修士学位論文

ATLAS 実験における ttH production を用いた Yukawa coupling 測定の研究

東京大学大学院 理学系研究科
物理学専攻
16112

松本悠

2003 年 1 月

概 要

2007 年に CERN(欧州素粒子・原子核研究機構) で重心系で衝突エネルギーが 14TeV に達する LHC(Large Hadron Collider) 実験が開始される予定である。LHC には 4 つの衝突点がありその一つに ATLAS 検出器がおかれる。

ATLAS 実験では、素粒子の標準理論で未だ発見されておらず、粒子の質量起源であると思われている Higgs 粒子の探索が主な目的の一つとされる。Higgs 粒子探索の研究が各グループで進められ、今や Higgs 粒子は質量が 115GeV ~ 1TeV の範囲ならば確実に発見できるとされている。
しかし Higgs 粒子発見を目的にした研究は多く成されているが、発見後に火急の課題となる各粒子との結合定数 (Yukawa coupling) の測定に関しては、大まかな手順を述べるに留まりあまり深くは研究されていない。本論文は、coupling の中でも特に top-quark との Yukawa coupling の測定に絞り、ttH → WW channel を用いての systematic error をも考慮した測定精度に関する初めての研究である。

現在、full simulation がまだ作成途中であり ATLAS の各 detector の performance が完全には分からない、QCD の不定性に関しても二次以降の計算が成されていない、といった状況である。この点まだ研究の余地があるが、今回の研究で Higgs mass が 160GeV の時 19%の精度で測定可能であるという結果が得られた。

目 次

第 1 章　序論 **6**

1.1 高エネルギー素粒子物理の課題と LHC 6

1.2 LHC と Higgs 生成・崩壊過程 10

1.2.1 Higgs 粒子の生成 10

(1)gluon fusion 10

(2)Vector boson fusion(VBF) 10

(3)W/Z associated production 11

(4)$t\bar{t}$H production 11

1.2.2 Higgs 粒子の崩壊 11

1.2.3 各 channel の役割 13

Higgs 粒子の発見能力 13

Higgs 粒子との coupling 測定能力 14

第 2 章　ATLAS 実験 **17**

2.1 ATLAS 検出器 [1] 17

2.1.1 Inner Detector とその性能 18

2.1.2 Calorimeter とその性能 19

電磁カロリメーター 20

ハドロンカロリメーター 22

2.1.3 Muon Detector とその性能 23

2.1.4 Magnet 24

2.2 検出器の total performance 25

2.2.1 Electron の reconstruction efficiency と P_T resolution 26

2.2.2 Muon の reconstruction efficiency と P_T resolution 26

2.2.3 b-jet の tagging efficiency 27

第 3 章　ttH process と background の生成 **29**

3.1 ttH Signal 29

3.2 Background 30

3.3 Generator 32

3.4 ATLFAST 33

P_T smearing 33

energy smearing 34

カロリメーターの cluster 34

photon/lepton の isolation 35

jet の labeling 35

jet の P_T calibration 35

第 4 章 ttH → WW decay mode の解析 **37**
4.1 Event Selection & Criteria . . . 37
4.1.1 Lepton Selection . . . 37
4.1.2 Lepton Configuration . . . 38
Lepton Isolation Criteria . . . 38
Impact parameter . . . 40
Third lepton veto . . . 40
4.1.3 Jet Selection . . . 42
4.2 2-lepton mode の解析 . . . 43
4.2.1 Z mass window cut . . . 43
4.2.2 W mass window cut . . . 44
4.3 3-lepton mode の解析 . . . 45
4.3.1 Z mass window cut . . . 45
4.3.2 W mass window cut . . . 47
4.4 Conclusion of Significance . . . 49
4.5 Statistic error of Yukawa coupling . . . 50

第 5 章 Systematic error **52**
5.1 Systematic error について . . . 52
5.2 実験起源の systematic error(1)：Lepton の miss ID . . . 53
5.2.1 Electron の miss ID . . . 54
5.2.2 Muon の miss ID . . . 54
5.3 実験起源の systematic error(2)：jet の energy scale . . . 56
5.4 実験起源の systematic error(2)：b-jet の tagging efficiency . . . 57
5.5 理論起源の systematic error(1)：Lepton の P_T cut . . . 57
5.6 理論起源の systematic error(2)：ISR(Initial State Radiation) . . . 59
5.7 理論起源の systematic error(3)：cross-section の理論的な不定性 . . . 60
5.8 Total error of Yukawa coupling . . . 61
5.8.1 Systematic error of Yukawa coupling . . . 61
B.G. の systematic error . . . 61
signal の systematic error . . . 61
5.8.2 statistic error と systematic error の統合 . . . 62

第 6 章 まとめ・今後の課題 **64**

付 録 A 解析で用いられる物理量 **67**
A.1 η、ϕ、P_T、E . . . 67
A.2 ΔR . . . 67

付 録 B Particle Identification **68**
B.1 Electron の Identification . . . 68
B.2 Muon の Identification . . . 69
B.3 b-jet の tagging . . . 69

付 録 C PDF(Parton Distribution Function) **71**

付 録 D minimum bias event **75**

図 目 次

1.1 実験結果からの標準理論における Higgs 粒子の質量予想 6
1.2 LHC 加速器 8
1.3 イベントレート 9
1.4 Higgs の生成断面積 10
1.5 Higgs decay の 分岐比 (branching ratio) 12
1.6 Higgs total width(全崩壊幅) 12
1.7 ATLAS の Higgs 発見能力 13
1.8 Higgs の生成・崩壊過程とその特徴 15

2.1 ATLAS 測定器 17
2.2 ATLAS 測定器の rz 平面 18
2.3 inner detector 18
2.4 inner detector の rz 平面 19
2.5 inner detector の物質量 20
2.6 電磁カロリメーターとハドロンカロリメーター 20
2.7 電磁カロリメーターの構造 21
2.8 ハドロンカロリメーターの構造 22
2.9 TGC の配置とトリガー方法 23
2.10 sagitta の測定 24
2.11 トロイダルマグネットと磁場の様子 25
2.12 Electron の reconstruction efficiency と P_T resolution 26
2.13 Muon の efficiency と P_T resolution 27
2.14 ϵ_b=0.5 の時の D_0 resolution と rejection factor 27

3.1 Signal の Fynmann ダイアグラム 29
3.2 irreducible backgrounds 30
3.3 ttwq の Feynmann diagram の一例 32
3.4 EventGenerator 32
3.5 jet P_T の calibration 36

4.1 ttHWW の Feynmann diagram 37
4.2 Lepton Isolation 38
4.3 minimum bias 39
4.4 minimum bias の charged track 数の η に対する分布 39
4.5 Impact parameter 41
4.6 Third lepton veto 41
4.7 W の τ への decay 42
4.8 残った $t\bar{t}$Z のイベント topology(2-lepton mode) 43
4.9 Z mass window cut(2-lepton mode) 43

4.10 残った $t\bar{t}$W のイベント topology(2-lepton mode) . . . 44
4.11 W と top mass window cut . . . 44
4.12 second W mass window cut . . . 45
4.13 残った $t\bar{t}$Z のイベント topology(3-lepton mode) . . . 46
4.14 Z mass window cut(3-lepton mode) . . . 46
4.15 残った $t\bar{t}$W と $t\bar{t}$Z のイベント topology(3-lepton mode) . . . 47
4.16 W mass window cut . . . 48
4.17 Significance vs Higgs 粒子の質量 . . . 50

5.1 electron の miss ID の例 . . . 54
5.2 muon の miss ID の例 . . . 54
5.3 $\pi^{\pm}$ の isolation . . . 55
5.4 各 Q_{FAC} に対する lepton の P_T 分布 . . . 58
5.5 ISR の η と P_T 分布 . . . 59
5.6 Total error . . . 63

B.1 decay chart . . . 68
B.2 top-quark の崩壊の流れとエネルギースケール (寿命) . . . 69
B.3 b-jet の特徴 (r-ϕ 平面) . . . 70

C.1 Cross-section と PDF . . . 71
C.2 $Q^2 = 10^2$ の PDF . . . 72
C.3 $Q^2 = 100^2$ の PDF . . . 72
C.4 valence quark と sea quark の PDF . . . 73
C.5 PDF の Q^2 による変化 . . . 74

D.1 minimum bias event . . . 75
D.2 Bunch Disposition . . . 75
D.3 minimum bias event display . . . 76
D.4 track の本数 . . . 77
D.5 track の η 分布 . . . 77
D.6 track の P_T 分布 . . . 78

表 目 次

1.1 LHC のパラメーター 8
1.2 典型的な cross-section の order 8

2.1 各物質に対する Radiation length とモリエール半径 22
2.2 ソレノイドのパラメーター 24
2.3 トロイダルマグネットのパラメーター 25

3.1 各 mode への崩壊比率 29
3.2 Higgs 粒子の質量と ttH → WW の cross-section 30
3.3 各 process と cross-section,generator の情報 31

4.1 minimum bias track の P_T と lepton の近く (ΔR <0.2) にある確率 40
4.2 track の P_T と minimum bias track により落とされるイベントの割合 40

5.1 systematic error の例 53
5.2 パンチスルーした $\pi^{\pm}$ を Muon と miss ID するイベント数 (for 30$[fb^{-1}]$) 56
5.3 jet の energy scale による cross-section の不定性 57
5.4 b-jet の tagging efficiency の不定性による cross-section の不定性 57
5.5 Q_{FAC} に対する P_T の平均の変動 58
5.6 lepton の P_T の不定性による cross-section の不定性 58
5.7 Q_{FAC} と light-quark jet の本数の平均値 59
5.8 ISR の本数の不定性による cross-section の不定性 60
5.9 Q_{REN} と cross-section 60
5.10 B.G. の systematic error 61
5.11 B.G. の total systematic error 61
5.12 signal の total systematic error 62
5.13 total error 62

6.1 M_H=120GeV の時の ttHbb,ttH$\tau\tau$,ttHWW cahnnel の結果 66

第1章　序論

標準理論では、物質を構成する粒子と力を伝達する粒子がある。物質を構成する粒子は 3 世代の quark と lepton であり、これらはスピン $\frac{1}{2}$ の fermion である。また、力を伝達する粒子は、電磁相互作用では photon・弱い相互作用では W と Z・強い相互作用では gluon、であり、これらは spin が 1 の boson である。そして、電磁相互作用は U(1)、弱い相互作用は SU(2) (電磁気と弱い相互作用は統一され SU(2) × U(1))、強い相互作用は SU(3) 対称性を持つゲージ群として記述される。

この標準理論はこれまでの実験 (例えば以下で説明する CERN での LEP) から得られた結果を非常に良い精度で説明でき、gauge 理論の正しさが証明されたことになる。しかし、gauge 理論では対称性が厳密に成立している時、全ての粒子は質量が 0 でなくてはならない。そこで、電弱相互作用の自発的対称性の破れの有力な説である Higgs 機構が提案され、そこで Higgs 粒子の存在が示唆された。

1.1　高エネルギー素粒子物理の課題と LHC

SU(2) × U(1) の自発的対称性の破れを説明するモデルとして提案された Higgs 機構だが、存在が示唆された Higgs 粒子自体まだ発見されていない。この Higgs 機構の直接的証拠になる Higgs 粒子の発見こそが、急務となる課題である。

標準理論では、Higgs 粒子の質量はユニタリー条件の要請から 1TeV 以下でなくてはならない。また LEP2 の直接探索から 114GeV 以下ではないことが確認された。更に LEP やその他の実験の精密測定と標準理論の計算を比較することにより、95%の confidence level で 200GeV 以下であることが示唆された (図 1.1)。

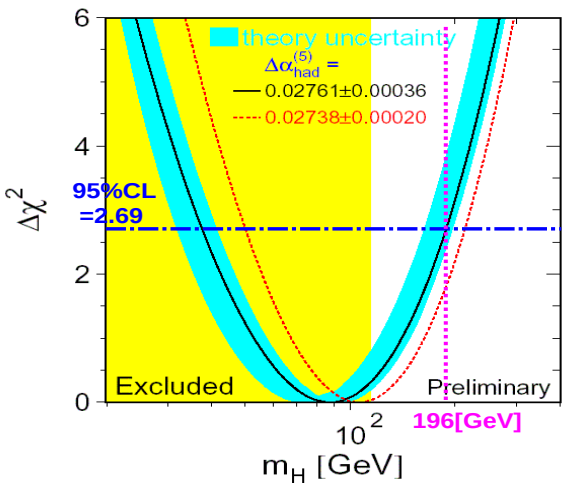


図 1.1: 実験結果からの標準理論における Higgs 粒子の質量予想

Higgs 機構で弱い相互作用の gauge-boson の質量起源を説明している。そして理論的には gauge-boson と同様に人工的に質量項 $g_f\bar{\Psi}_f\Psi_f\phi$ を導入して、fermion の質量起源を説明している。しかしここで導入された fermion の質量起源の場 ϕ が gauge-boson の質量起源の Higgs 場と同一である必然性はない。fermion の質量起源の解明も現代の素粒子物理学の重要な課題である。

Higgs 粒子が質量起源であるから、Higgs 粒子との結合定数 (Yukawa coupling) はその粒子の質量に比例する。

$$g_f = \frac{\sqrt{2}m_f}{v} \tag{1.1}$$

g_f：Yukawa coupling
m_f：fermion の質量
v：Higgs 場の真空期待値 (標準理論では 246GeV)

この式から、質量起源の場・Higgs 場を探るには g_f の coupling の測定を行う必要があることがわかる。

更に up-type の fermion と down-type の fermion とでも質量起源が異なる可能性もある。標準理論では、SU(2) に準拠した複素 2 成分の Higgs 場を導入した。ここに、最小限の導入として更にもう一つの複素場を導入したのが MSSM(Minimal Supersymmetric Standard Model) である。複素場を導入したことにより、自由度が 4 つ、つまり Higgs 粒子も 4 つ増え、合計 5 つの Higgs 粒子 (CP-even の h と H、CP-odd の A 及び $H^{\pm}$) が予言される。そして up-type に結合する Higgs 場の真空期待値を v_1、down-type に結合する Higgs 場の真空期待値を v_2 とすると、

$$\tan\beta \equiv \frac{v_1}{v_2} \tag{1.2}$$

と定義して、CP-even の軽い Higgs 粒子 h の質量は、

$$m_h^2 \sim m_Z^2 \cdot (\cos 2\beta)^2 + (radiative\ correction)^2 \tag{1.3}$$

と表せられる。$\tan\beta$ の値によって Higgs の質量は大きく変わることになり、他の Higgs の質量の値によっては、up-type・down-type・gauge boson との coupling が変わってくるので、より複雑である。

現在、スイスはジュネーブ市外にある欧州素粒子・原子核加速器研究機構 (CERN) において陽子・陽子衝突型加速器 LHC (Large Hadron Collider) が、2007 年運転開始を目指して建設中である。

周長 27km の加速器とマグネットを用いて、陽子ビームのエネルギーを 7TeV まで加速し、同様に反対方向に 7TeV までに加速された陽子ビームを衝突させる。つまり重心系で 14TeV の世界最高の高エネルギーを達成する。しかし proton は gluon や quark の複合粒子であるため、実効的な衝突エネルギーはこれら parton 同士の衝突エネルギーで約 2TeV である。以下に LHC に関する主なパラメーターを表にまとめる。
LHC は始めの 3 年間は low luminosity で走らせその後は high luminosity で走らせる予定でいる。low luminosity と high luminosity とでは、pp の inelastic な衝突 (これを minimum bias という。詳細は付録 D を参照) の影響で detector の性能やトリガー条件、b-jet の tagging efficiency が異なってくる。ID efficiency については第 2 章第 2 節の「検出器の total performance」で、detector の性能については第 3 章第 3 節の「ATLFAST」で述べる。

このように LHC では、その高い衝突エネルギーや高ルミノシティーを利用して、現代の素粒子物理学の課題である Higgs 粒子探索は勿論のこと、SUSY 粒子の探索など新たな物理領域にも視野を向けて研究される。強い相互作用や電磁相互作用に比べて Higgs 粒子の生成断面積が非常に小さいが、高ルミノシティーにより Higgs 粒子が大量に生成されるので、統計をためることができ、高い confidence level での議論が可能である。各 process の生成頻度と 1 年あたりの数を、図 1.3 に示す。相互作用とその典型的な cross-section を表にまとめる。hadron collider であるため、Higgs 粒子生成の signal event に対して、background event は桁違いに多い。特に QCD background は 6 桁も多い。QCD background の制

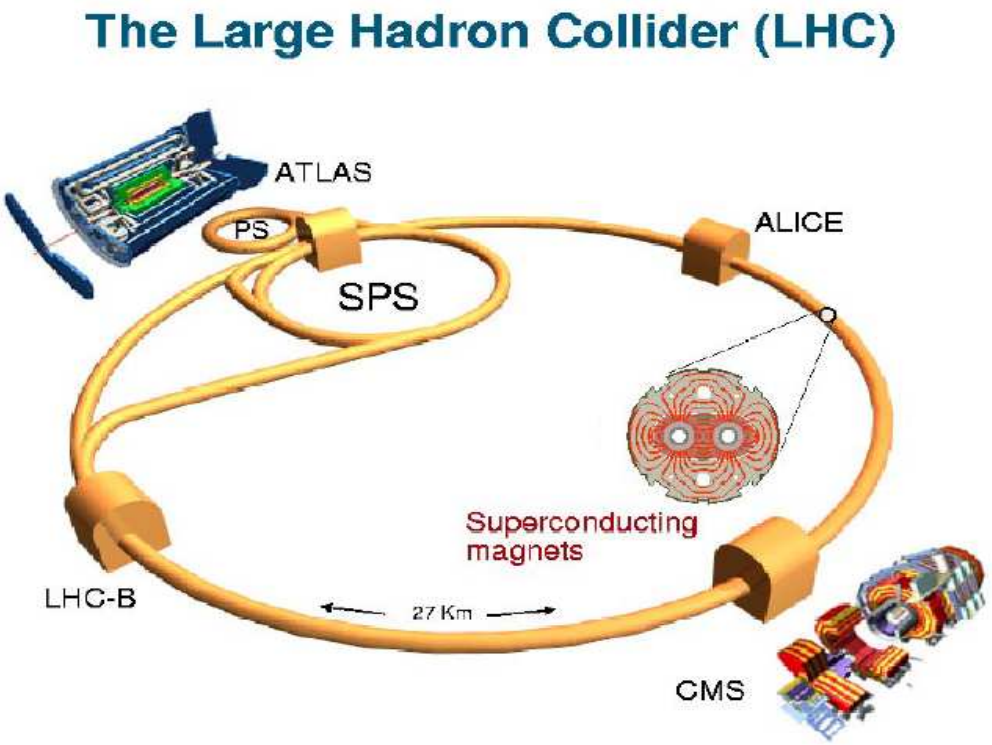


図 1.2: LHC 加速器

表 1.1: LHC のパラメーター

パラメーター	単位	Low	High
主リングの周長	[km]	26.66	26.66
陽子ビームエネルギー	[TeV]	7.0	7.0
衝突頻度	[MHz]	40.08	40.08
バンチ間隔	[ns]	24.95	24.95
バンチ数		2808	2808
ルミノシティー	$[10^{34}cm^{-2}s^{-1}]$	0.1	1.0
積分ルミノシティー	$[fb^{-1}/year]$	10	100
バンチあたりの陽子数	$[10^{11}]$	1.1	1.67
current	[A]	0.56	0.85
1 バンチの長さ	[mm]	75	75
ビームの衝突角度	[μrad]	200	200

表 1.2: 典型的な cross-section の order

	典型的な cross-section
minimum bias	mb
QCD	μb
EW	nb
Higgs	pb

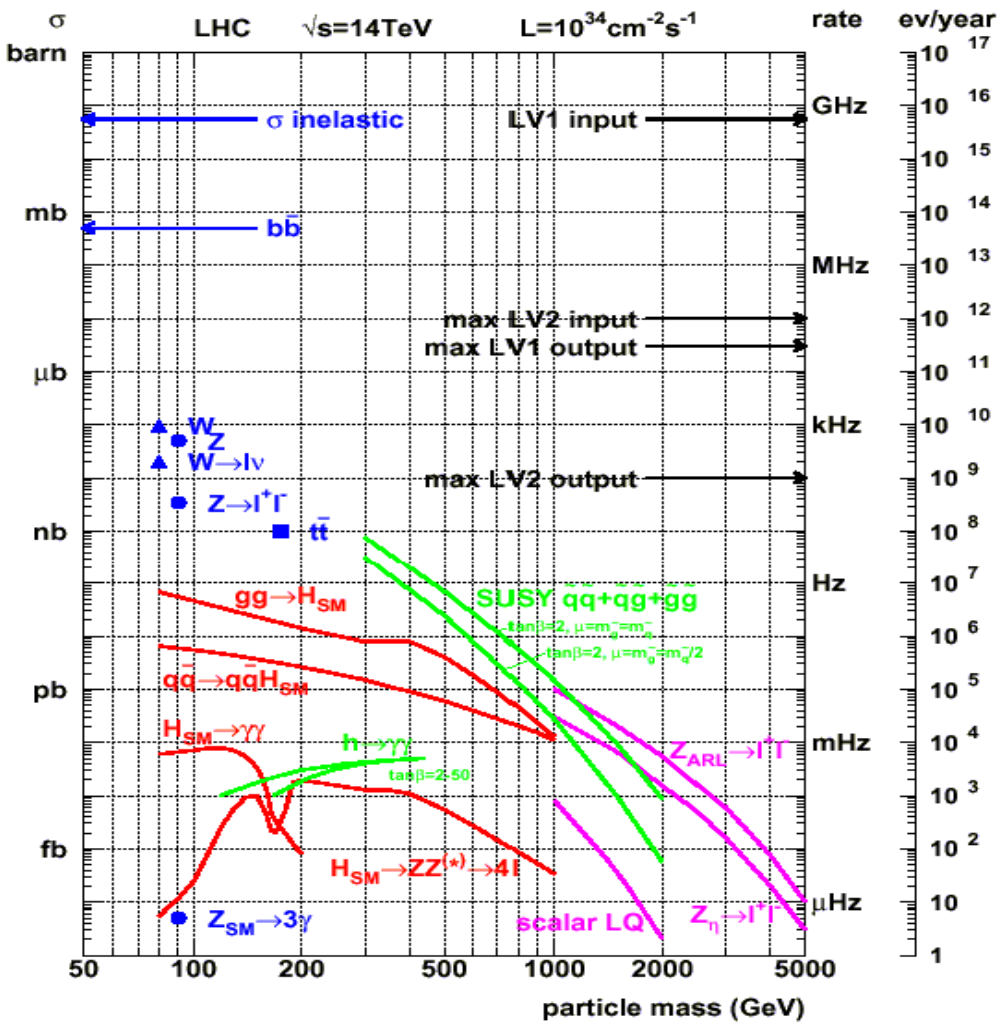

σ
LHC
√s=14TeV
L=10^34cm^-2s^-1
rate
ev/year
barn
mb
μb
nb
pb
fb
σ inelastic
bb̄
W
Z
W→lν
Z→l+l-
tt̄
gg→H_SM
qq̄→qq̄H_SM
H_SM→γγ
h→γγ
tanβ=2-50
H_SM→ZZ(*)→4l
Z_SM→3γ
LV1 input
max LV2 input
max LV1 output
max LV2 output
SUSY qq̃+q̃g+g̃g̃
tanβ=2, μ=m_g̃=m_q̃
tanβ=2, μ=m_g̃=m_q̃/2
Z_ARL→l+l-
scalar LQ
Z_η→l+l-
GHz
MHz
kHz
Hz
mHz
μHz
50
100
200
500
1000
2000
5000
particle mass (GeV)

図 1.3: イベントレート

御が LHC における非常に重要な課題である。

ATLAS 実験は LHC で行われる実験の一つである。その測定器は LHC のビームの 4 つの衝突点の内の一つに設置される (図 1.2 参照)。

1.2 LHC と Higgs 生成・崩壊過程

1.2.1 Higgs 粒子の生成

Higgs の生成過程 [2] は図 1.4 左の 4 つが主である。一つ一つの生成過程について特徴を大まかに述べる。

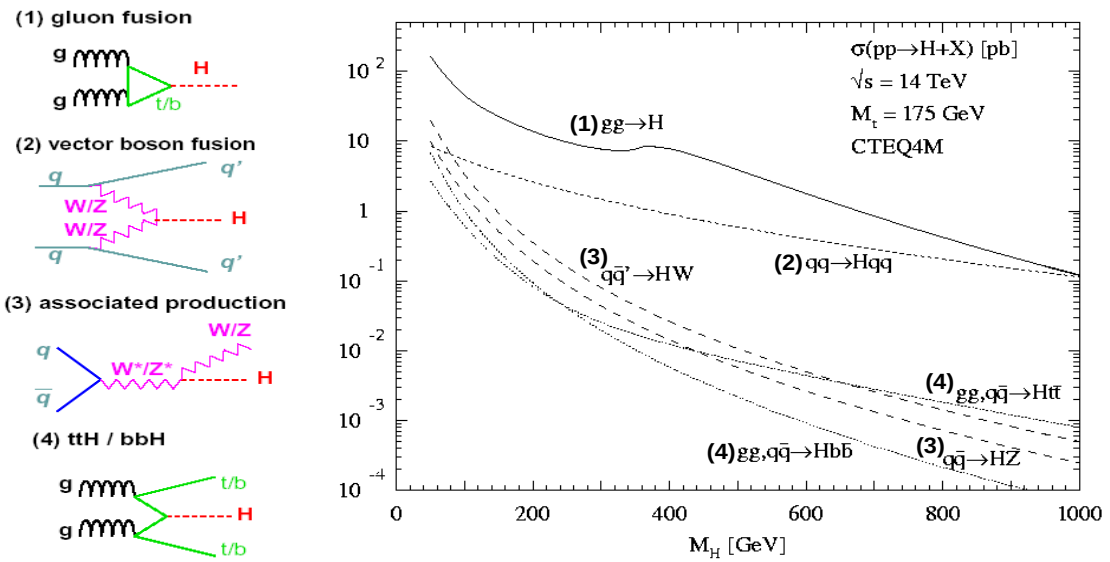


図 1.4: Higgs の生成断面積

(1)gluon fusion

gluon は質量がない。そのため Higgs とは直接 couple することはないので、top-quark または bottom-quark の loop を介して Higgs 粒子が生成される過程。proton 内に最も多く存在している gluon が生成の素になっているため、cross-section が一番大きい。Higgs 粒子の質量が重くなればなるほど、gluon の持つエネルギーも必要になってくる。PDF(付録 C 参照) により、大きなエネルギーを持った gluon は減る一方なので当然 cross-section も下がる。また loop に top-quark が主に寄与しているため、[1]Higgs 粒子の質量が top-quark の質量の倍の 350GeV 付近で dump が見えている。

event の特徴 : Higgs 単体しか生成されないので、Higgs 粒子が崩壊して出てきた粒子以外は大きな P_T を持たない。そのため background の排除が難しい。

(2)Vector boson fusion(VBF)

二つの quark が弱い相互作用で放出した W/Z-boson、つまり Vector boson が融合して Higgs 粒子が生成される過程。主に valence quark である u,d が親になっているので、quark 自体のエネルギーが要求されても存在する確率分布は下がらない。そのため生成される Higgs 粒子の質量が大きくなっても

[1]bottom quark による寄与は約 5%程である

cross-section はそれ程小さくならないのが特徴である。

event の特徴：2 つの quark が vector-boson を放出して前方測定器で検出される jet になる。その jet の P_T は放出した vetor-boson の質量の約半分あたりにピークを持っている (ヤコビアンピーク) ため、比較的大きな P_T を持つ。また、vector-boson のやり取りしかなく hadron-activity が小さいため、前後方向に出た High-P_T の jet の間には、他の jet が存在しない。

近年、Higgs 発見の有望な channel として深く研究されている。

(3)W/Z associated production

quark と anti-quark pair の対消滅により生成された gauge-boson から Higgs 粒子が split して生成される過程。LHC は p-p collider なので $\bar{d}, \bar{u}$ といった anti-quark を得るには sea quark からまかなうしかない。sea quark は gluon や valence quark より存在する確率分布は小さいので、cross-section も小さくなる。が、Higgs 粒子の質量に対する cross-section の落ち方は gluon-fusion と変わらない。

event の特徴：終状態に gauge-boson が観測される。

(4)$t\bar{t}$H production

対生成された $t\bar{t}$ から Higgs 粒子が split して生成される過程。gluon から生成されるのだが、最終的に $t\bar{t}$ と Higgs 粒子が生成され、全体として必要なエネルギーが他の過程より抜き出て大きい。160GeV の Higgs を生成しようと思ったら、gluon-gluon で 500GeV 程度のエネルギーが必要になる。そのため、cross-section は小さい。

event の特徴：top-quark pair を終状態に含む。b-jet が 2 本に W-boson も 2 つ生成される非常に特徴的な topology であり、background は少ない。top quark の不変質量を reconstruct するために 2 本の b-jet の他に light-quark jet も要求しなくてはならず、jet の本数が多くなる特徴がある。

