

LHC 最新の研究成果 II

名古屋大学大学院理学研究科

戸本 誠

makoto@hepl.phys.nagoya-u.ac.jp

大阪大学大学院理学研究科

花垣 和則

kazu@champ.hep.sci.osaka-u.ac.jp

2011年5月20日

1 はじめに

本稿は、半定期的に LHC の結果をお伝えしていこう、というシリーズの第 2 弾で[1], 2010 年中に収集した 45pb^{-1} のデータ解析により得られた ATLAS の結果のハイライトを紹介する¹。ATLAS では順調に解析が進み、2010 年内に取得したすべてのデータを使って得られた多くの結果が冬の国際会議で報告された。それらすべてを限られた紙面内で紹介することは到底不可能なので、著者のバイアスによりいくつかのトピックを選び、それらについて以下で解説する。<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic> に本稿で解説する結果を含め、すべてのオフィシャルな結果が公開されている。より詳細を知りたい読者、本稿で紹介されていない解析に興味のある読者は、そちらをご覧ください。

2 ルミノシティ

2010 年 3 月に LHC は、 $10^{27}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 程度のルミノシティで実験を開始した。その後、順調にルミノシティは上がり、本稿執筆時点での最高ルミノシティは $8 \times 10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に達している。その結果、2010 年度に収集した 45pb^{-1} に加え、すでに 260pb^{-1} のデータを 2011 年だけで収集した。この調子でいけば、本年中に 1fb^{-1} という当初の目標は軽くクリア、 2fb^{-1} に到達しそうな勢いである。

さて、そのルミノシティであるが、物理解析においてはその測定精度が系統誤差の最大の要因となることが多い。 μ をビーム交差あたりの事象数、 ε をアクセプタンスを含めた検出器の検出効率、 σ を事象生成断面積、 \mathcal{L} をルミノシティとすると次の関係式が成り立つ。

$$\mu = \varepsilon \sigma \mathcal{L}$$

そこで、 \mathcal{L} を求めるには、理論計算、あるいは別の測定から σ を導出、シミュレーションなどにより ε を求め、デー

タ収集中に事象数 μ を数え上げるのが一般的である。しかし、この方法だと、ビーム衝突による生成物が超前方に集中する事象を使うことから ε の理解が難しく、 σ の不定性とあいまって、測定精度を上げることが難しい。

LHC では、ファン・デル・メーア・スキャンと呼ばれる方法でビームサイズを、また変流計により陽子ビームの粒子数を測ることで \mathcal{L} を直接測定する²。同時に検出器側で μ を数えておくことで、ルミノシティ測定検出器の ε を含めた $\varepsilon \sigma$ を精度よく測ってしまう。ファン・デル・メーア・スキャンでは陽子ビームの位置を水平方向、垂直方向に(どちらか一方を固定し)少しずつ動かし、生成事象数をビームの位置の関数として測定することでビームの大きさを求める。 $\varepsilon \sigma$ はビーム位置の微小な変化では不変なので、スキャンの時に求めた $\varepsilon \sigma$ を物理データ収集実験中にも適用できる。というわけで、実験中の衝突事象数を数えるだけでルミノシティを高い精度で測定できる[2]。

こうして求めたルミノシティの測定精度は、実験初期としては驚異的な 3.4% にまで抑えられている。最大の不定性はバンチあたりの陽子数で、この不定性が 3.1% を占める。

3 W と Z に関する測定

ATLAS 実験の目的は、ヒッグスボソン、あるいは超対称性に代表される標準模型を超える物理現象(新物理)の探索、そして発見である。その目的に向けて実験初期にやらなければならないのは、検出器の理解、人類未踏のエネルギー領域での QCD の検証(LHC で生成される事象の多くは、超対称性など新物理事象を含めて、強い相互作用により生成される)、そして、ヒッグスや新物理探索において重要な背景事象となる標準模型事象の性質の理解である。 $W(\rightarrow l\nu)$

² n_b をバンチ数、 f_r をビームの回転周期、 n_1 と n_2 を 2 つのビームそれぞれの 1 バンチあたりの陽子数、 σ_x, σ_y を水平、垂直方向のビームの大きさとする以下関係式が成り立つ。

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f_r n_1 n_2}{2\pi \sigma_x \sigma_y}$$

¹ 解析に実際に使われるデータ量は、解析により要求されるデータクオリティが異なるため、解析ごとに異なる。

あるいは $Z(\rightarrow \ell\ell)$ 生成事象は、生成断面積が $O(\text{nb})$ あり実験初期でも統計誤差を抑えられること、また、ジェットに埋もれていない孤立したレプトンを終状態を持つために比較的クリーンな事象である、といった特徴から、上記の観点で研究を進めるにあたり重要な物理過程となっている。より研究が進み、系統誤差を抑えた精密測定を行えば、標準模型の予言からのズレを探ることで、それ自身が新物理探索ともなりうる。

3.1 生成断面積測定

$W(\rightarrow \ell\nu)$ 事象を選ぶには、陽子ビーム軸に垂直方向の運動量 (p_T) が 20GeV 以上のレプトン³ とビーム軸垂直方向の消失エネルギー E_T^{miss} が 25GeV 以上であることを要求する。レプトンの方向は $|\eta(= -\ln\{\tan(\theta/2)\})| < 2.47$ あるいは 2.4 を電子、ミュオンそれぞれについて要求する。ここで、 θ はミュオンのビーム軸に対する角度である。さらに、 $\Delta\phi$ をビーム軸垂直平面上でレプトンと E_T^{miss} とのなす角とすると、 $m_T = \sqrt{2p_T E_T^{\text{miss}}(1 - \cos\Delta\phi)}$ はビーム軸垂直平面内で定義される不変質量となり、図1で示したように、 W の質量付近に綺麗なヤコビアンピークを作る。 $m_T > 40\text{GeV}$ を要求すると、QCD によるジェット生成事象(ジェットがレプトンと誤同定され、かつ、 E_T^{miss} が大きくなってしまった場合)と $W \rightarrow \tau\nu$ 事象がそれぞれ $2-3\%$ 程度ずつ残ってくる。また、 $W \rightarrow \mu\nu$ 事象選別では、 $W \rightarrow \mu\mu$ も 3% 程度含まれる。

Z の事象選択は非常にシンプルで、 $p_T > 20\text{GeV}$ のレプトン2つを要求しそれらで不変質量を組めば、図2に示すように、純度の高いサンプルを生成することができる。本解析では、 66GeV から 116GeV を信号領域として断面積を測定した。

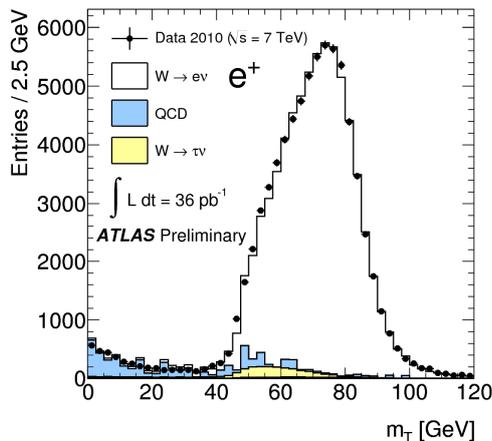


図1 電子と消失エネルギーから計算した m_T の分布
点が実データ、ヒストグラムは信号と背景事象の予測。

³ 本解説では、レプトンといったときには、タウを含まず電子とミュオンを意味する。タウの場合はあらわにタウと書く。

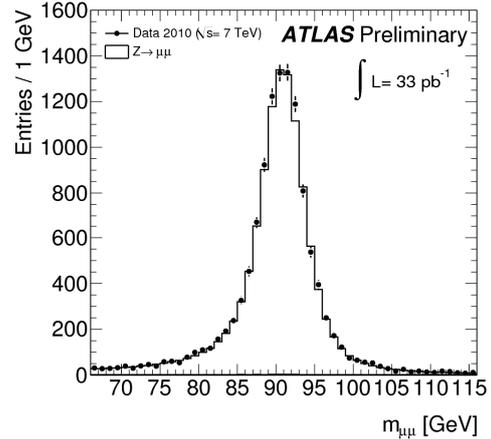


図2 ミュオン対から求めた不変質量
点が実データ、ヒストグラムはシミュレーションで予言される分布。

W および Z の生成断面積測定の結果を表1にまとめる[3]。すべての測定において、ルミノシティの不定性と、アクセプタンスを評価するために使うシミュレーションの理論的不定性が、誤差の大きな原因となっている。系統誤差については、 E_T^{miss} 分布の理解がもっとも大きな不定性を与える。次は電子の同定効率の不定性となっている。

