

LHC ATLAS 実験 Run 1 ヒッグス粒子の研究

— 発見から測定へ —

東京大学素粒子物理国際研究センター

田中 純一

Junichi.Tanaka@cern.ch

2015 年 (平成 27 年) 2 月 13 日

1 はじめに

「ヒッグス粒子の発見」 [1, 2] という素粒子物理学史に残る成果を挙げた ATLAS 実験と CMS 実験は現在、2015 年春からの実験再開に向けて急ピッチで様々な作業を進めている。この 2 年 (2013-2014 年) の LHC 加速器の休止中、ATLAS 実験は Run 1¹ で得たデータの理解を進めると共に解析手法も改善し、これらの詳細な内容を含んだ、いわゆる「サマリー」論文を出版するための研究を行ってきた。ヒッグス解析の場合、大雑把に言うヒッグス粒子の崩壊過程ごとに「サマリー」論文を仕上げ、最後にそれらを統計的にまとめて「大サマリー」の論文を出版する²。本稿も ATLAS 実験のヒッグス粒子に関する研究の「サマリー+大サマリー」論文の「サマリー」の予定で依頼を受けたが、残念ながら大型実験の特有の問題で結合定数などの「大サマリー」は遅れたため、「サマリー」論文の「サマリー」に留まった。「大サマリー」論文は「もうすぐ出ます」ということで、実際に出版されたら読んで頂きたい。

2 LHC・ATLAS 実験

LHC (Large Hadron Collider) [3] はスイス・ジュネーブ郊外にある CERN で建設された世界最大の陽子・陽子衝突型の大型加速器である。一周 27 km の巨大な加速器が地下 100 m にあるトンネルに設置され、2010 年春から重心系エネルギー $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ で本格的に運転を開始した。 $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ で実験を行う予定であったが、2008 年の秋に超伝導磁石の結合部分の接続不良で起こった事故 [4] のため本格的な補修を行うまではエネルギーを下げて運転を行うことにした。2010 年と 2011 年

は $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ でそれぞれ約 0.04 fb^{-1} , 約 5 fb^{-1} , 2012 年は若干エネルギーを上げて $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ で運転を行い約 22 fb^{-1} のデータを取得した。ピークルミノシティは $7.7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ に到達した。陽子・陽子の非弾性散乱の断面積 (約 80 mb) を考えると LHC では陽子バンチ同士の 1 度の交差で陽子・陽子の衝突が 1 度だけではなく複数生じるのが分かる³。ルミノシティの上昇とともにこの頻度が増え 2011 年のデータでは平均で 9 衝突、2012 年では 21 衝突になった。このような多重衝突を「パイルアップ」と呼ぶ。データ解析ではパイルアップの効果をできるだけ排除する手法の開発やパイルアップの数になるべく依存しない変数やカットを導入した。LHC 加速器は 2015 年の春から $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ⁴ で運転を再開する。

ATLAS 実験は LHC の 4 つの主実験の中の 1 つで、第 2 のヒッグス粒子や超対称性粒子などの発見を目指した約 3000 人の研究者からなる大型国際共同実験である。一緒にヒッグス粒子を発見した CMS 実験も LHC 実験の 1 つでいち早く面白い実験結果を出すという点ではお互いにライバル関係にある。ATLAS 実験には日本からは 17 の研究機関・大学から約 120 名の研究者が参加し、このヒッグス粒子のデータ解析にも多くの人が携わっている。

3 ヒッグス粒子の生成と崩壊

標準理論のヒッグス粒子は LHC において 4 つの過程で生成され、主に 5 つの過程で崩壊する。図 1 にヒッグス粒子の 4 つの生成過程のファインマン図を生成断面積の大きい順に表す。(a) は 2 つのグルーオンから重い質量のクォークのループを介してヒッグス粒子が生成されるグルーオン融合過程 (ggF) である。次に大きい生成断

¹2010-2012 年の $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, 8 TeV の実験期間を Run 1 と呼ぶ。また、これにならって 2015-2018 年の第 2 期の実験期間を Run 2 と呼ぶ。

²ATLAS 実験と CMS 実験の結果の統合も準備中で、質量測定については春ごろには公開される予定である。

³ $80 \text{ mb} \times 7.7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \div 20 \text{ MHz} \approx 30 \text{ 回/バンチ衝突}$ 。

⁴2015 年はこれまでのテスト結果を受けて 13 TeV で運転する。2016 年以降は 2015 年の運転実績によっては 14 TeV で運転する可能性がある。

面積を持つ VBF (Vector boson fusion) 過程 (b) は、各陽子のクォークからベクターボソンから放出され、それが融合してヒッグス粒子が生成される。このとき、ベクターボソンを放出したクォークが高い横運動量 p_T を持って前後方向に放出される。これらを 2 ジェットとして観測することで、この生成過程を積極的に選択することができる。(c) はヒッグス粒子がゲージボソンから放出される VH 過程で、ゲージボソン由来の比較的高い横運動量を持つレプトンやニュートリノ由来の大きな消失横エネルギーが生じる。図 2 は $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ における各生成過程に対するヒッグス粒子の生成断面積を示す。この生成断面積の図をよく見ると、図 1(d) のヒッグス粒子がループを介さずにトップクォークから生成される $t\bar{t}H$ プロセスより、 $b\bar{b}H$ プロセスの方が断面積が大きいことが分かる。このプロセスはボトムクォークの横運動量が小さいため、Run 1 期間中の解析ではグルーオン融合過程の範疇であったが、「サマリー」論文では多くの解析できちんと評価するようになった (結果はほとんど変わりませんが)。

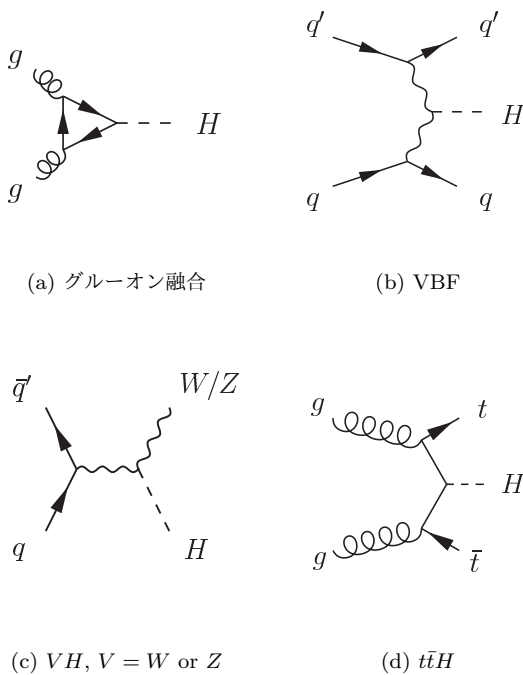


図 1: LHC におけるヒッグス粒子の 4 つの異なる生成過程。

ヒッグス粒子は生成されると直ちに崩壊するが、発見した質量 125 GeV 付近では $WW, ZZ, \gamma\gamma, b\bar{b}, \tau\tau$ などに崩壊する。図 3 はその崩壊分岐比で、この 5 つの中では $b\bar{b}$ が最も大きく、 $\gamma\gamma$ が最も小さいことが分かる。また、この図を眺めると 125 GeV という質量領域は期待されるすべての崩壊モードを LHC で見ることが可能であり、ヒッグス粒子を精査するには好都合な質量領域である。近い将来、 $Z\gamma$ や $\mu\mu$ チャンネルも観測できるはずで、

$\gamma\gamma$ との対比や質量に比例するという湯川結合の実証が直接可能になる。

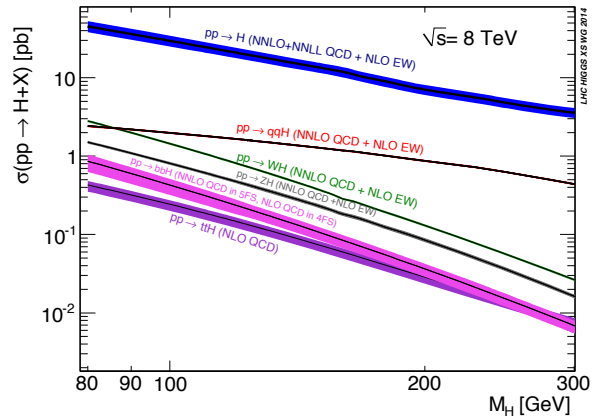


図 2: 各質量に対する LHC 8 TeV における標準理論のヒッグス粒子の生成断面積 [5]。

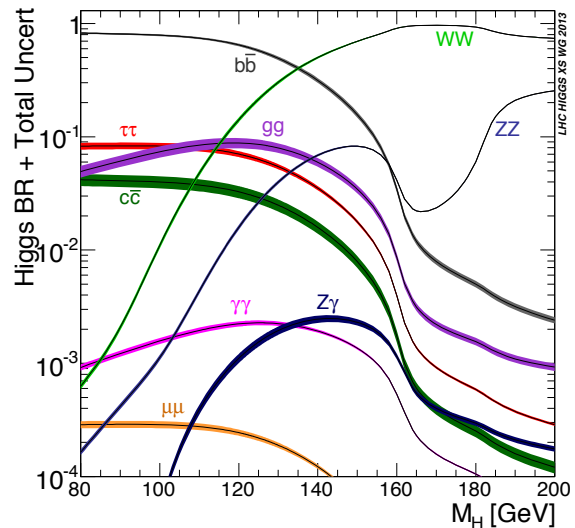


図 3: 各質量に対する標準理論のヒッグス粒子の崩壊分岐比 [5]。

4 ヒッグス粒子探索

各解析チャンネルの解析の方針や流れを簡単にまとめ、イベント超過の有意度や μ 値 (後述) を報告する。質量などのそのほかの測定は 5 章で述べる。

データ解析の大きな流れは、トリガーを通過したイベントにヒッグス粒子であれば満たすであろう条件をかけてイベントを選択したのち、統計処理を行って様々な物理結果を算出する。このイベント選択において、いくつかのカテゴリを設けて、イベントを分類する。これには大きく 2 つの目的があって、ひとつは S/B (シグナル S とバックグラウンド B の比) が良いカテゴリとそうでないカテゴリを設けることで発見感度や測定精度を向上させること、

