

## تولید بوزون هیگز از طریق برهم کنش های FCNC

سارا خطیبی

دانشکده فیزیک، پردیس علوم، دانشگاه تهران، تهران

پست الکترونیکی: sara.khatibi@ut.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۸/۰۷/۱۳؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۸/۱۰/۱۶)

### چکیده

از آنجایی که کوارک تاپ دارای جفت شدگی یوکاواای بزرگی است، مطالعه بخش هیگز- تاپ برای جستجوی هر انحرافی از پیش بینی مدل استاندارد بسیار مورد توجه است. در این مقاله، ما به مطالعه تولید بوزون هیگز در کانال هم جوشی گلوئون- گلوئون در حضور فرایندهای تغییر دهنده طعم کوارک تاپ از طریق جریان های خنثی (FCNC) در برخورد دهنده LHC خواهیم پرداخت. برای جستجوی اثرات فیزیک جدید از چارچوب نظریه میدان مؤثر بهره خواهیم جست. دامنه احتمال تولید هیگز به وسیله فرایندهای FCNC و شدت سیگنال به صورت نظری محاسبه می شود. سپس از مقایسه این نتایج نظری با نتایج حاصل از آزمایش برخورد دهنده LHC، ناحیه مجاز برای جفت شدگی های FCNC که در تولید بوزون هیگز نقش دارند، استخراج می شود.

واژه های کلیدی: بوزون هیگز، جریان های خنثی تغییر دهنده طعم، هم جوشی گلوئون- گلوئون

### ۱. مقدمه

ندارد، با این حال آزمایش های انجام شده تاکنون هیچ اثری از فرایندهای FCNC در طبیعت را نشان نداده اند. به همین ترتیب، میزان فرایندهای FCNC با حضور کوارک تاپ در چارچوب مدل استاندارد ذرات بنیادی نیز به دلیل سازوکار GIM بسیار کم است. به عبارت دیگر، مدل استاندارد مقدار بسیار کوچکی برای واپاشی کوارک تاپ به کوارکی با طعم متفاوت (و بار یکسان) و یک بوزون پیمانه ای بدون بار و یا یک بوزون هیگز پیش بینی می کند. در واقع این فرایندها در مرتبه حلقه و از طریق جریان باردار و با حضور

در چارچوب مدل استاندارد ذرات بنیادی، تنها منبع تولید فرایندهای تغییر دهنده طعم، جریان های باردار هستند. فرایندهای تغییر دهنده طعم از طریق جریان های خنثی (FCNC) در مرتبه درختی امکان پذیر نیستند و تنها در مرتبه حلقه امکان پذیرند، که آن هم به علت سازوکار GIM<sup>۱</sup> سهم بسیار ناچیزی دارند [۱]. هیچ دلیل اساسی برای عدم حضور فرایندهای تغییر دهنده طعم به وسیله جریان های خنثی وجود

۱. Glashow-Iliopoulos-Maiani

جفت شدگی‌های ناهنجار (FCNC) کوآرک تاپ پردازیم. در واقع می‌خواهیم با محاسبه تحلیلی سطح مقطع این فرایند و مقایسه آن با داده‌های حاصل از برخورد دهنده LHC<sup>۶</sup> بر روی جفت شدگی‌های ناهنجار کوآرک تاپ حد بگذاریم.

ساختار مقاله به شکل زیر است: در بخش (۲) چارچوب نظری مورد استفاده در مقاله تشریح می‌شود. در بخش (۳) محاسبه سطح مقطع فرایند تولید هیگز در چارچوب مدل استاندارد و در حضور فرایندهای FCNC در کانال هم جوشی گلوئون-گلوئون بیان می‌شود. در بخش (۴) مقایسه نتایج آزمایش با نتایج نظری به دست آمده و حد گذاری بر روی جفت شدگی‌ها انجام می‌شود، و در نهایت در بخش (۵) خلاصه و نتایج مقاله آورده شده است.

## ۲. چارچوب نظری

برای مطالعه مدل‌های ورای مدل استاندارد با توجه به مقیاس فیزیک جدید می‌توان از دو روش متفاوت استفاده کرد. در روش اول، مقیاس انرژی فیزیک جدید در آزمایش قابل دسترس است و درجات آزادی جدید (ذرات جدید) به صورت طبیعی تولید می‌شوند. در نتیجه با بررسی مستقیم خصوصیات این ذرات می‌توان به مطالعه فیزیک جدید پرداخت. در روش دوم، مقیاس انرژی فیزیک جدید بالاتر از انرژی در دسترس ما در آزمایش است، در نتیجه می‌توان روی درجات آزادی جدید سنگین انتگرال گرفت و اثرات آن را در یک لاگرانژی مؤثر پارامتریزه کرد [۶-۱۱]:

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\Lambda^n} \sum_{i=1} C_i^{(n)} \mathcal{O}_i^{(n)}. \quad (1)$$

در بالا جمله اول، لاگرانژی مدل استاندارد است. مقیاس فیزیک جدید با  $\Lambda$  نشان داده شده است. همچنین  $C_i^{(n)}$  و  $\mathcal{O}_i^{(n)}$  به ترتیب، ضرایب بدون بُعد و عملگرهای مرتبه بالاتر با بعد  $4+n$  هستند. اولین تصحیح به لاگرانژی مدل استاندارد، در بخش کوآرک‌ها، از جملات با عملگرهای مرتبه شش شروع می‌شود. در این روش، می‌توان از طریق اندازه‌گیری این ضرایب بدون بُعد به طور غیرمستقیم و مستقل

کوآرک‌های نوع پایین<sup>۱</sup> امکان پذیر هستند و مقدار آنها به حدی کوچک است که در آزمایش‌های فعلی و آینده قابل دسترس نیستند. در نتیجه مشاهده هرگونه فرایند FCNC با حضور کوآرک تاپ می‌تواند شاهد قابل اعتمادی از وجود فیزیک جدید باشد.

از طرف دیگر بسیاری از مدل‌های ورای مدل استاندارد سهم قابل توجهی را برای برهم‌کنش‌های FCNC پیش‌بینی می‌کنند. حتی برخی از این مدل‌ها در مرتبه درختی نیز به این فرایندهای سهم می‌دهند و میزان آن را تا حدی افزایش می‌دهند که در آزمایش قابل دسترس می‌شود. در نتیجه فرایندهای FCNC درجه مناسب و وسیله قدرتمندی برای بررسی فیزیک جدید هستند. به صورت خاص بسیاری از مدل‌ها، سهم قابل توجهی برای جفت شدگی‌های ناهنجار کوآرک تاپ با کوآرک‌های نوع بالا<sup>۲</sup> و بوزون پیمان‌های (گلوئون، فوتون و بوزون Z) یا بوزون هیگز پیش‌بینی می‌کنند [۲ و ۳]. مدل‌های ورای مدل استاندارد مانند مدل استاندارد ابرتقارن کمینه<sup>۳</sup> و مدل‌های با حضور ۲ دو تایی هیگز<sup>۴</sup> مقدار نسبت انشعاب واپاشی FCNC بزرگی در کانال‌های مختلف برای کوآرک تاپ پیش‌بینی می‌کنند. در واقع در چارچوب این مدل‌ها، ذرات سنگین جدیدی پیش‌بینی می‌شوند که می‌توانند در حلقه‌های مربوطه به جای ذرات مدل استاندارد قرار بگیرند و سهم جدید در فرایندهای FCNC به وجود آورند.

