Theoretical status of the W-boson mass in the Standard Model and beyond

三島 智 (KEK)

基研研究会 素粒子物理学の進展2022 2022年8月31日

Our papers

EW precision fit (papers)

- ◆ M. Ciuchini, E. Franco, S.M., L. Silvestrini, JHEP08 (2013) 106 ヒッグスボソンの発見と質量測定
- + J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, JHEP 1612 (2016) 135
- + J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, A. Goncalves, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, PRD106 (2022) 033003

EW precision fit (proceedings)

- ◆ M. Ciuchini, E. Franco, S.M., L. Silvestrini, EPJ Web Conf. 60 (2013) 08004
- + J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, D. Ghosh, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, PoS EPS-HEP2015 (2015) 187
- + J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, D. Ghosh, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, Nucl. Part. Phys. Proc. 273-275 (2016) 834
- ◆ M. Ciuchini, E. Franco, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, Nucl. Part. Phys. Proc. 273-275 (2016) 2219
- + J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, D. Ghosh, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, PoS LeptonPhoton2015 (2016) 013
- ◆ J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, PoS ICHEP2016 (2017) 690
- ◆ J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, PoS EPS-HEP2017 (2017) 467

CDF アノマリー

◆ M. Endo, S.M., arXiv:2204.05965 CDF アノマリーと新物理

ヒッグスボソンの生成・崩壊 将来実験の感度

トップクォークとヒッグスボソンの質量の精密測定 理論計算の進展

世紀の大発見!? [2022年4月]



High-precision measurement of the W boson mass with the CDF II detector

CDF Collaboration † +, T. Aaltonen^{1,2}, S. Amerio^{3,4}, D. Amidei⁵, A. Anastassov⁶, A. Annovi⁷, J. Antos^{8,9}, G. Apollinari⁶, J. A. Appel⁶, T. Arisawa¹⁰, A. Artikov¹¹, J. Asaadi¹², W. Ashmanskas⁶, B. Auerbach¹³, A. Aurisano¹², F. Azfar¹⁴, W. Badgett⁶, T. Bae^{15,16,17,18,19,20,21}, A. Barbaro-Galtieri²², V. E. Barnes²³, B. A. Barnett²⁴, P. Barria^{25,26}, A. Barbaro-Galtieri²², V. E. Barnes²³, B. A. Barnett²⁴, P. Barria^{25,26}, A. Barbaro-Galtieri²², V. E. Barnes²³, B. A. Barnett²⁴, P. Barria^{25,26}, A. Barbaro-Galtieri²², V. E. Barnes²³, B. A. Barnett²⁴, P. Barria^{25,26}, A. Barbaro-Galtieri²², V. E. Barnes²³, B. A. Barnett²⁴, P. Barria^{25,26}, A. Barbaro-Galtieri²², V. E. Barnes²³, B. A. Barnett²⁴, P. Barria^{25,26}, A. Barbaro-Galtieri²², V. E. Barnes²³, B. A. Barnett²⁴, P. Barria^{25,26}, A. Barbaro-Galtieri²², V. E. Barnes²³, B. A. Barnett²⁴, P. Barria^{25,26}, A. Barbaro-Galtieri²², V. E. Barbaro-Galtieri²², B. Barbaro-Galtieri²², B. Barbaro-Galtieri²⁴, P. Barbaro-Galtieri^{25,26}, B. Barbaro-Galtieri^{25,26}, B. Barbaro-Galtieri^{25,26}, B. Barbaro-Galtieri²⁴, P. Barbaro-Galtieri^{25,26}, B. Barbaro-Galtieri^{25,26}, B. Barbaro-Galtieri^{26,26}, B. Barbaro-Gal P. Bartos^{8,9}, M. Bauce^{3,4}, F. Bedeschi²⁵, S. Behari⁶, G. Bellettini^{25,27}, J. Bellinger²⁸, D. Benjamin²⁹, A. Beretvas⁶, A. Bhatti³⁰, K. R. Bland³¹, B. Blumenfeld²⁴, A. Bocci²⁹, A. Bodek³², D. Bortoletto²³, J. Boudreau³³, A. Boveia³⁴, L. Brigliadon^{35,36}, C. Bromberg³⁷, E. Brucken¹², J. Budagou¹¹S, H. S. Budd³², K. Burkett⁶, G. Busetto³⁴ P. Bussey³⁸, P. Butti^{25,27}, A. Buzatu³⁸, A. Calamba³⁹, S. Camarda⁴⁰, M. Campanelli⁴¹, B. Carls⁴², D. Carlsmith²⁸, R. Carosi²⁵, S. Carrillo⁴³§, B. Casal⁴⁴, M. Casarsa⁴⁵ ⁶, P. Catastini⁴⁶, D. Cauz^{45,47,48}, V. Cavalier⁴², A. Cerri²², L. Cerrito⁴¹, Y. C. Chen⁴⁹, M. Chertok⁵⁰, G. Chiarelli²⁵, G. Chlachidze⁶, K. Cho^{15,16,17,18,19,20,2} D. Chokheli¹¹, A. Clark⁵¹, C. Clarke⁵², M. E. Convery⁶, J. Conway⁵⁰, M. Corbo⁶, M. Cordelli⁷, C. A. Cox⁵⁰, D. J. Cox⁵⁰, M. Cremonesi²⁵, D. Cruz¹², J. Cuevas⁴⁴, R. Culbertson⁶, N. d'Ascenzo⁶, M. Datta⁶, P. de Barbaro³², L. Demortier³⁰, M. Deninno³⁵S, M. D'Errico^{3,4}, F. Devoto^{1,2}, A. Di Canto^{25,27}, B. Di Ruzza⁶, J. R. Dittmann³¹ S. Donati^{25,27}, M. D'Onofrio⁵³, M. Dorigo^{45,54}, A. Driutti^{45,47,48}, K. Ebina¹⁰, R. Edgar⁵, A. Elagin³⁴, R. Erbacher⁵⁰, S. Errede⁴², B. Esham⁴², S. Farrington¹ J. P. Fernández Ramos⁵⁵, R. Field⁴³, G. Flanagan⁶, R. Forrest⁵⁰, M. Franklin⁴⁶, J. C. Freeman⁶, H. Frisch³⁴, Y. Funakoshi¹⁰, C. Galloni^{25,27}, A. F. Garfinkel²³ P. Garosi^{25,26}, H. Gerberich⁴², E. Gerchtein⁶, S. Giagu⁵⁶, V. Giakoumopoulou⁵⁷, K. Gibson³³, C. M. Ginsburg⁶, N. Giokaris⁵⁷S, P. Giromini⁷, V. Glagolev¹¹, D. Glenzinski⁶ M. Gold⁵⁸, D. Goldin¹², A. Golossanov⁶, G. Gomez⁴⁴, G. Gomez-Ceballos⁵⁹, M. Goncharov⁵⁹, O. González López⁵⁵, I. Gorelov⁵⁸, A. T. Goshaw²⁹, K. Goulianos³⁰, E. Gramellini³⁵, C. Grosso-Pilcher³⁴, J. Guimaraes da Costa⁴⁶, S. R. Hahn⁶, J. Y. Han³², F. Happacher⁷, K. Hara⁶⁰, M. Hare⁶¹, R. F. Harr⁵², T. Harrington-Taber⁶, K. Hatakevama³¹, C. Havs¹⁴, J. Heinrich⁶², M. Herndon²⁸, A. Hocker⁶, Z. Hong¹², W. Hopkins⁶, S. Hou⁴⁹, R. E. Hughes⁶³, U. Husemann⁶⁴, M. Hussein³⁷, J. Huston³⁷, G. Introzzi^{25,65,66}, M. Iori^{56,67}, A. Ivanov⁵⁰, E. James⁶, D. Jang³⁹, B. Jayatilaka⁶ R. E. nugnes , 6. J. nuseinann , m. nussenn , J. nuston , or intozzi , m. ioti , A. Ivanov , E. Jannes , D. Jang , D. Jayatiaka , E. J. Jeonits , J. S. Judariano , M. Jones²³, K. K. Joolishi 2022i, S. V. Jun³⁹, T. R. Junk⁶, M. Kambeliz⁶⁸, T. Kamon^{15,6}, *II*, *Isiano*^{15,6}, F. E. Kall Chill, J.A. Rasim, J. Rodo, H. Rettonian, J. Rosang, J. Kuminister, J. Kuminister, J. Kuminister, J. Kuminister, J. K. Kimson, J J. S. Lee^{15,16,17,18,19,20,21}, S. Leo⁴², S. Leone²⁵, J. D. Lewis⁶, A. Limosani²⁹, F. Lipeles⁶², A. Lister⁵¹, Q. Liu²³, T. Liu⁶, S. Lockwitz⁶⁴, A. Loginov⁶⁴ D. Lucches^{3,4}, A. Luc^{3,6}, J. Lucek⁶, P. Lujan², P. Luken⁵, G. Lungu³⁰, J. Lys²²S, R. Lysa^{4,8,9}, R. Madrak⁶, P. Maztor^{25,26}, S. Malik³⁰, G. Marca⁵³, A. Manousakis-Katsikakis⁵⁷, L. Marchese³⁵, F. Margaroli⁵⁶, P. Marino^{25,70}, K. Matera⁴², M. E. Mattson⁵², A. Mazzacane⁶, P. Mazzant³⁵, R. NcNulty⁵³, A. Mehta⁵³, P. Mehtala^{1,2}, A. Menzione²⁵§, C. Mesropian³⁰, T. Miao⁶, E. Michielin^{3,4}. D. Mietlicki⁵, A. Mitra⁴⁹, H. Miyake⁶⁰, S. Moed⁶, N. Moggi³⁵, C. S. Moon^{15,16,17,18,19,20,21}, R. Moore⁶, M. J. Morello^{25,70}, A. Mukherjee⁶, Th. Muller⁶⁸, P. Murat⁶, M. Mussini^{35,36}, J. Nachtman⁶, Y. Nagai⁶⁰ . Naganoma¹⁰, I. Nakano⁷¹, A. Napier⁶¹, J. Nett¹², T. Nigmanov³³, L. Nodulman¹³, S. Y. Noh^{15,16,17,18,19,20,21}, O. Norniella⁴², L. Oakes¹⁴. S. H. Oh²⁹ Y. D. Oh^{15,16,17,18,19,20,21}, T. Okusawa⁶⁹, R. Orava^{1,2}, L. Ortolan⁴⁰, C. Pagliarone⁴⁵, E. Palencia⁴⁴, P. Palni⁵⁸, V. Papadimitriou⁶, W. Parker²⁸ G. Pauletta^{45,47,48}, M. Paulini³⁹, C. Paus⁵⁹, T. J. Phillips²⁹, G. Piacentino⁶, E. Pianori⁶², J. Pilot⁵⁰, K. Pitts⁴², C. Plager⁷², L. Pondrom²⁸, S. Poprocki⁶, K. Potamianos²², A. Pranko²², F. Prokoshin¹¹, F. Ptohos⁷, G. Punzi^{25,27}, I. Redondo Fernández⁵⁵, P. Renton¹⁴, M. Rescigno⁵⁶, F. Rimondi³⁵ L. Ristori^{25,6}, A. Robson³⁸, T. Rodriguez⁶⁰, S. Rolli⁶⁵, M. Ronzani^{25,27}, R. Rose⁶, J. L. Rosne¹⁴, K. Ruffin^{125,26}, A. Ruiz⁴⁴, J. Russ³⁸, V. Russ⁶, W. K. Sakumoto³², Y. Sakurai¹⁰, L. Santi^{45,47,48}, K. Sato⁶⁰, V. Saveliev⁶, A. Savoy-Navaro⁶, P. Schlabach⁶, E. E. Schmidt⁶, T. Schwarz⁵, L. Scodellaro⁴⁴ F. Scuri²⁵, S. Seidel⁵⁸, Y. Seiya⁶⁹, A. Semenov¹¹, F. Sforza^{25,27}, S. Z. Shalhout⁵⁰, T. Shears⁵³, P. F. Shepard³³, M. Shimojima⁶⁰, M. Shochet³⁴ l. Shreyber-Tecker⁷³, A. Simonenko¹¹, K. Sliwa⁶¹, J. R. Smith⁵⁰, F. D. Snider⁶, H. Song³³, V. Sorin⁴⁰, R. St. Denis³⁸§, M. Stancari⁶, D. Stentz⁶ J. Strologas⁵⁸, Y. Sudo⁶⁰, A. Sukhanov⁶, I. Suslov¹¹, K. Takemasa⁶⁰, Y. Takeuch⁶⁰, J. Tang³⁴, M. Tecchio⁵, P. K. Teng⁴⁹, J. Thom⁶, E. Thomson⁶², V. Thukral²² D. Toback¹², S. Tokar^{8,9}, K. Tollefson³⁷, T. Tomura⁶⁰, S. Torre⁷, D. Torretta⁶, P. Totaro³, M. Trovato^{25,70}, F. Ukegawa⁶⁰, S. Uozumi^{15,16,1218,19,20,21}, F. Vázquez⁴³, G. Velev⁴ K. Vellidis⁵⁷, C. Vernieri²⁵⁷⁰, M. Vidal²³, R. Vilar⁴⁴, J. Vizán⁴⁴, M. Vogel⁵⁸, G. Volpi⁷, P. Wagner⁶², R. Walmy⁶, S. M. Wang⁴⁹, D. Waters⁴¹, W. C. Wester III⁶, D. Whiteson⁶² A. B. Wicklund¹³, S. Wilbur⁵⁰, H. H. Williams⁶², J. S. Wilson⁵, P. Wilson⁶, B. L. Winer⁶³, P. Wittich⁶, S. Wolbers⁶, H. Wolfmeister⁶³, T. Wright⁵, X. Wu⁵¹, Z. Wu³¹, K. Yamamoto⁶⁹, D. Yamato⁶⁹, T. Yang⁶, U. K. Yang^{15,167/31,1920/21}, Y. C. Yang^{15,167/31,1920/21}, W. M. Yao²², G. P. Yeh⁶, K. Yi⁶, J. Yoh⁶, K. Yorita¹⁰, T. Yoshida⁶⁹, G. B. Yu^{15,167/31,31920/21}, I. Yu^{15,167/31,31920/21}, A. M. Zanetti⁴⁵, Y. Zeng²⁹, C. Zhou²⁹, S. Zucchelli^{35,36}

