ATLAS 実験におけるヒッグス粒子の $H \to ZZ^* \to ll\nu\bar{\nu}$ 崩壊モードの sensitivity

京都教育大学大学院 教育学研究科
教科教育専攻 理科教育専修

河内知己

2004 年 1 月 16 日

概要

2007 年より、欧州の CERN 研究所において世界最大のエネルギー を持つ LHC(Large Hadron Colider) 加速器を用いた実験が行われる予定である。LHC に設置されている検出器の一つに ATLAS 検出器があり、ここで行われる実験結果には、その衝突エネルギー の高さ故に、非常に多くの物理成果が期待されている。

ATLAS 実験の目的の一つにヒッグス粒子の発見がある。ヒッグス粒子は、全ての粒子の質量の起源であると考えられている粒子であり、標準理論の中での唯一の未発見粒子である。

現在、2007 年の実験開始に向けて、確実にヒッグス粒子を発見するための解析方法が各チャンネルにおいて検討されている。本研究はその中でも、VBF $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow ll\nu\bar{\nu}$ に注目し、このチャンネルにおけるヒッグスの発見能力を高めるためにどのような解析方法が有効であるかを研究したものである。

目 次

第 1 章　序論 **4**

1.1　素粒子の分類と特徴 4

1.2　素粒子の相互作用 5

1.2.1　４種類の相互作用 5

1.2.2　電磁相互作用 6

1.2.3　強い相互作用 6

1.2.4　弱い相互作用 8

1.2.5　重力相互作用 8

1.3　加速器 9

1.3.1　加速器の概要 9

1.3.2　加速器の種類 11

1.3.3　散乱断面積 13

1.3.4　ルミノシティ 14

第 2 章　ATLAS 実験 **15**

2.1　LHC 15

2.2　ATLAS 実験の目的 16

2.3　ATLAS 測定器の概要 17

2.3.1　Inner Detector 18

2.3.2　電磁カロリメーター 19

2.3.3　ハドロンカロリメーター 19

2.3.4　Muon Detector 20

2.3.5　粒子の検出領域 21

第 3 章　ヒッグス粒子の探索 **22**

3.1　ヒッグス粒子 22

3.1.1　素粒子の質量とヒッグス粒子 22

3.1.2 ヒッグス粒子の生成過程 . . . 23
3.1.3 ヒッグス粒子の崩壊過程 . . . 26
3.2 物理解析 . . . 27
3.2.1 ヒッグス粒子の質量再構成 . . . 27
3.2.2 signal と background . . . 30
3.2.3 シミュレーション . . . 31
3.2.4 Ntuple ファイル . . . 32
3.2.5 normalization . . . 33
3.2.6 測定される物理量 . . . 34
3.2.7 ジェット、寿命と幅、missing P_T、M_T . . . 40

第 4 章 VBF $H \to ZZ^* \to ll\nu\bar{\nu}$ 崩壊モードの解析 44
4.1 チャンネルの有用性 . . . 44
4.2 チャンネルの特徴 . . . 45
4.3 background . . . 46
4.4 WFACTOR の計算 . . . 48
4.5 Monte Carlo Truth の解析 . . . 50
4.5.1 1 イベント中の Z ボソンの数 . . . 50
4.5.2 signal の数 . . . 51
4.5.3 Z の崩壊過程 . . . 53
4.6 Cut . . . 54
4.6.1 lepton . . . 54
4.6.2 N_{jet} . . . 55
4.6.3 Z_{ll} . . . 55
4.6.4 M_{qq} . . . 56
4.6.5 M_{ll} . . . 58
4.6.6 missing P_T . . . 59
4.6.7 jet1 P_T . . . 61
4.6.8 jet2 P_T . . . 61
4.6.9 $\Delta\eta$ . . . 63
4.6.10 $\Delta\phi$ . . . 65
4.7 Cut 値の決定 . . . 66
4.7.1 Cut 値の検討 . . . 66
4.7.2 signal 数の検討 . . . 71

4.8 結果 74
4.9 ヒッグス質量による $S/\sqrt{B}$ の変化 75

第 5 章 まとめと今後の課題 **78**

付 録 A 素粒子物理で用いる単位 **79**
A.1 電子ボルト 79
A.2 自然単位系 79

付 録 B 理科教育における粒子論の取り扱い **81**
B.1 現在の取り扱われ方 81
B.2 授業への導入の提案 82

第1章　序論

ここでは、素粒子や相互作用、加速器など、本研究を行なう上で必要であると思われる基本的な事柄について、簡単に説明する。

1.1　素粒子の分類と特徴

素粒子とは、物質を構成する最小単位であると考えられている粒子である。物質の構成要素を解明するための研究は、歴史の流れとともに進歩し続けており、新たに大きな発見がある度に「素粒子」と呼ばれる粒子は変遷してきた。19 世紀では原子が素粒子であり、20 世紀前半では電子、陽子、中性子が素粒子と呼ばれていたが、現在、純粋に素粒子であると位置付けられているのは、クォークやレプトンと呼ばれる粒子である。これらの粒子は、スピン (粒子自身の角運動量) が半整数 (1/2) であるという特徴を持ち、フェルミオン (fermion) と呼ばれる。またこの他にも自然界に存在する 4 つの基本的な力を媒介する粒子や、質量の起源であると考えられているヒッグス (Higgs) 粒子も素粒子に属する。これらはスピンが整数であり、ボソン (boson) と呼ばれる。現在知られている素粒子とその性質を表 1.1 にまとめる。なお、質量は自然単位系で示してある。

名称・記号				質量	電荷	スピン
フェルミオン	クォーク	u	アップ	1.5 ~ 5MeV	$\frac{2}{3}$e	$\frac{1}{2}$
		d	ダウン	3 ~ 9MeV	$-\frac{1}{3}$e	$\frac{1}{2}$
		c	チャーム	1.1 ~ 1.4GeV	$\frac{2}{3}$e	$\frac{1}{2}$
		s	ストレンジ	60 ~ 170MeV	$-\frac{1}{3}$e	$\frac{1}{2}$
		t	トップ	174GeV	$\frac{2}{3}$e	$\frac{1}{2}$
		b	ボトム	4.1 ~ 4.4GeV	$-\frac{1}{3}$e	$\frac{1}{2}$
	レプトン	e^-	電子	0.51MeV	-e	$\frac{1}{2}$
		ν_e	電子ニュートリノ	$< 15 \times 10^{-6}$MeV	0	$\frac{1}{2}$
		μ^-	ミュー粒子	106MeV	-e	$\frac{1}{2}$
		ν_μ	ミューニュートリノ	< 0.17MeV	0	$\frac{1}{2}$
		τ^-	タウ粒子	1777MeV	-e	$\frac{1}{2}$
		ν_τ	タウニュートリノ	< 18.2MeV	0	$\frac{1}{2}$
ボソン		$W^\pm$	W ボソン	80.41GeV	$\pm$e	1
		Z	Z ボソン	91.187GeV	0	1
		γ	光子 (photon)	0	0	1
		g	グルーオン	0	0	1
			重力子	0	0	2
		H	ヒッグス粒子	> 114GeV	0	0

表 1.1：素粒子の種類と性質

1.2 素粒子の相互作用

1.2.1 4 種類の相互作用

自然界に存在する基本的な力 (相互作用) は 4 種類ある。電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用、重力相互作用がそれにあたる。このうち、重力相互作用はミクロな世界では極端に微弱であり、素粒子間の相互作用としては無視できる。残りの 3 つの力については、場の量子論 (ゲージ場理論) と呼ばれる理論によって記述できることがわかっている。強い相互作用は量子色力学 (QCD)、電磁相互作用と弱い力は電弱統一理論 (あるいはワインバーグ・サラム理論) で記述され、この 2 つの理論を合わせて標準理論と呼ぶ。次の節より、4 種類の相互作用について簡単に説明する。

1.2.2 電磁相互作用

2 つの荷電粒子の間にはクーロン力がはたらくが、素粒子物理学ではこれを光子 (フォトン、γ) の交換によって表す。すなわち、一方の荷電粒子が光子を放出し、それを他方の荷電粒子が受け取ることによって、2 つの粒子間に結び付きが生じると考える (図 1.1) 電磁相互作用に限らず、4 種類の相互作用は全て、何らかの媒介粒子の交換によって成り立っている。

電磁相互作用の媒介粒子である光子の質量は 0 であるため、電磁相互作用は距離 $r = \infty$ まで到達する遠距離力である。

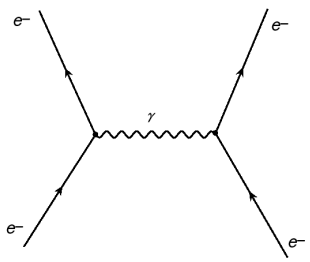

図 1.1: 電磁相互作用

上の図はファインマン図と呼ばれるもので、この場合は横方向を空間、縦方向を時間とみなして電子と電子の散乱を記述している。

1.2.3 強い相互作用

クォーク間にはたらく相互作用を強い相互作用という。クォーク同士を結び付けてハドロンを作っているのは、クォーク間に強い相互作用がはたらいているからであり、また、例えば陽子同士が電気的な斥力に打ち勝ち、中性子とともに原子核を作っているのも強い相互作用によるものである。4 種類の相互作用の中で最も強いため、この名称がつけられている。

電磁相互作用は電荷を持つ粒子間にはたらき、またそれは光子を媒介として伝わるが、それと同様に、強い相互作用はカラー (色) を持つクォーク間にはたらき、グルーオンと呼ば

れる媒介粒子によって伝えられる。カラーとはクォークが持つ量子数の一つであり、赤 (R)、緑 (G)、青 (B) の 3 種類がある。またクォークの反粒子である反クォークは、赤、緑、青の補色 (反赤 $(\bar{R})$、反緑 $(\bar{G})$、反青 $(\bar{B})$) のカラーを持つ。強い相互作用は、このカラーを持つクォーク間でグルーオンを交換することによって生じる力である。(図 1.2) クォーク間の力をグルーオンの交換によって記述する力学を、量子色力学 (Quantum Chromo Dynamisc、略して QCD) と呼ぶ。

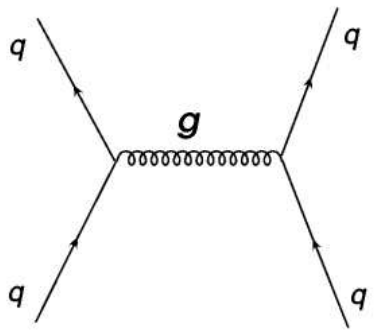

図 1.2: 強い相互作用

それぞれが赤、緑、青のカラーを持つ 3 つのクォークが結び付くと、光の 3 原色と同様に、全体のカラーとしては白色となる。これはカラーを持っていない状態であるので、グルーオンを交換することはない。すなわち強い相互作用を外部に及ぼさない比較的安定な状態である。このように、自然界で観測される粒子が安定に存在するためには、その粒子を構成するクォークのカラーが、全体として白色でなければならない。例えば、クォーク 3 つから成るバリオンの場合は、その 3 つのカラーはそれぞれ赤、緑、青である必要がある。またクォーク 2 つから成るメソンの場合は、その 2 つのカラーは、赤、反赤のように、ある色とその補色という組み合わせでなければならない。

グルーオンの質量は 0 であるが、強い相互作用は距離が離れるほど大きくなるため、強い相互作用の到達距離は原子核子の大きさ $(10^{-15}\mathrm{m})$ 程度である。また力の強さが距離に比例して増大するという性質のため、クォークは単独で存在することはできない。大きなエネルギーを使って、結合しているクォーク同士を引き離そうとすると、そのエネルギーによって新たに真空からクォーク、反クォークのペアが対生成される。はじめ引き離そう

としたクォークは、それらとともにそれぞれが別のハドロンを形成してしまうため、結局クォークのみを単独で取り出すことはできない。

1.2.4 弱い相互作用

弱い相互作用はレプトンやニュートリノにはたらく力であり、中性子の β 崩壊などの原因となる力である。

$$n \rightarrow \quad p \quad + \quad e^{-} \quad + \quad \nu_e \tag{1.1}$$

電磁相互作用よりもはるかに弱いので、この名称がついている。また弱い相互作用の到達距離は強い相互作用のそれよりもさらに短く、$(10^{-18}\mathrm{m})$ 程度である。弱い相互作用を媒介するのは、W ボソン、Z ボソンと呼ばれる粒子である。W ボソンには W^{+}、W^{-} の 2 種類があり、Z ボソンは電荷を持たない。他の 3 つの相互作用を媒介する粒子が質量 0 であるのに対して、これらの粒子は大きな質量を持つ (表 1.1)。

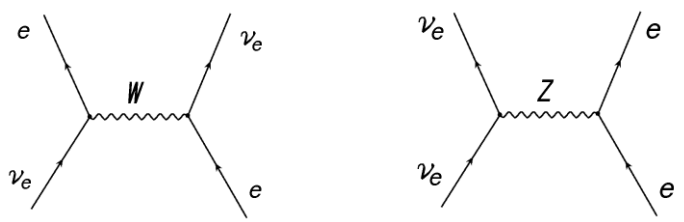

図 1.3: 弱い相互作用

ニュートリノは質量をほとんど持たず、またカラーも電荷も持たないため、弱い相互作用しかはたらかない。ニュートリノがほとんどの物質を通り抜けてしまうのはこのためである。

1.2.5 重力相互作用

重力相互作用は全ての粒子の間にはたらく普遍的な力であり、電磁相互作用と同様、遮られることなくはたらく遠距離力である。このことは、重力相互作用の媒介粒子である重力子の質量が 0 であることを示しているが、重力子の存在はまだ実験的に確認されていない。

また重力相互作用は素粒子のレベルでは非常に弱い力である。例えば $10^{-15}\mathrm{m}$ 離れた二つの電子の間にはたらく重力とクーロン力の比をとると、その値は 10^{-43} となり、全く無視できる大きさである。ただし $10^{-35}\mathrm{m}$ 以下の超ミクロの世界になると、重力の影響は無視できなくなる。したがって宇宙の創世期では、重力が大きな役割を果たしていたと考えられている。

1.3 加速器

1.3.1 加速器の概要

加速器の必要性

原子核や素粒子の持つ固有の性質や、それらの内部構造、または原子核や素粒子にはたらく力の性質を探るために、原子核・素粒子物理学では、標的に粒子線を衝突させ、そのときに起こる反応を観測、解析するという方法がよくとられる。１８世紀の終わり頃から１９世紀初頭までは、このような実験を行うのに、自然に存在する放射性物質から放出される放射線や、宇宙線が利用されてきた。ラザフォードによる α 粒子の散乱実験や、チャドウィックによる中性子の発見などは、このような状況の中で成されてきたものである。

しかし、素粒子の高エネルギー現象を探り、特に質量の大きな粒子を発生させたり、頻度が低い反応を起こさせるためには、自然の粒子線を利用するだけでは不十分である。

そもそも、素粒子の実験では次の 2 つのことが要求される。一つは、高エネルギーの粒子ビームである。例えば、次のような非弾性散乱[1]

$$A + B \to C + \bar{C} + \cdots \tag{1.2}$$

によって、ある重い粒子 C とその反粒子 $\bar{C}$ を生成させるためには、C の質量を m_c、光速度の大きさを c とすると、系のエネルギーが少なくとも $2m_cc^2$ より大きい必要がある (アインシュタインの質量とエネルギーの関係 $E = mc^2$ を用いている)。もう一つは、粒子ビームの強度である。これは反応の事象数に影響を与えるものであり、衝突型加速器では、ビームの粒子密度に関係したルミノシティ (輝度) という量が反応事象率を決める (ルミノシティについては 1.3.4 で述べる)。素粒子物理学における重要な反応は、非常に頻度が低い反応に特徴的に表れることが多いが、低頻度の反応で十分な事象数を確保するためには、粒子ビームの強度を上げる必要がある。

[1] 反応の終状態に、始状態とは別の粒子が生成される過程のこと

自然に存在する粒子線を利用するだけでは、このような要求に答えることは難しい。そこで、衝突させるエネルギーをある程度自由に変えることができ、また反応の頻度も十分確保できるような実験装置、すなわち加速器の研究が進められてきたのである。

粒子の加速

加速器は、粒子に運動エネルギーを与えて、その速度を上げるための装置であるが、普通、粒子の加速には電場を用いる。図 1.4 のように、 2 枚の電極間に発生する電場によって粒子を加速する場合を考える。

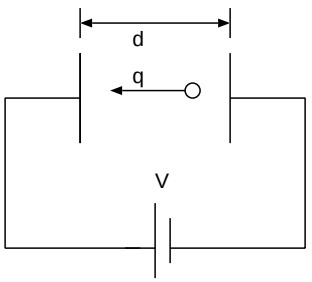

図 1.4: 電場による粒子の加速

加速電位差を V、電場の大きさを E、加速される距離 (電極間距離) を d とすると、

$$V = Ed \tag{1.3}$$

であるから、粒子の電荷を q とすると、粒子が得る運動エネルギー K は、

$$K = qV = qEd \tag{1.4}$$

である。このように、粒子の加速は電場によって行なわれるため、加速できる粒子は電荷を持った荷電粒子に限られる。中性子のように、電荷を持たない粒子を加速することは、事実上できない。荷電粒子としては、電子や陽子がよく用いられるが、重陽子、α 線、なども加速されている。

上の式より、ある電位差によって加速されたときに粒子が得るエネルギーは、粒子の電荷にのみ依存し、粒子の質量にはよらない。しかし、例えば電子と陽子では静止質量が約 1836 倍違う (電子：0.511MeV、陽子：938MeV) ため、加速後のそれぞれの粒子の速度は

異なってくる。同様の理由で、同じ運動エネルギーを持っていても、静止質量の大きい陽子の方が運動量は大きくなる。

また、電位差による荷電粒子の加速において、実用上は電場の強さには限界がある。例えば線形加速器では、加速電圧は 1m あたり約 10^7V である。したがって、荷電粒子を高エネルギーにまで加速するためには、加速器の仕組みとして、次のどちらかの条件が必要となる。

- 長い加速距離を持つ加速器。
  （線形加速器）
- 荷電粒子を磁場によって円運動させ、その間に加速領域を何度も通過させて加速する仕組み。
  （円形加速器）

1.3.2 加速器の種類

ここでは、いくつかの代表的な加速器の特徴を簡単に説明する。、

コッククロフト・ウォルトン加速器

歴史上、初めて開発された加速器がコッククロフト・ウォルトン加速器である。1932 年、コッククロフト (John D. Cockcroft) とウォルトン (Ernest T.S. Walton) は、彼ら自身が開発した高電圧発生装置によって陽子を約 700keV のエネルギーに加速し、これを金属リチウムの標的に当て、反応によって生成されたヘリウム原子核を観測した。この加速器は倍電圧整流回路と呼ばれる回路を何段にも重ねることにより、入力電圧よりはるかに大きな電圧を発生させている。現在は、線形および円形の大型加速器の前段加速器（ブースター）として使われている。

サイクロトロン

円形加速器の一種である。磁場によって荷電粒子を円形軌道に沿って回転させ、同じ加速電極を何度も通過させて多重加速を可能にしている。一般的に、一様な磁場 B の中を速度 v で運動する電荷 q の粒子にはローレンツ力

$$F = qvB \tag{1.5}$$

がはたらき、そのため荷電粒子は円運動を行う。ローレンツ力と遠心力がつり合うという条件は、円運動の半径を r、粒子の質量を m とすると、

$$\frac{mv^2}{r} = qvB \tag{1.6}$$

と書ける。したがって、粒子の運動量を p とすると、

$$p = mv = qrB \tag{1.7}$$

また、円運動の周期を T、振動数を ν とすると、

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{v}{2\pi r} = \frac{qB}{2\pi m} \tag{1.8}$$

となる。サイクロトロンでは、 2 つの半円形の加速電極 (その形からＤ電極と呼ばれる) が向かい合わせに置かれており、ちょうど円盤を半分に割ったような形をしている。粒子はＤ電極間の加速間隙を通過するときに電場によって加速される。Ｄ電極には、粒子の軌道面と垂直に一定の磁場がかかっているため、粒子が加速間隙を過ぎてＤ電極内部に入ると、粒子はローレンツ力を受けて円運動をする。そして半周回って再び加速間隙に達する。

また、加速間隙にかけられている電場は一定ではなく、ある周期でその向きが逆転するような高周波電場となっている。これは、粒子がどちらのＤ電極から加速間隙に入っても、常に正の加速を得られるようにするためである。したがって、高周波電場の周波数は、荷電粒子の円運動の振動数と同期するようにかけられている。このようにして、サイクロトロンの中心部から出発した粒子は、半周ごとに電場によって加速されていく。