از طرف دیگر، کشف بوزون هیگز توسط آشکارسازهای CMS و ATLAS [۴ و ۵] پنجره جدیدی را برای مطالعه خواص ذرات دیگر مدل استاندارد باز کرده است. به طور خاص بررسی کوآرک تاپ در کانال‌هایی که بوزون هیگز وجود دارد، به دلیل داشتن جفت شدگی بزرگ کوآرک تاپ با بوزون هیگز، بسیار مورد توجه است. در نتیجه فرایندهای FCNC را می‌توان در بخش تاپ-هیگز مورد بررسی قرار داد. در این مقاله در نظر داریم که به بررسی تولید بوزون هیگز، در کانال هم‌جوشی گلوئون-گلوئون<sup>۵</sup>، در حضور

۱. Down type quark

۲. Up type quark

۳. Minimal supersymmetric standard model(MSSM)

۴. Two Higgs doublet model(2HDM)

۵. Gluon-gluon fusion

۶. Large hadron collider

$f_q^R$  پارامترهای دستیده<sup>۱</sup> هستند و  $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)$  عملگرهای تصویر راست دست و چپ دست هستند. میدان کوارک تاپ و کوارک های سبک نوع بالا به ترتیب با  $t$  و  $q$  نمایش داده شده اند. تانسور شدت میدان<sup>۲</sup> گلوئون نیز با  $G^{a\mu}$  نشان داده شده است.  $q^\nu$  نشان دهنده تکانه گلوئون است. ماتریس های گلیمان را می توان به صورت  $T^a = \frac{\lambda^a}{2}$  در نظر گرفت. همچنین:

$$\Theta_{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu] = \frac{i}{2}\sigma_{\mu\nu}. \quad (3)$$

برای سادگی در محاسبات  $f^L = f^R = 1$  در نظر می گیریم. در نتیجه لاگرانژی بالا به صورت ساده زیر در می آید:

$$\mathcal{L}_{FCNC}^{tqg} = g_s \sum_{q=u,c} \frac{\kappa_{tqg}}{\Lambda} \bar{q}(\sigma_{\mu\nu} q^\nu) T^a t G^{a\mu} + h.c. \quad (4)$$

جمله دیگری که باید در نظر گرفته شود، شامل برهم کنش کوارک تاپ با کوارک های نوع بالا و بوزون هیگز است [۲]:

$$\mathcal{L}_{tqH} = \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_{q=u,c} g_{qtH} \bar{q}(g_q^v + g_q^a \gamma_5) t H + h.c., \quad (5)$$

که در معادله بالا  $g$  جفت شدگی ضعیف و  $g_{tqH}$  پارامتر بی بعد است که نشان دهنده شدت جفت شدگی نابهنجار، است.  $g_q^v$  و  $g_q^a$  پارامترهای دستیده هستند. برای سادگی در محاسبات مقادیر  $g_q^v = 1$  و  $g_q^a = 0$  را برای این پارامترها در نظر گرفتیم. میدان کوارک تاپ، کوارک های سبک نوع بالا و بوزون هیگز به ترتیب با  $t$ ،  $q$  و  $H$  نمایش داده شده اند.

در بخش بعدی ابتدا محاسبه تولید بوزون هیگز در مدل استاندارد در کانال هم جوشی گلوئون- گلوئون آورده می شود، سپس با استفاده از جملات لاگرانژی مؤثر که در این بخش معرفی شد به محاسبه تولید بوزون هیگز در حضور فرایندهای FCNC می پردازیم.

### ۳. تولید هیگز در کانال هم جوشی گلوئون- گلوئون

در این بخش می خواهیم به مطالعه تولید بوزون هیگز در برخورد دهنده های هادرونی پردازیم. در برخورد دهنده های

از مدل به مطالعه فیزیک جدید پرداخت. هر دو روش مستقیم و غیرمستقیم برای مطالعه فیزیک جدید اهمیت دارند، زیرا هنگامی که هنوز کشف ذرات جدید صورت نگرفته است اثرات غیرمستقیم می تواند شهادی بر فیزیک جدید باشد؛ اگر چه در نهایت به روش مستقیم نیازمندیم تا بتوانیم نوع فیزیک جدید را مشخص کنیم. از طرفی دیگر، تمام آزمایش هایی که تا کنون در LHC انجام شده است، تطابق خیلی خوبی با مدل استاندارد دارد [۱۲ و ۱۳]. به نظر می رسد که مقیاس جرمی درجات آزادی جدید به اندازه کافی از مقیاس جرمی ذرات مدل استاندارد دور است. در نتیجه استفاده از روش لاگرانژی مؤثر، که ما در این مقاله در پیش گرفتیم، منطقی به نظر می رسد. تا کنون بررسی فیزیک جدید در فرایندهای FCNC در چارچوب لاگرانژی مؤثر در بسیاری از مطالعات انجام شده است [۱۴-۱۹].

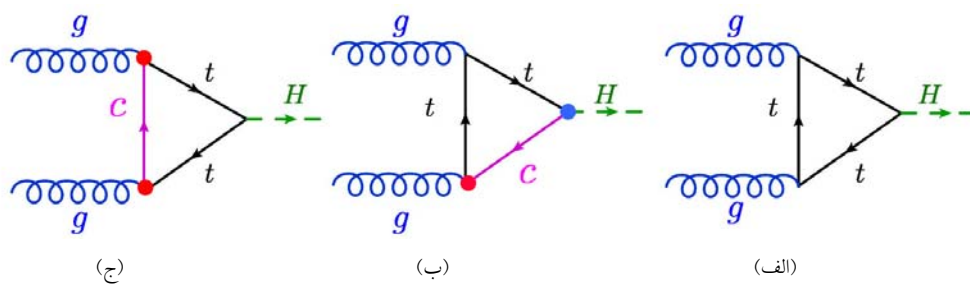
در روش لاگرانژی مؤثر می توان اثرات فیزیک جدید را به صورت برهم کنش های جدید میان میدان های (ذرات) مدل استاندارد در قالب جملات جدیدی به لاگرانژی اضافه کرد. با توجه به فرایند مورد علاقه ما، یعنی تولید بوزون هیگز در کانال هم جوشی گلوئون- گلوئون دو دسته جفت شدگی نابهنجار FCNC کوارک تاپ می تواند در آن سهم داشته باشد. هم جفت شدگی FCNC کوارک تاپ با کوارک های نوع بالا و گلوئون، و هم جفت شدگی کوارک تاپ با کوارک های نوع بالا و بوزون هیگز می تواند حالت نهایی مورد علاقه ما را تولید کنند. از آنجایی که هر دو دسته این جفت شدگی ها از عملگرهای مرتبه شش به دست می آیند، می توان هر دو را هم زمان در نظر گرفت. برای این منظور، دو جمله از لاگرانژی مؤثر را در نظر می گیریم. جمله ای که به جفت شدگی کوارک تاپ با کوارک های نوع بالا و گلوئون سهم می دهد به صورت زیر است [۲]:

$$\mathcal{L}_{tqg} = -g_s \sum_{q=u,c} \frac{\kappa_{tqg}}{\Lambda} \bar{q}(i\Theta_{\mu\nu} q^\nu) \lambda^a (f_q^L P_L + f_q^R P_R) t G^{a\mu} + h.c., \quad (2)$$

که در معادله بالا  $g_s$  جفت شدگی قوی و  $\kappa_{tqg}$  پارامتر بی بعد است، که نشان دهنده شدت جفت شدگی نابهنجار FCNC است.  $\Lambda$  مقیاس انرژی فیزیک جدید است.  $f_q^L$  و

۱. Chiral

۲. Field strength tensor



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودارهای فاینمن برای تولید بوزون هیگز از طریق کانال هم جوشی گلوئون-گلوئون، (الف) در چارچوب مدل استاندارد و (ب) و (ج) در حضور برهم کنش های FCNC.

