

مشاهده همزمان ذرات هیگز خشی با جرم‌های متفاوت در مدل ν HDM در برخورد دهنده‌های آتی

مجید هاشمی

بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز

پست الکترونیکی: hashemi_mj@shirazu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۱/۰۴/۱۸؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۱/۰۵/۲۹)

چکیده

در این مقاله، مدل نظری دو دوتایی هیگز (ν HDM) برای مشاهده همزمان سیگنال ذرات هیگز خشی، مورد بررسی قرار می‌گیرد. هدف از این کار، معرفی انواعی از این مدل است که منجر به سیگنال قابل مشاهده برای این ذرات، در برخورد دهنده‌های لپتونی آتی می‌شوند. سپس برای هر نوع انتخاب شده، فضای پارامتر مدل بررسی شده و ناحیه جرمی ذرات هیگز خشی که برای یافتن سیگنال آنها مناسب است مشخص می‌شوند. با معرفی چند مقدار نمونه برای جرم‌های این ذرات، رویدادهای برخورد الکترون و پوزیترون با انرژی مرکز جرم 1000 GeV تولید شده و با در نظر گرفتن اثرات یک آشکارساز نمونه، به تجزیه و تحلیل رویدادها و بازسازی جرم ذرات هیگز پرداخته خواهد شد. نمودارهای به دست آمده در این تحقیق از غنی‌ترین نمودارهای ممکن برای مشاهده سیگنال ذرات هیگز هستند و همزمان اطلاعاتی در مورد جرم ذره Z ، ذره هیگز سبک با جرم 125 GeV و ذرات هیگز خشی سنگین (H, A) به ما می‌دهند. در انتها تخمینی از مقدار داده مورد نیاز برای مشاهده سیگنال ذرات هیگز خشی ارائه خواهد شد.

واژه‌های کلیدی: ذره هیگز، برخورد دهنده‌های لپتونی، ν HDM

۱. مقدمه

مدل نظری موسوم به ساز و کار هیگز پیش‌بینی شد [۳-۸]، اما این امکان نیز وجود دارد که ذره مشاهده شده متعلق به مدل گسترش یافته‌ای باشد که یکی از ذرات هیگز پیش‌بینی شده در آن، خواص ذره مشاهده شده را داشته باشد. در این صورت تنها راه تفکیک مدل استاندارد (شامل یک ذره هیگز) و مدل گسترش یافته (شامل چند ذره هیگز)، مشاهده ذرات هیگز اضافه است. یکی از مدل‌های معرفی شده در این راستا، مدل شامل دو دوتایی هیگز (ν HDM)^۱

کشف بوزن با جرم حدود 125 GeV در برخورد دهنده بزرگ هادرونی LHC یکی از مهمترین لتفاقات در حوزه فیزیک انرژی‌های بالا در چند سال اخیر است. سیگنال این ذره توسط هر دو گروه همکاری CMS و ATLAS مشاهده و تأیید شده است [۱] و [۲]. وجود این ذره در ابتدا در مدل استاندارد ذرات بنیادی، توسط

۱. Two Higgs Doublet Model

LHC منتفی نشده و قابل بررسی هستند، مشخص شده و نقاط نمونه‌ای در فضای پارامتر برای تولید و تجزیه و تحلیل داده انتخاب و مورد بررسی قرار خواهند گرفت.

۲. مدل دو دوتایی هیگز

با تعمیم پتانسیل هیگز مدل استاندارد می‌توان به پتانسیل هیگز مدل دو دوتایی هیگز رسید. این مدل، همانطور که از نام آن پیدا است، از دو دوتایی استفاده می‌کند که می‌توان آنها را به شکل زیر نوشت:

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ \phi_i^0 \\ \phi_i^- \end{pmatrix}, i=1,2, \quad (1)$$

پتانسیل هیگز گسترش یافته متشکل از توان‌های دوم و چهارم میدان‌ها به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - m_{12}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 \\ & + \frac{1}{2} \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) \\ & + \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{1}{2} \lambda_6 \left[(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2 \right], \end{aligned} \quad (2)$$

مانسته با روشی که در ساز و کار هیگز مدل استاندارد به کار می‌رود، میدان‌های خنثی در هر کدام از این دوتایی‌ها مقدار چشمداشتی خلأ را به دست می‌آورند که آنها را با v_1 و v_2 نشان می‌دهیم. اندازه بردار متشکل از این دو مولفه برابر با همان مقدار پیش‌بینی شده در مدل استاندارد قرار داده می‌شود یعنی

$$\sqrt{v_1^2 + v_2^2} = 246 \text{ GeV}, \quad (3)$$

برای مشخص شدن مقدار هر کدام از این دو پارامتر، معادله دیگری نیز نیاز است که معمولاً با معرفی پارامتر آزاد β بیان می‌شود:

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}, \quad (4)$$

گرچه دانستن مقدار این نسبت، مقادیر v_1 و v_2 را تعیین می‌کند، خود پارامتر $\tan \beta$ در تعیین میزان جفت شدگی ذرات هیگز با فرمیون‌ها و بوزون‌ها نقش مهم‌تری دارد. البته برای تکمیل اطلاعات لازم برای تعیین جفت شدگی ذرات هیگز با دیگر ذرات، پارامتر α نیز مورد نیاز است. این پارامتر در واقع زاویه چرخش در ماتریس دورانی است که میدان‌های هیگز

است که منجر به پیش‌بینی پنج ذره هیگز می‌شود که سه تا از آنها خنثی و دو تای دیگر باردار هستند. انگیزه‌های مختلفی منجر به طرح این مدل شده است. این مدل در ابتدا به عنوان یک چارچوب نظری برای توصیف نقض CP در فرایندهای تولید و واپاشی مزون‌های سنگین معرفی شد [۹ و ۱۰]، اما بعد از آن به خاطر موفقیت‌هایی که در زمینه توجیه تفاوت‌های بین مقادیر اندازه‌گیری شده آهنگ واپاشی مزون‌های سنگین با پیش‌بینی مدل استاندارد کسب کرد، مورد توجه بیشتری قرار گرفت [۱۱]. با توجه به وجود درجات آزادی بیشتر این مدل نسبت به مدل استاندارد، این امکان وجود دارد که تفاوت‌های مشاهده شده را با تنظیم پارامترهای مدل توجیه کرد. از دیدگاه دیگر، مشاهده این تفاوت‌ها می‌تواند به عنوان رهنمودی بر این باشد که مدل نهفته در طبیعت در واقع فراتر از مدل استاندارد است.

تفاوت‌های مشاهده شده بین مقادیر اندازه‌گیری شده بعضی از کمیت‌ها با آنچه مدل استاندارد پیش‌بینی می‌کند فقط محدود به فیزیک مزون‌های سنگین نمی‌شود و شامل جرم ذره W که اخیراً گزارش شده است [۱۲] و حتی مقادیر آهنگ واپاشی بوزن مشاهده شده با جرم 125 GeV نیز می‌شود [۱۳]. همچنین یکی از جذابیت‌های این مدل امکان استفاده از آن به عنوان چارچوب مورد نیاز برای مدل ابرتقارن است [۱۴]. البته در این مقاله مدل ۲HDM بدون فرض ابرتقارن در نظر گرفته شده است. از دیگر انگیزه‌های بررسی این مدل، امکان استفاده از آن در سناریوهای متنوع دیگری از جمله ماده تاریک [۱۵]، اکسیون [۱۶]، تجزیه باریونی در نظریه الکتروضعیف [۱۷] و مدل‌های جرم نوترینو [۱۸] است. در حالت استاندارد، با فرض پایداری CP نشان داده شده است که چهار نوع ۲HDM می‌تواند وجود داشته باشد که تفاوت آنها در جفت‌شدگی ذرات هیگز سنگین با فرمیون‌ها است و برای تأیید مشاهدات، ذره هیگز سبک مدل با همان جرم و آهنگ واپاشی که در آزمایش اندازه‌گیری شده است، در نظر گرفته می‌شود [۱۹]. البته فرض‌های دیگری نیز می‌توان داشت که به طور تفصیلی برای بررسی در LHC معرفی شده‌اند [۲۰].

