

ماده تاریک نرده‌ای تکتایی در فضای ناجابه جایی

زهرا رضایی و طیبه علیزاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

پست الکترونیکی: zahra.rezaei@yazd.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۷/۱/۲۸؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۸/۰۲/۰۷)

چکیده

در این مقاله، نابودی ماده تاریک نرده‌ای تکتایی به ذرات مدل استاندارد را در فضای ناجابه جایی مورد بررسی قرار می‌دهیم. در دهه‌های اخیر، نامزدهای بسیاری برای ماده تاریک پیشنهاد شده‌اند اما هنوز اطلاعات ما از طبیعت ماده تاریک محدود است. نامزدهای ذره‌ای از قبیل نرده‌ای، فرمیون، بوزون پیمانه‌ای و غیره وجود دارد که هیچکدام تاکنون نه رد شده‌اند و نه مورد تأیید قرار گرفته‌اند. برخی مدل‌های پیچیده شامل پارامترهای زیادی هستند که باید تعیین شوند. در این بین، مدل ماده تاریک نرده‌ای تکتایی ساده‌ترین مدل است که تنها شامل دو پارامتر آزاد است که باید تعیین شوند. در این مقاله، ماده تاریک نرده‌ای تکتایی را در فضای ناجابه جایی مطالعه کرده، برای یافتن جفت‌شدگی بین هیگز و ماده تاریک نرده‌ای در فضا-زمان ناجابه جایی لاگرانژی را نوشته و سطح مقطع نابودی زوج ماده تاریک نرده‌ای به ذرات مدل استاندارد را محاسبه می‌کنیم. لازم به ذکر است که در فضا-زمان ناجابه جایی یک جفت‌شدگی بیشتر برای توضیح نابودی ماده تاریک به ذرات مدل استاندارد وجود دارد. با استفاده از قید متوسط گرمایی سطح مقطع نابودی ضربدر سرعت، فضای پارامتری را مورد ارزیابی قرار می‌دهیم. این اولین تحقیق درباره واپاشی ماده تاریک به ذرات مدل استاندارد از طریق کانال هیگز در فضای ناجابه جایی است.

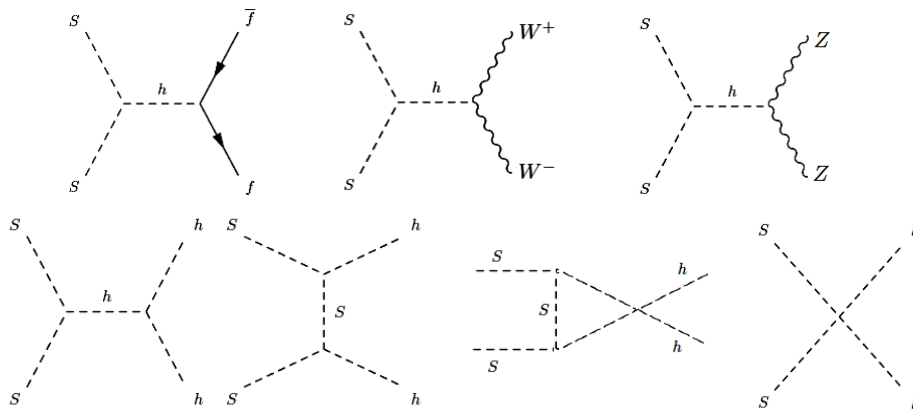
واژه‌های کلیدی: ماده تاریک، فضا-زمان ناجابه جایی، نرده‌ای تکتایی

۱. مقدمه

بسیاری در این زمینه انجام شده است [۳-۱۳]. در جهان اولیه هنگامی که نرخ برهم‌کنش یک ذره از آهنگ انبساط عالم کوچک‌تر شود، ذره از تعادل ترمودینامیکی خارج شده و چگالی تعداد آن در حجم همراه ثابت باقی می‌ماند. اگر ذرات ماده تاریک در ابتدای عالم از تعادل ترمودینامیکی خارج شده باشند با استفاده از تحول تابع توزیع ذرات وابسته می‌توان مقدار چگالی باقیمانده این ذرات سنگین با برهم‌کنش ضعیف که اصطلاحاً وی‌مپ^۱ نامیده می‌شوند را تخمین زد [۱۳]:

بررسی ماهیت ماده تاریک یکی از مسایل مورد علاقه در کیهان‌شناسی و ذرات بنیادی است. تا به امروز مدل‌های مختلفی برای بررسی ماهیت ماده تاریک ارائه شده و نامزدهای گوناگون برای آن معرفی شده‌اند [۱ و ۲] اما مشاهدات تجربی هنوز نمی‌توانند مدلی را رد یا تأیید کنند. یکی از نامزدهای جذاب ماده تاریک نوع ذره نرده‌ای است که به دلیل سادگی و تعداد محدود پارامترهای آزاد، بسیار مورد توجه بوده و مطالعات

۱. Weakly Interacting Massive Particle (WIMP)



شکل ۱. نمودارهای درختی مربوط به فرایندهای نابودی ماده تاریک نردهای تکتایی به ذرات مدل استاندارد.

