مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱۷، شمارهٔ ۵، زمستان ۱۳۹۶

وهش فيرد

قیدهای تک Z روی مدل مادهٔ تاریک فرمیونی با واسطهٔ شبه اسکالر در LHC

کریم قربانی و لیلا خلخالی

گروه فیزیک، دانشکدهٔ علوم، دانشگاه اراک، اراک

دريافت مقاله: ١٣٩٥/١١/١٢ ؛ دريافت نسخهٔ نهايي: ١٣٩۶/٠٢/١٧)

چکیدہ

در این پژوهش ما رد پای تولید یک بوزون Z به همراه یک زوج از مادهٔ تاریک را در چارچوب یک مدل مادهٔ تاریک باز بهنجارش پذیر در LHC مطالعه میکنیم. ما به فرایندهای با MET + ¹/¹ در حالت نهایی نگاه میکنیم. رویدادهای سیگنال و زمینه را در انـرژی مرکـز جـرم ۱۴ TeV شبیهسازی میکنیم. سپس حساسیت LHC برای چند نقطه از فضای پارامتر مدل را برای دو درخشندگی تجمعی ^{۱-} b ا سال عال و تخمین میزنیم. هدف اصلی ما در این پژوهش مقید کردن جفتشدگی یوکاوای مربوطه با در نظر گرفتن رد پای تولید یک بوزون Z بـه علاوه مادهٔ تاریک، اندازه گیریهای پهنای واپاشی نامرئی هیگز، چگالی مشاهده شدهٔ مادهٔ تاریک و فیزیک هیگـز، میباشـد. در پایـان نقـاطی از فضـای پارامتر مدل باقی میماند که با تمام برش های ذکر شده در بالا سازگار هستند.

واژههای کلیدی: مادهٔ تاریک، برخورد دهندهٔ LHC، جفت شدگی یوکاوا، درخشندگی تجمعی

۱. مقدمه

مشاهدات کیهان شناسی دلالت بر این دارد که بیشترین مادهٔ موجود در عالم مادهٔ تاریک است. علت این نامگذاری این است که مادهٔ تاریک هیچ نوری از خود ساطع نمی کند. دلایل محکمی وجود دارد که حدود ۲۷٪ ماده در عالم از ذرات پایدار یا ذرهای با طول عمر زیاد که مادهٔ تاریک نام دارد ساخته شده است [۱ و ۲]. این اندازه گیری دقیق روی سازوکار تولید مادهٔ تاریک در جهان اولیه و سطح مقطع برهم کنش های آن برش می گذارد. این واقعیت که هالهٔ مادهٔ تاریک که کشانها را احاطه می کند و اندازهٔ آن در فاصلهای

ورای نقاط قابل مشاهدهٔ کهکشانها بسط پیدا میکند، دال بر این است که مادهٔ تاریک برهمکنش های پراکندگی ضعیفی را تجربه میکند [۳ و ۴].

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



برهمکنش ضعیف است که ویمپ^۱ نامیده می شود [۵، ۶]. جستجوی مادهٔ تاریک وجه اشتراک اختر فیزیک و فیزیک ذرات است. در اختر فیزیک تاثیر گرانشی مادهٔ تاریک در همهٔ مقیاس ها ظاهر می شود (از کهکشان ها گرفته تا ساختارهای بزرگ مقیاس)، در حالی که در مدل های ورای مدل استاندارد وجود ذرهای با خواص ویمپ پیشنهاد می شود.

جستجو برای مادهٔ تاریک به دو دستهٔ آشکار ساژی مستقیم و آشکار سازی غیرمستقیم تقسیمبندی می شود. در آشکار سازی مستقیم که ذرات مادهٔ تاریک به شکل ویمپ در نظر گرفته می شوند، پراکندگی کشسان مادهٔ تاریک از هسته بررسی می شود. در اینجا آزمایش هایی برای اندازه گیری انرژی پسرزنی هستهها که ناشی از پراکندگی ماده تاریک از هسته هاست، طراحی شده است. آزمایش XUX [۷] و همین طور آزمایش ۱۰۰ XENON [۸] بر این مبنا طراحی شدهاند. هم اکنون چندین آزمایش آشکار سازی مستقیم دیگر مثل مربوط به آشکار سازی مستقیم به ویمپها با توجه به دو دسته پس زمینه در نظر گرفته می شود: زمینه تقلیل پذیر (ناشی از رویدادهای محیطی) و زمینه تقلیل ناپذیر (مانند رویدادهای نوترینو)، که ممکن است خود را به شکل رویدادهای WIMP

ویمپها می توانند به طور کشسان از یک هسته از طریـق مبادلهٔ یک اسکالر پراکنده شوند که به آن برهمکـنش مسـتقل از اسپین گفته می شود. اگر ویمپ از طریق یک برهمکنش از نـوع شبه برداری پراکنده شود به آن برهمکنش وابسته به اسپین گفته

میشود و در آن پراکندگی فقط وقتی اتفاق میافتـد کـه اسـپین هسته غیرصفر باشد. در شکل ۱ به طور طرحوارهای تفاوت یک پراکندگی کشسان و یک پراکندگی غیرکشسان مادهٔ تاریک نشان داده شده است. نتایج آزمایشگاهی کنونی محدودیتهایی روی سطح مقطع پراکندگی آشکار سازی مستقیم، از نـوع مسـتقل از اسپین، می گذارد. حدهای بالا روی سطح مقطع پراکندگی کشسان مادهٔ تاریک، می تواند فضای پارامتر مدل های نظری ورای مدل استاندارد را قویا مقید کند. در این لازم است تاکیـد کنیم در صورت وجود نوع خاصی از برهمکنش ها بین مادهٔ تاریک و هسته اتمی، سطح مقطع پراکنـدگی بسیار کوچـک خواهد بود و بنابراین حدهای بالای به دست آمده توسط آزمایش های مستقیم فضای پارامتر را مقید نمیکند. در ایـن پژوهش نوع برهمکنش ماده تاریک با هسته اتمی از نوع شـبه-اسکالر است و همان طور که در [۵] نشان داده شده است در این نوع برهمکنش، فضای پارامتر توسط آزمایش های مستقیم مقيد نمي شود.

