

# LHC 加速器における標準模型 Higgs の探索方法

B054347 山本知美

広島大学理学部物理科学科  
クォーク物理研究室

指導教官 杉立徹  
主査 本間謙輔  
副査 小口多美夫

平成 21 年 2 月 10 日

## 概要

強い力・電磁力・弱い力は、ゲージ理論という枠組みの中で説明され標準理論として統一された。標準理論はほとんどの実験データを説明した優れた理論である。ゲージ理論に基づく解釈では、ゲージ粒子や全ての素粒子は質量ゼロであるが、弱い力のゲージ粒子  $W^\pm$  と  $Z$ 、さらにクォークやレプトンも質量を持つことが実験的に発見された。標準模型においてこの質量起源の謎を解くカギがヒッグス機構であるが、未だ実験的検証はなされていない。ヒッグス粒子の探索が Large Hadron Collider (LHC) における ATLAS 実験の最大の目的である。LHC での高エネルギー陽子・陽子衝突によって生成されるヒッグス粒子の発見が期待されている。

本論文では、標準模型におけるヒッグス機構の理論に基づき、ヒッグス粒子の生成と崩壊モードはヒッグス粒子の質量によって異なることを考察した。それによる ATLAS 検出器での様々なヒッグス粒子探索方法を議論する。対称性の自発的破れに伴って生じる Higgs 場とゲージ場およびフェルミオン場との結合がある場合のラグランジアンを概説した。

# 目次

第1章	序論	4
第2章	ゲージ理論	6
2.1	古典論でのゲージ不変性	6
2.2	量子論でのゲージ不変性	7
2.3	質量をもたないベクトル場	8
2.4	ゲージ粒子	9
第3章	弱い相互作用	10
3.1	特徴	10
3.2	パリティの非保存	10
3.3	質量がある理由	12
第4章	質量の起源	13
4.1	自発的対称性のやぶれ	13
4.2	南部・ゴールドストーンボソン	15
4.3	Higgs 機構	17
4.4	$SU(2) \times U(1)$	19
4.5	フェルミオンの質量	22
第5章	Higgs 粒子の生成	24
5.1	Higgs 粒子	24
5.2	生成	24
第6章	Higgs 粒子の崩壊	27
6.1	崩壊確率	27
6.2	$H \rightarrow f\bar{f}$ の崩壊確率	27
6.3	$H \rightarrow WW \text{ or } ZZ$ の崩壊確率	28
6.4	崩壊	29
第7章	実験装置	35
7.1	LHC	35
7.2	ATLAS 実験	36

7.3	ATLAS の構造 . . . . .	37
7.3.1	内部飛跡検出器 . . . . .	38
7.3.2	カロリメータ . . . . .	39
7.3.3	ミューオン検出器 . . . . .	40
第 8 章	まとめ	43
第 9 章	謝辞	44

# 第1章 序論

私たちは光子のように光速で動くことはできない。それは、質量を持っているからである。なぜ質量があるのか。物に質量があることが当たり前すぎて、大学に入るまで考えたことがなかった。

私は生まれたときすでに 3426g の質量を持っていた。では、私を構成する物質はいつから質量を持ったのだろうか。この宇宙に生まれたその時から質量を持っていたのだろうか。

素粒子にはフェルミオンとボソンの 2 種類がある。物質を構成しているのがフェルミオンで、物質間に働く力を伝えるゲージ粒子はボソンである。宇宙初期の高エネルギー状態ではすべての素粒子は質量を持たず光速で飛び回っていたと考えられる。しかし、ビッグバンから  $10^{-13}$  秒後、真空の相転移が起こり真空が Higgs 粒子に満たされた。この Higgs 粒子と相互作用をしない光子などは質量をもたず、相互作用をするクォークやレプトンは質量を持った。これが Higgs 機構である。この質量起源の原因である Higgs 粒子は未だ未発見の粒子であり、Higgs 粒子の探索が物理学にとって大きな課題である。

もちろん、Higgs 粒子の探索は容易ではない。なぜなら、素粒子と Higgs 粒子との結合は素粒子の質量に比例するからだ。Higgs 粒子探索に利用できる素粒子はたくさんあるが、なにせ素粒子であるので小さくて軽いのである。それらを集めて解析する検出器には計算された精密さが必要である。さらに、もうひとつの理由として Higgs 粒子の質量がわからないことが実験を難しくしている。Higgs 粒子の質量も Higgs 粒子によって決められるので Higgs 粒子が未発見のいま、詳しい質量はわからないのである。そのため、様々な質量領域での探索が必要になる。

この難問を解決するべく、CERN の大型ハドロン加速器 LHC による実験が開始されようとしている。LHC によって加速させた陽子を正面衝突させて、出てきた粒子を測定し Higgs 粒子や超対称性粒子などの新粒子探索が ATLAS 検出器の最大の目的である。Higgs 粒子の発見は標準模型パズルの最後の 1 ピースであり、新標準模型への最低条件である。Higgs 粒子が発見されても、されなくても物理学に大きな転機をもたらすことだろう。私たちがなぜ光速で飛び回れないかの謎が解明される日も近いはずだ。

本論文では、Higgs 粒子を探索する上で基礎としてのゲージ理論、および弱い力について概説した。そして、自発的対称性の破れとゲージ場およびフェルミオン場の結合がある場合のラグランジアンを解き、弱い力のゲージボゾン  $W^\pm, Z$  の質量の謎に迫る。さらに、Higgs 粒子探索が ATLAS 検出器でどのように行われているのか概説する。

## 第2章 ゲージ理論

ゲージ理論とは与えられた電荷をもつすべての粒子の波動関数の位相を、時空間のすべての点で同様に、あるいは独立に変化させても観測にかかる変化は現れてこない理論のことである。この変換をゲージ変換といい、変化しないことをゲージ不変性といい、ゲージ変換には大局的変換と局所の変換というものがある。大局的変換はすべての時空間点にわたって同じ変換を施すことで局所の変換は異なった時空間点にそれぞれ異なった変換が施されることである。

ゲージ理論の優れているところは自然界の4つの相互作用を全てゲージ理論の枠に含み得ることである。

ゲージ理論は3つの概念要素、対称性・保存則・力学の密接な絡み合いのうえに成り立つ特徴をもっている。

### 2.1 古典論でのゲージ不変性

電磁気学の Maxwell 方程式のゲージ不変性は局所的不変性であり、局所の変換はゲージ諸理論にとって極めて重要な変換である。この章では古典論での局所的不変性について概説する。

古典論では Maxwell の方程式

$$\nabla \cdot E = \rho_{em} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \times B = j_{em} + \frac{\partial E}{\partial t} \quad (2.4)$$

の場  $E$  と  $B$  は 4 元ベクトル・ポテンシャル  $A^\mu$  と

$$B = \nabla \times A \quad (2.5)$$

$$E = -\nabla V - \frac{\partial A}{\partial t} \quad (2.6)$$

の関係にある。ここで  $A$  は 3 次元ベクトル、 $V$  はスカラーポテンシャルとする。 $A$  と  $V$  は与えられた物理的な場  $E$  および  $B$  に対して唯一に決ま

らない。\$E, B\$ を変えないで \$A, V\$ を変える変換をゲージ変換とよび、これに関連した Maxwell 方程式の不変性をゲージ不変という。

任意の \$\chi\$ を用いて \$A\$ を

$$A \rightarrow A' = A + \nabla\chi \quad (2.7)$$

のように変更しても \$B\$ にはなんの変化もない。\$E\$ を元のようにしておくためには \$V\$ が同時に

$$V \rightarrow V' = V - \frac{\partial\chi}{\partial t} \quad (2.8)$$

なければならない。ゲージ変換は 4 次元ベクトルポテンシャル

$$A^\mu \equiv (V, A) \quad (2.9)$$

を導入し、微分演算子 \$(\frac{\partial}{\partial t}, -\nabla)\$ が 4 次元ベクトルの成分をなすということに注意すれば

$$A^\mu \rightarrow A'^\mu = A^\mu - \partial^\mu\chi \quad (2.10)$$

と表せる。式 (2.10) は古典論的な Maxwell 方程式の不変性である。

## 2.2 量子論でのゲージ不変性

量子論でも古典論と同じように Maxwell 方程式のもつゲージ不変性を成立させなければならない。電磁場の中にある粒子に対する Schrödinger 方程式は

$$\left( \frac{1}{2m}(-i\nabla - qA)^2 + qV \right) \psi(x, t) = i\frac{\partial\psi(x, t)}{\partial t} \quad (2.11)$$

である。ポテンシャル \$V, A\$ を (2.7), (2.8) のようにゲージ変換すると (2.11) は

$$\left( \frac{1}{2m}(-i\nabla - qA')^2 + qV' \right) \psi'(x, t) = i\frac{\partial\psi'(x, t)}{\partial t} \quad (2.12)$$

と変換される。(2.12) の解 \$\psi'(x, t)\$ は (2.11) の解 \$\psi(x, t)\$ と同じ物理を記述しなければ Maxwell 方程式の不変性は量子論では成立しないことになってしまう。ポテンシャル \$A\$ と \$V\$ をゲージ変換しても (2.12) の不変性を成立させるためには \$\psi\$ を

$$\psi(x, t) \rightarrow \psi'(x, t) = \exp(iq\chi(x, t))\psi(x, t) \quad (2.13)$$

と局所変換させればよい。ここで、\$\chi\$ は (2.7) と (2.8) で使った任意の時空間の関数である。



## 2.3 質量をもたないベクトル場

場の量子論で電磁相互作用を導入するには、電荷  $q$  をもつ粒子の運動量  $p^\mu$  を 4 元ベクトルポテンシャル  $A^\mu$  を使って、

$$p^\mu \rightarrow qA^\mu \quad (2.14)$$

と置き換える。量子力学では  $p^\mu$  は  $i\partial^\mu$  で置き換えられるから

$$\partial^\mu \rightarrow \partial^\mu + iqA^\mu \quad (2.15)$$

となる。この結合  $\partial^\mu \rightarrow \partial^\mu + iqA^\mu$  を「共変微分」と呼び

$$D^\mu \equiv \partial^\mu \rightarrow \partial^\mu + iqA^\mu \quad (2.16)$$

と表す。共変微分は場の量子論へも適用することができる。

ここで例として、質量  $m$  をもつ自由な Dirac 粒子のラグランジアンを考えてみると

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}(i\partial\!\!\!/ - m)\psi \quad (2.17)$$

となり、(2.15) の置き換えにより

$$\mathcal{L}_1 = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{int} = \bar{\psi}(i\partial\!\!\!/ - m)\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \quad (2.18)$$

