

## مطالعه یک مدل محدود شده تعمیم یافته گرانشی در مقیاس اختر فیزیکی و کیهان‌شناسی

نسیم درخشانیان و امیر قلعه

دانشکده فیزیک، دانشگاه تفرش، تفرش

(دریافت مقاله: ۱۳۹۶/۰۶/۰۶؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۷/۱۲/۲۵)

### چکیده

در این مقاله، یک مدل محدود شده تعمیم یافته گرانشی مورد مطالعه قرار می‌گیرد که در آن تقارن دیفیومورفیزم شکسته شده است. با به دست آوردن پتانسیل گرانشی، پیامدهای مدل پیشنهاد شده در مقیاس اختر فیزیکی را بررسی می‌کنیم. همچنین با استفاده از تابع وزن همگرایی ضعیف گرانشی در مدل، مقدار انحراف مدل پیشنهادی از مدل  $\Lambda$ CDM برای دوره اخیر کیهان‌شناسی مورد بررسی قرار می‌گیرد.

**واژه‌های کلیدی:** تقارن دیفیومورفیزم، گرانش تعمیم یافته، تقریب نیوتونی، ثابت کیهان‌شناسی، همگرایی گرانشی، طیف توانی

### ۱. مقدمه

یکی از فرضیات نسبیت عام اینشتین، یکسان بودن قوانین فیزیک از دیدگاه تمام ناظرها است. از نظر ریاضی این فرض به معنی اختیاری بودن دستگاه مختصات برای فضا-زمان است. فرمالیسم مناسب ریاضی برای گزاره‌های بالا، پذیرفتن تقارن دیفیومورفیزم است. با پذیرفتن تقارن دیفیومورفیزم ساختن کنش مناسب برای نسبیت عام ساده است. برای مثال اولین جملاتی که می‌توانیم با حفظ این تقارن در نظر بگیریم جمله ثابت کیهان‌شناسی و نرده‌ای ریچی است.

در عمل ناچار به انتخاب یک دستگاه مختصات برای

محاسبات هستیم. برای مثال به عنوان موجوداتی روی کره زمین، تقارن کروی را باید در نظر بگیریم. در نسبیت عام اینشتین هر نوع قید ناشی از تقارن موجود در شرایط فیزیکی، به معنی انتخاب یک کلاس خاص مشخص از جواب‌ها برای معادلات اینشتین است. مثال مهم دیگر در کیهان‌شناسی است. تابش پس زمینه کیهانی نشان دهنده این است که یک دستگاه مختصات مرجح برای کیهان (ناظر هم رو) وجود دارد که به متریک فریدمان-رابرتسون-واکر (FRW) معروف است و به صورت زیر توصیف می‌شود:

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 dx^i dx^j \delta_{ij}, \quad (1)$$

انحنای سه بعدی عارضی،  $R^{(3)}$  انحنای سه بعدی، و

$$a_i = \frac{\partial_i N}{N} \text{ است. همچنین}$$

$$\Xi \equiv \frac{2}{\sqrt{-g}} \partial_\mu (\sqrt{-g} n^\mu K) - \frac{2}{\sqrt{h} N} \partial_i (\sqrt{h} h^{ij} \partial_j N), \quad (3)$$

$$\Gamma_{klmn} \equiv \frac{1}{2} (h_{ik} h_{jl} + h_{il} h_{jk}) - \frac{\lambda}{2\lambda - 1} h_{ij} h_{kl}. \quad (4)$$

در روابط بالا  $K = g^{ij} K_{ij}$  است و  $M_P^\gamma = (\lambda \pi G)^{-1}$  جرم پلانک کاهش یافته است.

هدف ما پاسخ به این پرسش است که آیا اندازه‌گیری نیروی گرانش در حالت موضعی - که مربوط به آزمون در مقیاس زیر کهکشانی است - و همچنین بررسی همگرایی ضعیف گرانشی - که مربوط به مقیاس کیهان‌شناسی است - می‌تواند مشخص کننده تفاوت میان مدل پیشنهاد شده و مدل  $\Lambda$ CDM باشد یا خیر.

