

標準模型におけるヒッグス粒子探索実験の検討
Comparison of Standard Model Higgs
search experiments

米田哲治

1079077B

高エネルギーハドロン実験研究室

2月8日

概要

素粒子物理学において確固たる地位を築いてきた標準模型は、 $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ ゲージ群で表されるゲージ理論である。この標準模型は3つの力である強い力、電磁気力、弱い力を表し、この理論から予想される値は実験値とよく一致している。しかし、この理論は素粒子に質量を与えるヒッグスという未知の粒子を仮定しており、その粒子が存在しなければこの理論は完成したとは言えない。よって、世界中の素粒子物理学者たちがこの粒子を探しており、現在 TEVATRON で実験が行われている。また、ヨーロッパではハドロン衝突実験の LHC が2006年に実験開始するよう計画され、そして、日本では電子陽電子線形衝突実験の JLC が計画されている。

本研究では、標準模型においてヒッグス粒子が素粒子の質量を与える機構と、具体的にその質量がどのように表されるのかについて理解を深めた。また、標準模型で考えられるヒッグス粒子の質量の推定値とその質量領域でのヒッグス粒子の崩壊確率を調べ、LHC と JLC のヒッグス探索実験がどのような反応をどのようにして測定するのかについて調べた。そして、ヒッグスを含む反応の事象数を調べ、その条件でどちらがヒッグス粒子発見の可能性が高いかを比較した。

その結果、ヒッグスの質量が低い領域では LHC よ JLC は同じくらいの事象数だが、高い領域では LHC の方が JLC よりも事象数が高いことがわかった。

目次

<u>1 . 序論</u>	5
<u>1 . 1 . 動機</u>	5
<u>1 . 2 . ヒッグス質量</u>	5
<u>1 . 3 . LHC</u>	6
<u>1 . 4 . JLC</u>	6
<u>1 . 5 . 本研究</u>	7
<u>2 . 標準模型</u>	8
<u>2 . 1 . 素粒子論</u>	8
<u>2 . 1 . 1 . 素粒子論</u>	8
<u>2 . 1 . 2 . 標準模型</u>	8
<u>2 . 1 . 3 . ラグランジアン形式</u>	9
<u>2 . 2 . ゲージ理論</u>	9
<u>2 . 2 . 1 . 大域的ゲージ変換</u>	9
<u>2 . 2 . 2 . 局所ゲージ変換</u>	9
<u>2 . 2 . 3 . ゲージ理論</u>	10
<u>2 . 3 . ヒッグスメカニズム</u>	10
<u>2 . 3 . 1 . ヒッグスメカニズム</u>	10
<u>2 . 3 . 2 . 電弱理論</u>	12
<u>2 . 3 . 3 . 分岐比</u>	14
<u>2 . 3 . 4 . ヒッグス質量の推定値</u>	16
<u>3 . 考察</u>	18
<u>3 . 1 . 評価方法</u>	18

<u>3 . 2 . LHC の検出方法</u>	18
<u>3 . 3 . JLC の検出方法</u>	20
<u>3 . 4 . 事象数の比較</u>	21
<u>4 . まとめ</u>	23
<u>5 . 謝辞</u>	24
<u>参考文献</u>	25

1 . 序論

1 . 1 . 動機

自然界の4つの力を統一する原理は本当にあるのだろうか？何千年もの昔から人類は自然界を記述する原理を探し求めてきた。現代では3つの力を記述するだろうと言われている標準模型というものが考え出された。この標準模型は様々な実験の精密検査に耐えてきたが、その中で重要な位置をしめるヒッグス粒子というものが未だ発見されていない。ヒッグス粒子が存在すれば標準模型が完成されたと言える。よって、その粒子の探索が世界中の研究者たちによって行われている。そして、確実にヒッグスを発見するために現在2つの大掛かりな実験 LHC と JLC が計画されている。

私は自然は一体どのような原理に基づいているのか、また、どのように記述されているのかを少しでも知りたいと思っている。よって、現代素粒子論で確固たる地位を築いてきた標準模型についての知識を深めたいと思った。また、その理論が必要としているヒッグス粒子を LHC と JLC のどちらが発見する可能性が高いのかを知りたいと思った。

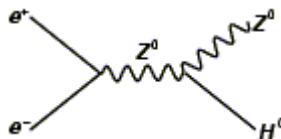
1 . 2 . ヒッグス質量

ここでは、現在(2002年2月)までにヒッグスの質量について調べられたことを簡単に述べる。

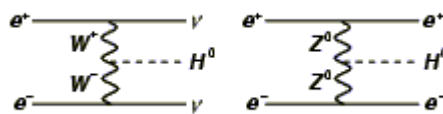
電子陽電子円形加速器の LEP1 では60 GeV よりも軽いヒッグス粒子の存在は否定された。この実験では、Z ボソンが生成され、これがヒッグスを振りほどき、その後、崩壊すると言った過程を調べた。

LEP2 では次のような反応が測定された。

- a 電子陽電子の衝突により Z^* が発生し、その後それが、ヒッグスと Z に分裂する。



- b. 電子陽電子がともに W^\pm を出し、ニュートリノに変わる。 W^\pm は衝突して ヒッグスを発生する。(W-W fusion)
c. b の W^\pm を Z^\pm に換えた反応が起こる。(Z-Z fusion)