The mass of the W boson, a mediator of the weak force between elementary particles, is tightly constrained by the symmetries of the standard model of particle physics. The Higgs boson was the last missing component of the model. After observation of the Higgs boson, a measurement of the W boson mass provides a stringent test of the model. We measure the W boson mass, M_W, using data corresponding to 8.8 inverse femtobarns of integrated luminosity collected in proton-antiproton collisions at a 1.96 tera-electron volt center-of-mass energy with the CDF II detector at the Fermilab Tevatron collider. A sample of approximately 4 million W boson candidates is used to obtain $M_W = 80,433.5 \pm 6.4_{stat} \pm 6.9_{syst} = 80,433.5 \pm 9.4 \text{ MeV}/c^2$, the precision of which exceeds that of all previous measurements combined (stat. statistical uncertainty: syst, systematic uncertainty; MeV, mega-electron volts; c, speed of light in a vacuum). This measurement s in significant tension with the standard model expectation.

at the Large Hadron Collider (LHC) (5, 6) particle properties, which tightly constrain the has validated the last missing piece of the standard model (SM) (7-9) of elementary particle physics. This model, which incorporates quantum mechanics, special relativity, gauge symmetry, and group theory, currently describes most particle physics measurements with high accuracy. It postulates a number of | of the weak nuclear force this particle is a key | the Higgs boson as a bound state [(72) and

he observation of the Higgs boson (1-4) experimentally established symmetries among parameters of the model from experimental data (10). Given the current experimental precision and the predictive power of the SM, global fits of the model to the data render precise estimates of fundamental parameters, such as the mass of the W boson. As one of the mediators

CDF Collaboration et al., Science 376, 170–176 (2022) 8 April 2022

component of the SM framework. Its mass, one of the most important parameters in particle physics, is presently constrained by SM global fits to a relative precision of 0.01%, providing a strong motivation to test the SM by measuring the Wboson mass to the same level of precision.

All fundamental particle masses, including that of the W boson, are generated in the SM through interactions with the condensate of the Higgs field in the vacuum. The formation of the condensate and the quantum excitation of this field, the Higgs boson (2-4), are parametrized but not explained by the SM. A number of hypotheses have been promulgated to provide a deeper explanation of the Higgs field, its potential, and the Higgs boson. These include supersymmetry-a spacetime symmetry relating fermions and bosons [(11) and references therein]-and compositeness, in which additional strong confining interactions produce

1 of 7

CDF II 実験

朝曰新聞 DIGITAL 経済 トップ 社会 朝日新聞デジタル > 記事

見」

局 有料会員記事 小宮山亮磨 2022年4月14日 7時30分





https://www.science.org/doi/10.1126/science.abk1781

RESEARCH



@米国フェルミ国立加速器研究所

	ウク	ライナ情勢	速報	朝刊	夕刊	連載	ランキング	メヒ	ント
政治	国際	スポーツ	オ	ピニオン	/]	[T・科学	文化・	芸能	ラ

素粒子Wボソン、予想より重い? 「事実なら世紀の大発



この世界を形作る 素粒子の一つ「Wボ ソン」の重さを精密にはかったところ、素 粒子物理学の根幹にある「 標準理論 」 か ら得られる予想よりも重かったと、米フェ ルミ国立 加速器 研究所のグループが発表 した。事実なら、標準理論では説明できな い未知の素粒子があることを示す成果だと いう。科学誌サイエンスに論文が掲載され た。

Outline

- ♦ W-boson mass in SM
- NP via S and T parameters
 - Loop-level NP
 - Tree-level NP
- ♦ NP via Fermi constant

M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

- Tree-level NP
- Summary

Outline

♦ W-boson mass in SM

NP via S and T parameters

- Loop-level NP

- Tree-level NP

♦ NP via Fermi constant

M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

- Tree-level NP

Summary

Wボソン質量

◆ Tree レベル (量子補正なし) での W ボソンと Z ボソンの質量は 3 つのパラ メーター g, g'と v で与えられる。

$$M_W^2 = \frac{g^2 v^2}{4}, \qquad M_Z^2 = \frac{(g^2 + g'^2)v^2}{4}$$

- ◆実験で精度良く測定できる M_Z, G_F, α から g, g', v の値を決めることができ る。すると、gとvよりMwのSM予言値を計算できる。
 - M₇:Zボソン質量
 - G_F:フェルミ定数
 - α: 微細構造定数 (fine-structure constant)

$$(\mathbf{v} e^2)$$

 $v = \frac{1}{(\sqrt{2} G_F)^{1/2}} \approx 246 \text{ GeV}$

 $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{g^2 s_W^2}{4\pi} = \frac{g^2 g'^2}{4\pi (q^2 + q'^2)}$

M_Z , G_F , α

- ◆ M_ZはLEP 実験(1989-1995)で測定された。 $e^+ + e^- \rightarrow Z \rightarrow f + \bar{f} \qquad (\sqrt{s} \sim M_Z)$
- ◆ G_F はミュー粒子の寿命から導出できる。



 $\rho = m_e^2 / m_\mu^2 \qquad \qquad \widehat{\alpha}(m_\mu)^{-1} = \alpha^{-1} + \frac{1}{3\pi} \ln \rho + \mathcal{O}(\alpha) = 135.901$ $F(\rho) = 0.99981295, \quad H_1(\rho) = -1.80793, \quad H_2(\rho) = 6.64, \quad H_3(\rho) = -15.3 \pm 2.3$

◆ α は電子の異常磁気モーメント測定や (光子を吸収した) 原子の反跳速度の測定 から求めることができる。 **PDG2022**

$$\alpha^{-1} = \begin{cases} 137.035999150(33) & [a_e] \\ 137.035999206(11) & [^{87}\text{Rb}] \\ 137.035999046(27) & [^{133}\text{Cs}] \end{cases}$$
5.50の差があるが、

LEP EWWG, hep-ph/0509008



 $G_F = 1.1663788(6) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ **PDG2022**

M₇の誤差よりずっと小さい。

量子補正

◆ Tree レベルでの M_W の SM 予言値:



◆ 実験値 (80379 ± 12 GeV, cDF ァノマリー以前) よりも 560 MeV ぐらい大きい。 ◆ ループ補正が重要。mt² と log mH²/MW² なので mt 依存性が大きい。 m_{μ}^2 $\pi \alpha$ 2 • G

◆ Δα_{had}⁽⁵⁾(M_Z²) は摂動論で計算できない。

 $(M_Z^2) + \Delta \alpha_{\text{top}}(M_Z^2) + \Delta \alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2)$



量子補正 (続き)

◆ 量子補正を Δr と書く。

$$G_F = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} s_W^2 M_W^2} \left(1 + \Delta \alpha + \bigcirc \times \alpha \, m_t^2 + \bigtriangleup \times \alpha \log \frac{m_H^2}{M_W^2} + \cdots \right)$$

◆ Δrは full 2-loop + leading 3- & 4-loop 補正まで計算されている。

$M_{\rm H}/{ m GeV}$	$\Delta r^{(\alpha)}$	$\Delta r^{(\alpha \alpha_{\rm s})}$	$\Delta r^{(\alpha \alpha_{\rm s}^2)}$	$\Delta r^{(\alpha \alpha_{\rm s}^3 m_{\rm t}^2)}$	$\Delta r_{\rm ferm}^{(\alpha^2)}$	$\Delta r_{\rm bos}^{(\alpha^2)}$	$\Delta r^{(G_{\mu}^2 \alpha_{\rm s} m_{\rm t}^4)}$	$\Delta r^{(G^3_\mu m^6_{ m t})}$	Awramik et al., hep-ph/0311148
100	283.41	35.89	7.23	1.27	28.56	0.64	-1.27	-0.16	
200	307.35	35.89	7.23	1.27	30.02	0.35	-2.11	-0.09	x 10-4
300	323.27	35.89	7.23	1.27	31.10	0.23	-2.77	-0.03	
δMw/MeV	-450	-50	-10	-2	-40	-1	+2	+0.2	