となる。ただし場  $\psi$  は電荷  $q$  をもつ粒子に対応するとした。 $\mathcal{L}_{int} = -q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu$  は場  $\psi$  と  $A_\mu$  の相互作用項である。そして、場  $\psi$  が局所変換 (2.13) を受ける時  $A_\mu$  が

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{q}\partial_\mu\alpha(x) \quad (2.19)$$

のように変化しなければならない。 $A_\mu$  は変換 (2.19) を行っても物理的な結果は不変でなくてはならない。変換 (2.19) は  $\mathcal{L}_1$  の局所的不変性の一部だからである。このようなベクトル場をゲージ場と呼ぶ。ゲージ場  $A_\mu$  に対する変換 (2.19) が (2.13) とともにラグランジアンの不変性を成立させるならば  $A_\mu$  は質量をもつことができない。なぜなら、質量は  $\mathcal{L}$  の中に  $\frac{1}{2}m^2 A^2$  という形で入り (2.19) のもとで不変にならないことは明らかだからである。したがって相互作用を作り出すベクトル場は質量をもたないはずである。しかしながら弱い相互作用のベクトル場には質量がある。これが弱い相互作用をゲージ理論に組み込むのが難しい理由である。

## 2.4 ゲージ粒子

4つの相互作用はそれぞれの中間ベクトルボソン（ゲージ粒子）の交換によって伝達されると考えられている。

それぞれのゲージ粒子は次の表のとおりである。

相互作用	ゲージ粒子
電磁	光子
弱い	W、Z
強い	グルーオン
重力	グラビトン

表 2.1: ゲージ粒子

この中で弱い力を伝える W、Z 粒子には質量がある。相互作用の及ぶ範囲は交換される粒子の質量と反相関する。

ここで、ゲージ変換は任意の時空距離にわたって行われ、ゲージ場に関連する力は無限大の到達距離を持たなければならない。上でも述べたが、ゲージ粒子は質量をもってはならないのである。

## 第3章 弱い相互作用

4つの基本相互作用の中でゲージ理論に組み込みにくい弱い相互作用について。

### 3.1 特徴

弱い相互作用の特徴は大きく2つある。

- パリティが非保存

パリティとは空間反転に関する対称性のこと。スピン  $1/2$  の粒子には回転方向が右巻き (進行方向とスピンの向きが同じ粒子)、左巻き (進行方向とスピンの向きが反対の粒子) の2つある。そのうち、弱い相互作用は左巻きの粒子にしか働かないという特徴があり、それがパリティを破っている。

- ゲージ粒子の  $W$  と  $Z$  に質量がある

弱い力のゲージ粒子は電磁力のゲージ粒子の光子をは違い、 $W$  粒子は約  $80\text{GeV}$ 、 $Z$  粒子は約  $90\text{GeV}$  の質量がある。さらに光子と  $Z$  粒子は電氣的に中性であるが、 $W$  粒子は荷電粒子である。

### 3.2 パリティの非保存

1956年 Lee と Yang が弱い力ではパリティは保存しないと予言。

1957年 Wu が実験で確認した。

Wuの実験について説明する前にまず、パリティ変換について説明する。ベクトルはパリティ変換  $P$  に対して座標  $r$  と同じように変換する。 $r$  の変換は

$$P : r \rightarrow -r \quad (3.1)$$

なので、ベクトル  $a$  は

$$P : a \rightarrow -a \quad (3.2)$$

となりパリティ変換のもとで変換性をもつ。例えば、運動量  $p$  はベクトルで

$$P : p \rightarrow -p \quad (3.3)$$

と変換される。

ベクトルのベクトル積

$$P : a \times b \rightarrow +a \times b \quad (3.4)$$

はパリティ変換のもとで擬ベクトルと定義される。たとえば軌道角運動量  $L = r \times p$  はパリティ変換のもとで

$$P : L \rightarrow +L \quad (3.5)$$

擬ベクトルとしてふるまう。

このようにスカラー積を作るときにもスカラー量と擬スカラー量との区別をしなくてはならない。

$$P : a \cdot b \rightarrow +a \cdot b \quad (\text{スカラー}) \quad (3.6)$$

$$P : a \cdot b \times c \rightarrow -a \cdot b \times c \quad (\text{擬スカラー}) \quad (3.7)$$

Wu の実験とは 偏極させたコバルトの原子核の崩壊における放出電子の角分布を調べる実験であった。崩壊核のコバルト 60 を磁場中に置くとスピンの向きと磁場の向きが揃う。スピン角運動量はパリティ変換のもとで擬ベクトルであるのである。しかし運動量  $p$  は  $-p$  となる。図のように

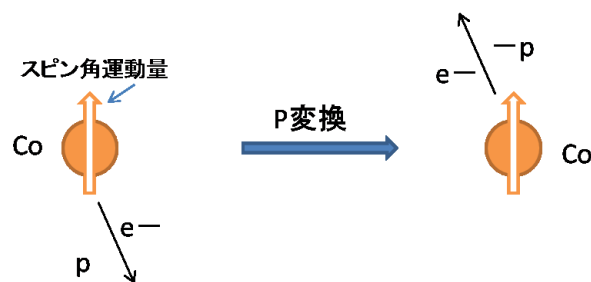


図 3.1: 偏極した Co60 からの崩壊

なるので、スピンの向きと同じ向きに出る電子の数と反対の向きに出る電子の数は等しいはずである。しかし、上向きにスピンの揃った Co60 から放出される電子の角度分布は下向きに放出される電子のほうが多かった。この結果からスカラー量と擬スカラー量をとともに含むということは、弱い相互作用においてパリティがよい量子数ではないことがわかった。

### 3.3 質量がある理由

ゲージ場に関係する相互作用は無限大の到達距離を持たなければいけないので、力を伝える役目のゲージ粒子の質量は0のはずである。しかし、弱い相互作用のゲージ粒子  $W, Z$  には質量がある。また物質を構成するフェルミオンの質量もゲージ対称性を破る。さらにフェルミオンのラグランジアンは  $SU(2)$  変換で不変ではない。

そこで考えられた理論が Higgs 機構である。そもそも、質量というのは加速されにくさを示すものである。  $W, Z$  粒子は真空を自由粒子として飛んでいるときも質量を持っている。真空というのはエネルギーが極小あるいは平衡で安定な配位をとる状態のことで、真空中の場の平均値が0であることがきわめて対称性が高い。しかし、すべての量子場が平均値0である必要はなく、0以外の平均値をとることも可能である。この0でない平均値をもつ複素場を Higgs 場という。Higgs 場が素粒子が飛ぶのを邪魔をして、質量をあたえ、ゲージ不変性を隠してしまったと考えられている。

## 第4章 質量の起源

ここからは質量起源についてラグランジアンを解いて理解を深めていく。

### 4.1 自発的対称性のやぶれ

まず、古典的な質量  $m$  のスカラー場が四体相互作用している理論のラグランジアンは

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi) - \frac{1}{2}m^2\phi^2 - \frac{1}{4}\lambda\phi^4 \quad (4.1)$$

となる。これを

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi) - V(\phi) \quad (4.2)$$

$$V(\phi) = \frac{1}{2}m^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4 \quad (4.3)$$

とポテンシャルエネルギー  $V(\phi)$  を質量項も含めて定義する。

(1)  $m^2 \rightarrow \mu^2 (\mu^2 > 0)$  のとき (4.3) は  $\phi = 0$  のときに極値をもち、そこが最小値となっている。よって真空期待値は0。

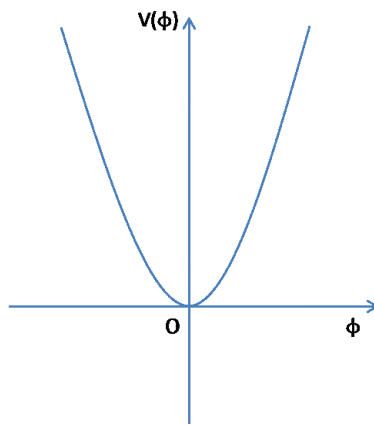


図 4.1:  $m^2 \rightarrow \mu^2$  のときのポテンシャル  $V(\phi)$

(2)  $m^2 \rightarrow -\mu^2 (\mu^2 > 0)$  のとき  $\mathcal{L}$  は

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi) + \frac{1}{2}\mu^2 \phi^2 - \frac{1}{4}\lambda \phi^4 \quad (4.4)$$

となる。このとき第2項は符号が逆なので質量項に似ているが質量項ではない。したがってこのラグランジアンは質量0のスカラー場が相互作用しているもので、 $\phi \rightarrow -\phi$ の変換に対して対称性を持っている。

$$V(\phi) = -\frac{1}{2}\mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4}\lambda \phi^4 \quad (4.5)$$

の極値は

$$\begin{aligned} \frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} &= -\mu^2 \phi + \lambda \phi^3 = 0 \\ \phi(-\mu^2 + \lambda \phi^2) &= 0 \\ (\phi = 0) \\ -\mu^2 + \lambda \phi^2 &= 0 \\ \phi^2 &= \frac{\mu^2}{\lambda} \\ \phi &= \pm \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} = \pm v \text{ とする} \end{aligned}$$

以上の計算より  $\phi = 0, v, -v$  の時ということがわかる。

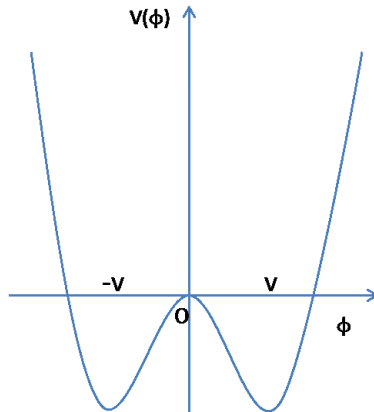


図 4.2:  $m^2 \rightarrow -\mu^2$  のときのポテンシャル  $V(\phi)$

この形はワインボトル型と呼ばれている。ポテンシャルの極小値が0でないので真空期待値は0ではなく  $v$  または  $-v$  ということになる。これによって何が変わってくるのかわかるためにこの極小値  $v$  からのずれを  $\eta$  とし

て  $\phi$  を

$$\phi(x) = v + \eta(x) \quad (4.6)$$

と表す。このとき  $\eta$  の真空期待値は 0 とする。(4.6) を (4.4) のラグランジアンに代入すると

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi) + \frac{1}{2}\mu^2 \phi^2 - \frac{1}{4}\lambda \phi^4 \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu v + \eta(x) \partial^\mu v + \eta(x)) + \frac{1}{2}\mu^2(v + \eta(x))^2 - \frac{1}{4}\lambda(v + \eta(x))^4 \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta) + \frac{\mu^2}{2}(v^2 + 2v\eta + \eta^2) - \frac{1}{4}\lambda(v^4 + 4v^3\eta + 6v^2\eta^2 + 4v\eta^3 + \eta^4) \end{aligned}$$