## ۲. آزمون محلی و منظومه ای مدل پیشنهادی

در این بخش تمرکز ما روی به دست آوردن پتانسیل گرانشی در مدل مورد نظر است. با این روش می‌خواهیم شرایط لازم برای قبول کردن مدل پیشنهادی را به دست آوریم. این شرایط با در نظر گرفتن این نکته به دست خواهد آمد که پتانسیل گرانشی نیوتون برای مقیاس‌های اختر فیزیکی مناسب است.

از روش تقریب حد ضعیف متریک مینکوفسکی استفاده خواهیم کرد. در این روش متریک را به صورت زیر انتخاب می‌کنیم:

$$ds^2 = -(1 + 2\Phi(\vec{x}, t)) dt^2 + (1 - 2\Phi(\vec{x}, t)) \delta_{ij} dx^i dx^j. \quad (5)$$

که در آن  $\Phi$  پتانسیل گرانشی است. چون می‌خواهیم پتانسیل گرانشی یک جسم نقطه‌ای با تقارن کروی را به دست آوریم، چگالی انرژی جرمی ما به صورت  $\rho(\vec{x}, t) = M \delta(\vec{r})$  خواهد بود.

متریک بالا را در کنش (۲) قرار می‌دهیم و تا مرتبه دوم  $\Phi(\vec{x}, t)$  را بسط می‌دهیم و سپس نسبت به آن وردش می‌گیریم. بعد از کمی محاسبه جبری و استفاده از تبدیل فوریه معادلات زیر را خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \Phi(1 + 2\eta \bar{F}) &= \eta \Upsilon \delta F, \\ \eta \Upsilon k^\gamma \delta F + \frac{M}{2M_P^\gamma} &= k^\gamma (1 - \frac{\gamma_1}{2})(1 + 2\eta \bar{F}) \Phi. \end{aligned} \quad (6)$$

که در آن  $a = a(t)$  فاکتور مقیاس است و پارامتر هابل به صورت  $H = \frac{\dot{a}}{a}$  با استفاده از عامل مقیاس ساخته می‌شود.

بنابراین پذیرفتن تقارن دیفیومورفیزم، حداقل برای ساکنین روی زمین و همچنین ناظرهای هم رو در چارچوب کیهان‌شناسی، نالازم است. این نکته انگیزه بعضی از محققان برای ساختن یک مدل، بدون احتیاج به تقارن دیفیومورفیزم است [۱-۲]. اما شکستن تقارن دیفیومورفیزم ممکن است که سازگاری ریاضی یک نظریه را از بین ببرد. در مرجع [۳] نشان داده شده که برای سازگاری ریاضی نظریه، احتیاج به دقت بیشتر در افزودن جملات به کنش است. همچنین در مرجع [۴] اختلالات کیهانی حول متریک FRW مورد بررسی قرار گرفته است.

صورت‌بندی ریاضی تقارن دیفیومورفیزم بر مبنای تغییر آزاد مختصات  $x^\mu \rightarrow x'^\mu$  است که در نتیجه آن متریک به صورت

$$g'_{\mu\nu}(x') = \frac{\partial x^\alpha}{\partial x'^\mu} \frac{\partial x^\beta}{\partial x'^\nu} g_{\alpha\beta}(x)$$

ریچی ناوردا باقی می‌ماند. در این مقاله تقارن تحت تغییر مختصات فضایی را حفظ خواهیم کرد. به عبارت دقیق‌تر، کنش در نظر گرفته شده باید همچنان تحت تبدیل دلخواه  $x^i \rightarrow x'^i$  ناوردا باشد ( $i$  نشان دهنده مختصات فضایی است). بنابراین برای ساختن کنش مناسب لازم نیست خود را مقید به نرده‌ای ریچی کنیم.

