Institute for Research in Fundamental Sciences
مقاله نامه ی بیست و ششمین کنفرانس بهاره فیزیک- ۲۲-۲۳ خرداد ماه ۱۳۹۸
شماره(۱۸)

اضافه کردن هلیسیتی به مدل تورمی برداری همسانگرد

سید علی حسینی منصوری [۱]

[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود

چکیده

در این مقاله جمله ناوردای شبه اسکالر $F_{\mu\nu}^{(a)}\tilde{F}_{(a)}^{\mu\nu}$ را به منظور افزودن هلیسیتی به مدل تورمی برداری همسانگرد شامل میدان اسکالر و سه‌گانه‌ای از میدان‌های برداری، اضافه می‌کنیم. سپس با جداسازی اختلالات اسکالر به مدهای بی‌دررو و آنتروپی، طیف توانی مربوط به انحنای اختلال و نیز طیف توانی آنتروپی اختلال و ترکیبی از این دو را محاسبه می‌کنیم. در واقع وجود هلیسیتی سبب افزایش هم‌بستگی میان مد بی‌دررو و مدهای آنتروپی می‌شود.

مقدمه

همانطور که پیداست میدان‌های سبک یا نیمه سبک تاثیرات غیر قابل انکاری را روی مشاهدات کیهان‌شناسی از جمله آمار دو نقطه‌ای (طیف توانی[1]) و سه نقطه‌ای[2] می‌گذارند [۲،۱]. لذا در دوره‌ی تورم علاوه بر تاثیر میدان اسکالر، نقش میدان‌های دیگر از جمله برداری را باید لحاظ نمود. اما وجود میدان پیمانه‌ای سبب ایجاد مشکلات دیگری از قبیل پس‌زمینه‌ی ناهمسانگرد به علت انتخاب جهت مرجع و نیز رقیق شدن میدان‌های پیمانه‌ای در پس‌زمینه‌ی انبساطی به علت تقارن همدیس، می‌شود. مشکل رقیق شدن میدان برداری را می‌توان با درنظر گرفتن جمله جفت-شدگی مانند تابعی از میدان اسکالر با جمله‌ی جنبشی میدان پیمانه‌ای رفع نمود، زیرا در این حالت تقارن همدیس شکسته خواهد شد. علاوه بر این با انتخاب شکل مناسبی از تابع جفت‌شدگی، می‌توان چگالی انرژی میدان الکتریکی را تقریبا ثابت درنظر گرفت [۳]. بنابراین میدان پیمانه‌ای تا پایان دوره‌ی تورم تاثیرگذار است. علاوه براین می‌توان با اضافه کردن جملاتی مانند $F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}$ به مدل‌های برداری، درجات آزادی مدل را به منظور تاثیر گذار بودن میدان برداری تا پایان تورم افزایش داد. در واقع این جملات سبب ایجاد دو مد با هلیسیتی مثبت و منفی خواهند شد که به طور مستقل تحول پیدا می‌کنند [٤]. در این مقاله ما با در نظر گرفتن چنین جمله‌ای در مدل تورمی همسانگرد شامل یک میدان اسکالر و سه‌گانه‌ای از میدان‌های پیمانه‌ای $A_\mu^{(a)}$ با تقارن $U(1)$ که $a=1,2,3$ و $\mu=0,1,2,3$ می‌باشد [٥]، به بررسی مدهای اسکالر و نیز طیف توانی آنها می‌پردازیم.

مدل

کنش مربوط مدل برداری همسانگرد با در نظر گرفتن کپی سه‌گانه از پیمانه $U(1)$ و نیز جمله ناوردای شبه اسکالر [٥]، به صورت زیر نوشته می‌شود.

$$S=\int d^4x\sqrt{-g}[\frac{1}{2}R-V(\phi)-\frac{1}{2}\nabla_\mu\phi\nabla_\nu\phi-\frac{f^2(\phi)}{4}F_{\mu\nu}{}^{(a)}F^{\mu\nu}{}_{(a)}-\frac{\gamma}{4}I^2(\phi)F_{\mu\nu}{}^{(a)}\tilde{F}^{\mu\nu}_{(a)}] \quad (۱)$$

