

قیدهای تک Z روی مدل ماده تاریک فرمیونی با واسطه شبه اسکالر در LHC

کریم قربانی و لیلا خلخالی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه اراک، اراک

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۱۱/۱۲؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۶/۰۲/۱۲)

چکیده

در این پژوهش ما رد پای تولید یک بوزون Z به همراه یک زوج از ماده تاریک را در چارچوب یک مدل ماده تاریک باز بهنجارش پذیر در LHC مطالعه می‌کنیم. ما به فرایندهای با $l^+l^- + MET$ در حالت نهایی نگاه می‌کنیم. رویدادهای سیگنال و زمینه را در انرژی مرکز جرم ۱۴ TeV شبیه‌سازی می‌کنیم. سپس حساسیت LHC برای چند نقطه از فضای پارامتر مدل را برای دو درخشندگی تجمعی $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ و $\mathcal{L} = 1 \text{ ab}^{-1}$ تخمین می‌زنیم. هدف اصلی ما در این پژوهش مقید کردن جفت‌شدگی یوکاواای مربوطه با در نظر گرفتن رد پای تولید یک بوزون Z به علاوه ماده تاریک، اندازه‌گیری‌های پهنای واپاشی نامرئی هیگز، چگالی مشاهده شده ماده تاریک و فیزیک هیگز، می‌باشد. در پایان نقاطی از فضای پارامتر مدل باقی می‌ماند که با تمام برش‌های ذکر شده در بالا سازگار هستند.

واژه‌های کلیدی: ماده تاریک، برخورد دهنده LHC، جفت‌شدگی یوکاوا، درخشندگی تجمعی

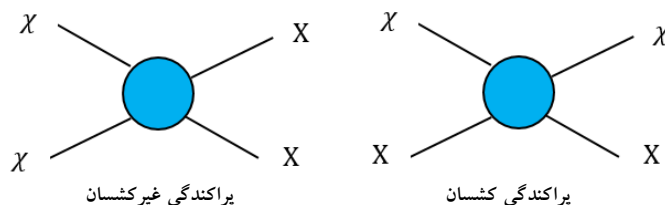
۱. مقدمه

مشاهدات کیهان‌شناسی دلالت بر این دارد که بیشترین ماده موجود در عالم ماده تاریک است. علت این نامگذاری این است که ماده تاریک هیچ نوری از خود ساطع نمی‌کند. دلایل محکمی وجود دارد که حدود ۲۷٪ ماده در عالم از ذرات پایدار یا ذره‌ای با طول عمر زیاد که ماده تاریک نام دارد ساخته شده است [۱ و ۲]. این اندازه‌گیری دقیق روی سازوکار تولید ماده تاریک در جهان اولیه و سطح مقطع برهم‌کنش‌های آن برش می‌گذارد. این واقعیت که هاله ماده تاریک کهکشانی را احاطه می‌کند و اندازه آن در فاصله‌ای

ورای نقاط قابل مشاهده کهکشانیها بسط پیدا می‌کند، دال بر

این است که ماده تاریک برهم‌کنش‌های پراکندگی ضعیفی را تجربه می‌کند [۳ و ۴].

از آنجا که تخمین‌های چگالی ماده تاریک در دوره زمینه میکروموجی کیهانی با مشاهدات امروزی همخوانی دارد، ماده تاریک باید طول عمری بزرگ‌تر از زمان هابل داشته باشد. علاوه بر این، مشاهدات پیشنهاد می‌کنند که ماده تاریک می‌تواند شامل حداقل یک ذره شبه- پایدار باشد که بخشی از فیزیک ذرات مدل استاندارد نیست. یکی از نامزدهای خوب ماده تاریک، ذره‌ای جرم دار و از نظر الکتریکی خنثی با



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) طرح‌واره‌ای از یک پراکندگی کشسان و غیرکشسان.

می‌شود و در آن پراکندگی فقط وقتی اتفاق می‌افتد که اسپین هسته غیرصفر باشد. در شکل ۱ به طور طرح‌واره‌ای تفاوت یک پراکندگی کشسان و یک پراکندگی غیرکشسان ماده تاریک نشان داده شده است. نتایج آزمایشگاهی کنونی محدودیت‌هایی روی سطح مقطع پراکندگی آشکار سازی مستقیم، از نوع مستقل از اسپین، می‌گذارد. حدهای بالای روی سطح مقطع پراکندگی کشسان ماده تاریک، می‌تواند فضای پارامتر مدل‌های نظری و رای مدل استاندارد را قویا مقید کند. در این لازم است تاکید کنیم در صورت وجود نوع خاصی از برهم‌کنش‌ها بین ماده تاریک و هسته اتمی، سطح مقطع پراکندگی بسیار کوچک خواهد بود و بنابراین حدهای بالای به دست آمده توسط آزمایش‌های مستقیم فضای پارامتر را مقید نمی‌کند. در این پژوهش نوع برهم‌کنش ماده تاریک با هسته اتمی از نوع شبه-اسکالر است و همان طور که در [۵] نشان داده شده است در این نوع برهم‌کنش، فضای پارامتر توسط آزمایش‌های مستقیم مقید نمی‌شود.

از طرف دیگر، آشکار سازی غیرمستقیم بر اساس مشاهده ذرات پایدار حاصل از واپاشی یا نابودی زوج ماده تاریک در مناطقی از فضا که در آنجا چگالی ماده تاریک نسبتاً بالاست بنا نهاده شده است. در عمل هنوز نمی‌دانیم ذرات حاصل از واپاشی یا نابودی زوج ماده تاریک چه نوع ذراتی هستند هر چند پروتوهای گامای پر انرژی که از مرکز کهکشان به ما می‌رسند ممکن است حاصل نابودی ماده تاریک باشند [۹].

یک روش غیر مستقیم دیگر برای آشکار سازی ویمپ‌ها، جستجوی رد پای آنها در شتاب‌دهنده‌های ذرات می‌باشد. در فیزیک مربوط به برخورد دهنده‌های انرژی بالای ذرات،

برهم‌کنش ضعیف است که ویمپ^۱ نامیده می‌شود [۵، ۶]. جستجوی ماده تاریک وجه اشتراک اختر فیزیک و فیزیک ذرات است. در اختر فیزیک تاثیر گرانشی ماده تاریک در همه مقیاس‌ها ظاهر می‌شود (از کهکشان‌ها گرفته تا ساختارهای بزرگ مقیاس)، در حالی که در مدل‌های و رای مدل استاندارد وجود ذره‌ای با خواص ویمپ پیشنهاد می‌شود.

جستجو برای ماده تاریک به دو دسته آشکار سازی مستقیم و آشکار سازی غیرمستقیم تقسیم‌بندی می‌شود. در آشکار سازی مستقیم که ذرات ماده تاریک به شکل ویمپ در نظر گرفته می‌شوند، پراکندگی کشسان ماده تاریک از هسته‌ها بررسی می‌شود. در اینجا آزمایش‌هایی برای اندازه‌گیری انرژی پس‌زنی هسته‌ها که ناشی از پراکندگی ماده تاریک از هسته‌هاست، طراحی شده است. آزمایش LUX [۷] و همین طور آزمایش ۱۰۰ XENON [۸] بر این مبنا طراحی شده‌اند. هم اکنون چندین آزمایش آشکار سازی مستقیم دیگر مثل CDMS II Ge در حال انجام است. حساسیت آزمایش‌های مربوط به آشکار سازی مستقیم به ویمپ‌ها با توجه به دو دسته پس زمینه در نظر گرفته می‌شود: زمینه تقلیل پذیر (ناشی از رویدادهای محیطی) و زمینه تقلیل ناپذیر (مانند رویدادهای نوترینو)، که ممکن است خود را به شکل رویدادهای WIMP نشان دهند.