表1 断面積測定結果

誤差は、統計、系統、ルミノシティ、理論による寄与を表す。

	$\sigma(W) \times \text{BR}(W \rightarrow \ell\nu) [\text{nb}]$
W^+	$6.257 \pm 0.017 \pm 0.152 \pm 0.213 \pm 0.188$
W^-	$4.149 \pm 0.014 \pm 0.102 \pm 0.141 \pm 0.124$
W	$10.391 \pm 0.022 \pm 0.238 \pm 0.353 \pm 0.312$
	$\sigma(Z) \times \text{BR}(Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell) [\text{nb}]$
Z/γ^*	$0.945 \pm 0.006 \pm 0.011 \pm 0.032 \pm 0.038$

測定に関する系統誤差、たとえばレプトン同定効率の不定性は、 W と Z の測定において共通である。よって、生成断面積の比は、系統誤差がある程度キャンセルされることが期待され、理論計算値と比較するには良い指標となる。図3に測定した W と Z の断面積の比と、Next-to-Next-to-Leading Order (NNLO) での理論計算の予言値を示す。測定の誤差内で、理論予言値と良い一致を示していることがわかる。

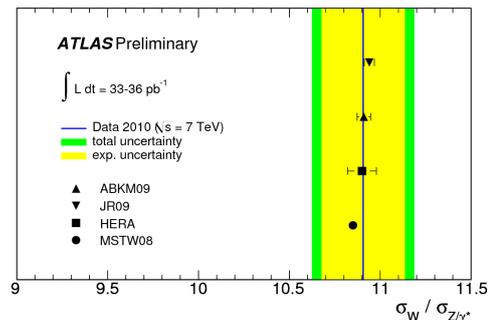


図3 W 生成断面積と Z 生成断面積の比

縦線が測定値。点はいくつかの PDF セットによって求められた NNLO の計算値。

3.2 電荷非対称度

シミュレーションにおける理論的不定性は、 W や Z 生成に限らず、Parton Distribution Function (PDF) と繰り込みスケールに対する依存性が大きな不定性をもたらす。そこで、PDF の理解というのも実験初期の重要なテーマの一つとなる。LHC は陽子・陽子衝突である、すなわち、反クォークがバレンスクォークとして衝突に寄与しない。反クォークの PDF はフレーバーに依存しないと仮定すると、 W^+ と W^- の生成断面積の比は、陽子中の u と d クォークの PDF の比に感度を持つことになる。また、LHC の重心系エネルギー 7 TeV は W の質量に比べて非常に大きいので、ブヨルケンスケール x の小さい領域が生成に寄与する。PDF は、これまで HERA における電子・陽子衝突、あるいは Tevatron 実験において研究がなされてきたが、 x の小さい領域に対する u と d クォークの比に対してはそれほど強い制限を与えていない。そこで、LHC における W 生成の電荷非対称度測定は、 x の小さい領域の PDF、特に u と d の比に対して強い制限を与えると期待されている。

というわけで、 W^+ と W^- の生成断面積を 2 次元平面上にプロットし、いくつかの PDF による理論計算と比較したのが、図 4 である。それぞれの PDF に対して、理論計算は NNLO で行われている。现阶段の測定精度では、どの PDF がデータを一番良く再現するかはまだ明らかでない。さらなる精度向上、とりわけ W^+ , W^- 測定双方に共通の誤差を抑えることが望まれる。

生成断面積における電荷非対称度だけでなく、ミュオンへの崩壊モードでは電荷非対称度をミュオンの η の関数として測定している[4]。電荷非対称度の定義は以下のとおり。

$$A_\mu = \frac{d\sigma_{W_\mu^+} / d\eta_\mu - d\sigma_{W_\mu^-} / d\eta_\mu}{d\sigma_{W_\mu^+} / d\eta_\mu + d\sigma_{W_\mu^-} / d\eta_\mu}$$

図 5 で、測定結果をいくつかの PDF を使い計算した理論値と比較している。ここでは、Next-to-Leading Order (NL

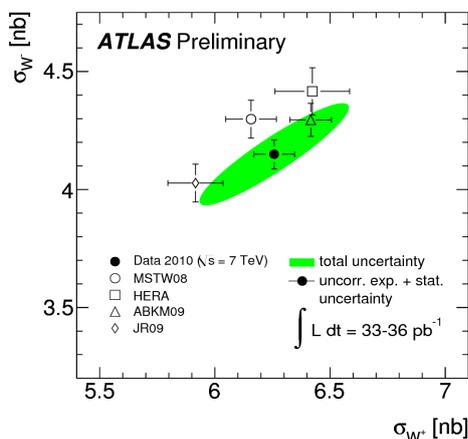


図 4 W^+ と W^- 生成断面積

測定値が黒い点で、白抜きはいくつかの PDF による理論計算値。

O) までの計算が行われている。どの PDF も全体的な傾向、 η が増加すると非対称度が上がるという傾向を良く再現している。现阶段でもっとも良い PDF を選ぶのは困難であるが、この測定で得られたデータがそれぞれの PDF に対して制限を与えることになる。

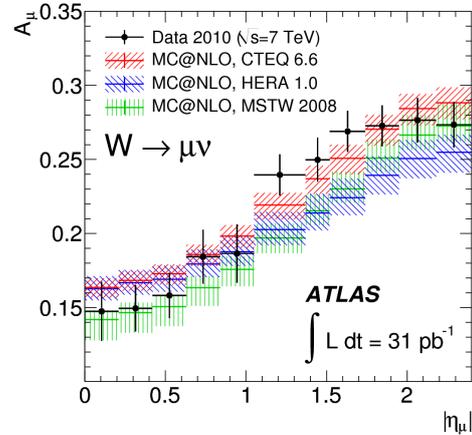


図 5 W の崩壊により生成されたミュオンの電荷非対称度

横軸はミュオンの η である。理論計算における誤差率は 90% 信頼度の帯に対応している。その誤差は、制限に使われた測定の誤差、PDF にどのような関数形を使うかというモデルに寄与する誤差が含まれている。

4 トップクォーク物理

トップクォークは、他のフェルミオンと比べてずば抜けて重く、電弱対称性が破れるエネルギースケールと同程度の質量を持つ。第 4 世代素粒子や余剰次元粒子を通じてトップクォーク対が生成されたり、トップクォークが荷電ヒッグス粒子を通じて崩壊するなど、トップクォーク物理は標準模型を超える新しい物理との関係が強い。LHC は世界最高のトップクォークファクトリー実験であり、そこで生成される大量のトップクォークを使って、質量起源と世代構造の解明、標準模型を超える新しい物理の発見を目指す。

トップクォークは直ちに $t \rightarrow bW$ に崩壊するので、トップクォーク対事象は W ボソンの崩壊様式に応じて、 $t\bar{t} \rightarrow b\bar{q}q\bar{b}q\bar{q}$ (0 レプトン過程: 46%), $t\bar{t} \rightarrow b\bar{c}v\bar{b}q\bar{q}$ (1 レプトン過程: 34%), $t\bar{t} \rightarrow b\bar{c}v\bar{b}l\nu$ (2 レプトン過程: 6%) と大別される (l は、 e または μ)。その他に、いずれかの W ボソンが τ に崩壊するタウ過程 (14%) も興味深い。トップクォークが新しい物理に崩壊する過程は、特定の崩壊過程に感度を持つことが多いため、各々の崩壊過程における生成断面積などの物理量を測定することが重要である。また、純度の高いトップクォーク対事象は、 b クォークジェット の同定やエネルギー補正のキャリブレーションに使える。

今回 ATLAS 実験からは、様々な崩壊過程を用いたトップクォーク対生成断面積の測定、トップクォーク質量測定、トップクォーク崩壊の W 粒子偏極度測定、シングルトップ過程生成断面積の測定などの測定結果が発表された。現在の ATLAS 実験によるトップクォーク質量の測定精度は数%

程度にとどまる。トップクォーク固有の物理量測定は、2011年以降に収集されるデータによる精密測定に期待したい。本稿は、現在の統計量で特に物理的意義のあるトップクォーク対生成断面積の測定結果に焦点を絞る。

4.1 トップクォーク対生成断面積測定

1 レプトン過程と 2 レプトン過程によるトップクォーク対生成断面積の測定を行った。 b クォークジェットの同定の有無、信号事象と背景事象の数え上げの手法(単純なカウンティング法、ある分布を用いたフィットによる数え上げ法、他の物理変数との同時決定手法)などによって複数の測定結果が発表されている。今回は、その中から代表的な解析結果を紹介する。

4.1.1 1レプトン過程

1レプトンの事象選別は、 e 過程と μ 過程を別々に最適化している。以下に事象選別を示す。

- $p_T > 20 \text{ GeV}$ を満たす e または μ が 1 本のみ存在
- $E_T^{\text{miss}} > 35 \text{ GeV}$, $m_T > 20 \text{ GeV}$ (e 過程)
- $E_T^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}$, $E_T^{\text{miss}} + m_T > 60 \text{ GeV}$ (μ 過程)
- $|\eta| < 2.5$ に $p_T > 25 \text{ GeV}$ のジェットが 3 本以上存在