式 1.8 より、$v \ll c$ (c は光速度) のときは、磁場を一定にしておけば、粒子の速度が大きくなっても円運動の周期は一定に保たれる。しかし、v がさらに大きくなると、相対論の考え方により m が大きくなるため、周期 T が一定値からずれてくる。また粒子が加速されて速度が大きくなるにともなって、円運動の半径も大きくなるため、非常に巨大な磁石が必要になってしまうという問題点もある。

シンクロトロン

シンクロトロンもサイクロトロンと同様に円形加速器の一つである。本研究に深く関係している LHC は、シンクロトロンに属する。シンクロトロンでは、サイクロトロンの項で述べた問題点を改良して、半径が一定であるような円運動をしながら粒子が加速を受けるようになっている。式 1.7 より、荷電粒子の運動量 p が大きくなるにつれて、それに比例し

て磁場 B を強くしていくと、r は一定に保たれることがわかる。また、加速のための高周波電場の周波数は、粒子の周回周波数と同調するように時間的に変化させる。ただし、粒子のエネルギーが静止エネルギーに比べて十分大きく、$v \sim c$ とみなせる場合には、高周波の周波数は一定でよい。円形加速器で荷電粒子を加速する場合、シンクロトロン放射と呼ばれる現象が起こる。これは、荷電粒子の運動方向が磁場によって曲げられるときに光を放射する現象のことである。この放射光は、よく揃ったビームを作るので、固体物性などの実験に利用されている。しかし、光を放射することによって粒子のエネルギーは減少するので、シンクロトロン放射は高エネルギー粒子ビームを得るという観点からは、大きな制約となる。円形加速器において、１周あたりのエネルギーの損失 ΔE は、

$$\Delta E \propto (E/mc^2)^4/r \tag{1.9}$$

と表すことができる。電子の場合、エネルギー E が大きくなるにつれてエネルギー損失が急速に増え、それ以上の加速は次第に難しくなる。しかし陽子の場合は、電子に比べて質量 m が大きいため、式 1.9 より、電子を加速するときよりもエネルギ− 損失は小さい。

陽子を加速する場合は別の制約として、衝突するパ− トン (陽子中のクォ− クやグル− オン) のエネルギ− が定まらないということがあげられる。

線形加速器

粒子を、直線状に並べた加速電場によって加速するものを、線形加速器と言う。初期の線形加速器は、ヴィデレ− 型といわれ、図 1.5 のように、一連の円筒形の中空電極から成り、電極は一つおきに共通に接続され、その間に高周波電圧が加えられる。電極と電極の間のギャップに発生する電場は図に示すように、一つおきにその向きが異なっている。粒子がギャップから次のギャップに達するまでの時間が高周波の半周期になるように電極の長さを選ぶと、ギャップでの電場の向きが常に粒子を加速させるようにできる。

1.3.3 散乱断面積

粒子の衝突実験で起こる様々な反応の中で、目的とする反応がどれぐらい起こっているのかを知る指標として、散乱断面積と呼ばれる量が用いられる。散乱断面積は、通常 σ で表す。例として、標的粒子 B を n_t 個含む単位立方体に、ビーム粒子 A を垂直に衝突させる場合を考える。標的粒子 B の断面積を σ とすると、１つのビーム粒子 A が単位立方体に入射したときに、B に衝突する確率は、$n_t\sigma$ である。したがってビ− ム粒子 A の個数が n_b 個

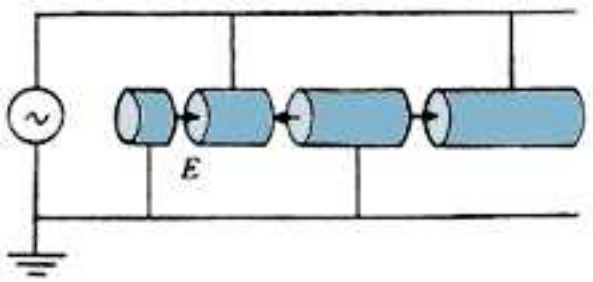

図 1.5: ヴィデレー型リニアック

だったとすると、このときの衝突事象数 N は $n_b n_t \sigma$ となる。故に、

$$\sigma = \frac{N}{n_b n_t} \tag{1.10}$$

と表すことができる。加速器実験等で、上式の右辺は直接観測量である。σ は断面積を表すので、面積 $[\mathrm{m}^2]$ の単位を持つ。一般に、散乱断面積の単位は $[\mathrm{m}^2]$ の代わりにバーン [b] が用いられる。

$$1[\mathrm{b}] = 10^{-28}[\mathrm{m}^2] \tag{1.11}$$

である。

1.3.4 ルミノシティ

衝突頻度という観点から見たときの衝突型加速器の性能は、ルミノシティという量で表される。LHC の場合、ルミノシティとは毎秒どれだけの陽子が衝突するかという頻度を表す。ルミノシティと、前節で説明した散乱断面積を用いると、目的とする反応が毎秒何回起こるのかという事象数を求めることができる。例えば、陽子中に含まれるパ− トン同士が衝突して起こる、ある反応 X の散乱断面積を σ_X とする。σ_X は、陽子同士が衝突したときに、目的の反応 X がどれくらいの確率で起こるのかを表しているので、結局、この反応 X の毎秒の事象数 N は、ルミノシティを L とすると、

$$N = L \cdot \sigma_X \tag{1.12}$$

となる。ルミノシティの単位は、散乱断面積の単位の逆数であるから、[1/b] である。

第2章　ATLAS実験

2.1　LHC

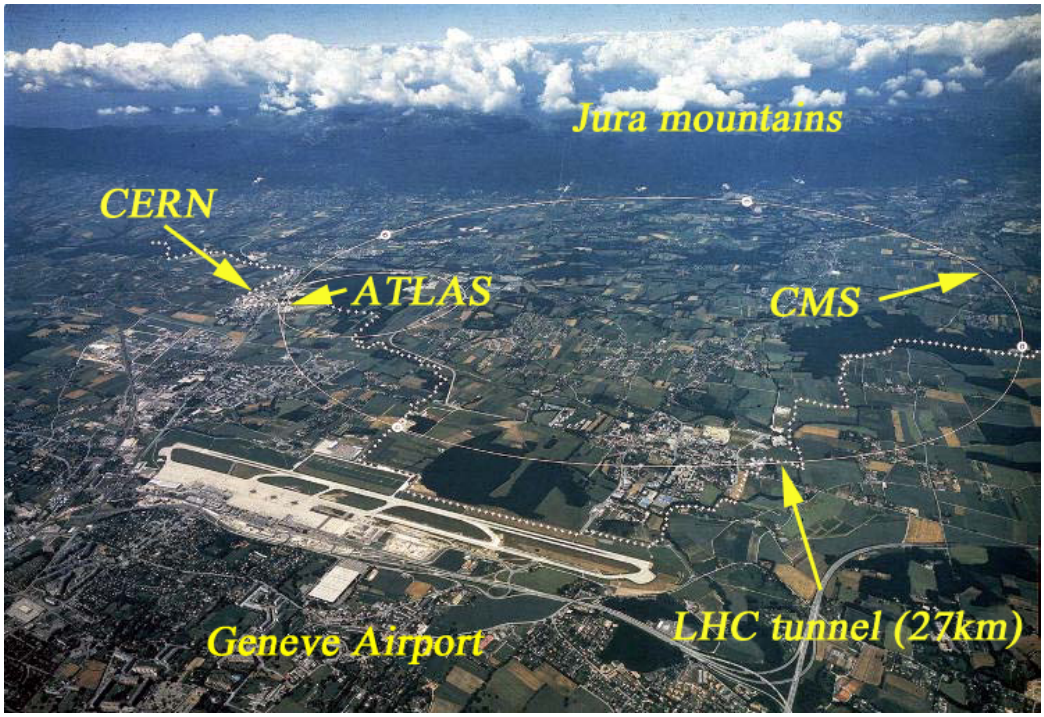

図 2.1: LHC の概観

LHC(Large Hadron Collider) は、スイス・ジュネーブ郊外にある CERN(欧州素粒子・原子核加速器研究機構) で現在建設中の、陽子− 陽子衝突型加速器である。1.3.2 節の種類の中では、シンクロトロンに属する。2007 年の実験開始を目指し、現在日本を含む各国で、検出器等の製造や準備が進められている。

ＬＨＣ加速器は、地下 50m から 175m に掘られた円周約 27km の地下トンネルに設置されている。スイスとフランスの国境にまたがって、巨大なドーナツ型の加速装置が展開されている。この加速器および多数の超伝導磁石を用いて、陽子ビームのエネルギーを 7TeV にまで加速する。各陽子ビームには、大量の陽子が束 (バンチ) 上に集束されており、 2 つのバンチを互いに反対方向に 7TeV にまで加速し、衝突させる。したがって重心系では 14TeV という世界最高の高エネルギーを達成することになる。このような今までになく高い衝突エネルギーを実現するＬＨＣでは、素粒子反応の研究に関して、最先端の物理の成果が求められている。

ＬＨＣは、はじめの 3 年間は low luminosity で、その後は high luminosity で稼動する予定である。low luminosity 時における 1 年間通してのＬＨＣの積分ルミノシティ (ある期間あたりのルミノシティを積分ルミノシティという。) は、$10[\mathrm{fb}^{-1}]$、また high luminosity 時における積分ルミノシティは、$100[\mathrm{fb}^{-1}]$ となっている。よって、low luminosity で走らせるはじめの 3 年間全体では、$10 \times 3 = 30[\mathrm{fb}^{-1}]$ の積分ルミノシティを持つことになる。この値にある反応の散乱断面積をかけると、その反応の 3 年間での発生事象数が得られる。

陽子ビームの衝突点は円周上に 4 ヶ所あり、各衝突点のまわりには測定器が設置され、それぞれの測定器において実験が行われる。

2.2 ATLAS 実験の目的

ATLAS 実験は、ＬＨＣで行われる実験の一つであり、その測定器はＬＨＣの 4 つの衝突点のうちの一つに設置される。ATLAS 測定器は、高さ約 22m、全長約 46m、重量約 7000t の巨大な実験装置であり、日本を含む 33ヵ国から約 2000 人の研究者が参加するアトラス国際共同実験グループによって建設されている。ATLAS 実験では、その衝突エネルギーの高さゆえに、非常に多くの物理の成果が期待されている。ATLAS 実験の主要な目的には、次のようなものがある。

- ヒッグス粒子の発見
- 標準理論の精密検証
- 超対称性粒子の発見
- CP 対称性の破れの研究
- QCD(量子色力学) の精密研究

2.3 ATLAS 測定器の概要

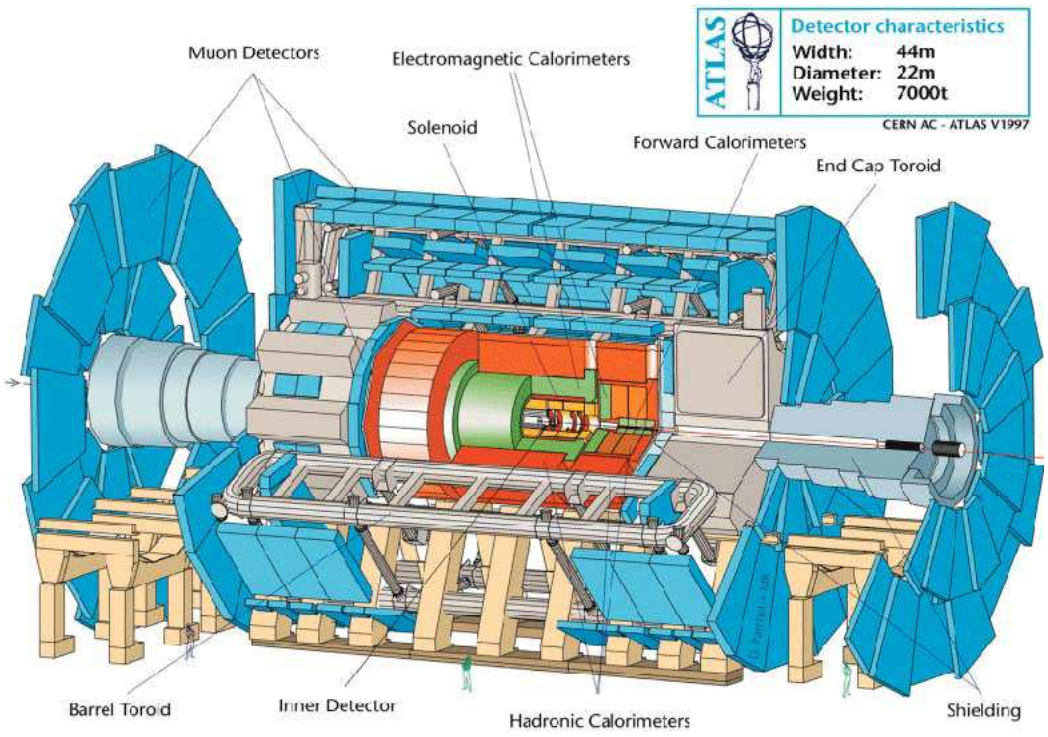

図 2.2: ATLAS 測定器

ATLAS 測定器は、図 2.2 のような巨大な円筒形をしており、その中心を LHC の陽子ビームラインが通るようになっている。

ATLAS 測定器は大きく分けて 4 つの部分から成っていて、ビームラインに近い方 (測定器の内側) から順に、

- Inner Detector
- 電磁カロリメーター
- ハドロンカロリメーター
- Muon Detector

という構造になっている。
以下より、各部分の役割について述べる。

2.3.1 Inner Detector

Inner Detector の役割は、主に粒子の飛跡 (track) を観測することにある。Inner Detector の外側には、ソレノイド磁石が設置してあり、その内部に z 軸方向の磁場をかけている。そのため、陽子衝突によって荷電粒子が発生すると、その粒子はローレンツ力を受け、運動方向が曲げられる。Inner Detector によってその track を求めることができれば、荷電粒子の xy 平面上の運動量の大きさ P_T[1]を求めることができる。

track の曲率半径を ρ[m]、磁場の大きさを B[T] とすると、荷電粒子の P_T は、

$$P_T = 0.3B\rho \tag{2.1}$$

という式で求めることができる。

Inner Detector は tracker の他に、electron の識別を行うという役割を持っている。

構造的には、Inner Detector は 3 層から成り、内側から、シリコンピクセル検出器、シリコンストリップ検出器 (SCT)、TRT と呼ばれる検出器が設置されている。

シリコンピクセル検出器

シリコンピクセル検出器は、最もビームラインに近い部分に設置される検出器であり、多数の小さなシリコン検出器で構成されている。各検出器は、$50[\mu\mathrm{m}] \times 300[\mu\mathrm{m}]$ というサイズで、これが集まって 1 層の検出器を成している。実際にはこの 1 層の検出器が 3 つ重なって置かれているため、全体としては 3 層の構造となっている。

$15[\mu\mathrm{m}]$ という高い位置分解能を持っているため、荷電粒子の精密な tracking に大きな役割を果たしている。

またシリコンピクセル検出器は衝突点に近い場所にあるため、その衝突の影響を受けやすいが、ピクセルサイズを小さくすることによって耐放射線性能を高めている。

SCT(Semiconductor Tracker)

SCT はシリコンピクセル検出器の外側に置かれている検出器で、これも tracker の役割を持っている。6cm×12cm の検出器が、円筒の側面に沿って並んではりつけられている。各

[1] P_T については、3.2.5 で説明する。

検出器には、80μm の間隔でストリップ (細い金属線) が並んでおり、それぞれのストリップの末端から読み出しケーブルが出ているが、このままだとある 1 方向の位置情報しかわからないことになる (図)。そこでもう 1 つの検出器を 40mrad 傾けて重ね、 2 本のストリップの交点として粒子の位置情報を得るようになっている。

TRT(Transition Radiation Tracker)

TRT の役割りには tracker と、もう一つ electron の識別がある。荷電粒子は、異なる誘電率を持つ物質を通り抜けるときに光を放出するが (図)、その光量は相対論の γ に比例する。γ は質量に反比例するため、結局質量の小さい electron(約 0.51MeV) の場合は γ が大きくなり、光量の大きな放射光を出すことになる。TRT はこの現象を利用して electron を識別している。例えば muon は electron と同じレプトンであるが、その質量が大きい (約 106MeV) ため、electron に比べて放出される光量が小さい。

2.3.2 電磁カロリメーター

電磁カロリメーターでは electron、photon を検出することができる。また、ここで発生する電磁シャワーを観測することにより、粒子のエネルギーも測定することができる。

電磁カロリメーターには鉛が用いられているため、その重い原子核によって electron の軌道が曲げられる。荷電粒子は軌道が曲げられると photon を放出するが、その photon から electron の対生成が起こる (e^- と e^+)。生成された electron もさらに鉛の原子核によって曲げられ、同様の現象が繰り返される。このようにして photon と electron が大量に発生し、これが電磁シャワーとなる。

この電磁シャワーのエネルギーを測定することによって、もともとの粒子のエネルギーを求めている。

2.3.3 ハドロンカロリメーター

ハドロンカロリメーターも電磁カロリメーターと同じく、検出器内の物質中の原子核と、衝突で発生した粒子との相互作用により、粒子のエネルギーを測定することができる。

ハドロンカロリメーターにはシンチレータータイルが用いられており、ここを粒子が通過した際に発生する光を、光電子増倍管によって検出している。

ここでは多くの種類の粒子が検出される。主に $\pi^{\pm}$ などの中間子や、b-jet、τ-jet、light-

quark-jet[2]、また陽子や中性子もここで検出される。

2.3.4 Muon Detector

Muon Detector はその名前の通り、μ 粒子のエネルギーや、その飛跡を tracking するためのものである。主に 3 つの部分からなり、それぞれ、TGC(Thin Gap Chamber)、RPC(Resistive Plate Chamber)、MDT(Monitored Deift Tube) と呼ばれる。構造的には模式図 2.3 のようになっている。Barrel 部分には RPC、Endcap 部分[3]には TGC が設置されている。MDT はそれらをさらに覆うような形で置かれている。

ここでは粒子を電離させることによってエネルギーを測定している。測定器内部には電場がかけられており、粒子が落としていった電子はこの電場に沿って移動し、電極としてはたらくワイヤーへと取り込まれる。TGC には曲線的な電場、RPC には直線的な電場がかけられている。

TGC、RPC は主にトリガー信号を発生させる検出器としてはたらき、より詳細なエネルギー測定や tracking は MDT が行っている。

トリガーとしては、粒子が通過したことに対する反応が早い方がよく、この観点からみると曲線的な電気力線で電子を移動させる TGC は不利であるが、もともと電極間の距離が短い (約 1.4mm) ため、この点は補われている。

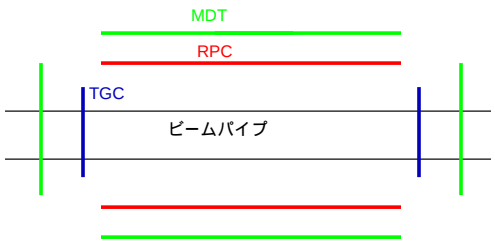

図 2.3: Muon Detector の配置模式図 (yz 平面から見た図)

[2]jet については次章で述べる。
[3]Barrel とは、円筒型をした ATLAS 測定器の側面部分を指し、Endcap とは円柱の底面にあたる部分を指す。

2.3.5 粒子の検出領域

各検出器でどのような粒子が検出されるか、その検出領域を図 2.4 に示す。内側から順に、緑が inner Detector、赤が電磁カロリメーター、黄緑がハドロンカロリメーター、青が Muon Detector を示している。また、直線的な黄色い線は粒子の tracking が行われることを表している。また黄色い線が何度も枝分かれしている部分は、そこでシャワーが起こり、粒子のエネルギーが吸収されることを表している。

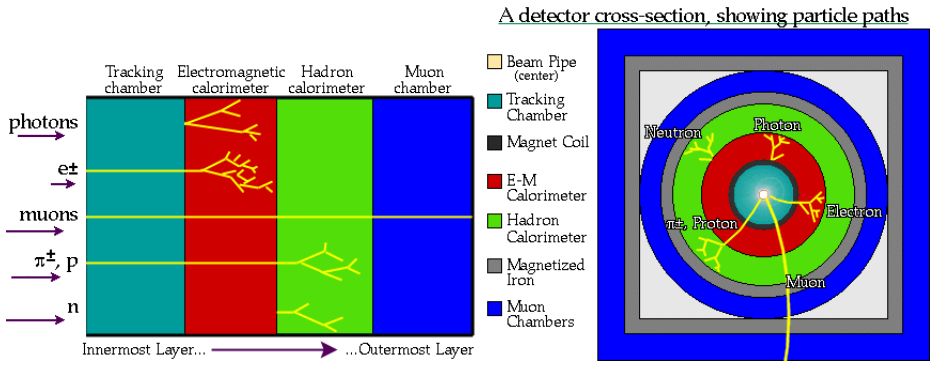

図 2.4: 各粒子の検出領域

第3章　ヒッグス粒子の探索

3.1　ヒッグス粒子

3.1.1　素粒子の質量とヒッグス粒子

ヒッグス粒子は、全ての粒子の質量の起源であると考えられている未発見粒子である。

素粒子の振る舞いを記述する標準理論は、これまでのほとんどの実験結果を非常に良い精度で説明できる理論である。標準理論が原理として用いているゲージ場理論では、ゲージ粒子の質量は 0 でなければならない。しかし、表 1.1 にあるように、W ボソン、Z ボソンは大きな質量を持つことがこれまでの実験からわかっている。そこで、この矛盾を解くために、ヒッグス機構が提案され、ヒッグス粒子の存在が示唆された。

