

LHC計画 ATLAS実験における、
 $t\bar{t}H$ 、 $H \rightarrow \tau^-\tau^+$ チャンネルの解析

岡山大学自然科学研究科数理物理学専攻
41414011 伊藤 彰洋

平成 16 年 2 月 16 日

概要

2007年に欧州合同原子核研究機関(CERN)で、重心系エネルギーが14TeVの陽子・陽子加速器であるLarge Hadron Collider(LHC)が稼働予定である。LHCには四つの衝突点があり、その一つにATLAS検出器が置かれる。

素粒子物理学を記述する理論として標準模型と呼ばれるものがある。標準模型は現在までの実験結果を良く予言している。しかしながら、標準模型で予言される粒子のうち、電弱相互作用の統一に重要な役割を担い、粒子に質量を与えるヒッグス粒子のみが未だ観測されていない。そのため、ATLAS実験ではヒッグス粒子を発見することが最重要課題の一つである。LHCが高エネルギー、高ルミノシティーであるために、ヒッグス粒子が存在するならば、 $115\text{GeV}/c^2$ から $1\text{TeV}/c^2$ のどの質量でも確実に発見できるとされている。

発見後に重要となるのは、ヒッグス粒子の性質を調べることである。その中でも、ヒッグス粒子とフェルミオンとの結合定数(湯川結合)の測定が重要である。湯川結合はフェルミオンの質量に比例するので、各フェルミオンの湯川結合の大きさを調べる事により、そのヒッグス粒子が標準模型のものかどうか判断できる。しかしそのためには、特に $175\text{GeV}/c^2$ と質量が非常に重いトップ・クォークとの湯川結合の大きさを知る必要がある。しかし、トップ・クォークの湯川結合が測定可能な過程は、 $t\bar{t}H$ 生成のみである。そこで、本研究では $t\bar{t}H$ 、 $H \rightarrow \tau^-\tau^+$ チャンネルを用いて、トップ・クォークの湯川結合が、どの程度の精度で測定できるかを、モンテカルロ・データを使って評価した。

本研究で、ヒッグス粒子の質量が $115\text{GeV}/c^2$ の時、LHCのデザインルミノシティーでの3年間のデータ量で、トップ・クォークの湯川結合が25%の精度で測定可能であるという結論が得られた。このことから、 $t\bar{t}H$ 、 $H \rightarrow \tau^-\tau^+$ チャンネルは、トップ・クォークの湯川結合の測定を通して、標準模型を超える物理が存在するか調べる際に、重要なチャンネルである事が分かった。

目次

1	序論	1
2	標準模型とヒッグス粒子	3
2.1	標準模型	3
2.2	ヒッグス機構	3
2.2.1	ゲージ・ボソンの質量	5
2.2.2	フェルミオンの質量	6
2.2.3	ヒッグス粒子の質量	6
2.2.4	ヒッグス粒子	7
2.2.5	湯川結合	8
3	LHC 計画と ATLAS 実験	10
3.1	LHC 計画	10
3.2	運動学的物理量	15
3.2.1	横方向運動量 P_T	16
3.2.2	擬ラピディティ η	16
3.2.3	消失運動量	16
3.2.4	コーン ΔR	17
3.3	ATLAS 検出器	17
4	LHC でのヒッグス粒子の生成、崩壊過程	20
4.1	ヒッグス粒子の生成過程	20
4.2	ヒッグス粒子の崩壊過程	23
4.3	$t\bar{t}H$, $H \rightarrow \tau^- \tau^+$ チャンネル	25
4.4	τ 粒子	25
4.5	終状態	26
5	イベントの構築	27
5.1	共通のイベントセレクション	28
5.1.1	孤立したレプトン	28
5.1.2	孤立したレプトンとジェットの選択	30
5.2	2 レプトン・モード	33
5.2.1	τ ジェットの η	33
5.2.2	孤立したレプトン, ジェットの数	33
5.2.3	レプトンの電荷	34
5.2.4	M_W , M_{top} 質量・ウィンドウ	35
5.2.5	$M_{\tau \text{ ジェット}}$, レプトン	36
5.3	3 レプトン・モード	37

図目次	iii
5.3.1 孤立したレプトンとジェットの数	37
5.3.2 孤立したレプトンと τ ジェットの電荷	37
5.3.3 M_Z VETO	37
5.4 結果	40
5.5 湯川結合の不定性の評価	42
6 結論	45
謝辞	46
A τ-ID	47
B b-タグ	52
C ATLFAST	55
C.1 P_T	55
C.2 エネルギー	55
C.3 ジェットの構築	56
C.4 ジェットのタグ付け	56
C.5 ジェットの E_T の補正	57
研究業績	60

図目次

1.1 ATLAS での標準模型のヒッグスの発見能力	1
1.2 ヒッグス粒子の自己結合、フェルミオンとの結合のファインマン・ダイアグラム	2
2.1 ヒッグス粒子の質量予想	8
2.2 標準模型と MSSM での湯川結合	9
3.1 陽子・陽子衝突	11
3.2 LHC リング	14
3.3 座標系	15
3.4 消失運動量	17
3.5 ATLAS 検出器	18
4.1 ヒッグス粒子の主な生成過程	20
4.2 標準模型におけるヒッグス粒子の生成断面積	21
4.3 標準模型におけるヒッグス粒子の崩壊比	24
5.1 シグナルのファインマン・ダイアグラム	27
5.2 b ジェットの描像	29
5.3 レプトンの isolation 条件	30

5.4	μ 粒子の P_T 分布	31
5.5	電子の P_T 分布	31
5.6	q ジェットの P_T 分布	32
5.7	b ジェットの P_T 分布	32
5.8	τ ジェットの P_T 分布	32
5.9	τ ジェットの η 分布	33
5.10	シグナルでの $P_T \geq 15\text{GeV}/c$ の q ジェットの本数	33
5.11	$t\bar{t}$ の終状態	34
5.12	二つのレプトンの電荷の和	34
5.13	再構築したトップ・クォークの質量分布	35
5.14	再構築したヒッグス粒子の質量分布	36
5.15	孤立したレプトンと τ ジェットの電荷の和	38
5.16	$t\bar{t}Z$ のファインマン・ダイアグラム	38
5.17	電荷が逆、フレーバーが同じレプトン対の不変質量	38
5.18	τ ジェットとレプトンで組んだ不変質量分布	39
5.19	トップ・クォークの湯川結合の不定性	44
A.1	τ ジェットの R_{em} 分布	49
A.2	q ジェットの R_{em} 分布	49
A.3	τ ジェットの ΔE_T^{12} 分布	49
A.4	q ジェットの ΔE_T^{12} 分布	49
A.5	τ ジェットの N_{tr} 分布	50
A.6	q ジェットの N_{tr} 分布	50
A.7	τ ジェットの R_{em} の P_T 依存	50
A.8	q ジェットの R_{em} の P_T 依存	50
A.9	τ ジェットの検出効率とジェット・リジェクションの関係	51
B.1	b-jet の描像	52
B.2	r - ϕ 平面での b-jet の描像	53
B.3	衝突パラメーターの分解能	53
B.4	b ジェットの検出効率と、各ジェットに対するジェット・リジェクション	53
C.1	キャリブレーション因子の分布	57

表目次

2.1	ゲージ・ボソンの性質	3
3.1	LHC 加速器のパラメーター	11
3.2	各相互作用の断面積	13
3.3	ATLAS を構成する検出器の種類、位置、 η 、性能	19
4.1	τ 粒子の崩壊過程	25

4.2	$t\bar{t}H, H \rightarrow \tau^-\tau^+$ チャンネルの終状態	26
5.1	$t\bar{t}H, H \rightarrow \tau^-\tau^+$ チャンネルの断面積	27
5.2	各過程と断面積、イベントジェネレーター	28
5.3	2レプトン・モードで $t\bar{t}H, H \rightarrow \tau\tau, WW$ の各カットでのイベント数	40
5.4	2レプトン・モードでバックグラウンドの各カットでのイベント数	40
5.5	3レプトン・モードで $t\bar{t}H, H \rightarrow \tau\tau, WW$ の各カットでのイベント数	41
5.6	3レプトン・モードでバックグラウンドの各カットでのイベント数	41
5.7	$\int Ldt = 600fb^{-1}$ でのイベント数	41
5.8	Y_{top} の不定性	43

1 序論

スイスのジュネーブ郊外にある欧州合同原子核研究機関 (CERN) で、現在最も力を入れられているのが LHC 計画である。Large Hadron Collider(LHC) は、周長 27km、重心系エネルギーが 14TeV の陽子・陽子衝突型加速器である。そのエネルギーは、現在の最高エネルギーを達成している Tevatron と比較して約 7 倍も大きい。また、陽子同士の衝突が 25nsec に一度起きるため高いルミノシティを得ることができる。このような性能のおかげで、LHC では 2007 年の実験開始後に素粒子物理学の標準模型に残されている、素粒子の質量の起源 (ヒッグス機構) や力の統一などの幾つかの問題に答えが出ると予想されている。

LHC には四つの衝突点があり、その一つに A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS) 検出器が設置される。ATLAS 検出器は長さ 44m、高さ 22m、検出器の読み出しチャンネルは一億六千万チャンネル、データサイズは 1TB/hour であり、全てにおいて前代未聞な規模である [1]。現在は検出器やソフトウェアの開発が国際協力で行われている。

図 1.1 [2] は、ヒッグス粒子の質量と、ATLAS で観測できるヒッグス粒子のイベントの有意性 $N_{\text{シグナル}}/\sqrt{N_{\text{バックグラウンド}}}$ の関係である。どのヒッグス粒子の質量でも、有意性が発見の目安となる 5σ を超えている。このことから、標準模型において未だ未発見であるヒッグス粒子は、存在するならば LHC で確実に発見できると言える。

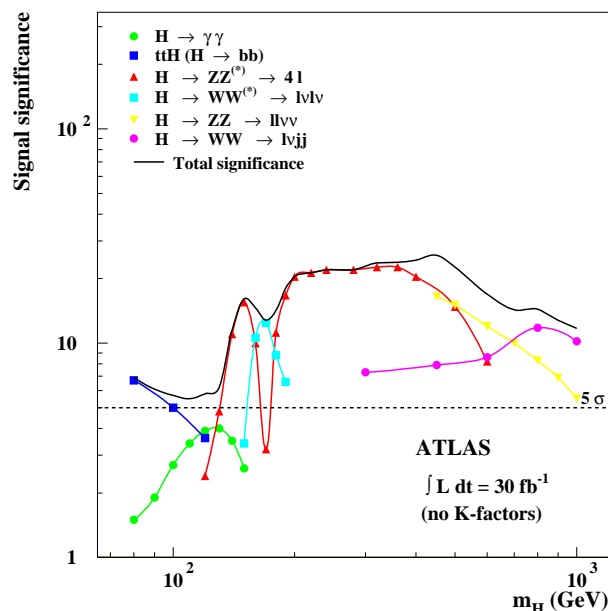


図 1.1: ATLAS での標準模型のヒッグス粒子の発見能力。横軸はヒッグス粒子の質量、縦軸は $N_{\text{シグナル}}/\sqrt{N_{\text{バックグラウンド}}}$ 。

しかし、ただ発見すればよいわけではなく、以下の緒性質を調べる必要がある。

ヒッグス粒子の自己結合の存在 (図 1.2 左、中央)

ヒッグス粒子同士の結合が存在するならば、真空期待値を持つ、という証明になる。

フェルミオンとの湯川結合 (図 1.2 右)

標準模型ではフェルミオンとの湯川結合は、フェルミオンの質量に比例する。もし、測定した湯川結合がこの関係を満たさないならば、そのヒッグス粒子は標準模型のものではないと言える。

電荷、スピン、パリティ

標準模型のヒッグス粒子は、電荷 0、スピン 0、パリティ正のスカラーボソンである。もし発見したヒッグス粒子がこれらの量子数を持たないならば、そのヒッグス粒子は標準模型のヒッグス粒子ではなく、標準模型を超える物理のヒッグス粒子であると言える。

これらの性質を調べることで、標準模型を超える物理の存在の有無が分かる。

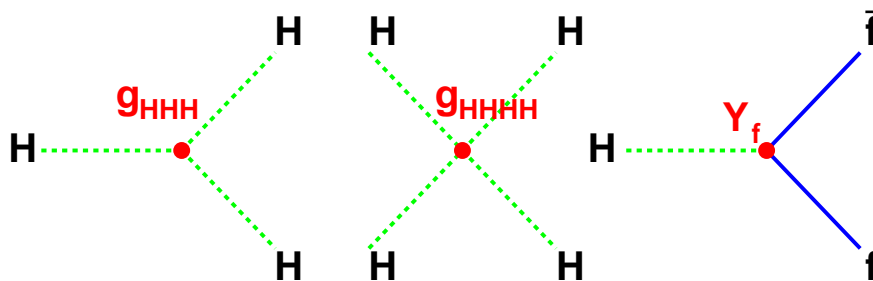


図 1.2: ヒッグス粒子の自己結合、フェルミオンとの結合のファインマン・ダイアグラム。

湯川結合の、フェルミオンの質量に対する線型性を見るためには、フェルミオンの中で最も質量が重いトップ・クォークの湯川結合も知らなければならない。しかしトップ・クォークとの湯川結合が測定可能な過程は、 $t\bar{t}H$ 生成のみである。そこで本研究では、 $t\bar{t}H$ 、 $H \rightarrow \tau^-\tau^+$ チャンネルで、トップ・クォークとヒッグス粒子の湯川結合の強さの測定誤差がどの程度であるか調べた。

本論文の構成は、2章において標準模型とヒッグス粒子について述べ、3章では LHC 加速器と ATLAS 検出器の特徴について述べる。そして 4 章では LHC での Higgs 粒子の生成・崩壊過程について説明する。5 章において本題となる解析結果と、その結果を用いてトップ・クォークの湯川結合の測定誤差を評価する。最後に 6 章で本研究の結論をまとめる。

2 標準模型とヒッグス粒子

2.1 標準模型

素粒子物理学を記述する標準模型があり、物質を構成する粒子としてスピン 1/2 のフェルミオンであるレプトンとクォークがある。レプトン、クォーク共に、それぞれ三つの世代に分類できる。各世代はさらに下のように二重項を形成する。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

また、物質間には整数のスピンを持つ粒子を媒介する相互作用がある。それぞれ電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用、重力相互作用である。ただし素粒子物理の世界では、重力相互作用は他の相互作用に比べて無視できるほど弱い。重力相互作用以外の各相互作用の媒介粒子であるゲージ・ボソンは表 2.1 の性質を持つ [3]。

名称	媒介する相互作用	スピン	荷量 (結合定数)	質量
gluon	強い相互作用	1	カラー荷 (α_s)	0
W	弱い相互作用	1	弱荷 (α_w)	80.4GeV/c ²
Z	弱い相互作用	1	弱荷 (α_w)	91.2GeV/c ²
γ	電磁相互作用	0	電荷 (α)	0

表 2.1: ゲージ・ボソンの性質。荷量とは相互作用の強さを表す。 $\alpha_s \sim 1$, $\alpha_w \sim 10^{-6}$, $\alpha \sim 10^{-2}$

電磁相互作用は **U(1)**、弱い相互作用は **SU(2)**、強い相互作用は **SU(3)** の対称性を持つゲージ群として記述される。電磁相互作用と弱い相互作用を統一する電弱相互作用は、**SU(2) × U(1)** 群に統一され、その際に全ての粒子は質量が 0 でなくてはならない [4]- [6]。そこで、粒子に持たせるために導入されたのが、電弱相互作用の自発的対称性の破れを生み出すヒッグス機構であり、そこでヒッグス粒子の存在が示唆された [7]。

2.2 ヒッグス機構

本節では、ヒッグス機構について述べる。

電磁相互作用と、電磁相互作用を統一した電弱相互作用は、**SU(2) × U(1)** 群に統一される。左巻きフェルミオン二重項を L 、右巻きフェルミオン一重項を R とし、三つのベクトル・ボソンを $W^\mu (W^\pm, Z^0)$ 、第四番目のベクトル・ボソン (光子) を B^μ とする。そのラグランジアンは次のよ

うに書ける。

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_1 = & \bar{L}\gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\boldsymbol{\tau}\cdot\mathbf{W}_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu \right] L \\ & + \bar{R}\gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu \right] R - \frac{1}{4}\mathbf{W}_{\mu\nu}\cdot\mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.1)$$

ここで、

$$B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

Y : ハイパー荷の生成演算子

$\boldsymbol{\tau}$: 弱アイソスピン荷生成演算子

であり、電荷 Q との間に次の関係が成り立つ。

$$Q = \tau^3 + \frac{Y}{2} \quad (2.2)$$

式 (2.1) の最後の二項は、場 \mathbf{W}_μ の運動エネルギーと自己相互作用項、および場 B_μ の運動エネルギーを表している。しかし、この式にはフェルミオンやゲージ・ボソンの質量項が存在しないので、質量が0のフェルミオンやゲージ・ボソンを記述している。そこで、質量項を付け加えようとする、ゲージ不変性を破ってしまう。そこで、ゲージ不変な方法で粒子の質量を生成するために、ヒッグス機構を使う。つまり、ゲージ対称性を自発的に破る事で、粒子に質量を持たせるのである。

W^\pm, Z^0 に質量を持たせ、光子は質量0のままであるようなヒッグス場を実現するため、四つのスカラー場 ϕ^i を導入する。 \mathcal{L}_1 に、次のようなスカラー場に対する $SU(2) \times U(1)$ 不変なラグランジアンを付け加えなければならない。

$$\mathcal{L}_2 = \left| \left(i\partial_\mu - g\mathbf{T}\cdot\mathbf{W}_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi) \quad (2.3)$$

ここで、 $|\cdot|^2 \equiv (\cdot)^\dagger(\cdot)$ の意味である。また、四つの場を、ハイパー荷 $Y=1$ のアイソスピン二重項にまとめるように選ぶ。

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad \begin{aligned} \phi^+ &\equiv (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2} \\ \phi^0 &\equiv (\phi_3 + i\phi_4)/\sqrt{2} \end{aligned} \quad (2.4)$$

また、ヒッグスポテンシャル $V(\phi)$ は、

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.5)$$

を選ぶ。ただし、 $\mu^2 < 0$ かつ $\lambda > 0$ とし、 $\phi(x)$ の真空期待値 ϕ_0 は、

$$\phi_0 \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

と選ぶ。

2.2.1 ゲージ・ボソンの質量

ゲージ・ボソンの質量は、 $\phi(x)$ の真空期待値 ϕ_0 を、式 (2.3) の質量に関係する項へ代入する事で同定できる。 ϕ_0 は、 $T=1/2$ 、 $Y=1$ であるため、

$$\begin{aligned} \left| \left(-ig\frac{\boldsymbol{\tau}}{2} \cdot \mathbf{W}_\mu - \frac{i}{2}g'B_\mu \right) \phi \right|^2 &= \frac{1}{8} \left| \begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g'B_\mu & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -gW_\mu^3 + g'B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{8}v^2 g^2 [(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2] + \frac{1}{8}v^2 (g'B_\mu - gW_\mu^3)(g'B_\mu - gW_\mu^3) \\ &= \left(\frac{1}{2}vg \right)^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{8}v^2 (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.7)$$

ここで、 $W^\pm = (W^1 \mp iW^2)/\sqrt{2}$ を用いた。式 (2.7) の第一項が荷電ゲージ・ボソンの質量項である。その質量は、

$$M_W = \frac{1}{2}vg \quad (2.8)$$

が得られる。また、残りの項は W_μ^3 と B_μ に関して非対角的である。

$$\frac{1}{8}v^2 [g^2(W_\mu^3)^2 - 2gg'W_\mu^3 B_\mu + g'^2 B_\mu^2] = \frac{1}{8}v^2 [gW_\mu^3 - g'B_\mu]^2 + 0[g'W_\mu^3 + gB_\mu]^2 \quad (2.9)$$

式 (2.7) の二行二列の行列の固有値の一つは 0 である。それを式 (2.9) に、場の一次結合の形で含めたが、第一項の一次結合とは直交している。物理的な場 Z_μ と A_μ は質量行列を対角化するので、式 (2.9) は、

$$\frac{1}{2}M_Z^2 Z_\mu^2 + \frac{1}{2}M_A^2 A_\mu^2 \quad (2.10)$$

と同定できる。場を規格化して、

$$A_\mu = \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \text{ここで } M_A = 0 \quad (2.11)$$

$$Z_\mu = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \text{ここで } M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \quad (2.12)$$