ویمپ‌ها می‌توانند به طور کشسان از یک هسته از طریق مبادله یک اسکالر پراکنده شوند که به آن برهم‌کنش مستقل از اسپین گفته می‌شود. اگر ویمپ از طریق یک برهم‌کنش از نوع شبه برداری پراکنده شود به آن برهم‌کنش وابسته به اسپین گفته

۱. Weakly Interacting Massive Particle

انرژی گم شده به انرژی‌ای گفته می‌شود که در آشکار ساز ذرات ذخیره نمی‌شود، ولی به خاطر قوانین بقای انرژی و تکانه وجود آنها ضروری است. انرژی گم شده معمولاً مربوط به ذراتی است که از آشکار ساز فرار می‌کنند بدون اینکه در آشکار ساز از خود ردی به جا بگذارند. در برخورد دهنده بزرگ هادرونی^۱، تکانهٔ اولیهٔ پارتون‌های برخورد کننده در راستای باریکه مشخص نیست چون تمام پارتون‌ها که یک پروتون را می‌سازند در این تکانه سهمیم هستند. با این وجود ما می‌دانیم تکانه عرضی کل اولیه صفر است. بنابراین می‌توانیم تکانه عرضی گم شده را که به دنبال آن هستیم به صورت $E_T^{miss} = -\sum_i \vec{p}_i$ تعریف کنیم که جمع‌بندی روی

تکانه عرضی ذراتی است که قابل آشکار سازی‌اند. پیدا شدن یک تکانه عرضی گم شده غیر صفر نشان دهنده وجود ذره یا ذرات جدیدی است که آشکار سازی نمی‌شوند. گاهی اوقات به E_T^{miss} انرژی عرضی گم شده^۲ یا MET نیز گفته می‌شود. انرژی عرضی گم شده تنها وقتی با تکانه عرضی گمشده معادل است که ذرات جدید بدون جرم باشند یا جرم ناچیز داشته باشند. معمولاً انرژی گم شده در مطالعه ذرات غیر قابل آشکار سازی مثل نوترینوی مدل استاندارد کاربرد دارد ولی انتظار داریم که انرژی گم شده راهی برای جستجوی رویدادهای مربوط به تولید ذرات ماده تاریک یا ذرات سبک ابرتقارن باشد.

مدل‌های ساده شده همچنین ما را به سمت یافتن نشانه‌های دیگری، غیر از جستجوی مادهٔ تاریک که در برابر ذرات قابل مشاهدهٔ مدل استاندارد پس زده می‌شوند، رهنمون می‌کنند. جستجوی مستقیم برای ذره مبادله‌ای در برهم‌کنش ماده تاریک با ذرات مدل استاندارد معمولاً در قیدگذاری روی فضای پارامتر خیلی مفید است [۲۲، ۲۳].

هر چند ما می‌دانیم که مادهٔ تاریک ذره‌ای بدون بار رنگ و از نظر الکتریکی خنثی است، نوع برهم‌کنش آن با ذرات مدل استاندارد هنوز نامشخص است. با این وجود یک اندازه‌گیری دقیق چگالی ماده تاریک^۳ توسط WMAP و ماهوارهٔ پلانک را در اختیار داریم:

$$\Omega h^2 = 0.1198 \pm 0.0026, \quad (1)$$

که می‌تواند فضای پارامتر را در بسیاری از مدل‌های توسعه یافته مقید کند. ما با محاسبه Ωh^2 در مدل مورد مطالعه فضای پارامتر مناسب برای کشف ماده تاریک در LHC را پیدا می‌کنیم. به این ترتیب انتظارات سادهٔ ما از پدیده شناسی ماده تاریک به سمت پیش‌بینی‌های محکم برای محدوده جرم ذرات ماده تاریک و جفت شدگی‌های مربوطه در مطالعات ما در LHC می‌رود.

در این کار ما مدل استاندارد را با اضافه کردن یک نامزد

جستجوی مادهٔ تاریک از طریق وجود یک ذره X در حالت نهایی، تاریخی طولانی دارد. این ذره X پس زده می‌تواند ذره هیگز h [۱۰-۱۳]، بوزن Z [۱۴-۱۶]، بوزون W [۱۷] و یا کوارک b [۱۸] باشد. در این کار ما به رویدادهای با ذره Z در حالت نهایی نگاه می‌کنیم. کارهای پیشین در این زمینه در مدل‌های متفاوت دیگری انجام شده‌اند. در این مطالعات دو رهیافت نظریهٔ میدان‌های مؤثر و مدل‌های ساده شده ورای مدل استاندارد به کار رفته است [۱۹ - ۲۱]. مدل‌های ساده شده مدل‌های بهنجار پذیر هستند و کمک می‌کنند تا سینماتیک تولید

۳. Mono-Z

۴. Relic density

۱. Large hadron collider (LHC)

۲. Missing Transverse Energy (MET)

ماده تاریک فرمیونی و یک ذره مبادله‌ای شبه اسکالر بسط می‌دهیم. ماده تاریک فرمیونی مستقیماً با یک شبه اسکالر حقیقی یگانه، S ، از طریق عملگر $S\bar{\chi}\chi$ برهم‌کنش می‌کند. از آنجا که می‌خواهیم مدل‌مان باز بهنجار پذیر باشد، ناورداى پیمان‌های بودن این امکان را می‌دهد که تنها جمله برهم‌کنشی بین شبه اسکالر یگانه و هیگز مدل استاندارد به شکل $S^\dagger H^\dagger H$ باشد. ما در این پژوهش سیگنال‌های تک Z از طریق کانال $Z + MET$ در حالت نهایی را در LHC و در انرژی مرکز جرم 14 TeV بررسی می‌کنیم. هدف اصلی در این کار این است که فضای پارامتر قابل قبول مدل، پس از اعمال برش‌های مربوط به چگالی ماده تاریک، اندازه‌گیری‌های فیزیک هیگز، پهنای واپاشی نامرئی هیگز و نتایج تک Z را پیدا کنیم.

در بخش‌های بعد به ترتیب ابتدا یک مدل ماده تاریک باز بهنجار پذیر را معرفی می‌کنیم. سپس راجع به تمام برش‌های مربوط به مدل‌مان بحث می‌کنیم و در ادامه حساسیت‌های LHC به رد پای تک Z در دو مقدار درخشندگی تجمعی $\mathcal{L} = 1 \text{ ab}^{-1}$ و $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ را بررسی می‌کنیم. در پایان نتیجه‌گیری می‌کنیم.