粒子に質量がある、という矛盾は、現在の宇宙が「ヒッグズ場」の中に浸っていると仮定すると解くことができる。標準理論では、ビッグバン直後には、全ての素粒子が何の抵抗を受けることもなく、真空中を光速度 c で運動していたと考えられる。ここで、粒子の運動量を p、エネルギーを E、速度を v とすると、相対論における運動量の式は、

$$p = \frac{Ev}{c^2} \tag{3.1}$$

である。今、全ての粒子は光速で運動していたとすると、$v = c$ であるから、

$$p = \frac{E}{c} \tag{3.2}$$

これを、相対論におけるエネルギー、運動量、質量の関係式

$$m^2c^4 = \quad E^2 - p^2c^2 \tag{3.3}$$

に代入すると、

$$m^2c^4 = 0 \tag{3.4}$$

となる。c は不変であるから、$m = 0$ となり、ビッグバン直後の全ての粒子の質量は 0 であったと考えられる。

しかし、ビッグバンから、10^{-13} 秒過ぎたころに、真空がヒッグス粒子の場で満たされてしまったと考えられている。クォークやレプトンはヒッグス場と反応することによって抵抗を受け光速では運動できなくなり、質量のある粒子と同じ振る舞いをする。光子はヒッグス場とは反応しないので光速で運動し、質量は 0 のままである。

電磁場が存在すれば、その相互作用を伝える光子があるように、もしヒッグス場が存在するならばヒッグス粒子が最低 1 種類あるはずである。ヒッグス粒子の性質は標準理論でよく予言されており、その生成過程、崩壊過程、質量の範囲などもわかっている。標準理論では、ヒッグス粒子の質量は、1TeV 以下でなければならない。またこれまでに CERN の LEP、LEP2[1]で行なわれてきた探索より、114GeV 以下ではないことが確認されている。ヒッグス粒子は、標準理論に登場する粒子の中で、唯一の未発見粒子である。ヒッグス粒子の発見は、ATLAS 実験の主要な目的の一つとなっている。

3.1.2 ヒッグス粒子の生成過程

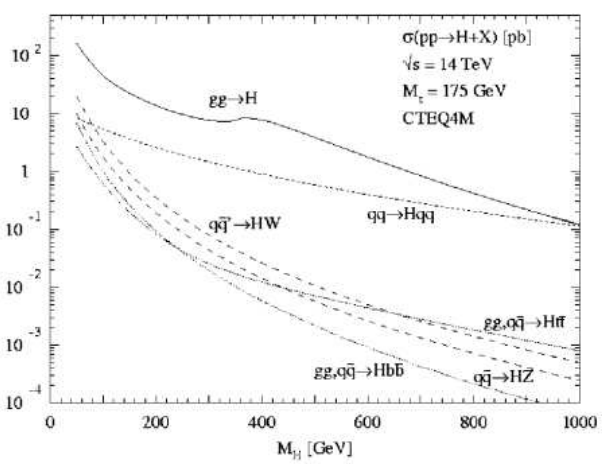

図 3.1: ヒッグス質量に対する各生成過程の生成断面積の変化

ヒッグス粒子の生成過程は、主に 4 つある。各生成過程について簡単に述べる。

[1]Large Electron Positron Collider(電子− 陽電子衝突型加速器)。1989 年に完成し、数々の重要な物理成果を得た。1996 年からはエネルギーをほぼ倍増して実験が再開され (LEP2)、2000 年末に運転を終了した。

gluon fusion

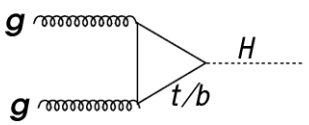

図 3.2: gluon fusion

グルーオンからトップクォークあるいはボトムクォークを介してヒッグスが生成される反応。中間の粒子をトップとして説明すると、まず 1 つのグルーオンから t と $\bar{t}$ が対生成される。さらに $\bar{t}$ がグルーオンを放出し、その後、結果的に先ほどの t とともに対消滅してヒッグスを生成するという反応である。ダイアグラムで書くと図 3.2 のようになり、三角形の部分はクォークのループと呼ばれる。

生成断面積としては最も大きい生成過程である。図 3.1 の中では、$gg \to H$ がこれにあたる。

vector boson fusion (VBF)

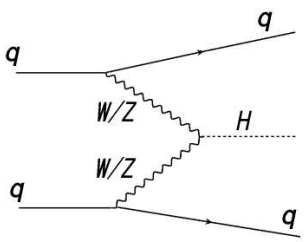

図 3.3: vector boson fusion

2 つのクォークから弱い相互作用によって放出された 2 つのゲージボソン (W あるいは Z) からヒッグスが生成される反応。4 つの生成過程の中では、gluon fusion に次いで生成断面積が大きい。図 3.1 の中では、$qq \to Hqq$ がこれにあたる。

本研究はこの過程でできるヒッグスについて解析している。

W/Z associated production

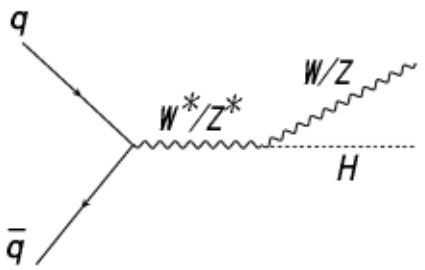

図 3.4: W/Z associated production

クォーク、反クォークの対消滅によって生成されたゲージボソンから、ヒッグスが放出される生成過程。W/Z 以外の質量の大きなヒッグス粒子を放出するということは、ヒッグス放出前のゲージボソンは、本来の質量よりも大きな質量を持っているということになる。W、Z の右肩についている*はそのように粒子が本来とは異なる質量を意味を持っている状態を表している[2]。

この生成過程では、終状態にゲージボソンが現れることが特徴である。

また、生成断面積は 3 番目に大きい。図 3.1 の中では、$q\bar{q} \to HZ$ 、 $q\bar{q'} \to HW$ がこの過程にあたる。

[2]このような粒子の状態については、3.2.7 で説明する。

t/b associated production

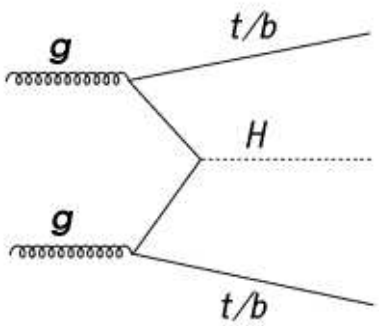

図 3.5: t/b associated production

対生成された 2 組の $t\bar{t}$ を介してヒッグスが生成される反応。t の代わりに b であってもよい。質量の重い t/b を対生成しなければならないため。はじめのグルーオンは大きなエネルギーを持っている必要がある。したがって生成断面積は最も小さい。図 3.1 の中では、$gg, q\bar{q} \to Ht\bar{t}$ 、 $gg, q\bar{q} \to Hb\bar{b}$ がこの過程にあたる。

3.1.3 ヒッグス粒子の崩壊過程

図 3.6 にあるように、ヒッグスは様々な粒子に崩壊する。また、ヒッグスの質量によって、その分岐比は大きく変化していく。

ヒッグス質量が約 130GeV よりも軽いときは、主な崩壊先は $b\bar{b}$ である。90% 近い確率で $b\bar{b}$ に壊れる。他には $\tau^+\tau^-$ や $c\bar{c}$ などに壊れる。

質量が 130GeV を越えると、$b\bar{b}$ は落ちだし、WW や ZZ が上がってくる。特に WW は 160GeV 付近では 100% 近い分岐比となる。

LHC での実験で特に重要視される軽いヒッグス[3](120GeV ~ 200GeV) では、各崩壊先への分岐比が複雑に変化する。そのため、この領域でヒッグスをみつけるためには、ある一つの崩壊モードだけではなく、それぞれのモードについて解析を行う必要がある。

[3]これまでの実験などから、ヒッグスの質量は 90% 以上の確率で 200GeV 以下であると考えられている。

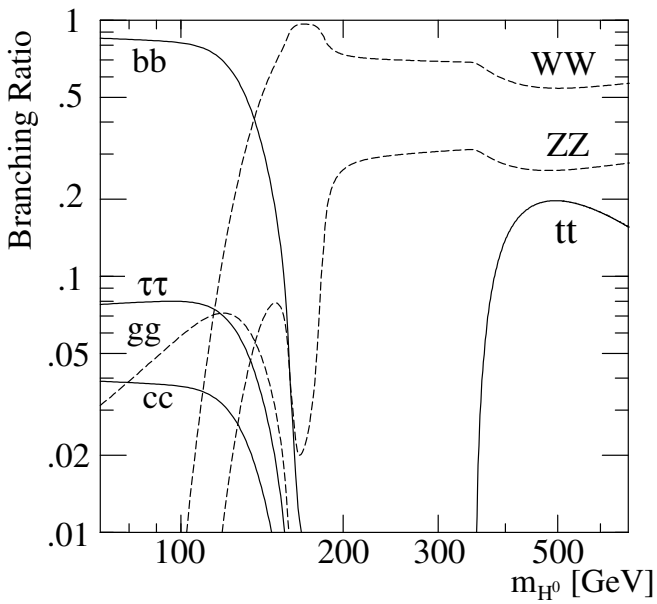

図 3.6: ヒッグス質量に対する各崩壊過程の分岐比の変化

3.2 物理解析

3.2.1 ヒッグス粒子の質量再構成

ここでは、「ヒッグス粒子が存在する」ということを証明するためには、どのように解析を進めていけばよいかということについて説明する。

先に述べたように、ヒッグス粒子は未発見粒子であるから、その存在自体確かなものではない。また、当然現段階ではヒッグス粒子の質量もわかっていない。しかし、ヒッグス粒子の生成過程、崩壊過程、質量の範囲など、標準理論やこれまで行われてきた実験によって予言されている部分もある。また、ヒッグス粒子の質量をある値に仮定したときに、その質量のヒッグス粒子がどのような確率で何の粒子に壊れるか、ということも予言可能である (ヒッグス粒子の崩壊分岐比はヒッグス粒子の質量に依存する (3.1.2))。つまり、ヒッグス粒子がこの世界に存在するか否かということはわからないが、仮に「ヒッグス粒子が存在する」とするならば、それがどのように振舞うのかということについては既にわかっていると考えてよい。ヒッグス粒子の探索は、これらの「わかっていること」を基盤にして進められる。

もう少し具体的に、実際に ATLAS 実験でヒッグス粒子を探索する場合を想定してみる。LHC によって加速された陽子ビームは、円筒形の ATLAS 測定器の中心付近で衝突する。もしヒッグス粒子が存在するならば、衝突によって引き起こされるヒッグスの生成過程 (3.1.2 参照) を経て、測定器の中心付近にヒッグス粒子が生成される。しかし、ヒッグス粒子は測定器に達する前に、ごく短時間で別の粒子に崩壊してしまうため、その情報を測定器で直接観測することは不可能である。測定器では、ヒッグスの崩壊によって最終的に生じる安定な粒子の状態のみが観測される。したがって、観測された終状態の粒子の情報をもとに、その親粒子であるヒッグス粒子の情報を得ていくことになる。

3.1.2 で示したように、ヒッグス粒子は多様な粒子に崩壊する。よって、ヒッグス粒子を探索するときは、様々な崩壊モードの中から標的を一つに絞って解析していく。ここでは、ヒッグス粒子が 2 つの Z ボソンに崩壊する反応、さらに、2 つの Z ボソンがそれぞれ、2 つのレプトンに崩壊する反応を例にとって考えることにする。すなわち、

$$H \to ZZ \to llll \tag{3.5}$$

である。本来ならば、本研究が取り扱っている反応 $H \to ZZ^* \to ll\nu\bar{\nu}$ を例にとって説明するべきであるが、この反応には第 4 章で述べるようなニュートリノに関わる特性があり通常の方法ではヒッグスの質量を得ることができないため、ここでは $H \to ZZ \to llll$ を例にとって考える。

ここで、Z がレプトンに壊れる二次的な崩壊まで考えているのは、Z も寿命が短く、短時間で他の粒子に崩壊してしまうので、Z 自身の情報を直接得ることができないためである。また、ここで言うレプトンとは、e と μ を指す。もう一つのレプトンである τ は寿命が短く、他のレプトン 1 つとニュートリノ 2 つに崩壊してしまうため、測定器で観測できるのは、安定な e と μ のみとなる。

では簡単に手順を説明していく。便宜的に、Z とレプトンの各粒子に番号をつけておく。

$$H \to Z_1 Z_2 \to l_1 l_2 l_3 l_4 \tag{3.6}$$

また、$Z_1 \to l_1 l_2$, $Z_2 \to l_3 l_4$ とする。

まず測定器の情報より、4 つのレプトンのフレーバー[4]、電荷、4 元運動量 (エネルギー、運動量) がわかる。

仮に次のようなものであったとする[5]。

[4] クォークやレプトンの種類の違いのことをフレーバーという。

[5] これ以降は、自然単位系 (付録 A 参照) を用いる。

$$
\begin{aligned}
l_1 : e^+, \quad & P_{l1} = (E_1, P_{x1}, P_{y1}, P_{z1}) \\
l_2 : e^-, \quad & P_{l2} = (E_2, P_{x2}, P_{y2}, P_{z2}) \\
l_3 : \mu^+, \quad & P_{l3} = (E_3, P_{x3}, P_{y3}, P_{z3}) \\
l_4 : \mu^-, \quad & P_{l4} = (E_4, P_{x4}, P_{y4}, P_{z4})
\end{aligned}
$$

これらをもとに、まずは Z の 4 元運動量を求める。

なお、ここで言う x,y,z 方向とは、ATLAS 測定器の場合、まずビームラインに沿って z 軸があると考える。そしてビームラインに垂直な平面を xy 平面として、水平方向を x 方向、鉛直方向を y 方向とする。この軸の設定はこれ以降不変である。

さて、Z はレプトンに壊れる場合は、図 3.7 のように同じフレーバー、異なる電荷を持つ 2 つのレプトンに壊れる。

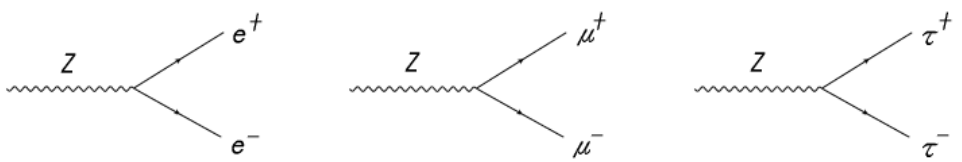

図 3.7: Z のレプトンへの崩壊

したがって 4 つのレプトンの中から、フレーバーが同じで、かつ電荷が異なるような 2 つのレプトンの組を選び、その 2 つのレプトンの 4 元運動量を足し合わせると、それは親である Z の 4 元運動量となる。すなわち、

$$
Z_1 : P_{Z1} = P_{l1} + P_{l2} = (E_1 + E_2 \ , \ P_{x1} + P_{x2} \ , \ P_{y1} + P_{y2} \ , \ P_{z1} + P_{z2}) \tag{3.7}
$$

$$
Z_2 : P_{Z2} = P_{l3} + P_{l4} = (E_3 + E_4 \ , \ P_{x3} + P_{x4} \ , \ P_{y3} + P_{y4} \ , \ P_{z3} + P_{z4}) \tag{3.8}
$$

である。同様にして、今度は 2 つの Z から、ヒッグス粒子の 4 元運動量を求める。

$$
\begin{aligned}
P_H &= P_{Z1} + P_{Z2} \\
&= (E_1 + E_2 + E_3 + E_4, P_{x1} + P_{x2} + P_{x3} + P_{x4}, P_{y1} + P_{y2} + P_{y3} + P_{y4}, P_{z1} + P_{z2} + P_{z3} + P_{z4})
\end{aligned} \tag{3.9}
$$

煩雑なので次のように書くことにする。

$$
P_H = (E_H, P_{xH}, P_{yH}, P_{zH}) \tag{3.10}
$$

ここで、相対論の式

$$E^2 = M^2 + \boldsymbol{P}^2 \tag{3.11}$$

より、ヒッグス粒子の静止質量 M_H を求めることができる。

$$M_H = \sqrt{E_H^2 - \boldsymbol{P}_H^2} = \sqrt{E_H^2 - P_{xH}^2 - P_{yH}^2 - P_{zH}^2} \tag{3.12}$$

このように、終状態粒子から親粒子の質量を組み直すことを、質量の再構成という。

さて、ヒッグス粒子が存在するとすると、当然その静止質量はある一定した値をとる。したがって、もしヒッグス粒子が存在するならば、いくつかのイベントについてそれぞれ同じように上のような操作を行うと、M_H の値はどれも近い値をとるはずである。この場合、M_H の値に関してヒストグラムをとると、ある値 (ヒッグス質量) のところにピークが見えると考えられる。また、もしヒッグス粒子が存在しないならば、M_H の値は一定せず、様々な値をとるはずである。この場合は M_H の値に意味はないのでヒストグラムにピークは存在せず、横に広がった分布になると考えられる。このようにして、ヒッグス粒子の質量のヒストグラムを組むことによって、ヒッグス粒子の有無を判別することができる。

ただし、実際には大量の background が混入してくることが多いため、いかにヒッグスのイベントのみを残してヒストグラムをつくるかということが重要になる。これについては次節で述べる。

3.2.2 signal と background

ATLAS 測定器内では陽子ビームの衝突によって多くの反応が起こるが、そのほとんどは、ヒッグス粒子が関与しないイベントである。前節の例 $H \to ZZ \to llll$ では、ヒッグス粒子の質量を求めるために、まず ATLAS 測定器内で起こる多くのイベントの中から、終状態に 4 つのレプトンが存在するイベントを選んだ。しかし、ヒッグス粒子が関与しないイベントの中にも、終状態に 4 つのレプトンが残るイベントが多く存在する。したがって、「4 つのレプトンがある」という条件だけでは、ヒッグス粒子のイベントか、それ以外のイベントかを区別することはできなくなる。このように、ヒッグス粒子は生成されないが、終状態の粒子が同じであるようなイベントを、background と呼ぶ。それに対して、ヒッグス粒子が生成されたイベントを signal という。

実際の解析では、ヒッグス粒子についてのヒストグラムをとっても、多くの場合 signal は background に埋もれてしまっていて、そのピークを見ることはできない。signal のピークを立たせ、ヒッグス粒子が存在することを証明するためには、signal イベントの特徴を

理解し、それを利用して有効な条件をかけることによって大量の background を排除していく作業が必要となる。この作業のことを、Cut と呼ぶ。

Cut をかけた後の最終的な signal のイベント数を S、background のイベント数を B とすると、$S/\sqrt{B}$ の値が 5 以上になることが望ましいとされている。

3.2.3 シミュレーション

LHC は 2007 年完成予定である。よってこれまで説明してきた解析の方法が実際に行われるのは、2007 年以降の ATLAS 実験開始後ということになる。しかし現段階でも、次のようにして解析の方法を検討することはできる。

既に述べたように、ヒッグス粒子をはじめとする粒子の振る舞い (質量、粒子同士の相互作用の仕方、など) は、標準理論によってわかっている。したがって、それらの粒子情報や物理法則をもとに、計算機上で仮想的な衝突実験を行い、様々な物理現象が測定器上にどのような実データを生成するのかをシミュレーションすることが可能となる。

シミュレーションのプロセスとしては、まずイベント生成のシミュレーション (Event Generator) にを通して、衝突によって生成される各粒子の本来の情報が作られる。これを Monte Carlo Truth(以下 MC truth) と呼ぶ。

次に、それらを測定器で検出するシミュレーション (Detector simulation) が行われる。使用される測定器は当然、粒子の情報を正確に検出できるわけではなく、実際に測定器から吐き出されるデータは、いくらかの揺らぎを持っている。よって、この段階のシミュレーションでは、測定器の特徴に合わせて MC truth の情報に敢えて揺らぎを持たせる。この、測定器を通すところまでシミュレートしたデータを、Monte Carlo Data (以下 MC data) と呼ぶ。