この事象選別により残存するデータ数と予想数を表 2 に示す[6]。1レプトン過程に寄与する背景事象は、 $W + jets$ 生成過程とジェットをレプトンと誤識別した QCD 多ジェット過程である。

信号事象数は、トップクォーク対事象の力学的特徴を良く表現する変数によって導出した多変数尤度判別 ($D = L_s / (L_s + L_B)$, $L_s(L_B)$ は信号(背景)事象の尤度のフィットによって決定する。 e 過程と μ 過程は独立にフィットされる。また、随伴するジェット数 ($N_{jets} = 3, 4, \geq 5$) の D 分布に対して同時フィットする。本解析では、可能な限り少ない変数で断面積測定感度を良くする以下の 4 つの変数から D 分布を作る。

表2 1レプトン過程の事象選別を通過した予想事象数(シミュレーションとデータを基礎とした見積もり)と獲得データ数

e 過程と μ 過程毎にジェットの本人数で別々にまとめた。予想事象にある括弧外の数字は背景事象を含む全事象数で、括弧内にある数字は $t\bar{t}$ 信号事象数。

jet 数	e 過程		μ 過程	
	予想数	データ数	予想数	データ数
3	830 ± 250 (116 ± 13)	781	1500 ± 500 (161 ± 18)	1356
4	290 ± 90 (111 ± 16)	273	470 ± 160 (158 ± 22)	448
≥ 5	141 ± 29 (82 ± 12)	127	210 ± 50 (115 ± 16)	205

- レプトンの η
- 非平面指数 (aplanarity)

$$M_{ij} = \sum_{k=1}^{N_{objects}} p_{ik} p_{jk} / \sum_{k=1}^{N_{objects}} p_k^2 \quad (i, j = x, y, z)$$

で定義される運動量テンソルの最小固有値の 1.5 倍

$$H_{T,3p} = \sum_{i=3}^{N_{jets}} |p_{T,i}^2| / \sum_{j=1}^{N_{jets}} |p_{z,j}|$$

高運動量ジェット 2 本を除くジェット運動量のスカラー和(全ジェット, レプトン, ニュートリノ⁴などの z 方向運動量和で規格化)

- ジェット内荷電粒子飛跡のジェット生成点への再近接点を基に構成される b クォークジェット同定変数

非平面指数は、事象トポロジーが平面的であれば 0、球的であれば 1 に分布する。トップクォーク対事象の非平面指数は、背景事象と比較して、1 に偏る。また、トップクォーク対事象の $H_{T,3p}$ 分布は、背景事象と比べて高い値を持つ。QCD 多ジェット生成事象を除く背景事象と $t\bar{t}$ 信号事象は、シミュレーションによる D 分布をフィットの確率密度関数とする。ただし、主背景事象である $W + jets$ 生成過程は、 n 本のジェットを随伴する $W + n - jets$ 生成と $(n+1)$ 本のジェットを随伴する $W + (n+1) - jets$ 生成との事象数比が一定だと仮定する (Berends-Giele スケーリング)。QCD 多ジェット生成事象はデータを用いて D 分布を作成する。図 6 に D 分布のフィットの結果を示す。これから、トップクォーク対生成断面積 $\sigma_{t\bar{t}} = 186 \pm 10(\text{stat.})_{-20}^{+21}(\text{syst.}) \pm 6(\text{lum.}) \text{ pb}$ を得た。仮定するトップクォーク質量により変化する信号検出効率などを考慮し、トップクォーク対生成断面積をトップクォーク質量の関数として測定したものを図 7 に示す。この測定値をトップクォーク質量の関数で表した断面積の理論予想値と重ねることによって、断面積測定からトップクォーク質量を間接的に測定することが可能になる。

$m_{top}^{\text{pole}} = 166.4_{-7.3}^{+7.8} \text{ GeV}$ を得た[7]。

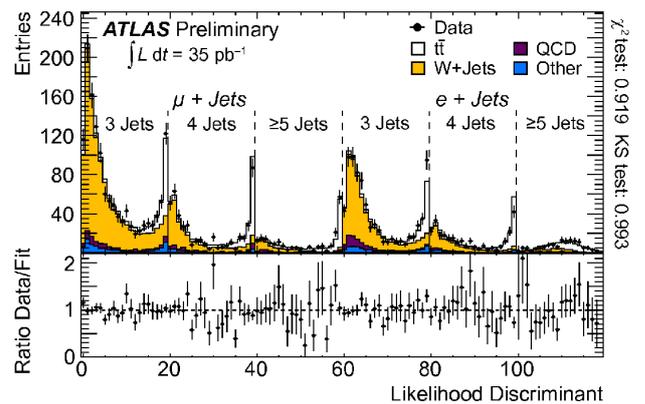


図6 多変数尤度判別 (D) 分布

D の定義域は $[0, 20]$ で定義され、横軸の 0 から e 過程の $3, 4, \geq 5$ ジェット過程、 μ 過程の $3, 4, \geq 5$ ジェット過程の D 分布が続く。白抜きヒストグラム $t\bar{t}$ 信号事象の分布で、色付きヒストグラムが主背景事象の $W + jets$, QCD 多ジェット生成過程などである。

⁴ 通常ニュートリノの p_z は測定できないが、この解析ではジェット、レプトン、 E_T^{miss} に W ボソン質量を束縛条件に加えることで p_z の解を求めている。

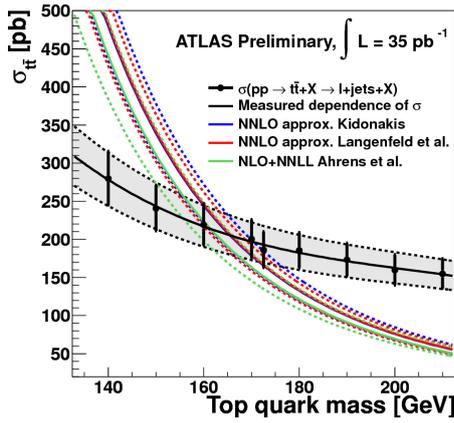


図7 トップクォーク対生成断面積の測定値とトップクォーク質量の関係

点を中心とする誤差棒とそれらを結んで形成した帯が測定値、色付きの曲線群が様々な理論予測値を示す。

4.1.2 2レプトン過程

2レプトン過程は、 ee , $\mu\mu$, $e\mu$ 過程からなり、以下に示すように $ee/\mu\mu$ 過程と $e\mu$ 過程で異なる事象選別を課している。

- $p_T > 20 \text{ GeV}$ を満たす e または μ が丁度 2 本存在
- $E_T^{\text{miss}} > 40 \text{ GeV}$, $|m_{\ell\ell} - m_Z| < 10 \text{ GeV}$ ($ee/\mu\mu$ 過程)
- $H_T = \sum_{\text{jets}, \ell, E_T^{\text{miss}}} |p_T| > 130 \text{ GeV}$ ($e\mu$ 過程)
- $|\eta| < 2.5$ に $p_T > 25 \text{ GeV}$ のジェットが 2 本以上

寄与の大きな背景事象は Drell-Yan 過程であるが、 $ee/\mu\mu$ 過程と $e\mu$ 過程でその特徴は異なる。 $ee/\mu\mu$ 過程は、ジェットの運動量などの誤測定のため高い E_T^{miss} を持った Drell-Yan 事象がもっとも大きく寄与する。これは、測定器の誤差によるものであるため、可能な限りデータを用いた背景事象数の見積もりが重要である。具体的には、 E_T^{miss} が大きいと、 $m_{\ell\ell}$ が Z ボソン質量付近に分布する Drell-Yan 事象数のデータとシミュレーションの一致具合を測定する。それを信号領域に外挿することで、シミュレーションによる予想事象数を補正し、データから見積もった適切な誤差を伝搬させる。 $e\mu$ 過程は、 $Z \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e\nu_e \nu_\tau \mu\nu_\mu \nu_\tau$ 崩壊する Drell-Yan 事象の寄与が大きい。これは測定器誤差というよりも、同じ終状態を持つ物理過程が確率的に残存するものであるため、シミュレーションにより見積もる。次に大きく寄与する背景事象は、ジェットをレプトンと誤認識した W + ジェット生成過程、QCD 多ジェット過程などである。これらは、 $Z \rightarrow \ell\ell$ を用いて導出した検出効率と、QCD 多ジェット事象によって導出した誤認識率を用いて、信号領域に残存する事象数を見積もる。その他、シングルトップやダイボソン生成過程が寄与し、これらはシミュレーションによって見積もる。事象選別を通過したデータ数と予想信号数、予想背景事象数を表 3 にまとめる[8]。さらに、図 8 は、ジェットの数を除くすべての事象選別を課した後のジェット本数の分布を示すものである。予想事象数はデータと良く一