表 1: 各解析チャンネルにおいて注目したカテゴリ。ggF-tag カテゴリは VBF-tag などに残ったイベントのカテゴリであるため untag とも言う。

	ggF-tag (untag)	VBF-tag	VH-tag	ttH-tag
$H \rightarrow \gamma\gamma$ [6]	✓	✓	✓	✓
$H \rightarrow ZZ^*$ [7]	✓	✓	✓	
$H \rightarrow WW^*$ [8]	✓	✓	(*)	(*)
$H \rightarrow \tau\tau$ [9]	✓	✓	(*)	
$H \rightarrow b\bar{b}$ [10]			✓	(*)

もうひとつは 3 章で説明した各生成プロセスに特化したカテゴリを設けることでその生成過程の情報を取り出すことである。表 1 に、各解析チャンネル [6, 7, 8, 9, 10] でどの生成過程に特化したカテゴリを設けたかをまとめた。(*) で示した VH や ttH については個別の論文を準備中である。また、すべての解析チャンネルで以下に説明するように多変数解析手法 (Multivariate analysis, MVA) を取り入れている。これは、バックグラウンドの取り扱いに慣れ、相関のあるような変数をいかに実データでチェックするかなどの手法を開発することができたためである。そのため、それぞれの解析で以前に公開した解析に比べて μ 値などの精度で 10%あるいはそれ以上の改善を行うことに成功している。MVA には様々な手法があるが、われわれは主に BDT (Boosted decision tree) を使っている。NN (Neural network) もいくつかの解析で使われている。

μ 値と local p_0 に基づいた有意度 (significance) が頻繁に出てくるのでここで説明しておく。 μ 値は観測したヒッグス粒子の数を標準理論のヒッグス粒子で期待される数に規格化したもので、標準理論と一致するなら $\mu = 1$ になる。1 より大きい場合は多めに、小さい場合は少なめに観測したことになる。これはヒッグス粒子との結合の強さを示す最も単純化した測定量である。また、 μ 値が 0 より統計的に優位に大きければ「発見」を意味するが、より適切な判断のためどの程度バックグラウンドの揺らぎで起こりえるのかを表した確率 local p_0 を用いる。イベント超過があると小さくなる量で、われわれの業界では 2.9×10^{-7} で「発見」となる。また、これを正規分布の有意度に焼直すと 5σ になる。5 章で報告するように ATLAS 実験でのヒッグス粒子の質量の中心値は 125.36 GeV と測定したため、この質量 (125.36 GeV or 125.4 GeV) での μ 値などをここでは引用する。

本稿では取り上げないが $H \rightarrow \mu\mu$ [11], $H \rightarrow Z\gamma$ [12], $H \rightarrow \text{invisible}$ [13] などの解析チャンネルについても論文がすでに出版されている。統計が不足している点は Run2 やそれ以降の大量のデータで克服することができる。また、 $H \rightarrow \text{invisible}$ の結果から (一定の仮定の下で) 暗黒物質に関する制限を付けることもできるので、興味のある方は論文を読んでいただきたい。

4.1 $H \rightarrow \gamma\gamma$ チャンネル

このチャンネルでは 2 つの光子から再構成されるヒッグス粒子の不変質量 ($m_{\gamma\gamma}$) の分解能を向上させることが重要である。そのためには各光子のエネルギーと 2 つの光子間の角度を精度よく測定することが必要になる。角度測定については [6] などを参考にしてもらって、ここでは今回改善した光子のエネルギー較正について説明する。

電子や光子のエネルギーは、カロリメータに落とされたエネルギーを出発点にして様々な補正を行って求める。ATLAS 実験の電磁カロリメータ ($|\eta| < 3.2$, ただし、荷電粒子を再構成できる領域は $|\eta| < 2.47$) は pre-sampler ($|\eta| < 1.8$) を含めて奥行方向に 4 層構造を持ったサンプリング型の検出器で、単一層の全吸収タイプの CMS 実験とデザインが大きく異なる。補正は大きく分けて 2 種類あって、ひとつはできるだけ個々のセル、層、時間などで不均一性をなくす補正、もうひとつは全体に対する補正である。後者は前者の補正でできるだけ個性をなくした状態で行う最終補正と言っていい。まずパレル領域 ($|\eta| < 1.475$) でコンバージョンしなかった光子については $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5 (=0.075 \times 0.125)$ ⁵ で測定したエネルギーに対して、high-voltage 起源の補正 (特定のカロリメータの領域では予定していた設定値以外のものを使った。また、実験期間中にパイラアップの増加に伴うノイズ除去のために pre-sampler の high-voltage を徐々に低く設定した。), 検出器の重さによるゆがみの補正、異なる Gain 設定によるエネルギー値の違いの補正などを行った。これらの補正の有効性は実データで $W \rightarrow e\nu$ や $Z \rightarrow ee$ の電子を用いて、 E/p (カロリメータで測定したエネルギー E と飛跡検出器で測定した運動量 p の比) や m_{ee} (2 つの電子から再構成した不変質量) の分布から検証した。ATLAS 検出器のカロリメータの前にはソレノイド磁石を含めて多くの物質があり、モンテカルロシミュレーション (MC) でのカロリメータ前方の物質の再現性は大きな課題である。電磁シャワーの発展に相当する層 (間) のレスポンスを見ることで、物質を評価し、必要があれば補正する。実際に補正したのは pre-sampler と「第 1 層 vs 第 2 層」である。第 3 層に届くまでに物質量が $20X_0$ ($X_0 = \text{radiation length}$) を超えるため第 3 層については特別な補正は行っていない。まず「第 1 層 vs 第 2 層」については $Z \rightarrow \mu\mu$ イベントのミュオン (MIP) を使ってデータと MC を比較して補正を行った。Pre-sampler については W や Z からの電子を用いて直接エネルギー分布を比較して補正を行った。

⁵ATLAS 実験のカロリメータでは η, ϕ 方向とも 0.025 というサイズを基準にクラスタサイズなどを記述する。たとえば、 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5$ は η 方向に 3 つ、 ϕ 方向に 5 つの合計 15 個の領域をいう。パレル領域でコンバージョンした光子は $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$, それ以外の領域では 5×5 。

以上のような細かい補正を行った後、シャワーの位置や奥行方向の情報、コンバージョンかどうかなどの情報を使って MC で求めたエネルギー較正をデータにも適用してエネルギーを算出する。最後に $Z \rightarrow ee$ の m_{ee} ピークを用いて最終的な全体的な補正を行い、それを J/ψ や Υ で確認した。光子は電子と完全に同じ電磁シャワーを行わないが原理は同じであるため、電子の振る舞いが適切に再現できていれば、光子も適切であると考えられる。もちろん、その検証は必要で実データで $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$ の γ を用いてエネルギー較正の適切さを確認した。最終的に光子のエネルギースケールの不定性は 0.2-0.3%程度⁶ に抑えることに成功した [14]。

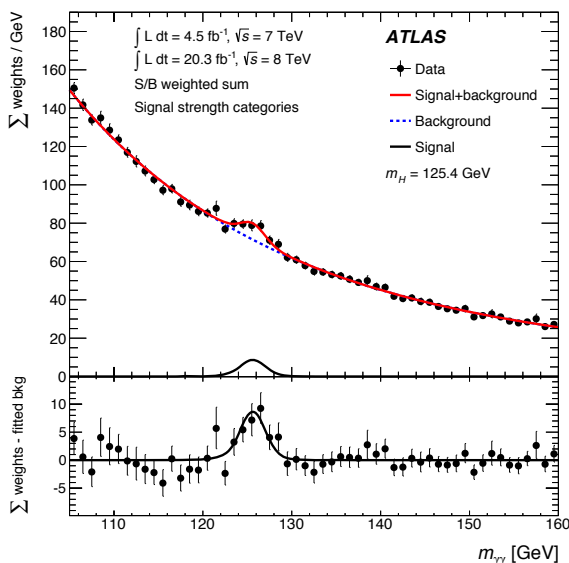


図 4: $H \rightarrow \gamma\gamma$ におけるウェイト付きの $m_{\gamma\gamma}$ 分布 [6]。

7 TeV と 8 TeV のデータから 2 つの光子を選択して、その不変質量を組むと図 4 が得られる。105 < $m_{\gamma\gamma}$ < 160 GeV の領域に 111791 イベントが観測された [6]。観測データを滑らかな関数でフィットすることで見積もったバックグラウンドに対して、126 GeV 付近に明らかなイベント超過を確認することができる。

詳細は省くが、イベントを 12 個のカテゴリに分類した。まず VBF, VH , $t\bar{t}H$ 過程のためのカテゴリを合計 8 個定義し、残ったイベントを S/B の異なる 4 つに分類した。local p_0 はカテゴリを設けない場合と比較して有意度で 20%程度改善する。このような方法で評価したイベント超過は 125.4 GeV で 5.2σ (期待値 4.6σ) で、シグナルの強さは $\mu = 1.17 \pm 0.23(\text{stat.})_{-0.08}^{+0.10}(\text{syst.})_{-0.08}^{+0.12}(\text{theory})$ であった。 μ 値 [15] が小さくなった要因は、光子のエネルギー較正の改善、イベントの選択条件とカテゴリの変更である。特にエネルギー較正を改善したことで、デー