تعویض پاهای گلوئونی است که در شکل نشان داده نشده است و سهم آن نیز دقیقاً مانند سهم نمودار نشان داده شده در شکل است. در نتیجه تنها نتیجه نهایی در یک عدد دو ضرب می شود. در حلقه فرمیونی تمام کوارک ها می توانند حضور داشته باشند، اما به دلیل جفت شدگی یوکاوی بزرگ کوارک تاپ، سهم غالب از حلقه شامل کوارک تاپ می آید. با توجه به قوانین فاینمن QCD دامنه احتمال برای حلقه فرمیونی داده شده در شکل ۱ به صورت زیر خواهد بود:

$$iM_{SM} = (-1)\epsilon_{\mu}(p)\epsilon_{\nu}(q)\int\frac{d^d\ell}{(2\pi)^d}Tr[(-ig_s\gamma^{\mu}T^a)\frac{i(\ell+p+m_t)}{(\ell+p)^{\nu}-m_t^{\nu}}\frac{-im_t}{\ell^{\nu}-m_t^{\nu}}\frac{i(\ell-q+m_t)}{(\ell-q)^{\nu}-m_t^{\nu}}(-ig_s\gamma^{\nu}T^b)], \quad (6)$$

که در اینجا علامت منفی ابتدایی و عمل ردگیری<sup>۴</sup> به دلیل داشتن حلقه فرمیونی است.  $\epsilon_{\mu}(p)$  و  $\epsilon_{\nu}(q)$  قطبش گلوئون ها با تکانه  $p$  و  $q$  هستند. تکانه و جرم کوارک تاپ داخل حلقه به ترتیب با  $\ell$  و  $m_t$  نشان داده شده است.  $\gamma^{\mu}$  و  $\gamma^{\nu}$  ماتریس های دیراک هستند. مقدار چشم داشتی خلاً با  $\nu$  نمایش داده شده است. همچنین در اینجا از منظم سازی ابعادی<sup>۵</sup> استفاده کرده ایم. با مرتب سازی عبارت بالا می توانیم دامنه احتمال را به صورت زیر بازنویسی کنیم:

$$iM_{SM} = (-g_s^2)\left(\frac{m_t}{\nu}\right)Tr[T^aT^b]\epsilon_{\mu}(p)\epsilon_{\nu}(q)\int\frac{d^d\ell}{(2\pi)^d}\frac{T^{\mu\nu}}{D}, \quad (7)$$

که عبارت مخارج به صورت  $D = ((\ell+p)^{\nu}-m_t^{\nu})((\ell-q)^{\nu}-m_t^{\nu})(\ell^{\nu}-m_t^{\nu})$  است. با

هادرونی مانند LHC بوزون هیگز می تواند از طریق کانال های متفاوتی تولید شود. چهار کانال مهم برای تولید هیگز در برخورد دهنده ای LHC وجود دارد که به ترتیب بزرگ بودن سطح مقطع به این قرار هستند: کانال هم جوشی گلوئون-گلوئون، کانال هم جوشی بوزون های برداری<sup>۱</sup>، تولید هیگز همراه با یک بوزون برداری<sup>۲</sup> (بوزون W یا Z) و تولید هیگز همراه با یک جفت کوارک-پاد کوارک (برای مثال  $t\bar{t}$ ). از این رو که کانال هم جوشی گلوئون-گلوئون دارای سطح مقطع بزرگ تری است، ما به بررسی این کانال در اینجا می پردازیم. در ادامه در قسمت های جداگانه به محاسبه تحلیلی دامنه تولید بوزون هیگز در کانال هم جوشی گلوئون-گلوئون در چارچوب مدل استاندارد و در حضور برهم کنش های FCNC خواهیم پرداخت. نمودار فاینمن برای تولید بوزون هیگز از طریق کانال هم جوشی گلوئون-گلوئون، در چارچوب مدل استاندارد و در حضور برهم کنش های FCNC در شکل ۱ آمده است.

### A. محاسبه دامنه تولید هیگز در کانال هم جوشی گلوئون-گلوئون در چارچوب مدل استاندارد

در این قسمت می خواهیم دامنه تولید هیگز در کانال هم جوشی گلوئون-گلوئون را در چارچوب مدل استاندارد و با استفاده از قوانین فاینمن<sup>۳</sup> QCD محاسبه کنیم. شکل ۱. الف نمودار فاینمن این فرایند را در مدل استاندارد نشان می دهد. نمودار دیگری هم برای این فرایند وجود دارد که حاصل از

۱. Vector boson fusion

۲. Higgs strahlung

۳. Quantum chromodynamics

۴. Trace

۵. Dimensional regularization

دست می آوریم.

**B.** محاسبه دامنه تولید هیگز در کانال هم جوشی گلوئون- گلوئون با حضور جفت شدگی های FCNC در یک رأس گلوئونی و یک رأس هیگز

در این قسمت به محاسبه تحلیلی دامنه احتمال تولید هیگز در کانال هم جوشی گلوئون- گلوئون در حضور برهم کنش های FCNC در یک رأس گلوئونی و یک رأس هیگز خواهیم پرداخت. نمودار فاینمن این فرایند در شکل ۱. ب نشان داده شده است. دو رأس جدید که در این نمودار مشاهده می شود حاصل از لاگرانژی های مؤثر داده شده در معادله (۴) و (۵) است. به ترتیب قبل، می توانیم دامنه احتمال را با در نظر گرفتن قوانین فاینمن جدید برای رأس های FCNC بنویسیم:

$$iM_{FCNC}^{kg} = (-1)\epsilon_{\mu}(p)\epsilon_{\nu}(q)\int\frac{d^d\ell}{(2\pi)^d} [Tr(-ig_s\gamma^{\mu}T^a)\frac{i(\ell+p+m_t)}{(\ell+p)^2-m_t^2}(-i\frac{g}{2\sqrt{2}}g_{qtH})\frac{i(\ell-q)}{(\ell-q)^2}(-ig_s\frac{\kappa_{tqg}}{\Lambda}\sigma^{\nu\alpha}q_{\alpha}T^b)\frac{i(\ell+m_t)}{\ell^2-m_t^2}], \quad (14)$$