$v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$  よりこれを代入して  $v$  だけの項を  $const$  としてまとめると

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 - \sqrt{\lambda} \mu \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda \eta^4 + const \quad (4.7)$$

(4.7) の第 2 項の符号が - なのでこの項は質量項である。つまり質量をもつスカラー場が現れたのである。この (4.7) を書き換えると

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta) - \frac{1}{2}(2\mu^2)\eta^2 - \sqrt{\lambda} \mu \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda \eta^4 + const \quad (4.8)$$

となり、場  $\eta$  は質量  $\sqrt{2\mu^2}$  をもつことがわかる。 $\eta^3$  以上の項は相互作用項である。(4.8) は元のラグランジアン (4.4) にはあった対称性 ( $\eta \rightarrow -\eta$  の変換に対する対称性) を持っていない。このように元々あった対称性が基底状態でなくなることを自発的対称性の破れと呼び、それによって質量が生成される。

## 4.2 南部・ゴールドストーンボソン

次に複素スカラー場に対するラグランジアンを

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi) - V(\phi) \quad (4.9)$$

$$V(\phi) = m^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (4.10)$$

とすると、 $V(\phi)$  は大局的ゲージ変換

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{-ix} \phi(x) \quad (4.11)$$

のもとで不変である。 $\phi(x)$  は 2 つの実数場  $\phi_1 \phi_2$  を使って

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1(x) + i\phi_2(x)) \quad (4.12)$$

$$\phi^*(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1(x) - i\phi_2(x)) \quad (4.13)$$



と表す。  $m^2 \rightarrow \mu^2$  の時は前と同じで質量  $\mu$  の複素スカラー場の理論となるので、  $m^2 \rightarrow -\mu^2 (\mu^2 > 0)$  の時を考える。

$m^2 \rightarrow -\mu^2 (\mu^2 > 0)$  のとき

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi) + \mu^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (4.14)$$

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (4.15)$$

よってポテンシャル  $V(\phi)$  の形は

$$\frac{\partial V(\phi^* \phi)}{\partial \phi} = -\mu^2 \phi^* + 2\lambda \phi^* (\phi^* \phi) = 0$$

ここで、  $\phi^* \phi = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2)$  を代入して

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = \frac{\mu^2}{\lambda} = v^2$$

とおく。このとき基底状態はワインボトルの底の半径  $v$  の円周に沿って無限にある。ポテンシャルの形は以下の図のようになる。

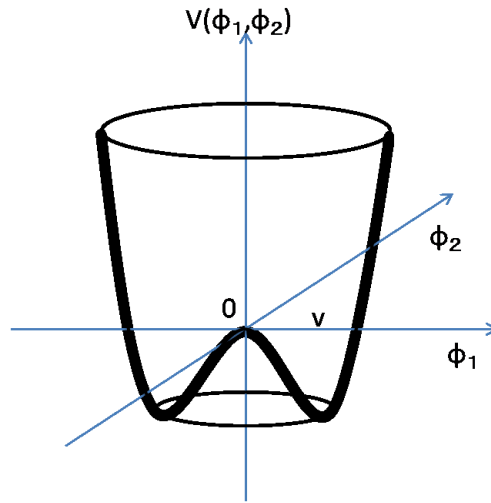


図 4.3:  $-\mu^2 (\mu^2 > 0)$  の時の複素スカラー場のポテンシャル  $V(\phi_1, \phi_2)$

前と同じように極小値  $v$  からのずれを 2 つの実数場  $\eta(x), \xi(x)$  として  $\phi(x)$  を

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\xi(x)) \quad (4.16)$$

として (4.14) に代入する。ちなみに  $\phi^*\phi$  と  $(\phi^*\phi)^2$  は

$$\phi^*\phi = \frac{1}{2}(v^2 + 2v\eta + \eta^2 + \xi^2) \quad (4.17)$$

$$(\phi^*\phi)^2 = \frac{1}{4}(v^4 + \eta^4 + \xi^4 + 4v^3\eta + 6v^2\eta^2 + 2v^2\xi^2 + 4v\eta^3 + 4v\eta\xi^2 + 2\xi^2\eta^2) \quad (4.18)$$

なので、

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2}\partial_\mu(v + \eta + i\xi)(v + \eta - i\xi) + \frac{\mu^2}{2}(v^2 + 2v\eta + \eta^2 + \xi^2) \\ &\quad - \frac{\lambda}{4}(v^4 + \eta^4 + \xi^4 + 4v^3\eta + 6v^2\eta^2 + 2v^2\xi^2 + 4v\eta^3 + 4v\eta\xi^2 + 2\xi^2\eta^2) \\ &= \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta + \frac{1}{2}\partial_\mu\xi\partial^\mu\xi + \frac{\mu^2}{2}\eta^2 + \mu^3\sqrt{\frac{1}{\lambda}}\eta + \frac{\mu^2}{2}\xi^2 \\ &\quad - \frac{\lambda}{4}\eta^4 - \frac{\lambda}{4}\xi^4 - \frac{3}{2}\mu^2\eta^2 - \mu^3\sqrt{\frac{1}{\lambda}}\eta - \mu\sqrt{\lambda}\eta^3 - \frac{\mu^2}{2}\xi^2 - \frac{\lambda}{2}\xi^2\eta^2 - \mu\sqrt{\lambda}\eta\xi^2 + const \\ &= \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta + \frac{1}{2}\partial_\mu\xi\partial^\mu\xi - \mu^2\eta^2 - \frac{\lambda}{2}\xi^2\eta^2 - \mu\sqrt{\lambda}\eta\xi^2 - \mu\sqrt{\lambda}\eta^3 - \frac{\lambda}{4}\eta^4 - \frac{\lambda}{4}\xi^4 + const \end{aligned} \quad (4.19)$$

$v$  だけの項は  $const$  としてまとめた。第 3 項は  $\frac{1}{2}(2\mu^2)\eta^2$  というように変形させることができ、場  $\eta$  は質量  $\sqrt{2\mu^2}$  をもつことがわかる。場  $\xi$  は  $\xi^2$  だけの項がないので質量は 0 である。第 4 項以降は相互作用項である。

(4.19) は最初に持っていた大局的不変性は自発的に破れていて、質量をもつ場  $\eta$  と質量  $\xi = 0$  の場がつくられた。これをゴールドストーン定理といい、質量 0 の場  $\xi$  のことをゴールドストーンボゾンとよぶ。ここで、問題がでてきて、ゴールドストーンボソンの相互作用のことを考えなければならない。しかし現実にはそのような相互作用はないのでゴールドストーンボゾンが出てこないように理論を直さなければならない。

### 4.3 Higgs 機構

自発的対称性の破れとゲージ理論が組み合わさった時のラグランジアンは局所的ゲージ変換に対して不変なものを考える。ここからのゲージ場は電磁場を導入して考える。ゲージ場  $A_\mu$  は、局所的ゲージ変換

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{i\alpha(x)}\phi(x) \quad (4.20)$$

に対して

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{q}\partial_\mu\alpha(x) \quad (4.21)$$

のように変換される。ラグランジアンは共変微分  $D^\mu \equiv \partial^\mu \rightarrow \partial^\mu + iqA^\mu$  を使って

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)(D^\mu\phi)^* - m^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (4.22)$$

ただし

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1(x) + i\phi_2(x))$$

とする。このラグランジアンはゴールドストーン定理の時のラグランジアンとほとんど同じだが、電磁相互作用が加わっている。さらに、 $m^2 \rightarrow -\mu^2 (\mu^2 > 0)$  とすると

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)(D^\mu\phi)^* + \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (4.23)$$

$$V(\phi^*\phi) = -\mu^2\phi^*\phi + \lambda(\phi^*\phi)^2 \quad (4.24)$$

となる。ポテンシャルの極小値は

$$\frac{\partial V(\phi^*\phi)}{\partial\phi} = -\mu^2\phi^* + 2\lambda\phi^*(\phi^*\phi) = 0$$

$$\text{ここで、} \quad \phi^*\phi = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2) \quad \text{を代入して}$$

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = \frac{\mu^2}{\lambda} = v^2$$

となりゴールドストーンボソンの時と同じである。そして、前と同じように極小値  $v$  からのずれを 2 つの実数場  $\eta(x), \xi(x)$  として  $\phi(x)$  を

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\xi(x)) \quad (4.25)$$

とする。このままラグランジアンに代入してもまたゴールドストーンボソンがでてきてしまうのでここで  $\xi$  が消えるように工夫する。

$\eta, \xi \ll v$  のとき  $\phi$  は

$$\phi \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta)(1 + i\frac{\xi}{v}) \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta)e^{i\frac{\xi}{v}} \quad (4.26)$$

と近似できる。(4.20) と (4.21) に (4.26) と  $\alpha(x) = -\frac{\xi(x)}{v}$  を代入して

$$\begin{aligned} \phi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\phi(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta)e^{i\frac{\xi}{v}}e^{-i\frac{\xi}{v}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta) \end{aligned} \quad (4.27)$$

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{qv}\partial_\mu\xi(x) \quad (4.28)$$

とゲージ変換し、 $\xi$  を消す。このゲージをユニタリーゲージ (Uゲージ) という。このゲージ変換をラグランジアンに代入すると

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= (D_\mu \phi)(D^\mu \phi)^* + \mu^2 \phi^* \phi - \lambda(\phi^* \phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\
&= \frac{1}{2} ((\partial_\mu + iqA_\mu)(v + \eta))((\partial^\mu + -qA^\mu)(v + \eta)) + \frac{1}{2} \mu^2 (v^2 + 2v\eta + \eta^2) \\
&\quad - \frac{\lambda}{4} (v^4 + 4v^3\eta + 6v^2\eta^2 + 4v\eta^3 + \eta^4) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\
&= \frac{1}{2} \partial_\mu (v + \eta) \partial^\mu (v + \eta) + \frac{1}{2} q^2 (v + \eta)^2 A^\mu A_\mu + \frac{\lambda}{4} v^4 - \lambda v^2 \eta^2 - \lambda v \eta^3 - \frac{\lambda}{4} \eta^4 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\
&= \frac{1}{2} (\partial^\mu \eta)(\partial_\mu \eta) + \frac{1}{2} q^2 (v^2 + 2v\eta + \eta^2) A^\mu A_\mu - \mu^2 \eta^2 - \lambda v \eta^3 - \frac{\lambda}{4} \eta^4 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + const
\end{aligned} \tag{4.29}$$

