

مدل هیگز مرکب با مشارکت ذره نرده‌ای سبک سیگما و مطالعه قیده‌ای پدیدارشناسی

رضا اصغرزاده جلودار، کاظم بی‌تقصیر فدافن* و مسلم احمدوند

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود

پست الکترونیکی: kbitaghsir@gmail.com

چکیده

در این پژوهش، مدل‌های هیگز مرکب با مقیاس شکست تقارن سراسری نسبتاً کوچک f در بخش جفت‌شدگی قوی در نظر گرفته می‌شوند که در آن بوزون هیگز به‌عنوان یک شبه‌نامبو-گلدستون ظاهر شده است. همچنین یک ذره تشدید نرده‌ای تک‌تحت عنوان سیگما (σ) داریم که با هیگز آمیخته شده است. با بهره‌گیری از لاگرانژی دستیده مؤثر، ساختار کمینه‌های خلأ نظریه تحلیل می‌گردد. نشان داده می‌شود که در غیاب σ ، مقیاس‌های f بالاتر از 1 TeV برای سازگاری با قیود تجربی نیازمند تنظیم دقیق کوچکی هستند؛ اما آمیختگی با این ذره نرده‌ای سبک، این تنش را رفع کرده و موجب پایین آمدن مقیاس f می‌شود. سپس، با اعمال قیده‌ای تجربی به‌روز بر اساس برازش‌های ترکیبی $LHC\text{ Run} - 2$ روی جفت‌شدگی‌های هیگز با بوزون‌های پیمانه‌ای و کوارک تاپ، بر پارامترهای مدل حد گذاشته می‌شود. همچنین با اعمال کران‌های مربوط به وابستگی‌های فرااستاندارد هیگز، فضای پارامتری مدل به‌طور کمی تعیین و نقاط شاخص سازگار استخراج می‌شوند. افزون بر این، یک سناریوی جایگزین بر پایه نتایج CDF نیز بررسی شده است تا حساسیت ساختار مدل به داده‌های مستقل برخورددهنده‌ها روشن گردد. تحلیل‌ها نشان می‌دهند که حضور ذره نرده‌ای سبک می‌تواند به‌طور مؤثر قیده‌ای ناشی از پارامترهای الکتروضعیف S و T و انحرافات جفت‌شدگی هیگز را کاهش دهد.

واژه‌های کلیدی: هیگز مرکب، مدل فرااستاندارد، نظریه الکتروضعیف، شکست تقارن

۱. مقدمه

را فراهم کرده است. در این چارچوب، یک چگالش به‌صورت غیراختلالی، تقارن سراسری بخش قوی با مقیاس ترکیب f را می‌شکند؛ به گونه‌ای که هیگز به‌عنوان یک شبه‌نامبو-گلدستون حاصل از دینامیک قوی جدید در نظر گرفته می‌شود [۳،۴]. پیامد این شکست تقارن، بروز ناهم‌سویی میان خلأ چگالش و خلأ گروه الکتروضعیف ($v \approx 246\text{ GeV}$) است که به شکل‌گیری سلسله‌مراتبی میان این دو مقیاس می‌انجامد.

$$v = f \sin \theta \quad (1)$$

بنابراین تعیین محدوده‌های مجاز $\sin \theta$ و سایر پارامترهای مؤثر برای سازگاری با اندازه‌گیری‌های دقیق، مسئله اصلی

کشف بوزون هیگز در سال ۲۰۱۲ توسط همکاری‌های $ATLAS$ و CMS نقطه عطفی در فیزیک ذرات بود و مکانیسم شکست خودبه‌خودی تقارن الکتروضعیف را تأیید کرد [۱،۲]. با وجود این موفقیت چشمگیر، مدل استاندارد در برابر مسئله سلسله‌مراتب یا طبیعی‌سازی جرم هیگز با چالش جدی مواجه است. این چالش، حساسیت جرم هیگز به مقیاس‌های بالاتر را توصیف می‌کند و انگیزه پیشنهاد چارچوب‌های «هیگز مرکب»

پدیدارشناسی است [۵,۶].

یکی از چالش‌های اساسی در ساخت مدل‌های هیگز مرکب، به‌ویژه در سطح لاگرانژی مؤثر^۱، دستیابی به سلسله‌مراتب کوچک $f \ll v$ است، به‌گونه‌ای که با مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف^۲ [۱۶-۱۴] که توسط پارامترهای T و S ^۳ کنترل می‌شوند، سازگار باشد. این الزام به‌طور معمول کرانی تقریباً مستقل از مدل بر روی $s_\theta \leq 0.2$ تحمیل می‌کند [۱۷-۱۹]. با این حال، چنین شرایطی مستلزم میزان قابل‌توجهی تنظیم دقیق در پارامترهای مدل است؛ تنظیمی که می‌تواند در بخش کوآرک تاپ^۴ [۵۵] یا از طریق جرم جاری^۵ فرمیون‌های بنیادی [۵۶,۲۰] انجام شود. اما در عوض، در مرجع [۲۱] رویکردی متفاوت به‌عنوان راه‌حلی مستقل از اصلاحات رایج کاهش تنظیم دقیق ارائه شده است که عبارت است از وجود یک سلسله‌مراتب ملایم میان v و f (به‌صورت $f \lesssim v$)؛ حالتی که می‌تواند ویژگی ذاتی بسیاری از مدل‌های هیگز مرکب باشد. به‌ویژه مدل‌هایی که در بالای مقیاس چگالش وارد فاز تقریباً هم‌ریخت^۶ می‌شوند. نقش کلیدی در این چارچوب را یک رزونانس نرده‌ای سبک بازی می‌کند که در طیف حالت‌ها ظاهر می‌شود.

حضور این رزونانس نرده‌ای سبک تحت عنوان σ که با هیگز آمیخته می‌شود، یکی از سازوکارهای مطرح برای کاهش تضاد میان دینامیک تولید جرم تاپ و قیود الکتروضعیف است [۷, ۱۵-۱۸]. پیشینه گسترده‌ای در مقاله‌ها وجود دارد که ظهور نرده‌ای‌های سبک و نقش آن‌ها در کاهش تنش‌های الکتروضعیف را بررسی کرده‌اند [۸-۱۳, ۱۷-۱۹]. همچنین شواهد نظری و عددی از ظهور چنین نرده‌ای سبکی در برخی از مطالعات شبیه‌سازی شبکه‌ای و مطالعات مبتنی بر دوگانی هولوگرافی وجود دارد [۲۳-۲۹].

در این مقاله، هدف ارائه تحلیلی ترکیبی از بررسی‌های تحلیلی و بررسی عددی فضای پارامتری است. قیود تجربی با استفاده از برازش‌های ترکیبی $ATLAS + CMS$ در $Run - 2$

برای جفت‌شدگی‌های K_V و K_t ، و برازش‌های مرجع پارامترهای اوبلیک (S, T) اعمال می‌شوند. باید دقت کرد که تحلیل نهایی نیازمند یک برازش جامع چندمتغیره است؛ به‌طوری‌که شامل تمامی مشاهده‌پذیرهای $Z - pole$ ، عدم تقارن‌ها، کلنال‌های دقیق هیگز و همچنین بازتفسیر کامل جستجوهای $ATLAS/CMS$ برای رزونانس‌های پهن باشد. این مطالعه فراتر از دامنه این مقاله قرار دارد.

این مقاله از هشت بخش تشکیل شده است. در بخش دوم، خلاصه نظریه را بررسی می‌کنیم. در بخش سوم، لاگرانژی مؤثر معرفی می‌شود که از چارچوب مرجع [۴۱, ۴۲] با اعمال شاخص‌های ناشی از ذره سبک سیگما در [۲۱] استفاده شده است. در این دو بخش تعریف پارامترها نیز مرور می‌شود. به‌طور مشخص، پارامترهای مؤثر مهم نظیر $s_\theta \equiv \sin \theta$ ، مشتق‌های توابع جفت‌شدگی k'_t و k'_G ، پارامتر رزونانس‌های برداری $\tilde{g}, \tilde{r}$ ، پارامتر نسبت جرم γ و تعداد شبه‌نامبو-گلدستون‌های سبک N_π را به‌عنوان پارامترهای کلیدی در تحلیل قرار می‌دهیم. به این منظور، تعریف‌های دقیق در پیوست آ ذکر می‌شوند. سپس در بخش چهارم مقاله، ماتریس جرم حالات آمیخته استخراج می‌گردد. در گام بعد، بخش پنجم به معرفی قیده‌های نظری و تجربی به‌روزرسانی‌شده اختصاص دارد. در بخش ششم، نتایج نهایی تحلیل تلفیقی قیود نظری و تجربی در فضای پارامتری مدل ارائه می‌شوند. برای تکمیل تحلیل فضای پارامتری و ارائه تصویری ملموس‌تر از پیامدهای فیزیکی قیود اعمال‌شده، مجموعه‌ای از نقاط شاخص^۷ به‌عنوان نمونه‌هایی نماینده از نواحی مختلف فضای پارامتری در بخش هفتم انتخاب شده‌اند. این نقاط نه با هدف انجام یک پیمایش آماری جامع، بلکه به‌عنوان ابزارهایی تبیینی برای نمایش رفتار مدل در نواحی مجاز، مرزی و ممنوع در نظر گرفته شده‌اند تا اثر قیود نظری و تجربی به‌صورت عینی قابل دنبال‌کردن باشد. بخش آخر مقاله به نتیجه‌گیری اختصاص دارد.

⁵ Current mass term

⁶ Near-conformal phase

⁷ benchmark points

¹ Effective Lagrangian

² Electroweak Precision Observables (EWPOs)

³ Oblique S and T parameters

⁴ Top sector

مقاله سه پیوست دارد. تعریف‌های دقیق لاگرانژی در پیوست آ ذکر می‌شوند. نمایش نتایج مربوط به داده‌های قدیمی‌تر ($Run - 1 LHC$) و نمودارهای نواحی مجاز و ممنوع متناظر، در پیوست ب آمده‌اند. محاسبات عددی مربوط به نمونه‌های شاخص معرفی شده در جداول ۳ تا ۶، در پیوست پ ارائه می‌شوند. هدف از این پیوست، بررسی سازگاری درونی این نمونه‌ها با روابط پایه مدل و قیود نظری و پدیدارشناختی اعمال شده در متن اصلی مقاله است.

۲. خلا نظریه

مطابق معادله (۱)، ناهم‌سویی میان خلا مدل هیگز مرکب و خلا مدل استاندارد با پارامتر s_θ کنترل می‌شود. در اغلب پیاده‌سازی‌های هیگز مرکب، دینامیک خلا عمدتاً تحت تأثیر برهم‌کنش کوارک تاپ با بخش پویای قوی در مقیاس انرژی پایین قرار دارد؛ به‌طوری‌که سهم حلقه‌های تاپ نقش غالب را در تولید پتانسیل مؤثر ایفا می‌کند. در غیاب سازوکاری که این سهم را تعدیل کند، کمینه پتانسیل به‌طور طبیعی به نواحی با ناهم‌سویی بزرگ رانده می‌شود که با مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف و اندازه‌گیری‌های جفت‌شدگی هیگز ناسازگار است [۱۹].

انگیزه اصلی این مقاله، بررسی این مسئله است که آیا حضور یک رزونانس نرده‌ای سبک σ ، که با بوزون هیگز شبه‌نامبو-گلدستون آمیخته می‌شود، می‌تواند این تنش را کاهش دهد و امکان تحقق مقیاس‌های ترکیب پایین‌تر را بدون نیاز به تنظیم دقیق شدید فراهم کند. تحلیل‌ها در چارچوب لاگرانژی مؤثر و با فرض غالب بودن حلقه‌های تاپ انجام می‌شوند؛ جزئیات نمایش‌های همتای کوارک تاپ و ساختارهای مربوطه در مراجع استاندارد ارائه شده‌اند [۳۰-۳۲].

در سناریوی ساده‌سازی‌شده مورد نظر، فرض می‌شود که اسکالر σ جرمی هم‌مرتبه با مقیاس ترکیب f یا کوچک‌تر از آن دارد و در عین حال، تولید پتانسیل عمدتاً توسط حلقه‌های تاپ کنترل می‌شود. در چنین حالتی، وابستگی جرم کوارک تاپ به زاویه ناهم‌سویی به‌طور مؤثر به‌صورت

$$m_t \propto f \sin^2 \theta \quad (2)$$

رفتار می‌کند [۳۰-۳۲]. در غیاب σ ، این ساختار منجر به کمینه‌ای در حوالی $\theta \simeq \pi/4$ می‌شود که پیامد آن انحرافات بزرگ در جفت‌شدگی‌های هیگز با بوزون‌های پیمانه‌ای و فرمیون‌ها است و با داده‌های تجربی ناسازگار تلقی می‌شود [۲۷].

در تقریب بدون آمیختگی، جفت‌شدگی‌های مؤثر هیگز سبک به بوزون‌های پیمانه‌ای و کوارک تاپ را می‌توان به‌ترتیب با

$$\kappa_V \simeq \cos \theta, \quad \kappa_t \propto \partial_\theta m_t \quad (3)$$

تخمین زد. از آنجا که شرط کمینه پتانسیل مستلزم برآورده شدن $\partial_\theta V(\theta) = 0$ است، در سناریوهای بدون σ این وضعیت می‌تواند به سرکوب شدید جفت‌شدگی تاپ منجر شود؛ نتیجه‌ای که با مشاهده تولید کانال $t\bar{t}h$ در آزمایش‌های CMS و $ATLAS$ ناسازگار است [۳۴، ۳۵].