b

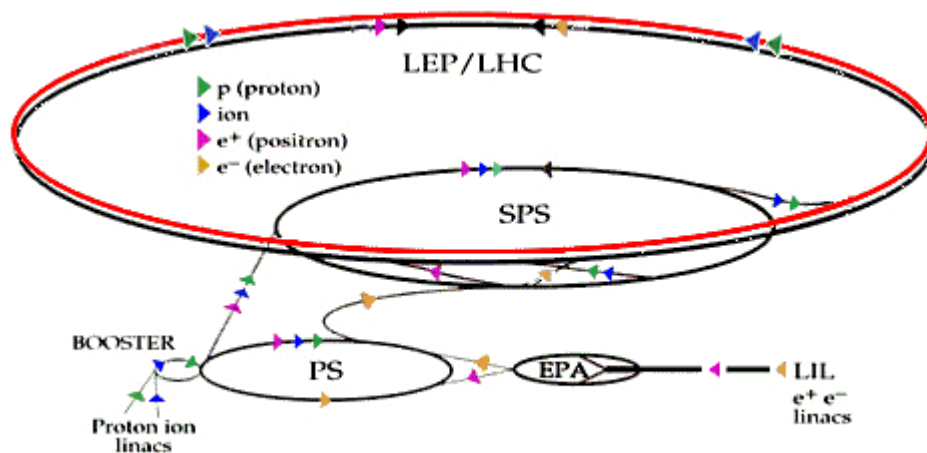
c

これらの実験により LEP II においては、ヒッグス質量は 113GeV の質量まででないことが確認された。

2000年9月 LEP2 で 115GeV のヒッグス質量があると騒がれたが、精度が不十分でありヒッグス粒子とは断定されなかった。

現在実験中の TEVATRON では、 120GeV までのヒッグスについて調べることができると言われている。

1.3. LHC



LHC (Large Hadron Collider)は LEP2 の拡大版。2006年実験開始予定。中心衝突エネルギーは 14TeV に達すると計画されている。LHC はスイスのヨーロッパ原子核機構 (CERN) で建設されている。文字どおりハドロンとハドロンの円形衝突実験である。ハドロンは複合粒子であるから、ハドロンジェットが起こるのでバックグラウンドが多い。よって、精密実験が難しい。しかし、エネルギーを高くすることができる。

1.4. JLC



JLC (Japan Linear Collider)は日本が中心となって、計画中の実験であるが、いつ

からはじまるのか、また、どこに建設するのかなど未定な部分が多い。従来の円形な加速器での実験ではなく線形の電子陽電子衝突実験である。電子陽電子円形加速器では、ある程度エネルギーが高くなると、電子陽電子が放射光を出しエネルギーを放出してしまうので、ヒッグス粒子探索に必要なエネルギーを得ることは不可能である。しかし、この JLC のような電子陽電子線形衝突では、エネルギー放出がないので必要なエネルギーが得られる。また、ハドロンコライダーと違い終状態に余分な粒子がないために、最も崩壊率の大きい基本粒子のジェットを検出でき精密測定が可能である。このとき、ハドロン衝突実験ほどエネルギーを高くすることはできないが、そのエネルギーの 10 分の 1 ぐらいが検出する反応に関わるので JLC はそれほど不利とは言えない。

第一期 JLC 計画では重心系エネルギーは 300 ~ 500 GeV を計画している。JLC ではそもそも超対称性を仮定した理論を考慮に入れている。超対称性を考慮に入れるとヒッグス粒子の数は少なくとも 5 つあり、一番軽い粒子は 150 GeV よりも軽いと推定されている。よって、この第一期計画では 150 GeV 以下のヒッグスを探すことを最大の目標とし、その領域までのシミュレーションを行っている。ヒッグスがこの領域で見つければその質量の精密測定をし、見つからなければ超対称性が成り立たなくなる。(ただし、本研究では超対称性は考慮に入れていない。)

第二期計画では重心衝突エネルギーをさらに上げ TeV 領域までの物理を探索することを目標にしている。JLC では第一期計画の結果をもとに、第二期計画の行うべき高エネルギー領域の電子陽電子衝突実験の目標を具体的に決めようとしている。

1.5. 本研究

標準模型においてヒッグス粒子が素粒子の質量を与える機構と、具体的にその質量がどのように表されるのかについて理解を深めた。また、標準模型で考えられるヒッグス粒子の質量の推定値とその質量領域でのヒッグス粒子の崩壊確率を調べ、LHC と JLC のヒッグス探索実験がどのような反応をどのようにして測定するのかについて調べた。そして、ヒッグスを含む反応の検出効率がどのくらいの量になるのかを知り、どちらが発見の可能性が高いかを調べた。

その結果、ヒッグスの質量が低い領域では LHC よ JLC は同じくらいの事象数だが、高い領域では LHC の方が JLC よりも事象数が高いことがわかった。

2 . 標準模型

2 . 1 . 素粒子論

2 . 1 . 1 . 素粒子論

自然界には四つの力である電磁気力、弱い力、強い力、重力が存在する。電磁気力は電荷を持った粒子の符号が逆のときは引きつけ合い、同じときは反発する力を表す。弱い力は、中性子の崩壊のときに働く力である。強い力はクォークとクォークを結びつけ、ハドロンやメソンを形づくる力である。重力は日常生活に馴染み深く、十分知られているように質量をもった物質同士に働く力である。

素粒子論は、素粒子とこれら四つの力を存在の対称性と相互作用のゲージ不変性というもので記述する。存在の対称性とは、陽子と中性子は一見すると違うものに見えるが、実はそうではなく、1粒子の別々の顔であると考えられることである。これは、アップクォークとダウンクォーク、電子と電子ニュートリノの関係にも当てはまる。下の素粒子表の上と下がその関係である。

物質を構成している素粒子の一覧表

	世代 I	世代 II	世代 III
q (クォーク)	$\begin{pmatrix} u(\text{アップ}) \\ d(\text{ダウン}) \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c(\text{チャーム}) \\ s(\text{ストレンジ}) \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t(\text{トップ}) \\ b(\text{ボトム}) \end{pmatrix}$
l (レプトン)	$\begin{pmatrix} n_e \\ e^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} n_m \\ m^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} n_t \\ t^- \end{pmatrix}$

四つの力の理論はすべてゲージ原理に基づく理論である。しかし、重力はまだ量子化されていない。

2 . 1 . 2 . 標準模型

標準模型は $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ のゲージ群に基づくゲージ理論である。電磁気力と弱い力の相互作用は $SU(2) \times U(1)$ のゲージ群量子電磁気学 (QED) によって記述され、強い力の相互作用は $SU(3)$ のゲージ群量子色力学 (QCD) によって記述される。三つの力は低いエネルギー領域ではバラバラである。しかし、エネルギーを高くすると電磁気力と弱い力が統一される。また、さらにエネルギーを高くすると強い力も統一される可能性がある。

重力もゲージ理論であるがまだ量子化されていない。

ここでゲージについて少し説明する。量子力学において波動関数の二乗が確率を与えるが、そのとき、ゲージ (位相) は不定である。例えば、波動関数を (x) とすると、

$$f(x) = e^{ib} a(x), f^*(x) = e^{-ib} a^*(x)$$

$$\langle f | f \rangle = (\text{確率})$$

(a : 規格化されている, b : ゲージ(位相) は任意)

