

LHC-ATLAS 実験における
 $WH \rightarrow \ell \nu b \bar{b}$ チャンネル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
川本研究室
黒崎龍平

平成 25 年 1 月 7 日

概要

LHC-ATLAS 実験における、 $WH \rightarrow \ell \nu b \bar{b}$ チャンネルを用いた標準模型ヒッグス粒子の探索結果を報告する。

探索には、ATLAS 検出器で 2011 年、2012 年に取得された、重心系エネルギー 7 TeV、積算ルミノシティ 4.7 fb^{-1} および重心系エネルギー 8 TeV、積算ルミノシティ 13.0 fb^{-1} の陽子陽子衝突実験のデータを用いた。

最終的に、このチャンネルにおける標準模型ヒッグスの兆候はみられなかった。また、同時に 125 GeV のヒッグス粒子に対し、95% の信頼度で、標準模型における生成断面積の 2.8 倍以下という制限をつけた。

目次

第1章	序論	7
1.1	ヒッグス機構と湯川結合	7
1.2	LHCでのヒッグス粒子探索	8
1.3	本論文の構成	8
第2章	実験	12
2.1	LHC 加速器	12
2.2	ATLAS 検出器	13
2.2.1	内部飛跡検出器	13
2.2.2	電磁カロリメータ	15
2.2.3	エンドキャップカロリメータ	16
2.2.4	フォワードカロリメータ	16
2.2.5	タイルカロリメータ	16
2.2.6	ミューオン検出器	16
2.2.7	磁石	19
2.2.8	トリガーシステム	19
第3章	解析	21
3.1	オブジェクトの再構成	21
3.1.1	ミューオンの再構成	21
3.1.2	電子の再構成	22
3.1.3	ジェットの再構成	23
3.1.4	Missing E_T の再構成	24
3.2	オブジェクトの選択	24
3.2.1	ミューオンの選択	24
3.2.2	電子の選択	25
3.2.3	ジェットの選択	26
3.2.4	オブジェクト間のオーバーラップの除去	27
3.3	背景事象	28

3.3.1	W ボソン+jets 生成事象	28
3.3.2	$t\bar{t}$ 対生成	28
3.3.3	Single top 生成	29
3.3.4	Diboson 生成事象	29
3.3.5	Multijet 事象	30
3.4	背景事象の見積もり	31
3.4.1	モンテカルロシミュレーション	31
3.4.2	背景事象の規格化	31
3.4.3	Multijet 背景事象の見積もり	34
3.5	事象選択	37
3.5.1	事象のカテゴリ分け	37
3.5.2	レプトン選択	37
3.5.3	Kinematics	38
3.5.4	B タグ	39
3.6	系統誤差	42
第 4 章	結果と考察	44
4.1	結果	44
4.2	考察	50
第 5 章	まとめ	52
付 録 A	座標系の定義	53
付 録 B	B タグアルゴリズム	54
付 録 C	CLs による生成断面積に対する制限	59
付 録 D	MC の補正	61

図 目 次

1.1	ヒッグス粒子の生成断面積	9
1.2	ヒッグス粒子の崩壊比	10
1.3	ヒッグス粒子の生成過程	11
2.1	LHC 加速器	12
2.2	ATLAS 検出器の概観	14
2.3	内部飛跡検出器	15
2.4	カロリメータ	17
2.5	電磁カロリメータ	17
2.6	ミューオン検出器	18
2.7	ソレノイド磁石	19
2.8	トロイド磁石	19
3.1	W+jets 生成過程のファインマンダイアグラムの例	28
3.2	$t\bar{t}$ 対生成のファインマンダイアグラムの例	29
3.3	Single Top 生成のファインマンダイアグラムの例	29
3.4	WZ 生成過程のファインマンダイアグラム	30
3.5	Diboson 生成過程と WH 随伴生成過程の m_{bb} 分布	30
3.6	各背景事象の Control Region における m_{bb} 分布。 $\sqrt{s}=8$ TeV	33
3.7	Anti-Isolation による Multijet 背景事象の見積もり	35
3.8	B タグ前後の Multijet Template 分布	36
3.9	信号事象および主要な背景事象の p_T 分布	37
3.10	Missing E_T 分布	40
3.11	Transverse Mass 分布	40
3.12	ΔR_{jj} 分布	40
4.1	$\sqrt{s}=8$ TeV, $\int Ldt=13.0 \text{ fb}^{-1}$ における $WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ 解析の m_{bb} 分布	45
4.2	$\sqrt{s}=7$ TeV, $\int Ldt=4.7 \text{ fb}^{-1}$ における $WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ 解析の m_{bb} 分布	46
4.3	CLs による生成断面積への制限	48
4.4	ATLAS と CMS の $VH, H \rightarrow b\bar{b}$ 探索の結果	51

B.1	ボトムジェットの崩壊	54
B.2	SV1 に用いられる変数	56
B.3	IP3D に用いられる変数	57
B.4	JetFitter の概念	57
B.5	各アルゴリズムの、b-jet efficiency に対する Light jet rejection	58
B.6	各アルゴリズムの、b-jet efficiency に対する Charm jet rejection	58
D.1	W+light/charm CR の ΔR 分布	62
D.2	ΔR の補正	62
D.3	$t\bar{t}$ 背景事象の p_T^W 分布	64

表 目 次

2.1	LHC (ATLAS) の主要な衝突に関するパラメータ	13
3.1	背景事象の規格化因子	32
3.2	各背景事象の見積もり手法	32
3.3	W ボソンの p_T ごとのイベント数	38
3.4	カテゴリ毎の事象選択	39
3.5	系統誤差	43
4.1	各背景事象と信号事象の Signal Region におけるイベント数	47
4.2	CLs による生成断面積への制限	49
D.1	$t\bar{t}$ 背景事象に対する補正係数	64

第1章 序論

標準模型ヒッグス粒子の探索は、LHC 実験の主目的の1つである。

2012 年、LHC 実験において、2つの光子または W ボソン、Z ボソンへ崩壊する、質量約 125 GeV の新たな粒子が発見された [1, 2]。この新粒子が標準模型ヒッグス粒子であるかを決定することは、素粒子物理学において、現在最も関心が持たれている事柄の1つである。

標準模型ヒッグス粒子は、ボソンだけでなくフェルミオンへの崩壊が可能であり、新粒子の、ボトムクォーク、反ボトムクォーク対への崩壊を測定することは、新粒子が標準模型ヒッグスであるか否かを結論づける上で必須である。

本研究では、ボトムクォーク、反ボトムクォーク対へと崩壊する標準模型ヒッグス粒子を、 $WH \rightarrow \ell \nu b \bar{b}$ チャンネルを使用して探索した。

1.1 ヒッグス機構と湯川結合

ヒッグス機構は、真空の自発的な対称性の破れにより、ゲージボソンに質量を与える機構である [3-6]。

ゲージ不変性を仮定した場合、ゲージボソンは質量を持たないはずであるが、実際の W ボソン、Z ボソンは質量を持つ。この矛盾は、ヒッグス機構を導入することにより解決できる。すなわち、ワインボトル型のポテンシャル $V = \mu^2(\phi^\dagger\phi) + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2$, $\mu^2 < 0$ のもとでは、真空期待値が 0 ではなくなり、最終的にラグランジアンにゲージボソンの質量項が表れる。

ヒッグス機構の導入により、W ボソンと Z ボソンは質量を獲得することができるが、さらに、湯川結合を導入することにより、フェルミオンも質量を獲得することができる。つまり、ヒッグス場とフェルミオンとの結合（湯川結合）を仮定することで、フェルミオンは質量を持ち、その質量は結合の強さに比例する。

湯川結合が存在することへの理論的な根拠はなく、実験によって湯川結合の存在や、その強さを測定することが必要である。トップクォークの湯川結合に関しては、 ggF 過程でのループ (図 1.3(a)) から、恐らく存在すると考えられるが、直接測定はなされていない。その他のフェルミオンの湯川結合についても、直接その存在が確認されたことはない。本研究で、ボトムクォーク、反ボトムクォークへ崩壊するヒッグス粒子を発見出来れば、初の直接測定による湯川結合の発見となる。

1.2 LHCでのヒッグス粒子探索

図 1.1 は、重心系 7 TeV および 8 TeV の衝突におけるヒッグス粒子の各生成過程に対する生成断面積 [7, 8] である。 ggF (gluon-gluon Fusion) 過程が最も生成断面積が大きく、VBF (Vector Boson Fusion) や VH 随伴生成過程がそれに続く。

図 1.2 は、ヒッグス粒子の各粒子への崩壊比である。質量 125 GeV では、ボトムクォーク、反ボトムクォークへの崩壊比が最も高く、約 60% である。

ggF 過程は図 1.3(a) のダイアグラムで表される。生成断面積が非常に大きく、 $H \rightarrow \gamma\gamma, H \rightarrow W^+W^-, H \rightarrow ZZ, H \rightarrow \tau^+\tau^-$ といった、ほとんどのヒッグス粒子探索チャンネルにおいて、高い発見感度を持つ。しかし、 $H \rightarrow b\bar{b}$ チャンネルでは、この過程でのヒッグス粒子探索は行われていない。

ggF で生成されたヒッグス粒子が $b\bar{b}$ へ崩壊する過程では、終状態は 2 本のボトムジェットのみとなる。LHC はハドロンコライダーであり、膨大な量の QCD 過程による Multijet 背景事象が存在するため、S/N 比が悪いことに加え、後述するトリガーによるデータ取得レートの面においても、 ggF 過程の $H \rightarrow b\bar{b}$ 事象を全て記録できないといった問題が生じる。このため、 ggF 過程からの $H \rightarrow b\bar{b}$ チャンネルは発見には不向きである。同様の理由で、VBF 生成過程も、 $H \rightarrow b\bar{b}$ 探索には不向きである。

一方で、WH/ZH 随伴生成過程では、随伴生成された W/Z ボソンがレプトンに崩壊することができる。このレプトンを要求することで、背景事象を大幅に減らすことができるため、 $H \rightarrow b\bar{b}$ についての発見能力を持つ。

実際、LHC と似たハドロンコライダーである Tevatron でも、 $VH, H \rightarrow b\bar{b}$ チャンネルでヒッグス粒子探索が行われ、125 GeV 付近に新粒子の兆候を見つけている [9]。

VH 随伴生成過程を利用した $H \rightarrow b\bar{b}$ 探索には、随伴生成されるベクターボソンの種類とその崩壊様式により、いくつかのチャンネルが考えられるが、本研究では、その中でも最も発見感度の高い、 $WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ ($\ell = e/\mu$) チャンネルでの探索を行った。

探索には、2012 年夏までに取得された、 $\sqrt{s} = 7$ TeV, $\int Ldt = 4.7 \text{ fb}^{-1}$ および $\sqrt{s} = 8$ TeV, $\int Ldt = 13.0 \text{ fb}^{-1}$ のデータを使用した。

1.3 本論文の構成

本論文は全 5 章から成る。

第 2 章では、LHC 加速器の概要と、ATLAS 検出器を構成する各検出器とそのパフォーマンスについて述べる。

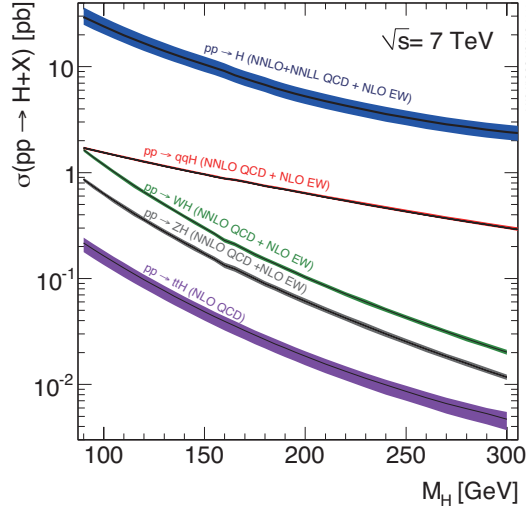
第 3 章では、オブジェクトの再構成や、事象選択など、実際に行った解析について述べる。解析における背景事象とその見積もりの方法についてもこの章で述べる。

第 4 章では、解析で最終的に得られた分布から、ヒッグス粒子の生成断面積に関する制限を

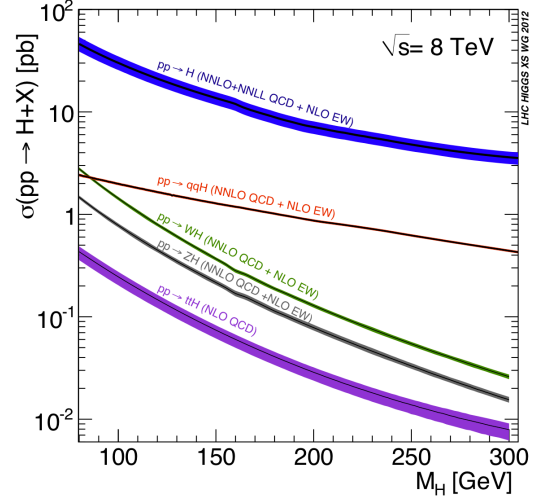
計算し、その結果についての考察を行う。

第5章では、本研究をまとめる。

また付録Aに、座標系や η 、 ΔR といった量の定義を記す。



(a) $\sqrt{s} = 7$ TeV



(b) $\sqrt{s} = 8$ TeV

図 1.1: ヒッグス粒子の生成断面積。 $\sqrt{s} = 8$ TeV、 $m_H = 125$ GeV で、 $\sigma_{ggF} = 19.52$ pb, $\sigma_{\text{VBF}} = 1.578$ pb, $\sigma_{\text{WH}} = 0.6966$ pb, $\sigma_{\text{ZH}} = 0.3943$ pb, $\sigma_{\text{ttH}} = 0.1302$ pb

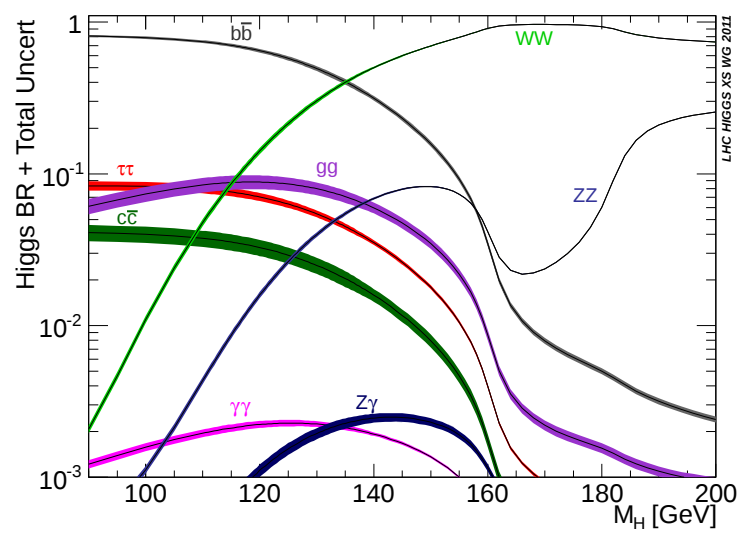
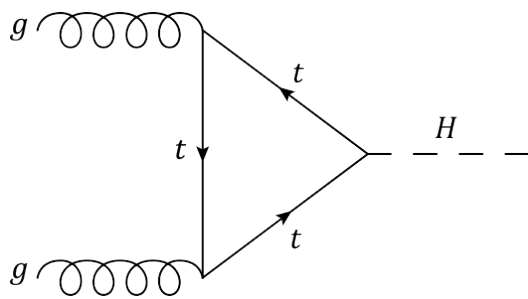
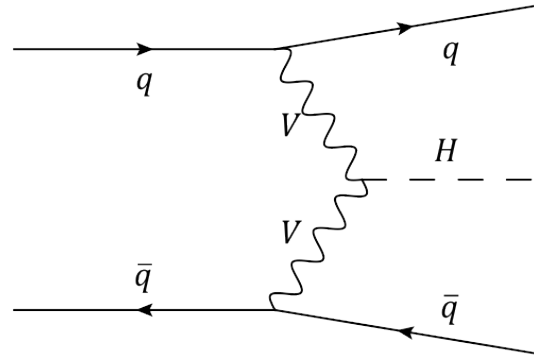


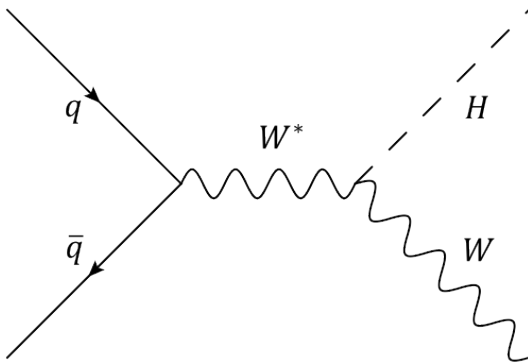
図 1.2: ヒッグス粒子の崩壊比。 $m_H = 125$ GeV で、 $\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b}) = 57.7\%$