表 3 2レプトン過程の獲得事象数の ee , $\mu\mu$, $e\mu$ 過程への分類

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$
予想背景事象数	3.5 ± 1.1	$7.3^{+1.8}_{-1.5}$	10.8 ± 3.4
予想 $t\bar{t}$ 事象数	11.5 ± 1.3	20.1 ± 1.7	47.4 ± 4.0
データ数	16	31	58

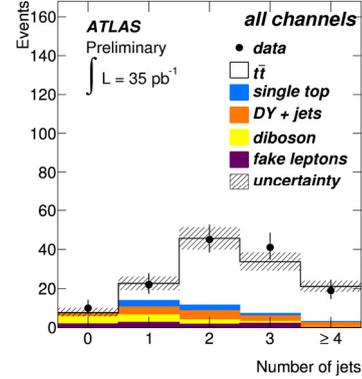


図 8 2レプトン過程のジェット数分布

白抜きヒストグラムが $t\bar{t}$ 信号事象で、その他は背景事象を示す。

致している。2 本以上のジェット本数を課すと非常に高い純度でトップクォーク対事象を獲得していることがわかる。これにより、トップクォーク対生成断面積は、 $\sigma_{t\bar{t}} = 173 \pm 22(\text{stat.})^{+18}_{-16}(\text{sys.})^{+8}_{-7}(\text{lum.})\text{pb}$ と測定された。

さらに、少なくとも 1 本のジェットが b クォークジェットである条件を課してトップクォーク対生成断面積の測定を行った。この緩い b クォーク同定を課すだけで、大量の Drell-Yan, $W + \text{jets}$, QCD 多ジェット過程による背景事象の排除が期待でき、信号事象の純度向上が期待できる。現在の統計量も考慮し、信号純度だけでなく検出効率にも着目し、 b クォーク同定を課すと同時に、 $|m_{\ell\ell} - m_Z|$ を 5 GeV 以上、 E_T^{miss} を 30 GeV 以上 ($ee/\mu\mu$ 過程)、 H_T を 110 GeV ($e\mu$) と選別条件を緩めて断面積測定を実施した。図 9 は、 $e\mu$ 過程の H_T 分布を示す。信号事象が背景事象に比べ優勢であることがわかる。結果、信号・背景事象比を 5.1 にまで向上することに成功した (b クォーク同定なしの解析では、表 3 にあるように 3.6)。測定結果は、 $\sigma_{t\bar{t}} = 171 \pm 22(\text{stat.})^{+21}_{-16}(\text{sys.})^{+7}_{-6}(\text{lum.})\text{pb}$ であった。

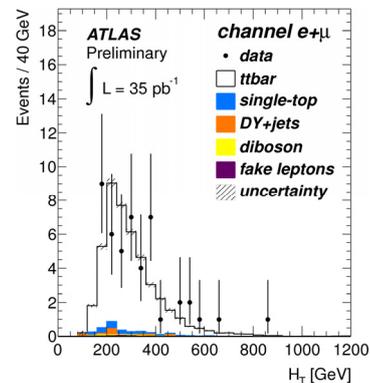


図 9 b クォーク同定を課した 2レプトン過程の H_T 分布
白抜きヒストグラムが $t\bar{t}$ 信号事象で、その他は背景事象を示す。

4.1.3 生成断面積測定のみ

1レプトン過程から8種類, 2レプトン過程から5種類の解析手法を用いてトップクォーク対生成断面積の測定が実施された。それぞれの測定結果を図10にまとめる。いずれの結果も標準模型による理論予想と一致を示している。図11は, ハドロン加速器の重心系エネルギーの関数でトップクォーク対生成断面積をプロットしたものである。ATLAS実験の結果は, 1レプトンと2レプトン過程を合わせた結果である[9]。バレンスクォークの反応によるトップクォーク対生成が主の陽子・反陽子衝突型Tevatron実験と, グルーオンの反応によるトップクォーク対生成が主となる陽子・陽子衝突型LHC実験の双方で実験結果は理論予測と良い一致を示しており, QCDが広いエネルギー領域で有効であることを立証している。

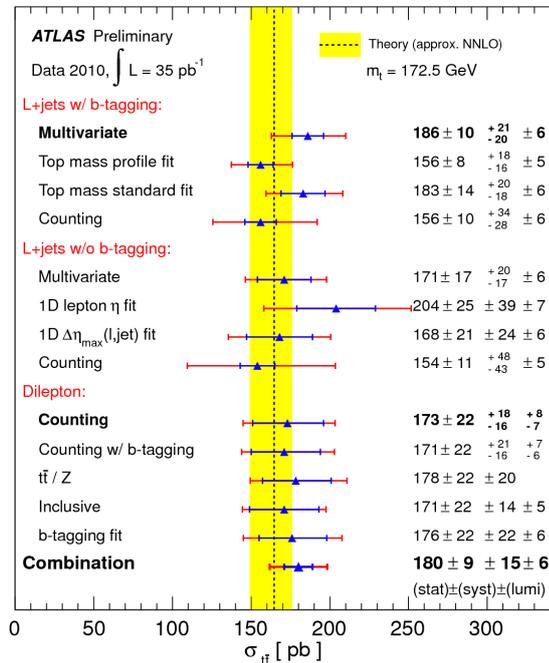


図10 各崩壊過程で測定したトップクォーク対生成断面積のみ 2つの誤差棒は, 統計誤差(青色)と系統誤差(赤色)を示す。最下部に, 現在のATLAS実験の公式結果として, 1レプトン過程と2レプトン過程を合わせた測定値を示す。

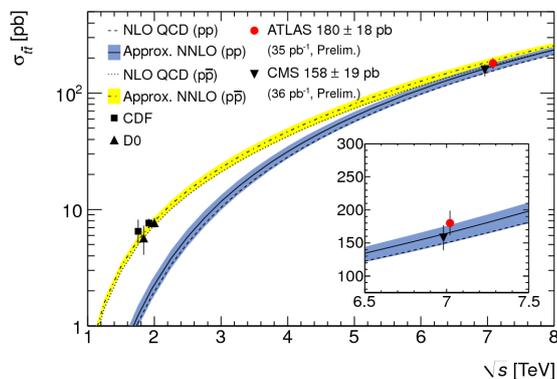


図11 トップクォーク対生成断面積測定値と衝突エネルギーの関係 黄色の帯は陽子・反陽子衝突の理論予測で, 青色の帯が陽子・陽子衝突の理論予測を示す。赤丸の点で示されるATLAS実験の結果は1レプトン過程と2レプトン過程を合わせたものである。

以上の結果からわかるように, 物理データ収集開始1年足らずで, トップクォーク対生成断面積は10%程度の実験精度で測定を実現した。これは, 理論による不定性と同程度である。今度の統計量の増加に伴い, より緻密な測定が期待できる。

5 ヒッグス粒子探索

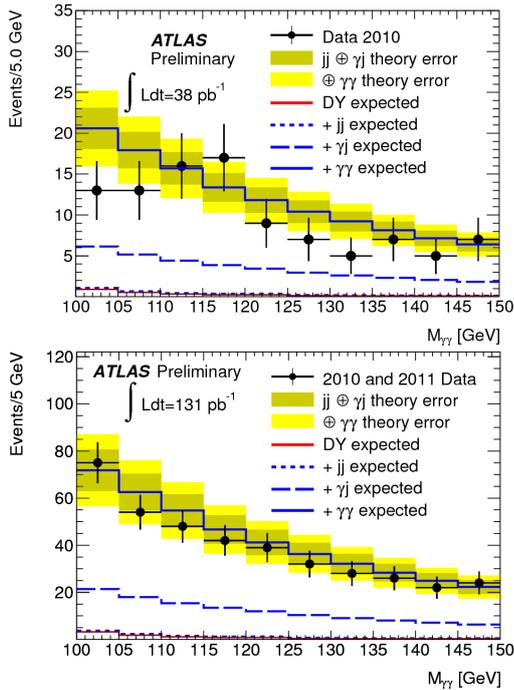
ヒッグスボソンの発見は, 現代素粒子物理学に課された最重要課題であり, それゆえに, LHC実験での発見が心待ちにされている。主なヒッグスボソン事象の生成断面積と崩壊分岐比の積は1pb以下であるため, 本格的な探索は2011年のデータを用いなければならない。現在の我々がすべきことは, 背景事象と検出器性能を理解し, 2011年からのデータによってより高い信頼度でヒッグスボソンを捕まえる準備を整えることである。そして同時に, 超対称性ヒッグスボソンなどの標準模型の予測外の新しい物理現象の兆候を監視することである。