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

^{1.} Weakly Interacting Massive Particle

انرژی گم شده به انرژیای گفته می شود که در آشکار ساز ذرات ذخیره نمی شود، ولی به خاطر قوانین بقای انرژی و تکانه وجود آنها ضروری است. انـرژی گـم شـده معمـولاً 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'، تکانهٔ اولیهٔ پارتونهای برخورد کننده در راستای باریکه مشخص نیست چون تمام پارتون ها که یک پروتون را میسازند در این تکانه سهیم هستند. با این وجود ما مىدانيم تكانه عرضى كل اوليه صفر است. بنابراين مي توانيم تكانه عرضي گم شده را كه به دنبال آن هستيم به صورت $E_T^{miss} = -\sum \vec{p}_i$ تعریف کنیم که جمع بندی 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 نمی شوند. گاهی اوقات به E^{miss} انرژی عرضی گم شده^۲ یا MET نیز گفته می شود. انرژی عرضی گم شدہ تنها وقتی با تکانے 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 کے انرژی گم شدہ راہی برای جستجوی رویدادهای مربوط به تولید ذرات ماده تاریک یا ذرات سبک ابر تقارن باشد.

جستجوی مادهٔ تاریک از طریق وجود یک ذرهٔ X در حالت نهایی، تاریخی طولانی دارد. این ذرهٔ X پس زده می تواند ذره هیگز h [۱۰۰–۱۳]، بوزن Z [۱۴–۱۶]، بوزون W [۱۷] و یا کوارک b [۱۸] باشد. در این کار ما به رویدادهای با ذرهٔ Z در حالت نهایی نگاه می کنیم. 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 شده مدلهای بهنجار پذیر هستند و کمک می کنند تا سینماتیک تولید

مادهٔ تاریک در LHC را به طور دقیق مطالعه کنیم. به عنوان مثال در [۱۴] مدلی با یک ذره اسکالر که تحت تقارن پیمانهای ر(۳) SU(۳) باردار است و نقش ذرهٔ واسطه در برهمکنش مادهٔ تاریک فرمیونی از نوع مایارونا با نوکلئون های هسته اتمی را بازی میکند برای مطالعهٔ تک Z ^۳در نظر گرفته شده است. نقاطی در فضای پارامتر مدل پیدا شده است که میتواند منجر نقاطی در فضای پارامتر مدل پیدا شده است که میتواند منجر آمده از دادههای SH ملاحظهای در مقایسه با زمینههای به دست آمده از دادههای LHC شوند. با توجه به اینکه هنور گزارشی دربارهٔ مشاهدهٔ تک Z در LHC مشاهده نشده است، ما در این پژوهش فضای پارامتر حذف شده با ۹۵٪ مرتبه اطمینان یا

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 می شوند، 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، ۲۲].

هر چند ما میدانیم که مادهٔ تاریک ذرمای 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^۴ توسط WMAP و ماهوارهٔ پلانک را در اختیار داریم:

 $\Omega h^{r} = {}^{n}/119^{+} \pm {}^{n}/119^{+} + {}^{n}/119$

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

^{1.} Large hadron collider (LHC)

Y. Missing Transverse Energy (MET)

۳. Mono-Z

۴. Relic density

مادهٔ تاریک فرمیونی و یک ذرهٔ مبادلهای شبه اسکالر بسط میدهیم. مادهٔ تاریک فرمیونی مستقیماً با یک شبه اسکالر حقیقی یگانه، ۵، از طریق عملگر پ^۵۲۵ برهمکنش میکند. از آنجا که میخواهیم مدلمان باز بهنجار پذیر باشد، ناوردای پیمانهای بودن این امکان را میدهد که تنها جمله برهمکنشی بین شبه اسکالر یگانه و هیگز مدل استاندارد به شکل بین شبه اسکالر یگانه و هیگز مدل استاندارد به شکل طریق کانال یگانه و هیگز مدل استاندارد به رک از رازی مرکز جرم ۲۹۷ ۲ در حالت نهایی را در CHL و در انرژی مرکز جرم ۲۹۷ ۲ بررسی میکنیم. هدف اصلی در این کار این است که فضای پارامتر قابل قبول مدل، پس از این کار این است که فضای پارامتر قابل قبول مدل، پس از اندازه گیریهای فیزیک هیگز، پهنای واپاشی نامرئی هیگز و اندازه گیریهای فیزیک هیگز، پهنای واپاشی نامرئی هیگز و اندازه گیری های فیزیک هیگز، پهنای واپاشی نامرئی هیگز و

در بخش های بعد به ترتیب ابتدا یک مدل ماده تاریک باز بهنجار پذیر را معرفی میکنیم. سپس راجع به تمام برش های مربوط به مدلمان بحث میکنیم و در ادامه حساسیتهای LHC به رد پای تک Z در دو مقدار درخشندگی تجمعی ⁽⁻¹ab = *L* و ⁽⁻¹ soft) - *L* را بررسی میکنیم. در پایان نتیجه گیری میکنیم.

