

# یافتن کران بالای بزرگ‌تر برای نسبت اختلال تانسوری به اسکالر در چارچوب حدس سانسور فراپلانکی

امجد عشوریون و عبدالرضا یوسفی سوستانی

۱. پژوهشکده فیزیک، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران

پست الکترونیکی: amjad@ipm.ir

## چکیده:

حدس سانسور فراپلانکی اجازه کلاسیک شدن به طول موج‌های فراپلانکی را در زمان تورم نمی‌دهد. این باعث می‌شود که در سناریوی استاندارد، با فرض‌های معمول، سرعت انتشار اختلالات اسکالر و تانسوری کمیت‌های زمان تورم را سرعت نور اختیار می‌کنند، از این رو کران بالای بسیار پایینی برای این نسبت پیش‌بینی شود. در نتیجه کشف اختلالات تانسوری در تابش پس‌زمینه‌ای کیهانی را تقریباً ناممکن می‌شود. در این مقاله نشان می‌دهیم که این امکان وجود دارد که این نسبت را با کم کردن سرعت اختلالات تانسوری به مقدار مشاهده پذیر افزایش داد، بی‌آنکه نظریه میدان موثر تورم را بی اعتبار کنیم.

واژه‌های کلیدی: حدس سانسور فراپلانکی، نسبت اختلالات تانسوری به اسکالر، سرعت اختلالات تانسوری

## ۱. مقدمه

در این جنک مدل‌ها می‌توان گفت چارچوب اساسی درک رایج، نظریه میدان مؤثر است. در واقع، این نظریه‌های مؤثر می‌توانند نشانه‌هایی از نظریه مادر و اصلی اما ناشناخته داشته باشند یا اینکه از نظریه‌های فراگیرتر یا همه‌چیز موجود - به‌رغم ناتمامی - برآمده باشند. اما بهره‌گیری از نظریه میدان مؤثر با اینکه برای مسائل کیهان‌شناسی کاراست ولی با نظریه‌های بالادستی و فراگیرتر در مرتبه فرابنفش سرسازگاری ندارد و مسئله‌آفرین است؛ این امر یعنی، در صورتی که این نظریه‌ها برای حل مسائل کیهان‌شناسی مناسب باشند و تثبیت شوند، به معنی شکست و بی‌اعتباری نظریه‌های فراگیر مادر خواهد بود یا از پارادوکس‌های جدی پرده برمی‌دارد.

هرچند مأموریت‌هایی مثل پلانک، بسیاری از مدل‌ها را رد کرده، با این حال هنوز قضیه یا نظریه بنیادی یا شواهد رصدی یا

در کیهان‌شناسی نوین، مسائل باز گوناگونی وجود دارد که شاید بتوان گفت در کانون آن، مسائل معطوف به کیهان اولیه قرار گرفته است. به‌طور ویژه‌تر در چارچوب رایج کیهان‌شناسی که بر پایه مدل مه‌بانگ داغ و  $\Lambda$ CDM بنا شده، مقصود از دوران اولیه کیهان، دوره تورمی و پیشامه‌بانگ داغ است. بیشتر مدل‌های جدی‌ای که برای تبیین این دوران ارائه شده، در چارچوب نظریه‌های میدان اسکالر تک‌میدانه  $\phi$  می‌گنجد.

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left( \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 - V(\phi) \right) \quad (1)$$

این مدل‌ها، از دیدگاه‌های مختلف فیزیک نظری برآمده است و در اندیشه اصلی خود غیر از مسائل اصلی تورمی، قصد توجیه و تبیین مشکلات و پدیده‌های دیگری را نیز دارد [۱ و ۲].

آزمایشگاهی محکمی وجود ندارد که مشخص کند که چه دسته‌ای از مدل‌ها و نظریه‌های مؤثر ارائه شده، باید کنار گذاشته شوند.

مورد توجه‌ترین نظریه فراگیر فیزیک نظری از اواخر قرن بیستم تاکنون «نظریه ریسمان» است. پایه‌های نظری و ریاضیاتی مستحکمی برای نظریه ریسمان از سوی فیزیکدانان ارائه شده، و امید می‌رود نظریه گرانش کوانتومی و متحدکننده همه نیروهای طبیعت باشد؛ از این رو همواره تلاش شده است که با کیهان‌شناسی سازگار شود [۳ و ۴].

