■ 研究紹介

CDF 実験による W ボソン質量の測定

筑波大学 数理物質系 受川 史彦

ukegawa@hep.px.tsukuba.ac.jp

2022年 (令和 4年) 8月 5日

CDF 実験は、米国フェルミ国立加速器研究所の陽子・ 反陽子衝突型加速器テバトロンにおいて、1985 年の初 衝突の観測から 2011 年の同加速器の運転終了・閉鎖ま で稼働し、その間にトップ・クォークの発見など、さま ざまな成果をあげた。今年 4 月に、W ボソン質量の新 たな結果 [1] が発表され、これまでの測定精度を大きく 上回ること、また、その中心値が標準理論の予言と食い 違うことから、注目を集めている。

今回の測定は、2002 年から 2011 年までの Run-II 実験で収集された約 $9~{\rm fb}^{-1}$ に相当するデータを解析したものである。その一部を用いた結果は過去に公表されているが、4 倍の統計量のデータを用い、また解析手法を改善することで、統計誤差および系統誤差を制御し、高精度を実現した。本稿では、測定結果を紹介し、W ボソン質量測定の持つ意義について述べたい。

1 ハドロン・ハドロン衝突におけるWボソンの生成,崩壊

弱ボソン(W^\pm および Z^0)は 1980 年代前半に CERN 研究所の SppS の UA1/UA2 実験により発見された。同加速器は陽子・反陽子衝突型加速器であり,弱ボソン生成の素過程は陽子・反陽子中のクォークと反クォークの対消滅である。重心系エネルギーと弱ボソンの質量により,これらのクォークおよび反クォークの部分運動量 x の積が決まる。SppS の場合は valence-valence の組み合わせが,テバトロンの場合は valence-sea の組み合わせが多い [2]。

弱ボソンの崩壊様式はクォーク・反クォーク対とレプトン対があるが、ハドロン衝突実験において検出可能なのは、実質的にレプトン対($Z^0 \to \ell^+\ell^-, W^\pm \to \ell^\pm \nu$ 、 $\ell \equiv e/\mu$)の場合に限られる。

Z ボソンの同定および再構成は比較的容易である。高 運動量の荷電レプトン対を含む事象を選別し、対の質量を計算しその分布を観察すれば、通常は十分な信号雑 音比を持つ信号が得られる。分布を適当な方法で処理す ることにより、質量を決定できる。CDF 実験の初期の $Z^0 \to \ell^+\ell^-$ 信号の例を図 1 に示す [3]。

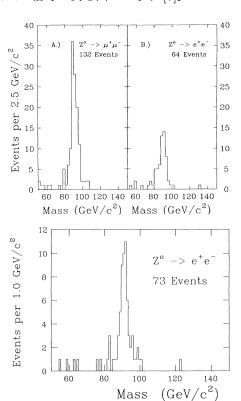


図 1: Z^0 ボソンの荷電レプトン対への崩壊の再構成の例。(上)レプトンの運動量から再構成したもの。(下)電子・陽電子対への崩壊をカロリメータのエネルギーから再構成したもの。文献 [3]。

一方、Wボソンの場合は、レプトン対の一方がニュートリノであるため、複雑である。ニュートリノは検出器中では実質的に反応しないので、その運動量は観測されない。衝突事象中の他の粒子をすべて測定すれば、系全体の運動量保存から、ニュートリノの運動量を消失運動量(missing momentum)として推定することができる。ただし、ハドロン衝突実験の場合は、着目する素過程に関与しなかったパートンは、超前後方(ビーム軸方向)に飛翔してふつう検出器では観測されない。したがって、

消失運動量によるニュートリノ運動量の推定は、ビーム軸に垂直な平面に限られる。これを横方向(transverse)と呼ぶ。

直接に観測される粒子についても,横方向の運動量(transverse momentum, $p_{\rm T}$)が重要で,運動学的変数としてしばしば用いられる。横運動量の大きさは,運動量 \vec{p} とビーム軸zとのなす角を θ として, $p_{\rm T}\equiv |\vec{p}|\sin\theta$ と定義される。