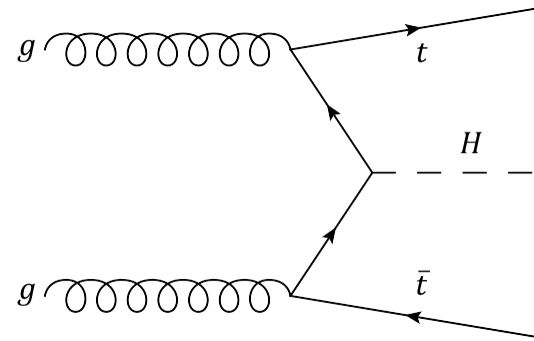
(a) ggF (gluon-gluon Fusion) 過程



(b) VBF (Vector Boson Fusion) 過程



(c) VH 随伴生成過程



(d) $t\bar{t}H$ 随伴生成過程 (t-channel)

図 1.3: ヒッグス粒子の生成過程

第2章 実験

2.1 LHC 加速器

LHC (Large Hadron Collider) は、スイス・ジュネーブの地下に建設された、全長約 27 km の陽子陽子衝突型加速器である。重心系エネルギー 14 TeV での陽子陽子衝突実験が可能で、2011 年には重心系 7 TeV、2012 年には重心系 8 TeV での陽子陽子衝突実験が行われた。その他、衝突に関するパラメータを表 2.1 にまとめた。

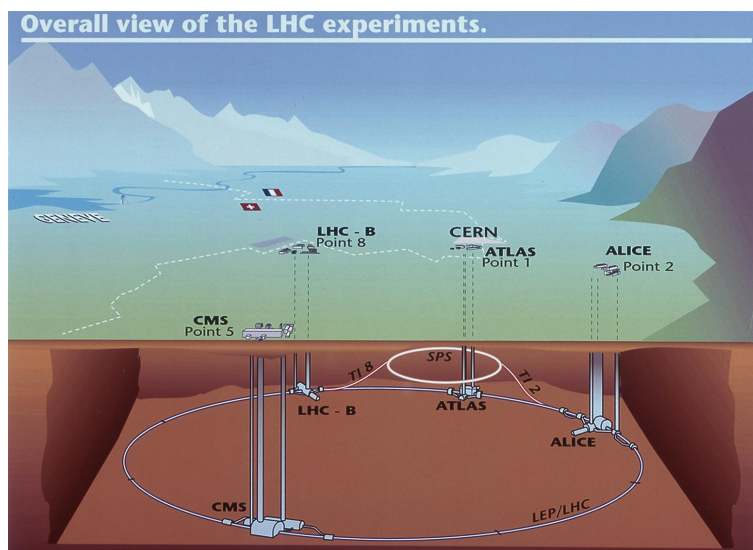


図 2.1: LHC 加速器。スイスとフランスの地下に設置されている。

表 2.1: LHC (ATLAS) の主要な衝突に関するパラメータ

	2011 年	2012 年
重心系エネルギー	7 TeV	8 TeV
バンチ衝突あたりの平均反応数	9	20
ピークルミノシティ	$3.65 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$7.73 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
積算ルミノシティ	4.7fb^{-1}	20.0fb^{-1}

2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器 [10] は、LHC に設置された検出器の 1 つ。全長 44 m、半径 25 m の円筒型をしている。

ATLAS 検出器は大まかに分けて 4 種類の検出器からなっており、中心から順に、飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミューオン検出器が配置されている。以下、それぞれの検出器のパフォーマンスについて解説してゆく。

2.2.1 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器 (図 2.3) は、ビームパイプに最も近い位置に設置された検出器で、荷電粒子の飛跡を引き、運動量や電荷を測定することができる。ATLAS 検出器では、3 種類の内部飛跡検出器が使用されており、それぞれで測定された点をつなぐことで飛跡を再構成する。以下、それぞれの検出器について解説する。

Pixel 検出器

内部飛跡検出器の中でも、最も内側に設置されているものが、Pixel 検出器である。Si 検出器が $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ の格子状に並べられた構造をしており、 $10 \mu\text{m} \times 115 \mu\text{m}$ の位置分解能を持つ。Pixel 検出器は Barrel 方向に 3 層と、Endcap 方向に前後それぞれ 3 層配置されている。

SCT

SCT (SemiConductor Tracker) は、Pixel 検出器の外側に設置された飛跡検出器である。Pixel 検出器と同じく Si 検出器であるが、 $80 \mu\text{m}$ 間隔のストリップ状の検出器となっている。これを 40 mrad ずらして 2 層重ねて配置することで、2 次元の位置情報を測定できるように

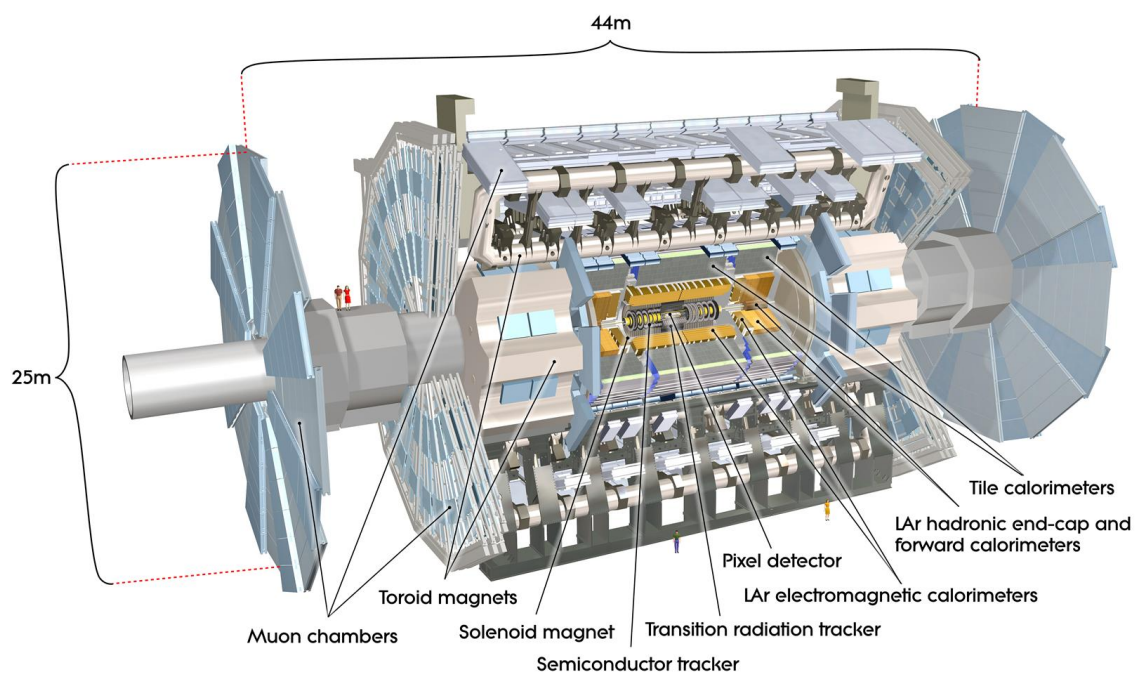


図 2.2: ATLAS 検出器の概観

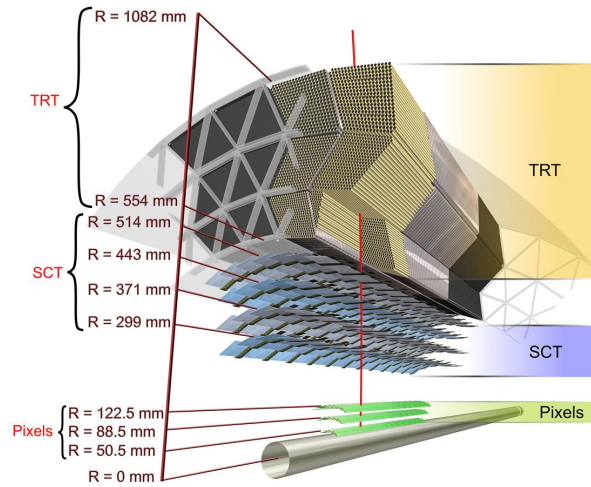


図 2.3: 内部飛跡検出器

なっている。位置分解能は ϕ 方向に対して $17 \mu\text{m}$ 、 z 方向に対して $580 \mu\text{m}$ である。SCT は Barrel 方向に 4 層、Endcap 方向に 9 層配置してある。

TRT

TRT (Transition Radiation Tracker) は、遷移輻射を利用したガス検出器である。Xe : 70%、 CO_2 : 27%、 O_2 : 3% の混合ガスが封入された $\phi : 4 \text{ mm}$ のストローチューブが 73 層重ねて配置されており、その間に遷移輻射を引き起こすためのポリプロピレンが敷き詰められている。

TRT では、2 段階のエネルギー閾値を使用して粒子の検出を行っている。低い閾値では荷電粒子によるガスのイオン化を検出し、連続飛跡検出を行う。高い閾値では、遷移輻射による X 線を検出する。遷移輻射エネルギーは $\gamma = E/m$ に比例するため、適当な閾値を設けることで、電子と他の粒子との区別ができる。

2.2.2 電磁カロリメータ

電磁カロリメータは、図 2.5 に示すようなアコーディオン型の検出器で、電子や光子のエネルギー測定に使用される。アコーディオン型にすることで、シャワーの広がりを測定しつつ、 ϕ 方向に不感領域を作らないことが可能である。

鉛と液体 Ar で構成されており、鉛の部分で電磁シャワーを起こさせて、その電荷を液体 Ar で検出し、エネルギーを測定する。エネルギー分解能は、Test beam での測定によると $\sigma/E = 10\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 0.17\%$ である。

2.2.3 エンドキャップカロリメータ

エンドキャップ部に置かれたカロリメータ。銅のディスクと液体 Ar で構成されている。電磁カロリメータと同様の仕組みでエネルギーを測定するが、ハドロンカロリメータとしての役割も持つ。エネルギー分解能は、Test beam での測定によると、電子に対して $\sigma/E = 21.4\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ 、ジェットに対して $\sigma/E = 70.6\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 5.8\%$ である。

2.2.4 フォワードカロリメータ

$3.1 < |\eta| < 4.9$ の超前方に設置されたカロリメータ。この領域は Radiation に強い特別なカロリメータが採用されている。エネルギー分解能は、Test beam での測定によると、電子に対して $\sigma/E = 28.5\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 3.5\%$ 、ジェットに対して $\sigma/E = 94.2\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 7.5\%$ である。

2.2.5 タイルカロリメータ

タイルカロリメータは、バレル部、電磁カロリメータの外側に設置された、ハドロンのエネルギー測定に使用される検出器である。鉄を吸収体としてシャワーを発生させて、プラスチックシンチレータでそれを検出する。エネルギー分解能は、Test beam での測定によると、 $\sigma/E = 56.4\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 5.5\%$ となっている。

2.2.6 ミューオン検出器

ATLAS 検出器の一番外側には、ミューオン検出器が設置されている。ミューオン検出器は、飛跡検出により運動量測定を行うための MDT (Monitored Drift Tube) および CSC (Cathode Strip Chamber) と、トリガーのための RPC (Resistive Plate Chamber) および TGC (Thin Gap Chamber) の 4 種類の検出器から構成されている。以下、それぞれの検出器について解説する。

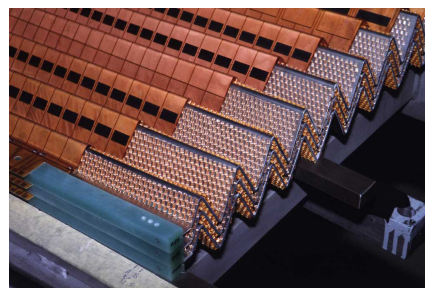
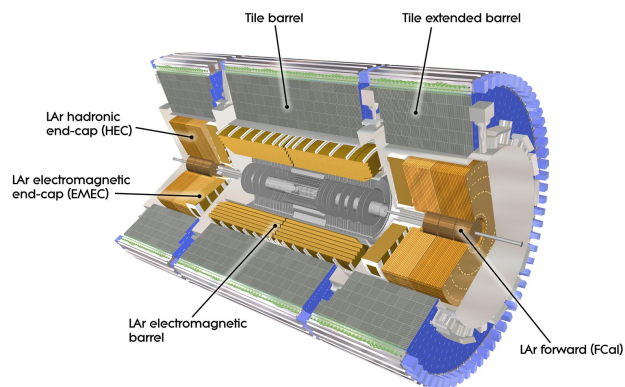


図 2.5: 電磁カロリメータ

図 2.4: カロリメータ

MDT

MDT は、 $|\eta| < 2.7$ の領域に置かれた、ミューオンの運動量測定のための検出器。Drift Tube が 3-4 層重なった構造をしており、このモジュールが Barrel 方向、Endcap 方向にそれぞれ 3 層ずつ配置されている。Drift Tube は最大で 6 m の長さがあり、時間分解能は悪い。Z 方向の位置分解能は Tube 1 層あたり $80 \mu\text{m}$ 、MDT 1 層あたり $35 \mu\text{m}$ である。

CSC

CSC は、 $2.0 < |\eta| < 2.7$ に置かれたミューオン検出器。2.54 mm 間隔でアノードワイヤーとストリップ状のカソードが置かれた MWPC で、高い時間分解能 (7 ns) が特徴。位置分解能は R 方向 $40 \mu\text{m}$ および ϕ 方向 5 mm である。

RPC

RPC は Barrel 領域のトリガー用検出器。 $|\eta| < 1.05$ をカバーしている。ワイヤーを用いないガスチェンバーで、時間分解能 1.5 ns、位置分解能は Z 方向、 ϕ 方向ともに 10 mm である。

TGC

$1.05 < |\eta| < 2.7$ の領域に置かれたトリガー用の MWPC。薄い構造をしており、時間分解能は 4 ns、位置分解能は R 方向に 2-6 mm、 ϕ 方向に 3-7 mm 程度である。

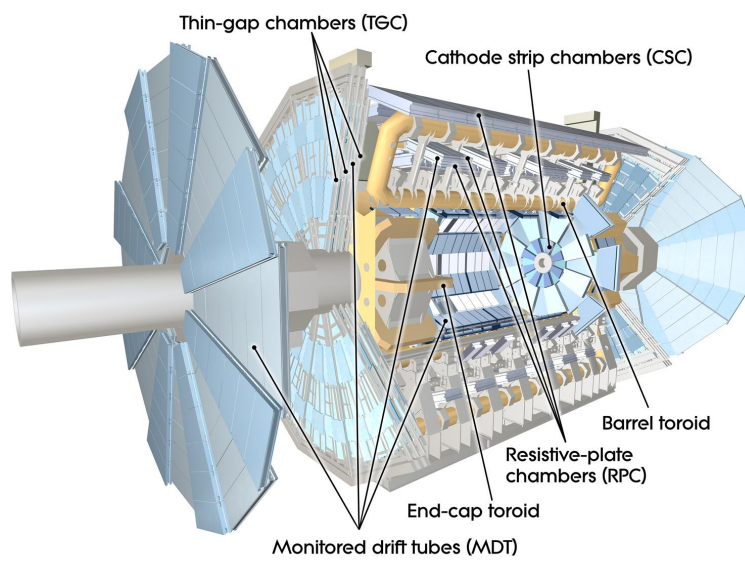


図 2.6: ミューオン検出器

2.2.7 磁石

ATLAS 検出器では、ソレノイド磁石とトロイド磁石の二種類の磁石が使用されている。

ソレノイド磁石

ソレノイド磁石 (図 2.7) は、内部飛跡検出器と電磁カロリメータとの間に設置された磁石で、 z 方向に 2 T の磁場を発生させることができる。飛跡検出器内の荷電粒子を ϕ 方向へ曲げて、運動量の測定を行う。

トロイド磁石

トロイド磁石は (図 2.8) は、ミューオン検出器を包み込むように設置された磁石で、 ϕ 方向の磁場を発生させ、粒子を z 方向に曲げることで、 η の大きな方向に出た粒子についても運動量の測定ができるようになっている。



図 2.7: ソレノイド磁石

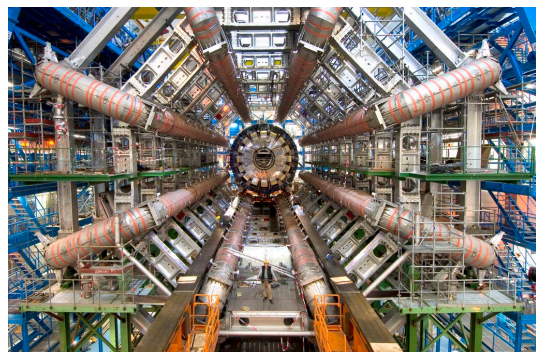


図 2.8: トロイド磁石

2.2.8 トリガーシステム

LHC におけるバンチ衝突の頻度は最大で 40MHz であるが、全ての事象を記録しては、データの記録資源が不足してしまう。そこで、トリガーシステムによる選別により、イベントレートを 200 Hz 程度まで落としてデータを記録している。