1.2.2 Higgs 粒子の崩壊

続いて、崩壊過程 [2] を見ていく。そのまま 2 体崩壊する場合がほとんどだが、質量の無い photon だけは、質量起源の Higgs と直接 couple することはないので loop をまわす (図 1.5 左参照)。loop には top-quark・bottom-quark・W-boson がまわる。以下に branching ratio を示す。
図 1.5 から分かるように Higgs 粒子の質量 が 130GeV 付近から様子が変わってくる。

- 115GeV$< M_H <$130GeV
  $H \to b\bar{b}$ が優勢である。$\tau^+\tau^-$ や $c\bar{c}$ への崩壊もあるが、fermion への分岐比は質量の 2 乗に比例し、また color factor もかかるため (後述の崩壊幅の式参照)、1 ~ 2GeV の τ や c よりも、quark で質量が 4GeV の b の方が分岐比は大きい。

- 130GeV$< M_H <$190GeV
  130GeV 付近から徐々に $H \to WW$ の分岐比が上がり Higgs 粒子の質量がちょうど W-boson mass の 2 倍、160GeV の時にほぼ 100%になり、その後ほぼ 60% ~ 70%を占めるようになる。一方 $H \to ZZ$ の分岐比も徐々に上がってくる。160GeV では WW がほとんどになるため、比としては下がるがその後、$H \to WW$ とは 2:1 の割合で平行していく。

- 190GeV$< M_H <$500GeV
  M_H が 350GeV になると、$t\bar{t}$ への崩壊が開けてくる。しかし、fermion への崩壊は M_H に比例するが gauge-boson への崩壊は M_H^3 に比例するため (後述の崩壊幅の式参照)、$H \to WW$ や $H \to ZZ$ の分岐比を越すことはない。

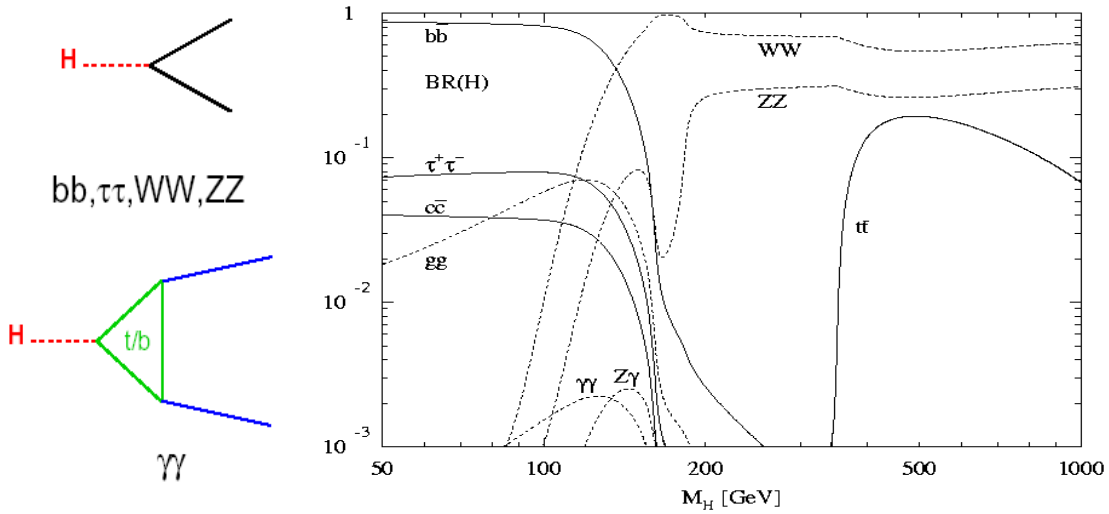


図 1.5: Higgs decay の 分岐比 (branching ratio)

- $500\mathrm{GeV} < M_H$
  $H \to WW$ や $H \to ZZ$ への崩壊がやはり優勢である。また図 1.6 にあるように、Higgs 粒子の崩壊幅が大きくなりすぎて、M_H の測定が難しくなる。

以下、Higgs 粒子の崩壊幅を数式でまとめる [4]。

$$\Gamma(H \to f\bar{f}) = \frac{N_c G_F m_f^2 M_H}{4\pi\sqrt{2}}\left(1 - \frac{4m_f^2}{M_H^2}\right)^{\frac{3}{2}} \tag{1.4}$$

$$\Gamma(H \to W^+W^-) = \frac{G_F M_H^3}{8\pi\sqrt{2}}\left(1 - \frac{4M_W^2}{M_H^2}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1 - \frac{4M_W^2}{M_H^2} + \frac{12M_W^4}{M_H^4}\right) \tag{1.5}$$

$$\Gamma(H \to ZZ) = \frac{G_F M_H^3}{16\pi\sqrt{2}}\left(1 - \frac{4M_Z^2}{M_H^2}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1 - \frac{4M_Z^2}{M_H^2} + \frac{12M_W^4}{M_H^4}\right) \tag{1.6}$$

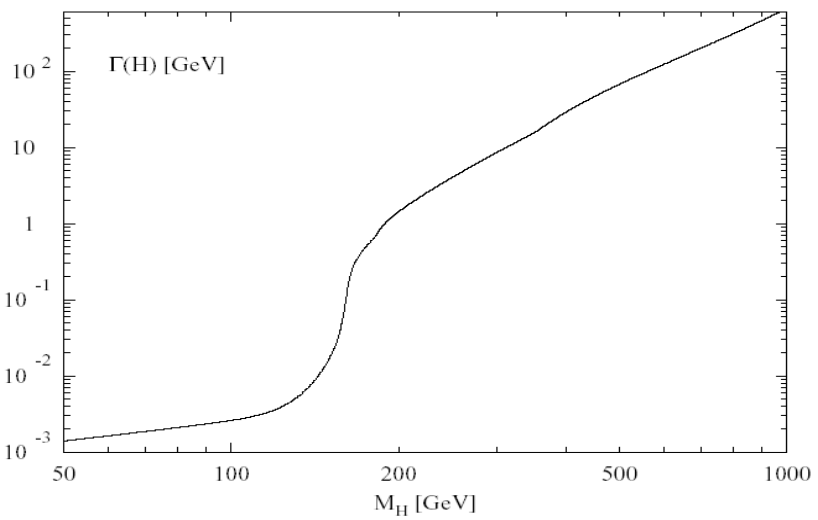


図 1.6: Higgs total width(全崩壊幅)

$\Gamma(H \to W^+W^-)$ が $\Gamma(H \to ZZ)$ の 2 倍となるのは、$H \to ZZ$ は同種粒子への崩壊であり、識別ができないためである。

fermion への崩壊は M_H に比例するが gauge-boson への崩壊は M_H^3 に比例するため、運動学的に gauge-boson へ崩壊できる領域に入ると、一気に total width が大きくなり、後は 3 乗に比例するように、傾きも急になる (図 1.6 参照)。

1.2.3 各 channel の役割

Higgs 粒子の発見能力

LHC の魅力は、様々な Higgs 生成・崩壊の組み合わせの channel があることである。Higgs 粒子の発見は、これらの複数の channel の結果を統合することで質量が 115GeV から 1TeV までの広範囲を網羅できる (図 1.7 参照)。各 Higgs 粒子の質量領域において、崩壊の分岐比が大きくかつ background を排除できる channel を上手く選ぶ必要がある。

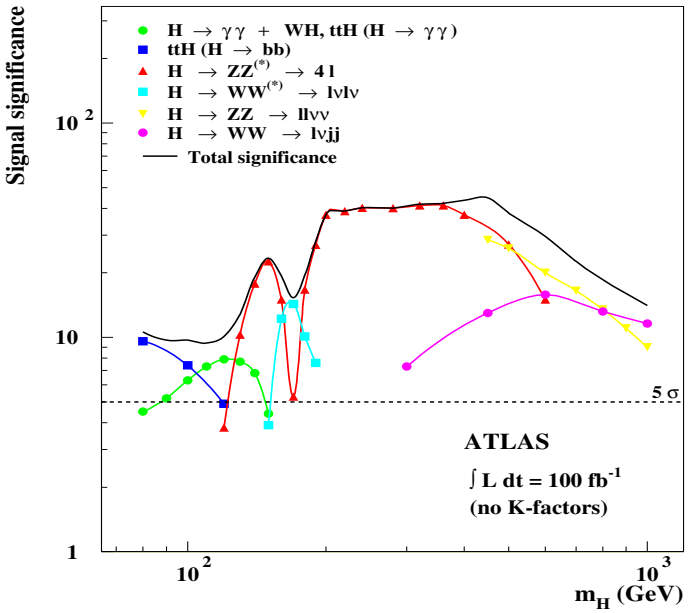


図 1.7: ATLAS の Higgs 発見能力

- 115GeV< M_H <130GeV
  一番分岐比の大きい $b\bar{b}$ への decay mode を用いて研究され、ttH → bb channel が M_H が 100GeV 付近で発見能力が高い。しかし QCD background が多くその排除は難しい。そこで、$H \to \gamma\gamma$ の解析が重要になってくる。というのは $H \to \gamma\gamma$ は分岐比こそ小さいが γ のエネルギーを測定する電磁カロリメーターの精度が非常に良いため、Higgs の不変質量を reconstruct した時のピークの幅が約 1.4GeV と非常に鋭いので、ピーク付近で background が連続的な分布ならば、Higgs の発見は十分可能だからだ。また最近では、VBF→$\tau\tau$ への崩壊も研究され始めている。

- 130GeV< M_H <190GeV
  W への崩壊が優位な領域なので、$H \to WW \to l\nu jj$ や $H \to WW \to l\nu l\nu$ への decay mode が研究されている。しかし W は ν や jet があり、きれいなイベントとは言えない。一方、Z への崩壊も増えてくるので 140GeV 以上で $H \to ZZ \to 4l$ への decay mode が研究されている。ただ lepton だけを 4 本要求する、最もきれいに見えるイベントである。

- 190GeV< M_H <500GeV

この領域でも $H \to ZZ \to 4l$ の崩壊が、一番はっきりと事象確認でき、gold plated event と呼ばれる。

- 500GeV$< M_H$
  崩壊幅が広くなりすぎて、もはや $H \to ZZ \to 4l$ だけでは統計的に足りなくなる。従って、$H \to ZZ \to llνν$ や $H \to WW \to lνjj$ の崩壊も使う。

ATLAS では、図 1.7 に示してあるように、low luminosity 3 年間 ($30[fb^{-1}]$)+high luminosity($70[fb^{-1}]$) での全ての崩壊モードの結果を combine すれば、115GeV から 1TeV までの全領域で significance が 10σ を越える確からしさで、Higgs 粒子を発見できることが見込まれている。

channel 毎の発見能力については図 1.8 に示してあり塗りつぶされている channel が発見能力が高いことを意味しているが、Higgs 粒子の質量が軽い領域においては最近研究され始めている VBF process が特に発見能力が高い。また Higgs 粒子の質量が重くなると gluon fusion から WW/ZZ に崩壊する channel で発見能力が高くなる。ttH process は発見能力としては VBF process に比べてあまり高くない。

Higgs 粒子との coupling 測定能力

また、主眼を発見ではなく coupling の測定においた時、どの channel がどの coupling の測定に感度があるかについても図 1.8 にまとめた。Higgs 粒子の各 quark との coupling に感度がある channel には、Yukawa coupling の名前を書いてある。

- gluon fusion process
  前述の通り loop を介しそこを top-quark・bottom-quark がまわるので、coupling の測定には向いていない。同様に H → $\gamma\gamma$ に崩壊する過程も、coupling 測定には向いていない。Higgs の質量が 140GeV 以上になると、W や Z への崩壊が開けてくるため、W-boson と Z-boson の coupling の比・g_W/g_Z を測定することができる。

- VBF process
  Y_b や Y_τ の測定に感度があるが、生成は W と Z のどちらが関わっているのかは、原理的に識別不可能なため、vector-boson との coupling・g_w の測定には向いていない。しかし、SU(2) の理論から W と Z への崩壊幅の比が決まっていると仮定すれば、測定可能である。

- W assosiated production process
  140GeV 以上で WW へ崩壊する channel が研究されている。生成も崩壊も W-boson との coupling のみであるため、純粋に g_W の測定ができる。

- ttH process
  top-quark と couple するので Y_t 測定に感度がある。更に崩壊過程も考えると、ttH → $b\bar{b}$ は Y_b の測定を、ttH → $\tau\tau$ は Y_τ の測定を、視野に入れることができる channel である。ttH → WW は、Higgs の質量が 130GeV ~ 190GeV の領域で特に分岐比が大きくなり、140GeV 以上の質量領域において唯一 Y_t の測定が可能な channel である。

以上述べてきた図 1.8 に示された各 channel から、生成と崩壊による 2 つの coupling の積を決めることができる。しかしこのままでは Higgs の生成 cross-section の不定性と崩壊の不定性の両方の不定性を含んでしまう。そこで、同じ生成 process 又は崩壊 process の比をとることで生成と崩壊に伴う不定性のどちらかを打ち消し合うことで、coupling の比を精度よく決めることができる。例えば、ttH process 同士で比をとれば、Y_b、Y_τ そして g_w の 3 つの coupling の比を出すことができる。coupling 測定の観点からは、ttH process は重要な process である。

更に標準理論での Higgs 粒子の decay branch 仮定してしまうと、ttH process において Y_t を単独で

M_H<130GeV

	→bb	→ττ	→γγ	→WW	→ZZ
gg→H			light Higgs 115GeV~145GeV		
ttH	light Higgs Y_t Y_b	light Higgs Y_t Y_τ			
VBF	light Higgs 120GeV g_W Y_b	light Higgs 120GeV~140GeV g_W Y_τ	light Higgs 115GeV~145GeV		
WH			light Higgs 115GeV~145GeV		

130GeV< M_H <140GeV

	→bb	→ττ	→γγ	→WW	→ZZ
gg→H			light Higgs 115GeV~145GeV		
ttH	light Higgs Y_t Y_b			light Higgs 140GeV~180GeV Y_t g_W	
VBF		light Higgs 120GeV~140GeV g_W Y_τ	light Higgs 115GeV~145GeV		
WH			light Higgs 115GeV~145GeV	light Higgs 140GeV~180GeV g_W g_W	

140GeV<M_H

	→bb	→ττ	→γγ	→WW	→ZZ
gg→H				heavy Higgs 140GeV~ g_W	heavy Higgs 140GeV~ g_Z
ttH				light Higgs 140GeV~180GeV Y_t g_W	under studying
VBF				under studying	under studying
WH				light Higgs 140GeV~180GeV g_W g_W	

discovery channel

A B measurement channel for AB coupling

difficult channel due to many backgrounds

My analysis channel

図 1.8: Higgs の生成・崩壊過程とその特徴

測定することが可能になる。特に 140GeV 以上の質量領域では、図 1.8 より Y_t を単独で測定できるのは ttH → WW channel のみであるのがわかる。

本論では、LHC を使った ATLAS 実験において ttH process における Higgs 粒子の発見能力はどの程度なのか研究した。更に Higgs の質量や Yukawa coupling 等の性質をどの程度の不定性をもって測定可能なのか、またそれを実現するにはどのような解析方法が有用なのか、について研究した。不定性を見積もるために、その要因となるデータを解析する時に生じる各種の systematic error をシミュレーションデータを用いて評価し、統計誤差 (statistic error) のみならずこの systematic error をも視野に入れて主要な systematic error になり得る例を挙げると共に、より具体的に error を総合評価した始めての研究である。

また、この研究では特に low luminosity での 3 年間の run(積算の luminosity= $30[fb^{-1}]$) を想定した。

第2章　ATLAS実験

ATLAS実験ではLHCのhigh rateなevent生成とhadron collider特有の多数のtrack生成に対応できる、responseが速く精度の良い測定器が必要とされる。ここでは、

- 各検出器の特徴と測定精度
- total performanceとしての物理量の測定精度
- 粒子やjetのreconstruction efficiency

について、述べていく。

2.1　ATLAS検出器[1]

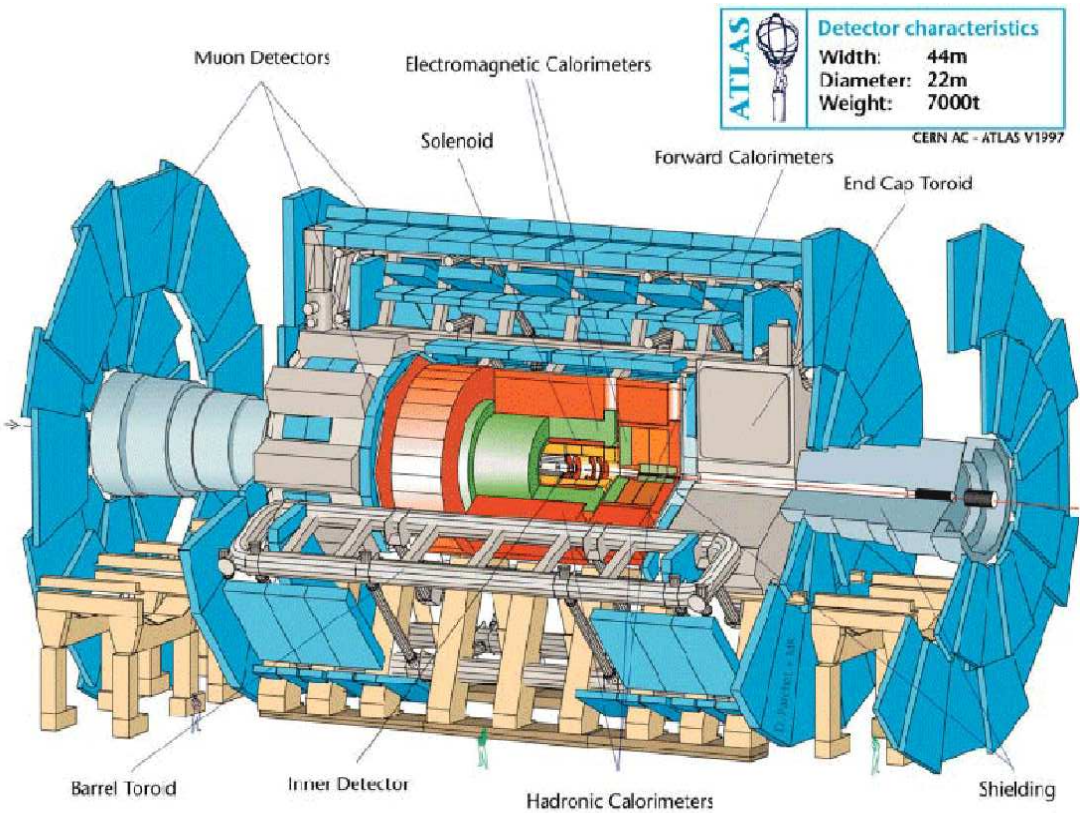


図 2.1: ATLAS測定器

図2.1を見て分かるように、検出器は内側から、(1)Inner detector・(2)Electromagnetic calorimeter（以後電磁カロリメーター）・(3)Hadron calorimeter（以後ハドロンカロリメーター）・(4)Muon detector、の順に並んでいる。その断面図は図2.2のようになる。

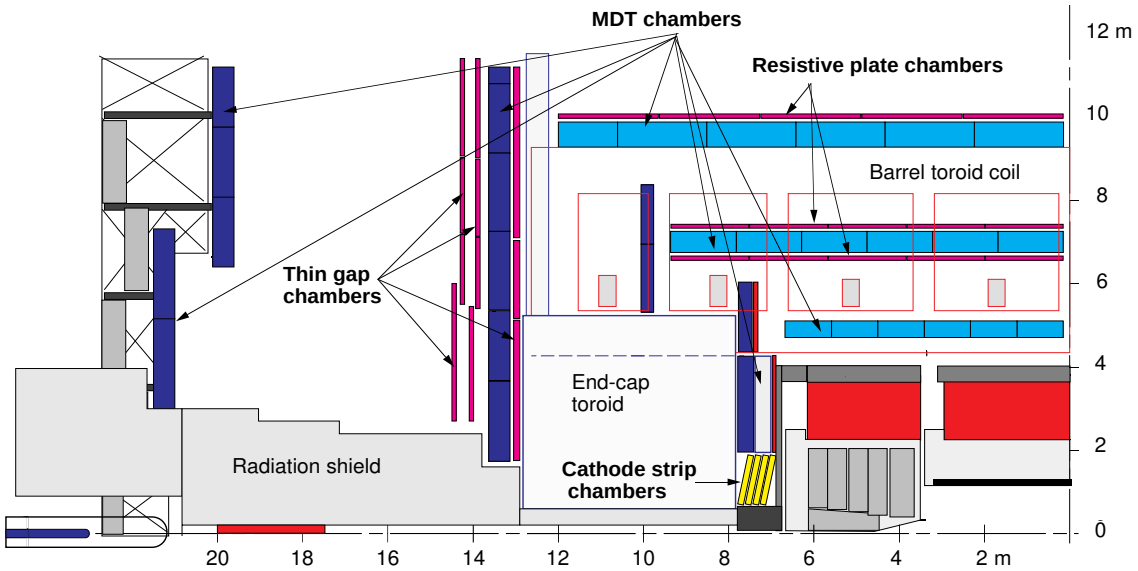


図 2.2: ATLAS 測定器の rz 平面

一番中心の白い部分 (0 ~ 3.5m × 0 ~ 1.0m) が Inner detector、その外側の灰色の部分 (3.5m ~ 4.5m × 1.0m ~ 2.5m) が電磁カロリメーター、更にその外側 (4.5m ~ 7.0m × 2.5m ~ 4.0m) がハドロンカロリメーター、そして一番外を覆っているのが Muon detector である。

2.1.1 Inner Detector とその性能

Inner detector の目的は (1) 荷電粒子の track の reconstruction・(2)P_T 測定・(3) 反応点測定・(4)electron の認識である。Inner detector は 3 つの検出器、ピクセル検出器 (Pixel)・ストリップ検出器 (SCT)・TRT から構成されている (図 2.3 と図 2.4 参照)。

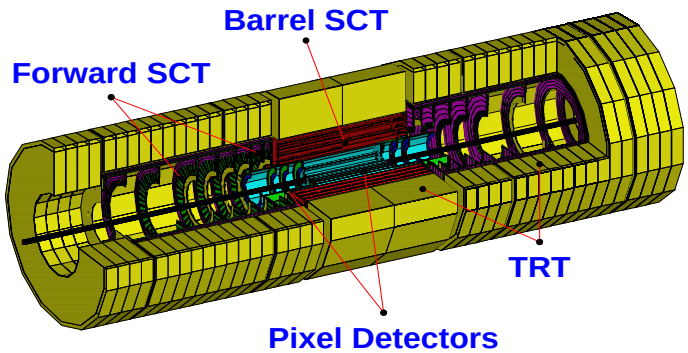


図 2.3: inner detector

ピクセル検出器は、一つ一つのピクセルは 50μm × 300μm の非常に小さなシリコン検出器であり、衝突点に一番近く (一番近いところでビーム軸から半径 4cm) 粒子密度の最も高い所に 3 層置かれる。設置される場所の粒子密度の高さに対応した細かい granularity をもって、荷電粒子の track を検出して精密に反応点測定をする。検出器の間隔が D の時、その分解能は

$$\sigma = \frac{D}{\sqrt{12}} \tag{2.1}$$

で与えられるので、ピクセルの位置分解能は、R-ϕ 方向は

$$\sigma = \frac{50\mu m}{\sqrt{12}} \sim 15\mu m$$

である。

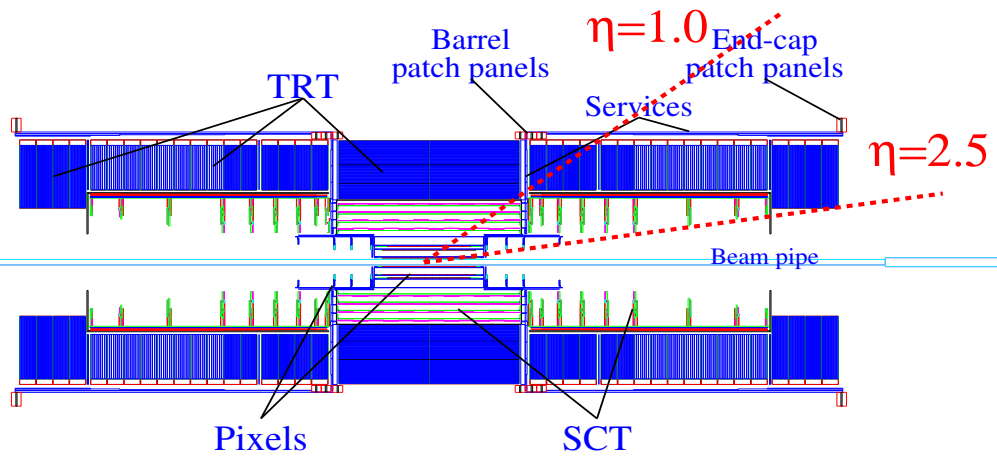


図 2.4: inner detector の rz 平面

その外側に SCT(Semiconductor Tracker) がある。ストリップピッチが 80μm、縦横 6 ~ 7cm のシリコンウェハーが円筒形にタイル状に敷き詰められ、それが 2 層互いに 40mrad 傾けることで SCT の 1 層を成し、位置の測定を可能にしている。forward は中空のディスク状のシリコン検出器が置かれている (図 2.4 参照)。

3 つ目は TRT(Transition Radiation Tracker) で、小径 (4mmϕ) のストロー検出器を約 36 層積層することによって構成されている。TRT は、異なる物質の境界を荷電粒子が通り抜ける時、相対論的効果により photon を放出する現象=遷移放射 (Transition Radiation) を利用したものである。この効果は相対論の β に比例するもので、つまり質量の軽い粒子程放射される photon の角度が大きい事を意味するので、electron の識別に役に立つ (付録 B の electron の ID 参照)。radiator(遷移放射を引き起こすもの) としてポリマーを、放出された photon を捕まえる物質として Xe が使われている。分解能は 200μm で内側のピクセルや SCT に比べて精度が悪いが、TRT の特徴は層が多いため連続的な飛跡測定ができ track の reconstruction ができる点である。TRT での飛程情報を元にして reconstruct された track を内側へ繋ぎ、精度はピクセルや SCT に任せている。

Inner detector で荷電粒子の track の reconstruction と P_T 測定を担うのだが、$|\eta|$ <2.5 までの領域しかカバーできていない。そのため identification のために Inner detector の情報が絶対に必要な electron や muon そして b-jet は、$|\eta|$ <2.5 までの測定しかできない。

電磁カロリメーターの内側にある検出器であるため、物質量はできるだけ少なくなるようにしているが、実際の物質量は図 2.5 のようなっている。$|\eta|$ が 0.6 ~ 1.8 での Inner detector 以外の物質量は、electronics の読み出し等である。また $|\eta|$ が 1.8 付近で物質量が落ちているのは、TRT の角付近であり物質量が不連続に変化し、また electronics の読み出しのケーブル等が無くなるためである。

2.1.2 Calorimeter とその性能

カロリメーターは、electron、photon、jet の検出・エネルギー測定の他に、消失運動量 (主に ν によるもの) の測定に非常に重要な役割を果たしている。その構造は図 2.6 の通りである。消失エネルギーを