<u>bosonic 2-loop 補正</u>









 $\bigg) = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} s_W^2 M_W^2} (1 + \Delta r)$

Freitas et al., hep-ph/0202131

パラメーター

◆ 量子補正は M_Z, G_F, α に加えて、以下のパラメーターに依存している。

- α_s(M_Z²): QCD の結合定数
- Δα_{had}⁽⁵⁾(M_Z²): QED の結合定数へのハドロニック補正
- m_t: トップクォークの質量
- m_H: ヒッグスボソンの質量
- m_f: トップクォーク以外の軽い SM フェルミオンの質量
- ◆ それぞれのパラメーターの値の誤差が Mωの予言値の誤差に伝播する。
- ◆ G_F, α, m_fによる誤差は小さいので無視できる。
- ◆ M₇ は LEP 実験で測定: M₇ = 91. 1875 ± 0.0021 GeV



パラメーター (続き)

⋆ α_s(M_Z²) は様々なプロセスを用いて決定。
 または lattice QCD で決定。

"EW precision fit"を除いて平均をとると、 $lpha_s(M_Z^2) = 0.1177 \pm 0.0010$



◆ ∆ $\alpha_{had}^{(5)}(M_Z^2)$ は $\sigma_{had}(s) = \sigma(e^+e^- \rightarrow hadrons)$ から決定。または lattice QCD で計算。

$$\Delta \alpha_{\rm had}^{(5)}(M_Z^2) = \frac{M_Z^2}{4\alpha \pi^2} \, \mathrm{P}\!\int_{m_{\pi^0}^2}^{\infty} ds \, \frac{\sigma_{\rm had}(s)}{M_Z^2 - s}$$

c.f. muon g-2の hadronic vacuum polarization と相関あり。

$$a_{\mu}^{\text{had, LOVP}} = \frac{1}{4\pi^3} \int_{m_{\pi^0}^2}^{\infty} ds \, K(s) \, \sigma_{\text{had}(s)}, \quad K(s) = \int_0^1 dx \, \frac{x^2(1-x)}{x^2 + (1-x)(s/m_{\mu}^2)}$$

PDG2021

パラメーター (続き)

◆ m_tと m_Hは LHC 実験 (& Tevatron 実験) で精密に測定されている。

	_	
Tevatron comb.	174.30 ± 0.65	LHC 7,8 TeV
ATLAS 7,8 TeV comb.	172.69 ± 0.48	
CMS 7,8 TeV comb.	172.44 ± 0.48	ATLAS ZZ 13 TeV
ATLAS 13 TeV <i>l</i> +jets	174.48 ± 0.78	ATLAS γγ 13 TeV
CMS 13 TeV dilepton	172.33 ± 0.70	
CMS 13 TeV ℓ+jets	172.25 ± 0.63	CMS ZZ 13 TeV
CMS 13 TeV all jets	172.34 ± 0.73	CMS γγ 13 TeV -
166 168 170 172 174 m_{\star} [GeV]		123 124 125 $m_{\rm H}$ [GeV]
$m_t = 172.58 \pm 0.4$	$5 \mathrm{GeV}$	$m_H = 125.21$

◆ 両方とも、データ間に (小さな) 不一致がある。

◆ また、ここで測っている mt は Monte Carlo event generator のパラメーター であり、pole 質量とは ~0.5GeV 程度の違いがあるかもしれない。

 125.09 ± 0.24

 124.99 ± 0.19

 124.93 ± 0.40

 125.26 ± 0.21

 125.78 ± 0.26

126

 $m_H = 125.21 \pm 0.12 \text{ GeV}$

de Blas,, SM,..., 2112.07274

Hoang, 2004.12915

Parametric uncertainty

◆ パラメーターによる M_wの誤差を評価するために2つのシナリオを考える。

_		standard scenario	conservative scenario	de Blas,
_	$\alpha_s(M_Z^2)$	0.1177 ± 0.0010	0.1177 ± 0.0010	-
	$\Delta \alpha_{ m had}^{(5)}(M_Z^2)$	0.02766 ± 0.00010	0.02766 ± 0.00010	
	M_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	91.1875 ± 0.0021	
	$m_t \; [\text{GeV}]$	172.58 ± 0.45	172.6 ± 1.0	← ■
	$m_H \; [\text{GeV}]$	125.21 ± 0.12	125.21 ± 0.21	← P

◆ δm_t (& δM_Z)が M_W に大きな誤差を出す。 δm_H の影響は無視できるほど小さい。

				standar	d scenario
Prediction	$\alpha_s(M_Z^2)$	$\Delta lpha_{ m had}^{(5)}(M_Z^2)$	M_Z	m_t	Total
$M_W \; [\text{GeV}] \; 80.3545$	$ \pm 0.0006$	± 0.0018	± 0.0027	$ \pm 0.0027$	± 0.0042

◆ M_Wの parametric uncertainty は数 MeV 程度。

 $\delta M_W^{\mathrm{param}}$ $\approx 4 \text{ MeV}, 7 \text{ MeV}$ s. SM..... 2112.07274

目分量で 1.0 GeV を仮定 DG の手法で scale factor を計算

conservative scenario Total m_t ± 0.0060 ± 0.0069

標準模型における Mw

◆ パラメーターの最新の値 (w/latest CMS m_t)



◆ 標準模型における予言値:

$$M_W^{\rm SM} = \begin{cases} 80349.6 \pm 5.7 \text{ MeV} & \text{(standard scenario)} \\ 80349.7 \pm 7.9 \text{ MeV} & \text{(conservative scenario)} \end{cases}$$

de Blas, Pierini, Reina & Silvestrini, 2204.04204

on comb.	—	174.30 ± 0.65
S 7,8 TeV comb.		172.69 ± 0.48
7,8 TeV comb.		172.44 ± 0.48
S 13 TeV <i>l</i> +jets		174.48 ± 0.78
13 TeV dilepton		172.33 ± 0.70
13 TeV ℓ+jets		172.25 ± 0.63
13 TeV all jets		172.34 ± 0.73
13 TeV ℓ+jets	—	171.77 ± 0.38
168 170	172 174	
m_t [Ge]	V]	



電弱精密測定

- ◆ M_Wの計算に用いたパラメーター (α_s(M_Z²), Δα_{had}⁽⁵⁾(M_Z²), M_Z, m_t, m_H) は W と Z に関する他の物理量の計算にも使われる。
 - Wの物理量: Γ_W , $\mathcal{B}(W \to \ell \nu_\ell)$ $(\ell = e, \mu, \tau)$ [LEP2/Tevatron/LHC]
 - 乙の物理量: $\Gamma_Z, \sigma_h^0, R_f^0, \sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}, \mathcal{A}_f, A_{\text{FB}}^{0,f}$ $(f = \ell, c, b)$ Z-pole observables [LEP/SLD/LHC]

$$\mathcal{L} = \frac{e}{2s_W c_W} Z^\mu \bar{f} \left(g_V^f \gamma_\mu - g_A^f \gamma_\mu \gamma_5 \right) f$$

$$\Gamma_{f} \equiv \Gamma(Z \to f\bar{f}) \propto \left| g_{V}^{\ell} \right|^{2} R_{V}^{f} + \left| g_{A}^{\ell} \right|^{2} R_{A}^{f}, \quad \sigma_{h}^{0} = \frac{12\pi}{M_{Z}^{2}} \frac{\Gamma_{e}\Gamma_{h}}{\Gamma_{Z}^{2}}$$
$$\sin^{2} \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = \frac{1}{4} \left[1 - \text{Re} \left(g_{V}^{\ell} / g_{A}^{\ell} \right) \right], \quad \mathcal{A}_{f} = \frac{2 \,\text{Re} \left(g_{V}^{f} / g_{A}^{f} \right)}{1 + \left[\text{Re} \left(g_{V}^{f} / g_{A}^{f} \right) \right]^{2}}$$

◆ これらの物理量の実験値を用いて、パラメーターに制限を加えることが可能。

$$egin{aligned} & R_\ell^0 = rac{\Gamma_h}{\Gamma_\ell}, \quad R_{c,b}^0 = rac{\Gamma_{c,b}}{\Gamma_h} \ & \overline{\Gamma_\ell}, \quad A_{\mathrm{FB}}^{0,f} = rac{3}{4} \mathcal{A}_e \mathcal{A}_f \end{aligned}$$

left-right asymmetry forward-backward asymmetry

電弱精密測定と Mw

◆ 電弱精密測定からの制限を加えると、Mwの予言値は以下のようになる。

 $M_W^{\rm SM} = \begin{cases} 80349.6 \pm 5.7 \text{ MeV} & \text{(standard scenario)} \\ 80349.7 \pm 7.9 \text{ MeV} & \text{(conservative scenario)} \end{cases}$



 $M_W^{\text{indirect}} = \begin{cases} 80349.9 \pm 5.6 \text{ MeV} & \text{(standard scenario)} \\ 80350.5 \pm 7.7 \text{ MeV} & \text{(conservative scenario)} \end{cases}$

- ◆ 結果はほとんど変化なし。電弱精密測定からのパラメーターへの制限より も、他の実験・理論からの制限の方が強いため。
- ◆ ただし、新物理のパラメーターが加わる場合には、電弱精密測定を含めた解 析は非常に強力。





CDF アノマリー

New CDF-II result:

 $M_W = 80433.5 \pm 6.4_{\rm stat} \pm 6.9_{\rm syst} \,\,{\rm MeV}$ CDF, Science 376, 170 (2022)

◆ SM 予言値よりも 80 MeV ほど中心値が大きい。

 $M_W^{\text{indirect}} = \begin{cases} 80349.9 \pm 5.6 \text{ MeV} & (\text{standard scenario}) & 7.6 \sigma \\ 80350.5 \pm 7.7 \text{ MeV} & (\text{conservative scenario}) & 6.8 \sigma \end{cases}$ de Blas et al., 2204.04204

◆ CDF の値は他の実験 (ATLAS, D0) の値と大きく異 なる。

系統誤差が過小評価されている?

ATLAS: 2011 (7 TeV, 4.6 fb⁻¹) D0 run-II : 2002-2009 (5.3 fb⁻¹) CDF run-II : 2002-2011 (8.8 fb⁻¹, full dataset) 17 / 56



m_w [GeV]

RESBOS の誤差?