اما مسئله اساسی چارچوب نظریه میدان مؤثر در کیهان‌شناسی با فیزیک بنیادی یا به عبارت دقیق‌تر زمانی که با فیزیک در ابعاد پلانک سروکار داریم، چیست؟ بر پایه همه شواهد رصدی سده اخیر، کیهان ما در حال انبساط است. نتیجه این پدیده کیهانی، افزایش طول موج فیزیکی همه مدهای افت و خیز کیهانی خواهد بود. افت و خیزهایی که از اختلال‌های کیهان اولیه به جا مانده است. در چارچوب نظریه میدان مؤثر ضرورت دارد که در محدوده فرابنفش یک آستانه قطع ثابت در نظر بگیریم. این بدان معناست که فضای هیلبرت میدان‌های کوانتومی و اختلالات متناظر با آن، به زمان وابسته نباشد. در همین جاست که مشکل نمایان می‌شود؛ افزایش طول موج اختلالات کیهانی در اثر انبساط عالم، به معنی آن است که فضای هیلبرت متناظر با این اختلالات نیز، با گذشت زمان حتما بزرگ و بزرگ‌تر خواهد شد یا به عبارتی تابعی از زمان است؛ این موضوع تعارضی جدی با وجود آستانه قطع است.

در عمل باید گفت، قسمت حاد مسئله ریشه از دوره تورمی (و به طور عام، از هر فاز انبساط شتابدار کیهان) می‌گیرد. چراکه در این دوره است که نوسان‌های اختلالات در مقیاس زیرهابلی است. اما فریزاوت می‌شوند و در مقیاس فراهابلی، دامنه آن‌ها ثابت می‌شوند و کلاسیک خواهند شد. در نظریه ریسمان و بیشتر نظریه‌های مشابه، مقیاس مورد نظر طول پلانک است، از همین رو این مسئله و تبعات آن را مسائل فراپلانکی می‌نامند. [۵] اخیرا وفا و بدرویا حدسی ارائه دادند [۶] که مشکلات فراپلانکی را حل کند یا به بیان بهتر، از نظریه ریسمان در برابر

آن‌ها حفاظت نماید. آن‌ها حدس خود را «حدس سانسور فراپلانکی» می‌نامند. این حدس در ادامه حدس‌های مرداب<sup>۱</sup> است که وفا آن را ارائه داده است [۷]. همچنین در ادامه نیز اثرات و پیامدهای کیهان‌شناختی این حدس نیز بررسی و ارائه شده است [۸]. در حدس مرداب وجود خلأهای شبه پایدار در فضای دوسویه ممنوع است و یکی از پیامدهای آن، قیود روی پتانسیل‌های اسکالر خواهد بود،

$$|V'(\phi)| \geq cV(\phi) \quad (2)$$

(منظور ' از مشتق نسبت  $\phi$  است.) که ضریب  $c$  برای جفت‌شدگی‌های کوچک یک ثابت از مرتبه  $1$  است. این حدس می‌توانست نظریه‌های گرانش کوانتومی را با یک طول کمینه مشخص نجات دهد.

اما مسئله اینجا بود که مسائلی مثل دینامیک سیاهچاله‌ها، و آنچه بیشتر اشاره شد، یعنی، مشکلات فراپلانکی را در بر نمی‌گرفت. به عبارات دیگر، همچنان پی‌ریزی یک چارچوب سازگار مشکلاتی داشت. حدس اخیر که تاکنون بیان آن را به تأخیر انداختیم، چنین بیان می‌کند: «در فیزیک بنیادی (گرانش کوانتومی) شرایط و قوانینی وجود دارد که موجب می‌شود افت و خیزها و اختلالات کوانتومی زیر-پلانکی تحت وضعیت‌های مختلف همچنان کوانتومی بمانند.»

حدس سانسور فراپلانکی شباهت بسیاری به حدس پنروز دارد. حدس پنروز بیان می‌کند که هر تکینگی برهنه‌ای پشت یک افق پنهان شده است و به این صورت، شکست یکانی بودن پدیده‌ها در فرایندهای فیزیکی در افق علی ناظران کیهانی دیده نمی‌شود. به همین شکل، اگر قانونی وجود داشته باشد که آستانه قطع فرابنفش نظریه میدان مؤثر را مستقل از زمان نگه دارد، آنگاه یکانی بودن در این چارچوب حفظ می‌شود.