۲. مدل مادهٔ تاریک فرمیونی

مدلی که در اینجا در نظر میگیریم [۵]، بسط بازبهنجار پذیری از لاگرانژی مدل استاندارد با دو میدان اضافه است، یک میدان فرمیونی دیراک χ که معرف مادهٔ تاریک است و یک میدان شبه اسکالر S که به عنوان ذرهٔ مبادلـهای عمل میکنـد. ایـن میدان های جدید یگانههای پیمانهای مـدل استاندارد هستند و میدان فرمیونی تحت تقارن سرتاسری M(1) ناوردا است. از آنجا که همه میدانهای مـدل استاندارد تحت ایـن تقارن تنها از طریق بخش هیگز برهمکنش میکنند. لاگرانژی کـل بـه صورت جمع اجزاء آن چنین است: (۲) که در لاگرانژی K_{Dark} میدان یگانهٔ دیراک به عنـوان ذرهٔ مـادهٔ

تاریک معرفی میشود و به علت فرض تقارن سرتاسری

U(۱)_{DM} فرمیون مادهٔ تاریک هیچ اختلاطی با فرمیونهای مدل استاندارد ندارد و داریم:

$$\mathcal{L}_{\text{Dark}} = \overline{\chi} (i \gamma^{\mu} \partial_{\mu} - m_{\text{D}}) \chi , \qquad (\Upsilon)$$

$$\mathcal{L}_{S} = \frac{1}{\gamma} (\partial_{\mu} S)^{\gamma} - \frac{m_{\bullet}^{\gamma}}{\gamma} S^{\gamma} - \frac{\lambda}{\gamma \gamma} S^{\gamma} , \qquad (\Upsilon)$$

لاگرانژی برهمکنش شامل یک جملهٔ یوکاوای شبه اسکالر و یک جملهٔ برهمکنشی دیگر است که دوگانهٔ هیگز مدل استاندارد و یگانهٔ شبه اسکالر را شامل می شود:

$$\mathcal{L}_{int} = -ig_{\chi}S\overline{\chi}\gamma^{\Delta}\chi - \lambda_{\gamma}S^{\gamma}H^{\dagger}H , \qquad (\Delta)$$

میدان هیگز، H، یک دوگانهٔ اسکالر $SU(r)_L$ است. از طرف دیگر پتانسیل هیگز مدل استاندارد به شکل زیر است: $V_H = \mu_H^{\gamma} H^{\dagger} H + \lambda_H (H^{\dagger} H)^{\gamma}$, (۶) میدان هیگزیک مقدار انتظاری خاله، vev، به مقدار میدان هیگزیک مقادار انتظاری خاله، vev، به مقارن الکترو ضعیف است. افت و خیز حول مقدار انتظاری خالهٔ به صورت زیر نوشته می شود:

تقارن سرتاسری U(۱)_{DM} حتی بعد از شکست خود بـه خـود تقارن پایسته است و بنابراین پایداری که شرط لازم نامزد مـادهٔ تاریک است برقرار میماند.

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \mathbf{H}}\Big|_{\langle H \rangle = {^{\mathbf{V}}}_{\mathbf{H}} / \sqrt{\mathbf{v}}} = \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \mathbf{S}}\Big|_{\langle S \rangle = {\mathbf{v}}_{\mathbf{S}}} = \circ , \qquad (\mathbf{A})$$

با جایگذاری مقادیر انتظاری خلاً خواهیم داشت:

$$m_{*}^{\gamma} = -\frac{\lambda}{\varsigma} v_{S}^{\gamma} - \lambda_{\gamma} v_{H}^{\gamma} , \qquad (1 \circ)$$

$$\mu_{H}^{\textrm{r}}=-\lambda_{H}v_{H}^{\textrm{r}}-\lambda_{\textrm{r}}v_{S}^{\textrm{r}}\ , \tag{11}$$

همچنین با دو بار مشتق گیری از پتانسیل نسبت به s و ĥ عناصر ماتریس جرم به صورت زیر به دست می آید:

www.SID.ir

Downloaded from ijpr.iut.ac.ir at 9:43 IRST on Saturday February 24th 2018

ذرۂ

$$\Gamma_{inv} = \frac{g_{\chi}^{r} m_{h} \sin^{r} \theta}{\sqrt{\pi}} \left(v - \frac{{}^{r} m_{\chi}^{r}}{m_{h}^{r}} \right)^{1/r}.$$
 (YY)

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 میگز میگذارد. است است می دهد [۲۵]. با به کارگیری این برش حد بالایی برای جفت شدگی هیگز – مادهٔ تاریک و زاویهٔ اختلاط به دست میآوریم:

$$\left|g_{\chi} tan\theta\right| < \frac{\Lambda/\Lambda (MeV)^{1/\gamma}}{(m_{h}^{\gamma} - \gamma m_{\chi}^{\gamma})^{1/\gamma}}, \qquad (\Upsilon\Upsilon)$$

که برای به دست آوردن این نتیجه از پهنای واپاشی هیگز یعنـی ۴ = ۲SM در مدل استاندارد استفاده کردهایم [۲۶].

$$\mu_i^{\rm f} = \frac{(\sigma_i \times {\rm BR}^{\rm f})_{\rm Exp}}{(\sigma_i \times {\rm BR}^{\rm f})_{\rm SM}},\tag{74}$$

