

پتانسیل برخورددهنده‌ی لپتونی آینده در جستجوی جفت‌شدگی جریان خنثی تغییر طعم کوارک تاپ

صدیقه تیزچنگ^{۱*}، حمزه خانپور^۲ و^۳، و مجتبی محمدی نجف آبادی^۲

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه دانشگاه اراک، اراک

۲. پژوهشکده ذرات و شتابگرها، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران

۳. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه علم و فناوری مازندران، بهشهر، ایران

* پست الکترونیکی: s-tizchang@araku.ac.ir

چکیده

برخورددهنده‌ی حلقوی آینده (FCC-ee)، با ارائه محیط آزمایشگاهی تمیز، انرژی و درخشندگی بالا، فرصتی منحصر به فرد برای مطالعه دقیق خواص و برهم‌کنش‌های کوارک تاپ فراهم می‌کند. در این مطالعه، حساسیت بالقوه‌ی FCC-ee به فرآیندهای انتقال جریان خنثی تغییر دهنده‌ی طعم (FCNC) شامل کوارک‌های بالا را با استفاده از رویکرد لاگرانژی مؤثر بررسی کرده‌ایم. به این منظور، فرآیند تولید کوارک تاپ در برخورد الکترون-پوزیترون در انرژی‌های مرکز جرم 240 GeV و 365 GeV شبیه‌سازی شده و واپاشی کامل هادرونی بوزون W ناشی از واپاشی کوارک تاپ، در نظر گرفته شده است. نتایج تحلیل‌ها نشان می‌دهد که با ترکیب انرژی‌های مرکز جرم مذکور و در نظر گرفتن درخشندگی‌های یکپارچه $5ab^{-1}$ و $1.5ab^{-1}$ می‌توان به حساسیتی FCNC از مرتبه 10^{-5} دست یافت. این یافته‌ها نشان‌دهنده‌ی پتانسیل بالای FCC-ee برای کشف و مطالعه دقیق فرآیندهای FCNC است و می‌تواند به درک بهتر فیزیک فراتر از مدل استاندارد کمک کند.

واژه‌های کلیدی: جریان خنثی تغییر طعم کوارک، برخورددهنده لپتونی الکترون-پوزیترون، کوارک تاپ، فیزیک فرای مدل استاندارد

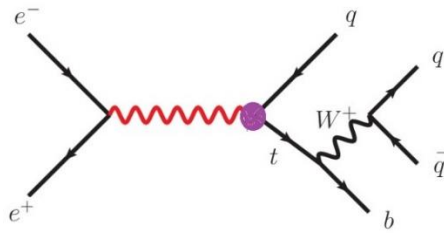
۱. مقدمه

استاندارد تنها در مرتبه حلقه امکان‌پذیر هستند و به دلیل وجود مکانیزم کابایاشی-ماسکوا GIM^2 مقدار آن‌ها بسیار ناچیز است [۱]. به عنوان مثال، در مدل استاندارد؛ واپاشی کوارک تاپ از طریق جریان خنثی کوارک تاپ به یک بوزون پیمانه‌ای خنثی به همراه کوارکی با طعم متفاوت و بار یکسان، از مرتبه 10^{-10} تا 10^{-15} پیش‌بینی می‌شود [۲] که در حال حاضر فراتر از حساسیت قابلیت‌های آزمایشگاهی کنونی و حتی آینده است.

در چارچوب مدل استاندارد ذرات بنیادی، فرآیند تغییر طعم فرمیون از طریق جریان خنثی (FCNC^۱) در مرتبه‌ی درختی امکان‌پذیر نیست. از اینرو بررسی فرآیند تغییر طعم فرمیون‌ها از طریق جریان خنثی (FCNC) در مدل استاندارد ذرات بنیادی از اهمیت زیادی برخوردار است. این نوع فرآیندها در مدل

۱. Flavor Changing Neutral Current

۲. Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM)



شکل ۱. نمودار فاینمن فرایند تولید کوآرک تاپ و یک کوآرک سبک از طریق جریان خنثی تغییر طعم کوآرک.

در این فرآیند، بوزون Z و یا فوتون (γ) تولید شده در برخورد الکترون-پوزیترون به یک کوآرک تاپ (t) و کوآرک سبک (q) و یا یک پادکوآرک تاپ (\bar{t}) و یک پادکوآرک سبک (\bar{q}) تبدیل می‌شود. کوآرک سبک q می‌تواند یک کوآرک بالا یا کوآرک افسون باشد و واپاشی هادرونی کوآرک تاپ را در نظر می‌گیریم. لازم به یادآوری است که در مرجع [۱۱] مطالعه مشابهی برای مطالعه و ارزیابی حساسیت و پتانسیل برخورددهنده نسل آینده FCC-ee در تشخیص رویدادهای فرآیند مربوط به تولید کوآرک تاپ به همراه یک کوآرک سبک غیر هم طعم از طریق جریان خنثی تغییر طعم صورت پذیرفته است. البته لازم به ذکر است در آن مطالعه برهم‌کنش‌های $tq\gamma$ و tqZ از طریق واپاشی لپتون کوآرک تاپ صورت گرفته است که منجر به حالت نهایی متفاوت تری شامل یک لپتون، یک کوآرک سبک، یک کوآرک b و نوترینو شده است.