که در اینجا مانند قبل علامت منفی ابتدایی و عمل رد گیری به دلیل داشتن حلقه فرمیونی است. تکانه های ذرات و سایر نمادها مانند حالت قبل در نظر گرفته شده اند. باید یادآوری شود که از جرم کوارک های سبک در مقابل جرم کوارک تاپ چشم پوشی شده است. با ساده سازی انتگرال بالا برای دامنه احتمال خواهیم داشت:

$$iM_{FCNC}^{kg} = -(\frac{g_s g}{2\sqrt{2}\Lambda})(g_{qtH}\kappa_{tqg})Tr [T^a T^b]\epsilon_{\mu}(p)\epsilon_{\nu}(q)\int\frac{d^d\ell}{(2\pi)^d}\frac{T^{\mu\nu}}{D}, \quad (15)$$

که در بالا عبارت مخرج برابر است با  $D = ((\ell+p)^2 - m_t^2)(\ell-q)^2(\ell^2 - m_t^2)$  دوباره با استفاده از تعاریف زیر:

$$\ell' = \ell + (xp - yq), \Delta = (x+z)m_t^2 - xym_H^2, \quad (16)$$

و روش پارامتری کردن فاینمن خواهیم داشت:

$$D = 2\int dx dy \frac{1}{(\ell'^2 - \Delta)^3}. \quad (17)$$

همچنین برای عبارت صورت داریم:

استفاده از روش پارامتری کردن فاینمن و استفاده از تعاریف زیر:

$$\ell' = \ell + (xp - yq), \Delta = m_t^2 - xym_H^2, \quad (8)$$

می توانیم عبارت مخرج را به فرار زیر بازنویسی کنیم:

$$D = 2\int dx dy \frac{1}{(\ell'^2 - \Delta)^3}. \quad (9)$$

لازم به یادآوری است که در نوشتن تعریف  $\Delta$  از  $2p \cdot q = m_H^2$  استفاده کرده ایم که  $m_H$  جرم بوزون هیگز است. برای عبارت صورت نیز داریم:

$$T^{\mu\nu} = Tr[\gamma^{\mu}(\ell+p+m_t)(\ell-q+m_t)\gamma^{\nu}(\ell+m_t)] = im_t[g^{\mu\nu}(m_t^2 - \ell^2 - \frac{m_H^2}{2}) + i\ell^{\mu}\ell^{\nu} + p^{\nu}q^{\mu}]. \quad (10)$$

در اینجا از این واقعیت استفاده شده است که برای گلوئون های عرضی  $\epsilon(p), p=0$  برقرار است، در نتیجه می توان از عبارات متناسب با  $p^{\mu}$  و  $q^{\nu}$  صرف نظر کرد. حالا اگر عبارت صورت را بر حسب تکانه جدید  $\ell'$  بنویسیم و از تکنیک های معمول محاسبه حلقه استفاده کنیم می توانیم به عبارت زیر برای دامنه احتمال تولید هیگز در کانال هم جوشی گلوئون- گلوئون در مدل استاندارد برسیم (جزئیات محاسبات در پیوست A آمده است):

$$M_{SM}(gg \rightarrow H) = -\frac{\alpha_s m_t^2}{\pi v} \delta^{ab} [g^{\mu\nu} \frac{m_H^2}{2} - p^{\nu}q^{\mu}] \int dx dy \frac{(1-2xy)}{(m_t^2 - xym_H^2)} \epsilon_{\mu}(p)\epsilon_{\nu}(q), \quad (11)$$

که در عبارت بالا  $\alpha_s$  ثابت ساختار ریز برای برهم کنش قوی است. در عبارت بالا سهم نمودار فاینمن دیگر حاصل از جابه جایی پاهای گلوئونی نیز لحاظ شده است. با تعریف

$$\mathcal{I}(a) \text{ (که } a = \frac{m_H^2}{m_t^2} \text{) به صورت انتگرال زیر:}$$

$$\mathcal{I}(a) = \int dx dy \frac{(1-2xy)}{(1-axy)}, \quad (12)$$

برای دامنه احتمال در مدل استاندارد خواهیم داشت:

$$M_{SM}(gg \rightarrow H) = -\frac{\alpha_s}{\pi v} \delta^{ab} \epsilon_{\mu}(p)\epsilon_{\nu}(q) [g^{\mu\nu} \frac{m_H^2}{2} - p^{\nu}q^{\mu}] \mathcal{I}(a). \quad (13)$$

در قسمت های بعدی این دامنه احتمال در حضور برهم کنش های FCNC محاسبه می کنیم و سپس دامنه احتمال کل را که از جمع و برهم نهی نمودارها حاصل می شود، به

**C. محاسبه دامنه تولید هیگز در کانال هم جوشی گلوئون- گلوئون با حضور جفت شدگی های FCNC در رأس های گلوئونی**

در این قسمت به محاسبه تحلیلی دامنه احتمال تولید هیگز در کانال هم جوشی گلوئون- گلوئون در حضور برهم کنش های FCNC تنها در رأس های گلوئونی خواهیم پرداخت. نمودار فاینمن این فرایند در شکل ۱. ج نشان داده شده است. دو رأس جدید که در این نمودار مشاهده می شود حاصل از لاگرائژی مؤثر داده شده در معادله (۴) است. به ترتیب قبل، می توانیم دامنه احتمال را با در نظر گرفتن قوانین فاینمن جدید برای رأس های FCNC بنویسیم:

$$i M_{FCNC}^{KK} = (-1)\epsilon_{\mu}(p)\epsilon_{\nu}(q) \int \frac{d^d \ell}{(\sqrt{\pi})^d} [Tr(-ig_s \frac{\kappa_{iqg}}{\Lambda} \sigma^{\mu\beta} p_{\beta} T^a) \frac{i(\ell+p+m_t)}{(\ell+p)^2 - m_t^2} (-i \frac{m_t}{v}) \frac{i(\ell-q+m_t)}{(\ell-q)^2 - m_t^2} (-ig_s \frac{\kappa_{iqg}}{\Lambda} \sigma^{\nu\alpha} q_{\alpha} T^b) \frac{i(\ell)}{\ell^2}], \quad (22)$$

که در اینجا مانند قبل علامت منفی ابتدایی و عمل ردگیری به دلیل داشتن حلقه فرمیونی است. تکانه های ذرات و سایر نمادها مانند حالت قبل در نظر گرفته شده اند. باید یادآوری شود که از جرم کوارک های سبک در مقابل جرم کوارک تاپ چشم پوشی شده است. با ساده سازی انتگرال بالا برای دامنه احتمال خواهیم داشت:

$$i M_{FCNC}^{KK} = -(\frac{g_s^2 \kappa_{qtg}^2}{\Lambda^2}) \frac{m_t}{v} Tr[T^a T^b] \epsilon_{\mu}(p)\epsilon_{\nu}(q) \int \frac{d^d \ell}{(\sqrt{\pi})^d} \frac{T^{\mu\nu}}{D}, \quad (23)$$

