



جریان توده در مدل‌های Λ CDM و XCDM و تنش‌های ثابت هابل و σ_8

پری‌ناز شیخ‌انصاری و شانت باغرام

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران

پست الکترونیکی: baghram@sharif.edu

(دریافت مقاله: ۱۴۰۲/۰۱/۰۶؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۲/۰۱/۲۲)

چکیده:

مدل استاندارد کیهان‌شناسی Λ CDM بسیاری از مشاهدات کیهانی مانند طیف توان تابش زمینه کیهانی و ساختارهای بزرگ مقیاس را به خوبی توصیف کرده است. اما مشکلاتی نظیر تنش در پارامترهای کیهان‌شناسی، علاوه بر مسائل بنیادی فیزیک ماده و انرژی تاریک باعث شده است که مدل‌هایی به عنوان جایگزین‌های مدل استاندارد پیشنهاد شوند. یکی از این مشاهدات، تنش جریان توده است. در مدل استاندارد انتظار داریم که سرعت خاصه‌ای که از ساختارها رصد می‌کنیم با افزایش انتقال به سرخ کاهش یابد، اما در بسیاری از موارد سرعت خاصه مشاهده شده رفتار کاهشی نداشته اند. در این مقاله، با استفاده از نظریه اختلال خطی، جریان توده و پارامتر $f\sigma_8$ را در مدل‌های جایگزین Λ CDM و XCDM به دست آوردیم و آنها را با داده‌های رصدی مقایسه کردیم. مدل Λ CDM جریان توده بیشتری را پیش‌بینی می‌کند ولی نتوانسته مشکل تنش σ_8 را حل کند. از سوی دیگر مدل بازسازی پارامتر هابل، سرعت توده کمتری را نسبت به مدل استاندارد پیش‌بینی می‌کند اما تنش σ_8 در این مدل بهبود یافته است.

واژه‌های کلیدی: تشکیل ساختار، نظریه اختلال خطی، سرعت توده، تنش‌های کیهان‌شناسی

۱. مقدمه

رصدی مانند تابش زمینه کیهانی و ساختارهای بزرگ مقیاس موفق عمل کرده است [۱-۲]. در سال‌های اخیر با پیشرفت کیهان‌شناسی رصدی، پارامترهای کیهان‌شناسی از روش‌های مختلف اندازه‌گیری شده‌است. مشاهدات نشان می‌دهد بین اندازه‌گیری‌های مستقل، برخی پارامترهای کیهان‌شناسی مانند ثابت هابل H_0 و واریانس اختلالات چگالی هموار شده در 8 Mpc/h ، که آن را با نماد σ_8 نشان می‌دهند و اندازه‌گیری‌های وابسته به مدل این پارامترها اختلاف وجود دارد. این مشاهدات نمونه‌ای از مسائلی است که به آنها مسئله تنش در پارامترهای کیهان‌شناسی گفته می‌شود [۳]. وجود این تنش‌ها، در کنار مسائل بنیادی مانند مشکل ثابت کیهان‌شناسی

مدل استاندارد کیهان‌شناسی (ثابت کیهان‌شناسی همراه ماده تاریک سرد Λ CDM) ساده‌ترین و در عین حال پذیرفته شده ترین مدلی است که برای توصیف کیهان به کار می‌رود. طبق این مدل، کیهان در مقیاس‌های بزرگ از مرتبه و حدود 100 Mpc و بزرگ‌تر همگن و همسانگرد است و با شتاب تندشونده در حال انبساط است. عامل این انبساط تندشونده در مدل فوق، ثابت کیهان‌شناسی Λ است و همچنین عامل اصلی تشکیل ساختار و چارچوب تاریکی ماده تاریک سرد است. مدل استاندارد کیهان‌شناسی در توضیح بسیاری از پدیده‌های

۱. Cold dark matter (CDM)

۲. Cosmic-web

پارامتر $f\sigma_8$ را در این مدل‌های جایگزین به دست آوردیم و آنها را با اندازه‌گیری‌های رصدی مقایسه کردیم و در فصل آخر به نتیجه‌گیری و کارهای پیش رو پرداخته‌ایم.

۲. پیش‌زمینه نظری

در این فصل پیش‌زمینه نظری کار مرور می‌شود. در بخش ۲.۱ به تشکیل ساختار خطی و در بخش ۲.۲ به مفهوم جریان توده خواهیم پرداخت.

۲.۱. تشکیل ساختار در گستره خطی و طیف توان ماده

اگر توزیع ساختارهای اطرافمان را بررسی کنیم، متوجه می‌شویم که در مجموعه‌ای از نقاط خوشگی این ساختارها بیشتر است. در واقع نمی‌توان از معادلات حاکم بر کیهان همگن و همسانگرد برای توصیف کیهان در فواصل کوچک استفاده کرد. نظریه اختلال خطی در کیهان‌شناسی نیز برای تشکیل و تحول ساختار عالم و همچنین ناهمسانگردی‌های تابش زمینه کیهانی به کار می‌رود و برای تبیین چگالی‌های کمتر از یک ($\delta < 1$) و مقیاس‌های بزرگ‌تر از چند ده مگاپارسک کاربرد دارد. برای بررسی تحول ساختارها در گستره خطی از متریک اختلالی زیر استفاده می‌کنیم:

(۱)

$$ds^2 = -a^2(\tau) \left(- (1 + 2\Psi) d\tau^2 + (1 + 2\Phi) \delta_{ij} dx^i dx^j \right),$$

که متریک مختل شده فریدمان لمتر رابرتسون واکر FLRW^۲ در پیمانه نیوتنی است. در این متریک $d\tau = dt/a$ زمان هم‌دیس^۳، Ψ پتانسیل نیوتنی و Φ پتانسیل خمش فضایی است.