برهم کنش‌های با واسطه هیگز مقدار غیر صفر دارد. بنابراین برای جملات فضا-فضا، سهم محاسبه شده در این مقاله قابل اعتنا بوده و می‌توان برای مقید کردن پارامتر ناجابه‌جایی از آن استفاده کرد.

۲. ماده تاریک نردهای تکتایی

لاگرانژی مدل ماده تاریک نردهای تکتایی به صورت زیر است [۱۵-۱۸]:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{2} \partial_\mu S \partial^\mu S - \frac{m_S^2}{2} S^2 - \frac{\lambda_S}{4} S^4 - \lambda S^2 H^\dagger H, \quad (3)$$

این لاگرانژی دارای تقارن Z_η است که تامین کننده پایداری نامزد نردهای ماده تاریک است. با شکست خود به خودی تقارن، ماده تاریک نردهای تکتایی دارای جرم $m_S = m_h^2 + 2\lambda\eta^2$ می‌شود. همان طور که از رابطه (۳) مشخص است ذرات ماده تاریک تنها از طریق هیگز با ذرات مدل استاندارد برهم کنش می‌کنند. جمله‌های برهم کنشی هیگز و نردهای به دو صورت ظاهر می‌شوند، یک جمله چهار ذره‌ای شامل دو هیگز و دو نردهای و یک جمله سه ذره‌ای شامل یک هیگز و دو نردهای. در این لاگرانژی λ ثابت جفت‌شدگی هیگز با ذرات ماده تاریک نردهای است. نمودارهای فاینمن مربوط به این مدل در شکل ۱ نشان داده شده‌اند.

با استفاده از این نمودارها سطح مقطع مربوط به رئوس

$$\Omega_X h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\sigma_{ann} v_{rel}}, \quad (1)$$

جایی که Ω_X فراوانی بهنجار شده ماده تاریک، h ثابت هابل مقیاس شده و $\sigma_{ann} v_{rel}$ متوسط سطح مقطع گرمایی نابودی ماده تاریک ضربدر سرعت نسبی است. مشاهدات کیهان‌شناسی مقدار $\Omega_X h^2 \approx 0.112$ را گزارش کرده‌اند. بنابراین طبق رهیافت ویمپ، متوسط سطح مقطع گرمایی کل ضربدر سرعت متوسط برابر با مقدار زیر است [۱۳]:

$$\sigma v_{rel} \approx 1.4 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \approx 1.2 \times 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}, \quad (2)$$

مقدار سطح مقطع نابودی ذرات ماده تاریک نردهای به ذرات مدل استاندارد (فرمیون-پادفرمیون، بوزون‌های W^+W^- و ZZ) محاسبه شده است [۲]. در این محاسبات بوزون هیگز مدل استاندارد، ذره واسطه برهم کنش است. از آنجا که در مدل استاندارد ناجابه‌جایی ذرات بدون بار هم می‌توانند با فوتون برهم کنش کنند این برهم کنش‌ها با استفاده از فوتون به عنوان واسطه هم مورد بررسی قرار گرفته است [۱۳ و ۱۴]. در ادامه به محاسبه واپاشی ذرات ماده تاریک به ذرات مدل استاندارد در حالتی می‌پردازیم که ذره واسطه برهم کنش، هیگز مدل استاندارد است و رأس‌های برهم کنش را با رأس‌های تصحیح شده در فضا-زمان ناجابه‌جایی جایگذاری کرده‌ایم. لازم به ذکر است که سهم برهم کنش‌هایی که از طریق فوتون به عنوان ذره واسطه انجام می‌شوند بزرگ‌تر است اما این محاسبات در حد مرتبه اول θ برای ناجابه‌جایی فضا-فضا صفر است در حالی که در

مدل استاندارد می‌رسد [۲۲]. البته نشان داده شده است که هر یک از رهیافت‌های ارائه شده مشکلاتی دارند [۲۳ و ۲۴] و به نظر می‌رسد هیچ رهیافت مناسبی برای نوشتن مدل استاندارد در فضا-زمان ناجابه‌جایی وجود ندارد. اما همان‌طور که در [۲۴] هم بررسی شده است رهیافت سایبرگ-ویتن به طور مؤثر درست و قابل استفاده است.