حضور ذره نرده‌ای سبک σ این وضعیت را به‌طور کیفی تغییر می‌دهد. آمیختگی میان h و σ ساختار پتانسیل مؤثر را اصلاح کرده و امکان جابه‌جایی کمینه به نواحی با ناهم‌سویی کوچک‌تر را فراهم می‌سازد، بی‌آنکه نیاز به تنظیم دقیق شدید باشد. در نتیجه، هم انحرافات جفت‌شدگی‌های هیگز کاهش می‌یابد و هم قیود ناشی از مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف نرم‌تر می‌شوند. این سازوکار مسیر اصلی تحلیل‌های عددی بعدی مقاله را شکل می‌دهد.

بر این اساس، هدف این بخش روشن کردن منطق فیزیکی اصلاح خلا در حضور σ و شناسایی پارامترهایی است که بیشترین تأثیر را بر κ_V ، κ_t و پارامترهای الکتروضعیف دارند. پیامدهای کمی این اصلاحات، از طریق تحلیل آمیختگی، اسکن فضای پارامتری و نقاط شاخص، در بخش‌های بعدی ارائه می‌شوند.

۳. لاگرانژی دستیده مؤثر مدل

برای مدل‌سازی اثر اسکالر سبک σ ، از یک لاگرانژی مؤثر مبتنی بر میدان‌های شبه‌نامبو-گلدستون استفاده می‌کنیم تا خواص این درجات آزادی را مستقل از جزئیات پرهزینه بخش

می‌دهد (تعاریف و مشتقات دقیق در بخش ۴ ارائه شده است).

۴. درهم آمیختگی هیگز و σ

در این بخش با شروع از لاگرانژی مؤثر معادله (۴)، ماتریس جرمی درهم آمیختگی را شرح می‌دهیم. برای حالات اسکالر هیگز h و σ ، ماتریس به صورت

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} m_h^2 & m_h^2 B \\ m_h^2 B & m_\sigma^2 \end{pmatrix} \quad (۹)$$

به دست می‌آید؛ به طوری که در آن

$$B \equiv (k'_G - k'_t) \cot(2\theta) \quad (۱۰)$$

پارامتر آمیختگی مؤثر (نسبت به مقدار پایه m_h^2) را مشخص می‌کند. قطری سازی این ماتریس منجر به دو ویژه حالت فیزیکی h_1, h_2 با جرم های

$$m_{h_{1,2}}^2 = \frac{1}{2}(m_\sigma^2 + m_h^2 \mp \sqrt{(m_\sigma^2 - m_h^2)^2 + 4m_h^4 B^2}) \quad (۱۱)$$

می‌شود.

اختلاف مربعات جرمی این دو حالت را به صورت

$$\Delta m^2 \equiv m_{h_2}^2 - m_{h_1}^2 \quad (۱۲)$$

تعریف می‌کنیم. بدیهی است که برای حقیقی بودن طیف، عبارت زیر رادیکال باید نامنفی باشد؛ این شرط، یک الزام نظری پایه برای سازگاری مدل است.

زاویه آمیختگی α که گذار از پایه (h, σ) به پایه حالات فیزیکی را توصیف می‌کند، از رابطه استاندارد زیر به دست می‌آید:

$$\tan 2\alpha = -\frac{2m_h^2 B}{m_\sigma^2 - m_h^2}. \quad (۱۳)$$

برای مقایسه کمی شدت آمیختگی در نقاط مختلف فضای پارامتری، یک پارامتر بدون بُعد و بهنجار شده، مطابق مرجع [۲۷]، معرفی می‌کنیم:

$$\delta_A \equiv B \frac{\Delta m^2}{2m_{h_1}m_{h_2}} = \frac{(k'_G - k'_t)}{\tan 2\theta} \frac{m_{h_2}^2 - m_{h_1}^2}{2m_{h_1}m_{h_2}}. \quad (۱۴)$$

این کمیت، شدت آمیختگی مؤثر را به شکلی شفاف و مستقل از مقیاس بیان می‌کند. مقادیر $|\delta_A| \lesssim 1$ متناظر با آمیختگی معتدل تا قوی اند، در حالی که مقادیر بسیار کوچک نشان دهنده رژیم آمیختگی ضعیف هستند. تأکید می‌کنیم که کران $|\delta_A| \leq 1$ یک بهنجار سازی پارامتری برای سهولت تحلیل و نمایش نتایج است و به خودی خود یک قید فیزیکی بنیادی محسوب نمی‌شود.

قوی توصیف کند. چارچوب محاسباتی این کار بر پایه ساختارهای Marzocca–Serone–Shu است و صراحتاً سناریوی «sigma-assisted» را دنبال می‌کند که در مراجع مرتبط تشریح شده است [۲۱، ۴۱، ۴۲].

لاگرانژی مؤثر پایه به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود [۲۱]:

$$\mathcal{L} = k_G(\sigma) \left(\frac{f^2}{8} \right) D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma - \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma)^2 - V_M(\sigma) \quad (۴)$$

$$+ k_t(\sigma) \left(\frac{y_L y_R f C_y}{4\pi} \right) (Q_\alpha t^c)^\dagger \text{Tr}(P_Q^\alpha \Sigma^\dagger P_t \Sigma^\dagger) + h.c. - k_t^2(\sigma) V_t - k_G^2(\sigma) V_g$$

که در آن، $\Sigma = \exp(i\Pi/f)\Sigma_0$ ماتریس شبه نامبو–گلدستون و f مقیاس ترکیب است؛ $k_i(\sigma)$ توابع بهنجار وابسته به σ هستند (به طوری که $k_i(0) = 1$) و مشتقات k'_i و k''_i تغییرات جفت شدگی ها را حول مقدار خلاء کنترل می‌کنند (شرح دقیق بسط های مرتبه بالا و ملاحظات EFT در پیوست آورده شده است). همچنین جملات یوکاوا در لاگرانژی فوق توصیف کننده تولید جرم تاپ هستند.

$$m_t = \varepsilon_{t_L} \varepsilon_{t_R} \frac{C_y f \sin \theta \cos \theta}{4\pi}, \quad (۵)$$

در حالی که V_g و V_t نمایانگر تصحیحات حلقوی ناشی از حلقه های تاپ و بوزون های پیمانه ای اند. (جزئیات تعریف پارامترهای ε ، C_y ، C'_t و δ در پیوست آورده شده است).

به صورت تقریبی:

$$V_t \approx -C'_t f^4 \sin^2 \theta \cos^2 \theta, V_g \approx -C'_t \delta f^4 \cos^2 \theta, \quad (۶)$$

به طوری که:

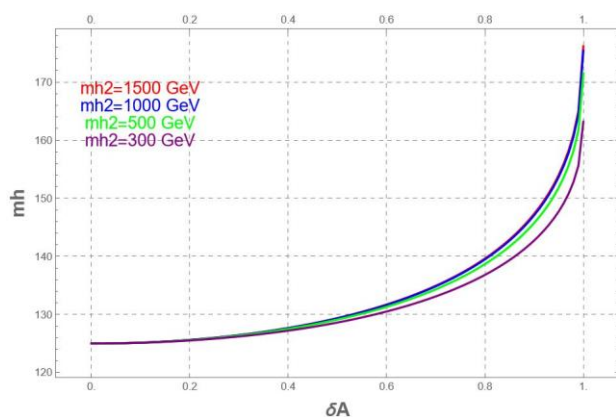
$$C'_t = (C_t \varepsilon_{t_L}^2 \varepsilon_{t_R}^2) / (4\pi)^2 \quad (۷)$$

و

$$\delta = (C_g(3g^2 + g'^2)) / (2C'_t) \quad (۸)$$

[۱۵]. در رژیمی که حلقه های تاپ غالب اند ($\delta \ll 1$)، کمینه بدون σ نزدیک $\theta \approx \pi/4$ است؛ آمیختگی با σ می‌تواند این کمینه را جابه‌جا کرده و اصلاحات جفت شدگی هیگز را تضعیف کند [۱۵، ۱۶].

با استفاده از لاگرانژی فوق، ماتریس جرم حالات h و σ استخراج می‌شود و آمیختگی ها و جفت شدگی ها از مشتق های k_i به دست می‌آیند. پارامتر نمادین آمیختگی δ_A رابطه میان مشتقات k'_G, k'_t ، زاویه θ و تفاضل مربعات جرمی را نشان



شکل ۲: مقدار m_{h_1} به عنوان تابعی از $|\delta_A|$ برای مقادیر ثابتی از m_{h_2} ($m_{h_1} = 125 \text{ GeV}$)

۵. قیدهای وارد بر پارامترهای مدل

این بخش بر شناسایی نواحی مجاز فضای پارامتری و تحلیل عددی مجموعه‌ای از پارامترهای آزاد مدل، شامل زاویه ناهمسویی θ ، جرم اسکالر سنگین m_{h_2} و مشتقات مؤثر k'_t و k'_G متمرکز شده است.

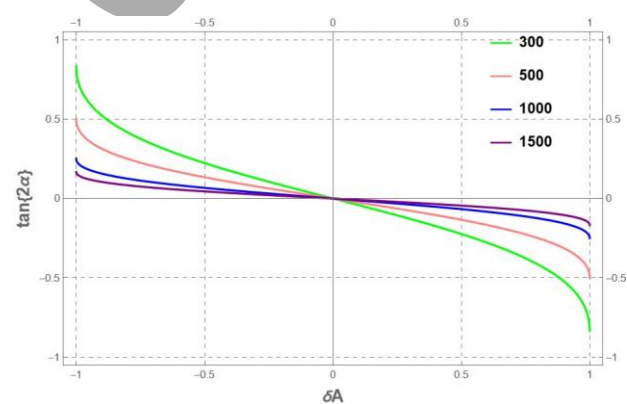
هدف این تحلیل، بررسی سازگاری هم‌زمان این پارامترها با قیود نظری پایه و داده‌های تجربی به‌روز برخورددهنده‌ها و مشاهدات دقیق الکتروضعیف است، به‌گونه‌ای که تنها نواحی فیزیکی و قابل اعتماد فضای پارامتری حفظ شوند. برای شفاف‌سازی و یکپارچه‌سازی این قیود، فهرست کامل محدودیت‌های نظری، داده‌های برخورددهنده‌ای هیگز و قیود الکتروضعیف اعمال‌شده در تحلیل، به‌همراه منبع هر قید، در جدول ۱ خلاصه شده است.

در گام نخست، قیود نظری پایه اعمال شده‌اند. این قیود شامل شرط اختلال‌پذیری $|k'_i| < 4\pi$ (برای $i = G, t$)، شرط اعتبار بسط نظریه مؤثر در رژیم انرژی مورد بررسی، و نیز شرط $\Gamma_{h_2}/m_{h_2} < 1$ برای جلوگیری از خروج رزونانس سنگین از ناحیه اختلالی است. چنین قیودی به‌طور گسترده در تحلیل‌های مدل‌های هیگز مرکب و رزونانس‌های اسکالری به‌کار رفته‌اند و تضمین می‌کنند که نتایج عددی به لحاظ نظری قابل اعتماد باقی بمانند [۳۱، ۴۰، ۴۳].

قیدهای فیزیکی واقعی بر آمیختگی از ترکیب شرایطی مانند حقیقی بودن ویژه‌مقادیر ماتریس جرم، اختلال‌پذیری نظری و محدودیت پهنای رزونانس به‌دست می‌آیند. این قیود به‌طور هم‌زمان در اسکن عددی اعمال شده‌اند و عملاً ناحیه مجاز پارامتر δ_A را محدود می‌کنند.

رفتار عددی $\tan 2\alpha$ به‌عنوان تابعی از δ_A برای مقادیر ثابت جرم حالت سنگین‌تر m_{h_2} (با $m_{h_1} = 125 \text{ GeV}$) در شکل ۱ نشان داده شده است. نتایج عددی تکمیلی در شکل ۲ ارائه شده‌اند. مشاهده می‌شود که برای $m_{h_2} \gtrsim 1500 \text{ GeV}$ منحنی‌ها تقریباً برهم منطبق می‌شوند. این هم‌پوشانی نشان می‌دهد که جرم مؤثر m_h به‌سرعت به مقدار حدی خود در رابطه (۱۴) میل می‌کند.

این رفتار بیانگر آن است که جرم مؤثر هیگز می‌تواند به‌طور قابل توجهی بزرگ‌تر از جرم فیزیکی مشاهده‌شده باشد؛ مشخصه‌ای که نقش مهمی در کاهش نیاز به تنظیم دقیق در جرم بوزون هیگز شبه‌نامبو-گلدستون ایفا می‌کند.