در این مقاله می‌خواهیم با در نظر گرفتن شکست تقارن دیفیومورفیزم، تغییرات به وجود آمده در پتانسیل گرانشی و همچنین همگرایی گرانشی را در رده خاصی از مدل پیشنهادی در مرجع [۳] بررسی کنیم. این رده خاص به صورت زیر توصیف می‌شود:

$$S_{res} = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ M_P^\gamma \frac{R_\Upsilon}{2} + \eta M_P^\gamma f \left( \frac{R_\Upsilon}{M_P^\gamma} \right) \right], \quad (2)$$

که  $R_\Upsilon$  به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$R_\Upsilon \equiv K_{ij} \Gamma^{ijkl} K_{kl} + {}^{(3)}R + \Upsilon \Xi + \gamma_1 a_i^i + \gamma_2 {}^{(3)}R^{ij} a_i a_j,$$

که در آن  $\Upsilon, \gamma_1, \gamma_2$  پارامترهای عددی مدل،  $K_{ij}$  تانسور

$$G \rightarrow \frac{G}{(1 - \frac{\gamma_1}{\gamma})(1 + 2\eta\bar{F})} \quad (9)$$

ابتدا به نظر می رسد که این نتیجه فقط یک تغییر مقیاس برای مقدار یک ثابت باشد. اما همان طور که در بخش بعد خواهیم دید، می توان تعبیر دیگری نیز به دست آورد. همچنین قید زیر را می توان به دست آورد:

$$(1 - \frac{\gamma_1}{\gamma})(1 + 2\eta\bar{F}) > 0. \quad (10)$$

نتیجه بالا یک قید را روی پارامترهای مدل در این حالت قرار می دهد.

(ب) مدل  $f = \left(\frac{R_\gamma}{M_P^\gamma}\right)^\gamma$ . با استفاده از معادلات (۶) نتیجه

زیر به دست می آید:

$$\Phi = \frac{M}{2M_P^\gamma k^\gamma \left[ \frac{4\eta\gamma(\gamma - \gamma)k^\gamma}{M_P^\gamma} + (1 - \frac{\gamma_1}{\gamma})(1 + 2\eta\bar{F}) \right]}. \quad (11)$$

با استفاده از تبدیل معکوس فوریه خواهیم داشت

$$\Phi = \frac{M}{\Lambda M_P^\gamma Q^\gamma \pi r} - \frac{Me R}{\Lambda M_P^\gamma Q^\gamma \pi r}, \quad (12)$$

که در آن

$$R \equiv \frac{1}{M_P} \frac{\sqrt{4\eta\gamma(\gamma - \gamma)}}{Q}, \quad (13)$$

$$Q^\gamma \equiv (1 - \frac{\gamma_1}{\gamma})(1 + 2\eta\bar{F}).$$

بنابراین در این حالت علاوه بر جمله متناسب با معکوس فاصله، پتانسیل گرانشی دارای یک جمله یوکاوا مانند هم است. هر چند می توان این جمله را با اعمال قید روی پارامترهای موجود در مدل کوچک انتخاب کرد، اما برای جلوگیری از هر نوع تنظیم ظریف از این کار چشم پوشی می کنیم.

### ۳. بررسی مدل در مقیاس کیهان‌شناسی

برای بررسی مدل در مقیاس کیهان‌شناسی، حالت  $f = 0$  اما  $\gamma_1 \neq 0$  را در نظر می گیریم. همان طور که در بخش قبل دیدیم این مدل کاملاً با نتایج ما از داده‌های رصدی از منظومه شمسی

که در آن  $\Phi$  ضریب تبدیل فوریه  $\Phi(\vec{x}, t)$  و علامت "!" در بالای کمیت‌ها نشان دهنده مشتق نسبت به زمان است. همچنین  $F \equiv M_P^\gamma \frac{df}{dR_\gamma} \equiv \bar{F} + \delta F$ ،  $\dot{F} \equiv \dot{\bar{F}} + \delta \dot{F}$  که خط بار در بالای کمیت‌ها نشان دهنده مقدار کمیت‌ها در فضای مینکوفسکی است.