5.1 標準模型ヒッグスボソン探索

ATLAS実験で生成される標準模型ヒッグスボソンの大半は, グルーオン融合過程($gg \rightarrow H$)かW/Zボソン融合過程($qq \rightarrow Hqq$)によって生成される。ヒッグスボソン探索は, 分解能と信号・背景事象分離能力に優れる光子やレプトンを終状態にもつ崩壊過程による解析が, (特に実験開始時では)適している。具体的には, ヒッグスボソンの質量(m_H)が $m_H \sim 120\text{GeV}$ 程度では $H \rightarrow \gamma\gamma$ 過程, $m_H > 135\text{GeV}$ になると $H \rightarrow WW$ 過程, $200\text{GeV} < m_H < 1\text{TeV}$ 付近まで重いと $H \rightarrow ZZ$ 過程による探索感度が良い。以下にそれらの解析の概要を説明する。

$H \rightarrow \gamma\gamma$ によるヒッグスボソン探索では, 45GeV以上の光子と25GeV以上の光子との不変質量($M_{\gamma\gamma}$)を組み, ヒッグスボソンによる質量のピークを探す。背景事象を抑制するために, 純度を重視した厳しい光子選別を課し, 光子の周りに高運動量の荷電粒子や高い残存エネルギーが存在しないこと, 光子が事象生成点から来ていることを要求する。背景事象は, ヒッグスボソン事象以外の $\gamma\gamma$ 過程, 1本, あるいは2本のジェットを光子と誤識別する γj や jj 過程, およびDrell-Yan過程である。これらはすべてデータから見積もる。図12は, $M_{\gamma\gamma}$ 分布である[10]。38pb⁻¹の解析結果は, 背景事象の予想値の周りにデータが上下しているのが見られたが, 2011年のデータを足した131pb⁻¹の解析を実施し先の結果が統計的なふらつきであることが解った[11]。

$H \rightarrow WW$ 過程は, $H \rightarrow WW \rightarrow \nu\nu\nu$ と $H \rightarrow WW \rightarrow \nu\nu q\bar{q}'$ の解析結果が発表されている。本稿では, 160GeV付近でもっとも感度の良い $H \rightarrow WW \rightarrow \nu\nu\nu$ の結果を簡単に紹介する。異符号の高運動量レプトンが存在し, そして, それらの2つレプトンが同方向に崩壊する事象を選択する。

図 12 $M_{\gamma\gamma}$ 分布

黒丸がデータ、実線、長点線、点線のヒストグラムは、それぞれ、 $\gamma\gamma$, γj , jj の背景事象を示す。実線周りにある帯は、 $\gamma\gamma$, γj , jj 生成過程の理論的不確かさを示す。上(下)図は 38(131) pb^{-1} のデータ解析結果。

スピン 0 のヒッグスボソンから 2 つのスピン 1 の W ボソンを経由し、フェルミオンであるレプトンとニュートリノに崩壊する際のスピン相関によって、レプトンは同方向に崩壊し易い。これに加え、 $m_T = \sqrt{(E_T^{\ell\ell} + E_T^{\text{miss}})^2 + (p_T^{\ell\ell} + p_T^{\text{miss}})^2}$ ($p_T^{\ell\ell}$ と $E_T^{\ell\ell}$ は 2 レプトン系の p_T と E_T) で定義される横質量が m_H 付近に分布することを要求する (図 13) [12]。ヒッグスボソン生成が、グルーオン融合過程か W/Z ボソン融合過程かによって、終状態に随伴するジェットの本数が異なるため、 $WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ 候補の他に、0, 1, 2 本ジェットを終状態に含む事象に応じて解析を最適化している。背景事象は、普通の電弱 WW 過程の寄与がもつとも多く、 $W/Z +$ ジェット事象や $t\bar{t}$ 事象がそれに続く。これらの背景事象数は、各々の背景事象を見積もるのに適したサイドバンドのデータによって見積もられる。 $m_H = 170 \text{ GeV}$ として事象選

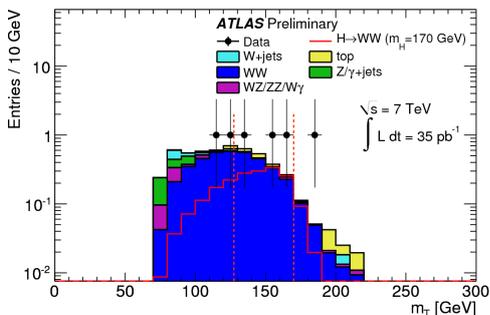


図 13 0 本のジェットを終状態に含む $H \rightarrow WW$ 事象候補の m_T 分布
黒丸がデータ、色付きヒストグラムが予想背景事象で、色無しヒストグラムが信号事象 ($m_H = 170 \text{ GeV}$) を示す。縦の点線で示される領域 ($0.75 \times m_H \leq m_T \leq m_H$) が信号領域である。

別をかけた時の事象数は、0 ジェット事象が 3 事象 (予測値は 1.3 ± 0.2 信号事象と 1.7 ± 0.2 背景事象)、1 ジェット事象が 1 事象 (予測値は 0.6 ± 0.1 信号事象と 1.3 ± 0.3 背景事象)、2 ジェット事象が 0 事象 (予測値は 0.06 ± 0.02 信号事象と 0.02 ± 0.02 背景事象) であった。

$H \rightarrow ZZ^*$ 過程は、 $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \ell\ell\ell\ell$ 過程と $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$ 過程、 $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell qq$ 過程の解析結果が発表されている。これらの解析は、1 つのレプトン対が Z ボソンの質量 (m_Z) と一致することからスタートする。 $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \ell\ell\ell\ell$ 過程の解析では、4 本のレプトンの不変質量 ($M_{\ell\ell\ell\ell}$) 分布から信号事象の兆候を探る。 $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell qq$ 過程の解析では、さらに、2 ジェットの不变質量も m_Z 付近にあることを要求し、最終的に、レプトン対とジェット対の不变質量 ($M_{\ell\ell qq}$) 分布から信号事象の兆候を探る。 $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$ 過程の解析で、 m_H に応じて大きな E_T^{miss} を要求し、最終的に、

$$m_T = \left(\sqrt{m_Z^2 + |p_T^{\ell\ell}|^2} + \sqrt{m_Z^2 + |p_T^{\text{miss}}|^2} \right) - (p_T^{\ell\ell} + p_T^{\text{miss}})^2$$

で定義される横質量分布によって、信号事象の兆候を探る。主な背景事象は、 $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \ell\ell\ell\ell$ 過程では $pp \rightarrow ZZ$ 生成過程、その他では $W/Z +$ ジェット過程や $t\bar{t}$ 過程である。

上で説明した解析を含む 2010 年のデータを用いたヒッグスボソン探索結果を図 14 にまとめる [13]。現在のヒッグスボソン探索感度は、標準模型の理論予測の 2.3 倍から 25 倍であるが、世界最高エネルギーフロンティア実験が、 $m_H = 100 \text{ GeV} \sim 600 \text{ GeV}$ までの広い領域でのヒッグスボソン探

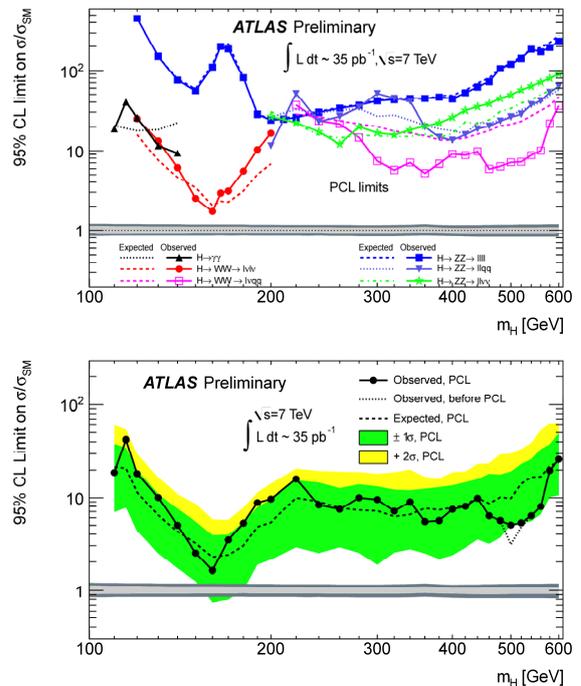


図 14 m_H の関数で表したヒッグスボソン生成断面積の 95% 信頼度での上限値 (標準模型予測値で規格化)