が得られる。ワインバーグ角 θ_W は、

$$\frac{g'}{g} = \tan \theta_W \quad (2.13)$$

であるので、これを使うと、式 (2.11)、(B.1) は、

$$A_\mu = \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3 \quad (2.14)$$

$$Z_\mu = -\sin \theta_W B_\mu + \cos \theta_W W_\mu^3 \quad (2.15)$$

と書くことが出来る。また、W、Zボソンの質量の間にも、

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W \quad (2.16)$$

が得られる。

2.2.2 フェルミオンの質量

フェルミオンの質量もヒッグス二重項から与えられる。例えばレプトンの質量は、ラグランジアンに次の $SU(2) \times U(1)$ 不変な項を入れる。

$$\mathcal{L}_3 = -g_{f\bar{f}H}[\bar{L}\phi R + \bar{R}\phi] \quad (2.17)$$

対称性を自発的に破って、

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

を式 (2.17) へ代入すると、ラグランジアンは次のようになる。

$$\mathcal{L}_3 = -\frac{g_{f\bar{f}H}}{\sqrt{2}}v(\bar{L}R + \bar{R}L) - \frac{g_{f\bar{f}H}}{\sqrt{2}}(\bar{L}R + \bar{R}L)h \quad (2.19)$$

ここで、 $g_{f\bar{f}H}$ を、

$$m_f = \frac{g_{f\bar{f}H}v}{\sqrt{2}} \quad (2.20)$$

のように置くと、レプトンの質量が得られる。クォークの質量も同様にして生成されるが、クォークは弱アイソスピン二重項のアップ成分に対しても質量を生成しなければならない。そのために新しいヒッグス二重項を作らなければならない。

$$\phi_c = -i\tau_2\phi^* = \begin{pmatrix} \bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} \rightarrow \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} v + h \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

この自発的対称性の破れにより、クォークの質量もレプトンの質量と同様に与えられる。

2.2.3 ヒッグス粒子の質量

ヒッグス粒子の質量は、ヒッグスポテンシャルから与えられる。

$$V(\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 + \dots \quad (2.22)$$

ここで、 $\phi = v + \eta$ と自発的対称性の破れを引き起こすと、

$$m_h^2 = 2v^2\lambda \quad (2.23)$$

を得る。これから分かるように、理論からはヒッグス粒子の質量は与えられず、フェルミオンの質量と同様に単なるパラメーターである。そのため実験的に検証されなければならない。

以上から、標準模型のラグランジアンは下のものである。

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & -\frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\
& + \bar{L} \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) L \\
& + \bar{R} \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) R \\
& + \left| \left(i\partial_\mu - g \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi) \\
& - (G_1 \bar{L} \phi R + G_2 \bar{L} \phi_c R) + h.c
\end{aligned} \tag{2.24}$$

Lは左巻きフェルミオン二重項、Rは右巻きフェルミオン一重項である。第一項は、 W^\pm 、 Z 、 γ の運動エネルギーおよび自己相互作用である。第二、三項は、レプトンとクォークの運動エネルギー、およびそれらと W^\pm 、 Z 、 γ との相互作用項であり、第四項は W^\pm 、 Z 、 γ 、ヒッグス粒子の質量と結合、そして第五項は、レプトンおよびクォークの質量とヒッグス粒子との結合である。

2.2.4 ヒッグス粒子

ヒッグス場を導入することで、電磁相互作用と弱い相互作用を統一し、ゲージ・ボソンやフェルミオンに質量を与える事ができた。ヒッグス場により、次の四種類の相互作用のみが可能となった。

- ゲージ相互作用
- 湯川相互作用
- 四スカラー相互作用
- 三スカラー相互作用

これらのうち、ゲージ相互作用はLEP実験などにより精密測定がされた。しかし、フェルミオンとヒッグス粒子の湯川相互作用や、ヒッグス粒子の自己結合である、スカラー相互作用は未だ観測されていない。そのため、これら未確認の相互作用を観測する必要がある。

標準模型ではヒッグス粒子の質量は $1\text{TeV}/c^2$ 以下であることが要求され [8]、LEP2での直接探索から $114\text{GeV}/c^2$ という下限も決められている [9]。LEPなどの精密測定と標準模型の計算から、95%の信頼区間 [10] でヒッグス粒子の質量は $200\text{GeV}/c^2$ 以下であることが示唆されている。(図2.1)

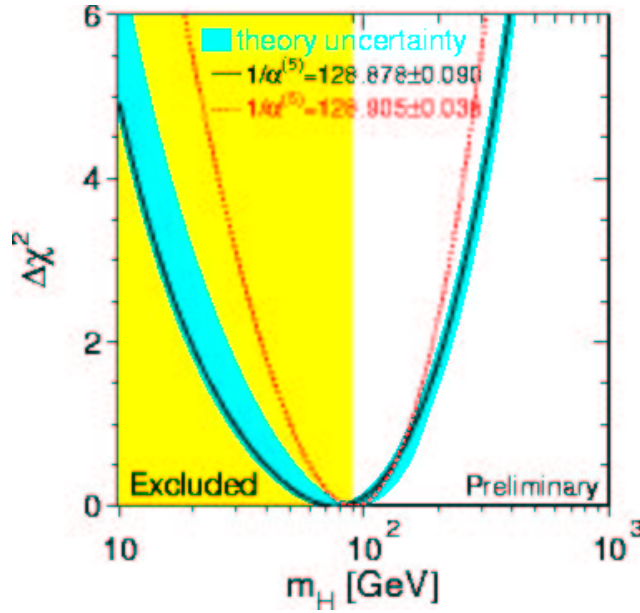


図 2.1: ヒッグス粒子の質量予想。横軸はヒッグス粒子の質量。縦軸は $\Delta\chi^2$

2.2.5 湯川結合

式 (2.20) に述べたように、フェルミオンの質量はヒッグス粒子との湯川結合 $g_f \bar{f}H$ に比例する。このことから、湯川結合とフェルミオンの質量の間には次の関係が成り立つ。

$$g_{f\bar{f}H} = \frac{\sqrt{2}m_f}{v} \quad (2.25)$$

g_f : フェルミオンとの湯川結合

m_f : フェルミオンの質量

v : ヒッグス場の真空期待値、 $v = 246 \text{ GeV}/c^2$

この式から分かるように、質量起源のヒッグス場を探るためには g_f の測定を行う必要がある。この関係が成り立たなければ、標準模型を超える物理が存在する、と言える。例えば、標準模型に最低限の超対称性を拡張したモデルである、MSSM では、フェルミオンがアップ型かダウン型で、真空期待値が異なるため、湯川結合に線型性が見られず、次の関係を持つ [11]。

$$\frac{g_{bbh,\tau^-\tau^+h}^{MSSM}}{g_{bbh,\tau^-\tau^+h}^{SM}} = -\frac{\sin \alpha}{\cos \beta} \quad (2.26)$$

$$\frac{g_{tth}^{MSSM}}{g_{tth}^{SM}} = \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \quad (2.27)$$

標準模型の場合の湯川結合と、 $\tan \beta=45$ 、 $M_A=600 \text{ GeV}/c^2$ の場合の MSSM の湯川結合は図 2.2 のようになる。LHC では、チャーム・クォークの湯川結合の測定は困難であるため、 τ 粒子とボト

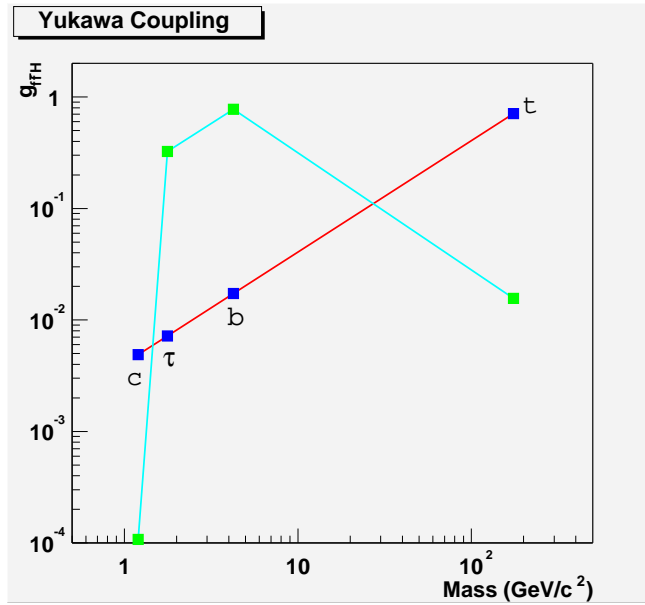


図 2.2: 標準模型と MSSM での湯川結合。横軸がフェルミオンの質量。縦軸は湯川結合である。赤い線が標準模型、水色の線が MSSM である。

ム・クォークの湯川結合だけを測定しては、標準模型でも MSSM でも線型性が見えてしまう。そのため、フェルミオンの質量に対する線型性を議論するためには、質量の重いトップ・クォークの湯川結合を測定する事が重要であることが分かる。

3 LHC 計画と ATLAS 実験

本章では LHC 計画と、そこで行われる ATLAS 実験に関して述べる。

3.1 LHC 計画

LHC は、スイス・ジュネーブ郊外にある CERN で建設中で、重心系エネルギーが $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$ の陽子・陽子衝突型加速器である。この加速器を用いて行う実験が LHC 計画である。陽子・陽子のほうが反応が単純なため、クリーンな反応が得られるが、それを用いない理由は、円運動をする荷電粒子は、シンクロトロン放射を起こしてエネルギーを失うためである。加速粒子が電子の場合、一周当りに失うエネルギーは

$$U = \frac{4\pi E_b^4}{3} \frac{r_e}{\rho (m_e c^2)^3} \quad (3.1)$$

E_b : ビームのエネルギー

r_e : 電子の古典半径

ρ : リングの半径

となり、電子の質量が軽いいため、ビームのエネルギーの四乗でエネルギーを損失する。リング半径を大きくすれば損失を抑える事ができるが、コストや用地の確保という大きな問題がある。一方、陽子の質量は電子の約二千倍であるため、放射光によるエネルギー損失は無視できるほど小さくなる。

一方、我々が興味のある反応は、粒子と反粒子の対消滅により起きる。陽子・陽子では反粒子が存在しないため、陽子・反陽子を用いなければならないと考えられる。しかし、高エネルギーの陽子内には陽子を構成するバレンス・クォーク (アップ、ダウン・クォーク) だけでなく、シー・クォークと呼ばれるクォーク・反クォーク対も存在する。そのため、反陽子を作らなくても、陽子同士の衝突で粒子・反粒子対の反応が起きる。また、シー・クォーク以外にも陽子内ではグルオンが最も多く存在するので、グルオン同士の反応も観測できる。さらに反陽子の生成は陽子の生成に比べて効率が非常に悪いので、高いルミノシティを達成するのが困難である。

LHC の主なパラメータを表 3.1 にまとめる。このような値を選んだ理由を幾つか説明する。

(a) ビームのエネルギー

$W_L W_L$ 散乱のユニタリティー条件から、ヒッグス粒子の質量は $1\text{TeV}/c^2$ より軽い事が分かっている。したがって $1\text{TeV}/c^2$ のヒッグス粒子を観測するために必要なビームのエネルギーがどれくらい必要か推測する。その時の反応は図 3.1 である。

まず二つの W ボソンで質量が $1\text{TeV}/c^2$ のヒッグス粒子を作るために、一つの W ボソンの必要なエネルギーは $E_W \sim 500\text{GeV}$ である。そこで、エネルギーが 500GeV の W ボソンを生成するために、必要なクォークのエネルギーは $E_{quark} \sim 1\text{TeV}$ である。しかし、クォークの持つエネルギーは陽子の持つエネルギーの $1/6$ ほどである。そのため、必要な陽子のエネルギーは $E_{proton} \sim 6\text{TeV}$ となる。

ビームのエネルギー	7	TeV
主リングの周長	27	km
ルミノシティー	10^{34}	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
積分ルミノシティー	100	$\text{fb}^{-1}/\text{year}$
磁場	8.33	Tesla
衝突頻度	40.08	MHz
陽子/バンチ	1.1×10^{11}	
バンチ間隔	24.95	ns

表 3.1: LHC 加速器のパラメーター。

したがって、陽子のエネルギーが最低でも 7TeV ならば、質量が $1\text{TeV}/c^2$ のヒッグス粒子の生成も可能となる。

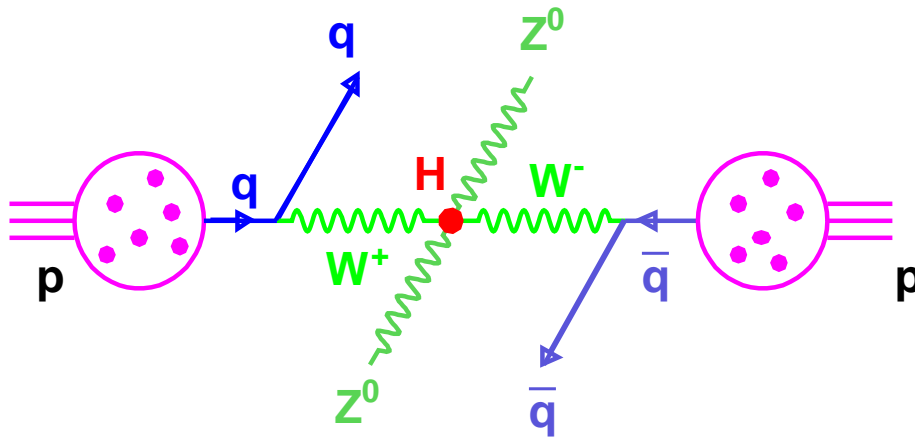


図 3.1: 陽子・陽子衝突の概略図

(b) 主リングの周長

LHC の主リングが、LEP トンネルを再利用したものであるためである。

(c) ルミノシティー

ヒッグス粒子の質量が $1\text{TeV}/c^2$ の時でも、図 3.1 の反応が観測できるだけのルミノシティーが必要である。ベクトル・ボソン融合でヒッグス粒子を生成し ($\sigma \simeq 100\text{fb}$)、Higgs 粒子が Z ボソン対に崩壊する過程 (崩壊比 $\simeq 30\%$) を使って観測する。この過程を使う理由は、 $1\text{TeV}/c^2$ のヒッグス粒子を生成するためには、反応を起こす粒子には約 1TeV のエネルギーが必要となる。しかしそのようなエネルギーを持つシー・クォークはほとんど存在せず、バレンス・

クォークが主である。ベクトル・ボソン融合は、バレンス・クォーク同士の反応でも起こるため、LHC でヒッグス粒子生成の断面積が最も大きいグルオン・グルオン融合と同程度の断面積を持つようになる。しかし、グルオン・グルオン融合過程はヒッグス粒子の生成による粒子しか、大きい横方向の運動量を持たないため、バックグラウンドの排除が難しい。一方、ベクトル・ボソン融合過程は、ベクトル・ボソンを放出したクォークが、検出器前方方向で放出したベクトル・ボソンの質量の約半分という大きさの横方向運動量を持つという特徴がある。また、前方方向に放出されたジェットの間には、他のジェットが存在しないという特徴もあるため、バックグラウンドの排除が可能である。そのためベクトル・ボソン融合で生成される過程を考えるのである。ヒッグス粒子が Z ボソン対に崩壊する過程を考えるのは、崩壊比が約 30% と大きいことと、Z ボソン対がレプトン対に崩壊する過程を考えると、信号がクリーンかつヒッグス粒子の質量を再構築できるからである。そこで、 $ZZ \rightarrow 4\mu, 4e, 2e + 2\mu$ のイベントを選ぶとする (崩壊比 $\simeq 0.4\%$)。すると一年に 10 イベント観測するために必要なルミノシティ $L[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ は、

$$\begin{aligned} \text{イベント/year} &= L \cdot \sigma \cdot \text{崩壊比} \\ L[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] &\simeq \frac{10}{100[\text{fb}] \times (0.3 \times 0.004) \times 3 \times 10^7[\text{s}]} \\ &\simeq \frac{10}{100 \times 10^{-39}[\text{cm}^2] \times 10^{-3} \times 10^7[\text{s}]} \\ &\simeq 10^{34} \end{aligned}$$

したがって、 $L = 10^{34}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ のルミノシティが必要となる。

(d) 超伝導磁石の磁場

主リングの周長は 24km であるから、荷電粒子は曲率半径が約 $\rho \sim 4\text{km}$ の円軌道を描くことになる。エネルギーが 7TeV の荷電粒子がこの円軌道を維持するために必要な磁場の強さ B は

$$p[\text{GeV}/c] = 0.3 \rho[\text{m}] B[\text{T}] \quad (3.2)$$

$$B[\text{T}] = \frac{p[\text{TeV}/c]}{0.3\rho[\text{km}]} \quad (3.3)$$

$$= \frac{7}{0.3 \times 4} \quad (3.4)$$

$$\sim 6 \quad (3.5)$$

したがって最低でも 6Tesla の磁場が必要であるが、余裕を持たせるように、8.33Tesla の磁場が作る事ができる超伝導磁石を使用する。

LHC は高エネルギー、高ルミノシティであるため、ヒッグス粒子の探索、トップ・クォーク、B メソンの物理、W/Z ボソンの性質のさらなる精密測定が可能である。他にも標準模型を超える新しい物理の有力候補である超対称性 (SUSY) の存在を示唆する、SUSY 粒子の探索なども可能である。

しかし、LHC はハドロンコライダーであるためヒッグス粒子生成のシグナルイベントに対して、表 3.2 にあるようにバックグラウンドイベントが桁違いに多い。そのためバックグラウンドの除去が重要課題となる。また、陽子・陽子の非弾性散乱が一回の衝突当りに 23 イベントほど起こるため、パイル・アップが起こる。このようなイベントはミニマム・バイアス・イベントと呼ばれる。そのために検出器の分解能に悪影響を及ぼす。

相互作用の種類	断面積 [barn]
p-p 非弾性散乱	10^{-3}
強い相互作用	10^{-6}
電弱相互作用	10^{-9}
ヒッグス粒子の生成	10^{-12}

表 3.2: 各相互作用の断面積。

図 3.2 は LHC の概要である。メインリングには四つの衝突点があり、各衝突点には汎用検出器の ATLAS、CMS、ボトム・クォークの物理のための LHC-b、重粒子衝突の反応を見る ALICE が設置される。

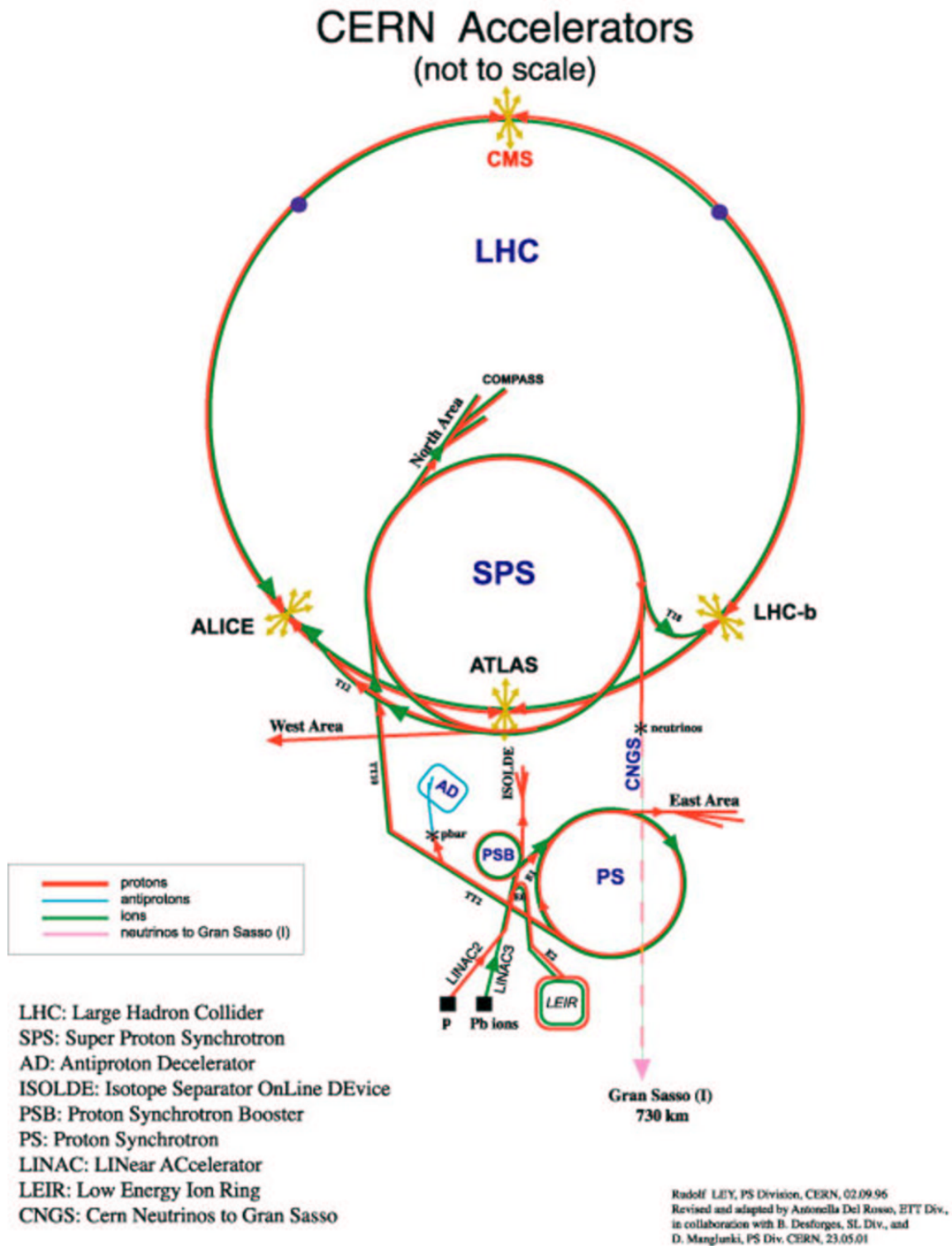


図 3.2: LHC リング。メインリングには四つの衝突点があり、そこに検出器が置かれる。図中の赤線は陽子、水色は反陽子、緑は重イオンの流れである。

3.2 運動学的物理量

本節では高エネルギー物理学で使う物理量である P_T 、 η 、 E_T 、 ΔR について説明をする。

加速器で用いる座標系は図 3.3 のものがある。原点は検出器中央で、ビーム軸を z 軸、主リング中心方向を x 軸、垂直方向を y 軸とする座標 (図 3.3 上段左図)。後述する P_T を測定する際には、 x 軸からの角度を ϕ とする r - ϕ 座標 (図 3.3 上段右図) が使われる。検出器のどの方向で粒子が検出されたか議論する際には、 y - z 平面 (図 3.3 下側段図) が使われる。ただし z 軸からの角度を θ とする。そして粒子間の距離を議論する際には検出器を η - ϕ 平面に広げた座標 (図 3.3 下段右図) が用いられる。