となる。よって、質量項は  $\frac{1}{2} q^2 v^2 A^\mu A_\mu$  と  $-\mu^2 \eta^2$  になり、場  $\xi$  は出てこない。ベクトル場  $A^\mu$  は場  $\xi$  の縦成分を吸収して質量  $qv$  を持ち、場  $\eta$  は質量  $\sqrt{2}\mu^2$  を持っている。この質量をもつ場  $\eta$  を Higgs 場という。

#### 4.4 SU(2) × U(1)

次に弱い相互作用も導入して考える。このときのラグランジアンは

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \tag{4.30}$$

となり、共変微分  $D_\mu$  は

$$D^\mu = \partial_\mu + \frac{ig}{2} W_\mu \cdot \tau + \frac{ig'}{2} B^\mu \tag{4.31}$$

である。ここで、 $\tau$  はパウリ行列、 $g, g'$  はそれぞれ  $SU(2)_L$  部分、 $U(1)_Y$  部分の弱い荷量で、 $W_\mu^a (a = 1, 2, 3), B_\mu$  は弱い力と電磁力のゲージ場である。 $W_\mu \cdot \tau$  は

$$W_\mu \cdot \tau = W_{1\mu} \tau_1 + W_{2\mu} \tau_2 + W_{3\mu} \tau_3 \tag{4.32}$$

である。パウリ行列はそれぞれ

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

より、(4.32) に代入すると  $W_\mu \cdot \tau$  は

$$W_\mu \cdot \tau = \begin{pmatrix} W_{3\mu} & W_{1\mu} - iW_{2\mu} \\ W_{1\mu} + iW_{2\mu} & -W_{3\mu} \end{pmatrix} \tag{4.33}$$

さらに  $\phi$  は

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta \end{pmatrix} \quad (4.34)$$

とおく。よって  $D^\mu \phi$  は

$$\begin{aligned} D^\mu \phi &= \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\partial^\mu}{\sqrt{2}}(v + \eta) \end{pmatrix} + i \frac{g}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} W_{3\mu} & W^{1\mu} - iW^{2\mu} \\ W_{1\mu} + iW^{2\mu} & -W^{3\mu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta \end{pmatrix} \\ &\quad + i \frac{g'}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ B^\mu(v + \eta) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} i \frac{g}{2\sqrt{2}}(W^{1\mu} - iW^{2\mu})(v + \eta) \\ \frac{\partial^\mu}{\sqrt{2}}(v + \eta) + \frac{i}{2\sqrt{2}}(v + \eta)(-gW^{3\mu} + g'B^\mu) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.35)$$

$$(D_\mu \phi)^\dagger = \left( -i \frac{g}{2\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2)(v + \eta) \quad \frac{\partial_\mu}{\sqrt{2}}(v + \eta) - \frac{i}{2\sqrt{2}}(v + \eta)(-gW_\mu^3 + g'B_\mu) \right) \quad (4.36)$$

ここで、 $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$  とすると

$$\begin{aligned} (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) &= \frac{1}{2} \partial_\mu(v + \eta) \partial^\mu(v + \eta) + \frac{g^2}{4} W_\mu^- W^{+\mu}(v + \eta)^2 \\ &\quad + \frac{1}{8} (v + \eta)^2 (-gW_\mu^3 + g'B_\mu)(-gW^{3\mu} + g'B^\mu) \end{aligned} \quad (4.37)$$

最後の項に  $W_\mu^3$  と  $B_\mu$  が混合している。弱い力と電磁力を分けて考えるためにそれらの重ね合わせによる場を

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (4.38)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W_\mu^3 \\ -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (4.39)$$

とする。ここで  $\theta_W$  はワインバーグ角で、

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (4.40)$$

である。(4.37)の最後の項に注目すると

$$-gW_\mu^3 + g'B_\mu = \sqrt{g^2 + g'^2} \left( -\frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} W_\mu^3 + \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} B_\mu \right)$$

ここで、(4.40)より、

$$= -\frac{g}{\cos\theta_W} \quad (4.41)$$

よって、(4.37) の最後の項

$$\frac{1}{8}(v + \eta)^2(-gW_\mu^3 + g'B_\mu)(-gW^{3\mu} + g'B^\mu) = \frac{1}{8}(v + \eta)^2 \frac{g^2}{\cos^2\theta_W} Z_\mu Z^\mu \quad (4.42)$$

となる。これにて、 $\mathcal{L}$  は

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta + \left(\frac{g^2}{4}W_\mu^-W^{+\mu} + \frac{1}{8}\frac{g'^2}{\cos^2\theta_W}Z_\mu Z^\mu\right)(v + \eta)^2 \\ &\quad - \frac{\lambda}{4}(\eta^4 + 4v\eta^3 + 4v^2\eta^2 - v^4) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + const \\ &= \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta + \frac{g^2}{4}v^2W_\mu^-W^{+\mu} + \frac{1}{8}v^2\frac{g'^2}{\cos^2\theta_W}Z_\mu Z^\mu - \lambda v^2\eta^2 \\ &\quad + \left(\frac{g^2}{4}W_\mu^-W^{+\mu} + \frac{1}{8}\frac{g'^2}{\cos^2\theta_W}Z_\mu Z^\mu\right)(2v\eta + \eta^2) \\ &\quad - \frac{\lambda}{4}(\eta^4 + 4v\eta^3 - v^4) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + const \\ &= \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta + \frac{g^2}{4}v^2W_\mu^-W^{+\mu} + \frac{1}{8}v^2\frac{g'^2}{\cos^2\theta_W}Z_\mu Z^\mu - \lambda v^2\eta^2 \\ &\quad + \frac{g^2}{2}v\eta W_\mu^-W^{+\mu} + \frac{1}{4}\frac{g'^2}{\cos^2\theta_W}v\eta Z_\mu Z^\mu + \frac{g^2}{4}\eta^2 W_\mu^-W^{+\mu} + \frac{1}{8}\frac{g'^2}{\cos^2\theta_W}\eta^2 Z_\mu Z^\mu \\ &\quad - \frac{\lambda}{4}(\eta^4 + 4v\eta^3 - v^4) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + const \\ &= \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta + M_W^2 W_\mu^-W^{+\mu} + M_Z^2 Z_\mu Z^\mu - \lambda v^2\eta^2 \\ &\quad + gM_W\eta W_\mu^-W^{+\mu} + \frac{gM_Z^2}{2M_W}\eta Z_\mu Z^\mu + \frac{g^2}{4}\eta^2 W_\mu^-W^{+\mu} + \frac{1}{8}\frac{g'^2}{\cos^2\theta_W}\eta^2 Z_\mu Z^\mu \\ &\quad - \frac{\lambda}{4}(\eta^4 + 4v\eta^3 - v^4) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + const \end{aligned} \quad (4.44)$$

となり、質量項は  $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$  より

$$\frac{g^2}{4}v^2W_\mu^-W^{+\mu} = \frac{g^2}{8}v^2(W_\mu^1W^{1\mu} + W_\mu^2W^{2\mu}) \quad (4.45)$$

と

$$\frac{1}{8}v^2\frac{g'^2}{\cos^2\theta_W}Z_\mu Z^\mu \quad (4.46)$$

と、 $\mu^2 = \lambda v^2$  より

$$-\mu^2 \eta^2 \quad (4.47)$$

である。結果、 $W_\mu^1, W_\mu^2$  は質量  $M_W = \frac{1}{2}gv$  をもち、 $Z_\mu$  は質量  $M_Z = \frac{1}{2} \frac{g'}{\cos\theta_W} v$  を持ち、場  $\eta$  は質量  $\sqrt{2}\mu$  を持った。この場  $\eta$  が Higgs 粒子である。そして、 $A_\mu$  はでてこないの質量を持たない。これが電磁場のゲージボソンの光子が質量がない証明である。さらに、

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos\theta_W} \quad (4.48)$$

という関係があることがわかる。そして、(4.44) の  $gM_W \eta W_\mu^- W^{+\mu}$  と  $\frac{gM_Z^2}{2M_W} \eta Z_\mu Z^\mu$  より、Higgs 場と W ボソンの結合の強さ  $g_W$  と Higgs 場と Z ボソンの結合の強さ  $g_Z$  が

$$g_W = gM_W \quad g_Z = \frac{gM_Z^2}{2M_W} \quad (4.49)$$

ということがわかる。

ちなみに、

$$\begin{aligned} F^{\mu\nu} &= \partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu - gW^\mu \times W^\nu \\ -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} &= -\frac{1}{2}(\partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu) \cdot \partial^\mu W^\nu + g(W_\mu \times W_\nu) \cdot \partial^\mu W^\nu \\ &\quad -\frac{1}{4}g^2((W_\mu \cdot W^\mu)^2 - (W_\mu \cdot W_\nu)(W^\mu \cdot W^\nu)) \end{aligned} \quad (4.50)$$

$$G_{\mu\nu} = \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu \quad (4.51)$$

であり、これらはゲージボソン同士の相互作用である。

## 4.5 フェルミオンの質量

ゲージ対称性のもとで、ゲージボソンのほかにフェルミオンの質量も対称性を破っている。フェルミオンの質量も Higgs 粒子によるものとして考えられている。クォークの  $u, d$  を例にこのときのラグランジアンを考える。

フェルミオンの質量項として「湯川型のフェルミオン - スカラー場結合」と呼ばれるラグランジアンを用いる。

スカラー場  $\phi$  とそのアイソスピン共役  $\phi_c$  は

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta \end{pmatrix}, \phi_c = \begin{pmatrix} v + \eta \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.52)$$

を使って「湯川型のフェルミオン - スカラー場結合ラグランジアン」 $\mathcal{L}_{yukawa}$  は

$$\mathcal{L}_{yukawa} = -c_1 \left( \bar{\psi}_L^\dagger \phi \psi_R + \bar{\psi}_R^\dagger \phi^\dagger \psi_L \right) - c_2 \left( \bar{\psi}_L^\dagger \phi_c \psi_R + \bar{\psi}_R^\dagger \phi_c^\dagger \psi_L \right) \quad (4.53)$$

と書ける。ここで、 $c_1, c_2$  はスカラー場とフェルミオンの結合定数で、 $\psi_L$  は今  $u, d$  を例に用いているので、

$$\psi_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad (4.54)$$

という SU(2) 変換の 2 重項で  $\psi_R$  は  $u_R, d_R$  という SU(2) 変換の一重項である。 $c_1 = c_d, c_2 = c_u$  としてもう一度 (4.53) に代入すると