トリガーは 3 段階に分かれており、処理の順番に LVL1、LVL2、EF という名前がつけられている。

Level-1 Trigger (LVL1)

LVL1 Trigger では、 $2\ \mu\text{s}$ 程度でイベントを処理する必要があるため、ハードウェアベースの簡単なアルゴリズムでイベントの選別を行う。40 MHz の衝突レートを、100 kHz 以下程度まで落とす。

Level-2 Trigger (LVL2)

LVL2 Trigger では、LVL1 から送られてくるデータを更に 1 kHz 程度まで落とす。LVL1 では使用していない、内部飛跡検出器の情報なども使用することで、より正確な粒子の再構成などが可能。LVL1 から送られてくる、Region of Interest (RoI. Triggered object の ϕ, η などの情報) と呼ばれる領域のみを見ることで、素早い処理を可能にしている。

Event Filter (EF)

Event Filter では、全ての検出器の情報を使用して Trigger 判定を行う。Offline で行われる解析とほぼ同様の粒子再構成が可能で、最終的にイベントレートは 200 Hz 程度まで落とされる。

第3章 解析

3.1 オブジェクトの再構成

解析に使用する各オブジェクトの再構成の方法について解説する。本研究では、エレクトロン、ミューオン、ジェット（特にボトムジェット）Missing E_T を使用する。

3.1.1 ミューオンの再構成

ミューオンは、4種類のアプローチにより再構成されている。

Combined Muon

ミューオン検出器で引いた飛跡と内部飛跡検出器で引いた飛跡を Combine することで全体の飛跡を決めて再構成したもの。運動量分解能が高いことが特徴。再構成できるのは、内部飛跡検出器の置いてある $|\eta| < 2.5$ の範囲に限られる。

StandAlone Muon

内部飛跡検出器の情報を使わず、ミューオン検出器のヒット情報を利用してミューオンの飛跡を引き、再構成したもの。内部飛跡検出器のカバーしていない、 $2.5 < |\eta| < 2.7$ の領域のミューオンの再構成ができる。

SegmentTagged Muon / Calo Muon

StandAlone/Combined Muon では、飛跡を引くために、ミューオン検出器に3層以上のヒットが必要であるが、 p_T の低いミューオンや、ミューオン検出器が完全にカバー出来ていない領域 ($|\eta| = 0$ 付近など) では、必ずしも3層ヒットしない可能性がある。そこで使われるのが SegmentTagged Muon および Calo Muon である。

SegmentTagged Muon は、ミューオン検出器のヒットが1つ以上ある場合に使用される。内部飛跡検出器の飛跡をベースに、ミューオン検出器でのヒット情報との整合性をとり再構成する。

Calo Muon は、ミューオン検出器の情報を使わず、内部飛跡検出器の飛跡と、カロリメータに落としたエネルギーの情報からミューオンの再構成を行う。

本解析では、 $t\bar{t}$ 背景事象 (3.3 章) の混入を減らすためにも、ミューオン再構成効率が高いことが望ましい。そこで、 $|\eta| < 0.1$ では Calo Muon または Combined Muon、 $0.1 < |\eta| < 2.5$ では Combined Muon、 $2.5 < |\eta| < 2.7$ では StandAlone Muon といった具合に、複数のアルゴリズムを組み合わせることで、出来るだけ広範囲の $|\eta|$ 領域をカバー出来るようにした。

キャリブレーション

再構成したミューオンは、 $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ 事象を利用して、運動量分解能の補正を行っている。各 η 領域について、 Z 質量ピークを利用して運動量分解能を測定し、式 (3.1) の関数でフィットすることで、運動量分解能を見積もる。

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{p_0}{p_T} \oplus p_1 \oplus p_2 \cdot p_T \quad (3.1)$$

データと MC について運動量分解能を測定し、MC の運動量分解能を悪化させることで両者の分解能のずれを補正している [11]。

3.1.2 エレクトロンの再構成

エレクトロンは、Sliding Window と呼ばれる手法を用いて、電磁カロリメータと内部飛跡検出器の情報から再構成される。

電磁カロリメータの読み出しは、 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ の格子単位で行われる。この格子上で $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5$ ($= 0.075 \times 0.125$) の Window を動かして、Window 内のエネルギーが 2.5 GeV 以上の場所を見つける。これを Seed として、Seed と飛跡とのマッチングがとれたら、Window を 3×7 (Barrel) or 5×5 (Endcap) に広げ、その中のエネルギーを測定し、再構成している。

キャリブレーション

エレクトロンのエネルギーは、実際の衝突データの $Z \rightarrow e^+e^-$ 事象を利用してキャリブレーションされている。 $Z \rightarrow e^+e^-$ 事象に対して、式 (3.2) で表される Likelihood を最小にする α_i ($i: \eta$ 領域) を求めて、測定されるエネルギー E_{Obs} と実際のエネルギー E_{Truth} との関係式 $E_{\text{Obs}} = E_{\text{Truth}}(1 + \alpha_i)$ に従ってエネルギーを補正する。

$$-\ln L_{\text{tot}} = \sum_{i,j} \sum_{\text{events}} -\ln L_{ij} \left(\frac{m_k}{1 + \frac{\alpha_i + \alpha_j}{2}} \right) \quad (3.2)$$

$L_{ij}(m)$: MC で見積もった、 $Z \rightarrow e^+e^-$ 事象の Z 質量の確率密度分布
 m_k : 観測された $Z \rightarrow e^+e^-$ 事象の Z 質量

また、エネルギー分解能の補正も、衝突データを用いて行っている。エネルギー分解能は

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (3.3)$$

と書き表され、第一項、第二項は、低エネルギーの $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 事象で、Data と MC がよく合っていることが確認されている。第三項は、 $Z \rightarrow e^+e^-$ のピーク幅を測定し、MC のエネルギー分解能を悪化させることで、Data と MC のずれを補正している [12]。

3.1.3 ジェットの再構成

ジェットの再構成には、AntiK_T アルゴリズム [13] を使用した。全てのクラスタの組 (i, j) について、以下で定義される量 D_{ij} を計算する。

$$D_{ij} = \min(p_{Ti}^{-2}, p_{Tj}^{-2}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (3.4)$$

$$D_{ii} = p_{Ti}^{-2} \quad (3.5)$$

その後、 D_{ij} のうち最小のもの ($D_{\min}$) が、 $i \neq j$ なら i と j のクラスタを結合する。 $D_{\min} = D_{ii}$ ならば、 i 番目のクラスタを 1 本のジェットとする。

以上の操作を繰り返すことでジェットの再構成を行うアルゴリズムである。本解析では、 $R=0.4$ の AntiK_T ジェットを使用した。

キャリブレーション

ジェットのキャリブレーションは、いくつかのステップを踏んで行われる [14]。

Pileup Offset : Pileup 由来でカロリメータに落とされたエネルギーを差し引く。シミュレーションを利用して、 η 領域、Primary Vertex の数および 1 つ前のバンチとの時間差の関数として、Pileup によるエネルギーを見積もり、これを測定されたエネルギーから差し引く。

Jet Origin Correction : ジェットは、検出器の中心を向く形で再構成されているが、これを、Primary Vertex に向くように変更する。

Jet Energy/Eta Correction : EM Component と Hadronic Component とでは、同じエネルギーの粒子でも、カロリメータの応答が異なる¹。また、不感領域でのエネルギーロスなども考慮する必要があるため、これらの補正を行う。シミュレーションを利用して、正しいエネルギー E_{Truth} に対して、EM スケールで測定されるエネルギー E_{EM} の応答 $R_{\text{EM}} = E_{\text{EM}}/E_{\text{Truth}}$ を見積もり、測定されたエネルギーを補正する。この際、同時にジェットの η も補正をする。

in-situ Calibration : 実際の衝突データの γ -jet 事象を利用して、データと MC とのずれを補正する。

3.1.4 Missing E_T の再構成

ハドロンコライダーは非対称コライダーであるが、ビーム軸に垂直な方向に対しては、エネルギーがバランスしていると考えられる。つまり、検出した全ての粒子の運動量を足して、向きを反対にしたものが、検出出来なかった粒子の運動量の和であるとみなせる。これを Missing E_T (E_T, E_T^{Miss}) と呼ぶ。

E_T^{Miss} の計算方法にはいくつかアルゴリズムがあるが、本解析では、RefFinal と呼ばれる、各粒子のキャリブレーションの情報を考慮したアルゴリズムを使用した [15]。

3.2 オブジェクトの選択

再構成されたそれぞれのオブジェクトの中には、ジェットを間違えてエレクトロンとして再構成するなどの、フェイクオブジェクトが混じっている^{2 3}。

より良いオブジェクトのみを選び出すため、再構成されたオブジェクトに対し、さらにいくつかの条件を課している。

3.2.1 ミューオンの選択

Kinematics

Combined Muon および StandAlone Muon には $p_T > 10 \text{ GeV}$ を要求し、Calo Muon には $p_T > 20 \text{ GeV}$ を要求した。Calo Muon は Fake Rate が高いため、閾値を少し高く設定してある。

¹ATLAS では、electron と hadron がカロリメータに落とすエネルギーの比 $\varepsilon_e/\varepsilon_h=1.3\text{-}1.7$ 程度

²ミューオンのフェイクは、 $\pi^\pm$ の Decay in flight、Punch through や、Heavy Flavor の Leptonic Decay など。

³エレクトロンのフェイクは、 γ の Conversion、Heavy Flavor の Leptonic Decay、 $\pi^\pm$ の Track と γ のオーバーラップなど。

また、Combined Muon には $|\eta| < 2.5$ を、StandAlone Muon には $2.5 < |\eta| < 2.7$ を、そして Calo Muon には $|\eta| < 0.1$ を要求した。

ID Hits

内部飛跡検出器に、一定数以上のヒットがあることを要求した。Combined Muon と Calo Muon のみ。

Vertex

ミュオンが Primary Vertex から来ていることを要求することで、宇宙線由来のミュオンを取り除く。飛跡と Primary Vertex とのビーム軸方向の距離が 0.1 mm 以下であることを要求した。

Isolation

対象のミュオンの周囲 $\Delta R < 0.2$ の範囲にある飛跡の運動量の和から、ミュオン自身の運動量を引いたものが、ミュオン自身の運動量の 10% 以下であることを要求。Combined Muon と Calo Muon のみ。

ジェットがミュオンにフェイクしたものは、飛跡の周囲に落とすエネルギーが大きいため、Isolation によりこうしたフェイクを減らすことが可能である。

Combined Muon-Calo Muon Overlap

Calo Muon の中には、Combined Muon としても再構成されているものがあるが、その場合、Combined Muon を使用することにした。そこで、Calo Muon に対して、これまでに挙げた条件を通過した、全ての Combined Muon との ΔR が 0.2 以上離れていることを要求した。

3.2.2 エレクトロンの選択

Kinematics

$E_T > 10$ GeV および $|\eta| < 2.47$ を要求した。

Author

エレクトロンを再構成する際のアルゴリズムは、3.1.2 章で説明した、通常のエレクトロン再構成 (AuthorElectron) の他に、飛跡の情報をもとにした再構成 (AuthorSofte)、光子の再構成 (AuthorPhoton/AuthorRConv)、フォワード電子の再構成 (AuthorFrwd) といったものがある。これらのうち、AuthorElectron のみ、または、AuthorElectron かつ AuthorSofte によって再構成されたもの以外は取り除いた。

isEM Identification

いくつかの変数を用いてエレクトロンらしさを評価した、Loose++、Medium++、Tight++ と呼ばれる変数がある。この中で一番緩い条件である、Loose++ を満たしていることを要求した。

Loose++ では、Cluster の広がりおよびハドロンカロリメータへの Leakage でカットをかけている。

Tight++ では、Loose++ に加えて、Tracker の Hit 数、Impact Parameter、Conversion 情報、 E/p などのカットを通過することを要求している。

Vertex

飛跡と Primary Vertex との距離が 0.1 mm 以下であることを要求した。

Isolation

対象のエレクトロンの周囲 $\Delta R < 0.2$ の範囲にある飛跡の運動量の和から、エレクトロン自身の運動量を引いたものが、エレクトロン自身の運動量の 10% 以下であることを要求した。

3.2.3 ジェットの選択

Kinematics

$p_T > 20$ GeV および $|\eta| < 4.5$ を要求した。

JVF (Jet Vertex Fraction)

ジェットを構成する飛跡のうち、50% 以上が、Primary Vertex からきていることを要求した。Pileup の影響で正しく測定されないジェットを取り除くことができる。

3.2.4 オブジェクト間のオーバーラップの除去

電子がジェットとしても再構成されたり、ジェットからのソフトなミューオンがミューオンとしても再構成されるなど、1つのオブジェクトが複数のオブジェクトとして再構成されることがあるため、以下の規則に従って、記述した順番でオーバーラップを除去した。

- ジェットと電子との ΔR が 0.4 未満の場合、電子の $E_T < 15$ GeV なら電子を除去、それ以外ならジェットを除去
- ミューオンとジェットとの ΔR が 0.4 未満ならミューオンを除去
- 電子とミューオンとの ΔR が 0.2 未満なら、電子を除去

3.3 背景事象

主要な背景事象について解説する。

3.3.1 W ボソン+jets 生成事象

Higgs を伴わない、通常の W ボソン生成過程は、WH 随伴生成過程と比べて、生成断面積が 5-6 桁大きい。これにボトムクォーク対が付加するような過程であれば、もう 2 桁程度小さくなるが、それでも非常に大きな寄与がある。

また、W+bb 生成以外にも、チャームクォーク、軽いクォークやグルーオン由来のジェットを、ボトムジェットと誤認する場合があります、これらも背景事象となる。

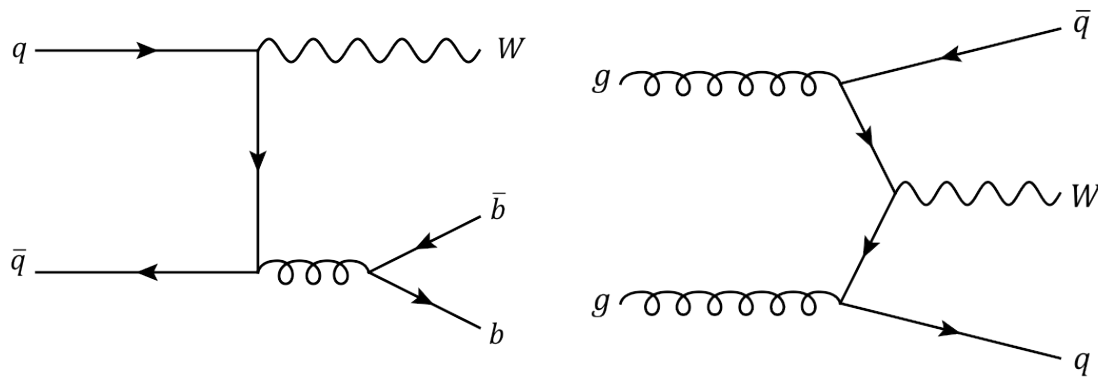


図 3.1: W+jets 生成過程のファインマンダイアグラムの例

3.3.2 $t\bar{t}$ 対生成

対生成されたトップクォーク対は、直ちに W ボソンとボトムクォークのペアへと崩壊する。その後、2 つの W ボソンのうち 1 つ以上がレプトンへと崩壊するもの、つまり $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} \rightarrow \ell\nu\ell\nu b\bar{b}$ または $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} \rightarrow \ell\nu q\bar{q}b\bar{b}$ といった過程が、本解析の背景事象となりうる。

これらの終状態を信号事象と比較すると、1 本のレプトンもしくは 2 本のジェットが余計に存在することになるが、これらを検出できなかったり、オブジェクトの選択を通過しなかったりした場合に、本解析における背景事象として混入する。

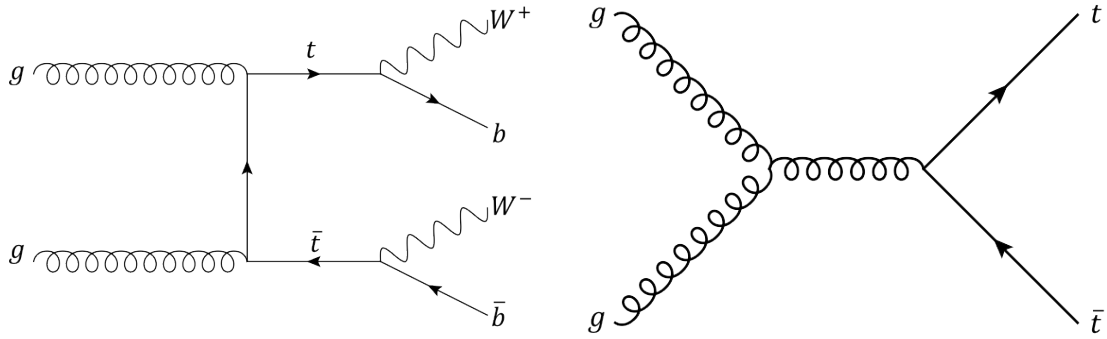


図 3.2: $t\bar{t}$ 対生成のファインマンダイアグラムの例

3.3.3 Single top 生成

図 3.3 などのダイアグラムで表されるような、終状態に 1 つのトップクォークを含むような過程。 $t\bar{t}$ よりも生成断面積は小さいが、 $tb \rightarrow Wbb \rightarrow \ell\nu bb$ など、より信号事象と似た終状態を持つため、事象選択により減らすことが非常に難しい背景事象である。

