

Interacting Tsallis holographic dark energy: The explanation of the accelerated universe

Soudabe Nasirimoghadam*

Department of Physics, Sirjan University of Technology, P.O. Box 7813733385, Sirjan, Iran

Received: 04.09.2021 Revised: 30.10.2021 Accepted: 23.11.2021

Doi: [10.22055/jrmbms.2022.17347](https://doi.org/10.22055/jrmbms.2022.17347)

Abstract

Holographic dark energy model with the particle horizon, R_p , as the infrared (IR) cutoff cannot explain an accelerated universe and it is in contradiction with cosmological data. However, this problem will be solved if the particle horizon is replaced by the future event horizon. In this paper, we show that the Tsallis holographic dark energy model with the future event horizon as the IR cutoff can reproduce the accelerated universe and it is one of the main features of the Tsallis holographic dark energy model compared to the usual holographic dark energy model. We study the cosmological perturbation theory for this dark energy model and find it to be stable against perturbation. Since the Tsallis holographic dark energy with assuming interaction between dark energy and dark matter can solve the coincidence problem, we consider the interacting Tsallis dark energy model and investigate the evolution of cosmological parameters. We also find out that the considered model can describe the accelerated expansion of the universe and show that the universe transit from the decelerated to the accelerated phase which is consistent with the cosmological observations.

Keywords: Tsallis holographic dark energy, Cosmological perturbation theory, Quantum gravity

* Corresponding Author: snasirimoghadam@sirjantech.ac.ir



انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس برهم کنشی: توصیف جهان شتابدار

سودابه نصیری مقدم*

گروه فیزیک، دانشگاه صنعتی سیرجان، سیرجان، ایران

دریافت: ۱۴۰۰/۰۶/۱۳ ویرایش نهائی: ۱۴۰۰/۰۸/۰۸ پذیرش: ۱۴۰۰/۰۹/۰۲

Doi: [10.22055/jrmb.2022.17347](https://doi.org/10.22055/jrmb.2022.17347)

چکیده

مدل انرژی تاریک هولوگرافیک، با افق ذره به عنوان طول قطع مادون قرمز نمی‌تواند منجر به جهان شتابدار شود و این با مشاهدات کیهان‌شناسی اخیر مغایرت دارد. این مشکل با جایگزینی افق رویداد آینده به جای افق ذره برطرف می‌گردد. در این مقاله می‌بینیم که برای مدل انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس با افق رویداد آینده به عنوان طول قطع مادون قرمز، کاملاً ممکن است که جهان شتابدار را باز تولید کنیم و این یکی از خصوصیات مهم مدل انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس در قیاس با مدل انرژی تاریک هولوگرافیک معمولی می‌باشد. سپس به مطالعه نظریه اختلال کیهانی برای این مدل انرژی تاریک پرداخته و مشاهده می‌کنیم که این مدل تحت اختلال پایدار می‌باشد. از آنجایی که مدل انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس در حضور برهم‌کنش بین ماده تاریک و انرژی تاریک مشکل انطباق را حل می‌نماید، لذا ما این مدل برهم‌کنشی را در نظر می‌گیریم و تحول پارامترهای کیهان‌شناسی را تحقیق می‌کنیم. می‌توان دریافت که این مدل، می‌تواند انبساط شتابدار تندشونده عالم را توجیه کرده و نشان دهد که عالم از یک دوره انبساط شتابدار با شتاب کندشونده وارد دوره‌ای با شتاب تندشونده می‌شود که این نتایج منطبق بر مشاهدات کیهان‌شناسی می‌باشد.

کلیدواژه‌گان: انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس، نظریه اختلال کیهانی، گرانش کوآتومی

مقدمه

می‌باشند [۱ و ۲]. در دسته اول توصیف جدیدی از

انرژی تاریک در نظر گرفته می‌شود و دسته دوم اصلاحاتی را در نسبت عام ایجاد می‌کند. مشاهدات تجربی زیادی، وجود نوع ناشناخته‌ای از انرژی با فشار منفی بزرگ یعنی انرژی تاریک^۳ را نشان می‌دهند که برای توصیف جهان شتابدار نیاز است. اگرچه ماهیت انرژی تاریک هنوز نامعلوم است اما برای کشف ماهیت آن مدل‌های زیادی پیشنهاد شده است. در ساده‌ترین