شکل ۱: $\tan 2\alpha$ به عنوان تابعی از δ_A برای مقادیر ثابتی از m_{h_2} ($m_{h_1} = 125 \text{ GeV}$)

جدول ۱: فهرست قیدهای نظری، تجربی و الکتروضعیف وارد بر مدل طبق به‌روزترین داده‌ها

ردیف	قید	مقدار / شرط (CL)
قیدهای نظری		
۱	اختلال‌ناپذیری ^۱	$ k'_{G,t} < 4\pi$
۲	یکتایی ^۲ (۴۳)	$\gamma \equiv \frac{m_{h_2}}{4\sqrt{\pi}f} \lesssim 1$
۳	پهنای کوچک	$\Gamma_{h_2} < m_{h_2}$
قیدهای تجربی (داده‌های Run-II)		
۴	تحلیل آماری تلفیقی (۴۴) (Run-II)	$(68\% \text{ CL}) \kappa_V^{h_1} = 1.00 \pm 0.05$
۵	تولید $t\bar{t}h$ (۴۴)	$(68\% \text{ CL}) \kappa_t^{h_1} = 1.02 \pm 0.10$
۶	پهنای هیگز ^۵ (۵۳)	$(95\% \text{ CL}) \mathcal{BR}(h_1 \rightarrow \text{BSM}) < 0.13$
مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف (EWPO)		
۷	مشاهده‌پذیرهای دقیق ^۶ الکتروضعیف (۴۵، ۴۹)	$S = 0.04 \pm 0.08$ $T = 0.08 \pm 0.07$ $\rho_{ST} \simeq 0.9$ (68% CL, $U = 0$)

^۱ Perturbativity - شرط اختلال‌ناپذیری نظری برای پارامترهای مؤثر اسکالر.

^۲ Unitarity - شرط یکتایی در پراکندگی بوزون‌های برداری.

^۳ داده‌های ترکیبی ATLAS+CMS Run-2.

^۴ تولید همراه تاب-هیگز ($t\bar{t}h$) در داده‌های Run-2.

^۵ حد بالای (95% CL) بر شاخه‌های غیرقابل مشاهده از ATLAS Run-2.

^۶ Electroweak precision observables - با فرض $U = 0$.

پس از تحلیل کامل فضای پارامتری در چارچوب مرجع فوق، که مبتنی بر برازش استاندارد داده‌های الکتروضعیف Run-2 است، در ادامه به منظور ارزیابی حساسیت نتایج به تغییر در ورودی‌های الکتروضعیف، یک سناریوی جایگزین نیز بررسی می‌شود. در این سناریوی تکمیلی، اندازه‌گیری CDF از جرم بوزون W در برازش جهانی پارامترهای الکتروضعیف وارد می‌شود [۵۰، ۵۱]. این بررسی امکان مقایسه کمی جابه‌جایی نواحی مجاز و ممنوع فضای پارامتری را نسبت به سناریوی مرجع فراهم می‌کند و به‌طور خاص نشان می‌دهد که نتایج تا چه میزان به داده‌های مستقل برخورددهنده حساس هستند.

مقادیر عددی ورودی، عدم قطعیت‌ها و هم‌بستگی‌های مورد استفاده در این برازش جایگزین، که مستقیماً بر نواحی مجاز پارامترهای الکتروضعیف اثر می‌گذارند، به‌صورت خلاصه در جدول ۲ ارائه شده‌اند.

جدول ۲: فهرست قیدهای الکتروضعیف خروجی از به‌روزترین داده‌های CDF

ردیف	قید	مقدار / شرط
مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف (EWPO)		
۱	مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف (۵۰، ۵۱)	$S = 0.03 \pm 0.03$ $T = 0.06 \pm 0.02$

یادآوری می‌کنیم که جرم σ و جفت‌شدگی‌های آن پارامترهای آزاد نیستند، بلکه به‌طور کامل توسط دینامیک زیربنایی تعیین می‌شوند. بنابراین، هدف ما شناسایی نواحی مطلوبی از فضای پارامتری مدل است که در چارچوب مدل شبکه‌ای قابل آزمون باشند. نواحی ممنوع در صفحه $k'_G \times \cos(2\theta)$ در شکل (۳) نمایش داده شده‌اند؛ بحث تفصیلی‌تر این نتایج در بخش بعد ارائه خواهد شد.

۵. ۱. تحلیل قیدهای نظری: اختلال‌پذیری و یکتایی

برای تضمین اعتبار توصیف مؤثر و اطمینان از قابل اعتماد بودن محاسبات عددی، تحلیل فضای پارامتری با اعمال مجموعه‌ای از قیود نظری پایه آغاز می‌شود. هدف از این قیود، محدود کردن ناحیه فضای پارامتری به رژیمی است که در آن بسط اختلالی و تقریب‌های مرتبه‌پایین EFT معتبر باقی بمانند و توصیف

در گام دوم، قیود ناشی از اندازه‌گیری‌های دقیق هیگز اعمال می‌شوند. برای این منظور، جفت‌شدگی‌های K_V و K_t با نتایج ترکیبی ATLAS و CMS در Run-2 مقایسه شده‌اند [۳۷، ۴۴]. تابع χ^2 دوبعدی با در نظر گرفتن هم‌بستگی‌ها ساخته شده و ماتریس کوواریانس مستقیماً از تحلیل‌های ترکیبی رسمی استخراج شده است [۴۴، ۴۵]. نگاشت پیش‌بینی‌های مدل به مشاهده‌پذیرهای برخورددهنده مطابق با توصیه‌ها و محاسبات مرجع گروه کاری مقاطع تولید هیگز در LHC انجام شده است [۴۷، ۴۶].

در ادامه، قیود حاصل از مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف از طریق پارامترهای S و T اعمال می‌شوند. سهم‌های ناشی از تغییر جفت‌شدگی‌های هیگز سبک، حضور اسکالر سنگین h_2 و رزونانس‌های برداری مطابق فرمالیسم Peskin-Takeuchi محاسبه شده و با برازش‌های جهانی داده‌های الکتروضعیف مقایسه می‌شوند [۱۴، ۱۵، ۲۰]. مقادیر مرکزی، عدم قطعیت‌ها و ضرایب هم‌بستگی از نتایج به‌روز برازش جهانی استخراج شده‌اند [۴۵، ۴۸، ۴۹].

را با موفقیت پشت سر می گذارند، وارد آزمون های تجربی بعدی خواهند شد. سپس قیود حاصل از اندازه گیری های هیگز و مشاهده پذیرهای دقیق الکتروضعیف بر این زیرمجموعه اعمال شده و نواحی نهایی مجاز و ممنوع تعیین می شوند [۴۰،۴۳].

۵.۲. قیدهای تجربی: اندازه گیری های هیگز

پس از کشف بوزون هیگز، اندازه گیری های ترکیبی ATLAS+CMS محدودیت های دقیقی بر انحراف جفت شدگی های هیگز از مقادیر مدل استاندارد اعمال کرده اند که در تحلیل فضای پارامتری مدل حاضر نقشی تعیین کننده دارند. برای نگاشت پیش بینی های نظری به کمیت های قابل مقایسه با داده های برخورددهنده، از چارچوب κ -modifier استفاده شده است، مقادیر مرکزی و ماتریس کوواریانس دوبعدی (κ_V, κ_t) مستقیماً از ترکیب رسمی ATLAS+CMS (Run-2) گرفته شده و به عنوان ورودی تابع χ^2_{Higgs} به کار رفته اند (مقادیر و ماتریس کوواریانس مورد استفاده در این کار از مرجع [۴۴] استخراج شده اند). برای محاسبه نرخ های تولید و واپاشی، از توصیه ها و جداول مرجع گروه کاری مقاطع تولید هیگز^۱ استفاده شده است. در این چارچوب، سهم تولید از طریق همجوشی گلئون ها (ggF) با تقریب محافظه کارانه $R_{\text{ggF}} \simeq \kappa_t^2$ و تولید از طریق واپاشی برداری با $R_{\text{VBF}} \simeq \kappa_V^2$ مقیاس گذاری شده است، در حالی که مقاطع مرجع $\sigma^{\text{SM}}(m)$ و پهنای $\Gamma^{\text{SM}}(m)$ به طور مستقیم از جداول رسمی مورد استفاده قرار گرفته اند [۴۷]. اثرات حلقه ای دقیق تر در فرآیند ggF و نقش رزونانس های سنگین مطابق با محاسبات و تحلیل های مروری موجود لحاظ شده اند [۳۹،۴۷]. افزون بر این، کران تجربی جدید؛

$$(\text{CL } 95\%/\text{BR}(h \rightarrow \text{BSM}) < 0.13) \quad (18)$$

که در ترکیب Run-2 گزارش شده است، به طور مؤثری نواحی ای از فضای پارامتری را که اجازه واپاشی هیگز به حالت های فرااستاندارد یا شبه نامبو-گلدستون های سبک را فراهم می کنند، حذف می کند و نقش مهمی در کوچک شدن ناحیه مجاز ایفا می نماید [۴۴،۴۶]. در پیاده سازی عددی، برای

رزونانس سنگین از حوزه اعتبار نظریه خارج نشود. در عمل، این پالایش نظری از طریق کنترل اندازه جفت شدگی های مؤثر وابسته به σ ، مهار رشد دامنه های پراکندگی در انرژی های بالا، و اعمال کران محافظه کارانه بر نسبت پهنای به جرم اسکالر سنگین پیاده سازی می شود.

در گام نخست، مشتقات بدون بعد توابع جفت شدگی وابسته به σ به صورت محافظه کارانه در بازه $|k'_i| < 4\pi$ ($i = G, t$) محدود شده اند. این شرط تضمین می کند که سهم جملات مرتبه بالاتر در بسط EFT مهار شده و توسعه اختلالی همچنان معتبر باقی بماند. چنین معیاری به طور گسترده در تحلیل های مشابه به کار رفته و مبنای فنی آن در ادبیات موجود مستند شده است [۳۱،۴۰]. همچنین برای جلوگیری از نقض یکتایی ناشی از رشد مؤلفه موج صفر در پراکندگی های انرژی بالا، شرط

$$a_0(s = m_{h_2}^2) \simeq \frac{N_f}{32\pi f^2} m_{h_2}^2 < 1 \quad (15)$$

را به عنوان کران عملی بر m_{h_2} در نظر گرفته ایم؛ این قید را به صورت فشرده با معرفی پارامتر بدون بعد

$$\gamma \equiv m_{h_2}/(4\sqrt{\pi} f) \quad (16)$$

بیان می کنیم که ناحیه مجاز آن به طور طبیعی با $\gamma \lesssim \sqrt{2/N_f}$ سازگار است. این شیوه کران گذاری در مطالعات پیشین به عنوان یک معیار استاندارد به کار رفته است [۴۰،۴۳]. از سوی دیگر برای حفظ قابلیت تفسیر رزونانس سنگین در رژیم اختلالی، شرط $\Gamma_{h_2}/m_{h_2} < 1$ بر نسبت پهنای به جرم اعمال می شود. در تقریبی که مؤلفه های غالب واپاشی مستقل از جزئیات فضای هم مجموعه در نظر گرفته می شوند، این نسبت به صورت مجموع سهم واپاشی به شبه نامبو-گلدستون ها و سهم واپاشی به زوج تاپ-پادتاپ ($t\bar{t}$) نوشته می شود:

$$\frac{\Gamma_{h_2}}{m_{h_2}} \simeq (k'_G)^2 \frac{N_\pi m_{h_2}^2}{128\pi f^2} + (k'_t)^2 \frac{3m_t^2}{8\pi f^2}, \quad (17)$$

این رابطه به روشنی نشان می دهد که افزایش k'_G بزرگ شدن m_{h_2} یا کاهش f می تواند سریعاً ناحیه ای از فضای پارامتری را به لحاظ پهنای نامعتبر کند [۳۱،۵۲].

در رویه اجرایی اسکن عددی، تمامی قیود فوق به عنوان یک پالایش نظری اولیه اعمال می شوند و تنها نقاطی که این مرحله

$$\rho_{ST} \simeq 0.90,$$

که با نتایج برازش‌های جهانی اخیر سازگار است [۴۵, ۴۸, ۴۹].

اصلاحات مدل در تقریب مورد استفاده به صورت

$$\Delta S = \frac{1-\kappa_V(h_1)^2}{6\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{m_{h_1}^2} - \frac{\kappa_V(h_2)^2}{6\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{m_{h_2}^2} + \Delta S_{TC}, \quad (22)$$

$$\Delta T = -\frac{3[1-\kappa_V(h_1)^2]}{8\pi c_W^2} \ln \frac{\Lambda^2}{m_{h_1}^2} + \frac{3\kappa_V(h_2)^2}{8\pi c_W^2} \ln \frac{\Lambda^2}{m_{h_2}^2}, \quad (23)$$

محاسبه شده‌اند. مقیاس برش ترکیبی به صورت $\Lambda^2 = 2\pi^2 f^2$ انتخاب شده است که با برآوردهای متعارف در مدل‌های هیگز مرکب سازگار است. جمله ΔS_{TC} سهم بخش قوی، از جمله مشارکت رزونانس‌های برداری، را در بر می‌گیرد و در تقریب «تسلط مزون برداری» با پارامتر

$$\Delta S_\rho = \frac{16\pi(1-r^2)s_\theta^2}{2(g^2+\bar{g}^2)-g^2(1-r^2)s_\theta^2} \quad (24)$$

برآورد شده است؛ مبانی این تقریب و دامنه اعتبار آن در مراجع تخصصی به تفصیل بررسی شده‌اند [۲۱].