با استفاده از معادله پایستگی تانسور انرژی تکانه، معادله پیوستگی و اویلر اختلالی در فضای فوری به صورت زیر به دست می‌آید [9]:

$$\delta' + 3\mathcal{H}(c_s^2 - w)\delta = -(1+w)(3\Phi' + \theta), \quad (2)$$

و ماهیت ماده تاریک این ایده را مطرح کرده است که شاید Λ CDM مدل جامعی برای توصیف کیهان نباشد و فقط تقریب اول و مناسبی از نظریه بنیادی‌تر است. مدل‌های متعددی به عنوان جایگزین‌های مدل استاندارد معرفی شدند که سعی در حل مشکلات آن داشتند. چند نمونه از پیشنهادهایی که برای حل مسئله تنش پارامترهای کیهان‌شناسی مطرح شده است شامل مدل‌هایی با انرژی تاریک اولیه [۴]، یا مدل‌هایی با انرژی تاریک متغیر با زمان [۵]، نظریه‌های گرانش تعمیم یافته [۶] و ... هستند.

از سوی دیگر، ما در مدل استاندارد انتظار داریم با افزایش فاصله، جریان توده‌ای که از ساختارها رصد می‌کنیم به صورت مجانبی به صفر میل کند، اما جریان توده رصد شده در تعدادی از مشاهدات از خود کاهشی نشان نداده و مقادیری بیشتر از پیش‌بینی‌های مدل استاندارد گزارش می‌کنند [۷-۸]. این مشاهدات نشان دهنده آن است که شاید فرض همگنی و همسانگردی کیهان فرض دقیقی نباشد. حال سؤالی که پیش می‌آید این است که مدل‌های جایگزین چه مقادیری برای جریان توده پیش‌بینی می‌کنند و آیا می‌توانند پاسخی برای حل مشکل جریان توده باشند؟ ما در این مقاله، جریان توده و پارامتر $f\sigma_8$ را در دو مدل Λ CDM و XCDM که به عنوان جایگزین‌هایی برای مدل استاندارد معرفی شده‌اند، به دست آوردیم. مقادیر آنها را با داده‌های رصدی مقایسه و بررسی کردیم که کدام مدل با رصدها تطابق بیشتری دارد. انتخاب این دو مدل از این نظر حائز اهمیت است که Λ CDM نماینده‌ای از مدل‌هایی است که راه حل کیهان اخیر برای تنش H_0 ارائه می‌دهد. همچنین XCDM مستقل از مدل با استفاده از بازسازی دینامیک کیهان از داده‌های رصدی به دست می‌آید. در بخش دوم این مقاله، به اختصار مروری بر نظریه اختلال خطی و تشکیل ساختار در گستره خطی داشته‌ایم و در ادامه درباره جریان توده بحث کردیم. در فصل سوم به مسئله تنش در پارامترهای کیهان‌شناسی پرداخته‌ایم و دو مدل کیهان‌شناسی جایگزین را معرفی کردیم. در فصل چهارم جریان توده و

¹ Modified gravity

² Friedman, Lemaitre, Robertson, Walker

³ Conformal time

همکاران [۱۰] BBKS استفاده کردیم. دامنه اختلالات A_h نیز با استفاده از مقدار پارامتر $\sigma_8(z=0) = 0.8$ محاسبه شده است [۱].

۲.۲. جریان توده

سرعت رصدشده v از یک منبع اخترفیزیکی شامل دو مؤلفه جریان هابلی Hr و سرعت خاصه v_p است:

$$v = Hr + v_p. \quad (7)$$

با مطالعه سرعت خاصه می‌توان اطلاعات مهمی را درباره ساختارها و ناهمگنی‌های آن به دست آورد. سرعت خاصه رصدشده به توزیع جرم کل (ماده باریونی + ماده تاریک) بستگی دارد. نواحی با خوشگی بیشتر سرعت خاصه‌های بزرگ‌تری ایجاد می‌کند؛ در نتیجه از رصد سرعت خاصه می‌توان به عنوان ابزاری برای به دست آوردن توزیع جرم استفاده کرد. در مقیاس‌های نه چندان بزرگ به دلیل تصادفی بودن میدان تباین چگالی و جهت حرکت کهکشان‌ها، میانگین سرعت خاصه برابر با صفر است. بنابراین مناسب است جذر میانگین مربعی سرعت خاصه σ_B را نیز محاسبه کرد که به عنوان جریان توده نیز شناخته می‌شود و در گستره خطی از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$v^2 = \sigma_B^2 = \frac{\mathcal{H}^2 f^2}{2\pi^2} \int P(k) W^2(kR) dk, \quad (8)$$

در عبارت فوق، $f \equiv -\frac{1+z}{D} \frac{dD}{dz}$ آهنگ رشد نام دارد و $W(kR)$ تبدیل فوریه تابع پنجره هموارکننده در گستره خطی است که برای تابع پنجره کلاه‌شاپویی^۱ معادله‌ای به شکل زیر دارد:

$$W(kR) = \frac{3(\sin(kR) - kR \cos(kR))}{(kR)^3}. \quad (9)$$

اگر تعداد زیادی کیهان با مدل کیهان‌شناسی مشخص داشته باشیم، به دلیل گوسی بودن میدان چگالی، می‌توان این تصور را داشت که توزیع سرعت این جهان‌ها در شعاع معین R از توزیع ماکسولی تبعیت می‌کند [۱]:

(۳)

$$\theta' + \left[\mathcal{H}(1-3w) + \frac{w'}{1+w} \right] \theta = k^2 \left(\frac{c_s^2}{1+w} \delta + \Psi \right),$$

در معادلات بالا $\delta = \frac{\rho - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}$ تباین چگالی و $\theta = -ik_i v^i$

دیورژانس سرعت است. پرایم، مشتق نسبت به زمان همدیس است و $\mathcal{H} = aH$ نیز پارامتر هابل همدیس و $w = P/\rho$ معادله حالت سیال (نسبت فشار به چگالی) و c_s سرعت صوت است. برای ماده تاریک بدون فشار $w = 0$ و $c_s = 0$ است. از معادلات اینشتین نیز می‌توان معادله پواسون نسبیتی را به دست آورد:

$$k^2 \Phi = 4\pi G a^2 \rho \left[\delta + 3\mathcal{H}(w+1)\theta/k^2 \right]. \quad (4)$$