در ادامه مختصری در مورد چارچوب نظری مدل توضیح داده خواهد شد. سپس نواحی فضای پارامتر مدل که هنوز توسط

جدول ۱. ضرایب جفت شدگی با فرمیون‌ها برای ذرات هیگز سنگین در انواع چهارگانه \mathcal{HDM} .

نوع مدل	۱	۲	۳	۴
ρ_D	$\cot\beta$	$-\tan\beta$	$-\tan\beta$	$\cot\beta$
ρ_U	$\cot\beta$	$\cot\beta$	$\cot\beta$	$\cot\beta$
ρ_L	$\cot\beta$	$-\tan\beta$	$\cot\beta$	$-\tan\beta$

نوع \mathcal{HDM} آورده شده‌اند.

همان‌طور که از جدول ۱ پدیدار است آهنگ واپاشی ذرات H و A به کوارک‌ها و لپتون‌ها، به مقدار β بستگی دارد و هر نوع مدل متمایز از بقیه رفتار می‌کند. به طور خاص، برای مقادیر $\tan\beta > 1$ ، در نوع ۲، واپاشی ذرات هیگز به کوارک‌های پایین و لپتون‌ها، در نوع ۳، به کوارک‌های پایین و در نوع ۴، به لپتون‌ها غالب است. در نوع ۱، چون تمام ضرایب یکسان هستند، تاثیری در میزان آهنگ واپاشی ندارند.

البته باید اشاره کرد که علاوه بر این ضرایب، جرم فرمیون مورد نظر نیز در میزان جفت شدگی تأثیر دارد طوری که در واپاشی ذرات هیگز به کوارک‌های پایین، واپاشی به کوارک‌ها (Bottom) و در واپاشی به لپتون‌ها، واپاشی به تاو (τ) غالب است. در نوع ۱، اگر جرم ذرات هیگز کمتر از دو برابر جرم کوارک تاپ (Top) باشد، واپاشی به کوارک‌ها، و اگر بیشتر از آن باشد، واپاشی به کوارک تاپ غالب خواهد بود.

در بخش بعد، به بررسی نواحی منتفی شده جرم ذرات هیگز و $\tan\beta$ در انواع چهارگانه مدل می‌پردازیم و با توجه به نواحی مجاز فضای پارامتر مدل، چند نقطه نمونه را مورد تحلیل قرار می‌دهیم.

۳. نواحی مجاز و منتفی شده فضای پارامتر انواع

چهارگانه \mathcal{HDM}

جستجوی ذرات هیگز اضافه در آزمایش‌های مختلف در گذشته و حال، جزو اهداف اصلی به شمار می‌رفته است. در هر کدام از

خنثای اولیه را برای به دست آوردن میدان ذرات هیگز خنثای مشاهده‌پذیر ترکیب می‌کند [۲۱].

جملات پتانسیل به همراه جملات جنبشی (دارای مشتقات میدان‌ها) برهمکنش‌های ذرات هیگز با یکدیگر و با بوزون‌های پیمانه‌ای Z و W را توصیف می‌کنند. برای برهمکنش‌های ذرات هیگز با فرمیون‌ها (کوارک‌های بالا و پایین و لپتون‌ها) از جملات برهمکنش یوکاوا استفاده می‌کنیم که به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\mathcal{L} = \sum_{f=u,d,l} \frac{m_f}{v} \left(\rho_h^f \bar{f}f + \rho_H^f \bar{f}fH - i\rho_A^f \bar{f}\gamma_5 fA \right), \quad (5)$$

جمله اول برهمکنش ذره هیگز سبک مدل را با فرمیون‌ها توصیف می‌کند ولی ضریب اضافی ρ_h^f نسبت به جمله متناظر در مدل استاندارد دارد و این ضریب به نوع مدل (۱ تا ۴) و فرمیون مورد نظر بستگی دارد. از آنجا که این ضریب یکی از شکل‌های زیر را بر حسب β و α به خود می‌گیرد:

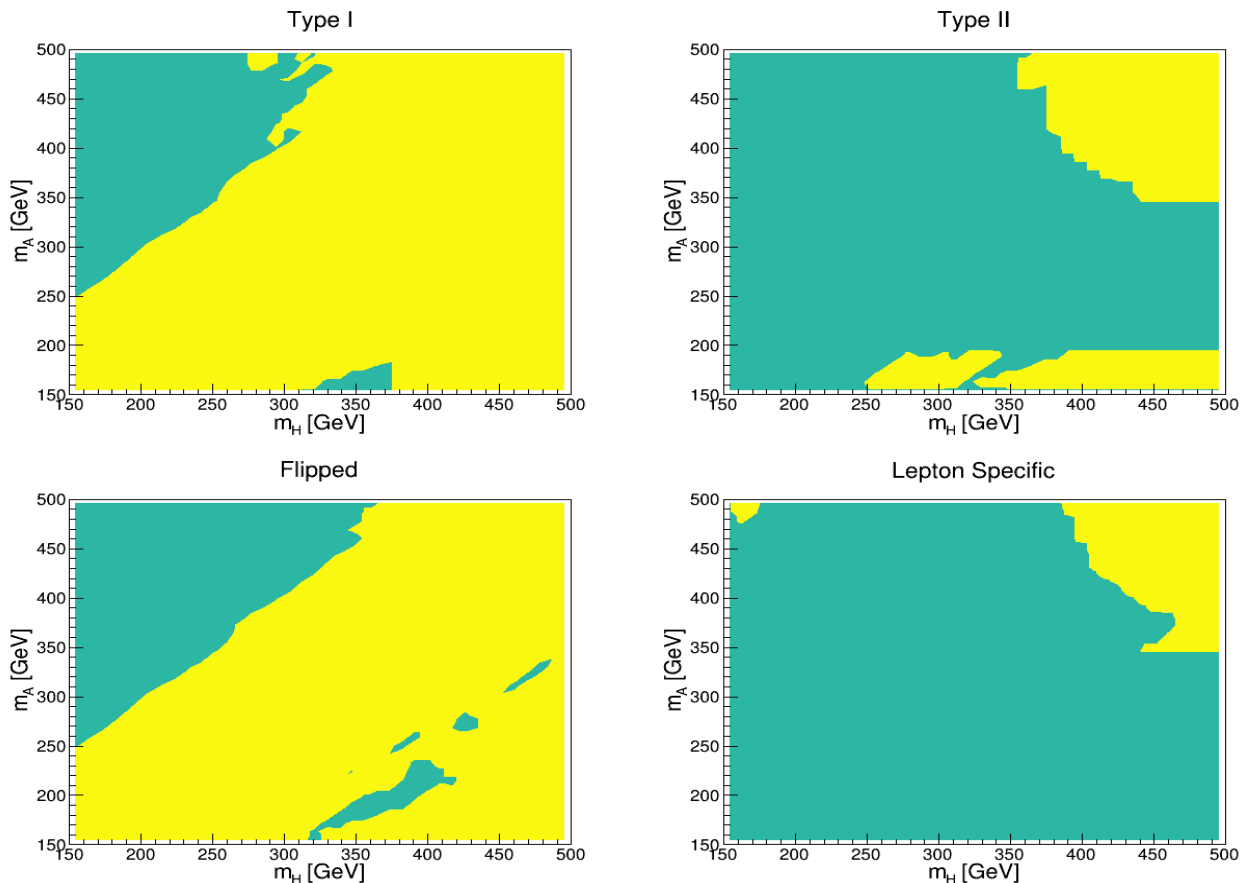
$$\rho_h^f = \sin(\beta - \alpha) - \tan\beta \cos(\beta - \alpha), \quad (6)$$

یا

$$\rho_h^f = \sin(\beta - \alpha) + \cot\beta \cos(\beta - \alpha), \quad (7)$$

و همچنین با توجه به این که جفت شدگی ذره هیگز سبک \mathcal{HDM} با بوزون‌ها نسبت به مقداری که در مدل استاندارد به دست می‌آید ضریب اضافی $\sin(\beta - \alpha)$ پیدا می‌کند، با قرار دادن $\sin(\beta - \alpha) = 1$ ، جفت شدگی ذره هیگز سبک مدل با بوزون‌ها و نیز فرمیون‌ها منطبق بر مقدار پیش‌بینی شده در مدل استاندارد می‌شود (با شرط ذکر شده در بالا داریم $\rho_h^f = 1$). این همان شرط معروف به هم راستایی است که منظور از آن هم راستایی دو مدل \mathcal{HDM} و استاندارد (SM)، از طریق انطباق خواص ذره هیگز سبک آنها است [۲۲].