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{yukawa} &= -c_d \left\{ \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} d_R + \bar{d}_R \begin{pmatrix} 0 & \frac{v+\eta}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \right\} \\ &\quad - c_u \left\{ \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{v+\eta}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} d_R + \bar{d}_R \begin{pmatrix} \frac{v+\eta}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \right\} \\ &= - \left\{ \frac{c_d}{\sqrt{2}} v \bar{d} d + \frac{c_u}{\sqrt{2}} v \bar{u} u + \frac{c_d}{\sqrt{2}} \eta \bar{d} d + \frac{c_u}{\sqrt{2}} \eta \bar{u} u \right\} \end{aligned}$$

ここで  $\bar{d}_L d_R + \bar{d}_R d_L$  を  $\bar{d} d$  とした。 $\bar{u} u$  も同様である。 $\frac{c_d}{\sqrt{2}} v = m_d, \frac{c_u}{\sqrt{2}} v = m_u$  とすると最終的に  $\mathcal{L}_{yukawa}$  は

$$\mathcal{L}_{yukawa} = -m_d \bar{d} d + m_u \bar{u} u + \frac{m_d}{v} \eta \bar{d} d + \frac{m_u}{v} \eta \bar{u} u \quad (4.55)$$

となる。これより、 $u, d$  と Higgs 場の結合の強さ  $g_u, g_d$  が

$$g_d = \frac{m_d}{v} \quad g_u = \frac{m_u}{v} \quad (4.56)$$

ということがわかる。他のフェルミオンも同様にして、フェルミオンと Higgs 場の結合の強さは

$$g_f = \frac{m_f}{v} \quad (4.57)$$

となる。



## 第5章 Higgs 粒子の生成

### 5.1 Higgs 粒子

Higgs 粒子は重い粒子と結合しやすく、Higgs 粒子よりも軽く、最も重い粒子に崩壊しやすい。Higgs 粒子との相互作用の強さがその粒子の質量を決定し、Higgs 粒子との結合定数とその粒子の質量に比例している。

LHC 加速器における実験で、Higgs 粒子は 100GeV から 1TeV の間で調べられている。しかし、Higgs 粒子は中性粒子であるため、Higgs 粒子そのものを探索することはできない。そこで、Higgs 粒子の崩壊過程が重要になってくる。Higgs 粒子が崩壊して出てきた粒子を検出して不変質量分布を組むことがわかれば、間接的に探索を行なうことが可能となる。

以下ではまず、Higgs 粒子の生成を説明する。

### 5.2 生成

LHC の重心エネルギー 14TeV という高エネルギーの陽子・陽子衝突によって Higgs 粒子が生成される。

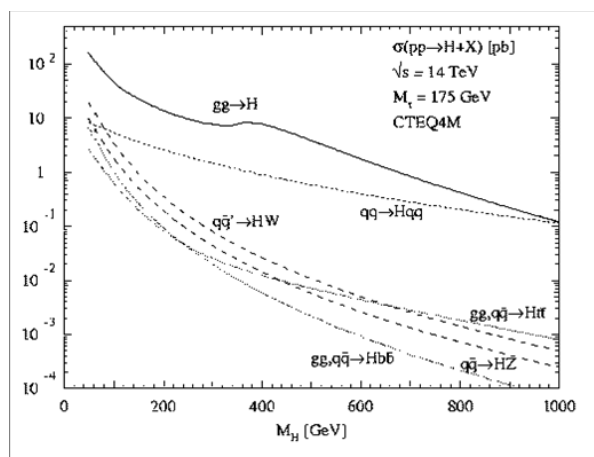


図 5.1: hep-ph/9803257 より抜粋 LHC での Higgs 粒子の生成断面積

図 5.1 より Higgs 粒子の生成断面積は質量が大きくなるにつれて減少していることがわかる。

LHC での主な Higgs 粒子生成パターンには 4 つある。

- gluon fusion

陽子中のグルーオンからスタートし、top や bottom などの重い粒子のループを介して生成され、断面積が一番大きい。Higgs 粒子が単体で生成されその後、崩壊可能な粒子のなかで最も重い粒子に崩壊するので予想される崩壊モードは

$$H \rightarrow b\bar{b}$$

$$H \rightarrow \tau^+\tau^-$$

がある。しかしこれらの崩壊モードには多数のバックグラウンドがあり、この生成モードの探索は難しい。

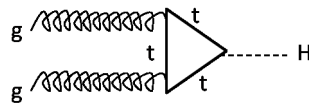


図 5.2: gluon fusion

- vector boson fusion

陽子中のクォークから放出された W/Z 粒子同士の融合により生成される。この生成過程には、測定器の前後方で 2 本の高い横方向運動量をもったジェットが観測される、Higgs 粒子が生成される測定器の中央部にはソフトジェット（横方向運動量の小さいジェット）の生成が少ないという特徴がある。この特徴を利用してバックグラウンドの除去が可能。

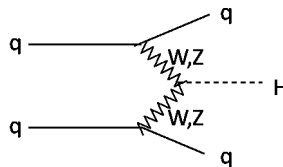


図 5.3: vector boson fusion

- W/Z associate production

高エネルギー陽子・反陽子衝突実験の Tevatron/LEP での主な生成

過程。クォークと反クォークの対消滅により生成した W/Z 粒子から生成される。Higgs 粒子の質量が大きくなると生成断面積が小さくなる。終状態にゲージ粒子が観測される。

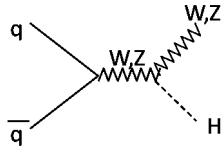


図 5.4: W/Z associate production

- top associate production  
対生成されたトップクォークから Higgs 粒子が生成される。そのため、必要なエネルギーが非常に大きい。湯川結合の情報を含んでいる。

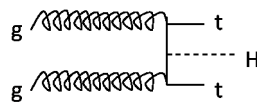


図 5.5: top associate production

## 第6章 Higgs粒子の崩壊

### 6.1 崩壊確率

$$M \rightarrow m_1 + m_2$$

のような一つの粒子が2つの粒子に崩壊する場合の崩壊確率は

$$d\Gamma = \frac{1}{32\pi^2 \hbar^2 c} \frac{|p_1|}{M^2} d\Omega |\mathcal{M}|^2 \quad (6.1)$$

$p_1$  は重心系での第一粒子の運動量であり、初めの粒子  $M$  の軸からの第一粒子の崩壊した立体角を  $\Omega$  とした。 $\mathcal{M}$  は行列要素である。 $d\Gamma$  を積分すると、結局崩壊確率は

$$\Gamma = \frac{1}{8\pi \hbar^2 c} \frac{|p_1|}{M^2} |\mathcal{M}|^2 \quad (6.2)$$

となる。

### 6.2 $H \rightarrow f\bar{f}$ の崩壊確率

まず、 $H \rightarrow f\bar{f}$  の崩壊確率を考える。行列要素は  $\mathcal{M} = g_f \bar{f} f$  で、 $g_f$  は(4.57)より

$$\begin{aligned} g_f &= \frac{m_f}{v} \\ &= \frac{gm_f}{2M_w} \end{aligned} \quad (6.3)$$

である。 $M_H \gg m_f$  と仮定すると  $\bar{f} f$  は  $M_H$  と近似できる。そして、4つの最終スピン状態があるので、行列要素は

$$|\mathcal{M}|^2 = 4 \frac{g^2 m_f^2}{4M_W^2} M_H^2 \quad (6.4)$$

よって崩壊確率は (6.2) より

$$\begin{aligned}
\Gamma_{H\bar{f}f} &\simeq \frac{1}{8\pi\hbar^2c} \frac{M_H}{M_H^2} |\mathcal{M}|^2 \\
&= \frac{|\mathcal{M}|^2}{16\pi M_H} \\
&= \frac{1}{4\pi} M_H \frac{g^2 m_f^2}{4M_W^2} \\
&= \frac{\alpha}{4} M_H \frac{m_f^2}{M_W^2} \tag{6.5}
\end{aligned}$$

### 6.3 $H \rightarrow WW$ or $ZZ$ の崩壊確率

つぎに、 $H \rightarrow WW$  の崩壊を考える。行列要素は

$$\mathcal{M} = g_W \epsilon \cdot \epsilon' \tag{6.6}$$

となる。ここで  $\epsilon, \epsilon'$  は W 粒子の偏極 4 元ベクトルで、W 粒子は 4 元運動量  $k_\mu = (k_0; \vec{k})$  と  $k'_\mu = (k'_0; \vec{k}')$  を持っていて

$$\epsilon \cdot \epsilon' \simeq \frac{k \cdot k'}{M_W^2} \tag{6.7}$$

という関係にある。 $M_H^2 \gg M_W^2$  の時  $k \cdot k' \simeq \frac{M_H^2}{2}$  と近似できる。(4.49) より  $g_W = gM_W$  である。これらを (6.7) に代入すると行列要素は

$$|\mathcal{M}| \simeq gM_W \frac{M_H^2}{2M_W^2} = \frac{gM_H^2}{2M_W} \tag{6.8}$$

$$|\mathcal{M}|^2 \simeq \frac{g^2 M_H^4}{4M_W^2} \tag{6.9}$$

となる。よって崩壊確率は (6.2) より

$$\begin{aligned}
\Gamma_{HWW} &\simeq \frac{1}{16\pi M_H} \frac{g^2 M_H^4}{4M_W^2} \\
&= \frac{\alpha M_H^3}{16M_W^2} \tag{6.10}
\end{aligned}$$

である。 $H \rightarrow ZZ$  の崩壊確率は同様に計算すると、まず行列要素は

$$|\mathcal{M}|^2 \simeq \frac{g^2 M_H^4}{16M_W^2} \tag{6.11}$$

となり崩壊幅は

$$\begin{aligned}\Gamma_{HZZ} &\simeq \frac{\alpha M_H^3}{16^2 M_W^2} \\ &= \frac{1}{16} \Gamma_{HWW}\end{aligned}\quad (6.12)$$

## 6.4 崩壊

Higgs 粒子はすぐに崩壊し、その仕方は Higgs 粒子の質量によって異なる。

$M_H < 2M_W$  時 Higgs 粒子は W 粒子や Z 粒子に崩壊することはできないので、 $M_H$  が小さいときはフェルミオンに崩壊する。その時の崩壊確率は (6.5) より

$$\Gamma_{H\bar{f}f} = \frac{\alpha M_H}{4 M_W^2} m_f^2$$

であり、質量  $m_f$  が大きいフェルミオンにほど、崩壊する崩壊確率は大きくなる。

そして、 $M_H > 2M_W$  の時は Higgs 粒子は W 粒子や Z 粒子、質量が重いフェルミオン  $t\bar{t}$  に崩壊する崩壊確率が高くなる。W、Z 粒子の崩壊確率は (6.10)、(6.12) より、

$$\begin{aligned}\Gamma_{HWW} &= \frac{\alpha M_H^3}{16 M_W^2} \\ \Gamma_{HZZ} &= \frac{1}{16} \Gamma_{HWW}\end{aligned}$$