در گستره خطی می‌توان تحول δ را به دو بخش زمانی و مکانی تفکیک کرد و آن را به صورت $\delta(x,t) = \delta(x,0)D(t)$ نوشت که $\delta(x,0)$ تباین چگالی اولیه و $D(t)$ تابع رشد است. با استفاده از معادلات (۲)، (۳) و (۴) می‌توان معادله‌ای برای تحول تابع رشد به دست آورد. تحول تابع رشد بر حسب انتقال به سرخ در مقیاس‌های زیرافق ($k \gg \mathcal{H}$) از معادله زیر به دست می‌آید:

$$\frac{d^2 \delta}{dz^2} + \left[\frac{dE(z)/dz}{E(z)} - \frac{1}{1+z} \right] \frac{d\delta}{dz} - \frac{3}{2} \Omega_m \frac{1+z}{E^2(z)} \delta = 0, \quad (5)$$

که $E(z) = H(z)/H_0$ پارامتر هابل بهنجار شده به ثابت هابل H_0 است. برای به دست آوردن تابع رشد باید معادله (۵) را حل کرد. ما برای حل این معادله، شرط مرزی $D(0) = 1$ را در زمان حال و شرط مرزی $D(z) = 1/(1+z)$ را در دوره ماده غالب عمیق^۱ ($z=10$) در نظر می‌گیریم.

در گستره خطی، طیف توان اختلالات جرمی از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$P(k, z) = A_h k^{n_s} D^2(z) T^2(k). \quad (6)$$

که در آن A_h دامنه اختلالات در کیهان اخیر، n_s نمای طیفی و $T(k)$ تابع انتقال است که در واقع تحول هر مُد هنگام ورود به افق و گذار از دوران تابش غالب به ماده غالب را مشخص می‌کند. در محاسبات طیف توان، از تابع انتقال باردین و

^۱ Top hat

کیهان‌شناسی، بین مقادیر اندازه‌گیری شده توسط رصد و پیش‌بینی مدل استاندارد اختلاف به وجود آمده است. یکی از تنش‌های مورد توجه، اختلاف بین اندازه‌گیری ثابت هابل H_0 در کیهان‌اخیر و اندازه‌گیری این پارامتر در قالب مدل استاندارد توسط تابش زمینه کیهانی است. این اختلاف بسته به نوع اندازه‌گیری بین $4-6\sigma$ متغیر است [۱۳]. اندازه‌گیری‌های زمان‌اخیر و مستقل از مدل ثابت هابل مانند SHOES^۲ که از داده‌های ابرنواخترها استفاده می‌کند [۱۴] و CCHP^۳ که از داده‌های TRGB^۴ استفاده می‌کند [۱۵] مقادیر بیشتری را نسبت به داده‌های پلانک و اندازه‌گیری نوسانات اکوستیکی باریونی BAO^۵ گزارش می‌کنند. گروه پژوهشی SHOES در یکی از آخرین مقالات خود مقدار ثابت هابل را برابر با $H_0 = 73 \pm 1 / 2 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ گزارش می‌کند که با مقدار به دست آمده از داده‌های پلانک $H_0 = 67 \pm 0.5 / 4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ حدود $4/2\sigma$ اختلاف دارد [۱۴].

از سوی دیگر، شواهد نشان می‌دهند بین قیدهایی که پلانک (از نظریه اختلال خطی) بر مقادیر پارامترهای Ω_m و σ_8 می‌گذارد و قیدهایی حاصل از رصدهای کیهان‌اخیر بر این دو پارامتر از مرتبه 2σ تنش وجود دارد. تنش σ_8 می‌تواند منجر به تنش در پارامتر $f\sigma_8$ شود. پارامتر $f\sigma_8$ که مستقل از پارامتر سویدگی خطی است، اغلب در مساحی‌های کهکشانی محاسبه می‌شود و در واقع معیاری برای اندازه‌گیری آهنگ تشکیل ساختارها است.

اکثر داده‌های رصدی، مقدار کمتری را نسبت به پیش‌بینی مدل استاندارد برای پارامتر $f\sigma_8$ گزارش کرده‌اند، پس می‌توان گفت خوشگی رصد شده در ساختارها کمتر از پیش‌بینی ΛCDM است [۱۶]. این تنش‌ها ممکن است به دلیل وجود خطاهایی ناشناخته در داده‌های رصدی باشد. امکان دیگری که وجود دارد این است که مدل استاندارد نواقصی دارد و شاید یک مدل به غیر از مدل استاندارد بتواند توصیف بهتری از کیهان

$$P(v) dv = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{3}{\sigma_B^2} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp\left(\frac{-3v^2}{2\sigma_B^2} \right) dv, \quad (10)$$

که در آن σ_B از رابطه (۸) به دست می‌آید و فرض ماکسولی بودن توزیع سرعت در مقیاس‌هایی که نظریه اختلال خطی معتبر است، فرض مناسبی است. با استفاده از توزیع احتمال (۱۰) می‌توان متوسط جریان توده را در یک شعاع معین محاسبه کرد.

جریان توده رصدی به طور معمول از کاتالوگ‌های دارای اطلاعات فاصله مانند کاتالوگ‌های ابرنواخترها، داده‌های تولی-فیشر^۱، صفحه اصلی و ... به دست می‌آید. جریان توده‌ای که در بسیاری از مساحی‌ها مانند [۷] و [۸] به دست آمده است، بیشتر از جریان توده‌ای است که ΛCDM پیش‌بینی می‌کند. علت اختلاف جریان توده رصدی و نظری می‌تواند وجود ساختارهایی باشد که به درستی رصد نشده‌اند یا به این دلیل باشد که تأثیر گرانشی آنها به درستی محاسبه نشده است. علت دیگر می‌تواند این باشد که ما یک ناظر عادی کیهان مدل استاندارد نیستیم و به خاطر اثر گرانشی ساختارهای اطرافمان، همواره سرعت خاصه‌های بیشتری را اندازه می‌گیریم [۱۲]. گزینه دیگر نیز می‌تواند آن باشد که مشاهده سرعت توده بیشتر فیزیک جدیدی را برای توضیح نیاز دارد. در فصل بعد به بررسی تنش در مشاهدات کیهان‌شناسی و مدل‌های پیشنهادی می‌پردازیم.