نوشته می‌شود که ضرایب جفت‌شدگی I و f به علت شکست تقارن همدیس اضافه شده اند. آشکارا می توان مشاهده نمود که جمله شبه اسکالر $F_{\mu\nu}{}^{(a)}\tilde{F}^{\mu\nu}_{(a)}$ هیچ اثری بر معادلات پس‌زمینه ندارد ولی در قسمت اختلال اثرش غیر قابل انکار است. اکنون برای اینکه در دوره تورم پس‌زمینه شبه دوستیه باشد لازم است تا چگالی انرژی میدان برداری نسبت به چگالی انرژی کل کوچک باشد ($R\equiv\frac{\rho_A}{\rho_\phi}\ll 1$). برای این منظور بایستی $f=I=\exp(\frac{2}{1-I}\int\frac{V}{V_{,\phi}}d\phi)$ را لحاظ نمود.

[1] Power Spectrum
[2] Bispectrum

اختلال اسکالر

اکنون اختلالات اسکالر کنش (۱) را مورد مطالعه قرار می‌دهیم. با در نظر گرفتن اختلالات اسکالر مشابه با [٦] و نیز با در نظر گرفتن مدهای بی‌دررو و آنتروپی به صورت،

$$\delta\sigma_c = \cos\theta\delta\phi_c + \sin\theta\delta Q_c, \qquad (۲)$$
$$\delta s_c = -\sin\theta\delta\phi_c + \cos\theta\delta Q_c,$$

که در آن $\cos\theta \equiv \sqrt{1-I}$ و $\sin\theta \equiv -\sqrt{I}$ هستند، کنش مرتبه دوم اختلالی برحسب مدهای بی‌دررو و آنتروپی بازنویسی می‌کنیم.

$$S^{(2)} = \frac{1}{2}\int d\tau d^3k\{\delta\sigma_{c'}{}^2 - \left(k^2 - \frac{1}{\tau^2}(2-8I+9\epsilon-3\eta)\right)\delta\sigma_c^2 + \delta s_{c'}{}^2 - \left(k^2 - \frac{1}{\tau^2}(2+12I+6\epsilon-2\eta)\right)\delta s_c^2 \qquad (۳)$$
$$+U_{c'}{}^2 - \left(k^2 - \frac{1}{\tau^2}\left(2+6\epsilon-2\eta\right)\right)U_c^2 + \frac{16\sqrt{I}}{\tau^2}\delta\sigma_c\delta s_c - \frac{8\sqrt{I}}{\tau}\delta\sigma_c\delta s_{c'} + \frac{8\gamma k}{\tau}\left(2+I+\frac{4}{3}\epsilon\right)\delta s_c U_c\}$$

همانطور که پیداست نقش جمله پاریته، یعنی پارامتر γ سبب می‌شود تا هامیلتونی آزاد مربوط به این لاگرانژی غیر قطری شود. برای به دست وردن حل‌های مربوط به هامیلتونی آزاد ما نیازمند قطری کردن هامیلتونی هستیم. برای این منظور از تبدیلات زیر بهره می بریم.

$$\delta s_c = \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta s_1 - \delta s_2), U_c = \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta s_1 + \delta s_2), \qquad (٤)$$

اکنون هامیلتونی آزاد به صورت زیر قطری خواهد شد.

$$S^{(2)}_{\text{free}} = \frac{1}{2}\int d\tau d^3k\{\delta\sigma_{c'}{}^2 - \left(k^2 - \frac{2}{\tau^2}\right)\delta\sigma_c^2 + \delta s_1'^2 - \left(k^2 + \frac{8\gamma k}{\tau} - \frac{2}{\tau^2}\right)\delta s_1^2 \qquad (٥)$$
$$+\delta s_2'^2 - \left(k^2 - \frac{8\gamma k}{\tau} - \frac{2}{\tau^2}\right)\delta s_2^2\},$$

لذا برای مد بی درو $\delta\sigma_c(k)$ با شرایط اولیه مجانبا تخت حلی به صورت،

$$\delta\sigma_c(k) = \frac{ie^{-ik\tau}}{\sqrt{2k^3\tau}}\left(1+ik\tau\right) \qquad (٦)$$