ضرایب باقیمانده ρ_A^f و ρ_H^f در اینجا باعث ظهور تفاوت در آهنگ واپاشی ذرات هیگز سنگین به فرمیون‌ها نسبت به ذره هیگز سبک می‌شوند. مقادیر این پارامترها نیز گرچه در حالت کلی تابعی از α و β هستند، در حالت هم راستایی شکل ساده‌ای به خود می‌گیرند که در جدول ۱ بر حسب



شکل ۱. نواحی مجاز (زرد) و منتفی شده با ۹۵ درصد اطمینان (آبی) در فضای جرم دو ذره H و A با مقدار $\tan\beta = 5$. انواع چهارگانه مدل به انواع چهارگانه مدل به نوع 1، 2، برگردان و مشخصه لپتونی معروف هستند.

به صورت $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow HA$ در تحقیقات متعددی نشان داده شده است که به سیگنال قابل مشاهده در این نوع برخورد دهنده‌ها منجر می‌شود [۳۱ و ۳۲].

انرژی مرکز جرم برخورد دهنده الکترون و پوزیترون برای بررسی ذرات هیگز تا 500 GeV باید حداقل 1 TeV باشد. این مقدار انرژی مرکز جرم در برنامه اجرایی ILC [۳۳] قرار داده شده است.

با اجرای برنامه‌های فوق، نتایج نشان داده شده در شکل ۱ برای $\tan\beta = 5$ و شکل ۲ برای $\tan\beta = 10$ به دست می‌آیند. همانطور که مشاهده می‌شود به دلیل تفاوت در کانال‌های واپاشی ذرات هیگز در انواع مختلف مدل و در نتیجه

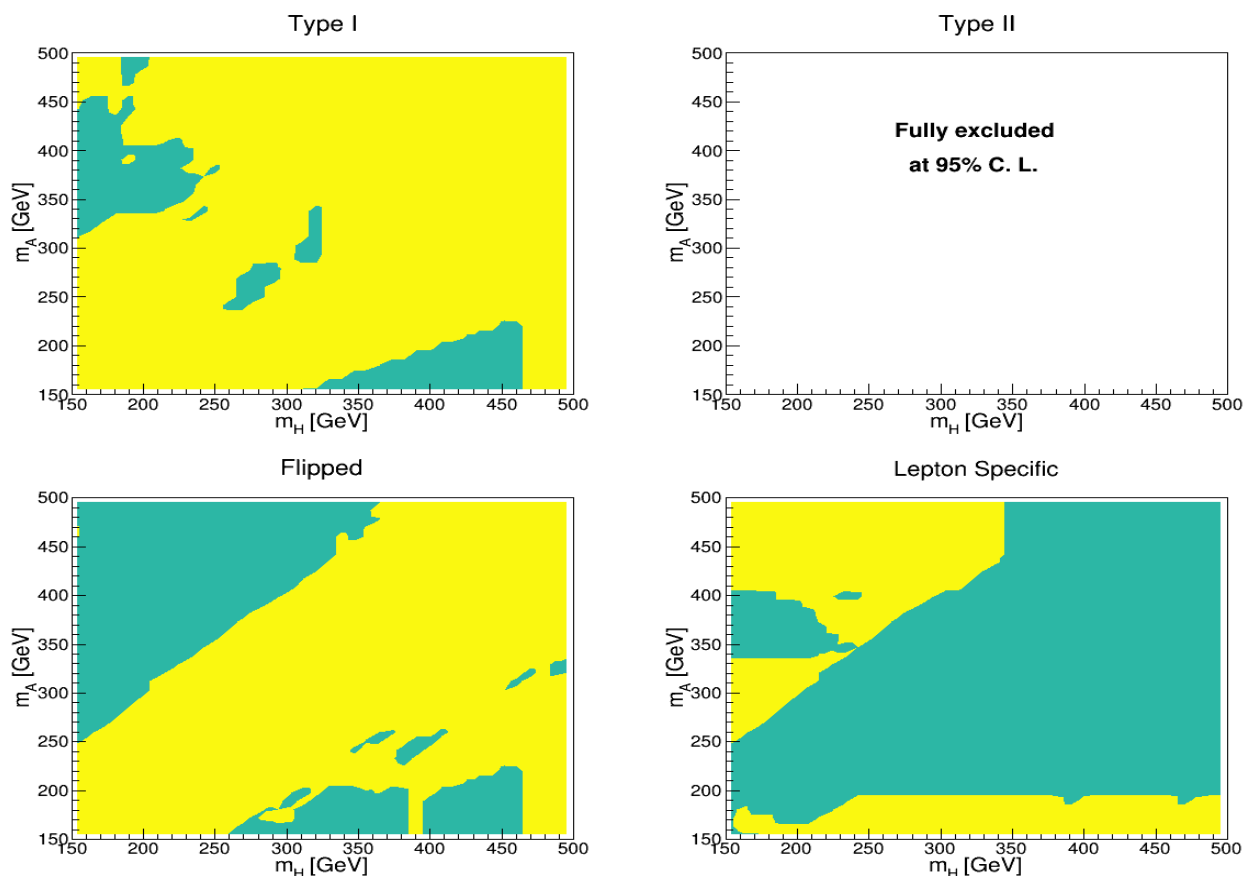
پروژه‌های LEP، تواترن^۱ و LHC، نواحی خاصی از فضای پارامتر، که معمولاً شامل جرم ذرات هیگز و پارامتر $\tan\beta$ می‌شود، مورد بررسی قرار گرفته است.

اخیراً دو بسته نرم افزار مناسب به نام‌های HiggsBounds و HiggsSignals، در این زمینه طراحی شده‌اند که امکان جمع‌آوری بسیاری از نتایج به دست آمده در زمینه جستجوی ذرات هیگز اضافه را به کاربر می‌دهند [۲۳-۳۰]. در این تحقیق از جدیدترین نسخه آنها یعنی به ترتیب $5.10.2$ و $2.6.2$ استفاده شده است.

ناحیه جرمی که می‌تواند مورد بررسی قرار گیرد به انرژی مرکز جرم برخورد دهنده و امکان تولید ذرات مورد مطالعه بستگی دارد. در این بررسی، تولید زوج ذره هیگز خنثی در برخوردهای الکترون و پوزیترون مورد نظر است. فرایند تولید

۱. Type 1, 2, Flipped, Lepton specific

۲. Tevatron



شکل ۲. نواحی مجاز (زرد) و منتفی شده با ۹۵ درصد اطمینان (آبی) در فضای جرم دو ذره H و A با مقدار $\tan\beta=10$. نوع ۲ در این ناحیه جرمی با این مقدار $\tan\beta$ کلاً منتفی شده است.