۳. تنش در کیهان‌شناسی و مدل‌های پیشنهادی

پارامترهای کیهان‌شناسی را می‌توان از رصدهای مختلف اندازه گرفت. تعدادی از این اندازه‌گیری‌ها از رصد تابش زمینه کیهانی که اخیراً توسط ماهواره پلانک انجام شده است [۱] در چارچوب مدل استاندارد کیهان‌شناسی بررسی شده است. دسته دیگری از رصدها مانند رصد ابرنواخترها، پارامترهای کیهان‌شناسی را مستقل از مدل اندازه می‌گیرند. در بسیاری از موارد رصدهای مستقل از مدل با پیش‌بینی‌های ΛCDM سازگار بوده‌اند. اما با افزایش دقت رصدها برای تعدادی از پارامترهای

¹ Tully-Fisher

² Supernovae, H0, for the Equation of State of Dark energy

³ Carnegie-Chicago Hubble Program

⁴ Tip of the red giant branch

⁵ Baryon acoustic oscillations

$$\xi(z \geq z_{\oplus}) = 1,$$

$$\xi(z \geq z_{\oplus}) = 0. \quad (14)$$

این مدل، نمونه مدل‌هایی است که برای حل تنش ثابت هابل از تغییر در دینامیک کیهان اخیر استفاده می‌کند.

۲.۳. مدل بازسازی انرژی تاریک XCDM

راهکار دیگر برای حل مسئله تنش‌های کیهان‌شناسی تغییر در معادله حالت انرژی تاریک است. می‌توان با استفاده از داده‌های رصدی، مستقل از مدلی که بر جهان حاکم است، تحولات انرژی تاریک را بررسی کرد. در مدل بازسازی XCDM ، یک انرژی تاریک مؤثر به صورت پدیدارشناختی معرفی شده است که در معادله فریدمان به جز عبارات مربوط به ماده و تابش تمام اثرات دیگر را شامل شده است [۱۷]:

$$\frac{H'}{H} = \frac{\Omega_r}{a} + \frac{\Omega_m}{a^3} + \Omega_{DE} X(a). \quad (15)$$

که در آن تعریف $X(a)$ به صورت $X(a) \equiv \rho_{DE}^{eff}(a) / \rho_{DE}^{eff}(1)$ است. چگالی مؤثر می‌تواند شامل عبارات گرانش تعمیم‌یافته یا بر هم کنش با ماده باشد. در

این پژوهش، کیهان تخت در نظر گرفته شده است پس $\Omega_{DE} + \Omega_m + \Omega_r = 1$ در این مدل سعی شده است

تحول انرژی تاریک که با $X(a)$ نشان داده شده است، تنها با استفاده از داده‌های رصدی بازسازی شود و هیچ مدل کیهان‌شناسی در نظر گرفته نشود. بازسازی دینامیک زمینه با

استفاده از داده‌های تابش زمینه کیهانی [۱۸]، ابرنواخترها [۱۹]، نوسانات آکوستیکی باریونی [۲۰]، SDSS DR7 Main [۲۱] BOSS DR12 tomographic Galaxy Sample (MGS)

(TomoBAO) [۲۲]، eBOSS DR14 quasar sample [۲۳] Lyman- α forest of BOSS DR11 [۲۴] quasars (DR14Q)

و Lyman- α forest of BOSS DR11 [۲۴] quasars (DR14Q) و Lyman- α forest of BOSS DR11 [۲۴] quasars (DR14Q)

اندازه‌گیری‌های زمان اخیر ثابت هابل R16 [۲۵] است. این بازسازی تا انتقال به سرخ $z=2/5$ انجام شده است نسبت

پارامتر هابل در این مدل نسبت به مدل استاندارد تا $z \lesssim 0.7$ حول واحد نوسان می‌کند و این نسبت در

" $z \gtrsim 2/3$ " منفی است، در بعضی انتقال به سرخ‌ها بدون فشار است. در XCDM گرانش تغییری نکرده است پس

دینامیک تابع رشد، مانند مدل استاندارد از رابطه (۵) به دست

ارائه دهد. مدل جایگزین باید بتواند در عین این که مسئله تنش پارامترهای کیهان‌شناسی را حل می‌کند، در توصیف مواردی که مدل استاندارد آنها را درست پیش‌بینی کرده است نیز موفق باشد. می‌توان گفت بین تنش σ_8 و H_0 همبستگی وجود دارد. به طور مثال داده‌های کیهان اخیر که H_0 بیشتری را پیش‌بینی می‌کنند، اگر با داده‌های CMB همخوانی داشته باشد، مقدار $\Omega_m h^2$ کمتری را ترجیح می‌دهد (تا قید تبهگنی هندسی حفظ شود) و این مسئله باعث افزایش مقدار σ_8 می‌شود [۱۶]. به طور کلی ارائه مدلی که بتواند هر دو تنش را حل کند پیچیدگی‌های زیادی دارد. در ادامه، ما دو مدل معرفی شده به عنوان جایگزین‌های مدل استاندارد را بررسی می‌کنیم.

۳.۱. مدل $\ddot{u}\Lambda\text{CDM}$

مدل $\ddot{u}\Lambda\text{CDM}$ یک مدل گرانش تعمیم‌یافته است که فیزیک متفاوتی را برای کیهان زمان اخیر پیش‌بینی می‌کند [6]. طبق این مدل، کیهان تا انتقال به سرخ گذار $z_{\oplus} \approx 0.5$ مانند ΛCDM رفتار می‌کند ولی بعد از انتقال سرخ گذار تغییر فاز می‌دهد و وارد فاز $\ddot{u}\Lambda\text{CDM}$ می‌شود که در این حالت کیهان انحنا ریچی ثابت $R = R_0$ دارد [6]. برای این مدل کنش زیر را می‌توان نوشت:

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} [\xi(R - R_0) - \lambda] + \mathcal{L}_m. \quad (11)$$

که در عبارت فوق ξ ضریب لاگرانژ است که شرط $R = R_0$ را حفظ می‌کند. در صورتی که $\xi = 1$ باشد این کنش به کنش اینشتین-هیلبرت مدل استاندارد با $\lambda = 28 - R_0$ تبدیل می‌شود که Λ ثابت کیهان‌شناسی در مدل استاندارد است.