و نیز برای مدهای آنتروپی حلی به صورت توابع ویتکر به صورت زیر خواهیم داشت.

$$\delta s_{1,2}(\tau) = \frac{e^{\pm i\kappa\pi/2}}{\sqrt{2k}}W_{\kappa,\mu}(2ik\tau) \qquad (٧)$$

همچنین لاگرانژی برهمکنشی نیز به صورت زیر به‌دست می‌آید.

$$S^{(2)}_{\text{int}} = \int d\tau d^3k\{\frac{4\sqrt{2}\sqrt{I}}{\tau^2}\delta\sigma(\delta s_1 - \delta s_2) - \frac{2\sqrt{2}\sqrt{I}}{\tau}\delta\sigma(\delta s_1' - \delta s_2') - \frac{2\gamma kI}{\tau}(\delta s_1^2 - \delta s_2^2) + \frac{3I}{\tau^2}(\delta s_2^2 + \delta s_1^2) \qquad (٨)$$
$$-\frac{6I}{\tau^2}\delta s_1\delta s_2 - \frac{4I}{\tau^2}\delta\sigma^2\}$$

همان‌طور که پیداست به علت اینکه $I \ll 1$ هستند می‌توان جمله‌های جفت شده را به عنوان لاگرانژی اختلالی در نظر گرفت. بنابراین می توان از فرمالیسم $In-In$ برای یافتن همبستگی بین مدها بهره ببریم [٧]. برای این منظور ابتدا لازم است هامیلتونی برهم کنشی را برای لاگرانژی بالا داشته باشیم که در زیر آورده شده است.

$$H_I = \frac{2\gamma kI\delta s_1{}^2}{\tau} - \frac{2\gamma kI\delta s_2{}^2}{\tau} - \frac{3I\delta s_1{}^2}{\tau^2} + \frac{6I\delta s_2\delta s_1}{\tau^2} - \frac{4\sqrt{2}\sqrt{I}\delta\sigma\delta s_1}{\tau^2} \qquad (٩)$$
$$-\frac{3I\delta s_2{}^2}{\tau^2} + \frac{12I\delta\sigma^2}{\tau^2} + \frac{4\sqrt{2}\sqrt{I}\delta s_2\delta\sigma}{\tau^2} + \frac{2\sqrt{2}\sqrt{I}\delta\sigma\delta s_1{}'}{\tau} - \frac{2\sqrt{2}\sqrt{I}\delta\sigma\delta s_2{}'}{\tau}$$

اکنون با داشتن هامیلتونی بالا و نیز حل های هامیلتونی آزاد و استفاده از رابطه زیر برای طیف توانی مد بی‌دررو

$$\left\langle R^\dagger(\tau,\mathrm{k})R^\dagger(\tau_e,\mathrm{k}')\right\rangle = \left(\frac{H}{\dot\phi}\right)^2\cos^2\theta\left\langle\delta\sigma^\dagger\delta\sigma\right\rangle \equiv \frac{2\pi^2}{k^3}P_R\left(2\pi\right)^3\delta^{(3)}\left(k-k'\right) \qquad (١٠)$$

می‌توان طیف توانی جملات تصحیح شده طیف توانی P_R با رابطه زیر داده می‌شود.

$$\mathcal{P}_{\mathcal{R}} = \mathcal{P}_{\mathrm{R}}^{(0)}\left(1+32 f(\gamma) I N_e^2\right) \tag{۱۱}$$

که در این رابطه

$$f(\gamma) \equiv \frac{1}{1+16\gamma^2}\frac{\sinh(8\pi\gamma)}{8\pi\gamma}, \tag{۱۲}$$

می باشد. جمله تصحیح در معادله طیف توان از مرتبه IN_e^2 هست که ساختاری مشابه با مدهای ناهمسانگرد دارد. در مدل ناهمسانگرد طیف توانی با تصحیحی به صورت $\Delta P / P^{(0)} = g_* \cos^2(\hat{\mathbf{k}}\cdot\hat{\mathbf{n}})$ که n جهت انتخاب شده در آسمان است، داده می‌شود. مشاهدات رصدی نشان می‌دهد $|g_*| \lesssim 10^{-2}$ است یعنی $I \lesssim 10^{-7}$ پیش‌بینی می‌شود [۸]. اما در مدل ما این قید روی I و γ قدری کمتر خواهد شد. برای درک بهتر این موضوع نیاز به محاسبه شاخص طیفی است.