نوشتن نظریه میدان در فضا-زمان ناجابه‌جایی از طریق هر دو رویکرد ویژگی‌های جدیدی به وجود می‌آورد که از جمله آنها می‌توان به وجود رأس‌های جدیدی که در مدل استاندارد معمولی وجود ندارند و همچنین تصحیح رأس‌های موجود اشاره کرد. در ادامه از نتایج نظریه میدان در فضا-زمان ناجابه‌جایی با استفاده از نگاشت سایبرگ-ویتن استفاده می‌شود.

همان‌طور که گفته شد در فضا-زمان ناجابه‌جایی، ضریب جفت‌شدگی برای برخی از رأس‌ها با عبارت آن در مدل استاندارد متفاوت است؛ به صورتی که در فضا-زمان ناجابه‌جایی ضریب جفت‌شدگی شامل جمله مربوط به مدل استاندارد و جمله (یا جملاتی) است که وابسته به θ و ناشی از ویژگی ناجابه‌جایی فضا-زمان هستند. از طرفی برخی از رئوس که در مدل استاندارد وجود ندارند در فضا-زمان ناجابه‌جایی دارای ضریب جفت‌شدگی هستند و بدین ترتیب در محاسبه سطح مقطع تأثیر خواهند داشت. به عنوان مثال در مدل استاندارد فوتون با ذراتی که بار الکتریکی ندارند برهم‌کنش ندارد اما در نظریه ناجابه‌جایی این برهم‌کنش مجاز است و اثرات این جفت‌شدگی در مقالات [۲۵ و ۲۶] مورد بررسی قرار گرفته است. همچنین جنبه‌های مختلف فضا-زمان ناجابه‌جایی مورد مطالعه قرار گرفته است [۲۷-۲۹].

اگر تصحیح ناجابه‌جایی را در رأس‌های نمودارهای فاینمن شکل ۱ وارد کنیم ضرایب رأس‌ها و سطح مقطع‌های مربوط به آنها به صورت جدول ۱ خواهد بود. لازم به ذکر است که رأس‌های جفت‌شدگی مربوط به ذرات مدل استاندارد با هیگز در مرجع [۳۰] محاسبه شده است. از آنجا که به تأثیر فضا-زمان ناجابه‌جایی بر جفت‌شدگی هیگز و ماده تاریک نیاز است، کنش هیگز و ماده تاریک نرده‌ای پس از شکست خود به

مختلف و در نتیجه سطح مقطع کل به دست می‌آید، اما آنچه به آن نیاز داریم (طبق فرمول (۲)) متوسط گرمایی سطح مقطع ضربدر سرعت است. طبق مرجع [۱۳] برای تبدیل سطح مقطع به متوسط سطح مقطع از فرمول زیر استفاده می‌کنیم:

$$\sigma_{v_{rel}} = \frac{1}{16T m_S^* K_1 \left(\frac{m_S}{T} \right) + m_S^*} \int_{\sqrt{s - 4m_S^*} K_1 \left(\frac{\sqrt{s}}{T} \right)}^{\infty} (\sigma_{v_{rel}}) ds, \quad (4)$$

در معادله (۴)، T دمای خروج از تعادل^۱ نامزد ماده تاریک نرده‌ای تکتایی است. m_S جرم نرده‌ای تکتایی، s انرژی دستگاه سکون انتشارگر هیگز و K_1 و K_2 توابع بسل تعدیل یافته نوع دوم هستند.