- ◆ 実験結果の発表後、RESBOS (RESummation) for BOSons) に入っていない高次補正による系 統誤差について問題提起がされた。
- ◆ CDF は RESBOS v1 (NNLL+NLO) を使っている が、RESBOS v2 (N³LL+NNLO) が出ている。
- ◆ v2の高次補正の寄与 (+ 他の補正) により、M_W の値が最大で10 MeV 程度小さくなる可能性が ある。その場合、~7σが~6σになる。

Isaacson, Fu and Yuan, 2205.02788

◆ RESBOS の誤差だけではアノマリーを説明で きない。







TABLE II. Summary of the shift in M_W due to higher order corrections. For reference, the CDF result was 80,433 \pm 9 MeV [2] and the SM predicted value is 80,359.1 \pm 5.2 MeV [1]. The second column shows the shift in the mass neglecting detector effects and final state radiation (FSR), while the third column includes an estimate for detector effects and FSR in the mass shift. The first uncertainty is the statistical uncertainty induced in the mass extraction due to the number of RESBOS events generated for the pseudoexperiments and the mass templates. The second uncertainty is the detector effect uncertainty calculated by using 100 different smearings of the data to extract the W mass. Additional details on the 18 / 56 smearing can be found in Appendix C.

	IVI	lass Shint [Mev]
able	ResBos2	+Detector Effect+FSR
	1.5 ± 0.5	$0.2 \pm 1.8 \pm 1.0$
)	3.1 ± 2.1	$4.3 \pm 2.7 \pm 1.3$
)	4.5 ± 2.1	$3.0 \pm 3.4 \pm 2.2$

Global fit

対応する実験値を除いて

	実験値	フィット結果	フィットした結界	Ę	•	M,
	Measurement	Posterior	Indirect/Prediction	Pull	•	1410
$\alpha_s(M_Z)$	0.1177 ± 0.0010	0.11762 ± 0.00095	0.11685 ± 0.00278	0.3		
$\Delta \alpha_{\rm had}^{(5)}(M_Z)$	0.02766 ± 0.00010	0.027535 ± 0.000096	0.026174 ± 0.000334	4.3		
M_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	91.1911 ± 0.0020	91.2314 ± 0.0069	-6.1		
$m_t \; [\text{GeV}]$	171.79 ± 0.38	172.36 ± 0.37	181.45 ± 1.49	-6.3		
$m_H \; [\text{GeV}]$	125.21 ± 0.12	125.20 ± 0.12	93.36 ± 4.99	4.3	•	重
$M_W \; [{\rm GeV}]$	80.4133 ± 0.0080	$\frac{80.3706 \pm 0.0045}{1000000000000000000000000000000000000$	80.3499 ± 0.0056	6.5		
$\Gamma_W [\text{GeV}]$	2.085 ± 0.042	2.08903 ± 0.00053	2.08902 ± 0.00052	-0.1		
$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}(Q_{\text{FB}}^{\text{had}})$	0.2324 ± 0.0012	0.231471 ± 0.000055	0.231469 ± 0.000056	0.8	+	小
$P_{\tau}^{\rm pol} = \mathcal{A}_{\ell}$	0.1465 ± 0.0033	0.14742 ± 0.00044	0.14744 ± 0.00044	-0.3		
$\Gamma_Z [{ m GeV}]$	2.4955 ± 0.0023	2.49455 ± 0.00065	2.49437 ± 0.00068	0.5		
σ_h^0 [nb]	41.480 ± 0.033	41.4892 ± 0.0077	41.4914 ± 0.0080	-0.3	+	$M_{\rm W}$
R^{0}_{ℓ}	20.767 ± 0.025	20.7487 ± 0.0080	20.7451 ± 0.0087	0.8		·
$A_{ m FB}^{0,\ell}$	0.0171 ± 0.0010	0.016300 ± 0.000095	0.016291 ± 0.000096	0.8		験
\mathcal{A}_{ℓ} (SLD)	0.1513 ± 0.0021	0.14742 ± 0.00044	0.14745 ± 0.00045	1.8		
R_b^0	0.21629 ± 0.00066	0.215892 ± 0.000100	0.215886 ± 0.000102	0.6		
R_c^{0}	0.1721 ± 0.0030	0.172198 ± 0.000054	0.172197 ± 0.000054	-0.1	+	Μı
$A_{ m FB}^{0,b}$	0.0996 ± 0.0016	0.10335 ± 0.00030	0.10337 ± 0.00032	-2.3		•••
$A_{ m FB}^{ar 0, ar c}$	0.0707 ± 0.0035	0.07385 ± 0.00023	0.07387 ± 0.00023	-0.9		Y
$\mathcal{A}_b^{ ext{T}D}$	0.923 ± 0.020	0.934770 ± 0.000039	0.934772 ± 0.000040	-0.6		
\mathcal{A}_{c}	0.670 ± 0.027	0.66796 ± 0.00021	0.66797 ± 0.00021	0.1		
\mathcal{A}_s	0.895 ± 0.091	0.935678 ± 0.000039	0.935677 ± 0.000040	-0.4	•	M
$\mathrm{BR}_{W \to \ell \bar{\nu}_{\ell}}$	0.10860 ± 0.00090	0.108388 ± 0.000022	0.108388 ± 0.000022	0.2	•	1410
$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ (HC)	0.23143 ± 0.00025	0.231471 ± 0.000055	0.231474 ± 0.000056	-0.2		መ
R_{uc}	0.1660 ± 0.0090	0.172220 ± 0.000031	0.172220 ± 0.000032	-0.7		U)

de Blas, Pierini, Reina & Silvestrini, 2204.04204

- wの実験値はCDFと他の平均。
 - $M_W^{\rm exp} = 80413.3 \pm 8.0 \,\,{\rm MeV}$
- いmtまたは軽いm_H。
- さい $\Delta \alpha_{had}^{(5)}(M_Z^2)$ 。
- w の "Indirect" (= SM 予言値) と実 値の差は 6.5σ。
- wの"Posterior"(= フィット結果) 実験値の差は 4.7σ。
- _W 以外では、A_l と A_{FB}0,b に 2σ 程度 アノマリーがある。

$\Delta \alpha_{had}^{(5)} \geq (g-2)_{\mu}$

- ◆ (g-2)_μの実験値と SM 理論値の間には 4.2 σの不一致がある。
- ◆ BMW グループによる hadronic vacuum polarization の lattice QCD の結果を SM 計算に用いれば不一致は解消される。
- ◆ CDF M_W + 電弱精密測定のフィットから Δα_{had}⁽⁵⁾を決めると、(g-2)_µのズレが 大きくなる方向の結果を得る。



青: M_W (PDG2021) から Δα_{had}⁽⁵⁾を決定

丶緑:M_W (CDF2022) から Δα_{had}⑸ を決定

現状のまとめ

◆ CDF の M_W の新しい結果を加えて実験値の平均をとると、SM の予言値より も有意に大きい。

 $M_{W}^{\exp} = \begin{cases} 80413.3 \pm 8 \text{ MeV} & (\text{standard scenario}) \\ 80413 \pm 15 \text{ MeV} & (\text{conservative scenario}) \longleftarrow \text{PDG } \text{o} \text{手法で scale factor を計算} \end{cases}$



 $M_W^{\text{indirect}} = \begin{cases} 80349.9 \pm 5.6 \text{ MeV} & (\text{standard scenario}) & 6.5 \sigma \\ 80350.5 \pm 7.7 \text{ MeV} & (\text{conservative scenario}) & 3.7 \sigma \end{cases}$

- ◆ CDF と他の実験の結果の違いを理解する必要がある。
- ◆ ここでは CDF と他の実験の違いの原因については考えずに、標準模型を越え る新物理によってWボソンが重くなっている可能性を考える。

de Blas et al., 2204.04204

新物理?

- ◆ CDF M_W アノマリーの原因は?
- ◆ 4月に CDF の論文が発表された後、新物理での説明を試みる論文が沢山出て いる(約130本)。 100
- ◆ 4月と5月が多く、6月以降は月に10本程度。
- ◆ CDF と他の実験の違いを新物理で説明する論文は 出ていない。CDF 単体または CDF と他の実験の平 均値を新物理・新粒子で説明している。
 - スカラー粒子 (singlet、doublet、triplet、・・・):約75本
 - フェルミオン、ベクトル粒子:各約20本
 - SUSY (MSSM、RPV、····)、SMEFT: 各約10本



論文数

Outline

♦ W-boson mass in SM

NP via S and T parameters - Loop-level NP

- Tree-level NP

♦ NP via Fermi constant

M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

- Tree-level NP

Summary

CDF アノマリーと新物理

- ◆ 多くの論文で obligue corrections が効く模型が考えられている。
- ◆ Oblique corrections とは、ゲージボソンの真空偏極 (vacuum polarization) への補正のことであり、Peskin-Takeuchi パラメーター (S, T, U) で表される。



仮定:

- 新物理のスケールは電弱スケールよりも十分高い。
- 重い新粒子は SM ゲージボソンに結合するが、SM フェルミオンへの結合は弱い。



Oblique corrections

- ◆ SM ゲージボソンの真空偏極への新物理の寄与:
- ◆ q²/M² <<1 (M は新物理スケール) で展開する。 $\Pi_{11}(q^2) = \Pi_{11}(0) + q^2 \Pi'_{11}(0) + \cdots, \qquad \Pi_{33}(q^2) = \Pi_{33}(0) + q^2 \Pi'_{33}(0) + \cdots$ $\Pi'_{XY}(0) = \frac{d \Pi_{XY}(q^2)}{dq^2} \Big|_{q^2=0}$ $\Pi_{3Q}(q^2) = \qquad q^2 \Pi'_{3Q}(0) + \cdots, \qquad \Pi_{QQ}(q^2) = \qquad q^2 \Pi'_{QQ}(0) + \cdots$
- ◆ 3つは M_Z, G_F & α (or g, g' & v) に繰り込まれる。残りの3つを次式で表す。

$$\alpha S = 4e^{2} \left[\Pi_{33}'(0) - \Pi_{3Q}'(0) \right] = -4e^{2} \Pi_{30}'(0)$$

$$\alpha T = \frac{e^{2}}{s_{W}^{2} c_{W}^{2} M_{Z}^{2}} \left[\Pi_{11}(0) - \Pi_{33}(0) \right]$$

$$\alpha U = 4e^{2} \left[\Pi_{11}'(0) - \Pi_{33}'(0) \right]$$
Peskin-Take oblique /%



(U(1)の対称性より、П30(0)=0 & П00(0)=0)

euchi パラメーター ラメーター

Peskin & Takeuchi (90,92)

Oblique correctionsの例

◆ 例として、第4世代クォークを考える。

$$q_4 = \left(\begin{array}{c} t'_L \\ b'_L \end{array}\right),$$

$$S = \frac{N_c}{6\pi} \left[1 - 2Y_{q_4} \ln \frac{m_{t'}^2}{m_{b'}^2} \right] \approx \frac{N_c}{6\pi} \qquad \Delta m \equiv m_{t'} - m_t$$

$$T = \frac{N_c G_F}{8\sqrt{2}\pi^2 \alpha} f(m_{t'}, m_{b'}) \approx \frac{N_c G_F}{6\sqrt{2}\pi^2 \alpha} (\Delta m)^2 \qquad f(m_{t'}, m_{b'}) = m_{t'}^2 + m_t$$

$$U = \frac{N_c}{6\pi} \left[-\frac{5m_{t'}^4 - 22m_{t'}^2m_{b'}^2 + 5m_{b'}^4}{3(m_{t'}^2 - m_{b'}^2)^2} + \frac{m_{t'}^6 - 3m_{t'}^4m_{b'}^2 - 3m_{t'}^2m_{b'}^4 + m_{t'}^6m_{t'}^2 - 3m_{t'}^2m_{b'}^4 + m_{t'}^6m_{t'}^2 - 3m_{t'}^2m_{b'}^4 + m_{t'}^6m_{t'}^6m_{t'}^2 - 3m_{t'}^2m_{b'}^6m_{t'}^6$$

◆ U は T と比べて $M_Z^2/m_{t'^2}$ だけ suppress されている。

◆ t'と b' に質量差があると、T と U が零でない値をもつ。





 t'_R, b'_R

 $m_{b'} \ll m_{t'}, m_{b'}$



Oblique corrections と CDF アノマリー

◆ 電弱精密測定の物理量の S, T, U 依存性:

- ◆ CDF アノマリーは T>0 (カストディアル対称性を破 **る新物理)**を示唆している。
- ◆ spin-0、spin-1/2、spin-1、レプトクォークなど様々 な模型が考えられている。
- ◆ 他のアノマリーや暗黒物質などを同時に説明可能?