۲. مدل ماده تاریک فرمیونی

مدلی که در اینجا در نظر می‌گیریم [۵]، بسط باز بهنجار پذیری از لاگرانژی مدل استاندارد با دو میدان اضافه است، یک میدان فرمیونی دیراک χ که معرف ماده تاریک است و یک میدان شبه اسکالر S که به عنوان ذره مبادله‌ای عمل می‌کند. این میدان‌های جدید یگانه‌های پیمان‌های مدل استاندارد هستند و میدان فرمیونی تحت تقارن سرتاسری $U(1)_{DM}$ ناوردا است. آنجا که همه میدان‌های مدل استاندارد تحت این تقارن سرتاسری یگانه هستند، ذرات مدل استاندارد با بخش تاریک تنها از طریق بخش هیگز برهم‌کنش می‌کنند. لاگرانژی کل به صورت جمع اجزاء آن چنین است:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}_{Dark} + \mathcal{L}_S + \mathcal{L}_{int} , \quad (2)$$

که در لاگرانژی \mathcal{L}_{Dark} میدان یگانه دیراک به عنوان ذره ماده تاریک معرفی می‌شود و به علت فرض تقارن سرتاسری

$$\mathcal{L}_{Dark} = \bar{\chi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_D)\chi , \quad (3)$$

لاگرانژی باز بهنجار پذیر بوزون شبه اسکالر است و به صورت زیر می‌باشد:

$$\mathcal{L}_S = \frac{1}{2}(\partial_\mu S)^2 - \frac{m_S^2}{2}S^2 - \frac{\lambda}{24}S^4 , \quad (4)$$

لاگرانژی برهم‌کنش شامل یک جمله یوکاواى شبه اسکالر و یک جمله برهم‌کنشی دیگر است که دوگانه هیگز مدل استاندارد و یگانه شبه اسکالر را شامل می‌شود:

$$\mathcal{L}_{int} = -ig_\chi S\bar{\chi}\chi - \lambda_1 S^\dagger H^\dagger H , \quad (5)$$

میدان هیگز، H ، یک دوگانه اسکالر $SU(2)_L$ است. از طرف دیگر پتانسیل هیگز مدل استاندارد به شکل زیر است:

$$V_H = \mu_H^2 H^\dagger H + \lambda_H (H^\dagger H)^2 , \quad (6)$$

میدان هیگز یک مقدار انتظاری خالص، v_H ، به مقدار $v_H = 246 \text{ GeV}$ دارد که عامل شکست خود به خودی تقارن الکترو ضعیف است. افت و خیز حول مقدار انتظاری خالص به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_H + \tilde{h} \end{pmatrix} , \quad (7)$$

در این مدل فرض می‌کنیم یگانه شبه اسکالر یک مقدار انتظاری خالص غیر صفر دارد که بسط حول آن به صورت زیر است:

$$S = v_S + s , \quad (8)$$

تقارن سرتاسری $U(1)_{DM}$ حتی بعد از شکست خود به خود تقارن پایسته است و بنابراین پایداری که شرط لازم نامزد ماده تاریک است برقرار می‌ماند.

از شرط کمینه بودن پتانسیل به ازای مقادیر انتظاری خالص داریم:

$$\left. \frac{\partial V}{\partial H} \right|_{\langle H \rangle = v_H / \sqrt{2}} = \left. \frac{\partial V}{\partial S} \right|_{\langle S \rangle = v_S} = 0 , \quad (9)$$

با جایگذاری مقادیر انتظاری خالص خواهیم داشت:

$$m_S^2 = -\frac{\lambda}{6}v_S^2 - \lambda_1 v_H^2 , \quad (10)$$

$$\mu_H^2 = -\lambda_H v_H^2 - \lambda_1 v_S^2 , \quad (11)$$

همچنین با دو بار مشتق‌گیری از پتانسیل نسبت به s و \tilde{h} عناصر ماتریس جرم به صورت زیر به دست می‌آید:

استاندارد می‌تواند به طور غیر قابل مشاهده‌ای به یک جفت ذره ماده تاریک با پهنای واپاشی زیر واپاشی کند،

$$\Gamma_{inv} = \frac{g_\chi^2 m_h \sin^2 \theta}{8\pi} \left(1 - \frac{2m_\chi^2}{m_h^2}\right)^{1/2}. \quad (22)$$

در بررسی‌های CMS [۲۴] که تحقیقی در دو کانال، یکی تولید هیگز از طریق ترکیب بوزون برداری و دیگری تولید هیگز در ارتباط با یک بوزون Z انجام داده است قویترین محدودیت روی نسبت انشعاب واپاشی غیر قابل مشاهده هیگز می‌گذارد. محدودیت‌ها روی واپاشی نامریی هیگز مقدار $BR(h \rightarrow inv.) < 0.4$ را به دست می‌دهد [۲۵]. با به کارگیری این برش حد بالایی برای جفت شدگی هیگز- ماده تاریک و زاویه اختلاط به دست می‌آوریم:

$$|g_\chi \tan \theta| < \frac{1.18 (\text{MeV})^{1/2}}{(m_h^2 - 2m_\chi^2)^{1/2}}, \quad (23)$$

که برای به دست آوردن این نتیجه از پهنای واپاشی هیگز یعنی $\Gamma_h^{SM} = 4$ در مدل استاندارد استفاده کرده‌ایم [۲۶].

این امکان وجود دارد که پارامتر θ را با اندازه‌گیری‌های اخیر CMS و ATLAS در تولید هیگز و واپاشی آن به حالت نهایی مدل استاندارد محدود کنیم [۲۷]. کمیتی که در تحلیل‌های CMS و ATLAS قدرت سیگنال نامیده می‌شود و با μ نشان داده می‌شود به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\mu_i^f = \frac{(\sigma_i \times BR^f)_{Exp}}{(\sigma_i \times BR^f)_{SM}}, \quad (24)$$

که تولید هیگز از طریق کانال $t\bar{t}$ با σ_i نشان داده می‌شود و BR^f نسبت انشعاب واپاشی هیگز به ذرات مدل استاندارد در حالت نهایی f می‌باشد. نتیجه تجربی به دست آمده از همه کانال‌های تولید و واپاشی مقدار $\mu = 1.09 \pm 0.1$ می‌باشد. مقدار نظری μ در این کار برای وقتی که پهنای واپاشی هیگز به ذرات ماده تاریک بسیار کوچک‌تر از پهنای واپاشی کل هیگز باشد تقریباً برابر $\cos^2 \theta$ است. بنابراین نتایج آزمایشگاهی، زاویه اختلاط θ به مقادیر کوچک‌تر از 0.1 محدود می‌شود.

$$m_s^2 = \frac{\partial^2 V}{\partial s^2} = \frac{1}{3} \lambda v_s^2, \quad (12)$$

$$m_h^2 = \frac{\partial^2 V}{\partial h^2} = 2\lambda_H v^2, \quad (13)$$

$$m_{h,s}^2 = \frac{\partial^2 V}{\partial s \partial h} = 2\lambda_1 v_s v. \quad (14)$$

همچنین ویژه حالت‌های جرم را با h و ρ نشان می‌دهیم که به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$h = \sin \theta s + \cos \theta \tilde{h}, \quad (15)$$

$$\rho = \cos \theta s - \sin \theta \tilde{h}, \quad (16)$$

که θ در اینجا زاویه اختلاط جرم است و طوری تعریف می‌شود که ماتریس جرم را قطری کند و به صورت زیر به دست آمده است:

$$\tan \theta = \frac{y}{1 + \sqrt{1 + y^2}}, \quad y = \frac{2 m_{h,s}^2}{m_h^2 - m_s^2}, \quad (17)$$