W ボソンの同定は,事象中に,他粒子から孤立した高運動量のレプトンと大きな消失横運動量が存在することを要求する。これにより,十分な信号雑音比を達成できる。図 2 に,CDF 実験での最初の W ボソンの測定 [4]を示す。生成断面積と崩壊分岐比の積 $\sigma\mathcal{B}=2.6\pm0.6\pm0.5$ nb,および質量 $m_W=80.0\pm3.3\pm2.4$ GeV/ c^2 が得られた。

次節に, その手法を説明する。

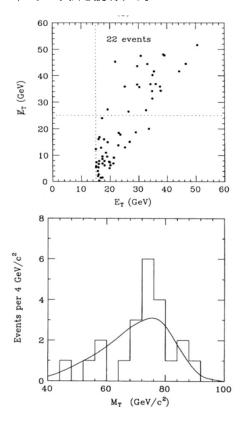


図 2: CDF 実験の 1987 年の運転で得られた $W \to e\nu$ の信号。(上)消失横運動量と電子の横運動量の 2 次元分布。(下)W ボソンの横質量(第 2.2 節)の分布。文献 [4]。

2 W ボソンの再構成

2.1 レプトンの横運動量分布

W ボソンの崩壊で生じる荷電レプトンおよびニュートリノの横運動量分布は、特徴的な形を示す。これは、2

体崩壊の運動学および変数変換に依るもので、親粒子の種類や相互作用に無関係である。親粒子 A の静止系で崩壊 $A \to a+b$ を考えたとき、子粒子 a と b の質量が 0 と近似できる場合、粒子 a および b の運動量の大きさは A の質量を M として M/2 である。この系で任意の z 軸を定めて横運動量 $p_T = |\vec{p}| \sin \theta$ を計算すると、横運動量は 0 から M/2 の間に分布する。角分布 $dN/d\cos \theta$ は各粒子のスピンや崩壊の力学に依存するが、いま仮に一様であるとすると、横運動量の分布は $dN/dp_T^2 \sim 1/\cos \theta$ となり、 $\theta = 90^\circ$ つまり分布の上限 M/2 で発散する。

横運動量はz軸方向のローレンツ変換に対し不変量であるので、Wボソンの生成・崩壊が最低次の素過程 $q\bar{q}' \to W \to \ell \nu$ であって、かつ始状態のパートンの横運動量が無視できる場合、実験室系で測定した横運動量についても同じことが成り立つ。現実には、親粒子は有限の崩壊幅を持ち、検出器の分解能も無視できないので、発散することはないが、上限M/2付近にピークを持つ分布となる。

したがって、荷電レプトンおよびニュートリノの横運動量分布より、W ボソンの質量を決定することができる。

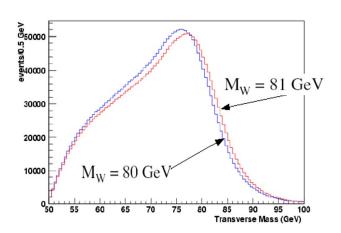


図 3: モンテ・カルロ・シミュレーションによる $W \to \ell \nu$ の横質量分布の例。

2.2 荷電レプトン-ニュートリノ対の横質量

荷電レプトンとニュートリノを対で考え、系の横方 向の質量を定義することができる。横質量(transverse mass) $m_{\rm T}$ と呼び,

$$m_{\rm T} \equiv \sqrt{2 p_{\rm T}^{\ell} p_{\rm T}^{\nu} (1 - \cos \Delta \phi^{\ell \nu})}$$

で定義する。 $\Delta \phi^{\ell \nu}$ は、ビーム軸に垂直な平面での荷電 レプトンとニュートリノの運動量の間の角度である。

この量は、0 から親粒子の質量 M の範囲の値を持つ。 また、レプトン対が正味の横運動量を持った場合でも上 限を超えることはない。さらに、崩壊幅および分解能を含むと、レプトンの横運動量の場合と同様に、上限 M付近にピークを持つ。