となりゲージは不定である。このことを一般化したものがゲージ不変性(位相不変性)である。

それでは、相互作用はどのように記述されるのか？それは場を量子化することによって記述する。粒子間の相互作用は、一方の粒子が作る場に他方の粒子が力を受けるというように考える。この理論においては、場を量子化することによって媒介粒子の生成・消滅演算子で表現し、媒介粒子が粒子間でやり取りされることによって相互作用を表す。例えば、電磁場について考えてみると、電磁場は量子化されたとき γ を生成し、他の電荷をもつ粒子に吸収されて力を伝達する。

力を媒介する粒子は

γ ; 電磁気力

Z^0, W^\pm : 弱い力

g : 強い力

2.1.3. ラグランジアン形式

それでは具体的に相互作用を記述するためには、場をどのように扱ったらよいのだろうか？それにはラグランジアンを使うのである。ラグランジアンは質点のような非連続的な系の運動を記述するものであり、また、連続体のような連続的に変化する系の運動も記述する。それがもっと拡張された標準模型でのラグランジアンは場を表す。そして、場のラグランジアンを扱うことにより素粒子間の相互作用を記述するのである。

2.2. ゲージ理論

2.2.1. 大域的ゲージ変換

この変換は、各時空の場に同位相変換をする変換である。この時、ラグランジアンが不変であるのならば、このラグランジアンは大域的ゲージ変換不変であるという。以下に示す複素スカラー場のラグランジアン L は、すぐわかるように大域的ゲージ変換で不変である。

$$f \rightarrow f' = \exp(-ia) f, f^* \rightarrow f'^* = \exp(ia) f^* (\text{大域的ゲージ変換})$$

$$L = \partial_\mu f^* \partial^\mu f - m f^* f$$

2.2.2. 局所ゲージ変換

この変換は大域的ゲージ変換と違い、時空の各点において変換する位相が一定ではない。この場所によって違う位相を $\theta(x)$ とする。このとき、ラグランジアンが局所ゲージ変換不変であるためには、微分を共変微分に変えなければならない。この時出てくるベクトル場がゲージ場である。以下に示すラグランジアン L は、計算してみると局所ゲージ変換不

変であることがわかる。

$$f \rightarrow f = \exp(-ia(x)), f^* \rightarrow f^* = \exp(ia(x)) \text{ (局所ゲージ変換)}$$

$$\partial_m \rightarrow D_m = \partial_m - ieA_m \text{ (微分} \rightarrow \text{共変微分)}$$

$$L = (D_m f)^* (D^m f) - m^2 f^* f$$

2.2.3. ゲージ理論

ゲージ理論の原理であるゲージ原理とは、運動法則は局所ゲージ変換で不変であるということである。この変換に対して不変であるということ、つまり、対称性が存在するとき、相互作用が決まりますが、それがゲージ理論の最大の特徴であります。

ここで局所ゲージ変換不変なラグランジアン の作り方の大雑把な説明をします。まず、スカラー場とは限らず、内部自由度を含んだ一般の物質場 の自由場ラグランジアンを書く。自由場ラグランジアンとは、それをオイラー方程式に代入したときに自由場の運動方程式が出てくるラグランジアンであり、大域的対称と繰り込み可能性から決まる。そして、局所ゲージ変換不変にするために微分を共変微分に換える。すると物質場 とゲージ場の相互作用が一意に決まる。そして、局所ゲージ変換不変なゲージ場の自由ラグランジアンを加える。これで、局所ゲージ変換不変なラグランジアンが得られます。

2.3. ヒッグスメカニズム

2.3.1. ヒッグスメカニズム

ゲージ理論ではラグランジアンにあらかじめ質量をゼロとしておく。そして、ヒッグスメカニズムというものを考え、そのメカニズムによって素粒子が質量を持つようになる。そして、そのとき現れる粒子をヒッグスというのである。

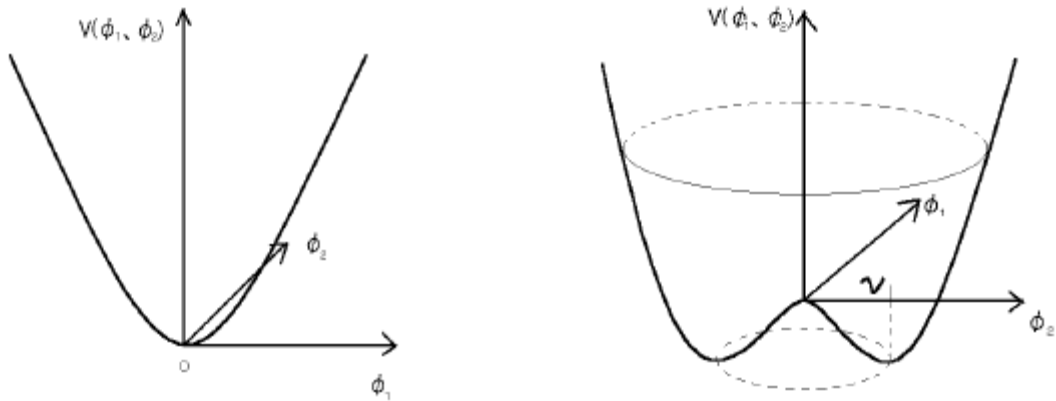
つまり、ヒッグスは素粒子に質量を与える粒子とすることができる。

ここでは、素粒子が質量を獲得する機構を簡単な複素スカラー場で示す。この複素スカラー場が出てくるゲージ場は電磁場である。

まず、ヒッグスポテンシャルが次のような形で表されているとする。

$$V(f) = m^2 f^* f + \lambda (f^* f)^2$$

ここで、 $m^2 > 0$ であるのならば V は左図のようになるが、 $m^2 < 0$ であるのならば右図のようになる。



ところで、ポテンシャルが極小値を取るときは真空状態になる。よって、 $m^2 > 0$ のときは、 $f = 0$ が真空になるときの値である。しかし、 $m^2 < 0$ のときは、 $f = u$ ($\neq 0$) (ポテンシャルが極小値を取る値) が真空になるときである。このとき、 f を u からのずれとして表すと