مشاهدات کیهانی مختلفی وجود دارند که نشان می‌دهند جهان ما در حال تجربه یک انبساط شتابدار تندشونده می‌باشد. ماهیت این مکانیزم شتابدار یکی از چالش‌های باز پیش روی کیهان‌شناسی مدرن است. مدل‌های انرژی تاریک دینامیک^۱ و نظریه‌های گرانشی تعمیم‌یافته^۲ دو رهیافت برای تفسیر جهان شتابدار

* نویسنده مسئول: snasirimoghadam@sirjantech.ac.ir

¹ Dynamical dark energy² Modified theories of gravity³ Dark energy

مدل، انرژی تاریک به‌وسیله ثابت کیهان‌شناسی که توسط اینشتین معرفی شد، مدل‌سازی می‌شود. ثابت کیهان‌شناسی از مشکلاتی نظیر تنظیم دقیق^۱ (اختلاف بزرگ بین مقدار تئوری و مقدار مشاهده شده) و مسئله انطباق^۲ بین انرژی خلاء مشاهده شده و چگالی ماده موجود رنج می‌برد [۳-۵].

از دیدگاه تئوری گزینه دیگری برای منشأ انرژی تاریک وجود دارد: اصل هولوگرافیک گرانش کوآنتومی در چارچوب کیهان‌شناسی. برای اولین بار جرالد توفت، هنگام تحقیق بر روی ترمودینامیک سیاهچاله‌ها، اصل هولوگرافیک را پیشنهاد کرد که بر مبنای این اصل آنتروپی یک سیستم گرانشی با سطح آن متناسب است [۶]. بیشینه آنتروپی هر ناحیه‌ای از فضا، باید کوچکتر یا مساوی آنتروپی سیاهچاله‌ای به‌همان اندازه باشد. کوهن و همکاران، با به‌کار بردن محدودیت تعیین‌شده، رابطه‌ای بین طول قطع فرابنفش^۳ و طول قطع مادون قرمز با آنتروپی سیستم ارائه کردند [۷]. سپس لی، اصل هولوگرافی را برای مسئله انرژی تاریک به‌کار برد و یک مدل انرژی تاریک ارائه داد که مدل انرژی تاریک هولوگرافیک^۴ نامیده می‌شود [۸] و در آن چگالی انرژی تاریک هولوگرافیک به‌صورت زیر می‌باشد:

$$\rho_D = \frac{3c^2 M_{pl}^2}{L^2} \quad ۱$$

که در آن c یک پارامتر بدون بعد ثابت، M_{pl} جرم کاهش‌یافته پلانک و L طول قطع مادون قرمز می‌باشد. آنتروپی افق، پایه و اساس مدل‌های مختلف انرژی تاریک هولوگرافیک می‌باشد و تغییر آنتروپی افق مدل انرژی تاریک هولوگرافیک را تغییر می‌دهد. عامل مهم دیگر در این مدل‌ها، طول قطع مادون قرمز L ، است. برای طول قطع مادون قرمز انتخاب‌های مختلفی مانند افق ریچی^۵، افق ذره^۶، افق رویداد آینده^۷ و ... وجود دارد. بسته به انتخاب طول قطع مادون قرمز، دینامیک کیهانی رفتارهای متفاوتی را نشان خواهد داد. به‌عنوان مثال جواب تحلیلی دقیق برای انرژی تاریک هولوگرافیک با طول قطع ریچی امکان‌پذیر است، به‌خاطر شکل پیچیده معادله تحول، جواب تحلیلی دقیقی برای انرژی تاریک هولوگرافیک در افق رویداد آینده نمی‌توان به‌دست آورد و پارامترهای کیهان‌شناسی به‌صورت تابعی از چگالی انرژی تاریک تعیین می‌شوند. افق رویداد آینده به‌عنوان طول قطع مادون قرمز، معادله حالت و جهان شتابدار را به‌درستی به‌دست می‌دهد. در واقع در نظر گرفتن افق رویداد آینده به‌عنوان طول قطع مادون قرمز برای جهان تخت، نتایجی سازگار با مشاهدات کیهانی را می‌دهد و لذا در این مقاله افق رویداد آینده به‌عنوان طول قطع مادون قرمز در نظر گرفته می‌شود [۹-۱۳].

