

修士論文

Large Hadron Collider 及び Linear Collider における
ヒッグスボソンの探索とその精密測定

平成 14 年 1 月 9 日

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻

06051 植原 洋介

ぼくをここまでみちびいてくれたすべてのひとたちにささげます

目次

1	Introduction	4
2	Higgs physics	4
2.1	Standard Model and Higgs boson	4
2.1.1	Standard Model of Particle Physics	4
2.1.2	Bound on Higgs Boson Mass in the Standard Model	9
2.1.3	Electroweak Precision Measurement and Higgs Mass	12
2.1.4	Direct Experimental Bound of Higgs boson mass: Was The “Signal of Higgs” at LEP correct ?	13
2.1.5	Tevatron Search	15
2.2	Minimal Supersymmetric Standard Model(MSSM) and Higgs Boson	16
2.2.1	Supersymmetry: The Motivation	16
2.2.2	Hierarchy Problem	16
2.3	Higgs bosons in the MSSM	18
2.3.1	Theory	18
2.3.2	Experimental Limit on Light MSSM Higgs boson Mass	21
3	Search for Higgs boson at Large Hadron Collider	21
3.1	The Standard Model Higgs boson	22
3.1.1	Introduction	22
3.1.2	$H \rightarrow \gamma\gamma$	22
3.1.3	$H \rightarrow b\bar{b}$	29
3.1.4	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	34
3.1.5	$H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$	36
3.1.6	The Standard Model Higgs Search Summary	39
3.2	MSSM Higgs boson	39
3.2.1	Introduction	39
3.2.2	$h, H, A \rightarrow \gamma\gamma$	41
3.2.3	$h \rightarrow b\bar{b}$	42
3.2.4	$H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$	42
3.2.5	$H/A \rightarrow \tau\tau$	44
3.2.6	$H/A \rightarrow \mu\mu$	47
3.2.7	$H/A \rightarrow t\bar{t}$	49
3.2.8	$b\bar{b}H$ and $b\bar{b}A$ production with $H/A \rightarrow b\bar{b}$	52
3.2.9	$H \rightarrow hh$	54
3.2.10	$A \rightarrow Zh$	57

3.2.11	Charged Higgs boson	58
3.2.12	MSSM Higgs Search Summary	63
3.3	Precision Measurement at LHC(Standard Model case)	67
3.3.1	Mass	67
3.3.2	Width	67
3.3.3	Couplings and branching ratios	68
3.3.4	Quantum numbers	69
3.4	Precision Measurement at LHC(MSSM case)	70
3.4.1	mass	70
3.4.2	$\tan\beta$	70
3.5	LHC summary	71
4	Linear Collider and Higgs Physics	72
4.1	Mass	72
4.2	Couplings:light Higgs case	74
4.2.1	Cross Sections	74
4.2.2	Branching Ratios	75
4.2.3	Radiative Production and $t\bar{t}h$ Coupling	75
4.2.4	Higgs Self-Coupling	76
4.2.5	Implications for the MSSM Higgs sector	76
4.3	Couplings:intermediate Higgs case	77
4.3.1	Cross Sections	78
4.3.2	Branching Ratios	78
4.4	Couplings:Heavy Higgs case	78
4.4.1	Cross Section	79
4.4.2	Branching Ratios	79
4.5	Summary of Couplings	79
4.6	Total Width	79
4.7	Quantum Numbers	81
4.8	The $\gamma\gamma$ -Collider Option	82
5	Conclusion	83

1 Introduction

素粒子物理学は極微の世界を記述する学問である。現在の実験が示すところによると、100GeV 程度までの世界は Weinberg-Salam による「標準模型」によって記述されるということである。標準模型は $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ に基づくゲージ理論であり、3 世代の粒子構造を持つ。これまでの加速器実験によってほとんどの標準模型粒子は発見されてきた。

唯一未発見な粒子が Higgs boson である。これは $SU(2) \times U(1)$ の電弱統一をその真空期待値で破り、標準模型の粒子に質量を与えるという標準模型で最も重要な役割を果たす粒子である。従ってその発見は標準模型の最終的な確立に必要な不可欠である。そしてその性質を調べることで標準模型そのもの、あるいはそれを超える理論への手がかりが得られるであろう。

また、標準模型は実験的には成功しているものの究極の理論とは考えられていない。それは標準模型において Higgs boson の質量が 2 次発散してしまうためであり、何らかの手段でそれを回避しなくてはならない。

標準模型を超える最有力な理論が「超対称性理論」であり、そこでは Higgs boson の質量の発散は Higgs boson の超対称性パートナーによって cancel される。この超対称性理論を仮定するのであれば、Higgs boson は最低でも 5 つ存在する。よってそれらの性質を詳しく調べることによって超対称性に様々な示唆が得られる。

この修士論文では、加速器実験による Higgs boson の探索、及びその精密測定について考察する。Section 2 で Higgs の物理について review した後、Section 3 で CERN で 2006 年から稼働開始の Large Hadron Collider(LHC) における Higgs の探索について詳しく述べる。その後 Section 4 で、将来建設されるであろう Linear Collider(LC) での Higgs boson の精密測定について述べる。最後に Section 5 で結論を述べる。

2 Higgs physics

2.1 Standard Model and Higgs boson

2.1.1 Standard Model of Particle Physics

標準模型は、エネルギースケールが $O(100 \text{ GeV})$ 以下の物理を極めて正確に記述する。標準模型はゲージ群 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ に基づくゲージ理論で、そこに含まれる粒子は 12 個のフェルミオン, 12 個のゲージボソン, そして最も重要な粒子であるヒッグスである。

標準模型のラグランジアンは次のように書ける。

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{fermion}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{\text{gauge}} \quad (1a)$$

$$= (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) - \frac{\mu^2}{2} H^\dagger H + \frac{\lambda}{4} (H^\dagger H)^2 \quad (1b)$$

$$+ \sum_i (\bar{E}_L^i (i\not{D}) E_L^i + \bar{e}_R^i (i\not{D}) e_R^i + \bar{Q}_L^i (i\not{D}) Q_L^i + \bar{u}_L^i (i\not{D}) u_L^i + \bar{d}_L^i (i\not{D}) d_L^i) \quad (1c)$$

$$- \sum_{ij} (\lambda_d^{ij} \bar{Q}_L^i H d_R^j + \lambda_u^{ij} \epsilon^{ab} \bar{Q}_L^i H_b^\dagger u_R^j + \text{h.c.}) \quad (1d)$$

$$+ \sum_a G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \sum_a A_{\mu\nu}^a A^{a\mu\nu} + B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (1e)$$

Q_L and E_L は left-handed doublet であり

$$Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad (2a)$$

$$E_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}. \quad (2b)$$

である。またここで、共変微分 D_μ は

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s t^a G_{a\mu} - ig T^a A_\mu^a - ig' Y B_\mu \quad (3)$$

と書かれる。 t, T^a, Y はゲージ群 $SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$ の元でのフェルミオンの charge である。

フェルミオンの、ゲージ群 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ の元での charge は以下の通り。

$$\text{fermion} = (SU(2)_L, U(1)_Y),$$

$$u_L = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{6}\right), \quad (4a)$$

$$d_L = \left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{6}\right), \quad (4b)$$

$$u_R = \left(0, \frac{2}{3}\right), \quad (4c)$$

$$d_R = \left(0, -\frac{1}{3}\right), \quad (4d)$$

$$\nu_L = \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right), \quad (4e)$$

$$e_L = \left(-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right), \quad (4f)$$

$$e_R = (0, -1). \quad (4g)$$

また、クォークは $SU(3)_C$ の 3 表現であり、レプトンは $SU(3)_C$ の元で singlet である。

ヒッグスのポテンシャル $V(H)$ は次のように書かれる。

$$V(H) = -\frac{\mu^2}{2} (H^\dagger H) + \frac{\lambda}{4} (H^\dagger H)^4. \quad (5)$$

これは Maxican hat 型をしており、従ってエネルギー最小の配位は $H = 0$ で実現されるのではなく、

$$\langle H \rangle = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (6)$$

で実現される。 H の Maxican hat 型ポテンシャルの底である円での配位は任意であるから、ヒッグスは global $U(1)$ 対称性を自発的に破る。

$SU(2)_L$ と $U(1)_Y$ の回転の自由度を用いれば、Higgs doublet は次のように書ける。

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \phi \end{pmatrix} \quad (7)$$

ここで ϕ はヒッグスの唯一の自由度に対応する。

ヒッグスのポテンシャルによる $U(1)$ 対称性の自発的破れが、ニュートリノ以外の全てのフェルミオン及び weak boson に質量を与える。元々存在した Higgs doublet の4つの自由度のうち3つは weak boson の縦波成分に吸収され、ヒッグスには1つだけの自由度が残される。

まず始めに、weak boson の質量について考える。(7) を (1b) に代入することにより、weak boson の質量項が得られる。

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \frac{v^2}{4} [(g^2(A_\mu^1)^2 + g^2(A_\mu^2)^2 + (-gA_\mu^3 + g'B_\mu)^2)] \quad (8a)$$

$$= \frac{1}{2} (m_W^2 (W_\mu^+ W^{+\mu} + W_\mu^- W^{-\mu}) + m_Z^2 Z_\mu Z^\mu), \quad (8b)$$

ここで

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 \pm iA_\mu^2), \quad (9a)$$

$$m_W = g \frac{v}{2}, \quad (9b)$$

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (gA_\mu^3 - g'B_\mu), \quad (9c)$$

$$m_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{v}{2} \equiv g_Z \frac{v}{2}. \quad (9d)$$

Z_μ と直交するベクトル場 A_μ は massless のまま残る。これが photon である。

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g'A_\mu^3 + gB_\mu), \quad (10a)$$

$$m_A = 0. \quad (10b)$$

これら weak boson の質量項は $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ対称性を破り、 $U(1)_{EM}$ ゲージ対称性のみがヒッグスの自発的対称性の破れの後に残る。

以上の表記を簡単にするために、ここで Weinberg angle θ_W を定義する。それはベクトル場の基底を (A^3, B) から (Z, A) に変更する際に用いられる回転角度で

$$\begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^3 \\ B \end{pmatrix}. \quad (11)$$

となる。Weinberg angle は次のように書ける。

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (12a)$$

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (12b)$$

現在の世界平均値は $\sin^2 \theta_W(m_Z) = 0.23117 \pm 0.00016$.

W boson の質量と Z boson の質量は次の関係式で結び付けられる。

$$m_W = m_Z \cos \theta_W. \quad (13)$$

そしてゲージ結合定数には次の関係がつく。

$$g = g_Z \cos \theta_W, \quad (14a)$$

$$g' = g_Z \sin \theta_W, \quad (14b)$$

$$e = g_Z \sin \theta_W \cos \theta_W. \quad (14c)$$

次に、フェルミオンの質量項について考えよう。フェルミオンの質量は湯川結合定数によって生成される。(7)を(1d)に代入することで、湯川結合項は質量項を与える。

$$\mathcal{L} = \sum_{ij} \frac{v}{\sqrt{2}} (\lambda_d^{ij} \bar{d}_L^i d_R^j + \lambda_u^{ij} \bar{u}_L^i u_R^j + \text{h.c.}). \quad (15)$$

一般に、 λ^{ij} は複素かつ非対角な行列である。標準模型には右利きのニュートリノは存在しないのでレプトンセクターについてはフェルミオンの phase の再定義によって λ の phase を消去し対角化することができる。

$$m_l = \lambda_l \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (16)$$

しかしクォークセクターの場合、右利きの up sector は存在するのでレプトンセクターの議論は適応できず、質量行列は対角化できない。クォークの mass eigenstates

は weak eigenstates とは異なり、6つのクォークの場合にそれらを結びつける行列は [1] で始めて考案され、 V_{CKM} と書かれる。

V_{CKM} には CP を破る phase が存在する。CP violation は始めは K 中間子の系で観測され、最近 B 中間子の系でも観測された。[2, 3].

もしも CKM mixing を無視できるのであれば、クォークの質量は次のようになる。

$$m_u = \lambda_u \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad m_d = \lambda_d \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (17)$$

ヒッグスの真空期待値 v にはフェルミ結合定数と関係がつく。フェルミの β 崩壊理論における有効ラグランジアンは

$$\mathcal{L} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} (\bar{l}_L \gamma^\mu \nu_L) (\bar{u}_L \gamma_\mu d_L) + \text{h.c.} \quad (18)$$

これに対応する標準模型のラグランジアンは (1c) で得られる。フェルミオン-フェルミオン-W boson の vertex factor は

$$\mathcal{L} \sim \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_L \gamma^\mu W_\mu^+ l_L + \text{h.c.}). \quad (19)$$

ここで交換される W boson の運動量は十分小さいと仮定すれば、W boson のプロパゲーターは m_W^{-2} で近似できる。従って g と G_F の間の関係が次のように導かれる。

$$\frac{4G_F}{\sqrt{2}} = \left(\frac{g}{\sqrt{2}}\right)^2 m_W^{-2} \quad (= \frac{g_Z^2}{2m_Z^2}). \quad (20)$$

そして W boson の質量は $m_W = g \frac{v}{2}$ であるから

$$v = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}G_F}} = 246 \text{ GeV}. \quad (21)$$

となる。 $O(v)$ のスケールを weak scale と呼ぶ。

ヒッグスを含む vertex factor はラグランジアン (1b, 1d) から読み取ることが出来る。それらをまとめたのが以下の表である。

$\Gamma^{\phi f \bar{f}}$	$\Gamma_{\mu\nu}^{\phi W_\mu^\pm W_\nu^\pm}$	$\Gamma_{\mu\nu}^{\phi Z_\mu Z_\nu}$	$\Gamma^{\phi\phi\phi}$	$\Gamma_{\mu\nu}^{\phi\phi W_\mu^\pm W_\nu^\pm}$	$\Gamma_{\mu\nu}^{\phi\phi Z_\mu Z_\nu}$	$\Gamma^{\phi\phi\phi\phi}$
$-\frac{m_f}{v}$	$gm_W g_{\mu\nu}$	$g_Z m_Z g_{\mu\nu}$	$\frac{3g}{2m_W} m_\phi^2$	$\frac{1}{2} g^2 g_{\mu\nu}$	$\frac{1}{2} g_Z^2 g_{\mu\nu}$	$\frac{3g^2 m_\phi^2}{4m_W^2}$

2.1.2 Bound on Higgs Boson Mass in the Standard Model

ヒッグスの質量は標準模型においては予言できない。しかし標準模型の高エネルギーにおける無矛盾性および正当性からヒッグスの質量に対して強い上限及び下限が導かれる。

ヒッグスのself-couplingはHiggs massの2乗に比例し

$$\lambda = m_\phi^2/2v^2 \quad (22)$$

つまり large mass は large coupling につながる。coupling があまりに大きいと電弱理論と実験の精密な一致を破るような radiative correction が生じたり、あるいは gauge boson scattering においてユニタリ性が破れる。また、Higgs mechanism に必要な真空を不安定にしてしまう。

始めに Higgs mass の上限を導いたのは Veltman[4] である。W-boson mass への correction は $M_W^2(1 + \delta)$ と書けるが、ここで $\delta \sim \frac{g^2}{128\pi^2} \left(\frac{m_\phi}{m_W}\right)^2$ であるから $m_\phi > 600\text{GeV}$ であれば量子補正が 10% を超えてしまう。

次に gauge boson によるユニタリ性の破れについて考える。仮にヒッグスが存在しないのであれば、WW 散乱の asymptotic S-wave amplitude はエネルギーの2乗で発散してしまい、ユニタリ性を破る。ヒッグスの存在はこの性質をキャンセルしてくれるが、ヒッグスの質量が重くなるにつれて、時間とエネルギーの不確定性原理によりヒッグスは物理的系から decouple していく。従って WW 散乱に対するヒッグスの寄与も無くなっていき、再びユニタリ性が破れることになる。

elastic $W_L W_L$ S-wave scattering amplitude は $M(W_L W_L \rightarrow W_L W_L) \sim -G_F m_H^2/4\sqrt{2}\pi$ である。ユニタリ性の制限 $|M| \leq 1/2$ により、ヒッグスの質量に対する上限値が得られる。[5].

$$m_H^2 \leq 2\sqrt{2}\pi/G_F \sim (850\text{GeV})^2 \quad (23)$$

従って標準模型におけるヒッグスの質量は 1TeV 以下にあるべきである。

しかし、これらの upper limit はあまりに大きな coupling に対応し、摂動的な議論が正当か否かがわからない。高次の項まで考慮に入れるやり方としては繰り込み群方程式を用いる方法がある。

繰り込み群方程式によるヒッグスの質量への制限は、標準模型がエネルギースケール Λ まで有効であるという仮定により導かれる。ヒッグスの自己結合定数 λ はエネルギーと共に図(1)の寄与によって発展していく。

まず、トップの質量がある程度小さい場合を考える。この場合 λ はエネルギーと共に増大していく。この時はヒッグス、トップ及び QCD ループの寄与のみ考えればよく、 λ と λ_t の発展は以下の式で支配される。[7]:

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{3}{8\pi^2}(\lambda^2 + \lambda\lambda_t^2 - \lambda_t^4) \quad (24a)$$

[hbt]

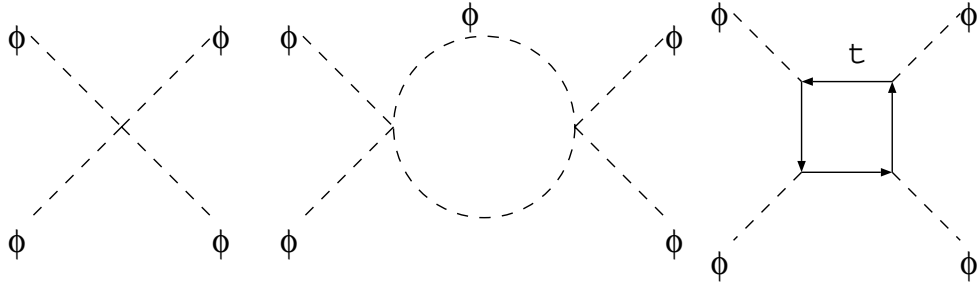


図 1: ヒッグス自己結合定数 λ の発展に寄与するファインマンダイアグラム。
([6]による)

$$\frac{d\lambda_t}{dt} = \frac{1}{32\pi^2} \left(\frac{9}{2} \lambda_t^3 - 8 \lambda_t g_s^2 \right) \quad (24b)$$

ここで $t = \log(\frac{\mu^2}{v^2})$. 自己結合定数 λ はエネルギースケール μ^2 が増えるにつれ増大してゆき

$$\lambda(\mu^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3\lambda(v^2)}{8\pi^2} \log(\frac{\mu^2}{v^2})}. \quad (25)$$

となる。そして $\lambda(\Lambda) < \infty$ なる条件はヒッグスの質量の上限を与えてくれる。

$$m_\phi^2 \leq \frac{8\pi^2 v^2}{3 \log(\frac{\Lambda^2}{v^2})} \quad (26)$$

次に、トップの質量がある程度大きい場合は、トップの湯川結合定数が λ を負の値に引っ張っていく。この場合の λ の発展方程式は以下のとうり。[8]

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} \left(-4\lambda_t^2 + \frac{3}{64} (2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right) \quad (27)$$

仮に λ が負になれば、真空は不安定になり自発的対称性の破れは生じない。真空の安定性条件[8]により

$$V(v) < V(0) \quad (28)$$

この条件はヒッグス質量の下限を与えてくれ、

$$m_\phi^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} \left[-4\lambda_t^4 + \frac{3}{64} (2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right] \log(\frac{\Lambda^2}{v^2}) \quad (29)$$

となる。

これらの質量の上限と下限は図2 にまとめられている。

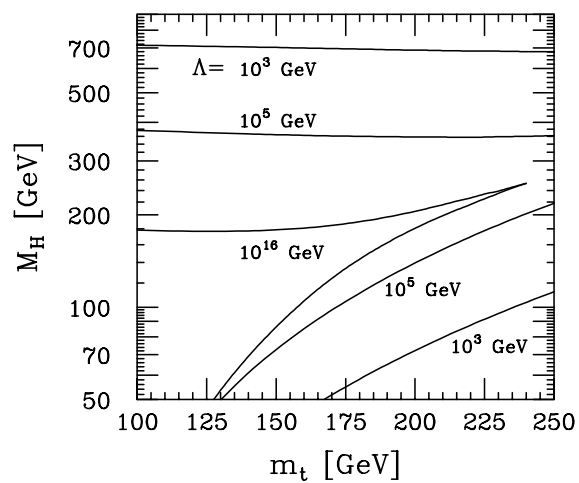


図 2: 標準模型におけるヒッグスの質量に対する制限。 Λ は標準模型が有効である最大のエネルギースケール。

([6]による)

Λ	m_H
1TeV	$55\text{GeV} \lesssim m_H \lesssim 700\text{GeV}$
10^{19}GeV	$130\text{GeV} \lesssim m_H \lesssim 190\text{GeV}$

表 1: 標準模型が有効であるエネルギーとそれに対応するヒッグスの質量への制限。

$m_t = 175\text{GeV}$ として、 $\Lambda = 1\text{TeV}, 10^{19}\text{GeV}$ (Planckscale) としたときのヒッグスの質量の上限と下限は表 1 のとおり。

また、摂動論を超えた議論をする手法として lattice regularization を用いることもできる。有限な、くりこまれた coupling constant を用いるには有限の cutoff が必要であり、そこで cutoff scale の影響が物理量に対して十分小さい領域を探す必要がある。この条件は、 λ , ひいては Higgs mass が小さい場合に満たすことが出来る [9, 10]。lattice theory でこれを表す方法は以下の通り [10]。

繰り込まれた coupling λ_r は、lattice spacing $a \rightarrow 0$ の limit で vanish する。(その一方 Higgs mass は一定に保たれる) $a = 0$ の近くでは、nonperturbative な理論になるが、この領域では $R = m_\phi / \langle \phi_r \rangle$ が上から上限がついてしまう。Monte Carlo シミュレーションによれば $R \lesssim 2.6$ であり、 $\lambda_r = R^2/2 \lesssim 3.4$ である。従って摂動的関係式 $\lambda_r \sim (g^2/8)(m_\phi/m_W)$ を用いると $M_\phi \lesssim 600\text{GeV}$ が導かれる [11]。この estimate では重い top quark の寄与を無視してしまっているが、fermion を lattice に乗せるのは良く知られているように難しい。

2.1.3 Electroweak Precision Measurement and Higgs Mass

Large Electron and Positron Collider(LEP)による電弱統一理論の超精密測定により、様々な物理量はループ効果をも含めたオーダーまで決定することが可能になった。ループ効果を含んだ結果が得られるということは、ヒッグスをループの仮想粒子として含むダイアグラムの効果も測定できるということで、結果としてヒッグスの質量に対して間接的な制限が与えられる。

(13,20) は tree level での質量公式である。weak boson のプロパゲーターは真空偏極 $W^+ \rightarrow t\bar{b} \rightarrow W^+$ や $Z \rightarrow (t\bar{t}, b\bar{b}) \rightarrow Z$ によって変更を受け、結果としてこれらの公式を変更する。それは ρ -parameter によって記述され [12]

$$M_W = \rho m_Z \cos \theta_W \quad (30a)$$

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \rho = \frac{g_Z^2}{8m_Z^2} \quad (30b)$$

$$\rho \simeq 1 + \frac{3G_F m_t^2}{8\pi^2 \sqrt{2}} \quad (30c)$$

Z boson の decay width Γ_Z は g_Z^2 に比例するので、 ρ に比例することになる。実際、LEPにおいて観測された Z boson の decay width は理論値から 0.7% ほどずれており、これは主に $\rho > 1$ の影響である。

電弱相互作用における実験量から間接的に top quark mass と Higgs mass をよみとるには、よりそれらに敏感な量を定義するのが良い。これらは T-parameter と S-parameter であり、以下のように定義される。

$$\Delta\rho \equiv \alpha T, \quad (31a)$$

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \equiv \frac{g_Z^2}{8m_Z^2} \left(1 + \frac{\alpha S}{4\sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W}\right), \quad (31b)$$

$$(31c)$$

T, S を具体的に書くと

$$T \simeq \frac{3}{16\pi \sin^2 \theta_W} \left[\frac{m_t^2 - (174.3\text{GeV})^2}{M_W^2} \right] - \frac{3}{8\pi \cos \theta_W} \log\left(\frac{m_H}{100\text{GeV}}\right), \quad (32a)$$

$$S \simeq \frac{1}{6\pi} \left[\log\left(\frac{m_H}{100\text{GeV}}\right) - 2 \log\left(\frac{m_t}{174.3\text{GeV}}\right) \right]. \quad (32b)$$

$S = 0, T = 0$ は $m_t = 174.3\text{GeV}$ (現在のTEVATRONの中心値[13]) および $m_H = 100\text{GeV}$ に対応する。LEPにおいて観測された S, T の値をプロットしたのが図3である。楕円は68% confidence levelで許される領域を示す。ここで m_t, m_H 以外の電弱統一理論のパラメータは現在のbest fit valueを用いた。それは以下の通り。

parameter	current value
M_W (GeV)	80.434 ± 0.037
$\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$	0.23147 ± 0.00017
Γ_l (MeV)	83.984 ± 0.086

この $S - T$ fittingにより得られるヒッグスの質量は

$$m_H = 98_{-38}^{+57} \text{GeV} \quad (33)$$

である。従って電弱統一理論の超精密測定によるヒッグス粒子の質量の制限は、95% confidence levelで

$$m_H < 212\text{GeV} \quad (34)$$

である。

2.1.4 Direct Experimental Bound of Higgs boson mass: Was The “Signal of Higgs” at LEP correct ?

LEP-2における最大の目的はヒッグスの発見であった。現在LEPは運転を中止し解体され、Large Hadron Collider(LHC)の建設がその跡地に始まっている。ここではLEPによって得られたヒッグス質量に対する下限をまとめる。

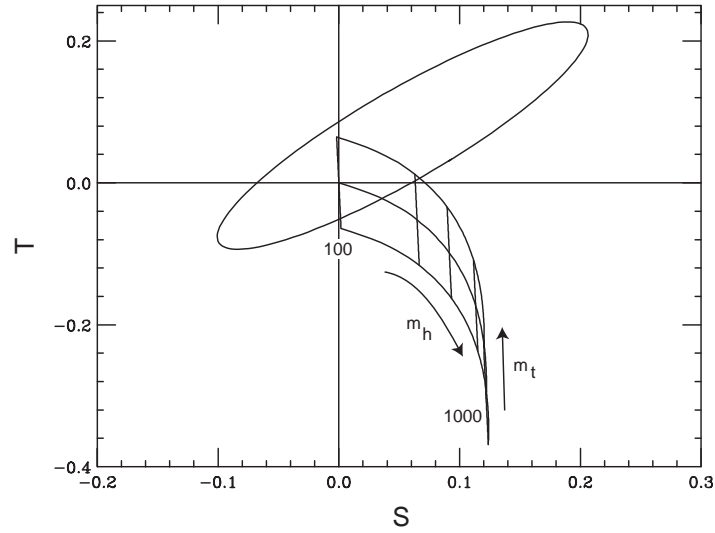


図 3: 電弱統一理論パラメータの精密測定による fit の結果。楕円は 68% confidence region (1.5σ) をしめす。右下に広がっていく曲線は $m_t = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}$ の場合に m_H を 100 GeV から 1000 GeV まで変化させていった場合の S, T の値を示す。 $m_H = 200, 300, 500 \text{ GeV}$ のところには縦線が引かれている。
([14]による)

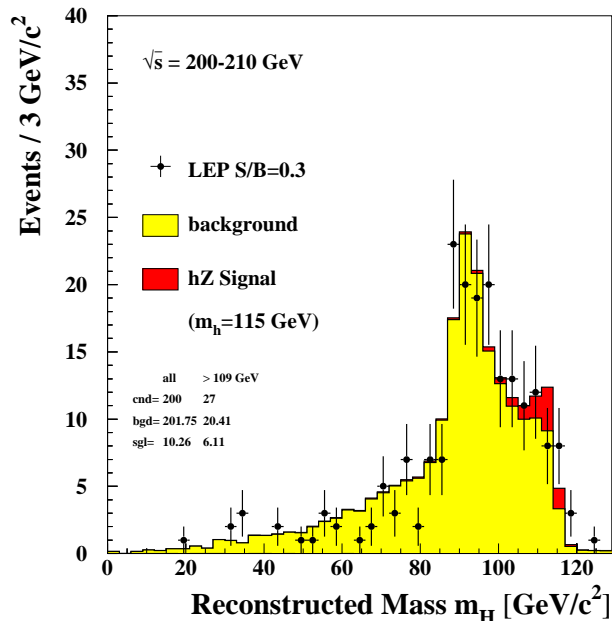


図 4: Excess of Higgs boson events observed by ALEPH and L3.