この Detector simulation については、本来ならば、実際の実験で使用される測定器の詳細な設計や材質などを全て考慮してシミュレ− ションされることが望ましい (フルシミュレ− ション)。しかしこのような完全なシミュレ− ションを行うには、それに見合った計算機環境が必須である。現在の環境では、フルシミュレ− ションを行うには時間がかかりすぎてしまう。そのため、現在は簡易的な Detector simulation(ファ− ストシミュレ− ション) が行われており、具体的なツ− ルとしては ATLFAST と呼ばれるシミュレ− タ− が使用されている。

さて、このようなシミュレーションデータは実験前の現段階でも計算機で作ることができるため、これらのデータを用いて、様々な物理量についての分布を作ったり、ある選択

条件に残されるイベント数を数えたりと、実際の解析で行うのと同様の作業を行うことができる。このようにして、2007 年以降の本実験後に生成される実データに対して、どのような Cut が有効か、またその Cut の結果としてどのような物理的結論を出せる可能性があるか、ということを検討することが、現時点で行うべき解析の主な内容であり、本研究の目的でもある。

3.2.4 Ntuple ファイル

実験前の解析では、シミュレーションによって生成された Monte Carlo データを使用するが、これらのデータは、Ntuple と呼ばれるファイルの形で計算機内に保存されている。これらのファイルは東京大学のグループが生成しているものである。Ntuple ファイルには、大きく分けて signal データと background データの 2 種類がある。そしてそのそれぞれについても、signal ならばヒッグス粒子の生成過程、崩壊過程、質量などによって、また background ならば主に生成される粒子の種類によって、異なるファイルが用意されている。

ファイルの内容は、ファイル名を見ればわかるようになっている。signal ファイルの一例をあげると、次のようなファイル名となっている。

`hpro-ggf_hd-zz_hm0200_cteq5l_llumi_n0001.ntpl`

上のファイル名は、以下のようなことを意味している。

`hpro-ggf`	...	ヒッグス粒子の生成過程 (production) が、gluon fusion である。 ggf の他には、`vvf`(vector boson fusion)、`tth`(tt-H production) などがある。
`hd-zz`	...	ヒッグス粒子の崩壊過程 (decay) が、ZZ である。 他に、`ww`、`tau` などがある。
`hm0200`	...	ヒッグス粒子の質量が 200GeV である。
`cteq5l`	...	Event Generator の中で使われるパ- トン分布関数 (陽子中で各パ- トンがどのように分布しているのかを表した関数) の種類。
`llumi`	...	low luminosity を想定している。high luminosity の場合は、hlumi。
`n0001`	...	Ntuple ファイルの通し番号。
`.ntpl`	...	Ntuple ファイルであることを示す拡張子。

また、background ファイルは、例えば次のようなものがある。

`zz_cteq5l_llumi_n0001.ntpl`

上のファイル名は、以下のようなことを意味している。

zz	...	生成される粒子の種類が ZZ である。他に、ww、tt などがある。
cteq5l	...	Event Generator の中で使われるパートン分布関数の種類。
llumi	...	low luminosity を想定している。
n0001	...	Ntuple ファイルの通し番号。
.ntpl	...	Ntuple ファイルであることを示す拡張子。

例えば、gluon fusion で生成された 200GeV のヒッグス粒子が Z ボソン 2 つに壊れ、さらに Z ボソンが 4 つのレプトンに壊れる反応を調べたいときは、上の signal 用の Ntuple ファイルを使用する。1 つの Ntuple ファイルの中には、100000 イベント分のデータが入っているが、ただし signal の Ntuple ファイルでは、ヒッグス粒子の一次崩壊まで (ヒッグスが 2 つの Z に壊れるところまで) しか指定していないため、Z ボソンがレプトン以外の粒子に壊れる反応も、この 100000 イベントの中には含まれている。そのためこのファイルを通すプログラムの中で「レプトンが 4 つ以上存在する」などの条件をかけて、目的の反応を選択する必要がある。また、上の反応を目的とした場合、主な background となるのは、signal と同じく Z ボソンが 2 つ生成される反応であるから、上で例にあげた background 用の Ntuple ファイルを使用する。終状態の粒子によっては、複数の background ファイルを使用する場合も少なくない。

作業の手順としては、まず signal と background それぞれの Ntuple ファイルを用いて、様々な物理量の分布をつくり、比較する。そして signal と background の間に大きな違いが見られる分布を利用して、Cut を決める。そのような Cut をいくつか定め、signal と background の Ntuple ファイルを合わせたものにそれらの Cut をかけた結果、最終的なヒストグラムにおいて signal のピークが立つようになっていればよい。

3.2.5 normalization

LHC の衝突実験によって起こるイベント数と、Ntuple ファイルに含まれるイベント数は、当然異なる。したがって、Ntuple ファイルをそのまま解析に使用していたのでは、正しい結果は得られない。この問題を解消するために、解析の中で normalization という操作を行う必要がある。

例えば、signal の任意の Ntuple ファイルを用いて、ヒッグス粒子の質量についてのヒストグラムを作ったとする。仮に何の Cut もかけなかった (イベントを排除しなかった) とすると、もともと Ntuple ファイルの中に含まれる 100000 イベントがそのまま残っていることになるので、ヒストグラムの Entry (カウントされた総数) は、分布の形にかかわらず 100000 となる。しかし LHC で実際にその反応が起こる数は、明らかにそれとは異なる

はずである。本研究は、LHC が low luminosity で運転する 3 年間を想定しているので、ここで、3 年の間に実際にその反応が起こる数を N としておく。そうすると、解析でできたヒストグラムを本実験で得られるデータに合わせるためには、ヒストグラムの Entry に、$N/100000$ を掛ければよいことになる。この係数を WFACTOR と呼ぶ。N は、1.3.5 で示した式 1.12 より、この反応の散乱断面積 σ と積分ルミノシティ L を用いて、

$$N = \sigma L \tag{3.13}$$

と表される。したがって結局、ヒストグラムには

$$\mathrm{WFACTOR} = \frac{\sigma L}{100000} \tag{3.14}$$

を掛ければよいことになる。ここで L は、今回の場合は $L = 30[\mathrm{fb}^{-1}]$ であり、また σ は Event Generator がこの反応を生成するときに一緒に作る log ファイルを見ることによって知ることができる。

また、ファイルによっては同じ反応のファイルが複数あるものもあるので、その場合はファイル数を N_f として、

$$\mathrm{WFACTOR} = \frac{\sigma L}{100000 \times N_f} \tag{3.15}$$

を掛ければよい。以上のように、WFACTOR を掛けて、全体のイベント数を実際の実験で起こるイベント数に対応させる操作のことを normalization と呼ぶ。

3.2.6 測定される物理量

解析によってヒッグス粒子の質量再構成を行うためには、終状態粒子の 4 元運動量の情報が不可欠である。しかし、ATLAS 測定器によって直接測定される物理量は、4 元運動量の成分の中ではエネルギー E のみであり、3 元運動量の成分 P_x、P_y、P_z は測定することができない。しかしその代わりに、η、ϕ、P_T という物理量が測定される。これらの物理量を用いると、P_x、P_y、P_z を計算することができる。η、ϕ、P_T の定義は、それぞれ次のようになっている。

- η

η は pseudorapidity と呼ばれる量で、もとは rapidity (y で表す) という量の質量を無視した近似である。y の定義は、

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_z}{E - P_z} \tag{3.16}$$

ここで E は粒子のエネルギー、P_z は粒子の z 方向 (ビームライン方向) の運動量を表すので、

$$E = \sqrt{m^2 + \boldsymbol{P}^2} \tag{3.17}$$

$$P_z = P\cos\theta \tag{3.18}$$

である (θ は粒子の運動方向と z 軸のなす角、$\boldsymbol{P} = (P_x, P_y, P_z)$)。

質量 m を無視すると、それぞれ

$$E = P \tag{3.19}$$

$$P_z = Ecos\theta \tag{3.20}$$

となる。したがって pseudorapidity η は、

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{1}{2}\ln\frac{E + E\cos\theta}{E - E\cos\theta} \\ &= \frac{1}{2}\ln\frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta} \\ &= \frac{1}{2}\ln\frac{1}{\tan^2\frac{\theta}{2}} \\ &= -\ln(\tan\frac{\theta}{2}) \end{aligned} \tag{3.21}$$

で表される。η の物理的な意味としては、(図 3.8) のように、ビームラインに垂直な方向を $\eta = 0$ として、そこから z 軸の方へ傾いていくにつれて η の値が大きくなっていく。η と z 軸の正負は常に等しく、粒子の運動の向きが z 軸正の向きに傾いているときは $\eta > 0$、z 軸負の向きに傾いているときは $\eta < 0$ となる。

LHC での陽子陽子衝突で発生する軽い粒子の η 分布は、$-3 < \eta < 3$ でほぼ平らになる。つまり η あたりの粒子の数がほぼ等しくなる。したがって η を導入することによって、単に角度を用いるよりも、z 方向の解析をより均等に行うことができるようになる。

- ϕ

  ϕ は、粒子の運動方向と x 軸とのなす角である。(図 3.9)

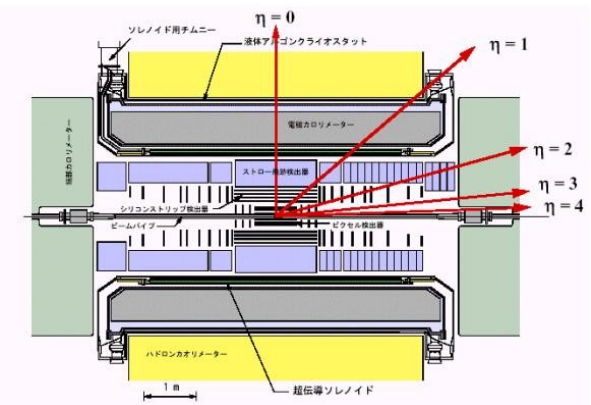

図 3.8: η の示す方向 (yz 平面から見た図)

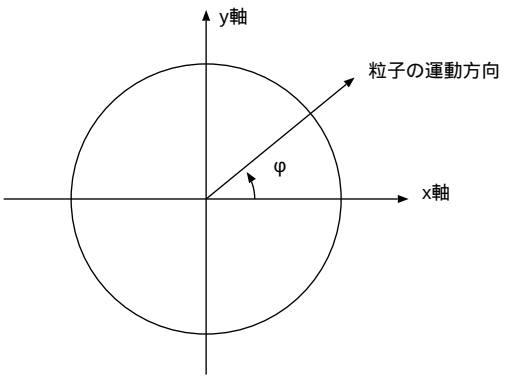

図 3.9: ϕ の定義

- P_T

P_T は、transverse momentum と呼ばれる物理量で、粒子の xy 平面上での運動量の大きさを表す。よって、

$$P_T = P \sin\theta \tag{3.22}$$

である。

⋆ η、ϕ、P_T から **4** 元運動量へ

η、ϕ、P_T がわかっていれば、4 元運動量の成分 E、P_x、P_y、P_z をもとめることができる。まず ϕ、P_T の定義より、xy 平面上で図 3.10 のようにが書くことができる。

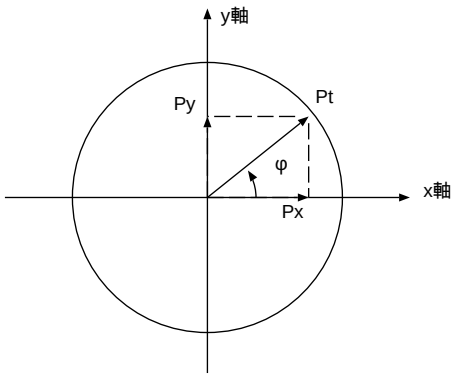

図 3.10: ϕ と P_T

よって、P_x、P_y はそれぞれ

$$P_x = P_T \cos\phi \tag{3.23}$$

$$P_y = P_T \sin\phi \tag{3.24}$$

と表すことができる。

また、P_T、η より、P_z、E を求めることができる。$\sinh\eta$ を計算すると、

$$\begin{aligned}
\sinh\eta &= \frac{e^{\eta}-e^{-\eta}}{2} \\
&= \frac{\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)^{-1}-\tan\frac{\theta}{2}}{2} \\
&= \frac{1}{2}\left(\sqrt{\frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta}}-\sqrt{\frac{1-\cos\theta}{1+\cos\theta}}\right) \\
&= \frac{1}{2}\cdot\frac{2\cos\theta}{\sqrt{1-\cos^2\theta}} \\
&= \frac{\cos\theta}{\sin\theta} \\
&= \frac{1}{\tan\theta}
\end{aligned} \tag{3.25}$$

であり、また P_z/P_T も、

$$\frac{P_z}{P_T} = \frac{P\cos\theta}{P\sin\theta} = \frac{\cos\theta}{\sin\theta} = \frac{1}{\tan\theta} \tag{3.26}$$

となるので、

$$\frac{P_z}{P_T} = \sinh\eta \tag{3.27}$$

$$P_z = P_T\sinh\eta \tag{3.28}$$

が成り立つ。

同様に、$\cosh\eta$ を計算すると、

$$\begin{aligned}
\cosh\eta &= \frac{e^{\eta}+e^{-\eta}}{2} \\
&= \frac{\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)^{-1}+\tan\frac{\theta}{2}}{2} \\
&= \frac{1}{2}\left(\sqrt{\frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta}}+\sqrt{\frac{1-\cos\theta}{1+\cos\theta}}\right) \\
&= \frac{1}{2}\cdot\frac{2}{\sqrt{1-\cos^2\theta}} \\
&= \frac{1}{\sin\theta}
\end{aligned} \tag{3.29}$$

であり、また、

$$\frac{E}{P_T} = \frac{E}{P\sin\theta} = \frac{P}{P\sin\theta} = \frac{1}{\sin\theta} \tag{3.30}$$

であるから、

$$\frac{E}{P_T} = \cosh\eta \tag{3.31}$$

$$E = P_T \cosh\eta \tag{3.32}$$

が成り立つ。

式 (3.13)、(3.14)、(3.18)、(3.22) を用いると、η、ϕ、P_T から 4 元運動量を求めることができる。

⋆ **4 元運動量から η、ϕ、P_T へ**

先ほどとは逆に、4 元運動量から η、ϕ、P_T を求めることもできる。

P_T は x,y 方向の運動量であるから、

$$P_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \tag{3.33}$$

と表せる。また、ϕ の定義より、

$$\tan\phi = \frac{P_y}{P_x} \tag{3.34}$$

であるから、

$$\phi = \tan^{-1}\frac{P_y}{P_x} \tag{3.35}$$

と表せる。

η については、まず rapidity y から考える。

$$y = \frac{1}{2}\ln\frac{E+P_z}{E-P_z} = \frac{1}{2}\ln\frac{(E+P_z)^2}{E^2-P_z^2} = \ln\frac{E+P_z}{\sqrt{E^2-P_z^2}} \tag{3.36}$$

ここで、$m=0$ とみなして、$E=P$ とすると、y は η となるので、

$$\eta = \ln\frac{P+P_z}{\sqrt{P^2-P_z^2}} = \ln\frac{\sqrt{P_x^2+P_y^2+P_z^2}+P_z}{\sqrt{P_x^2+P_y^2}} \tag{3.37}$$

$P_T^2 = P_x^2 + P_y^2$ とおくと、

$$\eta = \ln\frac{\sqrt{P_T^2+P_z^2}+P_z}{\sqrt{P_T^2}} \tag{3.38}$$

また、η と P_z の符号は常に等しいので、次のように表す。

$$\eta = \mathrm{sign}\left(\ln \frac{\sqrt{P_T^2 + P_z^2} + |P_z|}{\sqrt{P_T^2}} \, , \, P_z \right) \tag{3.39}$$

ここで sign(A, B) は、B の符号を A につけるという関数である。

式 (3.23)、(3.25)、(3.29) を用いると、4 元運動量から η、ϕ、P_T を求めることができる。

3.2.7 ジェット、寿命と幅、missing P_T、M_T

ここでは、解析に用いるいくつかの用語や考え方について述べる。

ジェット

粒子の衝突反応などによって、クォーク、反クォークのペアが生成される場合、ハドロンのジェットと呼ばれる現象が起こる。ジェット現象は 1.2.5 で述べたクォークの閉じ込めに関連するものである。

ペアで発生したクォークと反クォークは、グルーオンが仲立ちする強い相互作用によって互いに引き合いながら離れていく。このときのエネルギーは、強い相互作用の場合クォークと反クォークの間の距離に比例する。クーロン力における電気力線のように、強い相互作用における色力線というものを考えると、色力線は電気力線のように空間に広がらず、クォーク間を結ぶ直線に沿って束のようになると考えることができる。クォーク間距離が大きくなるにつれて色力線の間隔は狭くなり、線の密度は大きくなっていく (= 場の強さが強くなっていく) が、さらにクォーク間距離が大きくなると、色力線を途中で切断して新たにクォーク、反クォークのペアを対生成した方がエネルギー的に有利となる。新たにできたクォーク (あるいは反クォーク) は、もともとあった反クォーク (あるいはクォーク) とともにメソンを形成するが、メソンを作らずにさらに色力線が伸びていく場合は、同様の対生成が繰り返し起こることになる。このようにクォーク、反クォークの対生成を繰り返していくと、結果的にハドロンの多重生成が観測される。これをハドロンのジェットと呼ぶ。ATLAS ではジェットのエネルギーを測定することによって、もとの親であるクォークの情報を得ている。

寿命と幅

粒子は常に一定の質量を持っているわけではなく、寿命の短い粒子については質量が確定せず、ある程度の幅を持っていてもよい。

ある粒子が、本来の質量を持っている状態のことを on shell といい、本来の質量とは異なる質量を持っている状態のことを off shell という。

量子論における不確定性原理によって、時間の測定精度 Δt とエネルギーの測定精度 ΔE の間には、

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq 1 \tag{3.40}$$

という不確定性関係が与えられる。これは、短い時間 Δt の間ではエネルギーを正確に決めることは不可能であり、質量が確定しないことを示している。

また質量の幅を表す量として崩壊幅 Γ というものがあり、この値が大きいほど、粒子の質量の揺らぎは大きくなる。粒子の寿命 τ と崩壊幅 Γ の間には

$$\tau = \frac{1}{\Gamma} \tag{3.41}$$

という関係があるため、短寿命の粒子ほどとり得る質量の幅は大きくなる。

ここで、ヒッグスが 2 つの Z ボソンに崩壊する反応を考える。ヒッグスの質量が十分に重い場合は、 2 つの Z はその質量エネルギーを受け継いで、どちらも本来の Z の質量 (91GeV) を持って生成される。しかしヒッグスの質量が軽く、ヒッグスが持つエネルギーだけでは Z ボソン 2 つ分の質量を補えない場合は、どちらかの Z が本来の質量よりも小さい質量で生成される。これが off shell の状態である。

今回の解析では、ヒッグスの質量は比較的軽い場合を想定している。そのため、上の例と同じく、ヒッグスが崩壊してできる 2 つの Z のうちの片方は off shell の状態となっている。

また、ヒッグスの生成過程の一つである W/Zassociated production でみられるように、本来の質量より重い質量を持って粒子が生成される場合もある。

off shell の粒子の質量はそれぞれの場合によって異なるため、確定することはできない。

missing P_T

イベント中にニュートリノが発生した場合、その情報を直接知ることはできない。ニュートリノは検出器との間で相互作用することがなく、素通りしてしまうからである。

そこで、次のような方法を考える。もともと、LHC の陽子ビームは、z 軸に沿って、互いに反対向きに衝突する。よって、衝突前の全運動量の和は 0 であると言える。

ビームの衝突が起こっていろいろな粒子が発生したとしても、運動量保存の法則が成り立つなら、衝突後の全粒子の運動量を全てベクトル的に足し合わせても、0 になっているはずである。

それはニュートリノが発生するイベントでも変わらない。ニュートリノの運動量も、ニュートリノ以外の粒子の運動量も、全て足し合わせると 0 になる。

$$(\text{ニュートリノの運動量}) + (\text{ニュートリノ以外の粒子の運動量}) = 0 \tag{3.42}$$

この式を移項させると、ニュートリノの運動量を求める式になる。

$$(\text{ニュートリノの運動量}) = -(\text{ニュートリノ以外の粒子の運動量}) \tag{3.43}$$

直接ニュートリノの情報を知ることができないが、測定器によってニュートリノ以外の粒子の情報はわかる。そのニュートリノ以外の粒子の全運動量にマイナスをつけたものを、ニュートリノの運動量とみなすことができる。

しかし一つ問題がある。ATLAS 測定器はビームの衝突点の周りを全て完全にカバーしているわけではない。ビームの通り道となる z 軸付近だけは、どうしても検出器を設置することができない。したがって、z 方向については、粒子の運動量をもれなく観測しているとは言えず、そのため 3.43 式を用いることができないのである。