که در بالا عبارت مخرج برابر است با  $D = ((\ell+p)^2 - m_t^2)((\ell-q)^2 - m_t^2)(\ell^2)$  از تعاریف زیر،

$$\ell' = \ell + (xp - yq), \Delta = (x+y)m_t^2 - xym_H^2, \quad (24)$$

و روش پارامتری کردن فاینمن خواهیم داشت:

$$D = \int dx dy \frac{1}{(\ell'^2 - \Delta)^2}. \quad (25)$$

همچنین برای عبارت صورت داریم،

$$T^{\mu\nu} = Tr[(\sigma^{\mu\beta} p_{\beta})(\ell+p+m_t)(\ell-q+m_t)(\sigma^{\nu\alpha} q_{\alpha})(\ell)]. \quad (26)$$

$$T^{\mu\nu} = Tr[\gamma^{\mu}(\ell+p+m_t)(\ell-q)(\sigma^{\nu\alpha} q_{\alpha})(\ell+m_t)]. \quad (18)$$

حالا اگر ابتدا عبارت صورت را ساده و بر حسب تکانه جدید  $\ell'$  بنویسیم و از فن های معمول محاسبه حلقه استفاده کنیم می توانیم به عبارت زیر برای دامنه احتمال تولید هیگز در کانال هم جوشی گلوئون- گلوئون در حضور رأس های FCNC برسیم (جزئیات محاسبات در پیوست B آمده است):

$$M_{FCNC}^{Kg}(gg \rightarrow H) = \frac{g\alpha_s g_{qtH} \kappa_{qtg}}{\sqrt{2}\pi\Lambda} \delta^{ab} \epsilon_{\mu}(p)\epsilon_{\nu}(q) [g^{\mu\nu} \frac{m_H^2}{2} - p^{\nu} q^{\mu}] [\mathcal{K}(a,b) + \mathcal{H}(a)], \quad (19)$$

که در اینجا،

$$\mathcal{K}(a,b) = \int dx dy [\gamma x Ln(\frac{b}{1-y-axy})], \quad (20)$$

$$\mathcal{H}(a) = \int dx dy [x \frac{1+axy}{1-y-axy}],$$

و  $b = \frac{\Lambda_{cut}^2}{m_t^2}$  به صورت  $b$  تعریف می شود که  $\Lambda_{cut}$  مقیاس انرژی برش در حلقه است. در عبارت بالا سهم نمودار فاینمن دیگر، حاصل از جابه جایی پاهای گلوئونی، نیز لحاظ شده است. نکته ای دیگری که در اینجا باید به آن توجه کرد این است که، کوارک c نشان داده شده در شکل می تواند در سمت دیگر حلقه قرار گیرد، پس باید سهم این نمودار جدید را نیز در نظر بگیریم.

همچنین با توجه به این که می توان از جرم کوارک های سبک چشم پوشی کرد، کوارک c و کوارک u قابل تمیز نخواهند بود و سهم یکسان خواهند داشت. در نتیجه با در نظر گرفتن تمام این جزئیات برای دامنه احتمال تولید هیگز در حضور برهم کنش FCNC در یک رأس گلوئونی و یک رأس هیگز خواهیم داشت:

$$M_{FCNC}^{Kg}(gg \rightarrow H) = \frac{4g\alpha_s g_{qtH} \kappa_{qtg}}{\sqrt{2}\pi\Lambda} \delta^{ab} \epsilon_{\mu}(p)\epsilon_{\nu}(q) [g^{\mu\nu} \frac{m_H^2}{2} - p^{\nu} q^{\mu}] [\mathcal{K}(a,b) + \mathcal{H}(a)]. \quad (21)$$

در قسمت بعدی دامنه احتمال را در حضور برهم کنش های FCNC موجود در رأس های گلوئونی محاسبه می کنیم.

$$|\overline{\mathcal{M}_{SM}}|^2 = \frac{\alpha_s^2}{64\pi^2 v^2} |\mathcal{I}(a)|^2 m_H^4. \quad (30)$$

مجذور دامنه در حضور برهم کنش FCNC در یک رأس گلوئونی و یک رأس هیگز و میانگین گیری روی آن با توجه به معادله (۲۱) به قرار زیر است:

$$|\overline{\mathcal{M}_{FCNC}^{kg}}|^2 = \frac{g^2 \alpha_s^2 g_{qtH}^2 \kappa_{qtg}^2}{\Lambda^2 \pi^2 v^2} |\mathcal{K}(a,b) + \mathcal{H}(a)|^2 m_H^4. \quad (31)$$

به همین ترتیب مجذور دامنه در حضور برهم کنش FCNC در رأس های گلوئونی با توجه به معادله (۲۷) به صورت زیر است:

$$|\overline{\mathcal{M}_{FCNC}^{kk}}|^2 = \frac{\alpha_s^2 \kappa_{qtg}^2}{\pi^2 v^2 \Lambda^2} m_t^2 m_H^4. \quad (32)$$

برای جمله برهم نهی نمودار مدل استاندارد و نمودار جدید در حضور برهم کنش FCNC در یک رأس گلوئونی و یک رأس هیگز و بعد از ساده سازی خواهیم داشت:

$$|\overline{\mathcal{M}_{FCNC}^{kg} \mathcal{M}_{SM}}| = \frac{-g \alpha_s^2 g_{qtH} \kappa_{qtg}}{16\sqrt{2}\pi^2 v \Lambda} |\mathcal{K}(a,b) + \mathcal{H}(a)| \mathcal{I}(a) |m_H^4|. \quad (33)$$

به همین ترتیب، برای جمله برهم نهی نمودار مدل استاندارد و نمودار جدید در حضور برهم کنش FCNC در رأس های گلوئونی و بعد از ساده سازی داریم:

$$|\overline{\mathcal{M}_{FCNC}^{kk} \mathcal{M}_{SM}}| = \frac{-\alpha_s^2 \kappa_{qtg}^2}{\Lambda^2 \pi^2 v^2 \Lambda^2} m_t^2 m_H^4 |\mathcal{I}(a)|. \quad (34)$$

و در آخر، برای جمله برهم نهی دو نمودار حاصل از برهم کنش های FCNC و بعد از ساده سازی خواهیم داشت:

$$|\overline{\mathcal{M}_{FCNC}^{kg} \mathcal{M}_{FCNC}^{kk}}| = \frac{g \alpha_s^2 g_{qtH} \kappa_{qtg}^2}{2\sqrt{2}\pi^2 v \Lambda^2} |\mathcal{K}(a,b) + \mathcal{H}(a)| m_t^2 m_H^4. \quad (35)$$

حال با داشتن مجذور دامنه احتمال می توان سطح مقطع کل فرایند تولید هیگز را در کانال هم جوشی گلوئون- گلوئون در حضور فرایندهای FCNC محاسبه کرد. در بخش بعد با استفاده از این عبارت نظری برای مجذور دامنه احتمال برای تولید بوزون هیگز و نتایج آزمایش به بررسی جفت شدگی های FCNC کوآرک تاپ می پردازیم.