検出器の中心が原点

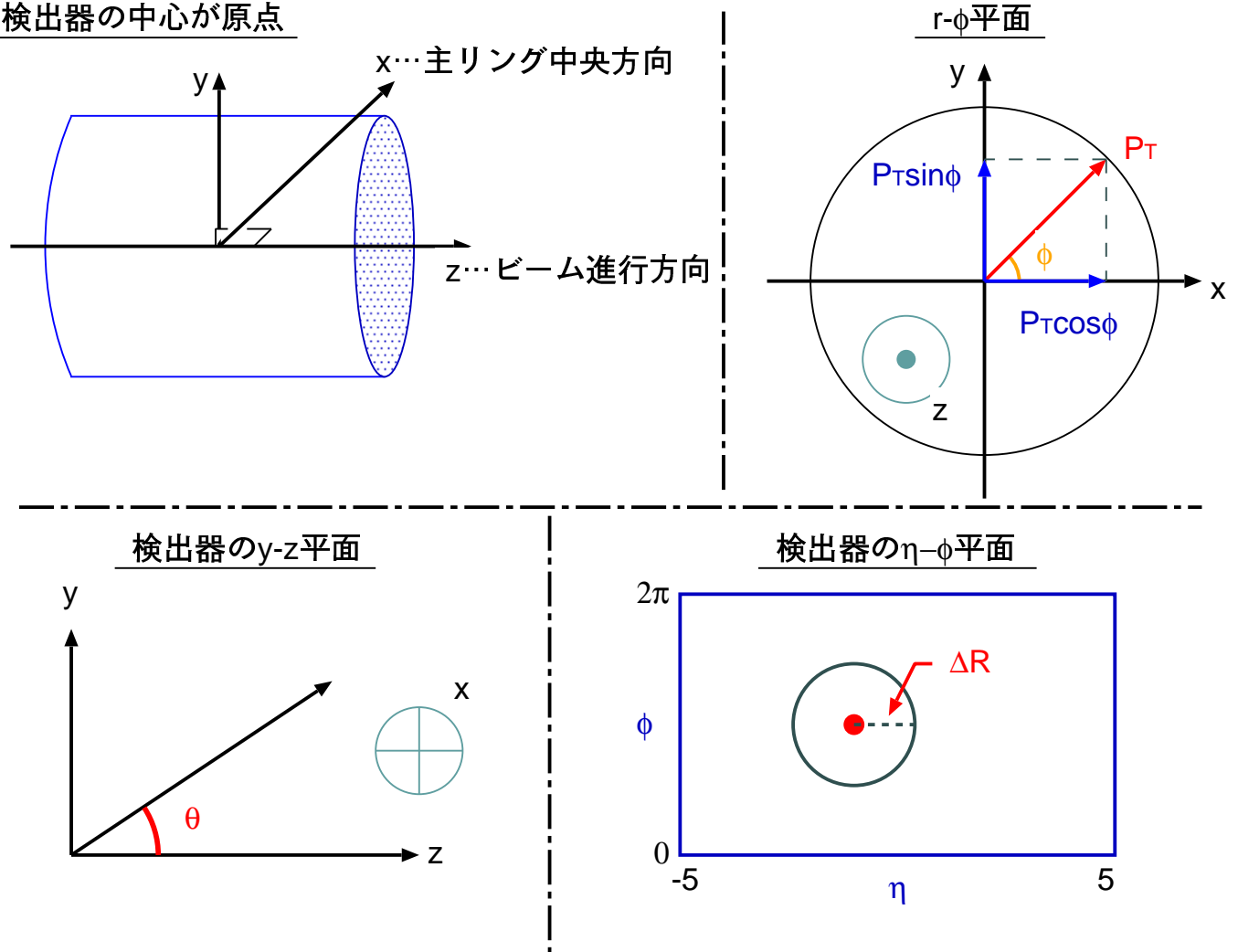


図 3.3: xyz 座標系 (上側左図)。 r - ϕ 平面 (上側右図)。 y - z 平面において z 軸から y 軸への角度を θ とする (下側左図)。 検出器の η - ϕ 平面 (下側右図)

3.2.1 横方向運動量 P_T

ハドロンコライダーでは反応する粒子の z 方向の運動量が分からない。しかし、 x 、 y 方向の運動量は 0 もしくは無視できるほど小さいので、運動量の x 、 y 成分の合成である横方向の運動量 P_T

$$P_T = \sqrt{(P_T \cos \phi)^2 + (P_T \sin \phi)^2} \quad (3.6)$$

は反応の前後で保存される。LHC で興味のある物理現象は、反応間の遷移運動量が多い。そのため終状態の粒子のビーム軸に対する運動量、つまり P_T は大きくなる。そのため P_T がトリガー条件として利用されている。

3.2.2 擬ラピディティ η

ラピディティとは、

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_z}{E - P_z} \right) = \ln \left(\frac{E + P_z}{m_T} \right) = \tanh^{-1} \left(\frac{P_z}{E} \right) \quad (3.7)$$

で定義される量であり、 z 軸方向のローレンツ変換に対して

$$y \rightarrow y + \tanh^{-1} \beta \quad (3.8)$$

が成り立つ。したがって dN/dy はローレンツ不変な量である。またラピディティは粒子の縦方向と横方向を記述するのに役立つ。

ここで、粒子の質量を無視する ($P \gg m$) と、ラピディティは

$$y \simeq \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + E \cos \theta}{E - E \cos \theta} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{\tan^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)} \right) = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \equiv \eta \quad (3.9)$$

と近似できる。質量を無視したラピディティは擬ラピディティ η と呼ばれる。加速器実験では、ミニマム・バイアス・イベントによる $dN/d\eta$ は $-3 \leq \eta \leq 3$ の領域でほぼ一定である。

3.2.3 消失運動量

反応前の粒子は横方向の運動量 P_T をほとんど持たない。したがって終状態の粒子の E_T を足し合わせると 0 になるはずである。しかし図 3.4 のように、0 にはならずにある方向に運動量を持つ場合がある。これは、ニュートリノなどの検出器で測定できない粒子が持つ運動量が含まれていないためである。この運動量を消失運動量 E_T と呼ぶ。そのような粒子が一つのみ存在するならば、ニュートリノは消失運動量とは逆方向に飛んで行ったと考えることができる。しかし、二つ以上存在する場合は、それぞれの運動量を正確に決定する事は出来ない。

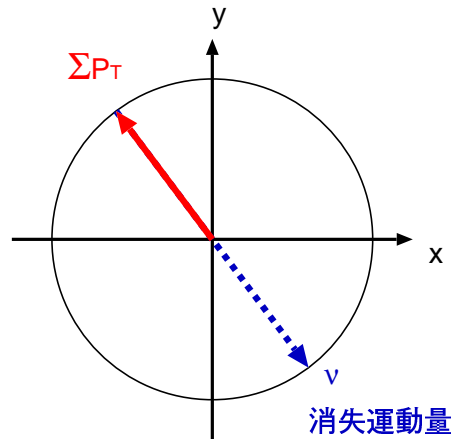


図 3.4: 消失運動量

3.2.4 コーン ΔR

コーン ΔR とは、擬ラピディティと方位角 ϕ で見た距離であり、次のように定義される。(3.3 下段右図)

$$\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (3.10)$$

粒子間の距離や、ジェットを構築する際に使われる。しかし式 (3.9) の η の定義から分かるように、 η の間隔は均一ではなく、ビーム軸に近づくほど間隔が狭くなる。

3.3 ATLAS 検出器

前に述べたように、汎用型検出器である ATLAS 検出器は LHC に設置される検出器の一つである。ATLAS は LHC で起こる物理現象を捉えるために次のような特徴を持っている。

- 単体でも十分な精度でミュー粒子の運動量や位置が測定可能なミュー粒子スペクトロメーターを持つ。
- 光子・電子の識別、そのエネルギー、位置を精度良く測定する電磁カロリメーターを備えている。ハドロンカロリメーターは消失運動量を測定するために生成される粒子を洩れなく検出できるようにビームパイプ間近まで覆っている。
- ボトム・クォークやタウ粒子起源のジェットや、電子と光子の識別が高い効率で行えるように、高精度な飛跡検出器を持つ。

LHC は 25ns に一回衝突するため、パイル・アップを無くすために高速な読み出しも要求される。ATLAS 検出器は、衝突点に近いほうから、内部飛跡検出器、電磁カロリメーター、ハドロンカロリメーター、ミュー粒子検出器で構成されている。ATLAS の全体図は図 3.5 であり、各検出器

の特徴を表 3.3 にまとめる。飛跡検出器の精度は数 $10\mu\text{m}$ を誇る。また、電磁カロリメーターでは 100GeV の光子のエネルギー分解能は 1.2% という精度の高さを達成している。ハドロンカロリメーターは全方位を囲んでおり、 100GeV のジェットエネルギー分解能はパレル、前方部では 5.8% 、超前方部では 14% となる。

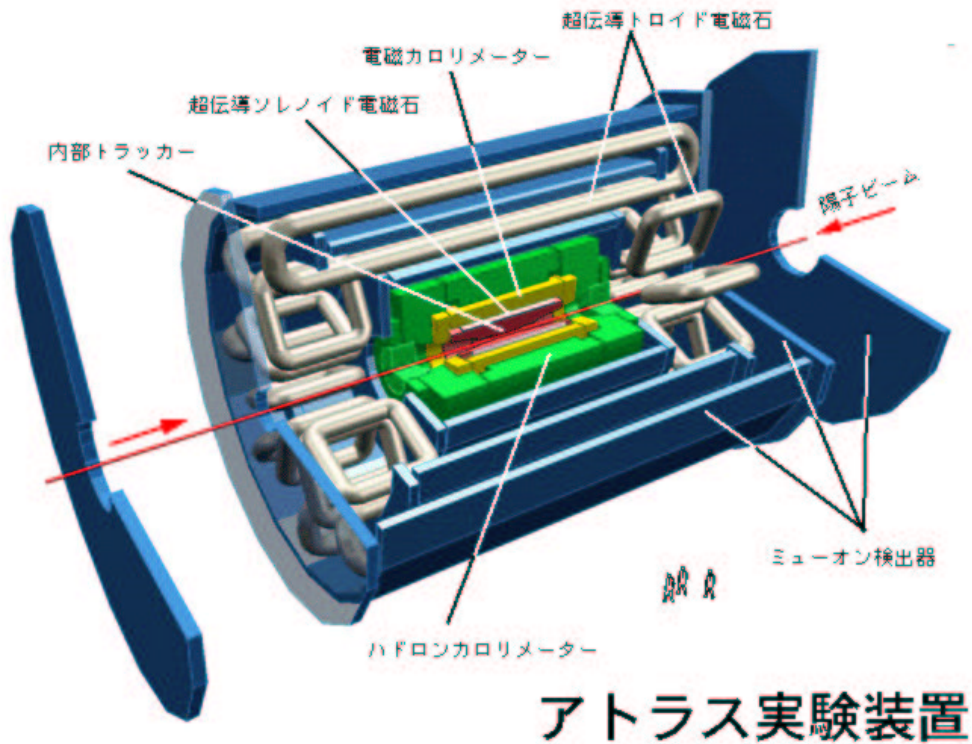


図 3.5: ATLAS 検出器。長さ 44m 、高さ 22m の汎用検出器。内部飛跡検出器、電磁カロリメーター、ハドロンカロリメーター、ミュオン粒子検出器と二種類の超伝導磁石で構成されている。

検出器	種類	位置	ラピディティ領域	性能、分解能
内部飛跡検出器	ピクセル	バレル部	$ \eta < 1.7$	ピクセルサイズ $50\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$
		前方部	$1.7 < \eta < 2.5$	
	マイクロストリップ	バレル部	$ \eta < 1.4$	ストリップ間隔 $80\mu\text{m}$
		前方部	$1.4 < \eta < 2.5$	
	遷移放射飛跡	バレル部	$ \eta < 0.7$	分解能 $170\mu\text{m}$
		前方部	$0.7 < \eta < 2.5$	
電磁カロリメーター	液体アルゴン (アコーディオン)	バレル部	$ \eta < 3.2$	$\frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$
ハドロンカロリメーター	シンチレーティングタイル	バレル部	$ \eta < 1.7$	$\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 4\%$
	液体アルゴン	前方部	$1.5 < \eta < 3.2$	$\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 4\%$
		超前方部	$3.1 < \eta < 4.9$	$\frac{75\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\%$
ミュー粒子検出器	ドリフトチェンバー	最外層	$ \eta < 2.4$	$10\%(1\text{TeV})$

表 3.3: ATLAS を構成する検出器の種類、位置、 η 、性能。

荷電粒子の運動量を測定するために、二種類の超伝導電磁石が使われている。一つは内部飛跡検出器全体を囲むソレノイドであり、ビーム軸に平行に 2Tesla の磁場を供給する。荷電粒子の飛跡は磁場により曲げられ、その曲率半径から粒子の運動量、飛跡の曲がり方で電荷が測定できる。しかし、ソレノイドは電磁カロリメーターの前に置かれるため、ソレノイドの物質により、電子の制動輻射や対消滅などが起きる。それにより電磁カロリメーターのエネルギー分解能が悪化してしまう。そのためソレノイドの物質量は出来るだけ少ない事が望まれ、バレル部では 1 放射長を切る物質量が達成されている。

もう一つの電磁石はトロイダルコイルである。トロイダルコイルはハドロンカロリメーターの外側に取り付けられ、ハドロンカロリメーターを通り抜けた荷電粒子(主にミュー粒子)の飛跡を曲げる。トロイダルコイルは空芯の超伝導磁石である。これにより、多重散乱の効果を最小限に抑えることができる。他にもミュー粒子の測定可能ラピディティ領域を広くとれるという利点を持つ。トロイダルコイルは構造上、磁場の大きさは場所により異なるが、最大で 4Tesla に達する。

4 LHC でのヒッグス粒子の生成、崩壊過程

本章では LHC での標準模型におけるヒッグス粒子の生成、崩壊過程に関して説明する。そして本研究で解析を行った、ヒッグス粒子がトップ・クォーク対に付随して生成され、ヒッグス粒子が二つの τ 粒子に崩壊するチャンネルに関して説明する。

4.1 ヒッグス粒子の生成過程

LHC での標準模型でのヒッグス粒子の主な生成過程は図 4.1 にあるように、グルオン・グルオン融合、ベクトル・ボソン融合 (VBF)、 W/Z ボソンに付随な生成、 $t\bar{t}H$ 生成の四つである [12]。各過程の反応断面積は図 4.2 であり [13]、以下に各生成過程の特徴を述べる。

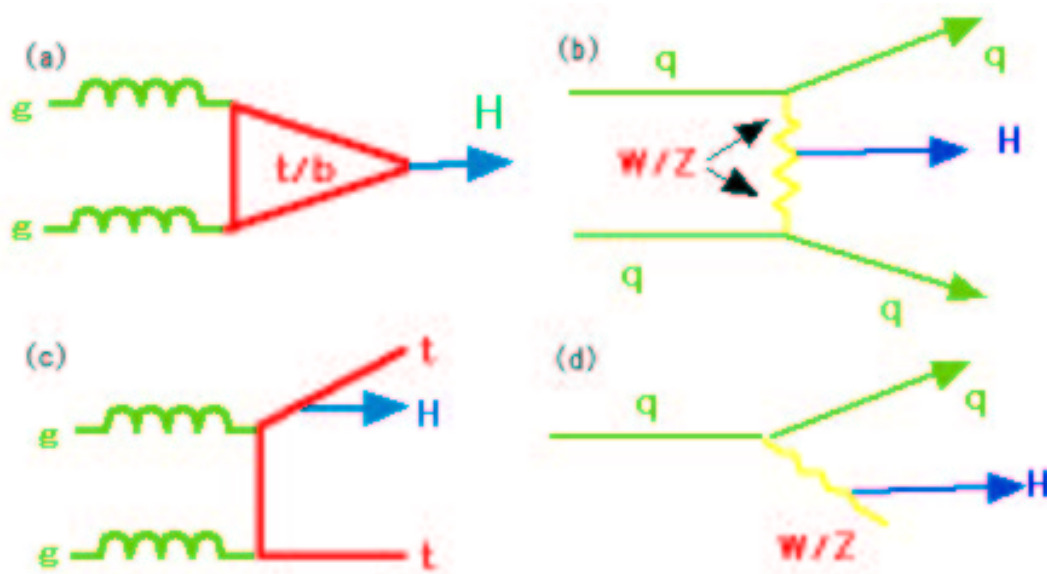


図 4.1: ヒッグス粒子の主な生成過程: (a) グルオン・グルオン融合、(b) ベクトル・ボソン融合、(c) $t\bar{t}H$ 生成、(d) W/Z ボソンに付随な生成。

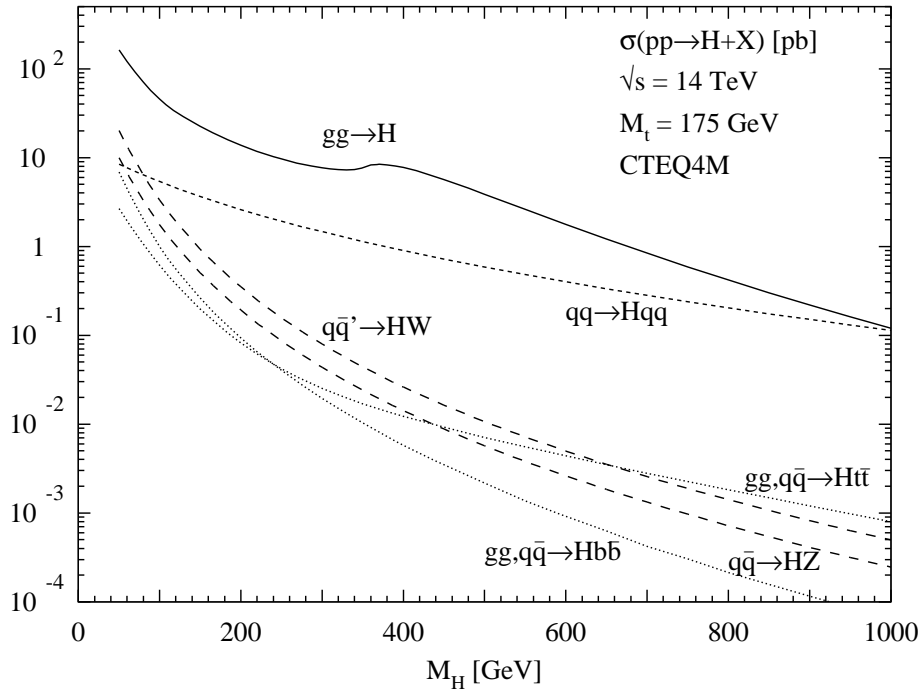


図 4.2: ヒッグス粒子の生成断面積。横軸はヒッグス粒子の質量、縦軸は生成断面積 (pb)。実線: グルオン・グルオン融合、点線: ベクトル・ボソン融合、薄線: $t\bar{t}H$ 生成、破線: W ボソンに付随な生成