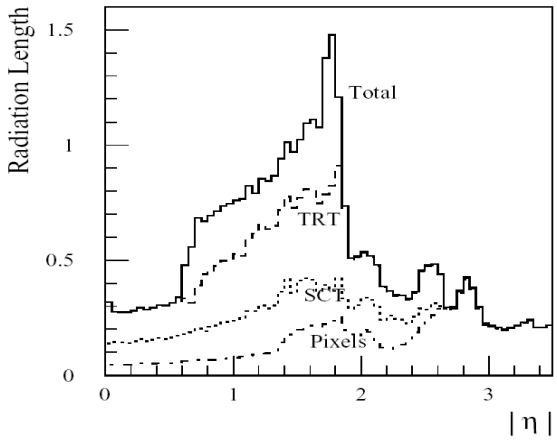


図 2.5: inner detector の物質量

測定するために、測定できるエネルギーは漏れなく測定できるよう $|\eta|$ <5.0 まで覆い尽くすようになっている。

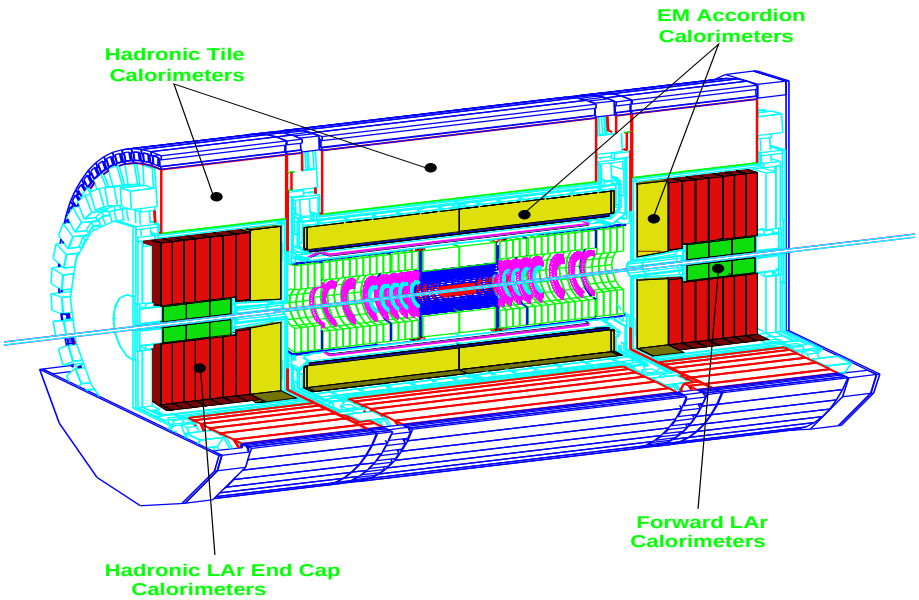


図 2.6: 電磁カロリメーターとハドロンカロリメーター

電磁カロリメーター

電磁カロリメーターの特徴は、液体アルゴンを使用していることと、その形状・アコーディオン型にある (図 2.7 参照)。この利点は、

- 液体アルゴンは放射線耐性が強く安定性が良い

- アコーディオン型にすることで粒子の入射角の違いが打ち消し合い平均的な absorber の厚さが同じになり、角度によらず uniform response を示すことができる
- 浮遊電気容量を下げることができ、結果 response が速くなり High rate に耐えることができる
- アコーディオン型にすることでケーブルの取り回しが短くなり response が速くなる
- sampling calorimeter であり absorber に鉛を使っている

物質量は電磁シャワーのエネルギーを全て吸収するために十分な $20X_0$ [1]程ある。

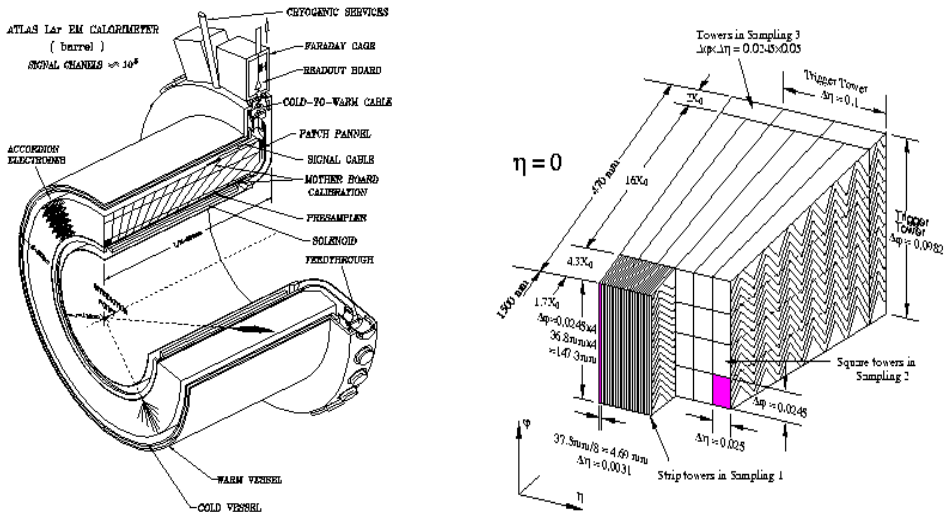


図 2.7: 電磁カロリメーターの構造

位置・角度・エネルギーをバランス良く測定でき、そのエネルギー分解能は E と E_T を GeV 単位で表して、

$$\frac{\Delta\sigma_{E_T}}{E_T} = \frac{9.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\% \oplus \frac{32\%}{E_T} \oplus \frac{27\%}{E_T} \tag{2.2}$$

と表される。第 1 項は電子の数 N をエネルギー E に換算する時の統計的な揺らぎによるサンプリング項、第 2 項は N → E に換算する時の誤差による定数項、第 3 項は次の信号と重なってしまう pile up のノイズ項、第 4 項は読み出し系の電子回路のノイズ項を表している。第 3 項は high luminosity の方が rate が高いため pile up によるノイズが大きい。上式の値は high luminosity の時の値を参照してある。第 3,4 項は統計的な問題ではなく単なるノイズなのでエネルギー依存性は無い。例えば 100GeV の場合、

$$\begin{aligned}\frac{\Delta\sigma_{E_T}}{E_T} &= \frac{9.5\%}{\sqrt{100}} \oplus 0.7\% \oplus \frac{32\%}{100} \oplus \frac{27\%}{100} \\ &= 0.95\% \oplus 0.7\% \oplus 0.32\% \oplus 0.27\% \\ &\sim 1\%\end{aligned}$$

かなり良い分解能で測定可能である。

[1] X_0 とは放射長 (Radiation length) のこと。electron が物質中を通り抜ける時、電磁気相互作用 (high energy の場合はほとんど制動放射) によりエネルギーが 1/e に減るまでの物質量 $[g/cm^2]$ が $1X_0$ である

ハドロンカロリメーター

ハドロンカロリメーターでは、原子核との相互作用により粒子の全エネルギーを吸収し測定したいので、Barrel 部で 11λ、Endcap 部で 14λ [2]以上ある。特徴は、$|\eta| < 1.6$ の中心部で、シンチレータータイルがシャワーの発達方向と同じ向きに置かれている。これは光電子倍増管に繋ぐファイバーの取り回しを楽にするためである (図 2.8 参照)。

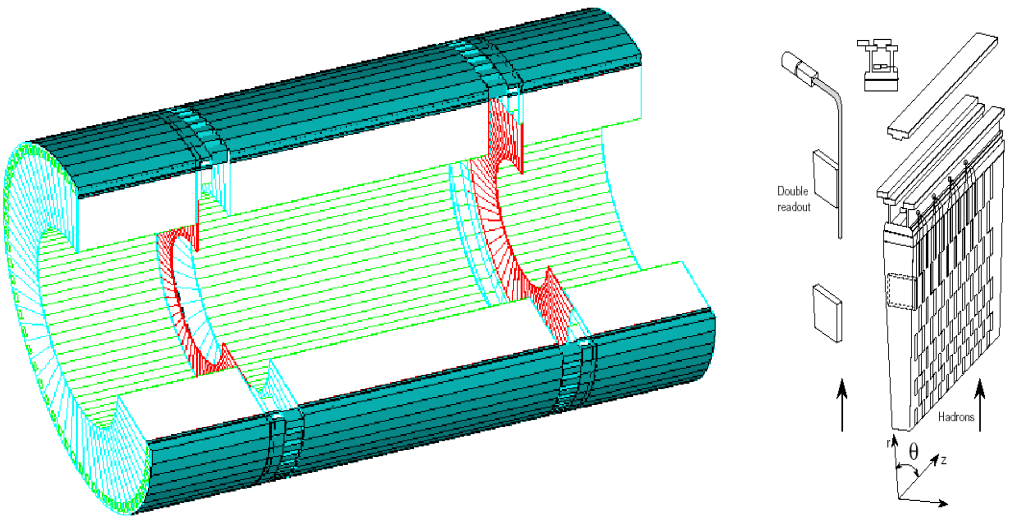


図 2.8: ハドロンカロリメーターの構造

また、$3.1 < |\eta| < 4.9$ の超前方は、粒子が込み合うのでシャワーの太さを抑えたい、という要求を満たすため R_M(モリエール半径。シャワーの横方向の発達を示す=シャワーの半径) の小さいタングステンを使用している。

$$R_M \sim 0.0265 X_0 (Z + 1.2) \tag{2.3}$$

表 2.1: 各物質に対する Radiation length とモリエール半径

物質	Z(原子番号)	X_0(Radiation length)	R_M(モリエール半径)
Fe	26	1.76	1.27
Pb	82	0.56	1.23
Cu	29	1.43	1.14
W	74	0.35	0.70

エネルギー分解能は、

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{52.3\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.7\% \cdots Barrel\ 部 \tag{2.4}$$

$$= \frac{64.2\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.6\% \cdots Endcap\ 部 \tag{2.5}$$

[2] λ とは衝突長 (interaction length) のことでその定義は $\lambda = 1/\sigma\rho N_A$ である。σ は原子核との強い相互作用による cross-section$[cm^2]$、ρ は物質密度 $[\mathrm{g}/cm^3]$、N_A はアボガドロ数 $[/\mathrm{g}]$ である。

で、第 1 項はサンプリング項、第 2 項は定数項である。例えば 100GeV に対し、

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = 5 \sim 7\%$$

2.1.3 Muon Detector とその性能

μ は弱い相互作用で崩壊する。そのため比較的長寿命 (2.2μs) で、1GeV の μ の崩壊長 (decay length) は約 60m にもなる。従ってきれいな信号を取り出せる lepton として、μ の検出は非常に重要かつ必要不可欠である。ATLAS の rz 断面図 (図 2.2) に示してあるように、トリガーとして Barrel ($|\eta|$ <1.1) には RPC(Resistive Plate Chamber)、Endcap(1.05< $|\eta|$ <2.4) には TGC(Thin Gap Chamber) が、運動量の精密測定には MDT(Monitored Drift Tube) と CSC (Cathode Strip Chamber) が配置されている。

TGC のトリガーでは、トロイダル磁場によって図 2.9 の様に曲げられた飛程と、衝突点からの直線との比較によって R 方向と ϕ 方向のずれ δ R、$\delta\phi$ を測定して、μ の位置と P_T の検討をつける。

そして、興味のある領域 (ROI:Region Of Interest) を絞って、そこの領域に飛んできた粒子について

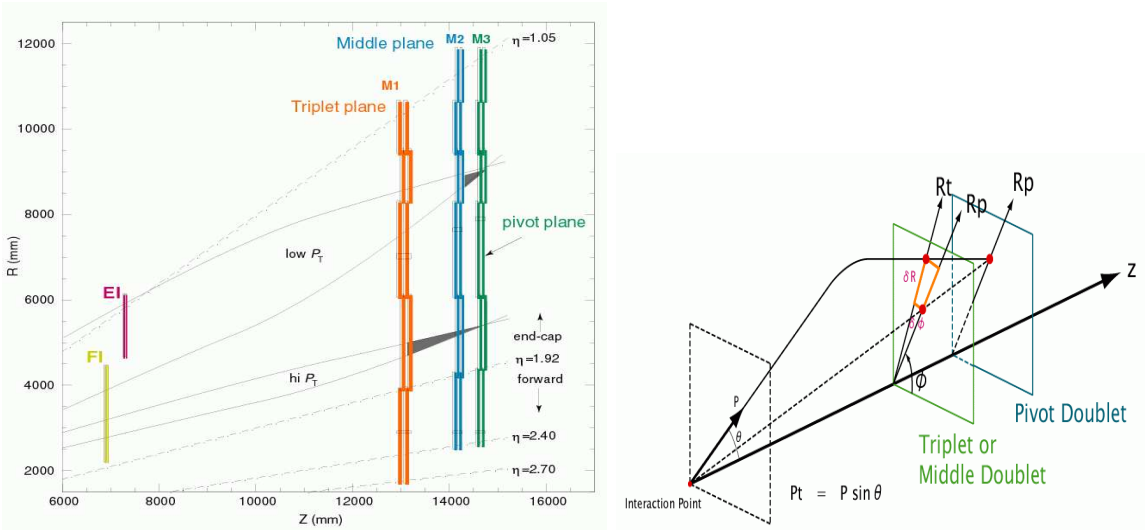


図 2.9: TGC の配置とトリガー方法

より詳しい P_T 測定を MDT に任せる。トロイダルマグネット (次節参照) は、空芯なため、多重散乱の効果を最小限にでき、測定可能な rapidity 領域を広く取れる。このように Muon detector には専用のマグネットが別にあるため、内部の検出器とは独立して測定ができる。ATLAS 実験の特徴の一つである。

MDT での運動量測定は sagitta 測定によるもので (図 2.10)、その分解能は一般的に以下のように表せられる。

$$P_T[GeV/c] = 0.3B\rho[T \cdot m] \tag{2.6}$$

$$\frac{L}{2\rho} = \sin\frac{\theta}{2} \sim \frac{\theta}{2} \tag{2.7}$$

$$\Delta P_T = P_T \sin\theta \sim 0.3L \cdot B \tag{2.8}$$

$$s = \rho(1-\cos\frac{\theta}{2}) \sim \rho\frac{\theta^2}{8} = \frac{0.3}{8}\frac{L^2B}{P_T} = X_2 - \frac{X_1+X_3}{2} \tag{2.9}$$

ρ：曲率半径 [m]
B：磁場 [T]
L：測定間隔 [m]

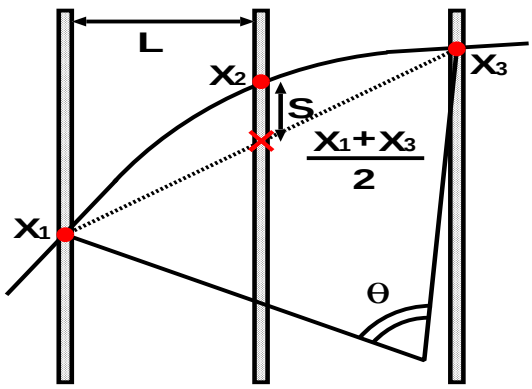


図 2.10: sagitta の測定

上式より sagitta は P_T の逆数に比例することがわかる。従って

$$\Delta(\frac{1}{P_T}) = \frac{8}{0.3 \cdot BL^2}\sqrt{\frac{3}{2}}\sigma(X) \tag{2.10}$$

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = \sqrt{\frac{3}{2}}\sigma(x)\frac{8P_T}{0.3BL^2} \tag{2.11}$$

σ(X)：位置測定の誤差

となる。より一般的に、位置測定箇所が N($\geq$3) で多重散乱も考慮したものは

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = \frac{\sigma(x)P_T}{0.3BL^2}\sqrt{\frac{720(N-1)^3}{(N-2)N(N+1)(N+2)}} + 0.045\frac{1}{B\sqrt{LX_0}} \tag{2.12}$$

と表される [3]。上式の第 2 項が多重散乱による効果で、P に依存しない。今 MDT は、N=3、L=6m、σ(x)=60μm、P_T=100GeV の場合、barrel 部で BL=4[Tm](Bending power については後述) として、

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = 0.0082 = 0.82\%$$

の分解能が得られる。

2.1.4 Magnet

ATLAS 測定器にはマグネットが二つある。一つは図 2.2 に示してあるように電磁カロリメーターの内側にある超伝導ソレノイドである。カロリメーターの内側なのでできるだけ物質量を減らす必要性がありまた high P_T の粒子の測定のため強力な磁場が必要であったため、超伝導マグネットを使用して強力な磁場得ると共にコイルの厚さを非常に薄くしている。

表 2.2: ソレノイドのパラメーター

中心磁場	2[T]
電流	8000[A]
コイルの radiation length	$0.863X_0$

もう一つのマグネットが、トロイダルマグネットである。Barrel 部も Endcap 部も 8 つの超伝導コイ

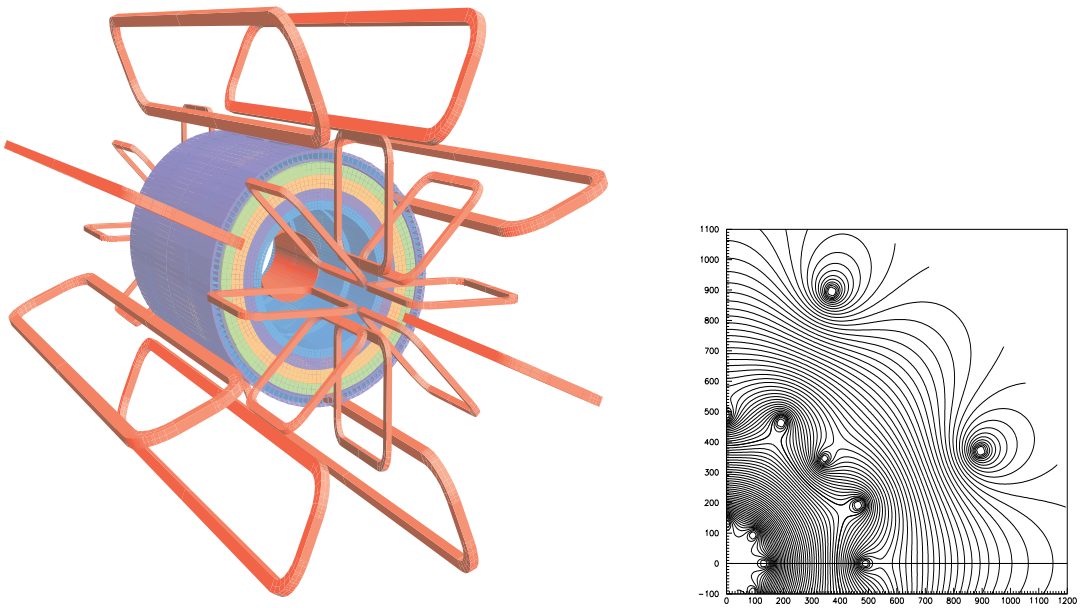


図 2.11: トロイダルマグネットと磁場の様子

ルから構成されている (図 2.11 左参照)。ソレノイドがビーム軸方向に磁場をかけるのに対し、トロイダルマグネットはビーム軸を囲むよう円筒方向に磁場をかける。(図 2.11 右参照)
磁場の強さは、Barrel 部で 2.5 ~ 4.0[Tm]、Endcap 部で 7.0[Tm] の bending power までに達する。ここで bending power とは、

$$\int \vec{B} \cdot d\vec{l} \tag{2.13}$$

という定義である。つまり、荷電粒子の曲がり具合が bending power に比例する。

表 2.3: トロイダルマグネットのパラメーター

コイル	磁場の強さ [T]	bending power[T·m]
Barrel 部	3.9(最大値)	2 ~ 6
Endcap 部	4.1(最大値)	4 ~ 8

2.2 検出器の total performance

測定の目的は、粒子や jet の identification や 4 momentum の測定であるが、先ずは検出された粒子の通過点を結んで track の reconstruction を行う必要がある。従ってここでは、

(1) track の reconstruction efficiency

(2) identification efficiency

(3) P_T 測定の resolution

がどの程度に期待されるか見ていく。

2.2.1 Electron の reconstruction efficiency と P_T resolution

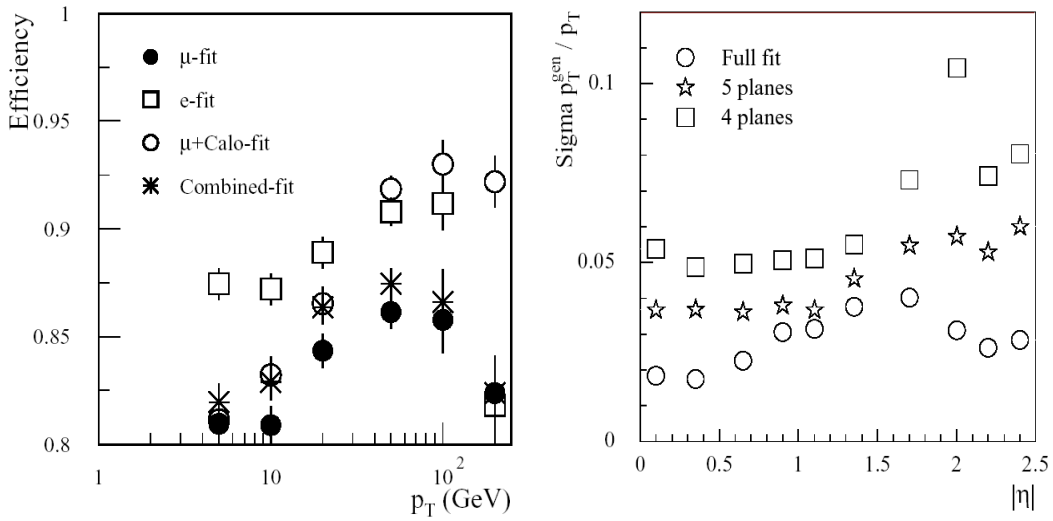


図 2.12: Electron の reconstruction efficiency と P_T resolution

(1)electron の track の reconstruction は、inner detector の情報を使う。reconstruction のアルゴリズムはいくつかある (例えば制動放射を無視する μ-fit と考慮する e-fit) が、P_T が 30GeV 以上で

$$\epsilon_e > 0.9$$

を達成している (図 2.12 左参照)。

(2)identification には reconstruction した track の P_T と電磁カロリメーターで測定されたエネルギー等の情報を用いた (付録 B.1 参照) 様々なアルゴリズムがある。identification の efficiency の研究はまだ成されていない。

(3)P_T の測定には、制動放射があるため Inner detector ではなく電磁カロリメーターで測定する。従って P_T resolution は主に電磁カロリメーターの resolution であり、式 2.2 に P_T=20GeV を代入した値程度が図 2.12 の右であり、平均的に

$$\text{Electron の } P_T \text{ の resolution} \sim 4\%$$

が達成できている。図のいくつかのプロットは、fit の時にシリコンの plane を全て使用するか少な目にするかの違いである。

2.2.2 Muon の reconstruction efficiency と P_T resolution

(1)Muon の track reconstruction には、Inner detector と Muon detector の両方の情報を使用する。両検出器で track が reconstruction されていなくてはならないため combine すると reconstruction efficiency は少々下がる (図左参照)。しかしそれでも

$$\epsilon_\mu > 0.9$$

を達成している。

(2)Muon は、Inner detector での track と Muon detector での track の二つの track が一本に繋がる

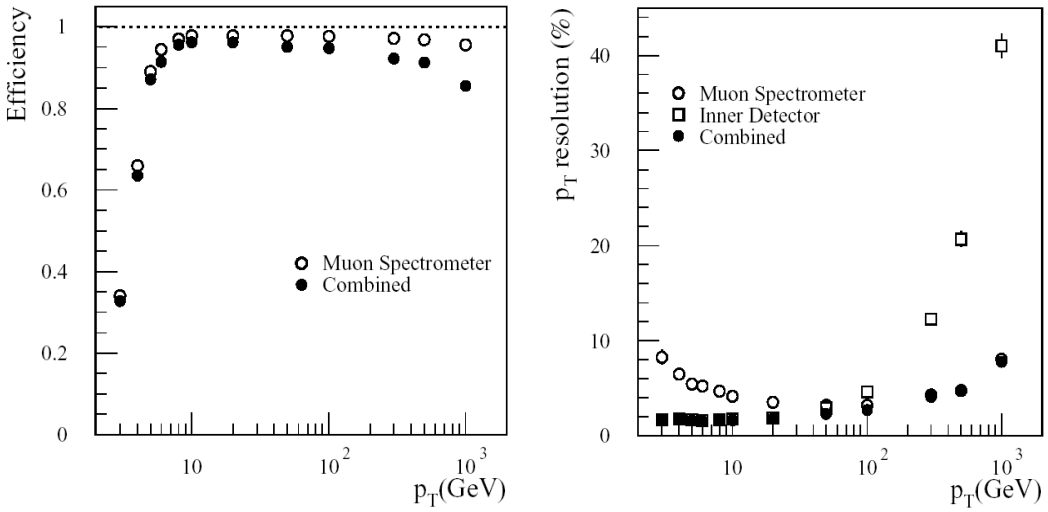


図 2.13: Muon の efficiency と P_T resolution

事で ID している。electron と同様 identification の efficiency の研究はまだ成されていない。

(3)P_T の測定も同様に独立した detector の照らし合わせにより行うため、electron よりも resolution が良い。low $P_T(\leq 100GeV)$ の領域では Inner detector の resolution が効き、一方 High $P_T(\geq 100GeV)$ 領域では測定間隔 L が大きい Muon detector の resolution が効いている (式 2.11 参照)。両方の検出器を合わせると、P_T が 500GeV までの範囲で resolution は

$$\text{Muon の } P_T \text{ の resolution} = 2\% \sim 4\%$$

である。

2.2.3 b-jet の tagging efficiency

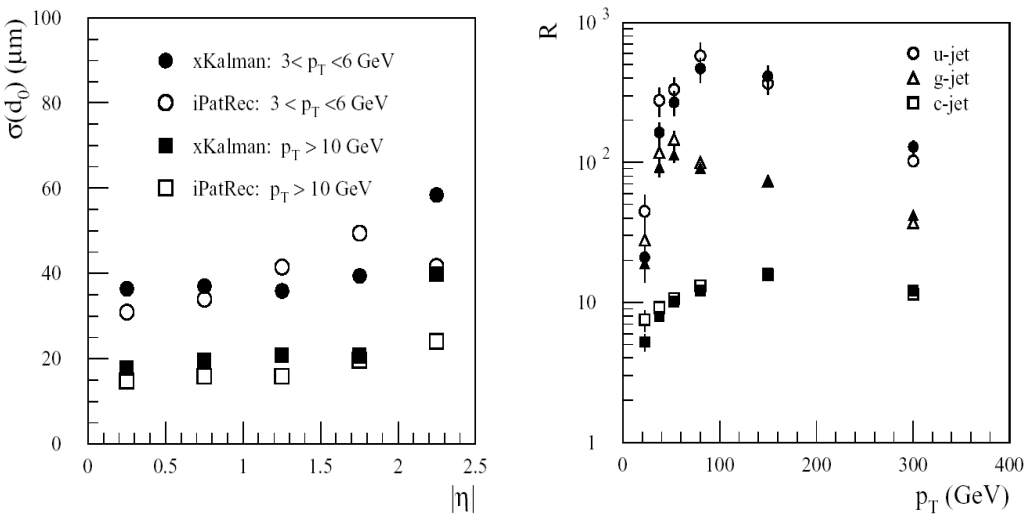


図 2.14: ϵ_b=0.5 の時の D_0 resolution と rejection factor

(1)b-jet は複数の track から構成されており、ここで 1 つ 1 つの track の reconstruction efficiency を

議論しても意味がない。

(2)tagging efficiency(ここでは identification efrficiency を tagging efficiency と言い ϵ_b と表すことにする) において重要な役割を担う impact parameter の resolution を図 2.14 左に示す。

$$\text{impact parameter の resolution} \sim 20\mu\text{m}$$

xKalman や iPatRec というのは、track の reconstruction のプログラムである。この impact parameter や lepton の情報を使って b-jet を tagging する (付録 B.3 参照)。tagging のアルゴリズムによって efficiency をある程度変えることができるが、tagging efficiency を上げると同時に他の light-quark-jet(u-jet・c-jet・gluon-jet) を b-jet に miss ID してしまう確率も増えてしまう。図 2.14 右は tagging efficiency=0.5 の時の rejection factor を示している。例えば c-jet は rejection factor=10 であり、これは c-jet10 本あたり 1 本の割合で b-jet に miss ID してしまうという意味である。様々な b-jet の tagging のアルゴリズムがあるが、この解析では、

$$\begin{aligned} \epsilon_b &= 0.6 \\ \text{rejection factor : c-jet} &= 10 \\ \text{u-jet} &= 100 \\ &\text{at low luminosity} \end{aligned}$$

の値を使用している。また、high luminosity では minimum bias による track の本数が増加し collision point の vertex の同定がより困難になるため impact parameter の resolution は悪くなり、b-jet の tagging efficiency も 0.5 に落ちる。

第3章　ttH processとbackgroundの生成

3.1　ttH Signal

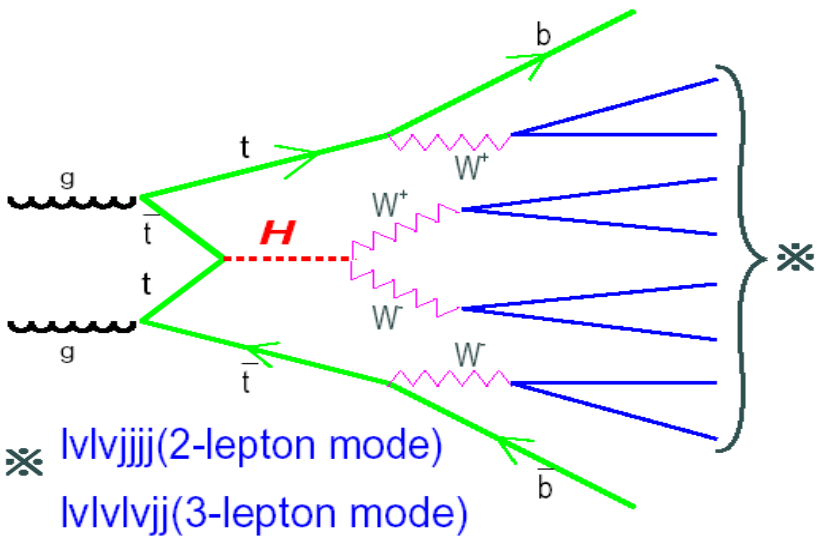


図 3.1: Signal の Fynmann ダイアグラム

Higgs の生成時に $t\bar{t}$ も同時に生成される。top-quark はすぐに b-quark と W-boson に弱い相互作用崩壊する。Higgs 粒子自体も WW に崩壊する channel を考えているので、結果 4 つの W-boson ができる。