برای ویژه مقادیر جرم مربوط به اسکالرهای h و ρ داریم:

$$m_{h,\rho}^2 = \frac{m_h^2 + m_s^2}{2} \pm \frac{m_h^2 - m_s^2}{2} \sqrt{1 + y^2}, \quad (18)$$

همچنین برای مقادیر جفت شدگی λ_H و λ و λ_1 به دست می‌آید:

$$\lambda_H = \frac{m_\rho^2 \sin^2 \theta + m_h^2 \cos^2 \theta}{2v_H^2}, \quad (19)$$

$$\lambda = \frac{m_\rho^2 \cos^2 \theta + m_h^2 \sin^2 \theta}{v_S^2/3}, \quad (20)$$

$$\lambda_1 = \frac{m_\rho^2 - m_h^2}{2v_H v_S} \sin^2 \theta. \quad (21)$$

فضای پارامتر این مدل شامل پنج پارامتر شامل v_S ، θ ، g_χ ، m_ρ و m_ρ است. همچنین پایداری پتانسیل محدودیت‌هایی را به صورت $\lambda_H > 0$ ، $\lambda > 0$ ، $\lambda_H > 6\lambda^2$ روی جفت شدگی‌ها تحمیل می‌کند. در ضمن مدل با برش $|\lambda_i| < 4\pi$ اختلالی باقی می‌ماند.

۳. برش‌های ناشی از واپاشی هیگز و فیزیک هیگز

روی مدل

در این مدل برای وقتی $m_\chi < m_h/2$ باشد، هیگز مدل

۴. چگالی ماده تاریک

روایت ماده تاریک در فرایند یخ زدگی^۱ مربوط به جهان اولیه و پس از مهبانگ می باشد که چگالی محیط زیاد بوده و با وجود برهم کنش ضعیف و سطح مقطع خیلی کوچک ماده معمولی با ماده تاریک، ماده تاریک می توانسته تولید شود و به تعادل ترمودینامیکی با ماده معمولی برسد. حال سؤال اینجاست که با گذشت زمان و انبساط جهان و خارج شدن ذرات ماده تاریک از تعادل ترمودینامیکی چه اتفاقی می افتد؟ نابودی زوج ماده تاریک به زوج ماده مدل استاندارد ($\bar{\chi}\chi \rightarrow \bar{X}X$) و برعکس نقش مهمی در برداشت ما از جهان اولیه بر اساس معادله بولتزمن دارد. دلیلش هم اینست که فقط تولید و نابودی ذرات، تعداد ذرات ماده تاریک در حجم همراه^۲ را تغییر می دهد.

در تعادل ترمودینامیکی، آهنگ نابودی ذرات ماده تاریک در آهنگ تولید آنها یکسان است. با انبساط جهان و سرد شدن آن دما به نقطه ای می رسد ($T \ll m_{DM}$) که در آن برهم کنش های ماده تاریک اصطلاحاً یخ می زنند. در دمای یخ زدگی آهنگ نابودی ذرات ماده تاریک کمتر از آهنگ انبساط جهان یعنی پارامتر هابل می شود. از طرف دیگر در دمای $T \ll m_{DM}$ ، تولید ماده تاریک با توجه به معادله بولتزمن امکان پذیر نیست زیرا فقط کسر کوچکی از ذرات مدل استاندارد، زوج $\bar{X}X$ ، انرژی جنبشی کافی برای تولید زوج ماده تاریک را دارند. بعد از یخ زدگی، چگالی تعداد n_χ با زمان به طور مجانبی ثابت باقی می ماند. بنابراین ما می توانیم چگالی فعلی ماده تاریک را با حل عددی معادله تحول تعیین کنیم.

با توجه به مطالب بالا تحول زمانی چگالی تعداد ماده تاریک یگانه وقتی از حالت تعادل عبور می کند توسط معادله بولتزمن داده می شود:

$$\frac{dn_\chi}{dt} + v_{rel} n_\chi = - \langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle \left[n_\chi^2 - (n_\chi^{eq})^2 \right]. \quad (25)$$

در این معادله $\langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle$ متوسط گرمایی حاصل ضرب سطح مقطع های نابودی ماده تاریک در سرعت نسبی است و n_{eq} تعداد کل ذرات χ در تعادل ترمودینامیکی است.

نتایج پلانک و WMAP چگالی ماده تاریک را در بازه $0.1226 < \Omega_{DM} h^2 < 0.1172$ به دست می دهد. این برش فضای پارامتر مدل را محدود می کند. در این پژوهش برای به دست آوردن چگالی ماده تاریک از نرم افزار micrOMEGAs [۲۸] استفاده می کنیم که با به کارگیری نرم افزار CalcHEP [۲۹] سطح مقطع های نابودی ماده تاریک را محاسبه می کند. برای بررسی بیشتر جزییات پدیده شناسی ماده تاریک در این مدل می توانید به مقاله [۵] رجوع کنید.

۵. رد پای تک Z در LHC

۵.۱. نرم افزارهای محاسباتی و شبیه سازی رویدادهای سیگنال و زمینه

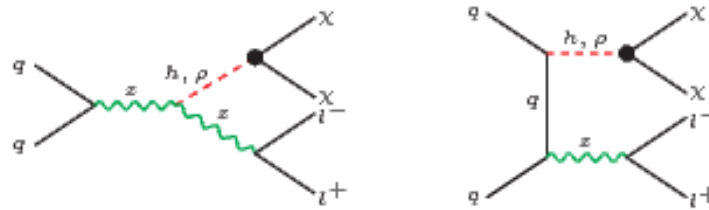
در این بخش ما حساسیت LHC به رویدادهای تک Z به اضافه انرژی عرضی گم شده در انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ را برای دو مقدار درخشندگی جمععی، $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ و $\mathcal{L} = 1 \text{ ab}^{-1}$ بررسی می کنیم. برای این کار ابتدا لاگرانژی مدل را به کمک نرم افزار FeynRules به صورت فرمت مناسب برای مولدهای المان ماتریسی درمی آوریم که معروف به UFO^۳ است. سپس برای تولید رویدادهای زمینه و سیگنال در مرتبه اول در بسط اختلالی از نرم افزار MadGraph5aMC@NLO [۳۰، ۳۱] استفاده می کنیم که چارچوبی منحصر به فرد برای محاسبه رویدادهای سخت در مرتبه اول می باشد. سپس آن رویدادها برای بارش پارتونی و تشکیل هادرون از PYTHIA [۳۲] گذرانده می شوند. برای شبیه سازی آشکار ساز CMS از نرم افزار Delphes 3 [۳۳] کمک می گیریم که خود از Fastjet [۳۴] با $R = 0.5$ استفاده می کند تا امکان تولید جت (فواره) با استفاده از الگوریتم anti-k_t [۳۵] را داشته باشد. برای استفاده از توزیع پارتونی مناسب به کتابخانه LHAPDF نیاز داریم که ما از توزیع پارتونی پیش فرض در MadGraph یعنی nn23lo1 برای محاسبات مان استفاده کرده ایم.