(1) グルオン・グルオン融合

グルオンは質量を持たないためヒッグス粒子との結合は存在しない。しかしトップ・クォークやボトム・クォークというカラー荷を持ち、質量の大きいフェルミオンのループを解してヒッグス粒子を生成する過程である。高エネルギーの陽子内にはグルオンが最も多く存在するので、この生成過程の断面積が最も大きく、ヒッグス粒子の質量が $160\text{GeV}/c^2$ では約 20pb である。しかしヒッグス粒子の質量が重くなると、グルオンの持つエネルギーもより大きくなければならなくなる。しかしそのようなグルオンの数自体が減っていくので生成断面積も小さくなっていく。図 4.2 において、 $M_H = 350\text{GeV}/c^2$ 近辺に平坦な部分が存在するのは、loop に主に寄与しているトップ・クォークの質量の二倍に相当するためである。

特徴

ヒッグス粒子しか生成されないため、ヒッグス粒子の崩壊から出てきた粒子以外は大きな P_T を持つ粒子が存在しない。そのためバックグラウンドの排除が厳しい過程である。

(2) ベクトル・ボソン融合

二つのクォークが弱い相互作用で放出した二つのゲージ・ボソン (W/Z) が融合してヒッグス粒子が生成される過程である。反応断面積はヒッグス粒子の質量が $160\text{GeV}/c^2$ の場合に 3.5pb と比較的大きい。また、もともと陽子内に存在するアップ・クォークやダウン・クォーク (バレンス・クォーク) が反応するため、高いエネルギーが必要でも、そのようなクォークの存在確率はそれほど小さくならない。そのためヒッグス粒子の質量が大きくなっても、反応断面積の減少が他の過程に比べるとゆるやかである。

特徴

ゲージ・ボソンを放出して反跳したクォークは、前方検出器でジェットとして観測される。そのジェットは放出したゲージ・ボソンの質量の約半分という大きな P_T を持つ。もう一方のクォークも反対方向、つまり後方検出器で測定される。また、ゲージ・ボソン同士の反応なのでカラー荷の交換が無い。そのため前後方に出たジェットの間には他のジェットが存在しない。

これらの点から、この生成過程はヒッグス粒子の発見に有力であるため、近年活発に研究されている [14]- [16]。

(3) $t\bar{t}H$ 生成

対生成されたトップ・クォークから、ヒッグス粒子が放出される過程である。陽子内に数多く存在するグルオンによる反応だが、トップ・クォーク対とヒッグス粒子を生成しなければならない。そのため多くのエネルギーが必要であるので反応断面積は小さい。ヒッグス粒子が $160\text{GeV}/c^2$ の時には、約 $510\text{GeV}/c^2$ のエネルギーが必要となり、反応断面積は 0.16pb である。

特徴

トップ・クォーク対を終状態に含んでいるので、トップ・クォークの不変質量の要求によりバックグラウンドの除去が可能である。しかし終状態に少なくとも8種類のフェルミオンが存在するため、解析が困難という問題点もある。

(4) W/Z ボソンに付随な生成

クォーク、反クォークの対消滅で生成されたゲージ・ボソンから、更にヒッグス粒子が放射される過程である。陽子には反クォークは含まれないので、シー・クォークである反クォークとクォークが反応する事になる。そのため反応断面積は小さくなり、ヒッグス粒子が $160\text{GeV}/c^2$ のときに 1.2pb となる。陽子・反陽子衝突型加速器である Tevatron ($\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$) では、この過程が主な生成過程になる。

特徴

終状態に三個のゲージ・ボソン (W/Z) が観測される。

4.2 ヒッグス粒子の崩壊過程

次にヒッグス粒子の崩壊過程に関して述べる。ヒッグス粒子は大抵の場合は直接、粒子対に崩壊する。しかし光子とヒッグス粒子の結合は存在しないので、ヒッグス粒子が光子へ崩壊する際、トップ・クォーク、ボトム・クォーク、W ボソンなどをループとして崩壊する。ヒッグス粒子の崩壊幅は式 (4.1)-(4.4) のように書ける [17]。

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c G_F m_f^2 M_H}{4\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_f^2}{M_H^2}\right)^{3/2} \quad (4.1)$$

$$\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) = \frac{G_F M_H^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4M_W^2}{M_H^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{4M_W^2}{M_H^2} + \frac{12M_W^4}{M_H^4}\right) \quad (4.2)$$

$$\Gamma(H \rightarrow ZZ) = \frac{G_F M_H^3 M_W^2}{16\pi\sqrt{2}M_Z^2} \left(1 - \frac{4M_Z^2}{M_H^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{4M_Z^2}{M_H^2} + \frac{12M_W^4}{M_H^4}\right) \quad (4.3)$$

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 G_F M_H^3}{128\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_q 3e_q^2 I_q \left(\frac{m_q^2}{M_H^2}\right) + I_W \left(\frac{M_W^2}{M_H^2}\right) \right|^2 \quad (4.4)$$

G_F : フェルミ結合定数

m_f : フェルミオンの質量

M_H : ヒッグス粒子の質量

M_W : W ボソンの質量

M_Z : Z ボソンの質量

ヒッグス粒子の質量と、各粒子への崩壊比の関係は図 4.3 のようになり、以下の事が言える。

(a) $115 < M_H < 130 \text{ GeV}/c^2$

ヒッグス粒子のボトム・クォーク対 ($b\bar{b}$) への崩壊が主要である。 $\tau^-\tau^+$ 、 $c\bar{c}$ への崩壊もあるが、式 (4.1) にあるように、フェルミオンへの崩壊比は質量の二乗にする。またカラー因子 (N_c) にも比例するため、質量が $4 \text{ GeV}/c^2$ のボトム・クォークへの崩壊比が最も大きくなる。

(b) $130 < M_H < 200 \text{ GeV}/c^2$

W^+W^- への崩壊比が増えていき、ヒッグス粒子の質量が W ボソンの質量の二倍である $160 \text{ GeV}/c^2$ の時にほぼ 100% となり、その後は約 70% になる。また、 ZZ への崩壊比も同じように上昇していき、 $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ の時には下がるが、その後は約 30% の崩壊比となる。式 (4.2)、(4.3) から分かるように、 $Br(H \rightarrow W^+W^-) : Br(H \rightarrow ZZ) = 2 : 1$ となる。

(c) $M_H > 200 \text{ GeV}/c^2$

M_H が $350 \text{ GeV}/c^2$ になると、 $t\bar{t}$ への崩壊が可能となる。しかしフェルミオンへの崩壊が M_H に比例するのに対し、ゲージ・ボソンへの崩壊は M_H^3 に比例するので、 $t\bar{t}$ への崩壊が W^+W^- 、 ZZ を上回る崩壊比を得ることはない。

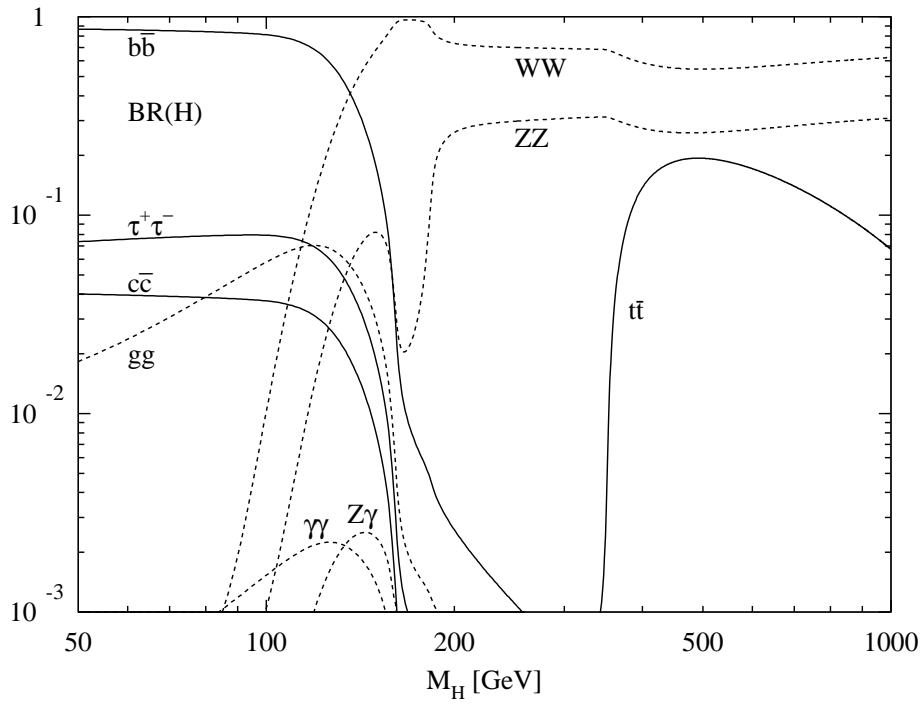


図 4.3: ヒッグス粒子の崩壊比。横軸はヒッグス粒子の質量、縦軸は各粒子対への崩壊比で、1に規格化されている。また、点線がゲージボソン対、実線はフェルミオン対への崩壊比である。

4.3 $t\bar{t}H$ 、 $H \rightarrow \tau^- \tau^+$ チャンネル

今回解析を行ったのは、 $t\bar{t}H$ production で生成されたヒッグス粒子が、 $\tau^- \tau^+$ に崩壊するチャンネルである。ヒッグス粒子の質量が $120 \text{ GeV}/c^2$ の時、その反応断面積は

$$\sigma \cdot Br(H \rightarrow \tau^- \tau^+) = 42.3 \text{ fb} \quad (4.5)$$

とそれほど大きくない。以下に τ 粒子と、このチャンネルの終状態について述べる。

4.4 τ 粒子

表??にあるように、 τ^- 粒子はレプトンの一種で、スピンの $1/2$ 、電荷が $-e$ の粒子であり、 τ 粒子と同世代の粒子は ν_τ である。 τ 粒子の質量は $1.777 \text{ GeV}/c^2$ 、平均寿命は $\tau_\tau = 290.6 \times 10^{-15} \text{ sec}$ で、 τ 粒子が光速に近い速度を持っていたとすると、生成されてから $c\tau = 87.1 \mu\text{m}$ だけ走った後に崩壊する。 τ 粒子の主な崩壊過程を表 4.1 にまとめる。表 4.1 において、上の二つの崩壊をレプト

	終状態	崩壊比 (%)
$\tau^- \longrightarrow$	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17.4
	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17.8
	$\pi^- \nu_\tau$	11.1
	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	25.4
	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	9.4
	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	9.5
	$\pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	9.5

表 4.1: τ 粒子の崩壊過程と、その崩壊比。 τ 粒子の崩壊は lepton への崩壊と hadron(π 粒子) へ崩壊という二種類に分類できる。

ニック崩壊、残りはハドロニック崩壊である。ハドロニック崩壊で観測される粒子は一つのジェットを構成し、これを τ ジェットと呼ぶ。ハドロニック崩壊の内、上の三つは 1 プロング、下の二つは 3 プロングである。これは飛跡検出器において荷電粒子のみがその飛跡を残す事に由来している。この事から、 τ ジェットを識別する際に、ジェットの飛跡の数が一本または三本という要求を課している。この τ -ID の方法に関しては付録 A で述べる。以上から検出器で検出する τ 粒子の崩壊比は、

$$\begin{aligned} \tau^- &\longrightarrow l^- + \bar{\nu}_l + \nu_\tau (l: e, \mu) && 35\% \\ &\tau - jet + \nu_\tau && 65\% \end{aligned} \quad (4.6)$$

となる。 τ^+ 粒子の崩壊過程は、 τ^- 粒子の崩壊において粒子を反粒子に置き換えればよく、崩壊比は全く同じである。

4.5 終状態

前節では τ 粒子の崩壊過程について述べたが、今節では $t\bar{t}H, H \rightarrow \tau^-\tau^+$ チャンネルの終状態について述べる。トップ・クォークは生成後すぐ (約 $4.6 \times 10^{-25} \text{sec}$) にボトム・クォークと W^+ ボソンへ崩壊するので、観測にかかる崩壊としては下の二つである。

$$\begin{aligned}
 t &\longrightarrow bjj \quad (j : \text{light flavor quark jet}) && 67 \% \dots \text{ハドロニック崩壊} \\
 &bl^+\nu_l \quad (l : e, \mu) && 22 \% \dots \text{レプトニック崩壊} \quad (4.7)
 \end{aligned}$$

ボトム・クォークのジェットである b ジェットの識別方法については付録 B に述べる。上の過程の崩壊比を足しても 100 % にならないのは、レプトニック崩壊において、 τ 粒子への崩壊を考慮に入れないためである。したがって、 $t\bar{t}H, H \rightarrow \tau^-\tau^+$ の終状態は図 4.2 のように九種類存在する。

	t	t	τ	τ	崩壊比
$t\bar{t}H \rightarrow bWbW\tau\tau \longrightarrow$	bjj	bjj	τ -jet ν	τ -jet ν	18 %
	bjj	bjj	τ -jet ν	$l\nu\nu$	20 %
	bjj	bjj	$l\nu\nu$	$l\nu\nu$	5 %
	bjj	$bl\nu$	τ -jet ν	τ -jet ν	13 %
	bjj	$bl\nu$	τ -jet ν	$l\nu\nu$	14 %
	bjj	$bl\nu$	$l\nu\nu$	τ -jet ν	4 %
	$bl\nu$	$bl\nu$	τ -jet ν	τ -jet ν	2 %
	$bl\nu$	$bl\nu$	τ -jet ν	$l\nu\nu$	2 %
	$bl\nu$	$bl\nu$	$l\nu\nu$	$l\nu\nu$	0.6 %

表 4.2: $t\bar{t}H, H \rightarrow \tau^-\tau^+$ チャンネルの終状態。l は e か μ で、粒子、反粒子の区別はしていない。

本研究では、崩壊比が大きいという事と ATLAS のトリガー条件を考慮に入れて

$$\begin{aligned}
 t\bar{t}H \rightarrow bWbW\tau\tau \longrightarrow &bjj \quad bl\nu \quad \tau\text{-jet}\nu \quad l\nu\nu \quad 2 \text{レプトン・モード} \\
 &bl\nu \quad bl\nu \quad \tau\text{-jet}\nu \quad l\nu\nu \quad 3 \text{レプトン・モード} \quad (4.8)
 \end{aligned}$$

の二つの終状態の解析を行った。これより後では上の終状態を **2レプトン・モード**、下の終状態を **3レプトン・モード**と呼ぶことにする。

5 イベントの構築

$t\bar{t}H, H \rightarrow \tau^-\tau^+$ チャンネルのファインマン・ダイアグラムは図 5.1 のようになる。W ボソン、 τ 粒子ともに質量が大きいため、さらに他の粒子に崩壊するが、前説で述べた、2レプトン・モードと tri-lepton mode の解析を行った。

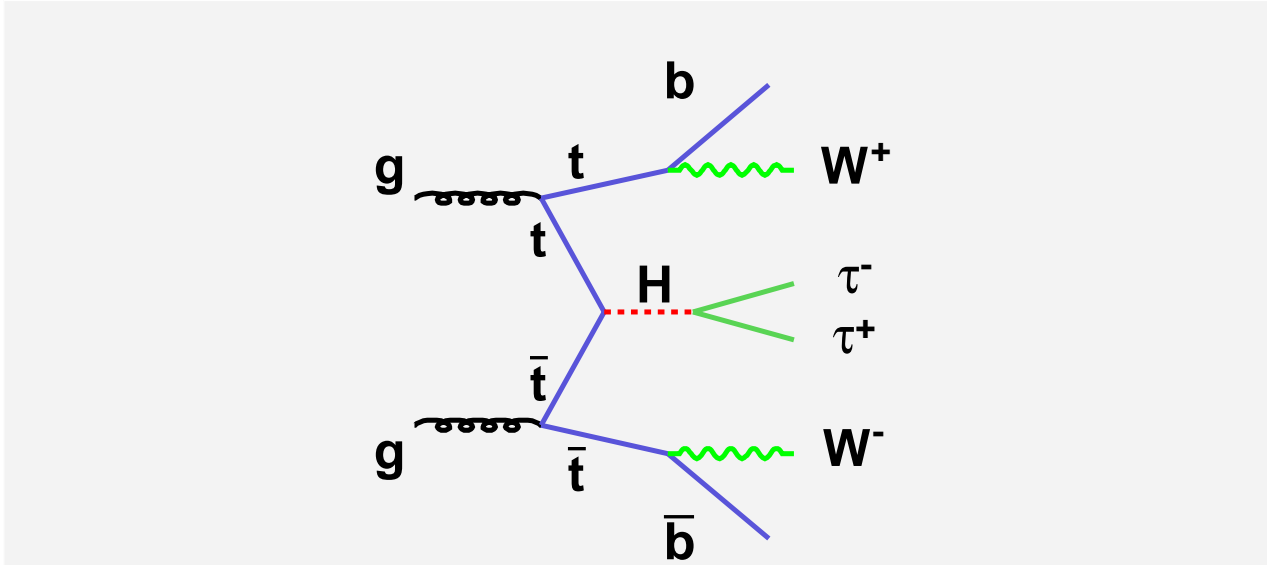


図 5.1: $t\bar{t}H, H \rightarrow \tau^-\tau^+$ チャンネルのファインマン・ダイアグラム

ヒッグス粒子の質量と断面積の関係は表 5.1 のように変化する。ヒッグス粒子の質量が重くなるにつれて、 $H \rightarrow W^+W^-$ チャンネルへの崩壊が開けてくるので、信号の断面積が小さくなる。そのため、 $115 \leq M_H \leq 130 \text{ GeV}/c^2$ の領域において、このチャンネルでトップ・クォークとの湯川結合を精度良く測定する事が可能である。

M_H	$115 \text{ GeV}/c^2$	$120 \text{ GeV}/c^2$	$125 \text{ GeV}/c^2$	$130 \text{ GeV}/c^2$	$140 \text{ GeV}/c^2$
断面積	52.1fb	42.3fb	33.3fb	25.2fb	12.7fb

表 5.1: ヒッグス粒子の質量と $t\bar{t}H, H \rightarrow \tau^-\tau^+$ チャンネルの断面積

また、このチャンネルでのバックグラウンドとなりうる過程としては

$$t\bar{t}H(H \rightarrow WW), t\bar{t}, t\bar{t}Z, t\bar{t}W, t\bar{t}WW$$

が考えられる。 $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ チャンネルは、ヒッグス粒子の発見としてはシグナルである。しかしヒッグス粒子の崩壊による W ボソンが τ 粒子に崩壊すると、終状態が全く同じになってしまうため、このチャンネルでの湯川結合の測定の際にはバックグラウンドとなる。 $t\bar{t}Z, t\bar{t}WW$ も終状

態がシグナルと全く同じになるので、イベントセレクションで数を落とすのが困難である。また、 $t\bar{t}$ 、 $t\bar{t}W$ はシグナルと終状態が異なるので、イベントとの分別を付ける事は可能である。だが後述するように $t\bar{t}$ はその断面積がシグナルの約一万倍ととても大きいので、十分に落とす必要がある。ここでシグナル、バックグラウンドのモンテカルロ・データを生成した時の、断面積とイベント・ジェネレーターは表 5.2 のようになる。

process	断面積	イベントジェネレーター, PDF, Q^2
$t\bar{t}H, H \rightarrow \tau^- \tau^+ (M_H = 115 \text{ GeV}/c^2)$	52.1fb	PYTHIA6.2 [18]+TAUOLA [19]
$t\bar{t}H, H \rightarrow \tau^- \tau^+ (M_H = 140 \text{ GeV}/c^2)$	12.7fb	CTEQ5L [20], $Q^2 = P_{T_{top}}^2 + M_{top}^2$
$t\bar{t}H, H \rightarrow W^- W^+ (M_H = 115 \text{ GeV}/c^2)$	49.9fb	PYTHIA6.2+TAUOLA
$t\bar{t}H, H \rightarrow W^- W^+ (M_H = 140 \text{ GeV}/c^2)$	164fb	CTEQ5L, $Q^2 = P_{T_{top}}^2 + M_{top}^2$
$t\bar{t}$	492pb	PYTHIA6.2+TAUOLA CTEQ5L, $Q^2 = P_{T_{top}}^2 + M_{top}^2$
$t\bar{t}Z$	656fb	COMPHEP4.1 [21]+PYTHIA6.2
$t\bar{t}W$	468fb	+TAUOLA, CTEQ5L
$t\bar{t}WW$	9.0fb	$Q^2 = \frac{1}{3}(P_{T_{top}}^2 + P_{T_{top}}^2 + P_{T_{bottom}}^2)$ $+\frac{1}{2}(M_{top}^2 + M_{top}^2 + M_{bottom}^2)$