۳. ماده نرده‌ای تکتایی در فضا-زمان ناجابه‌جایی

در فضای فاز کوانتومی متغیرهای x^μ و x^ν با هم جابه‌جا می‌شوند $[x^\mu, x^\nu] = 0$ ، اما در فضا-زمان ناجابه‌جایی بین متغیرهای x^μ و x^ν رابطه $[x^\mu, x^\nu] = i\theta^{\mu\nu}$ برقرار است، علامت $\wedge$ به معنای نوشتن این متغیرها در فضا-زمان ناجابه‌جایی است. $\theta^{\mu\nu}$ یک تانسور حقیقی و پادمقارن است که پارامتر ناجابه‌جایی نامیده شده و رابطه آن با مقیاس انرژی ناجابه‌جایی Λ به صورت $\theta \approx \frac{1}{\Lambda^2}$ است. برای رفتن از فضای معمولی به فضای ناجابه‌جایی ضرب معمولی را با ضرب ستاره و همچنین میدان‌های جابه‌جایی را با میدان‌های ناجابه‌جایی عوض می‌کنیم. با انجام این کار و نوشتن نظریه پیمانه‌ای در فضا-زمان ناجابه‌جایی با مشکلاتی از قبیل کوانتش بار [۱۹] و تعریف گروه پیمانه‌ای [۲۰] مواجه می‌شویم. برای حل این مسائل دو رویکرد ارائه شده است. یکی با استفاده از نگاشت سایبرگ-ویتن [۲۱] که گروه تقارنی همان گروه تقارنی مدل استاندارد، یعنی $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ ، می‌باشد و میدان‌های ناجابه‌جایی را برحسب میدان‌های معمولی بسط می‌دهد. رویکرد دیگر، گروه تقارنی را بزرگ‌تر می‌کند، $U_*(1) \times U_*(2) \times U_*(3)$ ، و سپس با دو بار استفاده از سازوکار هیگز مناسب به همان گروه تقارنی

۱. Freeze out

جدول ۱. رئوس مربوط به ماده تاریک نرده‌ای تکتایی در فضا- زمان ناجابه‌جایی به همراه ضرایب جفت‌شدگی و سطح مقطع‌های آنها در حد $\theta^i = 0$ و تا مرتبه θ^2 .

رأس	ضریب جفت‌شدگی در SM	ضریب جفت‌شدگی در NC	$\sigma(\theta)$
	$i(-\frac{m_f}{v_\phi})$	$\frac{-im_f}{v} (1 - \frac{i}{2} \theta_{\mu\nu} k^\mu k_{in}^\nu)$	۰
	$i(-\frac{\gamma m_Z}{v_\phi} g^{\mu\nu})$	$O(\theta^2)$	$O(\theta^2)$ $n > 2$
	$i(-\frac{\gamma m_W}{v_\phi} g^{\mu\nu})$	$\frac{m_W}{2v} \{ \gamma g^{\sigma\gamma} + k_\sigma (k_1 + k_\gamma) \theta^{\sigma\gamma} + k_\beta (k_1^\gamma \theta^{\sigma\beta}) + k_\beta (k) \}$	σ_1
	۰	$\frac{m_Z}{2v} \{ (k_1^\gamma k_\beta + k_1^\beta k_\gamma) \theta^{\beta\rho} + k'_\alpha k_\beta (k' - k)^\rho \theta^{\alpha\beta} - m_h^\gamma (k' + k)_\alpha \theta^{\alpha\rho} \}$	σ_2
	$i(-\lambda v_\phi) \times 2!$	$O(\theta^2)$	
	$i(-\frac{m_h}{2v_\phi}) \times 3!$	$O(\theta^2)$	$O(\theta^2)$ $n > 2$
	$i(-\frac{\lambda}{2}) \times 4$	$O(\theta^2)$	

$$\sigma_1 = \frac{\lambda^2 m_W^2}{32\pi} \frac{\sqrt{(s - 4m_W^2)/s} \sqrt{s}}{(s - m_h^2)^2 + m_h^2 \Gamma_h^2} \times \left[|\theta|^2 (s + m_h^2)^2 \left(2 - \frac{s}{4m_W^2} \right) \right]$$

$$\sigma_2 = \frac{\lambda^2 m_Z^2}{32\pi} \frac{|\theta|^2 |\vec{k}_1|^2 / s \sqrt{s}}{(s - m_h^2)^2 + m_h^2 \Gamma_h^2} \times \left[4m_h^2 - (s + m_h^2)^2 \right] \quad |\vec{k}_1| = \sqrt{\frac{(s - m_Z^2 + m_h^2)}{4s}} - m_h$$