図3にモンテ・カルロ・シミュレーションにより生成された $W\to\ell\nu$ の横質量分布の例を示す。分布は $m_{\rm T}\sim M$ を越えた付近で急激に変化し,W ボソン質量に感度を持つ。よって,横質量分布を親粒子質量の決定に用いることができる。

3 CDF 検出器と粒子の測定

CDF 検出器は UA1, UA2 に次ぐ第2世代のハドロン 衝突器実験であり、次の特徴を持つ。

- 大径薄肉ソレノイド中の飛跡検出と高精度運動量 測定
- タワー構造を持つ細分割カロリメータ
- ミュー粒子検出

いずれも、現在の検出器設計では標準的なものであるが、 当時としては先進的な設計思想であり、CDF実験が実 験開始から極めて長期間にわたり上質のデータを生み出 せた要因である。

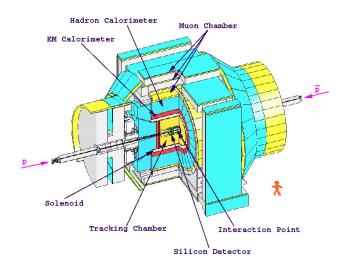


図 4: CDF 検出器の立体図。

CDF 検出器を模式的に表した立体図を図 4 に示す。 今回の W ボソン質量の測定は,電子およびミュー粒

子を擬ラピディティ 1 の領域 $|\eta| < 1.1$ で再構成したものを用いる。超伝導ソレノイドは磁場 1.4 T,直径 3 m,長さ 5 m であり,この領域を通過する荷電粒子は高精度の運動量解析が可能である(図 5)。

荷電粒子の飛跡検出と運動量測定は、中央部飛跡検 出器(COT)が担う。COTはドリフト・チェンバーで、

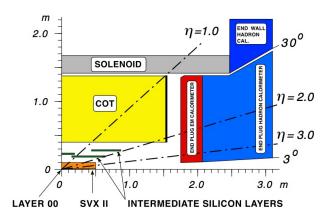


図 5: CDF 検出器の中央部のビーム軸を含む平面での 断面図。ソレノイドの外側に中央部カロリメータが配置 されている(図には示されていない)。

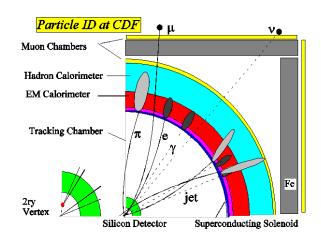


図 6: CDF 検出器での各種粒子の見え方。ビーム軸に垂直な平面を表す。左下の角をビーム軸が通り、方位角 ϕ の 0° から 90° の範囲を示す。

動径方向の飛跡に沿って 96 本の信号線が 12 本ずつの 8 つの super layer に配置され,総計 30,240 本の信号線を持つ。Super layer は,交互に $+3^\circ$, 0° , -3° のステレオ角を持ち,横運動量に加え, $\cot\theta$ の測定が可能である。横運動量の分解能は, $\sigma_{p_{\rm T}}/p_{\rm T}^2 \leq 0.001~({\rm GeV}/c)^{-1}$ である。

電子はソレノイドの外側に設置された中央部カロリメータにおいて検出される。分割は $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.11 \times 15^\circ$ であり,衝突点を向くタワー構造を持つ。電磁カロリメータは 3 mm 厚の鉛板と 5 mm 厚のプラスチック・シンチレータの積層 31 層からなるサンプリング・カロリメータで,エネルギー分解能は $\sigma_E/E \sim 15\%/\sqrt{E\sin\theta}$ である。その背後に鉄とシンチレータの積層からなるハドロン・カロリメータがあり,さらに 4 層のドリフト・チェンバーで構成されるミュー粒子検出器がある。これらは, $\Delta\phi=15^\circ$,ビーム軸(z)方向の長さ 2.5 m の領域をカバーする楔形の構造体(モジュール)に組み込まれてお