タと MC での信号領域の分布の幅の合い具合が改善したことが主な要因のひとつである。

4.2 $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ チャンネル

ヒッグス粒子が $ZZ^{(*)}$ を介して 4 つのレプトンに崩壊するチャンネルで、生成される数が少ないのでシグナルを取りこぼすことなく捕まえることが重要である。タウ粒子は検出器内で崩壊してしまうため解析には含めず、電子とミューオンを使って探索を行う。 Z ボソンの崩壊モードを考えると、 $4e$, $2e2\mu$, 4μ の組み合わせがある。

125 GeV 付近では 2 つの Z ボソンのうち、(少なくとも) 片方は off-shell になるためそのような Z の崩壊から生じる運動量の低いレプトンまで捕まえる必要がある。そのためバックグラウンドが増えてしまうが、少々バックグラウンドが多くてもシグナルが存在すれば非常に鋭いピークを観測することができるので恐れることはない。実際の結果(質量分布)を見ると、ピークを見る解析の優位性を実感した方も多かったと思う。4 つのレプトンの p_T の条件は上から 20 GeV, 15 GeV, 10 GeV で、4 番目は電子の場合 7 GeV, ミューオンの場合 6 GeV まで下げて解析を行った。

4 つのレプトンから再構成するヒッグス粒子の不変質量 ($m_{4\ell}$) 分布の分解能を向上させるため、 $m_H < 190$ GeV の場合は、一番目の Z ボソンペアに対して Z ボソンの質量ピークを再現するように二つのレプトンの運動量を再計算する (Z -mass constraint fit)。190 GeV より重いヒッグス粒子を探索する場合は、両方の Z ボソンに Z -mass constraint fit を行う。125 GeV の場合の質量分解能は 1.6 GeV (4μ), 1.8 GeV ($2e2\mu$), 2.2 GeV ($4e$) である。図 5 は 4 つのレプトンから再構成された不変質量分布で、125 GeV 付近に明らかなピークが見える。

結果 [7] はイベントを VBF-tag, 2 つの VH -tag, 残り (ggF-tag) の 4 つのカテゴリに分類して評価した。120 < $m_{4\ell} < 130$ GeV に残ったイベントは 37 イベントで、VBF-tag に 3 イベント、残り 34 はすべて ggF-tag であった。イベント超過は 125.36 GeV で 8.1σ (期待値 6.2σ) で、シグナルの強さは $\mu = 1.44_{-0.31}^{+0.34}(\text{stat.})_{-0.11}^{+0.21}(\text{syst.})$ であった。また、図 6 は ggF に対する VBF らしさを評価する BDT の分布で 0.7 付近に VBF らしいイベントが 1 つ ($m_{4\ell} = 123.4$ GeV) 確認できた。

4.3 $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ チャンネル

終状態に 2 つのニュートリノを含むチャンネルである。ニュートリノはわれわれの検出器では直接観測できないが、ビーム軸に対して横方向のエネルギーは保存することが分かっているので、検出器で観測したも

⁶正確には、 $|\eta| < 1.37$, $|\eta| > 1.82$ の光子については 0.2-0.3%で、 $1.52 < |\eta| < 1.82$ についてはコンバージョンしなかった光子は 0.9%、コンバージョンした光子は 0.4%であった。

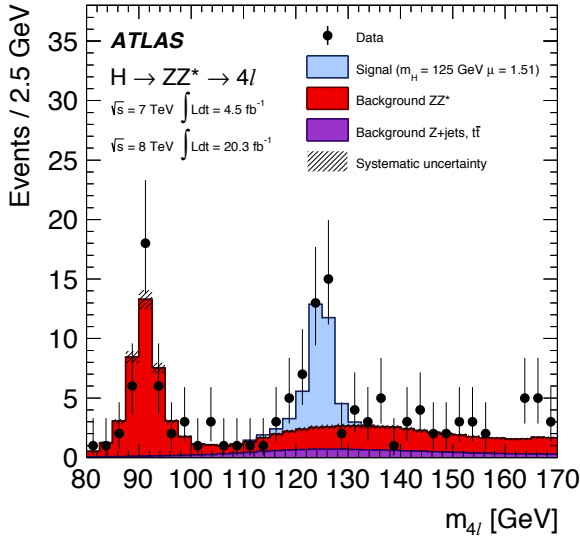


図 5: $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ における m_{4l} 分布 [7]。

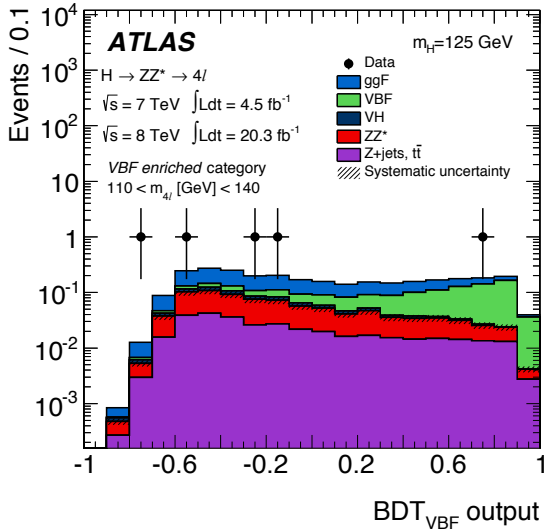


図 6: $110 < m_{4l} < 140$ GeV における ggF に対する VBF らしさを評価する BDT 分布 [7]。

の (横) エネルギー和に逆符号を掛けて求める。これを消失横エネルギーという。W ボソンの崩壊モードから、 $WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ (“ $e\mu$ ” チャンネル), $e\nu e\nu$ (“ ee ”), $\mu\nu\mu\nu$ (“ $\mu\mu$ ”) の 3 パターンある。実際の解析では、バックグラウンドの起源の違いから一つ目は $e\mu$ と μe (p_T の大きい順) のように別なチャンネルとして扱った。

発見論文 [1] では、8 TeV データについては $WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ のみを解析したが、これは発見感度全体の約 85% は $e\mu/\mu e$ チャンネルから得られる上に、 ee と $\mu\mu$ チャンネルは解析に時間を要するからであった。実際、 ee と $\mu\mu$ チャンネルでは消失横エネルギーの分解能のため偽物の消失横エネルギーが生じた場合、 $Z/\gamma^{(*)} \rightarrow ee/\mu\mu$ プロセスが厄介なバックグラウンドになる。2012 年はパイプアップが増えたため消失横エネルギーの分解能が悪化し

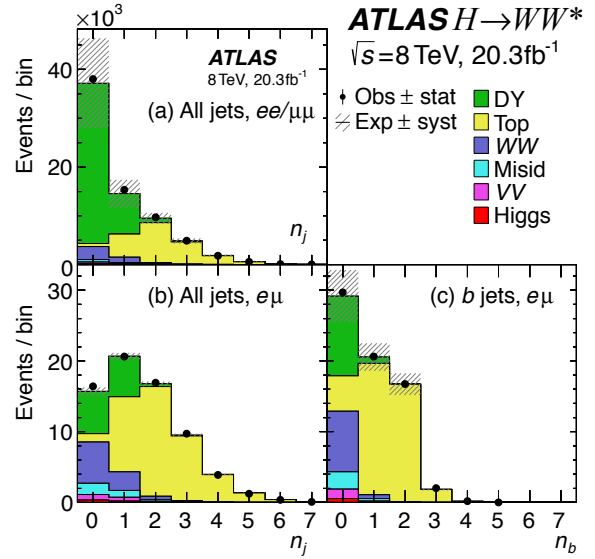


図 7: $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ 解析におけるジェット数分布 [8]。 n_j はジェット数で、 n_b はその中でも b -tag されたジェットの数である。

ため、偽物の消失横エネルギーの理解に時間がかかったが、「サマリー」論文 [8] には間に合った。

このチャンネルのヒッグス粒子を捕まえるためには電子、ミューオン、そして大きな消失横エネルギーを持つ事象を選択する。標準理論のヒッグス粒子はスピンが 0 のため、W ボソンから生じる電子とミューオン (ニュートリノもレプトンであるがこの 2 つに対してレプトンという言葉を使う) の運動量は同じ方向になる。そのため、2 つのレプトンの横運動量方向の角度や不変質量が小さいことを要求する。また、付随するジェットの数 0-jet, 1-jet, ≥ 2 -jet を用いてカテゴリを設定する。図 7 は各チャンネルのジェット数分布であるが、ジェットの数によってバックグラウンドの成分が異なることが分かる。0-jet では WW が主なバックグラウンドであるが、ジェット数が増えると $t\bar{t}$ が増えてくる。また、 ≥ 2 -jet カテゴリは VBF プロセスに特化したカテゴリ (VBF カテゴリ) とそれ以外 (≥ 2 -jet ggF カテゴリ) に分けて解析を行った。

ニュートリノの存在のため、ヒッグス粒子の質量を再構成することができない。そのため、ヒッグス粒子の質量と相関のある横質量 m_T という変数を導入するが、これは $m_{\gamma\gamma}$ や m_{4l} ほどの質量分解能を持たない。図 8 は $e\mu/\mu e$ のみならず ee や $\mu\mu$ を含めた 0/1-jet カテゴリの m_T 分布である。シグナルははっきりとしたピークを作らないが、観測したイベントが期待されるバックグラウンドより多いことが分かる。実際、見積もったバックグラウンドを引いた結果が同図の下で、イベント超過が確認できる。125.36 GeV でのイベント超過は 6.1σ (期待値 5.8σ) である [8]。シグナルの強さは 125.36 GeV で $\mu = 1.09^{+0.16}_{-0.15}(\text{stat.})^{+0.17}_{-0.14}(\text{syst.})$ であった。