پس از تعیین نواحی مجاز بر اساس سناریوی مرجع Run-2، برای ارزیابی حساسیت نتایج به تغییرات اخیر در داده‌های الکتروضعیف، تحلیل فوق‌را در یک سناریوی جایگزین تکرار کرده‌ایم که در آن اندازه‌گیری جدید CDF از جرم بوزون W وارد برازش جهانی می‌شود [۵۰, ۵۱]. ورود این داده موجب جابه‌جایی مرکز برازش و تغییر ساختار ماتریس کوواریانس (S, T) شده و می‌تواند نواحی مجاز و ممنوع فضای پارامتری را به طور معناداری دگرگون سازد؛ این تغییرات به صورت بصری در شکل (۵) نشان داده شده‌اند.

در پایان تأکید می‌کنیم که تحلیل مبتنی بر (S, T) ذاتاً یک تقریب متمرکز بر اصلاحات اولیک است. در نواحی از فضای پارامتری که اصلاحات غیراولیک یا اثرات اختصاصی فرمیونی می‌توانند مهم شوند، انجام یک برازش کامل مشاهدات دقیق الکتروضعیف - شامل مشاهده‌پذیرهای Z-pole، ناهمسانگردی‌ها و جفت‌شدگی‌ها- ضروری خواهد بود. با این حال، در دامنه پارامتری مورد مطالعه در این کار (زاویه ناهمسانگویی نسبتاً کوچک و آمیختگی فرمیونی میلنه)، انتظار می‌رود پارامترهای S و T حساسیت غالب را فراهم کنند؛ از این رو تقریب اتخاذ شده برای هدف مقایسه‌ای و روشن‌سازی نقش ذره نرده‌ای سبک σ

هر نقطه پارامتری، جفت‌شدگی‌های مؤثر $\kappa_t(h_1)$ و $\kappa_V(h_1)$ از ماتریس جرم و زاویه آمیختگی محاسبه شده و سپس تابع؛

$$\chi_{\text{Higgs}}^2 = (\kappa - \kappa_0)^T C^{-1} (\kappa - \kappa_0) \quad (19)$$

ارزیابی می‌شود. نقاطی که خارج از ناحیه مجاز ۹۵٪ قرار گیرند، در تحلیل به عنوان «ممنوع (Higgs)» علامت‌گذاری شده‌اند [۴۴].

برای نقاطی که نسبت پهنای کلی به جرم اسکالر سنگین به مقادیر $\frac{\Gamma_{\text{tot}}}{m_{h_2}} \gtrsim 0.1$ می‌رسد، تفسیر تجربی باید بر مبنای جستجوهای اختصاصی رزونانس‌های سنگین و پهن در ATLAS و CMS انجام شود؛ روش‌ها و نتایج مربوط به این جستجوها در مراجع تخصصی گزارش شده‌اند [۳۷, ۴۷].

تمام ورودی‌های عددی مورد استفاده - شامل ماتریس کوواریانس (κ_V, κ_t) و جداول مرجع $\Gamma^{\text{SM}}(m)\sigma^{\text{SM}}(m)$ - به طور کامل از منابع رسمی ذکر شده استخراج شده‌اند و هیچ پارامتر تنظیمی اضافی در تحلیل وارد نشده است [۴۴, ۴۷].

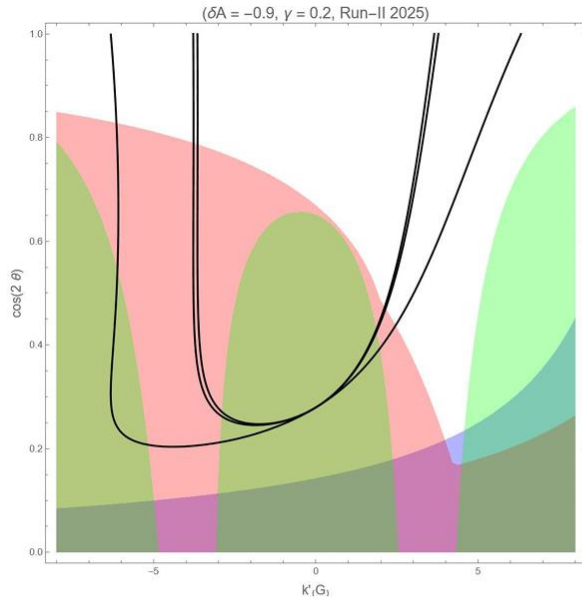
برای مقایسه تاریخی، یادآور می‌شویم که در دوره Run-I، ترکیب‌های آماری ATLAS و CMS کران‌های ضعیف‌تری بر κ_t و κ_V گزارش می‌کردند [۳۴, ۳۵]. به طوری که مقادیری نظیر $\kappa_V = 1.035 \pm 0.095$, $\kappa_t \approx 1.26^{+0.31}_{-0.26}$ (۲۰) هنوز مجاز بودند و به طور تقریبی اجازه $s_\theta \lesssim 0.42$ را فراهم می‌کردند. نتایج متناظر با داده‌های قدیمی‌تر Run-I و نمودارهای نواحی مجاز و ممنوع مرتبط، صرفاً برای مقایسه و شفافیت بیش‌تر، در پیوست ب ارائه شده‌اند.

۵. محدودیت‌های ناشی از مشاهده‌پذیرهای دقیق

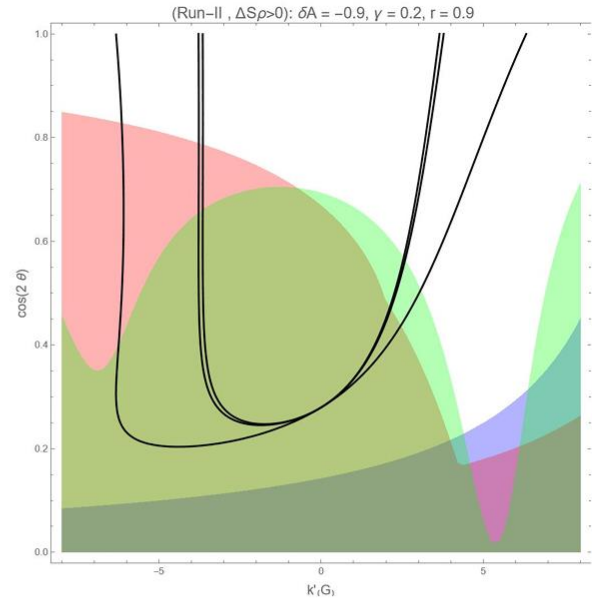
الکتروضعیف

برای سنجش سازگاری مدل با داده‌های دقیق الکتروضعیف، از فرمالیسم پارامترهای S و T استفاده کرده و اصلاحات پیش‌بینی شده توسط مدل را در قالب این دو کمیت نگاشت نموده‌ایم. مقادیر نظری $(\Delta S, \Delta T)$ در یک تابع آماری دو بُعدی وارد شده و با نتایج برازش جهانی مقایسه می‌شوند. در سناریوی مرجع، مقادیر مرکزی و ماتریس کوواریانس بر اساس ترکیب رسمی داده‌های ATLAS+CMS در Run-2 اتخاذ شده‌اند، به طوری که؛

$$S_0 = 0.03 \pm 0.03, \quad T_0 = 0.06 \pm 0.02, \quad (21)$$



(ب) $\Delta S_p < 0$ (مثال: $r = 1.1$)



(ا) $\Delta S_p > 0$ (مثال: $r = 0.9$)

شکل ۳: نواحی ممنوع در صفحه $k'_G - \cos(2\theta)$ در مدل. نواحی ممنوع به ترتیب ناشی از شرط اختلال‌ناپذیری (آبی)، جفت‌شدگی‌های هیگز (قرمز) و ملاحظه‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف (سبز) هستند. منحنی‌های سیاه نقاطی را نشان می‌دهند که در آن‌ها $\Gamma_{h_2} = m_{h_2}$ برای سه فضای هم‌مجموعه مینیمال برقرار است. در هر دو نمودار مقادیر $\delta A = -0.9$ ، $g = 3$ و $\gamma = 0.2$ در نظر گرفته شده‌اند.

است. این نمایش گرافیکی چارچوب بصری لازم را برای تفسیر ساختار فضای پارامتری فراهم می‌کند که در ادامه به تفصیل مورد بحث قرار می‌گیرد.

فضای پارامتری در صفحه $\cos(2\theta) \times k'_G$ نمایش داده شده است، زیرا این صفحه به‌طور مؤثر هم‌زمان حساس به شدت آمیختگی، مقیاس ترکیب f ، و رفتار پهنای رزونانس سنگین است. برای هر نقطه از این فضا، ابتدا مقادیر $f = v/s_\theta$ و جرم حالت سنگین $m_{h_2} = 4\sqrt{\pi}f$ محاسبه شده و سپس جفت‌شدگی‌های مؤثر K_V و K_T و نیز سهم‌های ΔS و ΔT مطابق فرمالیسم استاندارد مشاهدات دقیق الکتروضعیف ارزیابی گردیده‌اند [۱۴، ۱۵، ۴۸]. این محاسبات به‌صورت یک اسکن عددی کنترل‌شده انجام شده‌اند که در آن، نقاط خارج از قلمرو اعتبار نظری مدل به‌صورت پیشینی حذف شده‌اند.

در گام نخست، قیود نظری اعمال شده‌اند. نقاطی که در آن‌ها شرط اختلال‌پذیری مؤثر نقض می‌شود (یعنی $|k'_I| \gtrsim 4\pi$) یا نسبت پهنای به جرم رزونانس سنگین از حد $\Gamma_{h_2}/m_{h_2} < 1$ فراتر می‌رود، از تحلیل کنار گذاشته شده‌اند. این نواحی در شکل (۳) به‌صورت مشخص علامت‌گذاری شده‌اند و عملاً نشان می‌دهند که بخش بزرگی از فضا دارای $\cos(2\theta)$ کوچک

و رزونانس‌های برداری کاملاً موجه است.

۶. تحلیل تلفیقی قیدها در فضای پارامتری مدل

در این بخش، نتایج نهایی تحلیل تلفیقی قیود نظری و تجربی در فضای پارامتری مدل ارائه می‌شود. هدف اصلی این بخش، نشان‌دادن این نکته است که چگونه اعمال هم‌زمان قیود نظری، داده‌های تجربی و مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف، ساختار کیفی و کمی فضای پارامتری مدل هیگز مرکب با حضور اسکالر سنگین h_2 را تعیین می‌کند. تمامی کمیت‌های نظری و روابط پایه مورد استفاده در این تحلیل در بخش‌های پیشین معرفی شده‌اند؛ در اینجا تمرکز صرفاً بر تفسیر نتایج عددی و ارتباط آن‌ها با نمودارهای فضای پارامتری است.

نتایج اسکن عددی قیود نظری و تجربی در شکل (۳) به‌صورت نواحی مجاز و ممنوع در صفحه پارامتری $\cos(2\theta) \times k'_G$ نمایش داده شده‌اند. نواحی رنگی، به تفکیک منشأ قید، حذف‌شدن نقاط پارامتری به‌واسطه اختلال‌پذیری و پهنای رزونانس (آبی)، جفت‌شدگی‌های هیگز (قرمز) و مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف (سبز) را مشخص می‌کنند، در حالی که منحنی‌های سیاه مجموعه نقاطی را نشان می‌دهند که در آن‌ها جرم حالت سنگین با مقدار مرجع انتخاب‌شده برای h_2 سازگار

— که متناظر با آمیختگی قوی و مقیاس ترکیب پایین است — حتی پیش از اعمال هر قید تجربی از اعتبار EFT خارج می‌شود. این نتیجه اهمیت نقش قیود نظری را برجسته می‌کند و نشان می‌دهد که بسیاری از نقاط به‌ظاهر مجاز از دید داده‌های LHC، در عمل از نظر نظری غیرقابل اتکا هستند.

پس از اعمال قیود نظری، قیود مستقیم هیگز بر اساس برازش‌های ترکیبی ATLAS و CMS در Run-2 به جفت‌شدگی‌های K_V و K_t اعمال شده‌اند [۳۷, ۴۴, ۵۳]. این قیود به‌صورت نوارهایی در فضای پارامتری ظاهر می‌شوند که به‌ویژه در نواحی با کاهش قابل‌توجه K_V نقش محدودکننده دارند. همان‌طور که شکل (۳) نشان می‌دهد، حتی تغییرات نسبتاً ملایم در $\cos(2\theta)$ می‌توانند منجر به انحراف‌های قابل‌تشخیص در K_V شوند و بنابراین بخش قابل‌توجهی از فضای پارامتری که در Run-1 قابل‌قبول بوده است، تحت داده‌های دقیق‌تر Run-2 حذف می‌شود. این رفتار به‌طور مستقیم در راستای هدف مقاله برای نشان‌دادن سخت‌گیرانه‌تر شدن قیود تجربی در داده‌های جدید و به‌روز شده LHC است.