این حدس بر پایه فرض‌هایی بنا شده است که با کنار گذاشتن‌شان یا تغییراتی در آن‌ها، محتمل است مسائل و مشکلات مطرح را تا حدودی کنار زد؛ اما بهای آن کنار گذاشتن سادگی‌های سناریوهای فعلی برای انرژی تاریک و تورم کیهانی است. سازوکارهای پیچیده‌تر می‌تواند چاره‌ساز باشد، با این حال در بیشتر موارد بستری برای پرسش پیچیده‌تر یا از دست رفتن سادگی استدلال و عدم درک پدیده‌شناسانه مناسب می‌شود. از

طرف دیگر، اگر به هر دلیل پدیده شناختی یا نظری، فرض‌ها را کم یا زیاد کنیم، یا چارچوب دیگری را جانشین کنیم، آنگاه نتایج و پیامدها به دست آمده از حدس‌های وفا و بدرویا و دیگران می‌تواند متفاوت باشد یا دستکم کران‌ها و قیدها به لحاظ کمی و عددی تغییرات قابل توجهی کند.

برای دوره اخیر کیهان، فرض شده که از انتقال به سرخ مشخصی به بالا ( $z \geq 0.3$ ) اثری از انبساط شتاب‌دار دیده نمی‌شود و در شعاع هابلی جهان‌مان، با بهره‌گیری ماده تاریک سرد و مفروضات مدل استاندارد کیهان‌شناختی می‌توان تحول کیهان را توصیف کرد و همچنین برای آینده کیهان، وجود مستمر انبساط شتاب‌دار در نظر گرفته شده است. برای دوره تورمی کیهان نخستین، فرض‌های دیگری در میان است:

- در نظرگیری یک جهان تابش غالب منبسط‌شونده پیش از دوره تورمی،
- پارامتر هابل تقریباً ثابت در طول دوره تورمی،
- مه‌بانگ داغ استاندارد پس از تورم،
- عدد درجات آزادی اسپینی در یک حمام گرمایی یعنی  $g_*$ ، از مرتبه یک باشد،
- سازوکارهای استاندارد که افت و خیزهای تقریباً مقیاس-ناورداری می‌سازند.

این حدس نتایج مشخصی را با توجه فرض‌های بالا، برای فازهای تورمی عالم در پی دارد. برای نمونه، حدس سانسور فراپلانکی، برای فاز تورمی کیهان اخیر، می‌تواند کران بالایی برای عمر کیهان معین کند که مقدار آن حدود ۲ تریلیون سال است. [۶] برای فاز تورم ابتدای عالم نیز، این حدس پیامدهایی را پیش‌بینی می‌کند. مهم‌ترین آن‌ها، قیدهای مشخصی روی مشاهده‌پذیرهای کیهان‌شناختی می‌گذارد. از جمله آن‌که مقیاس انرژی‌ای که می‌توان به تورم نسبت داد، همواره کوچک‌تر  $10^9$  گیگاالکترون ولت خواهد بود که معادل

$$V^{1/4} < 3 \times 10^{-10} M_{\text{pl}} \quad (3)$$

است. بنابراین، بدیهی است که می‌توان روی بزرگی دامنه اختلالات اولیه کیهان، قیدهای مشخصی تعیین کرد. مهم‌ترین پارامتر شاهد تورم نسبت اختلالات تانسوری به اسکالر  $r$  است

که از راه آزمایش‌ها و رصدهای تابش پس‌زمینه‌ای کیهانی (CMB) کران مقدار مجاز آن مشخص می‌شود. از این‌رو، با توجه به مقیاس انرژی یاد شده در چارچوب حدس وفا-بدرویا کران بالای این نسبت

$$r < 10^{-30} \quad (4)$$

خواهد بود [۹].

آخرین داده‌های مأموریت پلانک کران بالای بسیار بزرگ‌تری را معین کرده که حدود 0.1 است [۱۰]. این مقدار در آزمایش‌های آینده می‌تواند کوچک‌تر شود یا این امید وجود دارد که به‌طور دقیق با رصد مدهای B تعیین شود [۱۱].