یک آزمون برای درستی روابط بالا اعمال حد کنش اینشتین-هیلبرت است که با قرار دادن  $F = 0$  و  $\gamma_1 = 0$  به دست خواهد آمد. در این حالت از رابطه بالا مشخص است که نتیجه  $\Phi = \frac{M}{2M_P^\gamma k^\gamma} \frac{1}{k^\gamma}$  به دست خواهد آمد که تبدیل فوریه پتانسیل گرانشی متناسب با معکوس فاصله است.

دقت کنید که متریک پس زمینه متریک مینکوفسکی است و بنابراین کلیه کمیت های هندسی مستقل از زمان هستند. برای مثال  $\dot{\bar{F}} = 0$  و  $\bar{F}$  یک ثابت عددی است. اگر از این نکته استفاده کنیم و از دو طرف رابطه دوم در (۶) مشتق گرفته و با رابطه اول مقایسه کنیم به نتیجه  $\dot{\Phi} = 0$  خواهیم رسید. بنابراین پتانسیل گرانشی همچنان ایستایی است. با استفاده از این نتیجه خواهیم داشت

$$R_\gamma = 2k^\gamma (-2 + \gamma)\Phi. \quad (7)$$

برای بررسی بیشتر چند حالت از مدل را در نظر می گیریم. در حالت کلی شکل پتانسیل به انتخاب شکل تابع  $f$  وابسته است. چون پتانسیل متناسب با معکوس فاصله توصیف خوبی از مشاهدات در سیستم منظومه‌ای می دهد، شکل تابع را طوری قرار خواهیم داد که جواب‌های معادلات نزدیک به این نوع پتانسیل‌ها باشد. دو نوع از توابع را در نظر خواهیم گرفت:

الف) حالت  $f = 0$  اما  $\gamma_1 \neq 0$ . در این حالت مجموعه (۶) نتیجه زیر را خواهند داد:

$$\Phi = \frac{M}{2M_P^\gamma k^\gamma (1 - \frac{\gamma_1}{\gamma})(1 + 2\eta\bar{F})}. \quad (8)$$

نتیجه به دست آمده معادل با این است که قانون عکس فاصله نیوتون، برای پتانسیل گرانشی، تغییر نکنند اما ثابت گرانش نیوتون به صورت زیر تغییر کند:

$$\Psi = C_1 e^{-Ht} + C_2 e^{-\frac{2}{\gamma_1} Ht} \quad (for \gamma_1 \neq 2), \quad (18)$$

$$\Psi = C_1 e^{-Ht} + C_2 H t e^{-Ht} \quad (for \gamma_1 = 2),$$

که در آنها  $C_1, C_2$  ثابت‌های انتگرال‌گیری هستند. برای پیدا کردن  $\Phi$  از معادله‌های به دست آمده و جواب بالا کمک می‌گیریم.

نسبت  $\gamma \equiv \frac{\Psi}{\Phi}$  پارامتر مهمی در کیهان‌شناسی است و مشخص کننده انحراف از مدل هیلبرت-اینشتین است. از داده‌های ماهواره پلانک داریم [۵]:

$$\gamma_0 - 1 = 1/36^{+1/0} - 0/69. \quad (19)$$

با توجه به جواب‌های به دست آمده، در مدل پیشنهاد شده، داریم

$$\gamma - 1 = \frac{\gamma_1}{\gamma} \left[ 1 - \frac{C_1 e^{-Ht} + C_2 \frac{2}{\gamma_1} e^{-\frac{2}{\gamma_1} Ht}}{C_1 e^{-Ht} + C_2 \frac{2}{\gamma_1} e^{-\frac{2}{\gamma_1} Ht}} \right] \quad (for \gamma_1 \neq 2), \quad (20)$$

و

$$\gamma - 1 = \frac{C_2}{C_1 - C_2 + C_2 H t} \quad (for \gamma_1 = 2). \quad (21)$$