با میدان‌های پیمانه‌ای متناظر (V و V') از سمت چپ و راست تبدیل شود. با قرار دادن رابطه (۶) در کنش معادله (۵) ملاحظه می‌شود که جفت‌شدگی‌های هیگز و ماده نرده‌ای تا مرتبه اول از پارامتر θ صفر است و در صورتی که جفت‌شدگی در مرتبه θ^2 وجود داشته باشد سهم مربع دامنه پراکندگی در ناجابه‌جایی ناشی از این رأس‌ها از مرتبه بالاتر از θ^2 است؛ که در این محاسبات از این سهم‌ها به دلیل کوچکی صرف نظر شده است. در محاسبه سطح مقطع‌های موجود در جدول ۱ فرض شده که $\theta^i = 0$ ، به عبارتی برای حفظ یکانی بودن، عناصر تانسور θ مستقل از زمان در نظر گرفته شده‌اند. با در نظر گرفتن این فرض می‌توان به جای تانسور θ از بردار $\vec{\theta}$ که به صورت زیر تعریف می‌شود و شامل مولفه‌های فضا- فضا از تانسور فضا- زمانی $\theta^{\alpha\beta}$ است استفاده کرد. بنابراین در این شرایط،

خودی تقارن در فضا- زمان ناجابه‌جایی را نوشته و این جفت‌شدگی‌ها را بررسی می‌کنیم.

$$S_{SH} = \int d^4x \left(\frac{1}{2} \hat{h}^* \hat{h}^* \hat{s}^* \hat{s} + \lambda v_\phi \hat{h}^* \hat{h}^* \hat{s} \right), \quad (5)$$

همان طور که از رابطه (۵) مشخص است برای رفتن از فضا- زمان معمولی به فضا- زمان ناجابه‌جایی از میدان‌های ناجابه‌جایی با علامت $^{\wedge}$ استفاده شده است که در ادامه تعریف آنها ارائه می‌شود. علاوه بر این ضرب ستاره جایگزین ضرب معمولی شده است. بسط میدان نرده‌ای در فضا- زمان ناجابه‌جایی عبارت است از:

$$\hat{\phi} = h + \frac{1}{2} \theta^{\alpha\beta} V_\beta \left(\partial_\alpha \phi - \frac{i}{2} (V_\alpha \phi - \phi V'_\alpha) \right) + \frac{1}{2} \theta^{\alpha\beta} \left(\partial_\alpha \phi - \frac{i}{2} (V_\alpha \phi - \phi V'_\alpha) \right) V'_\beta + O(\theta^2), \quad (6)$$

جایی که میدان نرده‌ای می‌تواند با دو گروه پیمانه‌ای متفاوت

اتحادهای زیر برقرار هستند:

$$\bar{\theta} = (\theta^{33}, \theta^{31}, \theta^{12}), \quad (7)$$

$$A.\theta.B = A_\mu \theta^{\mu\nu} B_\nu = \vec{\theta} \cdot (\vec{A} \times \vec{B}), \quad (8)$$

$$A.\theta.\theta.B = A_\mu \theta^{\mu\nu} \theta_\nu^\beta B_\beta = |\vec{\theta}|^2 (\vec{A} \cdot \vec{B}) - (\vec{A} \cdot \vec{\theta})(\vec{B} \cdot \vec{\theta}), \quad (9)$$

با آن که رأس hff در فضا-زمان ناجابه‌جایی تصحیح می‌شود اما مقدار سطح مقطع آن در فضا-زمان ناجابه‌جایی در حد $\theta^i = 0$ و تا مرتبه θ^2 برابر با سطح مقطع این رأس در مدل استاندارد است. ضرایب رأس hhh و hZZ از مرتبه θ^2 است و از سهم این حالت‌ها صرف نظر شده است. هم‌چنین رأس hhZ که در مدل استاندارد وجود ندارد در فضا-زمان ناجابه‌جایی غیرصفر است و سطح مقطع مربوط به این حالت نهایی، در محاسبات جدول ۱ وارد شده است.

همانند کاری که در مدل استاندارد انجام شد باید مجموع سطح مقطع‌های رؤس جدول ۱ در معادله (۴) قرار گیرد تا به عبارت مربوط به متوسط سطح مقطع گرمایی کل ضربدر سرعت رسید. به منظور بررسی اثر فضا-زمان ناجابه‌جایی، در ادامه تنها سهم دامنه‌های ناجابه‌جایی را در سطح مقطع وارد می‌کنیم و سهم مدل استاندارد را کنار می‌گذاریم. بنابراین تنها دو حالت نهایی وجود دارد که سطح مقطع آنها در حد $\theta^i = 0$ و تا مرتبه θ^2 مقدار غیرصفر دارند که عبارت‌اند از $ss \rightarrow h \rightarrow hZ$ و $ss \rightarrow h \rightarrow W^+W^-$ (طبق جدول ۱). همان طور که گفته شد سطح مقطع واپاشی ذرات ماده تاریک نرده‌ای به ذرات مدل استاندارد از طریق کانال فوتون در مراجع [۱۳ و ۱۴] محاسبه شده است؛ اما از آنجا که محاسبات مربوط به کانال فوتون در حد $\theta^i \neq 0$ مقدار دارد لازم نیست سهم کانال فوتونی به محاسبات این مقاله اضافه شود.

