مدهای دسیته مجانبی برای تورم کیهان اولیه

ابراهیم یوسفی رمنتی*[1،2]، مجید محسن زاده گنجی[3]

[1] گروه فیزیک، دانشکده علوم، واحد آیت ا... آملی، دانشگاه آزاد اسلامی، آمل، ایران

[2] پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانش های بنیادی، تهران، ایران

[3] گروه فیزیک، دانشکده علوم، واحد قم، دانشگاه آزاد اسلامی، قم، ایران

دریافت: 1395/11/28 ویرایش نهایی: 1396/10/08 پذیرش: 1396/11/07

چکیده

داده‌های اخیر مشاهداتی کاوشگر پلانک برای تورم کیهان اولیه، نشان می‌دهد که کیهان ما دارای فضا-زمانی نزدیک به دسیته بوده که باعث ایجاد طیف توانی تقریباً مقیاس ناوردا می‌شود. داده‌های مشاهداتی مربوط به اندیس طیف توانی اسکالر و همچنین در نظر گرفتن شرط تقارن برای انتخاب مدها در فضا-زمان خمیده، ما را به استفاده از مدهای تورمی شبه-دسیته تحریک می‌کند. برای به‌دست آوردن مدهای اولیهٔ جایگزین، برای اولین بار از بسط مجانبی توابع هنکل استفاده می‌کنیم. در این مقاله به مرور بعضی از نتایج حاصل از انتخاب فرم تعمیم یافتهٔ مدهای دسیتهٔ مجانبی، شامل تصحیحات مرتبهٔ بالای طیف توانی، طیف خلق ذرات، تصحیحات فراپلانکی، معادلهٔ شاره حالت کیهانی و تورم با جفت شدگی غیر کمینه خواهیم پرداخت. این تعمیم‌ها در حد فضا-زمان تخت و دسیته به جواب‌های مرسوم قبلی منتهی می‌شوند. در پایان برای بازسازی مدهای مجانبی انتخابی، طیف توانی ناهمسانگردی دمایی مدل را با طیف مدل ΛCDM و داده‌های پلانک منطبق می‌سازیم.

کلیدواژگان: تورم کیهانی، مدهای اولیه، طیف توانی

مقدمه

همان‌طورکه می‌دانیم در فضا-زمانی تخت مینکوفسکی به‌علت داشتن بردار کیلینگ زمان-گونه یک خلأ خوش تعریف و یکتا وجود دارد، اما برای فضا-زمان‌های خمیده، به‌خصوص فضا-زمانی انبساط یابندهٔ دورهٔ تورمی، تعیین خلأ یکتا دارای ابهام می‌باشد. همچنین می‌دانیم ساده‌ترین فضا-زمانی خمیده با تقارن بالا، فضا-زمانی دسیته است [1]. اما در دورهٔ تورمی به‌دلیل انبساط نمایی و سریع کیهان، فضا-زمان نزدیک به دسیته بوده و در تقریب اول می‌توان آن را دسیته خالص در نظر گرفت. بنابراین انتخاب خلأ خاص و مناسب در این فضا-زمان انبساط یابندهٔ تورمی یکی از چالش‌های بسیار مهم می‌باشد. ما در این مقاله برای انتخاب خلأ روش بسط مجانبی توابع هنکل را در نظر گرفتیم [1]. بنابراین در این مقاله ابتدا مدهای خلأ مجانبی غیردسیته را به‌عنوان مدهای کلی و اصلی دورهٔ تورم معرفی کرده‌ایم. از آنجایی که در نظر گرفتن مدهای خلأ متفاوت اولیه، ممکن است باعث ایجاد تصحیحاتی در طیف توانی شود، به بررسی تغییرات و تصحیحات حاصل از این مدهای مجانبی در طیف توانی، خلق ذرات و ... می‌پردازیم [1-9]. در پایان با استفاده از داده‌های اخیر پلانک طیف توان مربوط به مدل را رسم کرده و قیود لازم روی این مدهای مجانبی را مشخص می‌کنیم [10].