توجه کنید که در حالت  $t \rightarrow \infty$  داریم

$$\gamma \rightarrow 1, \quad if \gamma_1 \leq 2, \quad \gamma \rightarrow \frac{\gamma_1}{\gamma}, \quad if \gamma_1 > 2. \quad (22)$$

#### ۴. بررسی همگرایی ضعیف گرانشی در مدل

##### پیشنهادی

برای مقایسه نتایج همگرایی ضعیف گرانشی در مدل پیشنهادی و  $\Lambda$ CDM ابتدا کمیت‌های مهم در همگرایی گرانشی در  $\Lambda$ CDM را یادآوری می‌کنیم. مسیر پرتو نور یک چشمه نوری تحت تأثیر پتانسیل گرانشی میان چشمه و ناظر، منحرف می‌شود. پتانسیل همگرایی  $\phi$  مقدار انحراف پرتو نور را مشخص می‌کند که برابر است با [۶]:

$$\phi(\hat{n}) = -2 \int_0^{\chi^*} d\chi \left( \frac{\chi - \chi^*}{\chi \chi^*} \right) \Psi(x, \chi). \quad (23)$$

سازگار است. تمرکز ما روی دوره اخیر کیهان‌شناسی است، بنابراین از سهم ماده می‌توان صرف نظر کرد. اما باید ثابت کیهان‌شناسی را اضافه کنیم. ثابت کیهان‌شناسی را می‌توان مانند یک ماده با چگالی انرژی  $\rho = \Lambda M^2 p$  در نظر گرفت. همان طور که نشان خواهیم داد، با در نظر گرفتن این دوره خاص، معادلات حاصل را می‌توان به صورت تحلیلی حل کرد.

معادلات توصیف کننده مدل در این حالت، که در مرجع

[۳] به دست آمده‌اند، به صورت زیر هستند:

در حالت پس‌زمینه داریم:

$$H^2 = \frac{\Lambda}{3}. \quad (14)$$

همان طور که دیده می‌شود، معادله حاصل تفاوتی با مدل  $\Lambda$ CDM نداشته و جواب معادله بالا برای ضریب مقیاس،  $a$ ، کاملاً مشخص است.

برای اختلال‌های نرده‌ای متریک از پیمانه نیوتونی استفاده می‌شود که به صورت زیر پارامتر بندی می‌شود.

$$ds^2 = -(1 + 2\Phi(\vec{x}, t)) dt^2 + a^2 (1 - 2\Psi(\vec{x}, t)) \delta_{ij} dx^i dx^j. \quad (15)$$

معادلات توصیف کننده اختلالات نرده‌ای متریک به صورت زیر می‌باشند:

$$\begin{aligned} \dot{\Psi} + H\Phi &= 0, \\ \Psi - \Phi &= \frac{\gamma_1}{2} \left( \frac{\dot{\Phi}}{H\Phi} + 1 \right) \Phi, \end{aligned} \quad (16)$$

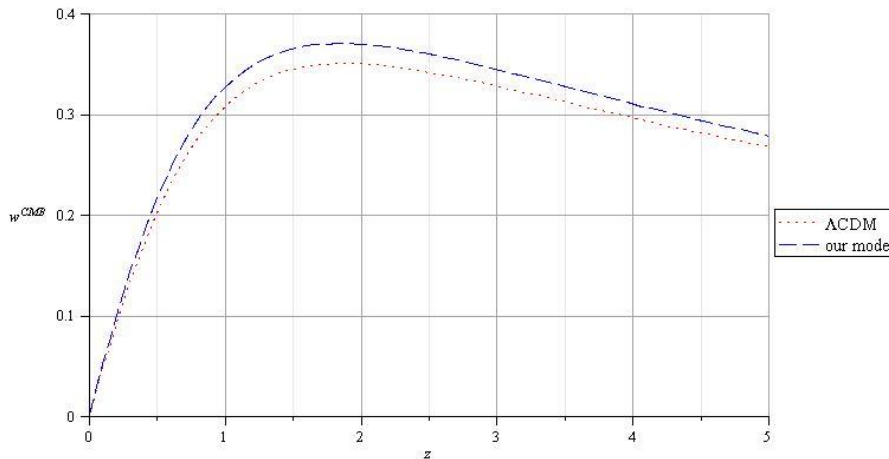
که در آنها  $\Psi, \Phi$  از تبدیل فوریه  $\Psi(\vec{x}, t), \Phi(\vec{x}, t)$  به دست می‌آیند.