در گام بعد، مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف به‌صورت یک برازش دوبعدی در صفحه (S, T) وارد تحلیل شده‌اند [۴۸, ۴۵]. نواحی حذف‌شده توسط مشاهدات دقیق الکتروضعیف در شکل (۳) به‌وضوح نشان می‌دهند که حتی در نقاطی که قیود هیگز نقض نمی‌شوند، ترکیب آمیختگی اسکالرها و سهم‌های برداری می‌تواند منجر به ناسازگاری قابل‌توجه با داده‌های دقیق الکتروضعیف شود. این نکته تأکید می‌کند که تحلیل مبتنی بر K ها به‌تنهایی برای قضاوت درباره مجاز بودن مدل کافی نیست و مشاهدات دقیق الکتروضعیف نقش مکمل اما تعیین‌کننده‌ای دارند.

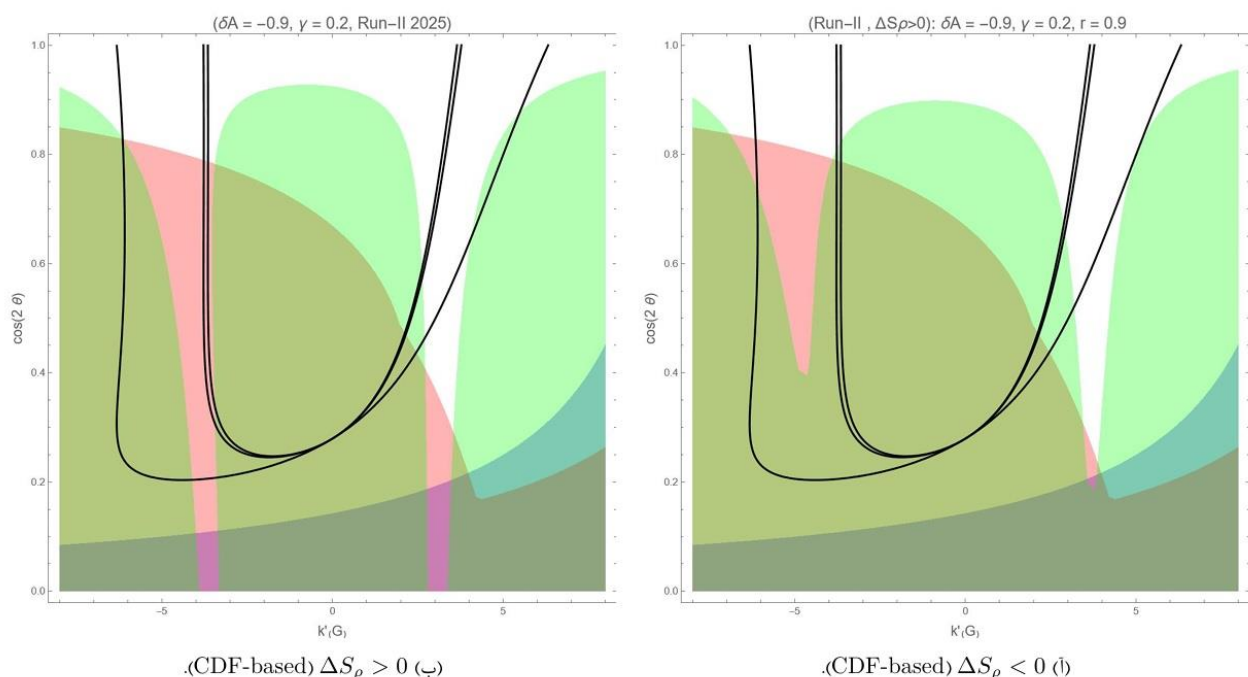
تحلیل شکل (۳) همچنین نشان می‌دهد که پارامتر نمادین آمیختگی δ_A نقش کلیدی در جلبه‌جایی مرزهای مجاز و ممنوع ایفا می‌کند. تغییر δ_A از طریق مشتقات K'_G و K'_t مستقیماً بر K_t و در نتیجه بر ΔT اثر می‌گذارد، به‌گونه‌ای که برای مقادیر خاصی از آمیختگی می‌توان تا حدی تنش میان قیود هیگز و مشاهدات دقیق الکتروضعیف را کاهش داد. با این حال، این «بهبود

موضعی» معمولاً به قیمت افزایش پهنای رزونانس یا نزدیک‌شدن به مرز اختلال‌پذیری حاصل می‌شود، که بار دیگر بر محدودیت‌های ذاتی مدل تأکید می‌کند. این رفتار نشان می‌دهد که δ_A اگرچه ابزاری مفید برای تنظیم نسبی تنش‌هاست، اما قادر به گشودن ناحیه‌ای کاملاً آزاد از قیود هم‌زمان نظری و تجربی نیست.

علاوه بر سناریوی مرجع مبتنی بر داده‌های Run-2، سناریوی جایگزین شامل اندازه‌گیری CDF از جرم بوزون W نیز بررسی شده و نتایج آن در شکل (۵) ارائه شده است. در این سناریو، تغییر مقادیر مرکزی و کوواریانس برازش (S, T) منجر به جابه‌جایی بیضی‌های مجاز مشاهدات دقیق الکتروضعیف می‌شود [۵۰, ۵۱]. مقایسه مستقیم شکل‌های (۳) و (۵) نشان می‌دهد که برخی نقاط که در سناریوی مرجع Run-2 ممنوع هستند، در صورت پذیرش جابه‌جایی مرکزی ناشی از CDF می‌توانند به ناحیه مجاز بازگردند، در حالی که نقاط دیگر برعکس، تحت این سناریوی جایگزین بیشتر تحت فشار قرار می‌گیرند. این مقایسه به‌طور صریح نشان می‌دهد که نتیجه‌گیری درباره فضای پارامتری مدل به‌طور کیفی به ورودی‌های مشاهدات دقیق الکتروضعیف وابسته است و هر ادعای پدیده‌شناختی باید این عدم قطعیت ساختاری را در نظر بگیرد.

در نهایت، این تحلیل تلفیقی نشان می‌دهد که فضای پارامتری مجاز مدل به‌طور قابل‌توجهی محدود است و تنها نواحی مشخصی با آمیختگی ملایم، پهنای رزونانس کنترل‌شده و سازگاری هم‌زمان با داده‌های هیگز و مشاهدات دقیق الکتروضعیف باقی می‌مانند. این نواحی، که به‌صورت کمی در شکل‌ها گزارش شده‌اند، نقطه شروع طبیعی برای مطالعات پدیده‌شناسی دقیق‌تر در LHC و HL-LHC محسوب می‌شوند؛ به‌ویژه در کانال‌های ZZ ، WW و $t\bar{t}$ که حساسیت به رزونانس‌های پهن اما قابل تشخیص دارند [۳۸, ۴۶, ۴۷].

جهت یادآوری مجدد برای نمایش نتایج مربوط به داده‌های قدیمی‌تر (Run-1 LHC) و نمودارهای نواحی مجاز/ممنوع متناظر، به پیوست ب مراجعه شود.



شکل ۵: نواحی ممنوع در صفحه $k'_G - \cos(2\theta)$ بر پایه برازش مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف شامل نتایج CDF. رنگ‌ها معنای مشابه شکل‌های مبتنی بر LHC هستند: آبی = نقض اختلاف‌پذیری، قرمز = نقض قیود هیگز (K -ها)، سبز = نقض مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف. برای تمام نمودارها مقادیر پارامترهای ثابت $\delta A = -0.9$, $g = 3$, $\gamma = 0.2$ در نظر گرفته شده‌اند.

۷. ارزیابی عددی نقاط شاخص و پیامدهای تجربی

برای تکمیل تحلیل فضای پارامتری و ارائه تصویری ملموس‌تر از پیامدهای فیزیکی قیود اعمال‌شده، مجموعه‌ای از نمونه نقاط شاخص^۱ به‌عنوان نمونه‌هایی نماینده از نواحی مختلف فضای پارامتری انتخاب شده‌اند. این نقاط نه با هدف انجام یک اسکن آماری جامع، بلکه به‌عنوان ابزارهای تبیینی برای نمایش رفتار مدل در نواحی مجاز، مرزی و ممنوع در نظر گرفته شده‌اند تا اثر قیود نظری و تجربی به‌صورت عینی قابل دنبال کردن باشد. همان‌گونه که در شکل ۳ (صفحه $k'_G \times \cos(2\theta)$) مشاهده می‌شود، نواحی مجاز و ممنوع ناشی از قیود Run-II و شرایط نظری ساختاری غیرساده و به‌شدت وابسته به پارامترهای مدل دارند. در این بخش، چند نقطه شاخص از نواحی فیزیکی متمایز این فضا انتخاب شده‌اند تا ویژگی‌هایی نظیر اندازه آمیختگی، رفتار جفت‌شدگی‌های مؤثر و نسبت پهنای جرم رزونانس سنگین h_2 به‌صورت کمی بررسی شوند. در ادامه، به بررسی چند نمونه نقطه شاخص می‌پردازیم.

در جدول ۳، سه نقطه شاخص مبتنی بر تحلیل Run-2 ارائه شده است. نمونه‌ی ۱ نماینده ناحیه‌ای با آمیختگی ملایم ($s_\theta \approx 0.15$) و جرم نسبتاً بزرگ h_2 است که در آن انحراف جفت‌شدگی هیگز به بوزون‌های برداری بسیار کوچک باقی می‌ماند ($\kappa_V \approx 0.99$) و پهنای رزونانس به‌طور مؤثر در ناحیه باریک قرار دارد. این نقطه نشان می‌دهد که حتی در حضور یک اسکالر سنگین با جرم چند TeV، مدل می‌تواند به‌طور کامل با داده‌های Run-2 سازگار باقی بماند. در مقابل، نمونه ۲ در همین جدول، یک نقطه مرزی است که اگرچه هنوز از نظر نظری مجاز است، اما به دلیل کاهش محسوس κ_V و افزایش نسبت Γ_{h_2}/m_{h_2} در آستانه حذف تجربی قرار می‌گیرد. نمونه ۳ به‌طور هدفمند به‌عنوان یک نقطه ممنوع ارائه شده است تا به‌صورت شفاف نشان دهد چگونه نقض هم‌زمان قیود جفت‌شدگی‌ها و شرط $\Gamma/m < 1$ بخش‌هایی از فضای پارامتری را که در تحلیل‌های قدیمی‌تر قابل قبول بوده‌اند، کنار می‌زند.

¹ benchmark points

وضعیت	Γ_{h_2}/m_{h_2}	κ_V	k'_t	k'_G	m_{h_2} [GeV]	f [GeV]	s_θ	نمونه
مجاز	0.025	0.989	0.30	1.0	2325	1640	0.150	نمونه ۱ (مجاز)
ممنوع شده (ناسازگاری در κ_V)	0.103	0.888	0.50	2.0	758	535	0.460	نمونه ۲ (ممنوع - هیگز)
ممنوع شده ($\Gamma/m > 1$)	1.23	0.947	0.60	7.0	1090	769	0.320	نمونه ۳ (ممنوع - پنهان)

جدول ۳: سه نمونه شاخص در چارچوب Run-2 (نمونه‌های مرتبط با تحلیل اصلی LHC). محاسبات با $v = 246$ GeV، $\gamma = 0.2$ و $N_\pi = 5$ انجام شده‌اند.

نمونه	s_θ	f [GeV]	m_{h_2} [GeV]	k'_G	k'_t	κ_V	Γ_{h_2}/m_{h_2}
نمونه-۱ CDF (مجاز)	0.200	1230	1744	1.5	0.30	0.980	0.056
نمونه-۲ CDF (ممنوع - مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف)	0.300	820	1163	2.0	0.50	0.954	0.101
نمونه-۳ CDF (ممنوع - پنهان)	0.280	879	1245	7.0	0.60	0.960	1.23

جدول ۴: نمونه‌های شاخص مرتبط با سناریوی شامل CDF (نمونه‌های شاخص برای مقایسه حساسیت مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف).

نمونه	s_θ	f [GeV]	m_{h_2} [GeV]	k'_G	k'_t	κ_V	Γ_{h_2}/m_{h_2}
نمونه-Run1 Allowed	0.450	546.67	775.15	2.0	0.50	0.8930	0.1030

جدول ۵: نمونه مقایسه‌ای: نقطه‌ای که بر اساس Run-1 مجاز بوده اما پس از Run-2 ممنوع می‌شود (نمونه "Run-2 excluded $\rightarrow$ Run-1 allowed").

نمونه	s_θ	f [GeV]	m_{h_2} [GeV]	k'_G	k'_t	κ_V	Γ_{h_2}/m_{h_2}
نمونه-CDF-allowed	0.380	647.37	918.05	2.0	0.50	0.925	0.103

جدول ۶: نمونه پیشنهادی نشان‌دهنده "CDF-allowed $\rightarrow$ Run-2 excluded": یک نقطه‌ای که تنها در صورت تغییر مرکز (S, T) ناشی از CDF می‌تواند مجاز شود.