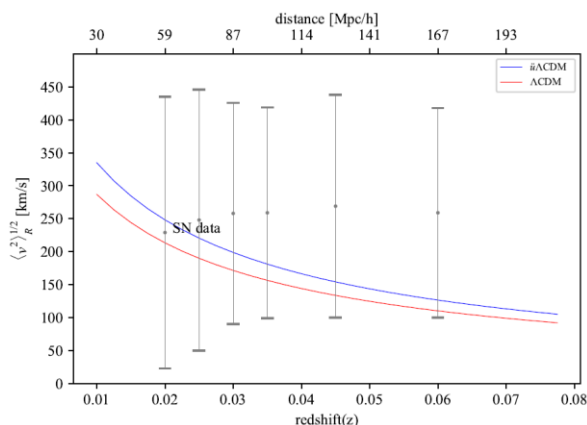
تحول تابع رشد در کیهان $\ddot{u}\Lambda\text{CDM}$ تفاوت پیدا کرده است و از معادله زیر داده می‌شود:

$$\frac{d^2 D}{dz^2} + \left[\frac{dE(z)/dz}{E(z)} - \frac{1}{z+1} \right] \frac{dD}{dz} - 2\Omega_m \frac{1+z}{E^2(z)} \xi \delta = 0. \quad (12)$$

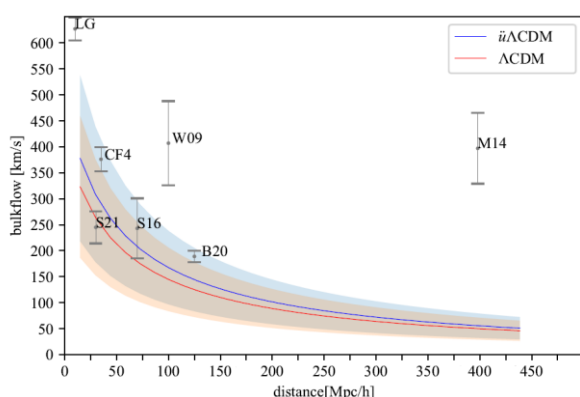
که تحول ξ نیز از رد معادله میدان اینشتین به دست می‌آید:

$$\frac{d\xi}{dz} + \left[\frac{1}{1+z} - \frac{d \ln E(z)}{dz} \right] \xi = -\frac{\Omega_m (1+z)^2}{E^2(z)} + \frac{\bar{R}_0 - \frac{\Omega_\Lambda}{2}}{(1+z)E^2(z)}. \quad (13)$$

که با شرایط اولیه زیر حل می‌شود:



شکل ۱. نمودار جذر میانگین سرعت $\langle v^2 \rangle^{1/2} = \sigma_B$ در دو مدل $\ddot{u}\Lambda\text{CDM}$ و ΛCDM همراه با داده‌های ابرنواخترهای کاتالوگ Union2 [7]، داده‌های ابرنواخترها جریان توده‌ای در حدود $260 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ را تا انتقال به سرخ $z = 0.06$ نشان می‌دهد.



شکل ۲. نمودار متوسط جریان توده پیش‌بینی شده در دو مدل $\ddot{u}\Lambda\text{CDM}$ و ΛCDM ، نواحی سایه‌ای آبی و قرمز نواحی اطمینان 68% را نشان می‌دهند. داده‌های جریان توده از منابع [۸]، [۲۶]، [۲۸]، [۲۹]، [۱۱] و [۲۷] هستند. داده LG مربوط به سرعت گروه محلی در چارچوب تابش زمینه کیهانی است [۳۰].

شده است. سرعت توده‌های رصدی CF4 از کاتالوگ‌های تولی-فیشر [۲۶]، M14 [۸] و S16 [۲۷] از کاتالوگ‌های صفحه اصلی و S21 از کاتالوگ‌های ابرنواخترها [۲۸] و داده‌های W9 [۲۹] و B20 [۱۱] از داده‌های چندین کاتالوگ مختلف به دست آمده‌اند. همان طور که مشاهده می‌شود متوسط جریان توده نیز در $\ddot{u}\Lambda\text{CDM}$ بیشتر از مدل استاندارد است.

شکل ۳ نیز نسبت متوسط جریان توده پیش‌بینی شده در $\ddot{u}\Lambda\text{CDM}$ به جریان توده پیش‌بینی شده در مدل استاندارد را نشان می‌دهد. مقدار جریان توده در $\ddot{u}\Lambda\text{CDM}$ در هیچ انتقال

می‌آید که در آن تا انتقال به سرخ $z \leq 2/5$ ، $E(z)$ از پارامتر هابل بازسازی شده به و در انتقال به سرخ‌های $z \geq 2/5$ $E(z)$ از مدل استاندارد به دست می‌آید.

در هر دو مدل معرفی شده، مقدار ثابت هابل افزایش یافته است و در حدود $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ است که اختلاف کمتری با اندازه‌گیری پلانک دارد. در بخش بعد به بررسی پیش‌بینی این دو مدل برای سرعت توده خواهیم پرداخت.

۴. نتایج

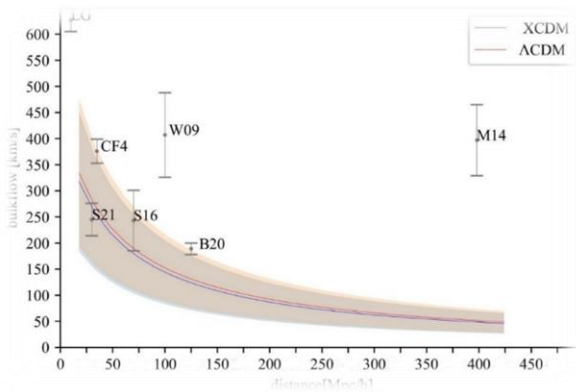
مقدار سرعت خاصه رصد شده از منابع در فاصله‌های مختلف می‌تواند به ما نمودی از سرعت توده در آن فواصل بدهد. پس با مقایسه سرعت خاصه به دست آمده از داده‌های رصدی با سرعت توده به دست آمده نظری در جهانی با هندسه و پارامترهای کیهان شناسی مشخص، می‌توان اعتبار مدل کیهان شناسی حاکم بر کیهان را سنجید. در این بخش ما جریان توده و پارامتر $f\sigma_8$ در دو مدل معرفی شده در بخش ۳ را به دست می‌آوریم و آنها را با داده‌های رصدی مقایسه می‌کنیم.