محاسبه انتگرال رابطه (۴) بسیار پیچیده است به همین دلیل برای محاسبه $\langle \sigma_{v_{rel}} \rangle$ از روش متداول بسط، که برای ذرات غیرنسبیتی ارائه شده است استفاده می‌کنیم [۱۳ و ۱۴]:

$$\sigma_{v_{rel}} \approx a^{(0)} + \frac{3}{4} a^{(1)} x^{-1} + \frac{15}{8} a^{(2)} x^{-2}, \quad (10)$$

جایی که

$$a^{(n)} = \frac{d^n}{(d\epsilon)^n} \sigma_{v_{rel}}|_{\epsilon=0}, \quad \epsilon = \frac{s - 4m_S^2}{4m_S^2}, \quad x = \frac{m_S}{T}, \quad (11)$$

رابطه (۴) را بر حسب ϵ بازنویسی کرده و نسبت به ϵ از آن مشتق می‌گیریم تا $a^{(0)}$ ، $a^{(1)}$ و $a^{(2)}$ به دست آیند. بدون حل محاسبات پیچیده و با کمی تحلیل ریاضی می‌توانیم بفهمیم که: $a^{(0)} = a^{(1)} = 0$. بنابراین خواهیم داشت:

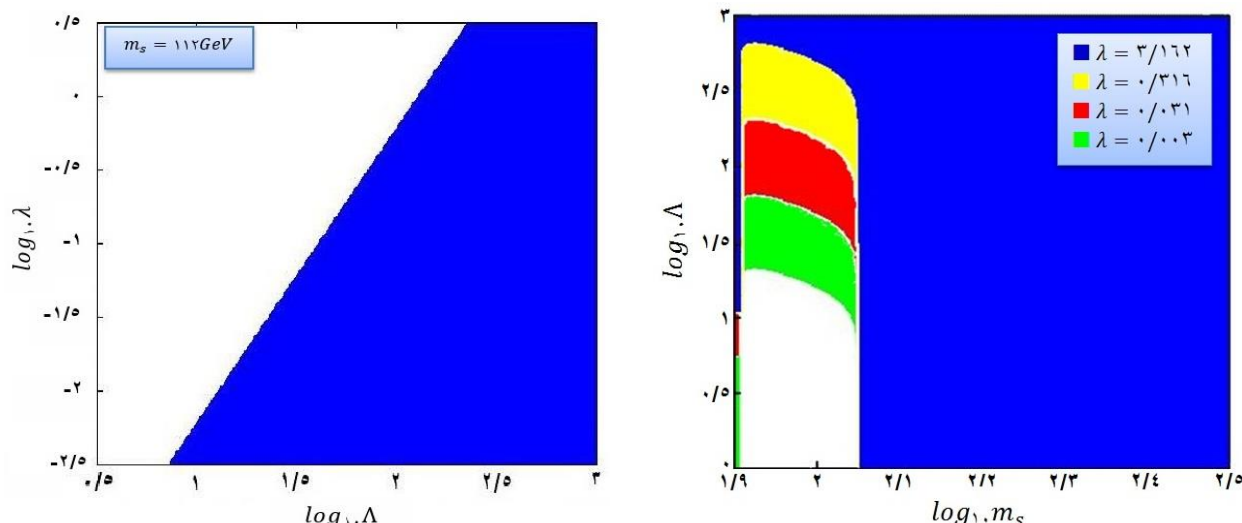
$$a^{(2)} = \frac{2x}{K_1^2(x)} \left(\frac{d}{d\epsilon} \left[\sqrt{\epsilon}(\epsilon+1) K_1(2x\sqrt{\epsilon+1}) \right] \sigma_{v_{rel}}(\epsilon) \right) |_{\epsilon=0}, \quad (12)$$

در نهایت رابطه (۱۰) به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\langle \sigma_{v_{rel}} \rangle = \frac{15}{4x K_1^2(x)} \left(\frac{d}{d\epsilon} \left[\sqrt{\epsilon}(\epsilon+1) K_1(2x\sqrt{\epsilon+1}) \right] \sigma_{v_{rel}}(\epsilon) \right) |_{\epsilon=0}, \quad (13)$$