* نویسنده مسئول: e.yusofi@iauamol.ac.ir

Arhive of SID

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

این مقاله تحت مجوز کریتیو کامنز تخصیص 4,0 بین‌المللی می‌باشد.

www.SID.ir

معادلهٔ ماخانف-ساساکی برای میدان تورمی

سنجهٔ کلی زیر انبساط عالم را در دوره‌های مختلف تحول توصیف می‌کند:

$$ds^2=a(\tau)^2\left(d\tau^2- dx^2\right) \qquad 1$$

که درآن τ زمان همدیس و $a(\tau)$ فاکتور مقیاس می‌باشد. کنش مربوطه به‌صورت زیر داده می‌شود:

$$S=\frac{1}{2}\int d^4x\sqrt{-g}\left[R-(\nabla\phi)^2-2V(\phi)\right] \qquad 2$$

که در این کنش R اسکالر انحنا و ϕ میدان اسکالر است. برای اختلال انحنا در پیمانهٔ خود-همراه $\mathcal{R}$، کنش فوق تا مرتبهٔ دوم به‌صورت زیر بسط می‌یابد،

$$S=\frac{1}{2}\int d^4x a^3\frac{\dot{\phi}^2}{H^2}\left[\dot{R}^2-a^{-2}(\partial_i R)^2\right] \qquad 3$$

با تعریف متغیر ماخانف به‌صورت $u=zR$ و همچنین رابطهٔ $z^2 = a^2\frac{\dot{\phi}^2}{H^2}$ و همچنین استفاده از زمان همدیس به‌جای زمان معمولی کنش ماخانف به‌صورت زیر در می‌آید،

$$S = \frac{1}{2}\int d^3x d\tau\left[(u')^2 + (\partial_i u)^2 - \frac{z''}{z}u^2\right] \qquad 4$$

در فرمول‌های فوق نقطهٔ مشتق نسبت به زمان معمولی t و پریم مشتق نسبت به زمان همدیس τ را نشان می‌دهد. همچنین ما بسط فوریه برای میدان u را به‌صورت زیر تعریف می‌کنیم،

$$u(X,\tau)=\frac{d^3k}{(2\pi)^3}\int u_k(\tau)e^{iK.X} \qquad 5$$

که با استفاده از وردش گرفتن از کنش 4، معادلهٔ موج ماخانف-ساساکی به‌صورت زیر نوشته می‌شود:

$$u_k'' + \left(k^2 - \frac{z''}{z}\right)u_k = 0 \qquad 6$$

انتخاب مد خلأ در فضا-زمان انبساط یابنده

همان‌طورکه می‌دانیم به‌علت داشتن بردار کیلینگ زمان-گونه در فضای تخت مینکوفسکی یک خلأ خوش تعریف و یکتا وجود دارد، اما برای فضای خمیده، به‌خصوص فضای انبساط یابندهٔ دورهٔ تورمی، تعیین خلأ یکتا دارای ابهام می‌باشد. ساده‌ترین فضای خمیده با تقارن بالا، فضای دسیته است که برای آن می‌توان خلأ آلفا و بانچ-دیویس را در نظر گرفت که بسیار مورد توجه نیز بوده و می‌باشد. اما در دورهٔ تورمی، به‌دلیل شرایط خاص آن مرحله، به‌خصوص نوع انبساط آن، فضا-زمان تقریباً دسیته بوده و در حالت حدی می‌توان آن را دسیته در نظر گرفت. از طرفی دیگر، اختلالات اسکالر کیهان شناختی در آن دوره خوش تعریف نبوده و در طیف توانی تعریف شده واگرایی وجود دارد. بنابراین انتخاب خلأ خاص و مناسب در این فضا-زمان انبساط یابندهٔ تورمی یکی از چالش‌های مهم در این زمینه می‌باشد.