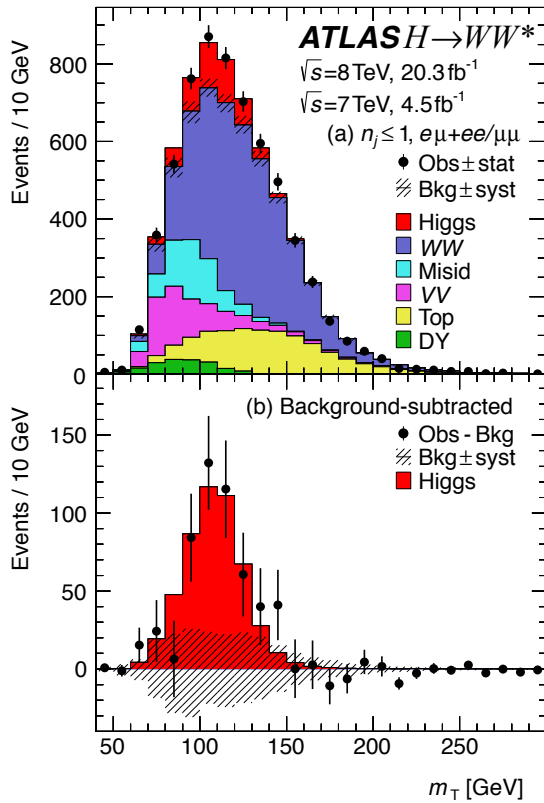


図 8: $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ 解析における $0/1$ -jet カテゴリの m_T 分布 [8]。下図はデータから見積もったバックグラウンドを引いた分布。

VBF カテゴリでは BDT の分布を使ってシグナルとバックグラウンドを分離する⁷。図 9 の上図は BDT 分布をフィットした結果で、下図はその m_T 分布である。まだ統計は十分ではないが、高い BDT ビンで VBFらしいイベントの存在が確認できる。

4.4 $H \rightarrow \tau\tau$ チャンネル

VBF プロセスに感度のあるチャンネルで、実験開始前から「VBF $H \rightarrow \tau\tau$ の探索」のように VBF 過程の下で研究が進んできたチャンネルである。ヒッグス粒子がクォークのみならずレプトンとも結合することを確認するために重要な解析チャンネルである。タウ粒子は $\tau \rightarrow \ell\nu\ell\nu_\tau$ のようなレプトニック崩壊と $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$ のように π^\pm/π^0 を含むハドロニック崩壊を行うため、解析チャンネルは大きく分けて 3 つあり、それぞれ ll , $l\tau_{had}$, $\tau_{had}\tau_{had}$ と呼ぶ。

$WW^{(*)}$ のように終状態にニュートリノを含むのでヒッグス粒子の質量の再構成はできないと考えてしまうが、次のような理由で可能となる。VBF などのようにヒッグス粒子が比較的大きな横運動量を持つ場合、その崩壊から生じるタウ粒子も大きな横運動量を持つため、タウ

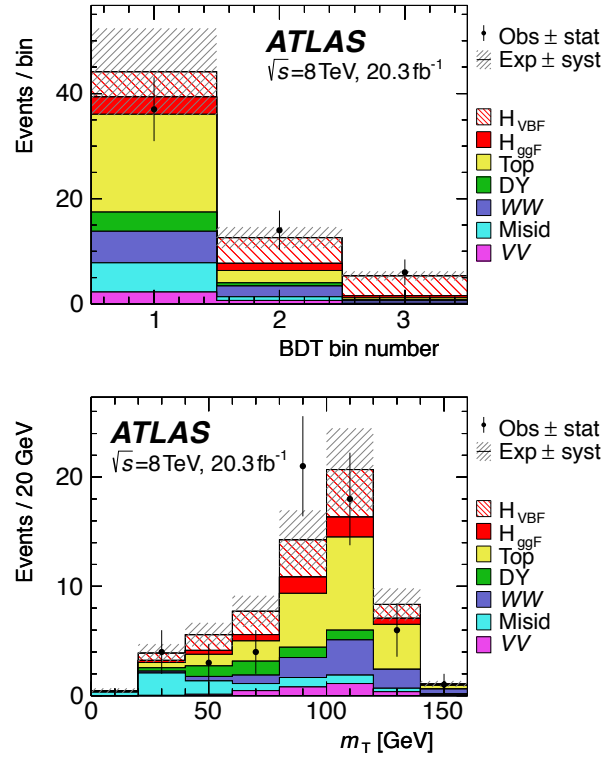


図 9: $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ 解析における VBF カテゴリ ($e\mu/\mu e$ チャンネル) の BDT (上) とその m_T 分布 (下) [8]。

粒子とその崩壊から生じるニュートリノの運動量の方向が比較的同じ方向を向くという性質を持つ。そのため、完全に同じ方向になると仮定すると、測定した消失横エネルギー (2 成分) から各タウ粒子に割り当てられるニュートリノ成分の大きさ (2 個) が決定できる。これを「Collinear 近似による質量の再構成」と呼ぶ。ATLAS 実験や CMS 実験ではこれを発展させた質量再構成方法を開発し、ATLAS では「MMC」 (Missing mass calculator) と呼ばれる方法⁸を用いた結果をヒッグス粒子の質量 $m_{\tau\tau}^{MMC}$ として用いている。

125 GeV 付近のヒッグス粒子のシグナルは同じ崩壊モードを持つ断面積の大きい Z ボソン ($m_Z = 91$ GeV) の質量分布のピークの右側の裾に乗った形になる上、MMC を使った場合でも信号領域での質量分解能は 25% 程度のため、分離能力はそれほどよくない。したがって、 Z ボソン、特に複数のジェットを伴う Z ボソン過程 (Z +jets) の Z ボソンの質量分布を正しく見積もることはこの解析で非常に重要である。そのため、実データの $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象で μ を τ で置き換え、タウ粒子の崩壊などはシミュレーションを用いて τ 部分以外の Z +jets のイベントトポロジーはデータから見積もる embedding 方法を開発した。図 10 は MC データでの再現性のチェックでこの手法が適切であることが分かる。

⁷ それ以外のカテゴリでは m_T 分布を用いる。

⁸ 大雑把に言えば「完全に同じ方向」という条件を「ある分布に従った方向」のように幅を持たせることで、より正しい質量を計算する。

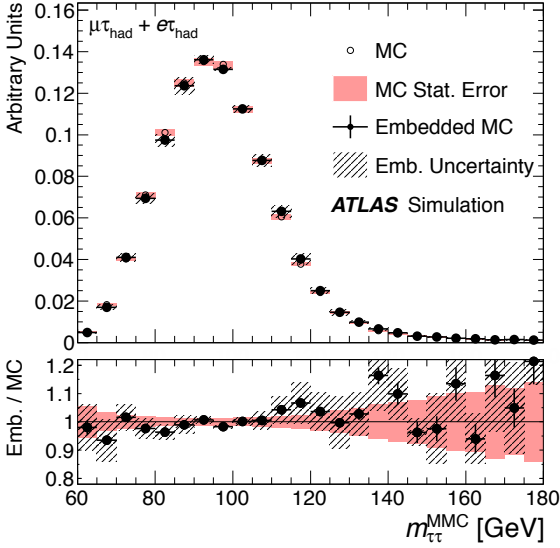


図 10: Embedding 方法を確認するための $m_{\tau\tau}^{MMC}$ 分布 [9]。白抜きが $Z \rightarrow \tau\tau$, 黒が $Z \rightarrow \mu\mu$ に embedding 方法を適用して求めた $Z \rightarrow \tau\tau$ の分布。

各チャンネルで VBF 過程用のカテゴリと Boost カテゴリ (ggF 過程が主であるが, ヒッグス粒子が高い p_T を持つことを要求するため, バックグラウンドが比較的抑えられる) を設け, そこで BDT を用いることで 125 GeV ヒッグスに対して感度を向上させた。VBF カテゴリでは VBF プロセスの信号に対して, Boost カテゴリでは ggF, VBF などすべてのシグナル過程に対してバックグラウンドと共に BDT のトレーニングを行った。図 11 は $\ell\tau_{had}$ の BDT 分布で大きな BDT 値を持つシグナルはバックグラウンドから分離できることが分かる。図 12 は $m_{\tau\tau}^{MMC}$ 分布で, 125 GeV 付近でイベント超過を確認することができる。先に述べたように幅の広いシグナルの分布は $Z \rightarrow \tau\tau$ などのバックグラウンドの上に乗った形で, バックグラウンドがきちんと見積もれないと区別ができないことが分かる。同図の下の図は, 見積もったバックグラウンドを引いたもので, よりはっきりとイベント超過を確認できる。125.36 GeV でのイベント超過は 4.5σ (期待値 3.4σ) である [9]。これはヒッグス粒子がボソンやクォークだけでなく標準理論が予言する通りタウ粒子にも結合することの強い証拠である。また, シグナルの強さは $\mu = 1.43^{+0.27}_{-0.26}(\text{stat.})^{+0.32}_{-0.25}(\text{syst.}) \pm 0.09(\text{theory})$ で, 標準理論よりは若干大きい誤差も大きいため, まだまだ統計の必要なチャンネルである。

