

پتانسیل برخورددهنده لپتونی آینده در جستجوی جفت‌شدگی جریان خنثای تغییر طعم کوارک تاپ

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

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

(دریافت مقاله: ۱۴۰۳/۵/۲۱؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۳/۶/۱۸)

چکیده

برخورددهنده 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 بالقوه FCC-ee به فرایندهای انتقال جریان خنثای تغییر دهنده طعم (FCNC) شامل کوارک‌های بالا را با استفاده از رویکرد لاگرانژی مؤثر بررسی کرده‌ایم. به این منظور، فرایند تولید کوارک تاپ در برخورد الکترون-پوزیترون در انرژی‌های مرکز جرم ۲۴۰ GeV و ۳۶۵ 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 5 ab^{-1} و $1/5 \text{ ab}^{-1}$ می‌توان به حساسیتی FCNC از مرتبه 10^{-5} دست یافت. این یافته‌ها نشان‌دهنده پتانسیل بالای FCC-ee برای کشف و مطالعه دقیق فرایندهای FCNC است و می‌تواند به درک بهتر فیزیک فراتر از مدل استاندارد کمک کند.

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

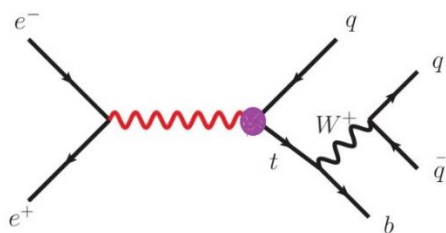
۱. مقدمه

زیادتی برخوردار است. این نوع فرایندها در مدل استاندارد تنها در مرتبه حلقه امکان‌پذیر هستند و به دلیل وجود سازوکار کابایاشی-ماسکاو GIM^2 مقدار آنها بسیار ناچیز است [۱]. به عنوان مثال، در مدل استاندارد، واپاشی کوارک تاپ از طریق جریان خنثای کوارک تاپ به یک بوزون پیمانه‌ای خنثی به همراه کوارکی با طعم متفاوت و بار یکسان، از مرتبه 10^{-10} تا

در چارچوب مدل استاندارد ذرات بنیادی، فرایند تغییر طعم فرمیون از طریق جریان خنثی ($FCNC^1$) در مرتبه درختی امکان‌پذیر نیست. از اینرو بررسی فرایند تغییر طعم فرمیون‌ها از طریق جریان خنثی (FCNC) در مدل استاندارد ذرات بنیادی از اهمیت

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 خنثای تغییر طعم کوآرک.

در این فرایند، 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 فرایند مربوط به تولید کوآرک تاپ به همراه یک کوآرک سبک غیر هم‌طعم از طریق جریان خنثای تغییر طعم صورت پذیرفته است. البته لازم به ذکر است که در آن مطالعه، برهم‌کنش‌های $tq\gamma$ و tqZ از طریق واپاشی لپتونی کوآرک تاپ صورت گرفته است که منجر به حالت نهایی متفاوت‌تری 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 جفت‌شدگی جریان خنثای نابهنجار کوآرک تاپ با کوآرک‌های سبک ($q = u, c$) و بوزون‌های پیمانه‌ای (Z و γ) به روشی مستقل از مدل با در نظر گرفتن

10^{-15} پیش‌بینی می‌شود [۲] که در حال حاضر فراتر از حساسیت قابلیت‌های آزمایشگاهی کنونی و حتی آینده است. در بسیاری از مدل‌های فرای مدل استاندارد، مانند نظریه ابرتقارن و مدل دوگانه هیگز [۳-۸]، اثرات قابل ملاحظه‌ای از فرایندهای جریان خنثای 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 را فراهم می‌کنند [۱۱].

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

برای این منظور، ما در این مقاله بر روی فرایند $e^-e^+ \rightarrow Z/\gamma \rightarrow t\bar{q}(tq)$ 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

خشی تغییر طعم کوارک تاپ، یعنی tqZ و $tq\gamma$ ، تمرکز می‌کنیم. پس از تعیین حد بر روی این جفت‌شدگی‌ها، آنها را به نسبت‌های شاخه‌ای مربوطه تبدیل می‌کنیم. علت این تبدیل به نسبت شاخه‌ای این است که نسبت‌های شاخه‌ی مقادیری هستند که به طور مستقیم با تجربیات قابل مقایسه‌اند و به ما امکان می‌دهند تا نتایج نظری را به صورت قابل اندازه‌گیری بیان کنیم.