表 5.2: 使用した各過程のモンテカルロデータと断面積、イベントジェネレーター

表 5.2 にある PDF とは「Parton Distribution Function」の略であり、エネルギーが 7TeV の陽子内のグルオン、バレンス・クォーク、シー・クォークが、あるエネルギーを持つ確率分布を表す。 Q^2 とは反応する粒子間での遷移運動量である。 Q^2 が大きい反応ほどハードプロセスであり、その反応の起こる確率が小さくなるといえる。

検出器の分解能などは関数化 (ATLFAST 付録 C 参照) し、生成したモンテカルロデータへ反映させている。

5.1 共通のイベントセレクション

この節では、2レプトン・モード、3レプトン・モードで共通のイベントセレクションについて述べる。

5.1.1 孤立したレプトン

レプトンとは、

- $P_T^{electron} > 5 \text{ GeV}/c, P_T^\mu > 6 \text{ GeV}/c, |\eta| < 2.5$
- ジェットのクラスターから $\Delta R = 0.4$ 以上離れている。

- レプトンから $\Delta R = 0.2$ のコーン内の、カロリメータのセルの全エネルギーが 10GeV 以下

という条件を満たすもので、**孤立したレプトン**と呼ぶ。しかしレプトンには、Bメソンのセミ・レプトニック崩壊によるものもありうる。図 5.2 にあるように、ボトム・クォークが生成されると、ハドロン化してBメソンとなる。ここで一つめのバーテックスが出来る。Bメソンは寿命が比較的長いので、一つめのバーテックスから離れた場所でDメソンと、レプトン又はジェットへと崩壊し、二つめのバーテックスを作る。そのようなレプトンの周囲には、Bメソンのハドロン

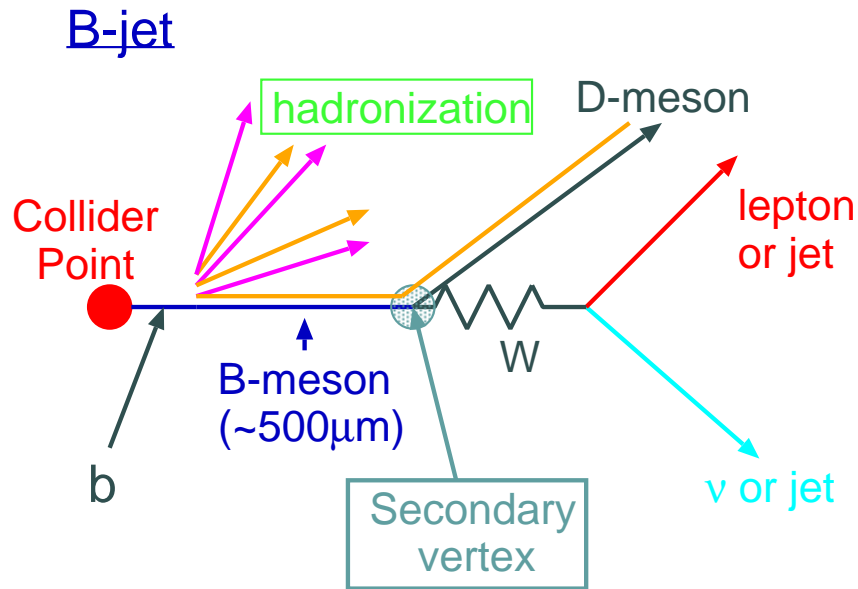


図 5.2: b ジェットの描像。

化起源の荷電粒子が存在するはずである。そこでBメソン起源のレプトンを排除するために、次の条件を要求する。

- レプトンの $\Delta R = 0.2$ のコーン内に、 $P_T \geq 3\text{GeV}/c$ の荷電粒子が存在しない。(図 5.3)

この条件を要求する事により、ミニマムバイアス起源の $P_T \geq 3\text{GeV}/c$ の荷電粒子がコーン内に入ってしまうこともあるが、その確率は約 9% である [22]。

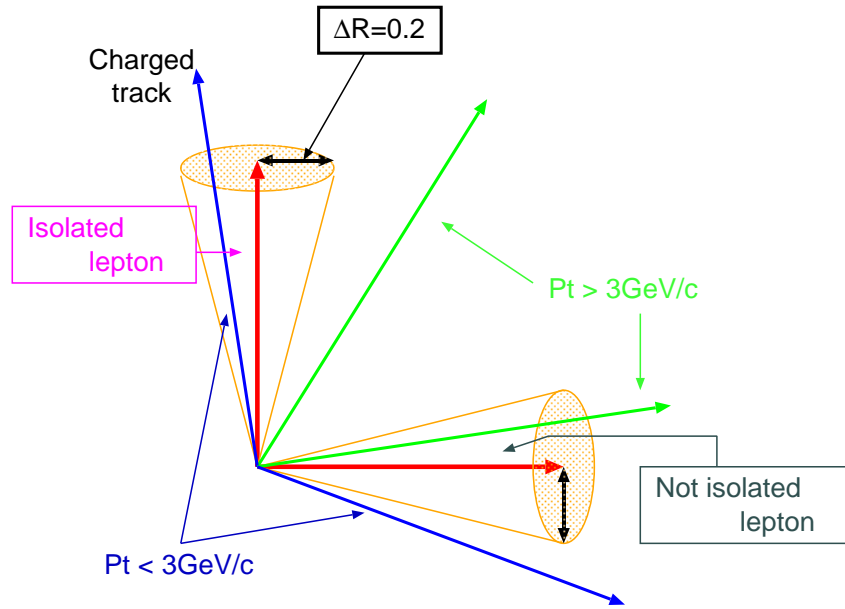


図 5.3: レプトンの isolation 条件。B メソンの崩壊起源の孤立したレプトンを排除するために、 $\Delta R=0.2$ のコーン内に、 P_T が 3GeV 以上のトラックが存在したら、孤立したレプトンとはみなさなくする。

5.1.2 孤立したレプトンとジェットの選択

μ 粒子、電子の P_T 分布は、それぞれ図 5.4、5.5 のようになる。また、軽いクォークのジェット (以下 q ジェット)、b ジェットの P_T 分布を図 5.6、5.7 に示す。

これらの図から分かるように、シグナルとバックグラウンドの分布にそれほど大きな違いが無いので、以下の条件を満たす事を要求した。

1. 孤立したレプトン

- μ 粒子
 - $P_T \geq 15\text{GeV}/c$, $|\eta| \leq 2.5$
- 電子
 - $P_T \geq 20\text{GeV}/c$, $|\eta| \leq 2.5$

2. ジェット

- q ジェット
 - $P_T \geq 15\text{GeV}/c$, $|\eta| \leq 4.5$
- b ジェット

- $P_T \geq 15\text{GeV}/c$, $|\eta| \leq 2.5$
- τ ジェット
 - $P_T \geq 45\text{GeV}/c$

μ 粒子と電子の P_T の要求は、ATLAS 検出器のトリガー条件を満たしている。また、レプトンと b、 τ ジェットの識別にシリコン・マイクロ・ストリップ飛跡検出器 (SCT) が不可欠なので、第 3 章で述べたように SCT の存在する領域であるという条件から、 $|\eta| \leq 2.5$ としている。q ジェットに関しては、ハドロン・カロリメーターがカバーしている $|\eta| \leq 4.5$ という要求ができる。図 5.8 にシグナルイベントでの real, fake τ ジェットの P_T 分布を示す。この図から fake τ ジェットは P_T が低いほど多く存在していることが分かる。この fake τ ジェットを十分に落とすために、 τ ジェットに関しては $P_T \geq 45\text{GeV}/c$ と高く要求している。 τ ジェットの η は二つの mode で、異なる条件を課しているので後述する。

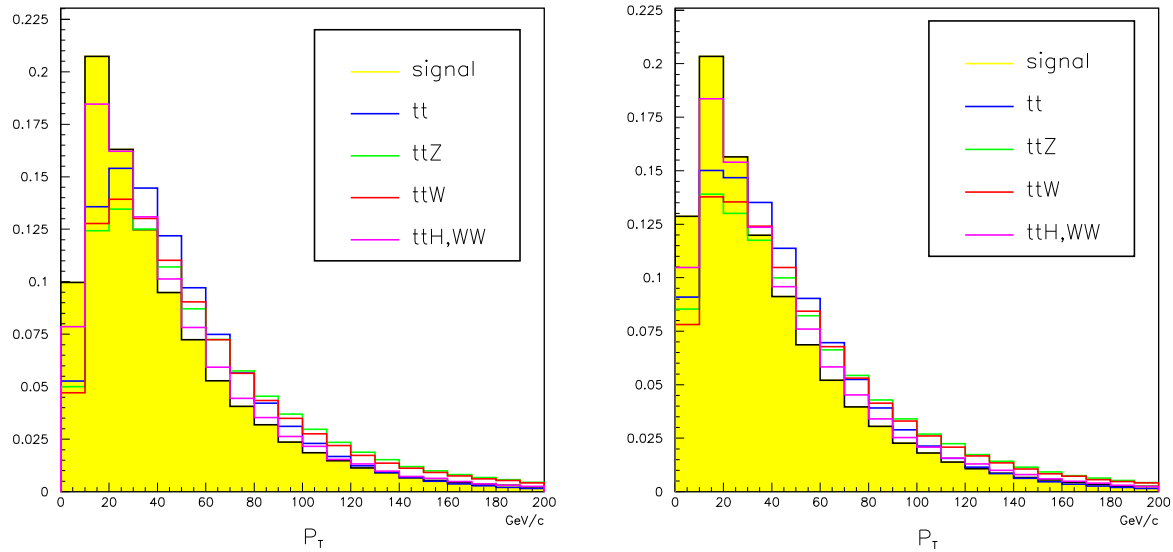


図 5.4: μ 粒子の P_T 分布。横軸は μ 粒子の P_T 。図 5.5: 電子の P_T 分布。横軸は μ 粒子の P_T 。縦軸は $10\text{GeV}/c$ 毎のイベント数で、1 で規格化している。縦軸は $10\text{GeV}/c$ 毎のイベント数で、1 で規格化している。

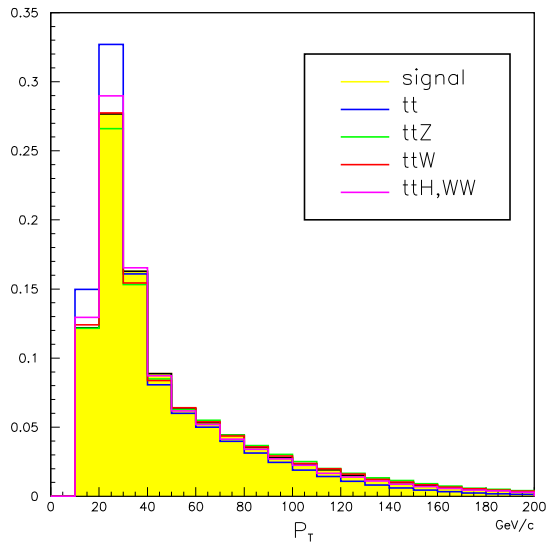


図 5.6: q ジェットの P_T 分布。
横軸は q ジェットの P_T 。縦軸は $10\text{GeV}/c$ 毎のイベント数で、1 で規格化している。

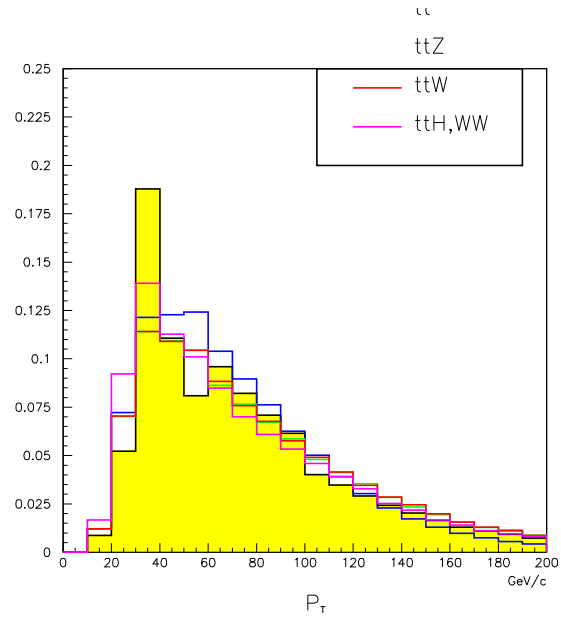


図 5.7: b ジェットの P_T 分布。
横軸は b ジェットの P_T 。縦軸は $10\text{GeV}/c$ 毎のイベント数で、1 で規格化している。

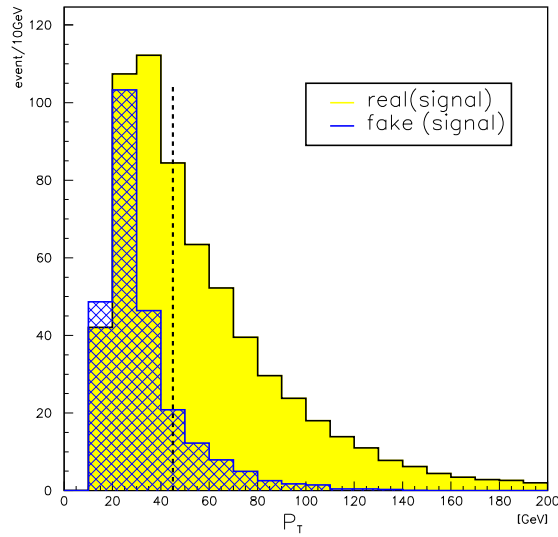


図 5.8: τ ジェットの P_T 分布。横軸は τ ジェットの P_T 。縦軸は $\int Ldt=300\text{fb}^{-1}$ の $10\text{GeV}/c$ 毎のイベント数。黄色が本物の τ ジェット。青は間違っってタグ付けされた τ ジェット。

5.2 2レプトン・モード

2レプトン・モードは

$$ttH \rightarrow bWbW\tau\tau \longrightarrow bjj \quad bl\nu \quad \tau\text{-jet} \nu \quad l\nu\nu$$

のように崩壊する過程であり、以下のカットを要求した。

5.2.1 τ ジェットの η

τ ジェットの η 分布は図 5.9 のようになる。シグナルは主に検出器の中央付近 ($\eta = 0$) に出ているが、バックグラウンド、特に $t\bar{t}$ では前後方向 ($|\eta| = 2.5$) に多く分布している。これは前方方向に出た、大きい P_T を持つ q ジェットを τ ジェットとして間違えて識別したためであると考えられる。このバックグラウンドを排除するために、次の条件を要求する。

- $|\eta^{\tau\text{ジェット}}| \leq 1.5$

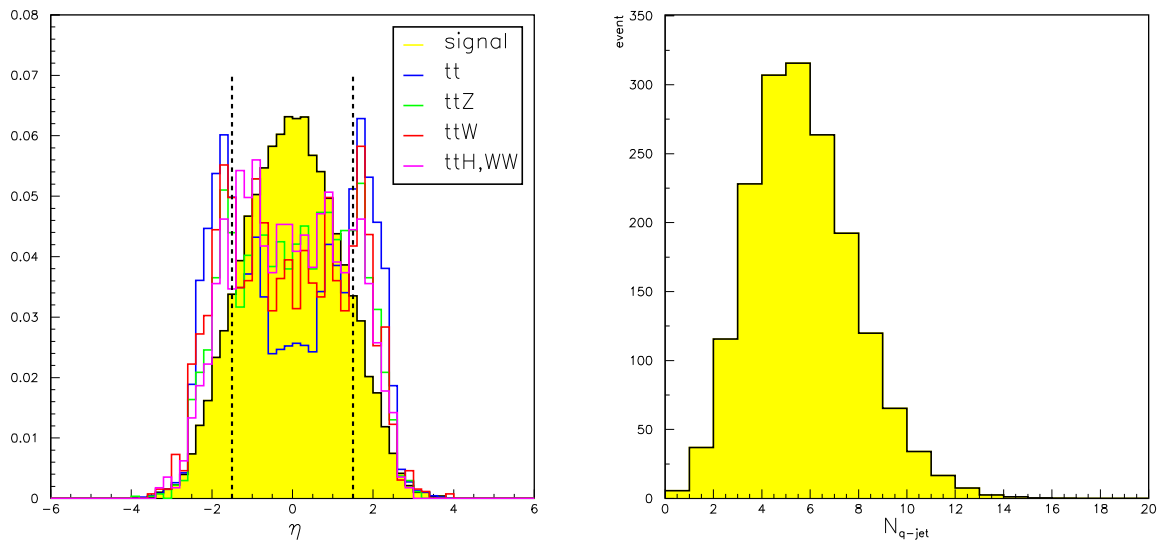


図 5.9: τ ジェットの η 分布。横軸は τ ジェットの η 、縦軸は0.2毎のイベント数で、1で規格化している。
 図 5.10: シグナルでの q ジェットの本数。横軸は q ジェットの本数、縦軸は $\int Ldt = 300\text{fb}^{-1}$ のイベント数。

5.2.2 孤立したレプトン, ジェットの数

イベントセレクションを満たす孤立したレプトンとジェットの数に対して以下の要求をする。

- $N_{\text{レプトン}} = 2$ ($N_{\text{レプトン}} = N_{\mu} + N_e$)
- $N_q \text{ ジェット} \geq 2$, $N_b \text{ ジェット} = 2$, $N_{\tau \text{ ジェット}} = 1$

q ジェットは本来ならば二本だけ存在すればよい。しかし図 5.10 のように、 $P_T \geq 15 \text{ GeV}/c$ の q ジェットは、LHC では始状態や終状態での輻射として発生する。そのため、二本のみという厳しい要求では過度にイベントを落としてしまうので、二本以上という要求を課している。

5.2.3 レプトンの電荷

このチャンネルで最も問題となるバックグラウンドは、 $t\bar{t}$ である。2レプトン・モードでこれまでのイベントセレクションに残っている $t\bar{t}$ は、図 5.11 のようなファインマン・ダイアグラムであると考えられる。

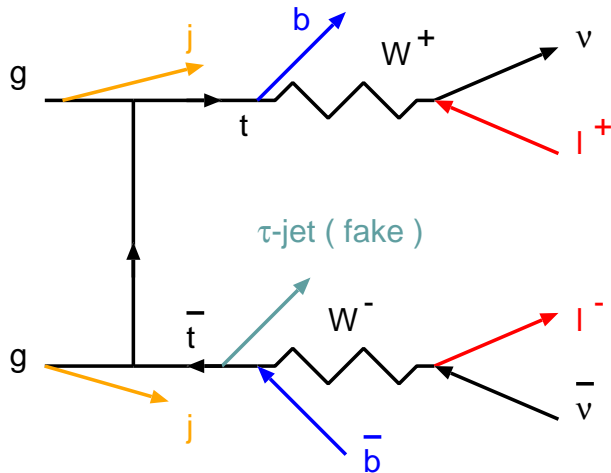


図 5.11: $t\bar{t}$ の終状態。孤立したレプトンは二つとも W ボソン起源。

q ジェットは ISR や FSR の物を拾う。FSR など放出された q ジェットを、 τ ジェットと識別

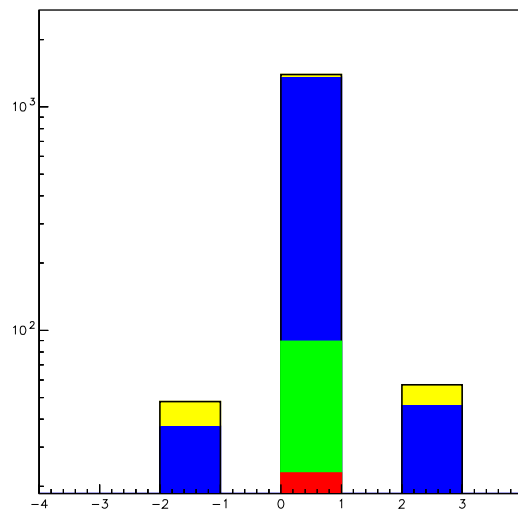


図 5.12: 二つのレプトンの電荷の和。横軸は電荷の和、縦軸は $\int L dt = 300 \text{ fb}^{-1}$ でのイベント数。黄: シグナル、青: $t\bar{t}$ 、緑: $t\bar{t}Z$ 、赤: $t\bar{t}W$