همان طور که از معادلات به دست آمده مشخص است، در این مدل  $\Psi \neq \Phi$  است که با پیش‌بینی کنش اینشتین-هیلبرت متفاوت است. اختلال‌های بخش تانسور و برداری مدل شبیه به مدل اینشتین-هیلبرت است و بنابراین در اینجا آنها را بررسی نمی‌کنیم.

با ترکیب معادلات بالا می‌توان به معادله زیر رسید.

$$\ddot{\Psi} + \left( \frac{2}{\gamma_1} + 1 \right) H \dot{\Psi} + \frac{2}{\gamma_1} H^2 \Psi = 0. \quad (17)$$

با توجه به ثابت بودن پارامتر هابل، معادله بالا دو جواب زیر را دارد



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) تابع وزن تابش پس زمینه کیهانی  $W^{CMB}$  برای مدل  $\Lambda$ CDM (قرمز) و مدل پیشنهادی (آبی) با ثابت‌های  $c_1 = 1$  و  $c_2 = 0.5$ .

چون  $\gamma = \gamma(z) \equiv \frac{\Psi}{\Phi}$  پتانسیل همگرایی  $\phi$  در مدل پیشنهادی برابر است با:

$$\phi_{new}(\hat{n}) = - \int_0^{\chi^*} d\chi \left( \frac{\chi - \chi^*}{\chi\chi^*} \right) (\gamma(z)+1) \Phi(x, \chi). \quad (28)$$

با توجه به پتانسیل بالا و مشابه با محاسبات انجام شده در مدل  $\Lambda$ CDM، روابط زیر را به دست می‌آوریم:

$$l^* C_l^{\phi\phi}_{new} = \int_0^{\chi^*} dz W^\phi(z) \left( \frac{\gamma(z)+1}{2} \right)^2 P_m \left( \frac{l}{\chi}, z \right). \quad (29)$$

$$W_{new}^\phi(z) = \left( \frac{\gamma(z)+1}{2} \right)^2 \Omega_m^\gamma H_0^\gamma (1+z)^\gamma \chi^\gamma \left( \frac{\chi^* - \chi}{\chi\chi^*} \right)^2. \quad (30)$$

$$W_{new}^{CMB}(z) = \left( \frac{\gamma+1}{2} \right)^2 \Omega_m \frac{H_0^\gamma}{H(z)} (1+z) \chi(z) \left( \frac{\chi(z^*) - \chi(z)}{\chi(z^*)} \right). \quad (31)$$

در روابط بالا مقدار  $\gamma+1$  با توجه به رابطه (۱۰)، برحسب  $z$  برابر است با:

$$\gamma(z)+1 = 2 + \frac{\gamma_1}{2} \left( 1 - \frac{c_1(1+z) + c_2 \frac{\gamma}{2} (1+z)^{\frac{\gamma}{2}}}{c_1(1+z) + c_2 \frac{\gamma}{2} (1+z)^{\frac{\gamma}{2}}} \right). \quad (32)$$

در شکل ۱ با کمک روابط (۲۷) و (۳۱) نمودار تابع وزن تابش پس زمینه کیهانی  $W^{CMB}$  رسم شده است. همچنین در شکل ۲،

در رابطه بالا  $\chi^*$  فاصله هم‌رو تا چشمه نوری و  $\hat{n}$  بردار یکه در راستای پرتو نور است. در اینجا ما به بررسی همگرایی ضعیف گرانشی تابش پس زمینه کیهانی CMB می‌پردازیم.