4.5 $VH, H \rightarrow b\bar{b}$ チャンネル

ヒッグス粒子とボトムクォーク (ダウン型クォーク) の結合を検証するために重要なチャンネルである。VH の V の崩壊の仕方によって, 3つの解析チャンネルがあ

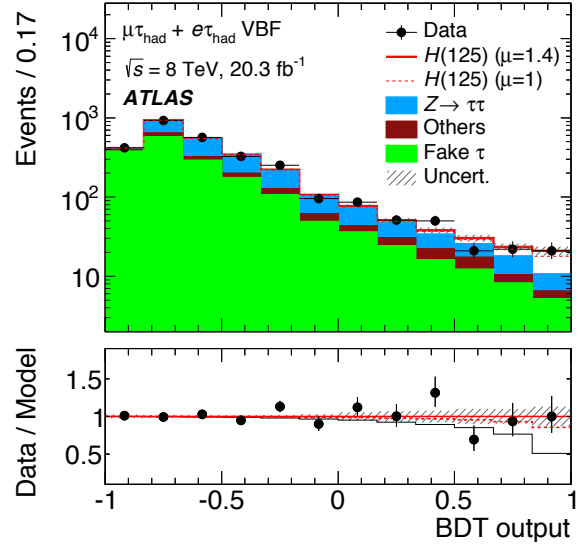


図 11: VBF カテゴリの $\ell\tau_{had}$ チャンネルの BDT 出力分布 [9]。

る。 $Z \rightarrow \nu\nu$ のための 0-lepton 解析, $W \rightarrow \ell\nu$ のための 1-lepton 解析, $Z \rightarrow \ell\ell$ のための 2-lepton 解析である。この解析ではゲージボソンの横運動量 p_T^V が高いイベントを積極的に用いた。これは高い p_T^V を持つイベントは multi-jets 過程などのバックグラウンドが少ないため S/B 比がよいからである。

バックグラウンドの見積りが非常に難しいため, オソドックスな解析方法 (Cut-based) とアドバンスな解析手法 (MVA) の 2つを平行して進めた [10]。Cut-based 解析では p_T^V , ジェットの数, b -jet らしさを使ってカテゴリを設定してその中で 2つの b -jet から組む質量 (m_{bb}) 情報を使って, シグナルとバックグラウンドを区別する。一方, MVA 解析ではより感度を上げるために, 基本的には p_T^V によるカテゴリをなくし m_{bb} や p_T^V も含めてさまざまな変数 (最大 11 個) を BDT の入力として用いた。前者での有意度の期待値は 1.9σ であるが, 後者を採用すると 2.5σ (8TeV データのみの比較) まで改善するため, MVA 解析をメインの解析手法として採用し, Cut-based 解析は確認用とした。

m_{bb} の分解能を改善するため, b -jet 中のミューオンの補正を行った。また, 2-lepton 解析では Z と H の横運動量のバランスを用いた kinematic fit を行うことで図 13 に示すように大幅に m_{bb} の分解能を改善した。

図 14 は 2-lepton 解析で $p_T^V > 120$ GeV のカテゴリの BDT 分布で, 高い BDT に若干のイベント超過が見られる。図 15 は Cut-based 解析で得た m_{bb} 分布で, 120 GeV 付近に若干のイベント超過が見られる。MVA 解析におけるバックグラウンドからのイベント超過は 1.4σ (期待値 2.6σ) で, $\mu = 0.52 \pm 0.32(\text{stat.}) \pm 0.24(\text{syst.})$ (125.36 GeV) であった。また, 解

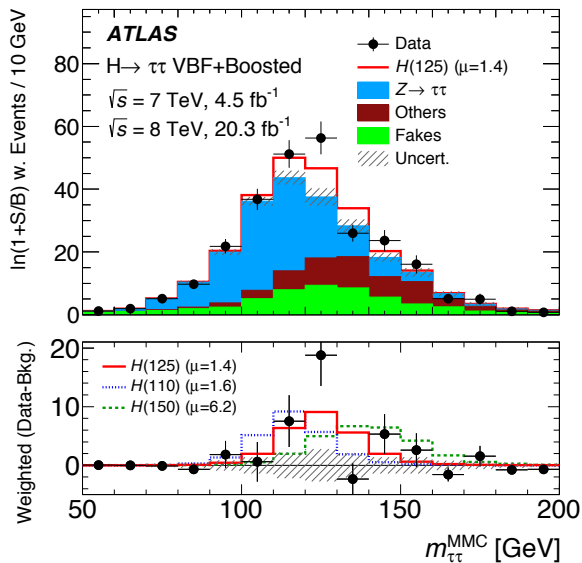


図 12: ウェイト付きの $m_{\tau\tau}^{MMC}$ 分布。下は見積もったバックグラウンドをデータから引いた場合の分布 [9]。

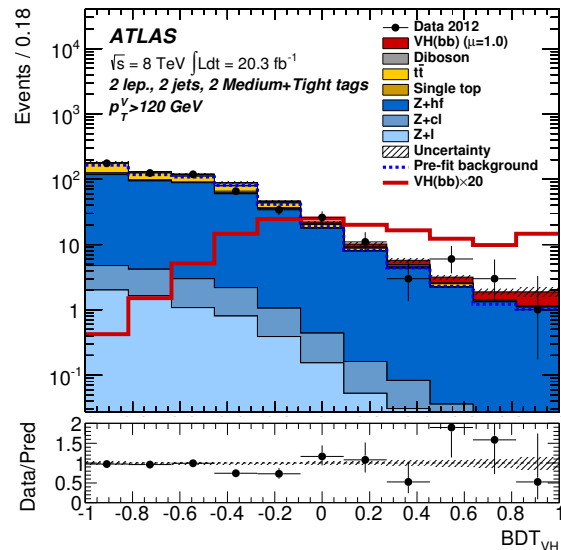


図 14: 2-lepton チャンネル, $p_T^V > 120$ GeV カテゴリの BDT 分布 [10]。

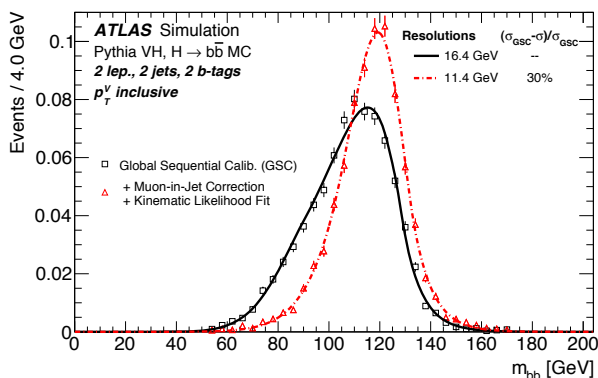


図 13: $VH, H \rightarrow b\bar{b}$ の 2-lepton 解析におけるシグナルの m_{bb} 分布 [10]。

析手法の確認のひとつとしてヒッグス粒子を Z ボソンに置き換えた既知の VZ 過程の測定も行い, $\mu_{VZ} = 0.74 \pm 0.09(\text{stat.}) \pm 0.14(\text{syst.})$ を得た。

5 ヒッグス粒子の測定

質量, スピン/パリティ, 結合定数, および (微分) 断面積について報告する。

- 質量: $H \rightarrow \gamma\gamma$ と $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ およびそれらの combination [16]
- スピン/パリティ: $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ および $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ [17] (「大サマリー」論文は準備中)
- 結合定数: すべての解析チャンネル (「大サマリー」論文は準備中)

- 微分断面積: $H \rightarrow \gamma\gamma$ [18] と $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ [19] (「大サマリー」論文は準備中)

- “Fiducial” あるいは “inclusive” 断面積: $H \rightarrow b\bar{b}$ 以外の解析チャンネル

5.1 質量

質量分解能が良い $H \rightarrow \gamma\gamma$ と $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ チャンネルを用いて測定し, それぞれ $125.98 \pm 0.42(\text{stat.}) \pm 0.28(\text{syst.})$ GeV, $124.51 \pm 0.52(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.})$ GeV であった。また, この 2 つのチャンネルを合わせると $125.36 \pm 0.37(\text{stat.}) \pm 0.18(\text{syst.})$ GeV で, すでに測定精度は 0.3% を達成していることが分かる。これらの 3 つの結果を得た likelihood ratio の振舞を図 16 に示す。最も大きな系統誤差は電子/光子のエネルギースケールである。実際, これを改善するため様々な研究が行われ (4.1 節), 以前の系統誤差の大きさと比較すると約 3 倍 (~ 600 MeV \rightarrow 180 MeV) 改善した。また, 2 つのチャンネル間の差は $1.47 \pm 0.67(\text{stat.}) \pm 0.28(\text{syst.})$ GeV で, 単独のヒッグス粒子でこのような差を作る確率は 4.8% 程度 (2σ) である。有意な差あるいは偶然であるかを判断するにはより多くのデータが必要である。ちなみに, CMS 実験の質量測定の結果は $125.02^{+0.26}_{-0.27}$ (stat.) $^{+0.14}_{-0.15}$ (syst.) GeV [20] で, お互いの結果を統合すると 125.1 GeV 前後で落ち着きそうである。

また, 質量分布から崩壊幅 (標準理論ヒッグス粒子の場合 3.9 MeV) を直接測定し, $H \rightarrow \gamma\gamma$ で 5.0 GeV (期待値 6.2 GeV), $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ で 2.6 GeV (期待値 6.2 GeV) の上限値 (95%CL) を得た [16]。一方, $H \rightarrow ZZ^*$ と ZZ^*