4 つの W-boson が $l\nu l\nu$jjjj に崩壊するモードを 2-lepton mode、$l\nu l\nu$ νjj に崩壊するモードを、3-lepton mode として、それぞれ別々に解析を進めた。

他の mode についても少し触れておく。

W-boson の崩壊比は

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} : \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} : \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} : \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} : \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} = 10\% : 10\% : 10\% : 35\% : 35\%$$

であるため[1]各崩壊 mode への崩壊比率は 表 3.1 のようになる。1-lepton mode はイベント数が多いが、

表 3.1: 各 mode への崩壊比率

decay mode	1-lepton mode	2-lepton mode	3-lepton mode	4-lepton mode
比率	27%	12%	2.2%	0.2%

lepton を 1 つしか要求しないことから background を削ることが難しくなる。そのため significance を上

[1]各 fermion への崩壊の比率は全て等しいが quark の場合は color factor がかかり 3 倍になる。ただし QCD correction のため 3 倍少し大きい

げることができないので、coupling の精度の評価の点では好ましくないモードである。4-lepton mode は、lepton を 4 つ要求するので圧倒的に数が少なくなるので、現実的ではない。

各 Higgs 粒子の質量 に対する ttH → WW channel の cross-section を表 3.2 にまとめる。

表 3.2: Higgs 粒子の質量と ttH → WW の cross-section

Higgs 粒子の質量	130GeV	140GeV	150GeV	160GeV	170GeV	180GeV
cross section	125[fb]	164[fb]	181[fb]	190[fb]	166[fb]	133[fb]

ttH process は ttH 全体として 500GeV 程度のエネルギーを必要とするため cross-section は他の Higgs 生成 process より小さい。

また上の表は崩壊比まで考慮しての cross-section なので、H → WW の崩壊比が色濃く反映されている。Higgs 粒子の質量が増えると同時に W-boson を 2 つ生成するのに必要なエネルギー (最低 160GeV) をまかなえるようになるので、Higgs が WW に崩壊する分岐比も増加する。そして 160GeV の時丁度 W-boson2 つ分のエネルギーになるので、kinematical に条件を満たして W-boson が on shell になるので、崩壊比が 100%近くになる。

その後は、H → ZZ の崩壊も kinematical に条件を満たしてくるので相対的に H → WW の分岐比は下がり (図 1.5 参照)、また ttH の cross-section 自体も徐々に下がる (図 1.4 参照) ので、160GeV が一番 cross-section が大きい。

更にこれに 4W-bosons が $l\nu l\nu jjjj$ ($l\nu l\nu l\nu jj$) に崩壊する分岐比を掛けたものが、2-lepton mode (3-lepton mode) の cross-section になる。

3.2 Background

Background process は沢山あるが、特に topology 的に似ているもの (b-jet が二つ・lepton が 2 つ or3 つ) は以下の 3 つの process であり基本的な event selection では落とすことができない ("irreducible" と表現する)。

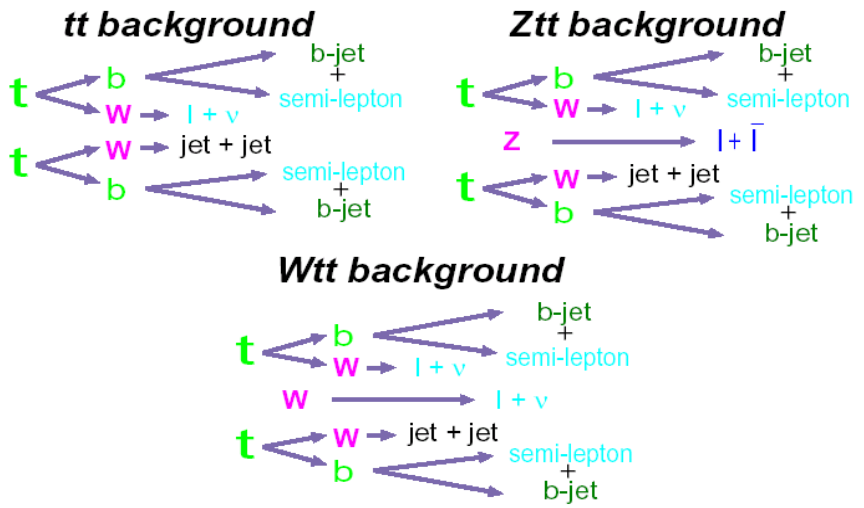


図 3.2: irreducible backgrounds

後で、説明するが 2-lepton mode では lepton に対して same charge を要求し、また 3-lepton mode では

lepton charge の和が ± 1 になるように要求しているため、図 3.2 のように t と $\bar{t}$ から生成される W-boson は、どちらか一方しか leptonic に崩壊できない。

そこで、重要になってくるのが b-jet から発生する lepton である。これは b-quark が弱い相互作用で charm-quark と W-boson (off shell) に崩壊し、この W-boson から lepton ができる、いわゆる semi-leptonic decay によるものである。

今回使用した Monte-Carlo の sample の情報を以下の表にまとめた。各 process とそれに対応する cross-section、そして sample を作るときに用いた Generator とパラメーターを載せた。

表 3.3: 各 process と cross-section,generator の情報

	cross section[fb]	Generator,PDF,Q^2
ttH → WW 120GeV	125	PYTHIA6.2 + TAUOLA,
ttH → WW 160GeV	190	CTEQ5L, $Q^2 : P^2_{T_{top}} + M^2_{top}$
ttH → $\tau\tau$ 120GeV	35	PYTHIA6.2 + TAUOLA,
ttH → $\tau\tau$ 160GeV	1.0	CTEQ5L, $Q^2 : P^2_{T_{top}} + M^2_{top}$
$t\bar{t}$	4.9×10^5	PYTHIA6.2+TAUOLA,
		CTEQ5L, $Q^2 : P^2_{T_{top}} + M^2_{top}$
$t\bar{t}$Z	656	COMPHEP4.1 + PYTHIA6.2
$t\bar{t}$W	468	+ TAUOLA, CTEQ5L,
$t\bar{t}$WW	9.0	$Q^2 : \frac{1}{3}(P^2_{T_{top}} + P^2_{T_{top}} + P^2_{T_{boson}})$
$t\bar{t}$Wq	362	$+\frac{1}{2}(M^2_{top} + M^2_{top} + M^2_{boson})$
WWW	135	COMPHEP4.1 + PYTHIA6.2
WWZ	106	+ TAUOLA,
WZZ	33	CTEQ5L,
ZZZ	11	$Q^2 : M^2_Z$(fixed)

$t\bar{t}$H → $\tau\tau$ は Higgs と top-quark の coupling がある点では本来 signal だが、今は ttH → WW を測定するので B.G. として扱う。しかし ttH → WW に比べて cross section が非常に小さいためそれ程問題になる B.G. ではない。

WWW/WWZ/WZZ/ZZZ の tri-gauge-boson process も、b-jet の要求や Z-mass の selection で大幅に落とすことができると共に ttH → WW に比べて cross section が小さいこともあり、全く問題にならない background である。

$t\bar{t}$ は cross section が桁違いに大きいが、次章で説明する selection でほとんどが落とすことができる。

一方 $t\bar{t}$Z、$t\bar{t}$W は、それぞれ 3-lepton mode、2-lepton mode において irreducible な B.G. である。それでも $t\bar{t}$Z は Z-mass を組むことである程度落とすことができるが、$t\bar{t}$W は W-boson しか生成されない点で ttHWW signal とほぼ同じ topology であるため特に問題になる。

$t\bar{t}$WW は、W-boson が 4 つ生成され topology が signal と完全に同じなので irreducible な B.G. である。しかし、cross section が ttH → WW に比べて約 1/10 と非常に小さいので結局問題にならない。

$t\bar{t}$Wq は、$t\bar{t}$W に light-quark jet がついたものなので、$t\bar{t}$W と同じく irreducible な background になる。しかし、Generator でイベントを生成する際に、$t\bar{t}$W との overlap が少なからずあることは分かっている。図 3.3 に示されている通り、$t\bar{t}$Wq の Feynmann diagram の一部は $t\bar{t}$W から ISR の quark が一本付加した process にすぎない。$t\bar{t}$W を Generator で生成する際、P_Tが Q_{FAC} 以下は parton の evolution の時に生成されるもの (つまり ISR) として扱っているので、$t\bar{t}$Wq background の q の P_Tが Q_{FAC} 以下

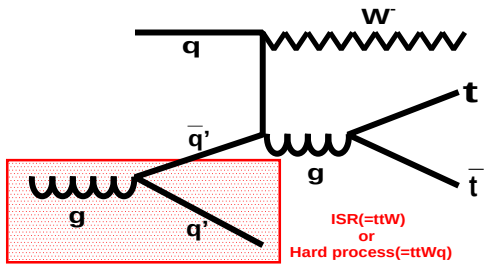


図 3.3: ttwq の Feynmann diagram の一例

の event については $t\bar{t}$W と overlap がある。

3.3 Generator

Generator として PYTHIA6.2[6] と CompHEP4.1 を使っている。Event Generator では、イベントを発生させるためのいくつかの process に分かれている。(図 3.4 を参照)

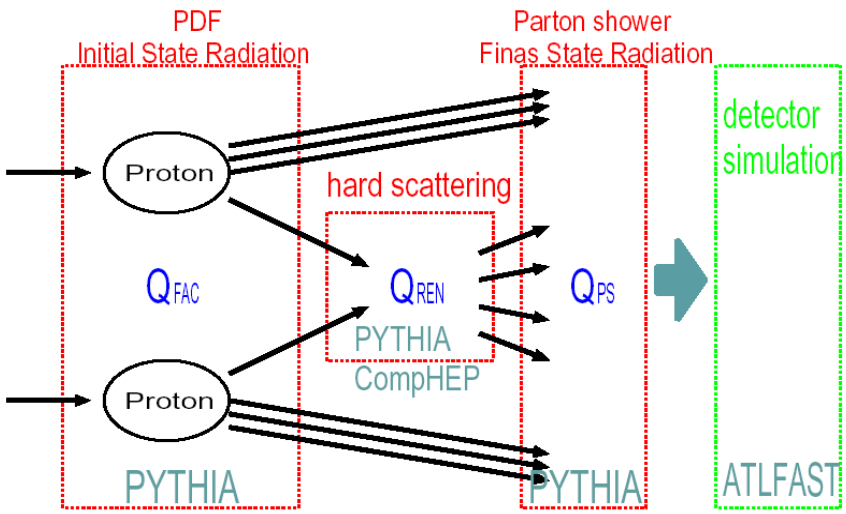


図 3.4: EventGenerator

[1] hard scatter 部分
実際に粒子同士が衝突して反応する部分で Q_{REN}=renormalization scale(又は hard scatter scale) が hard process の典型的な energy scale を表す。QCD の α_s は発展方程式で表現されるがこの方程式の計算が LO までしか成されていないため、cross-section に大きな不定性をもたらす結果となってしまう。

[2] PDF の部分
hard process まで持っていくためには proton の中の様子が様々な energy scale で分かっていないといけない。そこで実際の実験データから proton の中の様子を計算した PDF に則って粒子 (QCD では gluon、EW では γ) を放出させ徐々に virtuality を上げていく。この時 split した粒子が ISR(Initial State Radiation) である。そして、どこまで virtuality を上げていくかが Q_{FAC}=Factorization scale で指定されている。

ISR は比較的 low P_T でビーム方向に出やすい。Q_{FAC} に到るまでに low P_T の ISR を出し続けるので、Q_{FAC} の値のよって ISR の本数が異なってくる。しかし、非摂動的な物理なので QCD での摂動計算ができず ISR の本数を予測することは現段階では不可能であり、非常に大きな不定性を含んでいる。
(注)hard process では QCD の LO までの計算しかやっていないので、それに合わせて PDF の発展方程式を計算する際に LO までしか使っていない CTEQ5L という PDF のライブラリを使用した。

[3] parton shower の部分
hard process の後できた粒子は parton level で表現されているので、実際に観測される状態にもっていかなくてはならない。例えば quark 単体では存在しないため、反対に出た anti-quark との間に強い相互作用のポテンシャルの紐が切れて quark pair を次々に作り出す。これが flagmentation で、この結果 parton shower が生成される。
またここで FSR(Final State Radiation) も生成させる。これらの energy scale が Q_{PS}=Parton shower scale で指定されている。

[4] Detector simulation の部分
以上までの process で実際に観測される状態の粒子が生成される。次はそれを Detector で検出する simulation が必要になる。粒子の 4-momentum や質量等、当然完璧な情報は得られない。そのため、使用する detector の特徴に合わせて各粒子の情報をわざとふらつかせる (smear する)。本来は Detector の完全な geometry や物質密度などを考慮して simulation (=Full Simulation) するべきである。しかし Full Simulation で各 signal や background の十分な量のイベントを生成するには現在の CPU パワーでは時間がかかりすぎてしまうため、Full Simulation の結果を再現するように簡易化された Fast Simulation=ATLFAST を使っている。ATLFAST についての詳細は次節で説明する。

上の説明で分かるように、大体

$$Q_{FAC} \sim Q_{REN} \sim Q_{PS}$$

のような energy scale の関係がある。しかし同じ値にする必然性があるわけではない。理論的に正しい値も無いので、これは実験を再現するような値を使わざるを得ない。これが不定性の根本である。実験が始まる前なので値は色々試すしかなく、Q_{REN} を 50% ~ 200%までの範囲で動かすのが通例となっている。

3.4 ATLFAST

Generator から吐き出されるデータは parton level で見た反応直後の情報である。しかし実際は検出器で測定するため、その検出器の resolution に見合った測定誤差や、検出器の前にある物質との相互作用を含んだ情報になっているはずである。Full simulation の DICE を使った結果を再現できるように、lepton/photon/jet の P_T の smearing、energy の smearing、cluster の形成、lepton の isolation、jet の labeling、jet の P_T の calibration 等を行っている。jet の labeling、jet の P_T の calibration は ATLFAST-B というパッケージで行っている [7]。

P_T smearing

P_T は sagitta の測定により計算されるので、P_T の値自身がガウス分布を示すわけではない。式 2.9 より $\frac{1}{P_T}$ が位置測定の誤差 σ(X) に比例しているので、$\frac{1}{P_T}$ がガウス分布[2]になる。これより、

$$\frac{P_{true}}{P_{smear}} = 1 + \sigma$$

[2]厳密にはガウス分布ではない。2 次の効果を無視してガウス分布であると近似している。

$$P_{smear} = \frac{P_{true}}{(1+\sigma)}$$

σ：full simulation より fit したガウス分布

で smearing を施している。

energy smearing

energy smearing は full simulation の mass resolution を再現するように parameterize されている。low luminosity と high luminosity と場合分けして扱っており、low luminosity の場合は、electron と γ でそれぞれ

$$\frac{\Delta E_e}{E_e} = \frac{0.12}{\sqrt{E_e}} \oplus \frac{0.245}{E_e^T} \oplus 0.007$$
$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{0.1}{\sqrt{E_\gamma}} \oplus \frac{0.245}{E_\gamma^T} \oplus 0.007$$

と pile-up の雑音項と回路雑音項を一つにまとめて扱って (第 2 項目)parameter を固定している。一方 high luminosity の場合は

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.12}{\sqrt{E}} \oplus \frac{\sigma_{pile-up}}{E_e^T} \oplus \frac{\sigma_{electronic}}{E_e^T} \oplus 0.007$$
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.12}{\sqrt{E}} \oplus \frac{\sigma_{pile-up}}{E_e^T} \oplus \frac{\sigma_{electronic}}{E_e^T} \oplus 0.007$$

と、pile-up の雑音項と回路雑音項を別々にしてそれぞれ parameterize している。

また jet の energy はハドロンカロリメーターの測定によるので、smearing は

- $|\eta|$ <3、cell size = 0.1 × 0.1 の場合

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.50}{\sqrt{E}} \oplus 0.03$$

- $|\eta|$ >3、cell size = 0.2 × 0.2 の場合

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1.0}{\sqrt{E}} \oplus 0.07$$

のように parameterize されている。

カロリメーターの cluster

粒子がカロリメーターを通過すると、energy を deposit していく。カロリメーターは $\eta \times \phi$ が 0.1 × 0.1($|\eta|$ <3)、0.2 × 0.2($|\eta|$ >3) の cell に分かれている。この cell を通過した粒子によって deposit する energy の量を適当に振っている。

各 cell に deposit された energy が 1.5GeV 以上のものを initiator と呼び、値の大きい initiator から順番に ΔR<0.4 の cone 内の cell の energy を統合していき cluster を作る。もしこの cluster の energy が 15GeV 以上ならば jet と ID する。

photon/lepton の isolation

photon と electron の ID には jet との識別のために isolation の条件も入っている。muon は測定が Muon detector なので isolation を要求しなくても muon を捕まえることができるが、やはり jet からの二次的な muon と区別するために isolation の条件を課す。その isolation の条件とは、

- photon
  selection criteria : P_T >10GeV、$|\eta|$ <2.5
  isolation criteria : cluster から Δ R>0.4 以上離れている。
  photon から Δ R<0.2 の cone の cell の total energy が 10GeV 以下である。

- lepton
  selection criteria : P_T >5GeV:for electron(6GeV:for muon)、$|\eta|$ <2.5
  isolation criteria : cluster から Δ R>0.4 以上離れている。
  lepton から Δ R<0.2 の cone の cell の total energy が 10GeV 以下である。

jet の labeling

generator からの情報なので、jet がどの quark から生成されたものなのか判別できる。そして判別された jet に対して label を割り当てていく。b-jet と判別された jet に対しては 0.6 の確率でランダムに b-jet と label 付けし、それ以外は light-quark-jet と label 付けする。反対に、light-quark-jet と判別された jet に対しては 0.01 の確率で、c-jet と判別された jet に対しては 0.1 の確率でランダムに b-jet として label 付けする。

jet がどの quark から生成されたものなのか判別する方法は 2 つある。一つは、jet を構成する粒子の親を辿っていきその中に b-quark 起源のものがあれば b-jet、c-quark 起源のものがあれば c-jet とする方法 (quark-base) である。もう一つは、jet と b-hadron との ΔR を計算しその値が 0.7 以下ならば b-jet とする方法 (track-base) である。本論の解析では、quark-base の方法を用いた。

jet の P_T calibration

以下の図 3.5 は、calibration factor = K_{jet}

$$K_{jet} = \frac{P_T^{parton}}{P_T^{jet}}$$

を P_T^{jet} の関数としてプロットしたものである。一番 K_{jet} が高めに出ているダッシュラインは gluon-jet、真ん中の b-jet、そして一番下のドットラインが light-quark jet である。K_{jet} が 1 であれば parton の energy が正しく jet の energy としてまとめられている事を表している。P_T が低いほど parton から flagmentation した粒子がバラバラの方向に飛びやすいので jet として全てまとめることが難しいため、jet の energy との違いが大きくなっている。この K_{jet} をかけることで energy の補正をしている。

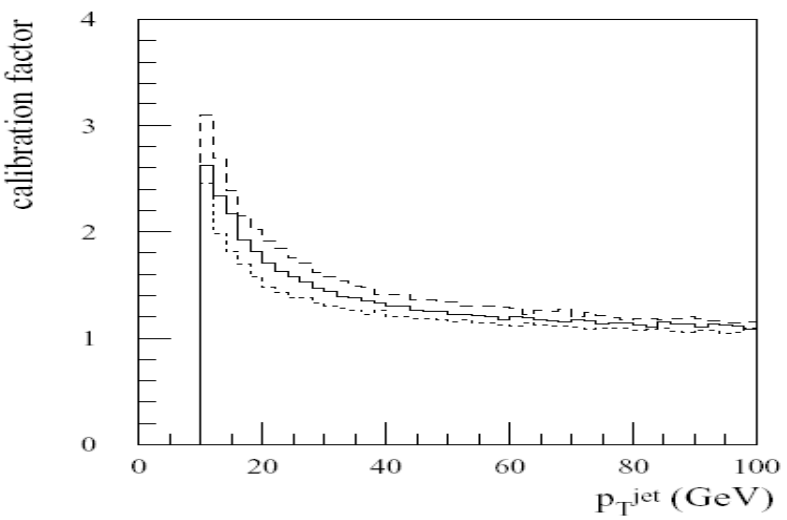


図 3.5: jet P_T の calibration

第4章　ttH → WW decay mode の解析

4.1　Event Selection & Criteria

ここに挙げる cut は detector の測定領域に拠るものや基本的な topology と kinematics の要求である。また、background で特に多い $t\bar{t}$ を落とすことを目的とした、2-lepton mode と 3-lepton mode 共通の event selection でもある。以下に ttHWW signal の Feynmann diagram をもう一度載せておく。

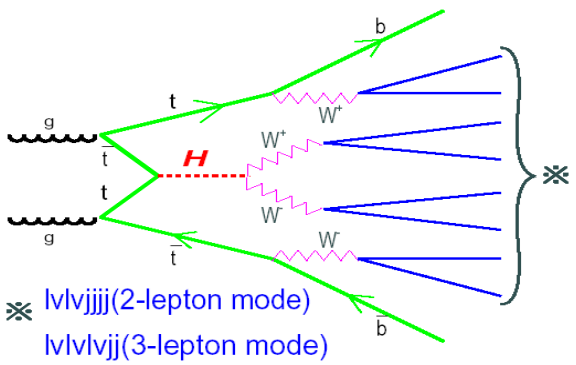


図 4.1: ttHWW の Feynmann diagram

4.1.1　Lepton Selection

先ず lepton を要求する。lepton の reconstruction efficiency は

$$\epsilon_l = 0.9$$

とした。ATLFAST には lepton の reconstruction efficiency の効果は入れていないので得られた最終結果に、2-lepton mode ならば 0.9^2 を、3-lepton mode ならば 0.9^3 をかけることで対応した。

以下の表に、lepton の P_T、η の kinematical な criteria と lepton の数や charge sum といった topological な criteria をまとめた。

	2-lepton mode	3-lepton mode
kinematical cut	electron : $P_T \geq 25$GeV , $\lvert\eta\rvert \leq 2.5$	electron : $P_T \geq 25$GeV , $\lvert\eta\rvert \leq 2.5$
	muon : $P_T \geq 15$GeV , $\lvert\eta\rvert \leq 2.5$	muon : $P_T \geq 15$GeV , $\lvert\eta\rvert \leq 2.5$
topological cut	lepton が丁度２本	lepton が丁度３本
charge criteria	same charge	sum of charge $= \pm 1$

ここで課している same charge は、主に $t\bar{t}$ back ground をおとすことが目的の criteria である。$t\bar{t}$ background は

$$t \cdot \bar{t} \rightarrow W^+ b \cdot W^- \bar{b} \rightarrow l^+ \nu b \cdot l^- \bar{\nu} \bar{b}$$

と decay するので、要求された 2 つの lepton は必ず opposite charge になる。この criteria で $t\bar{t}$ は約 1000 分の 1 程度に落とすことができるが、signal に比べるとまだまだイベント数が多い。原理的には $t\bar{t}$ は残らないはずだが、まだ残っているのは b-hadron からの lepton を完全に取り除くことができないためだ。もともと $t\bar{t}$ のイベント数が多いため、b-hadron からの lepton を間違えて拾ってきてしまうイベント数が無視できなくなる。lepton を 3 つ要求すれば 3 つ目は b-hadron からの lepton を拾ってくるので、3-lepton mode で $t\bar{t}$ が残る主な原因はこの b-hadron からの lepton を完全に取り除くことができないことによる。

4.1.2 Lepton Configuration

Lepton Isolation Criteria

b-hadron が崩壊して生成された lepton を落とすために、「lepton が isolate している」という criteria を見直す必要がある。isolation は ATLFAST で既に要求されているが、また別の isolation criteria を付け加えた。その定義とは、

isolation criteria ： lepton の周囲 $\Delta R \leq 0.2$ の cone の中に $P_T \geq 3$GeV の charged track が存在しない

図で説明すると図 4.2 のようになる。lepton の周囲 $\Delta R \leq 0.2$ の cone の中に $Pt \geq 3$GeV の charged track が存在すれば、この lepton は b-jet からの semi-lepton である可能性が高いので要求する lepton の本数には入れない、とする。

isolation の定義において charged track として、同じ proton-proton が衝突したイベント内の track し

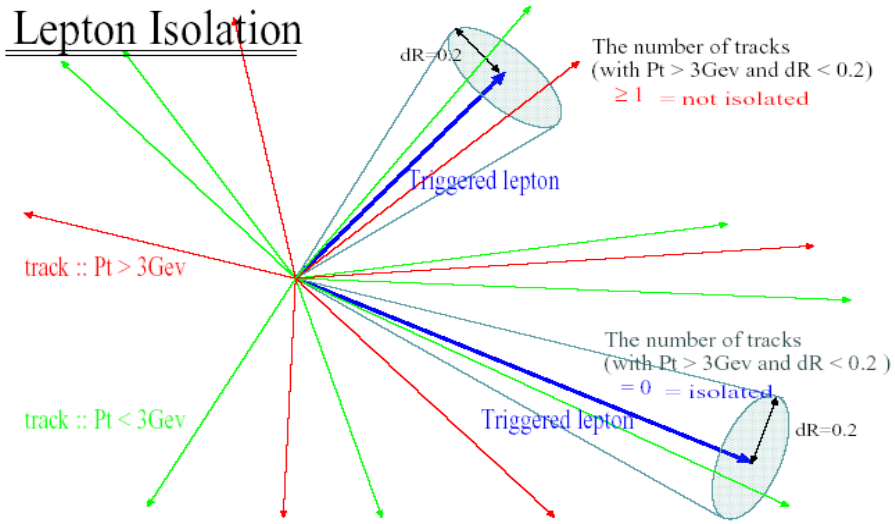


図 4.2: Lepton Isolation

か考慮に入れていない。しかし、実際には signal でも B.G. でもそのイベントと同時に、他の場所で違う proton 同士が inelastic に衝突するイベントも起きている。これを minimum bias という。

図 4.3 のように 1bunch collision あたりに、high P_T を持った signal や background のイベントの他に low P_T のビーム軸方向に沿って出やすい minimum bias イベントが 2 ~ 3 発生じている。これは low luminosity の場合であり high luminosity になるとこの 10 倍の proton 密度であるので minimum bias も約 23/collision と増える。Isolation を要求する時に、この minimum bias によって生じた charged track も考慮に入れなくてはならない。

この minimum bias 1 イベントによって生じた charged track がどのように分布しているのかが [8]、以

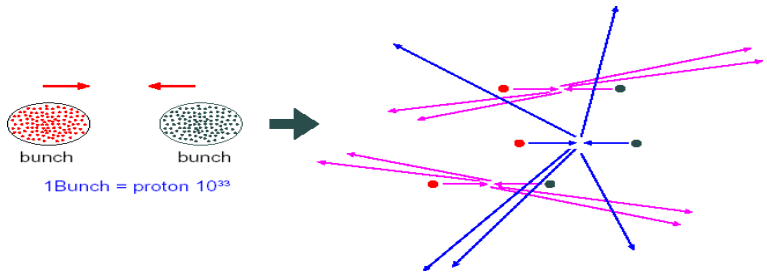


図 4.3: minimum bias

下のグラフである。
minimum bias は inelastic な衝突なので high P_T を持ったイベントではない。従って、η に対する track

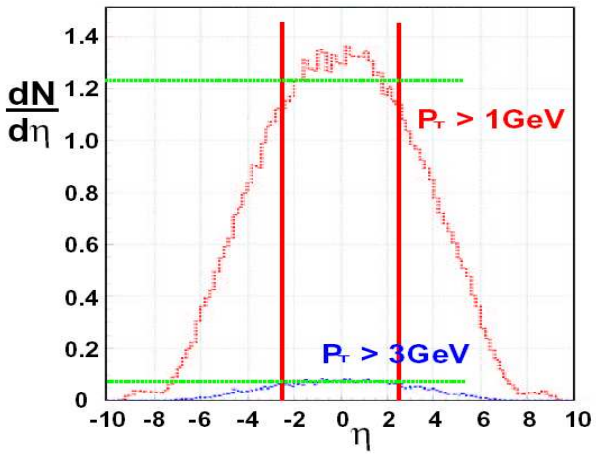


図 4.4: minimum bias の charged track 数の η に対する分布

の数の分布は P_T の threshold をあげると劇的に少なくなる (図 4.4 参照)。
この結果より cone(ΔR=0.2) の中に charged track が入ってくる平均的な本数 N_{track}、そして minimum bias track によって isolation criteria を満たせなくなる確率 P_{noiso} は、ϕ 方向の分布は一様に分布していることや上の分布は 1even 分の minimum bias であることを考慮すると、low luminosity で minimum bias イベントは 2.3[イベント/bunch cross] より、