 $^{^1}$ 擬ラピディティは $\eta \equiv -\ln[\tan(\theta/2)]$ で定義される。 θ はビーム 軸となす角である。

り、 ϕ 方向に 24 モジュールを樽形に組み上げ、z 方向に 2 つを対にして、領域 |n| < 1.1 をカバーする。

さらに,これらの外側に,50 cm の鉄の吸収体を挟んでミュー粒子検出器が存在し,荷電ハドロンの通過による偽のミュー粒子を軽減する。

CDF 検出器における各種粒子の見え方を模式的に図 6 に示す。

ミュー粒子の運動量測定および電子のエネルギー測定は,W ボソン質量測定の重要な要素であり,その十分な理解が必須である。そのために,まず実データを用いた検出器較正を行い,それを $Z^0 \to \ell^+\ell^-$ 事象を用いた質量測定に適用して検証する。最終的には,Z ボソン質量測定の結果を較正に反映させたものを用いる。

3.1 運動量測定の理解

荷電粒子の運動量は、粒子のソレノイド磁場中での螺旋運動の再構成から求められる。飛跡の曲率の較正は、既知の粒子の質量をミュー粒子対への崩壊により測定することでなされる。

主に, $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ および $\Upsilon \to \mu^+\mu^-$ を用いる。これらのミュー粒子は比較的低い運動量を持つ。他方, $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ は W ボソン由来のレプトンと同程度の運動量を持ち,較正により適しているが J/ψ などよりは統計量が限られる。両者を用いて広い運動量領域をカバーし,最終的に,運動量測定の真の値からのずれ $\Delta p/p = (-1.39 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ を得た(文献 [1] 図 2A)。これを補正として適用する。これに起因する W ボソン質量の不定性は 2 MeV/ c^2 である。

3.2 エネルギー測定の理解

電子への崩壊様式 $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm}\nu$ では,運動量測定に加え,カロリメータでの電子のエネルギー測定が重要である。検出器固有の分解能は, $40~{\rm GeV}$ ではカロリメータのほうが優れている。ただし,検出器物質との相互作用による制動輻射および高次過程による光子の放出があり,事情は複雑である。

カロリメータのエネルギー絶対値の較正は,前項の運動量の較正を踏まえ,電子に対するエネルギーと運動量の比 E/p を "1"に合わせることにより行う。ただし,光子が飛跡検出器に入る前に放出された場合,カロリメータでは電子と光子の両方のエネルギーが観測されるため,比 E/p の分布は 1 より大きな領域に裾を引く(文献 [1] 図 2B)。

較正のための電子は、実データ中の $W \to e\nu$ 候補事象自身を用いる。この手法は、1989 年の Z^0 ボソンの質量測定 [3] のために開発された。当時の状況を覚えてい

る方は多くないと思うが、この測定は、一時は世界最高精度の Z^0 ボソンの質量測定であった。LEP 加速器が運転を開始する直前で、SLC の Mark II 実験が競争相手であった [5]。

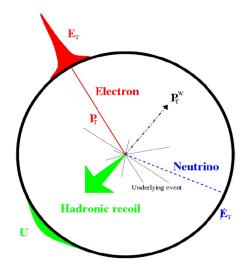


図 7: ビーム軸に垂直な平面での W ボソン生成と崩壊の模式図。 $W\to e\nu$ の場合の見え方。円の内側は飛跡検出器を,外部はカロリメータを表す。斜め左下に向いた矢印(オンライン版では緑色)が W ボソンの横運動量 \vec{p}_{T}^{W} の反跳成分であり,それをカロリメータで測定したものが \vec{u} である。