故に、3.43 式によってニュートリノの運動量を知ることができるのは、xy 平面上の情報のみということになる。この xy 平面上のニュートリノの運動量のことを、missing P_T と呼ぶ。

この missing P_T を用いることによって、ニュートリノの情報を一部分ではあるが知ることができる。ただし、検出器の分解能などの影響により、本来ニュートリノが発生していないイベントでも、missing P_T が 10 ~ 20GeV 程度出てしまう。したがって、解析を行う際には、missing P_T はきちんと正確にニュートリノの P_T の値を示しているわけではないということは注意しておく必要がある。

M_T (transverse mass)

missing P_T のところで述べたように、ニュートリノが発生するイベントの場合は、残念ながら z 軸方向の情報は失われてしまう。したがってヒッグスなどの粒子の質量を再構成するときに、正確な値を組むことはでなくなってしまう。

このようなときは、通常の質量を求める代わりに、transverse mass と呼ばれる量を使う。これは、" 横方向質量" を意味し、M_T で表す。ここでの" 横方向" とは、z 軸に垂直な方向のことである。

ここで、transverse mass の式を示す前に、先に通常の質量を求める式の別の表し方を示しておく。今までは、例えば 4 元運動量が $(E_1, P_{x1}, P_{y1}, P_{z1})$、$(E_2, P_{x2}, P_{y2}, P_{z2})$ であるような 2 つの粒子から質量を組む場合、まず 2 つの 4 元運動量を足し合わせ、その上で相対論における質量の式 $M^2 = E^2 - \boldsymbol{P}^2$ を用いていた。すなわち

$$M^2 = (E_1 + E_2)^2 - (P_{x1} + P_{x2})^2 - (P_{y1} + P_{y2})^2 - (P_{z1} + P_{z2})^2 \tag{3.44}$$

である。

しかしもう一つ別の表し方で、

$$M^2 = 2P_{T1}P_{T2}\{\cosh(\eta_1 - \eta_2) - \cos(\phi_1 - \phi_2)\} + m_1^2 + m_2^2 \tag{3.45}$$

と書くこともできる。式 (3.43) と式 (3.44) が等しくなることは、容易に証明できる。

さて、transverse mass は、この 2 つめの式において、測定器として失った量を取り除いたものとして表される。

例えば本研究の場合、$H \to ZZ^* \to ll\nu\bar{\nu}$ というチャンネルを扱っているので、ヒッグスの質量は、 2 つのレプトンに壊れた Z と、 2 つのニュートリノに壊れた Z^* の情報によって求めることになる。しかしニュートリノをつかまえられないので、Z^* の質量と、z 方向の情報はわからない。式 (3.44) で言えば、$\eta_1 - \eta_2$ と、m_2^2 の情報が失われているということになる。そこでこの 2 つの量を取り除いたものを transverse mass とし、この量でもってヒッグスの評価を行うこととする。M_T は、

$$\begin{aligned} M_T^2 &= 2P_{T1}P_{T2}\{\cosh(0) - \cos(\phi_1 - \phi_2)\} + m_1^2 + 0 \\ &= 2P_{T1}P_{T2}\{1 - \cos(\phi_1 - \phi_2)\} + m_1^2 \end{aligned} \tag{3.46}$$

である。

第4章　VBF　$H \to ZZ^* \to ll\nu\bar{\nu}$ 崩壊モードの解析

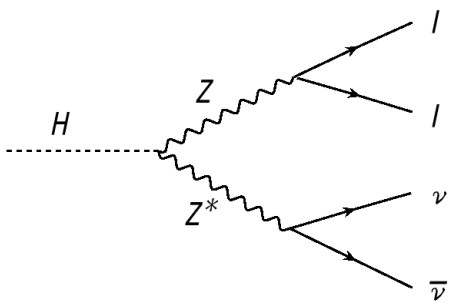

図 4.1: $H \to ZZ^* \to ll\nu\bar{\nu}$ のファインマン図

4.1　チャンネルの有用性

3.1.2 で述べたように、ヒッグスの崩壊過程のうち、Z ボソン 2 つに崩壊する過程 $H \to ZZ$ の分岐比は、ヒッグスの質量が 100GeV をこえた辺りから急激に上がってくる。ヒッグスから各崩壊過程への分岐比をもう一度載せておく (図 4.1)。

つまり、もしヒッグスの質量が 130GeV ~ 160GeV 付近にあれば、このチャンネルは研究すべき有用なチャンネルとなる。本研究では、この崩壊過程の後、片方の Z が 2 つのレプトンに、そして他方の Z (正確には Z^*) が 2 つのニュートリノに壊れる反応を選んだ。ま

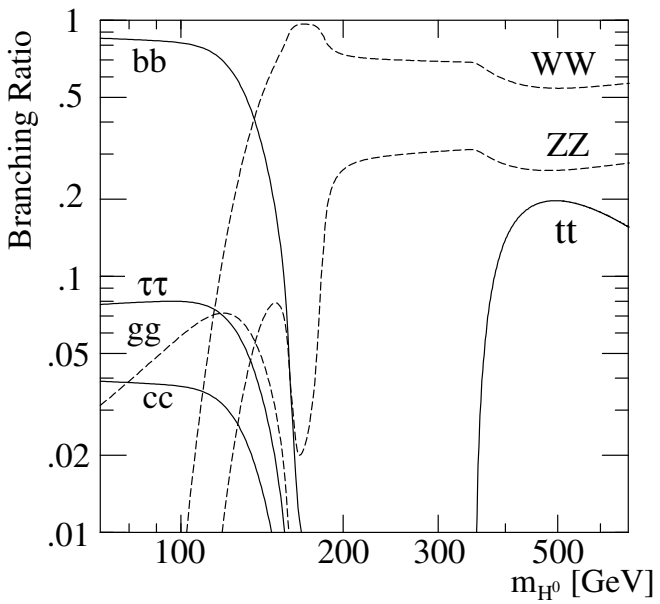

図 4.2: ヒッグス粒子の各崩壊過程への分岐比

たそれに加えて、ヒッグスの生成過程が vector boson fusion(VBF) であるようなものを選んだ。全体としては、

$$\text{VBF} \quad H \to ZZ^* \to ll\nu\bar{\nu}$$

というチャンネルとなる。このチャンネルにおいて、ヒッグス粒子発見のための有効な解析方法を検討した。

また使用する Ntuple ファイルとしては、VBF ヒッグスが 2 つの Z に崩壊するファイルの中から、まずヒッグス質量が 130GeV である次のファイルを選んで解析を行った。

`hpro-vvf_hd-zz_hm130_cteq5l_llumi_n0001.ntpl`

4.2 チャンネルの特徴

このチャンネルで最も特徴的であることは、片方の Z がニュートリノに崩壊するということである。ニュートリノは検出器で捉えることができないため、この点は本解析にとっては大きな制限となる。直接的にニュートリノの情報を得ることはできないが、間接的に

は、3.2.7 で述べた missing P_T を用いることによって、ある程度の情報を得ることはできる。ただしここで得られる運動量はあくまで xy 平面上のものだけであり、ニュートリノの z 方向についての情報は得ることができない。

3.2.1 節で示したように、ヒッグスの質量 M_H は、次の式

$$M_H = \sqrt{E_H^2 - \boldsymbol{P}_H^2} = \sqrt{E_H^2 - P_{xH}^2 - P_{yH}^2 - P_{zH}^2} \tag{4.1}$$

で求めることができる。ここで $P_{zH} = P_{z1} + P_{z2} + P_{z3} + P_{z4}$ である。(P_{z1} ~ P_{z4} は 2 つのレプトンと 2 つのニュートリノの z 方向運動量) しかしニュートリノの z 方向の運動量 P_{z3}, P_{z4} がわからないので、最終的にヒッグスの質量を正確に再構成することは不可能となる。そこで、M_H の代わりに、3.2.7 で述べた transverse mass (M_T) を用いる。

$$M_T = \sqrt{2P_{Tll}P_T^{miss}(1 - \cos\Delta\phi) + M_{ll}^2} \tag{4.2}$$

P_{Tll}	:	2 つのレプトンから組んだ Z (以下 Z_{ll}) の P_T
P_T^{miss}	:	missing P_T
$\Delta\phi$	:	2 つの Z の ϕ の差
m_{ll}	:	Z_{ll} の質量

ただし M_T は横方向のエネルギー を無視した値であるため、M_T の分布によってヒッグスの質量を判断することは難しい。

この他の特徴としては、ニュートリノが発生するため、signal イベントの missing P_T は大きな値を持つことがあげられる。

また vector boson fusion の特徴として、大きな P_T を持つ jet が | η | の大きな正負の領域に 1 本ずつ観測される。

4.3 background

signal は、Z^* がニュートリノに崩壊してしまい観測できないため、終状態粒子として観測されるものは 2 つのレプトンだけである。 2 つのレプトンがあれば signal の可能性がある、ということは逆に考えると 2 つのレプトンがあるイベントは全て background となってしまうことになる。そのため、終状態粒子だけで見れば、background として多くの反応を考慮しなければならない。ただし background の場合は、レプトンの親粒子は各反応でそれぞれ違っているはずであるから、 2 つのレプトンで Z の質量 (m_{ll}) を組めば、ほとんどの

background は落とせるはずである。もしレプトンの親粒子が実際に Z ならば、2 つのレプトンから組んだ m_{ll} は本来の Z の質量 (91.187GeV) に近い値をとり、ヒストグラムにピークが見えるはずであるが、それ以外の場合は、m_{ll} の値に相関はないので、ピークは立たない。これを Cut に利用することによって、レプトンの親粒子が Z でないイベントを落とすことが可能となる。

したがって主に考慮するべき background は、上の Cut で落とすことができないイベント、すなわち 2 つのレプトンの親が Z であるようなイベントとなる。今回は background として、ヒッグスを介さずに生成される ZZ、WZ、Zj、そしてもう一つ、これはレプトンの親は Z ではないが、終状態粒子が同じになるものとして WW を加えた 4 つの background を考えた。それぞれのダイアグラムは次のようになる。時間を横軸に、空間を縦軸にとっている。

●ZZ

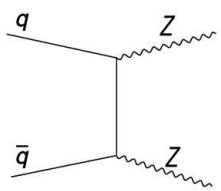

図 4.3: ZZ background

●WW

W はレプトン 1 つとニュートリノ 1 つに壊れるため、WW が生成されると、終状態粒子は signal と同じになる。

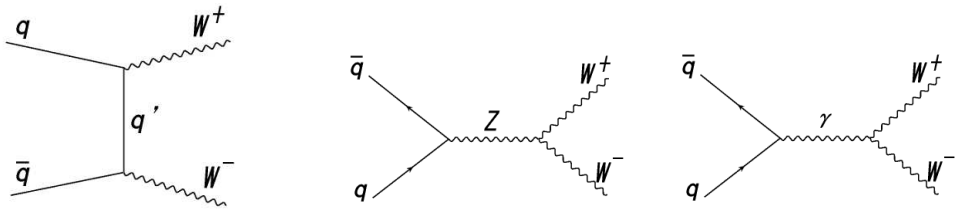

図 4.4: WW background

•WZ

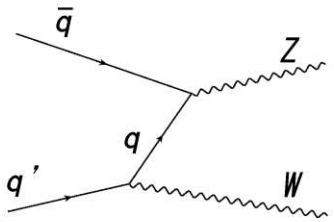

図 4.5: WZ background

•Zj(j はジェットのこと)

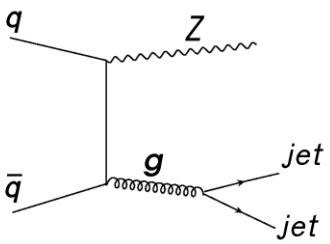

図 4.6: Zj background

4.4 WFACTOR の計算

ここでは、signal と各 background について、normalization のための WFACTOR を求めておく。WFACTOR の定義は、前述のとおり、

$$\mathrm{WFACTOR} = \frac{\sigma L}{100000 \times N_f} \tag{4.3}$$

である。L は LHC のはじめの 3 年間の積分ルミノシティなので、$L = 30[\mathrm{fb}^{-1}]$ となる。また、散乱断面積 σ については、Ntuple ファイルが生成されるときに一緒に作られる log ファイルに示されている。各反応のファイル数 N_f とともに表 4.1 にまとめる。なお今回用いたこれらの Nteple ファイルは、Event Generator として PYTHIA6.2、測定器シミュレー タ- として ATLFAST と呼ばれるシミュレー タ- で作られている。

Ntuple ファイル		$\sigma[\mathrm{pb}]$	N_f[個]
signal		1.57×10^{-1}	1
background	ZZ	10.6	100
	WW	75.0	100
	WZ	25.9	10
	Zj	32.2×10^3	100

表 4.1：各 Ntuple ファイルの散乱断面積とファイル数

これらの数値を式 4.3 に代入して、各 Ntuple ファイルの WFACTOR を求めると、次のようになる。散乱断面積の後に掛けてある 10^3 は、$[\mathrm{pb}] \rightarrow [\mathrm{fb}]$ への単位換算のためのものである。

$$\mathrm{WFACTOR}(signal) = \frac{30[\mathrm{fb}^{-1}] \times 0.157[\mathrm{pb}] \times 10^3}{100000 \times 1} = 0.0471 \tag{4.4}$$

$$\mathrm{WFACTOR}(ZZ) = \frac{30[\mathrm{fb}^{-1}] \times 10.6[\mathrm{pb}] \times 10^3}{100000 \times 100} = 0.0318 \tag{4.5}$$

$$\mathrm{WFACTOR}(WW) = \frac{30[\mathrm{fb}^{-1}] \times 75.0[\mathrm{pb}] \times 10^3}{100000 \times 100} = 0.225 \tag{4.6}$$

$$\mathrm{WFACTOR}(WZ) = \frac{30[\mathrm{fb}^{-1}] \times 25.9[\mathrm{pb}] \times 10^3}{100000 \times 100} = 0.0777 \tag{4.7}$$

$$\mathrm{WFACTOR}(Zj) = \frac{30[\mathrm{fb}^{-1}] \times 32.2 \times 10^3[\mathrm{pb}] \times 10^3}{100000 \times 10} = 966 \tag{4.8}$$

解析時にヒストグラムの normalization を行うときは、各反応ごとにこれらの WFACTOR を掛ければよい。

4.5 Monte Carlo Truth の解析

測定器情報 (MC data) の解析に入る前に、MC truth の解析を行った。MC truth はシミュレーション実験でのみ生成されるデータであり、もちろん本実験では測定器を通した情報しか知ることはできない。しかし Event Generator が、もともとどのような粒子情報を生成したのかを把握しておくことは、今後の Cut を決定する際に大きな助けとなる。特にニュートリノや Z ボソンなど、直接測定器で観測できない粒子の情報を知っておくことは重要である。

4.5.1 1 イベント中の Z ボソンの数

まず、1 イベント中の Z ボソンの数を調べる。MC truth では、各イベントの過程で存在した粒子全てについて、その種類を判別することができる。1 イベント中の Z ボソンの数を調べて、100000 イベント分のヒストグラムをとった結果、図のようになった。

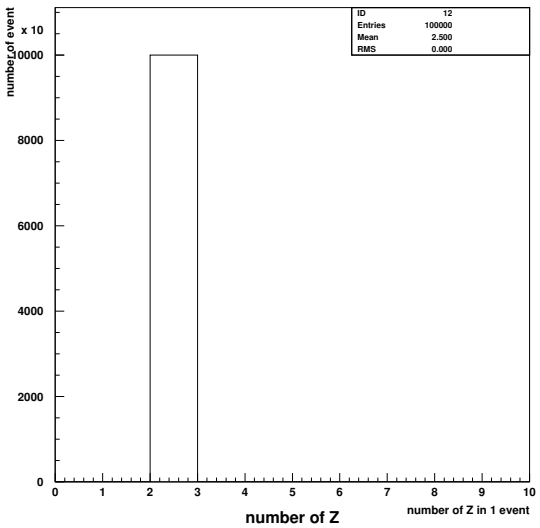

図 4.7: 1 イベント中の Z の数

2 個のところに 100000 個の Entry があることから、この図は、どのイベントについても、Z ボソンの数は 2 個であったということを示している。さらに、この Ntuple ファイルではヒッグス粒子が 2 つの Z ボソンに崩壊することが前提となっているので、2 個の Z ボソン

は必ずヒッグスが崩壊してできたものであることがわかる。このファイル内のどのイベントにも、ヒッグスを介していない Z ボソンは存在していない。

4.5.2 signal の数

前述のとおり、今回使用した Ntuple ファイルでは、VBF ヒッグスが ZZ に壊れるところまでしか指定していないため、Z が何の粒子に壊れるかということはわからない。$Z \to ll$、$Z \to \nu\nu$、$Z \to bb$ など、Z が壊れ得る全ての場合が含まれる。したがって、ファイル内の 100000 イベント全てが signal になるわけではなく、100000 イベントの中から、$H \to ZZ^* \to ll\nu\bar{\nu}$ であるイベントを選択していくことも重要となる。

MC truth のデータを用いると、ある任意の粒子の親粒子をたどることができるので、本来の signal イベントの数を容易に知ることができる。まず全粒子の中からレプトンを選び出し、その親粒子を調べる。2 つのレプトンの親粒子が Z であればそのイベントは残し、それ以外のイベントは捨てる。次に残りのイベントについて、全粒子の中から今度はニュートリノを選び出し、その親粒子を調べ、2 つのニュートリノの親粒子が Z であればそのイベントを残す。4.4.1 の結果より、イベント中の Z は必ずヒッグス起源のものであることがわかっているので、一応この段階で残っているイベントが signal となる。イベント数を確認することを兼ねて、2 つのレプトンから組んだ Z の質量 M_{ll} のヒストグラムを作ると、図 4.8 のようになった。

図 4.8 より、イベント数は 4217 イベントである。

ただし今回の場合は、これでもまだ余計にイベントを数えていることになる。なぜなら、今回の解析では、$Z \to ll$、$Z^* \to \nu\bar{\nu}$ というように、レプトンの親粒子は Z、ニュートリノの親粒子は Z^* に限定しているからである。もちろんこれが逆であっても signal には違いないが、そうなるとレプトンの親粒子は Z^* ということになり、2 つのレプトンから組んだ Z の質量分布にかなりの幅が出てくることになる。広い範囲の Z の質量を許容するということは、その分 background もかなりの数が残ってしまうと考えられるので、signal のピークを立たせることが難しくなってしまう。このような理由から、今回の解析ではレプトンの親粒子は Z のみに限定している。

したがって、図 4.8 の中で、M_{ll} の値が 91GeV 付近にあるイベントが、今回の場合の signal ということになる。signal 以外のものを排除して改めてヒストグラムを作ると、図 4.9 のようになる。

残っているイベント数は 1746 イベントであるので、この数がこのチャンネルの signal 数であると考えてよい。

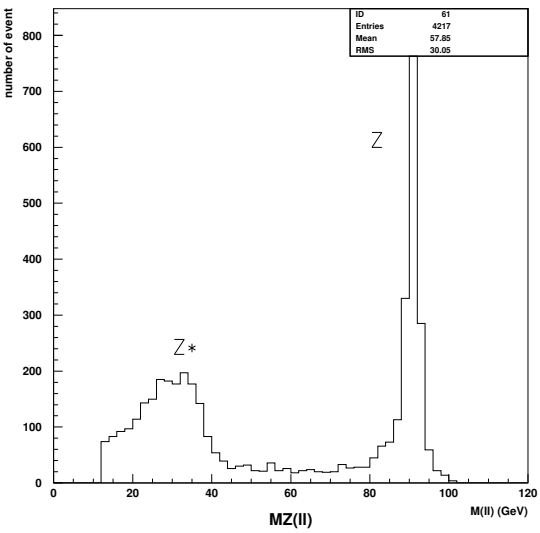

図 4.8: 2-lepton から組んだ Z の不変質量 (1)

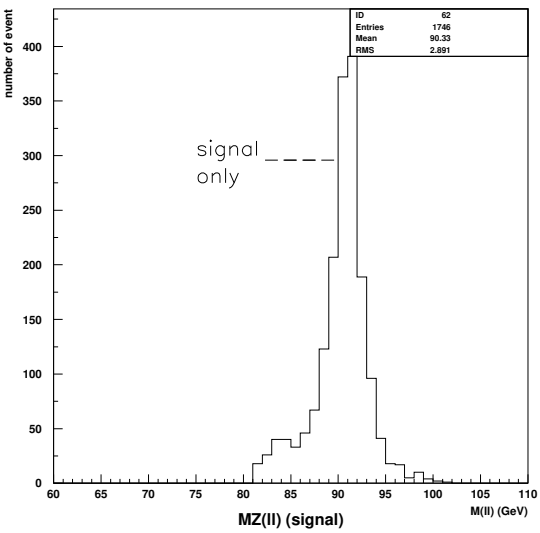

図 4.9: 2-lepton から組んだ Z の不変質量 (2)