図 5.11 では、二つの孤立したレプトンの電荷は逆であるため、電荷の和は 0 になる。このことからイベントセレクションに残った、孤立したレプトンの電荷の和を見てみると図 5.12 のようになる。この分布から次の条件を要求する。

- $\sum_i^{N_{\text{レプトン}}} Q_i = \pm 2$ Q: アイソレイトなレプトンの電荷

この条件により、シグナルと $t\bar{t}$ のイベント数が同じオーダーにする事が出来る。それでも残っている $t\bar{t}$ は、一つのレプトンが孤立化の条件を満たした B メソンのセミ・レプトニック崩壊によるものである、と考えられる。

5.2.4 M_W, M_{top} 質量・ウィンドウ

2レプトン・モードでは、一つのトップ・クォークが、 $t \rightarrow bW \rightarrow bj\bar{j}$ と崩壊する。故に二つの q ジェット、その二つの q ジェットと b ジェットの四元運動量から、W ボソンとトップ・クォークの不変質量を組む事が可能である。二つの q ジェットと b ジェットで、トップ・クォークの不変質量を組むと図 5.13 のようになる。シグナルだけでなくバックグラウンドも $M_{top} = 175\text{GeV}/c^2$ 付近にピークが立つ。これは、バックグラウンドにもトップ・クォークが存在するためである。

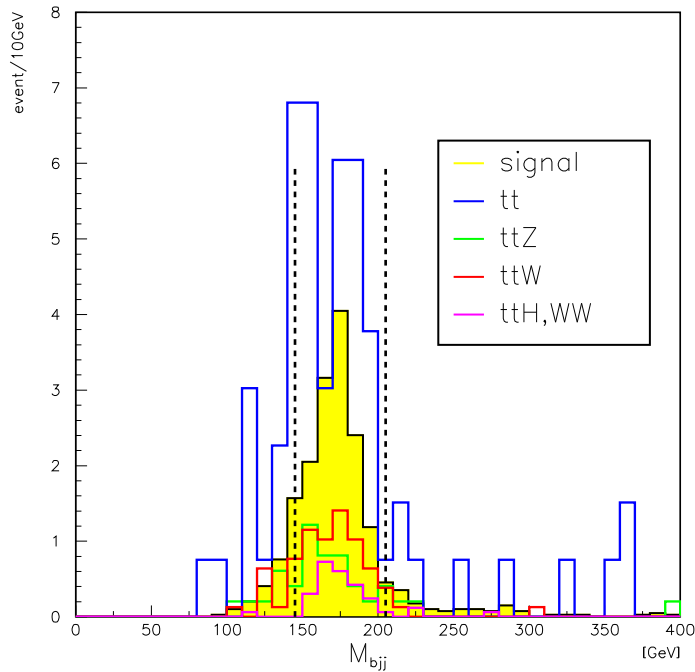


図 5.13: シグナル、バックグラウンドでの再構築したトップ・クォークの質量分布。横軸は M_{bjj} 、縦軸は $\int Ldt=300\text{fb}^{-1}$ での $10\text{GeV}/c^2$ 毎のイベント数。

したがって再構成した不変質量と、実際の質量 ($M_W = 80.419\text{GeV}/c^2$ 、 $M_{top} = 175\text{GeV}/c^2$) の差に対して次の条件を課す。

- $|M_{jj} - M_W| \leq 30\text{GeV}/c$ を満たす q ジェットの組が少なくとも一つ存在。

- $|M_{bjj} - M_{top}| \leq 30 \text{ GeV}/c$
ただし q ジェットは上の条件を満たすもの。

5.2.5 M_{τ} ジェット, レプトン

ここで次のカットを要求する。

- τ ジェットと、孤立したレプトンの電荷が逆

以上のカットを要求した後に、 τ ジェットと、孤立したレプトンで不変質量を組む。レプトンには必ず二つ候補があるが、 $\Delta R(\tau \text{ ジェット}, \text{レプトン})$ が小さいものを選ぶ。この理由は、今はヒッグス粒子の質量が軽いので、ローレンツ・ブーストされていると考えられるからである。そのため、ヒッグス粒子の崩壊により生じる τ 粒子同士も同じ方向に出る。さらに、 τ 粒子の質量が軽いので、その崩壊により生じる粒子は、元の τ ジェットの方向に出るためである。図 5.14 に、 τ ジェットと、それに近い孤立したレプトンで組んだ不変質量分布を示す。 $M_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ であるが、

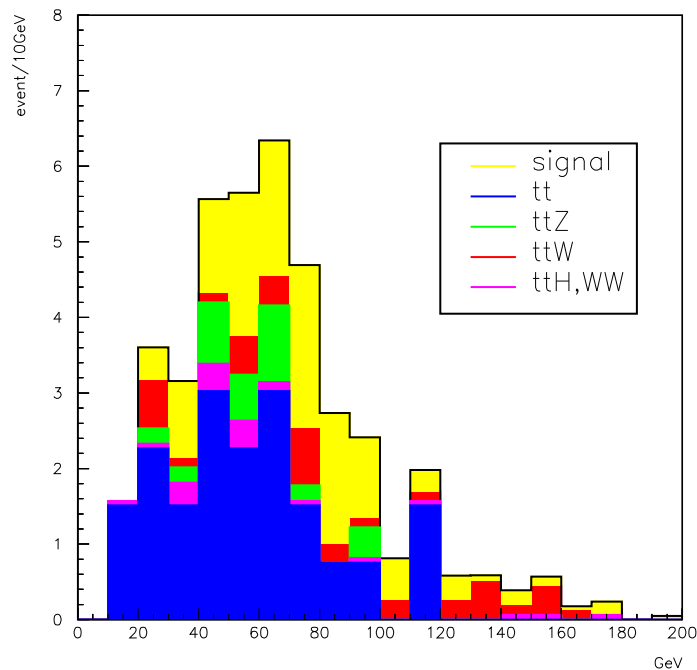


図 5.14: 再構築したヒッグス粒子の質量分布。縦軸は 300 fb^{-1} での $10 \text{ GeV}/c^2$ 毎のイベント数。

シグナルの分布が $M_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ にピークを持たないのは、 τ 粒子の崩壊には必ず ν_τ が存在し、 ν が持つエネルギーを考慮に入れていないためである。

5.3 3レプトン・モード

3レプトン・モードは

$$ttH \rightarrow bWbW\tau\tau \longrightarrow bl\nu \quad bl\nu \quad \tau\text{-jet} \nu \quad l\nu\nu$$

上のように崩壊する。このモードではトップ・クォークからのWボソンが共にレプトンへ崩壊するため、Wボソンの不変質量を組むことができない。さらに3レプトン・モードへの崩壊比が2%と小さいので、 τ ジェットの η も $|\eta| < 2.5$ という緩い条件を課している。そのため、バックグラウンドの排除が難しく思われるが、終状態に3個の孤立したレプトン、二本のbジェットが存在するという過程自体が稀なので、これらの基本的な要求によりバックグラウンドを排除できる。このモードで要求したカットを以下に述べる。

5.3.1 孤立したレプトンとジェットの数

イベントセレクションの条件を満たす孤立したレプトンとジェットの数に次の条件を要求した。

- $N_{\text{レプトン}} = 3$
- $N_{b \text{ ジェット}} = 2, \quad N_{\tau \text{ ジェット}} = 1$

終状態にqジェットは存在しないが、qジェット veto は要求しない。

5.3.2 孤立したレプトンと τ ジェットの電荷

このモードでは、三つの孤立したレプトンと τ ジェットに対して、次の条件を課す事ができる。

- $\sum Q = 0$, Q : レプトン、 τ ジェットの電荷

電荷の和の分布は図 5.15 のようになる。

5.3.3 M_Z VETO

図 5.15 より、3レプトン・モードでの主なバックグラウンドは、 $t\bar{t}Z$ であることが分かる。この段階で残っている $t\bar{t}Z$ は、図 5.16 のように、Zボソンがレプトンに崩壊したものも含まれる。崩壊前後での電荷、フレーバー保存則が必ず成り立つため、Zボソンの崩壊からの二つのレプトンは電荷が逆で、フレーバーが同じである。

そこで、三つの孤立したレプトンの内、電荷が逆でフレーバーが同じというレプトン対で不変質量を組むと図 5.17 のように、 $t\bar{t}Z$ では $M_Z = 91.2 \text{ GeV}/c^2$ 付近にピークを持った。シグナルではこのようなレプトン対があったとしても何の関係も無いため、不変質量を組んでもほぼ一様に分布している。そのため、次の条件を課した。

- $|M_{l,l} - M_Z| > 10 \text{ GeV}/c^2$

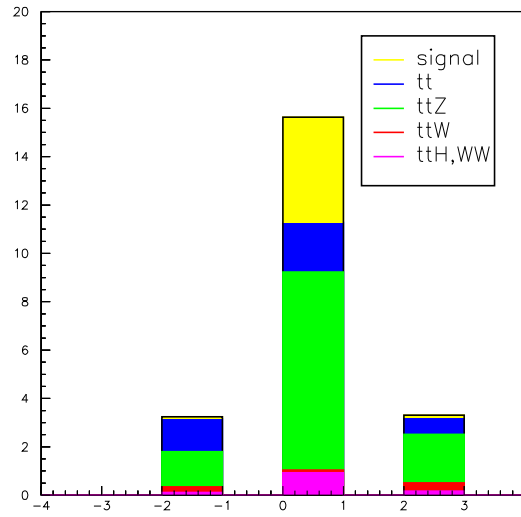


図 5.15: 三つの孤立したレプトンとジェットの電荷の和。縦軸は $\int Ldt = 300fb^{-1}$ のイベント数を示してある。

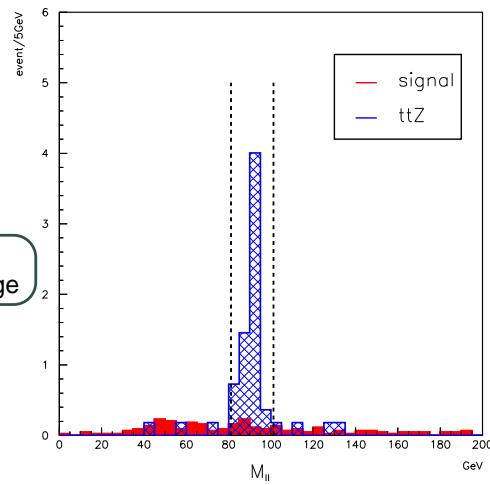
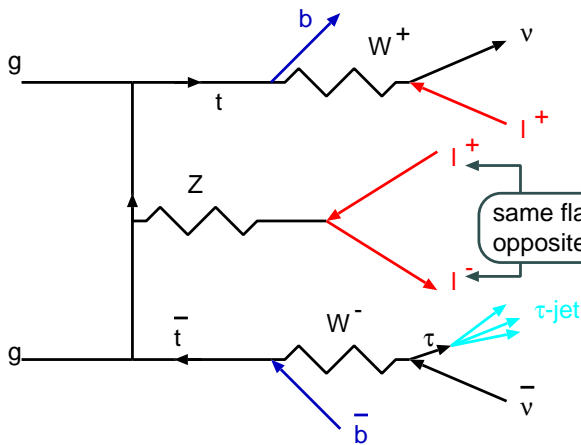


図 5.16: $t\bar{t}Z$ のファインマン・ダイアグラム。

図 5.17: 電荷が逆、フレーバーが同じ孤立したレプトン対の不変質量。横軸は不変質量、縦軸は $\int Ldt=300fb^{-1}$ での $5GeV/c^2$ 毎のイベント数。

この要求により $t\bar{t}Z$ バックグラウンドの排除が可能である。以上のカットを要求した後に、 τ ジェットと、三つの孤立したレプトンのうち電荷が逆で最も近いもので不変質量を組んだ分布は、図 5.18 のようになった。

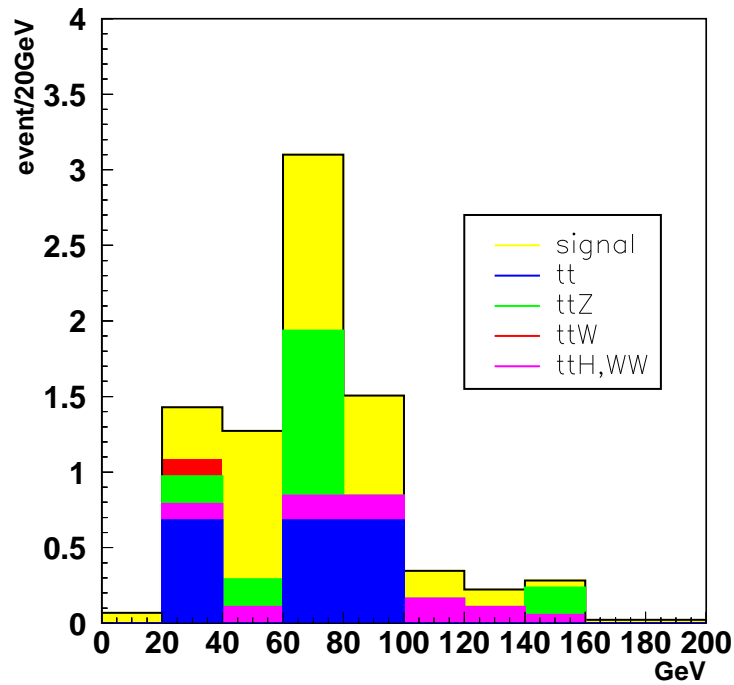


図 5.18: τ ジェットとレプトンで組んだ不変質量分布。横軸が不変質量、縦軸は $\int L dt = 300 \text{fb}^{-1}$ のイベント数。

5.4 結果

$115\text{GeV}/c^2 \leq M_H \leq 140\text{GeV}/c^2$ 、 $\int Ldt = 300\text{fb}^{-1}$ で、di-lepton, 3レプトン・モードの各カットでのイベント数は表 5.3-5.6 のようになった。

M_H $H \rightarrow$	$115\text{GeV}/c^2$		$120\text{GeV}/c^2$		$130\text{GeV}/c^2$		$140\text{GeV}/c^2$	
	$\tau\tau$	WW	$\tau\tau$	WW	$\tau\tau$	WW	$\tau\tau$	WW
$N_{\text{レプトン}} = 2$	1713	1302	1411	1967	862	3469	446	4666
$N_q \text{ ジェット} \geq 2$	1670	1281	1376	1940	842	3427	436	4613
$N_b \text{ ジェット} = 2$	444	390	359	588	222	1072	116	1442
$N_{\tau \text{ ジェット}} = 1$	59.2	10.0	49.5	14.7	31.4	33.1	18.1	42.6
$\sum Q_{\text{レプトン}} = \pm 2$	21.5	3.2	18.9	5.1	11.9	12.2	7.3	16.0
M_W ウィンドウ	17.9	2.7	16.2	4.4	10.0	10.2	6.3	13.8
M_{top} ウィンドウ	13.9	2.3	12.9	3.5	8.1	7.5	5.0	10.8
$Q_{\tau \text{ ジェット}} + Q_{\text{レプトン}} = 0$	13.4	1.8	12.5	2.4	7.9	5.8	4.9	8.1

表 5.3: 2レプトン・モードで $t\bar{t}H, H \rightarrow \tau\tau, WW$ の各カットでのイベント数 ($\int Ldt = 300\text{fb}^{-1}$)。

	$t\bar{t}$	$t\bar{t}Z$	$t\bar{t}W$	$t\bar{t}WW$
$N_{\text{レプトン}} = 2$	4240390	10531	8661	270
$N_q \text{ ジェット} \geq 2$	3503400	10155	8189	268
$N_b \text{ ジェット} = 2$	452997	2731	2055	82.8
$N_{\tau \text{ ジェット}} = 1$	1331	74.1	26.0	2.4
$\sum Q_{\text{レプトン}} = \pm 2$	62.7	7.7	9.9	0.4
M_W ウィンドウ	48.4	6.3	7.8	0.4
M_{top} ウィンドウ	30.0	4.1	6.0	0
$Q_{\tau \text{ ジェット}} + Q_{\text{レプトン}} = 0$	18.1	3.7	5.1	0

表 5.4: 2レプトン・モードでバックグラウンドの各カットでのイベント数 ($\int Ldt = 300\text{fb}^{-1}$)

二つのモードを足し合わせ、LHC のもう一つの実験である CMS でも同様の結果が得られると仮定する ($\int Ldt = 600\text{fb}^{-1}$) と、 $t\bar{t}H, H \rightarrow \tau\tau$ チャンネルの観測されるイベント数は表 5.7 である。これらのイベント数を用いてトップ・クォークの湯川結合の不定性を評価するのだが、その際に重要なのは S/B の値である。後述するが系統誤差は S/B の値に依存しており、 S/B が大きいほど系統誤差は小さくなる。 $t\bar{t}H, \rightarrow \tau\tau$ チャンネルは統計量はそれほど多くないので、 S/\sqrt{B} は小さいが、 S/B が大きいのでトップ・クォークの湯川結合の測定に関して重要な過程であると言える。

M_H	$115\text{GeV}/c^2$		$120\text{GeV}/c^2$		$130\text{GeV}/c^2$		$140\text{GeV}/c^2$	
	$\tau\tau$	WW	$\tau\tau$	WW	$\tau\tau$	WW	$\tau\tau$	WW
$N_{\text{レプトン}} = 3$	246	166	204	256	101	468	54.3	655
$N_b \text{ ジェット} = 2$	53.4	43.4	47.0	66.4	23.6	119	12.8	177
$N_{\tau \text{ ジェット}} = 1$	4.6	1.2	4.1	1.5	2.3	2.9	1.2	4.0
$\sum Q = 0$	4.4	0.9	3.8	1.0	2.2	1.7	1.1	2.4
$M_Z \text{ veto}$	3.7	0.9	3.3	0.9	1.8	1.5	1.0	2.2

表 5.5: 3 レプトン・モードで $t\bar{t}H, H \rightarrow \tau\tau, WW$ の各カットでのイベント数 ($\int Ldt = 300\text{fb}^{-1}$)。

	$t\bar{t}$	$t\bar{t}Z$	$t\bar{t}W$	$t\bar{t}WW$
$N_{\text{レプトン}} = 3$	15986	1859	606	33.5
$N_b \text{ ジェット} = 2$	423	499	105	9.0
$N_{\tau \text{ ジェット}} = 1$	4.5	11.6	0.7	0.4
$\sum Q = 0$	2.3	8.2	0.1	0.4
$M_Z \text{ veto}$	2.3	1.6	0.1	0

表 5.6: 3 レプトン・モードでバックグラウンドの各カットでのイベント数 ($\int Ldt = 300\text{fb}^{-1}$)。

M_H	$115\text{GeV}/c^2$	$120\text{GeV}/c^2$	$130\text{GeV}/c^2$	$140\text{GeV}/c^2$
Signal	34.2	31.6	19.4	11.8
Background	67.2	68.4	76.4	82.4
S/\sqrt{B} (Poisson)	4.2	3.8	2.2	1.3
S/B	0.5	0.5	0.3	0.1

表 5.7: $\int Ldt = 600\text{fb}^{-1}$ でのイベント数

5.5 湯川結合の不定性の評価

前節で得たイベント数を用いて、トップ・クォークの湯川結合がどの程度の不定性を持つか評価する。まず、湯川結合を測定するには断面積 σ を測定しなければならない。断面積は結合定数の二乗に比例するので次の関係を持つ。

$$\sigma(t\bar{t}H, H \rightarrow \tau\tau) \propto Y_{top}^2 \cdot Y_\tau^2 \quad (5.1)$$

この関係式から、湯川結合の不定性は断面積の不定性から計算できる事が分かる。断面積は τ 粒子の湯川結合にも比例するが、これはベクトル・ボソン融合過程で生成されたヒッグス粒子が、 τ 粒子に崩壊する過程を用いる事で精度良く決定できる。したがってトップ・クォークの湯川結合の不定性は

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = 2 \frac{\Delta Y_{top}}{Y_{top}} \quad (5.2)$$

$$\frac{\Delta Y_{top}}{Y_{top}} = \frac{1}{2} \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \quad (5.3)$$

したがって、湯川結合の不定性は、断面積の不定性の半分となる。

断面積の不定性が実験的にどのように計算されるか述べる。以下の各イベント数のうち、二つ分かっているとす。

N_S : *event selection* 後のシグナルの数

N_B : *event selection* 後のバックグラウンドの数

N_{S+B} : *event selection* 後のシグナル + バックグラウンドの数

実際の実験データで得るのは N_{S+B} であり、 N_B としてシミュレーションから予想される $\langle N_B \rangle$ を用いる。

今は実験データではなくモンテカルロで生成したサンプルなので、 N_S と N_B が分かっている。そこで実験データから計算される不定性 (N_{S+B} と N_B で表されるもの) を、 N_S と N_B で不定性を計算する。