となり、W 粒子の崩壊確率のほうが高いことがわかる。

REVIEW OF PARTICLE PHYSICS July 2008 よりそれぞれの粒子の質量は

$$\begin{aligned}M_W &= 80.398 \pm 0.025 \text{ GeV} & M_Z &= 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV} \\ m_t &= 171 \pm 2.1 \text{ GeV} & m_b &= 4.20_{-0.07}^{+0.17} \text{ GeV} & m_c &= 1.27_{-0.11}^{+0.07} \text{ GeV}\end{aligned}$$

である。これをもとに計算された LHC における Higgs 粒子の崩壊過程における分岐比 (すべての崩壊過程に対する、ある崩壊過程の割合) は以下の図ようになる。

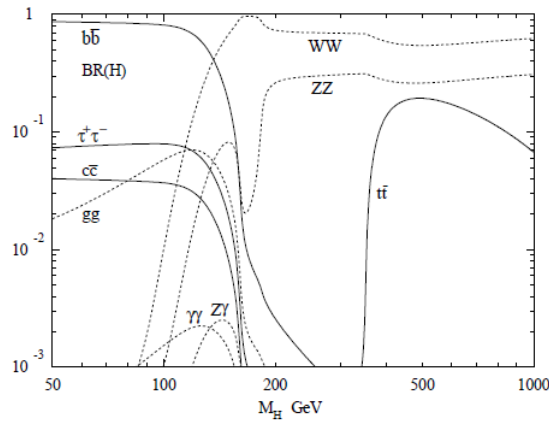


図 6.1: hep-ph/9803257 より抜粋 LHC における Higgs 粒子の崩壊過程に対する分岐比

では、詳しい質量領域での崩壊モードについて以下で説明する。

- $m_H < 125\text{GeV}$  の時の最も分岐比が最も大きいのは Higgs 粒子が崩壊できる粒子の中で ( $t$  を除いて) 質量の重い順に  $b, \tau, c$  に

$$\begin{aligned} H &\rightarrow b\bar{b} \\ H &\rightarrow \tau^+\tau^- \\ H &\rightarrow c\bar{c} \end{aligned}$$

である。しかしこれらの崩壊モードは陽子・陽子衝突によって発生するバックグラウンドとの見分けが難しい。

- $110\text{GeV} < m_H < 150\text{GeV}$  の時の重要な崩壊モードは  $H \rightarrow \gamma\gamma$  である。光子は質量 0 なので Higgs 粒子からいきなり光子への崩壊はおこらない。光子への崩壊は top や bottom、 $W^\pm$  のループを介して行われる。

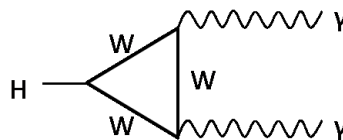


図 6.2:  $H \rightarrow \gamma\gamma$  の崩壊モード

この崩壊モードは  $b\bar{b}, \tau^+\tau^-, c\bar{c}$  の崩壊モードに比べてとても分岐比が小さい。しかし  $b\bar{b}, \tau^+\tau^-, c\bar{c}$  のモードには致命的なバックグラウンドがあるので、分岐比は小さいが、かろうじて狭い質量ピークの見えるこの崩壊モードが重要になってくる。この崩壊モードには  $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$  と  $gg \rightarrow \gamma\gamma$  によるバックグラウンドが存在し、バックグラウンド上の狭い質量のピークを観測しなければならない。したがって電磁カロリメータに優れた精度が要求される。さらに  $m_H$  が  $Z$  の質量に近いところでは  $Z \rightarrow ee$  もバックグラウンドとなる。この  $Z$  の崩壊の終状態に  $\gamma$  を1つか2つ含むためである。

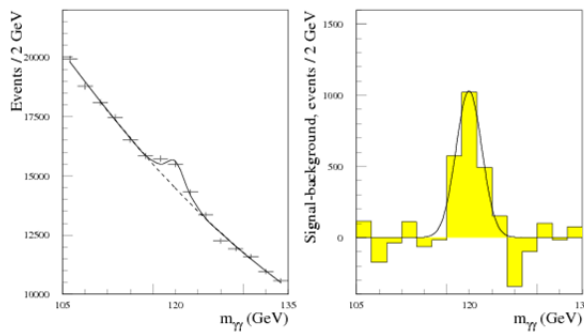


図 6.3: ATLAS detector and physics performance Technical Design Report より抜粋  $H \rightarrow \gamma\gamma$  の不変質量分布 左: バックグラウンドを含めたまま  $m_H = 120\text{GeV}$  にピークが見える 右: バックグラウンドを除去したもの

- $150\text{GeV} < m_H < 180\text{GeV}$  の範囲で最も分岐比が大きいのは  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$  の崩壊モードであることがわかる。しかしこのモードは終状態にニュートリノを含む。ニュートリノは透過率が高いので捕まえるのは難しい。さらにこのモードにも多数のバックグラウンドが存在し、解析は難しい。

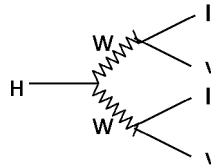


図 6.4:  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$  の崩壊モード



他のモードとは違い、この崩壊モードのときの  $m_H$  は2つのレプトンの運動量と横方向の消失運動量（2つのニュートリノの分）から計算される。横方向質量分布が  $m_H$  に関する。横方向質量分布  $m_T$  は

$$m_T = \sqrt{2p_T^{ll} E_T^{miss} (1 - \cos(\Delta\phi))} \quad (6.13)$$

となる。

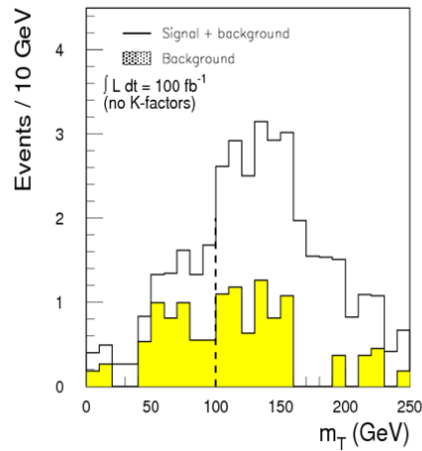


図 6.5: ATLAS detector and physics performance Technical Design Report より抜粋  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$  の横方向質量分布。  $m_H$  のところにピークがある。黄色はバックグラウンド。

- $120\text{GeV} < m_H < 2m_Z$  の時は  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  と崩壊する。この  $Z^*$  は仮想粒子である。仮想粒子とはエネルギー  $E$ 、運動量  $p$ 、質量  $m$  の間の関係  $E = p^2 + m^2$  を満たさない粒子のこと。  $150\text{GeV} < m_H < 180\text{GeV}$  の時は  $H \rightarrow WW$  のモードの分岐比が大きくなるので  $150\text{GeV} < m_H < 180\text{GeV}$  の付近では分岐比が小さくなる。
- $120\text{GeV} < m_H < 700\text{GeV}$  の時の重要な崩壊モードは  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  で、このモードは Higgs 探索の最も基本的なモードである。この崩壊モードは「gold-plated channel」とよばれている。  $150\text{GeV} < m_H < 180\text{GeV}$  の時は  $H \rightarrow WW$  のモードの分岐比が大きくなるので  $150\text{GeV} < m_H < 180\text{GeV}$  の付近では分岐比が小さくなるが、バックグラウンドとの見分けも簡単にできる。終状態のレプトンはミューオンの対が不変質量分布のピークがもっともきれいに見える。

したがって、検出器ではミュオン検出器が重要になってくる。

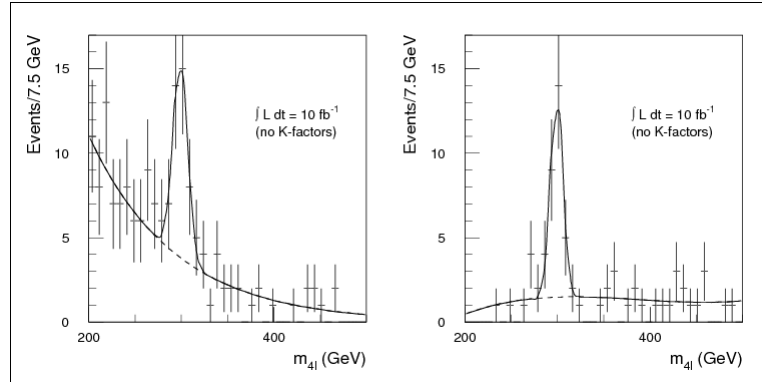


図 6.6: ATLAS detector and physics performance Technical Design Report より抜粋  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  の不変質量分布。  $m_H = 300\text{GeV}$  にピークがある (左) バックグラウンドを含めたままのもの。(右) バックグラウンドを取り除いたもの。

- $350\text{GeV} < M_H$  のとき  $H \rightarrow t\bar{t}$  の崩壊モードの分岐比が大きくなる。なぜ、 $t$  クォークの崩壊モードだけ他のフェルミオンとは違い  $M_H$  が高い領域で起こるのか。その理由は  $m_H$  が  $t$  クォーク 2 つ分の質量以上の時でないといけないためである。しかしこの崩壊モードにも陽子・陽子衝突によるバックグラウンドがあるため、このモードでの探索は難しい。
- $700\text{GeV} < m_H$  の時、Higgs 粒子の質量が  $\text{TeV}$  付近になると崩壊幅が広がり、バックグラウンドとの見分けが難しくなる。さらに、図 5.1 からわかる通り生成断面積は Higgs 粒子の質量が大きくなるにつれて減少している。そこで、この領域ではレートが高い  $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$  や  $H \rightarrow WW \rightarrow lvjj$  を用いて探索を行う。  $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$  は  $4l$  に崩壊するモードの 25 倍のレートでおこり、  $H \rightarrow WW \rightarrow lvjj$  は  $4l$  に崩壊するモードの 150 倍で、さらに  $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$  の 6 倍起こる。しかし、これらのモードにはピークがないので探索を行うには工夫が必要になる。これらのモードで崩壊する Higgs 粒子の生成方法を Vector Boson Fusion に限定するのである。