$$f = \frac{1}{\sqrt{2}}(u + H) \exp(i\mathbf{x}(x))$$

となる (が、局所ゲージ変換より因子の $\exp(i\mathbf{x}(x))$ を消すことができる)。

以下に示す式を見てみる。第一項は複素スカラー場の共変微分の項であり、第二、三項はヒッグスポテンシャルである。そして、第四項はゲージ場の自由ラグランジアンである。このとき、ラグランジアンは局所ゲージ変換 $U(1)$ において不変である。しかし、複素スカラー場の真空期待値を 0 から u に定義し直すことにより、ラグランジアンの $U(1)$ 対称性は破れ(自発的対称性の破れ)、複素スカラー場は質量を持った実スカラー場になり、質量のなかったベクトル場(ゲージ場)は質量のある縦波成分を持ったベクトル場になる。このようにはじめ質量がなかった場が質量を獲得する機構をヒッグスメカニズムという。

$$L = (D_\mu f)^* (D^\mu f) - V(f) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

$$\downarrow (f = \frac{1}{\sqrt{2}}(u + H))$$

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2} (2lu^2) H^2 + \frac{1}{2} (gv)^2 A_\mu A^\mu - luH^3 - \frac{l}{4} H^4 + g^2 uH A_\mu A^\mu$$

$$- \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + (\text{constant})$$

(u : 真空期待値 H: ヒッグスポソン、

A_μ : ゲージ場 (この場合電磁場)、 g : 結合定数)

(ここで、 $F_{mn} = \partial_m A_n - \partial_n A_m$ である。)

2.3.2. 電弱理論

この理論は文字どおり電磁力と弱い力を統一的に説明する理論である。この理論は $SU(2) \times U(1)$ ゲージ群で記述される。この時出てくるゲージ場は4つあるがそのうち2つの組み合わせで Z ボソンと光子が表され、残りの2つのゲージ場により W ボソンが出てくる。光子は電磁気力を媒介し、残りのボソンは弱い力を媒介する。また、光子は別であるが、残りのボソンはヒッグスボソンとの相互作用により質量を獲得する。

$$L = \sum_{f=q,l} \bar{j}_f i g^m \partial_m j_f \quad (\text{フェルミオンの自由場ラグランジアン})$$

$$\partial_m \rightarrow D_m = \partial_m - i g_1 \frac{Y}{2} B_m - i g_2 \frac{\mathbf{t}^i}{2} W_m^i \quad (\text{共変微分})$$

(Z, W とゲージ場 B_μ, W_μ^i の関係)

(g_1, g_2 は $U(1), SU(2)$ の結合定数である。)

ここで、ヒッグス場を $\mathbf{f} = \begin{pmatrix} \mathbf{f}^+ \\ \mathbf{f}^0 \end{pmatrix}$, $\mathbf{f}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{f}_1 + i\mathbf{f}_2)$, $\mathbf{f}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{f}_3 + i\mathbf{f}_4)$ とおき、ポテン

シャルを $V(\mathbf{f}) = m^2 \mathbf{f}^+ \mathbf{f} + \lambda (\mathbf{f}^+ \mathbf{f})^2$ とすると、ヒッグス場のラグランジアンは

$$L = \partial_m \mathbf{f}^+ \partial^m \mathbf{f} - V(\mathbf{f})$$

となる。ここで、微分を上の方の共変微分に変えて、 $m^2 < 0$ のとき、ヒッグス場を真空期待値からのずれとして表すと、

$$\mathbf{f} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \mathbf{u} + H(x) \end{pmatrix}$$

と書くことができる。これを L の第一項に代入し、

$$W_m^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_m^1 \pm i W_m^2)$$

と W^\pm を定義すると、

$$\left(\frac{g_2 \mathbf{u}}{2} \right)^2 W_m^+ W_m^-$$

となり、 W^\pm 質量は

$$\frac{g_2 \mathbf{u}}{2}$$

となることわかる。この粒子は弱い力の相互作用を媒介する粒子であり電荷を持つ。また、 Z を

$$Z_m = \frac{1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} (g_1 Y_L B_m + g_2 W_m^0)$$

$(Y_L = -1)$

とすると、 Z の質量は

$$\frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2} \mathbf{u}$$

となる。この粒子は弱い力の相互作用を媒介する粒子であり電氣的に中性である。

また、ヒッグスポテンシャルより、ヒッグスの質量 M_H が求められる。

$$\sqrt{2} \mathbf{u}$$

次に、ヒッグス場とレプトン L の相互作用を考えるが、そのラグランジアンは

$$L_{Yukawa} = g(\bar{L} f e_R + f^\dagger e_R L)$$

と書ける。ここで、先ほどと同じように \mathbf{u} を真空期待値からのずれとして表すと

$$L_{Yukawa} = \frac{g \mathbf{u}^-}{\sqrt{2}} e e + \frac{g^-}{\sqrt{2}} e e H$$