積分ルミノシティ L 、シグナルのカットの効率 ϵ_s を用いると、

$$N_S = \epsilon_s \cdot L \cdot \sigma \quad (5.4)$$

$$\sigma = \frac{N_S}{\epsilon_s \cdot L} \quad (5.5)$$

である。式 (5.5) から断面積の不定性は、

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta N_S}{N_S} \oplus \frac{\Delta\epsilon_s}{\epsilon_s} \oplus \frac{\Delta L}{L} \quad (5.6)$$

$$\simeq \frac{\Delta N_S}{N_S} \oplus \frac{\Delta\epsilon_s}{\epsilon_s} \quad (5.7)$$

ルミノシティの不定性は約2~5%と予想されるので今は無視した。また、 N_S を N_{S+B} と N_B で書き直すと、

$$N_S = N_{S+B} + N_B \quad (5.8)$$

$$= (N_S + N_B) + N_B \quad (5.9)$$

であるから、

$$\Delta N_S = \Delta(N_S + N_B) + \Delta N_B \quad (5.10)$$

$$= \sqrt{N_S + N_B} \oplus \Delta N_B \quad (5.11)$$

式(5.7)、(5.11)より

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sqrt{N_S + N_B}}{N_S} \oplus \frac{\Delta N_B}{N_S} \oplus \frac{\Delta\epsilon_S}{\epsilon_S} \quad (5.12)$$

$$= \frac{\sqrt{N_S + N_B}}{N_S} \oplus \frac{N_B}{N_S} \frac{\Delta\epsilon_B}{\epsilon_B} \oplus \frac{\Delta\epsilon_S}{\epsilon_S} \quad (5.13)$$

となる。今はバックグラウンドの数の不定性が分からないので、

$$\frac{\Delta\epsilon_B}{\epsilon_B} = 10, 20, 30\% \quad (5.14)$$

とする。この仮定のもとで表5.7の結果を使い、このチャンネルでのトップ・クォークの湯川結合がどの程度の不定性を持つか評価した結果は表5.8のようになった。

		115GeV/c ²	120GeV/c ²	130GeV/c ²	140GeV/c ²
$\frac{\Delta\epsilon_B}{\epsilon_B} =$	10%	19%	19%	32%	54%
	20%	25%	27%	47%	81%
	30%	33%	36%	64%	113%

表 5.8: Y_{top} の不定性。 $M_H=115, 120, 130, 140\text{GeV}/c^2$ で、 $\Delta\epsilon_B/\epsilon_B=10, 20, 30\%$ の場合を考慮した。

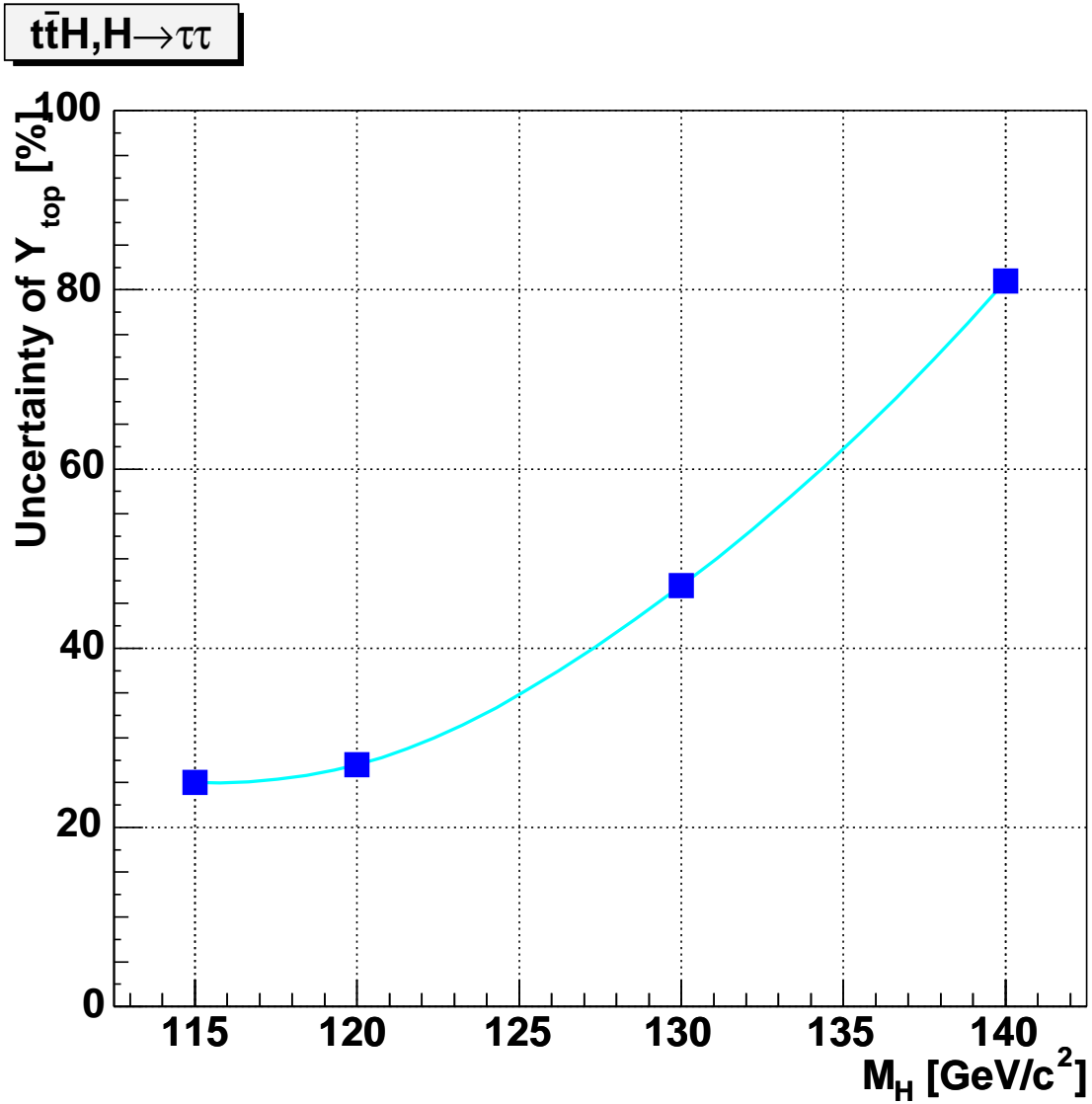


図 5.19: $t\bar{t}H, H \rightarrow \tau^-\tau^+$ チャンネルでのトップ・クォークの湯川結合の不定性。横軸はヒッグス粒子の質量。縦軸は湯川結合の相対的な不定性である。

6 結論

モンテカルロシミュレーションで生成したデータを用いて、 $t\bar{t}H$ 、 $H \rightarrow \tau^-\tau^+$ チャンネルの解析を行った。

ヒッグス粒子の質量が $115\text{GeV}/c^2$ の場合、LHC のデザインミノシティーでの三年分のデータ量で、このチャンネルによりトップ・クォークの湯川結合がバックグラウンドのイベント数の不定性を 20% とすると、25% の精度で決定できることが分かった。

また、ヒッグス粒子の質量が $115\sim 130\text{GeV}/c^2$ であれば、このチャンネルでトップ・クォークの湯川結合が 25~47% の精度で測定可能である。このことから、 $t\bar{t}H$ 、 $H \rightarrow \tau^-\tau^+$ チャンネルは湯川結合の測定に有効なチャンネルである。

測定精度をさらに良くするため、 τ -ID を改良する必要がある。本研究で用いた τ -ID は、 τ ジェットが q ジェットに比べて形がシャープであるという特徴を使っている。しかし、ジェットに含まれるカロリメーターのセルの数に関しては、特に考慮されておらず、この条件が τ -ID に強力な要求になる、という研究成果も出ている。ただし、その研究はファスト・シミュレーションを用いた場合である。したがって、検出器の特徴を全て考慮に入れたフル・シミュレーションにおいて、ミニマム・バイアスやノイズまでも考慮に入れた環境で調べてみなければならない。セルの数以外にも新しい条件を使う τ -ID の研究が、現在活発に行われている。

また、このチャンネルでは b ジェットの識別も重要である。現在は使っていない二次崩壊点の情報を、efficiency を落とすことないように使うことができれば、このチャンネルだけではなく、様々な物理解析に生かすことができる。

最後に、本研究ではバックグラウンドの不定性を 20% としたが、実際にどの程度の不定性になるか研究する必要がある。

謝辞

本研究は様々な方の支えのうえに成り立っております。田中礼三郎助教授には、時に厳しく、時はやさしく素粒子物理学の基本的な事から最先端のテーマまで、幅広く接する機会を与えてくれた事に感謝しております。中野逸夫教授には、理解の浅い点を自分で再確認させるような温かい教育をして頂いたことや、岡山を離れる時期が長くても快く送り出して頂いたことに感謝しております。高エネルギー加速器研究機構の神前純一氏には、物理解析の方法からプログラムの書き方まで、常に心温かく対応して頂いたことに感謝しております。東京大学素粒子国際協力センターの浅井祥仁氏には、モンテカルロ・データの作成から解析方法、物理の考え方、CERNでの生活方法など数え上げてもきりが無いほど御世話になりました。また、同じく東京大学素粒子国際協力センターの田中純一氏には、解析方法はもちろんのこと、モンテカルロ・データを準備頂いた事に心から感謝しております。高エネルギー加速器研究機構の近藤敬比古教授には、CERNでの発表のための様々な援助をして頂いたことに感謝しております。また、ATLAS日本グループの皆様に感謝しております。

最後になりましたが、多大な経済的援助だけでなく、常に私の事を影で支えてくださった両親に深く感謝致します。

付録

A τ -ID

ATLAS での τ ジェットの識別方法について述べる。本文の表 4.1 にもあるが、 τ 粒子の崩壊過程には以下のものがある。

	終状態	崩壊比 (%)
$\tau^- \rightarrow$	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17.4
	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17.8
	$\pi^- \nu_\tau$	11.1
	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	25.4
	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	9.4
	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	9.5
	$\pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	9.5

これらのうち下の五個のようなハドロニック崩壊をまとめて τ ジェットという。エネルギーは電磁カロリメーターと、ハドロンカロリメーターで落としたエネルギーであり、 P_T は観測にかかった粒子の値を使う。電荷は、 $\Delta R < 0.4$ に存在する飛跡から決定でき、

$$Q_{\tau\text{-jet}} = \sum_i |p_i| \cdot q_i \quad (\text{A.1})$$

$$q_i : \text{運動量 } p_i \text{ の飛跡の電荷} \quad (\text{A.2})$$

$$\text{飛跡の電荷は磁場による曲がり方で決定} \quad (\text{A.3})$$

から決定できる。

τ ジェットと q ジェットの違いとして、

- τ ジェットは飛跡の本数が少ない。77% が飛跡が一本のみである。
- τ ジェットは q ジェットと比べると、ジェットの形がシャープである。

が挙げられる。そこで、 τ ジェットと q ジェットを区別するために以下の要求を課す。

1. ジェットに含まれる電磁カロリメーターの各セルのエネルギーと、ジェットのクラスターからの距離から、

$$R_{em} = \frac{\sum_{i=1}^n E_{T_i} \sqrt{(\eta_i - \eta_{\text{クラスター}})^2 + (\phi_i - \phi_{\text{クラスター}})^2}}{\sum_{i=1}^n E_{T_i}} \quad (\text{A.4})$$

を定義する。i はクラスターの重心から $\Delta R=0.7$ のコーン内に含まれるセルの数。

2. クラスタに含まれる電磁カロリメーターと、ハドロンカロリメーターのセルのエネルギーから、 $0.1 < \Delta R < 0.2$ に含まれるエネルギーの割合を求める。

$$\Delta E_T^{12} = \frac{(E_T^{\text{電磁}} + E_T^{\text{ハドロン}})_{0.1 < \Delta R < 0.2}}{E_T^{\text{電磁}} + E_T^{\text{ハドロン}}} \quad (\text{A.5})$$

3. クラスタから $\Delta R=0.3$ に含まれ、ある閾値以上の p_T を持つ飛跡の本数として、 N_{tr} を定義する。

τ ジェットと、q ジェットの R_{em} 、 ΔE_T^{12} 、 N_{tr} 分布は、図 A.1～A.6 [23] のようになる。

実際の実験ではこれらに要求する条件を変えることで、 τ ジェットの検出効率を必要な値に設定する。ここで、検出効率 ϵ 、ジェット・リジェクションの定義は

$$\epsilon = \frac{N_{\tau\text{ジェットとして生成かつ}\tau\text{ジェットとタグ付け}}}{N_{\tau\text{ジェットとして生成}}} \quad (\text{A.6})$$

$$1/rej. = \frac{N_{q\text{ジェットとして生成かつ}\tau\text{ジェットとしてタグ付け}}}{N_{q\text{ジェットとして生成}}} \quad (\text{A.7})$$

である。 R_{em} の分布はジェットの P_T に依存する (図 A.7, A.8)。そこでジェットの P_T によって要求する条件を変え、 τ ジェットの検出効率とジェット・リジェクションの関係をみたのが図 A.9 である。検出効率が大きくなるほど、ジェット・リジェクションは小さくなる。また、同じ検出効率でもジェットの P_T が大きいほど、得られるリジェクションは大きくなる。 $P_T > 30\text{GeV}$ の τ ジェットでは、 $\epsilon=50\%$ で、ジェット・リジェクションは 100 以上である。

本研究ではこの関係をフィットした関数を用いた。 τ ジェットの検出効率は 50% とし、その時のジェット・リジェクションを使って、q ジェットを τ ジェットと誤って識別するようにしている。

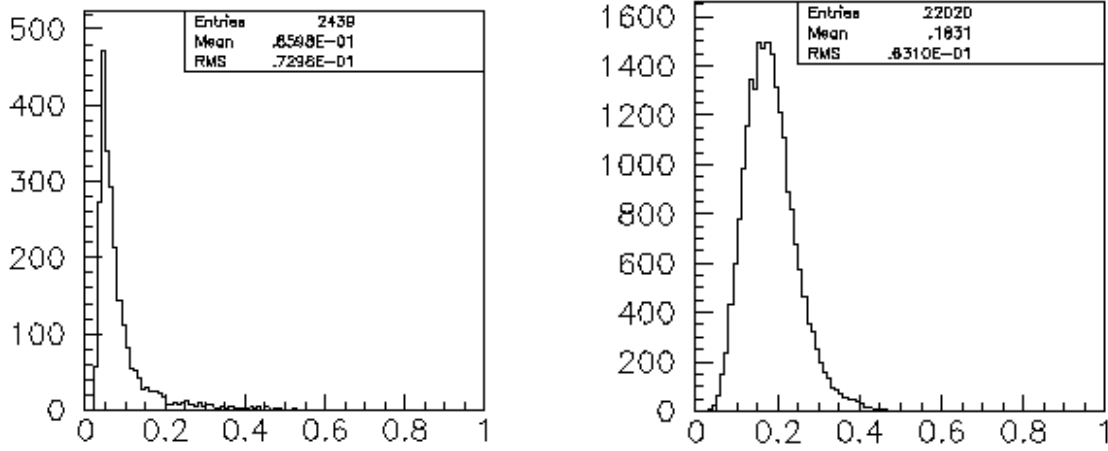


図 A.1: τ ジェットの R_{em} 分布。横軸は R_{em} (式 (A.4))、縦軸はイベント数。
 図 A.2: q ジェットの R_{em} 分布。横軸、縦軸は図 (A.1) と同様。

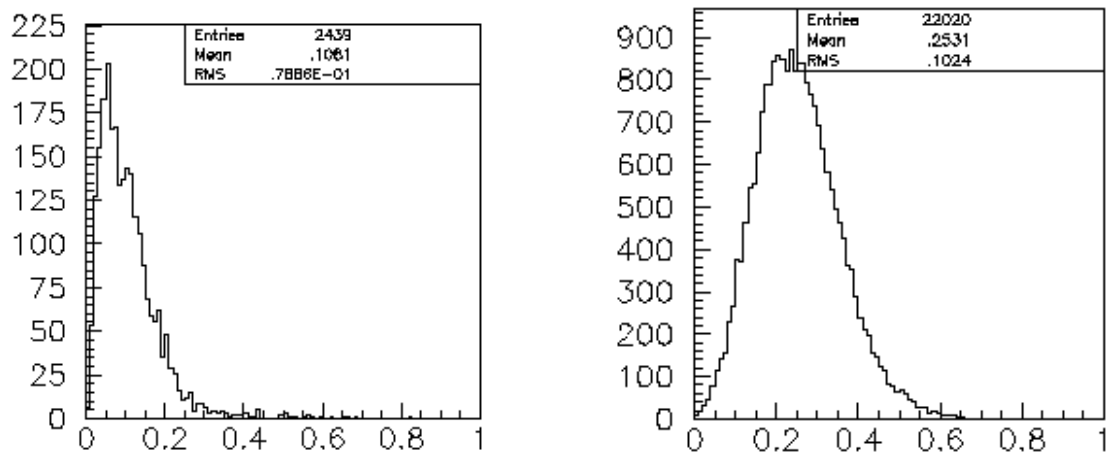


図 A.3: τ ジェットの ΔE_T^{12} 分布。横軸は ΔE_T^{12} (式 (A.5))、縦軸はイベント数。
 図 A.4: q ジェットの ΔE_T^{12} 分布。横軸、縦軸は図 (A.3) と同様。

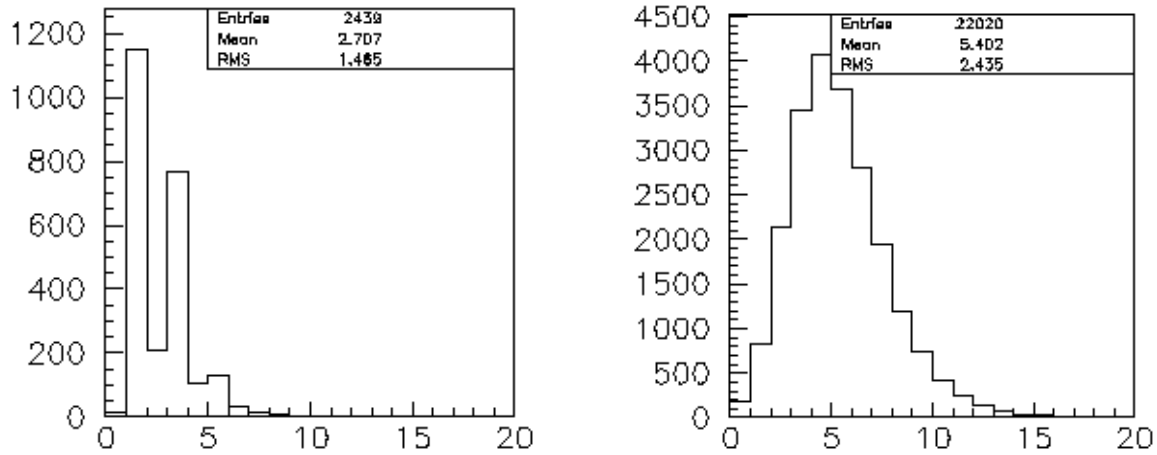


図 A.5: τ ジェットの N_{tr} 分布。横軸は $\Delta R = 0.3$ 図 A.6: q ジェットの N_{tr} 分布。横軸、縦軸は図に含まれる飛跡の数、縦軸はイベント数。 A.5 と同様。