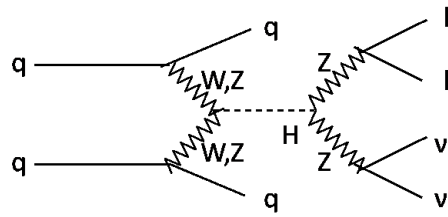


図 6.7: Vector Boson Fusion  $\rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$

Vector Boson Fusion の特徴で Higgs 粒子とともに前方に 2 つのクォークのジェットができる。この 2 つのジェットができることを条件とするとバックグラウンドを減らすことができる。

## 第7章 実験装置

### 7.1 LHC

スイスのジュネーブにある CERN (欧州原子核研究機構) に陽子・陽子衝突型加速器 LHC(Large Hadron Collider) が建設されている。



主リング周長	26.66 km
陽子エネルギー	7.0 TeV
ルミノシティ	$10 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$
入射エネルギー	450 GeV

表 7.1: LHC

図 7.1: 空から見た LHC

27km の地下トンネルには高エネルギーの陽子ビームの軌道を曲げるために長さが 14.3m もある強力な 8.4T の超伝導磁石 (ダイポールマグネット) を全部で 1232 台隙間なく配置したシンクロトロン加速器が設置されている。この実験は陽子をそれぞれ 7TeV に加速し、衝突させる実験である。1 秒間に約 10 億回という極めて高い頻度での陽子・陽子衝突が実現される。この実験によりビッグバンの 1 兆分の 1 秒後の高エネルギー状態を作り出し、質量起源の仕組みを担うヒッグス粒子や宇宙の暗黒物質の候補とされる超対称性粒子の発見などを目指している。

日本時間の 2008 年 9 月 10 日 17 時 28 分ごろ 0.45TeV の陽子ビームを入射しビームの周回に成功した。しかし同月 20 日にセクター 34 というエリアでトンネル内に大量のヘリウムガスが漏れ出し、運転を休止した。原因は 2 つの超伝導磁石を接続する電源ケーブルの接続不良の可能性があるとのこと。3 月末までにはセクター 34 のすべての磁石をトンネルに再配

置し、6月末までには冷却を完了させ、LHCへの入射を始められるようにする計画が進められている。

LHCの中には4つの検出器がある。

ATLAS	ヒッグス粒子等の新粒子探索
CMS	
ALICE	Pbを衝突させてクォーク・グルオン・プラズマ
LHC-b	CP非保存の研究

表 7.2: 検出器

Higgs粒子探索には陽子・陽子衝突実験よりも、素粒子である電子・陽電子を使った実験のほうがバックグラウンドが少なく、探索がしやすいはずである。では、なぜLHCは陽子を使った実験なのだろうか。その理由は電子や陽電子が制動放射によりエネルギーを損失することに原因がある。制動放射とは電子などの荷電粒子が加速度運動をするときに放射する電磁波のことで、そのために電子・陽電子ではHiggs粒子探索に十分なエネルギーが得られないのである。バックグラウンドは増えるものの、LHCでは7TeVの陽子を衝突させ、重心エネルギー14TeVの高エネルギーを作り出している。実効的な衝突エネルギーはおよそ数TeVであるが、Higgs粒子はおよそ100GeVから1TeVの領域にあるとされているので、十分なエネルギーである。

## 7.2 ATLAS 実験

ATLAS実験の最大の目的はHiggs粒子の探索である。 $80\text{GeV} < m_H < 1\text{TeV}$ の領域での探索を行う。

LHCでは25nsecごと(40MHz)に反応が起こるため、ATLAS検出器では毎秒1GByteという膨大な情報のなかからHiggs粒子に関する情報の解析を行う。そのため、重要になってくるのはHiggs粒子の崩壊モードの終状態に透過率が高い $\mu$ を含み、不変質量分布を組みやすい $H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu\mu\mu\mu$ の崩壊モードである。よって、ATLAS検出器ではミューオン検出器が重要になってくる。また、 $M_H$ が小さい領域では $H \rightarrow b\bar{b}$  or  $\tau^+\tau^-$ よりバックグラウンドが少ない $H \rightarrow \gamma\gamma$ が重要な崩壊モードである。しかし、このモードは分岐比も小さく、狭い質量のピークを観測しなければならない。そこで、 $\gamma$ を観測するための電磁カロリメーターも重要になってくる。

ATLAS検出器は世界最大の実験装置である。全長44m、高さ25m、半径12m、総重量7000t、1億チャンネルを超える読み出し電子回路を持つ。ATLASでは円筒座標系を使い、ビーム軸をZ軸、直交する半径方向をR軸、円周方向を $\phi$ と定義する。ある位置に飛んでくる粒子の数をNとすると、 $dN/d\eta$ が一定になるように定義する。このときの擬ラピディティ $\eta$ はZ軸

と、衝突点とある位置を結ぶ直線とのなす角  $\theta$  によって  $\eta = -\ln(\tan\theta/2)$  と定義する。

### 7.3 ATLAS の構造

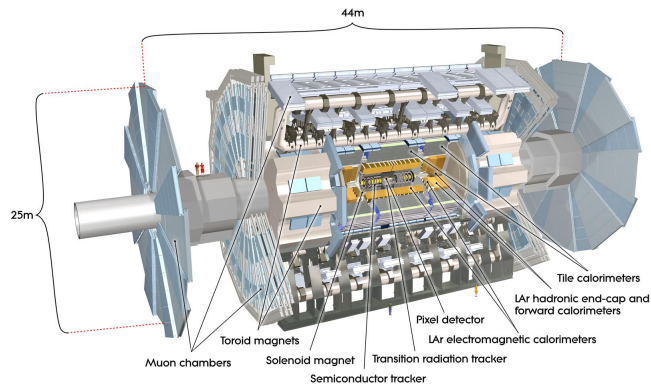


図 7.2: <http://www.atlas.ch/photos/index.html> より抜粋 ATLAS 検出器の全体像

ATLAS 測定器の以下のもので構成されている。

内部飛跡検出器	Pixel Detector
	SCT(Semi Conductor Tracker)
	TRT(Transition Radiation Tracker)
カロリメーター	Electromagnetic calorimeter
	Hadronic calorimeters
ミューオン検出器	MDT(Monitored Drift Tube)
	CSC(cathode Strip Chamber)
	RPC(Resistive Plate Chamber)
	TGC(Thin Gap Chamber)

表 7.3: ATLAS の構成要素

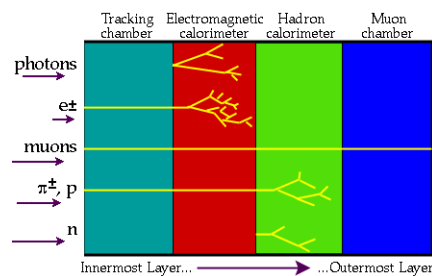


図 7.3: それぞれの粒子の捕えられる場所

### 7.3.1 内部飛跡検出器

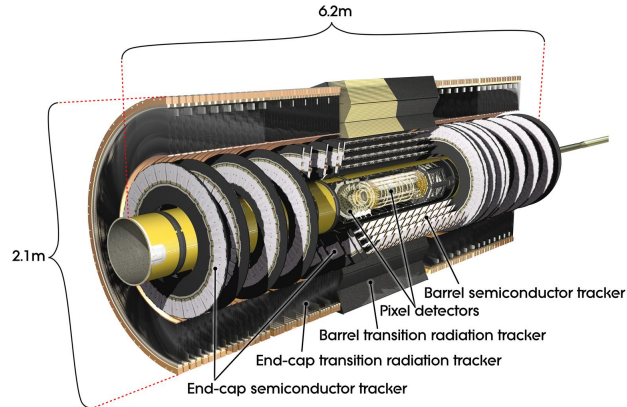


図 7.4: <http://www.atlas.ch/photos/index.html> より抜粋 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は荷電粒子の飛跡認識を目的とする検出器で、衝突点に一番近いところある。超伝導ソレノイド磁石による約 2T の磁場中に置かれているので、荷電粒子が磁場によって曲げられる大きさを測定することでその粒子の運動量を測定することができる。

- Pixel Detector  
一番衝突点に近いところにある半導体検出器。衝突点、崩壊点の決定をする役割。縦 22.4mm、横 62.4mm、厚さ  $150\mu\text{m}$  のセンサーと読み出し用のエレクトロニクスから構成されている。
- SCT(Semi Conductor Tracker)  
内部検出器内での配置の違いでパレルモジュール、フォワードモジュールの 2 種類がある。荷電粒子が半導体中を通過するとき、電子・ホールペアを作る特徴を利用している検出器。シリコンマイクロストリップ検出器(細長い帯状の半導体検出器)の電極に電子・ホールを集めて、電気信号として読み出し、数十  $\mu\text{m}$  の精度で荷電粒子が通過した場所を測定する。
- TRT(Transition Radiation Tracker)  
内部検出器内の物質と相互作用をして発生するバックグラウンドとしての電子と、衝突によって発生する電子を識別する役割。内部検出器の中では一番外側にあり、直径 4mm、最大長さ 144cm のストローのような飛跡検出器で、約 50000 本から構成される。遷移放射を利用している検出器。遷移放射とは荷電粒子が誘電率の異なる物

質の境界面を通過するとき電磁波を放射する現象である。TRTでは、荷電粒子がポリエチレン層を通過するときの遷移放射を測定する。電子は遷移放射によってX線を放射し、このX線を検出するためにXeガス(キセノンガス)を利用している。このXeガス中では $\pi$ 粒子等による電離が検出され、電離と遷移放射の区別が必要になる。

### 7.3.2 カロリメータ

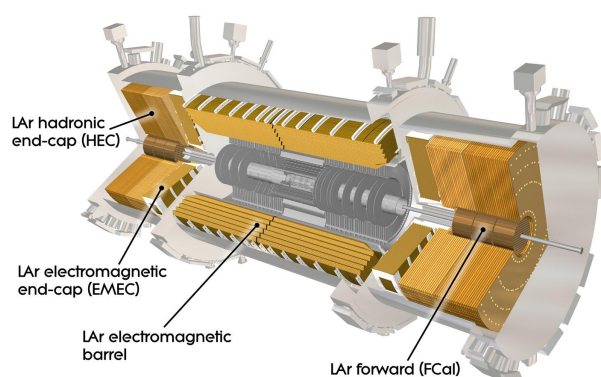


図 7.5: <http://www.atlas.ch/photos/index.html> より抜粋 カロリメータ

内側に放射線の耐久に優れた電磁カロリメータを設置し、外側にハドロンカロリメータが設置されている。

- Electromagnetic calorimeter  
電磁カロリメータの役割は電子、光子に電磁シャワーを起こさせて入射粒子のエネルギーを測定すること。アコーディオン構造が特徴である。
- Hadronic calorimeters  
ハドロンカロリメータの役割は陽子や $\pi$ 中間子等のハドロンのエネルギーをハドロンシャワーを起こさせ測定すること。
  - Tile calorimeter  
鉄の吸収体とシンチレータで構成
  - Liquid-argon hadronic end-cap calorimeter  
銅の吸収体と液体アルゴンで構成