$$\Delta n_s = \Delta \frac{d \ln \mathrm{P}}{d \ln k}\Big|_* = 32 I N_e \frac{dN_e}{d\ln k} = 32 f(\gamma) I N_e \tag{۱۳}$$

برای مقیاس ناوردا بودن طیف توانی بایستی Δn_s از مرتبه ε و η باشد. بنابراین نتیجه می‌شود که $f(\gamma) I \lesssim \epsilon / 10 N_e$ یعنی چیزی از مرتبه $I \sim 10^{-4}\epsilon \sim 10^{-6}$ و $\gamma \sim 10^{-3}$ است. لذا علاوه بر فرض اولیه برای کوچک گرفتن I بایستی γ نیز کوچک باشد. از سوی دیگر طیف توانی برای مدهای آنتروپی و نیز ترکیبی از مدهای آنتروپی و بی‌دررو به ترتیب با روابط زیر داده می‌شوند.

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\mathcal{RS}1,2} &= \mp \frac{4\sqrt{2} f(\gamma)}{1+e^{\mp 8\pi\gamma}} \sqrt{I} N_e \mathcal{P}_R^{(0)}, \\ \mathcal{P}_{\mathcal{S}1\mathcal{S}2} &= \frac{28}{3}\frac{\left(1-48\gamma^2\right) f(\gamma)^2}{\cosh^2(4\pi\gamma)} I N_e\ \mathcal{P}_R^{(0)}. \end{aligned} \tag{۱٤}$$

همانگونه که مشاهده می‌شود جملات تصحیح از مرتبه IN_e هستند. همچنین طیف توانی برای تک تک مدهای آنتروپی با یکدیگر با رابطه زیر داده می‌شود.

$$\mathcal{P}_{\mathcal{S}_{1,2}} = \frac{2 f(\gamma)}{1+e^{\mp 8\pi\gamma}}\ \mathcal{P}_R^{(0)} \left(1 - \frac{8}{3}\frac{\left(7+312\gamma^2\right) f(\gamma)}{1+e^{\mp 8\pi\gamma}} I N_e\right) \tag{۱۵}$$

بنابراین اثر جمله نقص پاریته در بر روی طرح پس‌زمینه کیهانی قابل ملاحظه می‌باشد. علاوه براین وجود جمله‌ی نقص پاریتی در لاگرانژی اثر قابل توجهی را در اختلالات تانسوری دارد که در آینده نزدیک در جای دیگر نتایج مربوط به آن را منتشر خواهیم کرد.

نتیجه گیری

با جداسازی اختلالات اسکالر به مدهای بی‌دررو و آنتروپی، طیف توانی مربوط به انحنای اختلال تا مرتبه‌ی دوم N_e^2 و نیز طیف توانی آنتروپی اختلال و ترکیبی از این دو را تا مرتبه‌ی اول N_e تصحیح می‌شوند.

مرجع‌ها

[1] X. Chen and Y. Wang, JCAP **1004**, 027 (2010).
[2] T. Noumi, M. Yamaguchi and D. Yokoyama, JHEP **1306**, 051 (2013).
[3] M. a. Watanabe, S. Kanno and J. Soda, Phys. Rev. Lett. **102**, 191302 (2009).
[4] C. Caprini and L. Sorbo, JCAP **1410** (2014), no. 10 056, [arXiv:1407.2809].
[5] K. Yamamoto, Phys. Rev. D 85, 123504 (2012), [arXiv:1203.1071 [astro-ph.CO]].
[6] H. Firouzjahi, M. A. Gorji, S. A. Hosseini Mansoori, A. Karami and T. Rostami, arXiv:1812.07464 [hep-th].
[7] S. Weinberg, Phys. Rev. D 72, 043514 (2005), [hep-th/0506236].
[8] R. Emami, S. Mukohyama, R. Namba and Y. l. Zhang, JCAP **1703**, 03, 058 (2017).