اما مانند همه حدس‌های این‌چنینی، همیشه این پرسش مطرح است که آیا مقدار کران‌های پیش‌بینی شده، چقدر منعطف هستند. همان‌طور که پیش‌تر گفته شد، با تغییر فرض‌هایی می‌توان تخمین‌های جدیدی، به‌دست آورد. این موضوع در چارچوب حدس اخیر هم صادق است؛ کران‌های دیگری نیز برای نسبت  $r$  تخمین زده‌اند که برای نمونه می‌توان به [۱۲] و [۱۳] نگریست.

در این‌جا می‌توان به این واقعیت اشاره کرد که دامنه افت و خیزهای تورمی به سرعت صوت اختلالات در این دوره ( $c_{s,\gamma}$  مقصود از  $s$  اسکالر و از  $\gamma$  تانسور است). وابسته است. این مقدار می‌تواند  $1 \leq c_{s,\gamma} \leq 0$  باشد؛ از این‌رو، بدون آنکه از چارچوب حدس سانسور فراپلانکی خارج شویم و فرض‌های اساسی را دستکاری کنیم، می‌توان کران جدیدی برای  $r$  به‌دست آورد.

در ادامه با بررسی سرعت اختلالات تانسوری  $c_\gamma$  در چارچوب نظریه میدان مؤثر تورمی [۱۶] نشان می‌دهیم، که می‌توان کران بالای بزرگ‌تری را برای نسبت اختلالات تانسوری به اسکالر معرفی کرد.

از آن‌جایی که محاسبات مربوط سرعت صوت اختلالات، ناگوسیت و دیگر موارد از این دست در چارچوب نظریه میدان مؤثر روشن‌تر است از آن بهره می‌بریم. به کمک این رویکرد می‌توانیم مدل‌های تورمی کیهان اولیه را به‌مدد اوپراتورهای هندسی‌ای بازنویسی و متحد کنیم که بخش زمانی تقارن

<sup>۱</sup> گفتنی است که اگر داده‌های BICEP2/Keck افزوده شود رقم پایین‌تری برای کران بالا حدود 0.07 برای  $r$  به‌دست می‌آید.

را حفظ می‌کنند و وابسته به زمان هستند و با بهره‌گیری از آنها، کنش عمومی و مناسب را برای اختلالات اولیه کیهانی می‌سازیم.

کنش کلی ما، به صورت

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ \frac{M_{Pl}^2}{2} R - c(t) g^{00} - \Lambda(t) + \frac{M_2(t)^4}{2} (\delta g^{00})^2 - \frac{\bar{M}_1(t)^3}{2} \delta g^{00} \delta K - \frac{\bar{M}_1(t)^2}{2} \delta K^2 - \frac{\bar{M}_3(t)^2}{2} \delta K^\nu_\mu \delta K^\mu_\nu + \dots \right] \quad (6)$$

خواهد بود. منظور از  $M_{Pl}$  در کنش بالا، جرم کاهیده پلانک است. خط اول کنش (۶) پایین‌ترین مرتبه اختلالی است؛ به مدد معادلات پس‌زمینه (معادلات فریدمان)، می‌توان آن‌ها را مشخص کرد که این چنین خواهیم داشت:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ M_{Pl}^2 (R/2 - \dot{H} g^{00} - (3H^2 - H)) + \frac{M_2(t)^4}{2} (\delta g^{00})^2 - \frac{\bar{M}_1(t)^3}{2} \delta g^{00} \delta K - \frac{\bar{M}_1(t)^2}{2} \delta K^2 - \frac{\bar{M}_3(t)^2}{2} \delta K^\nu_\mu \delta K^\mu_\nu + \dots \right] \quad (7)$$

خط دوم کنش (۷) شامل عملگرهایی است که در حد واجتیدگی با رابطه پاشندگی اختلالات اولیه متناسب خواهد بود. عملگرهای  $\delta K^2$  و  $\delta K^\nu_\mu \delta K^\mu_\nu$  به نظریه‌های تورم شبح منتسب است [۱۴]. البته لازم به ذکر است که این موضوع مبتنی بر نسخه اصلی نظریه میدان مؤثر تورم [۱۵] است. در نظریه میدان مؤثر تعمیم‌یافته تورم [۱۶] عملگرهای دیگری نیز می‌توان افزود که مرتبه رابطه واپاشیدگی را بالا می‌برند.