図 4 は、LEP によって得られた Higgs search の結果である。[15] において、LEP の 4 グループ (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) の Standard Model Higgs boson に対して 114.1 GeV という下限値を 95% C.L. で与えている。

問題になったのは 115 GeV 近辺での $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ のイベントの excess である。これは ALEPH グループにより 3 例報告され、L3 グループにより 1 例報告された。この結果 115 GeV 近傍に Higgs boson があることが示唆されたため、LEP は解体を 1 ヶ月遅らせて更なる luminosity を溜めてより実験の精度を高めることになった。

結果として、その 1 ヶ月で状況はあまり進展しなかった。OPAL と DELPHI は 1 イベントも Higgs boson によるイベントの excess を観測できなかったし ALEPH と L3 の excess も 1 ヶ月で減少してしまった。

結果として LEP が最終的に得た値は

$$m_H \sim 115.6 \text{ GeV (95\% C.L.)} \quad (35)$$

である。

もっともこの値は信用できるものではない。3- σ に到達していない実験は evidence としても使えない。しかし電弱統一理論の予言とも良く合致する値であるし、ここに本当に Higgs boson が存在しても全く不思議ではないのだ。

2.1.5 Tevatron Search

Large Hadron Collider (LHC) が始まるまで唯一稼動している高エネルギー collider は Fermilab にある Tevatron である。detector の upgrade を終え、現在は run-2 の phase にある。Tevatron でどれだけ luminosity を溜めれば Higgs boson を発見できるかは、図 5 に示されている。仮に本当に Higgs mass が 115 GeV だとして。すると順調に行けば、Tevatron は 2003 年までに 2.5 fb^{-1} のデータを蓄積し 2σ で Higgs boson を確認できる。同様に 2005 年までに蓄積した 5 fb^{-1} のデータで 3σ evidence を、そして 2007 年までに 15 fb^{-1} のデータで 5σ discovery を達成することが出来るであろう。[16] 現実にはこれだけの luminosity を達成できるかはひとえに実験にかかっているので確たることは言えないが、Tevatron で Higgs がみつかる可能性は低いと言える。

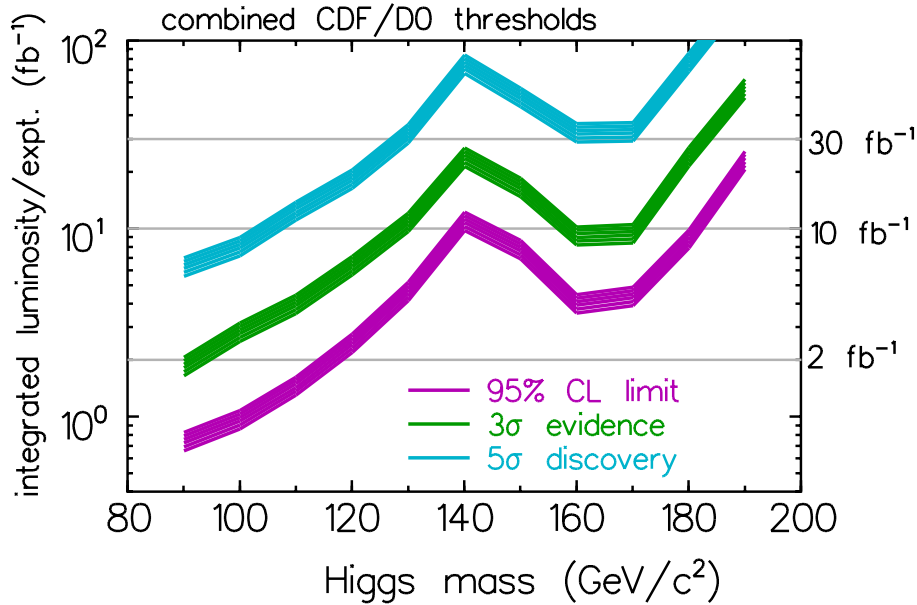


図 5: Tevatron Higgs Search Limit.

2.2 Minimal Supersymmetric Standard Model(MSSM) and Higgs Boson

2.2.1 Supersymmetry: The Motivation

超対称性とはポアンカレ対称性を最大限に拡張した時空の対称性である。ポアンカレ対称性は量子力学及びクラスター分解原理と結びつき場の量子論を構成し、標準模型は場の量子論によって記述されており、それは weak scale までの物理をほぼ完璧に記述する。では何故超対称性という高い対称性を持ち込んだ理論を構築する必要があるのか？

最大の動機は、超対称性が標準理論の最大の問題点「hierarchy problem」を解決するためである。以下に hierarchy problem とその超対称性による解決策を述べる。

2.2.2 Hierarchy Problem

標準模型において、Higgs boson は electroweak symmetry breaking のために自己 4 点結合を持つ。この結果、図 6, 7 ([17]) によって生じる放射補正によって Higgs boson の質量はエネルギースケールの 2 乗で発散してしまう。これが有名な「Hierarchy Problem」であり、標準模型の最大の難点である。

もちろんこの問題は fine-tuning で解決できる。すなわち Higgs boson の bare mass $m_h^2 = m_0^2 - \Lambda_{UV}^2$ としておき、放射補正の影響が Λ_{UV}^2 なのであれば放射補正を含めた total での Higgs mass は m_0^2 であり、weak scale にとれる。しかしこれには

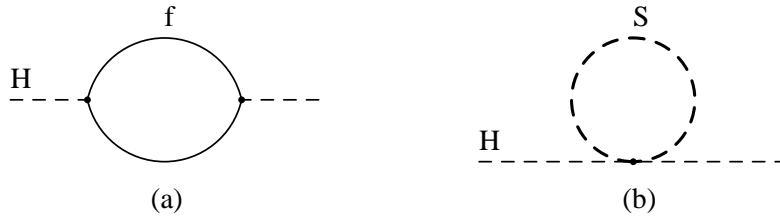


図 6: A diagram which contributes to the divergent higgs boson mass(1-loop)

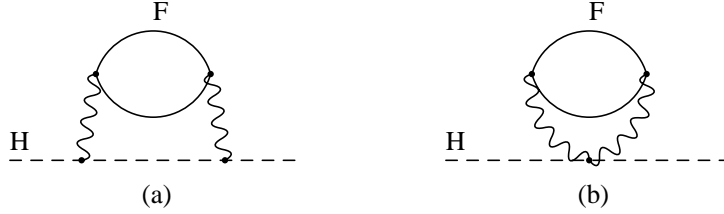


図 7: A diagram which contributes to the divergent higgs boson mass(2-loop)

$\frac{m_0^2}{\Lambda_{UV}^2} \sim 10^{-36}$ の tuning が必要であり、到底物理理論として満足のできるものではない。

この問題は超対称性を導入することによって美しく解決することが出来る。全ての fermion には boson が、全ての boson には fermion が超対称性パートナーとして生じるために、loop correction は超対称性が exact な limit で完全に cancel してしまう。もちろん我々は電子と同じ重さを持つスカラー電子を観測したことは無いので、超対称性は破れていなくてはならないが、その破れ方が”soft”、すなわち Higgs mass に 2 次発散をもたらさない破れ方なのであれば Higgs mass に関する問題は解決する。

超対称性は時空の対称性を最大限に生かしたもので、理論的にあっても不思議ではない。また超対称性は neutralino-LSP が Cold Dark Matter の最有力候補であったり [18]、muon g-2 [19] を非常に良く説明できたりするので理論的にも現象論的にも favor される理論である。

もっともこの理論には Flavor-Changing Neutral Current や CP からくる強い実験の制限がつく。これらの制限を解決するために、gravity-mediated, gauge-mediated [20], [21] anomaly-mediated [22], そして gaugino-mediated [23] SUSY breaking という様々な模型が提唱されている。だがここでは Higgs physics に集中するためその詳細には触れない。

2.3 Higgs bosons in the MSSM

2.3.1 Theory

MSSMにおいては、ヒッグスの自己結合定数は scalar-gauge 作用によって生成されるために自己結合定数がゲージカップリングと関係付けられる。そのためヒッグスの質量に対して非常に厳しい制限がつく。もしもMSSMが正しいのであれば、軽いヒッグスは約130GeV以下にはなくてはならない。

MSSMのラグランジアンは

$$\mathcal{L}_{MSSM} = \mathcal{L}_V + \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_W. \quad (36a)$$

$$\mathcal{L}_V = \frac{1}{4} \int d^2\theta \hat{W}_\alpha \hat{W}^\alpha, \quad (\text{gauge Lagrangian}) \quad (36b)$$

$$\mathcal{L}_\phi = \int d^4\theta \hat{\phi}^* e^{eV} \hat{\phi}, \quad (\text{matter Lagrangian}) \quad (36c)$$

$$\mathcal{L}_W = \int d^2\theta W[\hat{\phi}]. \quad (\text{superpotential}) \quad (36d)$$

である。Superfieldを展開してGrassmann積分を行うと

$$\mathcal{L}_V = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \dots + \frac{1}{2} D^2, \quad (37a)$$

$$\mathcal{L}_\phi = D_\mu \hat{\phi}^* D^\mu \hat{\phi} + \dots + \frac{g}{2} D |\phi|^2, \quad (37b)$$

$$\mathcal{L}_W = -\left| \frac{\partial W}{\partial \phi} \right|^2. \quad (37c)$$

D-fieldは補助場であり、運動方程式によって解け $D = -\frac{g}{2} |\phi|^2$ となる。従ってこれをLagrangianのgauge項に代入することによって、ヒッグスの4点結合は

$$\mathcal{L}[\phi^4] = -\frac{g^2}{8} |\phi^2|^2 \quad (38)$$

となり、結合定数は独立変数で無くなる。

Superpotentialでfermionに質量を与え、かつanomaly-cancellationが起こるためにはヒッグス場が2つ必要である。up-typeのフェルミオンに質量を与える \hat{H}_u と、down-typeのフェルミオンに質量を与える \hat{H}_d である。それによるsuperpotentialは

$$W = -\mu \epsilon_{ij} \hat{H}_d^i \hat{H}_u^j + \epsilon_{ij} [f_l \hat{d}^i \hat{L}^j R + f_d \hat{H}_u^i \hat{Q}^j \hat{D} + f_u \hat{H}_u^i \hat{Q}^i \hat{U}] \quad (39)$$

Electroweak symmetry breakingを起こすためのHiggsのポテンシャルは

$$\begin{aligned} V = & m_1^2 H_1^{*i} H_1^i + m_2^2 H_2^{*i} H_2^i - m_{12}^2 (\epsilon_{ij} H_1^i H_2^j + \text{h.c.}) \\ & + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) [H_1^{*i} H_1^i - H_2^{*i} H_2^i]^2 + \frac{1}{2} |H_1^{*i} H_2^i|^2. \end{aligned} \quad (40)$$

もしもここで条件

$$m_1^2 + m_2^2 > 2|m_{12}^2| \text{ and } m_1^2 m_2^2 < |m_{12}^2|^2. \quad (41)$$

が満たされるのであれば、ポテンシャルの最小値は $H_d \rightarrow [0, v_d]$ and $H_u \rightarrow [v_u, 0]$ で達成され、symmetry breaking が起こる。

この最小値のまわりでヒッグス場を展開すると

$$H_d^1 = H^+ \cos \beta + G^+ \sin \beta, \quad (42a)$$

$$H_d^2 = v_d + [H^0 \cos \alpha - h^0 \sin \alpha + iA^0 \sin \beta - iG^0 \cos \beta]/\sqrt{2}, \quad (42b)$$

$$H_u^1 = v_u + [H^0 \sin \alpha + h^0 \cos \alpha + iA^0 \cos \beta + iG^0 \sin \beta]/\sqrt{2}, \quad (42c)$$

$$H_u^2 = H^- \sin \beta - G^- \cos \beta. \quad (42d)$$

mass eigenstate は CP -even な neutral field h^0, H^0 、 CP -odd な neutral field A^0 、そして charged field H^\pm である。 G は Goldstone mode に対応し、ゲージ場の longitudinal 成分に吸収される。3つのパラメータ

$$M_Z^2 = \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)(v_d^2 + v_u^2), \text{ (Z boson mass)} \quad (43a)$$

$$M_A^2 = m_{12}^2 \frac{v_d^2 + v_u^2}{v_d v_u}, \text{ (pseudoscalar Higgs mass)} \quad (43b)$$

$$\tan \beta = \frac{v_u}{v_d} \text{ (the ratio of VEV)}. \quad (43c)$$

を導入することで、質量行列は3つの 2×2 部分に分解でき、容易に質量を得ることが出来る。

$$M_{h,H}^2 = \frac{1}{2}[M_A^2 + M_Z^2 \mp \sqrt{(M_A^2 + M_Z^2)^2 - 4M_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta}], \quad (44a)$$

$$M_{H^\pm} = M_A^2 + M_W^2 \quad (44b)$$

また Higgs mixing angle α は

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta \frac{M_A^2 + M_Z^2}{M_A^2 - M_Z^2} \text{ with } -\frac{\pi}{2} < \alpha < 0 \quad (45)$$

で与えられる。この質量公式からすぐにわかることは

$$M_h \leq M_Z, M_A \leq M_H, \quad (46a)$$

$$M_W \leq M_{H^\pm}. \quad (46b)$$

この公式が正しければ軽いヒッグス h の質量は Z-boson のそれよりも軽いことになるが、Section 2.3.2 で述べる通り LEP 実験は $m_h > 91\text{GeV}$ を得た。[24] しかしだからといって MSSM が exclude されたわけではない。

Tree-level での質量公式は top sector との相互作用によって大きな放射補正を受ける。これは Virtual top, stop の loop によるもので、超対称性の破れが原因となっている。さらにこの質量補正は top Yukawa による \tilde{t}_L と \tilde{t}_R の大きな mixing にも影響される。

M_t^4 までの order で、放射補正の質量公式はパラメタ

$$\epsilon = \frac{3G_F}{2\pi^2} \frac{M_t^4}{\sin^2 \beta} \log \frac{M_{\tilde{t}_1} M_{\tilde{t}_2}}{M_t^2}. \quad (47)$$

に依存し、Higgs の質量はは 1-loop で次のようになる：

$$M_h^2 = \frac{1}{2} [M_A^2 + M_Z^2 + \epsilon - \sqrt{(M_A^2 + M_Z^2)^2 - 4M_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta - 4\epsilon(M_A^2 \sin^2 \beta M_Z^2 \cos^2 \beta)}], \quad (48)$$

$$M_H^2 = M_A^2 + M_Z^2 - M_h^2 + \epsilon, \quad (49)$$

$$M_{H^\pm}^2 = M_A^2 + M_W^2. \quad (50)$$

また、 CP -even mass matrix を対角化する mixing parameter α は放射補正によって

$$\tan \beta 2\alpha = \tan 2\beta \frac{M_A^2 + M_Z^2}{M_A^2 - M_Z^2 + \epsilon / \cos 2\beta} \quad (51)$$

となる。以上の放射補正によって、MSSM の軽い Higgs boson の質量の上限は 130GeV 程度になり、現在の観測と矛盾しない。

また、Higgs boson と fermion、gauge boson との coupling は Standard Model のそれに factor がかったものになり、それは表 2 にまとめられている。

Φ	g_u	g_d	g_V
SM H	1	1	1
MSSM h	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$	$\sin(\beta - \alpha)$
MSSM H	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$	$\cos(\beta - \alpha)$
MSSM A	$1 / \tan \beta$	$\tan \beta$	0

表 2: SM の場合と比べた場合の MSSM における Higgs boson の fermion, vector boson との coupling

2.3.2 Experimental Limit on Light MSSM Higgs boson Mass

LEP 実験によって得られた MSSM light Higgs の parameter excluded region が 図8にまとめてある。それによると

$$M_h > 91\text{GeV}, \quad (52a)$$

$$\tan \beta \gtrsim 2.5. \quad (52b)$$

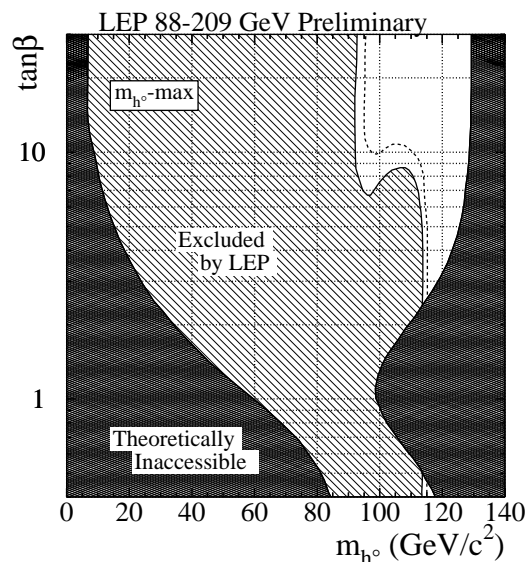


図 8: LEP で exclude された軽いヒッグスボソンのパラメタ領域。

3 Search for Higgs boson at Large Hadron Collider

2006 年稼動開始予定の Large Hadron Collider(LHC) での最大の目標は Higgs boson の発見であり、detector(ATLAS,CMS) もそれに適した設計になっている。以下、SM の場合と MSSM の場合いずれについても discovery についての展望を述べる。なお、今回 detector としては ATLAS のそれを採用して議論をする。資料としては [26] を用いた。

3.1 The Standard Model Higgs boson

3.1.1 Introduction

section 2.1.2, 2.1.3で述べた通り、現在の実験は軽いHiggs bosonの存在を favor している。ここでは理論が示唆する通り、軽いヒッグスの場合 $80\text{GeV} < m_H < 200\text{GeV}$ を主に考えていく。

LHCにおいてHiggs bosonの discovery channelとして考えられているのは次のとおりである。

- $H \rightarrow \gamma\gamma$ direct production,
- $H \rightarrow \gamma\gamma$ from the associated production WH, ZH , and $t\bar{t}H$, using a lepton (e, μ) tag from the vector boson or top quark decay,
- $H \rightarrow b\bar{b}$ from the associated production WH, ZH , and $t\bar{t}H$, using a lepton (e, μ) tag from and b -tagging,
- $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$
- $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ and $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$,
- $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ and $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$.

また、figure 9, 10 にそれぞれ Higgs bosonの total widthと branching ratioを示しておく。

3.1.2 $H \rightarrow \gamma\gamma$

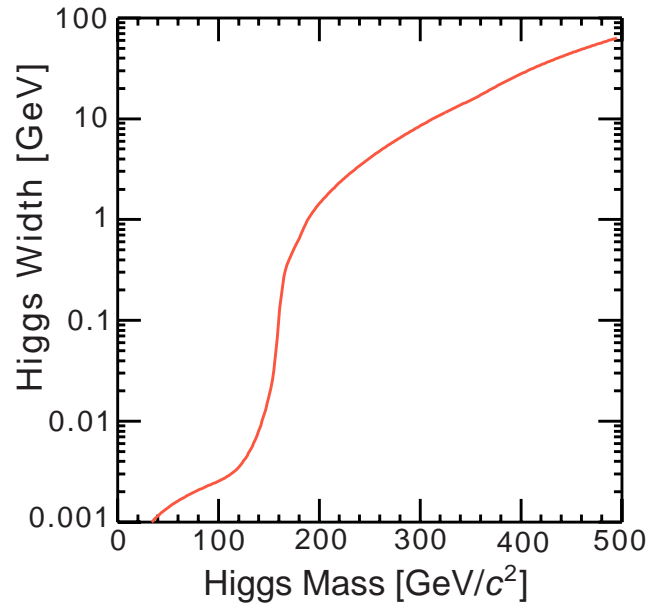
崩壊モード $H \rightarrow \gamma\gamma$ は、figure 10からもわかる通り rare decay modeである。このモードでのHiggs探索が可能な mass regionは $100\text{GeV} < m_H < 150\text{GeV}$ 程度であり、EM Calorimeterに高い精度が要求される。

• gg fusion mode

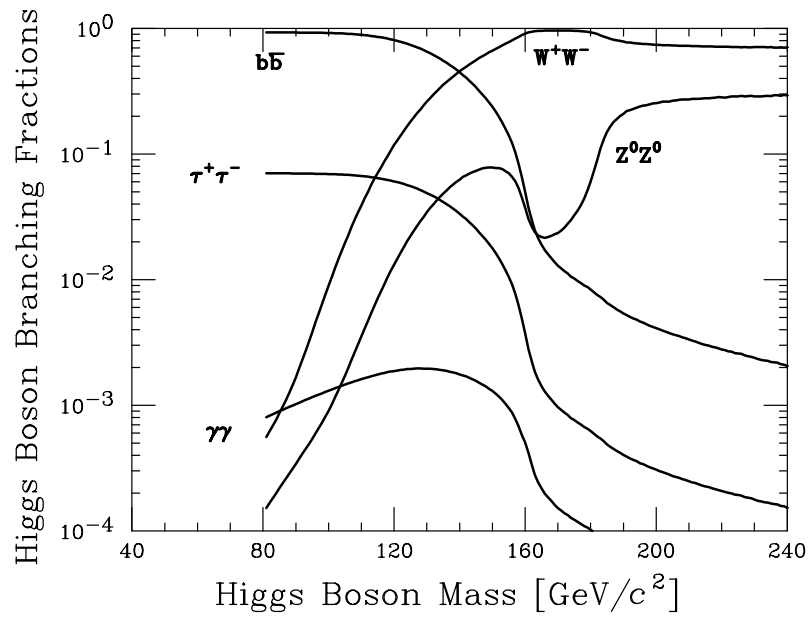
signal reconstruction

軽いHiggs bosonの生成は gluon-fusionによって大半が行われる。今回はまずその生成モードを考えよう。

まず isolated photonを選び出し(約80%の efficiency) 以下のような kinematical cutをかける。



⊠ 9: Total Decay width of The SM Higgs boson.



⊠ 10: The branching ration of the SM Higgs boson.

- photonの候補1,2は、transverse momenta $p_T^1 > 40\text{GeV}$ かつ $p_T^2 > 25\text{GeV}$ をもっていないとてはならない。
- いずれの photon 候補も pseudo-rapidity が $|\eta| < 2.4$ の範囲内に収まってなくてはならない。

その結果得られる cross-section, acceptance 等は表3にまとめてある。

Higgs mass (GeV)	80	90	100	110	120	130	140	150
cross section(pb)	38.4	32.4	27.8	24.2	21.2	18.8	17.0	15.4
branching ratio(%)	0.089	0.119	0.153	0.190	0.219	0.222	0.193	0.138
$\sigma \times \text{BR}(\text{fb})$	34.2	38.6	42.5	46.0	46.4	41.8	32.8	21.2
acceptance	0.29	0.38	0.44	0.48	0.51	0.53	0.55	0.58
mass resolution (GeV)	1.11	1.20	1.31	1.37	1.43	1.55	1.66	1.74

表 3: $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ -mode における cross section, branching ratio, etc.