S, T, U and dim-6 operators

◆ $O_{\phi WB}$ は S パラメーター ($\alpha S = -4e^2 \Pi'_{30}(0)$) に効く。

◆
$$O_{\phi D}$$
はTパラメーター ($\alpha T = \frac{e^2}{s_W^2 c_W^2 M_Z^2} [\Pi_{11}(0) - \Pi_{33}(0)]$)に効く

$$\mathcal{O}_{\phi D} = (\phi^{\dagger} D^{\mu} \phi)^{*} (\phi^{\dagger} D_{\mu} \phi)$$

= $\frac{v^{2}}{4} \left(1 + \frac{2h}{v} + \frac{h^{2}}{v^{2}} \right) (\partial^{\mu} h) (\partial_{\mu} h) + \frac{g^{2} v^{4}}{16 c_{W}^{2}} Z^{\mu} Z_{\mu} \left(1 + \frac{4h}{v} + \frac{6h^{2}}{v^{2}} + \frac{4h^{3}}{v^{3}} + \frac{h^{4}}{v^{4}} \right)$

$$M_Z^2 = (M_Z^{\rm SM})^2 \left(1 + \frac{v^2}{2} C_{\phi D} \right), \quad \left(T = -\frac{v^2}{2\alpha} C_{\phi D} \right)$$

◆ U パラメーター($\alpha U = 4e^2[\Pi'_{11}(0) - \Pi'_{33}(0)]$)には次元8の演算子が効く。

 $\left(\phi^{\dagger}W^{a}_{\mu\nu}\sigma^{a}\phi\right)\left(\phi^{\dagger}W^{b\mu\nu}\sigma^{b}\phi\right) \quad \Longrightarrow$ $U \ll S, T$

 $-C_{\phi WB}$

• 0

カストディアル対称性の破れ

S, T and Higgs decays

◆ S, T \neq 0 → Higgs decays に効く。



◆ S = 10⁻³ は H→γγ を+20% ずらす。T ≠ 0 による H→ZZ/WW のずれは小さい。



Di Luzio, Grober & Paradisi, 2204.05284

$$23\left(\frac{\hat{S}}{10^{-3}}\right) \qquad \hat{S} = \frac{\alpha}{4s_W^2}S$$

ballpark of LHC (~10% level)

$$0.084\left(\frac{\hat{S}}{10^{-3}}\right)$$

too small \rightarrow HL-LHC (O(10%) level)

$$0.0034 \left(\frac{\hat{T}}{0.84 \times 10^{-3}} \right)$$
 too small $\hat{T} = \alpha T$

Singlet scalar

◆ 軽い SM singlet スカラー は mixing を通して ΔM_W > 0 (T > 0) を出す。











Lopez-Val & Robens, 1406.1043

Sakurai, Takahashi & Yin, 2204.04770

LEP/LHC の制限により ΔM_W は数 MeV 程度なので、CDF M_Wを説明できない。

2HDM



- ◆ CDF M_W を説明可能なパラメーター領域がある。
- ◆ $m_H \sim m_A \sim m_{H\pm}$ は CDF M_W を説明できない。

Bahl, Braathen & Weiglein, 2204.05269

MSSM

+ Heinemeyer et al., 1311.1663 (and 2207.14809)

1,2世代の squark & gluino 質量 > 1.2 TeV sbottom 質量 > 1 TeV

 $m_{\tilde{t}_2}/m_{\tilde{t}_1} < 2.5, \ m_{\tilde{b}_2}/m_{\tilde{b}_1} < 2.5$

CDF M_W を説明できるパラメーターもある。
 (大きな質量差を許せば更に点が増える)

✦ Yang & Zhang, 2204.04202

 $m_{\tilde{t}_1} > 0.95$ TeV, $m_{\tilde{b}_1} > 1$ TeV,

 $m_{\tilde{g}} > 1.5$ TeV, $m_{\tilde{q}} > 2$ TeV,

 $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} - m_{\tilde{\chi}_1^0} < 30 \text{ GeV}$ (to avoid multilepton searches @LHC)

B physics, DM relic density, DM direct detection

CDF M_wは2σlevelまでは近付く。



Outline

♦ W-boson mass in SM

NP via S and T parameters

- Loop-level NP

- Tree-level NP

♦ NP via Fermi constant

M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

- Tree-level NP

Summary

Triplet Higgs

◆ EWSB を起こす付加的な Higgs 場の VEV から T パラメーターへの寄与が出る。

$$\rho = 1 + \alpha T = \frac{\sum_{i} v_i^2 \left[T_i (T_i + 1) - Y_i^2 \right]}{2 \sum_{i} v_i^2 Y_i^2}$$

- ◆ SM doublet は ρ = 1 を与える。
- ◆ SM doublet φ + triplet Δ の場合、電荷 Ο の成分をもつ triplet は Y=0 と Y=1。

★ Y=0: αT =
$$\frac{4v_{\Delta}^2}{v_{\phi}^2} > 0$$
 → v_Δ = 5~6 GeV
$$\mathcal{L} = c H^{\dagger} \Delta H + \cdots \rightarrow m_H^2 \approx m_{H^{\pm}} \approx \frac{c v^2}{4v_{\Delta}}$$

 $\begin{cases} c \sim m_H \rightarrow m_H \sim 3 \text{ TeV} & \text{too heavy to be discovered at LHC} \\ c \ll m_H \rightarrow \text{ lighter } m_H & \text{Fileviez Perez, Patel & Plascencia, 2204.07144} \end{cases}$

Triplet Higgs



Kanemura & Yagyu, 2204.07511; Heeck, 2204.10274; Bahl et al., 2207.04059; and others

$$m_A = -\frac{\lambda_5}{4}v^2, \quad m_A^2 = m_H^2$$
like Higgs boson = 300 GeV

Kanemura & Yagyu, 2204.07511

- ← B' = $(1, 1)_0$
- ◆ SM Higgs doublet ϕ が B' と couple すると仮定: $\mathcal{L} = -ig_{B'}^{\phi}B'_{\mu}\phi^{\dagger}D^{\mu}\phi + h.c.$
- + ZとZ'の mass mixing が出る: $M^2 = \begin{pmatrix} M_{Z^0}^2 & -y/c_W \\ -y/c_W & M_{P'}^2 \end{pmatrix}, \quad y = \frac{gg_{B'}^{\phi}v^2}{2}$
- ◆ M_Z が mixing の寄与を受ける。
- + T > 0 が tree-level で出る: $\hat{T} = \alpha T = \frac{y^2}{c_W^2 M_Z^2 M_Z^2} > 0$
- ◆ CDF M_W を説明可能な Z' は multi TeV の質量をもつ。

$$\hat{T} \approx 10^{-3} \rightarrow \frac{M_{Z'}}{|g_{B'}|} \approx 8 \text{ TeV}$$

Strumia, 2204.04191; and others

Tree-level NP

◆ Δ 、 Θ_1 、B(=Z')、W₁、LはTree-levelでT>0を出す。

Field	Spin	$\mathrm{SU}(3)_C$	$\mathrm{SU}(2)_L$	$U(1)_Y$	$\operatorname{sign}(\hat{T})$	Ŝ
Δ	0	1	3	0	+	X
Δ_1	0	1	3	1		X
Θ_1	0	1	4	1/2	+	X
Θ_3	0	1	4	3/2		X
B	1	1	1	0	+	X
\mathcal{B}_1	1	1	1	1		X
\mathcal{W}	1	1	3	0	_	X
\mathcal{W}_1	1	1	3	1	+	X
\mathcal{L}	1	1	2	1/2	+/-	\checkmark

◆ CDF アノマリーから示唆される質量は multi TeV ~ 10 TeV → too heavy!

◆ L L S ≠ 0 も出すので、H→γγ に大きく効く可能性がある。

Di Luzio, Grober & Paradisi, 2204.05284



```
scalar triplet (Y=0)
scalar quadruplet (Y=1/2)
Ζ'
vector triplet (Y=1)
vector doublet (Y=1/2)
```

Outline

♦ W-boson mass in SM

NP via S and T parameters

- Loop-level NP

- Tree-level NP

♦ NP via Fermi constant

M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

- Tree-level NP

Summary

標準模型有効理論 (SMEFT)

- ◆ Tが大きくでる新物理模型に限らず、より一般的な新物理を考える。
- ◆ 標準模型有効理論 (SMEFT) を用いる。
 - 新物理のスケールが電弱スケールよりも十分高い。
 - SM の場で構成された、SU(3)_c x SU(2)_L x U(1)_Y ゲージ対称性をもつ有効理論。
 - 新物理の寄与は高次元演算子の係数に入る。



新物理模型 (SM 粒子 + 新粒子)

SMEFT (u, d, s, c, b, t, g, W_{1.2.3}, B, H)

 $SU(3)_C \times U(1)_{em}$ (u, d, s, c, b, g, γ)

次元6演算子

◆ 独立な次元6の演算子 (バリオン数を保存するもの) は 59 個 (+ h.c. + フレー バーを変えたもの)存在する。 Grzadkowski, Iskrzynski, Misiak & Rosiek, 1008.4884