که تولید هیگز از طریق کانال i با σ_i نشان داده میشود و BR^f نسبت انشعاب واپاشی هیگز به ذرات مدل استاندارد در حالت نهایی f میباشد. نتیجهٔ تجربی به دست آمده از همهٔ کانالهای تولید و واپاشی مقدار $1/0 \pm 9/0 = \mu$ میباشد. مقدار نظری $\mu = 1/0 + 1/0 \pm 0$ میباشد. همهٔ کانالهای تولید و واپاشی مقدار $1/0 \pm 9/0 + 1/0 \pm 0$ میباشد. همهٔ کانالهای تولید و واپاشی مقدار $1/0 \pm 0/0 + 1/0 \pm 0$ میباشد. که پهنای واپاشی مقدار نظری اید در این کار برای وقتی که پهنای واپاشی مقدار نظری از پهنای واپاشی مقدار نظری اید در این کار برای وقتی که پهنای واپاشی مقدار نظری اید در این کار برای وقتی که پهنای واپاشی مقدار نظری اید در این کار برای وقتی که پهنای واپاشی مقدار نظری میگز به ذرات ماده تاریک بسیار کوچکتر از پهنای واپاشی مقدار در میگر باشد تقریبا برابر 0 به مقادیر کوچکتر از مارد در از 1/0

$$m_{S}^{Y} = \frac{\partial^{Y} V}{\partial s^{Y}} = \frac{i}{r} \lambda v_{S}^{Y}, \qquad (1Y)$$

$$\mathbf{m}_{\tilde{\mathbf{h}}}^{\mathsf{Y}} = \frac{\partial^{\mathsf{Y}} \mathbf{V}}{\partial \tilde{\boldsymbol{h}}^{\mathsf{Y}}} = {}^{\mathsf{Y}} \lambda_{\mathsf{H}} \mathbf{v}^{\mathsf{Y}}, \qquad (1\mathsf{Y})$$

$$\mathbf{m}_{\tilde{\mathbf{h}},\mathbf{s}}^{\mathsf{Y}} = \frac{\partial^{\mathsf{Y}} \mathbf{V}}{\partial \mathbf{s} \partial \mathbf{h}} = \mathsf{Y} \lambda_{\mathsf{Y}} \mathbf{v}_{\mathsf{S}} \mathbf{v}. \tag{14}$$

همچنین ویژه حالتهای جرم را با h و p نشان میدهیم که به صورت زیر تعریف می شوند:

$$\mathbf{h} = \sin \theta \, \mathbf{s} + \, \cos \theta \, \tilde{\mathbf{h}} \, , \tag{10}$$

$$\rho = \cos\theta s - \sin\theta \tilde{h}, \qquad (19)$$

$$\tan \theta = \frac{y}{1 + \sqrt{1 + y^{\mathsf{r}}}}, \ y = \frac{\mathsf{r} \, m_{\tilde{h},s}^{\mathsf{r}}}{m_{\tilde{h}}^{\mathsf{r}} - m_{s}^{\mathsf{r}}},$$
(1V)

$$m_{h,\rho}^{\gamma} = \frac{m_{\tilde{h}}^{\gamma} + m_{s}^{\gamma}}{\gamma} \pm \frac{m_{\tilde{h}}^{\gamma} - m_{s}^{\gamma}}{\gamma} \sqrt{1 + y^{\gamma}} , \qquad (1\Lambda)$$

$$\lambda_{\rm H} = \frac{m_{\rho}^{\rm Y} \sin^{\rm Y}\theta + m_{\rm h}^{\rm Y} \cos^{\rm Y}\theta}{{}^{\rm Y} {\rm v}_{\rm H}^{\rm Y}}, \qquad (14)$$

$$\lambda = \frac{m_{\rho}^{\mathsf{Y}} \cos^{\mathsf{Y}} \theta + m_{h}^{\mathsf{Y}} \sin^{\mathsf{Y}} \theta}{v_{S}^{\mathsf{Y}} / \mathfrak{r}}, \qquad (\mathsf{Y} \circ)$$

$$\lambda_{1} = \frac{m_{\rho}^{r} - m_{h}^{r}}{{}^{r}v_{H}v_{S}} sinr\theta. \tag{(1)}$$

فضای پارامتر این مدل شامل پنج پارامتر شامل $v_{\rm S}$ ، θ ، $v_{\rm S}$ ، η ، $p_{\rm p}$ $m_{\rm p}$ و m_{χ} است. همچنین پایداری پتانسیل محدودیت هایی را به صورت $v_{\chi} > v_{\chi}$, $\lambda > v_{\chi}$, $\lambda > v_{\chi}$ به صورت $v_{\chi} > v_{\chi}$, $\lambda > v_{\chi}$, $\lambda_{\rm H} > v_{\chi}$ تحمیل می کند. در ضمن مدل با برش π π

۳. برشهای ناشی از واپاشی هیگز و فیزیک هیگـز روی مدل

در ایـن مـدل بـرای وقتـی m_x <m_h /۲ باشـد، هیگـز مـدل

۴. چگالی مادهٔ تاریک

روایت مادهٔ تاریک در فرایند یخ زدگی ^۱ مربوط به جهان اولیه و پس از مهبانگ میباشد که چگالی محیط زیاد بوده و با وجود برهمکنش ضعیف و سطح مقطع خیلی کوچک ماده معمولی با ماده تاریک، مادهٔ تاریک میتوانسته تولید شود و به تعادل ترمودینامیکی با مادهٔ معمولی برسد. حال سؤال اینجاست که با گذشت زمان و انبساط جهان و خارج شدن ذرات ماده تاریک از تعادل ترمودینامیکی چه اتفاقی میافتد؟ نابودی زوج ماده تاریک به زوج مادهٔ مدل استاندارد ($\overline{X} \leftarrow \overline{X}$) و برعکس نقش مهمی در برداشت ما از جهان اولیه بر اساس معادلهٔ بولتزمن دارد. دلیلش هم اینست که فقط تولید و نابودی ذرات، تعداد ذرات ماده تاریک در حجم همراه^۲ را تغییر میدهد.