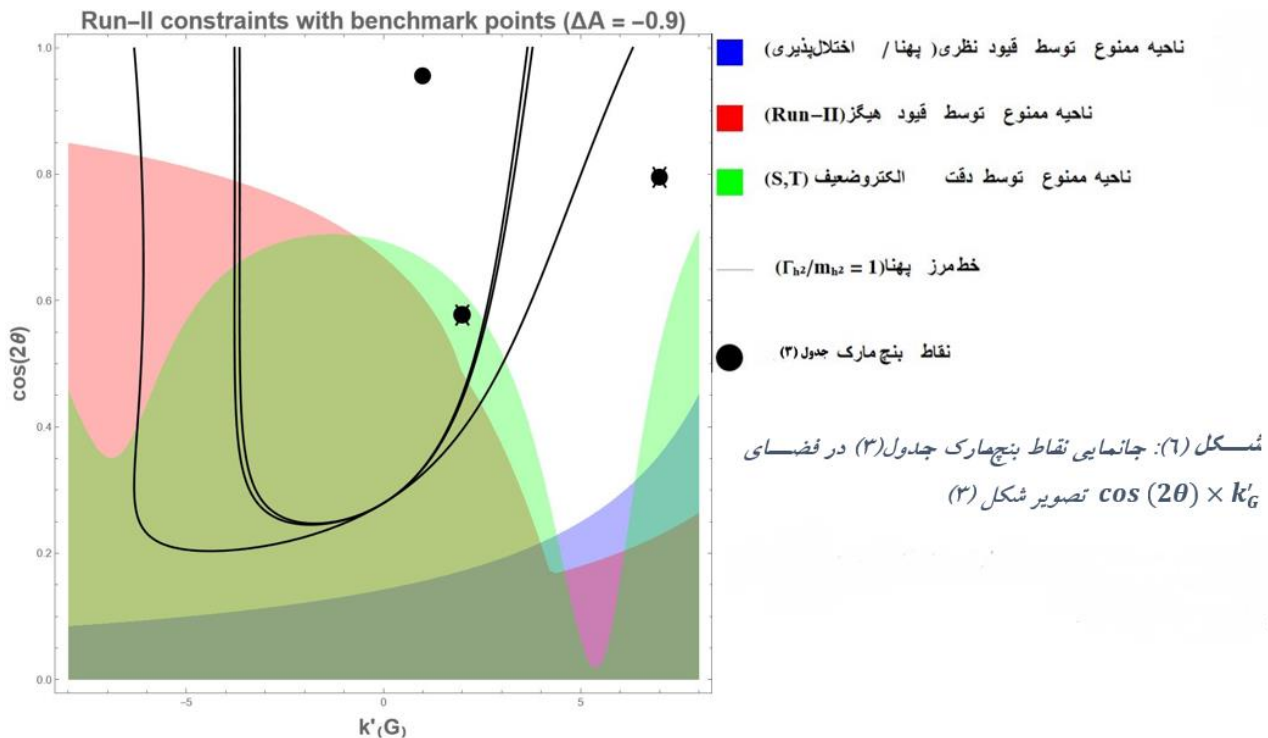
در مقابل، جدول ۶ نمونه‌ای پیشنهادی را نشان می‌دهد که تنها در صورت جابه‌جایی مرکز بیضی‌های S, T ناشی از داده‌های CDF مجاز می‌شود، در حالی که تحت قیود Run-2 استاندارد حذف شده است. این نقطه خاص نشان می‌دهد که حتی تغییرات نسبتاً کوچک در ورودی‌های مشاهدات دقیق الکتروضعیف می‌توانند نواحی جدیدی از فضای پارامتری را به‌طور بالقوه باز کنند، هرچند این نواحی معمولاً با آمیختگی بزرگ‌تر و پهنای رزونانس قابل توجه‌تری همراه‌اند.

جزئیات کامل محاسبات عددی مربوط به تمامی نمونه نقاط شاخص در پیوست پ ارائه شده است.

افزون بر این، در شکل (۶) نمایش گرافیکی نمونه نقاط شاخص داده شده در جدول (۳) در فضای $k'_G \times \cos(2\theta)$ داده شده در تصویر (۳) با استفاده از یک کد عددی مستقل انجام شده است که امکان جانمایی دقیق آن نقاط بر روی نواحی مجاز و ممنوع فضای پارامتری را فراهم می‌کند. این نمایش صرفاً نقش بصری و تبیینی دارد و هدف آن تأکید بر جایگاه فیزیکی نقاط

برای بررسی حساسیت نتایج به ورودی‌های مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف، جدول ۴ نقاط شاخص متناظر با سناریوی شامل داده‌های CDF را نشان می‌دهد. مقایسه مستقیم جداول ۳ و ۴ آشکار می‌سازد که جابه‌جایی مقادیر مرکزی پارامترهای S و T می‌تواند نقاطی را که در چارچوب Run-2 مجاز هستند، به نواحی مرزی یا حتی ممنوع منتقل کند. این رفتار به‌ویژه در نمونه‌هایی با آمیختگی نسبتاً بزرگ و κ_V کوچک‌تر مشهود است و وابستگی نتایج پدیده‌شناختی مدل به انتخاب برازش مشاهدات دقیق الکتروضعیف را به‌روشنی برجسته می‌کند.

در جدول ۵، یک نقطه مقایسه‌ای ارائه شده است که در تحلیل‌های مبتنی بر داده‌های Run-1 مجاز بوده، اما با اعمال قیود Run-2 حذف می‌شود. این نمونه به‌طور کمی نشان می‌دهد که به‌روزرسانی داده‌های جفت‌شدگی هیگز-به‌ویژه κ_V - چگونه می‌تواند نواحی‌ای از فضای پارامتری را که پیش‌تر قابل قبول به نظر می‌رسیدند کنار بزند.



یک رزونانس سبک نرده‌ای σ بررسی کردیم. تمرکز اصلی بر این پرسش بود که آیا آمیختگی $h - \sigma$ می‌تواند تنش میان دینامیک خلأناشی از جفت‌شدگی قوی تاپ و قیود دقیق الکتروضعیف و اندازه‌گیری‌های جفت‌شدگی هیگز را کاهش دهد، و در نتیجه تا چه میزان امکان پایین آوردن مقیاس ترکیب k'_G فراهم می‌سازد. چارچوب نظری مورد استفاده مبتنی بر لاگرانژی مؤثر دستیده در قالب Marzocca-Serone-Shu و سناریوی «sigma-assisted» است که در آن پارامترها، بهنجارسازی توابع $k_i(\sigma)$ و روابط اساسی به‌طور صریح تعریف شده‌اند.

روش تحلیل ترکیبی از بررسی‌های تحلیلی و اسکن عددی فضای پارامتری بود. قیود تجربی با استفاده از برازش‌های ترکیبی $ATLAS+CMS$ در $Run-2$ برای جفت‌شدگی‌های κ_V و κ_t ، و برازش‌های مرجع پارامترهای (S,T) اعمال شدند. قیود نظری شامل شرط اختلال‌پذیری $|k'_t| < 4\pi$ ، شرط یکتایی مبتنی بر رشد مؤلفه موج-صفر، و شرط پهنای نسبتاً کوچک $\Gamma_{h_2}/m_{h_2} < 1$ بودند. نواحی مجاز و ممنوع در صفحه $\cos(2\theta) \times k'_G$ به‌صورت هم‌زمان تحت این قیود بررسی شدند و برای سنجش حساسیت نتایج به ورودی‌های مشاهدات

انتخاب‌شده در ساختار کلی فضای پارامتری است، نه ادعای پوشش کامل آن. در واقع در شکل (۶) به‌طور مشخص، تنها نمونه‌های جدول ۳ به‌عنوان یک مثال نمایشی و به‌صورت صریح بر روی فضای پارامتری مدل جانمایی شده‌اند تا جایگاه فیزیکی یک نقطه کاملاً سازگار با تمامی قیود برای خواننده به‌طور شهودی روشن شود. سایر نمونه نقاط شاخص، اگرچه از نظر فیزیکی به همان اندازه معنادارند، صرفاً برای مقایسه عددی و تحلیل قیود در قالب جدول گزارش شده‌اند و از نقطه‌گذاری آن‌ها بر روی فضای پارامتری صرف‌نظر شده است تا از شلوغی بصری و تکرار غیرضروری اطلاعات اجتناب شود.

در مجموع، نقاط نمونه شاخص معرفی‌شده باید به‌عنوان ابزارهای تبیینی در نظر گرفته شوند که امکان بررسی شفاف اثر قیود مختلف، تمایز میان نواحی مجاز و ممنوع، و پیامدهای پدیده‌شناختی حضور رزونانس اسکالر سنگین را فراهم می‌کنند، بدون آن‌که ادعایی درباره پوشش کامل یا یکنواخت فضای پارامتری مطرح شود.

۸. نتیجه‌گیری و جمع‌بندی

در این مقاله، پدیدارشناسی مدل‌های هیگز مرکب را در حضور

دقیق الکتروضعیف، سناریوی جایگزین شامل اندازه‌گیری CDF از جرم بوزون W نیز مورد مطالعه قرار گرفت.

نتایج عددی اصلی این مطالعه را می‌توان به صورت خلاصه چنین جمع‌بندی کرد:

- در غیاب اسکالر σ (یا برای آمیختگی بسیار کوچک)، سازگاری هم‌زمان با داده‌های مشاهدات دقیق الکتروضعیف و جفت‌شدگی‌های هیگز معمولاً مستلزم مقیاس‌های ترکیب بزرگ، از مرتبه $f \gtrsim 1\text{TeV}$ ، است.
- حضور یک ذره نرده‌ای سبک σ که با هیگز آمیخته می‌شود می‌تواند این تنش را به طور معناداری کاهش دهد. به ویژه برای مقادیر نسبتاً بزرگ پارامتر نمادین آمیختگی $|\delta_A|$ (برای مثال $|\delta_A| \gtrsim 0.5$)، اصلاحات اوبلیک ΔS و ΔT و همچنین اصلاحات جفت‌شدگی‌ها به گونه‌ای تغییر می‌کنند که نواحی مجاز جدیدی در فضای پارامتری پدید می‌آید.
- اعمال قیود Run-2 بر κ_V و κ_t منجر به کران بالایی سخت‌گیرانه‌تر بر زاویه ناهمسویی می‌شود، به طوری که به صورت نمونه‌ای $0.31 - 0.33 \lesssim s_\theta$ به دست می‌آید. با وارد کردن سناریوی شامل داده‌های CDF ، این کران می‌تواند تا حدود $0.25 - 0.28 \lesssim s_\theta$ کاهش یابد (بسته به انتخاب پارامترهای $r, \tilde{g}, \gamma$).
- تحلیل نقاط شاخص نشان می‌دهد که نمونه‌هایی $800 \text{ GeV} \sim f$ تا $f \gtrsim 1 \text{ TeV}$ در فضای پارامتری وجود دارند که بسته به میزان آمیختگی و اندازه مشتقات k'_G ، یا کاملاً مجاز یا به طور کامل ممنوع ارزیابی می‌شوند. به طور خاص، نقاطی با آمیختگی ملایم و پهنای کوچک با داده‌های Run-2 سازگار باقی می‌مانند، در حالی که نواحی با $s_\theta \gtrsim 0.32$ یا k'_G بسیار بزرگ به واسطه نقض شرط پهنای اختلال‌پذیری حذف می‌شوند.
- در مجموع، نتایج تجربی این کار یک «نقشه عملیاتی» برای پدیدارشناسی مدل فراهم می‌کند. یعنی حضور

یک رزونانس σ سبک می‌تواند فضای پارامتری مجاز را به طور قابل توجهی گسترش دهد، اما این امر تنها در صورتی محقق می‌شود که آمیختگی نه‌چندان کوچک با رعایت هم‌زمان قیود اختلال‌پذیری و پهنای همراه باشد. در این چارچوب، آشکارسازی مستقیم حالت سنگین h_2 با پهنای نسبتاً بزرگ مستلزم تحلیل‌های اختصاصی و بازتفسیر جستجوهای LHC برای رزونانس‌های پهن است.

در نهایت، باید تأکید کرد که این مطالعه بر تحلیل پدیدارشناسانه اثر قیود به روز Run-2 و سناریوی جایگزین CDF متمرکز بوده است. یک برازش جامع چندمتغیره شامل تمامی مشاهده‌پذیرهای Z-pole، عدم تقارن‌ها و کانال‌های دقیق هیگز، و همچنین بازتفسیر کامل جستجوهای ATLAS/CMS برای رزونانس‌های پهن، فراتر از دامنه این کار قرار دارد و به عنوان مسیرهای طبیعی پژوهش‌های آینده پیشنهاد می‌شود. با این وجود، نتایج حاضر نشان می‌دهند که افزودن یک ذره نرده‌ای سبک σ به چارچوب هیگز مرکب، مسیری معقول و کمی برای کاهش فشار قیود EWPO و داده‌های هیگز فراهم می‌کند، هرچند نتیجه‌گیری‌های نهایی درباره میزان دقیق کاهش تنظیم و پیش‌بینی‌های کشف h_2 نیازمند تحلیل‌های جامع‌تر در آینده است.

پیوست آ. — تعاریف مختصر و نکات روش‌شناختی لازم برای بازتولید محاسبات:

در این پیوست، تعاریف مؤلفه‌های نمادین به کاررفته در لاگرانژی مؤثر معادله (۷) و نیز بهنجارسازی‌های مورد استفاده برای بسط‌های مبتنی بر میدان σ و پارامترهای مربوط فراهم شده است.