◆ 電弱精密測定の物理量には10 個の演算子(の8 個の線形結合)が効く。

	X^3		ϕ^6 and $\phi^4 D^2$		$\psi^2 \phi^3$		$(\bar{L}L)(\bar{L}L)$		$(\bar{R}R)(\bar{R}R)$		$(\bar{L}L)(\bar{R}R)$
\mathcal{O}_G	$f^{ABC}G^{A\nu}_{\mu}G^{B\rho}_{\nu}G^{C\mu}_{\rho}$	\mathcal{O}_{ϕ}	$(\phi^\dagger \phi)^3$	$\mathcal{O}_{e\phi}$	$(\phi^\dagger \phi) (ar{\ell} e \phi)$	$\mathcal{O}_{\ell\ell}$	$(ar{\ell}\gamma_\mu\ell)(ar{\ell}\gamma^\mu\ell)$	\mathcal{O}_{ee}	$(\bar{e}\gamma_{\mu}e)(\bar{e}\gamma^{\mu}e)$	$\mathcal{O}_{\ell e}$	$(\bar{\ell}\gamma_{\mu}\ell)(\bar{e}\gamma^{\mu}e)$
$\mathcal{O}_{\widetilde{G}}$	$f^{ABC} \widetilde{G}^{A\nu}_{\mu} G^{B\rho}_{\nu} G^{C\mu}_{\rho}$	$\mathcal{O}_{\phi\square}$	$(\phi^\dagger\phi)\Box(\phi^\dagger\phi)$	$\mathcal{O}_{u\phi}$	$(\phi^\dagger \phi) (ar q u \widetilde \phi)$	$\mathcal{O}_{qq}^{(1)}$	$(ar q \gamma_\mu q) (ar q \gamma^\mu q)$	\mathcal{O}_{uu}	$(\bar{u}\gamma_{\mu}u)(\bar{u}\gamma^{\mu}u)$	$\mathcal{O}_{\ell u}$	$(\bar{\ell}\gamma_{\mu}\ell)(\bar{u}\gamma^{\mu}u)$
\mathcal{O}_W	$arepsilon^{abc}W^{a u}_{\mu}W^{b ho}_{ u}W^{c\mu}_{ ho}$	$\mathcal{O}_{\phi D}$	$\left(\phi^{\dagger}D^{\mu}\phi ight)^{\star}\left(\phi^{\dagger}D_{\mu}\phi ight)$	$\mathcal{O}_{d\phi}$	$(\phi^\dagger \phi) (ar q d \phi)$	$\mathcal{O}_{qq}^{(3)}$	$(\bar{q}\gamma_{\mu}\sigma^{a}q)(\bar{q}\gamma^{\mu}\sigma^{a}q)$	\mathcal{O}_{dd}	$(\bar{d}\gamma_{\mu}d)(\bar{d}\gamma^{\mu}d)$	$\mathcal{O}_{\ell d}$	$(\bar{\ell}\gamma_{\mu}\ell)(\bar{d}\gamma^{\mu}d)$
$\mathcal{O}_{\widetilde{W}}$	$arepsilon^{abc}\widetilde{W}^{a u}_{\mu}W^{b ho}_{ u}W^{c\mu}_{ ho}$					$\int \mathcal{O}_{\ell q}^{(1)}$	$(\bar{\ell}\gamma_{\mu}\ell)(\bar{q}\gamma^{\mu}q)$	\mathcal{O}_{eu}	$(\bar{e}\gamma_{\mu}e)(\bar{u}\gamma^{\mu}u)$	\mathcal{O}_{qe}	$(\bar{q}\gamma_{\mu}q)(\bar{e}\gamma^{\mu}e)$
	$X^2 \phi^2$		$\psi^2 X \phi$		$\psi^2 \phi^2 D$	$\mathcal{O}_{\ell q}^{(3)}$	$(\bar{\ell}\gamma_{\mu}\sigma^{a}\ell)(\bar{q}\gamma^{\mu}\sigma^{a}q)$	\mathcal{O}_{ed}	$(\bar{e}\gamma_{\mu}e)(\bar{d}\gamma^{\mu}d)$	$\mathcal{O}_{qu}^{(1)}$	$(\bar{q}\gamma_{\mu}q)(\bar{u}\gamma^{\mu}u)$
$\mathcal{O}_{\phi G}$	$\left(\phi^{\dagger}\phi ight)G^{A}_{\mu u}G^{A\mu u}$	\mathcal{O}_{eW}	$(\bar{\ell}\sigma^{\mu u}e)\sigma^a\phi W^a_{\mu u}$	$\mathcal{O}_{\phi\ell}^{(1)}$	$(\phi^{\dagger}i \stackrel{\leftrightarrow}{D}_{\mu} \phi)(\bar{\ell}\gamma^{\mu}\ell)$			$\mathcal{O}_{ud}^{(1)}$	$(ar{u}\gamma_{\mu}u)(ar{d}\gamma^{\mu}d)$	$\mathcal{O}_{qu}^{(8)}$	$(\bar{q}\gamma_{\mu}T^{A}q)(\bar{u}\gamma^{\mu}T^{A}u)$
$\left\ \mathcal{O}_{\phi\widetilde{G}} ight\ $	$(\phi^{\dagger}\phi)\widetilde{G}^{A}_{\mu u}G^{A\mu u}$	\mathcal{O}_{eB}	$(\bar{\ell}\sigma^{\mu\nu}e)\phi B_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{\phi\ell}^{(3)}$	$(\phi^{\dagger}i \overset{\leftrightarrow}{D_{\mu}^{a}} \phi)(\bar{\ell}\sigma^{a}\gamma^{\mu}\ell)$			$\mathcal{O}_{ud}^{(8)}$	$\left(\bar{u}\gamma_{\mu}T^{A}u)(\bar{d}\gamma^{\mu}T^{A}d)\right)$	$\mathcal{O}_{qd}^{(1)}$	$(\bar{q}\gamma_{\mu}q)(\bar{d}\gamma^{\mu}d)$
$\mathcal{O}_{\phi W}$	$(\phi^{\dagger}\phi) W^{a}_{\mu u} W^{a\mu u}$	\mathcal{O}_{uG}	$(\bar{q}\sigma^{\mu u}T^A u)\widetilde{\phi}G^A_{\mu u}$	$\mathcal{O}_{\phi e}$	$(\phi^{\dagger}i \overleftrightarrow{D_{\mu}} \phi)(\bar{e}\gamma^{\mu}e)$					$\mathcal{O}_{qd}^{(8)}$	$(\bar{q}\gamma_{\mu}T^{A}q)(\bar{d}\gamma^{\mu}T^{A}d)$
$\int \mathcal{O}_{\phi \widetilde{W}}$	$(\phi^{\dagger}\phi)\widetilde{W}^{a}_{\mu u}W^{a\mu u}$	\mathcal{O}_{uW}	$(\bar{q}\sigma^{\mu u}u)\sigma^a\widetilde{\phi}W^a_{\mu u}$	$\mathcal{O}_{\phi q}^{(1)}$	$(\phi^{\dagger}i\overleftrightarrow{D_{\mu}}\phi)(\bar{q}\gamma^{\mu}q)$	$(\bar{L}R)$	$(\bar{R}L)$ and $(\bar{L}R)(\bar{L}R)$				
$\mathcal{O}_{\phi B}$	$(\phi^{\dagger}\phi)B_{\mu u}B^{\mu u}$	\mathcal{O}_{uB}	$(\bar{q}\sigma^{\mu u}u)\widetilde{\phi}B_{\mu u}$	$\mathcal{O}_{\phi q}^{(3)}$	$(\phi^{\dagger}i \overset{\leftrightarrow}{D_{\mu}^{a}} \phi)(\bar{q}\sigma^{a}\gamma^{\mu}q)$	$\mathcal{O}_{\ell edq}$	$(ar{\ell}^j e)(ar{d}q^j)$				
$\left\ \mathcal{O}_{\phi\widetilde{B}} ight.$	$(\phi^{\dagger}\phi)\widetilde{B}_{\mu u}B^{\mu u}$	\mathcal{O}_{dG}	$(\bar{q}\sigma^{\mu u}T^Ad)\phiG^A_{\mu u}$	$\mathcal{O}_{\phi u}$	$(\phi^{\dagger}i \overset{\leftrightarrow}{D}_{\mu}\phi)(\bar{u}\gamma^{\mu}u)$	$\mathcal{O}_{quad}^{(1)}$	$(\bar{q}^j u)\varepsilon_{jk}(\bar{q}^k d)$				
$\mathcal{O}_{\phi WB}$	$(\phi^\dagger \sigma^a \phi) W^a_{\mu u} B^{\mu u}$	\mathcal{O}_{dW}	$(\bar{q}\sigma^{\mu u}d)\sigma^a\phi W^a_{\mu u}$	$\mathcal{O}_{\phi d}$	$(\phi^{\dagger}i \stackrel{\leftrightarrow}{D}_{\mu} \phi)(\bar{d}\gamma^{\mu}d)$	$\mathcal{O}_{quqd}^{(8)}$	$\left (\bar{q}^j T^A u) \varepsilon_{jk} (\bar{q}^k T^A d) \right $				
$\mathcal{O}_{\phi \widetilde{W}B}$	$(\phi^{\dagger}\sigma^{a}\phi)\widetilde{W}^{a}_{\mu u}B^{\mu u}$	\mathcal{O}_{dB}	$(ar q \sigma^{\mu u} d) \phi B_{\mu u}$	$\mathcal{O}_{\phi ud}$	$i(\widetilde{\phi}^{\dagger}D_{\mu}\phi)(\bar{u}\gamma^{\mu}d)$	$\int \mathcal{O}_{\ell equ}^{(1)}$	$\left(\bar{\ell}^{j}e)\varepsilon_{jk}(\bar{q}^{k}u)\right)$				
						$ $ $a^{(3)}$					

 $\mathcal{O}_{\ell e q u} \mid (\ell \sigma_{\mu \nu} e) \varepsilon_{jk} (q^n \sigma^{\mu \nu} u)$

"Warsaw basis"

SMEFT における W ボソン質量

◆ M_Wは次の演算子からの寄与を受ける。

$$\begin{array}{l}
\mathcal{O}_{\phi WB} = \left(\phi^{\dagger}\sigma^{a}\phi\right)W_{\mu\nu}^{a}B^{\mu\nu} \\
\mathcal{O}_{\phi D} = \left(\phi^{\dagger}D^{\mu}\phi\right)^{*}\left(\phi^{\dagger}D_{\mu}\phi\right) \\
\mathcal{O}_{\phi \ell}\right)_{ijkl} = \left(\bar{\ell}_{i}\gamma_{\mu}\ell_{j}\right)\left(\bar{\ell}_{k}\gamma^{\mu}\ell_{l}\right) \\
\mathcal{O}_{\ell\ell}\left(\mathcal{O}_{\ell\ell}^{(3)}\right)_{ij} = \left(\phi^{\dagger}i\overset{\leftrightarrow}{D}_{\mu}^{a}\phi\right)\left(\bar{\ell}_{i}\gamma^{\mu}\sigma^{a}\ell_{j}\right) \\
\end{array}$$