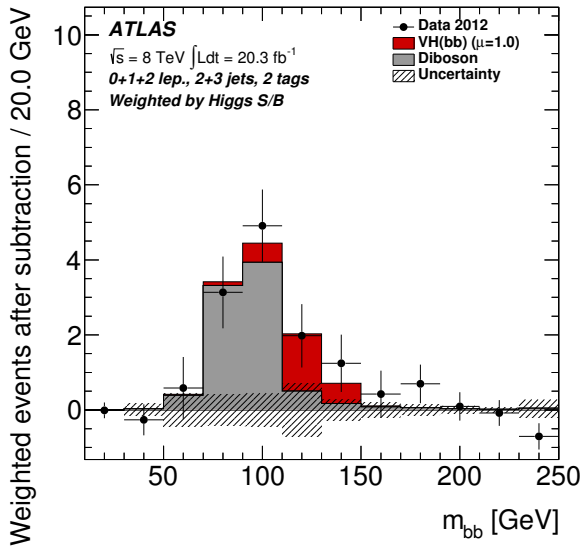


図 15: 見積もったバックグラウンドを引いた後のウェイト付きの m_{bb} 分布 [10]。

の干渉を利用した方法を用いると格段に厳しい制限を設けることができ、30 MeV 程度の上限值 [21] を得た。

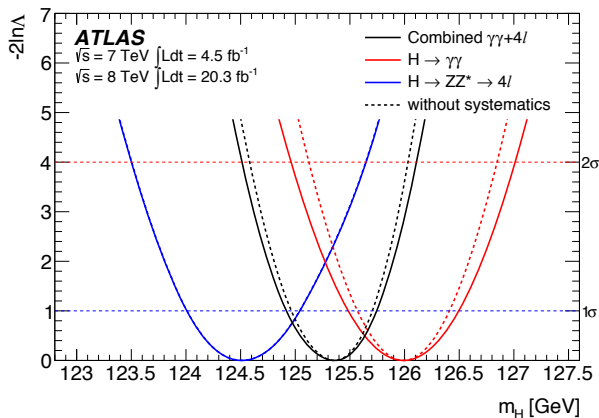


図 16: ヒッグス粒子質量の関数とした likelihood ratio [16]。

5.2 スピンとパリティ

標準理論のヒッグス粒子のスピンのパリティはそれぞれ 0 と + (合わせて $J^P = 0^+$ と書く) であり、この粒子は標準理論において唯一のスカラー素粒子である。 $H \rightarrow \gamma\gamma$ チャンネルが観測されている事実と Landau-Yang 定理から、(on-shell の) スピン 1 の粒子ではないと結論できるが、実験的にはあらゆる可能性を検証することは重要である。

スピンやパリティを検証するためにヒッグス粒子の崩壊から生じた粒子 (直接あるいはカスケードで) の角度分布などの運動学的なパラメータを用いる。スピンの 0 の

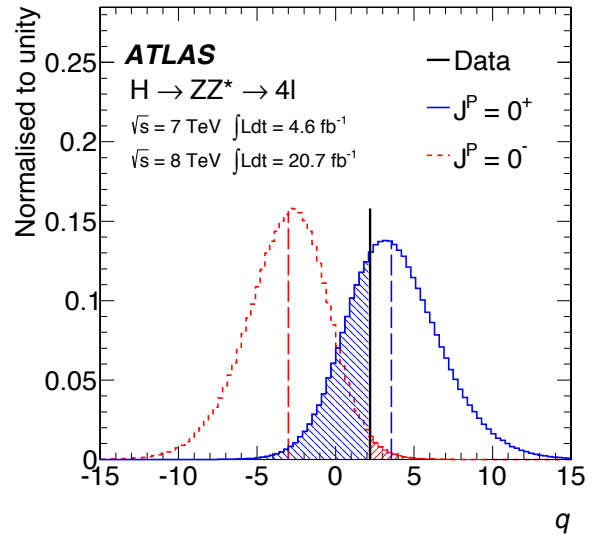


図 17: $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ における $J^P = 0^+$ と 0^- に対する likelihood ratio 分布 [17]。

場合、ヒッグス粒子からの直接の崩壊過程は方向性を持たず一様であり、 $H \rightarrow \gamma\gamma$ チャンネルではヒッグス粒子の方向に対して光子が崩壊する角度分布 ($\cos \theta^*$, 正確には Collins-Soper frame という系での定義) を使ってこの一様性を確認する。 $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ や $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ チャンネルでは Z や W ボソンから崩壊するレプトンを使って、角度パラメータを定義する。 $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ チャンネルでは 5 つの角度と 2 つの質量情報を使って多変数解析を行っている。 $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ チャンネルではスピンの 0 の場合、2 つの W ボソンからのレプトンは同じ方向に出やすい性質を使って、スピンを測定する。

これらの量子数を確認するため、2 つの仮定、つまり、 0^+ に対して 0^- , 1^\pm , 2^+ ⁹ を検定した。 $H \rightarrow \gamma\gamma$ では 2^+ のみ、 $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ では 0^- , 1^\pm , 2^+ , $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ では 1^\pm , 2^+ を検定した。

図 17 は $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ における $J^P = 0^+$ と 0^- に対する likelihood ratio 分布で、データは 0^+ を支持することが分かる。また、図 18 は各チャンネルでの 0^+ に対するほかの仮定に対する検証で、 0^+ が好まれることが分かる。これらの結果から、今回発見したヒッグス粒子のスピンのパリティは 0^+ であることを強く示唆していることが分かった。

5.3 結合の強さ

結合定数は標準理論で期待される強さを基準に測定する。たとえば、ヒッグス粒子とトップクォークの結合は「 $\kappa_t \times$ 標準理論の値」で κ_t を測定する。これが 1 なら標

⁹ スピン 2 については様々なモデルが存在するが、ここでは重力子 (スピン 2) の理論をベースとしたモデルの中で最小な結合定数で記述できる特定のモデルを採用した。

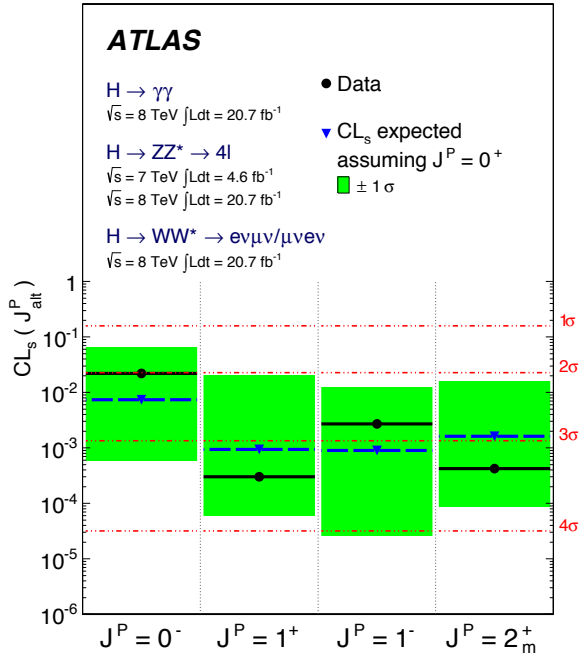


図 18: $J^P = 0^+$ に対するそのほかの仮定に対する検証結果 (CL_s) [17]。この結果は 2013 年 7 月までの成果で、Run 1 の「大サマリー」は現在準備中である。

準理論通りである。ただし、Run 1 では個々の結合を測定できるほど統計が多くないので様々な仮定を導入して結合定数を求める。また、 κ_t のように各素粒子に対する結合定数ではなく、まずは複数の効果を含めた「シグナルの強さ」 μ の結果をまとめる。「複数の効果」という意味はたとえば ggF 過程での $H \rightarrow \gamma\gamma$ の場合、主に生成側にはトップクォーク (κ_t)、崩壊側には W ボソン (κ_W) とトップクォーク (κ_t) の効果が入っている。

1 章で説明したように個々の解析チャンネルの結果は出そろったものの、それを統計的に統合した結果については本稿を書いている時点では公開できなかった。 $H \rightarrow \gamma\gamma$ の μ 値の中心値が若干小さい方向に動いたため、本稿ではすぐに obsolete になるであろう以前の結果 [15] をおさらいすることは控えることにする。

5.3.1 単一のシグナルの強さ μ

解析チャンネル毎に単一の μ で標準理論と比較した値を図 19 にまとめる。これはこれまで述べてきた μ 値と同じものである。

一方、CMS 実験は一足早く Run 1 実験の結合定数に関する「大サマリー」論文を出版した。すべてのチャンネルを合わせた結果は彼らの測定した質量の 125.02 GeV において $\mu = 1.00 \pm$

表 2: 各解析チャンネルで測定した生成プロセス毎の μ [6, 7, 8, 9]。 “-” は解析で考慮していないことを示す。

	μ_{ggF}	μ_{VBF}	μ_{WH}	μ_{ZH}	$\mu_{t\bar{t}H}$
$H \rightarrow \gamma\gamma$	1.32 ± 0.38	0.8 ± 0.7	1.0 ± 1.6	$0.1_{-0.1}^{+3.7}$	$1.6_{-1.8}^{+2.7}$
$H \rightarrow ZZ^*$	$1.7_{-0.4}^{+0.5}$	$0.3_{-0.9}^{+1.6}$	μ_{VBF}	μ_{VBF}	μ_{ggF}
$H \rightarrow WW^*$	$1.02_{-0.26}^{+0.29}$	$1.27_{-0.45}^{+0.53}$	μ_{VBF}	μ_{VBF}	-
$H \rightarrow \tau\tau$	$2.0_{-1.2}^{+1.5}$	$1.24_{-0.57}^{+0.59}$	μ_{VBF}	μ_{VBF}	-

$0.09(\text{stat.}) \pm 0.07(\text{syst.})_{-0.07}^{+0.08}(\text{theory})$ [20] であった。中心値だけ見ると「びっくり」(?) するような値になっている。