と表すことができる。よって、上からわかるように電子とヒッグス場の結合定数 Y_f は

$$Y_f = \frac{g}{\sqrt{2}}$$

と表せるので、電子(フェルミオン)の質量は $M_f = Y_f \mathbf{u}$ となる。

以下に今までに求めたそれぞれの質量の一覧表を書く。

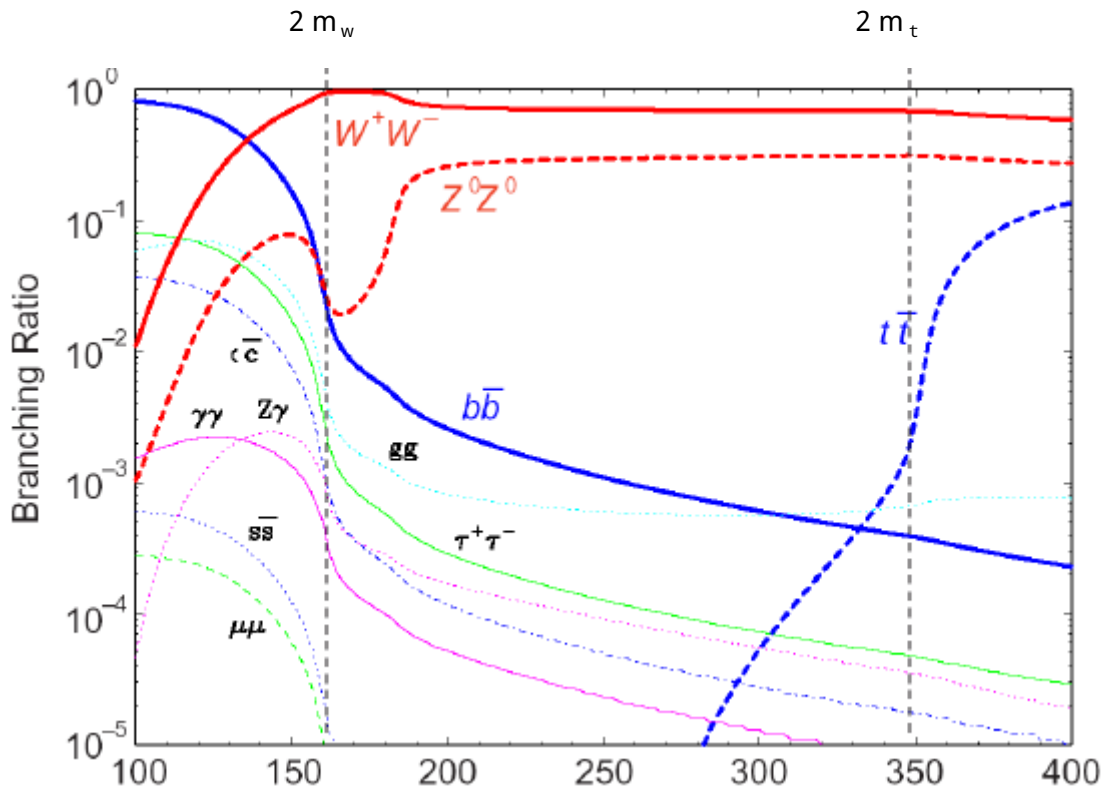
W	Z	M_f	M_H
$\frac{g_2 \mathbf{u}}{2}$	$\frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2} \mathbf{u}$	$Y_f \mathbf{u}$	$\sqrt{2} \mathbf{u}$

次に電弱理論におけるラグランジアンでヒッグスに関わることを書く。

$$\begin{aligned}
L &= (D_m f)^\dagger (D^m f) - V(f) - \sum_{f=q,l} \frac{m_f}{u} \bar{j} j_f f \\
&= \frac{1}{2} (\partial_m H \partial^m H - m_H^2 f^2) - l u f^3 - l \frac{H^4}{4} \\
&\quad - (\sqrt{2} G_F)^2 \sum_{f=q,l} m_f H \bar{j} j_f + 2 (\sqrt{2} G_F)^2 H (m_W^2 W^+ W^- + \frac{m_Z^2}{2} Z_m Z^m) \\
&\quad + \sqrt{2} G_F H^2 (m_W^2 W^+ W^- + \frac{m_Z^2}{2} Z_m Z^m) \\
&\quad (\text{ただし、 } g_W = \frac{e}{\sin q_W} = 2 (\sqrt{2} G_F)^{\frac{1}{2}} m_W, g_Z = \frac{e}{\sin q_W \cos q_W} = 2 (\sqrt{2} G_F)^{\frac{1}{2}} m_Z \\
&\quad , \frac{g_W}{2 m_W} = \frac{1}{u} = (\sqrt{2} G_F)^{\frac{1}{2}} \cong (246 \text{ GeV})^{-1} \\
&\quad \dots \dots \dots (1)
\end{aligned}$$

2.3.3. 分岐比

ヒッグスの分岐比 (Branching Ratio) は下の図のようになる。



横軸はヒッグスの質量であり、縦軸は分岐比である。本研究では図の範囲のヒッグス探索を検討する。

それではこれからこの図がどのようにすれば書けるのかを示していきます。

ヒッグスが関係するラグランジアンは、(1)のように書けるので、ヒッグスと Z^0 、 W^\pm 、ヒッグスとフェルミオン f の相互作用がわかる。よって、ヒッグスが ZZ, WW, ff に崩壊する行列要素が表せるので、それぞれの部分幅を求めることができる。

例えば、質量 m_H ヒッグスが WW に崩壊するとき、部分幅 ($H \rightarrow WW$) は、

$$(H \rightarrow WW) = \frac{G_F m_H^3}{8\sqrt{2}p} (1 - 4y_W^2 + 12y_W^4)(1 - 4y_W^2)^{\frac{1}{2}}$$

(ここで、 G_F : フェルミ定数、 $y_W = \frac{m_W}{m_H}$, m_W : W の質量)

となる。ここで、部分幅は H の質量の三乗に比例する。また、 ZZ に崩壊するとき、部分幅 ($H \rightarrow ZZ$) は、

$$(H \rightarrow ZZ) = \frac{G_F m_H^3}{16\sqrt{2}p} (1 - 4y_Z^2 + 12y_Z^4)(1 - 4y_Z^2)^{\frac{1}{2}}$$

(ここで、 $y_Z = \frac{m_Z}{m_H}$, m_Z : Z の質量)

である。ここでも、 W と同じように、部分幅は H の質量の三乗に比例する。よって、 m_H

m_Z のとき、

$$(H \rightarrow WW) \cong 2 (H \rightarrow ZZ)$$

であり、確かに図はそのようになっている。

また、フェルミオンに崩壊するとき、部分幅は

$$(H \rightarrow \bar{f}f) = \frac{N_c G_F m_f^2 m_H}{4\sqrt{2}p} \left(1 - \frac{4m_f^2}{m_H^2}\right)^{\frac{3}{2}}$$

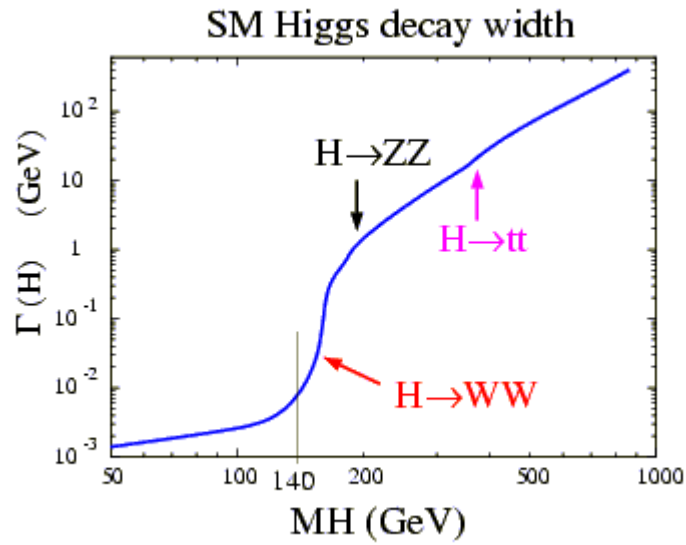
(ここで、 N_c は f がレプトンの場合 1、クォークの場合 3
 m_f : フェルミオンの質量)

