## 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 fb<sup>-1</sup> 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。

# 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  $(Z^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-, W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu, \ell \equiv e/\mu)$ 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  $Z^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$  信号の例を図1に示す [3]。



図 1: Z<sup>0</sup> 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 $\theta$ 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  $\sigma \mathcal{B} = 2.6 \pm 0.6 \pm$ 0.5 nb,および質量  $m_W = 80.0 \pm 3.3 \pm 2.4 \text{ GeV}/c^2$  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  $W \rightarrow e\nu$  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 $A \rightarrow a+b$ 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 $p_{\rm T} = |\vec{p}| \sin \theta$ 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 $dN/dp_{\rm T}^2 \sim 1/\cos \theta$ 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  $q\bar{q}' \rightarrow W \rightarrow \ell \nu$  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,

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

で定義する。Δφ<sup>ℓν</sup>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 $W \rightarrow \ell \nu$ 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<sup>1</sup>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  $\phi$ 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°,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

 $<sup>{}^1 \</sup>ensuremath{\mathcal{M}}$ ラピディティは $\eta \equiv -\ln [\tan(\theta/2)]$ で定義される。 $\theta$ 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 |η| < 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  $Z^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ 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,  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ および  $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$ 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,  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ 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  $J/\psi$  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 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 $W \rightarrow e\nu$ 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<sup>0</sup> 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。 $W \rightarrow e\nu$ 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 → ev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  $\vec{a}$ 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: $\vec{a} \equiv \sum_i \hat{n}_i E_i \sin \theta_i$ , 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, $\theta_i$  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、 $\vec{u} = -\vec{p}_{T}^{W}$ 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 $\vec{p}_{T}^{\nu} \equiv -\vec{p}_{T}^{\ell} - \vec{u}$ 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  $p_T^W$ の分布の理 論予言が必要である。幸い、 $Z^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ 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  $\theta_W$  により, $m_Z^2 = m_W^2/(1 - x_W)$  で結ばれる ( $x_W \equiv \sin^2 \theta_W$ )。これを結合定数で表し,量子効果による輻射 補正  $\Delta r$  を含めると, $A \equiv \pi \alpha(m_e)/(\sqrt{2}G_F)$ 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、 $\Delta r \propto m_t^2$ および  $\Delta r \propto \ln(m_h/m_Z)$ 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 pb<sup>-1</sup> 相当のデータを収集した。およそ 1100(600) の  $W \rightarrow e\nu$  ( $W \rightarrow \mu\nu$ ) 事象を用いて, 質量を  $m_W =$ 79.91±0.39 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  $x_W = \sin^2 \theta_W$  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  $W \rightarrow \ell \nu$ 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*<sub>W</sub> として表したものであ る。上から, ヒッグス粒子の質量 1000 GeV, 250 GeV, 50 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 GeV/ $c^2$  が言及されている(ヒッグス粒子質量は 1000 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 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 pb<sup>-1</sup> のデータを収集した。1994 年には 20 pb<sup>-1</sup> 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 ± 10 $^{+13}_{-12}$  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 fb<sup>-1</sup> 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 fb<sup>-1</sup>)を大きく上回り,~1 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<sup>-1</sup> 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<sup>-1</sup>, 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<sub>H</sub>* < 114 GeV) に加えて, 2011 年には 160 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  $1.6\sigma$ 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 fb<sup>-1</sup>)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± 12 MeV/c<sup>2</sup> [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± 6 MeV/c<sup>2</sup> [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 <sup>2</sup> )				
				$({\rm MeV}/c^2)$	全体	統計	系統	(実験)	(理論)
[4]	1987	$25.3 \text{ nb}^{-1}$	22	80,000	4,100	3,300	$2,\!400$		
[8]	1988 - 1989	$4.4 \text{ pb}^{-1}$	1,700	$79,\!910$	390	290	260	250	61
[11]	1992 - 1993	$18.2 \text{ pb}^{-1}$	9,000	80,410	180	118	136	126	54
[12]	1994 - 1995	$84 \text{ pb}^{-1}$	45,000	80,470	89	55	70	68	16
$[13]^*$	2002 - 2003	$200 \text{ pb}^{-1}$	$115,\!000$	80,413	48	34	34	30	16
$[14]^*$	2002 - 2007	$2.2 \text{ fb}^{-1}$	$1.1  imes 10^6$	$80,\!387$	19	12	15	10	12
[1]	2002 - 2011	$8.8~{\rm fb}^{-1}$	$4.2\times 10^6$	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

- 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).