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d\eta d\phi} &= \frac{1}{3.14}\frac{dN}{d\eta} \\ N_{track} &= 2.3 \times 0.2 \times 0.2 \times \pi \times \frac{dN}{d\eta d\phi} \\ P_{noiso} &= 1 - \exp^{-N_{track}} \end{aligned}$$

で計算される。確率は数が非常に小さいのでポアッソン分布と仮定して計算した。track の P_T の値と low/high luminosity によってこの確率がどれだけ変化するのかを以下の表 4.1 にまとめた。
またこの結果イベントが落とされてしまう確率は、

$$\begin{aligned} P_{track} &= 1 - (1 - P_{noiso})^2 \quad for\ 2\ lepton\ mode \\ P_{track} &= 1 - (1 - P_{noiso})^3 \quad for\ 3\ lepton\ mode \end{aligned}$$

で計算でき、high luminosity の時

表 4.1: minimum bias track の P_T と lepton の近く (ΔR <0.2) にある確率

	$P_T \geq$ 1GeV	$P_T \geq$ 1.5GeV	$P_T \geq$ 3GeV	$P_T \geq$ 4.5GeV
$\frac{dN}{d\eta d\phi}$	0.67	0.17	0.025	0.0055
P_{noiso} at low lumi.	5.5%	2.1%	0.32%	0.07%
P_{noiso} at high lumi.	44%	11.3%	3.1%	0.69%

表 4.2: track の P_T と minimum bias track により落とされるイベントの割合

	$P_T \geq$ 1GeV	$P_T \geq$ 3GeV
2-lepton mode イベントの落とされる確率		
low luminosity 時	11%	0.6%
high luminosity 時	69%	6.1%
3-lepton mode イベントの落とされる確率		
low luminosity 時	16%	1.0%
high luminosity 時	82%	9.0%

となる。P_T >1GeV では、minimum bias の charged track が多すぎて cone の中にかなりの確率で紛れ込んでしまい、結果 Isolation の条件を要求すると Low luminosity の時 2-lepton mode で 11%のイベントを cut してしまうことになる。Hihg luminosity の時は更に多くのイベントを落としてしまう。

一方、Pt >3GeV だと、Low luminosity はもちろんのこと、Hihg luminosity でも落としてしまうイベントはせいぜい 9%であり、十分受け入れられる数字である。従ってこの解析において 3GeV という値を使った。

Impact parameter

以上の Isolation の要求をクリアする b-hadron からの lepton はまだ残っている。それらを cut するために、次に Impact parameter の要求をする。

B-meson は寿命が長いため、崩壊して fragmentation を起こし b-jet になるまで、いくらかビームの collision point から走る (300 ~ 500[μm])。そのため、b-hadron からの lepton の impact parameter は、W-boson の decay で発生した lepton に比べて長い方に tail を引いているはずである。図 4.5 の塗りつぶされているヒストグラムが Higgs signal イベントにおいて W-boson からの decay でできた lepton の impact parameter であり、塗りつぶされていない方が $t\bar{t}$ background において親が W-boson ではない lepton の impact parameter をプロットしたものである。また比較が分かりやすいように、Higgs signal と $t\bar{t}$ background の数同じになるように normalize してある。

このプロットから impact parameter の criteria は

Impact parameter cut ： lepton の impact parameter $\leq 50[\mu m]$

とした。

Third lepton veto

2-lepton mode の場合についてのみ、3 本目の lepton がないことを要求している。これは 3-lepton mode からの mixture を防ぐためである。2 つの mode が混ざり合ってしまうと、そこで systematic error が発

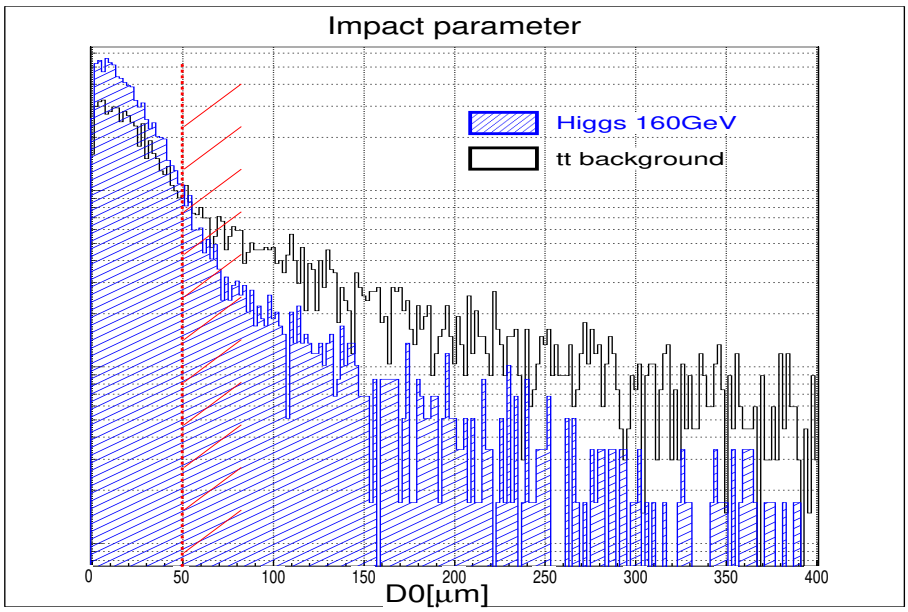
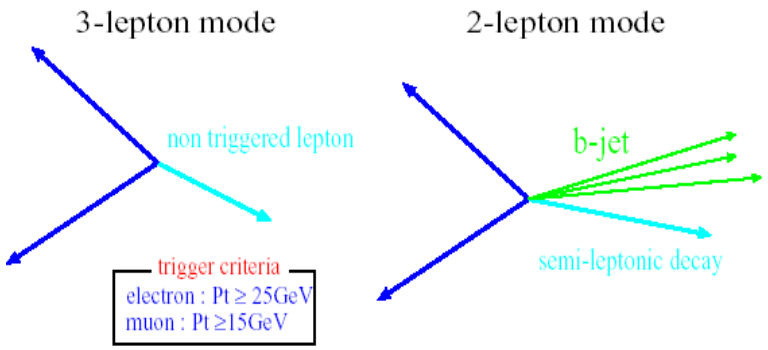


図 4.5: Impact parameter



3-lepton mode を 2-lepton mode と間違える場合 (左図) と
2-lepton mode を落としてしまう場合 (右図)

図 4.6: Third lepton veto

生してしまい、目的である Yukawa coupling の測定精度が悪化してしまう。3-lepton mode の mixture として、3 本目の lepton の Pt が、たまたま trigger 条件を満たしていなかった場合が考えられる (図 4.6 の左図)。そこで、3 本目の lepton を探す時、Pt の threshold を少し下げる。

また、3 本目の lepton に対しても、isolation の要求をする。これは、もし isolation を要求しなかったら、本当は 2-lepton mode のイベントであっても、3 本目の lepton として Pt$\geq$10GeV の semi-lepton があったら、そのイベントが捨てられてしまうからだ。(図 4.6 の右図)

Third lepton veto： trigger した lepton 以外に、$P_T \geq$10GeV の isolate した lepton が存在しない

4.1.3 Jet Selection

jet の selection criteria は以下に示すとおりである。ただし、b-jet の tag-efficiency は

$$\epsilon_B = 0.6$$

としてある。

kinematical cut	jet : $P_T \geq$15Gev , $\eta \leq$5.0
topological cut	light-quark jet が 4 本以上ある (2-lepton mode)、2 本以上ある (3-lepton mode)
	b-jet が丁度 2 本存在する
	hadronic τ-jet がない

P_Tやη の criteria は基本的な jet の ID のための条件であり、ttHWW の特徴的な topology を要求しているわけではない。一方 b-jet が丁度 2 本存在することはここで解析する ttHWW の特徴であり、他の B.G. を落とすためにも”丁度”2 本でなくてはならない。

また τ の hadronic decay による τ-jet が存在しないという criteria で W-boson の leptonic decay で$\rightarrow \tau\ \nu_\tau$ となるイベントを落とす。

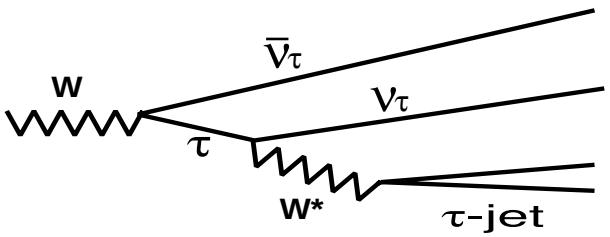


図 4.7: W の τ への decay

これは後で jet から W-boson を 2 組 reconstruct する時に、もし W-boson が $\tau\ \nu_\tau$ に decay していたら jet から reconstruct できないからである。

以上の criteria で $t\bar{t}$ background をほとんど落とすことができる。そして次に問題になってくる background は $t\bar{t}Z$ と $t\bar{t}W$・$t\bar{t}Wq$ である。これらの B.G. は解析の mode によって落とし方が異なるので、ここから 2-lepton mode と 3-lepton mode に分けて解析を進めた。

4.2 2-lepton mode の解析

4.2.1 Z mass window cut

3rd lepton veto で「P_T が 10GeV 以上で isolate している」という条件の下で 3 つ目の lepton を探し、もしこの条件を満たす lepton が一つ以上あればそのイベントを捨てていた。従って isolate の条件は課さなければまだ 3 つ目の lepton は存在している。例えば Z-boson から decay した lepton の片方がたまたま jet の近くに飛んで行き、isolate の条件を満たせなかったイベントはそう少なくもないはずである (図 4.8 参照)。

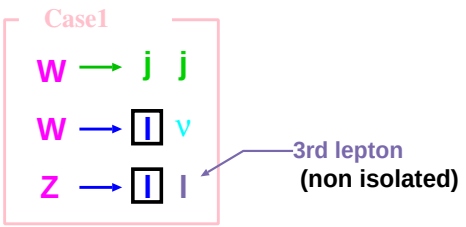


図 4.8: 残った $t\bar{t}Z$ のイベント topology(2-lepton mode)

そこで $t\bar{t}Z$ background を落とすために、isolate の条件は要求しないで 3 つ目の lepton を探し出し、それを含めた 3 つの lepton から可能な same flavour・opposite charge の lepton pair から不変質量を組、その中から最も Z mass に近いものをプロットした (図 4.9)。

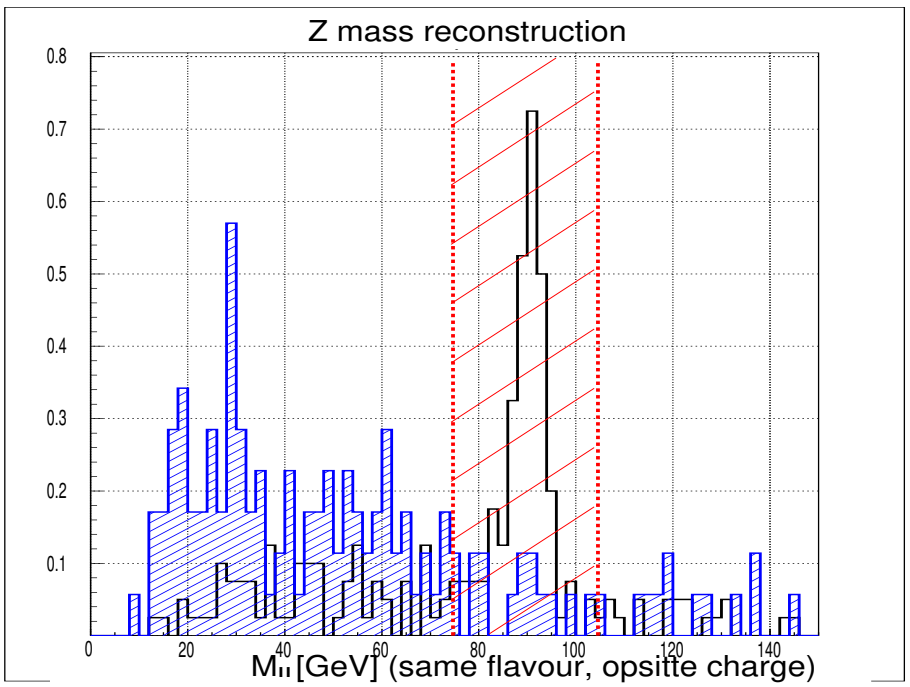


図 4.9: Z mass window cut(2-lepton mode)

塗りつぶしてあるヒストグラムが 160GeV の Higgs、白抜きのヒストグラムが $t\bar{t}Z$ を示している。全体は 30$[fb^{-1}]$ に normalize してある。$t\bar{t}Z$ B.G. は Z mass のところに鋭いピークが見える。従って mass window を $M_Z \pm 15GeV$ としてその範囲内 (点線で挟まれた領域) のイベントを排除した。

4.2.2 W mass window cut

次に $t\bar{t}$W B.G. を落とすために 2 つの W-boson の不変質量を組む。

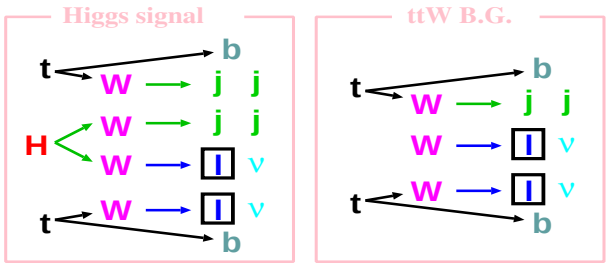


図 4.10: 残った $t\bar{t}$W のイベント topology(2-lepton mode)

signal ならば、2 つの W-boson が必ず hadronic decay して 4 つの light-quark jet になる。しかし、$t\bar{t}$W は hadronic decay する W-boson は 1 つだけである (図 4.10 参照)。この違いを利用する。

まず signal と B.G. の両方にある t → Wb → jjb の W-boson と top を reconstruct する。4 本の light-quark jet と 2 本の b-jet から可能な jjb の組み合わせ全てに対して、

$$\chi^2 = \frac{(M_{jjb} - M_t)^2}{\sigma_{jjb}^2} + \frac{(M_{jj} - M_W)^2}{\sigma_{jj}^2} \tag{4.1}$$

$\sigma_{jjb} = 13.4\mathrm{GeV}$ ：top mass を組んだ時の分散
$\sigma_{jj} = 10.7\mathrm{GeV}$ ：W mass を組んだ時の分散

を計算し、χ^2 が最小になる jjb の組を選んだ。その W-boson と top-quark の不変質量をプロットしたのが図 4.11 である。

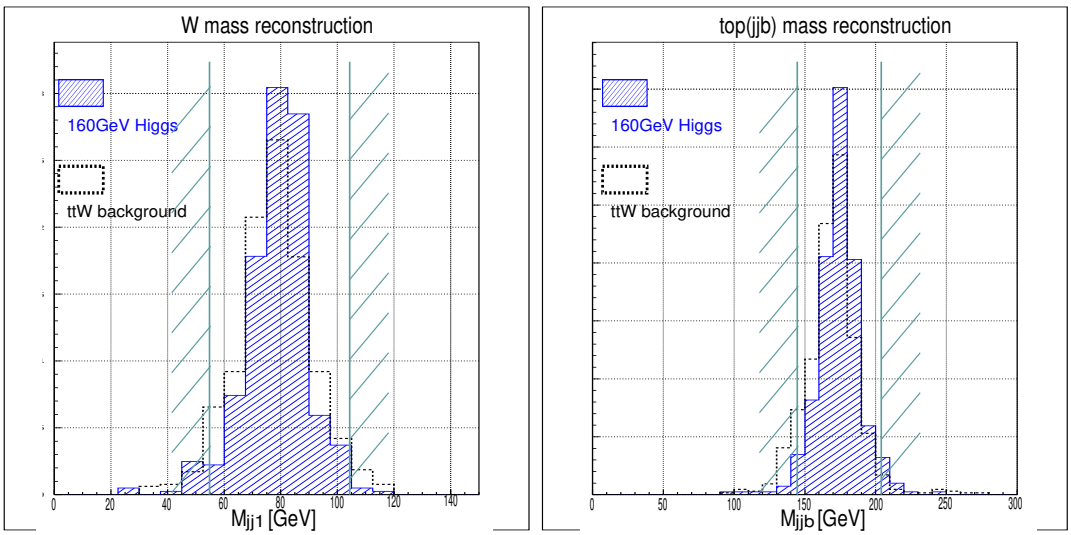


図 4.11: W と top mass window cut

ここで W-boson を top-quark が組めたことを保証するために mass window を $M_Z \pm 25GeV$ ・$M_{top} \pm 30GeV$ としてその範囲外を cut した。

続いて残りの light-quark jet の pair から不変質量を組む。あらゆる組から W mass に最も近い jj の不

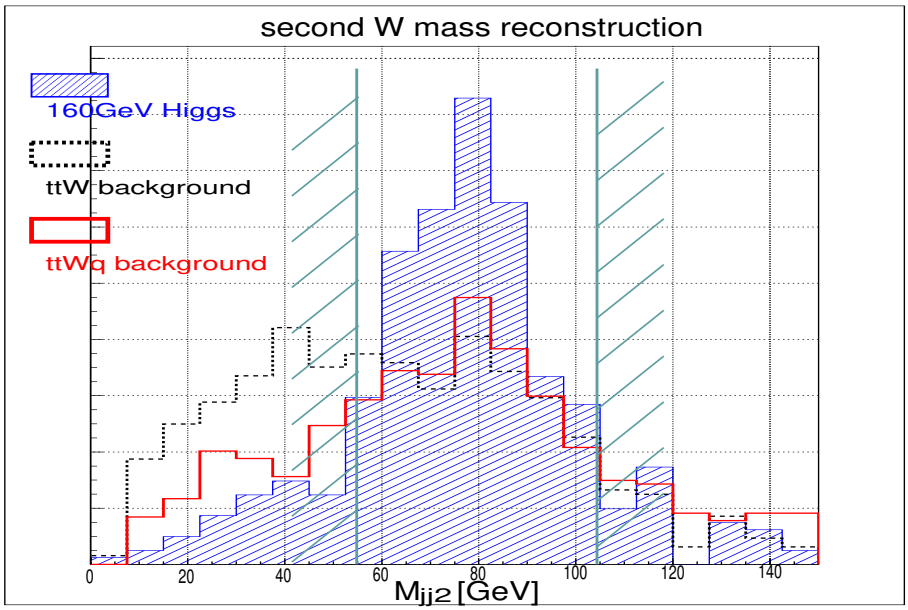


図 4.12: second W mass window cut

変質量をプロットしたのが下の図 4.12 である。

$t\bar{t}$W のヒストグラムは不変質量が低い方へ偏っているのが分かる。W mass になるように作為的に jj の pair を探し出すのだが、とは言え残りの jet は ISR や FSR による QCD-jet であるため W mass になるだけの high energy を持った jet がなかなかないからである。

$t\bar{t}$Wq は一つ jet が余計にある分 W mass に及ばない pair が減り、W mass 付近にピークらしきものが見える。しかしそれは作為的なものでありピークとは言えず、全く関係のない jet pair であるために W-boson mass の再現が難しく signal に比べてより broad な形になる。

mass window は、

- signal においても、始めの不変質量を組む際本来の top 由来の jjb pair よりも W mass や top mass に近くなってしまった miss combination があるため、2 つ目の W を組む時に上手く組めず分布が broad になってしまう
- Higgs 粒子の質量が 150GeV 以下になると、片方の W が off-shell になるので 2 つ目の W の不変質量の分布が broad になってしまう

の理由から $M_W \pm 25$GeV にした。

4.3 3-lepton mode の解析

4.3.1 Z mass window cut

先ず $t\bar{t}$Z B.G. を落とす。3-lepton mode の場合、$t\bar{t}$Z の Z が lepton pair に崩壊する (図 4.13 参照)。この解析では、更に Z-boson が lepton pair に崩壊したものの一方は最初の selection で見落とされた場合 (図 4.13 の Case2) も考慮に入れた。すなわち、選択された 3 つの lepton の他に isolation や impact parameter の条件を要求しないで lepton を探し、その中からもっとも P_T の高い lepton を 4 番目の lepton として加えた。この 4 つの lepton から same flavour,opposite charge の pair を作りその不変質量が最も Z mass に近かったものをプロットしたものが図 4.14 である。
当然 $t\bar{t}$Z B.G. は M_Z にピークを持つが、signal は無相関な lepton であるためピークは作らず平らな分

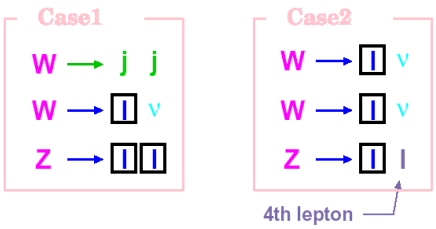


図 4.13: 残った $t\bar{t}$Z のイベント topology(3-lepton mode)

図 4.14: Z mass window cut(3-lepton mode)

布を示すので、Zmass±15GeV の window で cut した。この cut で $t\bar{t}$Z が大幅に落とされているのが分かる。

4.3.2 W mass window cut

続いて $t\bar{t}$W を落とすために W-boson の mass を組む。図 4.15 を見て分かるように、$t\bar{t}$W は hadronic

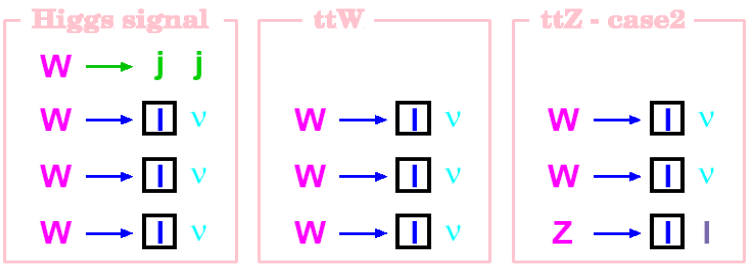


図 4.15: 残った $t\bar{t}$W と $t\bar{t}$Z のイベント topology(3-lepton mode)

decay する W-boson は一つもないはずである。また $t\bar{t}$Z の case2 の崩壊の仕方においても hadronic decay する W-boson が無い。従って、2 本以上要求した light-quark jet の中から W-boson の mass に一番近い組み合わせを選ぶことで、その分布に差が見られるはずである。そのプロットが図 4.16 である。mass window は M_W±15GeV とした。

Higgs signal は予想通り W mass のあたりにピークがあり W の不変質量が組めていることが分かる (図 4.16 の左上)。

$t\bar{t}$Z も少々W mass 付近にまで分布しているが、これは図 4.13 の case1 が前の Z mass window cut で落ちなかったイベントからの寄与であると思われる。

$t\bar{t}$W は W mass のあたりが最も多く分布しているが、不変質量の低い領域まで分布している。このような分布は組まれた jet pair が無相関であるにも関わらず作為的に W mass に近くなるようにした時の特徴である。

$t\bar{t}$Wq は $t\bar{t}$W に比べて W mass 付近によりはっきりした山がある。$t\bar{t}$W より jet の本数が多いため確率的に W mass に近い jet pair が高くなるためである。

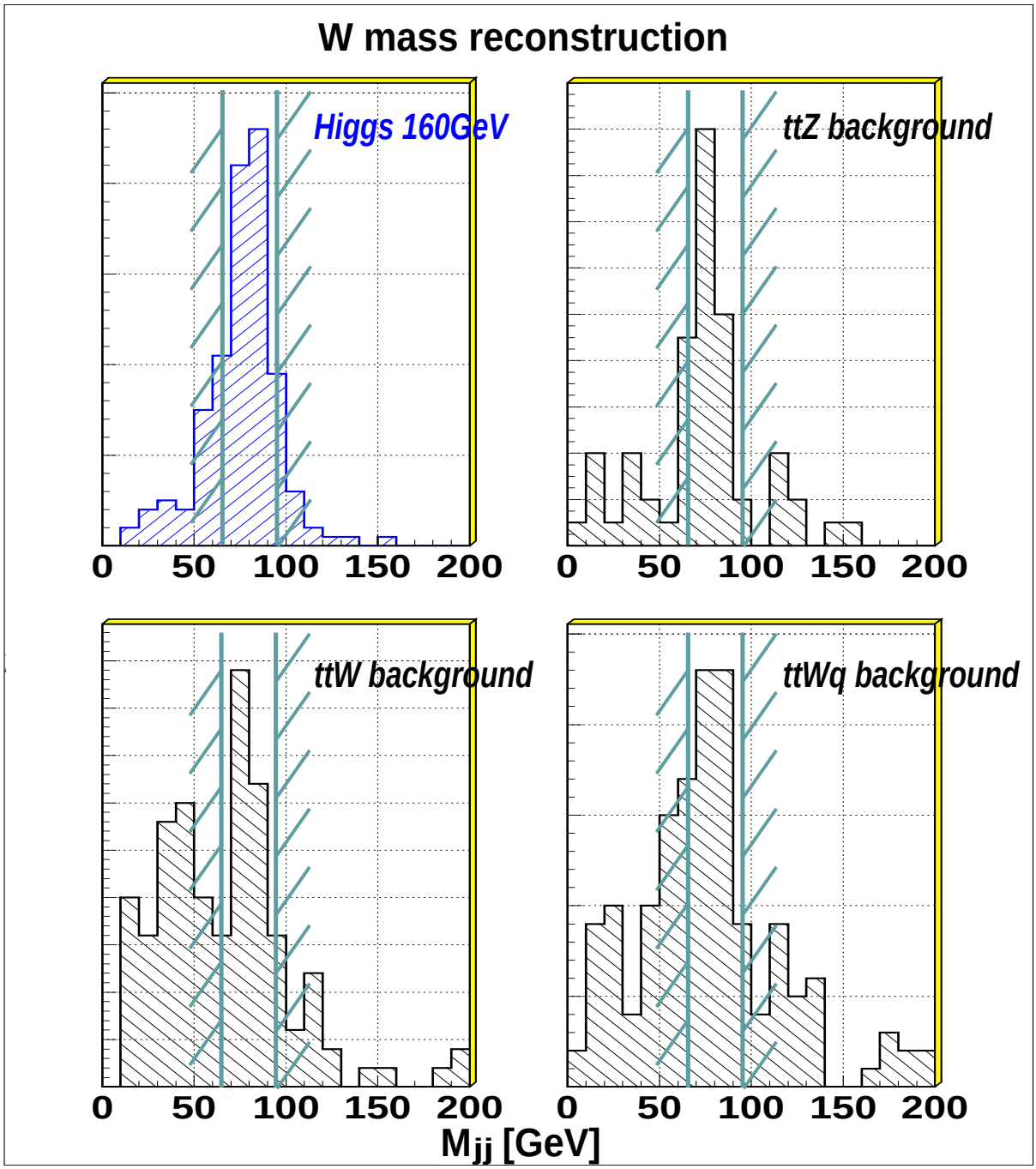


図 4.16: W mass window cut

4.4 Conclusion of Significance

2-lepton mode と 3-lepton mode の結果を以下の表にまとめた。数は $30[fb^{-1}]$ に normalize した時の値である。

<results of 2-lepton mode >

	130GeV	140GeV	150GeV	160GeV	170GeV	180GeV
same charge	89	119	131	143	130	107
3ed lepton veto	89	119	131	143	129	107
Impact parameter	76	101	114	123	112	92
Jet selection	54	74	84	91	85	70
2 b-jets	11	16	20	22	20	17
Mz mass cut	10	14	17	18	17	14
$M_W and M_t$ mass cut	9	13	15	17	15	13
second M_W mass cut	6.1	8.7	10.5	12.6	11.1	9.3
$S/\sqrt{B}$	1.9	2.8	3.3	4.0	3.5	2.9
RatioN_s/N_b	0.6	0.9	1.0	1.2	1.1	0.9

	$t\bar{t}$	$t\bar{t}$W	$t\bar{t}$Z	$t\bar{t}$WW	$t\bar{t}$Wq	total
same charge	1126	233	72	8.4	159	
3ed lepton veto	1126	233	72	8.4	159	
Impact parameter	529	194	58	6.9	132	
Jet selection	185	70	28	5.2	81	
2 b-jets	4.2	10	4.2	1.0	16	
Mz mass cut	4.2	8.2	1.0	0.5	11	
$M_W and M_t$ mass cut	3.0	6.9	0.7	0.5	9.5	
second M_W mass cut	1.5	3.3	0.4	0.3	4.7	10.1

<results of 3-lepton mode >

	130GeV	140GeV	150GeV	160GeV	170GeV	180GeV
same charge	29	41	47	54	50	43
Impact parameter	23	33	37	44	40	34
Jet selection	19	28	32	37	35	29
2 b-jets	4.8	6.0	7.8	8.5	8.7	6.8
Mz mass cut	4.0	4.7	6.5	7.1	6.8	5.0
Mw mass cut	2.4	3.2	4.0	4.9	4.6	3.4
$S/\sqrt{B}$	1.5	2.0	2.5	3.1	2.8	2.1
RatioN_s/N_b	0.9	1.2	1.5	1.9	1.8	1.3