در پایان از کد 5 MadAnalysis [۳۶، ۳۷] برای انجام

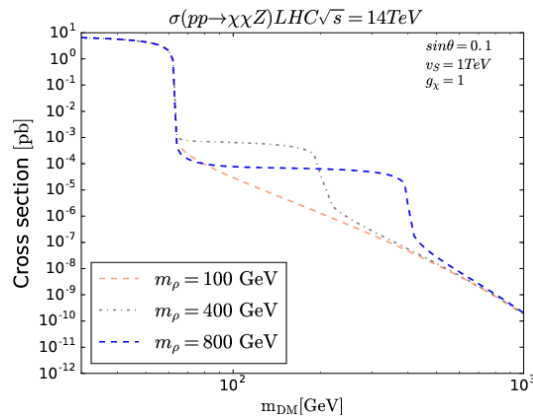
۱. Freeze-out

۲. Comoving volume

۳. Universal Feynman output



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودارهای فاینمن مربوط به تولید تک Z برای فرایند $pp \rightarrow \gamma\gamma Z$ در LHC. دایره‌های مشکی معرف رأس برهم‌کنش بین ρ, h با ذرات ماده تاریک است.



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) سطح مقطع تولید تک Z از طریق فرایند $pp \rightarrow \gamma\gamma Z$ در انرژی $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ به ازای مقادیر مختلف پارامترها نشان داده شده است.

بنابراین بازدهی‌های سیگنال در این کار تا حدودی دست کم گرفته شده‌اند.

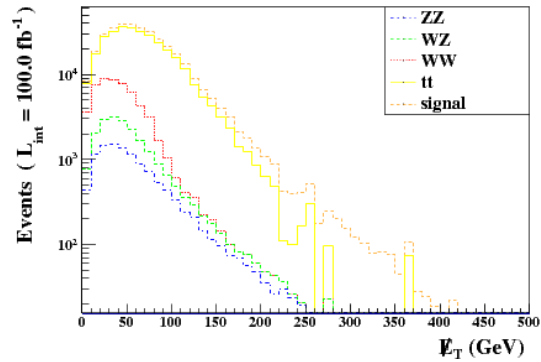
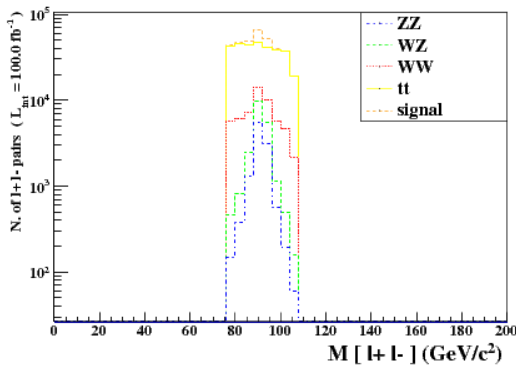
نمودارهای فاینمن برای فرایند سیگنال که یک جفت از ذره ماده تاریک به اضافه Z در حالت نهایی است در سطح پارتونی در شکل ۲ نشان داده شده است. این فرایند از همجوشی کوارک و پاد-کوارک در برخورد‌های پروتون-پروتون از طریق کانال s و t و u ایجاد می‌شود. نتایج عددی سطح مقطع سیگنال برای نقاط مختلف در انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ بر حسب تابعی از جرم ماده تاریک در شکل ۳ نشان داده شده است. این نتایج برای سه جرم ذره واسطه یعنی جرم‌های $m_\rho = 100, 400, 800 \text{ GeV}$ رسم شده است. این نتایج وابستگی شدید سطح مقطع سیگنال به جرم ذره واسطه را وقتی $m_{DM} > m_h / 2$ است نشان می‌دهد. ما در ادامه محاسبات مان $g_\chi = 1$ و $\sin\theta = 0.1$ را انتخاب می‌کنیم. در این کار ما

آنالیزها استفاده می‌کنیم که ابزاری برای آنالیز فایل‌های تولید شده توسط MadGraph در مرتبه‌های پارتونی، هادرونی یا پس از شبیه‌سازی آشکار ساز می‌باشد. همچنین به کمک آن می‌توان انواع برش‌های انتخابی روی رویدادها را گذاشت و برای توزیع‌های متفاوت نمودار تولید کرد و نتایج را به کمک جدولی که برای نسبت S/B را به دست می‌دهد، بررسی کرد.

فرمت‌های پشتیبانی شده در این کد عبارتند از LHC، HEPMC، LHE، STDHEP. روند کار از آغاز تا رسیدن به مرحله پدیده شناسی را می‌توان به صورت زیر خلاصه کرد:

Lagrangian \rightarrow FeynRules \rightarrow MadGraph \rightarrow Partonshowering \rightarrow Hadronization \rightarrow Detector Simulation \rightarrow Data Analysis \rightarrow MadAnalysis5 \rightarrow Phenomenology.

در این کار ما سطح مقطع رویدادهای سیگنال و زمینه را با کمک کد MadGraph در مرتبه اول محاسبه می‌کنیم، ولی برای سطح مقطع‌های رویدادهای زمینه با استفاده از ضرایب k مناسب، آنها را به محاسبات مراتب بالاتر به‌نجار می‌کنیم.



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) برای کانال $l^+l^- + MET$ در انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ با درخشندگی جمعی $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$. در شکل سمت چپ جرم ناوردا برای l^+l^- و در شکل سمت راست توزیع انرژی عرضی گم شده برای سیگنال و زمینه‌ها به تفکیک، بعد از اعمال برش‌هایی که در متن بالا گفته شد رسم شده است. سیگنال به سطح مقطع 1 fb بهنجار شده است.

حساسیت LHC در کانال واپاشی $Z \rightarrow l^+l^-$ را تخمین خواهیم زد.

۲.۵. کانال واپاشی لپتونی

با توجه به اینکه سیگنال ما به شکل $pp \rightarrow Z\gamma\gamma (Z \rightarrow l^+l^-)$ است، زمینه‌های مرتبط ناشی از رویدادهای زیر در برخوردهای پروتون پروتون می‌باشد:

۱. حالت نهایی ZZ با $Z \rightarrow l^+l^-$ و $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ که یک زمینهٔ تقلیل ناپذیر است و در شکل‌ها با ZZ نشان داده شده است.
۲. حالت نهایی WW با $W^+ \rightarrow l^+\nu_l$ و $W^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l$. این هم یک زمینهٔ تقلیل ناپذیر است و در شکل‌ها با WW نشان داده شده است.
۳. حالت نهایی WZ با $W^+ \rightarrow l^+\nu_l$ یا $W^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l$ و $Z \rightarrow l^+l^-$ از مهمترین زمینه‌های تقلیل‌پذیر است و در شکل‌ها با WZ نشان داده می‌شود.
۴. حالت نهایی $t\bar{t}$ با $t \rightarrow bW^+$ که $t \rightarrow bW^+$ و $\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-$ از مهمترین زمینه‌های تقلیل‌پذیر است و در شکل‌ها با tt نشان داده می‌شود.