これは、 P_T -balance cut を行う従来の cut [27] とは違いその cut は行わない。これによって signal acceptance は $\sim 16\%$ 増え、また irreducible background は $\sim 9\%$ 増えている。[28]

Irreducible Background

kinematical cut で減らせない background としては、3つの process がある。

- Born ($\bar{q}q \rightarrow \gamma\gamma$)
- box ($gg \rightarrow \gamma\gamma$)
- quark bremsstrahlung ($qg \rightarrow q\gamma \rightarrow q\gamma\gamma$)

これらの寄与を PYTHIA event generator で生成した結果 [29] は、準解析的な結果と良く一致している。[30] isolation cut の後に、50% ほどの寄与が残る。

Reducible Background

減らすことの出来ない $\gamma\gamma$ background に加えて、 γ と間違えられる可能性のある jet-jet, jet- γ event、あるいは $ZZ \rightarrow ee$ も考えなくてはならない。これらの過程

の生成断面積は signal よりはるかに大きいので、photon/jet, photon/electron に大して十分な判別能力が検出器に要求される。

• weak boson fusion mode

weak boson fusion は LHC において intermediate mass Higgs boson に対して $\sigma B(H \rightarrow \gamma\gamma)$ が 9fb 存在する。この process で生じる前方の energetic jet がこの event のシグナルを非常に明瞭にしてくれる [31]。

このモードのプロセスは

$$qq \rightarrow qqH \rightarrow jj\gamma\gamma \quad (53)$$

である。それらの Normalized η は figure 11 に示されている。この figure からわかるように、jet の η は前方または後方に集中しているのに対し、 γ の η はより中心に近い。

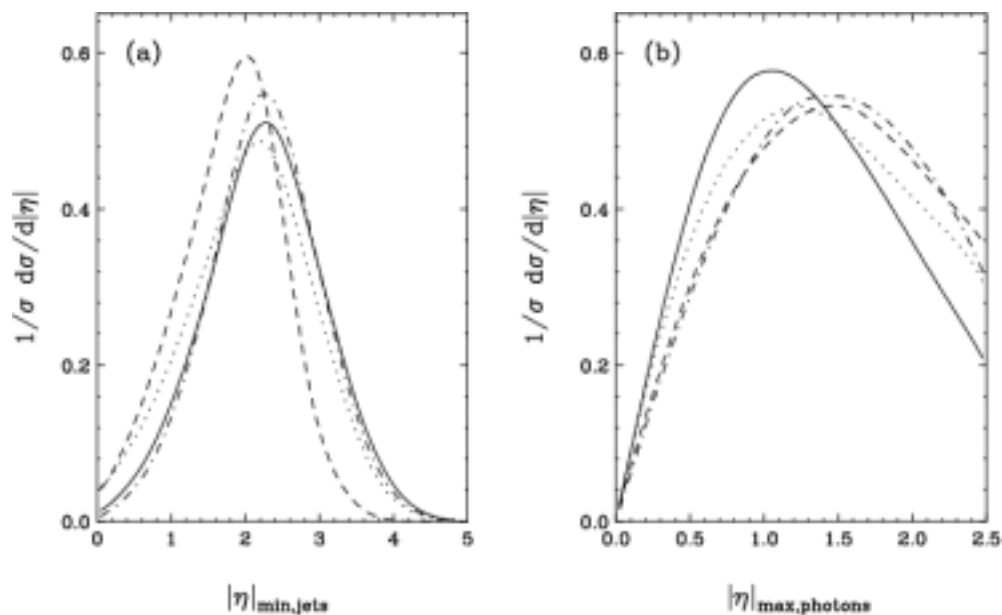


図 11: 規格化された pseudo-rapidity の分布。(a) は最も中心部に tag された jet であり (b) はビーム軸に最も近い γ である。ここで $m_H = 120\text{GeV}$ を仮定している。signal:(solid line), irreducible QCD background:dashed line, irreducible EW background(dot-dashed line), そして double parton scattering background(dotted line)

もう1つのこのシグナルの特徴は、jet と photon の semi-hard な transverse momentum 分布であり、それらは figure 12, 13 に描かれている。

以上の情報から、cut の criteria を定める。general acceptance の criteria は

$$\begin{aligned}
 P_{T_j} > 20 \text{ GeV} , \quad P_{T_\gamma} > 20 \text{ GeV}, \\
 |\eta_j| < 5.0 , \quad |\eta_\gamma| < 2.5, \\
 \Delta R_{jj} > 0.7 , \quad \Delta R_{j\gamma} > 0.7.
 \end{aligned}
 \tag{54}$$

そして jet に対する criteria は

$$\begin{aligned}
 \Delta\eta_{tags} = |\eta_{j1} - \eta_{j2}| > 4.4 , \quad \eta_{j1}\eta_{j2} < 0, \\
 \min(\eta_{j1}, \eta_{j2}) + 0.7 < \eta_\gamma < \max(\eta_{j1}, \eta_{j2}) - 0.7.
 \end{aligned}
 \tag{55}$$

これらの criteria を要請した後の pT のグラフは以下の通り。

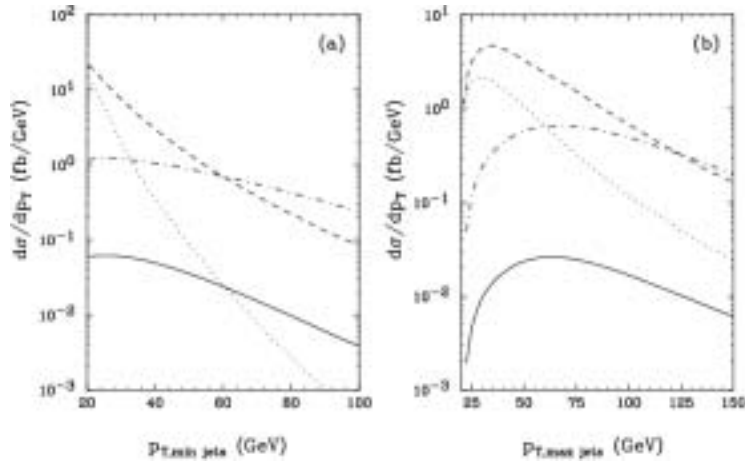


図 12: jet の Transverse momentum の分布。(a) は soft な物であり (b) は hard なものである。acceptance cut (equation (54)), 及び forward jet tagging cut (equation (55)) が要請されている。signal は solid curve でありその他は figure 10 と同じ line である。

そしてその結果、Higgs boson の discovery が weak boson fusion mode で可能になる。それを示したのが figure 14 である。

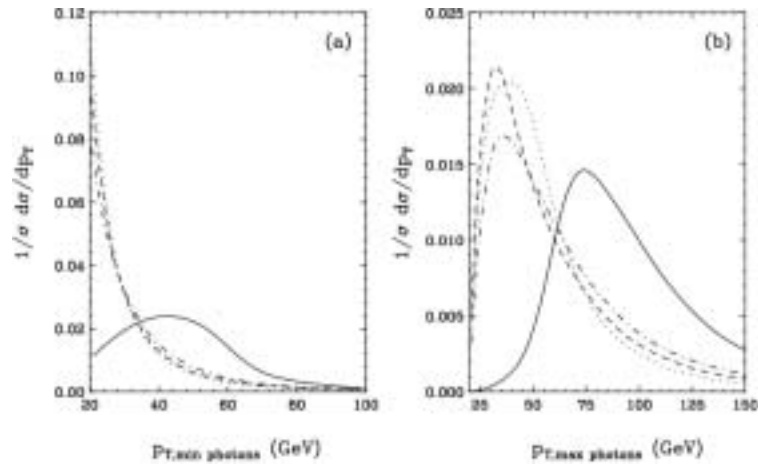


図 13: photon の transverse momentum 分布。(a) は soft な物であり (b) は hard なものである。line の意味は以前の図と同じ。

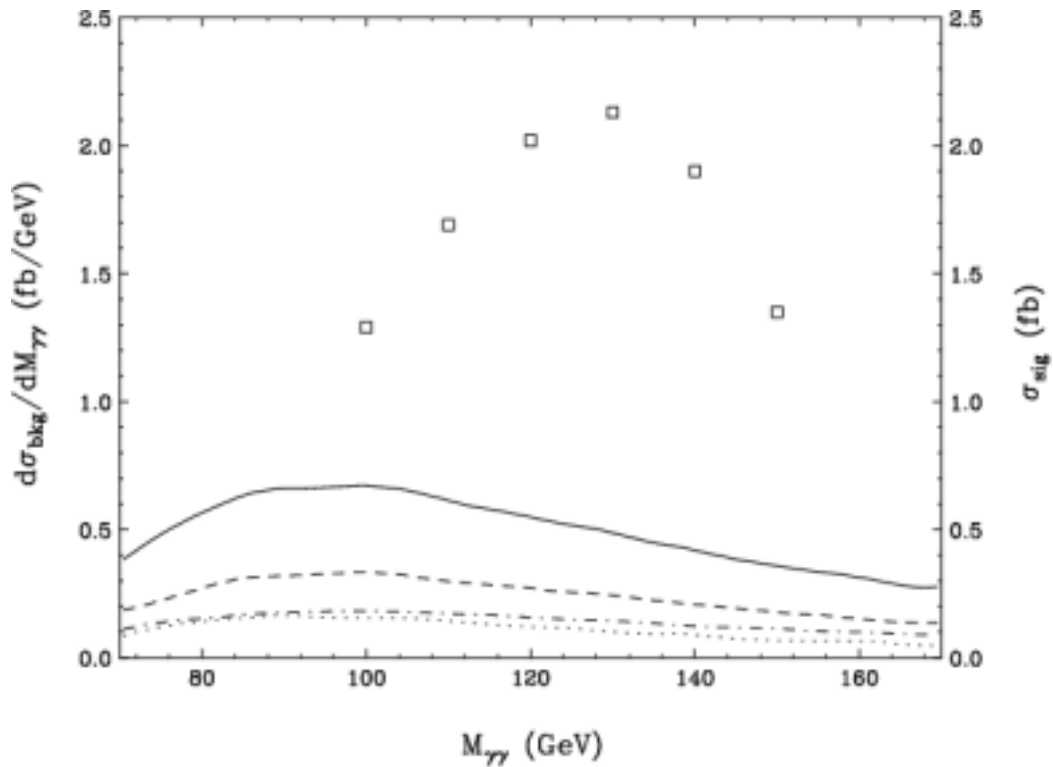


図 14: Higgs boson signal cross section と diphoton invariant mass distribution. これらは cut の criteria を課したあとのものである。solid line が全ての background の和を表している。見てわかるように、 10fb^{-1} で 3.5 から 6.9 Standard Deviation が可能であり、よってこのモードで Higgs boson を発見できる。

• Associated Production: $WH, ZH, t\bar{t}H$.

Signal Reconstruction

次に、 $WH, ZH, t\bar{t}H$ -Associated Production を考える。この場合は cross section は小さいものの、2つの photon への崩壊に加えて W, Z が leptonic に崩壊した場合 $2 - \gamma + \text{lepton}$ という非常に background が少ないシグナルが得られる。

kinematical cut としては、

- two isolated photons and one lepton with $|\eta| < 2.4$,
- $p_T(\gamma, l) > 25\text{GeV}$,
- $\Delta R > 0.4$ (QCD jet や $t\bar{t}$ 生成から来る連続 background events を取り除くため)

これによって得られる acceptance は表 4 の通り。 ($m_H = 100\text{GeV}$)

event	WH	ZH	$t\bar{t}H$
acceptance	31%	29%	29%

表 4: Higgs boson の各 associated production モードに対する acceptance.

Irreducible background

kinematical cut で落とすにくい過程としては、 $W\gamma\gamma, Z\gamma\gamma, t\bar{t}\gamma\gamma, b\bar{b}\gamma\gamma$ がある。これは PYTHIA generator を用いて解析された。[32] 上記の kinematical cut を行った後に主に残るのは $Z\gamma\gamma$ background であるが、この Z boson からくる lepton は lepton-photon mass $m_{\gamma l} > 25\text{GeV}$ and $|m_{\gamma l} - m_Z| < 8\text{GeV}$ を要請することで factor 3.6 落とすことが出来る。

Reducible Background

kinematical cut で落とすことの出来る過程は多量に存在する。 $\gamma\gamma$ -jet, γl -jet, γ -jet-jet, l -jet-jet, そして jet-jet-jet [33]. kinematical cut を行った後は、これらのイベント数は Irreducible background の 20 – 30% 程度になる。

• Total Result

gluon fusion process, associated process どちらも考慮に入れた結果が表 5 である。

Signal Observability

上の kinematical cut をかけた後、モンテカルロシミュレーションを行った結果を表 5 に載せている。ここからわかることは、軽い Higgs boson の場合 ($105\text{GeV} \lesssim m_H \lesssim 145\text{GeV}$) このモードが 5σ discovery に大きく寄与するということである。

Higgs mass(GeV)	80	90	100	110	120	130	140	150
Signal Events (direct production)	502	655	947	1110	1190	1110	915	617
Signal Events ($WH, ZH, t\bar{t}H$ production)	85	76	98	97	93	76	58	35
$\gamma\gamma$ background	41700	41000	41400	35000	29000	24700	20600	16900
jet-jet background	5400	5600	5950	5300	4600	4100	3550	3050
γ -jet background	12500	10600	9100	7000	5800	4900	4100	3400
$Z \rightarrow ee$ background		< 70						
Significance for 100fb^{-1}	2.4	3.1	4.4	5.6	6.5	6.5	5.8	4.3
Significance for 30fb^{-1}	1.5	1.9	2.7	3.4	3.9	4.0	3.5	2.6

表 5: $H \rightarrow \gamma\gamma$ mode における Higgs boson の発見可能性。signal と background の数は Higgs mass の中心値から 1.4σ でとってある。 30fb^{-1} は low luminosity, 100fb^{-1} は high luminosity に相当。

その 1 例として、図 15 に $m_H = 120\text{GeV}$, integrated luminosity = 100fb^{-1} における $\gamma\gamma$ invariant mass を plot している。 $m_H = 120\text{GeV}$ の部分における隆起が Higgs boson のシグナルに相当する。

3.1.3 $H \rightarrow b\bar{b}$

仮に Higgs boson の質量が $2M_W$ よりも小さいのであれば、gauge boson への decay mode が開けないので $H \rightarrow b\bar{b}$ が 90% 程度を占める主な崩壊モードとなる。直接生成である $gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$ は cross section は大きいものの QCD two-jet background があまりに多いために trigger が出来ない。よって可能な trigger としては W, Z boson あるいは $t\bar{t}$ との associated production において生じる high-pT lepton のみ考えられる。さらに、high-pT lepton を要求することで QCD jet を大量に落とすこ

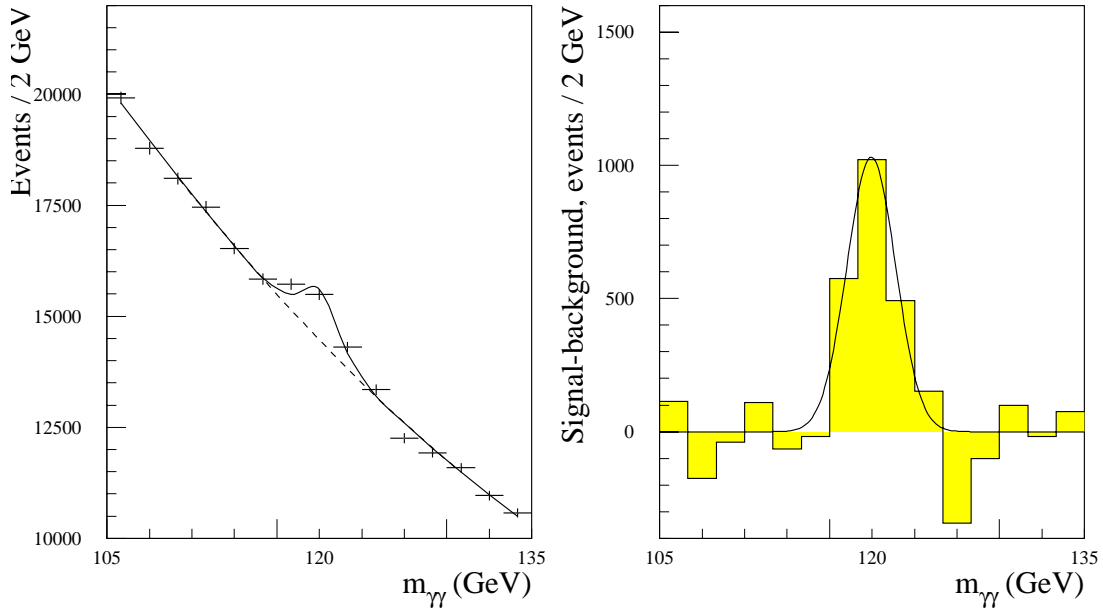


図 15: The invariant mass of $\gamma\gamma$ in case of $m_H = 120\text{GeV}$.

とが出来る。こうしてHiggs bosonは2つのb-tagged jetのinvariant massとしてreconstructできる。

このassociated Higgs productionのうち、効率よくtriggerできるのは $WH, t\bar{t}H$ -modeである。

wjj や $t\bar{t}$ のcross sectionは大きい、それらはreducibleである。

Higgs bosonのイベントの満たすトポロジーとしては

- triggerにかかった電子(ミュオン)が $p_T > 20\text{GeV}$ ($p_T > 6\text{GeV}$)を持ち、かつ $|\eta| < 2.5$ にあること (high-luminosityの場合はそれぞれ30GeV, 20GeV).
- $H \rightarrow b\bar{b}$ で生じたjetは $p_T > 15\text{GeV}$, $|\eta| < 2.5$ を持つ。

- WH channel

表6からわかる通り、 WH -channelを使うためには膨大なbackgroundをsuppressしなくてはならない。そのためのselection criteriaは以下ようになる[34]。

- 上記の条件を満たすisolated leptonが一つ以上あること
- 上記の条件を満たすb-tagged jetが2つ以上あること
- lepton veto: それ以上 $p_T > 6\text{GeV}$, $|\eta| < 2.5$ のleptonが無いこと

final state $l\nu b\bar{b} + X$	$\sigma(\text{pb})$
$WH(m_H = 100\text{GeV})$	0.40
WZ	0.86
$Wb\bar{b}$	70
$t\bar{t}$	247
$w^* \rightarrow tb$	1,4
$qg \rightarrow tbq$	45
Wjj (two jets with $p_T > 15\text{GeV}, \eta > 3.2$)	4640
final state $l\nu jj b\bar{b} + X$	$\sigma(\text{pb})$
$t\bar{t}H(m_H=100\text{GeV})$	0.29
$t\bar{t}Z$	0.02

表 6: $WH, t\bar{t}H$ 生成に対する $\sigma \times Br$. 全ての background 過程が含まれている。

- jet veto: それ以上 $p_T > 15\text{GeV}$, $|\eta| < 5.0$ を満たす jet が無いこと。これで $t\bar{t}$ background がおちる。
- two b-tagged jet の invariant mass が Higgs mass $\pm 2\sigma \sim 22\text{GeV}$ にあること。

以上の cut を加えたモンテカルロシミュレーションの結果が表 7 及び図 16 である。

図 16 を見てもわかる通り、この signal の excess は background の peak 近傍に立っている。よって background の systematic error に非常に敏感に反応し、そのために期待できる σ も小さくなってしまう。 $Wb\bar{b}$ background に 5% の systematic error を許せば表 7 の最終行のように S/\sqrt{B} も悪化してしまう。

まとめると、 WH -channel における $H \rightarrow b\bar{b}$ の検出は LHC が最高の b-tagging を発揮してもきわめて難しいということである。

• $t\bar{t}H$ channel

表 6 からわかる通り、 $t\bar{t}H$ channel は WH channel と同じ程度の cross section を持つ。しかし終状態は 2 つの W-boson と 4 つの b-jet であり極めて複雑である。trigger を行うためには、W-boson のうち 1 つは leptonic に崩壊する必要がある。その上で、2 つの top quark を reconstruct すれば signal そのもので生じうる combinatorial background を大幅に抑えることが出来る [35]。

このプロセスにたいする background は以下の通り。

Irreducible background

Higgs Mass (GeV)	80	100	120
$WH, H \rightarrow b\bar{b}$	650	416	250
$WZ, Z \rightarrow b\bar{b}$	540	545	220
$Wb\bar{b}$	3400	3650	2000
$t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b}$	2500	3700	3700
tb, tbq	500	740	740
total background	19440	16250	10820
S/B	3.3 %	2.5 %	2.3 %
S/\sqrt{B}	4.7	3.3	2.4
S/\sqrt{B} (incl.syst.)	3.0	1.9	1.7

表 7: 通常の b-tag efficiency 及び 30fb^{-1} を用いた際期待される ($WH, H \rightarrow b\bar{b}$) event.

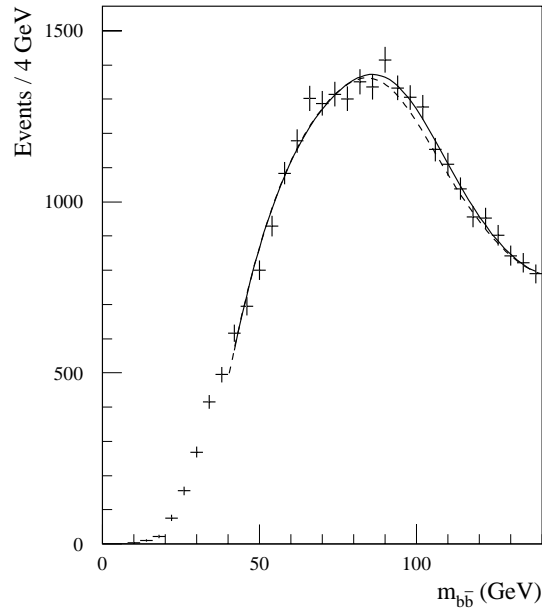


図 16: WH associated production において、 $H \rightarrow b\bar{b}$ mode で期待される signal と background. $m_H = 100\text{GeV}$. integrated luminosity= 30fb^{-1} .

resonant $t\bar{t}Z$ 、あるいは continuum $t\bar{t}b\bar{b}$ 生成。 $t\bar{t}Z$ の cross section は表 4 からわかる通り十分小さいので無視できる。

Reducible background

b-jet に mis-id されたもの。例えば $t\bar{t}jj$, $Wjjjjjj$, $WWb\bar{b}jj$, など。 t を含まないものは top reconstruction で大幅に suppress できる。

W , top を reconstruct する前に以下の pre-selection を行う。

- 1 つの trigger にかかった lepton
- 少なくとも 6 つの $p_T > 15\text{GeV}$ の jet。 high-luminosity の場合は $p_T > 30\text{GeV}$ 。
- 丁度 4 つの b-tagged jets

b-jet として id されなかった 2 つの jet から W-boson を reconstruct して、mass を M_W にあわせるため momentum を rescale する。そして $\chi^2 = (m_{j\bar{j}b} - m_t)^2 + (m_{l\nu b} - m_t)^2$ を最小にするような b を集め、top を reconstruct する。ここで残った b-jet を用いて Higgs を reconstruct する。

このプロセスで期待される signal 及び background は表 8 にまとめてある。その signal の絵が図 17 である。

結論としては、 $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$ -mode は b-tagging の効率が十分によいのであれば魅力的な channel である。 300fb^{-1} において $80\text{GeV} < m_H < 130\text{GeV}$ で 5σ discovery が可能である。 background shape の不定性を 5% 考慮に入れても $80\text{GeV} < m_H < 125\text{GeV}$ で発見できる。

Higgs mass(GeV)	80	100	120
Signal S	81	61	40
$t\bar{t}Z$	7	8	2
$Wjjjjjj$	17	12	5
$t\bar{t}jj$	121	130	120
Total background B	145	150	127
S/B	0.56	0.41	0.32
S/\sqrt{B}	6.7	5.0	3.6
$S_{H \rightarrow b\bar{b}}/S_{total}$	0.67	0.64	0.59

表 8: 30fb^{-1} で期待される $t\bar{t}H$ -mode の signal と background.

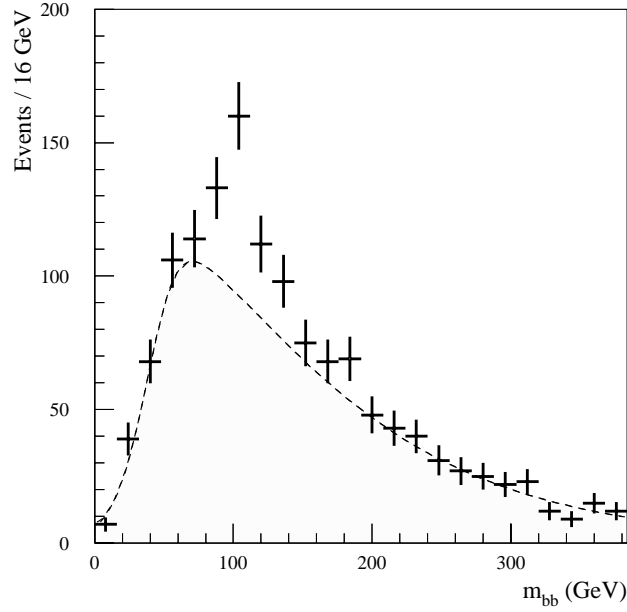


図 17: $t\bar{t}H$ associated production modeにおいて、decay $H \rightarrow b\bar{b}$ modeで期待される signal と background. $m_H = 100\text{GeV}$. integrated luminosity= 100fb^{-1} .

3.1.4 $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

崩壊 $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ は $120\text{GeV} < m_H < 2m_Z$ まできれいなシグナルを残し、かつ $m_H > 2m_Z$ においては”gold-plated”、すなわち最良の Higgs discovery mode になる。

signal の reconstruction は 4 つのレプトンを identify する標準的な kinematical cut で行う。それは以下の通り。

- 2 つの $p_T > 20\text{GeV}$ かつ $|\eta| < 2.5$ のレプトンで trigger をかける
- さらに 2 つのレプトンに対して $p_T > 7\text{GeV}$ かつ $|\eta| < 2.5$
- 1 つのレプトンペアが Z -mass の近傍に invariant mass を持つこと。つまり $|m_{l_1 l_2} - m_Z| < m_{12}$
- もう片方のレプトンペアが threshold m_{34} 以上の invariant mass を持つこと。

m_{12} , m_{34} を最適化することによって $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ の acceptance を大幅に上げることが出来る [36]。その結果は表 9 の通り。

このプロセスにおける signal 及び background の cross section は表 10 にまとめられている。signal の $\sigma \times \text{BR}$ が 170GeV 近傍で一時的に落ち込んでいるのは $2M_W \sim 160\text{GeV}$ が W -pair production の threshold だからである。

Higgs mass(GeV)	120	130	150	170	180
m_{12} window (GeV)	± 20	± 15	± 10	± 6	± 6
m_{34} threshold (GeV)	15	20	30	45	60
Acceptance	0.265	0.335	0.415	0.466	0.535

表 9: $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ のモードに対する最適化された Z-mass cut の mass window m_{12} 及び mass threshold m_{34} 。

Higgs mass(GeV)	120	130	150	170	180
$\sigma \times \text{BR}$ for signal (fb)	1.29	2.97	5.53	1.40	3.26
$\sigma \times \text{BR}$ for $ZZ^* \rightarrow 4l$ (fb)	0.16	0.28	0.28	0.26	0.24
$\sigma \times \text{BR}$ for $ZZ \rightarrow \tau\tau ll \rightarrow 4l$ (fb)	0.04	0.03	0.03	0.02	0.01
$\sigma \times \text{BR}$ for $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b} \rightarrow 4l$ (fb)	1.2	1.9	2.5	1.9	1.7
$\sigma \times \text{BR}$ for $Zb\bar{b} \rightarrow 4l$ (fb)	0.9	1.3	1.7	1.3	1.2

表 10: $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ mode における signal, background の $\sigma \times \text{BR}$ 。

Reducible background

kinematical cut の後でのこる background のうち、reducible な $t\bar{t}$, $Zb\bar{b}$ によるものは irreducible なものより 10 倍以上多いので、これらを出来るだけ減らす cut を行う必要がある。

Isolation cuts

$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ signal や ZZ^* irreducible background に対して、 $t\bar{t}$ 及び $Zb\bar{b}$ reducible background ではレプトンが b-quark より生じているために少なくとも 2 つは isolate していない。従って inner detector において $\Delta R = 0.2$ の範囲で捉えられるレプトンの p_T は reducible background の方が数が多い分だけ大きくなりやすい。この事実を用いて background の cut を行える。

Impact parameter cuts

background の場合レプトンが b-quark から生じるので、その impact parameter が Higgs boson のそれと違って広く分布しやすい。この事実を使ってさらに background 事象を cut することが出来る。

Results

以上の cut そかけた上での結果を表 11 に載せる。ここから読み取れることとしては

- $m_H \sim 130\text{GeV}$ から significance は急激に増大し、この領域での Higgs discovery の main channel になる。
- 主な background は irreducible な $ZZ^*/Z\gamma$ である。
- Reducible background は isolation cut 及び impact parameter cut で十分に抑えられている
- 統計が少ないので、Gaussian S/\sqrt{B} 近似のほかにも Poisson 統計で Significance を評価すると、若干悪くなる。

Higgs mass (GeV)	120	130	150	170	180
Signal	4.1	11.4	26.8	7.6	19.7
$t\bar{t}$	0.01	0.02	0.03	0.02	0.02
$Zb\bar{b}$	0.08	0.12	0.19	0.17	0.19
ZZ^*	1.23	2.27	2.51	2.83	2.87
$ZZ \rightarrow \tau\tau ll$	3.4	7.0	15.5	4.3	11.2
Significance (S/\sqrt{B})	3.4	7.0	15.5	4.3	11.2
Significance (Poissoon)	2.4	4.8	15.5	3.2	11.2

表 11: $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ -mode における signal, background の event 数。luminosity= 30fb^{-1} .