	$t\bar{t}$	$t\bar{t}$W	$t\bar{t}$Z	$t\bar{t}$WW	$t\bar{t}$Wq	total
same charge	242	42	143	3.2	28	
Impact parameter	105	33	116	2.4	22	
Jet selection	42	16	96	2.1	17	
2 b-jets	0.5	1.9	22	0.5	2.7	
Mz mass cut	0.5	1.5	1.1	0.4	2.1	
Mw mass cut	0.3	0.5	0.6	0.4	0.8	2.6

<Combined results >

	130GeV	140GeV	150GeV	160GeV	170GeV	180GeV	total B.G.
イベント数	8.5	11.9	14.5	17.5	15.6	12.6	12.7
$S/\sqrt{B}$	2.4	3.3	4.1	4.9	4.4	3.6	
Ratio N_s/N_b	0.67	0.94	1.14	1.38	1.23	0.99	

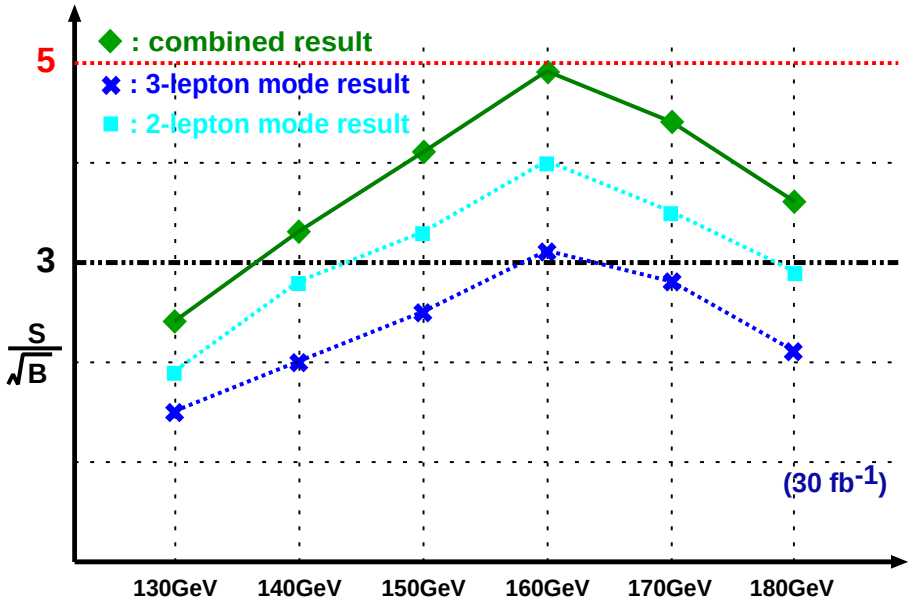


図 4.17: Significance vs Higgs 粒子の質量

残ったイベント数は少ないが、significance はガウス分布を仮定して $\frac{N_S}{\sqrt{N_B}}$ で計算した。結果は、Higgs 粒子の質量が 160GeV の時最高で 4.9 であり発見の境界である 5σ を越えることができなかったので発見能力それ程高くない。ただ Higgs 粒子の質量が低い領域でも significance はあまり落ちず 140GeV で 3 以上であった。significance が 5σ を越えなかったのは残念だが、background において $t\bar{t}$Wq と $t\bar{t}$W との overlap があるので、total B.G. の数は over estimate であることをもう一度付け加えておく。

4.5 Statistic error of Yukawa coupling

statistic error(統計誤差) は、イベント数が十分ありガウス分布が仮定できるならば、

$$\frac{\sqrt{N_S + N_B}}{N_S} \tag{4.2}$$

と計算される (次章参照)。今、残っているイベント数は 20 前後なので、この式を使って各 Higgs 粒子の質量での statistic error を計算すると、

<Statistic error of 2-lepton mode >

	130GeV	140GeV	150GeV	160GeV	170GeV	180GeV
Statistic error	54%	42%	36%	31%	34%	40%

<Statistic error of 3-lepton mode >

	130GeV	140GeV	150GeV	160GeV	170GeV	180GeV
Statistic error	87.6%	72.3%	61.4%	52.7%	55.5%	69.4%

<Statistic error of Combined results >

	130GeV	140GeV	150GeV	160GeV	170GeV	180GeV
Statistic error	51%	38%	34%	30%	34%	40%

次章で説明するが、これは ttH の cross-section の error であり、Yukawa coupling の error はこの半分である。

$$\frac{\Delta Y_t}{Y_t} = \frac{1}{2}\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \tag{4.3}$$

第5章　Systematic error

5.1　Systematic error について

これまで、様々な selection や cut を施してきたが、最終的な目的は coupling の測定精度を上げることである。では、その精度がどのようにして決まっていくのか見て行く。まず、coupling を測定するには cross-section を測定しなくてはならない。そして cross-section と coupling の関係式

$$\sigma(t\bar{t} \to WW) \propto Y_t^2 g_W^2$$

より、coupling の不定性は cross section の不定性から計算できる。coupling として Higgs 粒子と W-boson との結合定数 g_W^2 も未知数であるが、これは標準理論での Higgs 粒子の decay branch を仮定してしまう。すると coupling の不定性は

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = 2\frac{\Delta Y_t}{Y_t} \qquad \therefore \frac{\Delta Y_t}{Y_t} = \frac{1}{2}\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \tag{5.1}$$

つまり、coupling の不定性は cross-section の不定性の半分となる。

次に cross section の不定性は実験的にどのように計算されるのかを述べる。今以下の各イベント数の内 2 つが分かっているものとする。

event selection 後の signal の数 ： N_S

event selection 後の backgrounds の数 ： N_B

event selection 後の signal+backgrounds の数： N_{S+B}

例えば、実際実験で測定可能な値は N_{S+B} のみであるが、N_B として、シミュレーションから予想される$<N_B>$を使うことにする。

しかし今は実験データではなく、Monte-Carlo で発生させた sample なので N_S と N_B が分かっている。従って、本来実験データから計算される不定性(N_{S+B} と N_B で表される)を、N_S と N_B で表して不定性を計算するのが目的である。

$$N_S = \epsilon_S \sigma L \qquad \therefore \sigma = \frac{N_S}{\epsilon_S L}$$

$$L : luminosity \quad \epsilon_S : signal\ の\ efficiency$$

今 cross section と N_S が、上のような関係になっているのでここから不定性を計算すると、

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta N_S}{N_S} \oplus \frac{\Delta\epsilon_S}{\epsilon_S} \oplus \frac{\Delta L}{L} \tag{5.2}$$

$$\sim \frac{\Delta N_S}{N_S} \oplus \frac{\Delta\epsilon_S}{\epsilon_S} \tag{5.3}$$

luminosity の不定性は今は無視した。(大体 $2\% \sim 5\%$) N_S を N_{S+B} と N_B で表し、更に N_S と N_B で書き直すと、

$$\begin{aligned} N_S = \quad N_{S+B} - N_B \quad &= \quad (N_S + N_B) - N_B \\ \Delta N_S = \Delta N_{S+B} \oplus \Delta N_{B_{sys}} \quad &= \quad \Delta(N_S + N_B) \oplus \Delta N_{B_{sys}} \\ &= \quad \sqrt{N_S + N_B} \oplus \Delta N_{B_{sys}} \end{aligned}$$

となる。ここで、$\Delta N_{B_{sys}}$ は systematic error を表し、statistic error $\Delta N_{B_{sta}}$ は、無視できるほど十分な B.G. の sample が Monte-Carlo で生成されたと仮定して省いた。これを上の式 (5.3) に当てはめると

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta N_{S+B}}{N_{S+B}-N_B} \oplus \frac{\Delta N_B}{N_{S+B}-N_B} \oplus \frac{\Delta\epsilon_S}{\epsilon_S} = \frac{\sqrt{N_S+N_B}}{N_S} \oplus \frac{\Delta N_{B_{sys}}}{N_S} \oplus \frac{\Delta N_{S_{sys}}}{N_S} \tag{5.4}$$

$$= \frac{\sqrt{N_S+N_B+\Delta N_{S_{sys}}^2+\Delta N_{B_{sys}}^2}}{N_S} \tag{5.5}$$

ここで systematic error に関して以下の関係式を立てて使った。

$$\Delta N_{S_{sys}} = \Delta\epsilon_S \cdot L\sigma$$
$$\therefore \frac{\Delta\epsilon_S}{\epsilon_S} = \frac{\Delta N_{S_{sys}}}{N_S}$$

これを用いると、不定性は次のような表現もできる。

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sqrt{N_S+N_B}}{N_S} \oplus \frac{N_B}{N_S}\frac{\Delta\epsilon_B}{\epsilon_B} \oplus \frac{\Delta\epsilon_S}{\epsilon_S} \tag{5.6}$$

この式から、不定性を小さくする (精度を上げる) には、significance $\frac{N_S}{\sqrt{N_B}}$ を良くすることよりも、S/N 比 $\frac{N_S}{N_B}$ を上げることが大切であることが分かる。

Statistic error を小さくする ($\Leftrightarrow$ significance $\frac{N_S}{\sqrt{N_B}}$ を大きくする) ことが先ず最初の目標であるが、より本格的に測定精度について研究するには、Systematic error (式 (5.4) の $\Delta N_{S_{sys}}$ や $\Delta N_{B_{sys}}$、式 (5.6) の $\Delta\epsilon_S$ や $\Delta\epsilon_B$) について掘り下げていく必要がある。

Systematic error は、シミュレーションデータが実際の実験データを完全に再現していないために生じる。本研究では表 5.1 に示した systematic error について調べた。

表 5.1: systematic error の例

error の起源	systematic error
実験起源	(1)lepton の miss ID,(2)jet の energy scale, (3)b-jet の tagging efficiency
理論起源 (Q_{FAC})	(1)lepton の P_T,(2)ISR の本数,
理論起源 (Q_{REN})	(3)$t\bar{t}Z, t\bar{t}W$ の cross-section

シミュレーションの方で、例えば b-jet の tagging efficiency の値にある程度幅を持たせる必要があり、その影響を受けて解析での selection 後に残るイベント数に幅が出てくる。これが systematic error である。

本来ならば、full simulation で設定値を変化させて作ったサンプルをそれぞれ用意してそれぞれについて解析結果を比べれば良いのだが、それだけのマシンパワーと時間が無いため、selection に使う物理量の分布が平均的にどれだけ変化するのかを計算で出しその cut value を変化させる、という手法を取った。

5.2 実験起源の systematic error(1) : Lepton の miss ID

lepton を使った selection は基本的であり非常に重要な情報であるため、lepton 自体の ID が間違っていると大きな不定性になりかねない。Lepton の miss ID を調べる事は不定性の研究には非常に重要であるが、未だ full simulation を使った研究がない。従ってここでは具体的な不定性の値は出すことができないため、不定性になり得る (Miss ID する) 例を挙げると共に不定性の値を推測するにとどめる。

5.2.1 Electron の miss ID

electron の miss ID の例として、図 5.1 が考えられる。

(A) は、Inner detector の前に γ が 2e を非対称に対生成し片方の electron が γ の運動量をほとんど

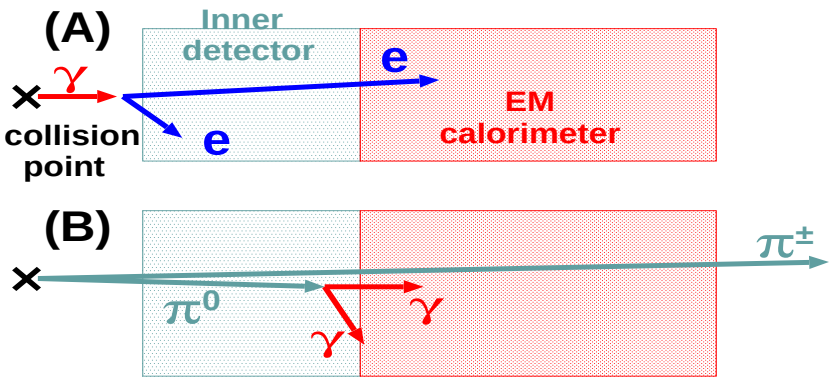


図 5.1: electron の miss ID の例

持っている場合である。しかし、Inner detector までは 4cm でありほとんど物質も無いので対生成が起こる割合は非常に少ないと思われる。

(B) は、$\pi^{\pm}$ と π^0 が近くにあり $\pi^{\pm}$ はそのまま通り過ぎていくが π^0 は 2-γ に非対称に崩壊する場合である。γ は電磁カロリメーターでのシャワーは細いが $\pi^{\pm}$ による deposit も近くにあるため太く見えてしまい electron と miss ID してしまう。

5.2.2 Muon の miss ID

muon の miss ID の例を図 5.2 に示す。

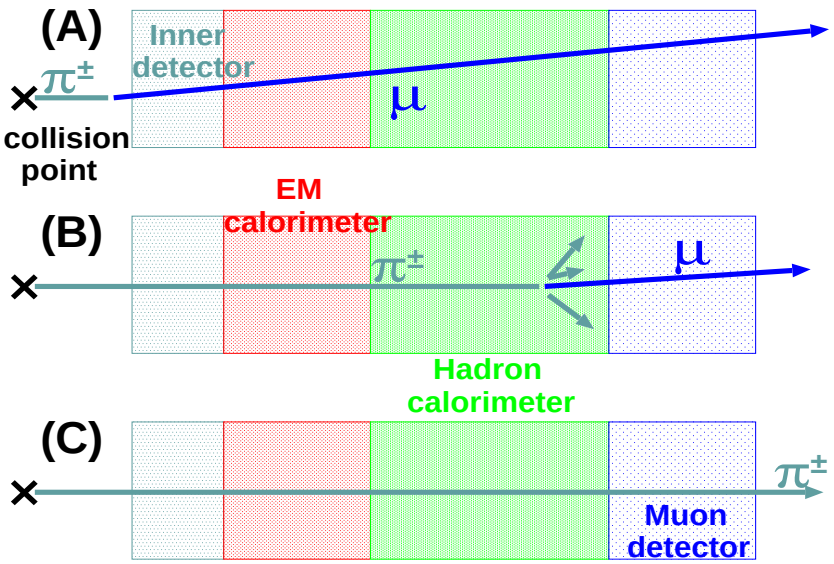


図 5.2: muon の miss ID の例

(A) は $\pi^{\pm}$ が Inner detector の前で崩壊してしまう場合である。例えば P_T が 10GeV である $\pi^{\pm}$ は平均寿命あたりに 600m も飛ぶので、4cm まで崩壊する $\pi^{\pm}$ は、

$$1 - \exp^{-\frac{4[cm]}{60000[cm]}} = 0.0067\%$$

と非常に少ないので無視できる。

(B) は、$\pi^{\pm}$ がハドロンカロリメーターでシャワーを起こす際にそのエネルギーのほとんどを 2 次的に発生した μ が持っていってしまった場合である。$\pi^{\pm}$ がカロリメーターで minimum ionize のみで、しかもシャワーらしき痕跡を残さずに μ に崩壊する確率は小さいと思われる。更に inner detector と Muon detector での track を比較することで μ を ID するアルゴリズムがあるため、このような miss ID は少ないだろう。ハドロンカロリメーターで $\pi^{\pm}$ がどのようにシャワーを起こすかを full simulation しないとはっきりしたことは言えない。

(C) 最後に $\pi^{\pm}$ がそのまま通り抜けてしまう場合である。このイベントが lepton の miss ID の中で一番多いものと思われる。条件としては $\pi^{\pm}$ が isolate してかつハドロンカロリメーターをパンチスルーすることである。$\pi^{\pm}$ に muon に対する isolation と同じ条件を要求したのが図 5.3 である。

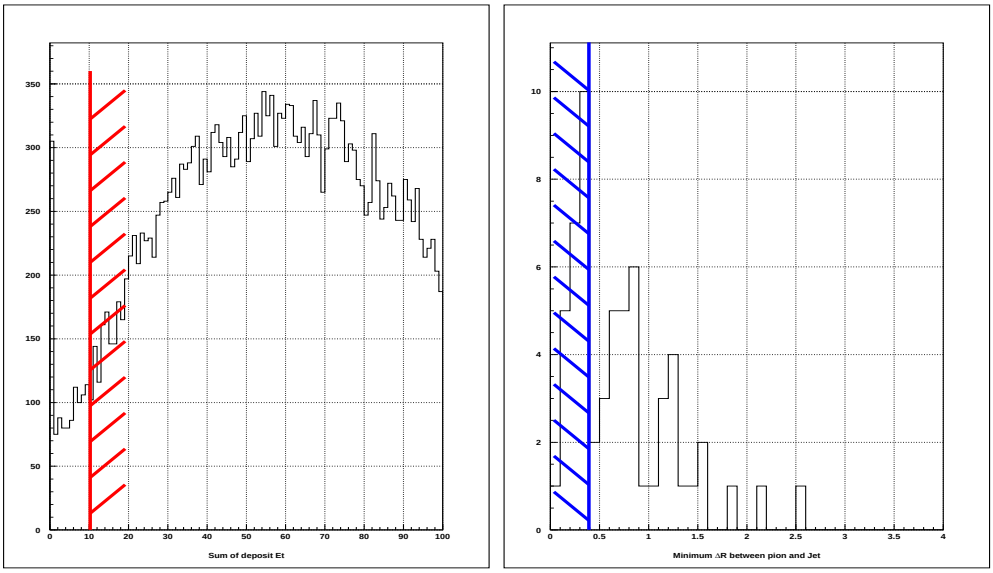


図 5.3: $\pi^{\pm}$ の isolation

図 5.3 の右図が $\pi^{\pm}$ の周り ΔR <0.2 の範囲のエネルギー deposit の和が 10GeV 以下であること、図 5.3 の左図が jet から ΔR >0.4 以上離れていること、を要求したプロットである。このほか基本的な P_T >15GeV・$|\eta| < 2.5$ の criteria も要求し、また 1-lepton を要求した結果 $t\bar{t}$ background の約 0.035%のイベントに isolate した $\pi^{\pm}$ が存在することが分かった。

これに、b-jet の tagging efficiency(=0.6) や lepton の ID efficiency(=0.9)、そして charge を考慮すると、isolate した $\pi^{\pm}$ が存在する確率そして cross-section は、

$$0.035 \times 0.6^2 \times 0.9 \times \frac{1}{2} = 0.00567\%$$
$$491[pb] \times 0.0000567 = 27.8[fb]$$

従って low lumi.3 年の $30[fb^{-1}]$ で、

$$27.8 \times 30 = 835[events]$$

もあることが計算される。

更にカロリメーターをパンチスルーする確率をかけなくてはならない。これは full simulation でないと分からないが、パンチスルーする確率 $=\epsilon_{punch}$ と muon の miss ID されるイベント数を表 5.2 にまとめると、ϵ_{punch} が 0.1%ならば問題ないことが分かる。

表 5.2: パンチスルーした $\pi^{\pm}$ を Muon と miss ID するイベント数 (for $30[fb^{-1}]$)

ϵ_{punch}	$\pi^{\pm}$ を Muon と miss ID するイベント数
0.1(10%)	83.5 events
0.01(1%)	8.35 events
0.001(0.1%)	0.835 events

5.3 実験起源の systematic error(2) : jet の energy scale

エネルギーを測定するのはカロリメーターである。電磁シャワーを起こさせ、イオン化された電荷の積分値がエネルギーに換算されるのだが、適切なエネルギーの値に換算されるように調整するのがキャリブレーションであり、energy scale という。

EM カロリメーターのキャリブレーションは、Z-boson が 2-electron に decay する process を用いて、2-electron の invariant mass が Z mass になるように調整される。この時の energy scale の error は 0.02%である [9]。この値から、EM カロリメーターで測定される粒子 (electron や photon) の energy scaling による P_T の不定性は非常に小さいことが分かるので無視する。

一方ハドロンカロリメーターのキャリブレーションは、γ-jet イベントでキャリブレーションする。γ-jet イベントは、γ と jet が正反対に出るため γ のエネルギーが分かれば jet のエネルギーも分かる。γ は電磁カロリメーターで測定され電磁カロリメーターはキャリブレーション済みであるため、この測定結果を使ってハドロンカロリメーターのキャリブレーションを行うことができる。

しかしハドロンカロリメーターの energy scale は、電磁カロリメーターに比べて悪くその error は 1%になると見積もられている [9]。そこで、jet の P_T cut value を $\pm 1\%$ずらして解析を行った。また、jet の P_T の scale が 1%ずれたことで jet を使った W-boson の invariant mass や top の invariant mass の scale もずれる事を考慮しなくてはならない。jet の P_T と invariant mass が無相関ならば invariant mass の scale の error は

$$E_W = E_{jet1} + E_{jet2} \qquad error = \frac{1\%}{\sqrt{2}}$$

$$E_{top} = E_{jet1} + E_{jet2} + E_{b-jet} \qquad error = \frac{1\%}{\sqrt{3}}$$

であるが、不定性を大きくとるために相関があるとして、mass window の cut も同時に $\pm 1\%$ずらして解析した。

$$error_{M_{top}} = error_{M_W} = 1\%$$

その結果以下の表 5.3 のようになった。

2-lepton mode では 1%にも満たない不定性であった。3-lepton mode の方は不定性の値が変動的であるが、それは 3-lepton mode の残ったイベント数が少ないためであり統計的なふらつきである。それでも 3-lepton mode での不定性は 3%未満であり両 mode をあわせると、まったく問題ない不定性である。

表 5.3: jet の energy scale による cross-section の不定性

Higgs 粒子の質量	130GeV	140GeV	150GeV	160GeV	170GeV	180GeV	B.G.
$\frac{\Delta N}{N}(2lmode)$	0.2%	0.2%	0.4%	0.9%	0.7%	0.5%	0.6%
$\frac{\Delta N}{N}(3lmode)$	1.1%	0.6%	1.5%	0.0%	1.2%	2.6%	0.8%
$\frac{\Delta N}{N}(Combine)$	0.5%	0.2%	0.7%	0.6%	0.8%	0.9%	0.3%

5.4 実験起源の systematic error(2) : b-jet の tagging efficiency

ATLAS 実験における、b-jet の tagging の efficiency の不定性についての研究報告は今のところ見当たらない。しかし、既に実験されている Fermi 研究所の Tevatron という加速器 (LHC と同じく Hadron collider であり、$p-\bar{p}$ collider) での CDF の、研究報告はある。1995 年の CDF の top-quark の質量測定の論文によると、P_T >30GeV の b-jet に対して、Monte Carlo での b-jet tagging efficiency に対する実験データの b-jet tagging efficiency の比は、0.96±0.07 という結果であった [10]。

LHC と Tevatron では衝突エネルギーが違う (Tevatron の衝突エネルギーは 1.8TeV) が、同じ Hadron collider であり、30geV 以上の b-jet の tagging efficiency なので、この値を利用しても大きな差異は無い。相対的に 4%の efficiency の不定性があるとして、

$$60\% \pm (60 \times 0.04)\% = 60\% \pm 3\%$$

だけずらして、解析を試みた。結果、

表 5.4: b-jet の tagging efficiency の不定性による cross-section の不定性

Higgs 粒子の質量	130GeV	140GeV	150GeV	160GeV	170GeV	180GeV	B.G.
$\frac{\Delta N}{N}$(2l mode)	10.8%	8.5%	10.7%	12.6%	12.0%	5.8%	4.0%
$\frac{\Delta N}{N}$(3l mode)	5.7%	6.9%	8.3%	10.1%	7.6%	7.3%	3.5%
$\frac{\Delta N}{N}$(Combine)	9.2%	8.1%	10.0%	11.9%	10.7%	6.2%	3.9%

かなり大きな不定性となった。単純に $0.63^2 - 0.57^2$ の差だけ残るイベント数に変動があることから計算しても大体 10%の不定性が出て当然である。

5.5 理論起源の systematic error(1) : Lepton の P_T cut

Q_{FAC} の値が変わると ISR の本数が変わってくる。すると ttH 系全体の P_T に不定性が生じ、結果 top-quark や Higgs の P_T の不定性に効いてくる。観測量としては top-quark や Higgs から decay した lepton や jet (H → W → lν or $q\bar{q}$) の P_T の不定性へとつながってくる。
図 5.4 の左図が Higgs からの lepton の P_T 分布、右図が top-quark からの lepton の P_T 分布である。全て同じサンプル数であるが重なってしまうためわざと 0.8 倍、0.6 倍とずらしてプロットした。上から $\frac{1}{2}Q_{FAC}$、Q_{FAC}、$2Q_{FAC}$ の順にプロットしてある。各 Q_{FAC} に対する P_T の平均を下の表 5.5 にまとめた。Higgs からの lepton と top-quark からの lepton で不定性が違っているがこれは統計の範囲なので、一番不定性の大きい 1%を用いて lepton の P_T の cut value を移動してみた。結果 selection を通した後残ったイベント数の不定性は、のようになった。いずれも 1%にも満たない程度の不定性であり特に問題にならない。

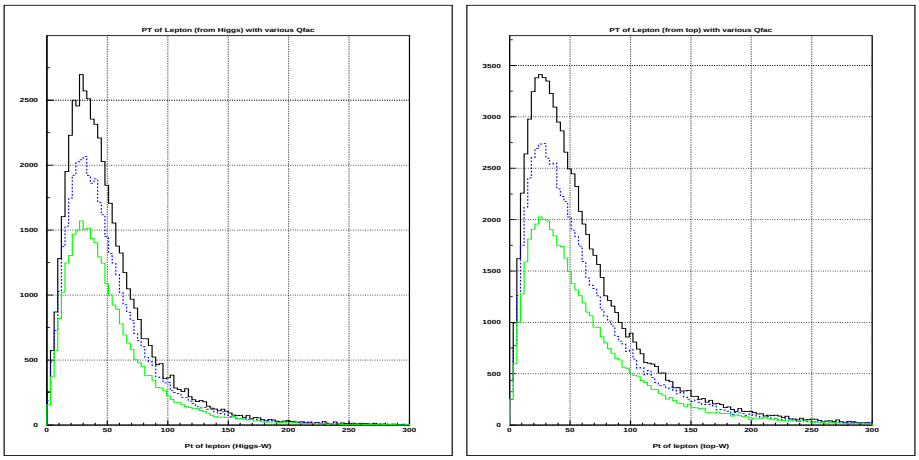


図 5.4: 各 Q_{FAC} に対する lepton の P_T 分布

表 5.5: Q_{FAC} に対する P_T の平均の変動

Factorization scale	$\frac{1}{2}Q_{FAC}$	Q_{FAC}	$2Q_{FAC}$	$\frac{\Delta P_T}{P_T}$
Higgs からの lepton	50.95GeV	51.22GeV	50.88GeV	0.7%
top-quark からの lepton	61.14GeV	61.48GeV	61.71GeV	0.9%
全ての lepton	57.25GeV	57.57GeV	57.55GeV	0.6%

表 5.6: lepton の P_T の不定性による cross-section の不定性

Higgs 粒子の質量	130GeV	140GeV	150GeV	160GeV	170GeV	180GeV	B.G.
$\frac{\Delta N_S}{N_S}$(2l mode)	1.0%	0.0%	0.2%	0.9%	0.4%	0.3%	0.4%
$\frac{\Delta N_S}{N_S}$(3l mode)	0.6%	0.0%	0.0%	0.4%	0.4%	0.4%	0.2%
$\frac{\Delta N_S}{N_S}$(Combine)	0.5%	0.0%	0.1%	0.8%	0.4%	0.4%	0.4%

5.6 理論起源の systematic error(2) : ISR(Initial State Radiation)

Q_{FAC} の値によって ISR の本数が変わる。すると、jet を使って不変質量を組む時その組み合わせの数が大きく変動し不変質量の分布が変化してしまうため、大きな不定性をもたらす。ここではその影響を調べた。

先ず ISR の P_T 分布と η 分布がどのような形であるかを、PYTHIA6.2 を使って tt process を例にとって調べた。multiple scattering や FSR、fragmentation を一切禁止して ISR の効果のみ入れた sample で、quark level での ISR の P_T 分布と η 分布をプロットしたものが図 5.5 である。