^۵ Ricci horizon

^۶ Particle horizon

^۷ Future event horizon

^۱ Fine tuning

^۲ Coincidence problem

^۳ Ultraviolet cut-off

^۴ Holographic dark energy model

مکانیک آماری تعمیم‌یافته سالیس را می‌توان در مرجع‌های [۳۰-۳۲] یافت.

در این مقاله، ابتدا به توصیف مدل انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس با افق رویداد آینده به‌عنوان طول قطع مادون قرمز پرداخته، سپس معادلهٔ اینشتین اختلالی را برای این مدل انرژی تاریک هولوگرافیک به‌دست می‌آوریم و تأثیر مدل انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس روی چارچوب اختلالی را بررسی می‌کنیم. از آنجا که پایداری، یک مسئلهٔ مهم پدیدارشناختی^۳ برای مدل‌های کیهان‌شناسی است و تنها زمانی که چنین مدل‌هایی تحت اختلال پایدار باشند می‌توان امیدوار بود که شاید این مدل، روش صحیحی برای توصیف جهان باشد، بررسی پایداری توصیف هولوگرافیک سالیس جهان، امری ضروری می‌باشد که به تحقیق آن می‌پردازیم. سپس تحول جهان را با در نظر گرفتن برهم‌کنش بین مادهٔ تاریک و انرژی تاریک که در تطابق با اصل بقای انرژی می‌باشد تحلیل می‌نماییم. برای بررسی بیشتر، تحول پارامترهای کیهان‌شناسی مختلف را محاسبه نموده و نمودارهای مربوط به آنها را رسم می‌کنیم. بخش آخر، به بحث و بررسی نتایج به‌دست آمده، اختصاص داده می‌شود.

مدل نظری

از ترکیب رابطهٔ اصلاح شدهٔ آنتروپی یک سیاهچاله

$$S = \gamma A^\delta, \quad 2$$

که در آن، $A = 4\pi L^2$ مساحت افق سیاهچاله، γ یک پارامتر نامعلوم و δ هم یک پارامتر آزاد می‌باشد [۲۵]، و رابطهٔ بین آنتروپی سیستم S ، طول قطع فرابنفش Λ

به‌علت بلند-برد بودن گرانش و با توجه به ماهیت نامعلوم فضا-زمان، فرمول‌بندی‌های آنتروپی تعمیم‌یافتهٔ مختلفی برای مطالعهٔ پدیده‌های کیهان‌شناسی و گرانشی به‌کار گرفته شده‌اند [۱۷-۱۴]. به‌روش‌های مختلف می‌توان نشان داد که فرمول‌بندی آنتروپی تعمیم‌یافته، توصیف مناسبی برای انرژی تاریک فراهم می‌کند و ما را برمی‌انگیزاند که این نوع آنتروپی‌ها را به‌عنوان آنتروپی افق به‌کار ببریم [۲۰-۱۸، ۱۶]. اخیراً، دو نوع آنتروپی تعمیم‌یافتهٔ رینی^۱ و سالیس^۲، برای مطالعه پدیده‌های گرانشی و کیهان‌شناسی به‌کار گرفته شده‌اند [۲۴-۲۰].

پس از آنکه سالیس و کریتو نشان دادند که آنتروپی یک سیستم، تابعی از مساحت آن سیستم می‌باشد [۲۵]، طویف و همکاران با استفاده از این رابطهٔ سطح-آنتروپی اصلاح شده، و فرض‌های هولوگرافیک، یک مدل انرژی تاریک هولوگرافیک جدید پیشنهاد کردند [۲۶]. این مدل با در نظر گرفتن شعاع هابل به‌عنوان طول قطع مادون قرمز، می‌تواند منجر به جهان شتابدار حتی در غیاب برهم‌کنش بین قسمت‌های تاریک جهان شود و این در تضاد با مدل انرژی تاریک هولوگرافیک استاندارد با طول قطع هابل می‌باشد. اگرچه این مدل می‌تواند انبساط شتابدار جهان را بدهد و سن جهان را به‌درستی پیش‌بینی نماید، اما با بررسی مربع سرعت صوت، می‌توان دریافت که این مدل در طی تحول کیهانی در سطح کلاسیکی پایدار نمی‌باشد. لذا برای اصلاح رابطهٔ بین آنتروپی سالیس و انرژی تاریک هولوگرافیک، طول قطع‌های مادون قرمز مختلفی برای انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس پیشنهاد شدند [۲۹-۲۷]. مطالعات بیشتر روی جنبه‌های کیهان‌شناسی