اما به‌خوبی می‌دانیم که در نظریهٔ میدان‌های کوانتومی می‌توان با استفاده از شرط هادامارد[1]، یک حالت خلأ یکتا برای میدان‌های کوانتومی در فضا-زمان دسیته تعیین کرد. شرط هادامارد فرض می‌کند که رفتار تابع دو-نقطهٔ میدان در فواصل کوتاه (انرژی‌های بالا) در حالی که انرژی به بی‌نهایت میل می‌کند باید برای میدان‌های کلاین-گوردن آزاد در فضا-زمان خمیده و مینکوفسکی، مشابه باشد. بر این اساس، حالت خلأی که در نهایت در فضای دسیته تعیین می‌شود (خلأ بانچ-دیویس)، بر خلأ اقلیدسی منطبق است. البته شاید بتوان شرط هادامارد را به‌شکل دیگری نیز بیان کرد و آن اینکه در مقیاس‌های به اندازهٔ کافی کوچک حتی با وجود انحناء، فضا-زمان باید به‌شکل مینکوفسکی (تخت) به‌نظر برسد.

از آنجایی که در نظر گرفتن مراتب غیرخطی یا بالاتر از یک در مد خلأ نیز ممکن است باعث ایجاد تصحیحاتی در طیف توانی شود(یا حتی باعث ظهور اثرات غیر گوسی در مشاهدات CMB شود)، بنابراین ما در بخش‌های بعدی به معرفی مدهای خلأ مجانبی دسیته پرداخته و سپس به بررسی تغییرات و اثرات حاصل از آن در طیف توانی و سایر کمیات مربوط می‌پردازیم.

[1] Hadamard Condition

Arhive of SID

www.SID.ir

معرفی مدهای اولیهٔ مجانبی دسیته

از آنجایی که فضا-زمان مربوط به دورهٔ تورم نخستین کیهانی از نوع خمیده و در انرژی‌های بالا قرار دارد و به‌علت انبساط لحظه به لحظهٔ کیهان، حالت دینامیکی فضا-زمان مربوط به آن در حال تحول می‌باشد، به این دلیل حل معادلهٔ6 حرکت کیهان شناسی ماخانف-ساساکی که برحسب اندیس ν و زمان همدیس τ به‌صورت زیر می‌باشد،

$$u_k'' + (k^2 - \frac{4\nu^2-1}{4\tau^2})u_k = 0 \qquad 7$$

در حالت کلی و به‌صورت تحلیلی بسیار سخت می‌باشد و به‌طور معمول از روش‌های عددی و شرایط حدی برای به‌دست آوردن حل‌های تقریبی استفاده می‌شود. ما برای اولین بار در مقالهٔ [1]، روش بسط مجانبی توابع هنکل را برای تعیین مدهای اولیهٔ شبه-دسیته پیشنهاد دادیم. با بسط مجانبی توابع هنکل تا مرتبهٔ2 برحسب $k\tau$ و به‌ازای $k\tau \gg 1$ به مدهای اولیهٔ غیردسیته زیر با شرط فرکانس مثبت دست می‌یابیم [۱،۲].

8

$$u_k^{\nu} = \frac{e^{-k\tau}}{\sqrt{2k}}\left(1 - i\frac{4\nu^2-1}{8k\tau} - \frac{(4\nu^2-1)(4\nu^2-9)}{2!(8k\tau)^2}\right)$$

دقت شود که در فرمول فوق τ به معنی زمان همدیس[2] بوده و بازهٔ آن برای کیهان از ابتدا تا حال حاضر به‌صورت $-\infty < \tau < \tau_0$ است در حالی‌که زمان واقعی t در محدودهٔ $0 < t < t_0$ است. بنابراین چون بسط مجانبی تابع هنکل فقط برای آرگمان‌های بسیار بزرگ معتبر است ما می‌توانیم برای زمان‌های اولیهٔ تورم کیهان با شرط $|\tau| \gg 1$ از بسط مجانبی توابع هنکل استفاده نماییم.