اگر مقدار رابطه (۲) را در سمت چپ رابطه (۱۳) قرار دهیم و مقدار x را (به دلیل ویس بودن نامزد نرده‌ای تکتایی) برابر با 20 در نظر بگیریم معادله‌ای با ۳ پارامتر آزاد θ ، λ و m_S خواهیم داشت. حال به بررسی فضای پارامتری در فضای ناجابه‌جایی می‌پردازیم. در شکل ۲، نمودار لگاریتمی ثابت جفت‌شدگی هیگز با ماده تاریک نرده‌ای برحسب مقیاس ناجابه‌جایی (نمودار سمت چپ) و نمودار مقیاس ناجابه‌جایی برحسب جرم ماده تاریک برای چهار مقدار از ثابت جفت‌شدگی هیگز با ماده تاریک نرده‌ای (نمودار سمت راست) رسم شده است. با توجه به این که تنها حالت‌های نهایی ممکن hZ و W^+W^- هستند بررسی فضای پارامتری برای جرم‌های کوچک امکان‌پذیر نیست. بهترین نمودار برای جرم $m_S = 112 \text{ GeV}$ به دست آمده است.

همان طور که در شکل ۲ مشخص است فضای ناجابه‌جایی می‌تواند فضای پارامتری ماده تاریک را تحت تأثیر قرار دهد. به عنوان مثال طبق نمودار سمت راست برای مقادیر مجاز در محدوده جرمی که حدود 100 GeV است اثر ناجابه‌جایی می‌تواند ثابت جفت‌شدگی هیگز با ماده تاریک نرده‌ای را تحت تأثیر قرار دهد. با افزایش مقیاس ناجابه‌جایی، اثرات این فضا-زمان کاهش می‌یابد بنابراین با افزایش مقیاس ناجابه‌جایی، برهم‌کنش‌هایی که در آنها جفت‌شدگی هیگز با ذرات



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار لگاریتمی ضریب جفت‌شدگی ماده تاریک نرده‌ای تکتایی با هیگز بر حسب مقیاس ناجابه‌جایی (نمودار سمت چپ) و نمودار لگاریتمی مقیاس ناجابه‌جایی بر حسب جرم ماده تاریک برای سه مقدار مختلف از ضریب جفت‌شدگی ماده تاریک نرده‌ای تکتایی (نمودار سمت راست). در هر دو نمودار جرم ماده تاریک و مقیاس ناجابه‌جایی بر حسب GeV هستند.

نمی‌شوند. به منظور حفظ یکانی بودن، $\theta^i = 0$ را انتخاب کردیم. در نهایت با استفاده از روش متداول برای بررسی مقدار متوسط سطح مقطع گرمایی ضربدر سرعت به رابطه (۱۳) رسیدیم و با توجه به حد موجود برای این کمیت به مقید کردن فضای پارامتری مسئله پرداختیم. میزان تأثیر فضای ناجابه‌جایی بر فضای پارامتری ماده تاریک در شکل ۲ نشان داده شده است. ملاحظه شد که در یک جرم معین از ماده تاریک نرده‌ای، با افزایش مقیاس انرژی ناجابه‌جایی، جفت‌شدگی بین ذره هیگز و ماده تاریک نرده‌ای باید افزایش یابد تا اثرات ناشی از فضا-زمان ناجابه‌جایی قابل ملاحظه باشد. همچنین ارتباط بین مقیاس ناجابه‌جایی و جرم ماده تاریک برای چند مقدار مختلف از پارامتر جفت‌شدگی بررسی شده و در شکل ۲ نشان داده شده است.

ماده تاریک بزرگ‌تر هستند نقش مؤثرتری دارند.

۴. نتیجه‌گیری

در کار حاضر به بررسی برهم‌کنش ماده تاریک نرده‌ای تکتایی با ذرات مدل استاندارد در یک زمینه ناجابه‌جایی پرداختیم. برای این منظور دامنه نابودی زوج ذرات ماده تاریک نرده‌ای به ذرات مدل استاندارد از طریق کانال هیگز را محاسبه کردیم. برای بررسی اثر فضا-زمان ناجابه‌جایی، از رأس‌های جفت‌شدگی هیگز با ذرات مدل استاندارد و ماده تاریک که با استفاده از نگاشت سایبرگ-ویتن تصحیح شده‌اند استفاده کردیم. باتوجه به این که رأس‌های جفت‌شدگی هیگز با ذرات نرده‌ای تاکنون محاسبه نشده است نحوه محاسبه این رأس‌ها ارائه و نشان داده شد که این رأس‌ها تا مرتبه θ تصحیح