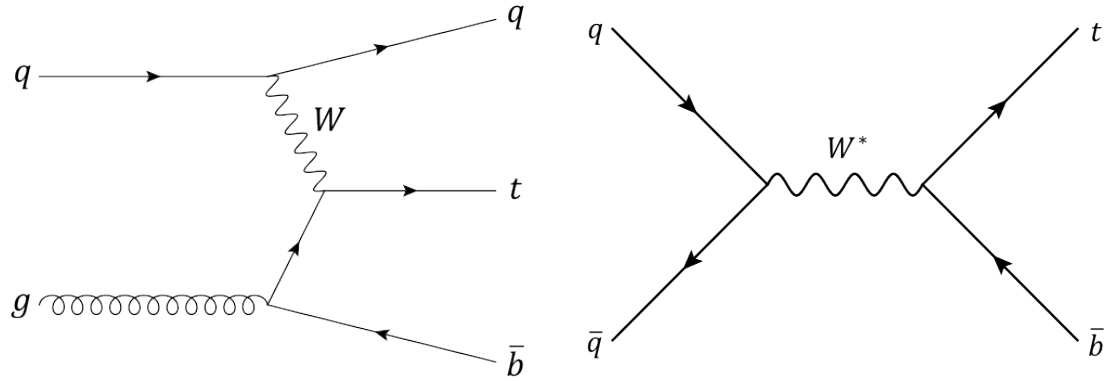


図 3.3: Single Top 生成のファインマンダイアグラムの例

3.3.4 Diboson 生成事象

図 3.4 に示すような、W ボソン、Z ボソンを 2 つ伴う事象。

特に、 $WZ \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$ および $WW \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$ といった過程は、信号事象との識別が困難である上に、 m_{bb} 分布がそれぞれ $m_W \approx 80 \text{ GeV}$, $m_Z \approx 90 \text{ GeV}$ 付近にピークを持つ。ATLAS 検

出器の Di-b-jet に関する質量分解能は 20 GeV 程度であるため、これらのピークのテール部分は、125 GeV ヒッグスの質量ピークと重なる (図 3.5)。

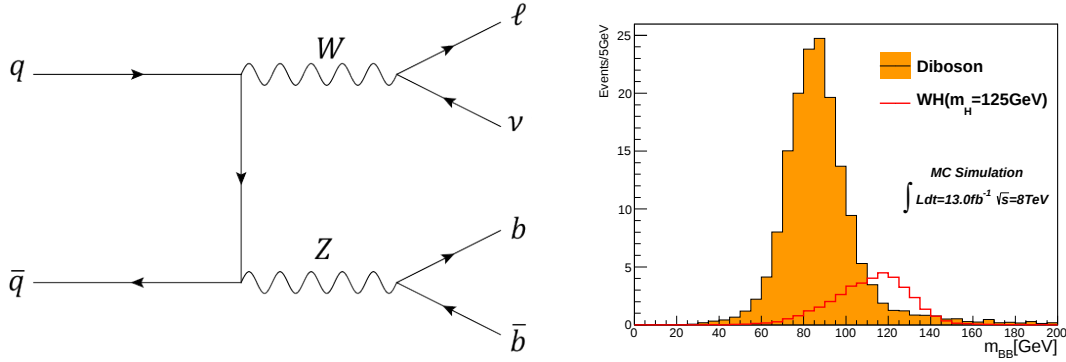


図 3.4: WZ 生成過程のファインマンダイアグラム 図 3.5: Diboson 生成過程と WH 随伴生成過程の m_{bb} 分布

3.3.5 Multijet 事象

確率は低いですが、ジェットがレプトンと誤認されることがある。LHC はハドロンコライダーであるため、QCD 過程による Multijet 事象の断面積は mb 程度と桁違いに大きい。そのため、Multijet+フェイクレプトン事象も、本解析の背景事象として考慮する必要がある。

3.4 背景事象の見積もり

3.3 章で解説した各背景事象を、実際に見積もる手法について解説する。

3.4.1 モンテカルロシミュレーション

Multijet 背景事象以外の全ての背景事象と信号事象は、Geant4 [16] によるモンテカルロシミュレーションを利用して見積もった。使用した Generator は、信号事象は PYTHIA8 [17, 18]、 W, Z は ALPGEN [19, 20] および POWHEG [21–23]、Diboson は HERWIG [24]、 top は MC@NLO [25] である。Multijet 背景事象は、シミュレーションを用いず、データから見積もった。

3.4.2 背景事象の規格化

主要な背景事象である W および $t\bar{t}$ については、それぞれの背景事象が支配的になる領域 (Control Region, CR) のデータにフィットすることで、MC の規格化因子を決定した。規格化因子は、表 3.1 にまとめた。

シミュレーションと、実際に観測されるデータの間には、様々な系統誤差が考えられるため、データを用いて規格化因子を決めることで、これらのある程度キャンセルすることができる。一方で、純度の高い CR を確保できない背景事象については、断面積とルミノシティによる規格化を行った。

表 3.2 に各背景事象の見積もりに使用した CR と MC Generator をまとめた。また、CR を使用して規格化を行った背景事象については、図 3.6 に CR の分布をまとめた。また、Multijet 背景事象については、3.4.3 章で詳しく説明をする。

表 3.1: 背景事象の規格化因子。数字は断面積とルミノシティによる規格化因子に対する相対的な値である。W+light/c は、事前に ΔR 分布のずれを補正している (付録 D) のに対し、W+b は補正を行っていない。そこで、 ΔR カット (3.5.3 章) の大きく異なる低い p_T^W カテゴリと高い p_T^W カテゴリとで、規格化因子を別々に決定した。

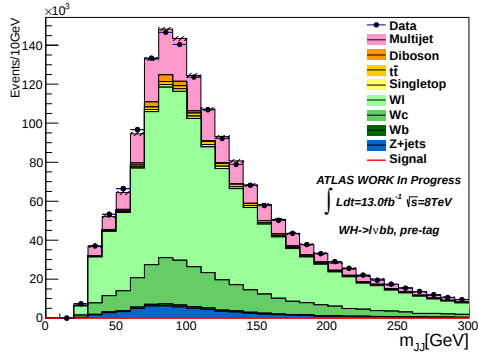
背景事象	W+light	W+c	W+b($p_T^W < 150\text{GeV}$)	W+b($p_T^W > 150\text{GeV}$)	$t\bar{t}$
8TeV	1.04 ± 0.00	1.05 ± 0.01	0.91 ± 0.13	0.88 ± 0.16	1.07 ± 0.07
7TeV	1.04 ± 0.00	1.00 ± 0.02	1.46 ± 0.21	1.05 ± 0.27	0.80 ± 0.13

表 3.2: それぞれの背景事象の見積もり手法。CR が書かれたものは、その CR のデータを用いて規格化を行った。CR が書かれていないものは、ルミノシティと生成断面積による規格化を行った。CR (Validation only) の欄は、純度は高いものの、運動学的に信号事象との差異が大きいなど、規格化因子を決めるには向かない領域。大きな間違いがないかどうかの確認に使用した。

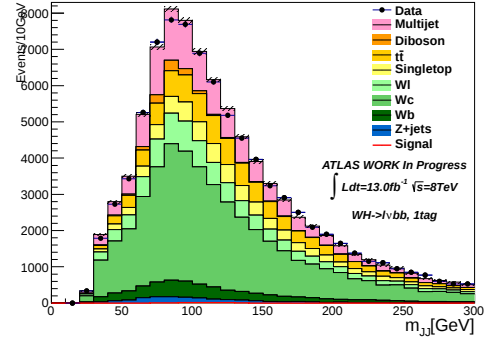
背景事象	見積もり手法	CR	CR(Validation only)
W+bjets	MC(POWHEG)	$m_{bb} < 80\text{GeV}$ or $150\text{GeV} < m_{bb}$	-
W+cjets	MC(ALPGEN)	2jet, 1tag ⁴	-
W+light jets	MC(ALPGEN)	2jet, Pretag ⁵	-
$t\bar{t}$	MC(MC@NLO)	$m_{bb} < 80\text{GeV}$ or $150\text{GeV} < m_{bb}$	3/4jet, 2tag
Singletop	MC(MC@NLO)	-	-
Diboson	MC(HERWIG)	-	-
Z+jets	MC(ALPGEN)	-	-
Multijet	Data Driven(Anti-isolation)	Inclusive E_T^{Miss}	$E_T^{\text{Miss}} < 25\text{GeV}$, $m_T^W < 40\text{GeV}$

⁴1tag : 1 本以上のジェットが B タグの条件を通過することを要求した状態

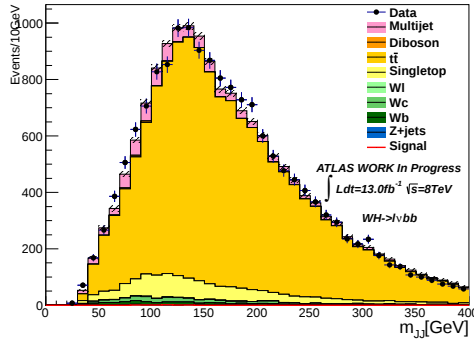
⁵Pretag : B タグの要求を行う前の状態



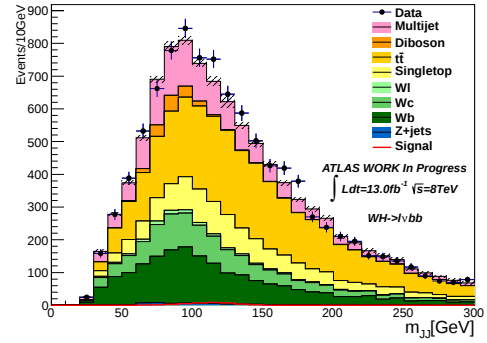
(a) W+light jets CR (2jet, pretag)



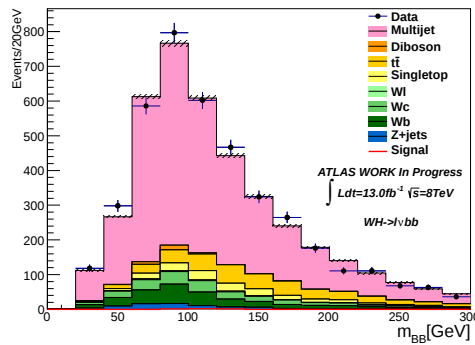
(b) W+c jets CR (2jet, 1tag)



(c) $t\bar{t}$ CR (4jet, 2tag) : For validation



(d) W+b jets, $t\bar{t}$ CR (2jet, 2tag)



(e) Multijet CR (Low E_T^{Miss} and m_T^W) : For validation

図 3.6: 各背景事象の Control Region における m_{bb} 分布。 $\sqrt{s}=8$ TeV

3.4.3 Multijet 背景事象の見積もり

Multijet 背景事象は、1本のジェットを誤ってレプトンと認識してしまうことで背景事象となるが、こうしたフェイクレプトンを伴う事象は、モンテカルロシミュレーションでは精度よく見積もることができない。

そこで本解析では、実験データを利用して背景事象を見積もった。以下にその手法を記述する。

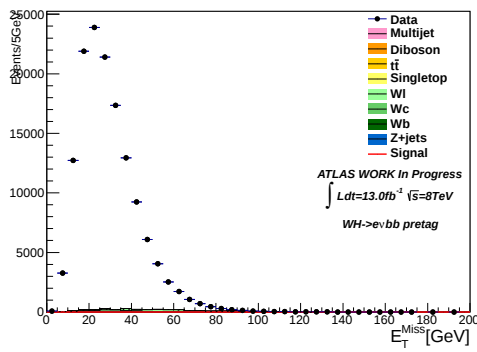
通常の解析では、フェイクレプトンを減らすために、レプトンに対してアイソレーションの条件を課している(3.2章)。このアイソレーションの要求を逆転させる。つまり、レプトンの周囲 $\Delta R < 0.2$ の飛跡の運動量の和が、レプトンの p_T の 10%以上(かつ 60%未満)であることを要求する。そうすると、選択されるレプトン(Anti-Isolated Lepton)は、ほとんどがフェイクレプトンとなる(図 3.7(a),(c))。

Anti-Isolated Lepton を使用した場合の分布(Multijet Template)が、Multijet 背景事象の分布を再現していると考え、これを適当に規格化して、Multijet 背景事象とした。

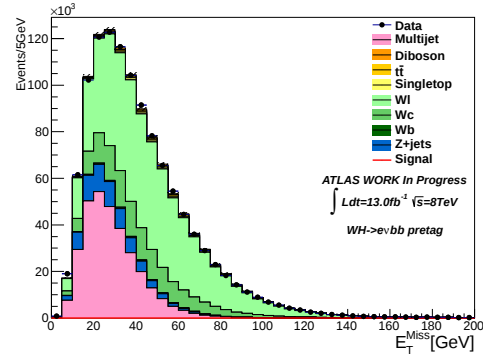
ただし、Anti-Isolated Lepton の中には、本物のレプトンがわずかに混ざっている。そこで、本物のレプトンからの寄与を MC で見積もり、Anti-Isolated Lepton の分布から差し引いたものを、Multijet Template とした。

規格化因子は、 E_T^{Miss} カット(3.5.3章)をかける前の E_T^{Miss} 分布のデータ(図 3.7(b),(d))に Template をフィットすることで決定した。

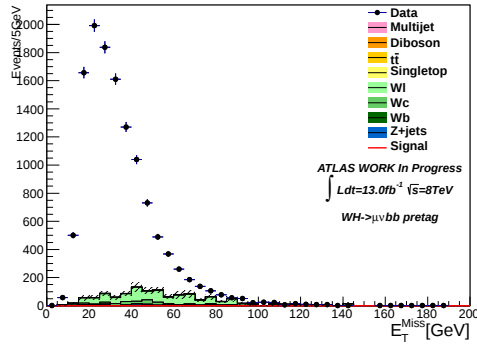
ところで、B タグカット(3.5.4章)後の分布では、Multijet Template の統計量が十分ではない。そこで、B タグを要求する前後で、Multijet 背景事象の分布の形状の変化が少ないと仮定して、B タグ後の Multijet 背景事象は、B タグ前の Template を使用して見積もった(図 3.8)。



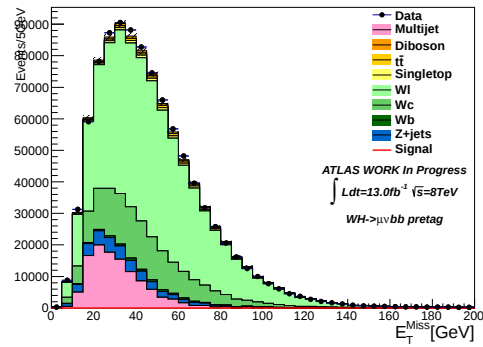
(a) Anti-Isolated Electron + 2jets (Pretag) の E_T^{Miss} 分布



(b) Isolated Electron + 2jets (Pretag) の E_T^{Miss} 分布

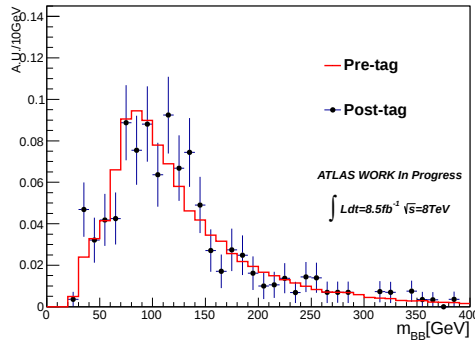


(c) Anti-Isolated Muon + 2jets (Pretag) の E_T^{Miss} 分布

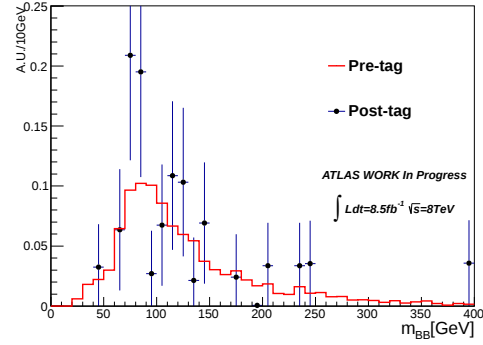


(d) Isolated Muon + 2jets (Pretag) の E_T^{Miss} 分布

図 3.7: Anti-Isolation による Multijet 背景事象の見積もり。(b)(d) における Multijet 背景事象は、(a)(c) の分布から見積もった Template をスケールして得られた。Template は、(a)(c) の分布の Data (黒点) から、本物のレプトンの寄与 (色付きの領域) を引いたもの。