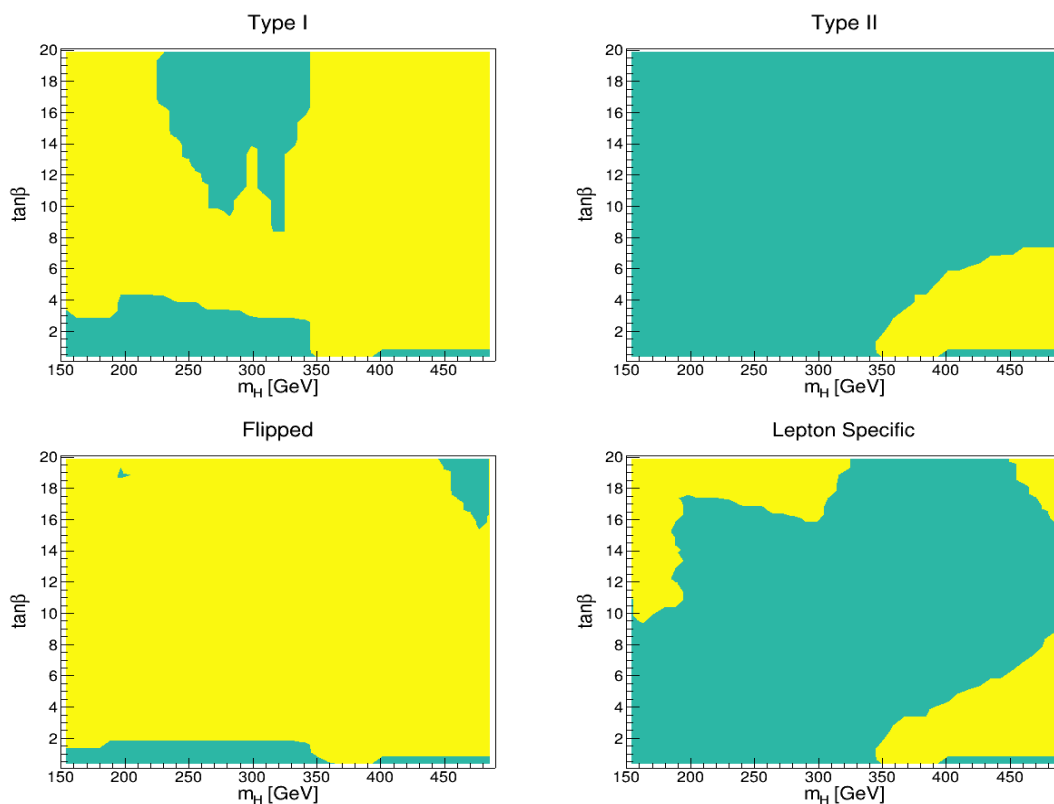
نتایج نشان داده شده در شکل‌های ۱ و ۲ اجماع نتایج تجربی تمام آزمایش‌های اخیر از جمله LHC است. ناحیه جرمی $m_H > m_A$ در LHC مورد تحلیل قرار گرفته و نشان داده شده است که به نتایج مشابه با حالت $m_A > m_H$ منجر می‌شود [۳۶]. بنابراین بدون کاستن از کلیت مسئله می‌توان فقط حالت $m_A > m_H$ را در نظر گرفت. با توجه به این که قسمت اعظم دو نوع ۲ و ۴ (به جز ناحیه جرم‌های بالا که سطح مقطع تولید پایین دارند و ناحیه $m_H > m_A$) منتفی شده است، در این تحقیق فقط نوع ۱ و ۳ بررسی می‌شود.

علاوه بر نمایش نواحی مجاز در فضای جرم ذرات هیگز، می‌توان نتایج را در فضای جرم یکی از ذرات هیگز بر حسب $\tan\beta$ رسم کرد. این نتایج در شکل‌های ۳ و ۴ نشان داده شده است.

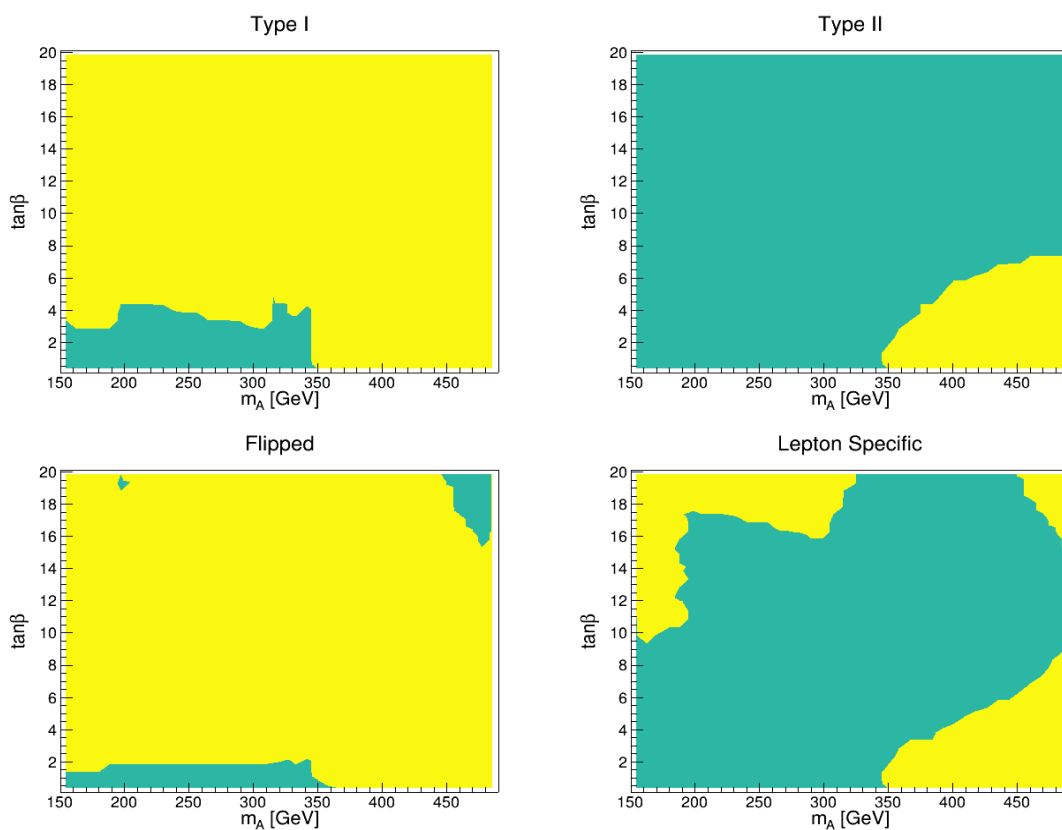
الزام به استفاده از الگوریتم‌های مختلف برای شناسایی سیگنال این ذرات، نتایج متفاوتی برای انواع ۱ تا ۴ مدل به دست آمده است.

همچنین نوع ۲ به دلیل این که زیربنای هیگز برای مدل ابرتقارن را فراهم می‌کند بیشتر مورد جستجو قرار گرفته و به ازای $\tan\beta=10$ منتفی شده است.

نواحی مثالی شکل منتفی شده در انواع ۱ و ۳ مربوط به تحلیل فرایند $pp \rightarrow A \rightarrow ZH$ در LHC است [۳۴ و ۳۵]. برای رخ دادن این فرایند باید داشته باشیم $m_A > m_Z + m_H$ و بنابراین فقط در ناحیه جرمی شمال غربی فضای پارامتر که در آن تفاوت جرم دو ذره H و A حداقل حدود ۹۰ GeV است قابل بررسی است.



شکل ۳. نواحی مجاز (زرد) و منتفی شده با ۹۵ درصد اطمینان (آبی) در فضای جرم ذره H بر حسب $\tan\beta$.



شکل ۴. نواحی مجاز (زرد) و منتفی شده با ۹۵ درصد اطمینان (آبی) در فضای جرم ذره A بر حسب $\tan\beta$.

برای ردیابی فواره‌های کوارک ته و امکان استفاده از آنها با بازدهی‌های متفاوت است. بازدهی این الگوریتم‌ها تابعی از تکانه عرضی و زاویه پرواز فواره می‌باشد. از پیشرفت‌های این کار نسبت به نتایج قبلی می‌توان به بررسی نوع ۱ با جرم‌های متفاوت برای ذرات هیگز و نیز شامل کردن فرایند hZ که در [۳۷ و ۳۸] در نظر گرفته نشده بود، اشاره کرد.

در [۳۸]، با در نظر گرفتن تفاوت جرم دو ذره هیگز به میزان بیش از جرم ذره Z ، کانال واپاشی $A \rightarrow ZH$ بررسی شده است که متفاوت با کانال مورد بررسی در این کار است.

در ادامه جزئیات تحلیل انجام شده ارائه خواهد شد.