である。ここで、式を見ればわかるように質量の大きいフェルミオンであるほど部分幅はおおきくなることがわかる。しかし、実際その反応が起きるためにはしきい値を超えていなければならない。ただし、LEP II のヒッグス生成のようにバーチャル粒子を考慮に入れるとこの反応は起こる。また、フェルミオンとヒッグスの結合定数はフェルミオンの質量に比例する。よって、部分幅はフェルミオンの質量の二乗に比例するので、その結合定数の二乗に比例する。また、部分幅はヒッグスの質量に比例する。

そして、全崩壊モードの部分幅を足したものが崩壊幅である。分岐比とは部分幅を崩壊幅で割ったものである。

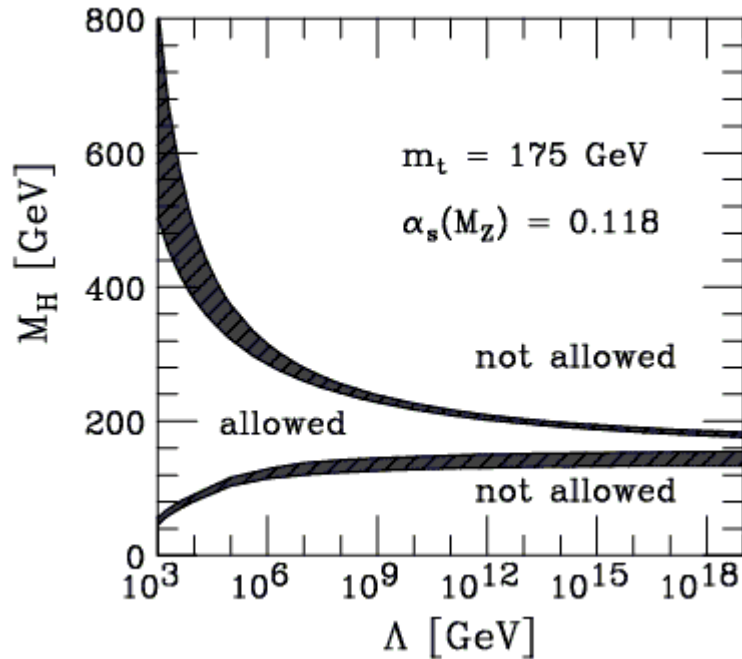
下に全崩壊幅とヒッグス質量の関係を示す。横軸がヒッグス質量であり、縦軸は全崩壊幅である。図を見ればわかるように質量が 140 GeV を越える前後で全崩壊幅が急に大き

くなる。



2.3.4. ヒッグス質量の推定値

下に標準模型で考えられているヒッグス質量の推定値とカットオフの関係を示す。



SM Higgs mass bounds from theory ; Thomas Hambye and Kurt Riesselmann より

ヒッグス質量の推定値は上の図からわかるように $160 \sim 170$ GeV。上限が決まる理由は標準模型におけるヒッグスボソンのセクターが意味を持つことが必要だからである。また、下限が決まるのは摂動論が有効であることが必要だからである。そして、黒い太線

は理論における不確定性である。

縦軸はヒッグスの質量であるが、横軸は繰り込みにおけるカットオフ Λ 。 Λ はヒッグスポテンシャルの最小模型（ヒッグスメカニズムで出てきたポテンシャル）を超える新しい物理が現れるスケール。例えば、 $\Lambda \sim 1 \text{ TeV}$ 以下のスケールに新しい物理が現れなければ、図の領域にヒッグスが現れなければならない。逆に、その領域外に質量があるとヒッグスは素粒子ではなく、複合粒子と考えなければならない。また、 $\Lambda \sim 10^{13} \text{ TeV}$ のエネルギースケールでは電磁気力、弱い力、強い力が統一されると予想されるが、このエネルギースケールまで新しい物理がないとするとヒッグス質量は $160 \sim 170 \text{ GeV}$ の範囲でなければならない。

3 . 考察

3 . 1 . 評価方法

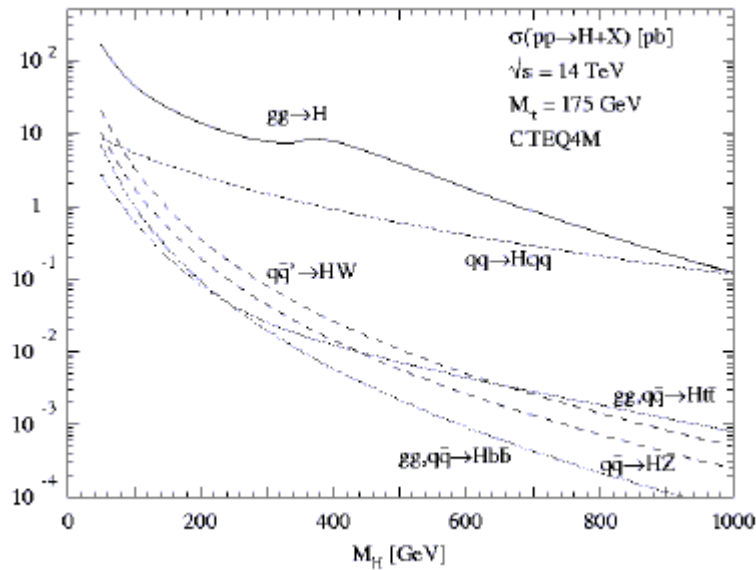
ヒッグス探索のとき生成されるヒッグスの数、つまり、事象数 M_H (measurement mass) が多ければ多いほどたくさんのデータが得られる。また、その数に対する雑音(バックグラウンド)が少なければ少ないほど精度は高くなる。よって、まず、検出の対象となるヒッグスが各実験でどのくらい生成されるのかを調べる。