۳. روش تحلیل

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

فرایندهای 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 فرایندهای پس‌زمینه دیگری مانند تولید ZH ، ZZ ، tq و $eeqq$ نیز وجود دارند که در آن شامل کوارک‌های u ، d و s است. در انرژی مرکز جرم 365 GeV علاوه بر فرایندهای ذکر شده، تولید جفت کوارک تاپ و همچنین تولید $tbjj$ نیز به عنوان فرایندهای پس‌زمینه دیگر سهم دارند.

فرایندهایی 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

لاگراژی مؤثر مورد بررسی قرار می‌گیرد. میدان‌های لاگراژی مؤثر همان میدان‌هایی هستند که در مدل استاندارد وجود دارند. با استفاده از این میدان‌ها و با رعایت تقارن‌های پیمانه‌ای مدل استاندارد، عملگرهای لاگراژی مؤثر ساخته می‌شوند. این عملگرها معمولاً شامل برهم‌کنش‌های کوارک‌های مختلف از طریق بوزون‌های پیمانه‌ای Z ، 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 مؤثر در برخورددهنده‌های پراثری لپتونی LEP و هادرونی LHC مورد مطالعه قرار گرفته است.

در این چارچوب، عمومی‌ترین شکل لاگراژی توصیف کننده رأس‌های برهم‌کنشی FCNC با عملگرهای مؤثر با بعد جرمی ۴ و ۵ توصیف می‌شوند به صورت زیر معرفی می‌شود [۱۲]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{FCNC}}^{\text{tqX}} = \sum_{q=u,c} \left[\frac{g_s}{\gamma m_t} \bar{q} \lambda^a \sigma^{\mu\nu} (\zeta_{qt}^L P^L + \zeta_{qt}^R P^R) t G_{\mu\nu}^a \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{q} (\eta_{qt}^L P^L + \eta_{qt}^R P^R) t H + \frac{g_W}{\gamma c_w m_Z} \bar{q} \sigma^{\mu\nu} \right. \\ \left. (\kappa_{qt}^L P^L + \kappa_{qt}^R P^R) t Z_{\mu\nu} \right. \\ \left. - \frac{g_W}{\gamma c_w} \bar{q} \gamma^\mu (X_{qt}^L P^L + X_{qt}^R P^R) t Z_\mu + \right. \\ \left. \frac{e}{\gamma m_t} \bar{q} \sigma^{\mu\nu} (\lambda_{qt}^L P^L + \lambda_{qt}^R P^R) t A_{\mu\nu} \right] + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (1)$$

در رابطه (۱)، کمیت‌های بی بعد ζ ؛ η ؛ κ ؛ λ و X به ترتیب قدرت جفت‌شدگی‌های نابهنجار خشی کوارک تاپ و گلوئون، هیگز و بوزون Z را نشان می‌دهند که در مدل استاندارد ذرات بنیادی این کمیت‌ها برابر صفر هستند. همچنین P_L و P_R عملگرهای چپ‌دست و راست‌دست را نمایش می‌دهند. در این مطالعه، دست‌دستی چپ و راست برای رأس‌ها یکسان در نظر گرفته شده است. برای تولید نمونه‌های سیگنال مورد مطالعه در این مقاله، از عملگرهایی با بعد جرمی ۴ استفاده شده است؛ زیرا این عملگرها حساسیت بیشتری در توصیف بهتر و مؤثر برهم‌کنش‌های FCNC دارند. برای پارامترهای مربوط به قدرت جفت‌شدگی‌های نابهنجار خشی در معادله (۱) عدد ۰/۱ در نظر گرفته شده است.

همانطور که قبلاً اشاره شد در این مقاله، بر جفت‌شدگی جریان

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

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

به طوری که $M_{j_n j_m}^{reco}$ نشان‌دهنده جرم بازسازی شده سامانه W از فواره های j_n, j_m است، و $M_{j_n j_m j_l}^{reco}$ نشان‌دهنده جرم کوارک تاپ بازسازی شده با استفاده از سه فواره j_n, j_m و j_l است. فرایند 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 فواره‌ای به عنوان فواره b مشخص نشده است، جایگشت فواره‌هایی را در نظر می‌گیریم که در آن هر فواره (بدون برچسب b) می‌تواند به j_n, j_m و j_l اختصاص داده شود. این انتخاب امکان بررسی تمامی ترکیب‌های ممکن از تخصیص فواره‌ها به ذرات بازسازی‌شده را فراهم می‌کند و جایگشتی را پیدا می‌کند که حداقل مقدار χ^2 را به دست می‌دهد.