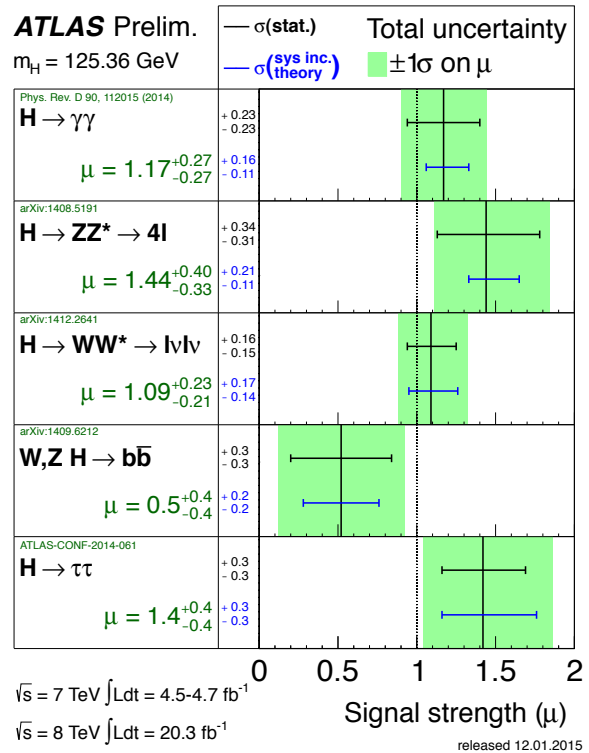


図 19: 各解析チャンネルの μ 値 [6, 7, 8, 9, 10]

5.3.2 生成プロセス毎のシグナルの強さ

解析チャンネル毎に生成プロセスに分類して求めた μ を表 2 にまとめる。 $H \rightarrow \gamma\gamma$ は比較的統計数も多く、かつ、各生成プロセスに特化したカテゴリを設けたこともあって、すべての生成プロセスに対して μ を求めた。 μ_{ZH} については $S + B$ の数がゼロにならないように誤差を付けている。ほかの解析チャンネルについては、基本的には寄与の小さい VH や $t\bar{t}H$ は無視しているが、実際の統計処理ではそれぞれ VBF (ゲージボソンとの結合) と ggF (フェルミオンとの結合) と同じ値として組み入れている。

5.3.3 結合定数

前に述べたように各素粒子 i の κ_i を求めるほど統計がないため、各素粒子を“ボソン (W, Z)”と“フェルミオン (t, b, τ など)”で分類してそれぞれで標準理論からの結合定数のズレが同じと仮定する。つまり、ボソンとの結合を $\kappa_V (= \kappa_W = \kappa_Z)$ 、フェルミオンとの結合を $\kappa_F (= \kappa_t = \kappa_b = \kappa_\tau = \dots)$ とする。 $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ チャンネルでそれぞれ $\kappa_V = 1.04 \pm 0.11$, $\kappa_F = 0.93^{+0.32}_{-0.23}$ と測定した [8]。「大サマリー」論文ではすべての解析チャンネルを統合した結果を公開するので、詳しくはそちらを参考にしてほしい。

5.4 微分断面積

ヒッグス粒子の 4 元運動量まで再構成できる解析チャンネルではヒッグス粒子の横運動量の関数としての断面積などさまざまな微分断面積を測定することができる。 $H \rightarrow \gamma\gamma$ と $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ チャンネルを用いて、ヒッグス粒子の横運動量やラピディティ、付随するジェットの数やその横運動量、2つのジェットの角度などの微分断面積を測定した。たとえば、大きな生成断面積をもつ ggF 過程においては、ヒッグス粒子の p_T は、比較的運動量の小さいグルーオンやクォークの p_T とバランスしているので、ヒッグス粒子の p_T による微分断面積の測定は比較的運動量の小さいグルーオンやクォークの放出のモンテカルロのモデリング、つまり、perturbative-QCD への重要なインプットとなる。図 20 はヒッグス粒子の横運動量、図 21 は付随するジェット数の微分断面積である。ヒッグス粒子の横運動量分布は、統計の少ない一番低いビンと高いビンを除いて、形としては標準理論を再現していると言うこともできる。すべての測定でまだ統計不足であり、このような測定を引き続き行うことはヒッグス粒子に関する生成断面積などのより高次の精密な計算やモンテカルロシミュレーションの発展に非常に重要である。これらの発展なくしては、標準理論と合う、合わないを議論することはできない。実際、LHC 実験が始まってからのこの分野の進展はめざましいものである。

5.5 断面積

各チャンネルの最新の「サマリー」論文の“inclusive”な断面積を表 3 にまとめる。崩壊率が異なるため、お互いに直接比較することはできない。基本的に μ 値を「生成断面積 \times 崩壊率」に焼き直したものである。

“Fiducial”断面積は検出器効果を除いたパートンレベルの kinematics に対して、基本的な選択条件を課した後の断面積のため、 $H \rightarrow \gamma\gamma$ 以外はその条件が複雑で本稿ではすべてを網羅することはできない [8, 19]。これは理

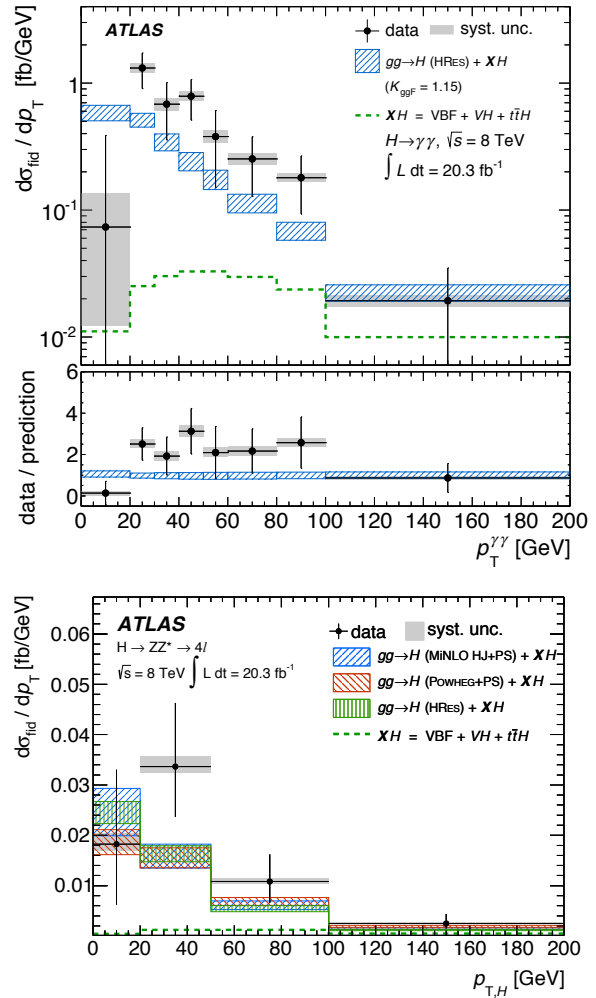


図 20: $H \rightarrow \gamma\gamma$ (上), $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ (下) チャンネルにおけるヒッグス粒子の横運動量に対する微分断面積 [18, 19]。

論屋さんからは頻りに依頼される測定値のひとつで、理論モデルに (あまり) 依存しない量のため様々な理論モデルの検証に利用される。図 22 は $H \rightarrow \gamma\gamma$ で測定したいくつかの“fiducial”な断面積 [18] である。測定値の中心値だけに注目すると完全な計算方法・手法はまだ存在しないように見えるが、結論するにはより多くのデータが必要である。

6 「ヒッグス粒子」発見までの歩み

図 23 は発見論文 [1] の表紙を飾ったヒッグス粒子の各質量に対する local p_0 で、2つの重要なメッセージがある。ひとつは 125 GeV 付近にバックグラウンドに対して非常に大きなイベント超過があること、もうひとつはそれ以外の領域については 2σ 以下のふらつきに落ち着いていることである。126.5 GeV で観測した有意度が最も大きくなり、その大きさは 6.0σ (期待値は 4.9σ) で

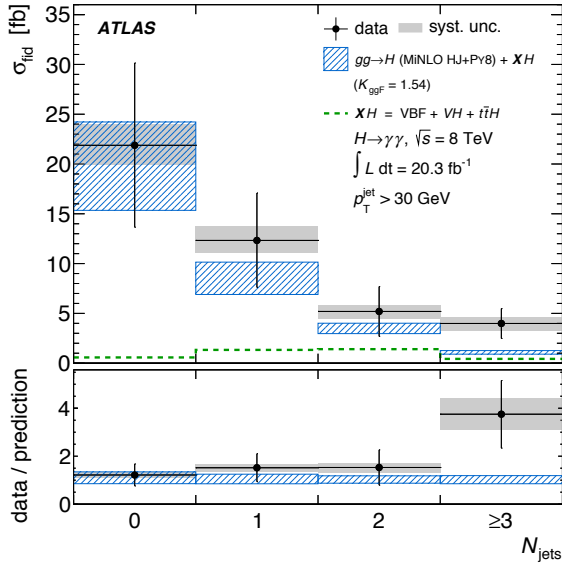


図 21: $H \rightarrow \gamma\gamma$ チャンネルにおける付随するジェット数 ($p_T > 30$ GeV) に対する微分断面積 [18]。