4.5.3 Z の崩壊過程

前節で述べたように、Z ボソンはレプトン、ニュートリノ以外にも壊れる。そこで、Z がどのような粒子に壊れるのかを調べてみた。MC truth で、親粒子が Z である粒子の種類をヒストグラムとして出力した。結果は次のようになった。

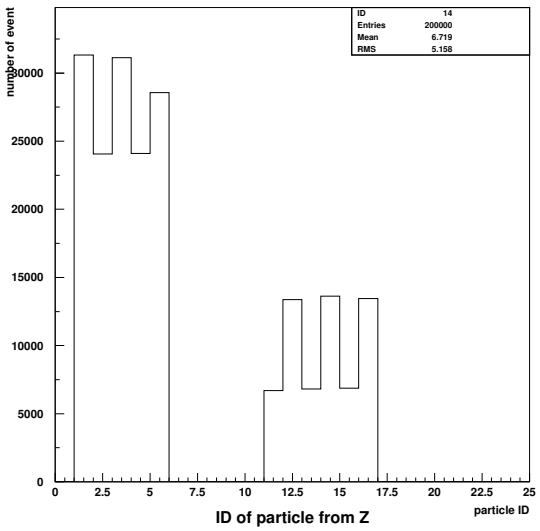

図 4.10: Z の崩壊先粒子の Particle ID

図 4.10 で、横軸の値は、粒子の種類と対応している ID ナンバーである。MC truth の中では、粒子の種類をこのような ID で識別している。図 4.10 に登場する ID の対応表を以下に示す。

ID	粒子の種類	ID	粒子の種類
1	d	11	e^-
2	u	12	ν_e
3	s	13	μ^-
4	c	14	ν_μ
5	b	15	τ^-
		16	ν_τ

表 4.2：Particle ID

ヒストグラムからわかるように、Z は、トップ以外のクォーク、レプトン (ニュートリノを含む)、に崩壊することがわかる。Z がトップに壊れないのは、トップの質量が Z よりも非常に大きいからである (Z：約 91GeV、t：約 174GeV)。

またここで、「Z がある粒子に崩壊する」ということは、Z が、ある粒子と、その粒子の反粒子に崩壊することを意味する。例えば Z が e に崩壊する場合は図 3.7 のようになる。

4.6 Cut

ここからは、MC data に対する Cut を決めていく。粒子の数、P_T、η など、Cut となり得る条件は複数あるため、そのそれぞれについて最適な Cut 値を決定するのは困難であるが、ここでは次のような方針をとる。

(1) まずいろいろな物理量について、signal、background 双方のヒストグラムを比べ、各 Cut 条件について比較的緩い Cut の値を決める。

(2) 次に、その Cut の値を基本とした上で、ある一つの条件について Cut の値を動かしてみて、最も $S/\sqrt{B}$ の大きいものを選ぶ。

(3) 全ての Cut 条件について同様のことを行い、各 Cut 条件における最適値を探す。

(4) その最適値をもって Cut の値とし、最終的な $S/\sqrt{B}$ を求めてみる。

この 4.6 節で決めている Cut は、上の (1) にある緩い Cut に相当するものである。(2) 以降の操作については次節 4.7.1 で述べる。

また、Cut は一般的に background を排除するための操作であるが、ここでは、signal の Ntuple ファイルの中に含まれるイベントの中から本来の signal($H \to ZZ^* \to ll\nu\bar{\nu}$) を選別するための条件も含めている。

次から各 Cut 条件について詳しくみていく。

4.6.1 lepton

signal では Z から 2 つのレプトンが生成されるため、signal には 2 つ以上ののレプトンが存在していなければならない。

また、Z などの重い粒子を介して発生したレプトンは、重い粒子の質量分のエネルギーを運動量に変えて持っているため、ある程度高い P_T を持っている。今回はこの P_T の値を 20GeV 以上とした。

ここでの Cut は次のようになる。

◇ lepton Cut：$P_T > 20$GeV のレプトンが、 2 つ以上存在する。

4.6.2 N_{jet}

ヒッグスの生成過程 vector boson fusion の要請により、jet が必ず 2 つ以上存在しなければならない。ヒッグスは直接的には W あるいは Z ボソンの結合により生成されるが、その 2 つの W/Z はそれぞれクォークが弱い相互作用のはたらきによって放出したものである。W/Z を放出した後、クォークは jet となって、カロリメーターによって検出される。

この 2 つの jet には他にも特性があるが、それについては $\Delta\eta$ Cut の項で述べる。

ここでの Cut は次のようになる。

◇ jet Cut：jet が 2 つ以上存在する。

4.6.3 Z_{ll}

イベント中にレプトンが 2 つ以上あったとしても、その中で必ず Z の質量を組めるようなペアがみつかるとは限らない。 2 つのレプトンが Z 起源のものであるためには、最低、次の 2 つの条件；(1) フレーバーが同じである、(2) 電荷が異なる、を満たしている必要があるが、τ 粒子が関与してくるとそのような条件を満たさない状況が起こる可能性が出てくる。

Z は約 10% の確率でレプトンに崩壊するが、その中での e、μ、τ のうちわけは、

e：3.3%、μ：3.3%、τ：3.3%

となっている。このことは図 4.10 のヒストグラムからも読み取れる。つまりレプトンに崩壊するうちの 1/3 は τ 粒子に壊れる。τ は他の 2 つのレプトンとは異なり、寿命が短く、2.90×10^{-13}[s] という短時間で崩壊してしまうため、検出器で捉えることができない。τ の崩壊先は他のレプトンとニュートリノであり、次のようになっている。

τ^- の場合：$\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ あるいは $\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$
τ^+ の場合：$\tau^+ \to e^+ \bar{\nu}_e \nu_\tau$ あるいは $\tau^+ \to \mu^+ \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$

したがって、例えば次のように Z ボソンが壊れる場合、検出される 2 つのレプトンは、上の 2 つの条件を満たさない。

$$Z \to \tau^+\tau^- \text{ かつ } \tau^+ \to e^+\bar{\nu}_e\nu_\tau \text{ 、 } \tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$$
$$Z \to \tau^+\tau^- \text{ かつ } \tau^+ \to \mu^+\bar{\nu}_\mu\nu_\tau \text{ 、 } \tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$$

この場合、検出された 2 つのレプトンで正しく Z の質量が組めないため、このようなイベントは排除する。したがって、ここでの Cut は次のようになる。

◇ Z_{ll} Cut：フレーバーが同じで、電荷が異なるような 2 つのレプトンの組が存在する。

なお、Z が次のように壊れる場合、

$$Z \to \tau^+\tau^- \text{ かつ } \tau^+ \to e^+\bar{\nu}_e\nu_\tau \text{ 、 } \tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$$
$$Z \to \tau^+\tau^- \text{ かつ } \tau^+ \to \mu^+\bar{\nu}_\mu\nu_\tau \text{ 、 } \tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$$

そのイベントはこの Cut を通ってしまうが、このときの 2 つの e あるいは μ は直接 Z から壊れたものではないため、質量を組んでも Z の本来の質量 (91.187GeV) になる必然性がない。よって、この後の M_{ll} Cut で落とすことが可能である。

4.6.4 M_{qq}

図をみるとわかるように、Z の主要な崩壊先は、トップを除くクォークである。Z がこれらのクォークに壊れるイベントも多数 signal の Ntuple ファイルに含まれているため、そのようなイベントをここで落としておく。

落し方としては、クォークジェット 2 つで Z の質量を組んでみて、Z の本来の質量 91.187GeV に近ければ、そのイベントは排除する。4.5.1 より、イベント中に存在する Z は全てヒッグスから生成されたものであることがわかっているので、今回の解析の場合 Z の崩壊先は必ず、レプトンとニュートリノでなければならない。よってクォークで Z の質量が組めた場合は、今回求めている本物の signal ではないと判断してもよい。

これまでの Cut をかけた後の、クォーク 2 つで組んだ質量 M_{qq} の分布は、図 4.11 のようになっている。

ピークは 90GeV 付近にあり、91.187GeV に近い M_{qq} の値を持つイベントが多数存在していることがわかる。ここでは、$M_{qq} = 91 \pm 10$GeV であるようなイベントを排除することにする。

Cut は次のようになる。

◇ M_{qq} Cut：クォーク・ジェット 2 つから組んだ質量 M_{qq} が、$|M_{qq} - 91.187| > 10$ を満たしている。

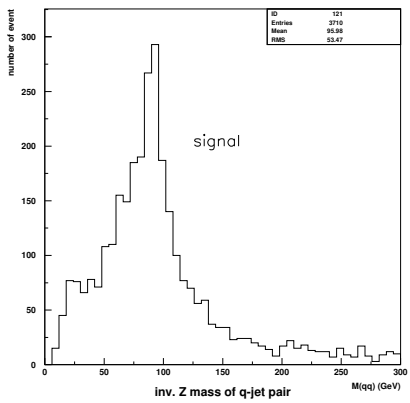

図 4.11: クォーク・ジェット 2 つで組んだ不変質量 (signal)

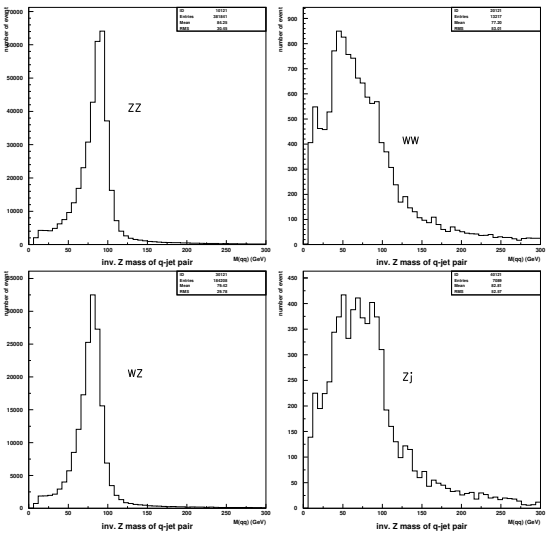

図 4.12: クォーク・ジェット 2 つで組んだ不変質量 (background)

なお、4 つの background についても同様に M_{qq} の分布をとってみたところ、図 4.12 のようになった。background についても、ピークは 90GeV 付近にきており、この Cut によって background も落とすことができることがわかる。

4.6.5 M_{ll}

Z ボソンが崩壊して生成された 2 つのレプトンで質量 M_{ll} を組めば、91GeV に近い値をとるはずである。逆に言えば 91GeV から大きく異なる値を持つものは、background として排除できる。background のうち、ZZ、WZ、Zj については Z が生成されているため、あまりこの Cut はきかないが、Z の関与しない WW については有効であると考えられる。

実際に signal と background における M_{ll} の分布をとってみると、図 4.13、図 4.14 のようになった。

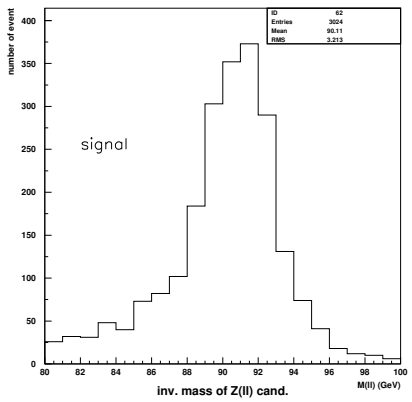

図 4.13: レプトン 2 つで組んだ不変質量 (signal)

WW の分布のみ、横に広がった形となり、90GeV 付近のピークは見えない。よって M_{ll} Cut でかなりのイベントが落ちることが予想される。

ここでの Cut は次のようにした。

◇ M_{ll} Cut：レプトン 2 つから組んだ質量 M_{ll} が、$|M_{qq} - 91.187| < 6$ を満たしている。

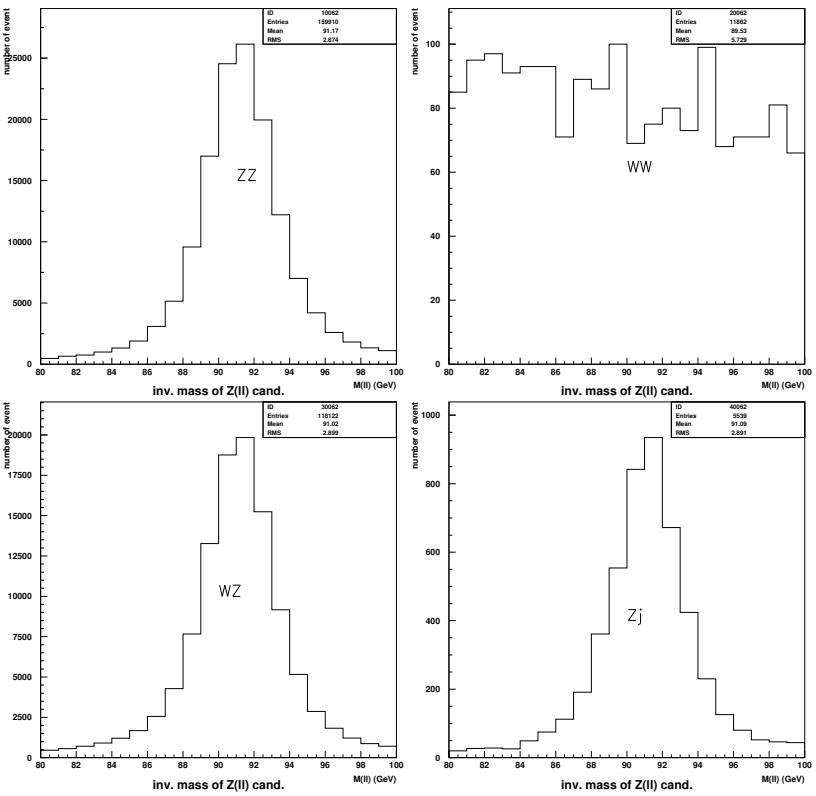

図 4.14: レプトン 2 つで組んだ不変質量 (background)

4.6.6 missing P_T

ニュートリノは検出器で捉えることができないため、ニュートリノが発生するイベントについては missing P_T が大きくなる傾向がある。このことは signal ファイルの中から本物の signal イベントを選別すると同時に、background イベントの排除にも大きく役立つ。

ニュートリノが生成されないイベントであっても、検出器の分解能の影響によって、missing P_T が 10 ~ 20GeV 発生してしまう。したがって、ここでの Cut は次のようにした。

$$\diamond \text{ missing } P_T \text{ Cut}：\text{missing } P_T > 20$$

図 4.15、4.16 に示すのは、signal 及び background の missing P_T 分布である。

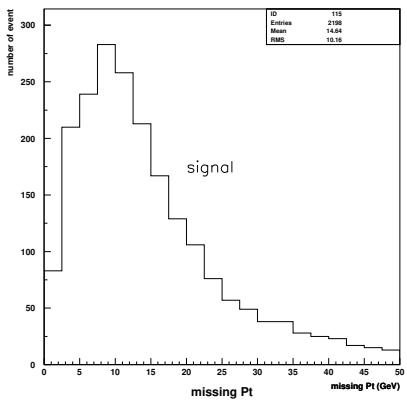

図 4.15: missing P_T 分布 (signal)

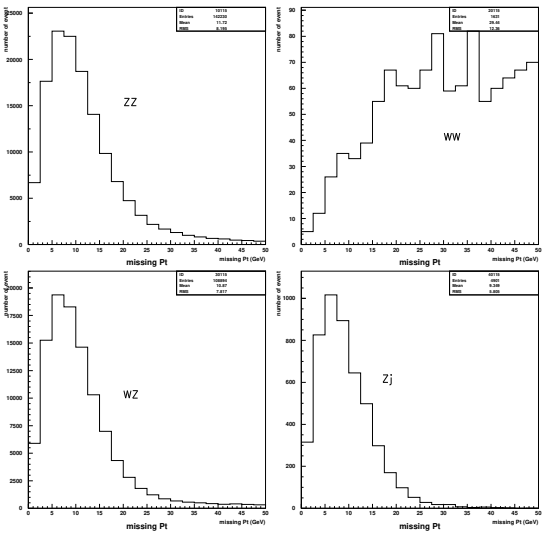

図 4.16: missing P_T 分布 (background)

4.6.7 jet1 P_T

vector boson fusion の場合、クォーク・ジェットが 2 本観測されることは既に述べた。このジェットの特徴として、高い P_T を持つということが言えるため、このことは Cut に利用できる。

vector boson fusion では 2 つのクォークがそれぞれ W/Z ボソンを放出する。W/Z は重い質量を持つため、運動量保存の法則により W/Z を放出した後のクォークは結果として高い P_T を持つことになる。測定器としては、高い P_T を持ったクォーク・ジェットが 2 本観測できる。

signal 及び background について、各イベントの中で最も高い P_T を持つジェット (これを jet1 と呼ぶことにする) の P_T 分布をとってみると図 4.17、4.18 のようになった。

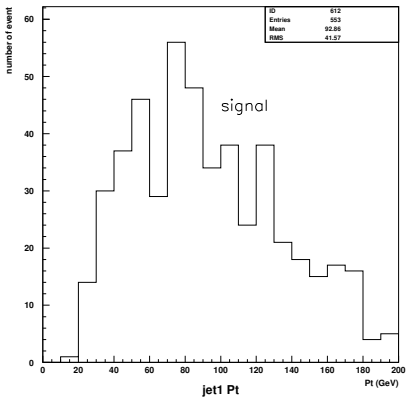

図 4.17: 各イベント内で最も P_T の高いジェットの P_T 分布 (signal)

signal に比べると、background の P_T 分布のピークは明らかに低いことがわかる。
ここでの Cut は次のようにした。

$$\diamond \text{ jet1 } P_T \text{ Cut}：P_{T(jet1)} > 50\text{GeV}$$

4.6.8 jet2 P_T

前項と同じ理由により、イベント中で 2 番目に P_T の高いジェットについても、signal の方が background よりも高い P_T を持つ。

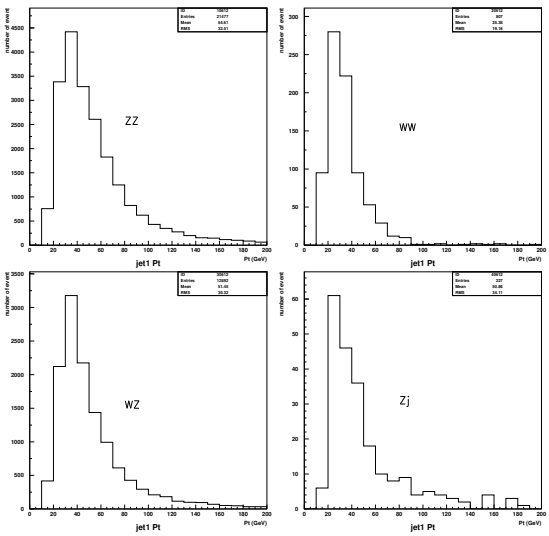

図 4.18: 各イベント内で最も P_T の高いジェットの P_T 分布 (background)

jet1 Cut のときと同様に、signal 及び background について、各イベントの中で 2 番目に高い P_T を持つジェット (これを jet2 と呼ぶことにする) の P_T 分布をとってみると図 4.19、4.20 のようになった。

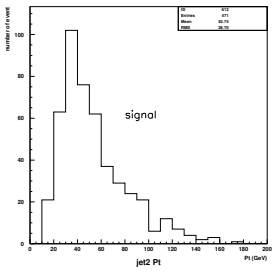

図 4.19: 各イベント内で 2 番目に P_T の高いジェットの P_T 分布 (signal)

ここでの Cut は次のようにした。

$\diamond$ jet2 P_T Cut：$P_{T(jet2)} > 20\mathrm{GeV}$

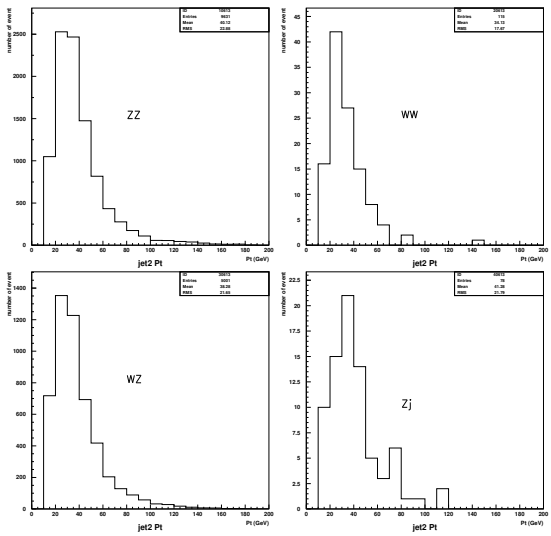

図 4.20: 各イベント内で 2 番目に P_T の高いジェットの P_T 分布 (background)