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

ناحیه سیگنال سوم: این ناحیه شامل رویدادهای دو فواره b حضور دارند. هر فواره با برچسب b می‌تواند به j_l اختصاص داده شود و به همراه بوزون W کوارک تاپ را بازتولید کند و دومین فواره b به یکی از فواره‌های (j_n یا j_m) اختصاص داده می‌شود. سپس فواره باقی‌مانده فواره بدون برچسب b خواهد بود. در هر سه ناحیه بر اساس این انتخاب‌ها، بازسازی توزیع بوزون

رویدادهای سیگنال، لاگرانژی مؤثر توصیف‌کننده جفت‌شدگی‌های جریان ختای تغییر طعم معرفی شده در رابطه (۱) با بسته فاین رولز^۱ پیاده‌سازی شده است [۱۳] سپس مدل به یک ماژول UFO وارد شده و در بسته مدگراف^۲ قرار داده شده است [۱۴].

تمامی فرایندهای سیگنال و پس‌زمینه در مرتبه اول با استفاده از بسته نرم‌افزاری مدگراف تولید شده‌اند. واپاشی ذرات سنگین، هادرون 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 دلفس^۳ شبیه‌سازی شده‌اند [۱۷] و برای بازسازی فواره‌ها 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 فرایندهای پس‌زمینه، برش‌هایی اعمال می‌شود که به کمک آنها رویدادهای سیگنال به طور بهینه انتخاب شده و تعداد قابل توجهی از رویدادهای پس‌زمینه حذف می‌شوند.

برای مطالعه این فرایند، سه ناحیه برای سیگنال براساس تعداد فواره‌های برچسب خورده به عنوان کوارک b در نظر گرفته شده است. در هر یک از این ناحیه‌ها، لازم است دقیقاً یکی از فواره‌های غیر از کوارک b به عنوان فواره سبک طبقه‌بندی شود. تمامی فواره‌ها باید تکانه عرضی بیشتر از 20 GeV و زاویه قطبی بیشتر از ۱۳ درجه داشته باشند.

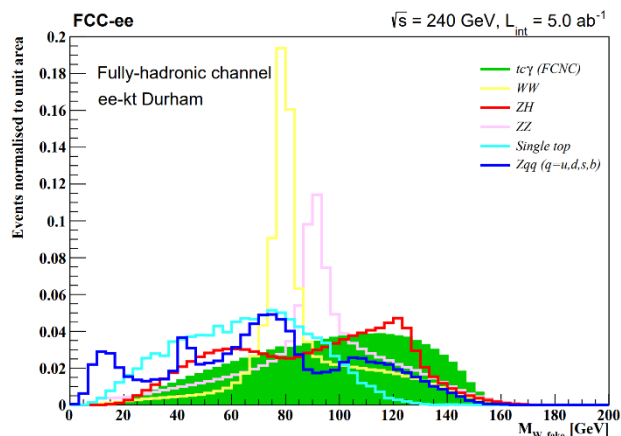
علاوه بر این، برای سرکوب رویدادهای حاصل از فرایند پس‌زمینه ZZ ، رویدادهای حاوی یک لپتون (الکترون یا میون) با حداقل تکانه عرضی ۱۵ GeV حذف می‌شوند.

در ناحیه اول، رویدادهایی با چهار فواره انتخاب می‌کنیم که هیچ‌کدام برچسب b ندارند. در ناحیه سیگنال دوم، دقیقاً به چهار فواره نیاز داریم که یکی از آنها به عنوان کوارک b مشخص شده باشد. در ناحیه سیگنال سوم، رویدادهایی با چهار فواره که دو

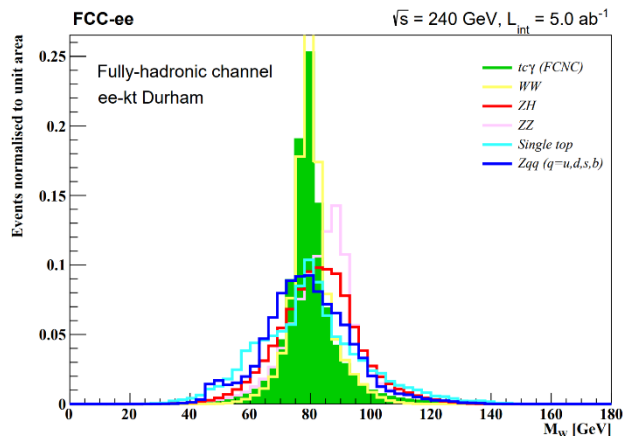
۱. FeynRules

۲. MadGraph

۳. Delphes



شکل ۲. توزیع جرمی بوزون W.



شکل ۳. توزیع جرمی کوارک تاپ.

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 فرایندهای WW ناشی می‌شود. برای سرکوب بیشتر این پس‌زمینه، از جرم بازسازی‌شده 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 فواره‌ای که در بازسازی بوزون W اول دخیل نیستند، بازسازی می‌شود.

علاوه‌براین، جدایی‌های زاویه‌ای بین تمامی فواره‌ها بررسی می‌شود. تجزیه و تحلیل این جدایی‌های زاویه‌ای به افزایش تمایز بین سیگنال و پس‌زمینه کمک می‌کند. با استفاده از مشاهده پذیرهای معرفی شده، در ناحیه‌هایی که سیگنال غالب است و لثر پس‌زمینه کمتر است برش‌هایی بر روی مشاهده‌پذیرها اعمال کردیم که عبارتند 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 فواره برچسب خورده به عنوان کوارک b : $40 \text{ GeV} < p_{bjet} < 95 \text{ GeV}$
- برش بر تکانه فواره کوارک سبک $p_{lightjet} > 50 \text{ GeV}$

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 نرده‌ای 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 240 GeV .

ZZ	WW	ZH	$tc\gamma$	tcZ	$\sqrt{s} = 240 \text{ GeV}$
۱۳۵۷/۰	۱۶۴۳۸/۵	۲۰۱/۹	۶۷/۴	۲۸/۴	سطح مقطع اولیه (fb)
۴۰۰/۷	۴۲۸۵/۳	۸۳/۵	۳۸/۶	۲۲/۶	برش‌های مرحله اول
۳۴/۲	۸/۴	۸/۴	۱۱/۳	۶/۶	برش‌های مرحله دوم

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

tt	ZZ	WW	ZH	$tc\gamma$	tcZ	$\sqrt{s} = 365 \text{ GeV}$
۸۰۰/۰	۶۴۲/۸	۱۰۷۱۶/۵	۱۱۷/۳	۱۰۴/۰	۵۲/۴	سطح مقطع اولیه (fb)
۲۱۷/۴	۰/۲	۲۱۳۷/۶	۳۲/۸	۷۶/۴	۳۹/۲	برش‌های مرحله اول
۵/۷	۵/۸	۵۲/۳	۲/۲	۲۸/۳	۱۴/۵	برش‌های مرحله دوم

جدول ۳. حدهای به دست آمده برای انرژی مرکز جرم 240 GeV .

$Br(t \rightarrow c\gamma)$	$Br(t \rightarrow cZ)$	$\sqrt{s} = 240 \text{ GeV}$
$1/98 \times 10^{-4}$	$1/01 \times 10^{-4}$	کانال هادرونی

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

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله، نتایج حاصل از تحلیل تولید کوآرک تاپ به همراه یک کوآرک سبک از طریق جریان ختای تغییر طعم در برخورددهنده لپتون‌ی حلقوی آینده در انرژی‌های مرکز جرم 240 GeV و 365 GeV و با درخشندگی‌های برنامه‌ریزی شده به ترتیب 5% و $1/5\%$ ارائه شده است. با استفاده از روش CLs، حدهای بالایی در سطح اطمینان 95% برای واپاشی‌های FCNC بالا در انرژی مرکز جرم 240 GeV تعیین می‌شود.

تکنیک CLs برای یافتن حدهای بالای سطح مقطع سیگنال در سطح اطمینان 95% استفاده می‌شود [۱۹ و ۲۰]. سپس حد روی سیگنال به حدود بالای جفت‌شدگی‌های FCNC ترجمه می‌شوند و در نهایت حد بر روی جفت‌شدگی به حد روی نسبت شاخه‌ای واپاشی تبدیل می‌شود.

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

همانطور که نتایج ارائه شده در جدول نشان می‌دهد، حساسیت

برش بر تکانه دو فواره 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 که در سیگنال وجود ندارد:

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

برش بر جدایی زاویه‌ای بین فواره‌ها:

$$\Delta R(j_1, j_2) > 1$$

$$0/5 < \Delta R(\text{light-jet}, b\text{-jet}) < 4/0$$

$$0/7 < \Delta R(\text{light-jet}, j_2) < 4/0$$

$$1/6 < \Delta R(b\text{-jet}, j_1) < 3/5$$

$$0/8 < \Delta R(b\text{-jet}, j_2) < 4/0$$

$$0/7 < \Delta R(\text{light-jet}, j_1) < 3/5$$

برش بر نسبت تکانه فواره سبک بر فواره b:

$$0/60 < \frac{p_{\text{light-jet}}}{p_{b\text{-tagged}}} < 1/50$$

برش بر نسبت تکانه فواره b و مجموع فواره b و فواره سبک:

$$\frac{p_{b\text{-jet}}}{p_{b\text{-jet}} + p_{\text{light-jet}}} < 0/50$$

به طوری که j_1, j_2 نشانگر فواره‌هایی است که بوزون W را بازسازی می‌کنند. $light-jet$ فواره با یکی از طعم‌های d, u 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

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. در جدول ۶، حدهای به‌دست آمده در این مطالعه با حدهای آزمایشگاهی ارائه شده توسط گروه‌های ATLAS و CMS در CERN مقایسه شده است [۲۲-۲۴]. علاوه بر این، حدهای محاسبه شده در سایر مدل‌های فراتر از مدل استاندارد نیز جهت مقایسه در جدول ارائه شده است [۲۵].

به طور خاص، استفاده از توزیع جرم بازسازی‌شده بوزون W دوم و بررسی جدایی‌های زاویه‌ای بین فواره‌ها 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 فرایندهای 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. برخورددهنده 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 خواهد داد.

سپاسگزاری

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

جدول ۴. حدهای به دست آمده برای انرژی مرکز جرم ۳۶۵ GeV.

$Br(t \rightarrow c\gamma)$	$Br(t \rightarrow cZ)$	$\sqrt{s} = 365 \text{ GeV}$
$8/45 \times 10^{-5}$	$3/70 \times 10^{-5}$	کانال هادرونی

جدول ۵. حدهای به دست آمده بعد از ترکیب آماری انرژی مرکز جرم ۲۴۰ GeV و ۳۶۵ GeV.

$Br(t \rightarrow c\gamma)$	$Br(t \rightarrow cZ)$	$\sqrt{s} = 240 \& 365 \text{ GeV}$
$7/65 \times 10^{-5}$	$3/28 \times 10^{-5}$	ترکیب آماری انرژی‌های مرکز جرم

جدول ۶. مقایسه حدهای به دست آمده در این مطالعه با حدهای آزمایشگاهی ارائه شده توسط گروه‌های ATLAS و CMS در سرن و همینطور سایر مدل‌های فراتر از مدل استاندارد.

$Br(t \rightarrow c\gamma)$	$Br(t \rightarrow cZ)$	
$7/65 \times 10^{-5}$	$3/28 \times 10^{-5}$	این مطالعه
$4/16 \times 10^{-5}$	$1/3 \times 10^{-4}$	ATLAS [۲۳ و ۲۲]
$0/95 \times 10^{-5}$	$1/5 \times 10^{-5}$	[10] CMS
$4/6 \times 10^{-14}$	1×10^{-14}	مدل استاندارد [۲۵]
2×10^{-6}	2×10^{-6}	[۲۵] MSSM
1×10^{-6}	3×10^{-5}	[۲۵] SUSY
$7/5 \times 10^{-9}$	$1/1 \times 10^{-4}$	[۲۵] QS

به جریان خشی تغییر طعم مربوط به انرژی مرکز جرم ۳۶۵ 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 شده‌اند.

۵. جمع‌بندی

در این مطالعه، فرایند تولید کوارک تاپ به همراه یک کوارک سبک از طریق جریان خشی تغییر طعم در برخورددهنده الکترون-پوزیترون بررسی شد. با استفاده از شبیه‌سازی‌های

مراجع

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.