上図は 2010 年に発表した全 6 過程の一つの図に取めた。下図はその 6 過程の結果をコンバインした。点や線の説明は図中のレジェンドを参照。

素を可能にしていることがわかる。2011 年中に達成する 1fb^{-1} 以上の統計量による解析が楽しみである。

5.2 超対称性ヒッグスボソン探索

2つのヒッグス2重項を必要とする超対称性標準模型は、標準模型ヒッグスボソンに似た h^0 の他に、 H^0, A^0, H^\pm の合計5種類のヒッグスボソンが存在する。2つのヒッグス場の真空期待値の比 $\tan\beta$ と m_A に応じて、ヒッグスボソン崩壊分岐比が変化し、特に、 $\tan\beta$ が大きい場合は、 $A^0/H^0/h^0 \rightarrow b\bar{b}, \tau^+\tau^-$ の崩壊分岐比が増進するため、標準模型の予測よりも早い段階でヒッグスボソンが発見される可能性がある。特に、ATLAS 実験では、 Z ボソンから生成した2つの τ のうち片方がハドロン崩壊し、もう片方がレプトン崩壊する $\tau_h\tau_\ell$ 対 ($41.1 \pm 7.1(\text{stat.}) \pm 2.1(\text{bkg. est.})$) 事象 ($\tau_h\tau_\mu$), $17.2 \pm 5.4(\text{stat.}) \pm 1.7(\text{bkg. est.})$ 事象 ($\tau_h\tau_e$) を確認し、信頼度の高い τ 同定が実現されている[14]。つまり、 $A/H/h \rightarrow \tau_h\tau_\ell$ による超対称性ヒッグスボソン探索も可能である。

$\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau, \pi^-\pi^0\nu_\tau, \rho^-\nu_\tau$ などのハドロン崩壊する τ_h は、カロリメータ上に $\eta-\phi$ 平面上の広がり狭いジェットに似た信号を残し、この広がり狭いジェットの中は奇数本の荷電粒子が存在する特徴を持つ。この特徴を持つ $p_T > 20\text{GeV}$ の τ_h が丁度1本だけ存在することを要求する。レプトン崩壊する τ_ℓ は、 $p_T > 15\text{GeV}$ の e , または、 $p_T > 20\text{GeV}$ の μ が丁度1本存在することを要求する。さらに、 τ_h の奇数本の荷電粒子の電荷の和とレプトンの電荷が反対、 $E_T^{\text{miss}} > 20\text{GeV}$, $m_T = \sqrt{2p_T^{e/\mu} E_T^{\text{miss}} (1 - \cos\Delta\phi)} < 30\text{GeV}$ であることを要求する。主な背景事象である $Z \rightarrow \tau\tau$, $W(\rightarrow e/\mu\nu) + jets$, QCD 多ジェット過程はシミュレーションだけでなく、各々のデータを駆使した見積りを行う。たとえば、 $Z \rightarrow \tau\tau$ 事象は、単純に $Z \rightarrow \tau\tau$ シミュレーションを用いるだけでなく、純度の高い $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象データの中の μ を、TAUOLA によって生成させたシミュレーションの τ に取り替える手法を用いるなど、あらゆる側面から背景事象数の見積りを行っている。図15は、 τ_h とレプトンによって再構成された不変質量分布である[15]。データは予想される背景事象と良い一致を示している。

$M_{\tau\tau}$ 分布から95%信頼度で、超対称性ヒッグスボソン存在領域に制限を与えることができる。図16は、横軸 m_A , 縦軸 $\tan\beta$ の超対称性パラメータ領域で表した超対称性ヒッグスボソンの存在除外領域を示す。斜線のハッチで示される領域がTevatronあるいはLEP実験による除外領域である。ATLAS実験は黒点を結ぶ実線より上の領域で超対称性ヒッグスボソンの存在を除外した。世界最高エネルギー実験による測定結果が $m_A > 200\text{GeV}$ の除外を可能にし、さらに、 $m_A \sim 120\text{GeV}$ の領域でも既にTevatronの除外領域を超えている。

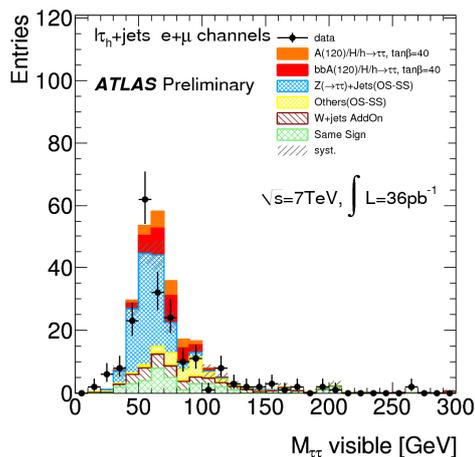


図15 $M_{\tau\tau}$ 分布

黒丸がデータで、様々なヒストグラムは、データにより見積られる背景事象と、 $m_A = 120\text{GeV}$, $\tan\beta=40$ による $A/H/h \rightarrow \tau\tau$ 信号事象を示す。

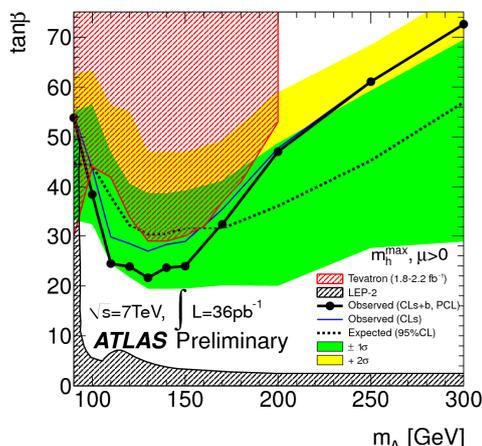


図16 $\tan\beta$ と m_A のパラメータ領域で表した $A/H/h \rightarrow \tau\tau$ 解析による超対称性ヒッグスボソンの存在除外領域 (95% 信頼度)

6 新物理探索

LHCは人類未踏の高いエネルギースケールでの相互作用の研究を可能とする。それゆえ、多くの新しい物理現象の観測が期待されている。本稿では、超対称性探索とレプトン対が作る共鳴探索について解説する。

6.1 超対称性探索

LHCにおいて発見が期待されている新物理の代表が超対称性である。その多くのモデルは R パリティと呼ばれる、標準模型粒子と超対称性粒子を区別する量子数の保存を仮定している。その結果、超対称性粒子中もっとも軽い粒子は安定となり (LSP; Lightest Supersymmetric Particle), また、LSP と物質との相互作用は弱い相互作用程度に弱くなることから、冷たい暗黒物質の有力候補と考えられている。このLSPの特徴は、コライダー実験での超対称性探索において、超対称性事象を標準模型事象から分離するための有力な手がかりを与える。すなわち、大きな消失運動量を持つことが超対称性事象の大きな特徴である。超対称性と一言でいっても無数のモデルがあり、モデルによりLSPがど

ういう粒子なのか、LSP の次に軽い粒子 (NLSP) は何か…という違いが生じるため、探索方法は指針とするモデルにより若干異なる。代表的な mSUGRA では衝突時の大きな運動量遷移と大きな E_T^{miss} を信号とする inclusive な解析を行うが、Gauge Mediated Supersymmetry Breaking (GMSB) モデルや Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking (AMSB) モデルなどでは、そのモデルの特徴を生かした探索が行われている。以下ではもっとも inclusive な探索の一つである、1 あるいは 0 レプトン+大きな E_T^{miss} を信号とする探索に焦点を絞り、最後に、長寿命粒子が現れる場合の探索について軽く触れる。

6.1.1 1 レプトン+ E_T^{miss}

LHC においては、クォークとグルーオンの衝突による強い相互作用で超対称性粒子が生成されるため、スクォークとグルイーノが主な生成物となる。これらがカスケード崩壊し、最終的には LSP まで辿り着くので、標準模型事象と区別するための特徴は、多数の p_T の高いジェットと大きな E_T^{miss} を持つことである。さらに、大きな p_T を持つレプトンを要求する場合は、カスケード崩壊中にチャージノ ($\tilde{\chi}^\pm$) が生成されている事象を探ることになる。レプトンを要求することで、背景事象、とりわけ理解の難しい QCD による多重ジェット生成事象、をより抑えられるという利点はあるが、統計量では不利になる。本解析で使用した 35pb^{-1} という統計量では、0 レプトンと似たような感度となっている[16]。

事象選択は、 p_T が 20GeV 以上のレプトンが 1 つ存在すること、 p_T が 30GeV 以上のジェットが 3 本存在すること、ただし、このうち 1 本は 60GeV 以上であること、 E_T^{miss} が 125GeV 以上であることを要求する (図 17)。この要求で、QCD による多重ジェット生成事象はほとんど落ち、残りは大きな E_T^{miss} を持ちうるトップクォーク対事象と、 W +