جواب کلی8 به‌ازای مقادیر نیم-صحیح از اندیس ν، یعنی $\nu = \pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2, \ldots$، منجر به جواب‌های دقیق زیر می‌شود [2]:

$$u_k^{\pm 1/2} = u_k^{min} = \frac{1}{\sqrt{2k}} e^{-ik\tau} \qquad 9$$

$$u_k^{\pm 3/2} = u_k^{dS} = \frac{1}{\sqrt{2k}}\left(1 - \frac{i}{k\tau}\right) e^{-ik\tau} \qquad 10$$

$$u_k^{\pm 5/2} = u_k^{ndS} = \frac{1}{\sqrt{2k}}\left(1 - \frac{3i}{k\tau} - \frac{3}{k^2\tau^2}\right) e^{-ik\tau} \qquad 11$$

که در آن u_k^{min}، u_k^{dS} و u_k^{ndS} به‌ترتیب مربوط به فضا-زمان تخت، دسیته و غیردسیته است. نکتهٔ کلیدی در مورد مد کلی مجانبی جدید8 این است که به‌ازای مقادیر غیر نیم-صحیح از اندیس ν، مدها همواره تقریبی بوده و می‌توانند شامل تمام جملات با مراتب بالاتر برحسب $1/k\tau$ باشند.

انگیزه مشاهداتی برای مدهای دسیتهٔ مجانبی

طیف توان اسکالر یکی از مشاهدات مهم در تابش زمینهٔ کیهانی است. برای مشتق اول آن یعنی اندیس طیفی اسکالر n_s مدل تورمی تک میدان شرط زیر را داریم

$$n_s - 1 = 3 - 2\nu \qquad 12$$

که در رابطهٔ فوق ν اندیس تابع هنکل است. برای مقدار خاص $\nu = 1.5$، مقدار n_s برابر 1 و طیف توانی مقیاس ناوردا است. اما با استفاده از داده‌های پلانک 2015 در مقیاس‌های زاویه‌ای بزرگ محدودهٔ زیر را برای n_s داریم،

$$0{,}962 \leq n_s \leq 0{,}974 \qquad 13$$

و با توجه به آن به قید زیر برای اندیس تابع هنکل می‌رسیم [1-9]:

$$1{,}513 \leq \nu \leq 1{,}519 \qquad 14$$

[2] Conformal time

Arhive of SID

www.SID.ir

مقدار دقیق $\nu = 1/5$ برای فضا-زمان خالص دسیته بوده، ولی این مقادیر ν به‌دست آمده، نزدیک به $1/5$ یعنی شبه دسیته می‌باشند. بنابراین انتخاب مدهای شبه دسیته می‌تواند عاملی برای مقیاس ناوردایی اندیس اسکالر طیفی در نظر گرفته شود.

انگیزه نظری برای مدهای دسیته مجانبی

در روش میدان پس زمینه برای محاسبهٔ اختلال در فضا-زمان منحنی داریم،

15

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \Rightarrow$$
$$h_{\mu\nu} = \delta g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu}$$

که در آن $g_{\mu\nu}$ متریک فضا-زمان اصلی، $\eta_{\mu\nu}$ متریک مربوط به فضا-زمان پس زمینه و $h_{\mu\nu}$ مقدار اختلال روی فضا-زمان است. اگر دقت کنیم معادلهٔ فوق که برای محاسبهٔ اختلال متریک می‌باشد، تقارن در فضا-زمان خمیده را می‌شکند، زیرا $\eta_{\mu\nu}$ متریک مربوط به فضا-زمان تخت می‌باشد در حالی که $g_{\mu\nu}$ متریک مربوط به فضا-زمان منحنی واقعی است. برای داشتن تقارن باید همهٔ جملات معادلهٔ 9 از فضا-زمان خمیده و به‌صورت زیر انتخاب شوند:

$$\delta g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - g_{\mu\nu} \qquad 16$$

پیشنهاد ما برای فضا-زمانی پس زمینه $g_{\mu\nu}$، فضا-زمان دسیته و برای فضا-زمان $g_{\mu\nu}$ واقعی، فضا-زمان دسیتهٔ برانگیخته یا دسیتهٔ مجانبی است [3]. برای مدهای دسیته مشکل نداریم ولی برای انتخاب مدهای فضا-زمان دسیتهٔ برانگیخته از مدهای دسیتهٔ مجانبی رابطهٔ 8 استفاده می‌کنیم [۱،۲].