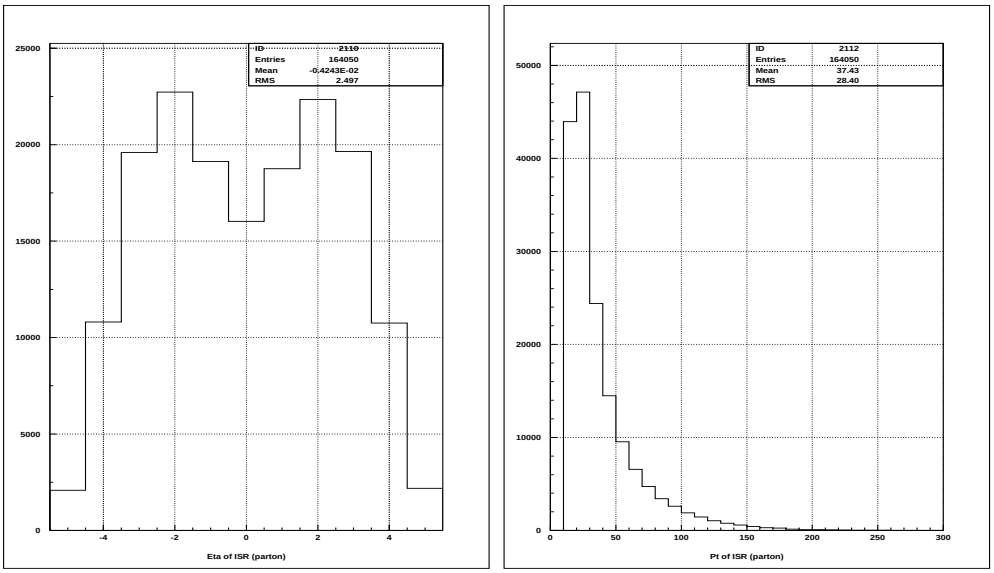


図 5.5: ISR の η と P_T 分布

次に Q_{FAC} の値によって light-quark jet の本数がどの程度変わるのかを調べた。PYTHIA6.2 で factorization scale を $\frac{1}{2}Q_{FAC}, Q_{FAC}, 2Q_{FAC}$ と変化させて 160GeV の Higgs sample のみ生成し、それぞれの factorization scale の sample について light-quark jet の本数の平均を見たところ、

表 5.7: Q_{FAC} と light-quark jet の本数の平均値

$\frac{1}{2}Q_{FAC}$	Q_{FAC}	$2Q_{FAC}$
2.56	2.86	3.05

であった。従って ISR の本数には

$$\frac{3.05 - 2.56}{2} = 0.24$$

より ± 0.24 本の不定性があるとした。　以上の情報を利用して、解析用の sample に対して 1 イベントあたり 0.24 本の light-quark jet を図 5.5 に従って作為的に入れた。加えた light-quark jet の η と P_T 分布が確かに図 5.5 に近い分布になっていることを確認した。

結果が以下の表 5.8 である。ISR の本数が増えると、W-boson の mass を組む時に jj の可能な組み合わせの数が一気に増加し、偶然に W-boson の質量に近くなる jet の pair が組める確率が上がる。その結果 B.G. の不変質量の分布はより W mass に近くなるように大きく変化するため、systematic error は非常に大きい値を示す。W-boson の reconstruction の時に影響を多大に受けるため、$t\bar{t}$W と $t\bar{t}$Wq が特に

表 5.8: ISR の本数の不定性による cross-section の不定性

Higgs 粒子の質量	130GeV	140GeV	150GeV	160GeV	170GeV	180GeV	B.G.
$\frac{\Delta N}{N}$(2l mode)	8.0%	10.0%	17.6%	7.3%	8.4%	7.0%	31.1%
$\frac{\Delta N}{N}$(3l mode)	11.4%	3.4%	5.9%	3.4%	2.4%	2.6%	8.9%
$\frac{\Delta N}{N}$(Combine)	9.0%	8.1%	14.2%	6.1%	6.5%	5.7%	26.6%

大きな不定性を示した。それに対して signal は、もともと正しい組み合わせを選んでいるので不定性はそれ程大きくない。

5.7 理論起源の systematic error(3)：cross-section の理論的な不定性

第 3 章で述べたが、Generator でイベントを生成させる時の renormalization scale は決まった値がないため、ここに理論的な不定性が発生する。Q_{REN} のデフォルトの定義は

$$Q_{REN} = \frac{1}{3}(P_{T_{top}}^2 + P_{T_{top}}^2 + P_{T_{boson}}^2) + \frac{1}{2}(M_{top}^2 + M_{top}^2 + M_{boson}^2) \tag{5.7}$$

であり、不定性としてこの値に対して 50%から 200%まで変動させた。2-lepton mode と 3-lepton mode で特に多く残っている background として、下の表 5.9 に変動させた Q_{REN} に対する $t\bar{t}$W と $t\bar{t}$Z の cross section を示す。

表 5.9: Q_{REN} と cross-section

hard scatter scale	$\frac{1}{2}Q_{REN}$	Q_{REN}	$2Q_{REN}$	$\Delta\sigma$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$
$\sigma(t\bar{t}\mathrm{W})$	855[fb]	651[fb]	509[fb]	173[fb]	25.8%
$\sigma(t\bar{t}\mathrm{Z})$	580[fb]	468[fb]	382[fb]	99[fb]	20.8%

非常に大きな不定性である。しかし、実験的に cross-section を normalize する方法を考えるか QCD の効果を NLO のレベルま計算できるようになれば[1]、この不定性は非常に小さく抑えることができるので本研究の total error にこの影響は計算に入れないことにした。

[1]QCD の coupling constant α_s は発展方程式により計算されるが、現在この計算が不十分であるために α_s の値に不定性が存在する。NLO のレベルまで計算できればより完全に近い発展を記述できるので α_s の不定性が減る。

5.8 Total error of Yukawa coupling

cross-section の不定性は

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sqrt{N_S + N_B}}{N_S} \oplus \frac{N_B}{N_S}\frac{\Delta\epsilon_B}{\epsilon_B} \oplus \frac{\Delta\epsilon_S}{\epsilon_S} \tag{5.8}$$

のように表せられた。第 1 項目は statistic error で前章で出した。第 2 項目以降が systemtic error である。また $\frac{\Delta\epsilon_B}{\epsilon_B}$ や $\frac{\Delta\epsilon_S}{\epsilon_S}$ は 2-lepton mode と 3-lepton mode を combine した結果を用いるので、それに合わせて $\frac{N_B}{N_S}$ も 2-lepton mode と 3-lepton mode を combine した時の ratio を用いて計算する。

5.8.1 Systematic error of Yukawa coupling

B.G. の systematic error

式 (5.7) の第 2 項目は B.G. の systematic error の項である。$\frac{\Delta\epsilon_B}{\epsilon_B}$ は ほとんど ISR の不定性で決まっている。更に $\frac{N_B}{N_S}$ がわかっているので background の systematic error は、

表 5.10: B.G. の systematic error

	B.G.(2l mode)	B.G.(3l mode)	combine
Lepton P_T の不定性	0.4%	0.3%	0.4%
energy scale の不定性	0.6%	0.8%	0.3%
b-jet efficiency の不定性	4.0%	3.5%	3.9%
ISR の不定性	31.1%	8.9%	26.6%
$\frac{\Delta\epsilon_B}{\epsilon_B}$	31.4%	9.6%	26.9%

$$systematic\ error = (\frac{\Delta\epsilon_B}{\epsilon_B})_{combine} \times (\frac{N_B}{N_S})_{combine} \tag{5.9}$$

と計算できる。以下の表 5.11 は $\frac{N_B}{N_S}$ と上式 (5.8) より求めた background の systematic error である。

表 5.11: B.G. の total systematic error

Higgs 粒子の質量	130GeV	140GeV	150GeV	160GeV	170GeV	180GeV
$\frac{N_B}{N_S}$(combine)	1.49	1.06	0.88	0.72	0.81	1.00
systematic error	40.1%	28.6%	23.6%	19.4%	21.8%	27.0%

signal の systematic error

signal も同様に 2-lepton mode と 3-lepton mode を combine して全ての systematic error を合わせると、表 5.12 ようになる。background とは違い、ISR の error が小さい代わりに b-jet efficiency の error が大きく効いている。前述したように ISR の不定性は W や top の不変質量を組む時に大きく影響するが、signal はもともと正しい組み合わせを選んでいるので ISR の増減はそれ程大きく影響しない。

表 5.12: signal の total systematic error

Higgs 粒子の質量	130GeV	140GeV	150GeV	160GeV	170GeV	180GeV
Lepton P_T の不定性	0.5%	0.0%	0.1%	0.8%	0.4%	0.4%
energy scale の不定性	0.5%	0.2%	0.7%	0.6%	0.8%	0.9%
b-jet efficiency の不定性	9.2%	8.1%	10.0%	11.9%	10.7%	6.2%
ISR の不定性	9.0%	8.1%	14.2%	6.1%	6.5%	5.7%
$\frac{\Delta N_s}{N_s}$(Combine)	12.9%	11.5%	17.4%	13.4%	12.6%	8.5%

5.8.2 statistic error と systematic error の統合

第 4 章で求めた statistic error と以上の systematic error を式 (5.7) により統合したのが表 5.13 と図 5.6 である。signal の systematic error は Higgs の質量によらずどれも 10%前後であるが、

表 5.13: total error

Higgs 粒子の質量	130GeV	140GeV	150GeV	160GeV	170GeV	180GeV
statistic error	54%	42%	36%	31%	34%	40%
systematic error(signal)	12.9%	11.5%	17.4%	13.4%	12.6%	8.5%
systematic error(background)	40.1%	28.6%	23.6%	19.4%	21.8%	27.0%
total error $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$	68.5%	52.1%	46.4%	38.9%	42.3%	49.0%
total error $\frac{\Delta Y_t}{Y_t}$	34%	26%	23%	19%	21%	25%

- 生成の cross-section と崩壊の分岐比を掛けた合わせた cross-section がもっとも大きい 160GeV でイベント数をかせぐことができたため、statistic error を他の Higgs 粒子の質量より小さく抑えることができた
- 同様にイベント数が多いことで signal と background の比を大きくすることができ、background の systematic error を抑えることができた

の理由から Higgs 粒子の質量が 160geV で不定性がもっとも小さく、19%という精度で Yukawa coupling を測定できることが示された。

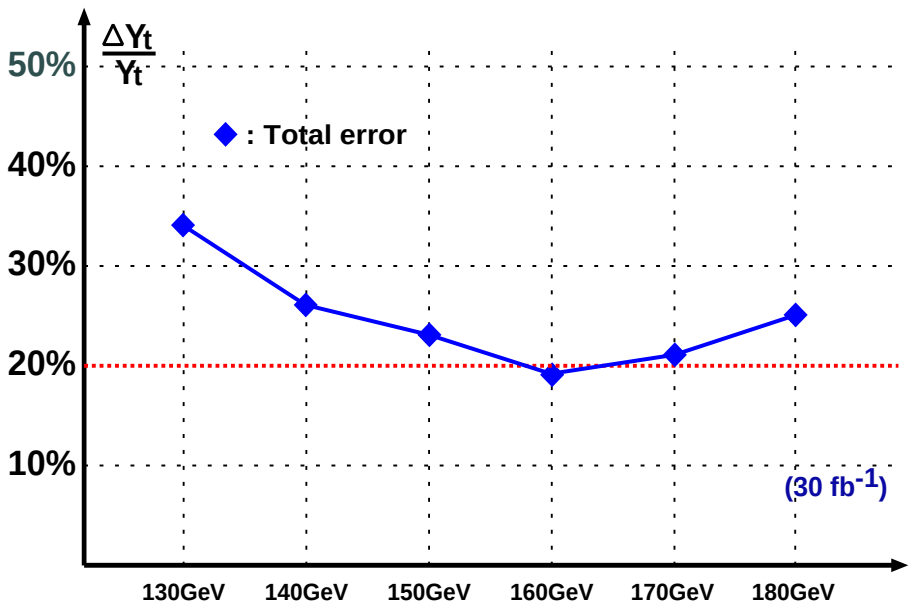


図 5.6: Total error

第6章　まとめ・今後の課題

top-quark の Yukawa coupling の測定の不定性において以下の結果が得られた。

$$\frac{\Delta Y_t}{Y_t} = 19\% \qquad at\ M_H = 160GeV$$

Higgs 粒子の質量が 160GeV で statistic error と systematic error の両方を考慮した total error は 19%であった。ttHWW channel は Y_t の測定に感度のある channel である。

この不定性のほとんどは、b-jet の tagging efficiency の不定性や ISR の不定性によるものであった。つまり、不定性の根本原因は QCD process にある。この他にも今回の研究では具体的に評価はしなかったが

- $t\bar{t}$W と $t\bar{t}$Z の cross-section の不定性
- $t\bar{t}$Wq overlap

といった問題も残っており、これらもやはり QCD の問題である。特に Generator の Q_{REN} の値に依存する cross-section の不定性は、理論の進歩が必須であり QCD の coupling constant=α_s の二次・三次 (NLO や NLLO) の計算ができれば大幅に改善される。

LHC が p-p の hadron collider であり、それを最大の特徴としている限り決して避けて通れない問題である。今後の課題として QCD に対する理解をより深めていかなくてはならない。
また今回は FAST Simulation を用いた研究であったが、Full Simulation と reconstruction algorism ができたら、同じように解析をやってみるべきである。

この研究成果は今後よい指標になるだろう。

Discussion session :
Combine the results of ttH → bb & ttH → $\tau\tau$

一般に cross-section は

$$\sigma(ttHWW) = \Gamma_{HWW} \times (PDF) \times (K\ factor) \tag{6.1}$$
$$\sigma(ttHbb) = \Gamma_{Hbb} \times (PDF) \times (K\ factor) \tag{6.2}$$

と表せられる。PDF は parton の確率密度分布、K-factor は QCD の二次以上の補正をかけたものであり、この二つは生成に関する理論的な不定性である。従ってこのままであると不定性は、

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} = \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \oplus \frac{\Delta Theory}{Theory} \tag{6.3}$$

となり理論的な不定性をも受けてしまう。しかし、同じ生成 process の比をとることで生成に伴う理論的な不定性を打ち消すことができ、

$$\frac{\sigma(ttHbb)}{\sigma(ttHWW)} = \frac{\Gamma_{Hbb}}{\Gamma_{HWW}} \tag{6.4}$$

不定性は、

$$\frac{\Delta\frac{\Gamma_{Hbb}}{\Gamma_{HWW}}}{\frac{\Gamma_{Hbb}}{\Gamma_{HWW}}} = \frac{\Delta\sigma(ttHbb)}{\sigma(ttHbb)} \oplus \frac{\Delta\sigma(ttHWW)}{\sigma(ttHWW)} \tag{6.5}$$

と理論的な不定性をなくすことができる。また崩壊幅は coupling の 2 乗に比例するので、

$$\frac{\Delta\frac{Y_b}{g_W}}{\frac{Y_b}{g_W}} = \frac{1}{2} \times \left(\frac{\Delta\sigma(ttHbb)}{\sigma(ttHbb)} \oplus \frac{\Delta\sigma(ttHWW)}{\sigma(ttHWW)} \right) \tag{6.6}$$

同様にして、ttH → $\tau\tau$ の cross-section との比をとる事で、$\frac{Y_\tau}{g_w}$ や $\frac{Y_\tau}{Y_b}$ を精度よく測定できる [11]。

具体的に coupling の比の不定性を評価してみよう。ttHbb の研究結果が Higgs mass が $M_H = 120\mathrm{GeV}$ の時しかないので、その時の combine だけする。また本来ならば $\frac{\Delta\sigma(ttHbb)}{\sigma(ttHbb)}$ として statistic error と systematic error の両方を考慮に入れるべきだが、ttHbb channel の systematic error は研究されていないので、今ここでは statistic error だけを考える。

ttHWW channel では statistic error が 100%を越えてしまい、話にならない。対して M_H=120GeV の領域ではもはや bb への分岐比が優勢なので、ttHWW より ttHbb の方が統計的に十分なイベント数を得ることができる。とはいえ ttHbb channel は QCD background が厳しく、完全に落としきれていない。結果 ttHbb でも statistic error は 50%近くある。また ttH$\tau\tau$ は $300[b^{-1}]$ での結果であるが、それでも 42% もの不定性がある (表 6.1 参照)。

この両結果を式 (6.5) を用いて combine した結果、

$$\sigma_{combine} = 115\%\ (ttHbb\ +\ ttHWW)$$
$$\sigma_{combine} = 112\%\ (ttH\tau\tau\ +\ ttHWW)$$
$$\sigma_{combine} = 64.6\%\ (ttHbb\ +\ ttH\tau\tau)$$

表 6.1: M_H=120GeV の時の ttHbb,ttH$\tau\tau$,ttHWW cahnnel の結果

M_H=120GeV	ttHbb	ttH$\tau\tau$	ttHWW
signal	24.9	20.2	3.94
B.G.	125.3	51.6	12.7
statistic error	49.2%	41.9%	104%

従って式 (6.6) より

$$\frac{\Delta\frac{Y_b}{g_W}}{\frac{Y_b}{g_W}} = 58\% \quad \frac{\Delta\frac{Y_\tau}{g_W}}{\frac{Y_\tau}{g_W}} = 56\% \quad \frac{\Delta\frac{Y_b}{Y_\tau}}{\frac{Y_b}{Y_\tau}} = 32\%$$

既述したようにこれらは statistic error のみを考慮した場合である。ttHWW 以外の channel での event selection に依存する systematic error を考慮する必要がありこれにより精度は更に悪くなる。

上は非常に精度が悪い結果となったが、ttH$\tau\tau$ 以外は $30[fb^{-1}]$ であった。精度を上げるために high luminosity での結果もまとめなくてはならない。

付 録A　解析で用いられる物理量

A.1　η、ϕ、P_T、E

ATLAS で測定される量は、η、ϕ、P_T、E である。η は pseudorapidity と呼ばれ、rapidity=y

$$y = \frac{1}{2}\ln\frac{E+P_Z}{E-P_Z} \tag{A.1}$$

の質量を無視した近似である。

$$P^2 = E^2 - M^2 \sim E^2, \quad P_Z = E\cos\theta \tag{A.2}$$

$$\begin{aligned}
\eta &= \frac{1}{2}\ln\frac{E+E\cos\theta}{E-E\cos\theta} && \text{(A.3)}\\
&= \frac{1}{2}\ln\frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta} && \text{(A.4)}\\
&= \frac{1}{2}\ln(\tan^{-2}\frac{\theta}{2}) && \text{(A.5)}\\
&= -\ln(\tan\frac{\theta}{2}) && \text{(A.6)}
\end{aligned}$$

重心系 14TeV という高エネルギー実験ならではのパラメーターである。また、rapidity は Lorentz 不変であり、pseudorapidity は (1) 近似的に Lorentz 不変・(2) $\frac{dN}{d\eta} \sim const(\eta \simeq 0$ の付近で) という利点がある。

A.2　ΔR

ΔR の定義は、

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \tag{A.7}$$

である。η-ϕ 平面での半径 R の円であるが当然ながら形は円ではない。η 方向は η の値が大きくなればなるほど $\Delta\eta$ の実効的な長さは小さくなり、ΔR の cone は η 方向につぶれた形になる。

付 録B　Particle Identification

検出器の位置関係を下に示す。簡単に言うと内側から、(1)tracker・(2)Electromagnetic Calorimeter・(3)Hadron Calorimeter・(4)Muon System、の 4 つの検出器が並んでいる。

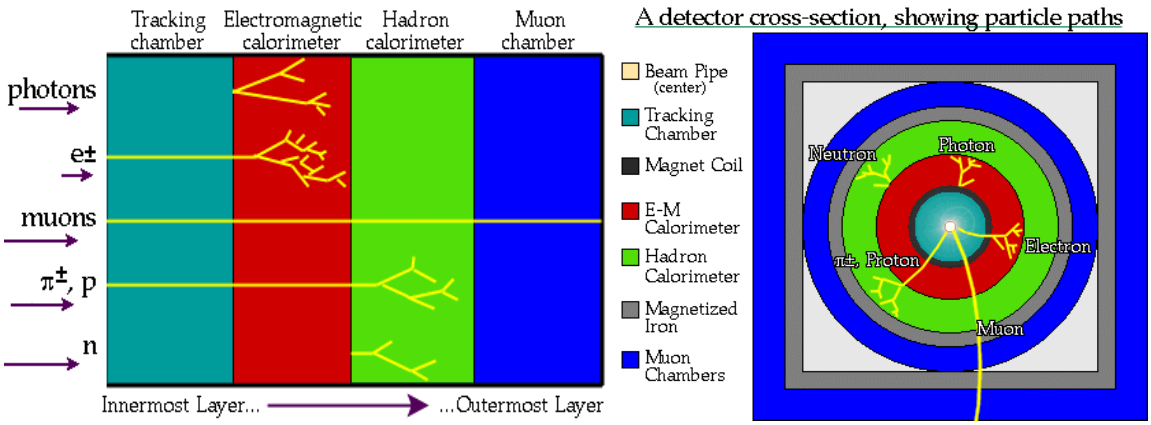


図 B.1: decay chart

そして、各粒子が各検出器と相互作用して、その相互作用の特徴や組み合わせの情報を用いて particle ID をする。

B.1　Electron の Identification

electron は電荷を持ち、電磁相互作用をする粒子である。そのため図 A1 のように、tracker に軌跡を残し、EM カロリメーターで電磁シャワーを起こし、全てのエネルギーを deposit する。
相互作用の特徴としては、

(1) electron の質量は無視できる程に小さいので、tracker で測定された P と EM カロリメーターで測定された E の比が、1 に近い。

$$\frac{P}{E} \sim 1$$

これは $\pi^{\pm}$ と識別するためであり、$\pi^{\pm}$ は電磁カロリメーターに一部のエネルギーしか deposit しないので $\frac{P}{E}$ は 1 に満たない。

(2) EM カロリメーターを突き抜けることは滅多に無いので、EM カロリメーターの後部のハドロンカロリメーターに反応が無い。

(3) tracker には遷移放射 (transition radiation) を測定する役目もある。遷移放射はその光量が γ に比例するので、質量が軽く γ の大きい electron が特に放射光が多く識別に役に立つ。

B.2 Muon の Identification

$\mu^{\pm}$ も電荷を持ち、電磁相互作用と弱い相互作用をする。electron との違いは質量が大きい (200MeV) 点である。制動放射は $\frac{1}{m^4}$ に比例するので、$\mu^{\pm}$ はほとんど電磁シャワーを起こさない。したがって、tracker に軌跡を残すものの、カロリメーターには Minimum ionization しか起こさず通り抜け、最後の muon chamber に hit する (図 B.1 参照)。

更に、lepton に対しては、isolation の要求もする。これは jet から発生する二次的な lepton を除くためである。その isolation とは、

(1) cluster から ΔR が 0.4 以上離れている

(2) $\mu^{\pm}$ の周囲 ΔR が 0.2 の範囲内に totalE_T deposit が 10GeV 以下

$\mu^{\pm}$ は tracker と muon system の両方で軌跡を測定可能なため、isolation の要求をしなくても、二つの軌跡を滑らかに繋ぐことができなくてはならない、という条件から二次的な $\mu^{\pm}$ を除くことができる。しかし $e^{\pm}$ に関しては必ずこの isolation の要求は通さなければならない。

B.3 b-jet の tagging

jet には light-quark-jet、c-jet、b-jet、τ-jet があるが、ここでは特に重要な b-jet の ID の仕方について述べる。b-jet とは b-quark 起源の jet のことで、その崩壊の特徴は

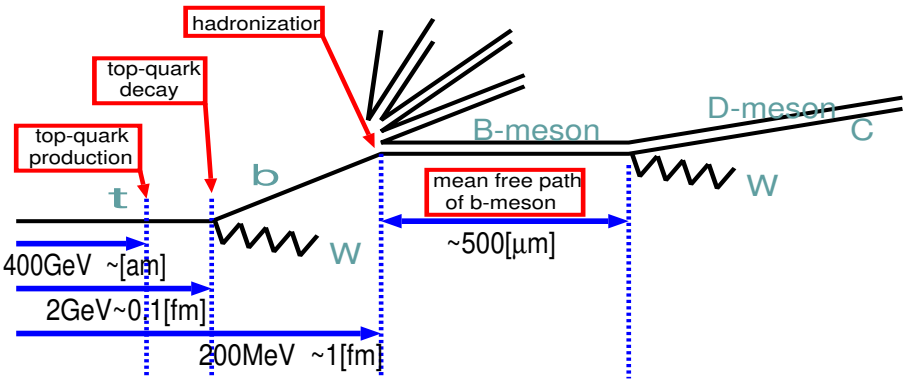


図 B.2: top-quark の崩壊の流れとエネルギースケール (寿命)

図 B.2 のようになっている。B-メソンができるまでは非常に短い時間でできるが、B-メソンの時弱い相互作用により b は t にはエネルギー的に移行できないので c に崩壊するまで待つことになる。b から c への崩壊は小林-益川行列により確率が小さいため B-メソンの寿命が長くなり、飛程距離が 500[μm] 程になる。

そこで、b-jet の ID の仕方は

(1) second vertex が大きいものが jet 中に存在する

(2) b-jet を構成する各粒子の impact parameter の平均的な値 (色々な計算の仕方がある) が大きい

(3) jet の周囲に B-メソンからの semi-leptonic decay による lepton が存在する

等が主な識別のポイントである。c-jet(c-quark 起源の jet) も D-メソンの semi-leptonic decay から impact parameter が大きい lepton や track が存在し、b-jet と似たものができることがある。10 本に 1 本の割合で c-jet を b-jet と miss ID してしまうと見積もられており、この研究でもこの値を使っている。

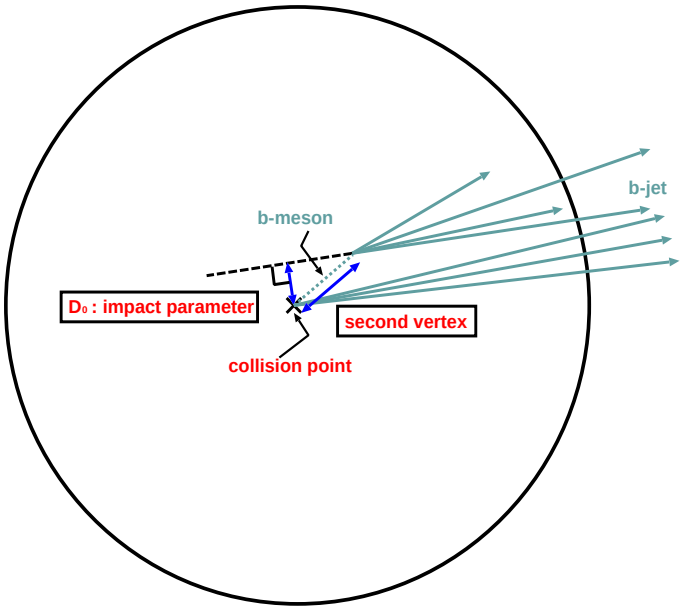


図 B.3: b-jet の特徴 (r-ϕ 平面)

付 録C　PDF(Parton Distribution Function)

LHC は proton-proton collider である。proton は複合粒子であるため、p-p collision で実際に衝突するのは proton を構成する parton のいずれかであり、それは確率でしか分からない。parton の存在する確率密度分布のことを PDF(Parton Density Function or Parton Distribution Function) といい、proton 全体のエネルギーに対する割合 x とエネルギースケールの Q^2 の関数で、

$$f_i(x, Q^2) \tag{C.1}$$

と表される。これは、Q^2 のエネルギースケールで見た時 parton i(u・$\bar{u}$・d・$\bar{d}$・$gluon$ 等) がエネルギーを x の割合だけ持っている確率密度分布である [12]。

p-p collision では図 C.1 のように各 proton から parton i と j が x_1、x_2 の割合のエネルギーを持って衝突する場合、その cross-section は実効的には

$$\hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2)) \tag{C.2}$$

と書ける。しかし、parton i が x_1 の割合のエネルギーを持っている確率、同様に parton i が x_1 の割合のエネルギーを持っている確率を考慮しなくてはならない。

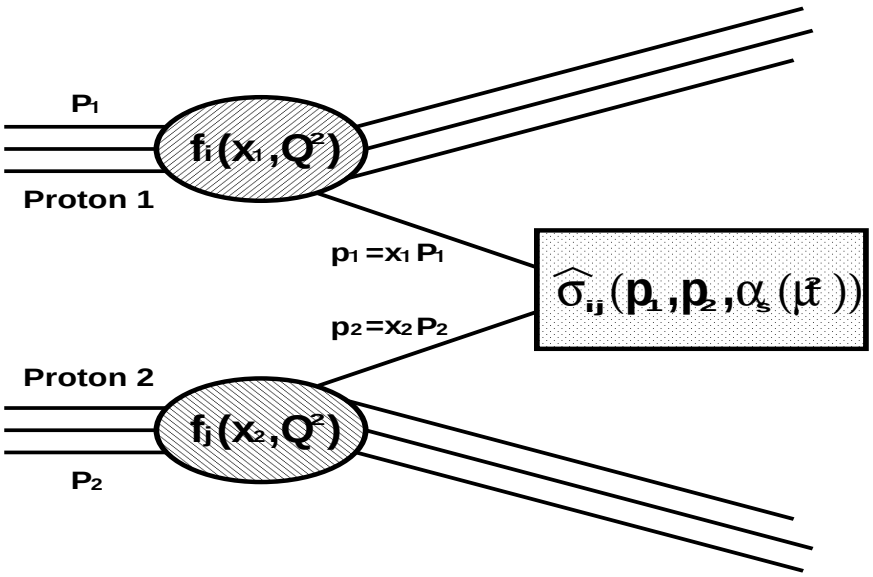


図 C.1: Cross-section と PDF

PDF が確率であるから、PDF を用いて cross-section を表すと、

$$f_i(x_1, Q^2) \cdot f_j(x_2, Q^2) \cdot \hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2)) \tag{C.3}$$