ماتریس شبه‌نامبو-گلدستون را به صورت

$$\Sigma = \exp(i\Pi/f) \Sigma_0 \quad (A)$$

تعریف می‌کنیم؛ در اینجا $\Pi = \pi^a X^a$ ترکیبی از میدان‌های شبه‌نامبو-گلدستون مقابل مولدهای شکسته X^a است و f

مقیاس ترکیب (ثابت واپاشی دستیده) تعیین کننده رژیم نظریه مؤثر است. Σ_0 جهت خلاً را مشخص می کند و انتخاب آن تعیین کننده جهت ناهمسوئی است؛ برای بازتولید عبارات مشتق شده کافی است Σ تا مرتبه های لازم در Π/f بسط داده شود (به عنوان مثال تا مرتبه دوم برای استخراج ماتریس جرم اسکالرها) و ضمناً رابطه استاندارد مورد استفاده برای بهنجارسازی مولدها نیز رعایت شود. (قواعد نرمال سازی مولدها در مراجع اصلی [۲۰، ۳۶] آمده است).

اسپورین ها P_Q^α و P_t ماتریس های ثابتی هستند که نقش «قالب تقارنی» را ایفا می کنند و نحوه جای گذاری فرمion های ابتدایی (مانند دوگان چپ کوارک تاپ و سینگلت راست آن) در نمایش های گروه جهانی بخش قوی را مشخص می سازند. به بیان عملی، P_Q^α جهت جاسازی دوگانه Q_α به فضای هم مجموعه و P_t جهت جاسازی تک t^c تعریف می شوند؛ این ماتریس ها ثابت اند و با قراردادن آن ها در عبارات لاگرانژی، شکست صریح تقارن لازم برای تولید جرم تاپ را مدل سازی می کنیم. هنگام بازتولید عبارات یوکاوا کافی است جای گذاری های $[P_Q^\alpha \Sigma^\dagger P_t \Sigma^\dagger] \text{Tr} [Q_\alpha t^c]$ را انجام داده، Σ را بسط داده و ضرایب حاصل را با پارامترهای هدایت شده تطبیق داده شود.

توابع وابسته به σ ، $k_i(\sigma)$ مثلاً $k_G(\sigma), k_t(\sigma)$ به گونه ای بهنجار شده اند که

$$k_i(0) = 1, \quad (\text{ب})$$

و بسط حول مقدار خلاً به شکل زیر نوشته می شود:

$$k_i(\sigma) = 1 + \frac{k'_i}{f} \sigma + \frac{1}{2} \frac{k''_i}{f^2} \sigma^2 + \mathcal{O}(\frac{\sigma^3}{f^3}), \quad (\text{ت})$$

که در آن مشتق های بدون بعد مطابق

$$k'_i \equiv f \frac{\partial k_i}{\partial \sigma} |_{\sigma=0}, k''_i \equiv f^2 \frac{\partial^2 k_i}{\partial \sigma^2} |_{\sigma=0} \quad (\text{ث})$$

تعریف شده اند. این مشتق ها نقش محوری در تعیین آمیختگی $h - \sigma$ و در اصلاح جفت شدگی ها ایفا می کنند: به طور نمونه k'_G و k'_t مستقیماً وارد جملات آمیختگی و ضرایب اصلاحی K_V, K_t می گردند. برای ارزیابی قطع بسط EFT باید اندازه

نسبی مؤلفه های مرتبه اول و دوم را بررسی نمود؛ معیار عملی ما در تحلیل عددی محدودیت محافظه کارانه $|k'_i| < 4\pi$ است و حضور k''_i شاخص اندازه اصلاحات مرتبه $(\sigma/f)^2$ است که در نقاطی با $f \sim \sigma$ می تواند اهمیت یابد — لذا در بازتولید محاسبات، بررسی اندازه عددی k''_i برای سنجش خطای قطع کردن بسط ضروری است.

پارامترهای مربوط به تولید جرم تاپ و نقش آن ها در پتانسیل القاشده با پارامتریزه استاندارد زیر معرفی می شوند: پارامترهای جزئی ترکیب ε_{t_L} و ε_{t_R} نشان دهنده «درجه جزئی ترکیب» اجزای چپ و راست تاپ با بخش قوی لند، و C_Y یک فاکتور شکل بی بعد ناشی از دینامیک زمینه ای است؛ به این ترتیب جرم مؤثر تاپ به صورت

$$m_t = \varepsilon_{t_L} \varepsilon_{t_R} \frac{C_Y f \sin \theta \cos \theta}{4\pi} \quad (\text{ج})$$

پارامتر بندی می شود. برای ظهور پتانسیل القاشده حلقه ای تاپ تعریف مؤلفه مفید

$$C'_t \equiv \frac{C_t \varepsilon_{t_L}^2 \varepsilon_{t_R}^2}{(4\pi)^2} \quad (\text{ح})$$

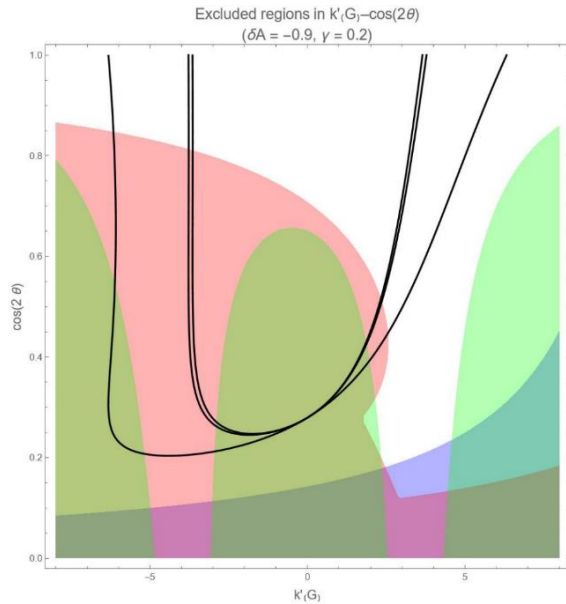
مورد استفاده قرار می گیرد که ورودی اصلی ضریب جلویی جمله $-C'_t f^4 \sin^2 \theta \cos^2 \theta$ در V_t است. پارامتر δ نیز نسبت سهم بوزون های پیمانه ای به سهم تاپ را اندازه گیری می کند و به صورت

$$\delta \equiv \frac{C_g (3g^2 + g'^2)}{2 C'_t} \quad (\text{خ})$$

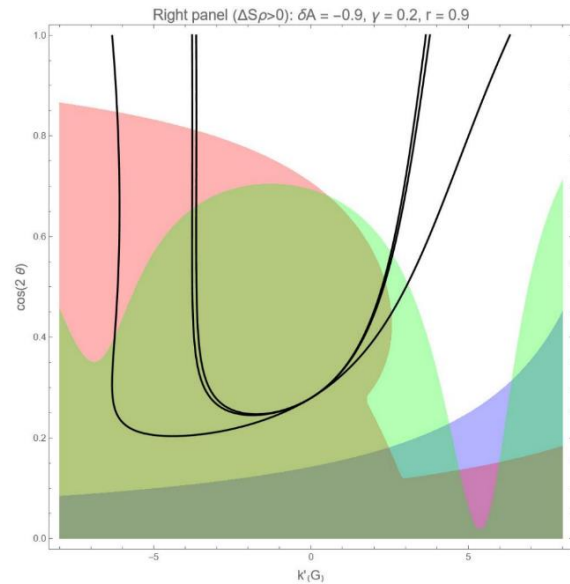
تعریف شده است؛ C_g تعداداً یک فاکتور شکل دیگر است که اندازه تصحیحات ناشی از حلقه های پیمانه ای را کنترل می کند. در عمل عددی، C_t و C_g پارامترهای مرتبه یکی (تابع دینامیک قوی) در نظر گرفته می شوند و ترکیب آن ها با ε ها تعیین کننده اندازه واقعی C'_t است. برای بازتولید عبارات پتانسیل کافی است جایگذاری تعاریف فوق در عبارات V_t و V_g انجام شود و سپس با انتخاب مقادیر نمونه ای $C_Y, C_t, C_g \varepsilon$ ، محاسبات عددی را به دست آورد.

پیوست ب. نواحی مجاز/ممنوع پارامتری در صفحه

$$k'_G \times \cos 2\theta \text{ بر اساس اندازه گیری های } LHC - Run1$$



(ب) $\Delta S_\rho < 0$ (مثال: $r = 1.1$).



(ا) $\Delta S_\rho > 0$ (مثال: $r = 0.9$).

شکل ۶: نواحی ممنوع در صفحه $k'_G \gamma - \cos(2\theta)$ برای یک مدل نمونه (اقتباس از [۲۷]). نواحی ممنوع شده به ترتیب ناشی از شرط اختلال پذیری (آبی)، محدودیت‌های جفت‌شدگی هیگز (قرمز) و مشاهده‌پذیری دقیق الکتروضعیف (سبز) هستند. منحنی‌های سیاه مرزهایی را نشان می‌دهند که در آن‌ها $\Gamma_{h_2} = m_{h_2}$ برای سه فضای هم‌مجموعه کمینه برقرار است. مقادیر عددی پارامترهای نمونه‌ای ذکر شده در متن قید شده‌اند: $\delta A = -0.9$, $g = 3$, $\gamma = 0.2$.

از چارچوب مقاله در این پیوست وارد نشده است.

در تمام محاسبات عددی، مقادیر مرجع زیر به کار رفته‌اند:

$$\begin{aligned} v &= 246 \text{ GeV}, \quad \gamma = 0.2, \quad N\pi = 5, \\ m_{h_1} &= 125 \text{ GeV}, \quad m_t = 173 \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (\text{ذ})$$

روابط پایه مورد استفاده عبارت‌اند از:

$$f = \frac{v}{s_\theta}, \quad m_{h_2} = \gamma 4\sqrt{\pi} f, \quad \kappa_V = \cos \theta = \sqrt{1 - s_\theta^2}, \quad (\text{ر})$$

و همچنین تقریب اختلالی برای نسبت پهنای کل به جرم رزونانس سنگین:

$$\frac{\Gamma_{h_2}}{m_{h_2}} \simeq (k'_G)^2 \frac{N\pi m_{h_2}^2}{128\pi f^2} + (k'_t)^2 \frac{3m_t^2}{8\pi f^2}, \quad (\text{ز})$$

که همگی در متن اصلی مقاله معرفی و مستندسازی شده‌اند [۴, ۳۱, ۵۲, ۴۲].

پ-۱. نمونه‌های شاخص تحلیل LHC (جدول ۳):

برای سه نمونه‌ی ارائه شده در جدول ۳، مقادیر κ_V , m_{h_2} , f ، نسبت Γ_{h_2}/m_{h_2} مستقیماً از روابط فوق محاسبه شده‌اند و تطابق کامل با مقادیر گزارش شده در جدول دارند. نمونه‌ی اول به دلیل پهنای کوچک و مقدار سازگار κ_V در ناحیه‌ی مجاز داده‌های Run-2 قرار می‌گیرد. نمونه‌ی دوم، علی‌رغم باقی ماندن در رژیم اختلالی، به واسطه‌ی کاهش قابل توجه κ_V با اندازه‌گیری‌های دقیق هیگز ناسازگار شده و حذف می‌شود.

نمودارهای "آ" و "ب" در شکل (۶) فضای پارامتری مجاز/ممنوع برگرفته شده از مرجع [۲۱] را در صفحه $k'_G \cos 2\theta$ نمایش می‌دهند که بر اساس اندازه‌گیری‌های LHC-Run1 [۵۴] جمع یافته‌اند. همانطور که بیان شده است، نمودار (الف) مربوط به $\Delta S_\rho < 0$ (نمونه: $r = 1.1$) و نمودار (ب) مربوط به $\Delta S_\rho > 0$ (نمونه: $r = 0.9$) است. منحنی‌های سیاه مرزهایی را نشان می‌دهند که در آن‌ها $(\Gamma_{h_2} = m_{h_2})$ برای سه فضای هم‌مجموعه کمینه برقرار است. پارامترهای عددی مورد استفاده در این تصویرها عبارت‌اند از:

$$(\text{د}) \quad (\delta A = -0.9), (g = 3), (\gamma = 0.2).$$

پیوست پ. اعتبارسنجی عددی نمونه نقاط شاخص:

در این پیوست، محاسبات عددی مربوط به نمونه‌های شاخص معرفی شده در جداول ۳ تا ۶ ارائه می‌شود. هدف از این پیوست، صرفاً بررسی سازگاری داخلی این نمونه‌ها با روابط پایه مدل و قیود نظری و پدیدارشناختی اعمال شده در متن اصلی مقاله است. تمامی محاسبات به‌طور مستقیم بر اساس معادلات ارائه شده در متن انجام شده‌اند و هیچ فرض اضافی یا ورودی مستقلی فراتر

نمونه‌ی سوم نیز به‌طور مستقیم شرط نظری $\Gamma_{h_2} < m_{h_2}$ را نقض می‌کند. این نتایج دقیقاً دسته‌بندی ارائه‌شده در متن اصلی مقاله را بازتولید می‌کنند.