در تعادل ترمودینامیکی، آهنگ نابودی ذرات ماده تاریک با آهنگ تولید آنها یکسان است. با انبساط جهان و سرد شدن آن دما به نقطهای میرسد $(m_{DM} \gg T)$ که در آن برهم کنش های ماده تاریک اصطلاحاً یخ میزنند. در دمای یخزدگی آهنگ نابودی ذرات مادهٔ تاریک کمتر از آهنگ انبساط جهان یعنی پارامتر هابل می شود. از طرف دیگر در دمای سکان پذیر نیست تولید مادهٔ تاریک با توجه به معادلهٔ بولتزمن امکان پذیر نیست زیرا فقط کسر کوچکی از ذرات مدل استاندار، زوج \overline{X} ، انرژی جنبشی کافی برای تولید زوج مادهٔ تاریک را دارند. بعد از یخ زدگی، چگالی تعداد χ n با زمان به طور مجانبی ثابت باقی می ماند. بنابراین ما می توانیم چگالی فعلی مادهٔ تاریک را با

با توجه به مطالب بـالا تحـول زمـانی چگـالی تعـداد مـادهٔ تاریک یگانه وقتی از حالت تعادل عبور میکند توسـط معادلـهٔ بولتزمن داده میشود:

 $\frac{dn_{\chi}}{dt} + r Hn_{\chi} = - \langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle \left[n_{\chi}^{r} - \left(n_{\chi}^{eq} \right)^{r} \right]. \tag{7a}$

در این معادله <σ_{ann} v_{rel} > متوسط گرمایی حاصل ضرب سطح مقطعهای نابودی مادهٔ تاریک در سرعت نسبی است و n_{eq} تعداد کل ذرات χ در تعادل ترمودینامیکی است.

نتایج پلانک و WMAP چگالی مادهٔ تاریک را در بازهٔ نتایج پلانک و WMAP چگالی مادهٔ تاریک را در بازهٔ پارامتر مدل را محدود میکند. در این پژوهش برای به دست آوردن چگالی مادهٔ تاریک از نرمافزار micrOMEGAs[۲۸] استفاده میکنیم که با به کارگیری نرمافزار CalcHEP[۲۹] سطح مقطعهای نابودی مادهٔ تاریک را محاسبه میکند. برای بررسی بیشتر جزییات پدیده شناسی مادهٔ تاریک در این مدل میتوانید به مقالهٔ [۵] رجوع کنید.

۵. رد پای تک Z در LHC

۵. ۱. نرمافزاهای محاسباتی و شـبیهسـازی رویـدادهای سیگنال و زمینه

در این بخش ما حساسیت LHC به رویدادهای تک Z به اضافهٔ انرژی عرضی گم شده در انرژی مرکز جرم TeV انرژی مرکز جا م برای دو مقدار درخشیندگی تجمعی، $\mathcal{L} = 1 \circ \circ \mathrm{fb}^{-1}$ و ل ابتدا لاگرانے میکنیم. برای این کار ابتدا لاگرانے میک $\mathcal{L} = 1 \text{ ab}^{-1}$ را به کمک نرمافزار FeynRules به صورت فرمت مناسب برای مولدهای المان ماتریسی درمی آوریم که معروف به UFO" است. سپس برای تولید رویدادهای زمینه و سیگنال در مرتبهٔ اول در بسط اختلالی ازنرمافزار MadGraph5aMC@NLO [۳۱، ۳۰] استفاده میکنیم که چارچوبی منحصر به فرد برای محاسبه رویدادهای سخت در مرتبهٔ 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 نرمافزار Delphes 3 [۳۳] کمک می گیریم کے خود از Fastjet [۳۴] با R = ۰٫۵ استفاده می کند تا امکان تولید جت (فواره) با استفاده از الگوریتم anti-kt [۳۵] را داشته باشد. برای استفاده از توزیع پارتونی مناسب به کتابخانهٔ LHAPDF نیاز داریم که ما از توزیع پارتونی پیش فـرض در MadGraph یعنـی nn23lo1 برای محاسباتمان استفاده کردهایم.

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

۱. Freeze-out

Y. Comoving volume

۳. Universal Feynman output



شکل ۲. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) نمودارهای فاینمن مربوط به تولید تک Z برای فرایند pp → χχZ در LHC دایرههای مشکی معرف رأس برهمکنش بین p, h با ذرات ماده تاریک است.



شکل ۳. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) سطح مقطع تولید تک Z از طریق فرایند pp → χχZ در انرژی s = ۱۴ TeV به ازای مقادیر مختلف پارامترها نشان داده شده است.

آنالیزها استفاده می کنیم که ابزاری برای آنالیز فایـلهای تولیـد شده توسط MadGraph در مرتبههای پارتونی، هادرونی یا پس از شبیهسازی آشکار ساز میباشد. همچنین به کمک آن می توان انواع بـرشهای انتخابی روی رویـدادها را گذاشت و بـرای توزیعهای متفاوت نمودار تولید کرد و نتایج را به کمک جدولی که برای نسبت S/8 را به دست میدهد، بررسی کرد. فرمتهای پشتیبانی شـده در ایـن کـد عبارتنـد از LHCO، فرمتهای پشتیبانی شـده در ایـن کـد عبارتنـد از LHCO، مرحله پدیده شناسی را می توان به صورت زیر خلاصه کرد: Lagrangian → FeynRules → MadGraph → Partonshowering → Hadronization → Detector Simulation → Data Analysis → MadAnalysis → Phenomenology. در این کار ما سطح مقطع رویـدادهای سـیگنال و زمینـه را بـا کمک کد MadGraph در مرتبهٔ اول محاسبه میکنیم، ولی بـرای سطح مقطعهای رویـدادهای زمینـه با اسـتفاده از ضـرایب k

مناسب، أنها را به محاسبات مراتـب بـالاتر بهنجـار مـيكنـيم.