3.3 消失運動量の理解

ビーム軸に垂直な平面でのW ボソン生成と崩壊 $W\to e\nu$ の模式図を図7に示す。前述のとおり、ニュートリノは検出されないが、それ以外の粒子は原理的には検出される。図中の \vec{u} を hadronic recoil と呼び、事象中の荷電レプトン以外の全ての寄与をこの平面でベクトルとして足し合わせたもので定義される: $\vec{u} \equiv \sum_i \hat{n}_i E_i \sin\theta_i$ 、ここでi はカロリメータのタワーの番号、 E_i はそのタワーで観測されたエネルギー、 θ_i はそのタワーのビーム軸からの角度、 \hat{n}_i はビーム衝突点を原点として横平面で見たタワーi の方向である。

検出器の分解能を無視する極限では、 $\vec{u}=-\vec{p}_{\mathrm{T}}^{W}$ となる。また、この量と荷電レプトンの運動量を用いて、ニュートリノの横運動量ベクトルが $\vec{p}_{\mathrm{T}}^{\nu}\equiv-\vec{p}_{\mathrm{T}}^{\ell}-\vec{u}$ で推定される。

Hadronic recoil \vec{u} の測定は低運動量のハドロンに対する検出器応答が重要で、その理解は容易ではない。また、W ボソン生成について、横運動量 $p_{\rm T}^W$ の分布の理論予言が必要である。幸い、 $Z^0 \to \ell^+\ell^-$ を用いることにより、実データでの検証が可能である。

4 *W* ボソン質量測定とその意義

そもそも W ボソン質量の測定にどのような物理的意味があるのか、読者には釈迦に説法と思うが復習してみる。まず、素粒子標準理論において各粒子の質量はパラメータであり、実験的に決定する必要がある。特に、ゲージ・ボソンの質量は、ヒッグス機構を導入する直接の動機であり、それらの間の結合の強さの測定は重要である。

W ボソンの質量と Z^0 ボソンの質量は,Weinberg 角 $\theta_{\rm W}$ により, $m_Z^2=m_W^2/(1-x_{\rm W})$ で結ばれる($x_{\rm W}\equiv\sin^2\theta_{\rm W}$)。これを結合定数で表し,量子効果による輻射補正 Δr を含めると, $A\equiv\pi\,\alpha(m_e)/(\sqrt{2}\,G_{\rm F})$ として,

$$m_W^2 = \frac{A}{x_W(1 - \Delta r)}$$

となる [6,7]。よって,W ボソン質量を測定し,独立に x_W を決定すれば,輻射補正の情報が得られる。

輻射補正として重要なのが図8に示す過程であり、トップ・クォークおよびヒッグス粒子の質量に対し、 $\Delta r \propto \ln(m_h/m_Z)$ の依存性を持つ。

したがって、W ボソン質量の測定はトップ・クォークおよびヒッグス粒子についての情報をもたらす。

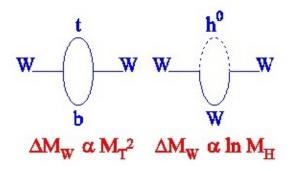


図 8: W ボソン質量に対する輻射補正のファインマン図。

4.1 1990年ころの状況:トップ・クォーク

CDF 実験は 1988-89 年に二度目の物理ランを行い、 $4.4~{\rm pb^{-1}}$ 相当のデータを収集した。およそ 1100(600)の $W\to e\nu$ ($W\to \mu\nu$)事象を用いて、質量を $m_W=79.91\pm0.39~{\rm GeV}/c^2$ と決定した [8]。横質量分布を図 9 に示す。

これをトップ・クォークの質量として解釈したのが図 10 である。縦軸は $x_{\rm W}=\sin^2\theta_{\rm W}$ であり,W ボソンと Z ボソンの質量の測定値から計算されたものである。不定性は,W ボソンの質量の精度が支配的である。中央値および 1 標準偏差の範囲が水平な実線と破線で示されている。3 本の曲線は,トップ・クォークの質量の関