3.1.5 $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$

$m_H \sim 170\text{GeV}$ 近傍の Higgs boson に対しては、 $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ channel における significance は悪化する。これは WW decay mode が開けるため一時的に ZZ -mode への branching ratio が減るためである。 $m_H = 170\text{GeV}$ に対しては、 $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ の branching ratio は $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ よりも 100 倍程度大きい。しかし、この崩壊モードの場合終状態に 2 つのニュートリノが含まれているために Higgs boson の mass peak を reconstruct するのは不可能である。その代わりに、event の excess が観測されるであろうし、それを使って Higgs のシグナルを同定して質量の情報を取り出す [37, 38]。

Process	$\sigma \times \text{BR}(\text{pb})$
$WW^* \rightarrow l\nu l\nu$	4.8
$WZ/ZZ \rightarrow ll\nu + X$	1.1
$t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b} \rightarrow l\nu l\nu + X$	38.6
$qg \rightarrow Wt \rightarrow WWB \rightarrow l\nu l\nu + X$	4.8
$Wb\bar{b} \rightarrow l\nu b\bar{b} + X$	82.3
$W + \text{jets}, p_T > 10\text{GeV}$	19300
$b\bar{b}$ inclusive (BR not included)	500×10^6

表 12: $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ modeのその background の cross section。

このプロセスにはたくさんの irreducible, reducible background が存在する。それらのうち重要なものは表 12 にまとめてある。

これらの特徴は以下のようにまとめられる。

- 主な irreducible background は WW -continuum 生成によるものであり、その $\sigma \times \text{BR}$ は Higgs の signal より 6 ~ 9 倍大きい。
- $WZ, W \rightarrow l\nu, Z \rightarrow ll$ 及び $ZZ, Z \rightarrow ll, Z \rightarrow \nu\nu$ もまた irreducible background になる。
- $t\bar{t}, Wt$ は終状態に isolated lepton をもつ reducible background を大量に生成する。
- $Wb\bar{b}$ 及び $b\bar{b}$ 生成で b-decay により lepton が生成するモードは終状態に non-isolated lepton を含む reducible background を生成する。
- $W + \text{jets}$ で jet が electron と mis-id される場合もかなり background として作用する。

これら危険な background から signal を取り出すために、以下の selection cut を用いる。

- 逆符号の電荷を持った isolated lepton が $|\eta| < 2.5$ に 2 つあり、その p_T は $p_T^1 > 20\text{GeV}, p_T^2 > 10\text{GeV}$. high-luminosity の場合は trigger をかけるために両方とも $p_T > 30\text{GeV}$.
- $E_T^{\text{miss}} > 40\text{GeV}$ でニュートリノの痕跡を見る。

- dilepton の invariant mass は 80GeV 以下。これで Z-boson からくる dilepton background を落とせ、 WZ, ZZ -background に対して極めて有効。
- 2つのレプトンの opening angle $\Delta\phi < 1.0\text{rad}$.
- di-lepton system における polar angle が $|\Theta_{ll}| < 0.9$. Higgs はスカラーであるから、そこから生じる W-pair は逆のスピンの持つ。このことをつかって WW -continuum と区別をする。
- 2つのレプトンの pseudorapidity の差 $|\Delta\eta| < 1.5$.
- 1つ以上の jet が存在し、それが $p_T > 15\text{GeV}$ かつ $|\eta| < 3.2$ ならばそれは reject する。high-luminosity の場合 $p_T > 30\text{GeV}$. これが高い hadronic activity を持つ $t\bar{t}$, Wt -background を落とすことが出来る。
- レプトンと missing transverse momentum から計算された transverse mass $m_T = \sqrt{2p_T^{ll} E_T^{miss} (1 - \cos(\Delta\phi))}$ は $m_H - 30\text{GeV} < m_T < m_H$ にあるべし。

以上の selection cut を行った後の、モンテカルロシミュレーションによる event と background の数は表 13 の通り。

Higgs mass(GeV)	150	160	170	180	190
$\sigma \times \text{BR}(\text{fb})$	610	790	800	705	550
Acceptance	0.016	0.021	0.017	0.016	0.009
Signal	240	400	337	276	124
WW^* background	548	392	277	297	167
$t\bar{t}$ background	46	42	39	49	33
Wt background	215	195	149	163	85
WZ/ZZ background	25	17	9	10	6
$W + \text{jet}$ background	< 10	< 10	< 10	< 10	< 10
Total background	844	656	484	529	301
Significance (incl. 5% syst.err.)	4.7	9.6	10.3	7.8	5.4

表 13: $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ 過程における $\sigma \times \text{BR}$, acceptance, および signal と background の数。luminosity= 30fb^{-1} . 系統誤差 $\pm 5\%$ が考慮されている。

ここからわかるように、 $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ -mode は $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ -mode よりも $160\text{GeV} < m_H < 175\text{GeV}$ で良い significance を持つ。

なお、このモードにおいては Higgs boson の質量に対する constraint は transverse mass 分布 m_T から取り出すことになることに注意が必要である。transverse mass のグラフは図 18 に例がある。(終状態に 2 つのニュートリノがあり、通常の reconstruct は不可能だから)

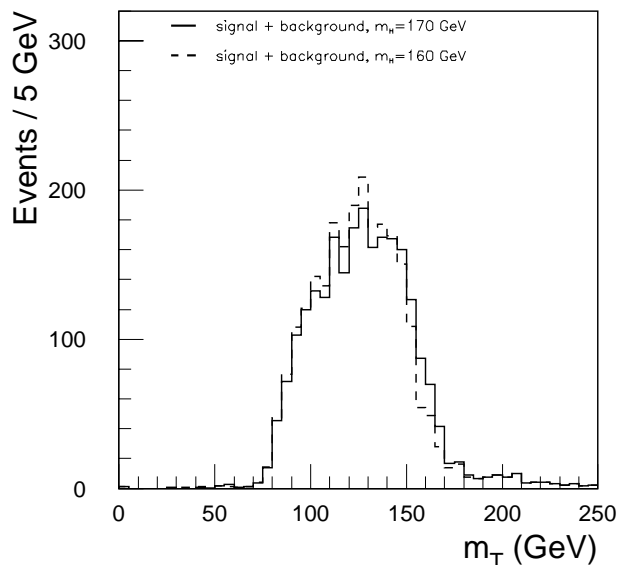


図 18: $m_H = 160\text{GeV}$ (dashed histogram), 及び $m_H = 170\text{GeV}$ (full histogram) での transverse mass distribution.

3.1.6 The Standard Model Higgs Search Summary

以上が ATLAS における主要なヒッグス発見の channel である。それら全てをまとめたのが図 19 である。この図からわかるように、 100fb^{-1} の luminosity を持つてすればあらゆる領域において、2 つの channel を使って 5σ -discovery が可能である。よってもしも標準模型の Higgs が存在するのであれば、それは LHC での発見から逃れられないと言える。

ここで K-factor は考慮されていない。ほとんどの background 事象における K-factor は知られていないからであるが、 S に対する K-factor は \sqrt{B} に対する K-factor より大きいであろうから、K-factor なしでのこの図は妥当なものであるといえる。

3.2 MSSM Higgs boson

3.2.1 Introduction

MSSM における Higgs sector [39, 40, 41] の探索は、SM のそれと比較して極めて複雑である。Higgs boson は 5 種類に増えるし、それらの超対称性粒子への崩壊も

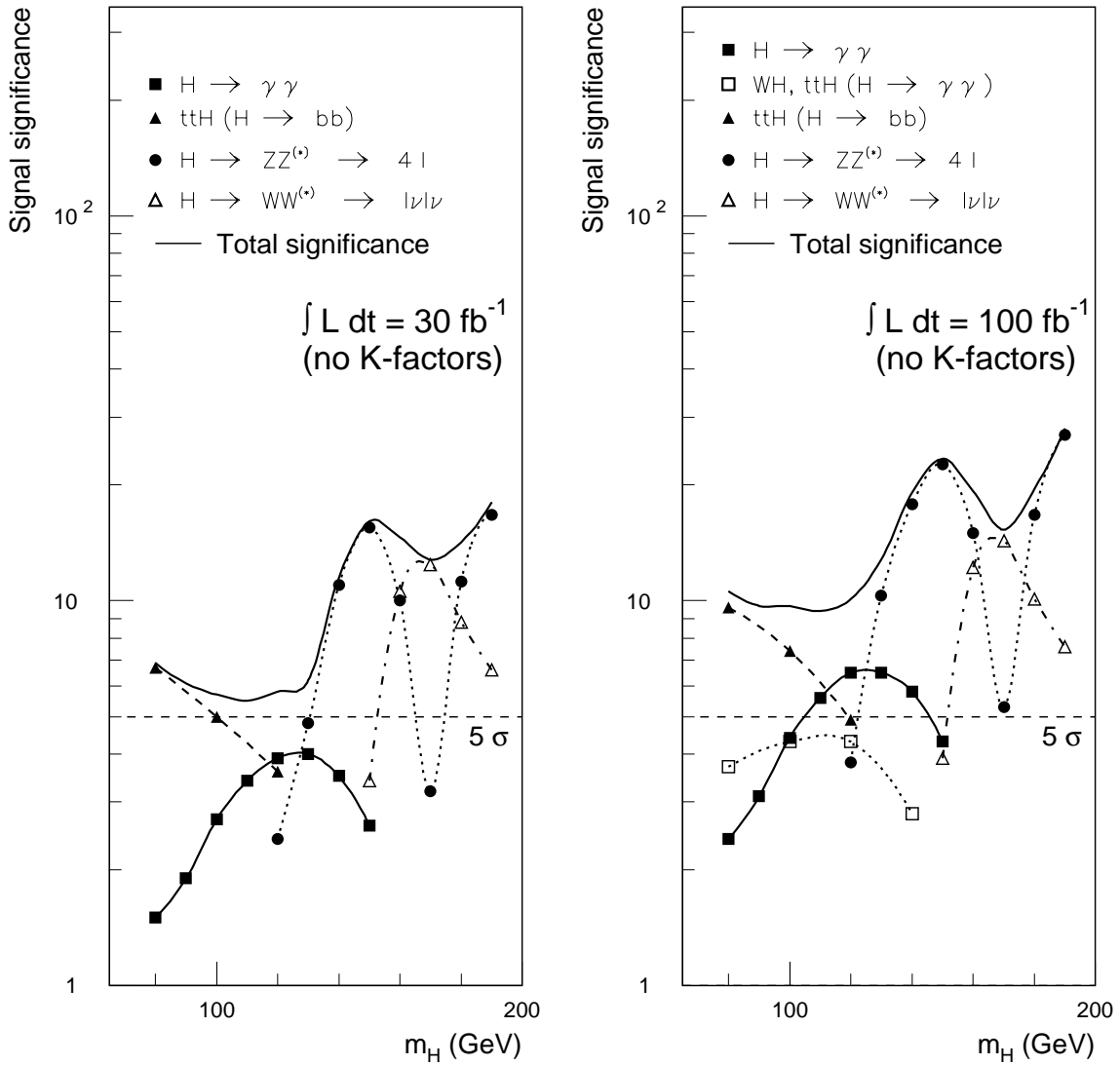


図 19: ATLASにおける標準模型Higgs boson発見に対するsensitivity. 全ての可能な発見channelを含めている。左がlow-lumiosity run (30fb^{-1})、右がlow+high luminosity run (30 (low luminosity) + 70 (high luminosity) fb^{-1}) Significanceは統計が十分か否かに応じてガウス分布あるいはポアソン分布を用いる。 $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ -modeにおいては系統誤差 5% が仮定されている。

許されるようになるからだ。ここでは $(m_A, \tan \beta)$ -plane での discovery contour について考える。

この study においては、decoupling limit $M_{\text{SUSY}} = 1\text{TeV}$, かつ minimal mixing scenario $A_t, \mu \ll M_{\text{SUSY}}$ を仮定する。これは最も悲観的な discovery scenario に対応している。

LHC search における relevant な $(m_A, \tan \beta)$ region において、direct, associated 生成 cross section 及び branching ratio $Br(h \rightarrow \gamma\gamma), Br(h \rightarrow b\bar{b})$ は $m_A, \tan \beta$ が増えるとともに漸近的に Standard Model のそれに近づくが、一般的にそれらは多少 suppress されてしまう。

H/A boson については、予想される cross section 及び decay channel は $(m_A, \tan \beta)$ に応じて急激に変化する。特徴的な崩壊としては：

- HZZ, HWW -coupling は強く suppress される。(表2参照。A は vector boson と直接は couple しない。これは他の channel への branching ratio を enhance する。例えば $H/A \rightarrow \tau\tau, H/A \rightarrow t\bar{t}$ など。
- large $\tan \beta$ における $b\bar{b}H, b\bar{b}A$ -coupling の増大によってこれらは主な生成モードになる。
- ヒッグスボソンそのものへの崩壊モードが可能になる。例えば $H \rightarrow hh$ や $A \rightarrow Zh$ など。

以下、一つ一つのモードについて study していく。

3.2.2 $h, H, A \rightarrow \gamma\gamma$

Section 3.1.2 で標準模型の Higgs の場合の $H \rightarrow \gamma\gamma$ の discovery reach について述べた。MSSM の場合においてもこの mode は使うことができる。

しかし MSSM の場合 Higgs と Vector Boson の coupling は suppress されてしまう。さらに、decoupling limit でなければ SUSY 粒子の spectrum が非常に豊かになり、 h の lightest neutralino などへの崩壊も可能になってくる。この事実も $h \rightarrow \gamma\gamma$ -mode における軽い Higgs の発見を難しくする。

Heavy CP -even Higgs, H についてはもはや LEP2 で殺された領域でしかこの channel は有効でない。

CP -odd Higgs A に対してもこのモードを使うことは出来るが、それは生成断面積 (gluon-fusion による) が大きく、かつ branching ratio が大きい場合に限られてくる。

以上の study をまとめたのが図 20 である。

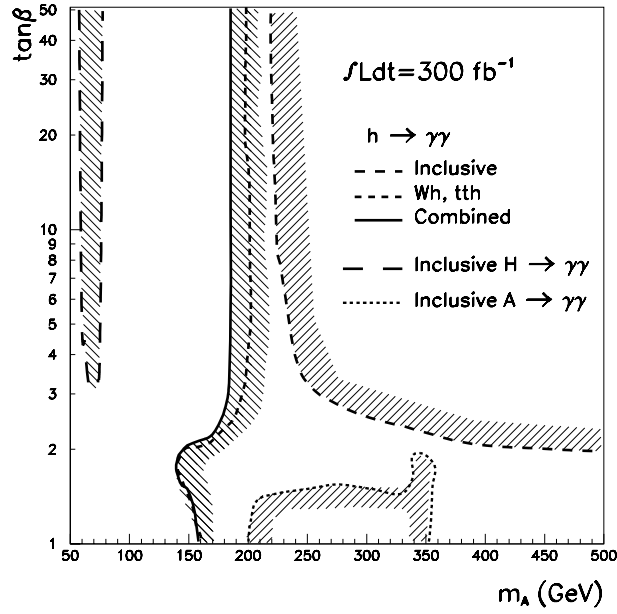


図 20: Integrated luminosity=300fb⁻¹における、 $h \rightarrow \gamma\gamma$, $A \rightarrow \gamma\gamma$ -channelでの5 σ discovery contour.

3.2.3 $h \rightarrow b\bar{b}$

Section 3.1.3 において、標準模型 Higgs の $H \rightarrow b\bar{b}$ -channel での発見可能性を詳細に議論した。その結果は、 Wh -mode での発見は不可能に近く、 $t\bar{t}h$ -mode においてのみ発見が可能であろうということであった。

MSSM においては、 $hb\bar{b}$ -coupling は $\tan\beta$ が増大すると共に大きくなり、 $ht\bar{t}$ -coupling は逆に小さくなる。これらの競合の結果 SM の場合に対して 10 – 20% 良い結果を残せる [42]。これをまとめたのが図 21 である。

3.2.4 $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$

Section 3.2.2, 3.2.3 の場合と同じように、 $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ -channel も SM の場合との比較で study がなされた。

MSSM においては、 $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ の rate は HZZ -coupling の suppression, $H \rightarrow hh$ -channel が存在すること、及び $H \rightarrow t\bar{t}$ channel が存在することにより強く抑制される。そのためにこの channel での発見は $2m_h < m_H < 2m_t$ の場合でかつ $\tan\beta$ が小さい場合に限られる。これをまとめたのが図 22 である。

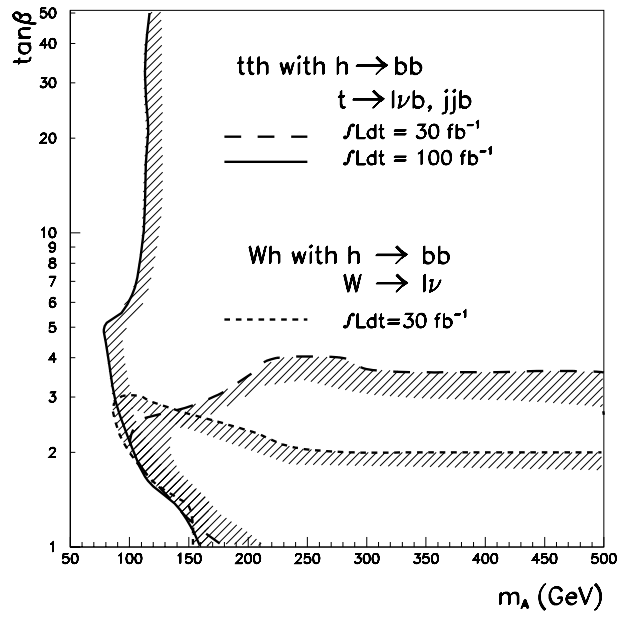


図 21: Integrated luminosity 30fb^{-1} , 100fb^{-1} における $h \rightarrow b\bar{b}$ -mode での $5 - \sigma$ discovery contour.

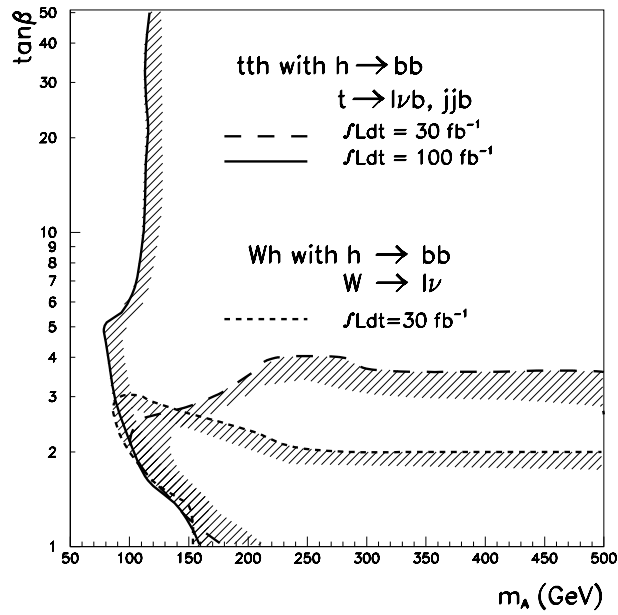


図 22: Integrated luminosity 30fb^{-1} , 100fb^{-1} , 300fb^{-1} における $(m_A, \tan \beta)$ plane での $h \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ -mode での $5 - \sigma$ discovery contour.

3.2.5 $H/A \rightarrow \tau\tau$

楽観的な理論的予想もあるが[43] $H \rightarrow \tau\tau$ -modeはStandard Modelの場合使えないと思われる[44]。というのも予想される signal rateが様々なSM processからのbackgroundより非常に小さいためである。

しかし、MSSMの場合は事情が変わってくる。large $\tan\beta$ の場合、生成プロセスは associated- $b\bar{b}H, b\bar{b}A$ で enhance され、崩壊もまた enhance され BR $\sim 10\%$ になる。このためこのモードでのMSSM CP-even Heavy Higgs H の発見が可能になるのだ。

このモードの場合 trigger としては τ -decay で生じた lepton を用いる。もう片方の τ は hadron, lepton いずれに decay しても良いが、hadron-lepton mode が signal に対して最良の sensitivity を持つのでここではそれについて study する。

background は irreducible な $Z \rightarrow \tau\tau$ 及び reducible な $t\bar{t}, b\bar{b}, W$ +jet production がある。reducible なものたちは jet が τ と mis-id されてしまうものたちで、大幅に selection criteria を課すことによって削減できる。

τ -identification には以下の量が用いられる。

- R_{em} . jet に含まれる EM cellのみを用いて計算された jet の半径であり以下のよう定義される：

$$R_{em} = \frac{\sum_{i=1}^n E_{T_i} \sqrt{(\eta_i - \eta_{cluster})^2 + (\phi_i - \phi_{cluster})^2}}{\sum_{i=1}^n E_{T_i}} \quad (56)$$

ここで i は cluster の周り $\Delta R = 0.7$ に含まれる EM Calorimeter の cell 全てを走る。

- ΔE_T . cluster の中心からの領域 $0.1 < \Delta R < 0.2$ に存在する Transverse Energy の割合。
- N_{tr} . p_T がある threshold 以上にあり、cluster $\Delta R = 0.3$ の内部にある track の数。

以上の量による cut を示したのが表 14 である。これによって多量に存在する reducible background はほとんど落とすことができる。

以上の τ -id cut に加えて、次のような selection をかける。

- $|\eta| < 2.5$ 以内に 1 つの isolated trigger lepton が $p_T > 24\text{GeV}$ で存在する。この isolation 条件で、 $b\bar{b}$ から生成される τ を factor 100 落とすことができる一方、 τ -decay の efficiency は 90% ある。
- $E_T^{\text{jet}} > 40\text{GeV}, |\eta| < 2.5$ for the τ -jet

variable	cut	$b\bar{b}A \rightarrow \tau\tau$	$A \rightarrow \tau\tau$	QCD jets	b-jets	$t\bar{t}$	W+jets
$\langle p_T \rangle$ of τ -jet		80	73	44	58	65	52
R_{em}	< 0.07	56 ± 1	45 ± 1	1.1 ± 0.1	1.9 ± 0.4	1.3 ± 0.2	2.9 ± 0.5
ΔE_T^{12}	< 0.1	40 ± 1	32 ± 1	0.6 ± 0.05	0.9 ± 0.2	0.7 ± 0.2	1.8 ± 0.5
$N_{tr}(p_T > 2)$	$= 1$	21 ± 1	17 ± 1	0.09 ± 0.02	< 0.06	0.08 ± 0.06	0.6 ± 0.3
$N_{tr}(p_T > 2)$	$= 1, 3$	32 ± 1	25 ± 1	0.19 ± 0.03	0.18 ± 0.1	0.2 ± 0.1	1.1 ± 0.3

表 14: τ -identification criteria 及びその結果。ここでは low-luminosity run を仮定している。

- $E_T^{\text{miss}} > 18\text{GeV}$
- Transverse mass $m_T(\text{lepton} - E_T^{\text{miss}}) < 25\text{GeV}$ (これで W からの background を落とす)
- $1.8\Delta\phi^{(\text{jet-lepton})} < 2.9$ or $3.4\Delta\phi^{(\text{jet-lepton})} < 4.5$. このカットは $\tau\tau$ -invariant mass の reconstruction に必要。

そして最終的に、 $|m_A - m_{\tau\tau}| < 1.5\sigma_m$ にあるもののみ受け入れる。

以上の analysis は、direct production と associated production とではイベントが kinematical にも topological にも違うということを使っていない。associated production では、b-quark が存在するため、 $b\bar{b}H, b\bar{b}A$ が single-tagged b-jet を要請することで捉えられる。このことも $W + \text{jet}$ や $Z \rightarrow \tau\tau$ を大きく減らせる。

$b\bar{b}H, b\bar{b}A$ event では、Higgs boson の average transverse momentum は direct production のそれよりも小さくなる。そのために、 H/A -decay で生じる τ はより back-to-back になりやすく、以下の結果につながる。

- より狭い $\Delta\phi^{(\text{jet-lepton})}$ 分布になる。具体的には π に集中する。この分布はより $Z \rightarrow \tau\tau$ に近い。
- そのために、neutrino momentum を reconstruct する際に、unphysical な値が帰ってくる割合が高くなる。direct production より 30% 高い。
- $\tau\tau$ invariant mass resolution が 50% 悪くなる。

これらのトポジカルな特徴のために、associated production の efficiency は direct production のそれより 40 – 50% 悪くなる。それを特徴的に示したのが図 23 である。

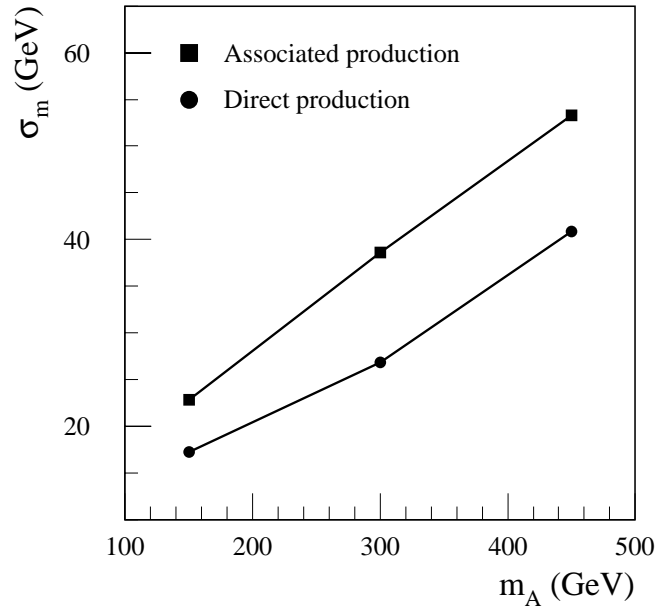


図 23: $H/A \rightarrow \tau\tau$ -decay における $\tau\tau$ -invariant mass resolution. direct production 及び associated production が m_A の関数として描かれている。

direct production と associated production はお互い極めて異なる振る舞いを示すために、 $H/A \rightarrow \tau\tau$ -mode の sensitivity を最大にするためにそれぞれのプロセスに対して別の解析を行う。

direct production

- $p_T > 15\text{GeV}$ かつ $|\eta| < 2.5$ をみたく b-jet が存在しないこと。 ($t\bar{t}$, $b\bar{b}$ background を reject する。)
- 後は普通の $H/A \rightarrow \tau\tau$ reconstruction を行う。

associated production

- 少なくとも 1 つの tagged b-jet ($Z \rightarrow \tau\tau$ 及び W +jets の background を除去する。)
- 2 つ以上 $p_T > 15\text{GeV}$, $|\eta| < 3.2$ をもつ non-b jets が存在すればそれは除去する。
- $\Delta\phi^{(\text{jet-lepton})}$ cut を除いて、普通の $H/A \rightarrow \tau\tau$ reconstruction を行う。

以上のカットを用いてイベントを reconstruct し、significance を求める。図 24 が direct production における $m_{\tau\tau}$ のピークを表しており、図 25 が associated production におけるそのピークを示す。図 26 が discovery contour である。high efficiency ($100, 300\text{fb}^{-1}$) となったとしても状況はさして改善しないことがわかる。これは high-luminosity において、 $H/A \rightarrow \tau\tau$ channel は pile-up effect によって極めて efficiency が下がるためである。efficiency の低下の原因を挙げていくと：

- E_T^{miss} resolution が factor 2 だけ低下するために $m_{\tau\tau}$ mass resolution もまた factor 2 低下する。
- mass window に生じる event 数は、mass window を low-luminosity の 2 倍にとっても約 30% (20%) 落ちる。($m_A = 150\text{GeV}, m_A = 300\text{GeV}$.)

3.2.6 $H/A \rightarrow \mu\mu$

$H \rightarrow \mu\mu$ -decay channel は SM Higgs の場合は、非常に小さい branching ratio 及び凄まじい background のために観測が出来ない。しかし、MSSM の場合は large $\tan\beta$ region において、 $b\bar{b}H, b\bar{b}A$ 生成モードが enhance され、かつ branching ratio も増大するために観測可能な channel になる。ただ、Yukawa coupling が τ より小さいために branching ratio が $(m_\mu/m_\tau)^2$ 倍小さくなる。

この $\tau\tau$ -channel にたいする大きな reduction は、幾分 identification の efficiency が上昇するのと resolution がよくなる事実で compensate される。また、 $\tau\tau$ -channel とは異なり、direct production と associated production で mass resolution に変化は無い。

この channel の background は irreducible $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ Drell-Yan production 及び reducible $t\bar{t}, t \rightarrow \mu\nu b$ である。その rate は $\sigma(Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu) \sim 1400\text{pb}$ (with dimuon mass $> 80\text{GeV}$) 及び $\sigma(t\bar{t} \rightarrow 2\mu + X) \sim 6\text{pb}$ である。また、 $b\bar{b}$ -production $\sigma = 500\mu\text{b}$ も reducible background として存在する。kinematic cut と muon isolation criteria を施すことによって、reducible background は大量に落とすことができる。

direct production 及び associated production は全く異なった final state につながるので、それぞれに特化した解析が section 3.2.5 と同様に用いられる [45]。さらに、irreducible および reducible background は両方とも $P_T^{\mu\mu}$ cut 及び E_T^{miss} cut を施すことによって削減できる。

最適化された解析によると：

- $E_T^{\text{miss}} < 20\text{GeV}$ at low luminosity, $E_T^{\text{miss}} < 40\text{GeV}$ at high luminosity.
- $p_T^{\mu\mu} < 100\text{GeV}$.