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

نمودارهای فاینمن برای فرایند سیگنال که یک جفت از ذرهٔ مادهٔ تاریک به اضافهٔ Z در حالت نهایی است در سطح پارتونی در شکل ۲ نشان داده شده است. ایـن فراینـد از همجوشی کوارک و پـاد- کـوارک در برخوردهای پروتـون – پروتـون از طریق کانال s و t و u ایجاد میشود. نتایج عددی سطح مقطع سیگنال برای نقاط مختلف در انرژی مرکز جرم ۴۰۲ ها $\sqrt{s} = 14$ TeV میگنال برای نقاط مختلف در انرژی مرکز جرم ۳۰ مقطع است. ایـن نتایج عددی سطح مقطع شده است. ایـن فراینـد از همجوشی مقطع ایـی کانال ماده شده است. ایـن ماده با معنان داده شده مقطع میگنال برای نقاط مختلف در انرژی مرکز جرم ۳۰ ماده شده است. ایـن نتایج وابستگی است. ایـن نتایج عددی سطح مقطع بر حسب تابعی از جرم مادهٔ تاریک در شکل ۳ نشان داده شده است. این نتایج وابستگی است. ایـن نتایج وابستگی است. ایـن نتایج وابستگی است. ایـن نتایج وابستگی است. ایـن نتایج وابستگی ماده است. ایـن نتایج وابستگی است. ایـن نتایج وابستگی شـدید سطح مقطع سیگنال بـه جـرم ذرهٔ واسـطه را وقتی شـدید سطح مقطع میکنان میدهد. ما در ادامهٔ محاسبات. مان



شکل ۴. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) برای کانال HET + MET در انرژی مرکز جرم s = ۱۴ TeV با درخشندگی تجمعی ¹⁻l e ۱۰۰ f b ، در شکل سمت چپ جرم ناوردا برای ¹⁺¹ و در شکل سمت راست توزیع انرژی عرضی گم شده برای سیگنال و زمینه ها به تفکیک، بعد از اعمال برش هایی که در متن بالا گفته شد رسم شده است. سیگنال به سطح مقطع ۱ fb بهنجار شده است.

حساســيت LHC در کانــال واپاشــی [−]*l*⁺*l* → Z را تخمــين خواهيم زد.

۵. ۲. کانال واپاشی لپتونی

با توجه به اینکه سیگنال ما به شـکل (¬P→Z_{XX}(Z→l⁺l⁻) و pp→Z_{XX}(Z→l⁺l⁻) است، زمینههای مرتبط ناشی از رویدادهای زیر در برخوردهای پروتون پروتون میباشد:

۱. حالت نهایی ZZ با ⁻¹*l*⁺*l* ∈ Z و Z → Z ≥ ه یک زمینـهٔ
 تقلیل ناپذیر است و در شکل ها با ZZ نشان داده شده است.

. حالت نهایی WW با $W^+ \to l^+ v_l$ و $\overline{v_l} \to W^-$. این هم یک زمینهٔ تقلیلناپذیر است و در شکلها با WW نشان داده شده است.

. حالت نهایی WZ با $W^+ \to l^+ v_l$ یا $W^- J^- \to -W^-$ و X. حالت نهایی Z با $L^+ l^-$ و در $Z \to l^+ l^-$

ب الت نهایی \overline{t} با $bW^+ \to bW^+$ که $W^+ \to l^+ v_l$ و $\overline{t} \to bW^-$. $\overline{t} \to \overline{b}W^-$ از مهمترین زمینه های تقلیل $\overline{t} \to \overline{b}W^-$ پذیر است و در شکل ها با tt نشان داده می شود.

ما در تحلیل خود رویدادهایی متشکل از دو الکترون یا دو میوئون با بار مخالف در بازهٔ جرم ناوردای (۷۶٬۱۰۶) = m_{ll} با

 $P_T^l > ro GeV$ به ذکر است که تولید $P_T^l > r_0$ بر ا انتخاب می کنیم. لازم به ذکر است که تولید Z+jet نیز در اصل می تواند سهمی در تولید زمینه MET داشته باشد که جتها به خاطر عدم اندازه گیری در آشکار ساز نقش MET را بازی می کنند. اما در حقیقت زمینه z+jet از لحاظ سینماتیکی با سیگنال ما $\chi + \chi$ تفاوت دارد و می توان به آسانی با انتخاب برش های مناسب این زمینه را بسیار کاهش داد. با توجه به اینکه برنامه آشکار ساز Delphes تنها جفت لپتونهایی را می شمارد که داخل یک مخروط با ۵. > A باشند، در نتیجه همان طور که در [۱۴] بحث شده است، در مقایسه با رویدادهای سیگنال، در غالب رویدادهای z+jet بل MET - ۱۵۰GeV می ناشی از رویدادهای تایند برش مذکور روی A را متقاعد کنند و بنابراین حذف می شوند. در این مقاله که ملاحظه خواهد شد در آنالیزها MET > ۲۱۰۰GeV دات.