- liquid-argon forward calorimeter  
銅およびタングステンの吸収体と液体アルゴンで構成

### 7.3.3 ミューオン検出器

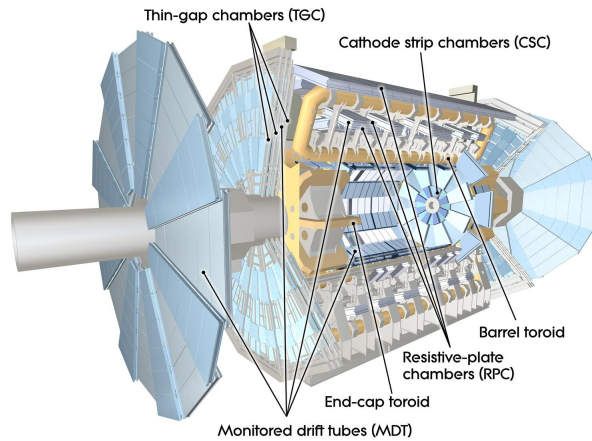


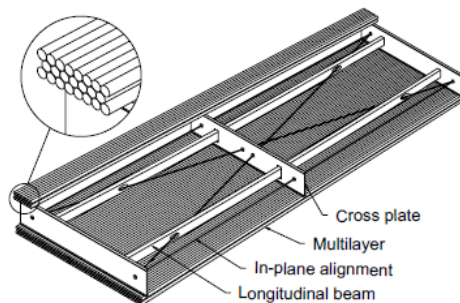
図 7.6: <http://www.atlas.ch/photos/index.html> より抜粋 ミューオン検出器

ミュオンを含む崩壊モードの不変質量分布のピークがきれいに見えることから、ATLAS 実験では衝突によってできたミュオンを捕まえることが重要になってくる。

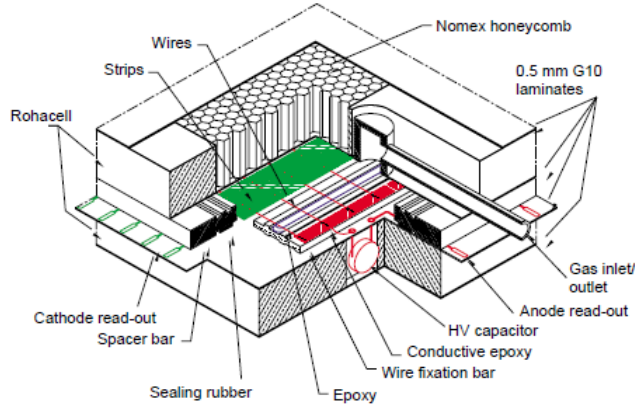
ミュオンは透過率が高く、カロリメーターの中で反応することなく飛んでくるので、ミュオン検出器は最も外側に配置されている。

運動量の精密測定のための MDT, CSC とトリガーのための RPC, TGC から成っている。

- MDT(Monitored Drift Tube)

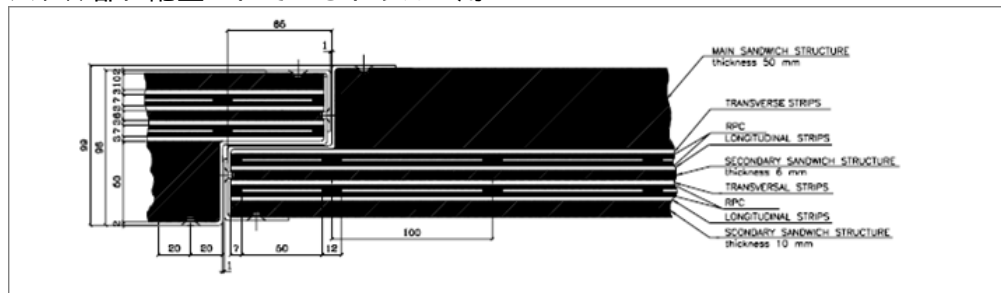


- CSC(cathode Strip Chamber)



- RPC(Resistive Plate Chamber)

バレル部に配置されているトリガー用



- TGC(Thin Gap Chamber)

エンド・キャップ部に配置されているトリガー用の検出器で、多線式比例計数管 (MWPC:Multi Wire Proportional Chamber) という構造。その構造は、3000Vの高電圧がかかった多数の細いワイヤーが張られており、ワイヤーとワイヤーの間には特殊なガスが入っている。ここへ荷電粒子が入ってくるとガスが電離され電子とイオンに分かれワイヤーに電子が集まり電気信号となる。

高いPtを持つミュオンをトリガーすることがこの検出器の目的である。トロイダルマグネットの磁場によってミュオンの飛跡は曲げられるのだが、高いPtを持ったミュオンは低いPtのミュオンより曲り具合が小さい。この特徴を使い、高いPtのミュオンをトリガーする。

高いPtをもつミュオンをトリガーしたい理由は、Higgs粒子が崩

壊したときに出てくる2次粒子は  $P_t$  (ビーム軸に垂直な運動量) が大きいという特徴があるためである。  
全部で約 3600 枚設置されている。

以上が ATLAS 検出器の代表的な構造である。このように ATLAS 検出器は理論に基づき、Higgs 探索に最も適した構造になっている。細部まで計算し尽くされた無駄のないその姿には芸術性を感じるの私だけではないはずだ。膨大なデータの中から重要な事象を選び出し、Higgs 粒子探索に向けこれから実験が開始される。Higgs 粒子が発見される日も遠くはないだろう。

## 第8章 まとめ

標準理論では物質の質量のすべての原因は Higgs 粒子との相互作用によるものということになっていることがわかった。Higgs 粒子との相互作用の強さがその粒子の質量を決めていて、Higgs 場との結合定数とその粒子の質量に比例している。

Higgs 粒子の探索方法は Higgs 粒子の質量によって異なる崩壊モードのそれぞれに対応して最も適したものをを用いて探索が行われていることがわかった。

今年の夏ごろ LHC での実験が再開される。高エネルギーの陽子・陽子衝突によりたくさんの粒子が生成・崩壊を繰り返し、膨大なデータとなって私たちに真実を教えてくれることだろう。Higgs 粒子が発見によって標準模型に終止符が打たれる時はすぐそこまで来ている。今後の LHC に注目していきたい。

しかし、Higgs 粒子が発見されたとしても全ての謎が解明されるわけではない。

- 弱い相互作用がなぜ左巻きにしか働かないこと
- フェルミオンと Higgs 粒子の相互作用の法則
- ダークマターの候補とされる超対称性粒子の発見
- 真空期待値がダークエネルギーの観測と桁違いに異なっていること

これらはまだ謎のままである。

最後に今年度南部陽一郎氏がノーベル賞を受賞した。その受賞理由は Higgs 機構には欠かすことができない「自発的対称性の破れ」の理論である。この記念すべき年に関連する卒論を書き、学ぶことができたことをうれしく思う。さらに、LHC 実験が Higgs 粒子発見の際にはノーベル賞を受賞できることを期待し、実験がこれからも安全に続くことを祈りながらこの論文を完成とする。

## 第9章 謝辞

この論文はたくさんの人の支えのもと完成しました。ここで、感謝の気持ちを表したいと思います。

まず、本間先生に感謝します。最初から最後まで様々なアドバイスをいただき、助けてもらいました。先生のお話はいつも興味深くて、私は先生の話聞くのが好きでした。ご指導ありがとうございました。

次に杉立先生に感謝します。クオーク研究室という学ぶ場をあたえてくださりありがとうございました。前期のセミナーでは学問はもちろん、前に立って人に説明する難しさを学びました。ポスター発表や、今後に生かしていきたいです。

また、志垣先生、鳥井さん、洞口さんに感謝します。卒論、前期のラボエク、ミーティングなどたくさんの場面でご指導いただきました。ありがとうございました。

そして、クオーク研究室の先輩方、坂君、坂口君に感謝します。卒論関係だけでなく、日常的にも相談やアドバイスをいただき、楽しく1年を過ごすことができました。クオーク研究室に来て心から良かったとおもいます。ありがとうございました。

最後に両親に感謝します。遠く離れていても困った時は力になってくれた父。電話やメールでちょっとしたことでも相談にのってくれた母。2人は自慢の両親です。

すべてを書くことができないことが残念ですが、この論文を通してたくさんのひとに支えられていることを改めて感じました。本当にありがとうございました。

平成 21 年 2 月 20 日

山本知美

## 関連図書

- [1] ゲージ場入門 I.J.R. エイチスチン/著 藤井昭彦/訳 講談社
- [2] ゲージ理論入門 I (第 2 版) 電磁相互作用 同上
- [3] ゲージ理論入門 II (第 2 版) 弱い相互作用と強い相互作用 同上
- [4] <http://atlas.kek.jp/sub/photos/>
- [5] <http://atlas.kek.jp/physics/index.html>
- [6] 素粒子の世界 相原博昭 東京大学出版会
- [7] ゲージ場の量子論 I 九後太一郎著 新物理シリーズ 23 培風館
- [8] ゲージ場の量子論 II 同上
- [9] ゲージ場の理論 藤川和夫著 岩波講座現代の物理学 岩波書店
- [10] 素粒子物理 戸塚洋二 岩波書店
- [11] Modern Elementary Particle Physics Gordon Kane Updated Edition
- [12] 素粒子物理学 坂井典佑 培風館
- [13] PHYSICS LETTERS B REVIEW OF PARTICLE PHYSICS JULY 2008
- [14] <http://atlas.kek.jp/sub/photos/Physics/PhotoPhysicsSM.html>
- [15] <http://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/asai/pamph/koene-newsfinal.pdf>
- [16] <http://members3.jcom.home.ne.jp/nososnd/field/sb.pdf>
- [17] <http://homepage3.nifty.com/canno/osaka-u.ac.jp/higgs.html>
- [18] 神戸大学自然科学研究科物理学専攻 一宮亮 平成 13 年 2 月 修士論文 ATLAS 実験前後方ミュオントリガシステム用 Sector Logic

- [19] 神戸大学自然科学研究科物理学専攻 大町千尋 平成18年3月9日  
修士論文 ATLAS 実験におけるシミュレーションを用いたエンド  
キャプトリガーの性能評価