۴.۱. جریان توده

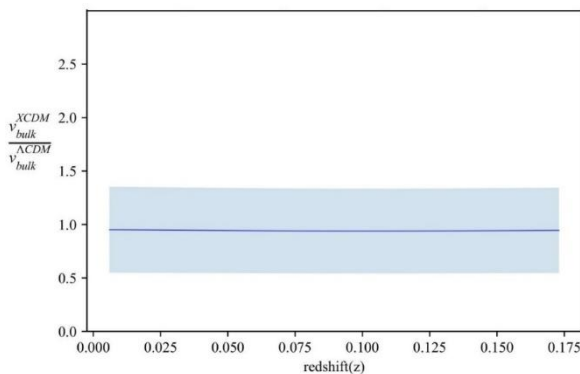
شکل ۱ نمودار جذر میانگین مربعی سرعت در دو مدل استاندارد و $\ddot{u}\Lambda\text{CDM}$ را نشان می‌دهد. همان طور که دیده می‌شود، $\ddot{u}\Lambda\text{CDM}$ جریان توده بیشتری را نسبت به مدل استاندارد پیش‌بینی می‌کند. در مرجع [۷] از داده‌های ابرنواخترهای کاتالوگ یونیون^۱ برای بررسی همگنی و همسانگردی کیهان استفاده شده است. داده‌های این ابرنواخترها نیز در شکل نشان داده شده است که با داده‌های مدل استاندارد و همچنین $\ddot{u}\Lambda\text{CDM}$ اختلاف دارد. عامل این جریان توده بزرگ، اثر گرانشی ابرخوشه شیلی تشخیص داده شده است.

مقایسه دیگری که می‌توانیم انجام دهیم مقایسه سرعت خاصه رصدی با متوسط جریان توده نظری است که با استفاده از توزیع ماکسولی (۱۰) محاسبه می‌شود. نمودار متوسط جریان توده در دو مدل $\ddot{u}\Lambda\text{CDM}$ و ΛCDM در شکل ۲ آمده است که با تعدادی از جریان توده‌های رصدی در فواصل نزدیک‌تر مقایسه

^۱ Union2



شکل ۵. نمودار متوسط جریان توده در دو مدل Λ CDM و XCDM. نواحی سایه‌ای آبی و قرمز به ترتیب ناحیه اطمینان ۶۸ درصد برای Λ CDM و XCDM را نشان می‌دهند. داده‌های جریان توده از منابع [۸]، [۲۶]، [۲۸]، [۲۹]، [۱۱] و [۲۷] هستند. داده LG مربوط به سرعت گروه محلی در چارچوب تابش زمینه کیهانی است [۳۰].

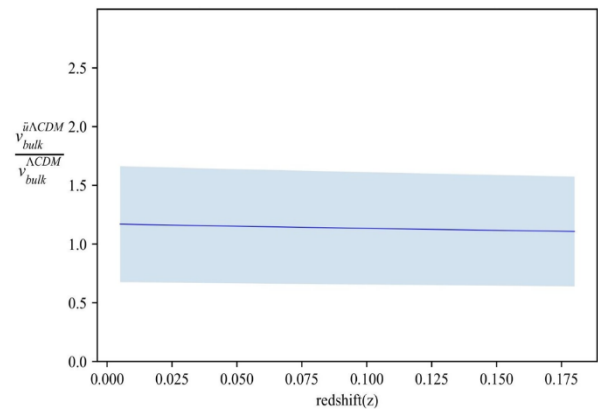


شکل ۶. نسبت جریان توده‌های پیش‌بینی شده در دو مدل Λ CDM و XCDM.

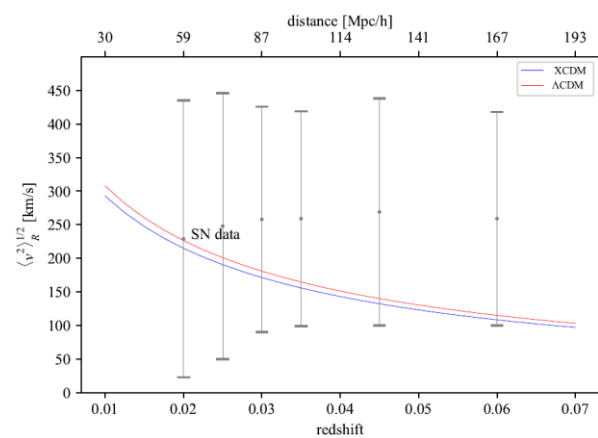
همان‌طور که مورد انتظار بود متوسط سرعت توده در این مدل نیز کمتر از مدل استاندارد است. نسبت متوسط جریان توده در مدل XCDM به مدل Λ CDM نیز در شکل ۶ نشان داده شده است که با افزایش انتقال به سرخ، مقادیر جریان توده در دو مدل به هم نزدیک شده‌اند.

۲.۴. پارامتر $f\sigma_8$ در مدل‌های جایگزین

محاسبه پارامتر $f\sigma_8$ در مدل‌های جایگزین به عنوان معیاری برای آهنگ تشکیل ساختارها و همچنین حل مسئله تنش σ_8 اهمیت دارد. در این بخش، ما پارامتر $f\sigma_8$ را در مدل‌های جایگزین به دست می‌آوریم و بررسی می‌کنیم که آیا این مدل‌ها می‌توانند مشکل تنش σ_8 را بهبود بخشند؟



شکل ۳. نسبت متوسط جریان توده پیش‌بینی شده در مدل Λ CDM به متوسط جریان توده در XCDM.



شکل ۴. نمودار جذر میانگین مربعی سرعت در دو مدل استاندارد و XCDM. داده‌های ابرنواخترها مربوط به کاتالوگ Union 2 هستند. [۷] داده‌های ابرنواخترها جریان توده‌ای در حدود $\frac{260 \text{ km}}{\text{s}}$ را تا انتقال به سرخ $z = 0.06$ نشان می‌دهند.

به سرخی اختلاف زیادی با جریان توده مدل استاندارد نداشته است. در هر دو مدل، جریان توده رفتار کاهشی داشته و با افزایش مقدار z اختلاف مقادیر جریان توده در دو مدل کم می‌شود. نمودار جذر میانگین مربعی سرعت در دو مدل استاندارد و XCDM نیز در شکل ۴ نشان داده شده است.