表 3: 各解析チャンネルで測定した “inclusive” な断面積 [8, 9]。

	測定値 $\sigma \times \text{BR}$ [pb]	標準理論での予言値 [pb]
$m_H = 125.36$ GeV		
$H \rightarrow WW^*$ ggF 7 TeV	$2.0^{+2.1}_{-2.0}$	3.3 ± 0.4
$H \rightarrow WW^*$ ggF 8 TeV	$4.6^{+1.2}_{-1.1}$	4.2 ± 0.5
$H \rightarrow WW^*$ VBF 8 TeV	$0.51^{+0.22}_{-0.17}$	0.35 ± 0.02
$m_H = 125$ GeV		
$H \rightarrow \tau\tau$ ggF 8 TeV	$1.7^{+1.9}_{-1.6}$	1.22 ± 0.14
$H \rightarrow \tau\tau$ VBF+VH 8 TeV	$0.26^{+0.11}_{-0.10}$	0.17 ± 0.01

あった¹⁰。

図 24 は local p_0 で示した ATLAS のヒッグス粒子発見までの探索の歴史である。2011 年 7 月 (図 24 の “07/11 EPS Prel.”) に「あるのか？」とその気にさせられてからわずか 1 年で発見を迎えたことになる。ATLAS 日本グループも本ニュース記事にヒッグス粒子の研究成果を報告してきた [23]。

2011 年 7 月当時のことを覚えている方は少ないかもしれないが、このときは 125 GeV ではなく 145 GeV 付近に注目が集まった。というのも、この領域で有効な WW チャンネルで若干の兆候が見えたためであった。一方で、比較的軽いヒッグスを狙っていた私を含む研究者は 115 GeV 付近もまだまだいけるという期待感を持ってデータを待った。蓋を開けてみると 125 GeV というなんとも言えない領域にヒッグスが存在した事実はわれわれ素粒子物理学の研究者を大いに悩ませている/楽しませている。

¹⁰電子と光子のエネルギースケールの系統誤差は asymptotic approximation で扱えなかったため Toy MC を用い、最終結果は 5.9 σ であった。

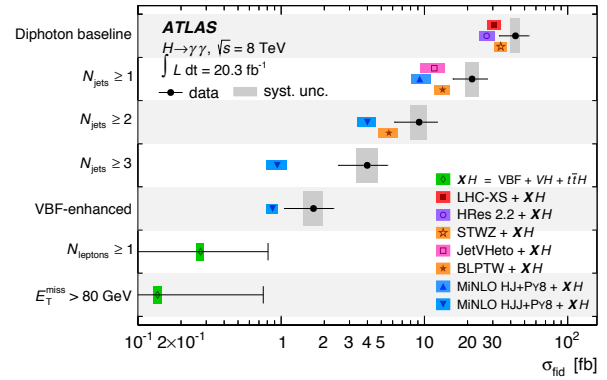


図 22: $H \rightarrow \gamma\gamma$ で測定した 125.4 GeV ヒッグス粒子の “fiducial” 断面積 [18]。 “Fiducial” の条件は、2つの光子のエネルギーが再構成した $\gamma\gamma$ 質量の 35%, 25%より大きく、 $|\eta| < 2.37$ である。

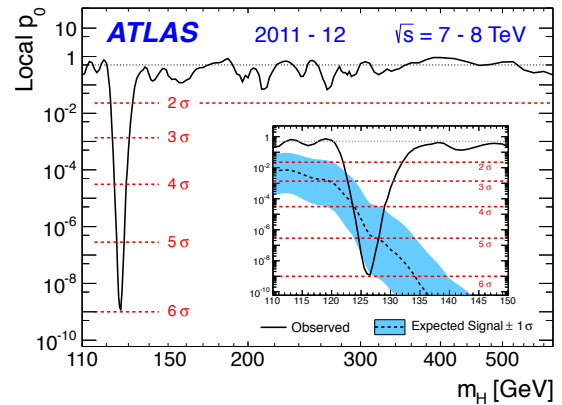


図 23: 2012 年 7 月の ATLAS 実験のヒッグス粒子の各質量に対する local p_0 [1]。差し込み図は軽い質量領域を拡大したもの。

7 まとめと展望

LHC 実験の Run 1 は「ヒッグス粒子の発見」という大きな成果を挙げる事ができました。ご存じのように、発見後わずか一年でヒッグス機構を提唱したフランソワ・アングレール¹¹ とピーター・ヒッグス [22] にノーベル賞が贈られるという形で、この発見は最高の評価を受けた。

これまで解説したように、質量が約 125 GeV をもつスカラー粒子で、その性質は測定精度の範囲で標準理論のヒッグス粒子であった。この発見により標準理論の枠組みの中で予測したすべての素粒子は探索ではなく精密測定の対象となった。ATLAS 実験でも今後このヒッグス粒子を徹底的に調べることは言うまでもない。重心系エネルギーが 8 TeV から 13 TeV に上がるため、図 25 に示すように ggF などは約 2-3 倍、トータルの質量が大きい $t\bar{t}H$ は 5 倍弱の生成断面積になるため同じデータ量

¹¹アングレールとの共著者であるロバート・ブラウトは残念ながら 2011 年に亡くなった。

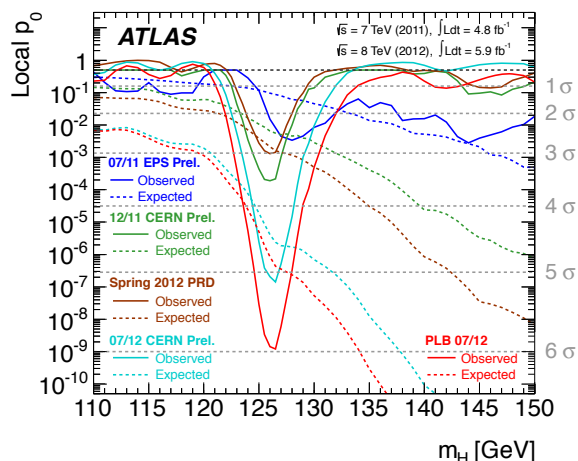


図 24: 2011 年 7 月から 2012 年 7 月までの ATLAS の local p_0 の歴史。

でも多くのヒッグス粒子を観測することが期待できる。また、多くの BSM (New Physics Beyond the Standard Model) のモデルでは複数のヒッグスの存在が予想されているため、125 GeV 以外のヒッグス粒子の探索もこれまで以上に精力的に行い、BSM の実験的ヒントを掴み、最終的には発見したい。ATLAS 実験は最大 3000 fb^{-1} のデータ取得を予定している長期実験で、われわれはまだその 1%しか見ていない。残りの 99%で、さらに標準理論を確固たるものにするのか、それとも、標準理論からのズレを見出すのかわれわれにはまったく見当もつかない。いずれにせよ、ヒッグス物理も LHC 実験もまだまだスタートしたばかりである。Run 2 以降も大発見のニュースを期待して頂きたい。

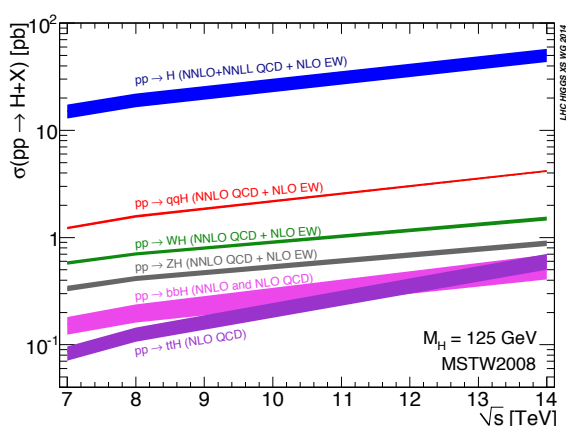


図 25: 質量 125 GeV のヒッグス粒子の生成断面積の LHC 加速器の重心系エネルギー依存性 ($\sqrt{s} = 7-14 \text{ TeV}$) [5]。

参考文献

[1] ATLAS, Phys. Lett. **B 716** (2012) 1.

[2] CMS, Phys. Lett. **B 716** (2012) 30.

[3] 小特集「LHC 実験が始まる」, 日本物理学会誌 **62** (2007) 907.

[4] 近藤敬比古, 高エネルギーニュース **27** (2008) 163; 小林富雄, 高エネルギーニュース **28** (2010) 270.

[5] LHC Higgs Cross Section WG, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>

[6] ATLAS, Phys. Rev. D. **90** (2014) 112015.

[7] ATLAS, Phys. Rev. D. **91** (2014) 120006.

[8] ATLAS, arXiv:1412.2641 (Submitted to PRD).

[9] ATLAS, arXiv:1501.04943 (Submitted to JHEP).

[10] ATLAS, JHEP **01** (2015) 069.

[11] ATLAS, Phys. Lett. **B 738** (2014) 68.

[12] ATLAS, Phys. Lett. **B 732** (2014) 8.

[13] ATLAS, Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 201802.

[14] ATLAS, EPJC **74** (2014) 3071.

[15] ATLAS, Phys. Lett. **B 726** (2013) 88, ATLAS-CONF-2014-009.

[16] ATLAS, Phys. Rev. D. **90** (2014) 052004.

[17] ATLAS, Phys. Lett. **B 726** (2013) 120.

[18] ATLAS, JHEP **09** (2014) 112.

[19] ATLAS, Phys. Lett. **B 738** (2014) 234.

[20] CMS, arXiv:1412.8662 (Submitted to EPJC).

[21] ATLAS, ATLAS-CONF-2014-042.

[22] F. Englert, R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321; P. W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132.

[23] 小林富雄, 徳宿克夫, 山村大樹, 田中純一, 増渕達也, 中村浩二, 塙慶太, 永井義一, 花垣和則, 高エネルギーニュース **31** (2012) 65-84, 183-192, **32** (2013) 1-5.