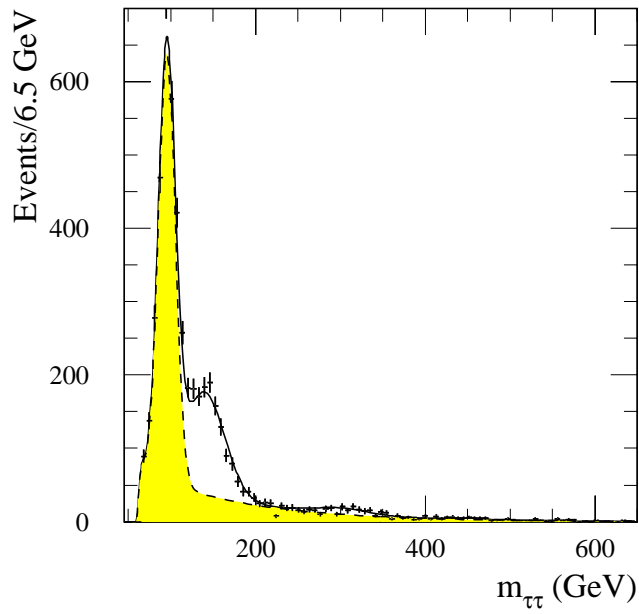


図 24: direct production mode $gg/q\bar{q} \rightarrow H \rightarrow \tau\tau$ での $\tan\beta = 25$, 30fb^{-1} における $m_{\tau\tau}$ の分布のグラフ。shaded regionがbackgroundを示す。signalは $m_A = 150\text{GeV}$, 300GeV , 450GeV の場合をすべて足したものである。

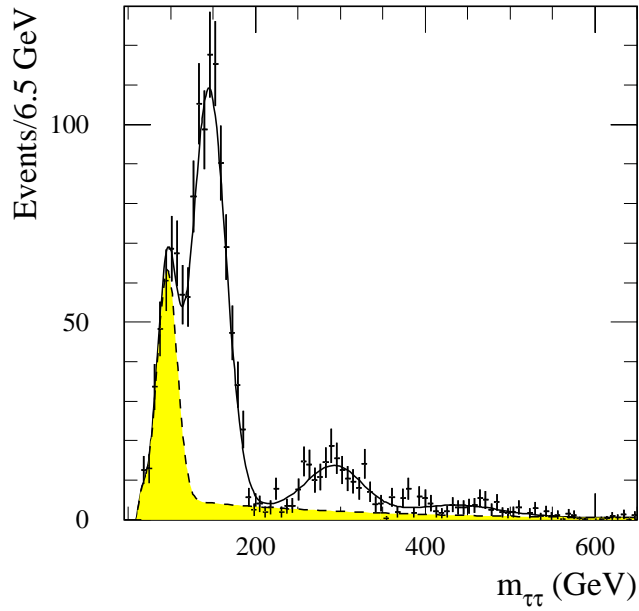


図 25: associated production mode $H/Abb \rightarrow \tau\tau bb$ での $\tan\beta = 25$, 30fb^{-1} における $m_{\tau\tau}$ の分布のグラフ。shaded regionがbackgroundを示す。signalは $m_A = 150\text{GeV}$, 300GeV , 450GeV の場合をすべて足したものである。

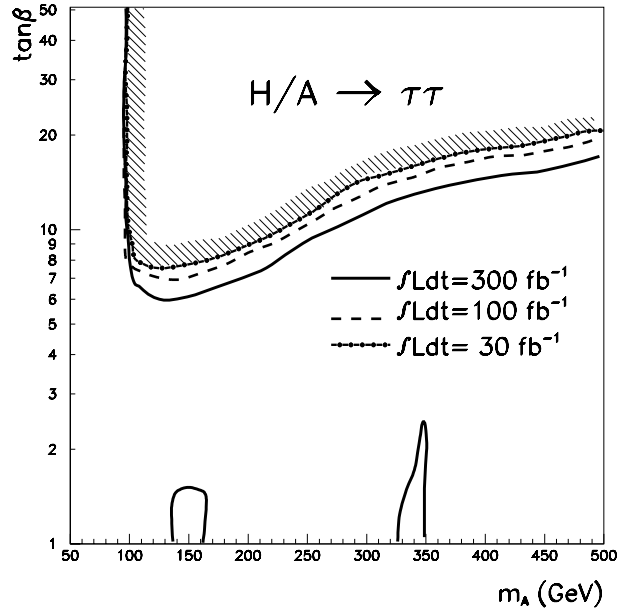


図 26: $H/A \rightarrow \tau\tau$ -decay における 30fb^{-1} , 100fb^{-1} , 300fb^{-1} での 5σ discovery contour.

- associated analysis に対しては one b-tagged jet, そして direct analysis にたいしては b-jet veto. low luminosity においては threshold は 15GeV であり、high luminosity においては threshold は 30GeV である。

この cut によって、signal は $m_{\mu\mu}$ の中に存在する narrow peak として観測される。それを示したのが図 27 である。 $H/A \rightarrow \tau\tau$ の場合とは異なり、associated production の場合においても mass resolution は悪くならない。b-tagging は $Z/\gamma^* \mu\mu$ continuum background を極めてよく suppress してくれる。

最終的に、 5σ discovery contour を示したのが図 28 である。 τ に比べて Yukawa coupling が大分小さいために、このモードでの discovery contour は $H/A \rightarrow \tau\tau$ mode に比べて多少小さくなっているが、それでもやはり相当な $(m_A, \tan\beta)$ -region をカバーしてくれることがわかる。

3.2.7 $H/A \rightarrow t\bar{t}$

SM の場合、Higgs boson と gauge boson との coupling が強いために $H \rightarrow t\bar{t}$ -mode は discovery channel としては考えられていなかった。しかし MSSM の場合、 $H/A \rightarrow t\bar{t}$ の branching ratio は $m_H, m_A > 2m_t$ 及び $\tan\beta \sim 1$ においてほとんど 100% である。 $H \rightarrow t\bar{t}$ decay と $A \rightarrow t\bar{t}$ decay は、 H と A がほとんど degenerate しているために実験的に区別できない。

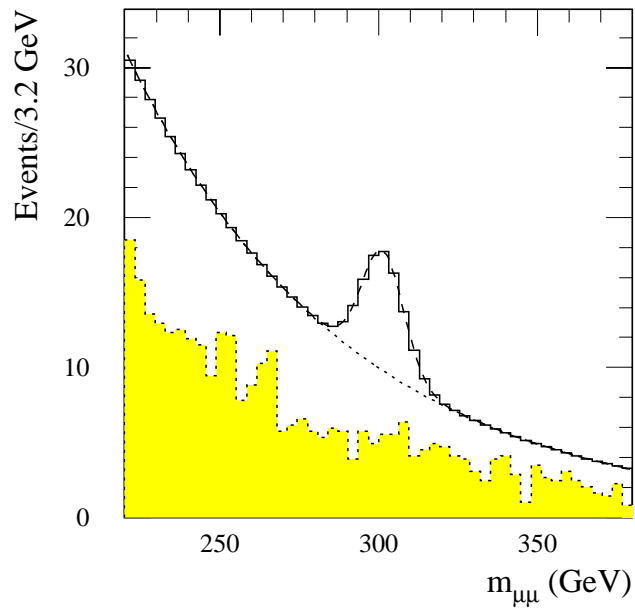


図 27: 30fb^{-1} 及び $\tan\beta = 30$ における $m_{\mu\mu}$ 分布。 $m_A = 300\text{GeV}$ を仮定しており、shaded histogram は $t\bar{t}$ background を示している。

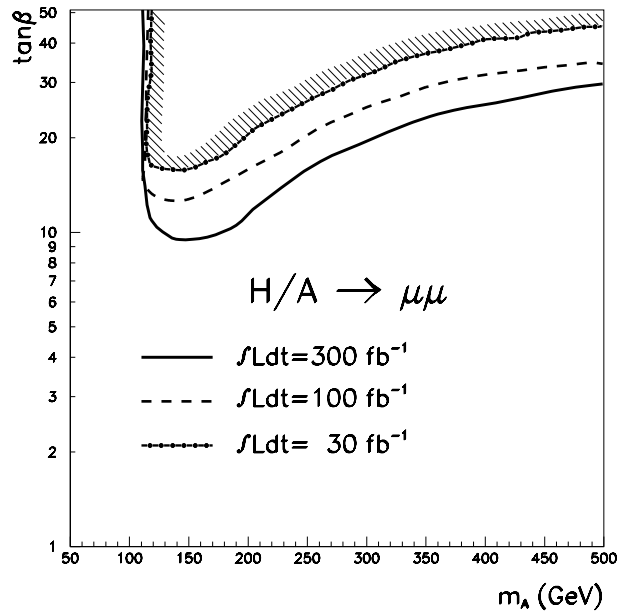


図 28: luminosity= 30fb^{-1} , 100fb^{-1} , 300fb^{-1} における $H/A \rightarrow \mu\mu$ -channel での discovery contour.

$H/A \rightarrow t\bar{t}$ decay の signal は、 $t\bar{t}$ continuum background の上に peak として見える [46, 47]。しかし、signal と background の間には強い interference が存在し、それは mass が増すと同時に増えてゆき、signal の observability を減少させる [46, 47]。 $H + A$ rate における suppression factor は $m_H = 370\text{GeV}$ で 30%, $m_H = 400\text{GeV}$ で 50%, $m_H = 450\text{GeV}$ で 70% に達する。

signal は $WWb\bar{b}$ final state から、leptonic-hadronic W decay mode を選ぶことによって search する [48]。W-boson からの decay で生じる hard lepton は LVL1 trigger に必要であり、hadronic decay で生じる jet 及び b-jet は $p_T > 40\text{GeV}$ を持つことが求められる。こうして reconstructed された top に、 m_T constraint を課すことによってさらに $m_{t\bar{t}}$ の resolution を上げることができる。

こうして reconstructed された $m_{t\bar{t}}$ が図 29 である。 $m_{H/A} \sim 400\text{GeV}$ に対しては、continuum background に対する event の excess のみが観測可能である。これは図 29 を見ると十分なように思われるが、もしも continuum background $t\bar{t}$ production の不定性が a few % を超えるようであれば意味が無いものになってしまう。現在は continuum $t\bar{t}$ production の不定性はきわめて大きいものの、将来は時間と共に減少していくことが期待されている。

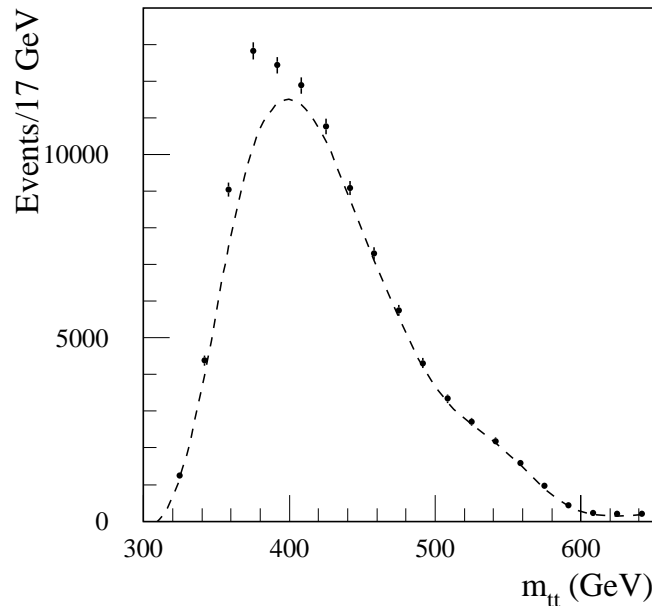


図 29: Integrated luminosity=30fb⁻¹, tan β ~ 1.5 における $t\bar{t}$ background の上に存在する $H/A \rightarrow t\bar{t}$ -peak. ここで $m_A = 370\text{GeV}$ を仮定している。

continuum $m_{t\bar{t}}$ のスペクトルが 1% 程度で定まるという楽観的なシナリオの元で描かれた図が 30 である。これからわかるようにこのモードは $2m_t < m_A < 470\text{GeV}$ かつ low tan β という限られた領域においてのみ有効であり、discovery channel と

して使うには望みが薄い。

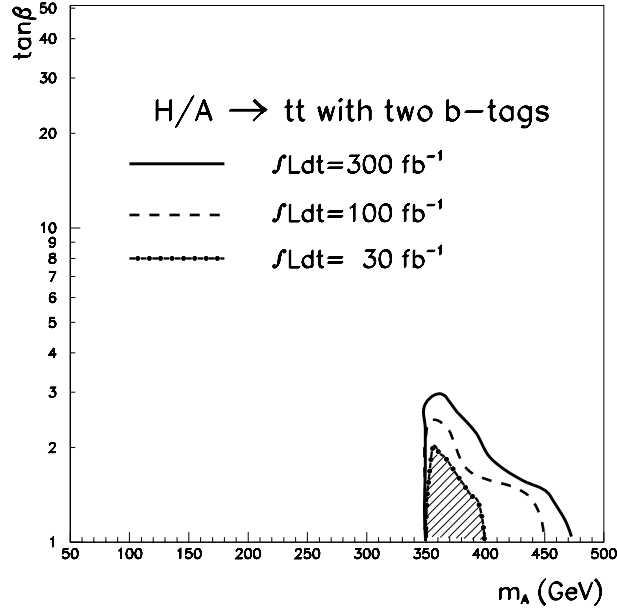


図 30: Integrated luminosity= 30fb^{-1} , 100fb^{-1} , 300fb^{-1} における $H/A \rightarrow t\bar{t}$ -channel における discovery contour.

もっとも最近の我々の study ではこれを improve することに成功した。詳細は [25] を見ていただきたい。

3.2.8 $b\bar{b}H$ and $b\bar{b}A$ production with $H/A \rightarrow b\bar{b}$

4 つの b-jet を含む終状態は、MSSM における heavy Higgs boson の有用な discovery channel として提唱されてきた [49, 50]。興味ある channel は：

- $b\bar{b}H/A$ associated production with $H/A \rightarrow b\bar{b}$ decay.
- $H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ (Section 3.2.9 を見よ)

いずれの mode も MSSM Higgs search で有用な channel になってくれる。主な問題点は、QCD multijet production により多量の background が存在することで、 S/B がきわめて小さくなることである。さらに、purely-hadronic final state を trigger することは hadron collider では大きな問題である。現在のところ、ATLAS が jet-trigger として要求している条件は表 15 の通り。

しかしそれでも large $\tan \beta$ region における production, decay の enhancement のためにこれは魅力的な channel である。特に $H/A \rightarrow \tau\tau$ channel での sensitivity が小さくなる large m_A region (図 26 を見よ) において特に興味深い。

number of jets	1	3	4
low luminosity	180GeV	75GeV	55GeV
high-luminosity	290GeV	130GeV	90GeV

表 15: ATLAS で trigger に求められる jet の p_T .

m_A の大きな値に対しては、終状態は極めて特徴的なトポロジーを示す。 $H/A \rightarrow b\bar{b}$ decay で生じる 2 つの jet は hard であるが、associated production で生じる $b\bar{b}$ -pair は soft である。

そのため event selection としては 4 b-jets を要求する。そのうち 2 つは high p_T を持つことを要求され、(表 16 を見よ) あと 2 つの jet に関しては 50GeV, 30GeV を求める。

m_A (GeV)	p_T^{\min} (jet1) (GeV)	$p_T^{\min}(GeV)$
200	70	50
300	100	70
500	200	100
700	250	150
900	300	200

表 16: $b\bar{b}H, b\bar{b}A$ associated production で生じた $H/A \rightarrow b\bar{b}$ によって生じた b-jet に求められる p_T の最小値。

この 2 つの highest- p_T jets が Higgs を reconstruct するのに用いられる。この結果 reconstruct された Higgs が図 31 に描かれている。

しかし、pure multi-b-jet の終状態は凄まじい QCD background をうけるのでそこから取り出すのは極めて難しい。event selection を行い、b-tagging を行う前には background は signal よりも $10^4 \sim 10^5$ 倍多い。最低でも 3 つの b-tag を要求すればこれは $10^2 \sim 10^3$ に下がる。さらに 4 つめの b-tag を要求すれば factor 2 落ちる。

3-b tagged jets で行われたこのモードの研究では、expected rate や significance は高いものの、 $S/B < 0.01$ であり background shape の不定性がこのレベルまで正確にわかるとは考えにくい。4-b tagged jets を要求すれば $S/B \sim 0.03$ まで上昇する。

最終的にこの channel での discovery contour が図 32 に描かれている。結論としては integrated luminosity 300fb^{-1} をもってしても、 $b\bar{b}H, b\bar{b}A$ production による

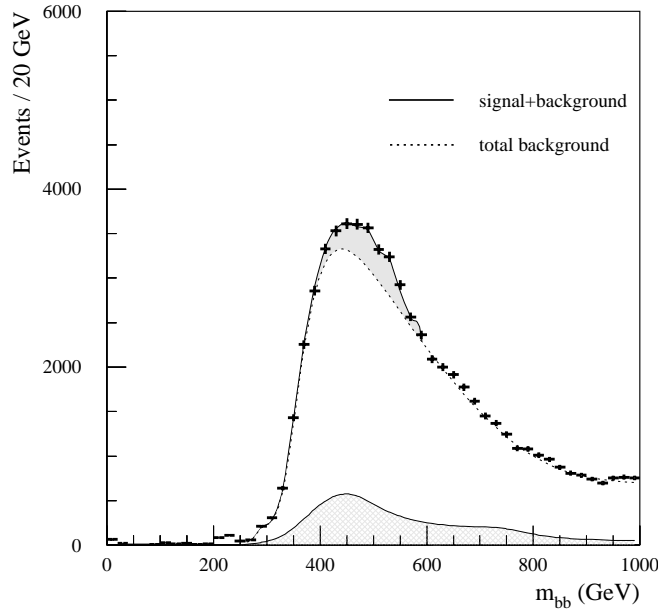


図 31: $b\bar{b}H, b\bar{b}A$ 生成モードにおける $H/A \rightarrow b\bar{b}$ での reconstructed された Higgs. integrated luminosity 300fb^{-1} , $m_A = 500\text{GeV}$, $\tan\beta = 50$ を仮定している。background の上にきれいに signal が載っている。

$H/A \rightarrow b\bar{b}$ を捉えるのは極めて難しいであろうということである。large m_A , $\tan\beta$ をもってしても QCD multijet background の不定性により発見は難しく、この channel は LHC での MSSM Higgs の discovery channel としては考えられていない。

3.2.9 $H \rightarrow hh$

この channel は、同時に 2 つの Higgs boson を発見できるという点で極めて興味深い。可能な discovery final state としては：

- $H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$. これは最大の signal rate を与えてくれるが、4-b jet trigger が要求されるために、凄まじい 4-jet background events から取り出すためには優れた b-tagging が要求される。
- $H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}\tau\tau$. τ -decay によって生じる一つのレプトンで trigger をかける。 $\tau\tau$ -pair の mass reconstruction は Section 3.2.5 と同様に行う。主な background としては $t\bar{t}$ 及び $W + \text{jet}$ 生成である。この channel は、signal の悪い mass resolution 及び膨大な background のために使うのは難しい。
- $H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$. この channel は容易に γ で trigger でき、mass resolution も良い。しかし rate がかなり小さい。

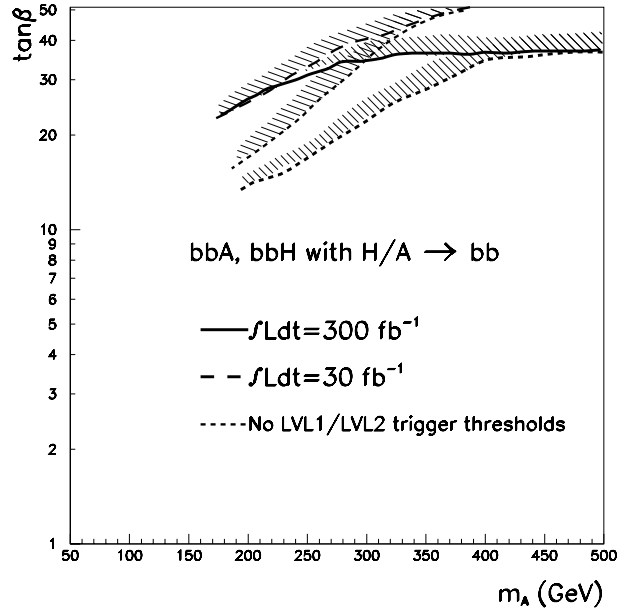


図 32: $b\bar{b}H, b\bar{b}A, H/A \rightarrow b\bar{b}$ -mode における integrated luminosity $30\text{fb}^{-1}, 300\text{fb}^{-1}$ での discovery contour. dotted line は trigger threshold が無い場合 (非常に楽観的な場合) における contour を意味する。

ここでは $H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma, H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ の sensitivity を考える。

- The $H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$ channel

この signal を取り出すためには、以下の selection をかける。

- 2つの isolated lepton, $|\eta| < 2.5$ and $p_T > 20\text{GeV}$. これは trigger として働く。
- 2つの jet, $|\eta| < 2.5$ and $p_T > 15\text{GeV}$ (30GeV) for low (high) luminosity が存在し、かつそのうち少なくとも1つが b-jet として identify されること。
- 他に $|\eta| < 2.5, p_T > 15\text{GeV}$ (30GeV) を満たす jet が存在しないこと。
- two-photon, dijet の invariant mass がそれぞれ m_h から $\pm 2\text{GeV}, \pm 26\text{GeV}$ にあること。これらのカットをクリアしたイベントに対しては、rescaling $m_{\gamma\gamma} = m_{bj} = m_h$ を行う。rescaling は $bj\gamma\gamma$ -system の invariant mass resolution を改善する。
- $bj\gamma\gamma$ の invariant mass が m_H から $\pm 20\text{GeV}$ にあること。

background としては様々なものが考えられる。irreducible $b\bar{b}\gamma\gamma$, reducible $bj\gamma\gamma, c\bar{c}\gamma\gamma, ej\gamma\gamma$ and $jj\gamma\gamma$. これら background およびそれらからの photon bremsstrahlung に関しては極めて不定性が大きく、解析を難しくしてしまう。

最終的にこの channel での discovery contour は図 33 に示されている。 $H \rightarrow hh$ の coupling の影響で、large $\tan\beta$ の領域ではこのモードは使えない。

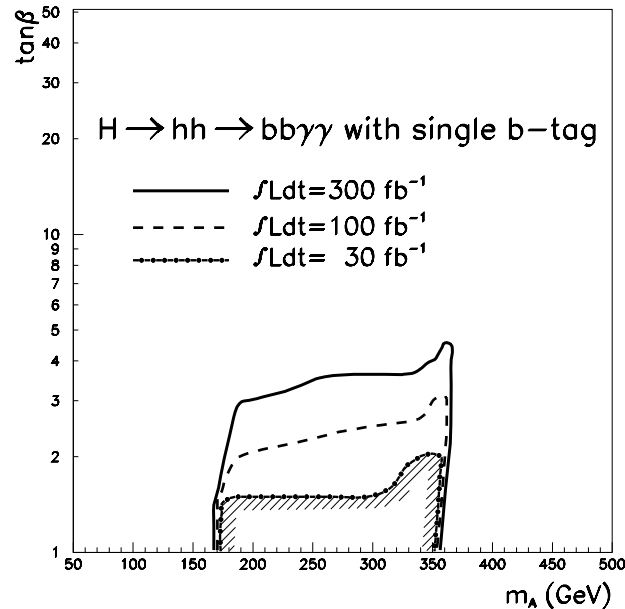


図 33: $H \rightarrow hh \rightarrow bb\gamma\gamma$ モードにおける discovery contour. integrated luminosity = 30fb^{-1} , 100fb^{-1} , そして 300fb^{-1} を仮定している。

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

このモードは Section 3.2.8 と同様に lepton で trigger ができない multi-b-jet のシグナルを示す。まずは、trigger 条件を課さない緩やかな解析を行いその後 trigger を課した解析を行う。なお $m_H = 300\text{GeV}$, $m_h = 80\text{GeV}$ を仮定する。

シグナルを取り出す方法は以下の通り。

- 4つの highest- p_T の jet が b-jet と identify されること。
- 2つの $b\bar{b}$ -invariant mass の best combination をみつけて、それが $m_{b\bar{b}} = m_h \pm 20\text{GeV}$ にあること。
- h-boson mass constraint を課した後に $m_{b\bar{b}b\bar{b}} = m_H \pm 26\text{GeV}$ を満たすこと。

process	events
$gg \rightarrow b\bar{b}$	2×10^8
$gb \rightarrow gb$	1.2×10^9
$gg \rightarrow gg$	1.7×10^{10}

表 17: cut を課した後に残る background の数。

このプロセスに対する background は QCD multijet production である。4-jets within $|\eta| < 2.5$, $p_T > 40\text{GeV}$ を課した後に残る background は表 17 の通り。

この background の量はあまりに膨大なので、4-b jets with $p_T > 40\text{GeV}$ を課した後でも $S/B \sim 0.1\%$ にしかならない。 m_h に近い最適な $b\bar{b}$ -pair を選んだ後でも 1% 程度にしかならない。その結果この channel は discovery mode としてつかうことは不可能である。

3.2.10 $A \rightarrow Zh$

このモードも Section 3.2.9 のモードと同じく 2 つのヒッグスボソンの同時発見につながるので極めて興味深い。これは $m_Z + m_h < m_A < 2m_t$ における main decay channel である。可能な終状態は以下の通り。

- $A \rightarrow ZH \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$. この channel は $H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ に似ているが、 $\text{BR}(Z \rightarrow b\bar{b}) \ll \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$ なので rate としては小さい。このモードの study は基本的に Section 3.2.9 のそれと同じ。
- $A \rightarrow Zh \rightarrow llb\bar{b}$. これは容易に trigger をかけることが出来、かつ 4-b jets の次に大きな rate を与えてくれるのでここで study する。
- $A \rightarrow Zh \rightarrow ll\gamma\gamma$. この channel は kinematic constraint としてよりよい値を与えてくれるが、expected rate が小さすぎるために discovery には使えない。

$A \rightarrow Zh \rightarrow llb\bar{b}$ events は以下の selection criteria で選ばれる。

- 異なる電荷をもち同じフレーバーのレプトンが $|\eta| < 2.5$, $p_T > 20\text{GeV}$ で存在すること。
- 2 つの b-tagged jet が $|\eta| < 2.5$, $p_T > 15\text{GeV}$ (30GeV) にあること。(low, high luminosity)

- dilepton の invariant mass は m_Z から $\pm 6\text{GeV}$ に、dijet の invariant mass は m_h から $\pm 22\text{GeV}$ に存在すること。この mass window に入った event にたいしては rescale を行う。

background としては様々なものが考えられる。irreducible $Zb\bar{b}$, ZZ , reducible ZW , Zjj , and $t\bar{t}$. 上記の selection を課した後は $Zb\bar{b}$ と $t\bar{t}$ background が dominate する。

以上をまとめたのが図 34 と図 35 である。図からわかるようにこの channel は $m_A < 2m_t$ かつ low $\tan\beta$ においてのみ有効である。これは A の Higgs への coupling が $\tan\beta$ と共に小さくなるのと、 $m_A > 2m_t$ だと top-pair への崩壊モードが開けるためである。

3.2.11 Charged Higgs boson

Charged Higgs boson は H, A とほとんど縮退した質量をもつ。それを検出するのに適した production mode は以下の通り。

- charged Higgs が top よりも軽い場合。この場合 $t \rightarrow H^+b$ が許される。LHC での $t\bar{t}$ production cross section は極めて大きく ($\sigma \sim 676\text{GeV}$) このモードを使って charged Higgs は top quark の mass まで探索することが出来る。
- charged Higgs が top より重たい場合。gluon-b, gluon-gluon fusion process $pp \rightarrow tH^\pm$ 及び $pp \rightarrow tbH^\pm$ が考えられる。
- Charged Higgs lighter than the top-quark

Top より軽い場合の Charged Higgs の探索は $t \rightarrow H^+b$ -decay mode に依る。 10fb^{-1} で 6×10^6 個程度の $t\bar{t}$ -pair が生じる。このモードの branching ratio は $(m_t^2 \cot^2 \beta + m_b^2 \tan^2 \beta)$ に比例しているので、 $\tan\beta$ が十分大きいか十分小さい領域ではこの decay は dominant になる。

以下、 $H^\pm \rightarrow \tau\nu$, $H^\pm \rightarrow cs$ -decay mode の study をまとめる。 $H^\pm \rightarrow hW^*$, $H^\pm \rightarrow AW^*$, そして $H^\pm \rightarrow bt^* \rightarrow bbW$ の study はいまだ存在しない。

$$H^\pm \rightarrow \tau\nu$$

軽い charged Higgs が top decay で生じるなら、 $t \rightarrow H^+b$ decay は $t \rightarrow Wb$ decay と競合する。 $H^\pm \rightarrow \tau\nu$ は $t\bar{t}$ decay における τ の数を enhance するのでそこから Higgs の情報が得られる。しかし終状態に様々な ν が存在するために Higgs を直接 reconstruct することはできない。

イベントは以下の条件で選ばれる [51]。

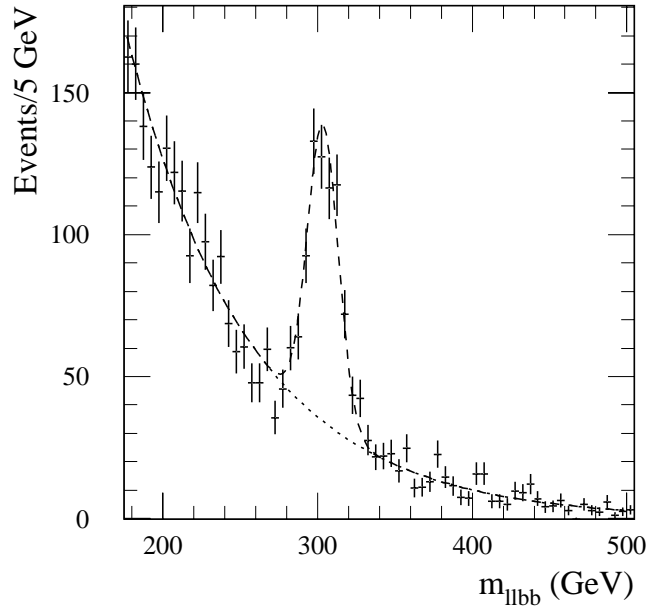


図 34: $A \rightarrow Zh \rightarrow ll\bar{b}\bar{b}$ -mode における $m_{ll\bar{b}\bar{b}}$ の予期される signal+background. $m_A = 300\text{GeV}, m_h = 71\text{GeV}, \tan\beta = 1$ を仮定している。また、integrated luminosity は 30fb^{-1} 。

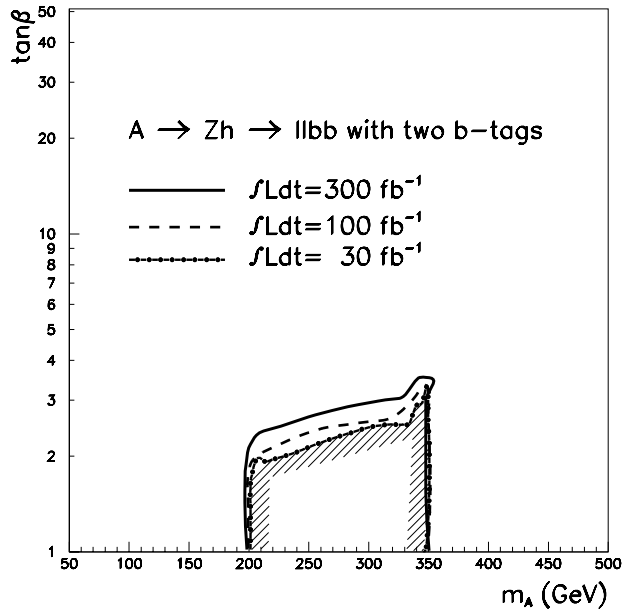


図 35: $A \rightarrow Zh \rightarrow ll\bar{b}\bar{b}$ モードにおける discovery contour.