از فرمالیسم موجود برای بررسی همگرایی ضعیف گرانشی طیف توانی زاویه‌ای  $C_l^{\phi\phi}$  را برای پتانسیل همگرایی محاسبه می‌کنیم [۶]:

$$l^* C_l^{\phi\phi} = \int_0^{\chi^*} dz W^\phi(z) P_m \left( \frac{l}{\chi}, z \right). \quad (24)$$

که  $P_m$  طیف توانی ماده و  $W^\phi(z)$  کرنل پتانسیل همگرایی است.

$$W^\phi(z) = \Omega_m^\gamma H_0^\gamma (1+z)^\gamma \chi^2 \left( \frac{\chi^* - \chi}{\chi\chi^*} \right)^2. \quad (25)$$

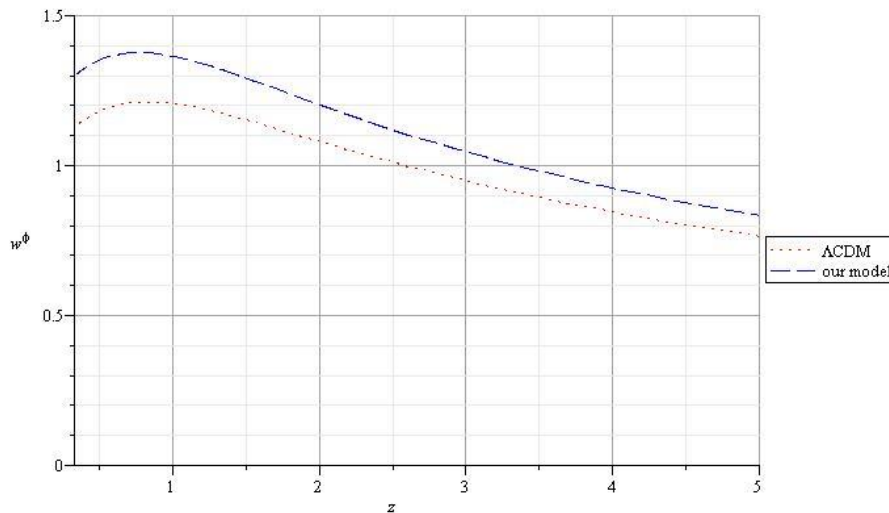
میدان همگرایی  $\kappa$  کمیته مهم در پدیده همگرایی ضعیف گرانشی است که برابر با انتگرال وزنی تابع افت و خیز چگالی ماده،  $\delta$ ، است، و به صورت زیر تعریف می‌شود [۷]:

$$\kappa(\hat{n}) = \int_0^{\chi^*} dz W(z) \delta(\chi(z)\hat{n}, z). \quad (26)$$

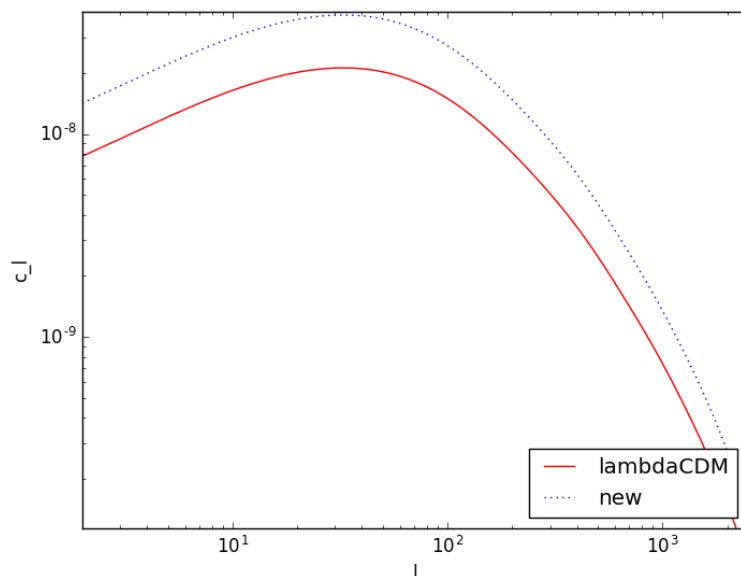
که تابع وزن برای همگرایی گرانشی تابش پس‌زمینه کیهانی، برابر است با:

$$W^{CMB}(z) = \frac{\gamma}{2} \Omega_m \frac{H_0^\gamma}{H(z)} (1+z) \chi(z) \left( \frac{\chi(z^*) - \chi(z)}{\chi(z^*)} \right). \quad (27)$$

تا به اینجا روابط بیان شده براساس مدل  $\Lambda$ CDM است. در ادامه این روابط را برای مدل پیشنهادی به دست می‌آوریم.