### ۳. رابطه میدان سرعت صورت اختلالات تانسوری و نسبت اختلالات تانسوری به اسکالر

در چارچوب نظریه میدان مؤثر تورم، ساده‌ترین عبارتی که به کنش پایه اینشتین-هیلمبرت اختلال تانسوری از مرتبه دو می‌افزاید، عبارت  $\delta K^\nu_\mu \delta K^\mu_\nu$  است. بنابراین می‌توان بخش اختلال تانسوری کنش را به صورت زیر نوشت:

$$S_\gamma = S_{EH} + S_{\bar{M}_3} = \frac{1}{8} \int dt d^3x a^3 \left[ M_{Pl}^2 (c_\gamma^{-2} (\partial_0 \gamma_{ij})^2 - a^{-2} (\partial_k \gamma_{ij})^2) - \bar{M}_3(t)^2 (\partial_0 \gamma_{ij})^2 \right]. \quad (8)$$

از این رو سرعت صوت اختلالات تانسوری به دست می‌آید:

$$c_\gamma^2 = \left( 1 - \frac{\bar{M}_3^2}{M_{Pl}^2} \right)^{-1} \quad (9)$$

در صورتی که بخواهیم از مدهایی از امواج گرانشی با سرعت فراتر از نور پرهیز کنیم باید

$$\bar{M}_3^2 < 0 \quad (10)$$

دیفومورفیسم چهاربعدی‌شان شکسته است؛ یعنی کنش عمومی‌ای به کمک اشیای ریاضی‌ای با این تقارن شکسته بسازیم و محاسبات مرتبط را انجام دهیم. در چارچوب نظریه میدان مؤثر تورم، اختلالات انحنای نخستین  $\zeta = -H\pi$  با مدهای گلدستون-نامبو  $\pi$  تقارن شکسته مورد نظر داده می‌شوند.

برای این منظور، از متریک تخت فریدمن-لومتر-رابرتسون-

واکر (FLRW) با نشانگان بیش منفی بهره می‌بریم:

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2 \delta_{ij} dx^i dx^j \quad (5)$$

که مقصود از  $a(t)$  ضریب مقیاس است و پارامتر هابل، به صورت  $\dot{H}(t) = \dot{a}/a$  تعریف می‌شود. به طور عمومی متریک در سراسر متن با نماد  $g_{\mu\nu}$  و در مینان آن با  $g$  نشان داده می‌شود. همچنین دیگر تانسورهای که در متن به کار خواهیم برد، به شرح زیر است:

- مؤلفه زمان-زمان متریک  $g^{00}$
- اسکالر ریچی  $R = g_{\mu\nu} R^{\mu\nu}$  (که  $R^{\mu\nu}$  تانسور ریچی است)،
- بردار واحد عمود بر سطح زمان-ثابت با تعریف  $n_\mu = -\frac{\delta_\mu^0}{\sqrt{g^{00}}}$
- متریک القایی فضایی با تعریف  $h_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} + n_\mu n_\nu$
- تانسور انحنای بیرونی  $K_{\mu\nu} = h_\mu^\lambda \nabla_\lambda n_\nu$
- بخش تانسوری اختلالی متریک  $\gamma_{ij}$  که بدون رد و دیورژانس است.

همچنین مقصود از  $\delta g^{00}$ ،  $\delta K_{\mu\nu}$  و غیره فرم اختلال یافته عملگرهاست. تعریف عملگرهای اختلال یافته نیز به صورت زیر است:

$$\begin{aligned} K_{\mu\nu} &= K_{\mu\nu} - H h_{\mu\nu} \\ \delta K &= \delta(K_\alpha^\alpha) \\ \delta g^{00} &= -1 + g^{00} \end{aligned} \quad \bullet$$

### ۲. چارچوب نظریه میدان مؤثر برای تورم

به طور اجمالی نگاهی به نظریه میدان مؤثر برای تورم می‌اندازیم. در این چارچوب ما در پیمانه یکانی کار می‌کنیم. نتیجه این که به جای مختل کردن میدان تورمی  $\phi$  و یافتن حل آن، درجه آزادی را میدان متریک  $g_{\mu\nu}$  اختیار می‌کنیم. سپس توابع و عملگرهایی را در نظر می‌گیریم که تقارن دیفومورفیسم فضایی

باشد.

خواهد شد. اما ملاحظاتی در میان است که می‌بایست آن‌ها در نظر گرفت. پس از آن می‌توان نظر داد که آیا می‌توان سرعت صوت اختلالات تانسوری تغییر داد یا خیر. در بخش بعدی این ملاحظات را بررسی می‌کنیم.

#### ۴. ملاحظاتی پیرامون سرعت صوت اختلالات تانسوری

همان‌طور از معادله (۲۰) پیداست، می‌توان دید که با تغییر مقدار سرعت اختلالات تانسوری می‌توان بزرگی  $r$  را کنترل کرد.

می‌توان مقدار ثابت و نابرابر با ۱ و کوچک برای  $c_\gamma$  تعیین کرد تا  $r$  تقویت شود. اما مسئله مهمی در میان است. زمانی که تابع سه نقطه‌ای یا به عبارت دیگر دوطیفی اختلالات تانسوری در فضای مکان  $\langle \gamma\gamma\gamma \rangle$  و همچنین  $h_{NL}$  ناگوسیت مدهای تانسوری را محاسبه کنیم، درمی‌یابیم که هر دو کمیت به سرعت انتشار اختلالات تانسوری وابسته‌اند. در نتیجه این نگرانی به وجود می‌آید که با کم کردن سرعت اختلالات تانسوری، معیارهای نظریه میدان موثر را نقض کنیم. معیار اصلی برای معتبر ماندن نظریه میدان موثر این است که رابطه

$$h_{NL} \ll \frac{1}{|\gamma|} \quad (21)$$

همواره برقرار بماند. در صورتی که این رابطه نقض شود، اعتبار نظریه موثر به کار رفته برای تورم نقض خواهد شد. بنابراین به مدد رابطه (۲۱) می‌توان دریافت که چه مقدار تغییر مقدار در مرتبه  $c_\gamma$  مجاز است؛ یا اینکه اساساً تغییرات مجازند یا ممنوع. مقدار تابع سه نقطه‌ای  $\gamma$  در فضای مکان را از رأس مکعبی برآمده از کنش اینشتین-هیلبرت

$$\frac{a}{4} (\gamma_{ik}\gamma_{jl} - \frac{1}{2}\gamma_{ij}\gamma_{kl}) \partial_k \partial_l \gamma_{ij} \quad (22)$$

محاسبه خواهیم کرد که برابر است با

$$\langle \gamma\gamma\gamma \rangle \sim \left( \frac{M_{Pl}^2}{H^2} \frac{1}{c_\gamma^2} \right)^3 \left( \frac{H^2}{M_{Pl}^2} c_\gamma^2 \right)^3 \sim c_\gamma^4. \quad (23)$$

این تابعیت می‌تواند مشکل‌ساز باشد، اما از طرف دیگر تابع دو نقطه‌ای  $\gamma$  در فضای مکان متناسب با  $c_\gamma^2$  است، بنابراین همان‌طور که در مرجع [۱۷] نشان داده شده است:

$$h_{NL} \sim \frac{\langle \gamma\gamma\gamma \rangle}{\langle \gamma\gamma \rangle \langle \gamma \rangle} \sim \mathcal{O}(c_\gamma^0) \quad (24)$$

بنابراین تغییرات سرعت مد تانسوری بر  $h_{NL}$  بی‌اثر است. همچنین از آنجایی که  $|\gamma| \sim c_\gamma$  مقدار نابرابری (۲۱) همواره

حال به سراغ محاسبه طیف توان  $\gamma_{ij}$  می‌رویم.  $\gamma_{ij}$  را بر پایه مدهای هلیستی گراویتون بسط می‌دهیم:

$$\gamma_{ij} = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \sum_{q=\pm} \epsilon_{ij}^q(\vec{k}) \gamma_k^q \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x}) \quad (11)$$

که  $q = \pm$  اندیس هلیستی،  $\epsilon_{ij}^q$  تانسور قطبش و  $\gamma_k^q$  تابع متناظر  $\gamma_{ij}$  در فضای فوریه است. شرایط بهنجارش چنین حکم می‌کند:

$$\sum_{i,j} \frac{1}{2} \epsilon_{ij}^q \epsilon_{ij}^{q'} = \delta^{qq'}, \quad (12)$$

و حقیقی بودن مقادیر تانسور قطبش نیز منجر به

$$\epsilon_{ij}^q(\vec{k})^* = \epsilon_{ij}^q(-\vec{k}) \quad (13)$$

می‌شود. حال می‌توان با شرایط کوانتس

$$[b_{\vec{k}}^q, b_{-\vec{k}'}^{q'\dagger}] = (2\pi)^3 \delta(\vec{k} - \vec{k}') \delta^{qq'} \quad (14)$$