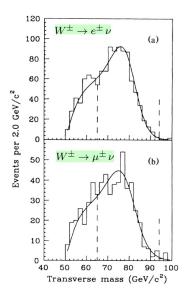


図 9: CDF 実験の 1988–89 年の運転で得られた $W \to \ell \nu$ の横質量分布。(上)電子チャンネル,(下)ミュー粒子 チャンネル。 文献 [8]。

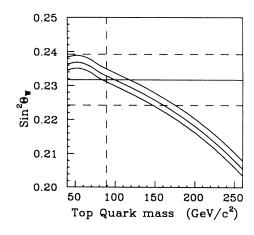


図 10: CDF 実験の 1990 年の W ボソン質量の測定から $x_{\rm W}=\sin^2\theta_{\rm W}$ を求め、トップ・クォークの質量の関数 としての理論予言と比較したもの。文献 [8]。

数として輻射補正を計算し、 $x_{\rm W}$ として表したものである。上から、ヒッグス粒子の質量 $1000~{
m GeV}$ 、 $250~{
m GeV}$, $50~{
m GeV}$ に対応する。

トップ・クォーク質量に対する上限として $220~{\rm GeV}/c^2$ が言及されている(ヒッグス粒子質量は $1000~{\rm GeV}$ 以下を仮定)。垂直の破線は,CDF 実験による当時のトップ・クォーク質量の下限($89~{\rm GeV}/c^2$)である。

より見慣れた図は、W ボソン質量とトップ・クォーク質量の二次元図かもしれない。図 11 に文献 [9] の図を示す。縦軸は W ボソンの質量であり、2 本の水平の実線は CDF 実験の測定の $\pm 1\sigma$ の範囲を示す。破線は、UA2 の測定である。曲線は理論予言であり、輻射補正がトップ・クォーク質量について 2 次(以上)の依存性を持つことが見てとれる。最尤値として 151 GeV,上限 200 GeV が与えられた。

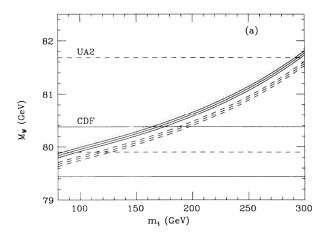


図 11: W ボソン質量とトップ・クォークの質量の関係。 文献 [9]。

CDF 実験は、その後、1992–93 年に Run-Ia 実験を、引き続き 1994–96 年には Run-Ib 実験を行って、合わせて $110~{\rm pb}^{-1}$ のデータを収集した。1994 年には $20~{\rm pb}^{-1}$ のデータ中にトップ・クォーク生成の証拠を示した [10]。当初の測定で、質量は $174\pm10^{+13}_{-12}~{\rm GeV}/c^2$ であった。

W ボソンの質量は、Run-Ia 実験のデータを用いて精度 ± 180 MeV [11] を、Run-Ib 実験では ± 89 MeV [12] を達成した。

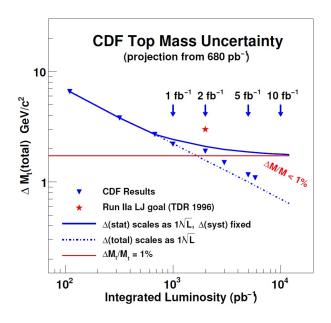


図 12: CDF 実験によるトップ・クォーク質量測定の精度の変遷。横軸はデータ量(積分輝度)。

4.2 2011年ころまでの状況:ヒッグス粒子

テバトロン加速器は、Run-I実験の終了ののち、Main Injectorの建設など大幅な増強を経て、2001年からRun-IIの運転を開始した。CDF 検出器も大規模な増強を行い、CDF-II 検出器として稼働した。加速器の瞬間輝度、

積分輝度はともに設計値を超え、CDF は Run-II 実験の終了時にはおよそ $10~{\rm fb^{-1}}$ のデータを蓄積した。

トップ・クォークはその発見から 15 年あまりが経過し、精密測定・精密検証の時代になっていた。質量測定の歴史を図 12 に示す。Run-II 実験の開始前の目標(精度 3 GeV, $2~{\rm fb}^{-1}$)を大きく上回り、 $\sim 1~{\rm GeV}$ の精度を達成した。