終状態の数は、積分ルミノシティーに生成断面積をかけたものである。そして、その終状態に分岐比をかけることによって、測定の対象となる事象数が求められる。

3 . 2 . LHC の検出方法

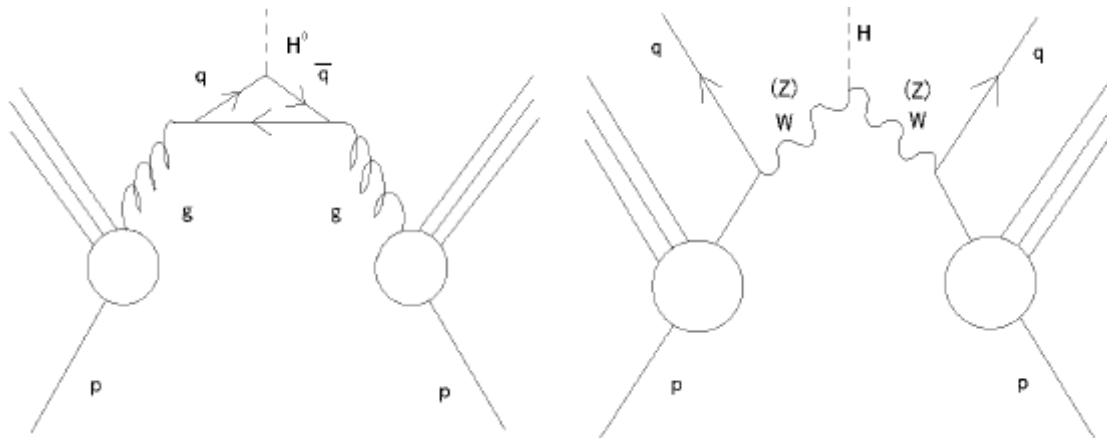
$s = 14 \text{ TeV}$ 、ルミノシティーは $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ であるとする。

下の図は pp 衝突におけるヒッグスの生成断面積の図である。横軸がヒッグス質量であり、縦軸が生成断面積である。ヒッグス質量が 1 TeV 以下のところでは gg-fusion の生成断面積が WW(ZZ)-fusion のそれよりも大きい事がわかる。



M.Spira, hep-ph/9705337 より

LHC でのヒッグス生成のファインマン図を下に示す。



gg-fusion

WW(ZZ)-fusion

(i) 113 ~ 130 GeV

この領域では bb の崩壊が大きいバックグラウンドが多いためそれは測定しづらい。そこで、分岐比は小さいが、 gg への崩壊を調べる。このときヒッグスの崩壊によるもの以外にさまざまな反応による gg の発生があり、それは原理的に区別することができず、それが測定の障害となるので、 gg の測定精度が重要である。 H の検出は CMS 実験で行われ、信号が早くエネルギー分解能も高いクリスタルシンチレータ $PbWO_4$ のカロリメータを使って H を捕まえる。そして、不変質量を組んでヒッグス粒子に相当する鋭いピークを見つけることによりヒッグスを同定する。

このときの事象数を求めるには次の計算を行えばよい。

$$M_H = BR(H \rightarrow gg) \times s(p p \rightarrow H + X) \times \int_L L dt$$

(ii) 130 ~ 800 GeV

ヒッグスの質量が Z の質量 (90 GeV) の2倍以上である場合、つまり、180 GeV 以上である場合、 ZZ へ崩壊することができる (ただし、ヒッグスの質量がその値を越えていなくても Z (バーチャル) を考えることにより、そのモードへ崩壊することができる)。 W, Z のハドロンへの崩壊モードは大きな断面積を持つ QCD ジェットから分離するのが難しいが、最終状態に4つの荷電レプトンに崩壊するモードを使えばもっともきれいな信号が得られる。

このモードは分岐比が小さいので信号数は少ないが、2組のレプトン対の不変質量を要求することにより偽信号を大幅に落とせるのが魅力的である。バックグラウンドの主要成分は、 qq または gg ZZ の連続スペクトル生成、 Ztt 、 Zbb 生成によるものなどである。

Z ボソンが2つのレプトンに崩壊する確率は、10.08パーセントである。これは particle data book を参考にした。

一番崩壊確率が高い WW の反応は、崩壊のときにニュートリノが発生するので測定が難しい。

このときの事象数を求めるためには次の計算を行えばよい。

$$M_H = BR(H \rightarrow 4l) \times s(p p \rightarrow H + X) \times \int_L L dt$$

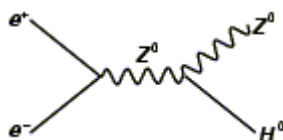
3.3. JLC の検出方法

$s = 500 \text{ GeV}$ 、ルミノシティーは $7.77 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ であるとする。

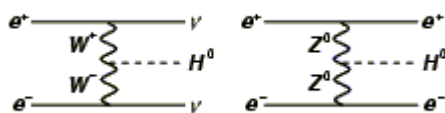
e^+e^- 線形衝突実験では、終状態に余分な粒子がないために、最も分岐比の大きい基本粒子のジェットを検出できるため精密測定が可能である。

JLC では LEP II と同じ反応を測定する。この e^+e^- 線形衝突実験では、終状態に余分な粒子がないために、最も分岐比の大きい基本粒子のジェットを検出できるため精密測定が可能である。

113~140 GeV の領域では、下のような生成が起こりやすい。



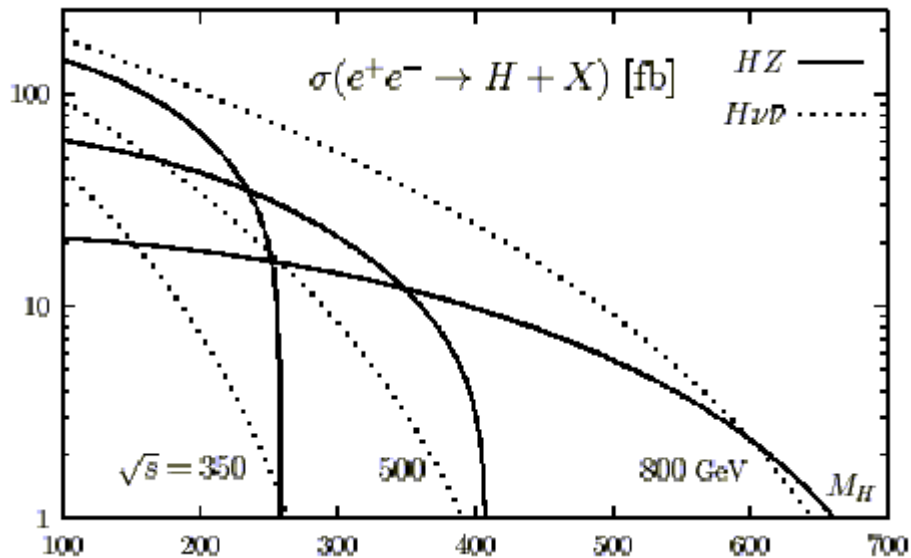
130~800 GeV の領域では、ヒッグス質量が軽い場合と違って、 e^+e^- が W^+W^- または Z^+Z^- を出して $\bar{\nu}\nu$ に変わり、 W^+W^- または Z^+Z^- は融合してヒッグスになる下のような生成の確率が高くなる。