مراجع

1. G Arcadi, M Dutra, P Ghosh, M Lindner, Y Mambrini, M Pierre, S Profumo, and F S Queiroz, arXiv: 1703.07364 [hep-ph].
2. Y Farzan, Dark Matter Lecture, Tehran 1393, <http://physics.ipm.ac.ir/farzan/DM1-3.pdf>.
3. Ibidem, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 091304.
4. C P Burgess, M Pospelov, and T terVeldhuis, *Nucl. Phys. B* **619** (2001) 709.
5. J R Espinosa, T Konstandin, J M No, and M Quiros, arXiv: 0809.3215 [hep-ph].
6. V Barger *et al.*, *Phys. Rev. D* **77** (2008) 035005.
7. S Andreas, T Hambye, and M H G Tytgat, arXiv: 0808.0255,
8. W B Lu and P H Gu, arXiv: 1611.02106 [hep-ph].

24. M Chaichian, P Presnajder, M M Sheikh-Jabbari, and A Tureanu; *Phys. Lett. B* **683** (2010) 55.
25. M Zeinali and M Haghighat, *Iran. J. Phys. Res.* **6**, 1 (2006) 15.
۲۵. م زینلی، م حقیقت، مجله پژوهش فیزیک ایران، ۶، ۱ (۱۳۸۵).
26. M M Ettefaghi and T Shakouri, *Iran. J. Phys. Res.* **11**, 1 (2011) 79.
۲۶. م م اتفاقی، ط شکوری، مجله پژوهش فیزیک ایران، ۱۱، ۱ (۱۳۹۰) ۷۹.
27. M Haghighat and N Mortazavi, *Iran. J. Phys. Res.* **11**, 3 (2011) 265.
۲۷. م حقیقت و ن مرتضوی، مجله پژوهش فیزیک ایران، ۱۱، ۳ (۱۳۹۰) ۲۶۵.
28. A Jahan, *Iran. J. Phys. Res.* **5**, 2 (2005) 112.
۲۸. ا جهان، مجله پژوهش فیزیک ایران، ۵، ۲ (۱۳۸۴) ۱۱۲.
29. A Jafari, *Iran. J. Phys. Res.* **13**, 4 (2014) 333.
۲۹. ا جعفری، مجله پژوهش فیزیک ایران، ۱۳، ۴ (۱۳۹۲) ۳۳۳.
30. S Batebi, M Haghighat, S Tizchang, and H Akafzade, *Int. J. Mod. Phys. A* **30** (2015) 1550108.
9. M Kakizaki, A Santa, and O Seto, arXiv: 1609.06555 [hep-ph].
10. Hongyan Wu, *SiboZheng*, arXiv: 1610.06292 [hep-ph].
11. A Branca *et al.*, arXiv: 1607.07327.
12. F S Ling, arXiv: 0905.4823.
13. M M Ettefaghi, *Phys. Rev. D* **79** (2009) 065022.
14. S A A Alavi and T Salehi, *Iran. J. Phys. Res.* **16**, 4 (2017) 389.
۱۴. ع ا علوی سید و ط صالحی، مجله پژوهش فیزیک ایران، ۱۶، ۴ (۱۳۹۵) ۳۸۹.
15. C E Yaguna, *JCAP* 0903 (2009) 003, arXiv: 0810.4267 [hep-ph].
16. X G He, T Li, X Q Li, J Tandean, and H C Tasi, *Rev. Lett. B* **688** (2010) 332.
17. C P Burgess, M Pospelov, and T Veldhuis, *Nucl. Phys. B* **619** (2010) 709.
18. Wan. Lei Guo and Y Liang Wu, *JHEP* **1010** (2010) 083.
19. M Hayakawa, *Phys. Lett. B* **478** (2000) 394
20. M Chaichian, P Presnajder, M M Sheikh-Jabbari, and A Tureanu; *Phys. Lett. B* **526** (2002) 132.
21. X Calmet, B Jurco, P Schupp, J Wess, and M Wohlgenannt, *Eur. Phys. J. C* **23** (2002) 363.
22. M Chaichian, P Presnajder, M M Sheikh-Jabbari, and A Tureanu, *Eur. Phys. J. C* **29** (2003) 413.
23. M M Ettefaghi, arXiv:1901.06724 [hep-ph].