تعمیم‌های حاصل از مد مجانبی دسیته

الف) طیف توانی وابسته به مقیاس با مد مجانبی

برای محاسبهٔ طیف توانی ما نیاز به محاسبهٔ کمیت زیر داریم [1]،

$$\langle \hat{u}_k(\tau)\hat{u}_{k'}(\tau)\rangle = \frac{1}{2}(2\pi)^3\delta^3(k+k')|u_k(\tau)|^2$$

این رابطه را برحسب اختلال انحنا $\mathcal{R}$ به‌صورت زیر نوشته می‌شود،

$$\langle \hat{R}_k(\tau)\hat{R}_{k'}(\tau)\rangle = (2\pi)^3\delta^3(k+k')P_R , \qquad ۱۸$$

همچنین داریم،

$$\Delta_R^2 = \frac{k^3}{2\pi^2}P_R \qquad 19$$

که در روابط فوق داریم،

$$\mathcal{R}_k = \frac{v_k}{z} = \frac{v_k}{a}\left(\frac{H}{\dot{\phi}}\right) \qquad 20$$

در روابط فوق $P_{\mathcal{R}}$ و $\Delta_{\mathcal{R}}^2$ به‌ترتیب طیف توانی و طیف توانی بی‌بُعد هستند.

اگر در فرمول‌های بالا به‌جای مد خلأ از مد استاندارد بانچ-دیویس (دسیتهٔ خالص) استفاده کنیم، برای طیف توانی به جواب استاندارد مقیاس-ناوردا می‌رسیم. اما با جای‌گذاری مدهای تعمیم یافتهٔ مجانبی 8 در فرمول محاسبهٔ طیف 19، طیف توانی وابسته به مقیاس تعمیم یافته به‌صورت زیر به‌دست می‌آید [1]،

21

$$\Delta_R^2 = \frac{H^2}{(2\pi)^2}\left(\frac{H^2}{\dot{\phi}^2}\right)\left(\frac{2}{2\nu-1}\right)^2 \times\left[c + \frac{d^2}{k^2\tau^2} + \cdots\right]$$

در رابطهٔ فوق، H پارامتر هابل و ϕ میدان اسکالر تورمی است. برای c و d نیز برابری‌های زیر را داریم [9]،

$$c = \frac{4\nu^2-1}{8} , \qquad d = \frac{c(c-1)}{2} \qquad 22$$

که در حالت حدی فضا-زمانی دسیته $\nu = 1/5$ ، ما مقادیر $c = 1$ را داریم که طیف 9 به طیف مرسوم مقیاس-ناوردا تبدیل می‌شود.

Arhive of SID

www.SID.ir

ب) تصحیحات فراپلانکی مرتبهٔ بالا

با در نظر گرفتن حد طول اولیهٔ قطع Λ و حد زمان اولیهٔ قطع $\tau_o=-\Lambda/Hk$، پیش‌بینی‌های مدل تورمی دارای تصحیحاتی از مراتب مختلف برحسب $\sigma_o=H/\Lambda$ می‌شوند. تصحیحات فراپلانکی دنیلسون برای فضا-زمان دسیته از مرتبهٔ اول σ_o و به‌صورت زیر است [4]،

$$P(k)=\left(\frac{H}{2\pi}\right)^2\left[1-\sigma_o \sin\left(\frac{2}{\sigma_o}\right)\right] \qquad 23$$

اما تعمیم برای مدهای دسیتهٔ مجانبی8 به‌صورت زیر به‌دست می‌آید [۹،٤]:

$$P(k)=\left(\frac{H}{(1-2\nu)\pi}\right)^2 \qquad 24$$
$$\times\left[1-c\sigma_o \sin\left(\frac{2}{\sigma_o}\right)+\frac{1}{2}(c\sigma_o)^2 -\frac{1}{4}(c\sigma_o)^3 \sin\left(\frac{2}{\sigma_o}\right)+\cdots\right]$$

همان‌طور که مشاهده می‌کنید، این جواب تعمیم یافته شامل مراتب اول و بالاتر از تصحیحات فراپلانکی σ_o می‌باشد و در حالت حدی فضا-زمان دسیته c=1 شامل جملهٔ مرتبهٔ یک جواب مرسوم دنیلسون خواهد شد.