پ-۲. نمونه‌های سناریوی شامل داده‌های CDF (جدول ۴):
برای نمونه‌های جدول ۴ نیز همان مجموعه روابط به‌کار رفته است. در این سناریو، یک نمونه در ناحیه‌ی اختلالی و سازگار با قیود تجربی باقی می‌ماند، در حالی که نمونه‌ی دوم به‌دلیل ناسازگاری با مشاهده‌پذیرهای دقیق الکتروضعیف و نمونه‌ی سوم به‌سبب پهنای بزرگ رزونانس حذف می‌شوند. این محاسبات نشان می‌دهند که تغییر سناریوی تجربی (ورود داده‌های CDF) ساختار کمی قیود را جابه‌جا می‌کند، اما منطق کلی پذیرش یا حذف نقاط در چارچوب مدل بدون تغییر باقی می‌ماند.

پ-۳. نمونه مجاز در Run-1 و ممنوع در Run-2 (جدول ۵):
برای نمونه‌ی جدول ۵، مقادیر پارامترهای مدل به‌گونه‌ای انتخاب شده‌اند که در برازش‌های آماری قدیمی‌تر Run-1 قابل‌پذیرش بوده‌اند. با این حال، کاهش عدم قطعیت‌ها و به‌روزرسانی داده‌های تجربی در Run-2 منجر به افزایش معنادار مقدار χ^2 در صفحه (S, T) شده و این نقطه را از ناحیه‌ی مجاز خارج می‌کند. این

مثال به‌صورت کمی نقش به‌روزرسانی داده‌های تجربی در محدودسازی فضای پارامتری را نشان می‌دهد و شامل هیچ فرض اضافی فراتر از چارچوب متن اصلی مقاله نیست [۴۸, ۵۸].

پ-۴. نمونه مجاز در Run-2 و ممنوع در CDF (جدول ۶):
برای نمونه‌ی حساس جدول ۶، محاسبات عددی نشان می‌دهند که اگرچه این نقطه تحت برازش مرجع Run-2 به‌طور قاطع حذف می‌شود، اما در صورت جابه‌جایی کافی مرکز برازش (S, T) —در حدی که تنها با ورود داده‌هایی نظیر اندازه‌گیری CDF قابل تصور است— می‌تواند به ناحیه‌ی مجاز منتقل شود. برآورد عددی نشان می‌دهد که این پذیرش نیازمند یک جابه‌جایی مرکزی بزرگ و جهت‌دار در برازش جهانی است، نه صرفاً تنظیم جزئی پارامترهای مدل [۴۹, ۵۰].

در مجموع، محاسبات ارائه‌شده در این پیوست نشان می‌دهند که تمامی نمونه‌های شاخص معرفی‌شده در متن مقاله، از نظر عددی با روابط پایه مدل و قیود نظری و تجربی اعمال‌شده سازگار هستند. هدف این پیوست نه ارائه‌ی تحلیل مستقل، بلکه تضمین بازتولیدپذیری و شفافیت کامل نتایج عددی گزارش‌شده در متن اصلی بوده است.

مراجع

- [۱] P. W. Higgs, “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons,” *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508–509. doi:10.1103/PhysRevLett.13.508.
- [۲] ATLAS Collaboration, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” *Phys. Lett. B* **716** (2012) 1–29. doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020. [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [۳] B. Bellazzini, C. Csáki, and J. Serra, Composite Higgses, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 2766. arXiv:1401.2457.
- [۴] G. Panico and A. Wulzer, The composite Nambu–Goldstone Higgs, *Lect. Notes Phys.* **913** (2016) 1–316. arXiv:1506.01961.
- [۵] M. J. Dugan, H. Georgi, and D. B. Kaplan, Anatomy of a composite Higgs model, *Nucl. Phys. B* **254** (1985) 299.
- [۶] D. B. Kaplan and H. Georgi, $SU(2) \times U(1)$ breaking by vacuum misalignment, *Phys. Lett. B* **136** (1984) 183.
- [۷] S. Weinberg, Implications of dynamical symmetry breaking, *Phys. Rev. D* **13** (1976) 974–996.
- [۸] A. Belyaev, M. S. Brown, R. Foadi, and M. T. Frandsen, The technicolor Higgs..., *Phys. Rev. D* **90** (2014) 035012. arXiv:1309.2097.
- [۹] K. Yamawaki, M. Bando, and K.-I. Matumoto, Scale invariant technicolor model..., *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 1335.
- [۱۰] M. Bando, K.-I. Matumoto, and K. Yamawaki, Technidilaton, *Phys. Lett. B* **178** (1986) 308–312.
- [۱۱] G. V. Dzhikiya, The dilaton as the analog of the Higgs boson..., *Sov. J. Nucl. Phys.* **45** (1987) 1083–1087.

- [12] C. Csáki, T. Ma, and J. Shu, Trigonometric parity for the composite Higgs, arXiv:1709.08636.
- [13] C. Csáki, T. Ma, and J. Shu, Maximally symmetric composite Higgs models, Phys. Rev. Lett. **119** (2017) 131803. arXiv:1702.00405.
- [14] M. E. Peskin and T. Takeuchi, A new constraint on a strongly interacting Higgs sector, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 964–967.
- [15] M. E. Peskin and T. Takeuchi, Estimation of oblique electroweak corrections, Phys. Rev. D **46** (1992) 381–409.
- [16] R. Barbieri, A. Pomarol, R. Rattazzi, and A. Strumia, Electroweak symmetry breaking after LEP-1 and LEP-2, Nucl. Phys. B **703** (2004) 127–146. arXiv:hep-ph/0405040.
- [17] R. Barbieri et al., A 125 GeV composite Higgs boson..., JHEP **05** (2013) 069. arXiv:1211.5085.
- [18] C. Grojean, O. Matsedonskyi, and G. Panico, Light top partners and precision physics, JHEP **10** (2013) 160. arXiv:1306.4655.
- [19] A. Arbey et al., Fundamental composite electroweak dynamics..., Phys. Rev. D **95** (2017) 015028. arXiv:1502.04718.
- [20] G. Cacciapaglia and F. Sannino, Fundamental composite (Goldstone) Higgs dynamics, JHEP **1404** (2014) 111. arXiv:1402.0233.
- [21] D. Buarque Franzosi, G. Cacciapaglia, and A. Deandrea, Sigma-assisted low scale composite Goldstone–Higgs, European Physical Journal C **80** (2020) 28. doi:10.1140/epjc/s10052-019-7572-z. arXiv:1809.09146 [hep-ph].
- [22] S. K. Dimopoulos and J. R. Ellis, Challenges for extended technicolour theories, Nucl. Phys. B **182** (1980) 505–528.
- [23] A. Hasenfratz, C. Rebbi, and O. Witzel, Large scale separation and resonances within LHC range from a prototype BSM model, Phys. Lett. B **773** (2017) 86–90. arXiv:1609.01401.
- [24] A. Athenodorou et al., Large mass hierarchies from strongly-coupled dynamics, JHEP **06** (2016) 114. arXiv:1605.04258.
- [25] Y. Aoki et al., Flavor-singlet spectrum in multi-flavor QCD, EPJ Web Conf. **175** (2018) 08023. arXiv:1710.06549.
- [26] Lattice Strong Dynamics Collaboration (T. Appelquist et al.), Nonperturbative investigations of SU(3) gauge theory with eight dynamical flavors, Phys. Rev. D **99** (2019) 014509. arXiv:1807.08411.
- [27] D. Elander and M. Piai, Calculable mass hierarchies and a light dilaton from gravity duals, Phys. Lett. B **772** (2017) 110–114. arXiv:1703.09205.
- [28] D. Elander and M. Piai, Glueballs on the baryonic branch of Klebanov-Strassler: dimensional deconstruction and a light scalar particle, JHEP **06** (2017) 003. arXiv:1703.10158.
- [29] K. Bitaghsir Fadafan, W. Clemens, and N. Evans, Holographic gauged NJL model: the conformal window and ideal walking, Phys. Rev. D **98** (2018) 066015. arXiv:1807.04548.
- [30] M. Golterman and Y. Shamir, Effective potential in ultraviolet completions for composite Higgs models, Phys. Rev. D **97** (2018) 095005. arXiv:1707.06033.
- [31] T. Alanne, N. Bizot, G. Cacciapaglia, and F. Sannino, Classification of NLO operators for composite Higgs models, Phys. Rev. D **97** (2018) 075028. arXiv:1801.05444.
- [32] A. Agugliaro, G. Cacciapaglia, A. Deandrea, and S. De Curtis, Vacuum misalignment and pattern of scalar masses in the SU(5)/SO(5) composite Higgs model, arXiv:1808.10175.
- [33] D. Liu, I. Low, and Z. Yin, Universal imprints of a Pseudo-Nambu–Goldstone Higgs Boson, Phys. Rev. Lett. **121** (2018) 261802. arXiv:1805.00489.
- [34] CMS Collaboration (A. M. Sirunyan et al.), Observation of ($t\bar{t}$)H production, Phys. Rev. Lett. **120** (2018) 231801. arXiv:1804.02610.
- [35] ATLAS Collaboration (M. Aaboud et al.), Observation of Higgs boson production in association with a top quark pair at the LHC with the ATLAS detector, Phys. Lett. B **784** (2018) 173–191. arXiv:1806.00425.

- [३६] M. Hansen, K. Langæble, and F. Sannino, Extending chiral perturbation theory with an isosinglet scalar, *Phys. Rev. D* **95** (2017) 036005. arXiv:1610.02904.
- [३७] ATLAS and CMS Collaborations (G. Aad et al.), Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV, *JHEP* **08** (2016) 045. arXiv:1606.02266.
- [३८] CMS Collaboration (A. M. Sirunyan et al.), Search for a new scalar resonance decaying to a pair of Z bosons in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV, *JHEP* **06** (2018) 127. arXiv:1804.01939.
- [३९] C. Anastasiou, C. Duhr, F. Dulat, E. Furlan, T. Gehrmann, F. Herzog et al., CP-even scalar boson production via gluon fusion at the LHC, *JHEP* **09** (2016) 037. arXiv:1605.05761.
- [ॣ०] G. Arcadi, I. Diogo, and M. Viel, Unitarity in composite Higgs boson approaches with vector resonances, *Phys. Rev. D* **91** (2015) 095013. doi:10.1103/PhysRevD.91.095013.
- [ॣ१] D. Marzocca, M. Serone, and J. Shu, General Composite Higgs Models: Electroweak Precision Tests, *JHEP* **08** (2020) 123. arXiv:2003.12012.
- [ॣॡ] D. Marzocca, M. Serone, and J. Shao, General Composite Higgs Models, *JHEP* **1208** (2012) 013. arXiv:1205.0770 [hep-ph].
- [ॣॢ] D. Buarque Franzosi and P. Ferrarese, Implications of vector boson scattering unitarity in composite Higgs models, *Phys. Rev. D* **96** (2017) 055037. doi:10.1103/PhysRevD.96.055037.
- [ॣॣ] ATLAS and CMS Collaborations, Combined Higgs Couplings Measurements at 13 TeV (Run-2), CERN Document Server, CDS:2887653 (2025).
- [ॣ।] J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, A. Gonçalves, S. Mishima, M. Pierini, L. Reina, and L. Silvestrini, Global analysis of electroweak data in the Standard Model, *Phys. Rev. D* **106** (2022) 033003. arXiv:2112.07274. doi:10.1103/PhysRevD.106.033003.
- [ॣ॥] M. Cepeda et al., Higgs Physics at the HL-LHC and HE-LHC, CERN Yellow Rep. Monogr. **7** (2019) 221. doi:10.23731/CYRM-2019-007.221. arXiv:1902.00134 [hep-ph].
- [ॣ०] D. de Florian et al. (LHC Higgs Cross Section Working Group), *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector*, CERN Yellow Report (2016). arXiv:1610.07922.
- [ॣ१] A. Freitas, Precision Electroweak Measurements and Constraints on New Physics, *JHEP* **05** (2025) 123. arXiv:2208.06760.
- [ॣॡ] J. Haller, A. Hoecker, R. Kogler, K. Moenig, T. Peiffer, and J. Stelzer, Update of the global electroweak fit and constraints on two-Higgs-doublet models, *Eur. Phys. J. C* **78** (2018) 675. doi:10.1140/epjc/s10052-018-6131-3.
- [ॣॢ] CDF Collaboration, A precise measurement of the W-boson mass with the CDF II detector, *Science* **376** (2022) 170. arXiv:2204.06220.
- [ॣॣ] Y. Cheng et al., Electroweak precision fits and implications after the CDF m_W measurement, arXiv:2208.06760 [hep-ph].
- [ॣ।] A. Djouadi, The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. I: The Higgs boson in the Standard Model, *Phys. Rept.* **457** (2008) 1. doi:10.1016/j.physrep.2007.10.004. arXiv:hep-ph/0503172.
- [ॣ॥] The ATLAS Collaboration, A detailed map of Higgs boson interactions by the ATLAS experiment ten years after the discovery, *Nature* **607** (2022) 52–59.
- [ॣ०] ATLAS and CMS Collaborations (Run-1 combined Higgs coupling analysis), *JHEP/Phys. Rev.* (Run-1 combination).
- [ॣॠ] O. Matsedonskyi, G. Panico, and A. Wulzer, Light top partners for a light composite Higgs, *JHEP* **01** (2013) 164. arXiv:1204.6333.
- [ॣॡ] J. Galloway et al., Minimal conformal technicolor and Precision Electroweak Tests, *JHEP* **10** (2010) 086. arXiv:1001.1361.