- 1つの isolated high p_T lepton が $|\eta| < 2.5$ に存在すること。これで trigger をかける。
- 1つ hadronic tau と identify された jet が存在すること。ここでの criteria は Section 3.2.5 のそれと同じ。
- 少なくとも 3 つの jet が存在し、 $p_T > 20\text{GeV}$ かつ $|\eta| < 2.5$ を満たすこと。そのうち 2 つは b-jet と tag されなくてはならない。この b-tagging は $W + \text{jets}$ や $b\bar{b}$ production からの background を大幅に削減してくれる。

Section 3.2.5 の場合と同じで、 τ -identification が signal を jet の combinatorial background から取り出す鍵になる。selection cut と τ -identification を行った後、 $t \rightarrow H^+b$ event は electron や muon よりも多い τ として見つかる。

このような excess を測る際には、systematic uncertainty を考慮に入れなくてはならない。それは主に終状態に存在する τ -lepton の efficiency による。この系統誤差が全体の多くを占めるので、charged Higgs boson signal に対する sensitivity は統計が上がって系統誤差が下がらなければ luminosity が増えてもさほど改善しない。

図 36 が discovery contour である。 $\tan \beta$ の中間領域では Branching Ratio が小さくなるので sensitivity が小さい。

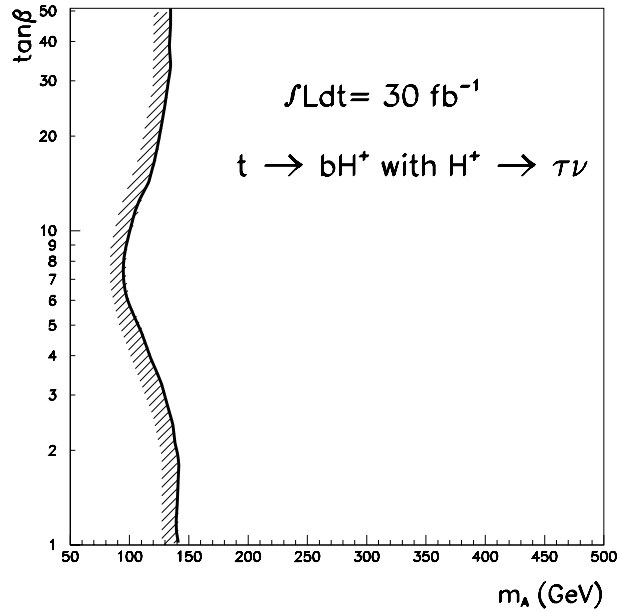


図 36: $H^\pm \rightarrow \tau\nu$ -mode における Integrated luminosity 30fb^{-1} での 5σ discovery contour.

$$H^\pm \rightarrow cs$$

このモードは、その Branching Ratio の小ささ [52, 53] のために m_{jj} -peak として Charged Higgs を取り出すのは難しい。イベントに課せられる条件は以下の通り。

- 1つの isolated lepton $|\eta| < 2.5$. これ trigger をかける。signal event ではこのレプトンは 2 つ目の top quark の semi-leptonic decay で生じる。
- 2つの b-tagged jet, $p_T > 15\text{GeV}$, $|\eta| < 2.5$. それ以上 b-jet が存在しないこと。
- 少なくとも 2 つの non-b central jets $|\eta| < 2.0$ が存在すること。($H^\pm \rightarrow cs$ reconstruction に用いる)そしてこの中心領域に 15GeV をこえる更なる jet が存在しないこと。

こうやって reconstruct された m_{jj} が図 37,38 である。この channel は low $\tan \beta$ -region において $H^\pm \rightarrow \tau\nu$ と相補的な役割を果たす。しかし $H^\pm \rightarrow \tau\nu$ -mode ではニュートリノのせいで mass reconstruction が出来なかったのにたいして、このモードでは H^\pm -boson の質量を測ることも可能である。

- Charged Higgs heavier than top-quark

top-quark より重たい Charged Higgs は、 $gg(gg \rightarrow H^\pm tb)$ および gb-fusion($gb \rightarrow H^\pm t$) で生じ [54]、そしてほぼ 100% $H^+ \rightarrow t\bar{b}$ と decay する。gg-fusion の場合は終状態として 2 つの t-quark と 2 つの b-quark, gb-fusion の場合は 1 つの t-quark と 2 つの b-quark が含まれる。いずれにしても signal を特徴付けるのは multi-b-jets with at least one t-quark, である。background としては $t\bar{t}$ くらいである。

予期される signal cross-section は $H^\pm tb$ coupling constant で支配され、それは $(m_t^2 \cot^2 \beta + m_b \tan^2 \beta)$ に比例する。この minimum は $\tan \beta \sim \sqrt{m_t/m_b} \sim 7.5$ である。BR($H^\pm \rightarrow tb$) は low- $\tan \beta$ ではほぼ 100% であり、 $\tan \beta$ が増えると共に徐々に $H^\pm \rightarrow \tau\nu$ が増してくる。

selection criteria は以下の通り。

- 一つの isolated high p_T lepton が $|\eta| < 2.5$ に存在すること。これで trigger をかける。signal でも background でもこれは top の semi-leptonic decay で生じる。
- 丁度 3 つの b-tagged jet があり $p_T > 30\text{GeV}$, $|\eta| < 2.5$ を満たすこと。
- 少なくとも 2 つの non-b jet が存在すること。これは $W \rightarrow jj$ reconstruction に用いられる。
- 2 つの top-quark は mass window $\pm 20\text{GeV}$ に存在すること。

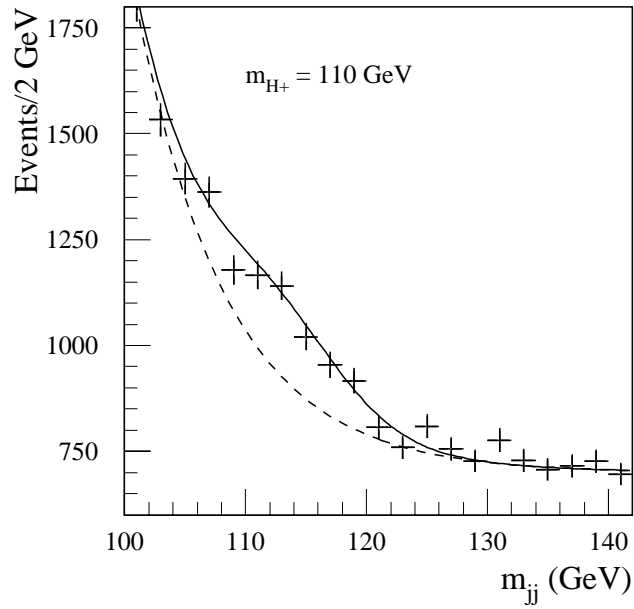


図 37: $\tan \beta = 1.5$, $m_{H^\pm} = 110 \text{ GeV}$ において $H \rightarrow cs$ decay mode から reconstruct された m_{H^\pm} . solid line が signal+background であり dashed line が background である。

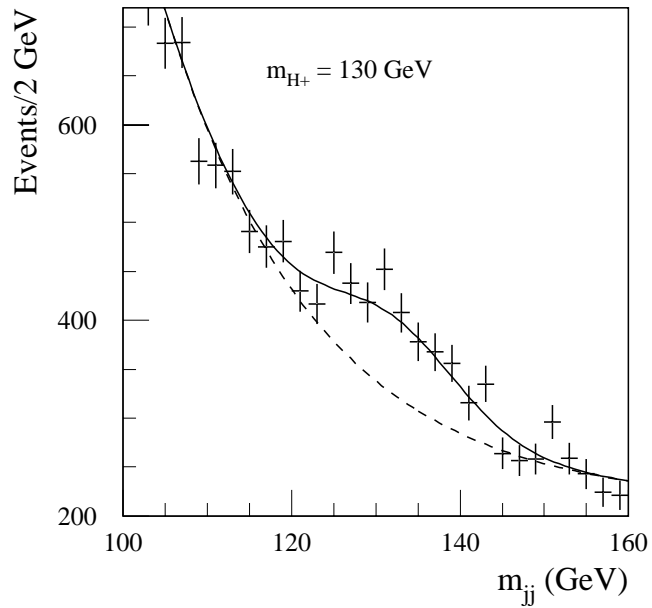


図 38: 上の図と同じ。ただ $m_{H^\pm} = 130 \text{ GeV}$ にしている。

- reconstructed top-quark の一つが存在する b-jet とともに $m_{H^\pm} = m_{tb}$ 分布と合致すること。

その結果 reconstruct された Charged Higgs が図 39, 40 である。

また 5σ -discovery contour は図 41 に示されている。予想された通り intermediate $\tan\beta$ -region における discovery は不可能である。

3.2.12 MSSM Higgs Search Summary

以上 MSSM Higgs boson の discovery reach を述べてきたが、それをまとめたのが図 44 である。maximal mixing (LHC における最も悲観的な場合を想定) 及び integrated luminosity = 300fb^{-1} を仮定する。

この図には LEP2 による limit も含まれている。LEP2 は結局 Higgs の徴候は捉えたものの発見には至らなかった。(section 2.1.4) この結果 $\tan\beta$ に大きな制限が加わる。($\tan\beta < 3$ for maximal mixing,) ($\tan\beta < 7$ for minimal mixing). この事実はいくつかの channel による MSSM Higgs の発見を不可能にしてしまう。($H/A \rightarrow t\bar{t}$, $A \rightarrow ZH \rightarrow llb\bar{b}$, and $H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$). それでもこれらの channel をここで study した理由は以下の通り。

- ここで議論した signal は conservative なものであり、また background には大きな不定性があるために signal observability は conservative で、その領域が広がる可能性があること。
- より重要なことだが、MSSM は detector の physics performance を評価する benchmark にすぎない。ここでの study は他の model でも有用かもしれない。例えば通常 MSSM で Higgs の質量は 130GeV が最大値だが [55, 56]、追加の Higgs doublet を加えれば 200GeV も可能である [57]。そのような新しいシナリオに適應するためにも study を行った。

そして、最終的な要約として、overall picture をまとめると、

- low-luminosity run 30fb^{-1} においてしても discovery potential は parameter-space の非常に大きな範囲をカバーできる。80%, 90% の確率で、Higgs の発見でそれが SM か MSSM か区別できる。
- overall discovery potential は主に $H/A \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}h$ with $h \rightarrow b\bar{b}$, $h \rightarrow \gamma\gamma$ -channel による。
- high-luminosity 300fb^{-1} をもってすれば、ATLAS はほとんどの場合 MSSM か SM かを区別することができる。ただ、 $m_A > 250\text{GeV}$, $4 < \tan\beta < 5 - 10$ の

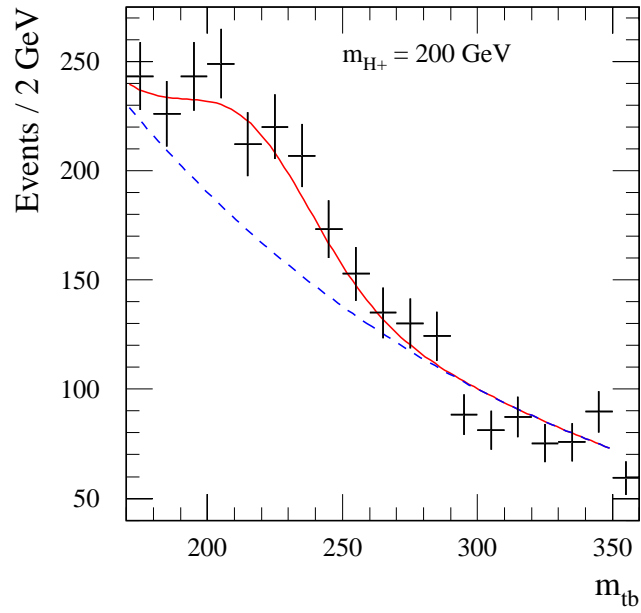


図 39: $\tan \beta = 1.5$, $m_{H^\pm} = 200\text{GeV}$ において Htb decay mode から reconstruct された m_{H^\pm} .

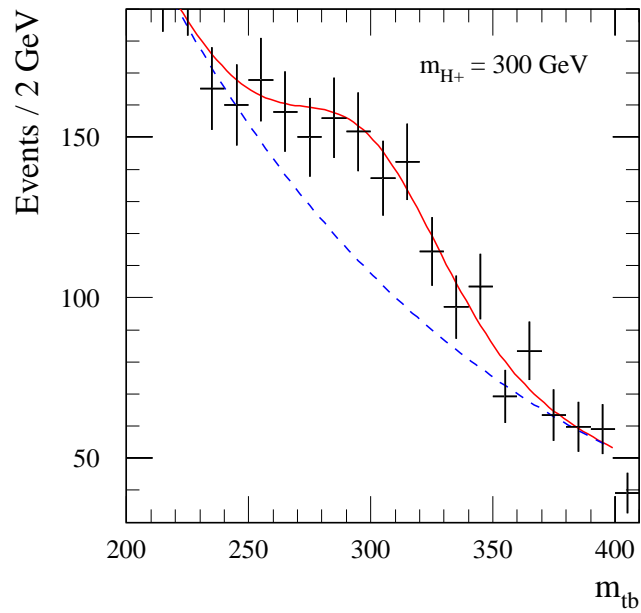


図 40: 上の図と同じ。ただ $m_{H^\pm} = 300\text{GeV}$ にしている。

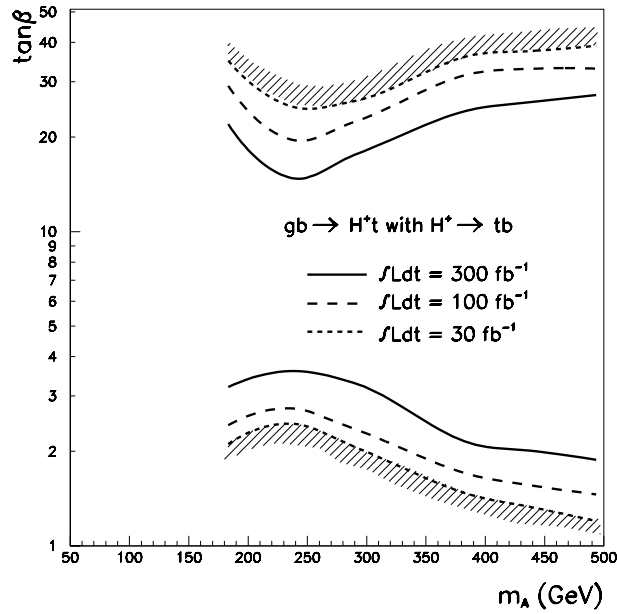
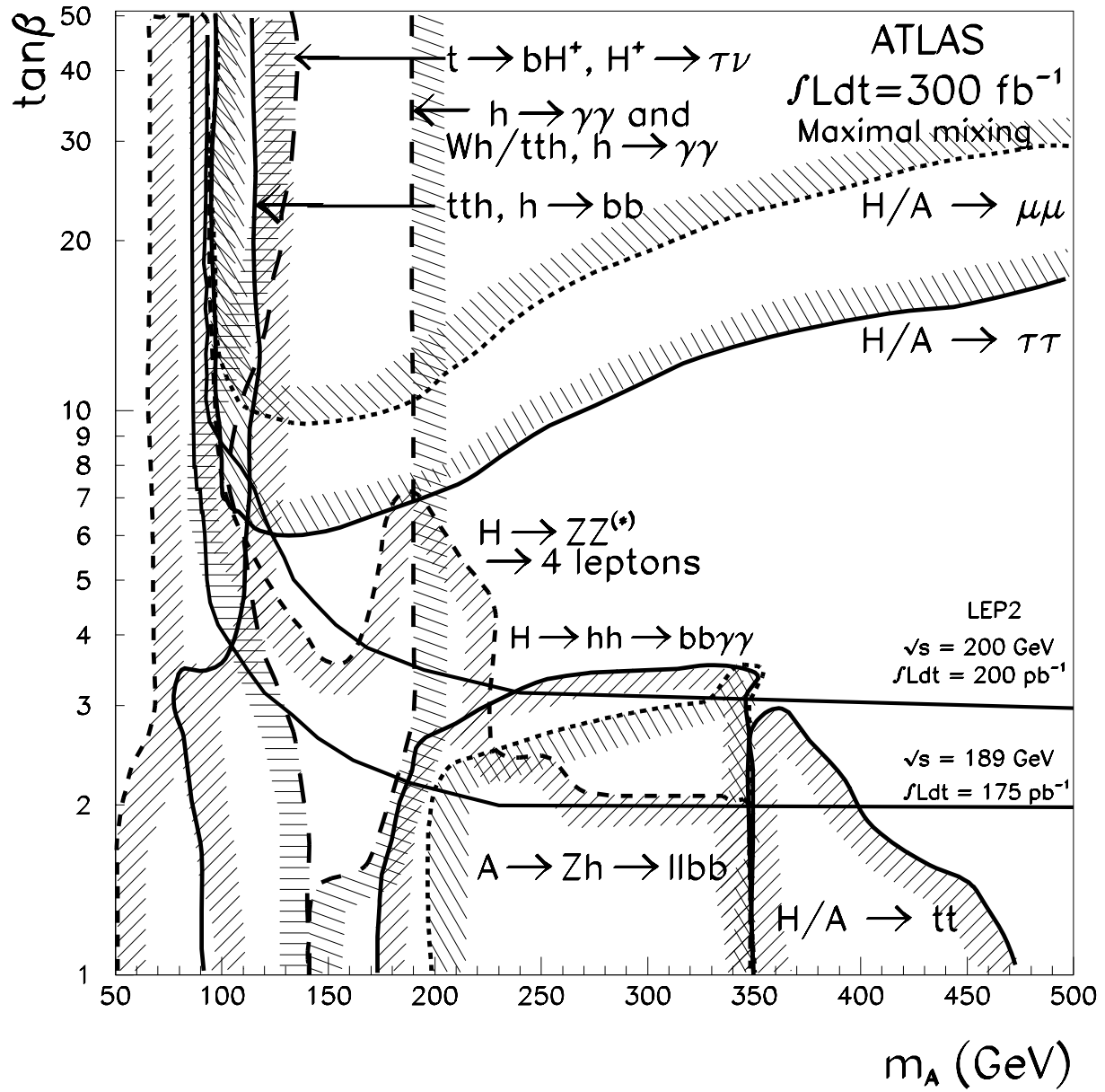


図 41: integrated luminosity 30fb^{-1} , 100fb^{-1} , 300fb^{-1} における $H^\pm \rightarrow tb$ decay での 5σ -discovery contour.

領域で使えるのは $h \rightarrow \gamma\gamma$, $h \rightarrow b\bar{b}$ くらいである、これらの channel だけから MSSM か SM かを区別するのはきわめて難しい。しかし、多くの場合 SUSY 粒子からの $h \rightarrow b\bar{b}$ decay が background の上に見えるはずで、それが SUSY の証拠を与えてくれるはずである。

- $m_A > 500\text{GeV}$ の非常に重い Higgs boson の発見可能性は非常に大きい $\tan\beta$ の場合に限られる。そのような場合は h-boson の $h \rightarrow \gamma\gamma$, $h \rightarrow b\bar{b}$ での発見のみ可能であろう。
- この study では SUSY 粒子の質量は全て 1TeV にしたことに注意。SUSY 粒子の spectrum が変わってくると、Higgs boson の cross section や decay branching ratio も変化してくる。



42: integrated luminosity 300fb^{-1} で発見できる MSSM Higgs boson の contour.

3.3 Precision Measurement at LHC(Standard Model case)

ここではヒッグスの質量は $80\text{GeV} < m_H < 700\text{GeV}$ にあるものと仮定しておく。それ以上の質量では width が異常に大きくなり precision measurement が意味をなさなくなるからである。以下、Integrated luminosity= 300fb^{-1} を仮定する。

3.3.1 Mass

Higgs boson の質量の精密測定には $H \rightarrow \gamma\gamma$ -mode, $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ -mode が使われ、 $H \rightarrow b\bar{b}$ -mode はほとんど用を成さない。これは jet scale に対する系統誤差が悪いことと mass resolution が悪いことによる。($\sim 20\text{GeV}$ for $H \rightarrow b\bar{b}$, $\sim 1.5\text{GeV}$ for $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$)

ATLAS でのヒッグス質量の期待される測定精度が図 43 である。ここからわかるように、 $m_H \sim 400\text{GeV}$ までは 0.1% の精度で測ることが出来る。精度は Higgs の質量が増し width が増大すると共に悪化していき、 $m_H = 700\text{GeV}$ でおよそ 1% である。

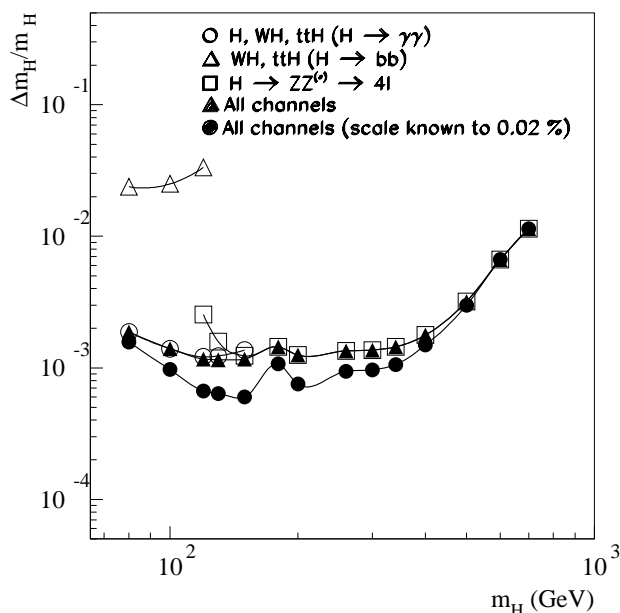


図 43: ATLAS 実験において予期される Higgs boson の質量精度。

3.3.2 Width

Higgs boson の width Γ_H^{tot} は detector resolution の寄与を差し引いてから reconstructed Higgs peak の width を測定することでわかる。この直接測定は $m_H > 200\text{GeV}$

においてのみ可能である。というのもこれ以下の質量では width が実験の mass resolution よりも小さくなるからである。 $m_H > 200\text{GeV}$ は $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ -decay が reconstruct に最適な領域である。

ATLAS で可能な Γ_H の測定を示したのが図44である。この結果は signal の統計誤差と detector の系統誤差を含んでいる。

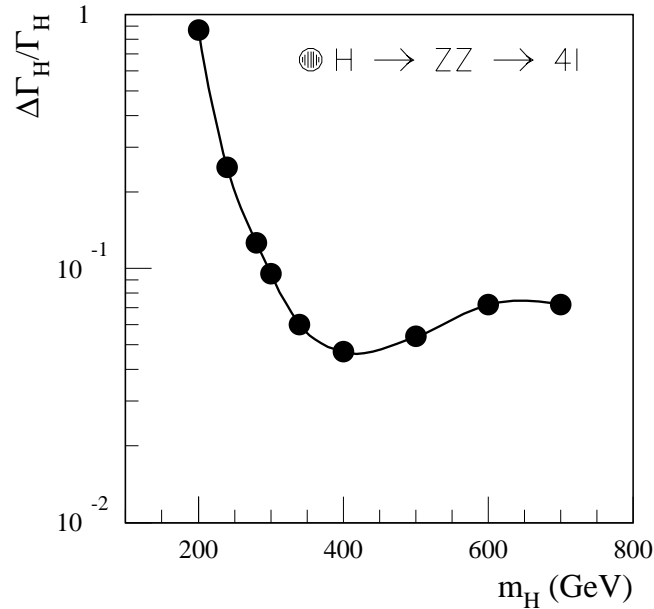


図 44: ATLAS 実験において预期される Higgs boson の width の測定精度。

この図44からわかるように、 $m_H \sim 300\text{GeV}$ 程度で最も精度がよくなる。より高い mass になると intrinsic width が大きくなりすぎ total resolution へその intrinsic width そのものが寄与してしまう。