۴. تولید و تحلیل رویدادها

۴.۱. سیگنال و فرایندهای زمینه و سطح مقطع آنها

سیگنال مورد بررسی، تولید زوج ذره هیگز خنثی در برخوردهای الکترون و پوزیترون است که از طریق تولید ذره Z به وقوع می‌پیوندد. برای ذرات هیگز، کانال واپاشی به دو فواره کوارک ته (b-jet)، یعنی $H/A \rightarrow b\bar{b}$ مورد تحلیل قرار می‌گیرد. بنابراین در حالت نهایی، پس از واپاشی دو ذره هیگز، نهایتاً چهار فواره هادرونی مربوط به کوارک ته به وجود می‌آید. فرایندهای زمینه می‌توانند حالت نهایی مشابه سیگنال داشته باشند مانند تولید زوج ذره Z در کانال واپاشی $Z \rightarrow b\bar{b}$ یا توسط الگوریتم‌های تشخیص ذرات و فواره‌های هادرونی اشتباهاً به عنوان سیگنال شناسایی شوند. بنابراین فرایندهای تولید $t\bar{t}$ ، ZZ ، Z/γ^* ، و نیز تولید ذره هیگز سبک hZ ، زمینه‌های اصلی را تشکیل می‌دهند. تولید تک بوزون W^\pm به دلیل عدم پایستگی بار الکتریکی و تولید زوج بوزون W^+W^- به دلیل تولید فواره‌های سبک در حالت نهایی هادرونی و پایین بودن احتمال تشخیص آنها به عنوان فواره کوارک ته، سهم قابل توجهی در نتایج ندارند.

شکل‌های ۳ و ۴ محدودیت‌هایی برای مقدار $\tan\beta$ در هر نوع مدل و برای هر ذره هیگز نشان می‌دهند. در نوع ۱ برای ذره H ، محدودیت‌هایی برای نواحی بالا و پایین فضای پارامتر برای جرم‌های $m_H < 350 \text{ GeV}$ وجود دارد. در نوع ۳ قسمت بزرگی از فضای پارامتر مجاز است. در انواع ۲ و ۴ قسمت بزرگی از فضای پارامتر به جز برای مقادیر کوچک یا بزرگ $\tan\beta$ منتفی شده است.

برای انتخاب روش یکسانی برای هر دو نوع ۱ و ۳، مقدار $\tan\beta = 10$ برای هر دو نوع مناسب خواهد بود. البته باید توجه داشت که در نوع ۱، اگر $m_{H/A} > 2m_t$ (جرم کوارک تاپ است)، واپاشی به دو کوارک تاپ اتفاق می‌افتد و به دلیل مشکلات تجزیه و تحلیل داده مربوط به آن به دلیل تعداد ذرات زیاد ناشی از واپاشی کوارک تاپ، از بررسی این کانال پرهیز می‌شود. بنابراین نوع ۱ فقط تا $m_{H/A} = 350 \text{ GeV}$ و نوع ۳ تا هر مقدار جرم ذرات هیگز که منجر به سطح مقطع کافی برای مشاهده شود بررسی می‌شود.

جرم‌های مساوی ذرات هیگز در بررسی‌های قبلی به تفصیل مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته اند [۳۱ و ۳۲]. در این کار حالت‌هایی با جرم‌های متفاوت برای ذرات هیگز در نظر گرفته می‌شوند. با فرض تفاوت جرم 50 GeV بین ذرات هیگز خنثی، سیگنال آنها در انرژی مرکز جرم 1 TeV مورد بررسی قرار می‌گیرد. مقدار $\tan\beta$ برابر با ۱۰ و $\sin(\beta - \alpha)$ برابر با ۱ در نظر گرفته می‌شود.

حالت‌های با جرم‌های متفاوت قبلاً برای مقادیر متفاوتی از مرکز جرم برخورد دهنده و جرم ذرات هیگز و کلنال واپاشی آنها بررسی شده‌اند [۳۷ و ۳۸]. در [۳۷]، سیگنال ذرات هیگز خنثی با تفاوت جرم 80 GeV در نوع ۳ مدل، در انرژی مرکز جرم $1/5 \text{ TeV}$ بررسی شده‌اند. طبیعتاً، نتایجی که در این کار با انرژی مرکز جرم 1 TeV به دست می‌آید، مقدم بر نتایج قابل دسترسی با انرژی مرکز جرم $1/5 \text{ TeV}$ خواهد بود. گرچه بعضی از حالت‌های انتخاب شده در [۳۷] شبیه به انتخاب‌های این تحقیق هستند، پیشرفت قابل توجهی در نتایج جدید به دست آمده است که به خاطر استفاده از الگوریتم‌های پیشرفته‌تر

جدول ۲. جزئیات نقاط انتخاب شده در نوع ۱ و ۳ مدل، مقادیر جرم‌های ذرات هیگز، سطح مقطع تولید سیگنال و کسر واپاشی به حالت نهایی $b\bar{b}$.

نوع مدل		۳			۱	
فرضیه انتخاب شده						
$m_H [GeV]$	۲۰۰	۲۵۰	۲۰۰	۲۵۰	۲۰۰	۲۵۰
$m_A [GeV]$	۲۵۰	۳۰۰	۲۵۰	۳۰۰	۲۵۰	۳۰۰
$\sigma_{total} [fb]$	۹/۲	۷/۲	۷/۲	۹/۲	۵/۰	۳/۰
$BR(H \rightarrow b\bar{b})$	۰/۶۱	۰/۴۹	۱/۰	۱/۰	۱/۰	۱/۰
$BR(A \rightarrow b\bar{b})$	۰/۱۳	۰/۱	۱/۰	۱/۰	۰/۸۶	۰/۷۷

جدول ۳. سطح مقطع فرایند های زمینه مدل استاندارد به همراه فرایند تولید هیگز سبک. کسر واپاشی لحاظ شده مربوط به کانال $Z \rightarrow b\bar{b}$ برای فرایندهای شامل ذره Z ، کانال $W \rightarrow jj$ برای فرایند تولید $t\bar{t}$ و $h \rightarrow b\bar{b}$ برای فرایند hZ است و مقادیر آنها به ترتیب ۰/۷، ۰/۶۷ و ۰/۵۵ در نظر گرفته شده است. دو مقدار اول از Particle Data Group [۳۹] و مقدار سوم از ۲HDMC [۴۰-۴۲] اتخاذ شده است.

فرایند زمینه	Z/γ^*	ZZ	$t\bar{t}$	hZ
$\sigma_{total} \times BR[fb]$	۲۸۸۲	۱۰۹	۹۷	۱/۵

تکانه و انرژی ذرات و فواره‌ها اعمال می‌شود. همچنین دقت گرماسنج‌های آشکارساز در تعیین انرژی ذرات ورودی نیز اعمال می‌شود. برای شناسایی فواره‌ها از الگوریتم anti-kt با زاویه مخروط ۰/۵ رادیان استفاده شده است [۴۵]. برای شناسایی فواره‌های کوآرک‌ها از الگوریتم ساده‌ای که بر اساس ردیابی منشأ فواره است، استفاده می‌شود. البته بازدهی الگوریتم ردیابی فواره‌های کوآرک‌ها به عنوان تابعی از تکانه عرضی و زاویه پرواز فواره اعمال می‌شود. مقادیر بازدهی بر اساس مطالعات شبیه‌سازی‌های کامل به دست آمده‌اند و در DELPHES در فایل‌های آشکارساز مورد استفاده قرار می‌گیرند. در این تحقیق از فایل ILCGen که اطلاعات هندسه آشکارساز مناسب برای ILC و نیز مقادیر پارامترهای مربوط به پهن‌شدگی چهاربردار تکانه و انرژی و بازدهی الگوریتم‌ها در آن قرار دارد، استفاده شده است.

۳.۴. تحلیل رویدادها

فایل‌های داده تولید شده توسط DELPHES با فرمت تعریف شده توسط بسته نرم افزاری ROOT ۶.۲۶ [۴۶] ذخیره می‌شود و

سطح مقطع سیگنال و فرایندهای زمینه در جداول ۲ و ۳ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود سطح مقطع سیگنال با نزدیک شدن مجموع $m_H + m_A$ به انرژی مرکز جرم \sqrt{s} کاهش می‌یابد. فرایندهای زمینه که چهار فواره کوآرک‌ها ندارند، مانند Z/γ^* و $t\bar{t}$ ، به وسیله اعمال شرایطی مانند داشتن حداقل چهار فواره که به عنوان فواره کوآرک‌ها شناسایی شده‌اند، حذف می‌شوند.