ما در تحلیل خود رویدادهایی متشکل از دو الکترون یا دو میوئون با بار مخالف در بازهٔ جرم ناوردای $m_{ll} \in (76, 106)$ با

شکل ۴ سمت چپ، جرم ناوردای دو لپتون را بعد از انتخاب رویدادها و به‌کارگیری برش‌ها برای سیگنال و زمینه‌ها نشان می‌دهد. سطح مقطع‌های مرتبه اول زمینه‌های مدل استاندارد با استفاده از ضرایب k به سطح مقطع‌های مرتبه بعد و بالاتر بهنجار شده‌اند. با استفاده از تعریف $k = \frac{\sigma_{\text{NLO}}}{\sigma_{\text{LO}}}$ برای عامل k ، ما برای ZZ ، WW ، WZ و tt مقدار k را به ترتیب

جدول ۱. تعداد رویدادهای سیگنال و رویدادهای زمینه‌ها برای کانال $l^+l^- + MET$ در انرژی $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ برای $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ بعد از اعمال برش‌هایی که در متن بالا ذکر شد، نشان داده شده است. سیگنال برای سطح مقطع 1 fb بهنجار شده است و همچنین $m_{DM} = 60 \text{ GeV}$ و $m_{DM} = 60 \text{ GeV}$ در نظر گرفته شده است.

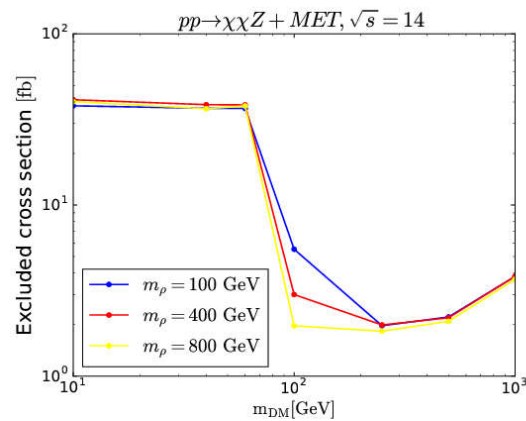
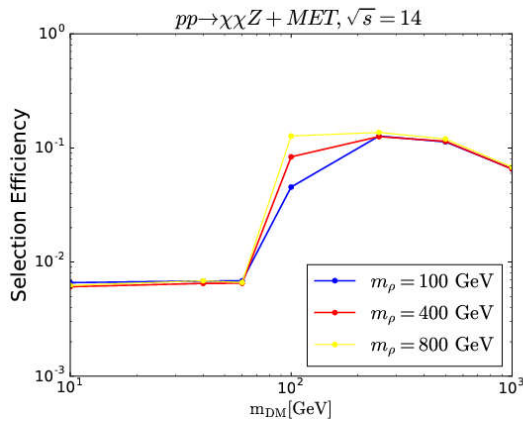
تعداد رویدادها پس از اعمال تمام برش‌ها	$pp \rightarrow ll + MET$
ZZ	$56/59 \pm 7/52$
WZ	$2/6 \pm 1/6$
WW	0 ± 0
tt	$72/81 \pm 8/53$
جمع کل زمینه‌ها	$132 \pm 17/65$
سیگنال	$652/0 \pm 25/5$

پیدا نشده است، برای به دست آوردن فضای پارامتر حذف شده با 95% مرتبه اطمینان (یا 2σ) و با چشمپوشی از خطاهای سیستماتیک، قدر^۲ را برای سیگنال S و زمینه کل B به صورت $S = S/\sqrt{S+B}$ تعریف می‌کنیم. در این مدل ما دیدیم به ازای $MET > 310 \text{ GeV}$ بیشترین بازدهی را برای سیگنال داریم. نتایج به دست آمده برای بازدهی سیگنال بر حسب جرم ماده تاریک در شکل ۵ برای نقاط مورد نظر نشان داده شده است. با در دست داشتن بازدهی سیگنال و تعداد رویدادهای زمینه کل و از آنجا که تعداد رویدادهای سیگنال به کمک رابطه $S = \epsilon_s \times \sigma_s \times \mathcal{L}$ به بازدهی سیگنال ϵ_s ، سطح مقطع سیگنال σ_s و تابندگی تجمعی \mathcal{L} مربوط می‌شود، می‌توانیم با قرار دادن $S \sim 2\sigma$ ، حد بالا برای سطح مقطع‌های سیگنال را به ازای چند نقطه در فضای پارامتر به دست آوریم. ما ابتدا حد بالا روی سطح مقطع سیگنال را برای $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ به دست می‌آوریم که نتایج مربوطه در شکل ۵ نشان داده شده است. اکنون برای درخشندگی $\mathcal{L} = 1 \text{ ab}^{-1}$ که 10 برابر درخشندگی قبلی است نیز می‌توان حد بالا برای سطح مقطع سیگنال را به دست آورد. در اینجا باید توجه داشته باشیم که میزان بازدهی سیگنال تغییری نمی‌کند؛ زیرا بازدهی نسبت سیگنال به زمینه است که با افزایش درخشندگی هر دو به یک نسبت تغییر می‌کنند و بنابراین بازدهی تغییر نمی‌کند. لذا کافی است مراحل

$1/68$ ، $1/2$ ، $1/79$ ، $[38]$ ، $1/5$ ، $[39]$ را انتخاب کرده‌ایم. همچنین در شکل ۴ سمت راست، توزیع انرژی عرضی گم شده برای سیگنال و زمینه‌ها بعد از اعمال برش‌ها نشان داده شده است. در تحلیل‌های انجام گرفته دریافتیم که در $MET > 310 \text{ GeV}$ و با اعمال برش روی جرم ناورد m_{ll} ، بیشترین حساسیت روی سیگنال را خواهیم داشت. در جدول ۱ تعداد سیگنال و زمینه‌ها را در انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ و درخشندگی تجمعی $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ به ازای پارامترهای جرمی $m_{DM} = 60 \text{ GeV}$ و $m_p = 400 \text{ GeV}$ نشان می‌دهیم. همچنین برای استفاده در تحلیل‌های پیش رو ما حساسیت را برای جرم‌های ماده تاریک، $m_{DM} = 10, 40, 60, 100, 250, 500, 1000 \text{ GeV}$ ، به ازای سه مقدار برای جرم ذره واسطه، $m_p = 100, 400, 800 \text{ GeV}$ ، به دست آورده‌ایم.

۳.۵. بازدهی و فضای پارامتر حذف شده^۱

در بخش حاضر نتایج اصلی در این پژوهش برای بازدهی‌ها، حد بالای سطح مقطع و حد بالا روی جفت شدگی $g_{\chi\chi}$ (جفت شدگی بین ماده تاریک و ذره هیگز) برای کانال $Z \rightarrow l^+l^-$ و اکشن $pp \rightarrow \chi\chi Z$ را با توجه به برش‌های گفته شده در متن بررسی می‌کنیم. با توجه به اینکه هنوز سیگنال تک Z در LHC



شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) سمت چپ: بازدهی سیگنال بر حسب جرم ماده تاریک برای سه جرم ذره واسطه نشان داده شده است. سمت راست: حد بالا برای سطح مقطع $\sigma(pp \rightarrow I^+ I^- \chi \bar{\chi})$ در انرژی $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ و درخشندگی تجمعی $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ در LHC نشان داده شده است.