トップ・クォーク質量の測定にはハドロン・ジェット の測定が伴うため、レプトン測定のみの場合と比べて、 必然的に分解能が劣る。データの統計量の増加とともに 測定精度を向上させるには、系統誤差の理解と軽減が必 要であるが、ここでも実データを用いた較正方法を採用 し、精密測定を可能とした。

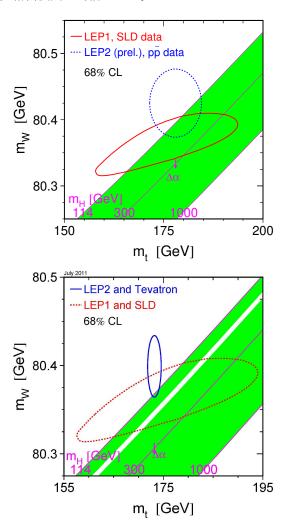


図 13: W ボソンとトップ・クォークの質量の様子。(上) 2005 年,(下) 2011 年。文献 [15]。

W ボソンの質量は, Run-II 実験の開始後,最初の 200 pb $^{-1}$ のデータを用いた測定で,精度は ± 48 MeV に向上し [13],今回の測定前の最後の結果(2.2 fb $^{-1}$,2012 年春)は, ± 19 MeV であった [14]。

2005 年および 2011 年における W ボソンとトップ・クォークの質量の様子を図 13 に示す [15]。斜めの帯は、

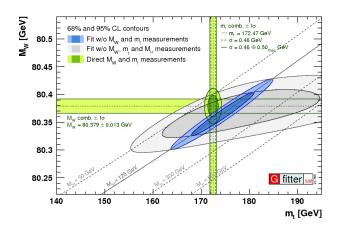


図 14: 2018 年における W ボソンとトップ・クォークの 質量の様子。文献 [16]。

両者の関係の理論予言であり、ヒッグス粒子の質量が軽いほうが上に来る。トップ・クォーク発見前と比べ、図に表示される質量領域、および測定の不定性の領域がともに縮小しているのが見てとれ、ヒッグス粒子の質量に感度を持つようになったことがわかる。

同時期に、ヒッグス粒子の直接探索は、以前からの LEP2 による棄却領域 ($m_H < 114~{\rm GeV}$) に加えて、2011 年には $160~{\rm GeV}$ 付近も棄却され始めた。

翌 2012 年初頭には、LHC の本格稼働もあり、広い範囲が棄却された。

4.3 2022 年

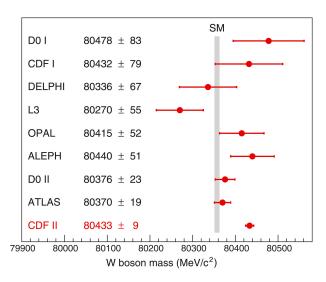


図 15: *W* ボソン質量の測定。今回の CDF 実験の結果 と他の測定の比較 [1]。

ヒッグス粒子は 2012 年に発見され、現在ではその質量が精密に測定されている。

今回のWボソン質量測定が発表される前の状況 (2018年) を図 14 に示す [16]。間接的に得られるヒッグス

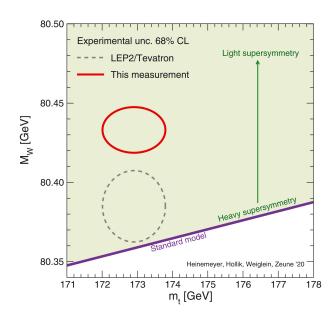


図 16: W ボソン質量とトップ・クォークの質量の様子。 今回の CDF 実験の結果を踏まえたもの。実線の楕円(オンライン版では赤色)が実験値の確度 68%の範囲。斜めの帯(オンライン版では紫色)が標準理論の予言。文献 [1]。