و با در نظرگیری تابع مد  $v_k(t)$  می‌توان چنین نوشت:

$$\gamma_{\vec{k}}^q = b_{\vec{k}}^q v_k(t) + b_{-\vec{k}}^{q'\dagger} v_k^*. \quad (15)$$

زمانی که بر کنش (۸) تبدیل فوریه را اثر دهیم، به مدد زمان هم‌مدیس (با تعریف  $adt = dt$ ) آن را بازنویسی کنیم و نسبت به  $\tau$  وردش‌گیری کنیم، معادله حرکت زیر به دست می‌آید:

$$\gamma''(\tau) - \frac{2a'(\tau)\gamma'(\tau)}{a(\tau)} + ((c_\gamma k)^2 + \frac{2a'(\tau)^2}{a(\tau)^2} - \frac{2a''(\tau)}{a(\tau)}) \gamma(\tau) = 0, \quad (16)$$

با در نظر گرفتن خلأ بانج-دیویس و تابع ضریب مقیاس برای

$$a(\tau) = -(H\tau)^{-1} \quad (15)$$

در معادله (۷)، و حل کردن آن، آنگاه تابع مد به صورت زیر تعیین می‌شود:

$$v_k = \frac{H}{M_{Pl}} \sqrt{\frac{c_\gamma}{k^3}} (1 + ic_\gamma k\tau) \exp(-ic_\gamma k\tau). \quad (17)$$

حال می‌توان تابع دو-نقطه‌ای تانسوری را در فضای تکانه محاسبه کرد که طیف توان مدهای تانسوری  $\tilde{P}_\gamma(k)$  (منظور ~ به دست آمده از طریق نظریه میدان موثر است.) به دست خواهد آمد:

$$\langle \gamma_{\vec{k}}^q \gamma_{\vec{k}'}^{q'} \rangle = (2\pi)^3 \delta(\vec{k} - \vec{k}') \delta^{qq'} \frac{\pi^2}{2k^3} \left( \frac{2H^2}{\pi^2 M_{Pl}^2 c_\gamma} \right) \quad (18)$$

که در رابطه بالا داریم:

$$\tilde{P}_\gamma(k) = \frac{1}{c_\gamma} \frac{2H^2}{\pi^2 M_{Pl}^2} \quad (19)$$

بنابر محاسبات نشان دادیم که رابطه میان سرعت صوت اختلالات تانسوری و طیف توان متناظرش چگونه تعریف می‌شود. بنابراین نسبت اختلالات تانسوری به اسکالر

$$\tilde{r} = \frac{\tilde{P}_\gamma}{P_\zeta} = \frac{1}{c_\gamma} \frac{P_\gamma}{P_\zeta} = \frac{r}{c_\gamma} \quad (20)$$

اگر بخواهیم مقدار کران بالای  $r$  تا مرتبه  $10^{-3}$  افزایش دهیم،  
 آنگاه خواهیم داشت:

$$r \lesssim 10^{-3} \Leftrightarrow c_\gamma = 10^{-27} \Leftrightarrow -\overline{M}_3^2 \simeq 10^{-54} M_{\text{pl}}^2 \quad (26)$$

## ۶. جمع بندی

حدس سانسور فرایلانگی چارچوب جالبی را برای بحث و بررسی پیرامون نظریه میدان موثر، کیهان اولیه و انبساط شتابدار عالم اخیر در اختیار ما می گذارد. اما همان طور که در این مقاله نشان دادیم، می توان قیدهایی پیشنهاد شده در چارچوب سانسور فرایلانگی بر کران بالا برای نسبت اختلالات اسکالر به تانسوری را با کاهش سرعت اختلالات تانسوری افزایش داد، بی آنکه لازم باشد از چارچوب نظریه میدان موثر برای تورم خارج شویم.

برقرار می ماند. بنابراین بدون هر گونه نگرانی مجاز هستیم که با تغییر سرعت انتشار امواج گرانشی در دوره تورمی، مقدار  $r$  را معین کنیم.