WW - fusion

ZZ-fusion

電子陽電子が衝突して、 H, Z, H^{\pm} が発生する断面積は下の図のようになる。縦軸が断面積であり、横軸がヒッグス質量である。本研究では $s = 500 \text{ GeV}$ の点線を参考にする。



Measurement of the Cross Section for WW-Fusion: Klaus Desch, Nils Meyer Universität Hamburg より

(i) 113~140 GeV

この領域ではヒッグスは分岐比より $b\bar{b}$ に最も多く崩壊する。このとき、Z も生成して、それは ll, qq に崩壊する。よって、それぞれの場合のバックグラウンドを考慮に入れて、b クォークのジェットを測定する。そして、不変質量を組み、ピークを見つけることによってヒッグスの質量を決定する。

このときの事象数を求めるためには次の計算を行えばよい。

$$M_H = BR(H \rightarrow b\bar{b}) \times \mathcal{S}(e^+e^- \rightarrow H + X) \times \int_j L dt$$

(ii) 130~800 GeV

この領域では、LHC と同じように最終状態に 4 つの荷電レプトンに崩壊するモードを使う。

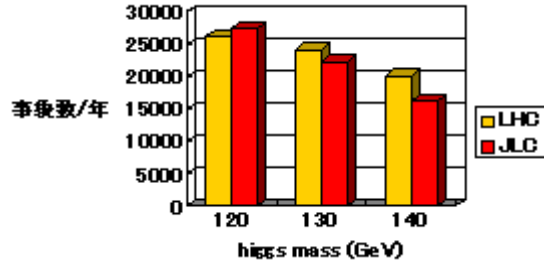
このときの事象数を求めるためには次の計算を行えばよい。

$$M_H = BR(H \rightarrow 4l) \times \mathcal{S}(e^+e^- \rightarrow H + X) \times \int_j L dt$$

3.4. 事象数の比較

各実験の各領域での M_H の値を計算する。これは一年間での事象数である。

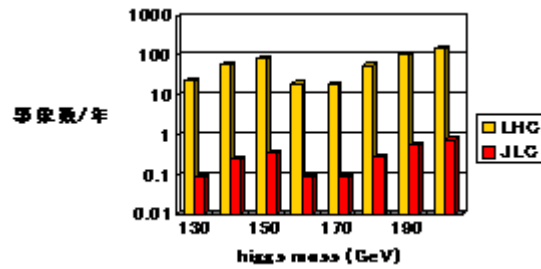
(i) 質量の軽い領域



縦軸は事象数であり、横軸はヒッグスの質量である。

この領域ではグラフを見ればわかるように、LHC と JLC のどちらの事象数も同じくらいであることがわかる。

(ii) 質量の重い領域



このグラフでは、(i)と違い縦軸は対数をとってある。この領域では、LHC のほうが JLC より事象数がかなり多いことがわかる。

4 . まとめ

事象数の比較からわかることだが、LHC の (ii) の領域の実験、すなわち、ヒッグスが ZZ に崩壊し、それらが4つの荷電レプトンに崩壊する事象数が多いことがわかった。JLC の同じ領域での事象数は全然ないことがわかった。しかし、(i) の低質量の領域では LHC と JLC の事象数はほとんど同じであることがわかった。

ルミノシティーを LHC では $1.0 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ とし、JLC では $7.77 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ と具体的に仮定し、また、検出する反応に関するバックグラウンドを考慮に入れないとすると、事象数の比較より、LHC のほうが JLC よりもヒッグス探索においてヒッグスの質量の重い領域で有利であることがわかった。

しかし、本研究ではヒッグス探索において重要なバックグラウンドが各反応に対してどのくらいの割合で発生しているのか調べていない。調べなければ精度が比較できないので、どちらが本当にヒッグス探索で有利であるのかはわからない。もっと要領よく勉強して実験比較をすることができれば、素粒子実験に関して深い知識を得られることができたと思っ

た。しかし、場の量子論やゲージ理論などを勉強することにより、浅はかではあるが、現代素粒子論の知識や機構を知ることができたのは、私にとってとても有意義なことであった。さらに奥深く素粒子論を勉強したいと強く思った。

本研究では標準模型でのヒッグスの質量推定値を調べた。しかし、標準模型は実験によってしか決めることのできないパラメーターが多くあるので、自然を記述する完璧な理論とは思われていない。そこで、その不満を解消するために超対称性を考えると標準理論では説明できない事実を説明できる。例えば、 $2 \times 10^{16} \text{GeV}$ というエネルギースケールでは標準模型では3つの力の結合定数は一致しないが、超対称性標準模型では3つの力の結合定数は一致する。

この超対称性が存在すると仮定するとヒッグスの質量は 150GeV 以下になければならず、逆に、ヒッグスがその領域になれば超対称性は自然を記述する理論ではなくなることが知られている。はやくヒッグスの質量の値はいくらか知りたいものである。

5 . 謝辞

指導教官の杉立先生、助手の本間先生には、卒業論文に対して、多くの助言をいただきありがとうございました。また、高エネルギーハドロン実験研究室の院生の方々はパソコンの使い方や物理のことについていろいろ教えていただきありがとうございました。また、断面積などの具体的な計算のときにお世話になった他の研究室の院生の人どうもありがとうございました。4回生の人たちにもいろいろ教えてもらいました。ありがとうございました。

参考文献

- 1 . 素粒子物理学：牧二郎、林浩一；
- 2 . ゲージ場の量子論 I：九後太一郎
- 3 . 高エネルギー物理学の発展：長島順清
- 4 . ATLAS - Japan Collaboration
- 5 . M.Spira,hep-ph/9705337
- 6 . HIGGS AT JLC、ACFA LC Higgs Working Group
- 7 . Measurement of the Cross Section for WW-Fusion:Klaus Desch,Nieis Meyer
Universitat Hamburg
- 8 . SM Higgs mass bounds from theory ; Thomas Hambye and Kurt Riesselmann
- 9 . JLC homepage
- 10.quarks and leptons : F . ハルツェン・ A.D.マーチン 共著