(a)Electron Channel



(b)Muon Channel

図 3.8: B タグ前後の Multijet Template 分布。実線が B タグ前、黒点が B タグ後のもの。B タグ後 (点) では統計量が足りないため、代わりに B タグ前 (実線) の分布を使用した。分布の形状に大きな違いがないことが確認出来る。

3.5 事象選択

3.5.1 事象のカテゴリ分け

$WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ 過程で生じる W ボソンは、他の背景事象と比べて、運動量が高い部分までテールを引く特徴を持つ (図 3.9)。

表 3.3 に示した通り、W ボソンの運動量が高い領域では、S/N 比が格段に良いが、信号事象の数は少ない。一方で、運動量の小さい領域には、S/N 比は悪いものの、沢山の信号事象が期待される。

一般に、S/N 比の異なる領域に区切って解析し、最後にそれぞれを Combine することで、より発見感度を高めることができる。そこで本解析では、0-50 GeV、50-100 GeV、100-150 GeV、150-200 GeV、200 GeV 以上の、計 5 つのカテゴリに分けて解析を行った。

この結果、期待される発見感度 ($S/\sqrt{S+B}$) は、カテゴリ分け無しと比べて 40% 向上した。ただし、系統誤差については、ここでは考慮していない。

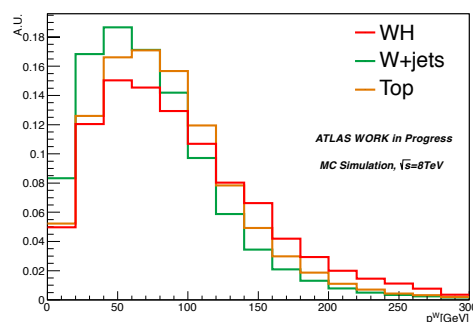


図 3.9: 信号事象および主要な背景事象の p_T 分布

3.5.2 レプトン選択

信号事象は、1 本のレプトン、1 本のニュートリノおよび 2 本のボトムクォークからなる。これらはそれぞれ質量が約 80 GeV、約 125 GeV と非常に重い粒子の崩壊で生じるため、大きな p_T を持つことが期待される。

そこで、3.2 章で選択したレプトンの中に、 $p_T > 25$ GeV および $|\eta| < 2.47$ を満たすエレクトロンまたは $p_T > 25$ GeV および $|\eta| < 2.5$ を満たすミューオンが 1 つだけ存在することを要求した。

表 3.3: $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, $\int L dt = 13.0 \text{ fb}^{-1}$ の解析における、W ボソンの p_T ごとのイベント数。誤差は MC シミュレーションの統計誤差。

W ボソンの p_T	信号事象の数	背景事象の数	S/N 比
0-50 GeV	9.5 ± 0.2	1866 ± 27	0.005 ± 0.000
50-100 GeV	11.4 ± 0.2	1865 ± 18	0.006 ± 0.000
100-150 GeV	6.6 ± 0.2	736 ± 9	0.009 ± 0.000
150-200 GeV	3.4 ± 0.1	150 ± 4	0.023 ± 0.001
200 GeV-	4.0 ± 0.1	72 ± 2	0.056 ± 0.002

また、ジェットに対しても $|\eta| < 2.5$ を満たすジェットが 2 本だけ存在し、かつ $p_T > 45 \text{ GeV}$ のジェットが 1 本以上存在することを要求した。

一方で、 $t\bar{t}$ 背景事象は、信号事象と比べて余分に生じるレプトンやジェットを検出できなかったり、カットで落としてしまったりすることで生じるため、こうしたレプトン、ジェットの $p_T, |\eta|$ によるカットは、 $t\bar{t}$ 背景事象を増やす要因となる。そこで、仮に上記の p_T 、 $|\eta|$ カットをかけなかった場合においても、レプトンが 1 つ、ジェットが 2 本だけであることを要求した。

また、Fake のさらなる抑制のため、選択されたレプトンに対して、エレクトロンには 3.2 章で説明した ID について Tight++ を要求し、さらに、レプトンの周囲 $\Delta R < 0.3$ の範囲において、カロリメータで測定されたエネルギーの和から、レプトン自身のエネルギーを引いたものが、レプトン自身のエネルギーの 14% 以下であることを要求した。

3.5.3 Kinematics

表 3.4 は、1 レプトン選択後のレプトンとジェットに対して要求した条件である。より感度を高めるため、カテゴリ毎に閾値を変えてある。

以下、それぞれのカットに関して解説を行う。

Missing E_T (E_T, E_T^{Miss})

図 3.10 は、信号事象と各背景事象の E_T^{Miss} 分布である。信号事象は W ボソンからのニュートリノを伴うため、ある程度大きな E_T^{Miss} を持つ。一方で、Z+jets や Multijet 背景事象では、大きな E_T^{Miss} を発生する要因が少ないため、Lower Cut によりこれらの背景事象を減らすことができる。

表 3.4: カテゴリ毎の事象選択

p_T^W [GeV]	0-50	50-100	100-150	150-200	200-
E_T^{Miss} [GeV]	25-	25-	25-	25-	50-
m_T^W [GeV]	40-120	40-120	40-120	0-120	0-120
$\Delta R(b, \bar{b})$	0.7-	0.7-	0.7-	0.7-1.6	0-1.4
p_T^ℓ [GeV]	25-				
$ \eta^\ell $	0-2.47 (electron), 0-2.5 (muon)				
p_T^{Jet} [GeV]	45- (Leading jet), 20- (Subleading jet)				
$ \eta^{\text{Jet}} $	0-2.5				

Transverse Mass (m_T)

図 3.11 は、信号事象と各背景事象の m_T 分布である。 m_T は、

$$m_T = \sqrt{2p_T^\ell E_T(1 - \cos(\phi^\ell - \phi^{\cancel{E}_T}))} \quad (3.6)$$

で定義される量で、W ボソンの崩壊で発生したレプトンとニュートリノとの m_T は、80 GeV を頂点としたヤコビアンピーク型となる。

E_T^{Miss} と同様に、 m_T の低い部分には Z+jets、Multijet 背景事象が多く、Lower Cut を設けることでこれらを減らすことが可能である。ただし、高い p_T^W カテゴリには、そもそも Z+jets、Multijet 背景事象がほとんど存在しないため、Lower Cut は設けていない。

ところで、 $t\bar{t}$ 背景事象には、信号事象と比べて 1 つ余分な W ボソンが生じる。特に、これがレプトニック崩壊した事象では、ニュートリノが 1 つ余分に出るため、 m_T が純粋な W ボソンのものと比べて広がりを持った分布となる。そこで、 $t\bar{t}$ 背景事象を減らすために、Upper Cut を設けた。

ジェット間の距離 (ΔR_{jj})

信号事象は、 p_T^W と ΔR_{jj} との相関が強い。 p_T^W が低いところでは Lower Cut を、 p_T^W が高いところでは Upper Cut を設けることで背景事象を減らすことができる。

3.5.4 B タグ

ボトムジェットを含む事象を選別するために、B タグ (ボトムジェットの識別) を行った。B タグについては、付録 B で詳しく解説している。本研究では、MV1 と呼ばれるボトムジェッ

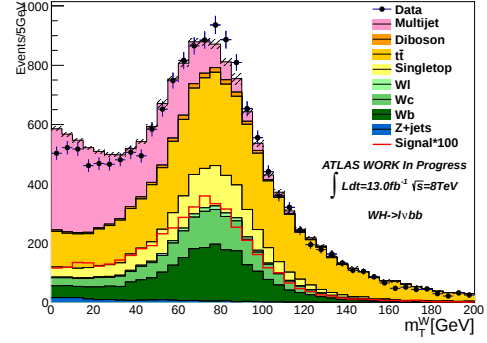
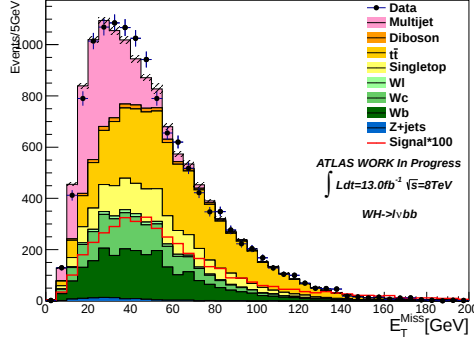
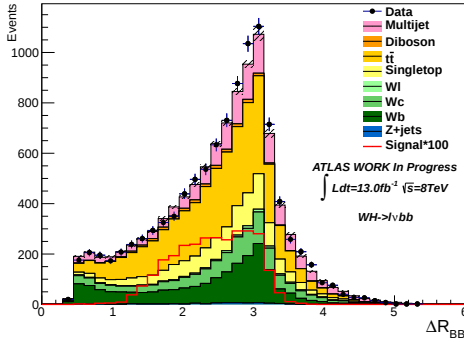
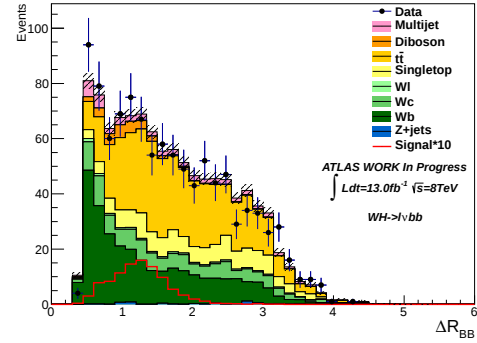


図 3.10: Missing E_T 分布。表 3.4 の事象選択のうち、 E_T^{Miss} 以外のカットおよび B タグを適用している。

図 3.11: m_T 分布。表 3.4 の事象選択のうち、 m_T 以外のカットおよび B タグを適用している。



(a) $p_T^W < 150 \text{ GeV}$



(b) $p_T^W > 150 \text{ GeV}$

図 3.12: ΔR_{jj} 分布。表 3.4 の事象選択のうち、 ΔR_{jj} 以外のカットおよび B タグを適用している。

トらしさを表す指標が、2本のジェットのどちらについても、一定の閾値を超えていることを要求した。閾値は、ボトムジェットに対する効率が70%となる値をMCシミュレーションにより見積もることで設定している。

また、MCを使用して見積もる背景事象と信号事象は、Flavorの情報があらかじめ分かっているため、Bタグの代わりに、 $p_T, |\eta|$ および Flavor ごとに見積もったBタグ効率をイベントの重みとして乗せた。これにより、イベントを捨てることなくBタグ後の分布を見積もることができるため、MCの統計量の面で得をする。

3.6 系統誤差

系統誤差について解説する。

Luminosity

Luminosity 測定の測定には 3.6% の不定性がある [26]。W+jets、 $t\bar{t}$ 、Multijet 背景事象は、データを用いて規格化を行ったため、この不定性は考慮しない。

Theory

理論計算の不定性や、PDF の不定性などの影響を受けて、生成断面積や崩壊比の値は不定性を持つので、これも考慮した。Luminosity と同様に、データを使用して規格化を行った背景事象については適用していない。

Normalization

データを用いて規格化を行った背景事象は、規格化に用いたデータの統計量の不定性を、規格化因子の統計誤差として考慮した。また、規格化と合わせて、付録 D で解説する、いくつかの補正を MC に対して行っているが、この補正係数の不定性も考慮した。

Energy Scale

電子、ミュオン、ジェットのキャリブレーションにおける系統誤差。特に、ジェットのエネルギーキャリブレーションには不定性が大きく、Dijet 質量ピークの位置にも関わるため重要である。

B-tag Efficiency

B-tag efficiency は、 $t\bar{t}$ などのデータを使用してキャリブレーションされている（付録 D）が、この補正係数の不定性は大きく、本解析においては、特に信号事象に対して最も大きな影響のある系統誤差である。

表 3.5: 各背景事象と信号事象に対して考慮した系統誤差 (単位:%)

Energy Scale の不定性などは、データを用いて規格化を行った背景事象に対しては、イベント数はほぼ変化せず、分布の形の変化として表れる。こうした系統誤差に関しては、Shape と表記した。

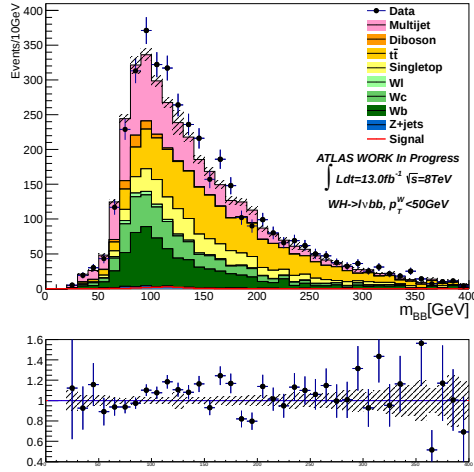
名前	Signal	ttbar	W+b	W+c	W+l	Diboson	Singletop	Multijet
Luminosity	3	-	-	-	-	3	3	-
Theory	9	-	-	-	-	11	11	-
Normalization	-	7	14	0	0	-	-	30
Electron Energy Scale	1	Shape	Shape	Shape	Shape	1	1	Shape
Muon Energy Scale	1	Shape	Shape	Shape	Shape	1	1	Shape
Jet Energy Scale	5	Shape	Shape	Shape	Shape	5	5	Shape
B-Tag Efficiency	10	Shape	Shape	Shape	Shape	10	10	Shape

第4章 結果と考察

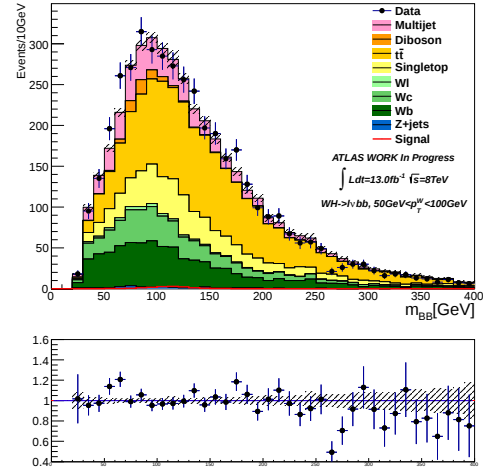
4.1 結果

最終的に得られた m_{bb} 分布とイベント数を図 4.2、図 4.1、表 4.1(a) および表 4.1(b) に示す。

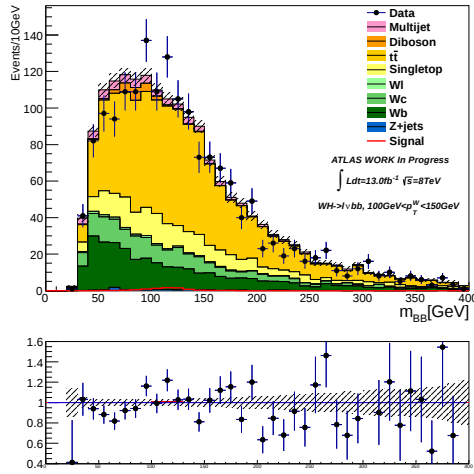
また、得られた m_{bb} 分布と、3.6 章で説明した系統誤差から、CLs (付録 C) による標準模型ヒッグスの生成断面積に対する制限を計算した結果が図 4.3、表 4.2 である。今回の解析において、110 GeV から 140 GeV の間で、ヒッグス粒子の兆候はみられなかった。また、95%信頼度で、質量 125 GeV の標準模型ヒッグス粒子について、生成断面積の 2.8 倍以下という制限をつけることができた。



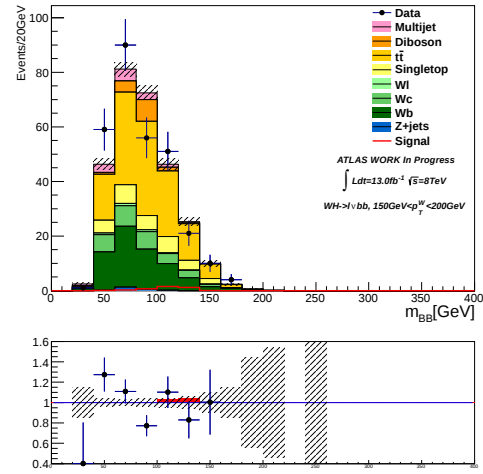
(a) $p_T^W < 50\text{ GeV}$



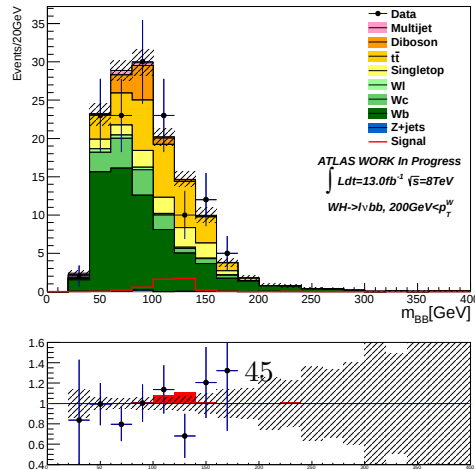
(b) $50\text{ GeV} < p_T^W < 100\text{ GeV}$