## ۵. کاستن کران بالای $r$

با محاسبات و ملاحظاتی که داشتیم، حال می توان در چارچوب سانسور فرایلانگی کران بالای تعیین شده برای  $r$  را تغییر دهیم. پیش بینی اصلی حدس سانسور فرایلانگی همان طور که پیش تر اشاره شد، از مرتبه  $10^{-30}$  و کوچک تر است. بنابر رابطه (۲۰) اگر  $1 \ll c_\gamma$  باشد، مقدار نسبت اختلالات تانسوری به اسکالر، افزوده می شود. در حالت کلی خواهیم داشت:

$$c_\gamma^2 = \frac{1}{1 - \frac{\overline{M}_3^2}{M_{\text{pl}}^2}} \Rightarrow -\frac{\overline{M}_3^2}{M_{\text{pl}}^2} = c_\gamma^{-2} - 1 \xrightarrow{c_\gamma^{-2} \gg 1} c_\gamma^{-2} \simeq -\frac{\overline{M}_3^2}{M_{\text{pl}}^2} \Rightarrow -\overline{M}_3^2 \simeq c_\gamma^{-2} M_{\text{pl}}^2. \quad (25)$$

## مراجع

1. Brandenberger, R. H., Introduction to Early Universe Cosmology. 2010, PoS ICFI2010, [arXiv:1103.2271 [astro-ph.CO]].
2. Allahverdi, R. et al., The First Three Seconds: a Review of Possible Expansion Histories of the Early Universe, 2021, Open J.Astrophys., [arXiv:2006.16182 [astro-ph.CO]].
3. Giddings, S. B., Kachru S., and Polchinski, J., Hierarchies from fluxes in string compactifications. 2002, Phys. Rev. D. 66 106006, [arXiv:hep-th/0105097].
4. Kachru, S., Kallosh, R., Linde, A. and Trivedi, S. P., De Sitter vacua in string theory, 2003, Phys. Rev. D 68, 046005, [arXiv:hep-th/0301240].
5. Martin, R. H. Brandenberger and J., Trans-Planckian Issues for Inflationary Cosmology. 2013, Class. Quant. Grav. 30, 113001, [arXiv:1211.6753 [astro-ph.CO]].
6. Vafa, C., The String landscape and the swampland. 2005, [arXiv:hep-th/0509212 [hep-th]].
7. Agrawal, P., Obied G., Steinhardt P. J. and Vafa, C., On the Cosmological Implications of the String Swampland. 2018, Phys. Lett. B 784, [arXiv:1806.09718 [hep-th]].
8. Bedroya, A., Vafa, C., Trans-Planckian Censorship and the Swampland. 2020, JHEP 09, arXiv:1909.11063 [hep-th].
9. Bedroya, A., Brandenberger, R., Loverde, M., and Vafa, C., Trans-Planckian Censorship and Inflationary Cosmology. 2020, Phys. Rev. D 101 10, 103502, arXiv:1909.11106 [hep-th].
10. Akrami, Y., et al. [Planck], Planck 2018 results. X. Constraints on inflation, Astron. Astrophys. 641 2020, A10 [arXiv:1807.06211 [astro-ph.CO]].
11. <https://cmb-s4.org>, <https://litebird.isas.jaxa.jp>, <https://science.jpl.nasa.gov/projects/bicep3>.
12. Brandenberger, R. and Wilson-Ewing, E., Strengthening the TCC Bound on Inflationary Cosmology, JCAP 03 047, 2020, [arXiv:2001.00043 [hep-th]].
13. Kamali, V., and Brandenberger, R., Relaxing the TCC Bound on Inflationary Cosmology?, Eur. Phys. J. C, 80, no.4, 339, 2020, [arXiv:2001.00040 [hep-th]].
14. Arkani-Hamed, N., Creminelli, P., Mukohyama, S., and Zaldarriaga, M., Ghost inflation, JCAP 04 001, 2004, [arXiv:hep-th/0312100 [hep-th]].

15. Cheung, C., Creminelli, P., Fitzpatrick, A. L., Kaplan, J., and Senatore, L., The Effective Field Theory of Inflation, JHEP 0803, 014, 2004, [arXiv:0709.0293 [hep-th]].
16. Ashoorioon, A., Casadio, R., Cicoli, M., Geshnizjani, G., and Kim, H. J., Extended Effective Field Theory of Inflation, JHEP 02 172, 2018, [arXiv:1802.03040 [hep-th]].
17. Noumi, T., and Yamaguchi, M., Non-Gaussianities of primordial perturbations and tensor sound speed, 2014, [arXiv:1403.6065 [hep-th]].

نسخه  
پس  
از انتشار