است به ترتیب برابر 0.3363 ، 0.3366 ، و 0.3370 ٪ است. در شکل ۶ پربندهایی (خطوط توپر) را که دلالت بر حد بالای جفت شدگی g_χ در انرژی 14 TeV در LHC که از مطالعه تک Z با حالت نهایی $I^+ I^- + MET$ به دست آمده، آورده شده است. پربندها را برای دو مقدار از درخشندگی تجمعی، $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ و $\mathcal{L} = 1 \text{ ab}^{-1}$ ، به صورت تابعی از جرم ماده تاریک و جفت شدگی ترسیم کرده‌ایم. به علاوه ما در شکل ۶ نقاطی از فضای پارامتر در صفحه $m_\chi - g_\chi$ را نشان می‌دهیم (خطوط نقطه چین) که چگالی ماده تاریک فرمیونی در این مدل مسئول برآورده کردن تمام چگالی ماده تاریک مشاهده شده است $(\Omega_\chi = \Omega_{DM})$ ، یا اینکه تنها 10% از کل ماده تاریک مشاهده شده را تامین می‌کند $(\Omega_\chi = 0.1 \Omega_{DM})$. همچنین در صفحه $m_\chi - g_\chi$ برای $m_{DM} < m_h / 2$ ، برش مربوط به واپاشی نامرئی هیگز آورده شده است. شرط این که مدل تحت بررسی در محدوده اختلالی بماند موجب حذف مناطق با $g_\chi > 2\pi$ می‌شود. ابتدا به نتایج حاصل از $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ نگاه می‌کنیم. اگر $\Omega_\chi = \Omega_{DM}$ و یا $\Omega_\chi = 0.1 \Omega_{DM}$ در نظر گرفته شود، در هر صورت برای جرم ذره واسطه برابر $m_\rho = 400 \text{ GeV}$ ، قوی‌ترین حد روی جرم‌های ماده تاریک اعمال می‌شود؛ به طوری که جرم‌های ماده تاریک کمتر از حدود 80 GeV و کمتر از 90 GeV به ترتیب به ازای

بالا را تنها با تغییر درخشندگی تجمعی تکرار کنیم تا حد بالای سطح مقطع سیگنال را به دست آوریم.

همان طور که انتظار داریم مستقل از جرم ذره واسطه ρ ، بازدهی برای ماده تاریک با جرم بیشتر بهتر است. البته برای یک جرم معین از ماده تاریک، بازدهی با افزایش جرم ذره واسطه ρ افزایش می‌یابد.

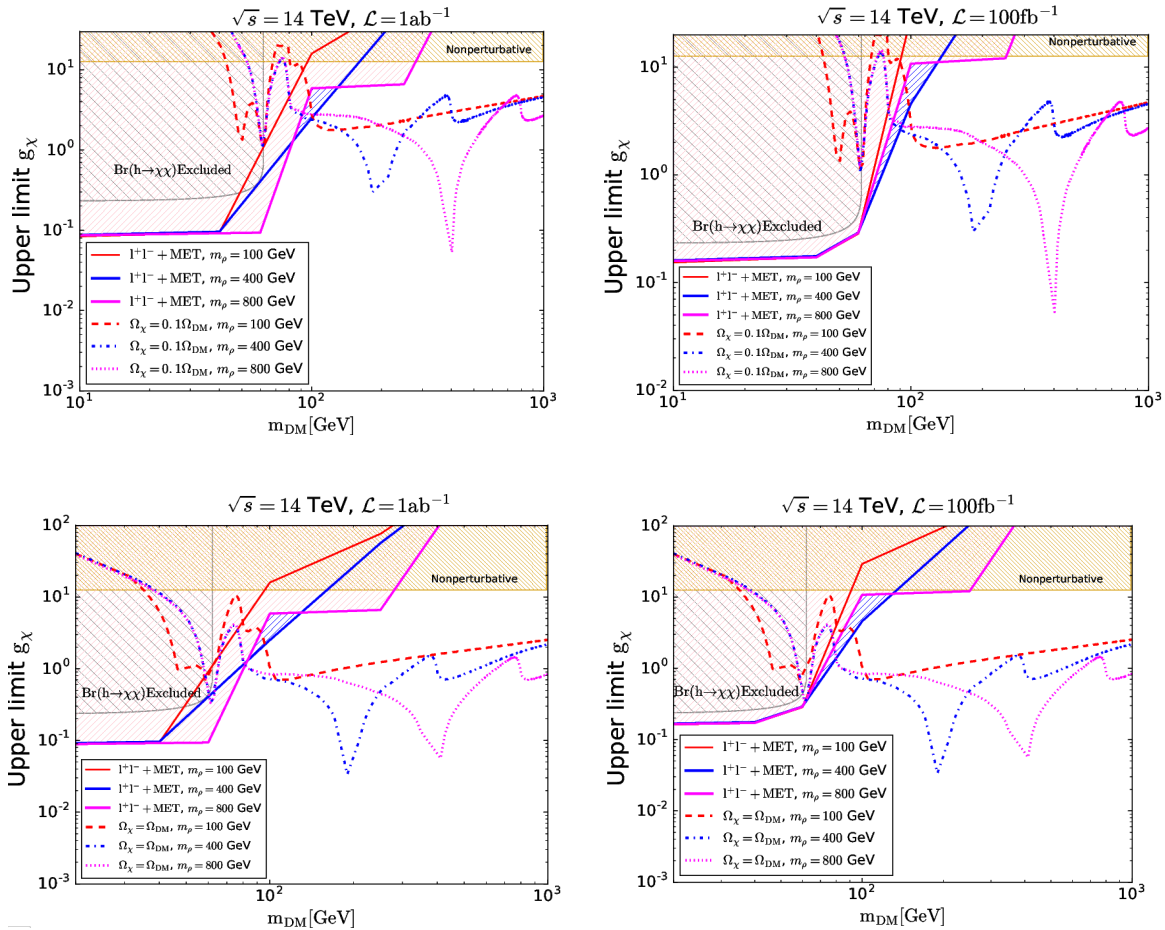
اکنون به سراغ محاسبه حد بالای جفت شدگی یوکاوا می‌رویم. ما حد بالا را در زاویه اختلاط $\sin\theta = 0.1$ به دست می‌آوریم. از آنجا که سطح مقطع سیگنال تولیدی متناسب با g_χ^2 است لذا با توجه به نتایج شکل ۳ و حدهای بالا روی $\sigma(pp \rightarrow I^+ I^- \chi \bar{\chi})$ در شکل ۵، می‌توان حد بالا روی g_χ برای نقاط مختلف را به دست آورد.

به عبارت دیگر حد بالای جفت شدگی یوکاوا را می‌توان با

$$\sigma^{up} \text{ استفاده از رابطه } g_\chi^2 = \frac{\sigma^{up}}{\sigma^{sig} \times Br} \text{ به دست آورد که در آن}$$

حد بالای سطح مقطع سیگنال که در شکل ۵ آورده شده‌اند و σ^{sig} سطح مقطع $pp \rightarrow Z \chi \bar{\chi}$ است که در شکل ۳ نتایج آن داده شد و Br نسبت انشعاب برای واپاشی $Z \rightarrow I^+ I^-$ است که جمع‌بندی روی هر سه لپتون را در نظر داریم. نسبت شاخه‌ای برای سه کانال واپاشی Z ، یعنی $Z \rightarrow e^+ e^-$ ، $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ و $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ با توجه به آنچه در PDG^۱ آمده

۱. Particle Data Group



شکل ۶. (رنگی در نسخه الکترونیکی) حساسیت‌های LHC در $\sqrt{s} = 14$ TeV در حالت نهایی برای $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ و $\mathcal{L} = 1 \text{ ab}^{-1}$. خطوط تو پر کانتورهای مطابق با ۹۵٪ مرتبه اعتماد هستند که جفت شدگی‌های بزرگ‌تر را محروم می‌کند و خطوط شکسته نقاط مانده در صفحه $m_\chi - g_\chi$ برای m_p های مختلف را نشان می‌دهد.

