Jacquelineさん、片山領君、千葉哲平君、その他多くの先輩・後輩、友人達にも多くの面でご助力を戴き筆者の支えとなって下さいました。ここに感謝の意を申し上げます。

本当にありがとうございました。