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 مرتبهٔ بعد و استاندارد با استفاده از تعریف $\frac{\sigma_{\rm NLO}}{\sigma_{\rm LO}}$ برای عامل k ما برای WZ، ZZ WW و th مقدار k را به ترتیب

Rapidity

9VV

ـرای ۲ ^{ــ} L=۱۰۰fb بعــد از	در انـرژی $v_{ m s}$ =۱۴ TeV در ا $l^+l^-+{ m N}$	رویدادهای زمینهها بـرای کانـال IET	جدول ۱ . تعداد رویدادهای سیگنال و
چنین m _{DM} = ۶۰ GeV و	مطح مقطع fb بهنجار شده است و همچ	.د. نشان داده شده است. سیگنال برای س	اعمال برشهایی که در متن بالا ذکر ش
		ه است.	m _{DM} = ۶۰ GeV در نظر گرفته شد

$pp \rightarrow \ell \ell + MET$	تعداد رویدادها پس از اعمال تمام برشها
ZZ	$\delta r_{0} = v_{0} = v_{0}$
WZ	ϒ៸۶±١៸۶
WW	°±°
tt	$\vee r_{/} \wedge 1 \pm \wedge_{/} \Delta r$
جمع کل زمینه ها	177±17/80
سيگنال	807/°±70/0

۵. ۳. بازدهی و فضای پارامتر حذف شده ا

در بخش حاضر نتایج اصلی در این پژوهش بـرای بـازدهیهـا، حد بالای سطح مقطع و حد بالا روی جفت شدگی g_{χ} (جفت شدگی بین مادهٔ تاریک و ذرهٔ هیگز) برای کانـال $J^+I - Z \cdot c$ واکنش $Z \times \chi Z \to q$ را با توجه به برشهای گفته شـده در مـتن بررسی میکنیم. با توجه به اینکه هنوز سیگنال تک Z در LHC

1. Exclusions

پیدا نشده است، برای به دست آوردن فضای پارامتر حذف شده با ۹۵٪ مرتبة اطمينان (يا ۲۵) و با چشميوشي از خطاهاي سیستماتیک، قدر ^۲ را برای سیگنال S و زمینهٔ کل B به صورت تعریف می کنیم. در این مدل ما دیدیم به ازای $|S| = S / \sqrt{S + B}$ MET > ۳۱۰GeV بیشترین بازدهی را برای سیگنال داریم. التایج به دست آمده برای بازدهی سیگنال بر حسب جـرم مـادهٔ تاریک در شکل ۵ برای نقاط مورد نظر نشان داده شده است. با در دست داشتن بازدهی سیگنال و تعداد رویدادهای زمینهٔ کل و از آنجا که تعداد رویدادهای سیگنال به کمک رابطهٔ به بازدهی سیگنال ϵ_s ، سطح مقطع سیگنال S= $\epsilon_s imes \sigma_s imes \mathcal{L}$ و تابندگی تجمعی \mathcal{L} مربوط می شود، می توانیم با قرار σ_s دادن ۲۵ ~ ۵، حد بالا برای سطح مقطعهای سیگنال را به ازای چند نقطه در فضای پارامتر به دست آوریم. ما ابتـدا حـد بـالا روی سطح مقطع سیگنال را برای $\mathcal{L} = 1 \circ \mathrm{f} \mathrm{b}^{-1}$ به دست می آوریم که نتایج مربوطه در شکل ۵ نشان داده شده است. اکنون برای درخشندگی $\mathcal{L} = 1 \text{ ab}^{-1}$ که ۱۰ برابر درخشندگی قبلی است نیز می توان حد بالا برای سطح مقطع سیگنال را به دست آورد. در اینجا باید توجه داشته باشیم که میـزان بـازدهی سیگنال تغییری نمیکند؛ زیرا بازدهی نسبت سیگنال به زمینه است که با افزایش درخشندگی هـر دو بـه یـک نسـبت تغییـر میکنند و بنابراین بازدهی تغییر نمیکند. لذا کافی است مراحل

Y. Significance



سمت راست: حد بالا برای سطح مقطع (σ(pp→*l⁺l⁻χ*x) در انرژی s=۱۴ TeV و درخشندگی تجمعی LHC = ۱۰۰ f b⁻¹ در LHC نشان داده شده است.

> 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 جـرم ذرهٔ واسـطهٔ ρ، بازدهی برای مادهٔ تاریک با جرم بیشتر بهتر است. البته برای یک جرم معین از مادهٔ تاریک، بازدهی با افزایش جرم ذرهٔ واسطهٔ ρ افزایش مییابد.

> اکنون به سراغ محاسبهٔ حد بالای جفت شدگی یوکاوا میرویم. ما حد بالا را در زاویهٔ اختلاط ۲۰۰ = $\sin\theta$ به دست می آوریم. از آنجا که سطح مقطع سیگنال تولیدی متناسب با g_{χ}^{χ} است لـذا بـا توجـه بـه نتـایج شـکل ۳ و حـدهای بـالا روی می توان حد بالا روی g_{χ} بـرای نقاط مختلف را بهدست آورد.

> به عبارت دیگر حد بالای جفتشدگی یوکاوا را می توان با مستفاده از رابطهٔ $\frac{\sigma^{up}}{\sigma^{sig} \times Br}$ به دست آورد که در آن σ^{up} استفاده از رابطهٔ $\frac{\sigma^{up}}{\sigma^{sig} \times Br}$ به دست آورد که در آن σ^{up} حد بالای سطح مقطع سیگنال که در شکل ۵ آورده شدهاند و pp $\rightarrow Z\chi\chi$ مطح مقطع سیگنال که در شکل ۵ آورده شدهاند و csig سطح مقطع σ^{sig} است که در شکل ۳ نتایج آن cleه شد و Br نسبت انشعاب برای واپاشی $^{-1}l - Z$ است be جمعیندی روی هر سه لپتون را در نظر داریم. نسبت cles شاخهای برای سه کانال واپاشی Z، یعنی $Z \rightarrow e^+e^-$ آمده miter of $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$