(c) $100\text{ GeV} < p_T^W < 150\text{ GeV}$

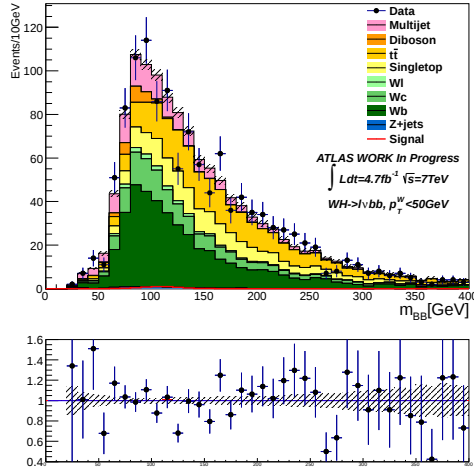


(d) $150\text{ GeV} < p_T^W < 200\text{ GeV}$

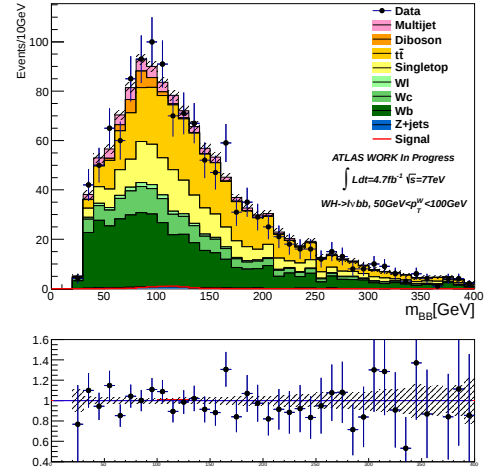


(e) $200\text{ GeV} < p_T^W$

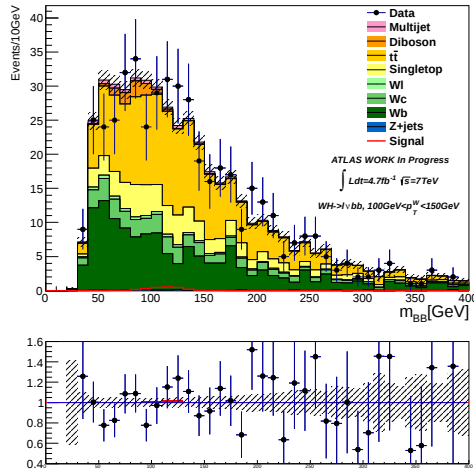
図 4.1: $\sqrt{s} = 8\text{ TeV}$, $\int Ldt = 13.0\text{ fb}^{-1}$ における $WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ 解析の m_{bb} 分布。斜線部は、MC の統計誤差の範囲を示している。



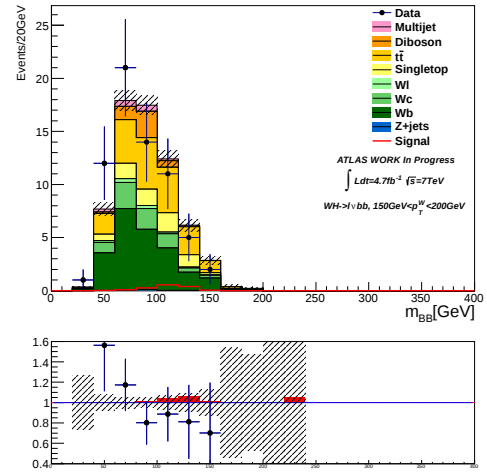
(a) $p_T^W < 50$ GeV



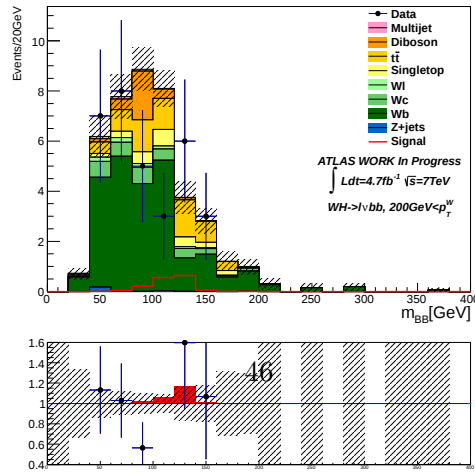
(b) $50 \text{ GeV} < p_T^W < 100$ GeV



(c) $100 \text{ GeV} < p_T^W < 150$ GeV



(d) $150 \text{ GeV} < p_T^W < 200$ GeV



(e) $200 \text{ GeV} < p_T^W$

図 4.2: $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, $\int L dt = 4.7 \text{ fb}^{-1}$ における $WH \rightarrow \ell \nu b \bar{b}$ 解析の m_{bb} 分布

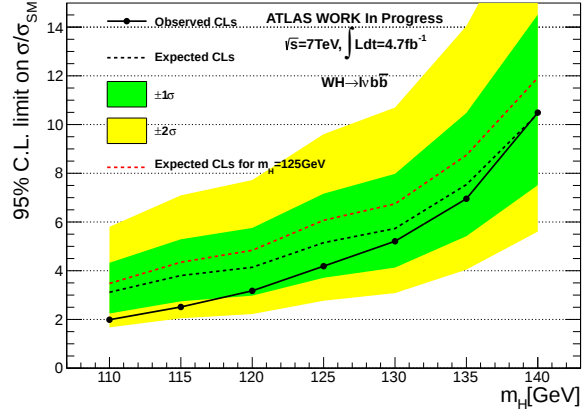
表 4.1: 各背景事象と信号事象の Signal Region におけるイベント数。誤差は統計誤差のみ。

p_T^W [GeV]	0-50	50-100	100-150	150-200	200-	Total
Data	2039 $\pm$ 45	1861 $\pm$ 43	759 $\pm$ 28	136 $\pm$ 12	71 $\pm$ 8	4866 $\pm$ 70
Total BG	1866.2 $\pm$ 27.1	1864.5 $\pm$ 18.0	735.6 $\pm$ 9.1	150.3 $\pm$ 3.7	71.6 $\pm$ 2.4	4688.1 $\pm$ 34.1
$t\bar{t}$	430.9 $\pm$ 7.9	744.7 $\pm$ 10.4	429.9 $\pm$ 7.3	75.5 $\pm$ 2.6	22.1 $\pm$ 1.1	1703.1 $\pm$ 15.2
W+b	398.2 $\pm$ 24.0	309.3 $\pm$ 11.0	93.7 $\pm$ 2.4	29.9 $\pm$ 1.3	27.6 $\pm$ 1.1	858.7 $\pm$ 26.5
W+c	256.7 $\pm$ 4.9	221.7 $\pm$ 4.4	71.0 $\pm$ 2.7	13.2 $\pm$ 1.3	6.3 $\pm$ 1.2	568.9 $\pm$ 7.3
W+light	24.9 $\pm$ 0.2	20.1 $\pm$ 0.1	5.8 $\pm$ 0.1	1.0 $\pm$ 0.0	0.7 $\pm$ 0.0	52.6 $\pm$ 0.2
Diboson	38.0 $\pm$ 1.2	38.9 $\pm$ 1.2	15.2 $\pm$ 0.8	9.7 $\pm$ 0.7	5.6 $\pm$ 0.5	107.3 $\pm$ 2.1
Single Top	218.6 $\pm$ 6.6	302.4 $\pm$ 7.9	92.1 $\pm$ 3.9	16.2 $\pm$ 1.6	8.3 $\pm$ 1.2	637.6 $\pm$ 11.2
Multijet	481.7 $\pm$ 5.3	215.9 $\pm$ 3.3	24.6 $\pm$ 1.1	4.3 $\pm$ 0.6	0.7 $\pm$ 0.1	727.1 $\pm$ 6.4
WH(m_H :125GeV)	9.5 $\pm$ 0.2	11.4 $\pm$ 0.2	6.6 $\pm$ 0.2	3.4 $\pm$ 0.1	4.0 $\pm$ 0.1	34.9 $\pm$ 0.4

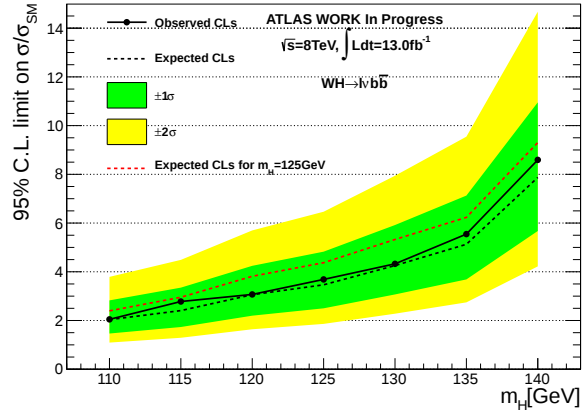
(a) $\sqrt{s} = 8$ TeV, $\int L dt = 13.0$ fb $^{-1}$

p_T^W [GeV]	0-50	50-100	100-150	150-200	200-	Total
Data	581 $\pm$ 24	544 $\pm$ 23	195 $\pm$ 14	31 $\pm$ 6	16 $\pm$ 4	1367 $\pm$ 37
Total BG	609.0 $\pm$ 6.0	539.7 $\pm$ 5.2	190.1 $\pm$ 3.0	37.6 $\pm$ 1.4	22.2 $\pm$ 1.3	1398.6 $\pm$ 8.7
$t\bar{t}$	114.6 $\pm$ 1.5	168.2 $\pm$ 1.7	89.7 $\pm$ 1.2	12.5 $\pm$ 0.3	4.5 $\pm$ 0.2	389.5 $\pm$ 2.6
W+b	234.8 $\pm$ 5.1	161.5 $\pm$ 4.2	45.1 $\pm$ 2.5	12.0 $\pm$ 1.2	11.5 $\pm$ 1.3	464.8 $\pm$ 7.3
W+c	79.6 $\pm$ 1.5	58.8 $\pm$ 1	16.1 $\pm$ 0.6	3.8 $\pm$ 0.3	1.5 $\pm$ 0.2	159.9 $\pm$ 1.9
W+light	11.7 $\pm$ 0.1	9.0 $\pm$ 0.0	2.6 $\pm$ 0.0	0.6 $\pm$ 0.0	0.4 $\pm$ 0.0	24.1 $\pm$ 0.1
Diboson	15.3 $\pm$ 0.4	13.5 $\pm$ 0.4	5.2 $\pm$ 0.2	3.1 $\pm$ 0.2	2.4 $\pm$ 0.2	39.6 $\pm$ 0.6
Single Top	80.7 $\pm$ 2.1	100.4 $\pm$ 2.3	28.4 $\pm$ 1.1	4.7 $\pm$ 0.4	1.6 $\pm$ 0.2	215.8 $\pm$ 3.3
Multijet	67.6 $\pm$ 1.0	24.2 $\pm$ 0.6	2.6 $\pm$ 0.2	0.9 $\pm$ 0.1	0.1 $\pm$ 0.0	95.4 $\pm$ 1.1
WH(m_H :125GeV)	3.8 $\pm$ 0.1	4.2 $\pm$ 0.1	2.2 $\pm$ 0.0	1.2 $\pm$ 0.0	1.4 $\pm$ 0.0	12.9 $\pm$ 0.1

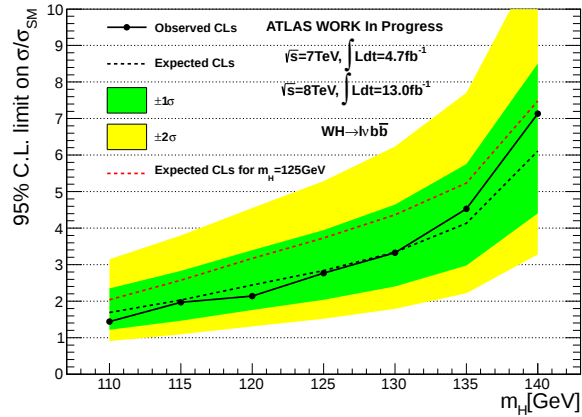
(b) $\sqrt{s} = 7$ TeV, $\int L dt = 4.7$ fb $^{-1}$



(a) $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, $\int Ldt = 4.7 \text{ fb}^{-1}$



(b) $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, $\int Ldt = 13.0 \text{ fb}^{-1}$



(c) $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV} + 8 \text{ TeV}$,
 $\int Ldt = 4.7 + 13.0 \text{ fb}^{-1}$

図 4.3: CLs による生成断面積への制限。黒色の点線は、背景事象のみを仮定した場合に期待される制限。赤色の点線は、背景事象 + 信号事象 ($m_H = 125 \text{ GeV}$ の標準模型ヒッグス) を仮定した場合に期待される制限。黒色の実線と点は、実際に観測された事象より得られた制限。

表 4.2: CLs による生成断面積への制限。Expected (BG only) は、背景事象のみを仮定した場合に期待される制限。Observed は、実際に観測された事象より得られた制限。

ヒッグスの質量 (GeV)	110	115	120	125	130	135	140
Expected (BG only)	3.1	3.8	4.1	5.2	5.7	7.5	10.4
Observed	2.0	2.5	3.2	4.2	5.2	7.0	10.5

(a) $\sqrt{s}=7$ TeV, $\int Ldt = 4.7 \text{ fb}^{-1}$

ヒッグスの質量 (GeV)	110	115	120	125	130	135	140
Expected (BG only)	2.0	2.4	3.1	3.5	4.3	5.1	7.9
Observed	2.1	2.8	3.1	3.7	4.3	5.6	8.6

(b) $\sqrt{s}=8$ TeV, $\int Ldt = 13.0 \text{ fb}^{-1}$

ヒッグスの質量 (GeV)	110	115	120	125	130	135	140
Expected (BG only)	1.7	2.0	2.4	2.8	3.3	4.1	6.1
Observed	1.4	2.0	2.1	2.8	3.3	4.5	7.1

(c) $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}+8 \text{ TeV}$, $\int Ldt = 4.7+13.0 \text{ fb}^{-1}$

4.2 考察

ATLAS 実験における $VH, H \rightarrow b\bar{b}$ 探索の展望

$VH, H \rightarrow b\bar{b}$ 探索は、他に $ZH \rightarrow \ell^+\ell^-b\bar{b}$ および $ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$ チャンネルも発見感度を持つ。ATLAS 実験では、これらのチャンネルの解析も行われている [27, 28]。図 4.4(a) は、これら WH および ZH の結果を全て Combine したものである。3 チャンネル合わせても、ヒッグス粒子の兆候はみられていない。また、標準模型の生成断面積への制限は、1.8 倍以下となっている。

LHC 加速器は、2013 年より約 2 年間稼働を停止し、検出器などのアップグレードを行う予定である。それまでに得られる実験データは、本研究で利用したもの合わせて、 25 fb^{-1} 程度となる。系統誤差を無視して、単純にデータの統計誤差の減少分だけ発見感度が高くなると仮定した場合、 25 fb^{-1} では、現在よりも約 20% 発見感度が高まることになるが、それだけでは、 $H \rightarrow b\bar{b}$ チャンネルでの標準模型ヒッグスの発見 / 棄却には不十分である。

つまり、解析の最適化や、系統誤差を減らすことなどによる、さらなる改善が必要である。

CMS との比較

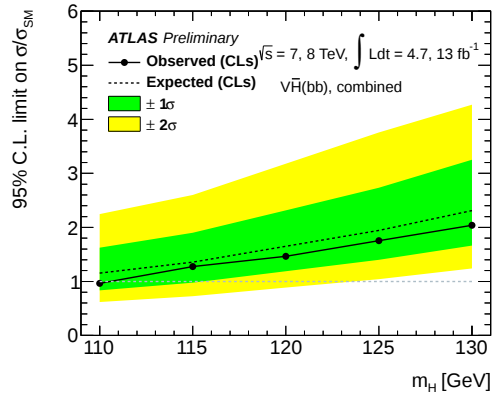
ATLAS と同じく、LHC 加速器の検出器である CMS における、 $VH, H \rightarrow b\bar{b}$ 探索の結果 [29] を図 4.4(b) に示した。

ATLAS と CMS では、重心系エネルギーはもちろん同じであり、積算ルミノシティもほぼ等しい。しかし、結果を比較すると、ATLAS に対して CMS は発見感度が約 60% 高い。この要因は、Dijet mass の見積もりや、系統誤差の評価が異なることなど、いくつか考えられるが、その中で最も大きな要因の 1 つは、解析手法の違いであると考えられる。ATLAS では Cut based 解析を行っているのに対し、CMS では、多変量解析を使用している¹。