مشاهده می‌شود که مدل XCDM جریان توده کمتری را نسبت به مدل استاندارد پیش‌بینی می‌کند و مانند Λ CDM نمی‌تواند سرعت خاصه بالای ابرنواخترها را پیش‌بینی کند. شکل ۵ نیز متوسط سرعت توده محاسبه شده از توزیع ماکسولی را در دو این دو مدل نشان می‌دهد؛ که مانند نمودار شکل ۲، داده‌های رصدی در فواصل نزدیک‌تر را با پیش‌بینی‌های دو مدل مقایسه کرده‌ایم.

جدول ۱. محاسبات χ^2 برای داده‌های رصدی جریان توده و پارامتر $f\sigma_8$ در مدل استاندارد و مدل‌های جایگزین.

χ^2		
$f\sigma_8$	جریان توده	مدل
۴/۹۲	۶۲/۷۸	Λ CDM
۷/۲۹	۴۱/۰۱	\ddot{u} Λ CDM
۴/۲	۷۲/۰۶	XCDM

برای کمی کردن تطابق مدل‌ها با داده‌های رصدی جریان توده و پارامتر $f\sigma_8$ از تحلیل χ^2 استفاده می‌کنیم. فرض کنیم تعداد داده رصدی D_i داریم و χ^2 مقدار χ^2 است که مدل کیهان‌شناسی با پارامترهای θ پیش‌بینی می‌کند. در صورتی که بین داده‌های رصدی هیچ همبستگی وجود نداشته باشد χ^2 از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

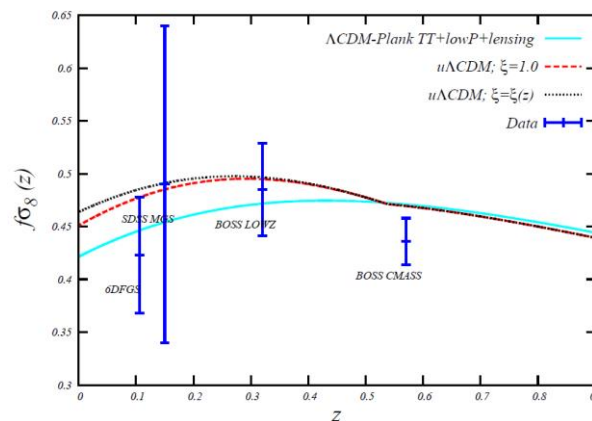
$$\chi^2 = \sum \frac{1}{\sigma_i^2} [D_i - y(x|\theta)]^2 \quad (16)$$

که σ_i خطا در هر داده رصدی است. هر چه χ^2 یک مدل کمتر باشد به این معنی است که آن مدل تطابق بیشتری با داده‌های رصدی دارد. در محاسبه χ^2 ، سرعت توده داده‌های M14 (به دلیل همبستگی با سایر داده‌ها) و LG را در نظر نگرفته‌ایم.

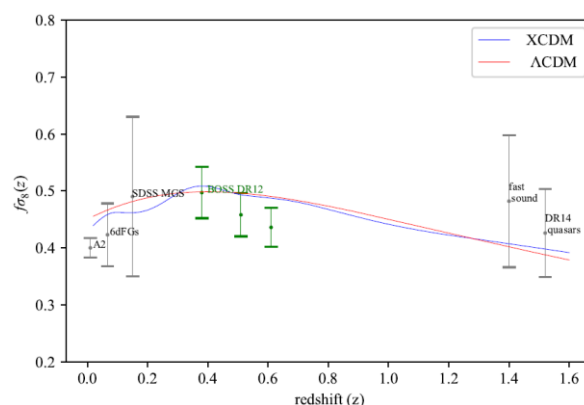
جدول ۱ محاسبات χ^2 را برای داده‌های پارامتر $f\sigma_8$ و جریان توده نشان می‌دهد. مدل \ddot{u} Λ CDM مقدار χ^2 کمتری را برای داده‌های سرعت توده پیش‌بینی می‌کند. پس در توصیف سرعت توده مشاهده شده بهتر از مدل استاندارد و مدل انرژی تاریک بازسازی شده عمل می‌کند. در مقابل مدل XCDM مقدار χ^2 کمتری را برای داده‌های رصدی پارامتر $f\sigma_8$ دارد و نسبت به دو مدل دیگر بهتر می‌تواند داده‌های رصدی را توصیف کند.

۵. نتیجه‌گیری و کارهای پیش‌رو

در سال‌های اخیر، کیهان‌شناسی وارد مرحله اندازه‌گیری‌های دقیق شده‌است و مدل استاندارد دچار تنش‌هایی در مقادیر اندازه‌گیری و پیش‌بینی مدل شده‌است. برای حل تنش‌ها، (مانند تنش ثابت هابل) مدل‌هایی به عنوان جایگزین Λ CDM معرفی شدند. در این مقاله، با استفاده از



شکل ۷. نمودار پارامتر $f\sigma_8$ بر حسب z برای مدل Λ CDM با بهترین برازش داده‌های $Planck2015 TT + low P + lensing$ و \ddot{u} Λ CDM با بهترین برازش داده‌های $Planck 2015 + R16 + BAO$ برای \ddot{u} Λ CDM دو حالت $\xi = \xi(z)$ و $\xi = 1$ در نظر گرفته شده است [۷].



شکل ۸. نمودار پارامتر $f\sigma_8$ در دو مدل Λ CDM و XCDM. اندازه‌گیری‌های رصدی از منابع [۱۱]، [۳۱]، [۳۲]، [۳۳]، [۳۴] و [۳۵] هستند.

شکل ۷ نمودار پارامتر $f\sigma_8$ در مدل \ddot{u} Λ CDM به همراه چندین داده رصدی را نشان می‌دهد [۶].

در مدل \ddot{u} Λ CDM مقدار پارامتر $f\sigma_8$ افزایش یافته‌است. پس می‌توان گفت این مدل آهنگ تشکیل ساختار بیشتری را نسبت به مدل استاندارد پیش‌بینی می‌کند. نمودار پارامتر $f\sigma_8$ در مدل XCDM نیز در شکل ۸ آمده‌است. مشاهده می‌شود در برخی انتقال به سرخ‌ها پارامتر $f\sigma_8$ در این مدل کمتر از مدل استاندارد و در برخی بیشتر از مدل استاندارد است. ولی به طور کلی می‌توان گفت که $f\sigma_8$ در این مدل کمتر از مدل استاندارد است.