ج) معادلهٔ حالت شارهٔ کیهانی وابسته به نوع فضا-زمان

از معادلهٔ ماخانف ساساکی برحسب اندیس ν، به حل زیر برحسب زمان t برای فاکتور مقیاس می‌رسیم:

$$a(t)\approx t^{(\frac{1}{2}-\nu)/(\frac{3}{2}-\nu)} \qquad 25$$

و با هم ارز قرار دادن فاکتور مقیاس فوق برحسب ν و فاکتور مقیاس در مدل مهبانگ برحسب ω یعنی

$$a(t)\approx t^{\frac{2}{3(1+\omega)}} \qquad 26$$

برای شارهٔ کامل $p=\omega\rho$ به‌دست می‌آوریم [2]:

$$\omega=\frac{1}{3}\left(\frac{2\nu+3}{1-2\nu}\right) \qquad 27$$

این رابطه به‌طور ضمنی ارتباط مستقیم بین نوع معادله حالت شارهٔ کیهانی ω و نوع فضا-زمان خاص مربوط به هر دوره ν، را نشان می‌دهد. به‌عنوان مثال برای فضا-زمان دسیتهٔ خالص یعنی$\nu=1/50$، مقدار عددی $\omega=-1$ را خواهیم داشت که نشان دهندهٔ فشار منفی و دافعهٔ گرانشی در دورهٔ تورم اولیه است.

د) طیف ذرات خلق شدهٔ اولیه

طیف تعداد ذرات خلق شدهٔ اولیه نیز با استفاده از مدهای دسیته مجانبی8 به‌صورت زیر به‌دست می‌آید [8]،

$$\langle N\rangle=-\frac{1}{2}-\frac{1}{4}\left|\frac{1}{{\sigma_o}^2}-2c\right|^{\frac{1}{2}} \qquad 28$$
$$\times[\sigma_o+c\sigma_o+d^2\sigma_o^5+\cdots]$$
$$-\frac{1}{4\left|\frac{1}{{\sigma_o}^2}-2c\right|^{\frac{1}{2}}}\times$$
$$\left[\frac{1}{\sigma_o}-c\sigma_o+(c-d)^2{\sigma_o}^3+4d^2{\sigma_o}^5+\cdots\right]$$

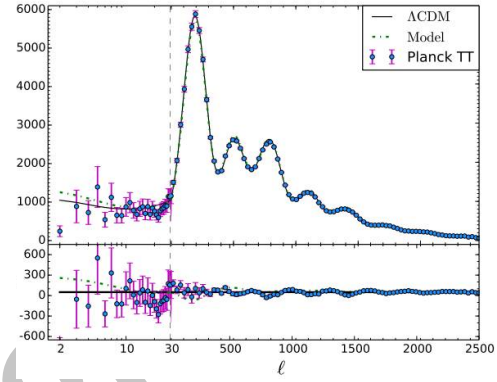
به‌نظر می‌رسد نتیجه استفاده از یک پس زمینهٔ غیر دسیته، جفتیدگی غیر کمینه بین میدان اسکالر و گرانش [8] و در نتیجه به‌وجود آمدن جملات تصحیح در طیف توانی و طیف ذرات خلق شده در کیهان اولیه می‌باشد. جواب تعمیم یافتهٔ فوق نیز در دو حد خاص فضا-زمان مینکوفسکی c=0 و فضا-زمان دسیته c= 1 به جواب‌های متعارف قبلی منجر می‌شود [8].

Arhive of SID

www.SID.ir

بازسازی مدهای دسیتهٔ مجانبی با استفاده از داده‌های پلانک

در شکل1 طیف توانی حاصل از مدل دسیتهٔ مجانبی در مقایسه با طیف توانی حاصل از مدل مشهورΛCDM و داده‌های پلانک 2015 نشان داده شده است [5،10].



شکل1. طیف توانی ناهمسانگردی دمایی مدل دسیته مجانبی در مقایسه با طیف مدل استاندارد ΛCDM و داده‌های پلانک 2015.

با منطبق کردن مدل با داده‌های پلانک 2015 (DR2)، مقدار $c \cong 1/05$ برای مدل به‌دست آمده است که با مد اولیهٔ خالص دسیته $c=1$، انحراف ناچیز در حدود 0/05 دارد [10].