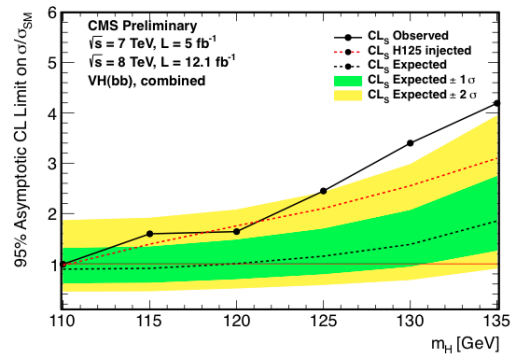
信号事象と背景事象との間には、終状態の粒子の種類は同じでも、角度依存性などの情報が微妙に異なる場合がある。こうした違いを Cut based 解析で見分けることは難しいが、多変量解析では、このようなわずかな違いなども含めて、最適な解析を行うことができるため、Cut based と比べて発見感度が高い。

ATLAS でも、もちろん多変量解析の研究は行われているが、Cut based と比較して背景事象の評価が難しく、現在、多変量解析による結果は出すことができていない。多変量解析を行った場合、現在の Cut Based 解析よりも 20% 程度、発見感度が向上すると考えられており、今後は、背景事象の見積もりに関する研究を進め、多変量解析へシフトしていくことが重要であると考えられる。

¹Tevatron での $VH, H \rightarrow b\bar{b}$ 探索でも多変量解析が使用されている [9]。



(a) ATLAS VH, Hbb Combined



(b) CMS VH, Hbb Combined

図 4.4: ATLAS と CMS の $VH, H \rightarrow b\bar{b}$ 探索の結果

第5章 まとめ

LHC の陽子陽子衝突実験において、2012 年に発見された質量約 125 GeV の新粒子は、W ボソンおよび Z ボソンと結合することがわかっている。この新粒子が、ボトムクォークや、タウ粒子などのフェルミオンと結合することが確認出来た場合、標準模型ヒッグスである非常に有力な根拠となる。

今回、LHC 実験で得られた、 $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, $\int L dt = 4.7 \text{ fb}^{-1}$ および $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, $\int L dt = 13.0 \text{ fb}^{-1}$ の陽子陽子衝突実験のデータを用いて、ボトムクォーク、反ボトムクォーク対に崩壊する標準模型ヒッグスの探索を行った。

ヒッグス粒子の生成過程や、随伴生成されるベクターボソンの崩壊過程により、いくつかの解析チャンネルが考えられるが、今回は、ヒッグス粒子発見の感度が高い、 $WH \rightarrow \ell \nu b \bar{b}$ チャンネルを用いた。

背景事象の規格化には、理論計算や B タグ効率の不定性など、さまざまな要因からくる不定性がある。そこで、実際の実験データを活用して、背景事象を見積もるよう工夫した。

また、本解析チャンネルでは、W ボソンが高い p_T をもって生成されることを要求した場合、S/N 比が非常に良くなる。この点を活かし、W ボソンの p_T でカテゴリ分けを行うことにより、より発見感度を高めることができた。

その結果、背景事象分布に対して、統計的に有意な超過は観測されなかった。また、125 GeV の標準模型ヒッグス粒子に対して、標準模型の生成断面積の 2.8 倍以下という制限を付けることができた。

付 録 A 座標系の定義

ATLAS 検出器では、ビーム軸方向を z 軸、鉛直上向きを y 軸、LHC のリングの外側に向かって x 軸と定義している。極座標表示したときの Z 軸からの天頂角 θ の代わりに、以下で定義される η がよく使用される。

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (\text{A.1})$$

また、2 つのベクトル間の距離 ΔR_{ij} は、以下で定義される。

$$\Delta R_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2} \quad (\text{A.2})$$

付 録 B B タグアルゴリズム

ボトムクォークの寿命は $500 \mu\text{m}$ とやや長い。この特徴を利用して、ボトムクォーク由来のジェットと、そうでないものを見分けることができる。B タグにはいくつかのアルゴリズムが存在する。

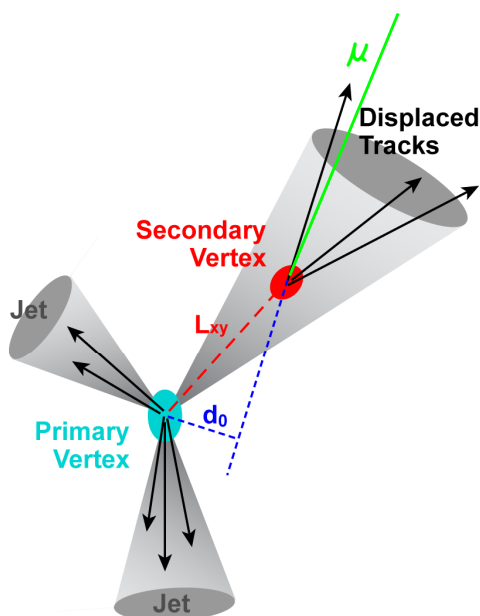


図 B.1: ボトムジェットの崩壊

SV1

図 B.1 はボトムジェットの崩壊の模式図である。図のようにボトムジェットは、Primary Vertex から少し離れた位置に、Secondary Vertex を形成する。この Secondary Vertex の情報を利用して B タグを行うアルゴリズムに、SV1 [30] と呼ばれるものがある。

SV1 は、Secondary Vertex の数、質量、Energy Fraction の情報を Likelihood Ratio Method で処理したものを使用して B タグを行うアルゴリズムである。

具体的には、各変数 S の、ボトムジェットとライトジェットに対する確率密度分布 $b(S), u(S)$ をシミュレーションにより見積もり、以下の量 W_{Jet} を、ボトムジェットらしさを表す指標としている。

$$W_{Jet} = \sum_{Tracks, Variables} \ln \frac{b(S_i)}{u(S_i)} \quad (B.1)$$

IP3D

また、粒子のトラックの延長線と Primary Vertex との距離を Impact Parameter と呼ぶが、ボトムジェットでは、この距離が大きくなる傾向がある。IP3D [30] は、この特徴を利用したアルゴリズムである。縦方向と横方向の Impact Parameter の情報を使用し、SV1 と同様にシミュレーションデータの Likelihood Ratio を計算し、B タグの指標とする。

JetFitter

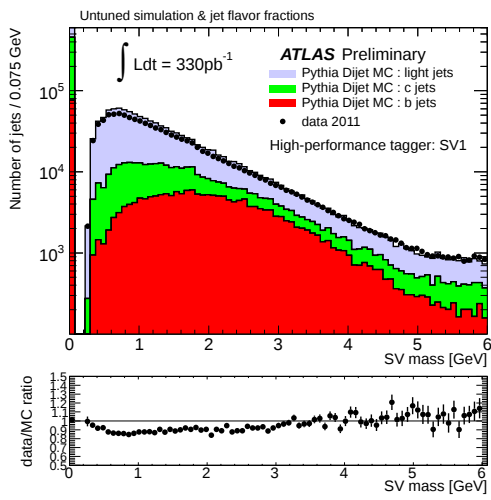
通常ボトムクォークは $b \rightarrow c \rightarrow X$ と崩壊するが、先述した IP3D および SV1 の B タグアルゴリズムでは、この 2 段階の崩壊を包括的に見ている。つまり、本来 2 つあるはずの Vertex が、1 つの Secondary Vertex として構成されるため、この部分でいくつかの情報を失っていると考えられる。(図 B.4(a))

JetFitter [30, 31] は、ジェットの Flight axis 上に複数のバーテックスを作れるようにすることで、ボトムクォークの多段崩壊を取り入れるアルゴリズムである。

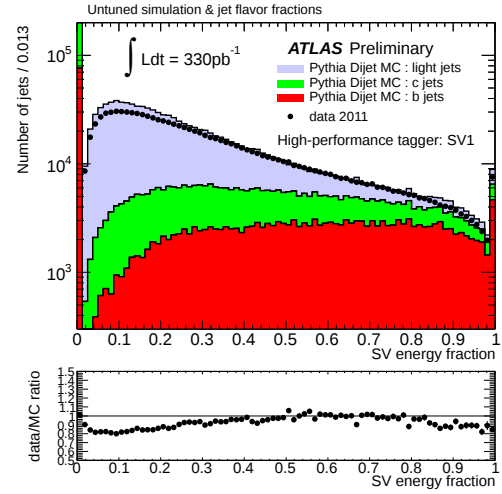
JetFitter で得られた、ジェット軸上のバーテックスの数や、それらの Flight length といった変数および Secondary Vertex や Impact Parameter の変数を使って、B タグを行うアルゴリズムが、JetFitterCOMBNN である。Neural Network によるトレーニングを行い、複数の指標を統合している。

MV1

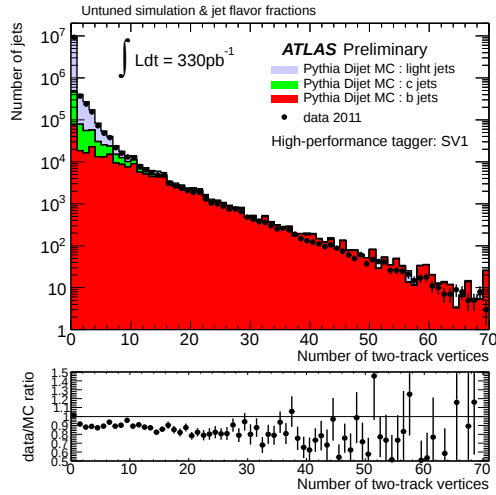
これまでに説明した 3 種類の指標 (IP3D、SV1 および JetFitterCOMBNN) を、多変量解析を用いて組み合わせたものが、MV1 [30] である。複数の考え方の異なるアルゴリズムを組み合わせることで、より高いパフォーマンスを得ることができる。



(a) Secondary Vertex の質量分布

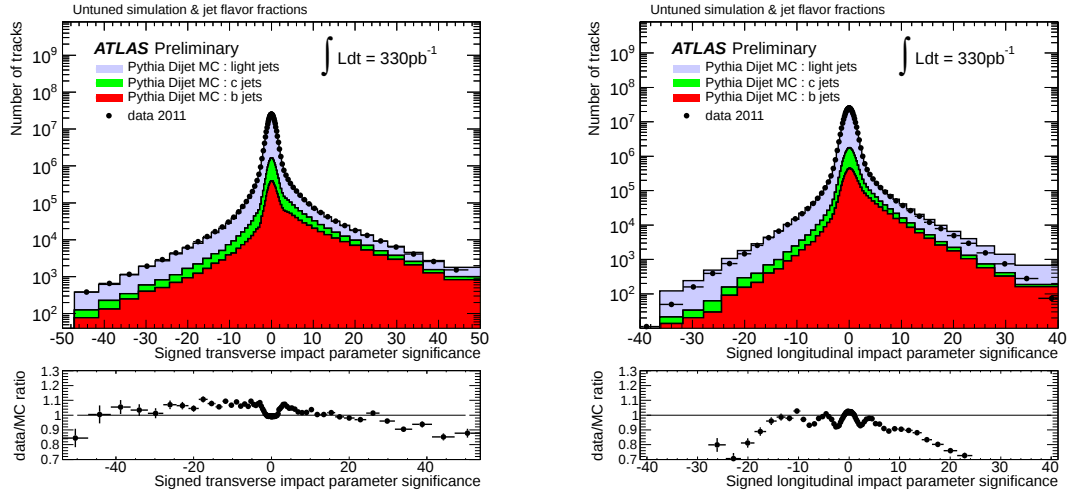


(b) Secondary Vertex の Energy Fraction 分布



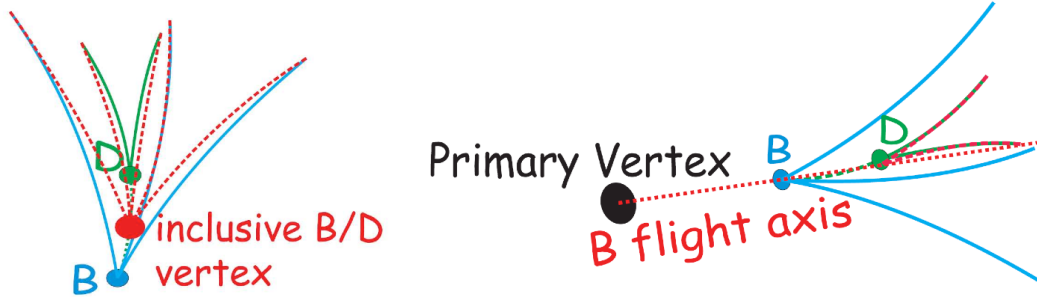
(c) Vertex の数

図 B.2: SV1 に用いられる変数



(a) 縦方向の Impact Parameter Significance (b) 横方向の Impact Parameter Significance

図 B.3: IP3D に用いられる変数。Impact Parameter Significance は、 IP/σ_{IP} で表される量で、IP : Impact Parameter, σ_{IP} : Impact Parameter の誤差である。



(a)SV1 や IP3D では、B/D の崩壊による Vertex を 1 つの Vertex として扱っている。 (b)JetFitter では、複数の Vertex を形成することができる。ただし、Vertex はジェットの飛んだ軸上に限られる。

図 B.4: JetFitter の概念

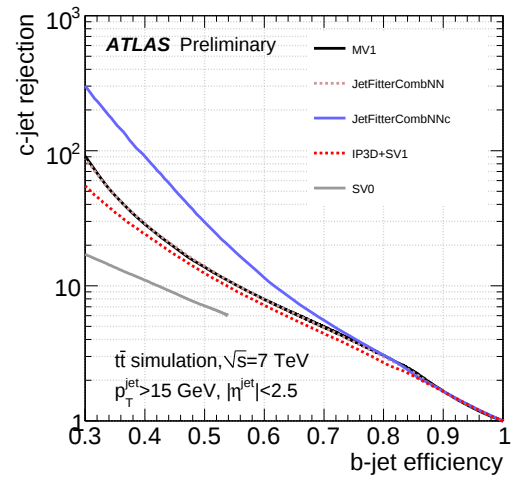
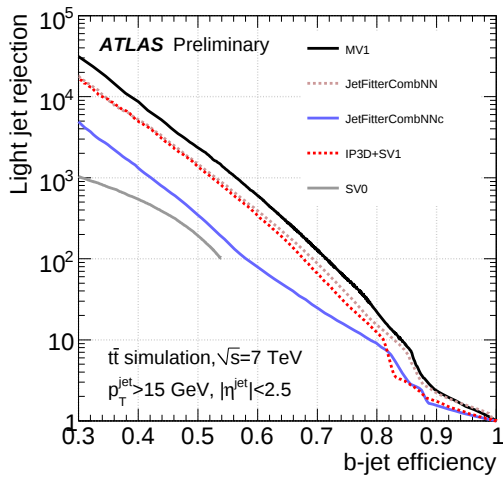


図 B.5: 各アルゴリズムの、b-jet efficiency に対する Light jet rejection
 図 B.6: 各アルゴリズムの、b-jet efficiency に対する Charm jet rejection

付 録 C CL_s による生成断面積に対する制限

最終的に得られた分布から、ヒッグス粒子の生成断面積に対する制限をつける際、CL_s と呼ばれる計算方法を使用した [32–36]。

CL_b と CL_{s+b}

まず、CL_b および CL_{s+b} について説明する。

$P(N|s+b)$ を、 s (信号事象) + b (背景事象) に対応する検定量 (観測事象数など) の確率分布としたときに、

$CL_{s+b} = P(N < N_{\text{obs}}|s+b)$ と定義する。これは、観測された量 N_{obs} が、 $s+b$ の確率分布で説明出来る確率を意味する。これが 5% 未満であれば、信頼度 95% で $s+b$ を棄却したことになる。

本研究のように、標準理論の断面積の何倍以下であるかといった、信号の強さに対する制限を付ける場合には、 $CL_{s+b}(\mu) = P(N < N_{\text{obs}}|\mu s+b) = 5\%$ となる μ を、信頼度 95% で棄却した、となる。

同様に、CL_b は、背景事象のみを仮定した確率分布で、観測された事象を説明出来る確率であり、例えばこれが 5σ 以下ならば、背景事象で説明出来ない事象を発見したとなる。

CL_s

信号事象が背景事象に対して非常に少ないなど、 $P(N|s+b)$ と $P(N|b)$ が似た分布をしている場合、発見感度がないに関わらず、観測事象が 5% 程度のアンラッキーで少なく観測された場合に、CL_{s+b} で信号のモデルを棄却してしまうといったことが起こりうる。

こうした、誤った棄却を減らすために使用されるのが、CL_s である。CL_s は、

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \quad (\text{C.1})$$

で定義される。この定義ならば、 b と $s+b$ が十分に離れていれば CL_{s+b} と同様に振る舞い、 $s+b$ が近い場合には、誤ってモデルを棄却してしまう心配がない。本研究では、この CL_s を使用して生成断面積への制限をつけた。