粒子の質量の最尤値は 90 GeV 程度であり、実験値 ~ 125 GeV とは 1.6σ 程度離れているが矛盾はしない。 さて、今回発表された結果は、Run-II 実験の全データ ($8.8~{\rm fb^{-1}}$) を用いて解析を行ったもので、W ボソンの信号事象数はおよそ4百万である。最終的に

$$m_W = 80,433.5 \pm 6.4 \pm 6.9 \text{ MeV}/c^2$$

を得た。精度は,CDF 実験の前の結果 [14] から約 2 倍向上しており,単独の測定で 2020 年の世界平均 $80,379\pm12~{\rm MeV}/c^2$ [17] を上回る。今回の測定と他の測定との比較を図 15 に示す。垂直の帯は,標準理論の予言 $80,357\pm6~{\rm MeV}/c^2$ [17] である。

W ボソン質量とトップ・クォーク質量の 2 次元平面での様子を図 16 に示す。実線の楕円が実験値の確度 68%の範囲であり、斜めの帯が標準理論の予言である。ヒッグス粒子の質量が精度よく測定されているいま、後者の幅は狭い。

W 質量の実験値と理論値のずれは 7.0 標準偏差に相当する。その原因について推測を述べるのは控える。今回の測定と同程度の精度を持つ実験結果が得られるのを待つべきであろう。

5 結論

CDF 実験による W ボソン質量測定の歴史を表 1 に示す。

We have come a long way!

文献	データ取得年	積分輝度	事象数	質量中央値	質量不定性 (MeV/c^2)				
				$({ m MeV}/c^2)$	全体	統計	系統	(実験)	(理論)
[4]	1987	$25.3 \; {\rm nb}^{-1}$	22	80,000	4,100	3,300	2,400		
[8]	1988 – 1989	$4.4 \; \mathrm{pb^{-1}}$	1,700	79,910	390	290	260	250	61
[11]	1992 – 1993	18.2 pb^{-1}	9,000	80,410	180	118	136	126	54
[12]	1994 – 1995	$84 \; {\rm pb^{-1}}$	45,000	80,470	89	55	70	68	16
$[13]^*$	2002 – 2003	$200 \; {\rm pb^{-1}}$	115,000	80,413	48	34	34	30	16
$[14]^*$	2002 – 2007	$2.2 \; {\rm fb^{-1}}$	1.1×10^6	80,387	19	12	15	10	12
[1]	2002-2011	$8.8 \; {\rm fb^{-1}}$	4.2×10^{6}	80,434	9.4	6.4	6.9	5.3	5.2

表 1: CDF 実験での W ボソン質量測定の歴史。文献番号の*は、データがその後の測定の一部に含まれるもの。

参考文献

- [1] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Science **376**, 170 (2022).
- [2] E. L. Berger et al., Phys. Rev. D 40, 83 (1989).
- [3] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **63**, 720 (1989).
- [4] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **62**, 1005 (1989).
- [5] G. S. Abrams *et al.* (Mark II Collaboration), Phys. Rev. Lett. **63**, 724 (1989).
- [6] W. J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. D 22, 2695 (1980).
- [7] V. Barger, J. L. Hewett, and T. G. Rizzo, Phys. Rev. D 42, 152 (1990).
- [8] F. Abe et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. D 43, 2070 (1991).
- [9] V. Barger, J. L. Hewett, and T. G. Rizzo, Phys. Rev. Lett. 65, 1313 (1990).
- [10] F. Abe et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. 73, 225 (1994).
- [11] F. Abe et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. D 52, 4784 (1995).
- [12] T. Affolder et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. D 64, 052001 (2001).
- [13] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 151801 (2007).
- [14] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **108**, 151803 (2012).

- [15] LEP Electroweak Working Group, Phys. Rep. 427, 257 (2006). https://lepewwg.web.cern.ch/lepewwg/plots/ summer2011/
- [16] The Gfitter Group, K. Haller et al., Eur. Phys. J. C 78, 675 (2018).
- [17] P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).