#### ۴. مقایسه نتایج نظری با آزمایش

برای به دست آوردن مطالعه اثرات جدید حاصل از حضور فرایندهای FCNC بر روی سطح مقطع کل تولید بوزون هیگز

حالا اگر ابتدا عبارت صورت را ساده و بر حسب تکانه جدید  $l'$  بنویسیم و از تکنیک های معمول محاسبه حلقه استفاده کنیم، می توانیم به عبارت زیر برای دامنه احتمال تولید هیگز در کانال هم جوشی گلوئون- گلوئون در حضور رأس های FCNC تنها در رأس های گلوئونی برسیم:

$$\mathcal{M}_{FCNC}^{kk}(gg \rightarrow H) = \frac{\Lambda \alpha_s \kappa_{qtg}^2 m_t^2}{\pi v \Lambda^2} \quad (27)$$

$$\delta^{ab} \epsilon_\mu(p) \epsilon_\nu(q) [g^{\mu\nu} \frac{m_H^2}{\Lambda} - p^\nu q^\mu].$$

در عبارت بالا سهم نمودار فاینمن دیگر، حاصل از جابه جایی پاهای گلوئونی و سهم نمودار با حضور کوآرک  $u$  نیز لحاظ شده است.

#### D. محاسبه دامنه کل برای تولید هیگز در کانال هم جوشی گلوئون- گلوئون

حال با داشتن دامنه های احتمال تولید هیگز در کانال هم جوشی گلوئون- گلوئون در چارچوب مدل استاندارد و در حضور رأس های جدید حاصل از برهم کنش های FCNC می توانیم دامنه احتمال کل را محاسبه کنیم. مجذور دامنه کل، حاصل از برهم نهی نمودارها، با میانگین گیری بر روی قطبش و رنگ ذرات اولیه، به صورت زیر محاسبه می شود:

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2(gg \rightarrow H) = |\overline{\mathcal{M}_{SM}}|^2 + |\overline{\mathcal{M}_{FCNC}^{kg}}|^2 + |\overline{\mathcal{M}_{FCNC}^{kk}}|^2 + 2|\overline{\mathcal{M}_{FCNC}^{kg} \mathcal{M}_{SM}}| + 2|\overline{\mathcal{M}_{FCNC}^{kk} \mathcal{M}_{SM}}| + 2|\overline{\mathcal{M}_{FCNC}^{kg} \mathcal{M}_{FCNC}^{kk}}|. \quad (28)$$

با توجه به دامنه احتمال در چارچوب مدل استاندارد که در معادله (۱۳) داده شده است، برای مجذور دامنه در مدل استاندارد خواهیم داشت:

$$|\overline{\mathcal{M}_{SM}}|^2 = \left(\frac{1}{2}\right)^2 \left(\frac{1}{8}\right)^2 \frac{\alpha_s^2}{\pi^2 v^2} \delta^{ab} \delta^{ab} |\mathcal{I}(a)|^2 \epsilon_\mu(p) \epsilon_\nu(q) \epsilon_{\mu'}^*(p) \epsilon_{\nu'}^*(q) [g^{\mu\nu} \frac{m_H^2}{\Lambda} - p^\nu q^\mu] [g^{\mu'\nu'} \frac{m_H^2}{\Lambda} - p^{\nu'} q^{\mu'}], \quad (29)$$

که در اینجا ضرایب  $\left(\frac{1}{2}\right)^2$  و  $\left(\frac{1}{8}\right)^2$  به دلیل میانگین گیری بر روی قطبش و رنگ گلوئون های اولیه ظاهر شده اند. بعد از ساده سازی و با استفاده از  $\delta^{ab} \delta^{ab} = 8$  خواهیم داشت:

در این ساده‌سازی از رابطه  $2M_W = gv$  استفاده کرده‌ایم. حال باید رابطه بالا را با مقدار گزارش شده شدت سیگنال تولید بوزون هیگز در آزمایش مقایسه کنیم و ناحیه مجاز را برای

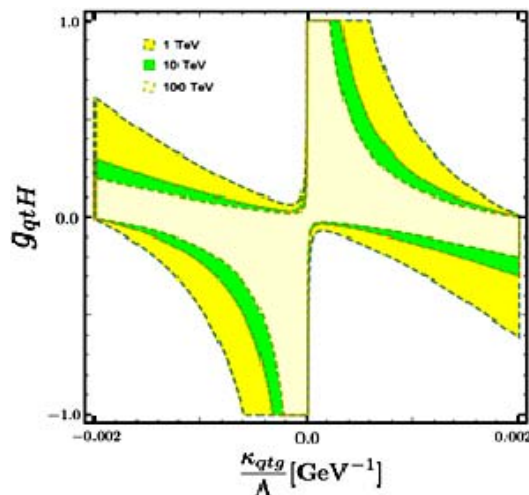
جفت شدگی‌های  $\frac{\kappa_{qtg}}{\Lambda}$  و  $g_{qtH}$  به دست آوریم.

داده‌های گزارش شده توسط آزمایش‌های CMS و ATLAS برای تولید هیگز و همچنین واپاشی آن در مقاله [۲۰ و ۲۱] تحلیل و بر روی جفت شدگی مؤثر هیگز با گلوئون-گلوئون قید گذاشته شده است. با در نظر گرفتن این قیدها و مقایسه آن با عبارت به دست آمده در معادله (۳۷) ناحیه مجاز در صفحه  $(g_{qtH}, \frac{\kappa_{qtg}}{\Lambda})$  با استفاده از داده‌های LHC و برای  $\Lambda_{cut}$  های ۱، ۱۰ و ۱۰۰ TeV در شکل ۲ نشان داده شده است.

## ۵. نتیجه‌گیری

از آنجایی که کوارک تاپ داری جفت شدگی یوکاوا بزرگی است، به نظر می‌رسد که مطالعه بخش هیگز-تاپ برای جستجوی فیزیک جدید می‌تواند بسیار مهم باشد. در چارچوب مدل استاندارد ذرات بنیادی، تنها منبع تولید فرایندهای تغییر دهنده طعم، جریان‌های باردار هستند. مدل استاندارد مقدار بسیار کوچکی برای واپاشی کوارک تاپ به کوارکی با طعم متفاوت (و بار یکسان) و یک بوزون پیمانه ای بدون بار یا بوزون هیگز پیش‌بینی می‌کند. در واقع این فرایندها در مرتبه حلقه و از طریق جریان باردار و با حضور کوارک‌های نوع پایین امکان پذیر هستند و مقدار آنها به حدی کوچک است که در آزمایش‌های فعلی و آینده قابل دسترس نیستند. در نتیجه مشاهده هر گونه فرایند FCNC با حضور کوارک تاپ می‌تواند شاهد قابل اعتمادی از وجود فیزیک جدید باشد.

از طرفی دیگر، تمام آزمایش‌هایی که تاکنون در LHC انجام شده است، تطابق خیلی خوبی با مدل استاندارد دارد. در نتیجه به نظر می‌رسد که مقیاس جرمی درجات آزادی جدید به اندازه کافی از مقیاس جرمی ذرات مدل استاندارد دور است. پس می‌توان روی درجات آزادی جدید سنگین انتگرال گرفت و اثرات آن را در یک لاگرانژی مؤثر پارامتری کرد. در



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) ناحیه مجاز برای جفت

شدگی‌های  $\frac{\kappa_{qtg}}{\Lambda}$  و  $g_{qtH}$ .