3.3.3 Couplings and branching ratios

一度 Higgs boson の特定の channel への decay rate が測られたら、Higgs 生成 cross section の理論的预言によりその channel への branching ratio がわかる。このような測定を様々な channel で行うことにより、Higgs boson の fermion, vector-boson への coupling がわかり、それは標準模型のテストになる。

以下にいくつか例をあげる。全て Integrated Luminosity = 300fb^{-1} を仮定している。

- Associated Production における $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow b\bar{b}$ の比を測定することでこれらの branching ratio の比がわかる。この測定は $80\text{GeV} < m_H < 120\text{GeV}$ でのみ可能であり、統計誤差が 30% 存在する。

- $H \rightarrow \gamma\gamma, H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ の比を測定することでそれらの branching ratio の比がわかる。この測定は $120\text{GeV} < m_H < 150\text{GeV}$ でのみ可能であり、統計誤差が 15% 存在する。
- $t\bar{t}H$ -production と WH -production で、それらが $H \rightarrow \gamma\gamma, H \rightarrow b\bar{b}$ と decay するモードで比を測定することで Top-Yukawa と W-boson coupling の比を測定できる。これは $80\text{GeV} < m_H < 120\text{GeV}$ で可能であり、25% の統計誤差が存在する。

ここで述べた全ての例で、統計的不定性が圧倒的に大きい。これは 2 つの channel が重なるぎりぎりの端での測定をしているからである。

3.3.4 Quantum numbers

標準模型は CP -even のスカラーとして Higgs boson を予言する。Higgs が発見されたら、これらの性質も調べられなくてはならない。

スピンと CP について情報を与えてくれる channel は極めて少ない。主に study がなされているのは $H \rightarrow \gamma\gamma$ 及び $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ mode である [58]。

$H \rightarrow \gamma\gamma$ channel においては、期待される S/B は a few % である。このため 2 つの photon の角度情報からスピン構造を調べるのは極めて難しい。仮に signal だけを考えたとすれば、Integrated luminosity = 100fb^{-1} で、 10.7σ の精度で spin-0 粒子の崩壊で生じる flat distribution を捉えることが可能である。しかしこれは kinematic cut, detector acceptance, background により極めて smear されてしまい、 300fb^{-1} をもってしても 1.5σ になってしまう。

$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ channel では、 $200\text{GeV} < m_H < 400\text{GeV}$ においては $S/B \sim 20$ である。このためこのモードでのスピン情報探索が可能になる。この channel においては、Z-boson の θ^* 分布に加えて 2 つの reconstructed Z の azimuthal separation $\Delta\phi$ が Higgs のスピんに sensitive である。(ZZ continuum background では $\Delta\phi$ が大きくなる) このモードでの定量的な study は現在進行中である。

CP にかんしては、 $t\bar{t}H$ production channel が使える可能性がある。この channel は $80\text{GeV} < m_H < 130\text{GeV}$ においてのみ sensitive である。手法としては 2 つの top quark の momenta を reconstruct して、それらから CP -even なものか否かを決定できる。しかし LHC においてはこれは難しいと思われる。

- 300fb^{-1} において $H \rightarrow \gamma\gamma$ -decay mode の signal は 20 であり、top reconstruction の efficiency は 20% を超えない。従って極めて統計的に難しい。
- $H \rightarrow b\bar{b}$ -decay mode ではより signal は多くなるが background も多く、測定を難しくする。

- top-quark momentum の reconstruction の系統誤差の評価が難しい

3.4 Precision Measurement at LHC(MSSM case)

3.4.1 mass

ここでは MSSM Higgs boson の mass の精密測定について述べる。全て 300fb^{-1} を仮定している。表 18 はそれをまとめたものである。

- h boson が SM 生成プロセスで見つかったら、その mass measurement は Section 3.3.1 と同じように行われる。 $h \rightarrow \gamma\gamma$ -mode のみ $\sim 0.1\%$ が可能であり、 $h \rightarrow b\bar{b}$ -mode では $1 - 3\%$ しか精度が出ない。
- $\tan\beta$ の小さな領域では、H-boson の質量測定には $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ -channel が使える。(もし測定できれば) この場合の精度は $\tan\beta$ によって異なり、 0.1% から 0.5% である。もしも $H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$ decay mode のみ使えるのであれば、精度は 1% よりも悪くなる。
- A は $\tan\beta$ が小さい領域では $A \rightarrow Zh \rightarrow llb\bar{b}$, $A \rightarrow \gamma\gamma$ で測定できる。精度は前者が $1 - 2\%$, 後者が 0.1% 程度である。
- large $\tan\beta$ 領域においては、H 及び A は $\tau\tau$, $\mu\mu$ decay mode で発見できる。それらはほとんど縮退しており同じ崩壊モードをもつために区別できない。 $\tan\beta$ が非常に大きな領域では $\mu\mu$ -mode が使用でき、 0.1% の精度が実現できる。それほど $\tan\beta$ が大きくない場合 $\tau\tau$ -mode を使う必要があり、 $1 - 12\%$ の精度に落ちる。

3.4.2 $\tan\beta$

Heavy Higgs boson の signal rate の測定によって $\tan\beta$ を決定することが出来る [59]。系統誤差は luminosity によるものが大きく 10% としておく。

- $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ -channel で signal が見つかったら、ここから $\tan\beta$ を測定できる。しかし最小でも誤差は 10% は存在する。
- $H/A \rightarrow \tau\tau$ -mode で signal が見つかったのであれば、この signal は $\tan\beta$ に非常に良い sensitivity を持つ。例えば $m_A = 150\text{GeV}$, 300fb^{-1} を仮定すれば $\tan\beta = 5$ のときは誤差 15% , $\tan\beta = 40$ のときは誤差 6% で測定できる。

MSSM Higgs	Process	precision
h	Inclusive $h \rightarrow \gamma\gamma$	0.1% – 0.5%
	$Wh, t\bar{t}h$ with $h \rightarrow \gamma\gamma$	0.1% – 0.5%
	$Wh, t\bar{t}h$ with $h \rightarrow b\bar{b}$	1% – 3%
H	Inclusive $H \rightarrow \gamma\gamma$	0.1% – 0.5%
	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	0.1% – 0.5%
	$H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$	1% – 2%
A	Inclusive $A \rightarrow \gamma\gamma$	0.1% – 0.5%
	$A \rightarrow Zh \rightarrow llb\bar{b}$	1% – 2%
H/A	$H/A \rightarrow \tau\tau$	1% – 12%
	$H/A \rightarrow \mu\mu$	0.1% – 2.0%

表 18:

3.5 LHC summary

LHCでは確実に標準模型のHiggs bosonは発見できる。またかなりのパラメータ領域においてMSSM Higgs bosonも発見が可能である。

しかし、couplingの測定という点ではLHCは極めて性能が悪い。これはbackgroundがあまりに大きいところに起因している。Yukawa couplingやgauge couplingを精密に測定しなくては標準模型を超える物理に対する情報があまり得られない。

LHCと相補的な役割を果たすのがLinear Colliderである。線形加速器でしかもlepton colliderであるからそれほどのエネルギーは出せない($250\text{GeV} \lesssim \sqrt{s} \lesssim 1000\text{GeV}$)が、きわめてbackground-freeな環境で実験が行えるのでcouplingの測定には最適である。以下、Linear colliderにおけるHiggs bosonのcoupling精密測定について述べる。資料としては[60]を用いた。

4 Linear Collider and Higgs Physics

Linear Collider(LC) physics program の強みは、それが1つ以上のHiggs bosonを発見できるのみならず、Higgs bosonの mass,width,couplings, quantum numbers,そしてHiggs potentialのパラメータを決定できることにある。これらの測定はHiggs bosonの性質を知るのに不可欠であり、従って電弱対称性の破れに深く迫ることが出来る。

もしも測られた coupling が単に mass に比例しているものでない場合、複雑なHiggs sectorが要求されるであろう。CouplingsはHiggs branching ratio と cross sectionの測定によって測られる。Higgsは自分自身とも couple すると考えられており、このself-coupling λ は2つ以上のHiggsの直接生成においてのみ探索可能である。

Higgs bosonの測定プログラムはdetector designに深くかかわってくる。fermionへのbranching ratioの測定は洗練されたvertex detectorがb-jet,c-jetをgluon-jetから分離できることを要求するし、精密なrecoil mass測定は優れたmomentumの解像度(特に $\mu^+\mu^-$)が必要になる。trackingおよびcalorimetry systemは正確なjet-jet invariant mass, missing massを測定できなくてはならないし、hadronic W-decayとhadronic Z-decayを分けることが出来なくてはならない。

Higgsのvector bosonやfermionへのcouplingの測定はHiggsの質量に大きく依存する。ここでは3つのケースに分ける。light Higgs: ($m_h < 2m_W$), intermediate Higgs: ($2m_W < m_h < 2m_t$),そしてHeavy Higgs ($m_h > 2m_t$)である。

4.1 Mass

標準模型においては、Higgsの質量は他の全ての性質を定める。従って質量の精密測定は理論と実験の比較に影響しうる。例えば、cross section, branching ratio, precision EW dataのglobal fitに。同じく、MSSMにおいても全てのHiggs bosonの質量は根源的なモデルパラメータを定めるのに重要なinputである。

この質量測定において、LCはZに対してrecoilする系でHiggsをreconstructできる。Full event reconstruction、およびkinematical constraintはresolutionを上げてmass tailを消すのに役立つ。

Light, intermediate mass Higgs bosonに対しては、Optimal-running conditionはやや小さなCMS energy $\sqrt{s} = 350\text{GeV}$ において得られる。これはmomentum resolutionを改善し、かつbremstrahlungを最小化する。このような状況下で、我々は精密に $e^+e^- \rightarrow Zh$ eventを $Z \rightarrow e^+e^-$ or $\mu^+\mu^-$ の反対側として捉えられる。この測定はHiggsの崩壊モードに依らない。特定の崩壊モードに関しては、four-jet topologyなどでaccuracyを高められる。

図 45は recoil mass

$$M_{\text{recoil}} = \sqrt{s - 2\sqrt{s}E_{l^+l^-} + M_{l^+l^-}^2} \quad (57)$$

の分布を示す。500fb⁻¹をもってすれば、 $\Delta m_{h_{SM}} \sim 80\text{MeV}$ at $\sqrt{s} = 350\text{GeV}$, $\Delta m_{h_{SM}} \sim 140\text{MeV}$ at $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ が e^+e^- -mode, $\mu^+\mu^-$ -modeに関して可能である。

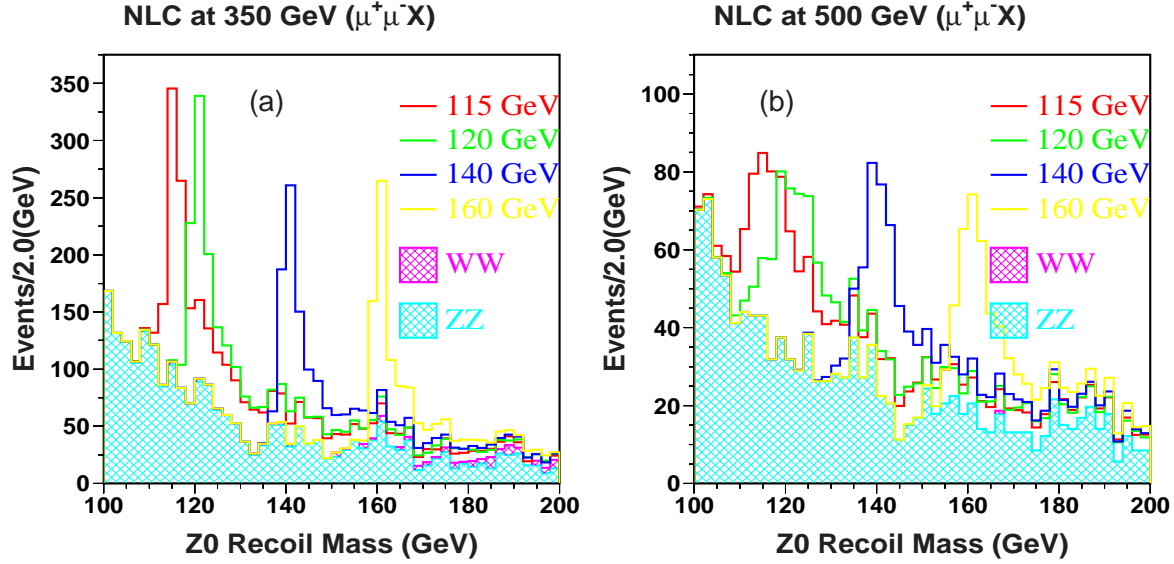


図 45: 異なる Higgs mass における Recoil mass の分布。CM energy は (a) 350GeV, (b) 500GeV を仮定している。

$Zh \rightarrow q\bar{q}H \rightarrow 4\text{-jets}$ なるプロセスにおいても realistic な study がなされた。図 46(a) は Z の hadronic decay mode で recoil する higgs からの 2-jet から reconstruct した $m_h = 115\text{GeV}$ の Higgs を示している [61]。約 2GeV の clean な Higgs signal が捉えられている。ピークの位置が下がっているのは event reconstruction の simulation における low-energy particle の loss によるものであり、low-mass tail は b,c-quark の semi-leptonic decay で生じる missing neutrino から来ている。

Neural net tagging 及び full kinematic fitting を用いた結果が図 46(b) であり、ここでは $m_h = 120\text{GeV}$ を仮定している。これで 500fb⁻¹ を持ってすれば $\Delta m_{h_{SM}} = 50\text{MeV}$ を可能にする。

Heavier Higgs boson や、異なった decay mode を持った MSSM Higgs boson の study は future work である。 Zh events with $Z \rightarrow l^+l^-$ は SM Higgs の mass が大きくなると急速に減衰していき、その場合、 $h \rightarrow ZZ$ 及び Z の hadronic decay も十分な統計を得るためには考えなくてはならない。Heavy MSSM Higgs boson に対し

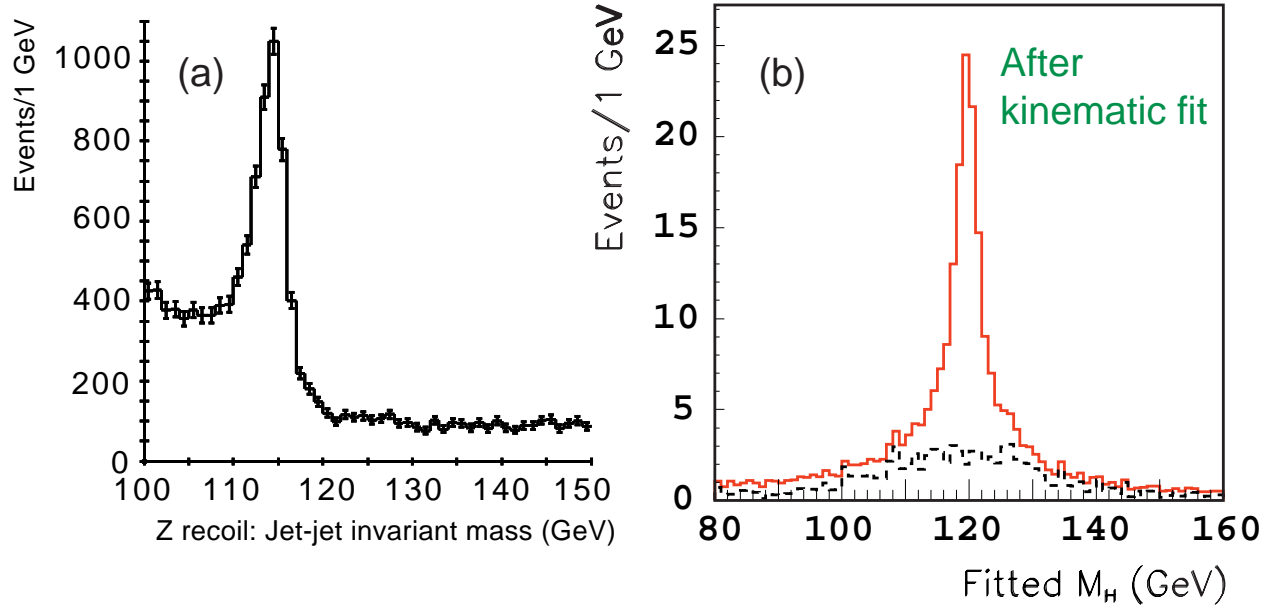


図 46: (a) Zが hadronic に decay した時の jet-jet invariant mass.(b) Neural net tagging を用いて kinematic cut を行った後の Z hadronic decay における Higgs mass peak. $m_{h_{SM}} = 120\text{GeV}$.

では、 500fb^{-1} かつ $\sqrt{s} = 800\text{GeV}$ において Δm_{H^\pm} and $\Delta m_{A,H} \sim 1\text{GeV}$ が得られるという報告がある [62]。

4.2 Couplings:light Higgs case

4.2.1 Cross Sections

$m_h < 2m_W$ の Higgs boson に対しては、 g_{hZZ} 及び g_{hWW} が最も精度良く測られる。これは Higgsstrahlung 及び WW -fusion によってそれぞれ測定されるものである。branching ratio を取り出すにあたっては、これらの cross section もまた重要である。(実験で測る量は $\sigma \times \text{BR}$ だから)

Cross section $\sigma(Z^* \rightarrow Zh)$ の測定は recoil method を用いることで最適にできる [63]。 WW -fusion process からの background を落とすためには low-energy で実験を行うのが好ましく、 $\sqrt{s} = 350\text{GeV}$ 程度がよい。また巨大な Bhabha background を避けるためには $\mu^+\mu^-$ からの recoil を見るのが好ましい。 study によると $\sqrt{s} = 350\text{GeV}$ において $\Delta\sigma/\sigma \simeq 4\%$ が、 $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ において $\Delta\sigma/\sigma \simeq 6.5\%$ が 500fb^{-1} で達成可能である。この cross section の予期される測定値は図 47(a) に描かれている。

また、能率の良い pure b-jet tagging によって、 WW -fusion の event, $e^+e^- \rightarrow W^+W^-\nu\bar{\nu} \rightarrow \nu\bar{\nu}h \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ は、 Higgsstrahlung $Zh \rightarrow \nu\bar{\nu}h \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ と分離可能であ

る。それを示したのが図47 (b)であり、fusion process は 500fb^{-1} , $m_h = 120\text{GeV}$ をもってすれば $\Delta\sigma/\sigma \simeq 3.5\%$ が可能である。

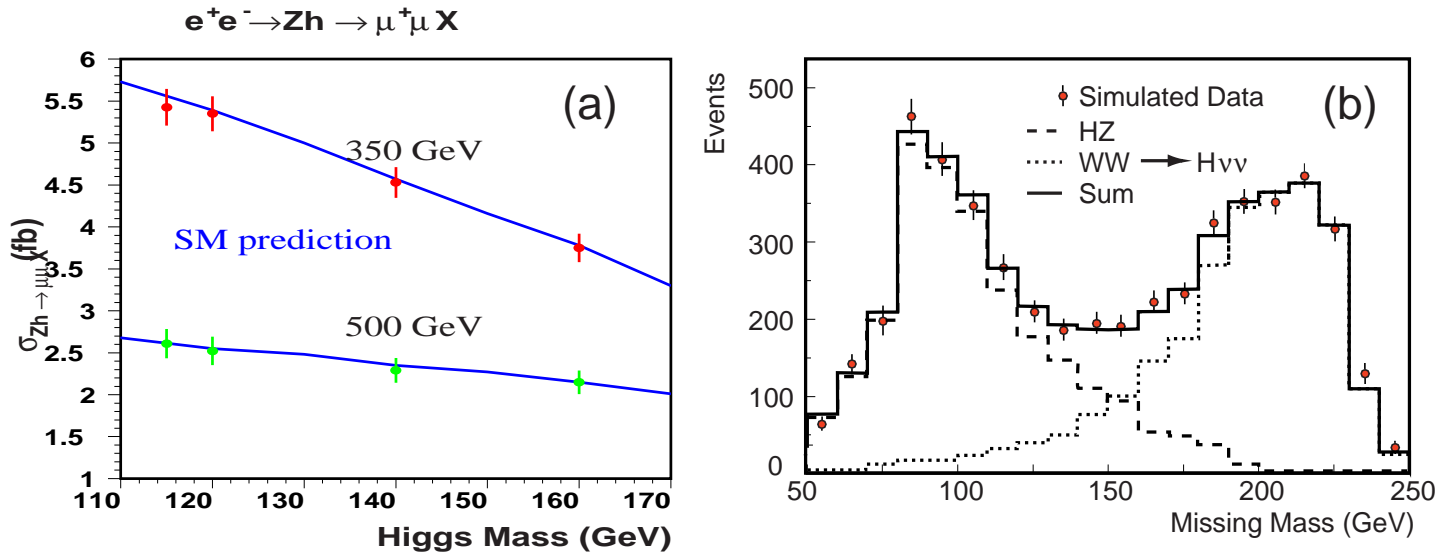


図 47: (a) 500fb^{-1} を用いた場合の cross section の測定。(b) Higgsstrahlung と WW-fusion との event の分離。

4.2.2 Branching Ratios

Higgs study における Linear Collider の大きな利点は、Z decay による Higgsstrahlung Zh events の同定にある。これは h の崩壊モードに依存しないため、Higgs boson branching ratio の測定を容易にする。

最終的に 500fb^{-1} および beam polarization=80% で予想される Higgs の branching ratio に対する測定誤差をまとめたのが表 19 である。

4.2.3 Radiative Production and $t\bar{t}h$ Coupling

軽い Higgs boson に対しては、top quark からの radiation で Higgs boson を作る事が可能であり、これは終状態に $t\bar{t}h$ を作る。このモードでは top Yukawa coupling g_{htt} を測ることが可能である。SM-like Higgs $m_h = 120\text{GeV}$ に対しては、 $\sqrt{s} = 700\text{--}800\text{GeV}$ においては $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ よりも cross section が約 10 倍大きい。 $\sqrt{s} = 800\text{GeV}$ においては、 $L = 500\text{fb}^{-1}$ を仮定してやることで $\delta g_{htt}/g_{htt} \sim 5\%$ が可能である [64]。 $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ においては、 1000fb^{-1} を使っても $\delta g_{htt}/g_{htt} \simeq 21\%$ しか達成できない [65, 66, 67, 68]。

	$m_{h_{SM}} = 120\text{GeV}$		$m_{h_{SM}} = 140\text{GeV}$	
	BR	$\delta\text{BR}/\text{BR}$	BR	$\delta\text{BR}/\text{BR}$
$h_{SM} \rightarrow b\bar{b}$	$(69 \pm 2.0)\%$	2.9%	$(34 \pm 1.3)\%$	4.1%
$h_{SM} \rightarrow WW^*$	$(14 \pm 1.3)\%$	9.3%	$(51 \pm 1.8)\%$	3.7%
$h_{SM} \rightarrow c\bar{c}$	$(2.8 \pm 1.1)\%$	39%	$(1.4 \pm 0.64)\%$	45%
$h_{SM} \rightarrow gg$	$(5.2 \pm 0.93)\%$	18%	$(3.5 \pm 0.79)\%$	23%
$h_{SM} \rightarrow \tau^+\tau^-$	$(7.1 \pm 0.56)\%$	7.9%	$(3.6 \pm 0.38)\%$	10%

表 19:

4.2.4 Higgs Self-Coupling

Higgs sector を完全に理解するためには、Higgs potential の形を測定することが重要である。double Higgs production (Zhh 等) の cross section は triple Higgs coupling g_{hhh} に係っており、Higgs potential による自発的対称性の破れの起源を探るのに適している。Higgs の質量、 $m_h^2 = 4\lambda v^2$ もまた potential shape parameter λ を測ることになるので、 hh -production mode により cross-check ができる。MSSM においては、様々な double Higgs production process が $g_{h^0h^0h^0}, g_{A^0h^0h^0}$ 等を測定するのに求められる [69]。

実験的 study によると $m_h = 120\text{GeV}$, $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$, 1000fb^{-1} に対して $\delta g_{hhh}/g_{hhh} \simeq 23\%$ が可能である [70, 71]。

SM triple Higgs production の cross section は $\sigma(Zhhh) < 10^{-3}\text{fb}$ なので、現在見込まれている luminosity では quartic coupling g_{hhhh} の測定は絶望的である。

4.2.5 Implications for the MSSM Higgs sector

light Higgs coupling の決定の議論は、実際の Higgs の fermion, gauge boson への coupling が Standard Model のものと同じだと仮定してきた。これは decoupling limit の MSSM で一般的に成り立つ仮定である。しかし、以上に述べた議論を精密測定で用いれば、 h^0 を h_{SM} から区別することが可能である。Higgs coupling の Standard Model の予言からのずれをとらえることで non-minimal Higgs sector の存在を予期できて、MSSM のコンテキストでは $m_{A^0}, \tan\beta$ および他の MSSM parameter を測定できる。

Higgs の MSSM と SM とのずれを測る量として

$$\delta_{rm}BR = \frac{\text{BR}_{\text{MSSM}} - \text{BR}_{\text{SM}}}{\text{BR}_{\text{SM}}} \quad (58)$$

を定義する。 h^0 の decay mode, $b\bar{b}$, WW^* , gg に対して 1σ , 2σ discovery の contour を描いたのが図 48 である。

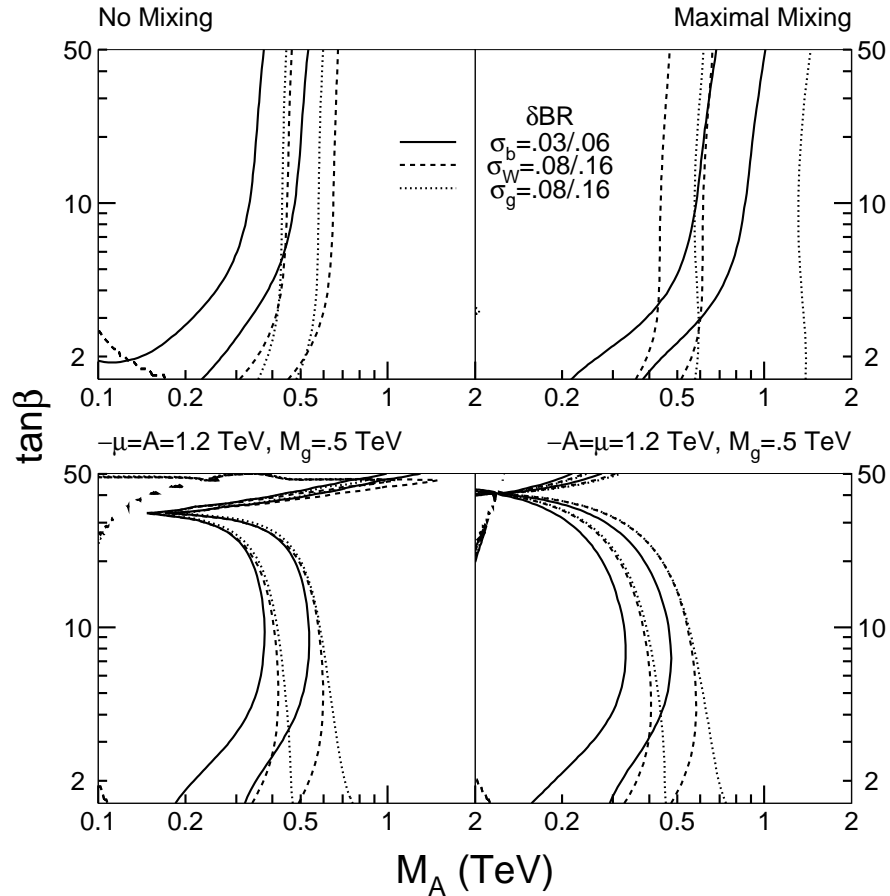


図 48: $b\bar{b}$ -mode, WW^* -mode, gg -mode に対するそれぞれの δBR の contour. $\delta\text{BR}(b\bar{b}) = 3\%$, 6% (solid line), $\delta\text{BR}(WW^*) = 8\%$, 16% (dashed line), $\delta\text{BR}(gg) = 8\%$, 16% (dotted line).