³ Phenomenological

¹ Rényi entropy

² Tsallis entropy

که در آن a ، ضریب مقیاس^۳ و t ، زمان کیهانی است. با در نظر گرفتن $L = R_h$ ، چگالی انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\rho_D = BR_h^{2\delta-4}, \quad ۸$$

با توجه به اینکه انتظار می‌رود به ازای $\delta = 2$ ، چگالی انرژی تاریک به صورت ثابت کیهان‌شناسی Λ و به ازای $\delta = 1$ ، چگالی انرژی تاریک هولوگرافیک استاندارد بازیابی شود، پس می‌توان ثابت نامعلوم B را به نحوی انتخاب نمود که نظریه‌ها و چگالی‌های انرژی تاریک قبل را بازتولید نماید. لذا در مورد $\delta = 2$ ، می‌توان این ضریب را برابر ثابت کیهان‌شناسی Λ و برای مورد $\delta = 1$ ، $B = 3c^2 M_{pl}^2$ را انتخاب نمود.

پایداری انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس

انگیزه مطالعه پایداری توصیف هولوگرافیک سالیس جهان این است که پایداری یک مسئله مهم پدیدارشناختی برای مدل‌های کیهان‌شناسی است و اگر چنین مدل‌هایی تحت اختلال پایدار باشند می‌توان امید داشت که این مدل‌ها، توصیف صحیحی از جهان را ارائه بدهند.

از آنجا که ماهیت انرژی تاریک هولوگرافیک ناشناخته است، برای مطالعه مسئله پایداری باید مفروضاتی را در نظر گرفت. دو فرض انجام‌شده بدین صورت هستند:

۱: اختلالات انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس از اختلالات افق رویداد آینده ناشی می‌شوند (که از تعریف چگالی انرژی تاریک سالیس هم واضح است)، و ۲: اختلالات متقارن کروی هستند [۳۸-۳۵]. در این بخش، معادلات مهم نظریه اختلال خطی را برای چگالی انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس به دست

و طول قطع مادون قرمز L که به صورت زیر می‌باشد [۷]:

$$L^3 \Lambda^3 \leq S^{3/4}, \quad ۳$$

می‌توان به رابطه زیر رسید

$$\Lambda^4 \leq (\gamma(4\pi)^\delta) L^{2\delta-4}, \quad ۴$$

در اینجا $\rho_\Lambda \propto \Lambda^4$ ، چگالی انرژی خلاء است که در نظریه انرژی تاریک هولوگرافیک نقش چگالی انرژی تاریک، ρ_D را بازی می‌کند [۸،۹].

اخیراً با استفاده از این نامساوی یک چگالی انرژی تاریک هولوگرافیک جدید، یعنی چگالی انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس پیشنهاد شده است و بدین شکل می‌باشد:

$$\rho_D = BL^{2\delta-4}, \quad ۵$$

که در آن B یک پارامتر نامعلوم است. بر اساس انتخاب‌های متفاوت طول مشخصه L ، رهیافت‌های مختلفی به وجود آمده‌اند [۲۸،۳۳،۳۴]. ساده‌ترین انتخاب برای L افق هابل^۱ است یعنی، $L = H^{-1}$. بنابراین، چگالی انرژی تاریک سالیس به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\rho_D = BH^{-2\delta+4}, \quad ۶$$

در اینجا H ، پارامتر هابل^۲ است. اگرچه مدل انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس با طول قطع افق هابل، حتی بدون در نظر گرفتن برهم‌کنش بین بخش‌های کیهانی، باعث جهان شتابدار می‌شود، اما دارای ناپایداری کلاسیکی می‌باشد [۲۶] و ما افق رویداد آینده را به عنوان طول قطع مادون قرمز در نظر می‌گیریم.