باید نتیجه بخش قبل را با نتایج آزمایشگاهی به دست آمده برای سطح مقطع کل تولید هیگز در کانال هم‌جوشی گلوئون-گلوئون مقایسه کرد. در آزمایش‌های CMS و ATLAS در برخورد دهنده LHC برای تولید هیگز کمیت شدت سیگنال گزارش می‌شود، که به صورت کسر مقدار سطح مقطع اندازه‌گیری شده به سطح مقطع پیش‌بینی شده توسط مدل استاندارد بیان می‌شود:

$$\mu_{gg} = \frac{\sigma(gg \rightarrow h)}{\sigma(gg \rightarrow h)_{SM}} \quad (36)$$

با توجه به این که در اینجا نسبت سطح مقطع‌ها حساب می‌شود، نیازی نیست که ما انتگرال‌گیری‌های فضای فاز صورت و مخرج را انجام دهیم و می‌توانیم از نسبت مجذور دامنه‌های احتمال استفاده کنیم. در نتیجه با در نظر گرفتن برهم‌کنش‌های FCNC علاوه بر برهم‌کنش‌های استاندارد می‌توانیم برای شدت سیگنال رابطه زیر را به دست آوریم:

$$\begin{aligned} \mu_{gg} \left( \frac{\kappa_{qtg}}{\Lambda}, g_{qtH} \right) = & 1 - \frac{16}{\sqrt{2}} M_W g_{qtH} \\ & \frac{\kappa_{qtg}}{\Lambda} \frac{|\mathcal{K}(a,b) + \mathcal{H}(a)|}{|\mathcal{I}(a)|} + 32 M_W^2 g_{qtH}^2 \\ & \frac{\kappa_{qtg}}{\Lambda} \frac{|\mathcal{K}(a,b) + \mathcal{H}(a)|^2}{|\mathcal{I}(a)|^2} - 16 m_t^2 \left( \frac{\kappa_{qtg}}{\Lambda} \right)^2 \\ & \frac{1}{|\mathcal{I}(a)|} + \frac{128}{\sqrt{2}} M_W g_{qtH} \left( \frac{\kappa_{qtg}}{\Lambda} \right)^3 m_t^2 \\ & \frac{|\mathcal{K}(a,b) + \mathcal{H}(a)|}{|\mathcal{I}(a)|^2} - 64 m_t^2 \left( \frac{\kappa_{qtg}}{\Lambda} \right)^4 \frac{1}{|\mathcal{I}(a)|^2}. \end{aligned} \quad (37)$$



$$\ell'^{\nu} \equiv i\ell'^{\nu}_E, \bar{\ell}'^{\nu} \equiv \bar{\ell}'^{\nu}_E. \quad (A.3)$$

دامنه احتمال به صورت زیر در می آید:

$$(A.4)$$

$$iM_{SM} = \left(\frac{ig_s^{\nu} m_t}{\nu}\right) \delta^{ab} \epsilon_{\mu}(p) \epsilon_{\nu}(q) \int dx dy \int \frac{d^d \ell'_E}{(\nu\pi)^d} \\ \frac{\nu m_t [-g^{\mu\nu} \ell'_E{}^{\nu} \left(\frac{\nu-d}{d}\right) + g^{\mu\nu} (m_t^{\nu} + (xy - \frac{1}{\nu}) m_H^{\nu}) + (1 - \nu xy) p^{\nu} q^{\mu}]}{(\ell'_E{}^{\nu} + \Delta)^{\nu}}$$

با استفاده از انتگرال های،

$$\int \frac{d^d \ell'}{(\nu\pi)^d} \frac{1}{(\ell' + \Delta)^{\nu}} = \frac{1}{(\nu\pi)^{d/\nu}} \frac{\Gamma(\nu - d/\nu)}{\Gamma(\nu)} \left(\frac{1}{\Delta}\right)^{\nu - d/\nu}, \quad (A.5)$$

$$\int \frac{d^d \ell'}{(\nu\pi)^d} \frac{\ell'^{\nu}}{(\ell' + \Delta)^{\nu}} = \frac{1}{(\nu\pi)^{d/\nu}} \frac{d}{\nu} \frac{\Gamma(\nu - d/\nu - 1)}{\Gamma(\nu)} \left(\frac{1}{\Delta}\right)^{\nu - d/\nu - 1}.$$

می توانیم انتگرال روی  $\ell'$  را بگیریم:

$$\mathcal{M} = \left(\frac{g_s^{\nu} m_t^{\nu}}{\nu}\right) \delta^{ab} \epsilon_{\mu}(p) \epsilon_{\nu}(q) \int dx dy \left\{ -g^{\mu\nu} \frac{\nu-d}{\nu} \frac{\Gamma(\nu - d/\nu)}{(\nu\pi)^{d/\nu}} \left(\frac{1}{\Delta}\right)^{\nu - d/\nu} + [g^{\mu\nu} (m_t^{\nu} + (xy - \frac{1}{\nu}) M_H^{\nu}) + (1 - \nu xy) p^{\nu} q^{\mu}] \frac{\Gamma(\nu - d/\nu)}{(\nu\pi)^{d/\nu}} \left(\frac{1}{\Delta}\right)^{\nu - d/\nu} \left(\frac{1}{\Delta}\right) \right\}. \quad (A.6)$$

و با استفاده از برخی خواص توابع گاما،

$$\Gamma(\nu) = \nu! = \nu, \frac{\Gamma(\nu - d/\nu)}{(\nu\pi)^{d/\nu}} \left(\frac{1}{\Delta}\right)^{\nu - d/\nu} \\ = \frac{1}{(\nu\pi)^{\nu}} \left(\frac{\nu}{\epsilon} - \log \Delta - \gamma + \log(\nu\pi)\right). \quad (A.7)$$

دامنه احتمال را به صورت زیر بنویسیم:

$$\mathcal{M}_{SM} = -\left(\frac{\alpha_s m_t^{\nu}}{\nu\pi\nu}\right) \delta^{ab} [g^{\mu\nu} \frac{M_H^{\nu}}{\nu} - p^{\nu} q^{\mu}] \\ \int dx dy \frac{(1 - \nu xy)}{(m_t^{\nu} - xy M_H^{\nu})} \epsilon_{\mu}(p) \epsilon_{\nu}(q). \quad (A.7)$$

## B پیوست

در این پیوست ادامه جزئیات محاسبه تولید بوزون هیگز در کانال هم جوشی گلوئون-گلوئون در حضور رأس های FCNC آورده شده است.

با شروع از عبارت صورت که در معادله (۱۸) داده شده است و استفاده از این واقعیت که برای گلوئون های عرضی  $\epsilon(p).p = 0$  برقرار است، در نتیجه می توان از عبارات متناسب

روش لاگرانژی مؤثر می توان اثرات فیزیک جدید را به صورت برهم کنش های جدید میان ذرات مدل استاندارد در غالب جملات جدیدی به لاگرانژی اضافه کرد.