۲.۴. تولید رویدادها

برای تولید رویدادها و به دست آوردن سطح مقطع آنها از بسته نرم افزاری ۸.۳.۰۳ PYTHIA [۴۳] که به ۳.۴.۲ DELPHES [۴۴] متصل می‌شود استفاده شده است. رویدادهایی که توسط PYTHIA تولید می‌شوند بعد از بارش پارتون‌ها و برهمکنش‌های ذرات، توسط DELPHES برای تولید فایل داده نهایی مورد استفاده قرار می‌گیرند. کار DELPHES شناسایی ذرات (الکترون‌ها، میون‌ها، فوتون‌ها)، فواره‌ها و نوع آنها و نیز اعمال اثرات عبور از آشکارساز است. این اثرات به صورت پهن‌شدگی

جرم مورد بررسی در این تحلیل، تخمین زده شده‌اند [۴۷].

در مرحله بعد خطای اندازه‌گیری چهار بردار تکانه و انرژی فواره‌ها که عمدتاً ناشی از مورد بالا و نیز عملکرد آشکارساز و الگوریتم شناسایی فواره است، با اعمال پایستگی تکانه و انرژی تصحیح می‌شود. با توجه به این که باید چهار فواره در رویدادهای سیگنال داشته باشیم، اگر به چهار بردار تکانه و انرژی هر فواره یک ضریب تصحیح اعمال کنیم، چهار ضریب تصحیح به دست می‌آید (c_1 تا c_4) که با چهار معادله خطی پایستگی تکانه و انرژی قابل تعیین خواهد بود. این معادلات را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$\begin{aligned} c_1 p_i^1 + c_2 p_i^2 + c_3 p_i^3 + c_4 p_i^4 &= 0, i=1,2,3 \\ c_1 E_1 + c_2 E_2 + c_3 E_3 + c_4 E_4 &= \sqrt{s} \end{aligned} \quad (9)$$

تصحیحاتی که به این شکل اعمال می‌شوند تغییری در زاویه پرواز فواره ایجاد نمی‌کنند؛ چون به تمام مولفه‌های تکانه ضریب یکسانی اعمال می‌شود. تنها شرط اعمال شده بر روی این ضرایب، مثبت بودن آنها است. این شرط برای پرهیز از به دست آوردن انرژی منفی بعد از تصحیح در نظر گرفته می‌شود. در مورد اثر این تصحیحات و توزیع ضرایب تصحیح و خطای آنها در [۳۱] بحث شده است.

پس از اعمال این تصحیحات، فواره‌های رویداد بر حسب انرژی و به صورت نزولی مرتب می‌شوند طوری که اولین فواره در لیست، پرنرژی‌ترین و آخرین فواره، کم انرژی‌ترین باشد. برای تشخیص این که کدام زوج فواره‌ها از یک ذره تولید شده‌اند از این فرض استفاده می‌شود که انرژی مرکز جرم در هر رویداد با دقت خوبی مشخص است. این فرض، با صرف نظر از خطای ناشی از تابش حالت اولیه توسط ذرات باریکه‌های فرودی و نیز تابش ناشی از شتاب در میدان مخالف ذره روبرو قبل از برخورد، نسبتاً قابل قبول است. اگر جرم ذرات هیگز برابر باشد و یکی از آنها دو ذره ۱ و ۴ و دیگری دو ذره ۲ و ۳ را در اثر واپاشی تولید کند، می‌توان نوشت:

$$E_1 + E_4 = E_2 + E_3 = \sqrt{s} / 2, \quad (10)$$

این رابطه پایستگی انرژی است که با فرض برابر بودن جرم ذرات هیگز و اعمال پایستگی تکانه به این صورت نوشته شده است.

تحلیل رویدادها با نوشتن برنامه‌ای که از فایل خروجی DELPHES به عنوان ورودی استفاده می‌کند، انجام می‌شود. از آنجا که رویدادهای سیگنال حاوی چهار فواره کوارک ته هستند، انتخاب مناسب فواره‌ها حائز اهمیت است. برای این کار از کمیت انرژی عرضی استفاده می‌شود. انرژی عرضی به صورت $E_T^{jet} \sin\theta$ یعنی حاصل ضرب انرژی فواره در سینوس زاویه قطبی بین راستای پرواز فواره و محور مرکزی آشکارساز تعریف می‌شود. شناسایی فواره‌های با انرژی عرضی کم با خطای بیشتری نسبت به بقیه فواره‌ها صورت می‌گیرد. این فواره‌ها یا انرژی کم دارند یا نزدیک به محور مرکزی آشکارساز پرواز می‌کنند. در ناحیه نزدیک محور مرکزی آشکارساز، قطعات بزرگ‌تر گرماسنج با دقت اندازه‌گیری انرژی کمتر وجود دارند. بنابراین فواره‌هایی که شرایط زیر را داشته باشند انتخاب می‌شوند:

$$p_T^{jet} > 10 \text{ GeV}, |\eta| < 2 \left(\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \right), \quad (8)$$

برای شناسایی سیگنال، رویدادهایی که حداقل چهار فواره با شرایط بالا دارند و به عنوان فواره کوارک ته شناسایی شده‌اند انتخاب می‌شوند. این شرط نسبت به شرط داشتن دقیقاً چهار فواره که در [۳۱] در نظر گرفته شد باعث انتخاب رویدادهای سیگنال بیشتری می‌شود. فرایند $t\bar{t}$ که در حالت نهایی هادرونی شش فواره تولید می‌کند با اعمال ردیابی فواره‌های ته با سخت‌گیری بالا و بازدهی کم (۵۰ درصد) به خوبی کاهش می‌یابد.

در برخورد دهنده‌های الکترون و پوزیترون امکان تابش فوتون از باریکه وجود دارد و برخورد این فوتون‌ها با هم ممکن است منجر به تولید زوج کوارک و پاد کوارک و فواره‌های اضافه در رویداد شود. این فواره‌های اضافه به خاطر احتمال همپوشانی با فواره‌های اصلی رویداد، منجر به خطای اندازه‌گیری چهار بردار تکانه و انرژی فواره می‌شوند که در اینجا با اعمال پهن شدگی ۰/۷ درصد و ۳ درصد برای فواره‌ها با $|\eta| < 0/76$ و $|\eta| \geq 0/76$ لحاظ می‌شود. این کار بر اساس پیشنهاد گروه همکاری CLIC انجام شده و مقادیر بالا بر اساس تنظیم مقادیر گزارش شده توسط آنها برای انرژی مرکز

فرایندهای زمینه در پنجره جرمی است. نتایج آمار نهایی در جدول ۴ نشان داده است. این نتایج شامل درصد انتخاب یا بازدهی معیارهای انتخاب برای سیگنال و فرایندهای زمینه به صورت تفکیک شده، تعداد سیگنال و فرایندهای زمینه و اهمیت آماری سیگنال است. این نتایج با فرض این که مقدار درخشندگی کل $1.000 fb^{-1}$ است محاسبه شده‌اند. این کمیت در واقع حجم داده ذخیره شده را بیان می‌کند. چون اهمیت آماری سیگنال در تمام فرضیه‌های انتخاب شده بالاتر از ۵۵ است، در ادامه، جدول ۴ مقدار داده لازم (بر حسب fb^{-1}) برای به دست آوردن سیگنال با اهمیت ۵۵ و تعداد سیگنال و فرایندهای زمینه در آن حالت بیان شده است. همان طور که مشاهده می‌شود برای بعضی از فرضیه‌ها، کسری از $1.7 fb^{-1}$ برای قطعیت در مورد وجود یا عدم وجود سیگنال کافی است.

در اینجا لازم به ذکر است که نتایج ذکر شده در سطح تحلیل انجام شده به دست آمده است. بدیهی است تحلیل‌های دقیق‌تر بر مبنای شبیه‌سازی کامل آشکارساز و با در نظر گرفتن جزئیات بیشتر مانند طیف انرژی باریکه، می‌تواند ضریب اطمینان این نتایج را بالا ببرد. این نوع تحلیل‌ها با توجه به زمان مورد نیاز بیشتر و این که نیاز به اطلاعاتی در مورد آشکارساز دارد که بخشی از آنها ممکن است در دسترس عموم نباشد یا هنوز به تثبیت نرسیده باشد، از حد این کار خارج است. لیکن با توجه به مثبت بودن نتایج بر اساس فرضیه‌های انجام شده، ارزش بررسی تفصیلی توسط گروه‌های همکاری ILC و دیگر برخورد دهنده‌های لپتونی را دارد. آنچه از تحلیل نهایی به دست بیاید مبنای تصمیم‌گیری در مورد رؤیت یا عدم رؤیت سیگنال در داده واقعی خواهد بود.