従って total cross-section は全 parton の和と $x_1 x_2$ の積分をとって、

$$\sigma(P_1, P_2) = \Sigma_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1, Q^2) \cdot f_j(x_2, Q^2) \cdot \hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2)) \tag{C.4}$$

となる。

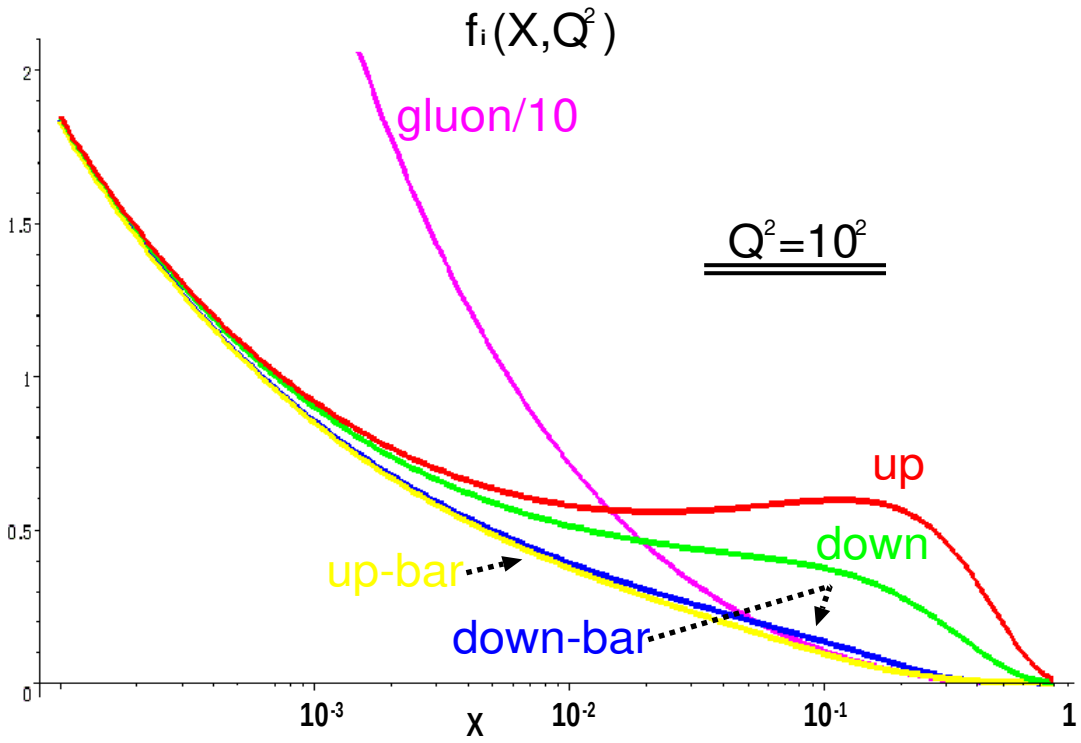


図 C.2: $Q^2 = 10^2$ の PDF

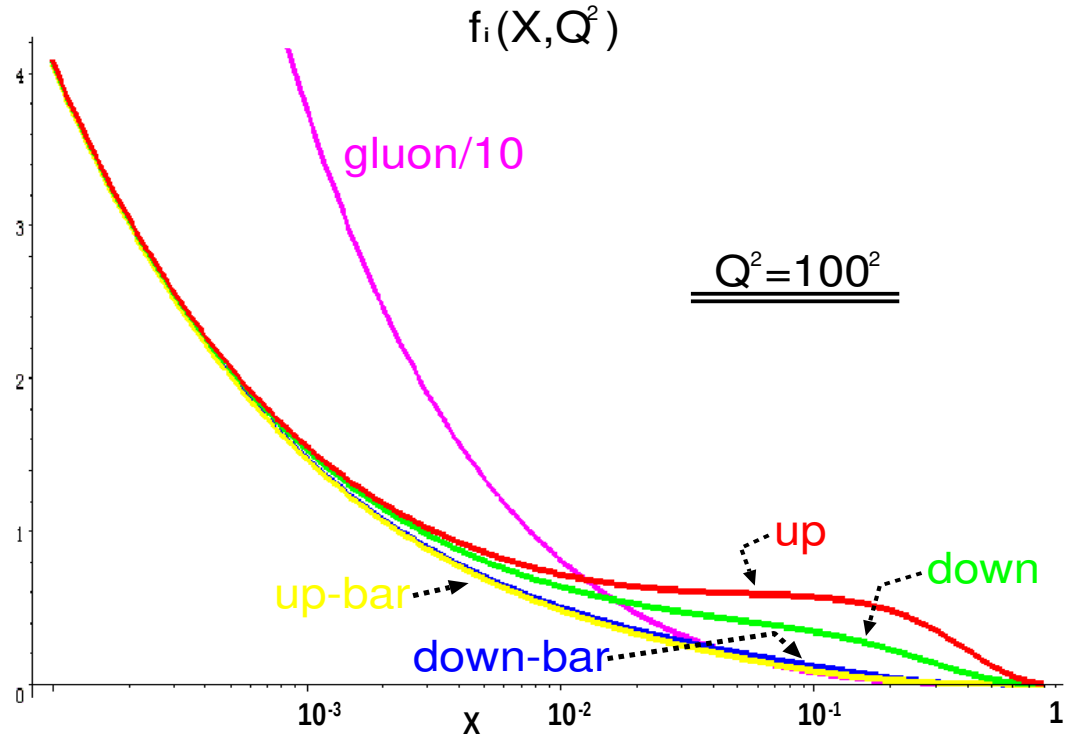


図 C.3: $Q^2 = 100^2$ の PDF

各 parton の PDF の様子が図 C.2($Q^2 = 10^2$ の場合) と図 C.3 ($Q^2 = 100^2$ の場合) である。特徴は以下の 3 点である。

- low x の領域では分布が大きくなる
- proton の構成粒子である u や d の PDF には x=0.3 付近に山がある
- Q^2 を大きくすると high x の parton の数は変わらないが low x の parton が多くなる

PDF はもともとの構成粒子である valence quark と proton 内で一時的に生成しては消滅している sea quark の 2 種類の PDF が重なったものである。(図 C.4 参照)

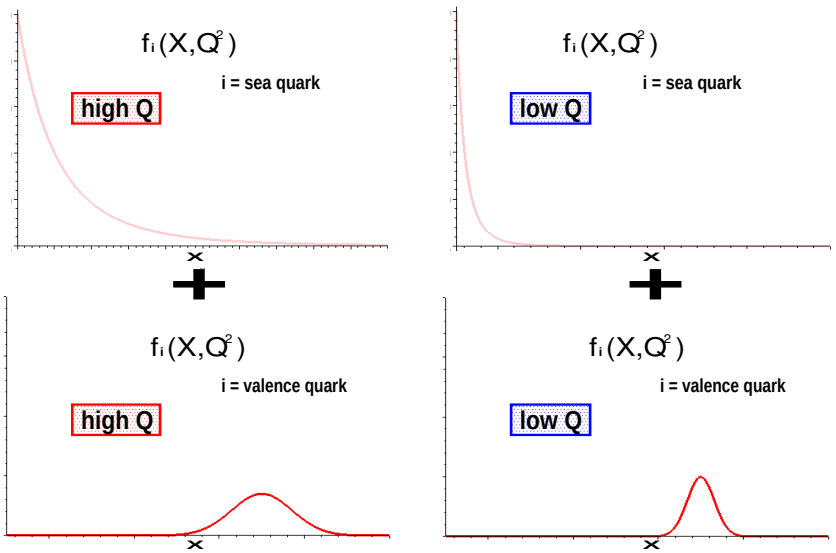


図 C.4: valence quark と sea quark の PDF

sea quark の PDF はエネルギーが小さい方が生成しやすいので low x になるほど多くなる分布になる。一方 valence quark の PDF は、proton が uud の構成なのでエネルギーが proton 全体の約 $\frac{1}{3}$ である x=0.3 付近に山がある分布をしている。この sea quark の PDF と valence quark の PDF が重なることで (図 C.4 参照) 図 C.2 と図 C.3 のような PDF の分布になる。

次に Q^2 の変化に伴う PDF の変化について述べる。例えば Q^2 が大きくなると、$\frac{1}{Q^2}$ に比例した短い時間 (小さな空間領域) を見ていることになり、二次や三次の order まで見えるので low x の sea quark が増加すると共に、不確定性原理から大きなエネルギーを持った sea quark も存在する確率が増える。(図 C.4 の上段左図と右図参照)

また、valence quark は x=0.3 付近に山がある形は変わらないが high Q^2 になるとやはり不確定性原理より裾が広がった形になる (図 C.4 の下段左図と右図参照)。しかし、valence quark の場合の特徴は sea quark と違い必ず全確率は 3 になる (uud の 3 つあるため)。つまり

$$\int dx\, f_i(x, Q^2) \quad = \quad 2 \qquad at\ Any\ Q^2 \qquad (for\ i = valence\ u\ quark) \tag{C.5}$$

$$\int dx\, f_i(x, Q^2) \quad = \quad 1 \qquad at\ Any\ Q^2 \qquad (for\ i = valence\ d\ quark) \tag{C.6}$$

$$\int dx\, f_i(x, Q^2) \quad \rightarrow \quad \text{増加} \quad Q^2 \rightarrow \text{大} \qquad (for\ i = sea\ quark) \tag{C.7}$$

である。以上 sea quark の PDF と valence quark の PDF をあわせた分布の Q^2 の変化に対する変化は

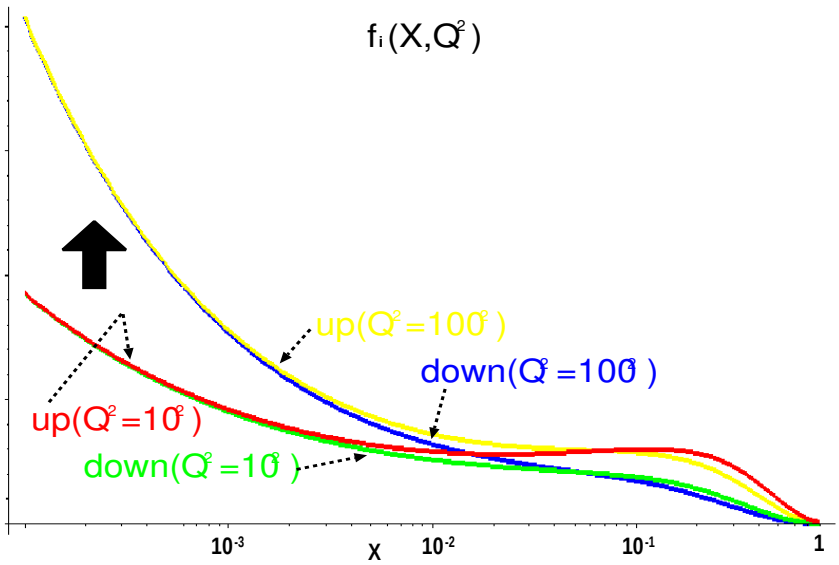


図 C.5: PDF の Q^2 による変化

図 C.5 のようになる。low x 領域での分布は増加し high x 領域の分布はあまり変化がない。

付 録D　minimum bias event

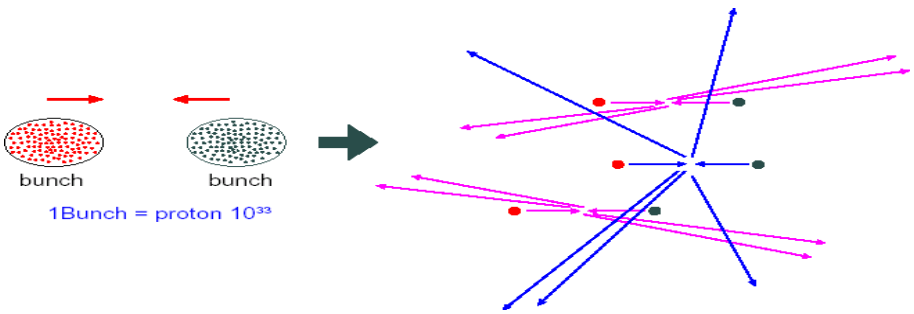


図 D.1: minimum bias event

minimum bias event は p-p の inelastic な衝突のことであり、1bunch が cross する毎に複数の event が発生している。cross-section で表すと 70[mb] と、QCD の典型的な cross-section より更に 3 桁程度大きな値である。minimum bias の rate は図 1.3 より 700[MHz] であることから、high luminosity の時 1bunch が cross する度に

$$7 \times 10^8[Hz] \times \frac{1}{40[MHz]} = 17.5 \sim 23[event/bunch]$$

と、23 もの興味のない event が同時に生成されてしまっている。式の最後は、bunch 間の空白の補正をしたものである。

bunch 間の空間とは、bunch はずっと 40.08[MHz] で衝突し続けているわけではなく図 D.2 ように PS や SPS のリングから LHC の主リングへの injection の際にどうしても生じてしまう bunch がない空白域のことである。

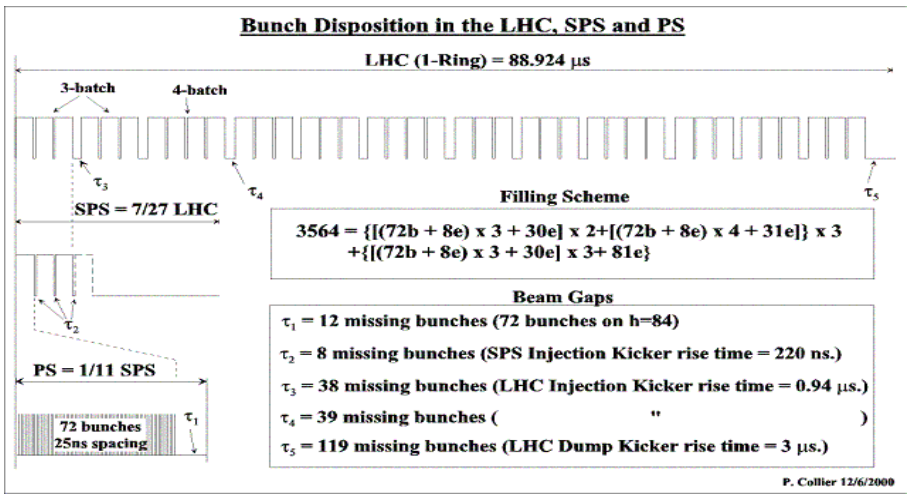


図 D.2: Bunch Disposition

空白にも全てbunchが詰まっているとすると主リング1周には3564bunchあるはずだが (図D.2のFilling Scheme参照)、実際は

$$
\begin{aligned}
\tau_1\text{による } missing\ bunch &: 12\times\ 12(\text{各 } batch \text{ の先頭}) = 144bunch \\
\tau_2\text{による } missing\ bunch &: 8\times\ 2(3\ batch \text{ の間})\times\ 9(3\ batch \text{ の数}) = 144bunch \\
&: 8\times\ 3(4\ batch \text{ の間})\times\ 3(4\ batch \text{ の数}) = 72bunch \\
\tau_3\text{による } missing\ bunch &: 38\times\ 8(batch \text{ の間の数}) = 304bunch \\
\tau_4\text{による } missing\ bunch &: 39\times\ 3(3\ 3\ 4batch \text{ の間の数}) = 117bunch \\
\tau_5\text{による } missing\ bunch &: 119bunch \\
total \text{ の } missing\ bunch &: 900bunch
\end{aligned}
$$

より3564-900=2664 bunchしかない。従って空白の補正は

$$17.5[event/bunch] \times \frac{3564}{2668} = 23.4[event/bunch]$$

と計算される。

$H \to ZZ \to 4\mu$ の最もきれいに見えるgold plated eventとminimum biasを重ねたevent displayをsimulateしたものが図D.3である。

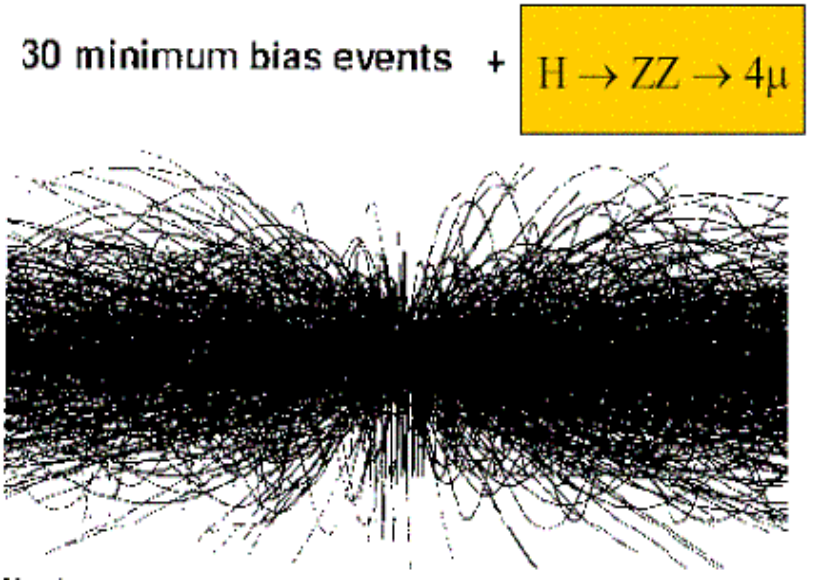


図 D.3: minimum bias event display

非常に多くのtrackがあるが、ほとんどはP_Tが非常に小さいために磁場によって巻きつけられて外側の検出器まで飛び出してこない。

minimum biasについての詳しい研究はまだあまりされていないが、ATLAS-PHYSICS-NOTE [8]のpaperを参考にしてPythiaを使ってminimum bias eventを生成した。minimum biasによるtrackの本数をneutral trackとcharged trackに分けて別々にプロットしたのが、図D.4である。
neutral trackもcharged trackもminimum bias 1eventあたり平均100本あった (ηのcutは入れてい

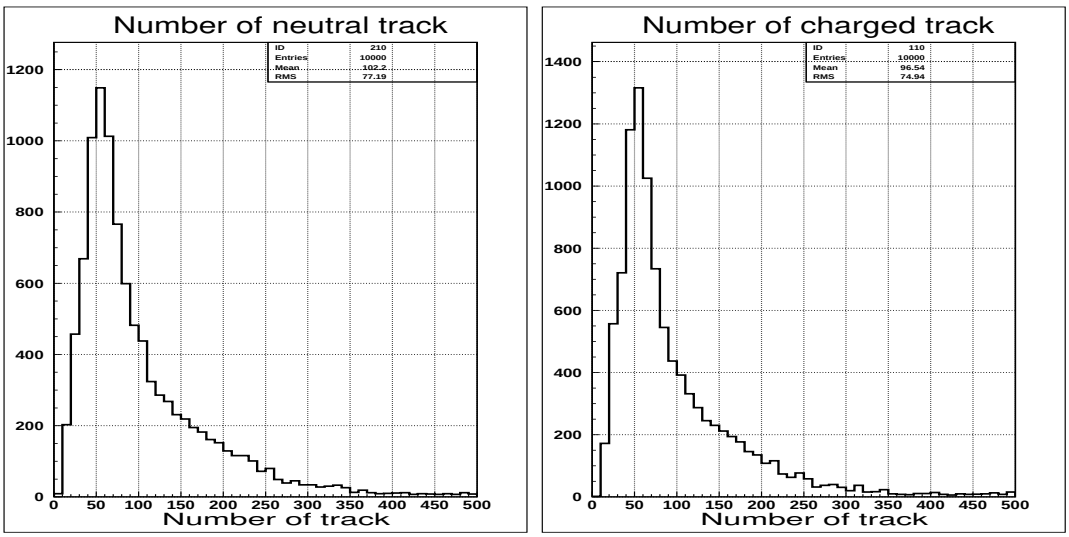


図 D.4: track の本数

ない)。従って全 track の数は

$$charged\ track\ 230\ 本/1\ bunch\ cross \quad (@\ low\ luminosity)$$
$$charged\ track\ 2300\ 本/1\ bunch\ cross \quad (@\ high\ luminosity)$$

となる。

η 分布は図 D.5 のようになった。
neutral track は γ・K_{long}・π^0・n 等であるがほとんどは γ であり質量が 0 であるため、質量を無視した近

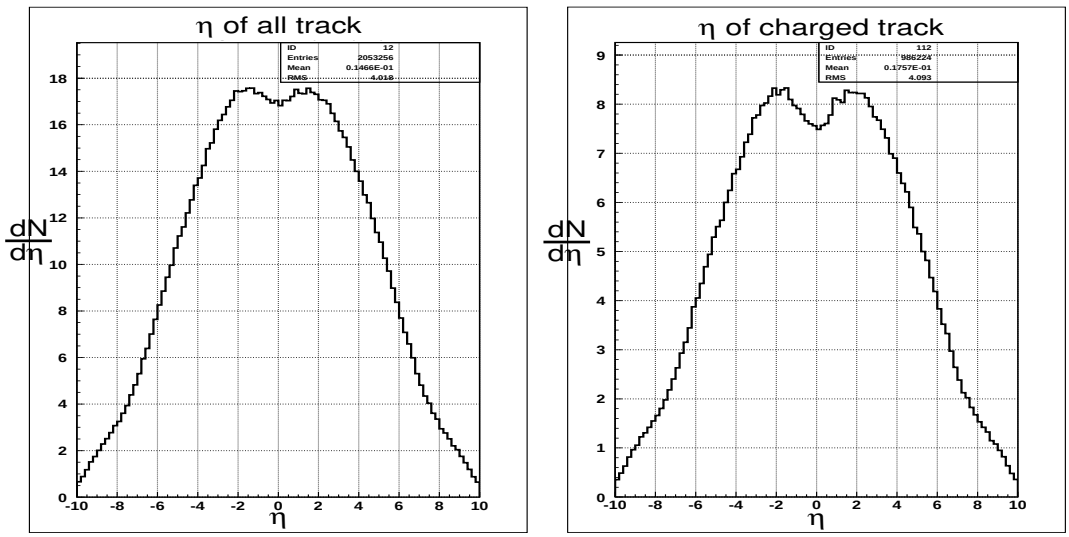


図 D.5: track の η 分布

似の pseudorapidity が厳密に成り立ち、η=0 の付近で平らな分布になる (図 D.5 の左図:charged track+ neutral track)。

P_T 分布は 15GeV 以下の低い分布を示した。図 D.6 は縦軸を log-scale でとっていることから分かるように、P_T 分布は e のべきで速やかに落ちていく。

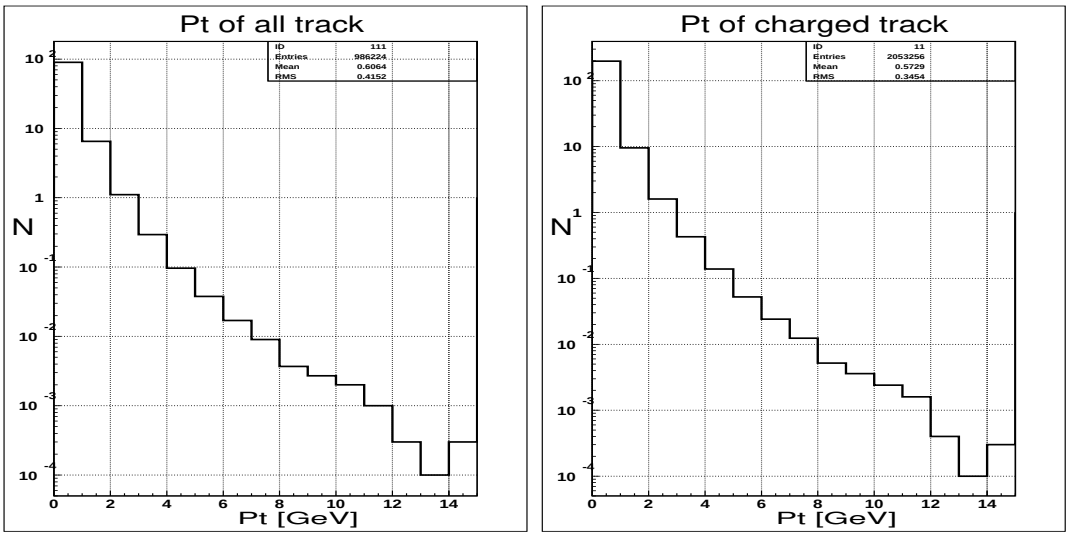


図 D.6: track の P_T 分布

P_T の平均はせいぜい 0.6GeV であり 1GeV にも満たない程低い。実際 charged track も neutral track も全体で 100 本であるがそのほとんどが 1GeV 以下である。

$$P_T \leq 1GeV \quad : \quad \sim 100 \text{ 本}$$
$$1GeV \geq P_T \leq 2GeV \quad : \quad \sim 10 \text{ 本}$$
$$2GeV \geq P_T \leq 3GeV \quad : \quad \sim 1 \text{ 本}$$

参考文献

[1] ATLAS Detector And Physics Performance 1

[2] ATLAS Detector And Physics Performance 2

[3] CERN Summer School Lecture 2002,「Particle Detector」:Christain Joram

[4] 神戸大学集中講義,「ハドロンコライダーの物理」:田中礼三郎

[5] PHYSICAL REVIEW D,010001,1 July 2002

[6] hrp-ph/0108264,「PYTHIA6.2 Physics and Manual」:Torbjorn Sjostrand, Leif Lonublad, Stephen Mrenna, Peter Skands

[7] ATLAS Internal Note,「ATLFAST2.0 a fast simulation package for ATLAS」

[8] ATL-PHYS-99-019 :A.Kupco

[9] Rad Cor 02,「Physics at the LHC」:Kloster Banz, Kerl Jacobs

[10] FELMILAB-Conf-95/162-E CDF,「Top Decay to Lepton+Jets: CDF B Tag and Cross Section」:J.Incandela

[11] CERN-TH/2000-039,「Measuring Higgs boson coupling at the LHC」:D,Zeppenfeld, R.Kinnumem, A.Nikitenko, E.Richter-Was

[12] 「QCD and Collider Physics」:Ellis Stirling, Webber

謝辞

本研究を行うにあたり多くの方々の御指導と御協力をいただき心より感謝すると共にこの場でお礼申し上げたいと思います。

指導教官の川本助教授には、進路の相談やCERNにいらしても時折今の状況を心配してくださるお心遣いの他、最後まであたたかく御指導いただき深く感謝の念を感じております。

また浅井祥仁氏[1]には、基礎的な物理からcolliderの物理まで厳しく御指導いただいただけでなく、generatorの使い方やCERNでのHiggs working grounpでのプレゼンテーション仕方の指導、更には宿泊施設の用意や空港までの送り迎え等までしてきただき、大変お世話になりました。深く感謝しております。

同様にこの論文の研究をするきっかけとなったCERNでの夏の学校を積極的に企画・準備してくださり、研究の御指導をしていただいたKEKの神前純一氏、岡山大学の田中礼三郎氏に深く感謝しております。研究が不備なく進められるようにPCの環境を整えて下さった、真下哲郎氏[1]・上田郁夫氏[1]・松本浩氏[1]に深く感謝しております。PC環境が整っていなければこの研究は決して成し得ませんでした。generatorやプログラムについての些細な質問にも親切に受け答えしてくださった田中純一氏[1]に深く感謝しております。

CERNでの夏の学校で有用な講義をしていただいた石野雅也氏[1]・長野邦浩氏、そして輪講時に一緒に問題を考えて下さった永井康一氏・佐伯学行氏[1]に深く感謝しております。また様々な形で御指導や支持してくださった小林富雄氏[1]、KEKの近藤敬比古氏、KEKの佐々木修氏をはじめとするTGCエレクトロニクス・グループの皆様、KEKの尾高茂氏、他ATLAS日本グループの皆様、そしてKEKの萩原薫氏に深く感謝いたします。

研究生活を通して私の支えとなってくださった吉田光弘氏[1]・戸谷大介氏[1]・南條創氏[1]・香取勇一氏・中村佳央氏に深く感謝したいと思います。

また共に実験をし大学やKEKで共に研究生活を過ごし惜しみない協力をしてくれた、東京大学同期の竹本享史氏・坂東隆哲氏・三橋利也氏、そして後輩の片岡洋介氏・渋谷和弘氏、京都大学の辻伸介氏、東京都立大学の小松知氏、信州大学の里山典彦氏に深く感謝しています。

所属

1:東京大学素粒子物理国際研究センター