است به ترتيب برابر ۳٬۳۶۳٪، ۳٬۳۶۶٪ و ۳٬۳۷۰ ٪ است. در شکل ۶ پربندهایی (خطوط توپر) را که دلالت بر حد بالای جفت شدگی g_y در انرژی ۱۴TeV در LHC که از مطالعهٔ تک Z با حالت نهایی MET + MET به دست آمده، آورده شده است. بربندها را برای دو مقدار از درخشندگی تجمعی، د العام ماده $\mathcal{L} = 1 \operatorname{ob}^{-1}$ و $\mathcal{L} = 1 \operatorname{ob}^{-1}$ ، به صورت تابعي از جرم ماده $\mathcal{L} = 1 \operatorname{ob}^{-1}$ تاریک و جفت شدگی ترسیم کردهایم. به علاوه ما در شکل ۶ نقاطی از فضای پارامتر در صفحه m_y - g_y را نشان میدهـیم (خطوط نقطه چین) که چگالی مادهٔ تاریک فرمیونی در این مدل مسئول برآورده کردن تمام چگالی مادهٔ تاریک مشاهده شده است $(\Omega_{\gamma} = \Omega_{DM})$ ، یا اینکه تنها ۱۰٪ از کل مادهٔ تاریک مشاهده شده را تامین میکند ($\Omega_{
m DM} = 0/1 \, \Omega_{
m DM}$). همچنین در صفحهٔ $m_{\chi} - g_{\chi}$ برای $m_{\chi} - g_{\chi}$ ، برش مربوط به واپاشی نامرئی هیگز آورده شده است. شرط این که مدل تحت بررسی در محدودهٔ اختلالی بماند موجب حذف مناطق با میشود. ابتدا به نتایج حاصل از $\mathcal{L} = 1 \circ \mathrm{rf} \, \mathrm{b}^{-1}$ نگاه $g_{\chi} > \mathrm{t}\pi$ میکنیم. اگر $\Omega_{\chi} = \Omega_{DM}$ و یا $\Omega_{DM} = \Omega_{\chi}$ در نظر گرفته شود، در هر صورت برای جرم ذرهٔ واسطه برابر m_p = ۴۰۰ GeV، قوی ترین حد روی جرمهای مادهٔ تاریک اعمال می شود؛ به طوری که جرمهای مادهٔ تاریک کمتر از حدود GeV و کمتر از ۹۰ GeV به ترتیب به ازای

^{1.} Particle Data Group



شکل ۶. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) حساسیتهای LHC در LHC در √s =۱۴ TeV در حالت نهایی بـرای ^۱-L = ۱۰۰ f b و ^۱-L = ۱۰۰ خطوط تو پر کانتورهای مطابق با ۹۵٪ مرتبهٔ اعتماد هستند که جفت شدگیهای بزرگتر را محروم می کند و خطوط شکسته نقـاط مانـده در صفحهٔ m_χ - g_χ برای m_χ - g_χ

 $\Omega_{\chi} = \Omega_{\rm DM}$ و $\Omega_{\chi} = 0.1 \ \Omega_{\rm DM}$ از فضای پارامتر مدل حـذف $\Omega_{\chi} = \Omega_{\rm DM}$ می شـوند. انتظـار داریـم در درخشـندگی تجمعـی $^{-1} = 1 \ {\rm ab}^{-1}$ فضای پارامتر بزرگ تری حذف شود و این همان چیـزی اسـت که به سادگی در شکل ۶ شاهد آن هستیم.

۶. خلاصه و نتیجه گیری

ما مدلی با یک نامزد مادهٔ تاریک فرمیونی که با بوزون هیگز مدل استاندارد از طریق اختلاط بین میدان شبهاسکالر یگانـه 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 تولیـد مادهٔ تاریک در برهمکنش

پروتون پروتون در LHC پرداختیم.

بررسی ما مربوط به کانال MET + MET در حالت نهایی است. ما فرایندهای زمینهٔ مدل استاندارد و رویدادهای سیگنال را برای نقاط مختلف در انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 1$ ۴ TeV با مقطع سیگنال و حد بالا روی جفتشدگی یوکاوا را برای مقطع سیگنال و حد بالا روی جفتشدگی یوکاوا را برای ماهطع سیگنال و مد است که فضای پارامتر حذف شده توسط برشهای حاصل از واپاشی نامرئی هیگز، شرط اختلالی مدل، چگالی مشاهده شده مادهٔ تاریک و همچنین مطالعهٔ تولید بوزون Z به علاوه مادهٔ تاریک در LE

614

۶∧۰

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 Khechadoorian, 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 Rebuzzi, and M Spira, *Eur. Phys. J.* C **71** (2011) 1753.
- 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.
- John Alwall, Michel Herquet, Fabio Maltoni, Olivier Mattelaer, Tim Stelzer, "MadGraph 5 : Going Beyond".
- 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.

- F Mayet, A M Green, J B R. Battat, and J Billard, arXiv phys. Rep. 629 (2016) 1.
- Planck Collaboration, P A R Ade et. al., Astrophys.J.Suppl. 208 (2013) 19.
- 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.
- LUX Collaboration, D S Akerib *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 091303.
- XENON100 Collaboration, E Aprile *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012) 181301.
- 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].
- 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, arXiv:1404.0051v3 [hep-ex].
- 17. N F Bell, Y Cai, and R K Leane, *JCAP* **1601** (2016) 051.
- E Izaguirre, G Krnjaic, and B Shuve, *Phys. Rev.* D90, (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.