۵. نتیجه‌گیری

در این تحلیل، امکان مشاهده همزمان سیگنال ذرات هیگز خنثی در مدل گسترش یافته ۲HDM مورد بررسی قرار گرفت. با انتخاب فرضیه‌های مختلفی در نواحی مجاز فضای پارامتر بر حسب جرم ذرات هیگز خنثی و پارامتر $\tan\beta$ ، تولید و تحلیل رویدادها انجام شد. سیگنال مورد مطالعه، حالت نهایی

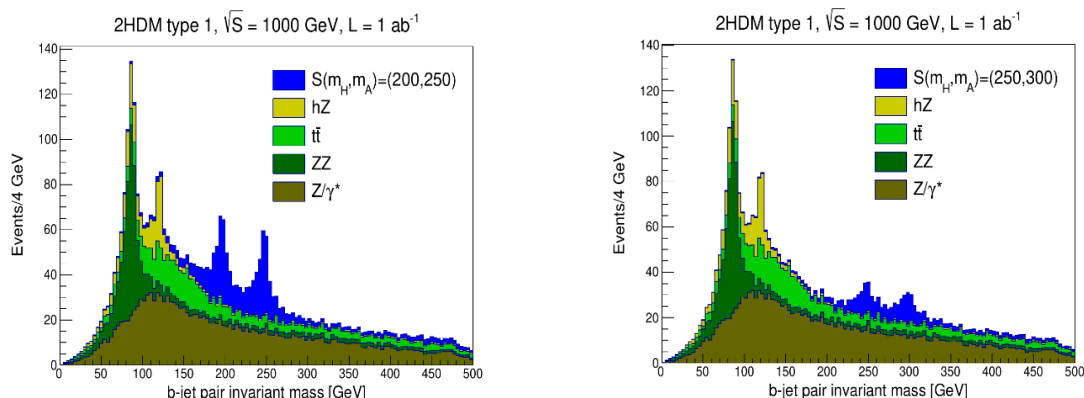
در واقع رابطه (۱۰) بیانگر تساوی انرژی دو ذره هیگز با فرض جرم‌های برابر است. نکته جالبی که در این رابطه وجود دارد این است که اگر یکی از فواره‌های تولید شده توسط هر کدام از ذرات هیگز بیشترین انرژی را بین بقیه فواره‌ها داشته باشد، فواره دیگر که از همان ذره هیگز تولید می‌شود باید کمترین انرژی را داشته باشد؛ چون مجموع انرژی آنها باید برابر با مقدار مشخص و ثابت $\sqrt{s}/2$ باشد. از این اطلاعات برای تشخیص فواره‌هایی که از هر ذره هیگز تولید شده‌اند و بازسازی جرم ذرات هیگز استفاده می‌شود.

گرچه استدلال بالا برای ذرات هیگز با جرم‌های مساوی درست است اما در [۳۷] نشان داده شد که حتی با اختلاف جرم $10 GeV$ نیز نتایج خوبی به دست می‌آید. برای بررسی این روش، در هر رویداد جرم ناوردای فواره ۱ و ۴ و به صورت جداگانه جرم ناوردای فواره ۲ و ۳ محاسبه و توزیع‌های این مقادیر که در رویدادهای مختلف به دست آمده‌اند، رسم می‌شوند. در اینجا برای داشتن آمار بیشتر، هر دو توزیع بر روی هم انباشته می‌شوند. این کار منجر به نتایج بهتر نسبت به کارهای قبلی می‌شود که در آنها فقط از توزیع جرم ناوردای دو فواره ۲ و ۳ به دلیل داشتن دنباله کمتر استفاده می‌شد [۳۱، ۲، ۳۷ و ۳۸].

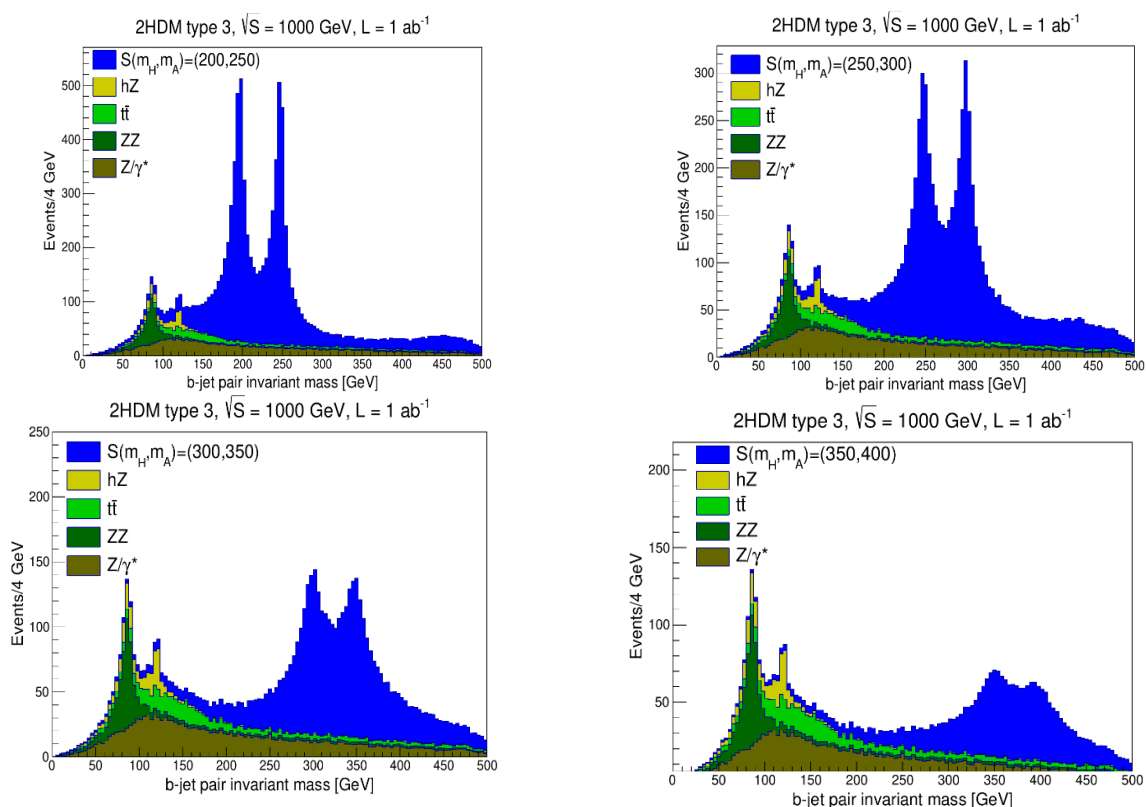
نمودارهای به دست آمده در شکل ۵ برای مدل نوع ۱، و شکل ۶ برای مدل نوع ۳ نشان داده شده‌اند. همان طور که مشاهده می‌شود تفاوت جرم $50 GeV$ نیز به خوبی قابل تشخیص است. چهار قله به دست آمده مربوط به ذره Z در تقریباً $90 GeV$ ذره هیگز سبک در تقریباً $125 GeV$ و دو ذره هیگز سنگین در جرم‌های بالاتر است و همزمان همه آنها در یک قاب به نمایش درآمده‌اند.

۴.۴. نتایج آماری

با توجه به این که توزیع سیگنال پیرامون جرم‌های فرض شده برای ذرات هیگز انباشته شده است، تعداد سیگنال و فرایندهای زمینه فقط در پنجره جرمی حول همان ناحیه شمارش می‌شود. بهترین موقعیت لبه سمت چپ و سمت راست پنجره جرمی با شرط بهینه شدن اهمیت آماری سیگنال (S/\sqrt{B}) تعیین می‌شود. در اینجا S و B تعداد شمارش شده سیگنال و کل



شکل ۵. توزیع جرم ناوردای زوج فواره کوآرک ته در سیگنال و فرایندهای زمینه که پس از جمع‌آوری $1ab^{-1}$ داده مشاهده‌پذیر است. مقادیر جرم نشان داده شده در پراترها بر حسب GeV هستند و مطابق با انتخاب‌های جدول ۲ برای مدل نوع ۱ در نظر گرفته شده‌اند.