در برخورد دهنده های هادرونی مانند LHC بوزون هیگز می تواند از طریق کانال های متفاوتی تولید شود، اما کانال هم جوشی گلوئون-گلوئون دارای سطح مقطع بزرگ تری نسبت به بقیه کانال ها است. در این مقاله، ما به مطالعه تولید بوزون هیگز در کانال هم جوشی گلوئون-گلوئون در حضور فرایندهای تغییر دهنده طعم از طریق جریان های خنثی (FCNC) در برخورد دهنده LHC، برای جستجوی اثرات فیزیک جدید در چارچوب نظریه میدان مؤثر، پرداختیم. دامنه احتمال تولید هیگز به وسیله فرایندهای FCNC و شدت سیگنال را به صورت نظری محاسبه کردیم. سپس از مقایسه نتایج نظری با نتایج حاصل از آزمایش برخورد دهنده LHC ناحیه مجاز برای جفت شدگی های FCNC  $(\frac{\kappa_{qtg}}{\Lambda}, g_{qtH})$  برای  $\Lambda_{cut}$  های ۱، ۱۰ و ۱۰۰ TeV استخراج کردیم.

## A پیوست

در این پیوست ادامه جزئیات محاسبه تولید بوزون هیگز در کانال هم جوشی گلوئون-گلوئون در چارچوب مدل استاندارد آورده شده است.

عبارت صورت که در معادله (۱۰) داده شده است را بر حسب تکانه جدید تعریف شده،  $\ell'$ ، می نویسیم:

$$T^{\mu\nu} = \nu m_t [g^{\mu\nu} \ell'^{\nu} \left(\frac{\nu-d}{d}\right) + g^{\mu\nu} (m_t^{\nu} + (xy - \frac{1}{\nu}) m_H^{\nu}) + (1 - \nu xy) p^{\nu} q^{\mu}]. \quad (A.1)$$

از روابط زیر می توان برای ساده کردن عبارت صورت استفاده کرد:

$$\int \frac{d^d \ell}{(\nu\pi)^d} \frac{\ell^{\mu}}{D^{\nu}} = 0, \quad (A.2)$$

$$\int \frac{d^d \ell}{(\nu\pi)^d} \frac{\ell^{\mu} \ell^{\nu}}{D^{\nu}} = \int \frac{d^d \ell}{(\nu\pi)^d} \frac{g^{\mu\nu} \ell^{\nu}}{D^{\nu}}.$$

بعد از چرخش ویک<sup>۱</sup> استفاده از تعریف ۴- تکانه اقلیدسی،

۱. Wick rotation

$$\int \frac{d^4 \ell}{(2\pi)^4} \frac{1}{(\ell^2 - \Delta)^2} = \frac{-i}{(2\pi)^2} \frac{1}{2\Delta}, \quad (\text{B. 3})$$

$$\int \frac{d^4 \ell}{(2\pi)^4} \frac{\ell^\nu}{(\ell^2 - \Delta)^2} = \frac{i}{(2\pi)^2} \text{Ln}\left(\frac{\Lambda_{cut}^2}{\Delta}\right),$$

و جایگذاری رابطه  $\Delta$ ، به عبارت زیر برای دامنه احتمال در حضور رأس های FCNC می‌رسیم:

$$i\mathcal{M}_{FCNC} = \frac{i\alpha_s G_c K_t}{\pi} \delta^{ab} \epsilon_\mu(p) \epsilon_\nu(q)$$

$$[g^{\mu\nu} M_h^2 - 2p^\nu q^\mu] \int dx dy \left\{ x \text{Ln}\left(\frac{\Lambda_{cut}^2 / m_t^2}{1-y-axy}\right) + x \frac{(1+xya)}{1-y-axy} \right\}. \quad (\text{B. 4})$$

که  $\Lambda_{cut}$  مقیاس انرژی برش در حلقه است.

با  $p^\mu$  و  $q^\nu$  صرف نظر کرد، و نوشتن عبارت صورت بر حسب تکانه جدید و قرار دادن  $d=4$  خواهیم داشت:

$$T^{\mu\nu} = -2[g^{\mu\nu} M_h^2 - 2p^\nu q^\mu] \{ \ell^\alpha \left(\frac{x}{y}\right) - (xm_t^2 + x^2 y M_H^2) \}. \quad (\text{B. 1})$$

با جایگذاری در دامنه احتمال داریم:

$$i\mathcal{M}_{FCNC} = g_s^2 G_c K_t \frac{\delta^{ab}}{y} \epsilon_\mu(p) \epsilon_\nu(q) \int dx dy \int \frac{d^4 \ell'}{(2\pi)^4} \left\{ \frac{2[g^{\mu\nu} M_h^2 - 2p^\nu q^\mu] [\ell'^\alpha \left(\frac{x}{y}\right) - (xm_t^2 + x^2 y M_H^2)]}{(\ell'^2 - \Delta)^2} \right\}. \quad (\text{B. 2})$$

با استفاده از انتگرال‌های زیر:

### مراجع

1. S L Glashow, J Iliopoulos, and L Maiani, *Phys. Rev. D* **2**, 1285 (1970).
2. J A Aguilar- Saavedra, *Acta Phys. Polon. B* **35**, 2695 (2004).
3. J A Aguilar- Saavedra and B M Nobre, *Phys. Lett. B* **553**, 251 (2003).
4. S Chatrchyan *et al.*, [CMS Collaboration], *Phys. Lett. B* **716**, 30 (2012).
5. G Aad *et al.*, [ATLAS Collaboration], *Phys. Lett. B* **716**, 1 (2012).
6. W Buchmuller and D Wyler, *Nucl. Phys. B* **268** (1986) 621.
7. B Grzadkowski, M Iskrzynski, M Misiak, and J Rosiek, *J. High Energy Phys.* **1010** (2010) 085.
8. K Hagiwara, S Ishihara, R Szalapski, D Zeppenfeld, *Phys. Rev. D* **48** (1993) 2182.
9. C N Leung, S T Love, and S Rao, *Z. Phys. C* **31** (1986) 433.
10. M B Einhorn and J Wudka, *Nucl. Phys. B* **876** (2013) 556.
11. S Willenbrock and C Zhang, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **64** (2014) 83.
12. A Djouadi and G Moreau, *Eur. Phys. J. C* **73**, 9 (2013) 2512.
13. D Carmi, A Falkowski, E Kuflik, T Volansky, and J Zupan, *J. High Energy Phys.* **1210** (2012) 196.
14. S Khatibi, M Mohammadi Najafabadi, *Phys. Rev. D* **90**, 7 (2014) 074014.
15. H Khanpour, S Khatibi, and M Mohammadi Najafabadi, *Phys. Lett. B* **773**, 462 (2017).
16. S Khatibi and M Mohammadi Najafabadi, *Nucl. Phys. B* **909** (2016) 607.
17. S Khatibi and M Mohammadi Najafabadi, *Phys. Rev. D* **90**, 7 (2014) 074014.
18. H Khanpour, S Khatibi, M Khatiri Yanehsari, and M M Najafabadi, *Phys. Lett. B* **775**, 25 (2017).
19. S Khatibi and M Mohammadi Najafabadi, *Phys. Rev. D* **89**, 5 (2014) 054011.
20. J Ellis and T You, *JHEP* **06** (2013) 103.
21. J Ellis, D S Hwang, K Sakurai, and M Takeuchi, *J. High Energy Phys.* **04** (2014) 004.