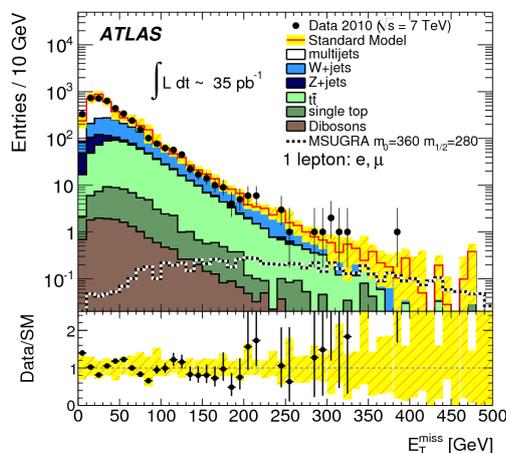


図 17 レプトンとジェットを要求した後の E_T^{miss} 分布

黒丸が実データ。ヒストグラムは様々な背景事象から寄与の期待値。下は、実データと期待値との比。点線は mSUGRA による信号の予言値。

ジェット事象になる。これらを落とすには、 W の解析でも用いられている m_T が 100GeV 以上であることを要求する。さらに、レプトン、ジェット、そして E_T^{miss} のスカラー和として定義される m_{eff} を事象選択のための最終的な変数として使う。陽子陽子衝突により生成された超対称性粒子の質量スケールと強く相関を持った変数で、図 18 に示すように、標準模型事象から効率良く分離することを可能にする。

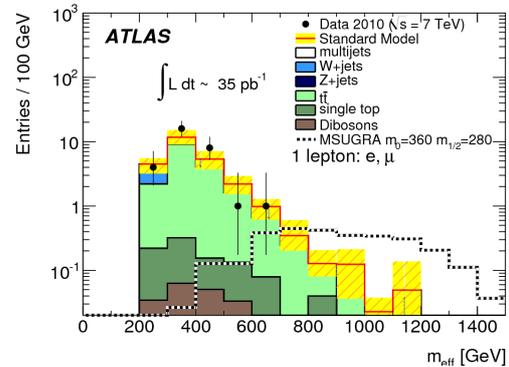


図 18 m_{eff} 分布

黒丸が実データ。ヒストグラムは背景事象の見積もり。点線は mSUGRA による信号の予言値。

しかし、図 18 からわかる通り、観測された事象は残念ながら標準模型による予言と一致している。背景事象数の見積もりは、シミュレーションだけでなく、以下に示すように実データを用いて行っている。背景事象の主な寄与である、トップクォーク対生成、 W + ジェット生成、そして多重ジェット生成事象が優位となるコントロール領域を m_T vs E_T^{miss} 平面上に定義する。このように、お互いに排他的である (もちろん信号領域とも) 3 つのコントロール領域と信号領域の、合わせて 4 領域の事象数を同時に likelihood fitting することで、背景事象の信号領域への寄与を見積もった。信号領域に残っている事象数と合わせ、その結果を表 4 に示す。実データを用いた背景事象の評価は、シミュレーションによる予測ともよく一致している。また、図 17 と 18 からわかるように、理解するのが難しい E_T^{miss} を含め、ATLAS では検出器の理解、標準模型事象の理解が相当進んでいる。にもかかわらず、標準模型からの乖離が見られないので、未だに超対称性は我々の前に姿を現していないことになる。

表 4 信号領域に残った事象数と背景事象の予言値

予言値は fitting により求めた。括弧の中の数字は、比較のためのシミュレーションによる予言値。

事象のタイプ	電子	ミューオン
観測数	1	1
トップ対	$1.34 \pm 0.52 (1.29)$	$1.76 \pm 0.67 (1.39)$
W	$0.47 \pm 0.40 (0.46)$	$0.49 \pm 0.39 (0.71)$
QCD	$0.0^{+0.3}_{-0.0}$	$0.0^{+0.5}_{-0.0}$
背景事象合計	1.81 ± 0.75	2.25 ± 0.94

6.1.2 0レプトンと1レプトンを合わせた結果

0レプトンモードでは、 p_T が10GeVを超えるレプトンが存在しない、多重ジェット+ E_T^{miss} 事象を探す。生成される超対称性事象のトポロジーに合わせ事象選択が細分化されている。まずは、 p_T が40GeVを超えるジェットが N 本($N=2,3$)以上存在し、そのうち1本が少なくとも120GeV以上、 E_T^{miss} は100GeVより大きい事象を選ぶ。その後、ジェットの数と m_T 、 m_{eff} の組み合わせで合計4種類の事象選択を行う。その結果残った事象数はそれぞれ87, 11, 66, 2事象、標準模型事象起因の背景事象数の見積もりはそれぞれ 118 ± 39 , 10.0 ± 5.3 , 88 ± 30 , 2.5 ± 1.2 ということで、標準模型からの有意な乖離はここでも見られない[17]。

0レプトンモードと1レプトンモードでの探索結果を合わせ、mSUGRAの $m_{1/2}$ vs m_0 平面上での除外領域とスクォークとグルイノ質量を図19に示す[18]。図からわかるように、スクォーク質量は800GeV程度、グルイノ質量は400–900GeV程度が除外された。同時に、現在宇宙に残っている暗黒物質の観測量を良く再現するといわれている m_0 と $m_{1/2}$ の小さな領域は除外してしまったことになる。暗黒物質を超対称性により説明するのに有力な領域は、小さな m_0 で $m_{1/2}$ には依存しない細い帯のような領域(図では縦に伸びる直線状になる)が残る。今後、暗黒物質の有力候補として超対称性を探すには、 $m_{1/2}$ のより大きい領域に対する感度を上げるために、ジェットの多重度が低い事象に対する研究が重要となってくる。また、超対称性粒子の質量が縮退した場合を想定する探索も興味深い。

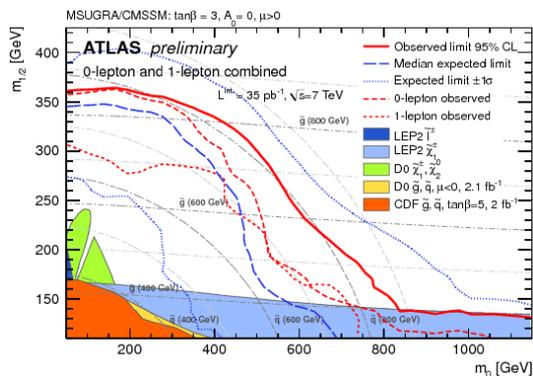


図19 95%信頼度での除外領域の観測値と見込み値
0レプトンモードと1レプトンモードの結果を合わせている。

6.1.3 長寿命粒子を使った探索

GMSBやAMSBではNLSP(GMSBではスカラータウ、AMSBでは荷電ウィーノ)が数センチ飛び、検出可能となる可能性がある。あるいは、質量が重くかつ縮退しているような質量スペクトラムによってはスクォークやグルイノが長寿命になる場合がある。長寿命になったスクォークあるいはグルイノは、標準模型のパートンと結合無色化し R

ハドロンと呼ばれる粒子を形成する[19]。いずれの場合も、長寿命の重い粒子の存在が特徴となるので、カロリメータを用いたTime Of Flightや荷電飛跡検出器で測定した dE/dx により背景事象からの分離を図ったが、今のところ標準模型事象からの有意な乖離は見られていない。その結果を図20に示す。95%信頼度での R ハドロンの生成断面積の上限値を R ハドロンの質量の関数として描いている。モデル依存の理論予想値と比較することで、スボトム R ハドロン、ストップ R ハドロン、ハドロン化したグルイノそれぞれの粒子に対する質量の下限値が95%信頼度で294 GeV, 309 GeV, 586 GeVと決められた。

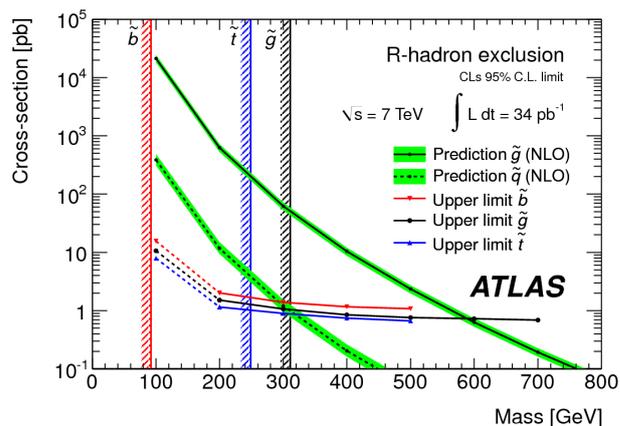


図20 95%信頼度での生成断面積の上限、
あるいは R ハドロン質量の下限値

赤線、青線、黒線がスボトム R ハドロン、ストップ R ハドロン、グルイノ R ハドロンに対応。緑の帯を伴った黒線が理論予想。縦に伸びる赤、青、黒の斜線は過去の探索におけるスボトム、ストップ、グルイノに対応する質量の上限値。