داده‌های رصدی در اندازه‌گیری‌های سرعت توده و پارامتر $f\sigma_8$ هیچ همبستگی وجود ندارد. این مطالعه به صورت ویژه به این مسئله می‌پردازد که تنش پارامتر هابل در زمینه همگن و همسانگرد کیهان با تنش $f\sigma_8$ در گستره خطی اختلالات همبستگی دارد. علاوه بر این همبستگی که معرفی مدل‌های جایگزین را دشوار می‌کند، در این راستا و در این مقاله رصد مهم دیگر، اندازه‌گیری جریان توده، را به عنوان مشاهده پذیر مستقل معرفی کردیم. مشاهدات رصدی نشان می‌دهند که جریان توده اندازه‌گیری شده بیشتر از پیش بینی مدل استاندارد است. برای حل این مسئله با استفاده از افزایش توان اختلالات ماده، مدل پیشنهادی، فراتر از مدل استاندارد را دچار چالش باداده‌های $f\sigma_8$ می‌کند. از این‌رو حل این سه مسئله (تنش ثابت هابل، $f\sigma_8$ و جریان توده باید در لایه‌ای عمیق‌تر بررسی شود [۳۶-۳۷].

نظریه اختلال خطی سرعت جریان توده و پارامتر $f\sigma_8$ را در مدل‌های Λ CDM و XCDM به دست آوردیم و آنها را با پیش‌بینی مدل استاندارد و همچنین مقادیر به دست آمده از رصد مقایسه کردیم. محاسبات χ^2 برای داده‌های رصدی جریان توده و پارامتر $f\sigma_8$ در سه مدل نشان می‌دهد که مدل Λ CDM رصدهای جریان توده را بهتر از دو مدل دیگر توصیف می‌کند، اما نمی‌تواند مشکل تنش $f\sigma_8$ را حل کند. در مقابل مدل XCDM با وجود این که کمترین مقادیر جریان توده را پیش‌بینی می‌کند، بهترین تطابق را با داده‌های رصدی پارامتر $f\sigma_8$ دارد و تنش σ_8 در این مدل کاهش یافته است. باید توجه داشت که محاسبات χ^2 انجام شده در بخش ۵، با این فرض انجام شده است که بین داده‌های رصدی در اندازه‌گیری‌های بین

مراجع

1. N Aghanim, Y Akrami, M Ashdown, et al., *A&A* **641** (2020) A6.
2. M Tegmark et al., *Phys. Rev. D* **69** (2004) 103501.
3. L Perivolaropoulos and S Foteini, *New Astronomy Reviews* **95** (2022) 101659.
4. V Poulin, T L Smith, T Karwal, and M Kamionkowski, *Phys. Rev. Lett.* **122** (2019) 221301.
5. M Chevallier and D Polarski, *Int. J. Mod. Phys. D* **10** (2001) 213.
6. N Khosravi, S Baghran, N Afshordi, and N Altamirano, *Physical Review D*. **99** (2019) 103526.
7. J Colin, R Mohayaee, S Sarkar, and A Shafieloo, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **414** (2010) 264.
8. C Magoulas et al., *Proceedings of the International Astronomical U.*, **11(S308)** (2014) 336.
9. L Amendola and S Tsujikawa. *Dark energy: Theory and observations*, Cambridge University Press (2010).
10. J M Bardeen, J R Bond, N Bond, et al., *Astrophysical J.* **304** (1986) 15.
11. S S Boruah, M J Hudson and G Lavaux, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **498**, 2 (2020) 2703.
12. R Mohayaee, M Rameez, and S Sarkar, *arXiv:2003.10420v2* (2020).
13. E Di Valentino, O Mena, P Supriya, et al., *Class. Quantum Grav.* **38** (2021) 153001.
14. A G Riess, S Casertano, et al., *The Astrophysical Journal Letters*, **908** (2020) L6.
15. W L Freedman, et al., *The Astrophysical Journal* **882**, 1 (2019) 34.
16. E Di Valentino, L Anchordoqui, et al., *Astroparticle Physics* **131** (2021) 102606.
17. Y Wang, L Pogosian, G B Zhao and A Zucca, *Astrophys. J. Lett.* **869** (2018) L8.
18. P A Ade, N Aghanim, et al., *Astronomy and Astrophysics*, **594** (2016) A13.
19. M Betoule et al., *Astron. Astrophys.* **568** (2014) A22.
20. F Beutler, et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **416** (2011) 3017.
21. A J Ross, et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **449**, 1 (2015) 835.
22. Y Wang, et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **469**, 3 (2017) 3762.
23. M Ata, et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **473**, 4 (2018) 4773.
24. Font-Ribera A et al., *JCAP* **05** (2014) 027.
25. A G Riess, et al, *ApJ*, **826** (2016) 56.
26. F Qin, D Parkinson, C Howlett, K Said., *Astrophys. J.* **922**, 1 (2021) 59.
27. M Scrimgeour, T Davis, et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **455** (2016) 386.
28. B E Stahl, T de Jaeger, S S Boruah, et al., *arXiv:2105.05185* (2021).
29. R Watkins, H Feldman, M J Hudson, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **392** (2009) 743.
30. A Kogut, C Lineweaver, G F Smoot, C L Bennett, A Banday, et al., *Astrophys. J.* **419** (1993) 1.
31. S Alam, et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **470** (2017) 2617
32. F Beutler, C Blake, et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **423** (2012) 3430.
33. C Howlett, A Ross, L Samushia, W Percival, M Manera, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc* **449** (2015) 848.
34. P Zarrouk, E Burtin, H Gil-Marín, et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **477** (2018) 1639.
35. T Okumura, C Hikage, T Totani et al. *Publications of the Astronomical Society of Japan* **68** (2015)38.

-
36. F Habibi, S Baghran, and S Tavasoli, *Int.J.Mod.Phys. D* **27**, 03 (2017) 1850019.
37. S Baghran, S Tavasol, F Habibi, R. Mohayae, and J. Silk, *Int. J. Mod. Phys. D* **23** 12 (2014) 1442025.