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) کرنل پتانسیل همگرایی  $W^\phi(z)$  برای مدل  $\Lambda$ CDM (قرمز) و مدل پیشنهادی (آبی) با ثابت‌های  $c_1 = 1$  و  $c_2 = 0.5$ .



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار طیف توانی زاویه‌ای  $C_l^{\phi\phi}$  برای مدل  $\Lambda$ CDM (قرمز) و مدل پیشنهادی (آبی) در زمان  $t \rightarrow \infty$  با ثابت‌های  $c_1 = 1$  و  $c_2 = 0.5$  و  $\gamma = \frac{\gamma_1}{2}$ .

با توجه به روابط (۲۵) و (۳۰)، نمودار کرنل پتانسیل همگرایی  $W^\phi(z)$  را برای دو مدل مورد نظر ترسیم کردیم. توجه کنید که در نمودارهای به دست آمده، مقادیر  $c_1$  و  $c_2$  از مرتبه یک هستند بنابراین در مدل پیشنهادی ما تنظیم ظریف<sup>۱</sup> ضرورتی ندارد. برای حالت  $t \rightarrow \infty$ ، با توجه به رابطه (۲۲)، به ازای  $\gamma_1 > 2$ ، مقدار  $\gamma$  برابر با مقدار ثابت  $\frac{\gamma_1}{2}$  است. در نتیجه می‌توان نمودار طیف توانی زاویه‌ای  $C_l^{\phi\phi}$  را به کمک داده‌های برنامه MGCAMB برای مدل پیشنهادی رسم کرد که در شکل ۳ نشان داده شده است. همان‌طور که از رابطه (۲۲) مشخص است، برای  $\gamma_1 \leq 2$  مدل پیشنهادی در حد  $t \rightarrow \infty$  از مدل  $\Lambda$ CDM قابل تشخیص نیست.

۱. fine tuning

## ۵. نتیجه گیری

استفاده از تنظیم ظریف، می توان مقدار ناهمسانگردی در داده های اخیر ماهواره پلانک را به دست آورد. با استفاده از تابع وزن به دست آمده برای مدل، نشان دادیم که چگونه می توان از داده های همگرایی ضعیف گرانشی برای مقایسه با مدل  $\Lambda$ CDM استفاده کرد.

در این مقاله یک مدل تعمیم یافته گرانش در دو مقیاس اختر فیزیکی و کیهان شناسی مورد مطالعه قرار گرفت. نشان داده شد که یک رده خاص از این نوع مدل وجود دارد که کمترین انحراف را از مدل های استاندارد دارد. مقدار انحراف مدل پیشنهادی با  $\Lambda$ CDM به دست آمد. مشخص شد که بدون

## مراجع

- 1609.02666.
5. P A R Ade *et al.*, [astro-ph, arXiv:1502.01590.
6. A Lewis and A Challinor, *Phys. Rep.* **429**, 1 (2006) arXiv:astro-ph/0601594.
7. M Bartelmann and P Schneider, *Phys. Rep.* **340** (2001) 291.
1. C Cheung, P Creminelli, A Liam Fitzpatrick, J Kaplan, and L Senatore, *JHEP.* **014** (2008) 0803.
2. A Ghalee, *Phys. Eur. Phys. J. C* **76** (2016) 136.
3. M Chaichian, A Ghalee, and J Kluson, *Phys. Rev. D* **93** (2016) 104020.
4. M Chaichian, A Ghalee, and J Kluson, arXiv: