

$p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X$ による
fermiophobic higgs 粒子の探索

大阪市立大学大学院 理学研究科
数物系専攻 高エネルギー物理研究室
柳田 大樹

2007年2月19日

概要

素粒子の現象論として最も広く認められている理論が Standard Model である。しかし、この理論において、粒子の質量起源である Higgs Mechanism に対しては、未だ確証が得られていない。故に、Higgs Mechanism の確証となる Higgs boson の発見は、高エネルギー物理学において最重要課題になっている。

Higgs Mechanism に出てくる Higgs field は最も単純な場合 doublet で表現されるが、具体的な導入方法はいくつか存在する。今回は 2 つの doublets を導入する 2HDM-type1 に注目する。このモデルの特別な場合に fermion と相互作用をしない "fermiophobic higgs (h_f)" が登場する。

現在までにも h_f の探索は行われてきたが、その探索領域は $\tan\beta$ (2 つの doublets の真空期待値の比) の小さい領域に留まっていた。ところが、

$$p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \tag{1}$$

というプロセスが提案され、 $\tan\beta$ の大きい領域の探索が私たちの研究室が参加している "Tevatron Run II" で可能となった。 h_f 探索は (1) のプロセスから終状態に 4γ を残す

$$p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow W^* h_f h_f \rightarrow 4\gamma + X \tag{2}$$

という channel を使用する。この 4γ という signature は非常に clear で、Background も小さいと期待できる。本研究は (2) の channel での h_f の検出可能性について報告する。

研究の結果、 H^\pm の質量が 150 [GeV/ c^2] の場合、 h_f の質量 (m_{h_f}) が 95 [GeV/ c^2] 以下であれば、 h_f の検出は可能であり、仮に生成事象が観測されなくても、 m_{h_f} が 88 [GeV/ c^2] 以下の h_f は 95% の信頼度で排除できることが分かった。

目次

第 1 章 Introduction	1
1.1 Standard Model	1
1.1.1 The Standard Model Elements	1
1.1.2 The gauge principle	2
1.1.3 Higgs Mechanism	5
1.1.4 Electroweak Theory	8
1.2 Model with Fermiophobia	11
1.2.1 Two Higgs Doublet Model (2HDM)	11
1.2.2 Fermiophobic higgs	12
1.3 Search for Fermiophobic higgs	12
1.3.1 In the past Fermiophobic higgs Search	13
1.3.2 New channels for Fermiophobic higgs Search	13
第 2 章 Outline this study	16
2.1 Motivation	16
2.2 Production process	17
2.2.1 Cross section for $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X$	17
2.2.2 Branching Ratio of $H^\pm \rightarrow Wh_f$	17
2.2.3 Branching Ratio of $h_f \rightarrow 2\gamma$	17
2.2.4 Prospect of h_f detection	19
2.3 Decition of Free parameters and Investigative domain	19
2.4 The Tevatron	20
2.4.1 Accelerator chain	21
2.4.2 Anti-proton production	22
2.4.3 Recycler	22
2.4.4 Luminosity	22
2.5 The CDF	23
2.5.1 The Tracking System	24

2.5.2	Calorimeters	25
2.5.3	Time Of Flight (TOF)	27
2.5.4	Data Acquisition(DAQ) and Trigger	27
2.6	Method of Study	29
2.6.1	Simulation of 「 $p\bar{p} \rightarrow 4\gamma + X$ 」	29
2.6.2	Various particles in the final state	30
2.6.3	Evaluation method of prospect for h_f detection	31
第 3 章	γ Selection cut and Efficiency	32
3.1	γ Selection	32
3.1.1	Event Selection Variable	32
3.1.2	γ Selection Variable	33
3.1.3	γ Selection Cut	34
3.2	h_f detection Efficiency	36
3.2.1	Monte Carlo Samples	36
3.2.2	Signal event	36
3.2.3	Definition of Efficiency	36
3.2.4	Evaluation of Efficiency	36
第 4 章	Background Estimation	39
4.1	Phyton + FSR/ISR Photon Background	39
4.2	Phyton + Fake Photon Background	39
第 5 章	Prospect of h_f detection at CDF ($L = 6 \text{ fb}^{-1}$)	41
5.1	Prospect of Number of Signal event	41
5.2	Cross section Limit	43
第 6 章	Summary and Plan	44
第 7 章	Energy correction	45
7.1	Track less EMobjects	45
7.2	Track EMobjects	46
7.2.1	Track γ	46
7.2.2	Conversion	47
7.3	Jet objects	48

iv

謝辭

49

参考文献

50

第1章 Introduction

素粒子物理学は物質の最小単位の粒子 (素粒子) として考えられている quark と lepton の性質と相互作用を扱い、「物質の根源とそこに働く力などを探求し、宇宙の万物諸々がどうして現在の姿になっているのか?」それを理解しようとする学問である。そしてこの素粒子の振る舞いの説明に最も成功している理論が Standard Model (SM) である。

この理論の枠組の1つに Higgs Mechanism があり、ここに higgs boson が登場する。しかし、この粒子は発見されていない。それ故に、その具体的な導入の方法にはいくつか考えられていて、そのうちの1つに 2HDM がある。この Model に「fermiophobic higgs (h_f)」と呼ばれる higgs boson が現れる。

h_f の探索はこれまでも行われてきた。しかし、その探索では質量の小さい h_f が見逃された可能性がある。そこで、前回見逃された領域の探索が可能な channel「 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma$ 」が考案された。

本章では、Standard Model を少し述べ、今回の研究対象となる「fermiophobic higgs (h_f)」を簡単に説明する。そして今までの h_f の探索の結果と問題点、本研究が狙う channel「 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma$ 」を紹介する。

1.1 Standard Model

gauge 不変性と Higgs Mechanism の組み合わせによって、素粒子の世界を記述する理論が完成した。それが、Standard Model (SM) と呼ばれる理論である。

SM は 3 世代の fermion と力を媒介する boson から成り立っている。そしてこれらの粒子に質量を与える Higgs Mechanism に higgs boson と呼ばれる粒子が登場してくる。

1.1.1 The Standard Model Elements

Standard Model に登場してくる全ての粒子は fermion と boson に分類される。これらの分類は粒子の spin によって行われる。fermion は半整数の spin を持ち、すなわち spin 量子数は $n+1/2$ (n はゼロを含んだ正の整数) の値になる。boson は整数の spin 量子数を持ち、fundamental force に対する媒介粒子として振る舞う。fermion は私たちの周りの物質を構

成している。

今日、私たちは strong、weak interaction、electromagnetism、gravitation の4つの fundamental interaction があることを知っている。そのうち、gravitation だけはその他の力に比べて非常に小さいので、Standard Model では扱わない。現在の素粒子物理学のエネルギーレベルにおいては、gravitation の効果は取るにたらないものに留まっている。Standard Model では、strong interaction は Quantam Chromodynamics(QCD) によって説明される。weak と electromagnetic force は Glashow、Salam、Weinberg の electroweak 理論によって統一される。

fermion はさらに lepton と quark の2つに分かれ、それらは世代と呼ばれる3つのグループで存在している。質量は世代数に従って増加する傾向があるが、異なった世代の粒子の特性は同じである。Standard Model の fermion といくつかの特性を (表 1.1) に記載した。そこに electric charge(Q)、isospin の第3成分 (I_3)、hypercharge(Y) を与えている。weak isospin I_3 は weak interaction に関係する fermion を2つに分類する。最初のグループは L によって表される $\pm 1/2$ の isospin を持った left-handed doublet、2つめのグループは R と表記された isospin 0 の right-handed singlet で構成されている。加えて、quark は color 電荷を持っており、anti-quark は anti-color を持っている。color 電荷の値は red(R)、green(G)、blue (B) のいずれかになる。また、quark はこの color 電荷の組み合わせが white になるような複合体 (hadron) の構成要素としてしか存在できない。一方、lepton は color 電荷を持たない。

Standard Model の力の媒介粒子を (表 1.2) に載せている。Quantam Chromodynamics(QCD) によって記述される electromagnetic interaction の粒子の交換は massless の photon であり、電荷とカップリングする。weak interaction の量子場は 80.4 と $91.4 \text{ GeV}/c^2$ の質量を持っている W^\pm と Z^0 boson である。これらは全ての lepton と quark にカップリングする。strong interaction は color 電荷を運ぶ massless の gluon によって媒介される。gluon は photon とは異なり自分自身も color 電荷を持っているために互いにカップリングできる。

Standard Model は自発対称性の破れのメカニズム (Higgs mechanism) を導入して粒子質量の起源の説明をするが、今までのところ、その証拠となる scalar Higgs boson は観測されていない。

1.1.2 The gauge principle

Standard Model は、weak interaction と electromagnetism を統合した electroweak theory と strong interaction を記述する Quantam Chromodynamics (QCD) をひとまとめにし

	I	II	III	$Q/ e $	I_3	Y
Lepton	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	-1
	e_R	μ_R	τ_R	-1	0	-2
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} +\frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$-\frac{1}{3}$
	u_R	c_R	t_R	$+\frac{2}{3}$	0	$+\frac{4}{3}$
	d_R	s_R	b_R	$-\frac{1}{3}$	0	$-\frac{2}{3}$

表 1.1: Standard Model の fermion。反粒子である anti-fermion は加算的量子数のみ符号が反転する。

Interaction	Boson	Spin	$Q/ e $	Mass [GeV/c ²]
electromag.	Photon γ	1	0	0
weak	Z^0	1	0	91.2
weak	W^\pm	1	± 1	80.4
strong	8Gluons g	1	0	0

表 1.2: Standard Model の Boson。これに、さらに scalar Higgs boson が加わる

たものである。electroweak theory は $SU(2)_L \times U(1)$ 対称性を持つ gauge theory である。これは、gauge 不変性 (位相不変) を基礎としたもので、これまで数々の現象を説明してきた。

U(1) 局所 gauge 不変性

U(1) 局所 gauge 不変性とは、U(1) 局所 gauge 変換

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x) \quad (1.1)$$

$$\bar{\psi}(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)}\bar{\psi}(x) \quad (1.2)$$

に対して、Lagrangian

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (1.3)$$

が不変であるという性質の事である。

ここで、 ∂_μ の代わりに共変微分 D_μ をとる。具体的には

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad (1.4)$$

とし、ここで現れる A_μ が

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \quad (1.5)$$

のように変換すると考える。すると、Lagangian(式 1.3) は ∂_μ を D_μ で置き換え

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \\ &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu\end{aligned}\quad (1.6)$$

とすることによって、局所 gauge 変換に対する不変性が成り立つ。この不変性を保つために導入せざるをえなかった Vector field A_μ が gauge field である。この gauge field は物理的な photon field であるから、photon の運動 energy 項を Lagangian に付け加える必要がある。これは (1.5) 式に対して不変でなくてはならないので、gauge 不変な場のテンソル

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.7)$$

だけしか含むことができず、よって Lagangian

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi + \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.8)$$

を得る。ここで、質量項 $\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu$ は gauge 不変性によって禁止されるため、gauge 粒子である photon の質量はゼロとなる。

SU(2) 局所 gauge 不変性

同じようなやり方で、SU(2) 局所 gauge 不変性について見る。fermion の Lagangian は

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \quad (1.9)$$

である。局所 gauge 変換

$$\psi(x) \rightarrow U\psi(x) \equiv e^{i\alpha_j(x)T_j}\psi(x) \quad (1.10)$$

に対して \mathcal{L} が不変である事を要求する。ここで、 U は SU(2) 群の変換を表す 2×2 行列、 $T_j (j = 1, 2, 3)$ は 2×2 の互いに独立な行列、 $\alpha_j(x)$ は群のパラメータである。SU(2) 群の生成演算子 T_j は互いに非可換で

$$[T_a, T_b] = i\varepsilon_{abc}T_c \quad (1.11)$$

の関係を満たす。無限小 SU(2) 局所 gauge 変換

$$\psi(x) \rightarrow \{1 + i\alpha_j(x)T_j\}\psi(x) \quad (1.12)$$

$$\partial_\mu\psi(x) \rightarrow \{1 + i\alpha_j(x)T_j\}\partial_\mu\psi(x) + iT_j\psi(x)\partial_\mu\alpha_j \quad (1.13)$$

に対して \mathcal{L} が不変であるためには、共変微分 D_μ 、3 個の gauge field W_μ^i を

$$D_\mu = \partial_\mu + igT_iW_\mu^i \quad (1.14)$$

$$W_\mu^i \rightarrow W_\mu^i - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha^i - \varepsilon_{ijk}\alpha^jW_\mu^k \quad \text{と変換} \quad (1.15)$$

とすれば良い。このとき得られる Lagrangian に W_μ^i の gauge 不変な運動 energy 項を加えて最終的に、

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi - g (\bar{\psi} \gamma^\mu T_i \psi) W_\mu^i - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} \quad (1.16)$$

を得る。このとき、gauge field の質量項があると Lagrangian の gauge 不変性が破れるので W の質量はゼロとなる。しかし、 W^\pm, Z^0 は質量を持つということが実験結果として分かっている。この問題点を解消するのが Higgs mechanism である。

1.1.3 Higgs Mechanism

自発的対称性の破れ

複素 scalar field $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i \phi_2)$ に対する Lagrangian として、

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^* (\partial^\mu \phi) - V(\phi) \quad (1.17)$$

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (1.18)$$

を考える。これは変換 $\phi \rightarrow e^{i\alpha} \phi$ に対して不変である。(1.17),(1.18) 式を ϕ_1, ϕ_2 で表すと

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_1)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2} \mu^2 (\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{1}{4} \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2 \quad (1.19)$$

となる。ここで、 $\lambda > 0, \mu^2 < 0$ の場合を考えると、ポテンシャル $V(\phi)$ を最小にする ϕ の値は

$$v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (1.20)$$

として、

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = v^2 \quad (1.21)$$

を満たす ϕ_1, ϕ_2 平面内の半径 v の円周上にある。(図 1.1) にそのときの Higgs ポテンシャルを描いている。場は原点に対して対称である。極小値の周りに展開するため、円周上の 1 点を選ぶ。対称性よりどの 1 点を選んでも一般性は失われないので、展開の中心として $\phi_1 = v, \phi_2 = 0$ をとる。真空からのずれを η, ξ で表すと

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{v + \eta(x) + i \xi(x)\} \quad (1.22)$$

である。これを (1.17) 式に代入すると

$$\begin{aligned} \mathcal{L}' = & \frac{1}{2} (\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 + \mu^2 \eta^2 \\ & - \lambda v (\eta \xi^2 + \eta^3) - \frac{1}{2} \lambda \eta^2 \xi^2 - \frac{1}{4} \lambda \eta^4 - \frac{1}{4} \lambda \xi^4 + \text{const.} \end{aligned} \quad (1.23)$$

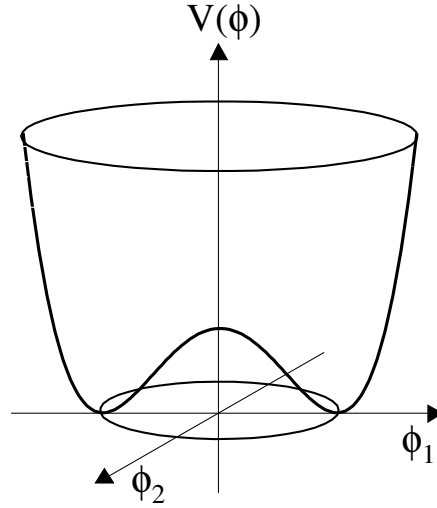


図 1.1: Higgs ポテンシャル $V(\phi)$

となる。第3項目に着目すると、これは η field の質量項に相当している。 $-\frac{1}{2}m_\eta^2\eta^2$ と比較すると η の質量が $m_\eta = \sqrt{-2\mu^2}$ となる。一方、 ξ の質量項は現れないので、 ξ は質量を持たない。この粒子を Goldstone Boson と呼ぶ。

Lagrangian が最初に持っていた対称性が、極小値のうちの1点を選び展開することによって破れ、代わりに1つの場が質量を持つという機構が「自発的対称性の破れ」である。

Higgs Mechanism

ところが、SU(2) の局所 gauge theory では、この質量ゼロの粒子は消えて、gauge field が質量を持つ。複素 scalar field の SU(2) の2重項

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_\alpha \\ \phi_\beta \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

を Lagrangian

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.25)$$

に導入する。 \mathcal{L} が SU(2) 局所 gauge 不変性を保つために ∂_μ を共変微分

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\tau_j}{2} W_\mu^j \quad (1.26)$$

に置き換え、無限小 gauge 変換

$$\psi(x) \rightarrow \left\{ 1 + i\alpha(x) \cdot \frac{\tau_j}{2} \right\} \psi(x) \quad (1.27)$$

に対し、3つの gauge field W_μ^i を

$$\mathbf{W}_\mu \rightarrow \mathbf{W}_\mu - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha - \alpha \times \mathbf{W}_\mu \quad (1.28)$$

と変換する。ここで、 τ_j はパウリスピ行列で $T_j = \frac{\tau_j}{2}$ である。これにより、gauge 不変な Lagrangian

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \left(\partial_\mu \phi + i g \frac{1}{2} \tau \cdot \mathbf{W}_\mu \phi \right)^\dagger \left(\partial^\mu \phi + i g \frac{1}{2} \tau \cdot \mathbf{W}^\mu \phi \right) \\ & - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - V(\phi) \end{aligned} \quad (1.29)$$

を得る。ここで、

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.30)$$

$$\mathbf{W}_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu - g \mathbf{W}_\mu \times \mathbf{W}_\nu \quad (1.31)$$

であり、gauge 場の運動 energy 項が加えてある。

$\lambda > 0$, $\mu^2 < 0$ の場合、ポテンシャル項 $V(\phi)$ は

$$\phi^\dagger \phi = \frac{1}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (1.32)$$

の値で最小になる。ある特定の最小値

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0 \quad , \quad \phi_3^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \equiv v^2 \quad (1.33)$$

の周りで $\phi(x)$ を展開する。すなわち、

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

ととり \mathcal{L} に代入すると、共変微分の項から gauge boson の質量項

$$\frac{g^2 v^2}{8} \left\{ (W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 + (W_\mu^3)^2 \right\} \quad (1.35)$$

が現れる。これより、 W_μ^i の質量 $m_W = \frac{gv}{2}$ が得られる。また、 $V(\phi)$ の項より higgs boson h の質量 $m_h = \sqrt{-2\mu^2}$ が得られる。つまり、この Lagrangian は3個の質量をもった gauge field と1個の質量をもった scalar field を記述する事になる。これが「Higgs Mechanism」と呼ばれるものである。

1.1.4 Electroweak Theory

electroweak interaction

Electroweak Theory は weak interaction と electromagnetism を統合したものである。この理論では、isospin と hypercharge が登場する。electron と ν の 2 重項を

$$\chi_L = \begin{pmatrix} \nu \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad (1.36)$$

とすると、weak current の isospin3 重項 J_μ^i 、EM current j_μ 、hypercharge j_μ^Y はそれぞれ

$$J_\mu^i(x) = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \frac{\tau_i}{2} \chi_L \quad (i = 1, 2, 3) \quad (1.37)$$

$$j_\mu \equiv e j_\mu^{em} = e \bar{\psi} \gamma_\mu Q \psi \quad (1.38)$$

$$j_\mu^Y = \bar{\psi} \gamma_\mu Y \psi \quad (1.39)$$

で表される。ここで、 Q は charge 演算子で、electron の場合、固有値は -1 である。また、hypercharge Y は

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.40)$$

で定義される。即ち、

$$j_\mu^{em} = J_\mu^3 + \frac{j_\mu^Y}{2} \quad (1.41)$$

が成り立つ。fermion の isospin と hypercharge 量子数は (表 1.2) に載せてある。これらの electroweak current は vector boson と相互作用する。SM を構成しているのは、isospin current J_μ^i と強さ g で相互作用する isospin3 重項 W_μ^i と、hypercharge current j_μ^Y と強さ $\frac{g'}{2}$ で相互作用する 1 個の vector field B_μ である。よって、electroweak interaction は

$$-i g (J^i)^\mu W_\mu^i - i \frac{g'}{2} (j^Y)^\mu B_\mu \quad (1.42)$$

である。ここで、field

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2) \quad (1.43)$$

は質量を持った charged boson W^\pm を表す。 W_μ^3 、 B_μ は neutral field である。対称性の破れによって boson に質量を与えると、2 つの neutral field は mixing し質量固有状態は

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (1.44)$$

となる。ここで、 θ_W は Weinberg 角という。これを用いると electroweak neutral current の相互作用は

$$\begin{aligned} -i g j_\mu^3 (W^3)^\mu - i \frac{g'}{2} j_\mu^Y B^\mu &= -i \left(g \sin \theta_W J_\mu^3 + g' \cos \theta_W \frac{j_\mu^Y}{2} \right) A^\mu \\ &\quad - i \left(g \cos \theta_W J_\mu^3 - g' \sin \theta_W \frac{j_\mu^Y}{2} \right) Z^\mu \end{aligned} \quad (1.45)$$

と書ける。ところで、Quantum Electrodynamics (QED) において EM interaction は $-i e (j^{em})^\mu A_\mu$ で表されるので、(1.41)、(1.45) 式を用い A_μ の項の係数を比較することにより

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad (1.46)$$

の関係が得られる。

局所 gauge 不変性

SU(2) \times U(1) 局所 gauge 変換に対して不変である Lagrangian の electron と ν の 2 重項の組に対する部分は、hypercharge $Y_L = -1$, $Y_R = -2$ (表 1.1) を用いると

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_1 &= \bar{\chi}_L \gamma^\mu \left\{ i \partial_\mu - g \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \left(-\frac{1}{2} \right) B_\mu \right\} \chi_L + \bar{e}_R \gamma^\mu \left\{ i \partial_\mu - g' (-1) B_\mu \right\} e_R \\ &\quad - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} \cdot B^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.47)$$

のようになる。ここで

$$B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.48)$$

であり、 e_R は、右手系 isospin1 重項 ψ_R の事である。また、(1.47) 式の第 3 項目は \mathbf{W}^μ の運動 energy と自己相互作用、第 4 項目は B^μ の運動 energy を表す。この時、不変性を保つために、

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + i g \mathbf{I} \cdot \mathbf{W}_\mu + i g' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.49)$$

$$\chi_L \rightarrow \chi'_L = e^{i\alpha(x) \cdot \mathbf{I} + i\beta(x) Y} \chi_L \quad (1.50)$$

$$\psi_R \rightarrow \psi'_R = e^{i\beta(x) Y} \psi_R \quad (1.51)$$

$$B_\mu \rightarrow B'_\mu = B_\mu - \frac{2}{g'} \partial_\mu \beta(x) \quad (1.52)$$

$$\mathbf{W}_\mu \rightarrow \mathbf{W}'_\mu = \mathbf{W}_\mu - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha(x) - \alpha(x) \times \mathbf{W}_\mu \quad (1.53)$$

と変換させればよい。しかし、 \mathcal{L}_1 が記述しているのは質量ゼロの gauge boson と fermion である。ここで、gauge 不変な方法で粒子の質量を生成するために Higgs mechanism を用

いる。

photon は質量ゼロのまま W^\pm と Z_0 が質量を得るような higgs field を導入する。 \mathcal{L}_1 に $SU(2) \times U(1)$ 局所 gauge 変換に対して不変な Lagrangian を付け加えるために、Weinberg は $Y = 1$ の isospin2 重項

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.54)$$

をとった。付加 Lagrangian は

$$\mathcal{L}_2 = \left| \left(i\partial_\mu - g\mathbf{I} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi) \quad (1.55)$$

である。以上により、electroweak interaction の SM(Weinberg-Salam Model) が完成する。

gauge boson の質量

(式 1.55) で質量に関する項は、 v を真空期待値として

$$\begin{aligned} & \left| \left(-ig \frac{\boldsymbol{\tau}}{2} \cdot \mathbf{W}_\mu - \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \phi \right|^2 \\ &= \frac{1}{8} \left| \begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g'B_\mu & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -gW_\mu^3 + g'B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{8} v^2 g^2 \left\{ (W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 \right\} + \frac{1}{8} v^2 (g'B_\mu - gW_\mu^3)^2 \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{vg}{2} \right)^2 \left\{ W_\mu^+ W^{+\mu} + W_\mu^- W^{-\mu} \right\} + \frac{1}{2} \left(\frac{v\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} \right)^2 Z_\mu Z^\mu \quad (1.56) \end{aligned}$$

である。ここで、

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.57)$$

$$A_\mu = \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (1.58)$$

$$Z_\mu = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (1.59)$$

である。(式 1.56) より、

$$m_A = 0 \quad (1.60)$$

$$m_W = \frac{1}{2} v g \quad (1.61)$$

$$m_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2} \quad (1.62)$$

となる。また、(式 1.46) を用いると

$$\frac{m_W}{m_Z} = \cos \theta_W \quad (1.63)$$

が得られる。

	SM	2HDM
# of Higgses	1	5
Higgs Boson	ϕ^0	H^\pm, h^0, H^0, A^0
free Parameter	m_H	$m_{higgs}, \alpha, \tan \beta$

表 1.3: SM と 2HDM Higgs の比較

type	1	2	3	4
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	ϕ_2	ϕ_2	ϕ_2	ϕ_2
$\begin{pmatrix} l \\ \nu \end{pmatrix}$	ϕ_2	ϕ_1	ϕ_2	ϕ_1

表 1.4: fermion type ごとの coupling

1.2 Model with Fermiophobia

Higgs field は最も単純な場合 doublet で表現されるが、具体的な導入方法はいくつか存在する。今回は 2 つの Higgs doublets を導入する 2HDM-type1 に注目する。このモデルの特別な場合に fermion と相互作用をしない "fermiophobic higgs (h_f)" が登場する。

1.2.1 Two Higgs Doublet Model (2HDM)

SM を越える物理では、2 つ以上の Higgs doublets が予言されている。SM を最小限拡張したものに Two Higgs Doublet Model (2HDM) があり、Higgs field が 2 つの Higgs Doublets で記述される (論文 [1])。2HDM は $SU(2) \times U(1)$ のゲージ理論内で、2 つの複素 scalar field 2 重項

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} \quad (1.64)$$

をもち、2 つの真空期待値 V, v

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ V \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.65)$$

が現れる。 ϕ_1 と ϕ_2 は 8 つの自由度を持っており、そのうち 3 つが Weak Boson (W^\pm, Z^0) に質量を与え、残りの 5 つが Higgs Boson になり、2 つの charged Higgs Boson H^\pm と 3 つの neutral Higgs h^0, H^0, A^0 で構成されている。表 1.3 に SM と 2HDM Higgs の比較を載せた。ここで α は h^0 と H^0 の mixing angle、 $\tan \beta$ は真空期待値の比 v/V である。

このモデルでは 1 つの fermion type (up,down type) に対し 1 つの Higgs Doublet がカップリングすると考える。このことにより 2HDM は 4 つのタイプに分けられる。表 1.4 に type1~4 ごとの各々の fermion type にカップリングする Higgs Doublet をまとめる。

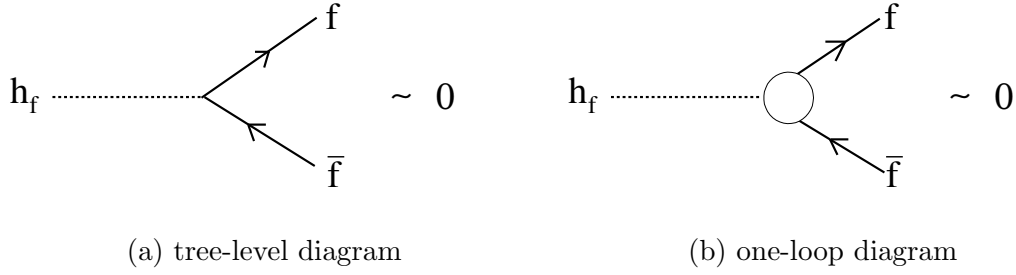


図 1.2: h_f と fermion の coupling diagram

1.2.2 Fermiophobic higgs

2HDM の type1 において "Fermiophobia" と呼ばれる現象がある。それは h^0 の fermion に対するカップリングが強烈に抑制される、又はゼロになるというものである。type1 は

- ϕ_2 はすべての fermion type とカップリングする
- ϕ_1 は fermion とカップリングしない

という特徴がある (表 1.4 参照)。このとき、CP-even の Neutral Higgs Boson h^0 , H^0 は fermion とカップリングできる。最も軽い h^0 は

$$h^0 f \bar{f} \sim \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} \quad (1.66)$$

で fermion とカップリングする。 f は fermion を表す。しかしここで $\cos \alpha \rightarrow 0$ の場合を考えると、(1.66) のカップリングは tree-level で $h^0 f \bar{f} \sim 0$ となる。one-loop レベルでは、Vector Boson とその他の Higgs Boson の loop を経由した $h^0 f \bar{f}$ が残るが、一般にどちらの場合においてもこのカップリングは小さいと予想される。この時の h^0 を Fermiophobic (Bosophilic) Higgs Boson と呼び h_f と表記する。(図 1.2) に h_f と fermion の coupling diagram を示す。

1.3 Search for Fermiophobic higgs

Fermiophobic higgs の探索はこれまでも行われてきた。しかし、その探索はカップリングの抑制のために $\tan \beta$ が小さい領域に留まっている。そこで、 $\tan \beta$ が大きい領域の探索が可能な channel ($p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma$) が考案され、より realistic な条件下での h_f の探索が可能となった。

1.3.1 In the past Fermiophobic higgs Search

これまでに LEP と Fermilab Tevatron($p\bar{p}$ collider) で h_f の探索が行われてきた (論文 [2]、[3]、[4])。考えている反応プロセスは主に

$$\begin{cases} e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow h_f Z, & h_f \rightarrow \gamma\gamma & (e^+e^- \text{ collider}) \\ qq' \rightarrow V^* \rightarrow h_f V, & h_f \rightarrow \gamma\gamma & (\text{hadron collider}) \end{cases} \quad (1.67)$$

である。(図 1.3) にその diagram を示し、(表 1.5) に LEP と Tevatron Run I で得られた結果をまとめる。

tree-level fermiophobia の状態 ($\cos \alpha \rightarrow 0$) の場合、考えている channel のカップリング $h_f VV$ は

$$\begin{aligned} h_f VV &\sim \sin^2(\beta - \alpha) \\ &\rightarrow \cos^2 \beta \left(= \frac{1}{1 + \tan^2 \beta} \right) \end{aligned} \quad (1.68)$$

となる。(式 1.68) から $\tan \beta$ (free Parameter) が大きい領域ではこのカップリングは抑制されるのが分かる。よって、これまでの探索は $\tan \beta$ が小さい領域 ($\tan \beta \approx \beta$) について行われてきた。また、 $\tan \beta \approx \beta$ となるような領域では h_f の振舞いは ϕ^0 (SM の Higgs Boson) に近くなる。

実際、LEP での探索は、

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh_f)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow Z\phi^0)} = 1$$

の条件で行われ、その結果 $m_{h_f} \geq 109 \text{ GeV}$ を得た。しかし、一般的に 2HDM のような realistic なモデルでは $h_f VV$ は $\phi^0 VV$ カップリングと等しくはならず、また、軽い h_f では $R < 1$ が要求される。例えば、

$$\begin{cases} m_{h_f} \leq 80 \text{ GeV} \rightarrow R \leq 0.1 & (\tan \beta \geq 3) \\ m_{h_f} \leq 50 \text{ GeV} \rightarrow R \leq 0.01 & (\tan \beta \geq 10) \end{cases}$$

となる。これらのことから、 $\tan \beta$ が大きい領域、つまり $R < 1$ を要求する軽い h_f の存在の可能性を排除できたとはいえない。

LEP は終了し、Tevatron Run I の後継である Run II はもうしばらく続けられるが、この channel での探索を行う限り、 $h_f VV$ カップリングの抑制 ($R < 1$) を伴う $m_{h_f} \leq 80 \text{ GeV}$ の h_f は検出されないままである事が予想される。

1.3.2 New channels for Fermiophobic higgs Search

以上のことから、 $h_f VV$ カップリングが抑制される領域 ($\tan \beta$: 大) でも、Tevatron Run II で h_f 検出が可能な (1.67) 式とは別の新しい 4 つの channel が提案された (論文 [5])。新

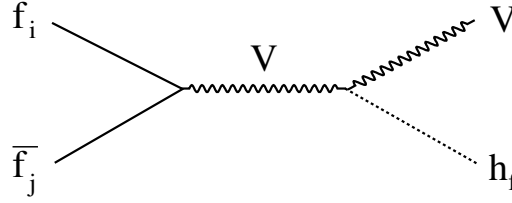


図 1.3: LEP、Tevatron で考えられた channel

collider	collaboration	considered channel	mass limit of m_{h_f} (95%CL)
LEP	OPAL DELPHI ALEPH L3	(4group) $e^+e^- \rightarrow h_f Z (h_f \rightarrow \gamma\gamma)$	$m_{h_f} \geq 109 [\text{GeV}]$
		(OPAL&DELPHI) $e^+e^- \rightarrow h_f A^0 (h_f \rightarrow \gamma\gamma)$ (L3) $e^+e^- \rightarrow h_f Z (h_f \rightarrow WW^*)$	
Tevatron	D0 CDF(Run I)	$q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow h_f V (h_f \rightarrow \gamma\gamma)$ ($V = W, Z$)	$m_{h_f} \geq 78.5 [\text{GeV}]$ $m_{h_f} \geq 82 [\text{GeV}]$

表 1.5: LEP、Tevatron による h_f 探索 (ただし、 $h_f VV = \phi^0 VV$ としている)

しく考え出された channel は、

$$H^\pm \rightarrow h_f W^{(*)} \quad , \quad A^0 \rightarrow h_f Z^{(*)} \quad (1.69)$$

の崩壊を最大限利用している。その4つのうちで最も Production Cross section が大きいと予想されるのが

$$q\bar{q} \rightarrow H^\pm h_f \quad (1.70)$$

である。(図 1.4) にその diagram、(図 1.5) に4つの channel と以前に考えられた channel の Production cross section を示す。(1.70) で現れるカップリング $H^\pm h_f W^\pm$ は

$$H^\pm h_f W^\pm \sim \sin \beta \quad (1.71)$$

であり、 $\tan \beta$ が大きくなっても抑制されることはない。つまりこの channel を使えば、これまで $h_f VV$ カップリングの抑制のために避けられていた $\tan \beta$ の大きい領域での h_f 探索を行うことができる。

この channel の事象が発生すると h_f や H^\pm などが生成されるが、これらは不安定で寿命が非常に短く、終状態に残る粒子ではない。終状態に現れる粒子は限られていて、 e^- や μ^- などの lepton、 γ 、 π^\pm 、 p などである。つまり、(1.70) の h_f と H^\pm はその後も崩壊を

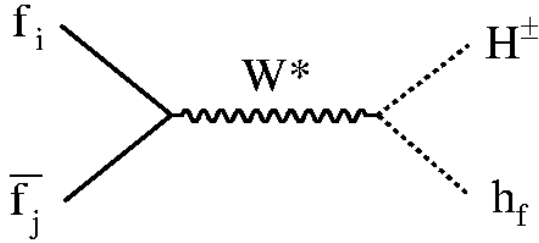


図 1.4: Xsection の最も大きい channel

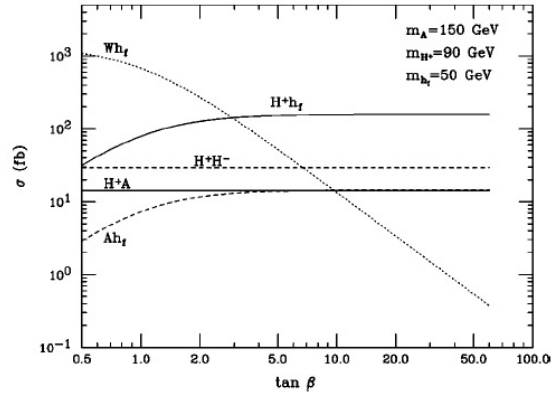


図 1.5: channel ごと の Xsection

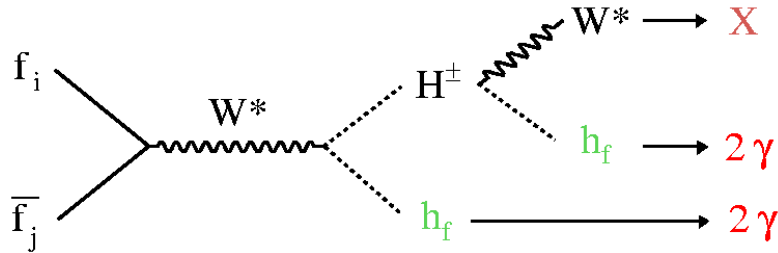


図 1.6: 今回考える channel

重ねていくわけだが、今回はそのいくつかある崩壊過程の中で、 $H^\pm \rightarrow h_f W^{(*)}$, $h_f \rightarrow 2\gamma$ の崩壊により導かれる 4γ 、

$$p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow W^* h_f h_f \rightarrow 4\gamma \quad (1.72)$$

を channel の signature として狙う (Tevatron は $p\bar{p}$ collider)。つまり終状態に残る 4γ を検出することで h_f を探索する。(図 1.6) にその diagram を示す。このような終状態に 4γ を残す channel は珍しく、軽い h_f を探索するうえで最も有望な signature として期待されている。

第2章 Outline this study

素粒子の現象論として最も広く認められている理論が Standard Model (SM) である。しかし、この理論において、粒子の質量起源を説明する Higgs Mechanism (自発対称性の破れ) に対しては、未だ確証が得られていない。故に、Higgs Mechanism の確証となる Higgs Bosons の発見は、高エネルギー物理学において最重要課題になっている。そこで今回は 2HDM-type1 で予想されている fermiophobic higgs(h_f) に注目する。

「 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow W^* h_f h_f \rightarrow 4\gamma + X$ 」という channel が提案され、 $\tan\beta$ の大きい領域での h_f 探索が私たちの研究室が参加している "Tevatron Run II" で可能となった。

本研究は simulation を用いて「 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X$ 」の事象を再現し、CDF での $h_f(4\gamma)$ 検出の efficiency を (節 2.3) の領域で見積もり、軽い h_f の Tevatron Run II、CDF での検出可能性の評価をおこなう。

本章では、本研究の Motivation、Production process の Cross section を述べ、今回の解析領域を記している。そして実際の実験施設である Tevatron と CDF の説明をし、今回の研究の方法を述べている。

2.1 Motivation

LEP と Tevatron Run I の解析によって、 h_f が 100GeV より小さい領域には存在しないと結論づけられたが、(節 1.3.1) で述べてきたように、そこにおいてなされた物理的仮定は 2HDM のような realistic なモデルにおいては必ずしも妥当ではなく、軽い h_f の存在の可能性を完全に排除できたわけではない。そこで、LEP と Run I の解析で回避された領域 ($\tan\beta$: 大) でも適用できる (論文 [5]) で提案された process、

$$p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow W^* h_f h_f \rightarrow 4\gamma + X \quad (2.1)$$

を利用して、軽い h_f の Tevatron Run II での検出可能性を探るのが本研究の狙いである。

この $4\gamma + X$ の解析は (論文 [6]) でも取り上げられており、 h_f の質量を 30GeV ~ 105GeV の質量領域について調べ、 H^\pm の質量が 120GeV の場合、 h_f は $m_{h_f} \leq 98\text{GeV}$ の領域で発見可能であり、仮に生成事象が観測されなくても $m_{h_f} \leq 95\text{GeV}$ の領域が除外できると結論づけた。ただ、(論文 [6]) では、Run II で用いられている測定器 (CDF) の不感領域や実

際の衝突事象時の応答特性などは考慮されていない。そこで今回は Run II で用いられている CDF の特性も含めた解析をおこなった。

2.2 Production process

本研究の h_f 探索で用いられる channel は終状態に 4γ を残す。これは非常に clear な Signature を与え、軽い h_f の領域ではその Branching Ratio も高い値を保つ。その時の Cross section は $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f) \times Br(H^\pm \rightarrow W^* h_f) \times (Br(h_f \rightarrow \gamma\gamma))^2$ で表され、この channel での探索を検討する価値は十分にある。

2.2.1 Cross section for $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X$

考えている channel は (図 1.6、channel2.1) である。この Cross section(σ) は、 $H^\pm h_f$ の Production Cross section [$\sigma(p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f)$] と、 h_f, H^\pm からの Branching Ratio との積

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow 4\gamma + X) = \sigma(p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f) \times Br(H^\pm \rightarrow W^* h_f) \times (Br(h_f \rightarrow \gamma\gamma))^2 \quad (2.2)$$

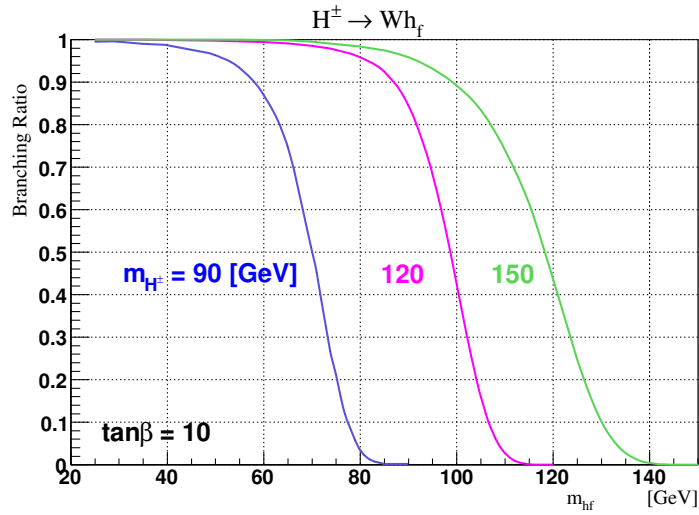
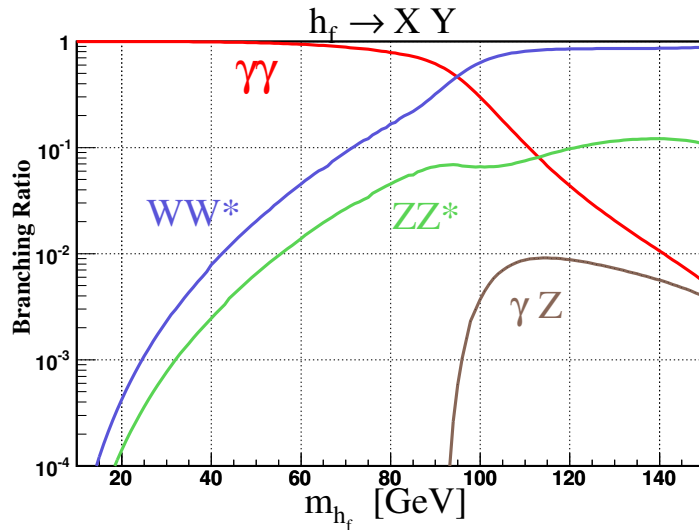
によって表される。ここで、「 X 」とは W^* からの崩壊については考慮しないことを表している。また、 $Br(h_f \rightarrow \gamma\gamma)$ が 2 乗されているのは、process に h_f の崩壊が 2 回分含まれているからである。

2.2.2 Branching Ratio of $H^\pm \rightarrow Wh_f$

(図 2.1) は、 $H^\pm \rightarrow Wh_f$ の崩壊過程における Branching Ratio を m_{h_f} の関数として、 $m_{H^\pm} = 90\text{GeV}, 120\text{GeV}, 150\text{GeV}$ について、調べたものである。 m_{h_f} の小さい領域では $H^\pm \rightarrow Wh_f$ の BR はほとんど 1 であり、この領域においての崩壊は Cross section に大きな影響を与えないと予想される。しかし、 m_{h_f} が大きくなると、 W^* が off-shell 状態になり BR は急激に小さくなる。

2.2.3 Branching Ratio of $h_f \rightarrow 2\gamma$

(図 2.2) に Fermiophobic higgs (h_f) の崩壊 BR を m_{h_f} の関数として示している。 h_f の主要な崩壊モードは $h_f \rightarrow \gamma\gamma, VV^*(V = W, Z)$ であり、photonic な channel は $m_{h_f} \leq 95\text{ GeV}$ で dominant、 $m_{h_f} \leq 80\text{ GeV}$ ではほぼ 100%、 $m_{h_f} \simeq 95\text{ GeV}$ で 50% まで減少して、 $m_{h_f} \simeq 140\text{ GeV}$ で 1% になる。一方、SM の $BR(\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ は最も大きいときで 0.22% 程度しかない。このように "Fermiophobia" 状態の h_f は $BR(h_f \rightarrow \gamma\gamma)$ が非常に高いという特徴的な崩壊モードを示す。 $h_f \rightarrow 2\gamma$ の崩壊に着目すると、 $m_{h_f} \leq 60\text{ GeV}$ の領域の BR は、

図 2.1: $H^\pm \rightarrow Wh_f$ の BR図 2.2: $h_f \rightarrow VV$ の BR

ほぼ 100%であり、Cross section に与える影響は非常に小さい。 $60\text{GeV} \leq m_{h_f} \leq 105\text{GeV}$ に関しては徐々に値は小さくなるが 15%を越えている。 $m_{h_f} \geq 105\text{GeV}$ の領域では、ほとんどが WW^* へ崩壊しており、その他への崩壊は 2γ も含めて 20%以下である。今回考えているプロセスでは $h_f \rightarrow 2\gamma$ の崩壊過程は 2 箇所あるため、Cross section は 2 乗された 4%以下の制約を受けることになる。 $H^\pm \rightarrow Wh_f$ の崩壊過程も考慮すると、この領域での反応は期待できない。

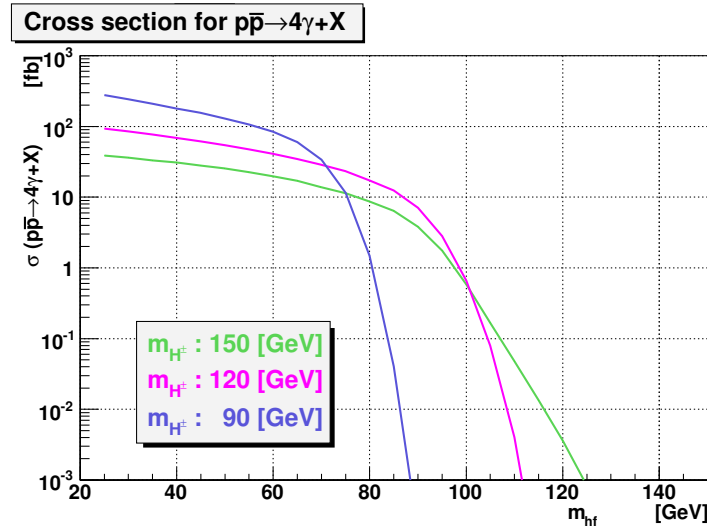


図 2.3: 反応 process $p\bar{p} \rightarrow 4\gamma + X$ の Cross section

2.2.4 Prospect of h_f detection

2.2.2 と 2.2.3 をふまえて、(式 2.2) によって与えられる Cross section を m_{h_f} の関数として表したのが (図 2.3) である。それぞれ m_{H^\pm} の値によって色分けしている。 h_f の質量がおよそ 80 GeV 以下の領域では 10 fb を越えており、Run II の Integrated Luminosity がおよそ 6fb^{-1} であることを考慮すると、 h_f 検出の期待が持てる。

2.3 Decition of Free parameters and Investigative domain

2HDM には (表 1.3) にも示したように、free Parameter が存在する。これらは理論からは導けない値である。本研究は 2HDM(type1) "fermiophobia" 状態で、($\tan\beta$: 大) の領域を対象にしているので、次のような値にした。

- $\alpha = \frac{\pi}{2}$
- $\tan\beta = 10$

1 つめの設定は "fermiophobia" の状態にするためのものである。 $\cos\alpha \rightarrow 0$ となればよい。2 つめは $\tan\beta$ に関してである。これは、LEP と Tevatron Run I の解析で回避された領域になるように値を選んだ。

また、Higgs Boson の mass も決定する必要がある。今回の解析では、 H^0 と A^0 の mass を

$$m_{H^0} = 110\text{GeV}/c^2$$

$$m_{A^0} = 120\text{GeV}/c^2$$



図 2.4: Fermilab の施設の航空写真。手前の ring が Main Inject、奥が Tevatron

と固定し、 h_f の mass

$$30\text{GeV}/c^2 \leq m_{h_f} \leq 105\text{GeV}/c^2$$

の質量領域を H^\pm の mass

$$m_{H^\pm} = 90\text{GeV}/c^2, 120\text{GeV}/c^2, 150\text{GeV}/c^2$$

毎について調べた。

2.4 The Tevatron

アメリカ、シカゴの西約 60km に Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL, Fermilab) と呼ばれる高エネルギー物理学の主要な国際的な研究所がある。Tevatron はその研究所にある collider であり、陽子と反陽子 ($p\bar{p}$) を加速、衝突させ 1.96TeV の実験室系エネルギー (\sqrt{s}) を実現している。(図 2.4) は施設の航空写真である。Tevatron は円周、約 6km の円形 collider であり、 $p\bar{p}$ の particle beams はそこを周回し、B0 と D0 と呼ばれる場所にある多目的型検出器 CDF、D0 の中央で衝突する。

p と \bar{p} をそれぞれ 1TeV 程のエネルギーまでに加速するためには様々な accelerator が必要になってくる。その各々が次の accelerator に必要な最小注入エネルギーまで粒子を加速することを繰り返し、段階的に 980GeV まで増やしていく。

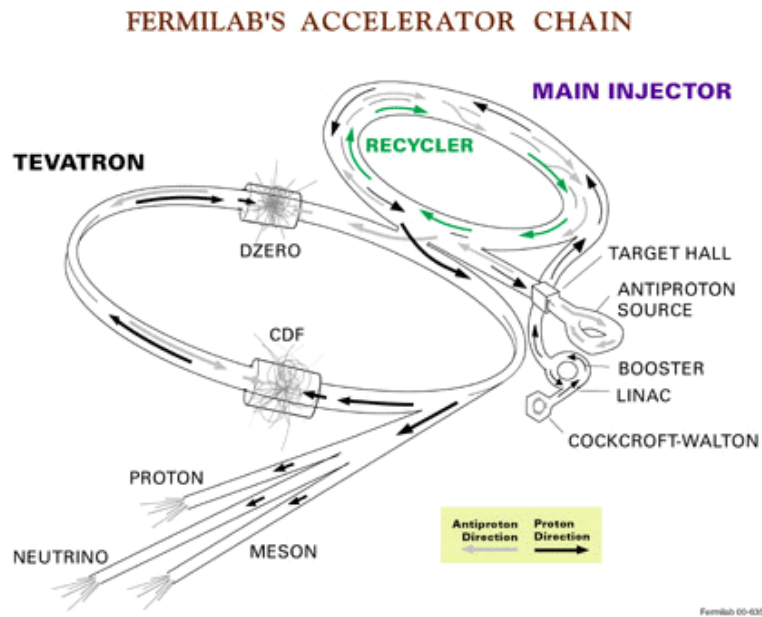


図 2.5: Fermilab の accelerator complex

2.4.1 Accelerator chain

(図 2.5) に Fermilab の accelerator complex を描いている。加速の過程はイオン源の水素原子に電子を加え、水素イオン生成するところから始まる。Corkroft-Walton accelerator([1]) は水素イオンのエネルギーを 0 から 750KeV まで増やす。次に 150m の長さの Liner accelerator に送り水素イオンを加速させ、エネルギーを 750KeV から 400MeV まで上げる。そして次の機構で水素イオンを炭素膜に通し、2 つの電子を取り払って陽子にする。その後、半径が約 75m の synchrotron で boost し 400MeV から 8GeV まであげた後、the Main Injct(MI) に送る。一方、反陽子はもう一つの booster である the accumulator もしくは Recycler から得る。ここで p と \bar{p} beam は 150GeV まで加速され、Tevatron に射出される。

150GeV の p と \bar{p} を受け取った Tevatron はこれらを加速させ、 $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$ を実現出来る、980GeV までエネルギーを増やす。このようにして p と \bar{p} beam が生成され、典型的に、36 の bunch(p beam は 180×10^9 proton/bunch、 \bar{p} beam は 180×10^9 anti-proton/bunch) で構成されている。この 2 つの beam が B0、D0 と呼ばれる interaction region で衝突する。この衝突が繰り返され、Integrated Luminosity が貯っていくのだが、 \bar{p} が衝突に必要な十分な量が生成される時間は p よりも長くなっており、 \bar{p} -production が Tevatron luminosity の制限因子になっている。

2.4.2 Anti-proton production

\bar{p} は MI から 120GeV の p を抜きだし、ニッケル target にぶつけることで生成する。衝突すると proton-nucleus interaction が起こり、 \bar{p} を含めた多くの 2 次粒子が生成される。これらの粒子をリチウムレンズで focus して、8GeV あたりの負電荷粒子を bend magnet で選別し、 \bar{p} のみを anti-proton ring に送る。

anti-proton ring は the Debuncher と the Accumulator の 2 つで構成されている。beam の密度を上げるために、the Debuncher 内の \bar{p} は de-bunch され、また、stochastic cooling によって \bar{p} emittance を減少させる。その後、the Accumulator に送り \bar{p} を貯めておき、十分な量になった時に MI に送られる。

2.4.3 Recycler

The Recycler は MI の tunnel の天井付近に配置された、8GeV \bar{p} storage ring である

- accelerator からの \bar{p} を蓄え、 \bar{p} の total production capacity を上げる
- Tevatron から \bar{p} を回収し、その後続く衝突に再利用する

ことが、この ring の目的である。

2.4.4 Luminosity

重心系のエネルギーの他にも、collider の性能を表す重要な値に、Instantaneous Luminosity(L) がある。この L と、特定の process の Cross section(σ) を用いると、その process が起こる event rate を

$$\frac{dN}{dt} = L \times \sigma \quad (2.3)$$

と定義することが出来る。また、Integrate Luminosity(L_{int}) は L の時間積分であり、

$$L_{int} = \int L dt \quad (2.4)$$

と書け、この値が Run II 終了までにおよそ $4\text{fb}^{-1} \sim 8\text{fb}^{-1}$ になる予定である。

L の単位は通常 pb^{-1} で測定され ($1\text{b}=10^{-28}\text{m}^2$)、Tevatron での L は

$$L = \frac{N_p N_{\bar{p}} B f_0}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (2.5)$$

と与えられる。ここで N_p と $N_{\bar{p}}$ は bunch 内の p と \bar{p} の数、 B は bunch 数、 f_0 は衝突頻度、 σ_x と σ_y は Gaussian beam のサイズである。

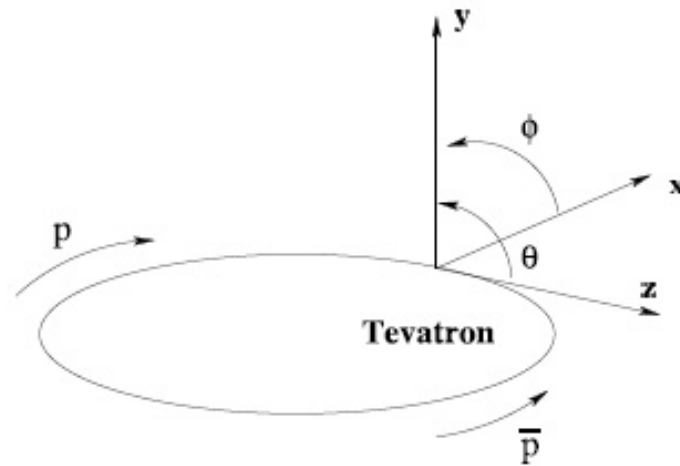


図 2.6: CDF の座標系

2.5 The CDF

CDF は p と \bar{p} が $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$ で衝突することによって生成される多くの粒子の vertex point や運動量などを測定する多目的粒子検出器であり、そこで行われている CDF 実験は、世界 11 カ国 50 の研究機関に所属する 600 人の研究者の国際共同研究によって成り立っている。検出器の大きさは約 $15\text{m} \times 10\text{m} \times 10\text{m}$ 、重量は 5000t に近い。

CDF で用いられる座標系を (図 2.6) に描いている。z 軸は粒子 beam の方向で定義されており、 p の動く方向を正としている。z = 0 が CDF の中央になる。極角 θ は z 軸からの角度で、 p beam は $\theta = 0$ 、 \bar{p} は $\theta = \pi$ に対応し、

$$\eta \equiv -\log\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.6)$$

で定義される pseudo-rapidity(η) によって極角を表すのが一般的になっている。方位角 ϕ は Tevatron 平面から角度で表される。

CDF の配置は、beam pipe を中心に前方・後方・球対称になっており、様々な detector system が反応領域の周りに層となって配置されている。(図 2.7) に CDF の断面図を描く。The tracking system は beam pipe の最も近い所に配置されており、ガスの drift chamber である COT と、それに囲まれた領域にある silicon detector から成る。また、COT 自身は 1.4T の磁場を作る大きな超電導ソレノイドに囲まれており、Time-Of-Flight system がソレノイドと COT の間に配置されている。これらの system の主要目的は粒子識別になっている。そして、その外側に electromagnetic と hadronic な部分に別れている calorimeter が置かれ、最も外側に muon chamber が配置されている。

以下に今回の解析で特に使用した system を記していく。

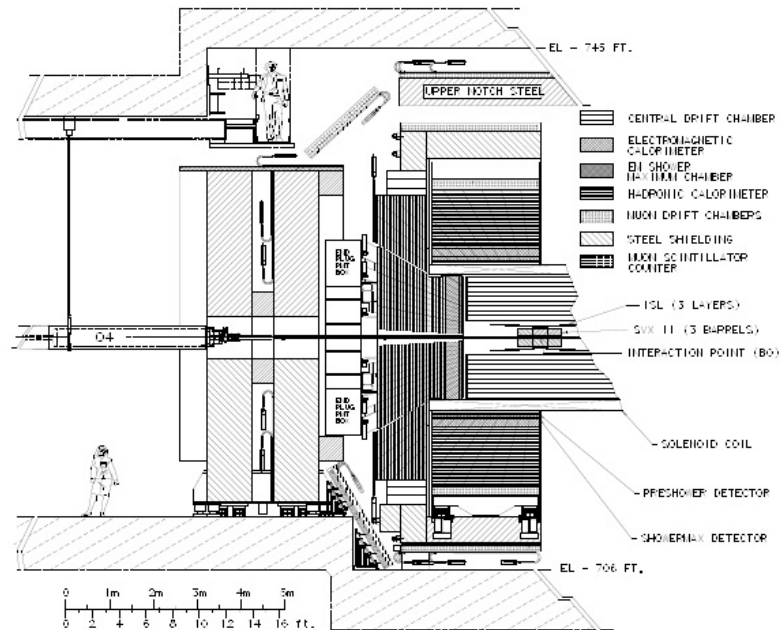


図 2.7: CDF の断面図

2.5.1 The Tracking System

Silicon Detector

Silicon Detector は L00、SVXII、ISL の 3 つの異なった sub-system から成っており、beam pipe から 1.35cm から 28cm の領域に合計して 8 つの silicon のレイヤーが配置されている。detector area は 722,000 の readout channel を持つ 6m^2 である。

- **Layer 00** : L00 は silicon の最も内側にあるレイヤーであり、直接 beam pipe に六角形の形で接合されている。反応領域に対して僅かな距離に設置されているので、CDF の tracking の resolution を大きく向上させるはずだが、高い電子雑音のため今のところ使用されていない。
- **Silicon Vertex Detector (SVXII)** : SVXII は beam pipe から半径 2.4cm から 10.7cm の領域にある 5 つのレイヤーの両面 detector から成り $|\eta| \leq 2$ の範囲をカバーしている。そのレイヤーは筒状の 3 つのバレルで組まれている。
- **Intermediate Silicon Layers (ISL)** : SVXII での粒子の silicon hits と COT から得られる track の情報を link させるために ISL と呼ばれる 3 つめの silicon sub-detector が design に追加された。central 領域で 1 つのレイヤーが beam pipe から半径 22cm のところに設置され、 $1.0 > |\eta| > 2.0$ の領域では 2 つのレイヤーが 20cm と 28cm の場所に設置されている。

Central Outer Tracker (COT)

COTは筒状のオープンセルになった drift chamber である。chamber の内側と外側は半径 44cm と 132cm の箇所に対応し、カバー領域は $|\eta| \leq 1.0$ である。最終的な COT の design は RunIIb での bunch の crossing time を補える 132ns よりも短い drift time の測定を達成することである。COT は最も低くて $p_t=400\text{MeV}$ の transverse momentum を持つ荷電粒子の track を捕らえる。COT は 4 つの axial と 4 つの stereo の superlayer に区分され、スーパーレイヤーは 1 つのセルの領域に 12 本の sense wire と 13 本の potential wire が交互に並ぶ形状で構成されている。その結果、半径の方向に合計して 96point で測定することができる。ガスは Argon-Ethane (50:50) が使用されている。

silicon detector と比べるとはるかに位置・方向の分解能は悪いが、はるかに良い momentum の分解能を持つ。silicon detector と COT を両方用いると、荷電粒子に対する総合的な momentum 分解能は $\delta p_t/P_t \leq 0.1/\% \text{GeV}/c$ となる。

2.5.2 Calorimeters

CDF calorimeter は electron や photon、hadron の energy を正確に測定するために design されており、

- the central EM and Hadron calorimeter(CEM, CHA)
- the End-Plug EM and Hadron calorimeter(PEM, PHA)
- the End-Wall Hadron calorimeter(WHA)

と呼ばれる 5 つの異なる calorimeter の sub-system が install されている。(図 2.8) にそれらの位置を示す。calorimeter は ϕ 方向領域は完全にカバーしており、 η の方向領域も $|\eta| \leq 3.64$ までカバーしている。

calorimeter は反応領域を中心とする射影 tower geometry を形成するように放射線状に区分されている。central と end wall calorimeter は east、west arc と呼ばれる 2 つの部分に別れていて、arc の各々は 24 の wedge で構成されている。1 つの wedge は ϕ 方向 15° の範囲をカバーしていて、 η 方向には約 0.1 のユニットで 10tower に細分されている。(図 2.9) に central calorimeter の wedge の 1 つを、(表 2.1) に CDF calorimeter の特性を載せている。ここで、厚さは X_0 (Radiation length : $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$)、 λ (Nuclear interaction length : $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$) で表している。また、EM calorimeter にはさらに分解能を向上させるために、calorimeter と solenoid coil の間に pre-shower(CPR)、内部に stereo shower maximum detector(CES) が備え付けられている。

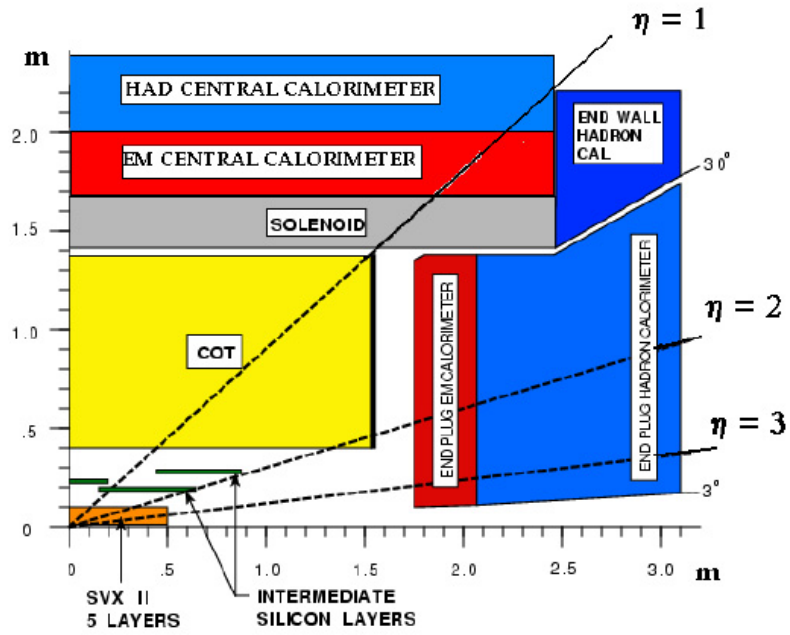


図 2.8: calorimeter の配置関係

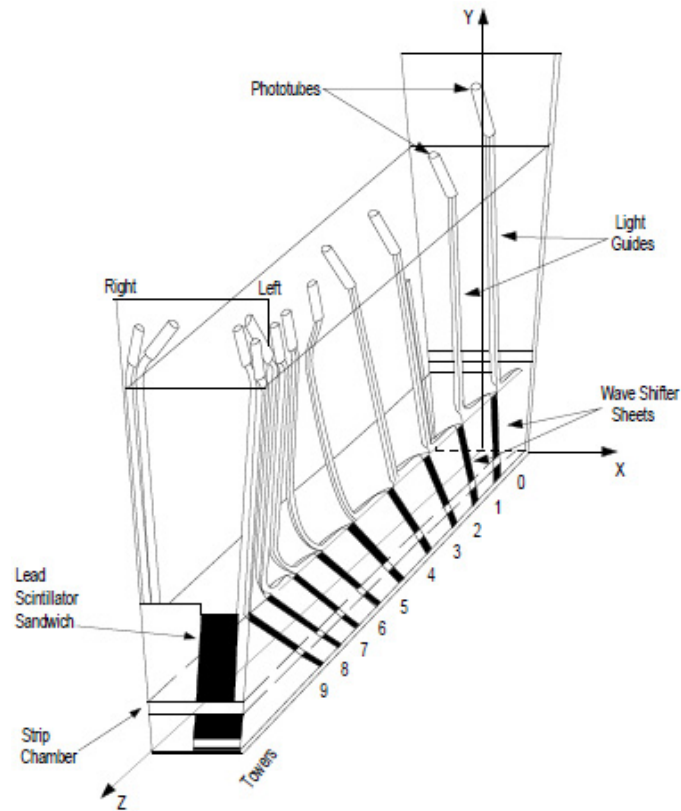


図 2.9: central calorimeter の wedge の 1 つ。それがさらに η 方向に 0 から 9 の tower に分かっている。下部が EM cal. で上部が Had cal. になっている。

Detecrot	η Range	Active medium	Thickness	Energy Resolution
CEM	$ \eta \leq 1.1$	polystyrene scintillator	$19X_0, 1\lambda$	$13.7\%/\sqrt{E_t} \oplus 2\%$
PEM	$1.1 \leq \eta \leq 3.64$	proportional chambers	$21X_0, 1\lambda$	$16\%/\sqrt{E_t} \oplus 1\%$
CHA	$ \eta \leq 0.9$	acrylic scintillator	4.5λ	$50\%/\sqrt{E_t} \oplus 2\%$
WHA	$0.7 \leq \eta \leq 1.3$	acrylic scintillator	4.5λ	$75\%/\sqrt{E_t} \oplus 4\%$
PHA	$1.2 \leq \eta \leq 3.64$	proportional chambers	7λ	$80\%/\sqrt{E_t} \oplus 5\%$

表 2.1: CDF の calorimeter property. energy 分解能は GeV で与えられる。EM cal. の場合は、入射 electron、photon に適用され、Had cal. の時は isolate している入射 pion に適用される。

2.5.3 Time Of Flight (TOF)

COT と solenoid の間に Time-Of-Flight system が install されている。それは timing と amplitude の情報の両方を提供する scintillator panel から成り、その timing 分解能は 100ps である。detector は $|\eta| \leq 1.1$ までの central region をカバーしており、この分解能であれば飛行時間の差によって pion と kaon を識別することができる。

2.5.4 Data Acquisition(DAQ) and Trigger

(図 2.10) に CDF DAQ と trigger system 概略図を示している。trigger は多くの minimum bias と background event から最も興味のある physics event を効率的に抽出して、データ量を妥当な大きさまで減少させるために重要な役割を果たす。この trigger level の時点で大きくデータの選別を行うことは、new physics の検索に必要な高い統計を扱うには不可欠な技術になっている。

CDF trigger は three level system である。Level-1 と Level-2 の trigger は detector 情報のみに基づいているが、Level-3 の trigger は event data を利用しており、L1 と L2 は hardware trigger で、L3 は software trigger となっている。ある event が持つ変数 (例えば calorimeter の energy) が trigger の threshold を越えたとき、その信号は event として定義される。L1、2、3 の design processing rate はそれぞれ 50kHz、300Hz と 50Hz であり、典型的な event size はおよそ 250 から 300kB である。

(図 2.11) は L1 と L2 の trigger system の block diagram である。L1 の trigger は calorimeter、muon system、forward detector そして drift chamber からの情報に関する採決の base となる。Extremely Fast Tracker(XFT) は、 $\delta p_t/P_t^2=0.01651\text{GeV}^{-1}$ の transverse momentum の分解能と 5.1mrad の angular 分解能を持つ COT での r/ϕ track を再構築する。

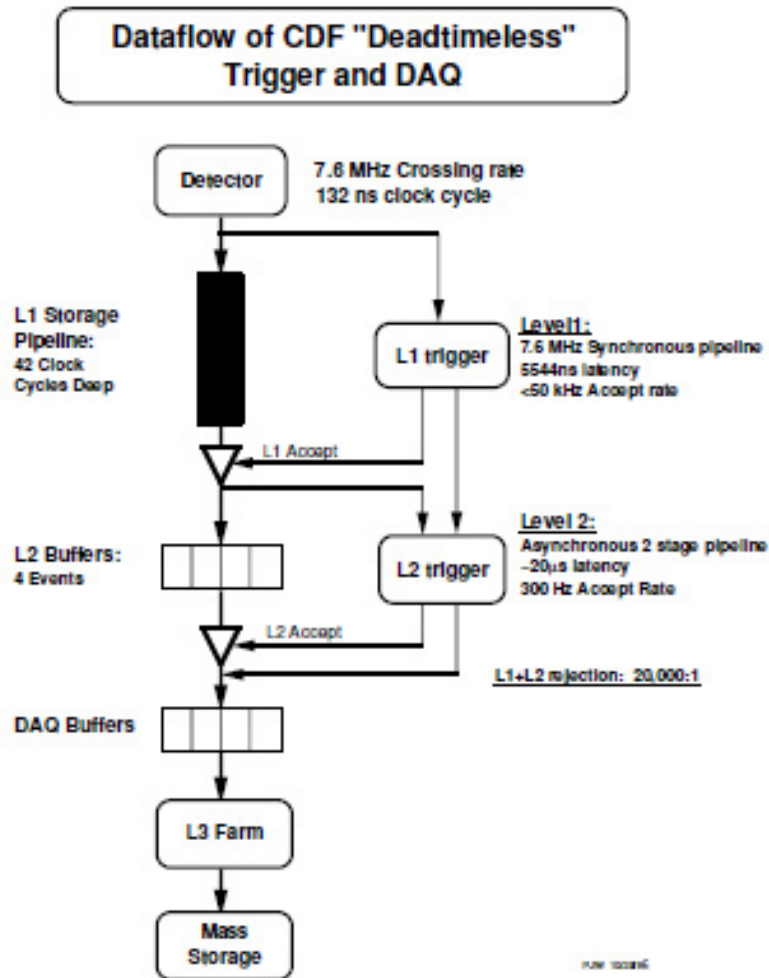


図 2.10: three level の data flow の概要

L2 の重要な特性は Silicon Vertex Tracker(SVT) であり、ここで L1 の XFT track に silicon r/ϕ hit が加えられる。これによって secondary vertex を同定できる 2 つの track を持った event の選別ができる。この event は多くの hadronic decay を含んだ重要な process が期待でき、例えば、mass の小さい SM の Higgs boson は支配的に two bottom quark に崩壊するので、Higgs physics に関して特に興味深いものになる。

完全な event の再構築は L3 trigger で行われる。したがって L3 を pass した event は多種多様の要求を課される。

最終的な trigger level を pass した event は、ある trigger 経路に属すことになり、その各々の経路は L1、L2、L3 の独特な組み合わせになる。trigger は論理的な AND を通して組み立てられ、また、論理的な OR によって組まれた多くの経路は dataset を与えるために使用される。data は約 20stream で書かれていて、tape に store される。その後、event

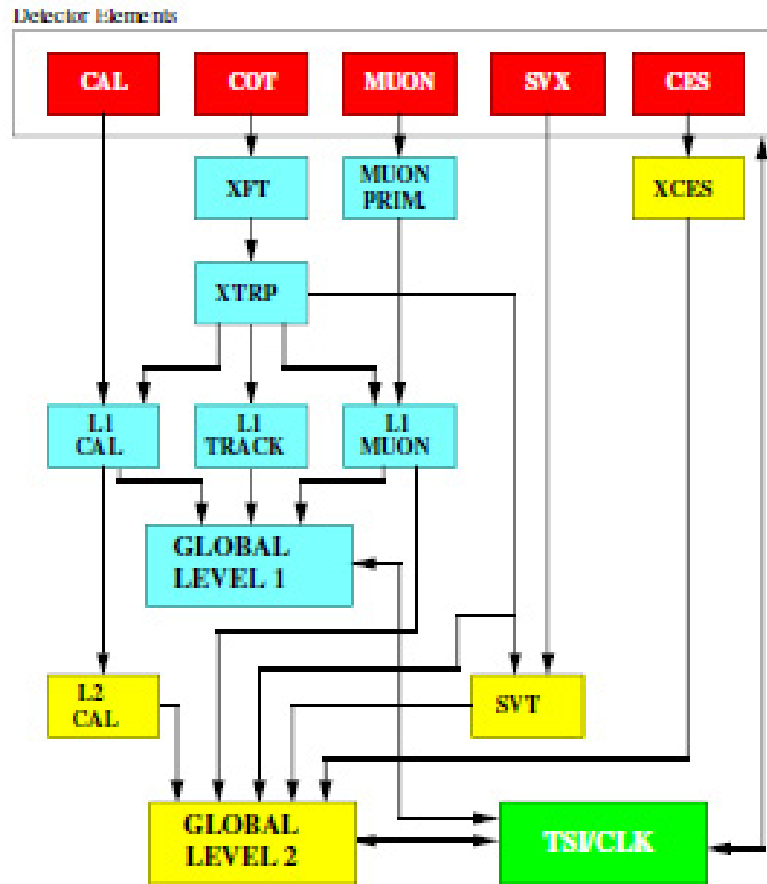


図 2.11: CDF の L1,L2 の trigger system の block diagram

はより特定の dataset に分割される。

2.6 Method of Study

本研究の目的は (channel2.1) を利用して、軽い h_f の Tevatron Run II での検出可能性を評価することである。そこで、simulation を用いて「 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X$ 」の事象を再現し、CDF での $h_f(4\gamma)$ 検出の efficiency を (節 2.3) の領域で見積もる。しかし、終状態には多数の粒子が生成されるので、 h_f からの 4γ を検出するためには、その 4γ とその他の粒子を選別する必要がある。

2.6.1 Simulation of 「 $p\bar{p} \rightarrow 4\gamma + X$ 」

今回の解析では、(2.1) の process が発生する $p\bar{p}$ の衝突を Pythia で再現した。

Pythia とは、高エネルギーの物理事象を生成するための Monte Carlo Simulation であ

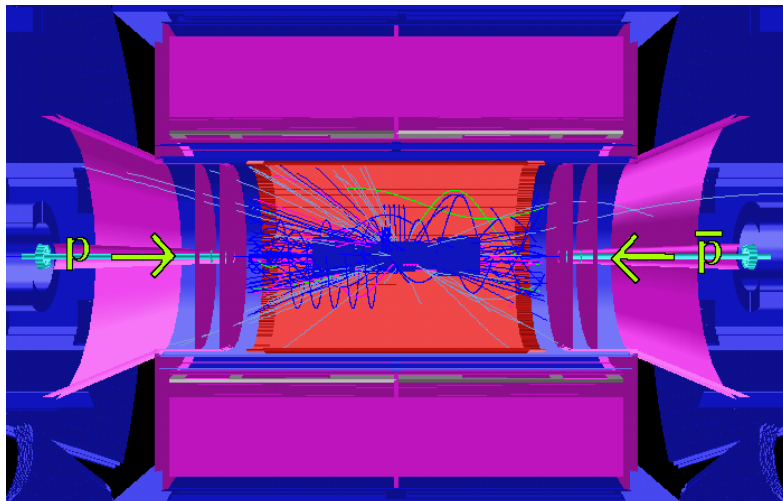


図 2.12: 「 $p\bar{p} \rightarrow 4\gamma + X$ 」の Simulation

り、入射粒子の種類や energy、発生事象数、事象内における processなどを指定できる (論文 [7])。また、Pythia のデフォルトは 2HDM(type2) の MSSM に設定されているが、今回の解析では 2HDM(type1) に変更したものをを用いている (論文 [8])。

本研究は Tevatron での衝突実験であり (2.1) の channel を想定しているので、以下のような設定をした。

- $\sqrt{s}=1.96\text{TeV}$ で $p\bar{p}$ を衝突させる
- $p\bar{p}$ の衝突後の process において、 $f_i\bar{f}_j \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X$ の反応を必ず含ませる。
(f_i, f_j : fermion)

これによって「 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X$ 」の事象を再現し、そのときの CDF の detector レスpons等を CDF-Simulation(release version5.3.3)(論文 [9]) で評価した。

2.6.2 Various particles in the final state

(図 2.12) は「 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X$ 」事象の simulation を Event Display で表示したものである (論文 [10])。 p と \bar{p} を CDF の中央で衝突させていて、そこから放射線状に伸びている線は生成粒子の軌跡である。終状態に残る粒子には $f_i\bar{f}_j \rightarrow H^\pm h_f$ から発生するものだけでなく、 p と \bar{p} を衝突させているため、この process 以外で η, ρ^0 などの hadron が生成され、そこから崩壊するものもある。したがって 1 つの事象の終状態には多くの粒子が現れ、 γ だけで数十個にのぼることもある。

2.6.3 Evaluation method of prospect for h_f detection

検出可能性は、検出したい粒子(今回は h_f) がどれくらいの割合で detector によって検出されるか、つまり detector の検出効率 (efficiency) を見積もることで評価できる。そこで本研究は、CDF での h_f 検出の efficiency を求めた。(2.1) の channel を用いているので、実際 CDF で検出する粒子は終状態で現れる 4γ である。つまり、この 4γ に対する efficiency を求めることになる。

しかし (小節 2.6.2) でも述べたように、終状態には 2 つの h_f から崩壊した 4γ 以外にも多数の粒子が存在する。つまりこの 4γ を検出したと言えるには、この 4γ とその他の粒子の選別ができていなければならない。

第3章 γ Selection cut and Efficiency

私たちが粒子の情報を再構築するには、CDF から得られる様々な Variable を使う以外に方法はない。本研究では、終状態に残る h_f から崩壊した γ を捕らえないといけない。そこで、この Variable からそれを可能にする γ Selection Cut を作成した。

この cut を使用して終状態に残る粒子のうち、 h_f から崩壊した γ like な粒子を選び出し、その粒子が 4 つ存在する event を「 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X$ 」の事象 (Signal event) とした。この Signal event の数を simulation で見積もり、 h_f 検出の efficiency の評価を行った。その結果、efficiency は 3% から 12% の間になることが分かった。

この章では、 γ Selection の方法を具体的に述べ、それを用いての h_f 検出の efficiency の評価を行っている。

3.1 γ Selection

(節 2.6) で述べたように、終状態に残る粒子を h_f から崩壊した 4γ とその他の粒子とに選別ができなければ、 h_f の検出はできない。そこで、 h_f からの γ を通し、その他の粒子は cut してしまう γ Selection をおこなう。この Selection は各粒子の detector signature の違いを利用して、CDF から得られる様々な Variable を用いる。そしてこの Variable から γ Selection Cut を作成し、これを用いて γ の同定をおこなう。

3.1.1 Event Selection Variable

この variable は good event を得るために使用される。

- z_{vtz} :
これは intraction vertex の z 軸方向の値である。本研究では primary vertex になっている。

3.1.2 γ Selection Variable

h_f からの γ を選別するために、いくつかの Variable が使用される。今回使用される Variable の定義と意味を以下に述べる。

- E_t :
electron や γ などの EM-particle が CEM の wedge に落とす electromagnetic energy の transverse 成分。その値は EM cluster の energy $\times \sin \theta$ で計測される。
wedge に energy が落ちると cluster と呼ばれる集まりを形成し EMobject を構築する。energy を落とした粒子が COT に track を残さなかった場合、cluster は (図 2.9) で示した 1wedge で形成される。つまり ϕ 方向の大きさは 1wedge (15°) となる。energy の落ち方によって cluster の η 方向の大きさ、つまり tower の数が決まり、最大で 3tower までとなっている。 θ 、 ϕ は $x = y = z = 0$ から cluster の energy 重心までの極角、偏角となる。
energy を落とした粒子が COT に track を残す場合、 θ 、 ϕ は primary vertex からの極角、偏角になっている。
- Track quality :
荷電粒子の COT 内での軌跡が track である。これは各 superlayer からの情報を繋ぐことで得られる。3 つの axial と 3 つの stereo の superlayer がお互い、少なくとも 7hit した track を very-good track、そうでないものを no very-good track とする。
- E_{had}/E_{em} :
同じ cluster に対する hadronic(CHAWHA) calorimeter の energy と electromagnetic(CEM) calorimeter の energy の比。
- $\chi_{strip+wire}^2$:
CES によって観測される strip(r-z view)、wire(r- ϕ view) の EM shower の形状と electron の test beam で得られている shower の形状を比較した値。
- Track- P_t :
荷電粒子の COT での energy、track 情報で得る momentum。COT には磁場が架かっているため、track の曲率半径から粒子の質量を求めることができるので、momentum が計算できる。
- dR :
($\eta - \phi$ view) での距離。 $dR = \sqrt{d\eta^2 + d\phi^2}$

γ Selection Variable	cut value
<u>Event-Vertex, Geometrical & Kinematical Cut</u>	
$ z_{vtx} $	60.0 cm
PEM or CEM	CEM
E_t	> 15 GeV
<u>PhotonID Cut</u>	
Track	no very-good track
E_{had}/E_{em}	$< 0.055 + 0.00045 \times E$
$\chi_{strip+wire}^2$	< 20 (@ $E_T < 35$ GeV)
dR between Emobjects	> 0.2 (Emobjects passing over cut)
<u>Trk-PhotonID Cut</u>	
Track	very-good track
E_{had}/E_{em}	$< 0.055 + 0.00045 \times E$
$\chi_{strip+wire}^2$	< 20 (@ $E_T < 35$ GeV)
Track- P_t	$< 1 + 0.05 \times E_T$ (@ No.Conv)

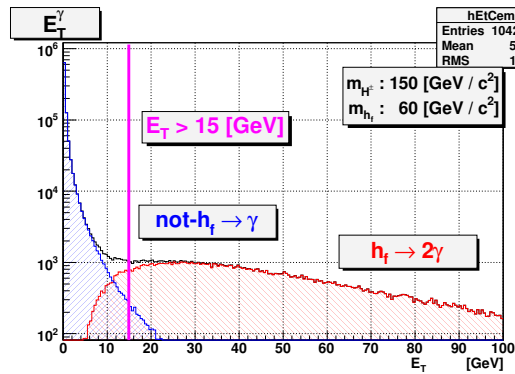
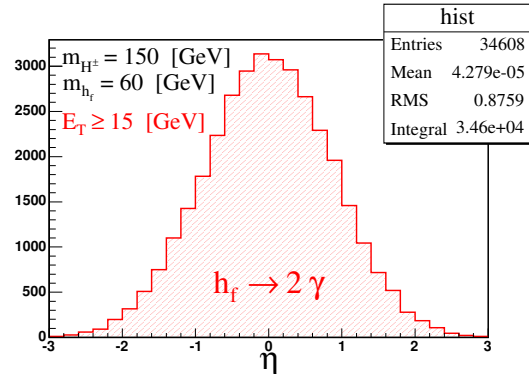
表 3.1: γ Selection Cut

3.1.3 γ Selection Cut

以上の Variable を用いて γ Selection Cut を作成した。(表 3.1) にその cut の内容を書いている。ここで Emobject とは、主に Tracking System と Calorimeter cluster からの情報を元に再構築された粒子の総称である。

(表 3.1) にも示しているが、この cut は 3 つの part に分かれている。各々の役割は大まかに以下のようにになっている。

- Event-Vertex, Geometrical & Kinematical Cut
 - Event-Vertex Cut :
good event のみを取り扱いたいために掛ける。interaction が CDF の中央のより近い箇所で起きた方が CDF の Variable の精度が良くなり、信頼度も高くなる。
 - Kinematical Cut :
 h_f から崩壊した γ は比較的高い energy を持つ傾向があるために掛ける。(図 3.1) は終状態に残った γ の E_t 分布である (Geometrical Cut のみをかけている)。赤が h_f から崩壊した γ で、青は h_f 以外から生成された γ である。
 - Geometrical Cut :
CEM 領域の Variable を用いるためである。また、粒子は $|\eta|$ の小さい領域に生成されやすい (CEM は $|\eta| \leq 1.1$ に対応)。(図 3.2) に h_f から崩壊した γ の

図 3.1: 終状態に残った γ の E_t 分布図 3.2: h_f から崩壊した γ の η 分布

η 分布である (Kinematical Cut のみをかけている)。

- PhotonID Cut

- no very-good track :

γ は荷電粒子ではないので COT には track を残さない。そこで、trackless の Emobject を扱う。

- E_{had}/E_{em} cut :

jet を排除するために使用される。

- $\chi^2_{strip+wire}$ cut :

γ (electron) と π^0 を区別するために使用される。ただし E_t が 35 GeV を越えてくると、2つの区別ができなくなってくる。

- dR cut :

jet を排除するために使用される。calorimeter isolation cut の代用。

- Trk-PhotonID Cut

- very-good track :

γ が convert して e^+e^- になった時、track が COT に残る。この cut はこの conversion を主に扱っている。また、track γ (小節 7.2.1) も扱う。

- Track- P_t cut :

track γ と electron を区別するために使用される。従って conversion には適用しない。

3.2 h_f detection Efficiency

h_f の Tevatron Run II での検出可能性を評価するために、「 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X$ 」の事象の simulation を行い、 h_f 検出の efficiency を見積もった。その結果、efficiency は 3% から 12% の h_f mass と相関関係のある値となった。

3.2.1 Monte Carlo Samples

(節 2.3) に示してある探索領域において、「 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X$ 」の事象を Pythia で再現した。30 GeV/ $c^2 \leq m_{h_f} \leq 105$ GeV/ c^2 の質量領域を 15 GeV/ c^2 刻みで、およそ 40000 event づつ、 $m_{H^\pm} = 90$ GeV/ c^2 , 120 GeV/ c^2 , 150 GeV/ c^2 の 3 つの場合で作成し、それを Monte Carlo Sample とした。

3.2.2 Signal event

h_f を検出するためには、終状態に残る粒子を h_f から崩壊した 4γ とその他の粒子とに選別しなければならなかった。そこで γ Selection Cut という tool を使用してそれを行う。

γ Selection Cut を用いると、終状態に残る粒子のうち h_f から崩壊した γ like な粒子を選び出すことができる。 h_f から崩壊した γ は終状態に 4 つあるので、この cut によって選び出された粒子が 1 事象内に 4 つ存在した場合、それは「 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X$ 」の事象であると判断し、 h_f が検出されたと考える。その時の event を Signal event と呼ぶ。(図 3.3) に Signal event と判断するまでのフローチャートを載せる。ここで書かれている γ とは、終状態に残る h_f から崩壊した γ like な粒子のことを指す。

3.2.3 Definition of Efficiency

Pythia で再現した「 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X$ 」事象の総数を Total event とすると、 h_f 検出の efficiency(ε) は、

$$\varepsilon = \frac{\text{Number of Signal event}}{\text{Number of Total event}} \quad (3.1)$$

と書くことができる。

3.2.4 Evaluation of Efficiency

(節 2.3) に示してある探索領域において、各 m_{H^\pm} における 30 GeV/ $c^2 \leq m_{h_f} \leq 105$ GeV/ c^2 の質量領域ごとの h_f 検出の efficiency を評価した。その結果を (表 3.2) と (図 3.2) に載せた。

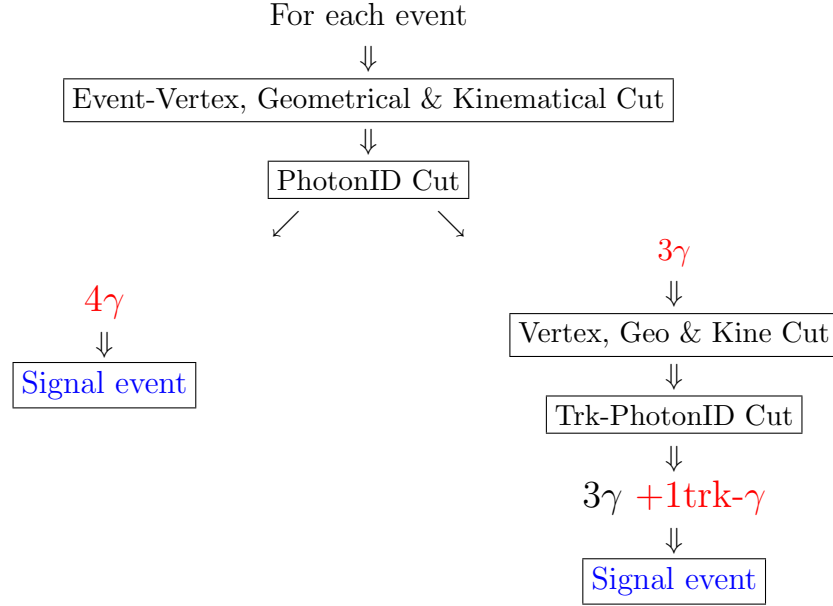


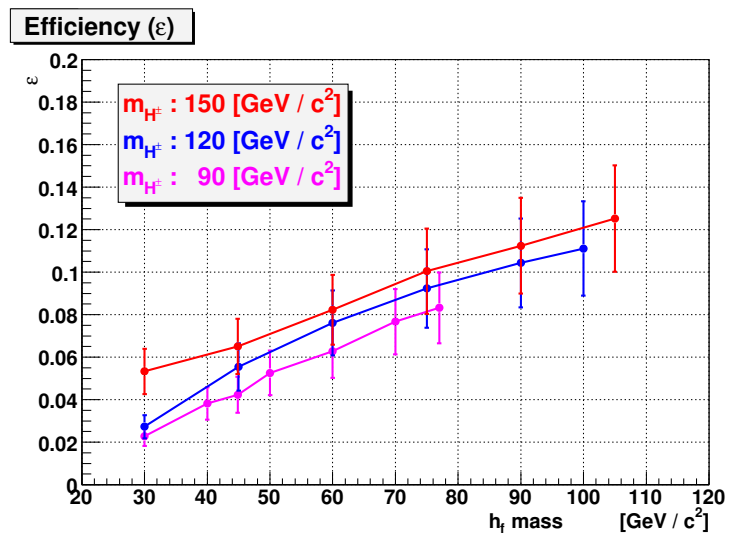
図 3.3: Signal event Selection のフローチャート

m_{h_f} [GeV/ c^2]		30	45	60	75	90	100	105
$(m_{H^\pm}=150 \text{ GeV}/c^2)$	ε	0.0533 ± 0.0107	0.0650 ± 0.0130	0.0823 ± 0.0165	0.101 ± 0.020	0.112 ± 0.023	N/A	0.125 ± 0.025
$(m_{H^\pm}=120 \text{ GeV}/c^2)$	ε	0.0273 ± 0.0055	0.0554 ± 0.0111	0.0761 ± 0.0152	0.0924 ± 0.0185	0.104 ± 0.021	0.111 ± 0.022	N/A

m_{h_f} [GeV/ c^2]		30	40	45	50	60	70	77
$(m_{H^\pm}=90 \text{ GeV}/c^2)$	ε	0.0229 ± 0.0046	0.0383 ± 0.0077	0.0422 ± 0.0084	0.0526 ± 0.0105	0.0628 ± 0.0126	0.0767 ± 0.0153	0.0833 ± 0.0167

表 3.2: h_f 検出の efficiency

uncertainties(systematic+statistics error) は 20%としている。statistics はおよそ 2%から 4%と評価しているが、systematic error に関しては、大まかな予想値である。

図 3.4: h_f 検出の efficiency

第4章 Background Estimation

Background event とは、「 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X$ 」以外の process で γ Selection Cut を through して終状態に 4γ を与える event のことをいう。この Background になりえる主な process として「Photon + FSR/ISR Photon」と「Phton + Fake Photon」が考えられている。

本研究では direct (di)photon production の simulation を行い、主として「Phton + FSR/ISR Photon」によって生じる Background を評価した。その結果、終状態に 4γ を与える event は観測されなかった。

4.1 Phton + FSR/ISR Photon Background

p と \bar{p} の衝突後の process で、

- $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$
- $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$
- $qg \rightarrow q\gamma$

等の過程が含まれる direct (di)photon production がある。ここで、 q 、 g はそれぞれ quark、gluon の事を指す。この process でさらに FSR・ISR(Final・Initial State Radation) が生じた場合、high E_t を持った γ が終状態に 4 つ以上出てくる場合がある。そこで Pythia で、上記された process が含まれる p と \bar{p} の衝突を再現し、およそ 160 fb^{-1} の量の Monte Carlo Sample を作成した。

それを用いて simulation を行った結果、これらの process で γ Selection Cut を through して終状態に 4γ を与える event は観測されなかった。これはおよそ 160 fb^{-1} のデータ量を解析した結果である。Tevatron で計画されている Integrated Luminosity は 6 fb^{-1} であることを考慮に入れると、Run II 実験でこの process が 4γ を与える可能性は非常に低い。

4.2 Phton + Fake Photon Background

次に考えられる Background は、jet や electron が含まれる production である。

Jet が π^0 、 η meson 等に大きな energy を持っていかれる時、CDF に残る Signature は

Isolated γ に似ているため、 γ と区別出来なくなる場合がある。

Electron と γ の Signature には大きな違いは COT に track を残すか否か位である。つまり、何かしらの原因で electron にも関わらず COT に track を残さなかった場合、 γ と miss ID される可能性がある。

これらの評価には、jet、electron sample を解析して、jet、electron が γ として miss ID される割合 (fake γ rate) を計算する手法がある (論文 [11])。しかし、本研究ではこちらの解析はきちんと行っていないが、こちらの影響も低いと予想している。

第5章 Prospect of h_f detection at CDF ($L = 6 \text{ fb}^{-1}$)

Integrated Luminosity が 6 fb^{-1} 貯った時の、Signal event の数を見積もった。その結果、 h_f の質量がおよそ $95 \text{ GeV}/c^2$ 以下であるならば、検出されることが分かった。また仮に Signal event が観測されなかったとしても、質量が $88 \text{ GeV}/c^2$ 以下の h_f の存在の可能性は排除することができる。

5.1 Prospect of Number of Signal event

(章 4) での解析の結果、Background の事象数は Signal に比べて非常に小さいことが予想される。ここで、Background が無いと仮定する。この場合、Run II 実験で Signal event が 1event 以上観測されれば h_f が発見されたことになる。そこで、tevatron、Run II で Integrated Luminosity が 6 fb^{-1} 貯った時の、Signal event の数を見積もった。

Signal event の数 (N_{sig}) は、狙っている channel の Cross section($\sigma: 2.2$) と h_f 検出の efficiency($\varepsilon: 3.1$) と Integrated Luminosity(L) の積

$$N_{sig} = L \times \sigma(p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X) \times \varepsilon \quad (5.1)$$

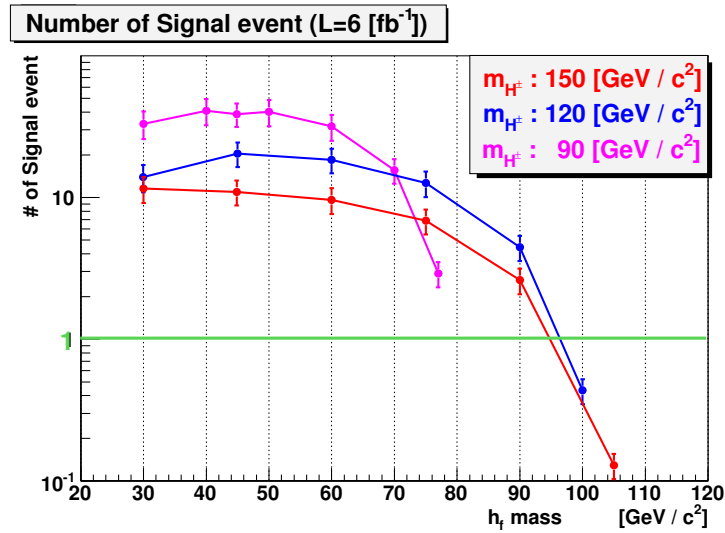
で算出できる。

(表 5.1)、(図 5.1) は Integrated Luminosity が 6 fb^{-1} の時の各 m_{H^\pm} における Signal event の数の期待値を m_{h_f} の関数として表したものである。発見可能な h_f の質量領域は、 $N_{sig} \geq 1$ となる領域に相当するので直線 $N_{sig} = 1$ との交点を読み取れば求まる。

その結果を示したのが表 5.2 である。 $m_{H^\pm} = 90 \text{ GeV}/c^2$ の場合、本解析で調べたすべての領域内で $N_{sig} \geq 1$ を満たした。その他の場合はいずれも m_{h_f} がおよそ $95 \text{ GeV}/c^2$ 以下の領域で発見可能であることが分かった。

m_{h_f} [GeV/c^2]		30	45	60	75	90	100	105
$(m_{H^\pm}=150 \text{ GeV}/c^2)$	N_{sig}	11.6	10.9	9.63	6.86	2.62	N/A	0.129
		± 2.4	± 2.2	± 1.99	± 1.37	± 0.54		± 0.026
$(m_{H^\pm}=120 \text{ GeV}/c^2)$	N_{sig}	13.9	20.4	18.5	12.7	4.47	0.435	N/A
		± 3.1	± 4.1	± 3.6	± 2.6	± 0.90	± 0.087	

m_{h_f} [GeV/c^2]		30	40	45	50	60	70	77
$(m_{H^\pm}=90 \text{ GeV}/c^2)$	N_{sig}	33.1	41.0	38.6	40.2	31.8	15.6	2.91
		± 7.2	± 8.6	± 7.3	± 8.4	± 6.6	± 3.1	± 0.59

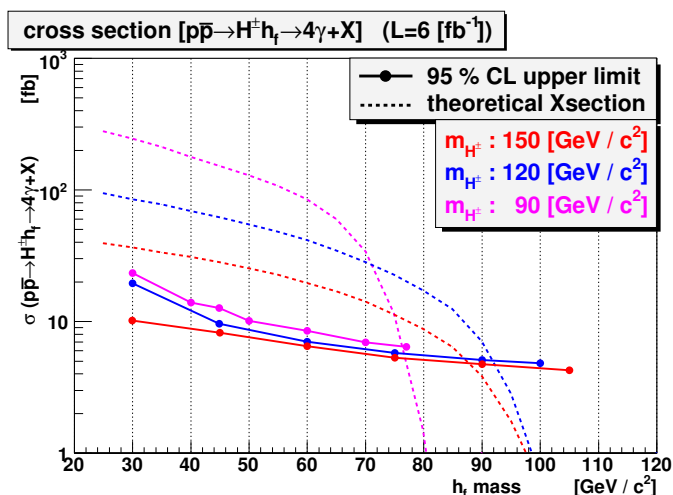
表 5.1: Signal event の期待値 (6 fb^{-1})図 5.1: Signal event の期待値 (6 fb^{-1})

$H^\pm mass$	$N_{\text{sig}} \geq 1$
150 [GeV/c^2]	$m_{h_f} \leq 95.0$ [GeV/c^2]
120 [GeV/c^2]	$m_{h_f} \leq 96.4$ [GeV/c^2]
90 [GeV/c^2]	$m_{h_f} \leq 77.0$ [GeV/c^2]

表 5.2: 1 event 以上期待できる質量領域

m_{h_f} [GeV/ c^2]		30	45	60	75	90	100	105
$(m_{H^\pm}=150 \text{ GeV}/c^2)$	upper Limit [fb]	10.0	8.21	6.48	5.31	4.75	N/A	4.26
$(m_{H^\pm}=120 \text{ GeV}/c^2)$	upper Limit [fb]	19.6	9.61	7.01	5.78	5.11	4.82	N/A

m_{h_f} [GeV/ c^2]		30	40	45	50	60	70	77
$(m_{H^\pm}=90 \text{ GeV}/c^2)$	upper Limit [fb]	23.4	13.9	12.6	10.2	8.50	6.95	6.41

表 5.3: 95% CL の Bayesian upper Limit (6 fb^{-1})図 5.2: $p\bar{p} \rightarrow 4\gamma + X$ の Cross section との比較 (6 fb^{-1})

$H^\pm \text{ mass}$	$N_{sig} \geq 1$
150 [GeV/ c^2]	$m_{h_f} \leq 88.0$ [GeV/ c^2]
120 [GeV/ c^2]	$m_{h_f} \leq 92.4$ [GeV/ c^2]
90 [GeV/ c^2]	$m_{h_f} \leq 76.5$ [GeV/ c^2]

図 5.3: h_f の存在を排除できる質量領域

5.2 Cross section Limit

前節で Integrated Luminosity が 6 fb^{-1} 貯った時、 h_f の質量が $95 \text{ GeV}/c^2$ 以下であるならば Singal event は観測される可能性を示したが、本節では、Signal event が観測されなかった場合について議論する。

Signal event が観測されなかった場合、upper Limit を用いて一定の質量領域の h_f 存在の可能性を排除することができる。今回は 95% CL の Bayesian Limit で評価した (論文 [12])。

その結果を (表 5.3)、(図 5.2) に載せた。(図 5.2) は、 m_{h_f} の関数にして Cross section の理論値 (図 2.3) と重ね合わせている。実線が 95% CL での upper Limit、破線が理論値である。upper Limit が理論値の Cross section よりも低い領域は論理的におかしく、そのような領域に h_f は 95% の可能性で存在しないという事が言える。よって upper Limit と理論値との交点を読み取ることにより、存在の可能性を排除できる質量領域を求めることができる。その結果を表 5.3 に示した。 $L=6 \text{ fb}^{-1}$ の時、 m_{h_f} がおよそ $88 \text{ GeV}/c^2$ 以下の領域の h_f の存在の可能性は排除することができる。

第6章 Summary and Plan

これまでの h_f 探索 channel 「 $p\bar{p} \rightarrow Vh_f$ (V :vector boson)」において、避けられていた $\tan\beta$ の大きい領域でも抑制されない新しい探索 channel 「 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f \rightarrow 4\gamma + X$ 」は、 H^\pm, h_f の崩壊により 4γ という非常に clear な Signature を与える。

本研究の解析の結果、CDF での h_f 検出の efficiency はおよそ

$$3\% \sim 12\%$$

であり、もし自然界に $30 \text{ GeV} \sim 105 \text{ GeV}/c^2$ の h_f が存在すれば、Tevatron Run II によって発見が可能な質量領域は Integrate Luminosity 6 fb^{-1} で

$$\begin{aligned} m_{h_f} &\leq 77.0 \text{ GeV}/c^2 && (m_{H^\pm} = 90 [\text{GeV}/c^2]) \\ m_{h_f} &\leq 96.4 \text{ GeV}/c^2 && (m_{H^\pm} = 120 [\text{GeV}/c^2]) \\ m_{h_f} &\leq 95.0 \text{ GeV}/c^2 && (m_{H^\pm} = 150 [\text{GeV}/c^2]) \end{aligned}$$

である。仮に Signal event の観測数がゼロであった場合でも、質量領域

$$\begin{aligned} m_{h_f} &\leq 76.5 \text{ GeV}/c^2 && (m_{H^\pm} = 90 [\text{GeV}/c^2]) \\ m_{h_f} &\leq 92.4 \text{ GeV}/c^2 && (m_{H^\pm} = 120 [\text{GeV}/c^2]) \\ m_{h_f} &\leq 88.0 \text{ GeV}/c^2 && (m_{H^\pm} = 150 [\text{GeV}/c^2]) \end{aligned}$$

の h_f が除外できる事が分かった。

今後さらに

- h_f 検出の efficiency の Systematic error の評価
- Fake Photon Background の評価
- γ Selection Cut の精度の向上
- 実際の Data の解析

等を進めていく必要がある。

第7章 Energy correction

OCUevN で作成された Ntuple に入っている値の中には、精度が検出器の特性によって若干落ちてるものがある。そこで今回の解析では、いくつかの補正を行っている。本章では、Track less EMobjects と Jet objects の θ 補正、Track γ の θ 、 ϕ 補正、そして Conversion の energy 補正を記述する。

7.1 Track less EMobjects

(小節 3.1.2) にも書いているが、EM calorimeter に energy を落とした粒子が COT に track を残さなかった場合、その粒子の飛行方向を示す θ 、 ϕ は $x = y = z = 0$ からの極角、偏角となる。本来、 θ は primary vertex からの極角でなくてはならないが、この値を再構築するにあたり COT の track の情報が使用される。したがって COT の track がない粒子の場合、正しく再構築されない。

(小節 3.1.1) に示している Event Selection cut、 $|z_{vtx}| \leq 60$ cm があるように、primary vertex は必ずしも $z = 0$ になるわけではない。また、EM-particle の 4 元 momentum は、EM cluster で計測される energy と θ 、 ϕ の値を用いて再構築される。したがって、 θ の値がずれてしまうと、 p_x 、 p_y 、 p_z 値もずれてくるため、 θ の補正を行う必要がある。ただし、検出器の性質上 x 、 y 方向に関しては、primary vertex は $x = y = 0$ に近い箇所になると予想できるので、今回は x 、 y 方向の補正は考えていない。

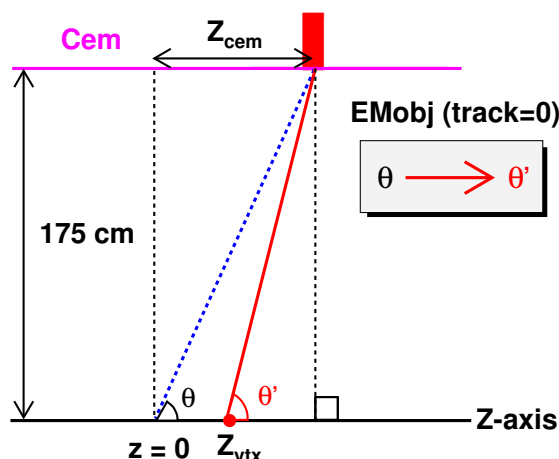
補正方法の概念図を (図 7.1) に示し、 θ は $z = 0$ からの極角、 θ' は z_{vtx} からの極角を表している。以下に $\theta \rightarrow \theta'$ 補正の大まかな考え方を書く。

CEM は beam line(z 軸) から約 175 cm 離れた場所に設置されており、track がない粒子は荷電粒子ではないはずなので磁場中でも影響を受けない。よって、直線的に飛行すると仮定する。 θ は、

$$\theta = \arcsin \frac{E_T}{E} \quad (7.1)$$

で表せるので、(図 7.1) の Z_{cem} は

$$Z_{cem} = \frac{175}{\tan \theta} = \frac{175}{\tan(\arcsin \frac{E_T}{E})} \quad (7.2)$$

図 7.1: $\theta \rightarrow \theta'$ への Correct

となる。従って θ' は、

$$\theta' = \arctan \frac{175}{|Z_{cem} - Z_{vet}|} \quad (7.3)$$

で計算することができる。この時、 $z = 0$ から primary vertex までの距離は、`pvtx_zv[0]` の Variable を使用している。

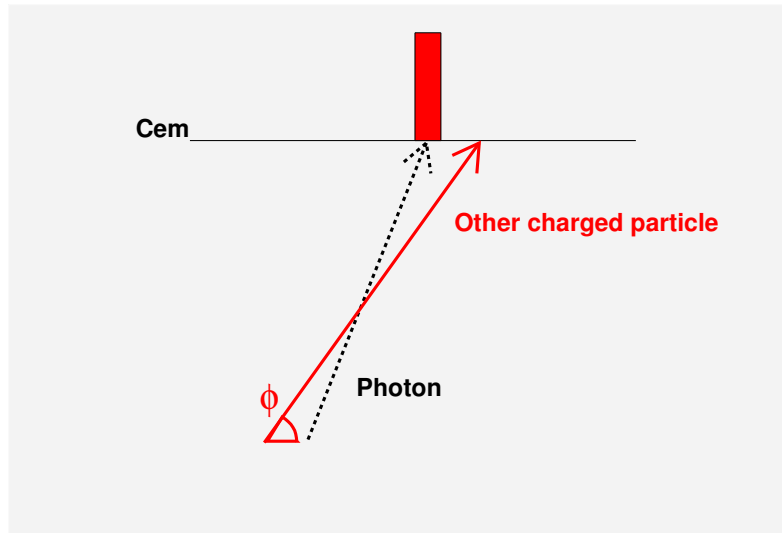
7.2 Track EMobjects

Calorimeter に energy を落とした粒子が COT に track を残す場合、 θ は primary vertex からの極角になっている。今回の解析では、 γ を狙っているので track less EMobject が主となるのだが track EMobject も扱う。これは efficiency をあげるために、 γ から convert した e^\pm と、track を持ってしまった γ も解析に含む狙いがある。この2つの割合は conversion の方が dominant、track γ は minority となっている。

しかし、これらを扱う時、convert した electron の θ は primary vertex からの極角になっており補正する必要がないが、energy 補正は必要であり、また track γ は θ 、 ϕ 補正が必要になってくる。

7.2.1 Track γ

Track を持つ粒子のほとんどは electron のような荷電粒子であるが、以下の場合の時、 γ でも track を持つ場合がある。(図 7.2) にその例を示す。

図 7.2: track γ

E_t の小さい charged particle が飛行した場合、energy が小さいために COT に track \cdot track p_t の情報は残すが、EM calorimeter にはほとんど energy 情報を残さない場合がある。このような粒子が (図 7.1) のように、 γ の drift 方向と近い方向に飛行していると、これらの情報が混ざってしまい、energy は γ から、track は charged particle の情報から再構成された EObject が作られる。track EObject の θ 、 ϕ は track の情報から再構築されるので、 E_t の小さい charged particle の値が採用されてしまい、 γ の値とずれてしまうので補正の必要がある。以下に $\theta \rightarrow \theta$ 補正のたまかな考え方を書く。

先ずこの補正の前に、track EObject の中から上記したような補正が必要な EObject のみを取り出す必要がある。その手段として E/P の Variable を使用する。 E/P の E は EM cluster から、 P は track の情報から得られたものである。この Variable は EObject が electron like であれば、およそ 2 以下の値になるのが普通である。ところが、今回の補正の対象になる EObject では異様に高い値を示す傾向がある。これは、track の情報を与える charged particle の energy が γ よりも小さいことが原因となっている。

今回の解析では、 E/P の値が 5 を越える値を持ったものを補正対象の EObject と判断した。

7.2.2 Conversion

calorimeter wedge

(小節 3.1.2)(小節 3.1.2)

wedge correction

γ から convert した e^\pm が EM cluster に energy を落とす場合、大きく 2 つに分類される。

7.3 Jet objects

Fake photon 等の background の study をする際に Jet object を使用する。この object の θ は $z = 0$ からの極角になっているので、(節 7.1) と同様の補正を行う。

謝辞

本研究にあたって奥沢 徹先生、清矢 良浩先生、山本 和弘先生に心から感謝致します。素粒子物理の基礎から研究の内容、展開に至るまで丁寧にご指導、また快適な研究環境を提供して頂きました。修士課程の2年間を有意義にかつ楽しく過ごす事ができたのも、先生方の賜物です。

また、現在 fermi 研に滞在中の脇坂 隆之氏には、物理・研究さらには日々の事細やかなことまで大変お世話になりました。同研究室の前田 圭介氏、濱口 敦成氏、さらに宇宙・素粒子実験物理学の方々にもお世話になりました。楽しかったです。ありがとうございました。

関連図書

- [1] New constraints on charged Higgs sector in two-Higgs-doublet models, V.Barger and J.L.Hewett, *phys. Rev D* 41, 11 (1990)
- [2] LEP Collaboration, A. Rosca, arXiv : hep-ex/0212038 (2002)
- [3] D0 Collaboration, B. Abbott et al., *Phys. Rev. Lett.* 82, 2244 (1999)
- [4] CDF Collaboration, T. Affolder et al., *Phys. Rev. D* 64, 092002 (2001)
- [5] Searching for a light fermiophobic Higgs boson at the Fermilab Tevatron, A.G.Akeroyd, *Phys. Rev. D* 67, 095007 (2003)
- [6] $p\bar{p} \rightarrow 4\gamma + X$ による fermiophobic higgs 粒子の探索シミュレーション, 坂井俊之, 修士論文, (2004)
- [7] PYTHIA, <http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>, PYTHIA6.3, arXiv : hep-ph/0308153 (2003)
- [8] Implementation of 2HDM into PYTHIA, K.Yamamoto, <http://ocupc1.hep.osaka-cu.ac.jp/meeting/meeting.html>, 21, April (2004)
- [9] CDF Detector Simulation, http://www-cdf.fnal.gov/cdfsims/cdfsims_main.html
- [10] CDF RunII EventDisplay, <http://www-cdf.fnal.gov/upgrades/computing/projects/display/EventDisplay.html>
- [11] Probability of a Jet Faking an Isolated Photon, N.Tanimoto et al., CDF-note 6838 (2004)
- [12] Bayesian limit, Y.Seiya, <http://ocupc1.hep.osaka-cu.ac.jp/meeting/meeting.html>