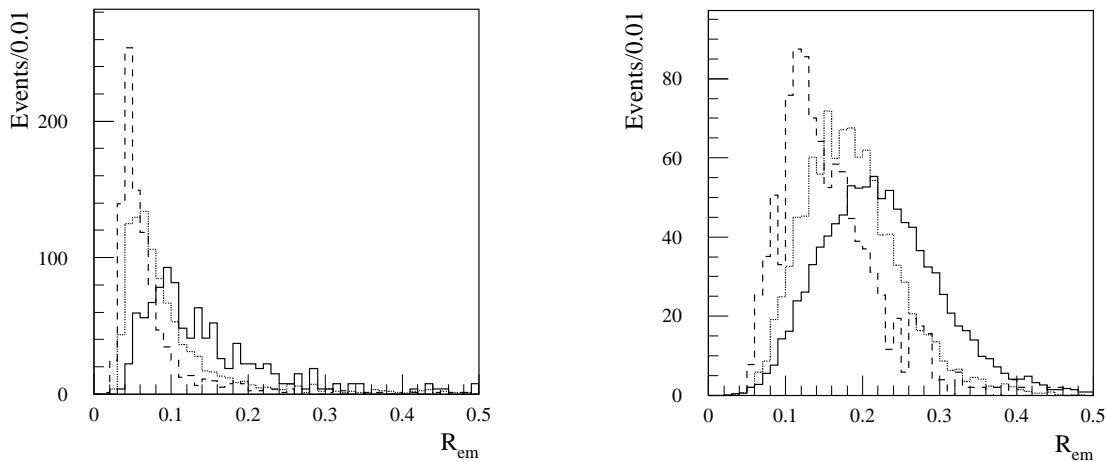


図 A.7: τ ジェットの R_{em} の P_T 依存。横軸は 図 A.8: q ジェットの R_{em} の P_T 依存。横軸、縦 R_{em} 、縦軸はイベント数である。 P_T の範囲で分軸、各線の意味は図 A.7 と同様である。 けており、実線が $15 < P_T < 30\text{GeV}$ 、点線が、 $30 < P_T < 70\text{GeV}$ 、破線が、 $70 < P_T < 130\text{GeV}$ である。

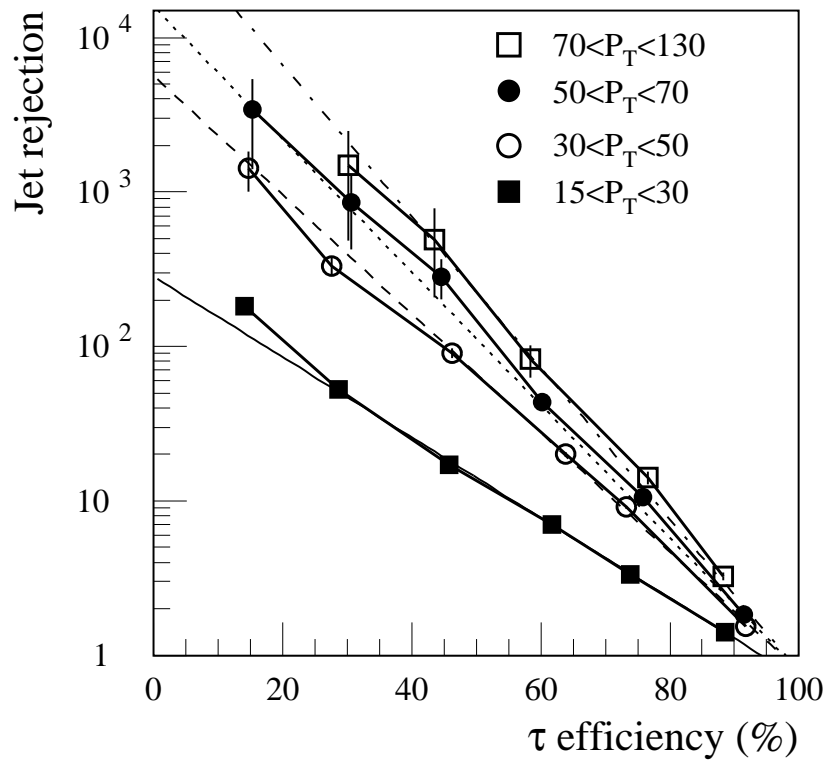


図 A.9: τ ジェットの検出効率とジェット・リジェクションの関係。横軸が検出効率、縦軸はジェット・リジェクションである。また、ジェットの P_T によって分けており、黒い四角は $15 < P_T < 30$ GeV、白い丸は $30 < P_T < 50$ GeV、黒い丸は $50 < P_T < 70$ GeV、白い四角は $70 < P_T < 130$ GeV である。

B b-タグ

b ジェットは図 B.1 にのように、反応により生成したボトム・クォークがハドロン化する際に形成するジェットと、B メソンが崩壊してできるフェルミオンから成る。この b ジェットをタグ付けする事が b-タグであり、ATLAS の物理を行う上でとても重要である。

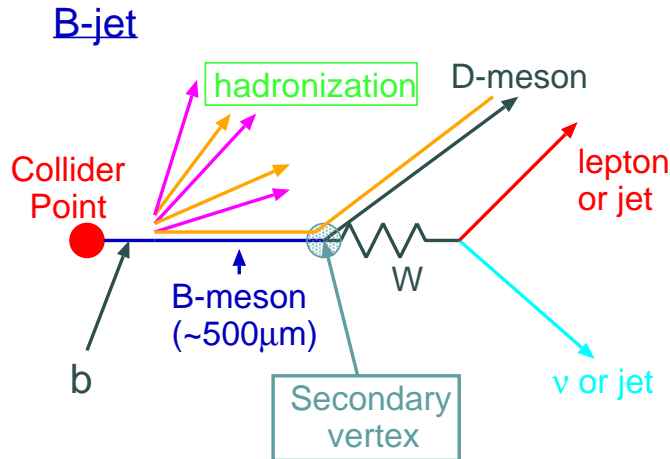


図 B.1: b-jet の描像

b ジェットの関わる物理としては

- Higgs 粒子が軽い場合、その崩壊は主に $b\bar{b}$ である。
- トップ・クォークが崩壊すると、必ずボトム・クォークを含む。
- CP 非保存などの B の物理

など、とても興味深い現象ばかりであり、これらの物理のためには、高い検出効率、かつ高いジェット・リジェクションな b-タグが不可欠である。

b ジェットをタグ付けする手法として以下のものがある。

1. B 中間子が崩壊するまでに約 $500\mu\text{m}$ ほど飛ぶため、二次バーテックスが存在する。
2. b ジェットを構成する各粒子の中に、衝突パラメーターが大きいもの存在する。
3. ジェットの近くに B 中間子のセミ・レプトニック崩壊による、ソフトなレプトンが存在する。

ここで、衝突パラメーターとは、図 B.2 にあるように、ジェットを形成する飛跡へ、崩壊点から垂線を引き、その垂線の長さの事を指す。衝突パラメーターが大きいという事は、その飛跡が比較的長い寿命を持つ粒子の崩壊により生じた事を意味する。1 と 2 の方法は共にバーテックスの情報を用いている。しかし、1 は精度は良いが、検出効率が良くないため、2 の衝突パラメーターを用

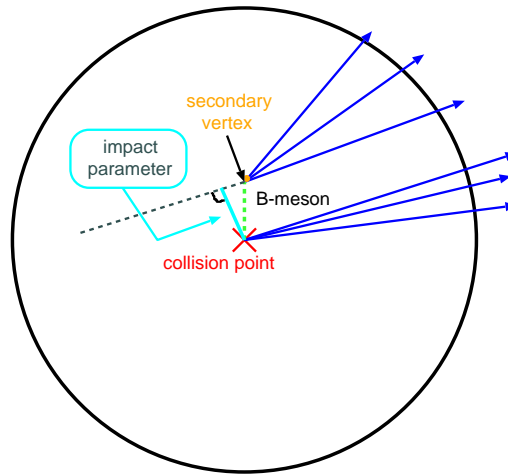


図 B.2: r - ϕ 平面での b-jet の描像。衝突点から、それぞれの飛跡へ垂線を引く。この垂線の長さが衝突パラメーターである。

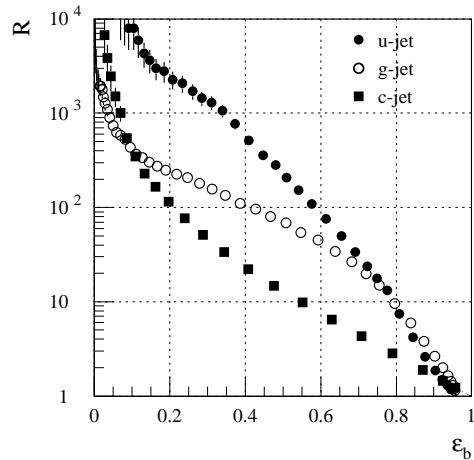
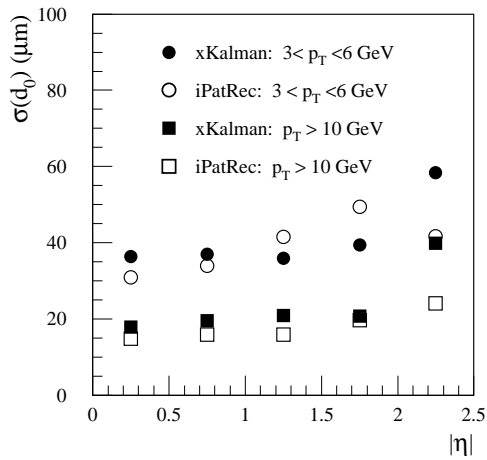


図 B.3: 衝突パラメーターの分解能。横軸は $|\eta|$ 、図 B.4: b ジェットの検出効率と、各ジェットに対する縦軸は、衝突パラメーターの分解能である。飛跡するジェット・リジェクション。横軸が b ジェットの P_T と、飛跡の再構築方法で分類されている。検出効率、縦軸はその検出効率に対する各ジェット丸は $3 < P_T < 10\text{ GeV}$ 、四角は $P_T > 10\text{ GeV}$ でのジェット・リジェクションである。黒丸が u ジェット、白丸はグルオン・ジェット、黒い四角は c ジェットである。

いた識別法を行う。図 B.3 は、衝突パラメーターの分解能である。 $|\eta|$ が大きいほど分解能が悪くなるのは、物質量が多くなるためである。低い P_T でも $50\mu\text{m}$ ほどの分解能が得られる。

衝突パラメーターの条件を変更することで、検出効率の値を変える事ができる。図 B.4 は b ジェットの検出効率と、各ジェットのジェット・リジェクションの関係である。検出効率を高くすると、他のジェットを b ジェットと間違えて識別してしまう。 $\epsilon_b=60\%$ とすると、u ジェットは 100 本に一本、グルオン・ジェットは 50 本に一本、c ジェットは 10 本に一本の割合で、b ジェットと誤って識別してしまう。c ジェットのジェット・リジェクションが小さい原因は、c ジェットがハドロナイズした結果生成する D メソンも、崩壊するまでに $300\mu\text{m}$ ほど飛ぶ。そのため、衝突パラメーターの大きい c ジェットが存在しうるためである。また、グルオン・ジェットも、 $g \rightarrow c\bar{c}, b\bar{b}$ と崩壊するために、u ジェットと比べるとジェット・リジェクションが小さくなってしまう。

デザイン・ルミノシティーの 1/10 での稼働時では、 $\epsilon_b=60\%$ を用いる。しかし、デザイン・ルミノシティーでの稼働時では、ミニマム・バイアス・イベントのため衝突パラメーターの分解能が悪くなるため、 $\epsilon_b=50\%$ で解析を行っている。

C ATLFAST

イベントジェネレーターで生成したモンテカルロ・データには、検出器の分解能による測定誤差などが含まれていない。そのため、検出器の構造や物質密度などを考慮に入れたデータを用いた、フル・シミュレーションを行わなければならない。しかし、フル・シミュレーションでシグナルやバックグラウンドの十分な量のデータを生成するためには、多大な時間が必要である。そこで、フル・シミュレーションの結果を再現するように簡略化されたプログラムを用いる。このプログラムが **ATLFAST** [24] である。

ATLFAST では以下の事を行う。

- カロリメーター内でのジェットの構築
- レプトン、光子、ジェットの運動量やエネルギーを不鮮明 (smear) にする
- 磁場の効果や消失運動量の考慮
- b ジェット、c ジェットや τ ジェットをタグする効率や、他のジェットを間違ったタグ付けをする。
- ジェットの E_T の補正

これらはフル・シミュレーションの結果をパラメーター化したものを使う。また、下の二つは ATLFAST-B というプログラムを使って行っている。以下に ATLFAST で行っている事を説明する。

C.1 P_T

P_T はサジッタを測定して決める [25]。したがって P_T はガウス分布をせず、 $\frac{1}{P_T}$ がガウス分布を示す。そのため P_T は

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

$$P_{smear}^{true} = \frac{P_{smear}^{true}}{(1 + \sigma)} \quad (C.2)$$

のように分解能の効果を入れる。ここで σ は、full simulation でパラメーター化した分解能である。

C.2 エネルギー

光子のエネルギーは電磁カロリメーターで測定される。エネルギーは次の式を使って、実際の検出器の応答とする。

$$\frac{\delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{0.10}{\sqrt{E_\gamma}} \oplus \frac{0.245}{E_\gamma^T} \oplus 0.007 \quad (\text{C.3})$$

ハイ・ルミノシティではパイル・アップの効果が大きくなるので、電子回路のノイズとは別にして扱っている。

$$\frac{\delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{0.10}{\sqrt{E_\gamma}} \oplus \frac{\sigma_{\text{electronic}}}{E_\gamma^T} \oplus \frac{\sigma_{\text{pile-up}}}{E_\gamma^T} \oplus 0.007 \quad (\text{C.4})$$

次に電子のエネルギーも電磁カロリメーターで測定されるので、

$$\frac{\delta E_e}{E_e} = \frac{0.12}{\sqrt{E_e}} \oplus \frac{0.245}{E_e^T} \oplus 0.007 \quad (\text{C.5})$$

と不鮮明にする。またハイ・ルミノシティでは、

$$\frac{\delta E_e}{E_e} = \frac{0.12}{\sqrt{E_e}} \oplus \frac{\sigma_{\text{electronic}}}{E_e^T} \oplus \frac{\sigma_{\text{pile-up}}}{E_e^T} \oplus 0.007 \quad (\text{C.6})$$

となる。

ジェットのエネルギーはハドロンカロリメーターで測定される。そのためセルのサイズによってエネルギーの分解能が変わってくる。

- $|\eta| < 3$ 、セルのサイズ $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{0.50}{\sqrt{E}} \oplus 0.03 \quad (\text{C.7})$$

- $|\eta| > 3$ 、セルのサイズ $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{1.0}{\sqrt{E}} \oplus 0.07 \quad (\text{C.8})$$

C.3 ジェットの構築

粒子がカロリメーターを通過すると、各セルにエネルギー E_T を落とす。落とした E_T が 1.5GeV より大きければ、そのセルをイニシエーターと呼ぶ。そして E_T の大きいイニシエーターの順に、 $\Delta R=0.4$ のコーン内の全てのセルの E_T を足して、クラスターを作る。クラスターの E_T が 15GeV よりも大きければ、ジェットとみなす。

C.4 ジェットのタグ付け

前節のようにして作られたジェットの種類をタグ付けする方法は、ジェネレーターの情報を使う。ジェットがどのクォークから生成されたものかはジェネレーターの情報を読んで行くことで判定できる。そして、例えば b ジェットと判定されたら、50%の確率で b ジェットとタグ付けをし、それ

以外に対してはqジェットとタグ付けする。反対に、qジェットと判定されたジェットには、1%の確率でbジェットとタグ付けし、cジェットは10%の確率でbジェットと間違っタグ付けする。 τ ジェットに対しても同様な割り当て方法を行う。

C.5 ジェットの E_T の補正

構築されたジェットのエネルギーは、元のクォークの持っていたエネルギーと比べると小さくなる場合が多い。その傾向は元のクォークのエネルギーが低いほど高くなる。これは、エネルギーが低いほど元のクォークから出た粒子が様々な方向に飛びやすくなるため、クラスターの中に入らないためである。そこでこの補正をする必要がある。図 C.1 は、キャリブレーション因子、

$$K_{jet} = \frac{P_T^{parton}}{P_T^{jet}} \quad (C.9)$$

の分布である。これは元のクォークの P_T の、ジェットの P_T に対する割合で、 K_{jet} が1に近いほど元のクォークのエネルギーを正しく集める事ができた事を表す量である。ジェットの P_T が大きいほど K_{jet} が1に近づく事が分かる。構築したジェットのエネルギーに、 K_{jet} を掛ける事でエネルギーの補正を行っている。

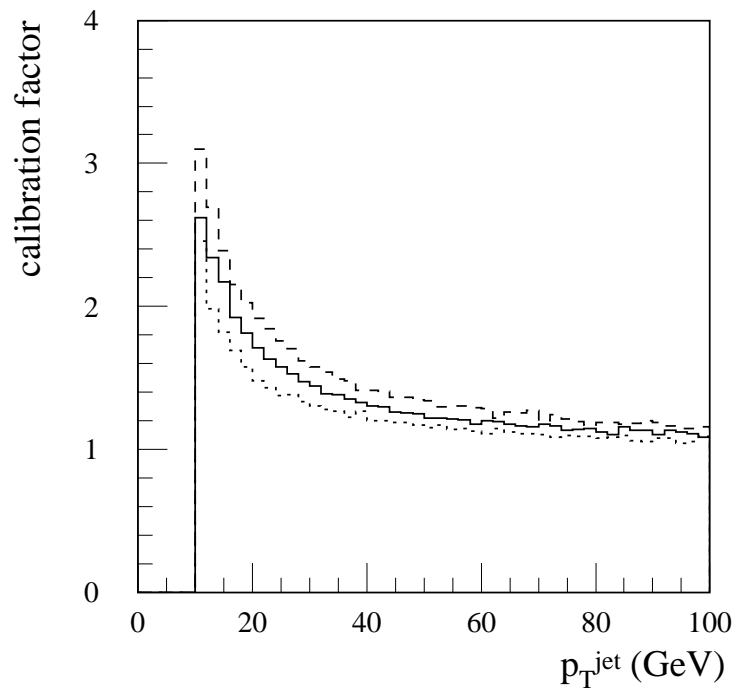


図 C.1: キャリブレーション因子の分布。実線がbジェット、破線がグルオンジェット、点線がqジェット。横軸は構築したジェットの P_T 、縦軸はキャリブレーション因子 $K_{jet} = P_T^{parton} / P_T^{jet}$ 。

参考文献

- [1] ATLAS Detector And Physics Performance 1 CERN/LHCC/99-14/, (1999)
- [2] ATLAS Detector And Physics Performance 2, CERN/LHCC/99-15, (1999)
- [3] K. Hagiwara et al., *Physical Review D***66**, 010001 (2002)
- [4] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.
- [5] A. Salam : Elementary Particle Theory. Proc. 8th Nobel Symp., N. Svartholm, ed., Wiley-Interscience(1968)
- [6] S. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579.
- [7] P.W. Higgs, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132.
- [8] Benjamin W. Lee, C. Quigg, H.B. Thacker, *Phys. Rev.Lett.* **38** (1977) 883-885.
- [9] The LEP Higgs Working Group, LHWG/2001-03. (2001)
- [10] The LEP EW Working Group, LEPEWWG/2002-01. (2002)
- [11] M. Carena, H.E. Haber, hep-ph/0208209
- [12] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. Kane, S. Dawson : The Higgs Hunter's Guide, (Addison-Waseley, California, 1990)
- [13] M. Spira, P.M. Zerwas, hep-ph/9803257, (1997)
- [14] D. Rainwater, D. Zeppenfeld, *JHEP*, **12**, (1997), 005.
- [15] D. Rainwater, D. Zeppenfeld, K. Hagiwara, *Phys. Rev.* **D61**, (2000), 093005.
- [16] D. Rainwater, D. Zeppenfeld, *Phys. Rev.* **D60**, (1999), 113004.
- [17] 田中礼三郎, 神戸大学集中講義, 「ハドロンコライダーの物理」, (2002)
- [18] T. Sjöstrand, L. Lönnblad, S. Mrenna, P. Skands, hep-ph/0108264, (2002)
- [19] S. Jadach, Z. Was, R. Decker, J. H. Kuhn, *Comput. Phys. Commun.*, **76**, (1993), 361-380.
- [20] CTEQ Collaboration, H. L. Lai et. al., *Eur. Phys. J.*, **C12**, (2000), 375-392.
- [21] A. S. Belyaev et. al., hep-ph/0101232.

- [22] 松本悠. 東京大学修士学位論文、「ATLAS 実験における ttH production を用いた Yukawa coupling 測定の研究」、(2003)
- [23] D. Cavalli, S. Resconi, ATLAS Internal Note, PHYS-NO-118, (1998)
- [24] E. Richter-Was, D. Froidevaux, ATLAS Internal Note, ATL-PHYS-98-131, (1998)
- [25] C. Joram, Summer Student Lecture Series 2002, Particle Detectors

研究業績

平成 14 年 10 月	ATLAS Higgs Working Group meeting	CERN
平成 14 年 12 月	ATLAS Higgs Working Group meeting	CERN
平成 15 年 1 月	広島ヒグス研究会	広島大学
平成 15 年 2 月	ATLAS Higgs Working Group meeting	CERN
平成 15 年 3 月	日本物理学会	東北学院大学
平成 16 年 1 月	広島ヒグス研究会	広島大学