6.2 レプトン対共鳴探索

大統一理論ではSU(5)以上の大きな群が必要とされており、様々なゲージ群が理論的に考察されている。それらのゲージ群に付随する未発見の重いゲージボソン Z' はレプトン対に崩壊することが期待される。 Z' とレプトンとの結合は、より大きな群がどのように自発的対称性の破れを起こすか、などによって決まってくるが、以下では、 Z と同じ結合を持つと仮定した Z' の探索について解説する。

質量の大きいレプトン対の共鳴状態は、 Z' 以外の新物理模型でも予言される。Randall-Sundrumにより予言されるスピン2のグラビトンの崩壊によっても生成されるし、スピン1のテクニメソンでも生成される。ということで、レプトン対共鳴状態の探索は Z' に限らず様々な模型の予言する新現象に感度を持っている。

探すべき信号の終状態は電荷の異なったレプトン対なので、事象選択は非常にシンプルであり、高い運動量を持つレプトンを2つ選んで不変質量を組む。今回は、 p_T が25GeV以上の電子とミュオンが解析に使われた。背景事象は

Drell-Yan にほぼ支配されている。その他には、電子とミュオンチャンネルによって組成は少し異なるが、トップクォーク対生成、ダイボソン、 W +ジェット、そして QCD によるジェットの多重生成事象などがある。ジェットの多重生成はシミュレーションで評価するのが難しいので実データを用いてその量を見積もる。その他の背景事象については、まず分布の形をシミュレーションで決める(実データでシミュレーションが正しいことも確認)。そして、その形を用いて不変質量が 70 から 110 GeV の間で実データの分布を再現するように背景事象の数をスケールさせる。こうすることで、主要な系統誤差であるルミノシティ測定の不定性をキャンセルできる[20]。

こうして得られた不変質量分布を図 21 に示す。300 GeV 以下は背景事象の見積もりとよく一致している。電子モードでは 600 GeV 付近に 3 事象、ミュオンモードでは 750 GeV 付近に 1 事象あるが、 Z' 信号がないことを仮定した場合 110 GeV 以上の領域にそのような乖離が見られる確率は、それぞれ 5%, 22% であり、統計的に有意に標準模型事象から乖離しているとはいえない(残念ながら...)。そこで、95% 信頼度の質量に対する制限を求めると、電子モードでは $m_{Z'} > 957$ GeV、ミュオンモードでは 834 GeV、両方を合わせると 1048 GeV となった。この制限値は、Tevatron による制限値、CMS による制限値とほぼ同じで、今後統計を増やすことで探索感度が大きく上がることが期待される。

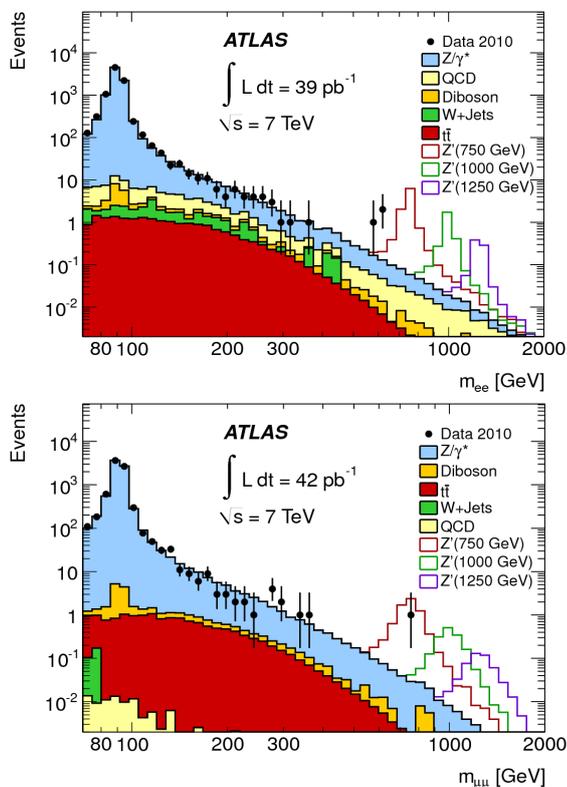


図 21 レプトン対で組んだ不変質量分布

上が電子・陽電子対、下がミュオン対。黒丸が実データ、塗りつぶされたヒストグラムが背景事象の見積もり。白抜きヒストグラムは、750 GeV、1000 GeV、1250 GeV を仮定した場合の Z' の分布。

7 おわりに

みなさんが待ちかねの新しい物理現象はまだ発見されていないが、未知の現象がどこに転がっているかを人類は知らない。発見のほうの一手前まで到達している可能性もある。これから順調に統計が増えれば、その感度はどんどん広がるし、未踏の領域に感度を上げていくことがエネルギーフロンティア実験に課された使命であろう。1 fb⁻¹ あれば、超対称性なら 1 TeV を超える粒子に対する感度にまで到達できるし、ヒッグス探索では 130 から 200 GeV 程度まで感度を持ちうる。新粒子発見というゴールの最終コーナーにさしかかっている、のかもしれない。待ちくたびれたかもしれないが、エキサイティングなニュースが届けるのをもう少しだけお待ちいただきたい。

参考文献

- [1] 浅井祥仁「LHC (ATLAS・CMS) 最新の研究成果 I」, 高エネルギーニュース **29-3**, 142 (2010).
- [2] The ATLAS collaboration, “Updated Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS Detector”, ATLAS-CONF-2011-011.
- [3] The ATLAS collaboration, “A measurement of the total W^\pm and Z/γ^* cross sections in the e and μ decay channels and of their ratios in pp collision at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector”, ATLAS-CONF-2011-041.
- [4] The ATLAS collaboration, “Measurement of the Muon Charge Asymmetry from W Bosons Produced in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector”, arXiv:1103.2929 [hep-ex]; CERN-PH-EP-2011-036.
- [5] The ATLAS collaboration, “Measurement of the Top-Quark Mass using the Template Method in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector”, ATLAS-CONF-2011-033.
- [6] The ATLAS collaboration, “Measurement of the top quark pair cross-section with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the single-lepton channel using b -tagging”, ATLAS-CONF-2011-035.
- [7] The ATLAS collaboration, “Determination of the top-quark mass from the $t\bar{t}$ cross section measurement in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector”, ATLAS-CONF-2011-054.
- [8] The ATLAS collaboration, “Measurement of the top quark pair production cross section with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in dilepton final states”, ATLAS-CONF-2011-034.

- [9] The ATLAS collaboration, “A combined measurement of the top quark pair production cross-section using dilepton and single-lepton final states”, ATLAS-CONF-2011-040.
- [10] The ATLAS collaboration, “Search for the Higgs boson in the diphoton final state with 37.6 fb^{-1} of data recorded by the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ ”, ATLAS-CONF-2011-025.
- [11] The ATLAS collaboration, “Update of Background Studies in the Search for the Higgs Boson in the Diphoton Channel with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ ”, ATLAS-CONF-2011-071.
- [12] The ATLAS collaboration, “Higgs Boson Searches using the $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Decay Mode with the ATLAS Detector at 7 TeV ”, ATLAS-CONF-2011-005.
- [13] The ATLAS collaboration, “Limits on the production of the Standard Model Higgs Boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ with the ATLAS detector”, CERN-PH-EP-2011-076, arXiv:1106.2748 [hep-ex], submitted to EPJC.
- [14] The ATLAS collaboration, “Observation of $Z \rightarrow \tau_\ell\tau_h$ Decays with the ATLAS detector”, ATLAS-CONF-2011-010.
- [15] The ATLAS collaboration, “Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to $\tau^+\tau^-$ pairs in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ with the ATLAS Experiment”, ATLAS-CONF-2011-024.
- [16] The ATLAS collaboration, “Search for Supersymmetry Using Final States with One Lepton, Jets, and Missing Transverse Momentum with the ATLAS Detector in $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ pp Collisions”, Phys. Rev. Lett. **106**, 131802 (2011).
- [17] The ATLAS collaboration, “Search for squarks and gluinos using final states with jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ proton-proton collisions”, arXiv:1102.5290 [hep-ex].
- [18] The ATLAS collaboration, “Combined exclusion reach of searches for squarks and gluinos using final states with jets, missing transverse momentum, and zero or one lepton, with the ATLAS detector in $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ proton-proton collisions”, ATLAS-CONF-2011-064.
- [19] The ATLAS collaboration, “Search for stable hadronising squarks and gluinos with the ATLAS experiment at the LHC”, arXiv:1103.1984 [hep-ex].
- [20] The ATLAS collaboration, “Search for high mass dilepton resonances in pp collision at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ with the ATLAS experiment”, arXiv:1103.6218 [hep-ex].