4.3 Couplings:intermediate Higgs case

$m_h < 2m_W$ の場合、branching ratio の測定は極めて豊かな物理を含んでおり、終状態にたくさんの fermion や boson が存在した。mass が大きくなるにつれ、fermion への branching ratio は top pair への threshold を突破するまで小さくなる。この intermediate mass range においては、LC は W および Z -coupling を LHC よりずっと精密に production rate 及び branching ratio を使って測定することが出来る。そして測定された Higgs boson が W , Z -mass を完璧に生成しているかもチェックできる。

Section 2.1.3によると、電弱精密測定は $m_h \lesssim 212\text{GeV}$ を予言するので、より大きな質量で Higgs が観測されるならばそれは new physics を意味することになる。

4.3.1 Cross Sections

Light Higgs boson で述べた方法がここでも使うことができる。それによると $\sqrt{s} = 350\text{GeV}$, 500fb^{-1} , $m_{h_{SM}} = 160\text{GeV}$ に対して $\delta\sigma(Zh_{SM})/\sigma(Zh_{SM}) \simeq 5\%$, $\delta\sigma(\nu\bar{\nu}h_{SM})/\sigma(\nu\bar{\nu}h_{SM}) \simeq 17\%$ が可能である。

また、この mass range における、Heavier Higgs boson は $h \rightarrow WW^*$ で reconstruct することができる。 $t\bar{t}h$ や Zhh で測る coupling をみるならより高い \sqrt{s} が要求される。

4.3.2 Branching Ratios

Higgsstrahlung event を用いるならば、 $m_{h_{SM}} = 160\text{GeV}$ において、最適な \sqrt{s} をもちいるとしても統計誤差は $\text{BR}(h_{SM} \rightarrow b\bar{b}) \simeq 6.5\%$ である [72, 73]。 $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ においては、Z の leptonic decay のみを用いるのであれば $m_{h_{SM}} \simeq 165\text{GeV}$, 250fb^{-1} において統計誤差は 25% に及び、 $m_{h_{SM}} < 200\text{GeV}$ なら 2000fb^{-1} を用いても 30% 程度である。

しかし、hadronic decay も Z の tagging に用いることができる。これも用いることによって、 500fb^{-1} , $\sqrt{s} \simeq 350\text{GeV}$, $m_{h_{SM}} \simeq 200\text{GeV}$ で $\delta\text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})/\text{BR} \simeq 25\%$ となる。この mass range においては $c\bar{c}$, $\tau^+\tau^-$, gg and $\gamma\gamma$ への branching ratio の測定は望むべくも無い。

この intermediate mass range では、vector boson への Branching Ratio は良い精度で測定できる。 $m_{h_{SM}} = 160\text{GeV}$, 500fb^{-1} を用いれば 2.1% の精度で測定が出来るし、 $150 - 200\text{GeV}$ の領域では 7% 以上の精度で測定できる。

$\text{BR}(h \rightarrow ZZ)$ を測るには、hadronic Z decay と hadronic W decay を区別する必要がある。 500fb^{-1} をもってして、かつ Higgs decay による 2 つの Z のうち一つを identify できたとすれば、統計的不定性は $m_{h_{SM}} \simeq 210\text{GeV}$ に対して 8% になる [74]。これは $m_{h_{SM}} \simeq 160\text{GeV}$ の場合 17% になる [75]。(ZZ への branching ratio が小さいため)

4.4 Couplings: Heavy Higgs case

もしも Higgs boson が重い場合、つまり $m_h > 2m_t$ な場合、そして Higgs boson が SM と同じような coupling を持つ場合、電弱精密測定との整合性 ($M_{h_{SM}} < 212\text{GeV}$ 95%CL) から、New Physics が予見される。Z-peak での高い統計を持った測定によって non-SM effect を取り出すことができるはずである。さらに、高い \sqrt{s}

と大きな luminosity を持ってすれば LC での実験で heavy Higgs boson の coupling を直接測定できる。この測定で SM Higgs からの性質のずれを見ることが出来、New Physics の性質を間接的に取り出すことが出来る。

4.4.1 Cross Section

例えば $m_{h_{SM}} = 500\text{GeV}$ の場合、SM-like な Higgs boson は 70GeV の width を持ち、主な崩壊モードは W^+W^- (55%), ZZ (25%), そして $t\bar{t}$ (20%) である。 $\sqrt{s} = 800\text{GeV}$ での Zh cross section は 6fb であるが、Higgs 生成は W-fusion process によって dominate され、その cross section は 10fb である。 1000fb^{-1} をもってすれば、 Z が electron もしくは muon に decay するものとして $400 Zh$ events が予期される。うまく cut してやれば、 $\sigma(Zh)$ は 7% のオーダーで測定可能である。

4.4.2 Branching Ratios

LHC においては、莫大な QCD background のために $h \rightarrow t\bar{t}$ -mode を捉えることは困難である。しかし、このモードは LC では測定できる。SM においては top-Yukawa constant は極めて大きく、Higgs boson が 350GeV よりも重たい場合、良い精度で top-Yukawa を測定できる。

study によると 500fb^{-1} で $\delta\text{BR}/\text{BR} \simeq 14\%$ が可能である。TESLA detector の $WW \rightarrow h_{SM} \rightarrow t\bar{t}$ process で 1000fb^{-1} , final state に 6-jets という条件下では 10% より良い精度が可能である。

WW, ZZ への精度は表 20 にまとめてある。

4.5 Summary of Couplings

以上で見てきた、様々なモードに対する様々な質量での SM Higgs boson の coupling に対する予期される誤差が表 20 にまとめてある。

4.6 Total Width

light Higgs boson に対しては、予言される SM width は小さすぎて直接測ることは出来ない。しかし、branching ratio と coupling を組み合わせることによって indirect な、model-independent な total width の測定を可能にする。つまり

$$\Gamma_{tot} = \Gamma(h \rightarrow X) / \text{BR}(h \rightarrow X) \quad (59)$$

である。

Δm_h	$\simeq 140$ MeV (recoil against leptons from Z) $\simeq 50$ MeV (direct reconstruction)				
m_h	120	140	160	200	400-500
\sqrt{s} (GeV)	500				800
$\Delta\sigma(Zh)/\sigma(Zh)$	6.5%	6.5%	6%	7%	10%
$\Delta\sigma(\nu\bar{\nu}h)\text{BR}(b\bar{b})/\sigma\text{BR}$	3.5%	6%	17%	-	-
$\delta g_{hxx}/g_{hxx}$ (fromBR's)					
$t\bar{t}$	7 – 20% [†]	-	-	-	10%
$b\bar{b}$	1.5%	2%	3.5%	12.5%	-
$c\bar{c}$	20%	22.5%	-	-	-
$\tau^+\tau^-$	4%	5%	-	-	-
$WW^{(*)}$	4.5%	2%	1.5%	3.5%	8.5%
$ZZ^{(*)}$	-	-	8.5%	4%	10%
gg	10%	12.5%	-	-	-
$\gamma\gamma$	7%	10%	-	-	-
g_{hhh}	23% [‡]	-	-	-	-

表 20: SM-like Higgs boson に対する LC で予期される coupling 測定のまとめ。特に記載の無い限り 500fb^{-1} を仮定している。[†] radiative $t\bar{t}h$ production, 1000fb^{-1} , CMenergy = $800 - 1000\text{GeV}$. [‡] 1000fb^{-1} .

LEP2の bound により $m_h > 115\text{GeV}$ であるから、かなりの WW^* への branching ratio が期待できる。従って LC のみをもってして model-independent に total width を測ることが可能である。

$m_{h_{SM}} > 205\text{GeV}$ に対しては、 Γ_{tot} は 2GeV を超えるので、physical width が直接 LC detector の resolution で測定可能である。study によると $240 - 280\text{GeV}$ に対して 6% の誤差で測定できる。もちろん indirect な測定も可能であり、その組み合わせでさらに精度を上げることが出来る。

4.7 Quantum Numbers

Higgs boson の spin, parity, charge conjugation quantum number J^{PC} は model-independent に LC で測定することが出来る。測定に使える物としては以下の通り。

- $\gamma\gamma$ -collision で生成された Higgs は $J = 1$ を持てない。また C は正である。
- $Z\phi$ Higgsstrahlung cross section の threshold でのふるまいが可能な J^{PC} に制限をつける。cross section が β に比例して上昇するのであれば CP-even object であり、しかし β^3 に比例して上昇するのであれば CP-odd object である。図 49 にその状況が描かれている。
- $e^+e^- \rightarrow Z\phi$ cross section の角度依存性は ϕ が CP-even か、CP-odd か、あるいはその mixture かに依存する。CP-odd 成分が十分にあるのであればそれは forward-backward asymmetry によって測定可能である。
- $Z \rightarrow f\bar{f}$ で生じる fermion の角度分布も ϕ の CP-nature を反映する。 $Z \rightarrow e^+e^-$, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ に対しては以下の角度が定義できる。1: 始状態の e^- と Z の角度。2: 終状態の e^- と Z の角度。3: Z の生成平面と Z の崩壊平面の角度。これらの角度の情報から CP-even か CP-odd かをとらえることが出来る。
- もしも ϕ が $\tau^+\tau^-$ もしくは $t\bar{t}$ にかかなりの branching ratio を持つのであれば、その崩壊した後の fermion の偏極を測ることが出来る。それによって ϕ の Yukawa coupling の構造がわかる。
- $t\bar{t}\phi$ は $\sqrt{s} > 800\text{GeV}$, $m_\phi \lesssim 200\text{GeV}$ でかなりの cross section を持つが、この角度分布によって ϕ の top Yukawa coupling を測り CP の性質をも決めることが出来る。
- ϕ の CP は photon の偏極を用いて $\gamma\gamma \rightarrow \phi$ を使うことでうまくはかれる。詳しくは Section 4.8 を参照。

- ϕ がもしも大きな ZZ -coupling を持つのであれば、 $e^-e^- \rightarrow ZZe^-e^- \rightarrow \phi e^-e^-$ が ϕ 及び final electron のエネルギー分布を用いることで CP の性質を調べることが出来る。CP-odd な場合の方が CP-even な場合よりもより hard な spectrum になる。

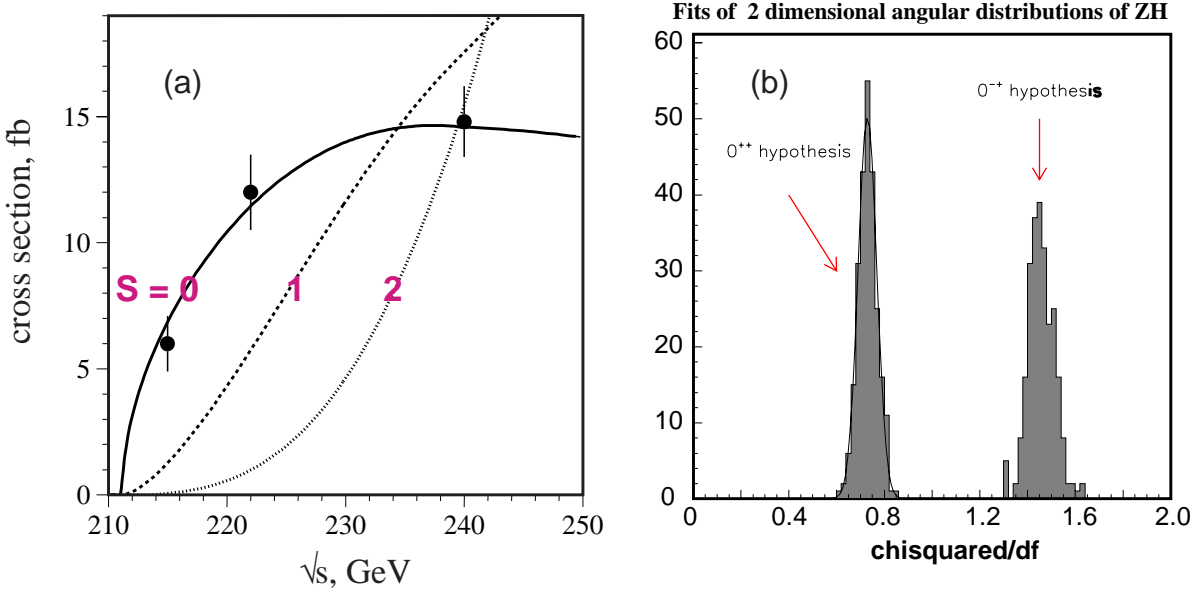


図 49: (a) Higgsstrahlung の、threshold 近傍での様々な Higgs spin に対応する振るまい。 (b) $Z\phi$ event の CP-even state 及び CP-odd state での fit の結果。

4.8 The $\gamma\gamma$ -Collider Option

$\gamma\gamma$ -collision による Higgs の生成により、Higgs の two-photon width を決定し、さらに photon の偏極により CP の性質を測ることができる。

比較的軽い SM-like な Higgs boson h_{SM} の $\gamma\gamma$ coupling は Higgs 場の真空期待値によって質量が生じる全ての粒子による loop 補正を受ける。従って $\Gamma(h_{SM} \rightarrow \gamma\gamma)$ の測定は Higgs 機構によって質量を獲得する任意の重い粒子の存在を明らかにしてくれる可能性がある。

また、 $\gamma\gamma$ collision によって生成されるいかなる spin-0 Higgs h の CP-nature も photon の偏極によって測ることが出来る。というのも、coupling の構造が全く異なるからである。

$$A_{CP=+} \propto \vec{\epsilon}_1 \cdot \vec{\epsilon}_2, \quad A_{CP=-} \propto (\vec{\epsilon}_1 \times \vec{\epsilon}_2) \cdot \hat{p}_{beam} \quad (60)$$

よって、始状態の laser photon polarization vector をお互いにあわせることによって、Higgs 生成の resonance の中で CP -even、 CP -odd の成分を決定することが可能である。

5 Conclusion

この修士論文で考察した通り、Higgs boson の LHC における発見は、もしも Higgs が存在するのであればほとんど疑う余地が無い。LHC は Higgs の $5 - \sigma$ discovery を果たす最初の加速器になるであろう。

しかしながら、Higgs を発見したからといってそれで標準模型が確立されるわけではない。その coupling を詳しく調べて電弱統一を破るメカニズムに迫らなくては標準模型、あるいはそれを超える理論に対する情報が得られない。現在計画されている LC は "Higgs Factory" として、大量の Higgs を生成することによってその性質を精密に測定しなくてはならない。

まとめると、加速器実験による Higgs boson の発見及びその精密測定は素粒子物理学に新しい理論を確立するのに不可欠である。我々は LHC 及び LC によってそれを成さねばならない。

Acknowledgment

この修士論文に至るまでには、様々な人の助けがありました。彼らがいなければこの論文は存在し得なかったでしょう。

修士課程の間、研究に対しても人生に対しても様々なアドバイスをいただいた柳田勉先生に心から感謝します。

ケアレスミスを多発するまぬけな学生に対して、根気強く指導してくれまた様々なアドバイスを与えてくれた K E K の萩原薫助教授にも厚くお礼を言わなくてははいけません。博士課程でもよろしく願いいたします。

K E K の小田切さんおよびお茶大の鴨下さんは collider physics のど素人である僕に何度も何度もいろいろなことを教えていただきました。夜にしょっちゅう電話してもきちんと質問に答えていただき、とても感謝しています。これからもコラボレーションお願いします。

ATLAS 夏の学校の関係者の皆さんには様々な面でサポートを受けました。金銭面でもすべてサポートしていただきましたし、神崎先生、浅井先生、田中先生、上田先生、他様々な人たちに collider physics の基礎から徹底的に教わることが出来ました。本当にお世話になりました。

研究室の先輩のみなさんや同期の友人たちの助けも大きかったです。市川さん、浜口さん、浅賀さん、francesca さんとは様々なことを語り合うことができ、自分の人生観をより豊かに出来たと思います。浜口さん、藤井さん、渡利さん、francesca

さんには物理について様々なことを教えていただきました。

また、小学校からの付き合いである久田君にはいつも電話で励まされました。中学高校時代の同期である天野君、足塚君、内田君、古川君、船津君、藤本君、古田君たちには年に数回会うことしか出来ませんでした。その度ごとに研究の精神的な疲れを取ることが出来、新しい活力を生み出せました。またジュリアード音楽院に通うギタリストの益田君とは、お互いプロを目指す者同士として励ましあい、語り合うことが出来ました。

大学時代の友人である坂本君、保原君とはいつも楽しい話が出来ました。高野さんにはいろいろと悩みを聞いてもらうことが出来、いつも励まされました。笠君、岡君、丸山君、和田君とは物理学研究会の仲間としてともに切磋琢磨できました。これからも分野は違えどお互いを助け合いつつ磨きあう仲でいたいと思っています。

そして最後になりましたが、陰ながらいつも僕を見守ってくれた両親と弟に、深く感謝します。

皆さん、本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [2] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001) [hep-ex/0107061].
- [3] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001) [hep-ex/0107013].
- [4] M. J. Veltman, Acta Phys. Polon. B **8**, 475 (1977).
- [5] B. W. Lee, C. Quigg and H. B. Thacker, Phys. Rev. Lett. **38**, 883 (1977).
- [6] M. Spira and P. M. Zerwas, hep-ph/9803257.
- [7] N. Cabibbo, L. Maiani, G. Parisi and R. Petronzio, Nucl. Phys. B **158**, 295 (1979); R. A. Flores and M. Sher, Phys. Rev. D **27**, 1679 (1983); M. Lindner, Z. Phys. C **31**, 295 (1986); M. Sher, Phys. Rept. **179**, 273 (1989); J. A. Casas, J. R. Espinosa and M. Quiros, Phys. Lett. B **342**, 171 (1995) [hep-ph/9409458].
- [8] S. Coleman and E. Weinberg, Phys. Rev. D **7** (1973) 1888; A. D. Linde, Phys. Rev. D **14**, 3345 (1976); S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 294; G. Altarelli and G. Isidori, Phys. Lett. B **337**, 141 (1994); J. R. Espinosa and M. Quiros, Phys. Lett. B **353**, 257 (1995) [hep-ph/9504241].
- [9] L. Maiani, G. Parisi and R. Petronzio, Nucl. Phys. B **136**, 115 (1978).
- [10] R. F. Dashen and H. Neuberger, Phys. Rev. Lett. **50**, 1897 (1983).
- [11] J. Kuti, L. Lin and Y. Shen, Phys. Rev. Lett. **61**, 678 (1988).
- [12] J. L. Rosner, hep-ph/0108195.
- [13] R. Partridge, hep-ex/9811035.
- [14] M. E. Peskin and J. D. Wells, hep-ph/0101342.
- [15] [LEP Higgs Working Group for Higgs boson searches Collaboration], arXiv:hep-ex/0107029.
- [16] P. Janot, arXiv:hep-ex/0110076.

- [17] S. P. Martin, arXiv:hep-ph/9709356.
- [18] G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, Phys. Rept. **267**, 195 (1996) [arXiv:hep-ph/9506380].
- [19] H. N. Brown *et al.* [Muon g-2 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86**, 2227 (2001) [arXiv:hep-ex/0102017].
- [20] G. F. Giudice and R. Rattazzi, Phys. Rept. **322**, 419 (1999) [arXiv:hep-ph/9801271].
- [21] S. L. Dubovsky, D. S. Gorbunov and S. V. Troitsky, Phys. Usp. **42**, 623 (1999) [Usp. Fiz. Nauk **169**, 705 (1999)] [arXiv:hep-ph/9905466].
- [22] L. Randall and R. Sundrum, Nucl. Phys. B **557**, 79 (1999) [arXiv:hep-th/9810155].
- [23] M. Schmaltz and W. Skiba, Phys. Rev. D **62**, 095005 (2000) [arXiv:hep-ph/0001172].
- [24] [LEP Higgs Working Group Collaboration], arXiv:hep-ex/0107030.
- [25] J-I. Kanzaki, K. Odagiri and Y. Uehara, In preparation.
- [26] ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report.
- [27] ATLAS Technical Proposal, CERN/LHCC 94-43, CERN 1994.
- [28] V.Tisserand, “The Higgs to Two Photo Decay in the ATLAS Detector”, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-96-090 (1996).
- [29] L.Fayard and G.Unal, “Search for Higgs decays into photons with EAGLE”, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-92-001 and Addenda 1&2 (1992).
- [30] P.Aurenche et al., in Proc. Large Hadron Collider Workshop, Aachen, 1990, edited by G.Jarlskog and D.Rein, CERN 90-10/ECFA 90-133
- [31] D. Rainwater and D. Zeppenfeld, JHEP **9712**, 005 (1997) [arXiv:hep-ph/9712271].
- [32] E.Barberio and Z.Was, Comput.Phys.Commun. **79** (1994) 291; E.Barberio, B.van Elik and Z.Was, Comput.Phys.Commun. **66** (1991) 115.

- [33] G.Eynard, “Etude de la production associee du boson de Higgs $WH, t\bar{t}, ZH$ with $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec le detecteur ATLAS, aupres du LHC”, ATLAS Ph.D Thesis 1997,LAPP Annecy.
- [34] D. Froidevaux and E. Richter-Was, Z. Phys. C **67**, 213 (1995).
- [35] E. Richter-Was and M. Sapinski, Acta Phys. Polon. B **30** (1999) 1001.
- [36] L.Guyot, D.Froidevaux and L.Poggioli, “Physics Performance for Various Muon System Configurations”, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-95-076,(1995).
- [37] M. Dittmar and H. Dreiner, Phys. Rev. D **55**, 167 (1997) [arXiv:hep-ph/9608317].
- [38] K.Jakobs and T.Trefzger, “SM Higgs Searches for $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ with a mass between 150 – 190GeV at LHC”, ATLAS Communications, ATL-PHYS-COM-990031 (1999).
- [39] H. P. Nilles, Phys. Rept. **110** (1984) 1.
- [40] P.Nath, R.Arnowitz and A.Chamseed, “Applied N=1 Supergravity”, ICTP Series in Theoretical Physics, Vol.I (World Scientific, Singapore,1984).
- [41] H. E. Haber and G. L. Kane, Phys. Rept. **117** (1985) 75.
- [42] E.Richter-Was et al., “Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs rates and backgrounds in ATLAS”, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-96-073
- [43] D. Rainwater, D. Zeppenfeld and K. Hagiwara, Phys. Rev. D **59**, 014037 (1999) [arXiv:hep-ph/9808468].
- [44] L.Di Lella inProceedings of the Large Hadron Collider Workshop, Aachen,1990,edited by G.Jarlskog and D.Rein, CERN 90-10/ECFA 90-133.
- [45] D.Cavalli and P.Bosatelli, “Combined Analysis of $H/A \rightarrow \mu\mu$ Events from Direct and Associated $b\bar{b}A/b\bar{b}H$ Production”,ATLAS Communication, ATL-COM-PHYS-99-053(1999).
- [46] K. J. Gaemers and F. Hoogeveen, Phys. Lett. B **146**, 347 (1984).
- [47] D. Dicus, A. Stange and S. Willenbrock, Phys. Lett. B **333**, 126 (1994) [arXiv:hep-ph/9404359].

- [48] S.Gonzalez de la Hoz, “MSSM Higgs decay to top quarks”, ATLAS Communication ATLAS-COM-PHYS-99-016(1999).
- [49] J. Dai, J. F. Gunion and R. Vega, Phys. Lett. B **345**, 29 (1995) [arXiv:hep-ph/9403362].
- [50] J. Dai, J. F. Gunion and R. Vega, Phys. Lett. B **387**, 801 (1996) [arXiv:hep-ph/9607379].
- [51] D.Cavalli et al., “Search for $H^\pm \rightarrow \tau\nu$ decays”, ATLAS Internal Note ATLAS-PHYS-94-53(1994).
- [52] A. Djouadi, J. Kalinowski and P. M. Zerwas, Z. Phys. C **57**, 569 (1993).
- [53] A. Djouadi, J. Kalinowski and P. M. Zerwas, Z. Phys. C **70**, 435 (1996) [arXiv:hep-ph/9511342].
- [54] R. M. Barnett, H. E. Haber and D. E. Soper, Nucl. Phys. B **306**, 697 (1988).
- [55] H. Baer, B. W. Harris and X. Tata, Phys. Rev. D **59**, 015003 (1999) [arXiv:hep-ph/9807262].
- [56] M. Carena, S. Mrenna and C. E. Wagner, Phys. Rev. D **60**, 075010 (1999) [arXiv:hep-ph/9808312].
- [57] M. Quiros and J. R. Espinosa, arXiv:hep-ph/9809269.
- [58] E.Richter-Was, “A first look at the Higgs spin determination with ATLAS”, “TLAS COmmunication ATLAS-COM-PHYS-99-051(1999).
- [59] J. F. Gunion, L. Poggioli, R. Van Kooten, C. Kao and P. Rowson, arXiv:hep-ph/9703330.
- [60] T. Abe *et al.* [American Linear Collider Working Group Collaboration], SLAC-R-570 *Resource book for Snowmass 2001, 30 Jun - 21 Jul 2001, Snowmass, Colorado.*
- [61] M.Ronan, “Jet-Jet Reconstruction in Full Detector Simulations”, presented at Workshop on Physics and Detectors for Future e^+e^- Linear Colliders, Johns Hopkins University, Baltimore 19-21 March 2001.
- [62] A.andreazza, C.Troncon, “Study of HA production in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} = 800\text{GeV}$, DESY-123-E,p.417

- [63] H. Yang and K. Riles, “Measurement of Higgs Mass and Cross Section at NL-C”, presented at Workshop on Physics and Detectors for Future e^+e^- Linear Colliders, Johns Hopkins University, Baltimore, 19-21 March 2001.
- [64] J. F. Gunion, B. Grzadkowski and X. G. He, Phys. Rev. Lett. **77**, 5172 (1996) [arXiv:hep-ph/9605326].
- [65] S. Dawson and L. Reina, Phys. Rev. D **57**, 5851 (1998) [arXiv:hep-ph/9712400].
- [66] S. Dawson and L. Reina, Phys. Rev. D **59**, 054012 (1999) [arXiv:hep-ph/9808443].
- [67] S. Dawson and L. Reina, Phys. Rev. D **60**, 015003 (1999) [arXiv:hep-ph/9812488].
- [68] H. Baer, S. Dawson and L. Reina, Phys. Rev. D **61**, 013002 (2000) [arXiv:hep-ph/9906419].
- [69] A. Djouadi, H. E. Haber and P. M. Zerwas, Phys. Lett. B **375**, 203 (1996) [arXiv:hep-ph/9602234].
- [70] D. J. Miller and S. Moretti, hep-ph/0001194.
- [71] C. Castanier, P. Gay, P. Lutz and J. Orloff, arXiv:hep-ex/0101028.
- [72] M. Battaglia, hep-ex/0012021.
- [73] M. Battaglia, hep-ph/9901271.
- [74] P.F. Derwent et al., FERMILAB-FN-701, report in preparation.
- [75] TESLA Technical Design Report, R.Heuer, D.Miller, F.Richard, A.Wagner and P.M.Zerwas (editors).
- [76] K. Hagiwara, S. Ishihara, J. Kamoshita and B. A. Kniehl, Eur. Phys. J. C **14**, 457 (2000) [arXiv:hep-ph/0002043].
- [77] K. Hagiwara, J. Kamoshita and Y. Uehara, In preparation.