4.6.9 $\Delta\eta$

vector boson fusion の生成元となる 2 つのクォークは、W/Z ボソンの放出後も、陽子ビームとして加速された際の z 軸方向の運動量を残している。したがってクォークから発生した 2 本のジェットは、互いに反対の向きを向いているため、η の値を比べると大きな差があるはずである。

そこで、jet1 と jet2 の η の差 ($\Delta\eta$) の分布をとってみたところ、図 4.21、4.22 のようになった。

signal と background の間に顕著な差が見られる。signal は $\Delta\eta = 4$ 付近にピークがあるのに対し、background はほとんど 0 近いところにピークがある。

ここでの Cut は次のようにした。

$\diamond$ $\Delta\eta$ Cut：$\Delta\eta > 3.0$

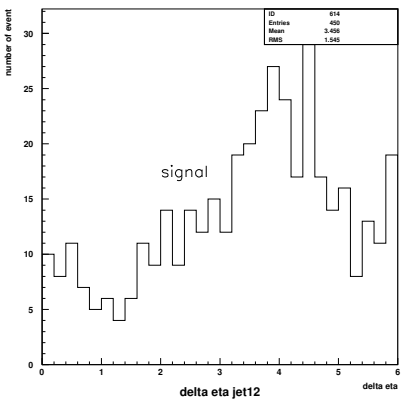

図 4.21: $\Delta\eta$ 分布 (signal)

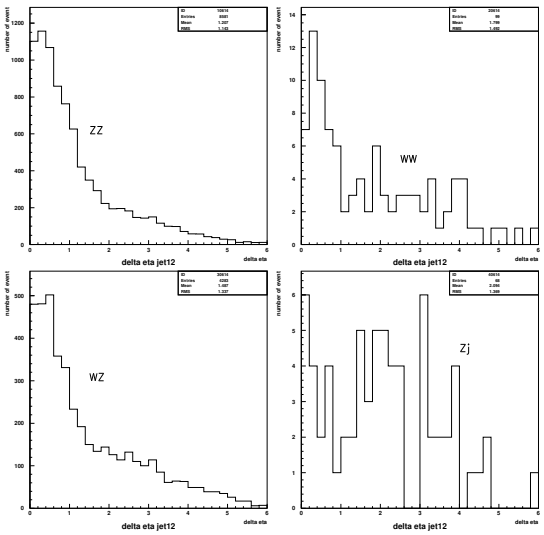

図 4.22: $\Delta\eta$ 分布 (background)

4.6.10 $\Delta\phi$

今回の解析では、ヒッグスの質量として比較的軽いもの (110 ~ 160GeV) を想定している。これは Z ボソンの質量の 2 倍 (約 180GeV) よりも小さいため、ヒッグスが 2 つの Z に崩壊する場合は片方の Z が off shell となり、本来の質量よりも小さい質量を持つようになることは前に述べた。このとき、ヒッグスが持っていたエネルギーのほとんどは Z の質量に使用されるため、Z はヒッグスの静止系でみるとほとんど止まって生成される。つまり、ヒッグスから生成された 2 つの Z の運動の向きは、ほとんど同じ向きを向いていると考えることができる。

そこで、2 つの Z の ϕ の差 ($\Delta\phi$) の分布をとってみた。ϕ は xy 平面上の情報であるため、ニュートリノの親である Z についても、missing 情報をみることによって ϕ を知ることができる。結果は図 4.23、4.24 のようになった。

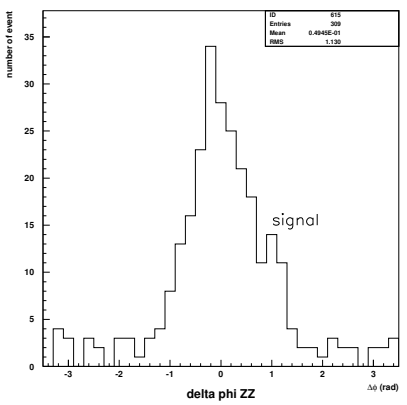

図 4.23: $\Delta\phi$ 分布 (signal)

signal のピークが 0 である (2 つの Z は近い ϕ の値を持っている) のに対して、background にはそのような傾向はなく、むしろ絶対値の大きな値を持っていることがわかる。

ここでの Cut は次のようにした。

◇ $\Delta\phi$ Cut：$\Delta\phi < 1.5$

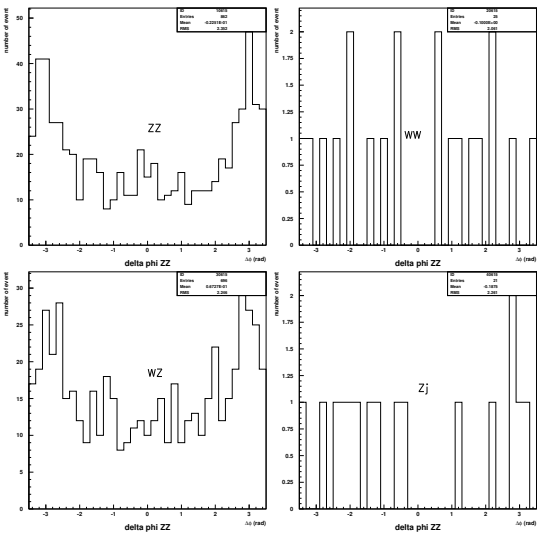

図 4.24: $\Delta\phi$ 分布 (background)

4.7 Cut 値の決定

4.7.1 Cut 値の検討

ここまでの Cut を全てかけて、最終的なヒッグスの M_T のヒストグラムを作ってみると、図 4.25、4.26 のようになった。これ以降のに載せてあるヒストグラムは全て、4.4 節で決めた WFACTOR を掛けて、normalize してある。

分布を見てわかるように、まだ signal に比べて background の数が多い。特に Zj の数は桁違いに大きくなっている。これは、Zj を normalize する際の WFACTOR が、966 と非常に大きいためである。normalization 前に 1 イベントでも残っていると、それが 966 倍されてしまうことになる。したがって Zj background を 0 にするような Cut をかけないと、全体的な $S/\sqrt{B}$ を上げることは難しいと考えられる。

参考までに、この時点での各反応のイベント数を表 4.3 に示しておく。

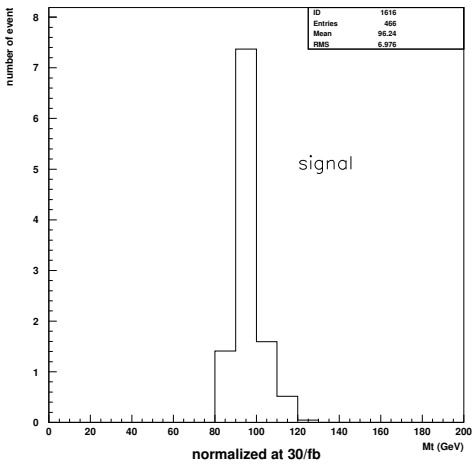

図 4.25: M_T 分布 (signal)

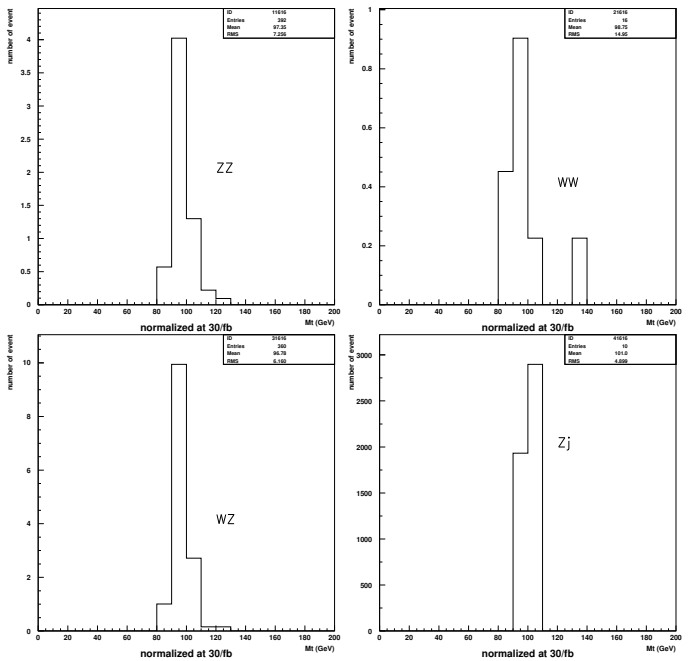

図 4.26: M_T 分布 (background)

反応	normalize 前	normalize 後
signal	233	11.0
ZZ	196	6.23
WW	8	1.8
WZ	180	14.0
Zj	5	4830
background 合計	–	4852

表 4.3：signal 及び background のイベント数 (1)

ここで次の段階へと進む。今までの Cut を基本の Cut として固定し、その上である一つの Cut 条件の値を動かし、最も $S/\sqrt{B}$ が大きくなる値をみつける。この操作を、M_{ll}、missing P_T 、jet1 P_T 、jet2 P_T 、$\Delta\eta$ 、$\Delta\phi$、の 6 つの Cut に対して行う。各 Cut 条件における値は、次の範囲で動かした。

$$\begin{array}{ccccc} M_{ll} & : & 10 & \sim & 2 \\ \text{missing } P_T & : & 20 & \sim & 35 \\ \text{jet1 } P_T & : & 50 & \sim & 70 \\ \text{jet2 } P_T & : & 20 & \sim & 40 \\ \Delta\eta & : & 3.0 & \sim & 4.2 \\ \Delta\phi & : & 1.4 & \sim & 0.5 \end{array}$$

各 Cut 条件における、Cut 値に対する $S/\sqrt{B}$ の値の変化は、図 4.27 のようになった。ただし、WFACTOR が桁違いに大きい Zj については、イベント数を 0 にすることを前提としているため、ここで比較している $S/\sqrt{B}$ の値は Zj を除いたものである。

図 4.27 のグラフより、最も $S/\sqrt{B}$ が大きくなったのは、それぞれ次の Cut 値である。

M_{ll} : 10 、missing P_T : 31 、jet1 P_T : 70 、jet2 P_T : 35 、$\Delta\eta$: 3.7 、$\Delta\phi$: 0.8

以上の Cut をかけて、ヒッグスの M_T 分布をつくった結果、図 4.28 のようなヒストグラムを得た。図 4.25、4.26 の分布に比べると、格段に background が落ちているため、今回は signal と background を重ねて比較してある。

先ほど膨大な数となっていた Zj に加えて WW も 0 イベントとなっている。このときの各反応のイベント数を表 4.4 に示す。

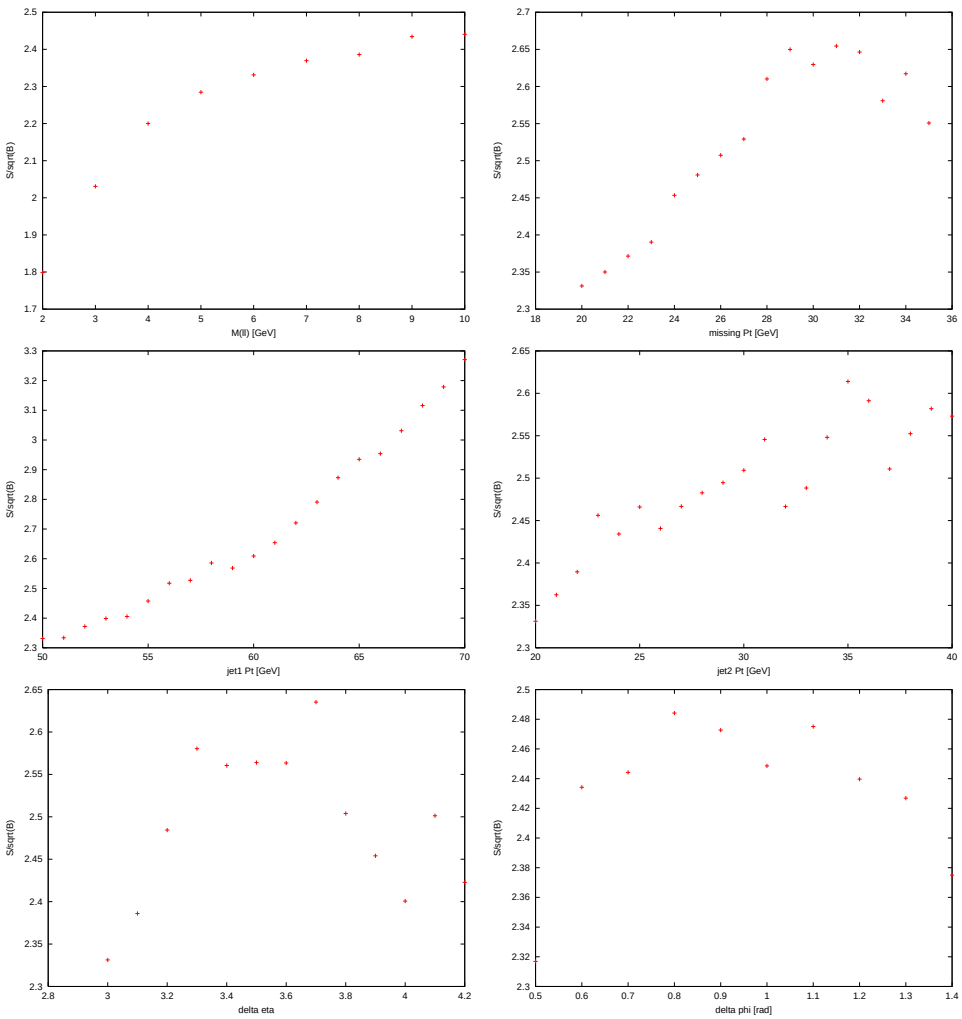

図 4.27: Cut 値による $S/\sqrt{B}$ の変化 (1)

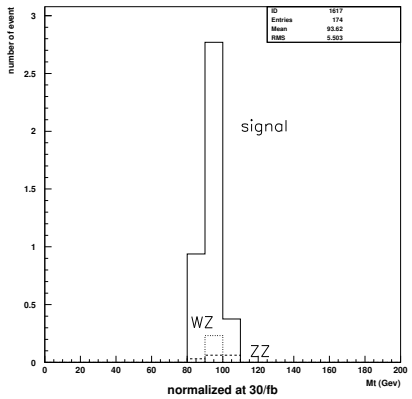

図 4.28: M_T 分布 (signal & background)

反応	normalize 前	normalize 後
signal	87	4.10
ZZ	5	0.159
WW	0	0
WZ	3	0.233
Zj	0	0
background 合計	–	0.392

表 4.4：signal 及び background のイベント数 (2)

$S/\sqrt{B}$ を求めると、

$$\frac{S}{\sqrt{B}} = \frac{4.10}{\sqrt{0.392}} = 6.55 \tag{4.9}$$

となり、目標である $S/\sqrt{B} = 5$ より大きな値となった。

4.7.2 signal 数の検討

前節では一応 $S/\sqrt{B}$ の要請は達成したが、signal の数が 4.10 という値であった。これは LHC を low luminosity で 3 年間走らせたときの数であるから、3 年間で約 4 イベントしかみつからないことになる。background がほとんど無いとしても、あまりに signal が少ない

と都合が悪いので、$S/\sqrt{B} > 5$ を保ったまま、signal の数が上がるような Cut をもう一度検討してみる。

前節の Cut の方向性は評価できるものであるので、次のような手順をとる。

- まず、最初にかけた緩い Cut と、先ほどの Cut の中間値をとり、これを基本の Cut とする。
- 次に、基本の Cut をかけた上で再び各 Cut 条件について値を動かし、$S/\sqrt{B} > 5$ を保ったまま

  最も signal の数が多くなるような条件をみつける。

基本の Cut は次のとおりである。

M_{ll} : 10 、missing P_T : 26 、jet1 P_T : 60 、jet2 P_T : 28 、$\Delta\eta$: 3.4 、$\Delta\phi$: 1.1

これらをかけた上で、各 Cut 条件について Cut 値と $S/\sqrt{B}$ の関係を調べると、図 4.29 のグラフのようになった。

グラフより、$S/\sqrt{B} > 5$ を満たしていたのは、次の条件である。計算によって求めた $S/\sqrt{B}$ の値も示す。

- jet1 P_T Cut の値が 70 より大きい ($\rightarrow S/\sqrt{B} > 5.11$ となる)
- jet2 P_T Cut の値が 45 より大きい ($\rightarrow S/\sqrt{B} > 5.36$ となる)

さらに、このうち最も signal の数が大きくなるのは、jet1 $P_T \geq 70$ のときの $S = 6.59$ であった。

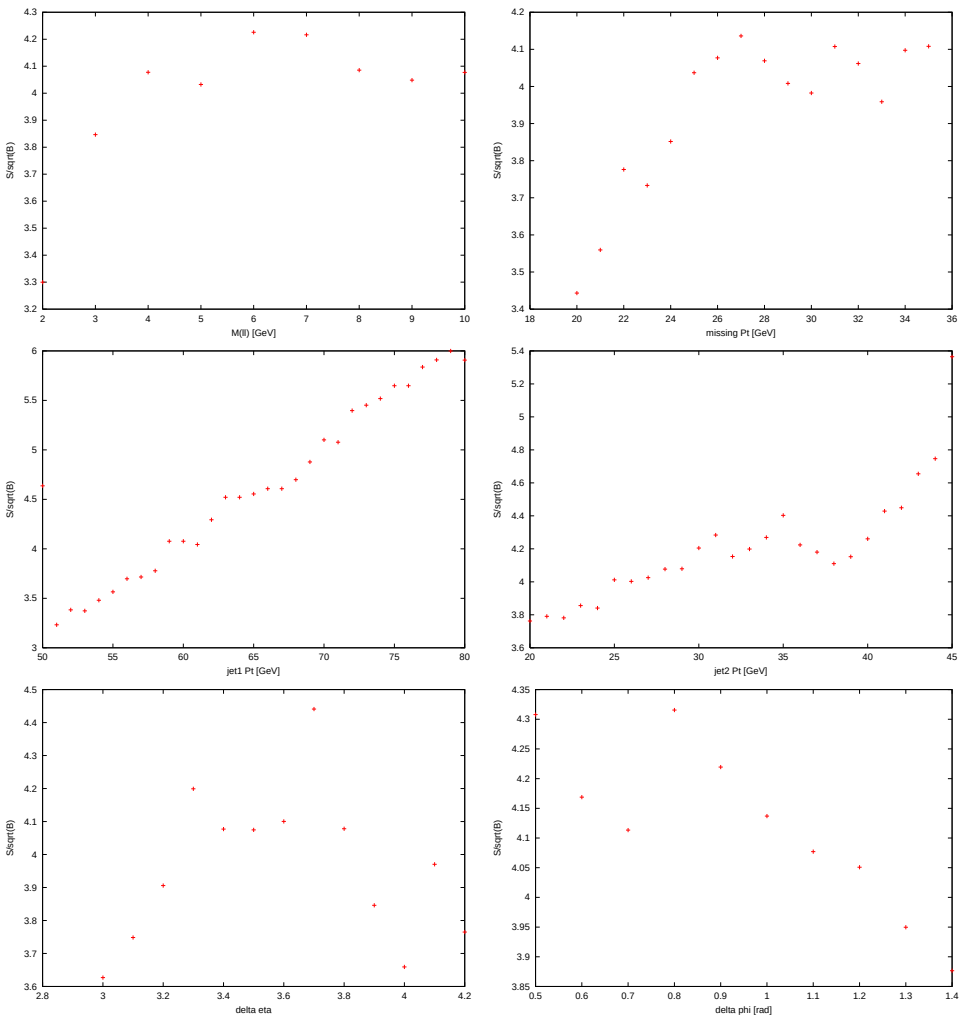

図 4.29: Cut 値による $S/\sqrt{B}$ の変化 (2)

4.8 結果

以上の操作により、最終的な Cut を次のように決めた。

M_{ll} : 10 、missing P_T : 26 、jet1 P_T : 70 、jet2 P_T : 28 、$\Delta\eta$: 3.4 、$\Delta\phi$: 1.1