◆ M_W は {M_Z, G_F, α} の実験値 (= SM + NP) を用いて計算されるので、それらに対 する新物理の寄与が Mw に入ってくる。

$$M_W = M_W^{\rm SM}(M_Z, G_F, \alpha) \left[1 - \frac{1}{4(c_W^2 - s_W^2)} \left(4s_W c_W v^2 C_{\phi WB} + c_W^2 c_W^2 \right) \right] \right]$$

$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}v^2} \left(1 + \delta_{G_F}\right), \quad \delta_{G_F} = v^2 \left[(C_{\phi\ell}^{(3)})_{11} + (C_{\phi\ell}^{(3)})_{22} - (C_{\ell\ell}) \right]$$



 $_{B}, \quad T = -\frac{v^2}{2\alpha}C_{\phi D}$

を通して Mw に効く

 $c_W^2 v^2 C_{\phi D} + 2s_W^2 \delta_{G_F} \Big) \Big|$

2)1221 → 次ページで説明

フェルミ定数への補正

◆ O_{ol}⁽³⁾は荷電カレント相互作用と中性カレント相互作用への補正を与える。

$$\mathcal{O}_{\phi\ell}^{(3)} = (\phi^{\dagger} i \overleftrightarrow{D}_{\mu}^{a} \phi) (\overline{\ell} \gamma^{\mu} \sigma^{a} \ell) \qquad \qquad \phi^{\dagger} \overleftrightarrow{D}_{\mu}^{\dot{a}} \phi = \phi^{\dagger} \sigma^{a}$$
$$= \left[\frac{gv^{2}}{\sqrt{2}} W_{\mu}^{+} \left(1 + \frac{2h}{v} + \frac{h^{2}}{v^{2}} \right) (\overline{\nu}_{L} \gamma^{\mu} e_{L}) + \text{h.c.} \right] + \frac{gv^{2}}{2c_{W}} Z_{\mu} \left(1 + \frac{2h}{v} + \frac{h^{2}}{v^{2}} \right) (\overline{\nu}_{L} \gamma^{\mu} e_{L}) + \text{h.c.}$$

◆ したがって、O_{φl}⁽³⁾と O_{ll} により G_F (ミュー粒子崩壊の実験から決定)と v の 関係式は次のようになる。

$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}v^2} \left(1 + \delta_{G_F}\right), \quad \delta_{G_F} = v^2 \left[(C_{\phi\ell}^{(3)})_{11} + (C_{\phi\ell}^{(3)})_{22} - (C_{\ell\ell})_{1221} \right]$$



 $C(D_{\mu}\phi) - (D_{\mu}\phi)^{\dagger}\sigma^{a}\phi$

 $+ \frac{h^2}{v^2} \Big) \Big[(\overline{\nu}_L \, \gamma^\mu \nu_L) - (\overline{e}_L \, \gamma^\mu e_L) \Big]$

 $(\mathcal{O}_{\ell\ell})_{ijkl} = \left(\bar{\ell}_i \gamma_\mu \ell_j\right) \left(\bar{\ell}_k \gamma^\mu \ell_l\right)$ $(\mathcal{O}_{\phi\ell}^{(3)})_{ij} = \left(\phi^\dagger i \overset{\leftrightarrow}{D^a_\mu} \phi\right) \left(\bar{\ell}_i \gamma^\mu \sigma^a \ell_j\right)$



SMEFT フィット

Bagnaschi et al., 2204.05260



◆ CDF アノマリーは C_{ΦD} (=T) によって説明可能。

◆ C_{φWB}, C_{ll} と C_{φl}⁽³⁾ は M_W を重くするが、アノマリーを完全には説明できない。

◆ 新物理のスケール: ∧_{NP} ~ 19(φWB), 11(φD), 10(ll), 14(φL⁽³⁾) TeV for C_i=1

 $\mathcal{O}_{\phi WB} = \left(\phi^{\dagger}\sigma^{a}\phi\right)W^{a}_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$ $\mathcal{O}_{\phi D} = \left(\phi^{\dagger} D^{\mu} \phi\right)^{*} \left(\phi^{\dagger} D_{\mu} \phi\right)$ $(\mathcal{O}_{\ell\ell})_{ijkl} = \left(\bar{\ell}_i \gamma_\mu \ell_j\right) \left(\bar{\ell}_k \gamma^\mu \ell_l\right)$ $(\mathcal{O}_{\phi\ell}^{(3)})_{ij} = \left(\phi^{\dagger}i \overset{\leftrightarrow}{D_{\mu}^{a}} \phi\right) \left(\bar{\ell}_{i} \gamma^{\mu} \sigma^{a} \ell_{j}\right)$

我々のシナリオ

◆ Tが小さいと仮定。(カストディアル対称性をもつ新物理など)

◆ 新物理の C_{ol}⁽³⁾ & C_{ll} への寄与によりフェルミ定数 G_F が補正を受けるとする。

$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}v^2} \left(1 + \delta_{G_F}\right), \quad \delta_{G_F} = v^2 \left[(C_{\phi\ell}^{(3)})_{11} + (C_{\phi\ell}^{(3)})_{22} - (C_{\phi\ell}^{(3)})_{22} - (C_{\phi\ell}^{(3)})_{22} \right]$$



◆ CDF アノマリーは δG_F によって (完全ではないが) 説明される。

◆ 電弱精密測定の物理量を用いて SMEFT の係数に対する制限を導く。その結果 を説明可能な新粒子の量子数を明らかにする。

M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

 $\mathcal{C}_{\ell\ell})_{1221}$



電弱精密測定の物理量への補正

◆ δG_F は M_W に寄与する。

フェルミ定数: $G_F = \frac{1}{\sqrt{2}v^2} (1 + \delta_{G_F}), \quad \delta_{G_F} = v^2 \Big[(C_{\phi\ell}^{(3)})_{11} + (C_{\phi\ell}^{(3)})_{11} +$ Wボソン質量: $M_W = M_W^{SM} \left| 1 - \frac{s_W^2}{2(c_W^2 - s_W^2)} \delta_{G_F} \right|$

◆ δG_F と C_{φl}⁽³⁾ は W ボソン崩壊に寄与する。

Wボソン崩壊: $\Gamma(W^+ \to \ell_i^+ \nu_{\ell i}) = \Gamma(W^+ \to \ell_i^+ \nu_{\ell i})_{\rm SM} \left[1 - \frac{(1+c_W^2)}{2(c_{\rm tr}^2 - s_{\rm tr}^2)} \delta_{G_F} + \right]$ $\Gamma(W^+ \to \bar{q}_i q_j) = \Gamma(W^+ \to \bar{q}_i q_j)_{\rm SM} \left[1 - \frac{(1+c_W^2)}{2(c_W^2 - s_W^2)} \,\delta_{G_F} \right]$

◆ δG_F と C_{φl}⁽³⁾ は Z ボソン相互作用にも寄与する。

Zボソン相互作用: $\mathcal{L}_Z = \frac{g}{c_W} \bar{f} \gamma^\mu \Big[(T_L^{\prime 3} - Qs_W^2 + \delta g_L) P_L + (T_R^{\prime 3} - Qs_W^2 + \delta g_R) \Big]$

$$\delta g_L = \begin{cases} -\frac{1}{2} \left[T_L'^3 + \frac{Q s_W^2}{c_W^2 - s_W^2} \right] \delta_{G_F} + T_L'^3 v^2 (C_{\phi \ell}^{(3)})_{ii} & \text{for } f \\ -\frac{1}{2} \left[T_L'^3 + \frac{Q s_W^2}{c_W^2 - s_W^2} \right] \delta_{G_F} & \text{otherw} \end{cases}$$

$$C_{\phi\ell}^{(3)})_{22} - (C_{\ell\ell})_{1221} \right]$$

$$(\mathcal{O}_{\ell\ell})_{ijkl} = (\bar{\ell}_i \gamma_\mu \ell_j) (\bar{\ell}_k \gamma^\mu \ell_l)$$

$$(\mathcal{O}_{\phi\ell}^{(3)})_{ij} = (\phi^\dagger i \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu^a \phi) (\bar{\ell}_i \gamma^\mu \sigma^a \ell_j)$$

$$2v^2(C^{(3)}_{\phi\ell})_{ii}\bigg]$$

$$_R)P_R\Big]f\,Z_\mu$$

$$\delta g_R = -\frac{Q s_W^2}{2(c_W^2-s_W^2)}\,\delta_{G_F}$$
 vise 45 / 56

vis

電弱精密測定

◆ 以下の値を SMEFT 係数のフィットに用いる。

Measurement		Measurement	
91.1876 ± 0.0021	$M_Z \; [\text{GeV}]$	0.1177 ± 0.0010	$\alpha_s(M_Z^2)$
2.4955 ± 0.0023	$\Gamma_Z \; [\text{GeV}]$	0.02766 ± 0.00010	$\Delta \alpha_{\rm had}^{(5)}(M_Z^2)$
41.4807 ± 0.0325	$\sigma_h^0 \; [{\rm nb}]$	171.79 ± 0.38	$m_t [{ m GeV}]$
20.8038 ± 0.0497	R_e^0	125.21 ± 0.12	$m_h [{\rm GeV}]$
20.7842 ± 0.0335	R^0_μ	80.4133 ± 0.0080	$M_W [\text{GeV}]$
20.7644 ± 0.0448	$R_{ au}^{0}$	2.085 ± 0.042	$\Gamma_W [\text{GeV}]$
0.0145 ± 0.0025	$A^{0,e}_{ m FB}$	0.1071 ± 0.0016	$\mathcal{B}(W \to e\nu)$
0.0169 ± 0.0013	$A_{ m FB}^{ar 0, ar \mu}$	0.1063 ± 0.0015	$\mathcal{B}(W o \mu u)$
0.0188 ± 0.0017	$A_{ m FB}^{ar 0, au}$	0.1138 ± 0.002	$\mathcal{B}(W \to \tau \nu)$
0.21629 ± 0.00066	R_b^0	0.992 ± 0.013	$R(au/\mu)$
0.1721 ± 0.0030	R_c^0	0.1516 ± 0.0021	$\mathcal{A}_e (\mathrm{SLD})$
0.0996 ± 0.0016	$A^{0,b}_{ m FB}$	0.142 ± 0.015	$\mathcal{A}_{\mu}~(\mathrm{SLD})$
0.0707 ± 0.0035	$A_{\mathrm{FB}}^{ar{0},ar{c}}$	0.136 ± 0.015	$\mathcal{A}_{ au}~(\mathrm{SLD})$
0.923 ± 0.020	$\bar{\mathcal{A}}_b$	0.1498 ± 0.0049	$\mathcal{A}_e (\text{LEP})$
0.670 ± 0.027	\mathcal{A}_c	0.1439 ± 0.0043	$\mathcal{A}_{ au} ~(ext{LEP})$
	Measurement 91.1876 ± 0.0021 2.4955 ± 0.0023 41.4807 ± 0.0325 20.8038 ± 0.0497 20.7842 ± 0.0335 20.7644 ± 0.0448 0.0145 ± 0.0025 0.0169 ± 0.0013 0.0188 ± 0.0017 0.21629 ± 0.00066 0.1721 ± 0.0030 0.0996 ± 0.0016 0.0707 ± 0.0035 0.923 ± 0.020 0.670 ± 0.027	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	$\begin{array}{ c c c c c c } \hline \text{Measurement} & \text{Measurement} \\ \hline 0.1177 \pm 0.0010 & M_Z \ [\text{GeV}] & 91.1876 \pm 0.0021 \\ \hline 0.02766 \pm 0.00010 & \Gamma_Z \ [\text{GeV}] & 2.4955 \pm 0.0023 \\ \hline 171.79 \pm 0.38 & \sigma_h^0 \ [\text{nb}] & 41.4807 \pm 0.0325 \\ \hline 125.21 \pm 0.12 & R_e^0 & 20.8038 \pm 0.0497 \\ \hline 80.4133 \pm 0.0080 & R_\mu^0 & 20.7842 \pm 0.0335 \\ \hline 2.085 \pm 0.042 & R_7^0 & 20.7644 \pm 0.0448 \\ \hline 0.1071 \pm 0.0016 & A_{\text{FB}}^{0,e} & 0.0145 \pm 0.0025 \\ \hline 0.1063 \pm 0.0015 & A_{\text{FB}}^{0,\mu} & 0.0169 \pm 0.0013 \\ \hline 0.1138 \pm 0.002 & A_{\text{FB}}^{0,\tau} & 0.0188 \pm 0.0017 \\ \hline \hline 0.992 \pm 0.013 & R_b^0 & 0.21629 \pm 0.00066 \\ \hline 0.1516 \pm 0.0021 & R_c^0 & 0.1721 \pm 0.0030 \\ \hline 0.142 \pm 0.015 & A_{\text{FB}}^{0,c} & 0.0707 \pm 0.0035 \\ \hline 0.1498 \pm 0.0049 & \mathcal{A}_b & 0.923 \pm 0.020 \\ \hline 0.1439 \pm 0.0043 & \mathcal{A}_c & 0.670 \pm 0.027 \\ \hline \end{array}$