شکل ۶. توزیع جرم ناوردای زوج فواره کوآرک ته در سیگنال و فرایندهای زمینه در مدل نوع ۳ بر اساس فرضیات مختلف در مورد جرم ذرات هیگز که پس از جمع‌آوری $1ab^{-1}$ داده مشاهده‌پذیر است.

فواره‌های اضافه ناشی از برخورد فوتون‌های تابش شده از باریکه را نیز در بر می‌گیرد و نیز تصحیح سینماتیکی، جرم ناوردای زوج فواره‌های حالت نهایی محاسبه شده و نمودار به دست

هادرونی شامل چهار فواره کوآرک ته است که برای تشخیص آنها از الگوریتم ردیابی طعم فواره استفاده شد. با اعمال پهن شدگی چهاربردار تکانه و انرژی فواره‌ها که اثرات مربوط به هم‌پوشانی

جدول ۴. بازدهی معیارهای انتخاب سیگنال و فرایندهای زمینه، تعداد سیگنال و فرایندهای زمینه و اهمیت آماری سیگنال. همچنین مقدار داده لازم برای مشاهده سیگنال با اهمیت 5σ و تعداد سیگنال و فرایندهای زمینه در آن حالت در سطرهای آخر نشان داده شده است.

نوع مدل	۱			۳		
	۱	۲	۱	۲	۳	۴
فرضیه انتخاب شده						
بازدهی کل سیگنال	۰/۶	۰/۵۶	۰/۶۳	۰/۷۸	۰/۷۵	۰/۶۹
S	۴۲۲	۱۹۴	۵۸۰۶	۵۶۴۴	۳۲۳۲	۱۵۶۵
Z/γ	$1/3 \times 10^{-4}$	$1/1 \times 10^{-4}$	$1/5 \times 10^{-4}$	$2/5 \times 10^{-4}$	$1/1 \times 10^{-4}$	$1/4 \times 10^{-4}$
بازدهی کلی زمینه						
ZZ	$4/1 \times 10^{-4}$	$4/4 \times 10^{-4}$	$4/9 \times 10^{-4}$	$1/1 \times 10^{-3}$	$1/6 \times 10^{-4}$	$7/1 \times 10^{-4}$
$t\bar{t}$	$1/3 \times 10^{-3}$	$1/0 \times 10^{-3}$	$1/5 \times 10^{-3}$	$2/5 \times 10^{-3}$	$1/9 \times 10^{-3}$	$1/5 \times 10^{-3}$
hZ	$1/1 \times 10^{-2}$	$1/1 \times 10^{-2}$	$1/4 \times 10^{-2}$	$3/1 \times 10^{-2}$	$2/4 \times 10^{-2}$	$2/0 \times 10^{-2}$
Z/γ	۳۷۶	۳۲۸	۴۴۳	۷۲۱	۵۱۱	۴۰۰
سهم زمینه						
ZZ	۴۵	۴۸	۵۴	۱۲۰	۹۴	۷۷
تعداد رویدادهای						
$t\bar{t}$	۱۲۱	۹۹	۱۴۹	۲۴۴	۱۸۳	۱۴۸
باقی مانده						
hZ	۱۷	۱۷	۲۰	۴۶	۳۶	۳۱
B	۵۵۹	۴۹۲	۶۶۶	۱۱۳۲	۸۲۳	۶۵۶
S/B	۰/۷۶	۰/۳۹	۸/۷	۵/۰	۳/۹	۲/۴
اهمیت سیگنال	۱۶	۸	۱۳۳	۱۱۴	۸۰	۴۸
$L(5\sigma) [fb^{-1}]$	۷۸	۳۲۷	۰/۴۹	۰/۸۹	۲/۰	۶/۷
S, B at $L(5\sigma)$	۳۳, ۴۴	۶۳, ۱۶۱	۲/۸۷, ۰/۳۳	۵/۰, ۱/۰	۶/۴, ۱/۶	۱۰/۵, ۴/۴

A وجود دارد. این نتایج، در صورت عدم توانایی LHC در مشاهده سیگنال ذرات هیگز اضافه، می تواند امید بخش مشاهده سیگنال این ذرات در برخورد دهنده های لپتونی آتی باشد.

آمده بر روی نمودارهای فرایندهای زمینه رسم شد. نتایج نشان می دهد که در فرضیه های انتخاب شده، در بازه جرمی ۲۰۰ تا $400 GeV$ برای ذرات هیگز سنگین، امکان مشاهده هم زمان سیگنال ذره Z ، ذره هیگز $125 GeV$ و ذرات هیگز سنگین H و

مراجع

1. G Aad, et al., ATLAS, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 1.
2. S Chatrchyan, et al., CMS, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 30.
3. P W Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508.
4. P W Higgs, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132.
5. P W Higgs, *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156.
6. F Englert, R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321.
7. G S Guralnik, C R Hagen, and T W B. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 585.

8. T W B Kibble, *Phys. Rev.* **155** (1967) 1554.
9. T D Lee, *Phys. Rev. D* **8** (1973) 1226.
10. G C Branco, *Phys. Rev. D* **22** (1980) 2901.
11. F Mahmoudi and O. Stal, *Phys. Rev. D* **81** (2010) 035016.
12. CDF Collaboration, T. Aaltonen, *et al.*, *Science* **376** (2022) 170.
13. ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2020-027
14. A Djouadi, *Phys. Rept.* **459** (2008) 1.
15. J Abdallah *et al.*, *Phys. Dark Univ.* **9-10** (2015) 8.
16. J E Kim and G. Carosi, *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010) 557.
17. A G Cohen, D B Kaplan and A E Nelson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** (1993) 27.
18. S F King, *Rept. Prog. Phys.* **67** (2004) 107.
19. S L Glashow and S. Weinberg, *Phys. Rev. D* **15** (1977) 1958.
20. E Bagnaschi, *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **79** (2019) 617.
21. G C Branco, *et al.*, *Phys. Rept.* 516 (2012) 1.
22. B Grzadkowski, *et al.*, *JHEP* **12** (2018) 056.
23. P Bechtle, *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **181** (2010) 138.
24. P Bechtle, *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **182** (2011) 2605.
25. P Bechtle, *et al.*, *PoS CHARGED 2012* (2012) 024.
26. P Bechtle, *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 2693.
27. P Bechtle, *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **75** (2015) 421.
28. P Bechtle, *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 2711.
29. O Stål and T Stefaniak, *PoS EPS-HEP 2013* (2013) 314.
30. P Bechtle, *et al. J. High Energy Phys.* **11** (2014) 039.
31. M Hashemi and E Ebrahimi, *Phys. Rev. D* **103** (2021) 115008.
32. M Hashemi and N Nowbakht Ghalati, *Phys. Lett. B* **830** (2022) 137153.
33. D M Asner, *et al.*, in: Community Summer Study 2013: Snowmass on the Mississippi, (2013)
34. M Aaboud, *et al.*, *ATLAS, Phys. Lett. B* **783** (2018) 392.
35. G Aad, *et al.*, *ATLAS, Eur. Phys. J. C* **81** (2021) 396.
36. A M Sirunyan, *et al.*, *CMS, J. High Energy Phys.* **03** (2020) 055.
37. M Hashemi and G Haghghat, *Phys. Rev. D* **100** (2019) 015047.
38. M. Hashemi and G. Haghghat, *Nucl. Phys. B* **951** (2020) 114903.
39. R L Workman *et al.*, (Particle Data Group), to be published in *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2022** (2022) 083C01.
40. D Eriksson, *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **181** (2010) 189.
41. D Eriksson, *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **181** (2010) 833.
42. R Harlander, *et al.*, arXiv:1312.5571, (2013).
43. T Sjostrand, *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **178** (2008) 852.
44. J de Favereau, *et al.*, DELPHES 3, *J. High Energy Phys.* 02 (2014) 057.
45. M Cacciari, *et al.*, *JHEP* **04** (2008) 068.
46. R Brun and F Rademakers, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A* **389** (1997) 81
47. E Leogrande, *et al.*, *CLICdp-Note-2018-007*, arXiv:1909.12728