۲. چارچوب نظری

یکی از رهیافت‌های جستجوی فیزیک فرای مدل استاندارد، رویکرد نظریه میدان موثر است. در این نظریه پدیده‌های فیزیکی در انرژی‌های پایین، مستقل از مدل و با استفاده از عملگرهایی با بعد جرمی چهار و بالاتر توصیف می‌شوند. در این مقاله به منظور مطالعه جفت شدگی جریان خنثی نابهنجار کوآرک تاپ با کوآرک‌های سبک ($q = u, c$) و بوزون‌های پیمانه‌ای (Z و γ) به روشی مستقل از مدل با در نظر گرفتن لاگرانژی موثر مورد

در بسیاری از مدل‌های فرای مدل استاندارد، مانند نظریه ابرتقارن و مدل دوگانه هیگز [۳-۸]، اثرات قابل ملاحظه‌ای از فرآیندهای جریان خنثی تغییر طعم پیش‌بینی شده است که در محدوده حساسیت آزمایش‌های موجود یا آینده قرار می‌گیرند. بنابراین هرگونه انحراف مشاهده شده از پیش‌بینی مورد انتظار مدل استاندارد به عنوان شاهدهی برای حضور فیزیک جدید فراتر از مدل استاندارد ذرات بنیادی در نظر گرفته می‌شود. مطالعه‌های گسترده‌ای در جستجوی جریان تغییر طعم در برخورد دهنده بزرگ هادرونی صورت گرفته است. جدیدترین مطالعه‌ها بر روی جفت‌شدگی نابهنجار کوآرک تاپ و بوزون خنثی توسط گروه‌های ATLAS و CMS با میزان درخشندگی 137 fb^{-1} انجام شده است [۹ و ۱۰]. علاوه بر این، برخورددهنده‌های الکترون-پوزیترون با دقت و درخشندگی بالا مانند FCC-ee به طور خاص برای بررسی دقیق مدل استاندارد با دقت بسیار بالا طراحی شده‌اند و فرصتی برای کاوش و کشف فیزیک فراتر از مدل استاندارد ذرات بنیادی فراهم می‌کنند [۱۱].

در این مطالعه، هدف ارزیابی حساسیت و پتانسیل FCC-ee در تشخیص رویدادهای فرآیند مربوط به تولید کوآرک تاپ به همراه یک کوآرک سبک غیر هم طعم از طریق جریان خنثی تغییر طعم است. این بررسی با استفاده از یک رویکرد مستقل از مدل، معروف به چارچوب نظریه میدان موثر (EFT^2) انجام می‌گردد [۱۲]. به طور خاص، حساسیت مورد انتظار برخورددهنده FCC-ee به برهم‌کنش‌های $tq\gamma$ و tqZ از طریق جریان خنثی تغییر طعم بررسی می‌شود.

برای این منظور، ما در این مقاله بر روی فرآیند $e^-e^+ \rightarrow Z/\gamma \rightarrow t\bar{q}(t\bar{q})$ تمرکز می‌کنیم. نمودار فاینمن فرایند مورد مطالعه در این مقاله در شکل (۱) نشان داده شده است.

۱. Future Circular Electron-Positron Collider

۲. Effective Field Theory

همانطور که قبلاً اشاره شد در این مقاله، بر جفت‌شدگی جریان خنثی تغییر طعم کوارک تاپ، یعنی $tq\gamma$ و tqZ ، تمرکز می‌کنیم. پس از تعیین حد بر روی این جفت‌شدگی‌ها، آنها را به شاخه‌های انشعابی^۱ مربوطه تبدیل می‌کنیم. علت این تبدیل به انشعاب این است که شاخه‌های انشعابی مقادیری هستند که به طور مستقیم با تجربیات قابل مقایسه‌اند و به ما امکان می‌دهند تا نتایج تئوری را به صورت قابل اندازه‌گیری بیان کنیم.

۳. روش آنالیز

همانطور که اشاره شد، فرایند مورد مطالعه شامل تولید کوارک تاپ به همراه یک کوارک سبک (u یا c) از طریق جریان خنثی تغییر طعم کوارک تاپ در برخورددهنده الکترون-پوزیترون است. این مطالعه در دو انرژی مرکز جرم 240GeV و 356GeV که برای برخورددهنده‌های الکترون-پوزیترون آینده پیشنهاد شده‌اند، انجام می‌شود. در این بخش، به شرح جزئیات تولید رویدادها، شبیه‌سازی سیگنال و فرآیندهای پس‌زمینه و نحوه جداسازی سیگنال از پس‌زمینه می‌پردازیم. مطابق با نمودار فاینمن نمایش داده شده در شکل ۱، در این فرآیند، کوارک تاپ به بوزون W و کوارک b واپاشی می‌کند و بوزون W نیز به صورت هادرونی واپاشی می‌شود. بنابراین، در حالت نهایی چهار جت خواهیم داشت که حداقل یکی از جت‌ها باید به عنوان کوارک b برچسب خورده است.

فرآیندهای مختلفی وجود دارند که رفتار مشابهی با سیگنال دارند و ممکن است در آشکارساز با سیگنال اشتباه شوند. تولید WW به عنوان پس‌زمینه غالب شناخته می‌شود که در آن بوزون W به یک لپتون باردار و نوترینو واپاشی می‌شود. همچنین فرآیندهای پس‌زمینه دیگری مانند تولید ZZ ، ZH و tq و $eeqq$ نیز وجود دارند که در آن شامل کوارک‌های u و d است. در انرژی مرکز جرم 365GeV علاوه بر فرآیندهای ذکر شده، تولید جفت کوارک تاپ و همچنین تولید $tbjj$ نیز به عنوان فرآیندهای پس‌زمینه دیگر سهم دارند.

بررسی قرار می‌گیرد. میدان‌های لاگرانژی موثر همان میدان‌هایی هستند که در مدل استاندارد وجود دارند، با استفاده از این میدان‌ها و با رعایت تقارن‌های پیمانه‌ای مدل استاندارد، عملگرهای لاگرانژی موثر ساخته می‌شوند. این عملگرها معمولاً شامل برهم‌کنش‌های کوارک‌های مختلف از طریق بوزون‌های پیمانه‌ای Z و γ و g هستند و می‌توانند در انرژی‌های بالاتر نسبت به آنچه مدل استاندارد پیش‌بینی می‌کند، نمود پیدا کنند. چنین برهم‌کنش‌هایی می‌توانند نشانه‌ای از فیزیک فرای مدل استاندارد باشند و در صورت مشاهده، دلالت بر وجود ذرات یا برهم‌کنش‌های جدید خواهد داشت. برهم‌کنش‌های FCNC از طریق رهیافت نظریه موثر در برخورددهنده‌های پرنانژی لپتونی LEP و هادرونی LHC مورد مطالعه قرار گرفته است.

در این چارچوب، عمومی‌ترین شکل لاگرانژی توصیف‌کننده رأس‌های برهم‌کنشی FCNC با عملگرهای موثر با بعد جرمی ۴

و ۵ توصیف می‌شوند به صورت زیر معرفی می‌گردد [۱۲]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{FCNC}}^{lqX} = \sum_{q=u,c} \left[\frac{g_s}{\gamma_m t} \bar{q} \lambda^a \sigma^{\mu\nu} (\zeta_{qt}^L P^L + \zeta_{qt}^R P^R) t G_{\mu\nu}^a \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{t}} \bar{q} (\eta_{qt}^L P^L + \eta_{qt}^R P^R) t H + \frac{g_W}{\gamma_c w m_Z} \bar{q} \sigma^{\mu\nu} \right. \\ \left. (\kappa_{qt}^L P^L + \kappa_{qt}^R P^R) t Z_{\mu\nu} \right. \\ \left. - \frac{g_W}{\gamma_c w} \bar{q} \gamma^\mu (X_{qt}^L P^L + X_{qt}^R P^R) t Z_\mu + \right. \\ \left. \frac{e}{\gamma_m t} \bar{q} \sigma^{\mu\nu} (\lambda_{qt}^L P^L + \lambda_{qt}^R P^R) t A_{\mu\nu} \right] + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (1)$$

در رابطه (۱) کمیت‌های بی‌بعد ζ ؛ η ؛ κ ؛ λ و X به ترتیب قدرت جفت‌شدگی‌های نابهنجار خنثی کوارک تاپ و گلوئون، هیگز و بوزون Z را نشان می‌دهد که در مدل استاندارد ذرات بنیادی این کمیت‌ها برابر صفر هستند. همچنین P_L و P_R عملگرهای چپ دست و راست دست را نمایش می‌دهند. در این مطالعه، دست‌دگی چپ و راست برای راس‌ها یکسان در نظر گرفته شده است. برای تولید سمپل‌های سیگنال مورد مطالعه در این مقاله، از عملگرهایی با بعد جرمی ۴ استفاده شده است. زیرا این عملگرها دارای حساسیت بیشتری در توصیف بهتر و موثر برهم‌کنش‌های FCNC هستند. برای پارامترهای مربوط به قدرت جفت‌شدگی‌های نابهنجار خنثی در معادله (۱) عدد ۰.۱ در نظر گرفته شده است.

فرآیندهایی مانند تولید زوج بوزون W و زوج کوارک تاپ در آشکارساز بسیار مشابه سیگنال رفتار می‌کنند و غالب سهم رویدادهای زمینه را شامل می‌شوند. برای شبیه‌سازی و تولید رویدادهای سیگنال، لاگرانژی موثر توصیف‌کننده جفت‌شدگی‌های جریان خشی تغییر طعم معرفی شده در رابطه (۱) با بسته‌ی FeynRules پیاده‌سازی شده است [۱۳] سپس مدل به یک ماژول UFO وارد شده و در بسته MadGraph قرار داده شده است [۱۴].

تمامی فرآیندهای سیگنال و پس‌زمینه در مرتبه اول با استفاده از بسته نرم‌افزاری MadGraph تولید شده‌اند. واپاشی ذرات سنگین، هادرونیزه شدن و تولید آبشار هادرونی تمامی رویدادهای تولید شده با استفاده از بسته نرم‌افزاری PYTHIA انجام شده است [۱۵ و ۱۶] همچنین پاسخ آشکارسازها به ذرات برخوردی با آشکارساز، براساس بسته Delphes شبیه‌سازی شده‌اند [۱۷] و برای بازسازی جت‌ها از الگوریتم Durham ee-kt استفاده شده است [۱۸].

برای جدا کردن بهتر رویدادهای حاصل از سیگنال از رویدادهای پس‌زمینه، روش‌های متعددی وجود دارد. معمول‌ترین آنها اعمال برش‌های مناسب است. در این روش، از ویژگی‌های سینماتیکی سیگنال استفاده می‌شود. با توجه به تفاوت‌های آن با فرآیندهای پس‌زمینه، برش‌هایی اعمال می‌شود که به کمک آن‌ها رویدادهای سیگنال به طور بهینه انتخاب شده و تعداد قبل توجهی از رویدادهای پس‌زمینه حذف می‌شوند.

برای مطالعه این فرآیند، سه ناحیه برای سیگنال براساس تعداد جت‌های برچسب خورده به عنوان کوارک b در نظر گرفته شده است. در هر یک از این ناحیه‌ها، لازم است دقیقاً یکی از جت‌های غیر از کوارک b به عنوان جت سبک طبقه‌بندی شود. تمامی جت‌ها باید دارای تکانه‌ی عرضی بیشتر از 20 GeV و زاویه قطبی بیشتر از ۱۳ درجه باشند.

علاوه بر این، برای سرکوب رویدادهای حاصل از فرایند پس‌زمینه ZZ ، رویدادهای حاوی یک لپتون (الکترون یا میون) با حداقل تکانه عرضی 15 GeV حذف می‌شوند.

در ناحیه اول، رویدادهایی با چهار جت انتخاب می‌کنیم که

هیچ کدام دارای برچسب b نیستند. در ناحیه سیگنال دوم، دقیقاً به چهار جت نیاز داریم که یکی از آن‌ها به عنوان کوارک b مشخص شده باشد. در ناحیه سیگنال سوم، رویدادهایی با چهار جت که دو مورد از آن‌ها به عنوان b مشخص شده باشند، انتخاب می‌شوند. به منظور بازسازی کوارک تاپ و بوزون W از واپاشی ذرات مربوطه استفاده می‌شود. برای این منظور، رابطه زیر را برای هر ناحیه سیگنال کمینه می‌کنیم

$$\chi^2 = (M_W - M_{j_n j_m}^{reco})^2 + (M_{top} - M_{j_n j_m j_i}^{reco})^2, \quad (2)$$

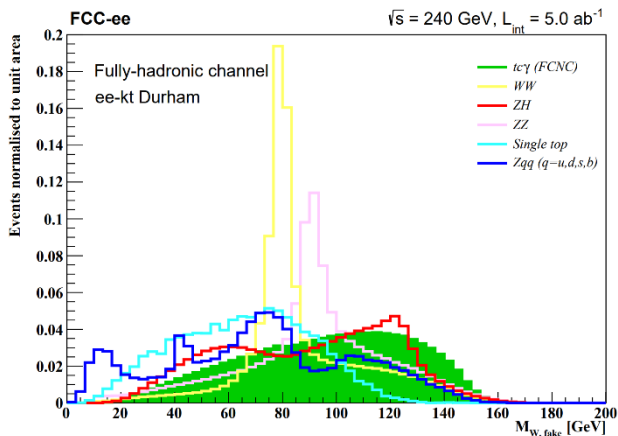
به طوریکه $M_{j_n j_m}^{reco}$ نشان‌دهنده جرم بازسازی شده سیستم W از جت‌های j_n ، j_m است، و $M_{j_n j_m j_i}^{reco}$ نشان‌دهنده جرم کوارک تاپ بازسازی شده با استفاده از سه جت j_n ، j_m و j_i است. فرآیند کمینه کردن مقدار تابع χ^2 شرایط خاصی را برای هر ناحیه سیگنال بررسی می‌کند:

ناحیه سیگنال اول: از آنجایی که در رویدادهای این ناحیه هیچ جتی به عنوان b جت مشخص نشده است، جایگشت جت‌هایی را در نظر می‌گیریم که در آن هر جت (بدون برچسب b) می‌تواند به j_n ، j_m و j_i اختصاص داده شود. این انتخاب امکان بررسی تمامی ترکیب‌های ممکن از تخصیص جت‌ها به ذرات بازسازی شده را فراهم می‌کند و جایگشتی را پیدا می‌کند که حداقل مقدار χ^2 را به دست می‌دهد.

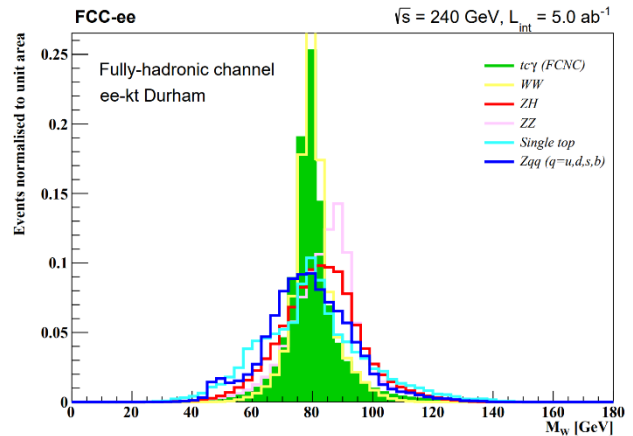
ناحیه سیگنال دوم: در این ناحیه یک جت b در نظر گرفته می‌شود. جایگشت جت‌ها به گونه‌ای در نظر گرفته می‌شود که هر جت بدون برچسب b می‌تواند به j_n یا j_m اختصاص داده شود تا منجر به بازتولید بوزون W شود، و همچنین j_i باید با جت b مطابقت داشته باشد.

ناحیه سیگنال سوم: این ناحیه شامل رویدادهای دو جت b حضور دارند. هر جت با برچسب b می‌تواند به j_n اختصاص داده شود و به همراه بوزون W کوارک تاپ را بازتولید کند و دومین جت b به یکی از جت‌های $(j_n$ یا $j_m)$ اختصاص داده می‌شود. سپس جت باقی‌مانده جت بدون برچسب b خواهد بود.

در هر سه ناحیه بر اساس این انتخاب‌ها، بازسازی توزیع بوزون



شکل ۴. توزیع جرمی بوزون W دوم

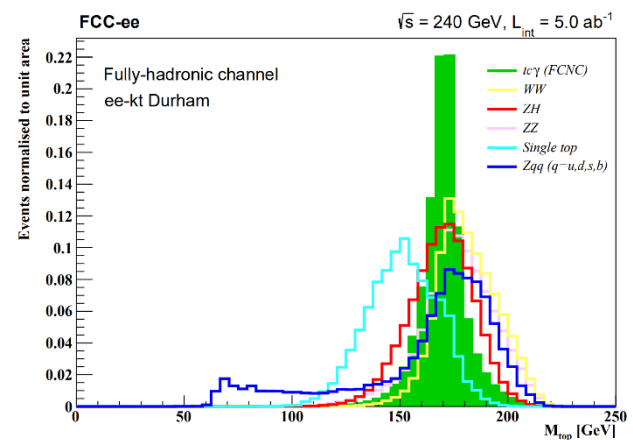


شکل ۲. توزیع جرمی بوزون W

سبک و کوارک b بر مجموع تکانه تمامی کوارک‌های b و انرژی از دست رفته استفاده شده است. همانطور که از شکل‌های ۲ و ۳ مشخص است، سهم غالب در پس‌زمینه از فرآیندهای WW ناشی می‌شود. برای سرکوب بیشتر این پس‌زمینه، از جرم بازسازی شده بوزون W دوم استفاده می‌کنیم که در پس‌زمینه WW وجود دارد اما در سیگنال وجود ندارد. توزیع W دوم در شکل (۴) نمایش داده شده است. نمودار این توزیع جرمی با استفاده از دو جتی که در بازسازی بوزون W اول دخیل نیستند، بازسازی می‌شود.

علاوه بر این، جدایی‌های زاویه‌ای بین تمامی جت‌ها بررسی می‌شود. تجزیه و تحلیل این جدایی‌های زاویه‌ای به افزایش تمایز بین سیگنال و پس‌زمینه کمک می‌کن. با استفاده از مشاهده پذیرهای معرفی شده، در ناحیه‌هایی که سیگنال غالب است و اثر پس‌زمینه کمتر است برش‌هایی بر روی مشاهده‌پذیرها اعمال کردیم که عبارت است از:

- برش بر جرم کوارک تاپ بازسازی شده: $150 \text{ GeV} < M_{top} < 190 \text{ GeV}$
- برش بر جرم بوزون W بازسازی شده: $65 \text{ GeV} < M_W < 95 \text{ GeV}$
- برش بر تکانه جت برچسب خورده به عنوان کوارک b : $40 \text{ GeV} < p_{bjct} < 95 \text{ GeV}$
- برش بر تکانه جت کوارک سبک: $p_{lightjet} > 50 \text{ GeV}$



شکل ۳. توزیع جرمی کوارک تاپ

W و توزیع کوارک تاپ انجام می‌شود. در رابطه (۲)، مقادیر $M_W = 80.37 \text{ GeV}$ و $M_{top} = 172.76 \text{ GeV}$ به ترتیب برای جرم بوزون W و کوارک تاپ در نظر گرفته شده است. توزیع جرمی بوزون W و کوارک تاپ در شکل‌های ۲ و ۳ نشان داده شده‌اند که به طور خاص، توزیع‌های سیگنال $tc\gamma$ را در کنار پس‌زمینه‌ها در انرژی‌های مرکز جرم 240 GeV نشان می‌دهند.

برای جداسازی بهتر سیگنال از رویدادهای پس‌زمینه، علاوه بر توزیع‌های جرم W و کوارک تاپ، از چندین مشاهده‌پذیر دیگر که قدرت تفکیک قابل توجهی دارند استفاده کرده‌ایم. این مشاهده‌پذیرها شامل تکانه کوارک b تکانه کوارک سبک، و مجموع اسکالر تکانه عرضی تمام کوارک‌ها است.

دو توزیع جدید با استفاده از نسبت کل تکانه کوارک سبک به کوارک b و همچنین نسبت قدر مطلق اختلاف تکانه بین کوارک

جدول ۱. سطح مقطع در واحد fb برای سیگنال و پس‌زمینه‌های اصلی مدل استاندارد در انرژی مرکز جرم 240GeV

ZZ	WW	ZH	$t\bar{c}\gamma$	$t\bar{c}Z$	$\sqrt{s} = 240\text{GeV}$
1357.0	16438.5	201.9	67.4	28.4	سطح مقطع اولیه (fb)
400.7	4285.3	83.5	38.6	22.6	برش‌های مرحله اول
34.2	8.4	8.4	11.3	6.6	برش‌های مرحله دوم

جدول ۲. سطح مقطع در واحد fb برای سیگنال و پس‌زمینه‌های اصلی مدل استاندارد استاندارد در انرژی مرکز جرم 365GeV

$t\bar{t}$	ZZ	WW	ZH	$t\bar{c}\gamma$	$t\bar{c}Z$	$\sqrt{s} = 365\text{GeV}$
800.0	642.8	10716.5	117.3	104.0	52.4	سطح مقطع اولیه (fb)
217.4	0.2	2137.6	32.8	76.4	39.2	برش‌های مرحله اول
5.7	5.8	52.3	2.2	28.3	14.5	برش‌های مرحله دوم

جدول ۳. حدهای بدست آمده برای انرژی مرکز جرم 240GeV

$Br(t \rightarrow c\gamma)$	$Br(t \rightarrow cZ)$	$\sqrt{s} = 240\text{GeV}$
1.98×10^{-4}	1.01×10^{-4}	کانال هادرونی

انرژی‌های مرکز جرم 240GeV و 365GeV به ترتیب در جدول ۱ و جدول ۲ ارائه شده است.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله نتایج حاصل از آنالیز تولید کوآرک تاپ به همراه یک کوآرک سبک از طریق جریان خشی تغییر طعم در برخورددهنده لپتون‌ی حلقوی آینده در انرژی‌های مرکز جرم 240GeV و 365GeV و با درخشندگی‌های برنامه‌ریزی شده به ترتیب ۵ و ۱/۵ ارائه شده است. با استفاده از روش CLs، حدهای بالایی در سطح اطمینان ۹۵٪ برای واپاشی‌های FCNC بالا در انرژی مرکز جرم 240GeV تعیین می‌شود.

تکنیک CLs برای یافتن حدهای بالای سطح مقطع سیگنال در سطح اطمینان ۹۵٪ استفاده می‌شود [۱۹، ۲۰]. سپس حد روی سیگنال به حدود بالای جفت‌شدگی‌های FCNC ترجمه می‌شوند و در نهایت حد بر روی جفت‌شدگی به حد روی شاخه انشعاب واپاشی تبدیل می‌گردد.

حدهای به دست آمده برای انرژی‌های 240GeV و 365GeV در جدول‌های ۳ و ۴ گزارش شده‌اند.

• برش بر تکانه دو جت سازنده در تولید بوزون

$$40\text{GeV} < p_{j1} < 90\text{GeV}$$

$$25\text{GeV} < p_{j2} < 65\text{GeV}$$

• برش بر انرژی عرضی:

$$ME < 10\text{GeV} \text{ و } ME > 10\text{GeV}$$

• برش بر بوزون W دوم که در سیگنال وجود ندارد:

$$M_W < 70\text{GeV}, M_W > 100\text{GeV}$$

• برش بر جدایی زاویه ای بین جتها:

$$\Delta R(j, j_2) > 1$$

$$0.5 < \Delta R(\text{light-jet}, b\text{-jet}) < 4.0$$

$$0.7 < \Delta R(\text{light-jet}, j_2) < 4.0$$

$$1.6 < \Delta R(b\text{-jet}, j_1) < 3.5$$

$$0.8 < \Delta R(b\text{-jet}, j_2) < 4.0$$

$$0.7 < \Delta R(\text{light-jet}, j_1) < 3.5$$

• برش بر نسبت تکانه جت سبک بر جت b

$$0.60 < \frac{p_{\text{light-jet}}}{p_{b\text{-tagged}}} < 1.50$$

• برش بر نسبت تکانه جت b و مجموع جت b و جت سبک:

$$\frac{p_{b\text{-jet}}}{p_{b\text{-jet}} + p_{\text{light-jet}}} < 0.50$$

به طوریکه j_1, j_2 , نشانگر جتهایی است که بوزون W را بازسازی می‌کنند. $light-jet$ جت با یکی از طعم‌های u, d و s است، $b-jet$ کوآرکی که به عنوان کوآرک b مشخص شده است.

پس از اعمال برش‌های اولیه و برش‌های انتخابی نهایی ذکر شده در بالا، سطح مقطع برای پس‌زمینه‌های در نظر گرفته شده در

همانطور که نتایج ارائه شده در جدول نشان می‌دهد؛ حساسیت

جدول ۴. حدهای بدست آمده برای انرژی مرکز جرم 365 GeV

$Br(t \rightarrow c\gamma)$	$Br(t \rightarrow cZ)$	$\sqrt{s} = 365\text{GeV}$
8.45×10^{-5}	3.70×10^{-5}	کانال هادرونی

جدول ۵. حدهای بدست آمده بعد از ترکیب آماری انرژی مرکز جرم 365 GeV و 240 GeV

$Br(t \rightarrow c\gamma)$	$Br(t \rightarrow cZ)$	$\sqrt{s} = 240 \& 365\text{GeV}$
7.65×10^{-5}	3.28×10^{-5}	ترکیب آماری انرژی‌های مرکز جرم

جدول ۶. مقایسه حدهای بدست آمده در این مطالعه با حدهای آزمایشگاهی ارایه شده توسط گروه‌های CMS و ATLAS در CERN و هم‌بیتور سایر مدل‌های فراتر از مدل استاندارد.

$Br(t \rightarrow c\gamma)$	$Br(t \rightarrow cZ)$	
7.65×10^{-5}	3.28×10^{-5}	این مطالعه
4.16×10^{-5}	1.3×10^{-4}	ATLAS [۲۳ و ۲۲]
0.95×10^{-5}	1.5×10^{-5}	[10] CMS
4.6×10^{-14}	1×10^{-14}	مدل استاندارد [۲۵]
2×10^{-6}	2×10^{-6}	[۲۵] MSSM
1×10^{-6}	3×10^{-5}	[۲۵] SUSY
7.5×10^{-9}	1.1×10^{-4}	[۲۵] QS

در جدول ۶، حدهای بدست آمده در این مطالعه با حدهای آزمایشگاهی ارایه شده توسط گروه‌های CMS و ATLAS در به جریان خشی تغییر طعم مربوط به انرژی مرکز جرم 365 GeV است. برای دستیابی به حساسیت بهتر، نتایج حاصل از دو معیار انرژی با استفاده از روش توضیح داده شده در مرجع [۲۱] ترکیب شده است. حدهای ترکیب آماری انرژی‌های مرکز جرم در جدول (۵) ارائه شده اند.

۵. جمع‌بندی

در این مطالعه، فرآیند تولید کوارک تاپ به همراه یک کوارک سبک از طریق جریان خشی تغییر طعم در برخورددهنده الکترون-پوزیترون بررسی شد. با استفاده از شبیه‌سازی‌های دقیق و تحلیل‌های آماری، تلاش کردیم تا سیگنال را از پس‌زمینه‌های غالب جدا کنیم. نتایج نشان می‌دهد که استفاده از ویژگی‌های سینماتیکی و برش‌های مناسب بر روی مشاهده‌پذیرهای مختلف، می‌تواند به طور قابل توجهی به جداسازی سیگنال از پس‌زمینه کمک کند.

نتایج جدول ۵ نشان می‌دهد ترکیب آماری دو انرژی مرکز جرم، نتایج را نسبت به بررسی تک انرژی بهبود می‌بخشد. CERN مقایسه شده است [۲۲-۲۴]. علاوه بر این، حدهای محاسبه شده در سایر مدل‌های فراتر از مدل استاندارد نیز جهت مقایسه در جدول ارایه گردیده است [۲۵].

به طور خاص، استفاده از توزیع جرم بازسازی‌شده بوزون W دوم و بررسی جدایی‌های زاویه‌ای بین جت‌ها نقش مهمی در سرکوب رویدادهای حاصل از پس‌زمینه غالب WW داشت. همچنین، نسبت‌های تکانه‌ای مختلف به عنوان ابزارهای مؤثر برای تمایز بین سیگنال و پس‌زمینه شناسایی شدند.

این تحلیل‌ها نشان می‌دهند که با توجه به تکنیک‌های به کار گرفته شده، برخورددهنده‌های آینده مانند FCC-ee می‌توانند پتانسیل بالایی در کشف و مطالعه دقیق فرآیندهای تغییر طعم خشی داشته باشند. این یافته‌ها می‌تواند به درک بهتر از فیزیک فراتر از مدل استاندارد کمک کند و زمینه‌ساز اکتشافات جدید در فیزیک ذرات بنیادی باشد. برخورددهنده‌ی آینده با انرژی و درخشندگی بالا مانند FCC-ee، با محیط تمیز و درخشندگی بالا، فرصتی منحصر به فرد برای اندازه‌گیری دقیق خواص کوارک‌های تاپ و برهم‌کنش‌های آنها ارائه خواهد داد.

سپاسگزاری

صدیقه تیزچنگ از همکاری آقای دکتر سید محسن اعتصامی قدردانی می‌نماید.

1. S L Glashow, J Iliopoulos and L Maiani, *Phys. Rev. D* **2** (1970) 1285.
2. K Agashe, et al., *arXiv:1311.2028 [hep-ph]* (2013).
3. J Cao, et al., *Phys. Rev. D* **79** (2009) 054003.
4. R Guedes, R Santos and M Won, *Phys. Rev. D* **88**, **11** (2013) 114011.
5. G A Gonzalez-Sprinberg and R Martinez, hep-ph/0605335. R Coimbra, et al., *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 2222.
6. R A Diaz, R Martinez and J Alexis Rodriguez, hep-ph/0103307.
7. G R Lu, et al., *Phys. Rev. D* **68** (2003) 015002.
8. G Couture, M Frank and H Konig, *Phys. Rev. D* **56** (1997) 4213.
9. G Aad, et al., *Eur. Phys. J. C* **82**, **4** (2022) 334.
10. A Hayrapetyan [CMS Collaboration], et al., *Phys. Rev. D* **109**, **7** (2024) 072004.
11. H Khanpour, et al., *Phys. Lett. B* **775** (2017) 25.
12. J A Aguilar-Saavedra, *Phys. Lett. B* **502** (2001) 115.
13. J Alloul, et al., *Comput. Phys. Commun.* **185** (2014) 2250.
14. C Degrande, et al., *Comput. Phys. Commun.* **183** (2012) 1201.
15. Alwall et al., *JHEP*, **1407** (2014) 079.
16. P Skands, S Carrazza and J Rojo, *Eur. Phys. J. C* **74**, **8** (2014) 3024.
17. J de Favereau, et al., *JHEP*, **1402** (2014) 057.
18. S Weinzierl, *Eur.mPhys. J. C* **71** (2011) 1565.
19. A L Read, *J. Phys. G* **28** (2002) 2693.
20. T Junk, *Nucl. Instrum. Meth. A* **434** (1999) 435.
21. G Aad, et al., *JHEP* **08** (2016) 045.
22. G Aad, et al., *Phys. Lett. B* **842** (2023) 137379.
23. G Aad, et al., *Phys. Rev. D* **108**, **3** (2023) 032019.
24. F Veloso, "Searches of Top FCNC interactions with the ATLAS detector" ATLAS-PHYS-PROC-2022-028 (2022).
25. J A Aguilar-Saavedra, *Acta Phys. Polon. B* **35** (2004) 2695.