このときの、ヒッグスの M_T の分布は、次の図 4.30 のようになった。

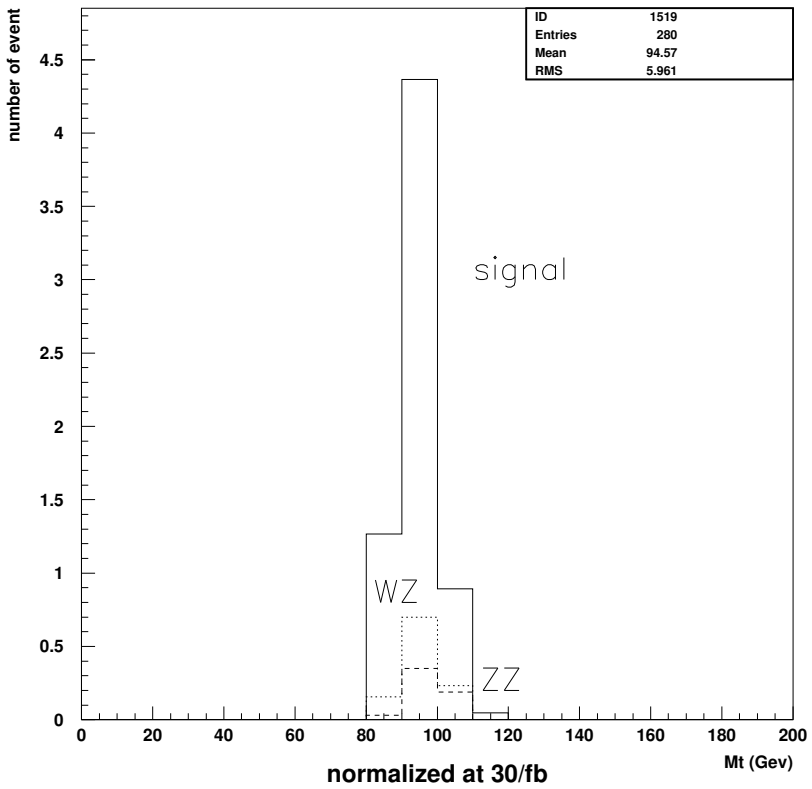

図 4.30: M_T 分布 (signal & background)

先ほどより Cut は緩くなっているが、signal のピークは十分見えている。このときの各反応のイベント数を次に示す。

反応	normalize 前	normalize 後
signal	140	6.59
ZZ	18	0.572
WW	0	0
WZ	14	1.09
Zj	0	0
background 合計	–	1.66

表 4.5：signal 及び background のイベント数 (3)

$S/\sqrt{B}$ の値は、

$$\frac{S}{\sqrt{B}} = \frac{6.59}{\sqrt{1.66}} = 5.11 \tag{4.10}$$

と、先に示したように 5.11 となる。

また、図 4.30 でピークの値に注目すると 94.57GeV となっており、本来のヒッグスの質量である 130GeV よりも小さくなっている。これは、この分布がヒッグスの mass(質量) 分布ではなく、transverse mass 分布だからである。z 方向の情報が失われているため、本来の質量よりも小さい値にピークがくることになる。

ただし、数あるヒッグスイベントの中には、ヒッグスが z 軸に垂直に運動しているものもあると考えられるので、そのようなイベントの場合は 130GeV 付近にプロットされる。分布の形としては、130GeV あたりまで tail がのびている形となるはずである。しかし今回はイベント数が少なく、残念ながらそのような分布を確認することができなかった。

4.9 ヒッグス質量による $S/\sqrt{B}$ の変化

これまでは、一つの signal ファイル (ヒッグス質量 130GeV) について解析を行ってきた。

ここでは他に用意されている signal ファイル (ヒッグス質量 110 ~ 160GeV) に対して同じ Cut をかけ、ヒッグス質量によってその発見能力がどのように変化していくのかを調べてみた。

ヒッグスの質量によって、反応の散乱断面積は変化する。すなわち同じ頻度で衝突実験を行っても、ヒッグスイベントの起こる数は、その質量によって変化する。したがって、これらの異なるファイルに同じ Cut をかけたとしても、最終的に残るイベント数は当然異なってくる。

ヒッグスの質量による散乱断面積、WFACTOR、及び Cut をかけた後に残るイベント数を、次の表にまとめる。

ヒッグス質量 [GeV]	散乱断面積 [pb]	WFACTOR	イベント数 (normalize 前)	イベント数 (normallize 後)	$S/\sqrt{B}$
110	1.71×10^{-2}	0.00513	41	0.210	0.16
120	6.42×10^{-2}	0.0192	120	2.30	1.79
130	1.57×10^{-1}	0.0471	140	6.59	5.11
140	2.54×10^{-1}	0.0763	137	10.5	8.15
150	2.88×10^{-1}	0.0863	149	12.9	10.0
160	1.42×10^{-1}	0.0427	138	5.89	4.57

表 4.6：ヒッグス質量による Cut 後のイベント数の変化

表より、ヒッグスの質量が 150GeV のときは、3 年間で約 13 個のヒッグスイベントがみつかると考えられる。また background はヒッグスの質量に関係なく一定であるから、$S/\sqrt{B}$ についてもヒッグス質量 150GeV のときが最も大きく、最も発見能力が高いことがわかる。

また、次に示すのは各ヒッグス質量における M_T の分布である。

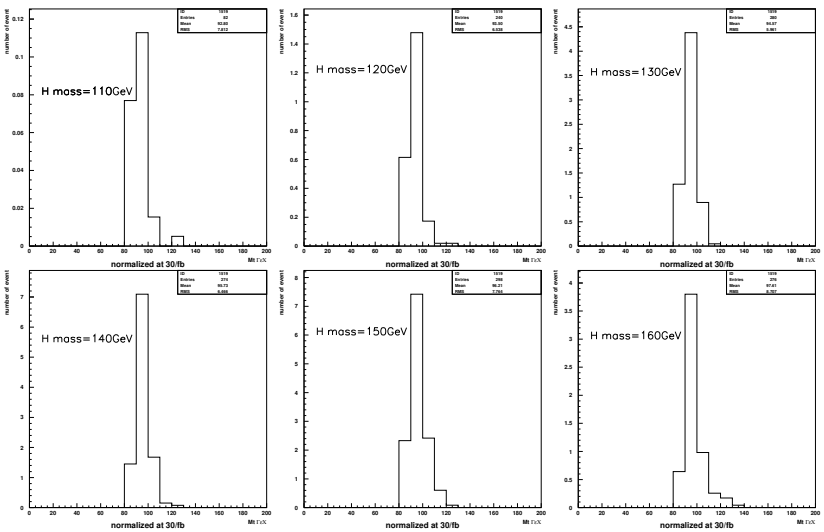

図 4.31: ヒッグス質量による M_T 分布の変化

ヒッグスの質量が大きくなるにしたがって、M_T 分布のピ- クは右へと移動している。しかし 4.2 節で述べたように、M_T がヒッグスの質量と相関のある量であることをこれらの分布から決定づけるのは難しい。

ヒッグス質量による M_T 分布の平均の変化を、表 4.7 で示しておく。

ヒッグス質量 [GeV]	M_T 分布の平均 [GeV]
110	92.80
120	93.50
130	94.57
140	95.73
150	96.21
160	97.61

表 4.7：ヒッグス質量による M_T 分布の平均の変化

第5章　まとめと今後の課題

今回の研究により、次のような結果を得た。

- VBF $H \to ZZ^* \to ll\nu\bar{\nu}$ 崩壊モード (ヒッグス質量 130GeV) について、ヒッグス粒子探索のための解析を行った。background として ZZ、WW、WZ、Zj を考慮し、ヒッグスの transverse mass 分布をとった結果、

$$\frac{S}{\sqrt{B}} = 5.11 \quad , \quad S = 6.59 \tag{5.1}$$

  という値を得た。この $S/\sqrt{B}$ の値は目標値 5 を越えており、評価できる結果であると考える。

- ヒッグス質量 110 ~ 160GeV について同様のアルゴリズムを用いて解析を行った。最も発見能力の高いものとして、ヒッグス 150GeV のときに

$$\frac{S}{\sqrt{B}} = 10.0 \quad , \quad S = 12.9 \tag{5.2}$$

  という値を得た。もしヒッグスの質量が 150GeV 付近にあれば、高い確率でヒッグス粒子を発見することができると考えられる。

今後の課題としては、次のようなことがあげられる。

- 今回の解析では background として、排除することが困難と思われる反応 (主に Z が生成される反応) を考慮したが、その他にも、考え得る全ての background を加えて解析を行い、この崩壊モードの発見能力として、より確実な結論を得る。

- 各 Cut 条件の値を決定する方法として、今回とった方法が十分であるとは言い難い。今後はより容易に Cut の最適値を求めることができるような解析方法を確立することが重要になると考える。

- ヒッグスの質量による変化を調べる際、今回はどの質量についても同じ解析方法 (Cut) を用いたが、それぞれの質量によって Cut の最適値は異なるはずである。130GeV 以外の質量についても、詳細な解析を行う必要があると考える。

付 録A　素粒子物理で用いる単位

A.1　電子ボルト

エネルギーの単位は、国際単位系（ＳＩ）及びＭＫＳ単位系ではジュール [J] が使われているが、素粒子、原子核などミクロな世界の物理学の分野では、エネルギーの単位として電子ボルト [eV] が用いられている。１ eV とは、単位電荷（$1.602 \times 10^{-}19$[C]）をもつ粒子が、１ボルトの電位差で加速されて得られるエネルギーに等しい。したがって、

$$1[\mathrm{eV}] = 1.602 \times 10^{-19}[\mathrm{J}] \tag{A.1}$$

である。大きなエネルギーを表す場合には、eV の前に接頭辞をつけて、次のような単位が用いられる。

$$1\mathrm{keV} = 10^{3}\mathrm{eV}\text{、}1\mathrm{MeV} = 10^{6}\mathrm{eV}\text{、}1\mathrm{GeV} = 10^{9}\mathrm{eV}\text{、}1\mathrm{TeV} = 10^{12}\mathrm{eV}$$

また、相対論により、粒子の質量 m と静止エネルギー E の間には、$E = mc^2$ という関係がある。したがって粒子の質量の単位としては、電子ボルトを c^2 で割った eV/c^2 が用いられることが多い。例えば電子、陽子、中性子の質量はそれぞれ、

$$\text{電子：}0.511\mathrm{MeV}/c^2\text{、陽子：}938\mathrm{MeV}/c^2\text{、中性子：}940\mathrm{MeV}/c^2\text{、}$$

となる。また、次に説明する自然単位系を用いると、$c = 1$ となるので、質量の単位はエネルギーと同じ電子ボルトになる。

A.2　自然単位系

自然界のあらゆる物理量を表すための基本的な単位は、長さ、時間、質量の３つである。すべての物理量は、この３つの組み合わせで表現される。ＭＫＳ単位系では、

[長さ] = [m]、[時間] = [s]、[質量] = [kg]

となっているが、様々な物理現象に合わせて、より使いやすい単位系を定めておくと都合がよい。

素粒子物理学では、自然単位系という単位系が一般的に用いられている。素粒子が関わる現象では、粒子の速度は光速度 c に近い場合が多く、速度 v は c を基本として測った方が便利である。また素粒子の世界では、プランク定数 ($\hbar = 1.05 \times 10^{-34}[\mathrm{J \cdot s}]$) が基本的な自然定数であり、スピンなどの物理量は $\hbar$ を基準として表している[1]。したがって自然単位系では、光速度 c とプランク定数 $\hbar$ を次元に取り込んでいる。よく知られているＭＫＳ単位系で表現すると、c の単位は [m/s]、$\hbar$ の単位は [Js] であるから、質量の次元を [M] とすると、

[長さ] = [$\hbar$/Mc]、[時間] = [$\hbar$/Mc^2]、[質量] = [M]

という次元関係があることがわかる。同様にエネルギーと運動量についても考えてみると、

[エネルギー] = [Mc^2]、[運動量] = [Mc]

である。また、相対論により、質量とエネルギーは等価であるから、質量の基本単位として M のかわりに eV を使うと、

[長さ] = [$\hbar$/eV·c]、[時間] = [$\hbar$/eV·c^2]、[質量] = [eV]、[エネルギー] = [eV·c^2]、[運動量] = [eV·c]

となる。さらに、自然単位系では、基本定数である光速度およびプランク定数を、

$$c = 1 \ , \ \hbar = 1$$

とおいている。したがって結局、自然単位系では、

[長さ] = [1/eV]、[時間] = [1/eV]、[質量] = [eV]、[エネルギー] = [eV]、[運動量] = [eV]

という次元になり、これらの物理量はすべてエネルギーの単位 eV のみを用いて表現することが可能となる。

[1]例えばフェルミオンのスピンは、表 1.1 では $\frac{1}{2}$ となっているが、$\hbar$ を残した形で書くと、$\frac{1}{2}\hbar$ となる。

付 録B　理科教育における粒子論の取り扱い

身の回りにある物体、物質が、一体どんなものからできているのかという疑問を突き詰めていけば、分子・原子、原子核、素粒子物理の分野までたどりつくが、そのような専門的な内容に触れなくとも、さまざまな現象を粒子の運動や状態と結び付けて理解していくことは、科学的な考え方を深めるために非常に重要なことであると考える。

B.1　現在の取り扱われ方

そこで、現在、小中学校の理科授業や教科書において、そのような粒子論的な考え方がどのように取り扱われているのかを調べるために、現行の理科教科書の中で取り上げられている内容から、生徒たちが粒子論的な考え方を意識できるような単元、内容を抜き出した。資料として用いた教科書は、後に参考文献として示してある。調べた結果を次に示す。

- 小４下「自然の中の水」
  水における蒸発や沸騰の現象を説明する際に、水蒸気を粒子として描いた図を用いている。
- 小５下「流れる水のはたらき」
  川などの水が汚れていたり濁っていたりするのは、目に見えないほど小さな土の粒が水に混じっていることに起因することを示している。
- 中、１分野上「静電気のはたらき」
  電流の正体として、初めて電子の概念が示される。
- 中、１分野下「物質のなりたち」
  物質を熱して分解したり、電気分解したりという活動・実験を通して、物質というものは、細かい粒から成り立っているということを意識させている。
  また、単元の後半では、分子・原子の概念が登場する。
- 中、１分野下「化学変化と物質の質量」

- 中、１分野下「酸化と還元」
  上の２つの単元では、分子・原子の概念を用いて、いくつかの化学反応の説明を行っている。

- 中、２分野上「生命を維持するはたらき」
  食物が体内で消化されるときに、各栄養素が各器官で次々と分解され、より細かな物質へと変化していくことが示されている。

- 中、２分野上「植物のからだのつくりとはたらき」
  あらゆる生物のからだは、細胞という小さな粒によって形作られていることが示されている。

- 中、２分野下「雲と雨」空気中に含まれる水蒸気の説明の際、水蒸気を目に見えない小さな粒子として考えている。

現段階で取り扱われている内容は以上のようなものであった。

これらより、全体的に理科の学習において、中学校で電子、あるいは分子・原子の概念を学習するまでは、粒子論的な考え方を意識する機会はかなり少ないと言っていいだろう。小学校では２単元しか確認することができなかった。

中学校で本格的に分子・原子という概念が登場してくる前に、ある程度、粒子を意識させたり、その考え方に慣れさせたりする機会が用意されていれば、よりスムーズに中学校からの分子・原子の学習に入りこんでいけるのではないかと考える。

B.2　授業への導入の提案

現行の教科書を調べていく過程で、現在は特に粒子を意識させるような記述ではないが、その授業方法によっては粒子論を導入できそうな単元がいくつかあった。主に小学校授業における粒子論導入の方法を、具体例を挙げながら提案したい。

- 各概念について、生徒に図を描かせる
  生徒に粒子というものを意識させるための最も有効な手段は、生徒の視覚に訴えることであると考える。現在、粒子論的に取り上げられている部分においても、必ずと言っていいほど図とともに説明がなされている。

  したがって、生徒が視覚的に粒子を捉えることができるような機会を増やすことが、粒子についてのより深い理解を助けるのではないかと考える。

また生徒自身に図や絵を描かせることによって、自発的に粒子論的な考え方に気付いたり、イメージしたりすることを期待する。

例：小３「豆電球にあかりをつけよう」
ここでは、電気が＋から－へと流れていくことを学習する。そこで、電流のイメ－ジを生徒に描かせてみる。中には、電気を具体化させたものとして、粒子のような捉え方をする生徒も出てくると思われる。

例：小６「からだのつくりとはたらき」
人の呼吸という内容で、血液が酸素や二酸化炭素、栄養分、老廃物などを運びながら体内を循環していることを学習する。この一連の流れを、図に描かせる。血液、および血液が運ぶものを、粒子として描くことが期待できる。

- マクロからミクロへの流れ
ミクロの世界を意識したことのないような生徒たちに向かって、いきなり原子の話をしても、理解するのは非常に困難である。まず小石や砂、土などの身近な存在でありかつ目に見える粒子から始めていって、次に花粉や細胞などの顕微鏡を使って見ることのできるようになる粒子があることを気付かせ、そして分子・原子・の具体的な説明に入る、というように、大きいものから小さいものへと段階を踏んで学習していくことが重要であると考える。

例：小５「流れる水のはたらき」…水の濁りの正体は土であることを学習する。

小５「植物の実や種子のでき方」…花粉などを顕微鏡で観察する。

小５「もののとけ方」…物質が水に溶けるということはどういうことかを学習する。

このような内容について、マクロからミクロという流れを意識してカリキュラムを配置することも、有効であると考える。

- 擬人的に表現する
これは、分子・原子の熱運動を学ぶときなどに有効であると考える。分子・原子は温度の上昇とともにその運動が活発になる。これは人間も同じで、寒いところにいると縮こまってなかなか体を動かせなくなるし、暖かくなると盛んに活動するようになる。このようなことを生徒が体で表現できるような授業を行う。

自分と重ね合わせることによって、粒子の熱運動というものの理解が深まると考える。

例：小４「自然の中の水」
生徒に水分子になってもらう。はじめ、水の状態では生徒同士手をつないでおく。そ

して、温度上昇につれて体の動きが激しくなると、自然と手が離れてしまうことを体感できればよい。

以上のような授業を行うことによって、生徒が、いろいろな現象が粒子という考え方で説明できるということを少しでも感じたり、それに対して興味を持ったりできればよいと考える。

謝辞

本研究を行う際に、日々熱心に御指導をして頂き、また解析が行き詰まったときにも適切な助言を与えて下さった指導教官の高嶋先生に、心よりお礼申し上げます。研究に関することだけでなく、大学での生活全般にわたって、３年間大変お世話になりました。

また、日頃から大学その他での状況について心配してくださり、ときには熱心に相談に乗って頂いた沖花先生にも大変お世話になりました。深く感謝いたします。

解析に関しては、M １のときに参加した KEK でのワ− クショップや、CERN での夏の学校で学んだことが全ての基盤となりました。そこでの講義、解析環境などで適切な指導をして下さった KEK の近藤敬比古氏、神前純一氏、ICEPP の浅井祥仁氏、田中純一氏に深く感謝いたします。どんなに些細な質問にも、懇切丁寧に教えて頂きました。

また KEK のワ− クショップ、シフトその他でお世話になりました ATLAS 日本 SCT グル− プの皆様をはじめ ATLAS 日本グル− プの皆様に深く感謝いたします。

夏の学校などでは短い間でしたが様々な大学の人たちと共に勉強し、また CERN での生活の多くの部分を一緒に過ごしました。皆様に深く感謝するとともに今後の御活躍を祈ります。

また、去年一年間、研究室での生活を共に過ごした後輩の村山芳幸氏、山田洋平氏に深く感謝いたします。

そして、２年間この京都教育大学で共に研究生活を送った理科教育専修の皆様には大変お世話になりました。厚くお礼申し上げます。

参考文献

[1] ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report: 1999

[2] Physical Review D PARTICLES AND FIELDS: 2002

[3] パリティ物理学コース 素粒子物理: 牧 二郎, 林 洪一 :丸善 1995

[4] パリティ物理学コース 加速器科学: 亀井 亨, 木原 元央 :丸善 1992

[5] 素粒子物理学:原 康夫, 稲見 武夫, 青木 健一郎: 朝倉 2000

[6] Weak Boson Fusion $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l^{+}l^{-}p_{T}^{miss}$ as a search mode for an intermediate mass SM Higgs boson at ATLAS:C.M.Buttar,R.S.Harper,K.Jakobs:2002

[7] ATLAS 実験における ttH production を用いた Yukawa coupling 測定の研究: 松本 悠: 2003

[8] Quarks & Leptons:Francis Halzen,Alan D.Martin

[9] たのしいせいかつ (上・下) : 東 洋 他 : 大日本図書 2000 年検定済

[10] たのしい理科 (3 年 ~ 6 年): 戸田 盛和 他 : 大日本図書 2000 年検定済

[11] 中学校理科 : 戸田 盛和 他 : 大日本図書 2000 年検定済

他に、以下の Web ペ− ジを参考にした。

[12] Ntuple デ− タ解析の初歩：http://atlas.kek.jp/physics/nyumon/index.html

[13] Main Web Page for Higgs Work：http://atlphy01.kek.jp/ atlasjpn/higgs-work/