検定量

検定に使用する観測量として、単純なものとしては観測事象数が挙げられるが、本研究では、系統誤差の取り扱いに便利な Profile Likelihood Ratio を導入した。Profile Likelihood Ratio $\tilde{\lambda}(\mu)$ は式 (C.2) で定義される量である。この Profile Likelihood Ratio をもとにした、 $\tilde{q}_\mu$ (式 (C.3)) を検定量として使用した。

$$\tilde{\lambda}(\mu) = \begin{cases} \frac{L(\mu, \hat{\hat{\theta}}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} (\hat{\mu} \geq 0) \\ \frac{L(\mu, \hat{\hat{\theta}}(\mu))}{L(0, \hat{\theta})} (\hat{\mu} < 0) \end{cases} \quad (\text{C.2})$$

$$\tilde{q}_\mu = \begin{cases} -2 \ln \tilde{\lambda}(\mu) (\hat{\mu} \leq \mu) \\ 0 (\hat{\mu} > \mu) \end{cases} \quad (\text{C.3})$$

μ : 信号の強さ

θ : 系統誤差 (Nuisance Parameters)

$L(\hat{\mu}, \hat{\theta})$: μ, θ を動かした場合の Maximum Likelihood

$L(\mu, \hat{\hat{\theta}})$: μ を固定した場合の Maximum Likelihood

実際の解析では、複数のカテゴリに分けて作成したヒストグラムを使用してリミットの計算を行った。このときの Likelihood 関数は、以下で定義される。

$$L(n_{cb}, a_p) = \prod_{c \in \text{Channels}} \prod_{b \in \text{Bins}} \text{Pois}(n_{cb} | \nu_{cb}) \cdot \prod_{p \in \text{NPs}} G_p(a_p | \alpha_p, \sigma_p) \quad (\text{C.4})$$

n_{cb} : Category c , Bin b に観測された事象数

ν_{cb} : Category c , Bin b に予測される事象数

α_p : Nuisance Parameter

σ_p : 系統誤差の大きさ

$G_p(a_p | \alpha_p, \sigma_p)$: Nuisance Parameter の Constrain Term (Gaussian)

付 録 D MC の補正

モンテカルロシミュレーションのデータと、実際に測定されるデータとの間には、様々な要因によってずれが生じる。そこで、実験データを使用して、シミュレーションデータの補正を行っている。

W+light/charm の ΔR_{jj} 補正

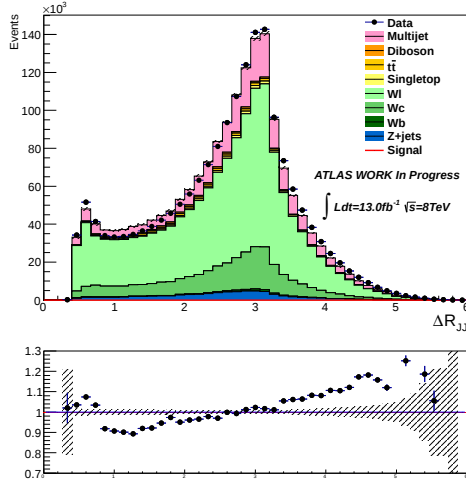
W+light および W+charm jets CR の分布は 2 本のジェット間の距離 ΔR_{jj} に、MC とデータとの乖離がある。(図 D.1)

そこで、図 D.1(a) において、補正係数として式 (D.1) を計算した。

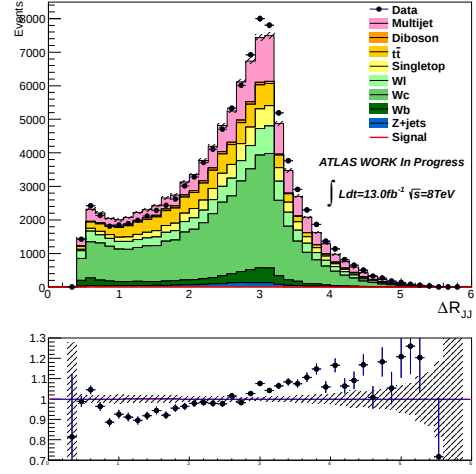
$$W(\Delta R_{jj}) = \frac{\text{観測事象数} - \text{W + light/charm 以外の背景事象数}}{\text{W + light/charm 背景事象数}} \quad (\text{D.1})$$

これを W+light/charm jets MC に対する補正係数として、各イベントに重みをつける形で適用した。

この補正の結果、 ΔR 以外の分布についても、データと MC とのずれが小さくなった。(図 D.2)

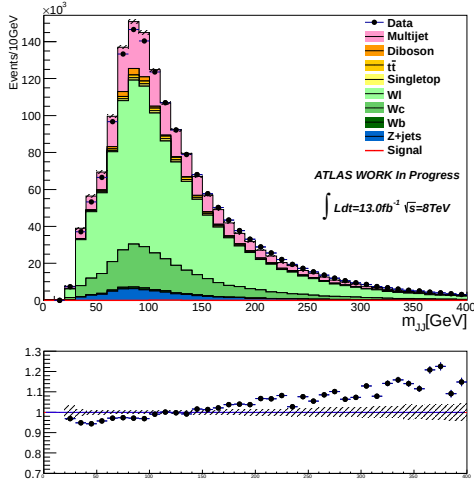


(a) W+light jets CR (pretag)

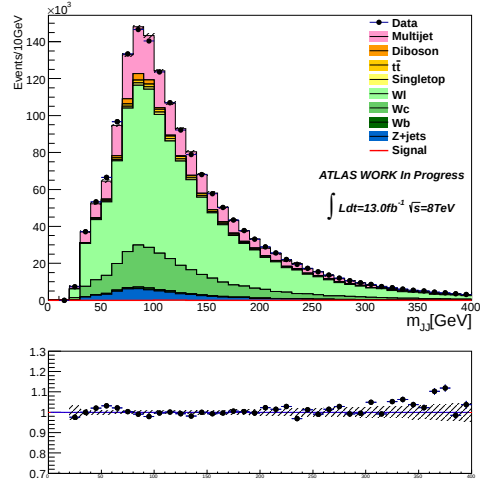


(b) W+charm jets CR (1tag)

図 D.1: W+light/charm CR の ΔR 分布。事象選択は、表 3.2 の CR に準ずる



(a) 補正前



(b) 補正後

図 D.2: ΔR による補正前後の m_{jj} 分布

$t\bar{t}$ の p_T^W の補正

W+light/charm と同様に、 $t\bar{t}$ の MC に対する補正を、 $t\bar{t}$ 事象の CR の p_T^W 分布 (図 D.3) を利用して行った。得られた補正係数は表 D.1 にまとめた。

B タグ効率の補正

B タグ効率についても、MC に対して補正を行った。各フレーバーに対する B タグ効率の Scale Factor ($= \varepsilon_{\text{data}}/\varepsilon_{\text{MC}}$) を、ボトムジェットは $t\bar{t}$ 、チャームジェットは D^{*+} 、ライトジェットは QCD サンプルを利用して、ジェットの $p_T, |\eta|$ ごとに算出している [37–39]。

B タグを要求する場合には、MC に対してこの Scale Factor の重みをつけた。

レプトンのトリガー/再構成効率

電子とミュオンのトリガー効率、再構成効率についても、 $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ 事象を利用した Tag&Probe 法により、Scale Factor ($\varepsilon_{\text{data}}/\varepsilon_{\text{MC}}$) を算出している。

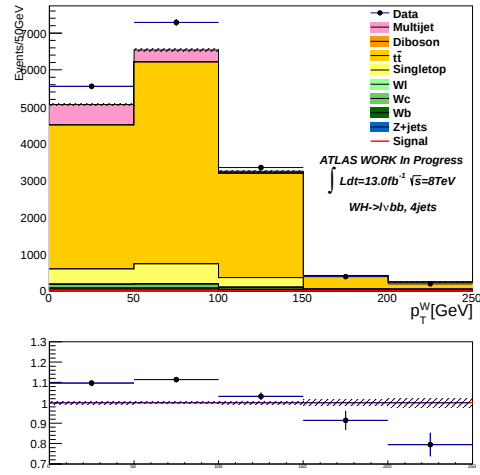


図 D.3: $t\bar{t}$ 背景事象の p_T^W 分布。事象選択は、ジェットが4本であることを要求している。

表 D.1: $t\bar{t}$ 背景事象に対する補正係数

p_T^W	0-50	50-100	100-150	150-200	200-
8TeV	1.13 ± 0.02	1.14 ± 0.02	1.04 ± 0.02	0.90 ± 0.06	0.73 ± 0.08
7TeV	1.07 ± 0.03	0.97 ± 0.03	0.94 ± 0.04	0.71 ± 0.10	0.66 ± 0.14

謝辞

まずは、このようなすばらしい研究を行う機会を与えてくださった、指導教官の川本辰男准教授に、心から感謝申し上げます。本当にありがとうございました。川本先生のような、魅力あふれる人物になれるよう、精進して参りたいと思います。

浅井祥仁准教授、田中純一准教授、金谷奈央子助教、寺師弘二助教、中村浩二助教、江成祐二助教、山本真平氏、山村大樹氏、山中隆志氏、片岡洋介氏、増淵達也氏には、研究に関する助言だけでなく、ATLAS 検出器、LHC 加速器に関する講義をしていただくなど、大変お世話になりました。本当にありがとうございました。

特に、江成祐二助教には、 $ATLAS, H \rightarrow b\bar{b}$ グループでの解析から、本論文の執筆にいたるまで、大変親身になって面倒を見ていただきました。本当にありがとうございました。 $H \rightarrow b\bar{b}$ の最新結果、良いニュースを心待ちにしております。

その他の先輩方、特に吉原圭亮氏、風間慎吾氏、山口洋平氏、佐々木雄一氏、田中薫氏、後藤嵩史氏には、データ解析に関する様々なことを指導していただき、また、CERN での生活のサポートもしていただきました。おかげで快適な日々を過ごすことができました。本当にありがとうございました。

真下哲郎准教授は、解析を行う上で欠かすことのできない計算機環境を提供して下さいました。昼夜問わず、私たちの様々なわがままに対応してくださり、本当にありがとうございました。

また、難波俊雄助教、末原大幹氏、山崎高幸氏、石田明助教や、宮崎彰氏をはじめとした先輩方および同期の大和田健太君には、実験器具の取り扱いや、放射線測定技術、光学の技術など、様々なことを指導して頂きました。本当にありがとうございました。

秘書室の安藤律子さん、塩田雅子さん、手塚淑恵さん、竹本葉子さん、宮園あき子さん、河野邦子さんには、出張時の事務手続きなど、日頃の様々な面で支援をしていただきました。本当にありがとうございました。

最後に、同期の有馬匡彦君、稲田聡明君、大和田健太君、小林愛音さん、崔原碩君、森永真央君、大谷育生君、谷美慧さん、東直君、山田崇人君や、先輩方、後輩たちのおかげで、2年間、本当に楽しい時間を過ごすことができました。本当にありがとうございました。

その他、ここには書ききれない沢山の知り合い、家族のみなさんの支えにより、私の研究生生活は成り立っておりまして。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B716** (2012) 1–29, [arXiv:1207.7214 \[hep-ex\]](#).
- [2] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys.Lett. **B716** (2012) 30–61, [arXiv:1207.7235 \[hep-ex\]](#).
- [3] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321.
- [4] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.
- [5] P. W. Higgs, *Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields*, Phys. Lett. **12** (1964) 132.
- [6] G. Guralnik, C. Hagen, and T. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585.
- [7] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, and R. Tanaka (Eds.), *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables*, CERN-2011-002 (CERN, Geneva, 2011), [arXiv:1101.0593 \[hep-ph\]](#).
- [8] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, and R. Tanaka (Eds.), *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions*, CERN-2012-002 (CERN, Geneva, 2012), [arXiv:1201.3084 \[hep-ph\]](#).
- [9] CDF Collaboration, D0 Collaboration Collaboration, T. Aaltonen et al., *Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron*, Phys.Rev.Lett. **109** (2012) 071804, [arXiv:1207.6436 \[hep-ex\]](#).

- [10] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST 3 S08003 (2008).
- [11] ATLAS Collaboration, *ATLAS Muon Momentum Resolution in the First Pass Reconstruction of the 2010 p-p Collision Data at $\sqrt{s}=7\text{TeV}$* , ATLAS-CONF-2011-046 (2011).
- [12] ATLAS Collaboration, *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, Eur. Phys. J. **C72** (2012) 1909.
- [13] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The anti- k_t jet clustering algorithm*, JHEP **04** (2008) 063, [arXiv:0802.1189 \[hep-ph\]](#).
- [14] ATLAS Collaboration, *Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* , [arXiv:1112.6426 \[hep-ex\]](#). Submitted to Eur. Phys. J. C.
- [15] ATLAS Collaboration, *Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with ATLAS*, Eur. Phys. J **C72** (2012) 1844, [arXiv:1108.5602 \[hep-ex\]](#).
- [16] GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli et al., *GEANT4: A Simulation toolkit*, Nucl.Instrum.Meth. **A506** (2003) 250–303.
- [17] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, Comput.Phys.Comm. **178** (2008) 852–867, [arXiv:0710.3820 \[hep-ph\]](#).
- [18] ATLAS Collaboration, *ATLAS tunes of PYTHIA6 and PYTHIA8 for MC11*, ATL-PHYS-PUB-2011-009 (2011), <http://cdsweb.cern.ch/record/1363300>.
- [19] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw, and M. H. Seymour, *Multiparton interactions in photoproduction at HERA*, Z. Phys. C **72** (1996) 637–646, [arXiv:hep-ph/9601371](#).
- [20] M. L. Mangano et al., ALPGEN, *a generator for hard multi-parton processes in hadronic collisions*, JHEP **07** (2003) 001.
- [21] S. Alioli et al., *NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG*, JHEP **0904** (2009) 002, [arXiv:0812.0578 \[hep-ph\]](#).
- [22] P. Nason and C. Oleari, *NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in POWHEG*, JHEP **1002** (2010) 037, [arXiv:0911.5299 \[hep-ph\]](#).

- [23] C. Oleari and L. Reina, $W^\pm b\bar{b}$ production in POWHEG, JHEP **1108** (2011) 061, [arXiv:1105.4488 \[hep-ph\]](#).
- [24] G. Corcella et al., *HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including super-symmetric processes)*, JHEP **01** (2001) 010.
- [25] S.Frixione and B.R.Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP **06** (2002) 029, [arXiv:0204244 \[hep-ph\]](#).
- [26] ATLAS Collaboration, *Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ using the ATLAS Detector in 2011*, ATLAS-CONF-2011-116 (2011).
- [27] F.Ahmadov et al., *Search for the Standard Model Higgs boson in associated production with a vector boson and decaying to bottom quarks with the ATLAS detector*, ATL-COM-PHYS-2012-1081 (2012).
- [28] ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with a vector boson and decaying to bottom quarks with the ATLAS detector*, ATL-COM-CONF-2012-195 (2012).
- [29] CMS Collaboration, *Search for the standard model Higgs boson produced in association with W or Z bosons, and decaying to bottom quarks*, CMS PAS HIG-12-044 (2012).
- [30] ATLAS Collaboration, *Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7TeV collision data*, ATLAS-CONF-2011-102 (2011).
- [31] G.Piacquadio and C.Weiser, *A new inclusive secondary vertex algorithm for b-jet tagging in ATLAS*, J.Phys.Conf.Ser. 119 032032 (2008).
- [32] G. Cowan et al., *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, Eur. Phys. J. **C71** (2011) 1554, [arXiv:1007.1727 \[physics.data-an\]](#).
- [33] A. L. Read, *Presentation of search results: the CL_s technique*, J. Phys. G **28** (2002) 2693–2704.
- [34] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1554, [arXiv:1007.1727v2](#).

- [35] L. Moneta et al., *The RooStats Project*, in *Proceedings of the 13th International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research, ACAT2010*, Proceedings of Science. 2010. [arXiv:1009.1003](#).
- [36] K. Cramer, *HistFactory User Guide (ROOT 5.32)*,
<https://twiki.cern.ch/twiki/pub/RooStats/WebHome/HistFactoryLikelihood.pdf>.
- [37] ATLAS Collaboration, *Measuring the b -tag efficiency in a top-pair sample with 4.7 fb^{-1} of data from the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2012-097 (2012),
<https://cdsweb.cern.ch/record/1460443>.
- [38] ATLAS Collaboration, *b -jet tagging calibration on c -jets containing D^{*+} mesons*, ATLAS-CONF-2012-039 (2012), <https://cdsweb.cern.ch/record/1435193>.
- [39] ATLAS Collaboration, *Measurement of the Mistag Rate with 5 fb^{-1} of Data Collected by the ATLAS Detector*, ATLAS-CONF-2012-040 (2012),
<https://cdsweb.cern.ch/record/1435194>.