レーバー (e,µ,ҭ) 普遍性を す場合と課さない場合の 方を考える。

TLAS $R(\tau/\mu) = \frac{\mathcal{B}(W \to \tau\nu)}{\mathcal{B}(W \to \mu\nu)}$

ATLAS, 2007.14040

フィット結果

◆ M_W に正の寄与が必要なので、C_{ll} (C_{φl}⁽³⁾)の符号は以下のようになる。

$$M_W = M_W^{\rm SM} \left[1 - \frac{s_W^2}{2(c_W^2 - s_W^2)} \left[(C_{\phi\ell}^{(3)})_{11} + (C_{\phi\ell}^{(3)})_{22} - (C_{\ell\ell})_{12} \right] \right]$$

$$(\mathcal{O}_{\ell\ell})_{ijkl} = \left(\bar{\ell}_i \gamma_\mu \ell_j\right) \left(\bar{\ell}_k \gamma^\mu \ell_l\right) \qquad \qquad (\mathcal{O}_{\phi\ell}^{(3)})_{ij} = \left(\phi^\dagger i D \right)$$







221

 $(\dot{\bar{\ell}}_{ii}\gamma^{\mu}\sigma^{a}\ell_{j})$

 $\left(C_{\phi\ell}^{(3)}\right)_{\text{univ}} \equiv \left(C_{\phi\ell}^{(3)}\right)_{11} = \left(C_{\phi\ell}^{(3)}\right)_{22} < 0$

フィット結果(続き)

0.00

-0.03

◆ (C_{φl}⁽³⁾)₁₁ または (C_{φl}⁽³⁾)₂₂ の片方だけがある場合:



◆ (C_{φl}⁽³⁾)₁₁ と (C_{φl}⁽³⁾)₂₂の両方がある場合:

$$\left(C_{\phi\ell}^{(3)} \right)_{11} < 0 \quad \& \quad \left(C_{\phi\ell}^{(3)} \right)_{22} < 0$$

 $(C_{\phi\ell}^{(3)})_{11} < 0$ $(C_{\phi\ell}^{(3)})_{22} < 0$



新粒子による解釈

◆ 左巻き荷電レプトンに結合可能な新粒子は以下の量子数をもつ。

	S_1	Ξ_1	E	Σ_1	${\mathcal B}$
Spin	0	0	1/2	1/2	1
$(\mathrm{SU}(3)_c, \mathrm{SU}(2)_L)_{\mathrm{U}(1)_Y}$	$(1,1)_1$	$(1,3)_1$	$(1,1)_{-1}$	$(1,3)_{-1}$	(1, 1)

- ◆ (1,1)₀と (1,3)₀のフェルミオンは、シーソー機構によりニュートリノに大きす ぎる質量を与えてしまうので考えない。
- ◆ C_{ll} または C_{φl}⁽³⁾ が tree レベルで出る。





スカラー粒子

◆ S₁ と Ξ₁ は左巻き荷電レプトンと湯川相互作用をもつ。

 $-\mathcal{L}_{\text{int}} = (y_{S_1})_{ij} S_1^{\dagger} (\bar{\ell}_i i \sigma^2 \ell_j^c) + (y_{\Xi_1})_{ij} \Xi_1^{a\dagger} (\bar{\ell}_i \sigma^a i \sigma^2 \ell_j^c) + \text{h.c.}$

- ◆ 世代の添字について、y_{s1} は反対称、y_{±1} は対称である。
- ◆ 仮定:δG_Fと無関係な Ξ₁-H-H 結合は無視する。
- ◆ S₁の寄与は (C_{II})₁₂₂₁ < 0、Ξ₁の寄与は (C_{II})₁₂₂₁ > 0 である。

$$(C_{\ell\ell})_{1221} = -\frac{\left|(y_{S_1})_{12}\right|^2}{M_{S_1}^2} + \frac{\left|(y_{\Xi_1})_{12}\right|^2}{M_{\Xi_1}^2}$$

◆ Ξ₁は CDF アノマリーを解決 (緩和) できる。



 S_1, Ξ_1



- ◆ BとWは左巻き荷電レプトンと次の相互作用をもつ。 $-\mathcal{L}_{\rm int} = (g_{\mathcal{B}})_{ij} \mathcal{B}_{\mu} \left(\bar{\ell}_i \gamma^{\mu} \ell_j \right) + \frac{1}{2} (g_{\mathcal{W}})_{ij} \mathcal{W}^a_{\mu} \left(\bar{\ell}_i \sigma^a \gamma^{\mu} \ell_j \right)$
- ◆ 具体的な UV 模型や質量をもつ機構は考えない。
- ◆ 仮定:δG_Fと無関係な結合 (B, W と左巻き荷電レプトン以外の SM 場の結合) は無視する。
- ◆ Bの寄与は (C_{II})₁₂₂₁ < 0、Wの寄与は正負両方の可能性がある。

$$(C_{\ell\ell})_{1221} = -\frac{\left|(g_{\mathcal{B}})_{12}\right|^2}{2M_{\mathcal{B}}^2} - \frac{(g_{\mathcal{W}})_{11}(g_{\mathcal{W}})_{22}}{4M_{\mathcal{W}}^2} + \frac{\left|(g_{\mathcal{W}})_{12}\right|^2}{8M_{\mathcal{W}}^2}$$

◆ WはCDFアノマリーを解決(緩和)できる。

B $(1,3)_0$ $(1,1)_0$



フェルミオン

- ◆ E と Σ₁ は左巻き荷電レプトンと湯川相互作用をもつ。 - $\mathcal{L}_{int} = (\lambda_E)_i \bar{E}_R \phi^{\dagger} \ell_i + \frac{1}{2} (\lambda_{\Sigma_1})_i \bar{\Sigma}_{1R}^a \phi^{\dagger} \sigma^a \ell_i + h.c.$
- ◆ 仮定: E と Σ_1 は vector-like 質量をもつ ($M_E, M_{\Sigma_1} \gg v$)。
- ◆ C_{φl}⁽³⁾に加えて、C_{φl}⁽¹⁾と C_{eφ}への寄与もある。



◆ E は CDF アノマリーを解決 (緩和) できる。

 \sum_{1} E $(1,3)_{-1}$ $(1,1)_{-1}$



$$= -\frac{\left|(\lambda_E)_{1,2}\right|^2}{4M_E^2} + \frac{\left|(\lambda_{\Sigma_1})_{1,2}\right|^2}{16M_{\Sigma_1}^2}$$

$$)_{ij} = \left(\phi^{\dagger}i \overset{\leftrightarrow}{D_{\mu}^{a}} \phi\right) \left(\bar{\ell}_{i} \gamma^{\mu} \sigma^{a} \ell_{j}\right)$$
$$)_{ij} = \left(\phi^{\dagger}i \overset{\leftrightarrow}{D_{\mu}} \phi\right) \left(\bar{\ell}_{i} \gamma^{\mu} \ell_{j}\right)$$
$$)_{ij} = \left(\phi^{\dagger} \phi\right) \left(\bar{\ell}_{i} \phi e_{Rj}\right)$$

フェルミオン(続き)

◆ C_{φl}⁽¹⁾ と C_{φl}⁽³⁾ は電弱精密測定の物理量 (W, Z の相互作用) に効く。

◆ グローバルフィット結果 (for M_E=1 TeV):



- ◆ C_{eo} はヒッグスボソン崩壊 (h→e_i⁺e_i⁻) に効くが、その寄与は現在 (& 近い将) 来)の実験感度よりもずっと小さい。
- ◆ E の他に重いレプトンΔ1~(1,2)-1/2 またはΔ3~(1,2)-3/2 を導入すると、ミュー 粒子の g-2 アノーマリーも説明できる。



M.Endo and SM, 2005.03933

新粒子の質量スケール



 $M_E \sim 5 - 7 \text{ TeV}$ for $|(\lambda_E)_1| \sim 1$

 $M_E \sim 5-6$ TeV for $|(\lambda_E)_{\rm univ}| \sim 1$

Outline

♦ W-boson mass in SM

NP via S and T parameters

- Loop-level NP

- Tree-level NP

♦ NP via Fermi constant

M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

- Tree-level NP

Summary

Summary

- ◆ W ボソン質量は標準模型において数 MeV の精度で計算されている。
- ◆ CDF アノマリーは T > 0 の新物理で説明可能。

<u>One-loop NP: $\Lambda \sim O(100 \text{ GeV})$ </u>

- T>0を出し、同時に他の制限(LHC etc.)を避ける模型を構築可能。

Tree-level NP : Λ ~ multi TeV

- Triplet scalar with Y=0 や Z' などで T > 0 が出せる。
- LHC などで直接探索するには重すぎる。
- Coupling が小さければ、TeV よりも軽い可能性もある。
- ◆ フェルミ定数に影響する新物理の場合、TeV スケールの質量をもつ Ξ_{1.} Ε, W ならばアノマリーを説明 (緩和) することができる。