بحث و نتیجه‌گیری

ما برای برگشت تقارن به فضا-زمان خمیده، فضا-زمان پس زمینه را به‌جای تخت، دسیته و فضا-زمان اصلی را به‌جای دسیته، شبه‌دسیته مجانبی در نظر گرفتیم. از طرفی دیگر قید مشاهداتی مربوط به اندیس طیفی استفاده از چنین مدهای شبه دسیته را تأیید می‌کند. بنابراین و در ابتدا مدهای دسیتهٔ مجانبی را از بسط مجانبی توابع هنکل در زمان‌های اولیه به‌دست آوردیم. سپس برای آزمودن درستی این مدهای کلی به محاسبهٔ شکل تعمیم یافته طیف توانی، تصحیحات فراپلانکی و طیف خلق ذرات پرداختیم که نتایج حاصل در تمام این موارد دارای تصحیحات مراتب بالاتر شده و در حد فضا-زمانی تخت و دسیته به جواب های استاندارد قبلی منجر شده است. در نهایت قیود ناشی از داده های پلانک 2015 را برای انتخاب درست از ضرایب بسط آن در نظر گرفتیم. به‌نظر می رسد با توجه نتایج بدست آمده از مد اولیه ی غیر دسیته منشا اولیه تمام تحولات، خلق ذرات، ناهمسانگردی در CMB و شکل گیری ساختار در کیهان؛ ناشی از نوسانات در فضا-زمان پس زمینه و هندسهٔ آن باشد. ارتباط این موضوع با امواج گرانشی اولیه در حال تحقیق و بررسی است.

سپاس‌گزاری

در اینجا بر خود لازم می‌دانیم از اساتید و همکاران ارجمند آقایان حسن فیروزجاهی، مارتین کونز، جان پیبرگازو، محمد وحید تکوک، مسلم زارعی، سندیپان کاندو، محمد رضا تنهایی اهری، سید عطاالله سجاسی و حسین مصحفی سپاس‌گزاری و قدردانی کنم. این کار تحقیقاتی با حمایت مالی دانشگاه آزاد اسلامی، واحد آیت الله آملی، آمل صورت گرفته است.

مراجع

[1] E. Yusofi, M. Mohsenzadeh, Scale-dependent power spectrum from initial excited-de Sitter modes, *Journal of High Energy Physics* 09 (2014) 020.

[2] E. Yusofi, M. Mohsenzadeh, An Asymptotic Method for Selection of Inflationary *Modes*, *Modern Physics Letters A* **30**, 9 (2015) 1550041.

[3] M. Mohsenzadeh, et al, Power spectrum with auxiliary fields in de Sitter space-time, *The European Physical Journal C* (2014) 74:2920-5.

[4] E. Yusofi et al, Non-Linear Trans-Planckian Corrections of Spectra due to the Non-trivial Initial States, *Physics Letters B* **735** (2014) 261-265.

[5] A. Sojasi, et al, Large-Angular Scales CMB Anisotropy from Excited Initial Mode, *Chinese Physics C* **40**, 7 (2016) 75101.

Archive of SID
www.SID.ir

[6] E. Yusofi, et al, Inflation in Non-de Sitter Background with Coherent States, *Communications in Theoretical Physics* **65** (2016) 308–314.

[7] M. Mohsenzadeh et al, Corrections of the Spectra with de Sitter Background in Krein Space, *Iranian Journal of Physics Research (IJPR)*, 2016.

[8] E. Yusofi, et al, Non-minimal Particles Creation from Asymptotic-de Sitter Inflation, Accepted for publication, *International Journal of Theoretical Physics*, Arxiv: 1506.02767.

[9] M. Mohsenzadeh et al, Higher Order Corrections to Asymptotic-de Sitter Inflation, *Chinese Physics C* **41**, 8 (2017) 085101.

[10] H. Moshafi, et al, Reconstruction of initial Asymptotic-de Sitter mode in light of the Planck data, Arxiv:1702.08790.

Arhive of SID

www.SID.ir