پروتون پروتون در LHC پرداختیم.

بررسی ما مربوط به کانال $l^+l^- + \text{MET}$ در حالت نهایی است. ما فرایندهای زمینه مدل استاندارد و رویدادهای سیگنال را برای نقاط مختلف در انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 14$ TeV با $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ بررسی کردیم. بازدهی، حد بالا روی سطح مقطع سیگنال و حد بالا روی جفت‌شدگی یوکاوا را برای $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ و $\mathcal{L} = 1 \text{ ab}^{-1}$ به دست آوردیم. نتایج اصلی ما در شکل ۶ آورده شده است که فضای پارامتر حذف شده توسط برش‌های حاصل از واپاشی نامرئی هیگز، شرط اختلالی مدل، چگالی مشاهده شده ماده تاریک و همچنین مطالعه تولید بوزون Z به علاوه ماده تاریک در LHC را نشان می‌دهد.

$\Omega_\chi = \Omega_{\text{DM}}$ و $\Omega_\chi = 0.1 \Omega_{\text{DM}}$ از فضای پارامتر مدل حذف می‌شوند. انتظار داریم در درخشندگی تجمعی $\mathcal{L} = 1 \text{ ab}^{-1}$ فضای پارامتر بزرگ‌تری حذف شود و این همان چیزی است که به سادگی در شکل ۶ شاهد آن هستیم.

۶. خلاصه و نتیجه‌گیری

ما مدلی با یک نامزد ماده تاریک فرمیونی که با بوزون هیگز مدل استاندارد از طریق اختلاط بین میدان شبه‌اسکالر یگانه واسطه و میدان هیگز برهم‌کنش می‌کند در نظر می‌گیریم. در این مدل ما به تولید حالت نهایی یک بوزون Z به همراه انرژی عرضی گم شده به خاطر تولید ماده تاریک در برهم‌کنش

مراجع

22. K Hamaguchi, S P Liew, T Moroi, and Y Yamamoto, *JHEP* **05** (2014) 086.
23. H An, L -T Wang, and H Zhang, *Phys. Rev. D* **89**, (2014) 115014.
24. CMS Collaboration, S Chatrchyan *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 2980.
25. N Zhou, Z Khechadorian, D Whiteson, and T M P Tait, *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014)151801. [Erratum: *Phys. Rev. Lett.* **114**, no. 22 (2015) 229901].
26. A Denner, S Heinemeyer, I Puljak, D Rebuszi, and M Spira, *Eur. Phys. J. C* **71** (2011) 1753.
27. ATLAS, CMS Collaboration, G Aad, *et al.*, arXiv:1606.02266 [hep-ex].
28. G Belanger, F Boudjema, A Pukhov, and A Semenov, *Comput. Phys. Commun.* **185** (2014) 960.
29. A Belyaev, N D Christensen, and A Pukhov, *Comput. Phys. Commun.* **184** (2013) 1729.
30. J Alwall, R Frederix, S Frixione, V Hirschi, F Maltoni, O Mattelaer, H S Shao, T Stelzer, P Torrielli, and M Zaro, *JHEP* **07** (2014) 079.
31. John Alwall, Michel Herquet, Fabio Maltoni, Olivier Mattelaer, Tim Stelzer, "MadGraph 5 : Going Beyond" arXiv:1106.0522 [hep-ph].
32. T Sjostrand, S Mrenna, and P Z Skands, *JHEP* **05** (2006) 026.
33. DELPHES 3 Collaboration, J de Favereau, C Delaere, P Demin, A Giammanco, V Lematre, A Mertens, and M. Selvaggi, "DELPHES 3", *JHEP* **02** (2014) 057.
34. M Cacciari, G P Salam, and G Soyez, *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 1896.
35. M Cacciari, G P Salam, and G Soyez, *JHEP* **04** (2008) 063.
36. E Conte, B Fuks, and G Serret, *Comput. Phys. Commun.* **184** (2013) 222.
37. B Dumont, B Fuks, S Kraml, S Bein, G Chalons, E Conte, S Kulkarni, D Sengupta, and C Wymant, *Eur. Phys. J. C* **75** no. 2, (2015) 56.
38. J Ohnemus, *Phys. Rev. D* **50** (1994) 1931.
39. F Maltoni, K Mawatari and M Zaro, *Eur. Phys. J. C* **74**, no. 1 (2014) 2710.
1. F Mayet, A M Green, J B R. Battat, and J Billard, arXiv phys. Rep. **629** (2016) 1.
2. Planck Collaboration, P A R Ade *et al.*, *Astrophys.J.Suppl.* **208** (2013) 19.
3. R Mandelbaum, U Seljak, G Kauffmann, C M. Hirata, and J Brinkmann, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc* **368** (2006) 715.
4. M Boylan-Kolchin *et al.*, *Astrophys.J.* **768** (2013) 140.
5. K Ghorbani, *JCAP* **1501** (2015) 015.
6. L Lopez-Honorez, T Schwetz, and J Zupan, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 179.
7. LUX Collaboration, D S Akerib *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 091303.
8. XENON100 Collaboration, E Aprile *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 181301.
9. J Billard, L Strigari, and E Figueroa-Feliciano, *Phys. Rev. D* **89** (2014) 023524.
10. Mariangela Lisanti, *J. Phys. G* **44** no. 10 (2017) 105004.
11. K Ghorbani, L Khalkhali, arXiv: 1608.04559 [hep-ph].
12. L Carpenter, A DiFranzo, M Mulhearn, C Shiminn, S Tulin, and D Whiteson, *Phys. Rev. D* **89** (2014) 075017.
13. A Berlin, T Lin, and L-T Wang, *JHEP* **06** (2014) 078.
14. N F Bell, J B Dent, A J Galea, T D Jacques, L M Krauss, and T J Weiler, *Phys. Rev. D* **86** (2012) 096011.
15. J M No, *Phys. Rev. D* **93** no. 3, (2016) 031701.
16. ATLAS Collaboration, *Phys. Rev. D* **90** no. 1 (2014) 012004.
17. N F Bell, Y Cai, and R K Leane, *JCAP* **1601** (2016) 051.
18. E Izaguirre, G Krnjaic, and B Shuve, *Phys. Rev. D* **90**, (2014) 055002.
19. Y Bai and J Berger, *JHEP* **11** (2013) 171.
20. Buchmueller, M J Dolan, S A Malik, and C McCabe, *JHEP* **01**, 037 (2015), arXiv:1407.8257 [hep-ph] .
21. M Papucci, A Vichi, and K M Zurek, *JHEP* **11**, (2014) 024.