افق رویداد آینده، R_h به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$R_h \equiv a \int_t^\infty \frac{dt'}{a(t')}, \quad ۷$$

¹ Hubble horizon

² Hubble parameter

³ Scale parameter

که جمله $\frac{\cos(kr)}{r}$ را به سبب وجود تکینگی در $r=0$ کنار گذاشته‌ایم. با جایگزینی $\Phi(r,t)$ در رابطه ۱۲ می‌توان نشان داد که $\Phi_k(t)$ در معادله زیر صدق می‌کند:

$$14 \quad -\frac{M_{pl}^2}{(\delta-2)\rho_D} \frac{\sin(kr)}{r} r_{h0} \left\{ \frac{k^2}{a^2} \Phi_k(t) + 3H^2 \Phi_k(t) + 3H\dot{\Phi}_k(t) \right\} = \int_t^{\infty} \frac{2\Phi_k(t') \sin(kr_{h0}(t'))}{a(t')r_{h0}(t')} dt' - \Phi_k(t) \int_0^{r_{h0}} \frac{\sin(kr)}{r} dr,$$

برای حل این معادله از آن نسبت به t مشتق می‌گیریم که به شکل زیر خواهد بود:

$$15 \quad \frac{M_{pl}^2}{(\delta-2)} \frac{\sin(kr)}{\rho_D r} \left[\frac{(2\delta-4)(HR_h-1)}{R_h} r_{h0} \left(\frac{k^2}{a^2} \Phi_k(t) + 3H\dot{\Phi}_k(t) + 3H^2 \Phi_k(t) \right) + \frac{1}{a} \left(\frac{k^2}{a^2} \Phi_k(t) + 3H\dot{\Phi}_k(t) \right) \right] - r_{h0} \left(-\frac{2\dot{a}k^2}{a^3} \Phi_k(t) + \frac{k^2}{a^2} \dot{\Phi}_k(t) + 3H\dot{\Phi}_k(t) + 3H\ddot{\Phi}_k(t) + 6H\dot{H}\Phi_k(t) + 3H^2\dot{\Phi}_k(t) \right) = -\frac{2\Phi_k(t)\sin(kr_{h0})}{ar_{h0}} + \frac{\sin(kr_{h0})}{ar_{h0}} \Phi_k(t) - \dot{\Phi}_k(t) \int_0^{r_{h0}} \frac{\sin(kr)}{r} dr,$$

در رابطه بالا از معادلات زیر استفاده شده است:

$$16 \quad \frac{d\rho_D}{dt} = (2\delta-4)\rho_D \frac{dR_h}{dt} R_h^{-1},$$

$$17 \quad \frac{dR_h}{dt} = HR_h - 1.$$

بعد از مقداری عملیات ریاضی و ساده‌سازی، رابطه ۱۵ را می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$18 \quad \ddot{\Phi}_k(t) + \frac{1}{3H} \left\{ \left(3\dot{H} - 3(2\delta-5)H^2 + \frac{3(2\delta-5)H}{R_h} + \frac{k^2}{a^2} \right) - \frac{(\delta-2)\rho_D a}{M_{pl}^2 R_h} \int_0^{r_{h0}} \frac{\sin(kr)}{kr} dr \right\} \dot{\Phi}_k(t) + \frac{1}{3H} \left\{ (6H\dot{H} - 3(2\delta-4)H^3 + \frac{(2\delta-5)k^2}{R_h a^2} + \frac{3(2\delta-5)H^2}{R_h} - (2\delta-2)\frac{k^2}{a^2} H) - \frac{(\delta-2)\rho_D}{M_{pl}^2 R_h} \frac{\sin(kr_{h0})}{kr_{h0}} \right\} \Phi_k(t) = 0.$$

می‌آوریم و سپس به بررسی پایداری بر مبنای معادله اختلالی می‌پردازیم.

ما جهان تخت همگن و همسانگرد فریدمان-رابرتسون-واکر را در نظر می‌گیریم و اختلالات اسکالر متریک در پیمانه نیوتون^۱ را بررسی می‌کنیم:

$$9 \quad ds^2 = -(1+2\Phi(r,t))dt^2 + a(t)^2(1-2\Phi(r,t))dX^2,$$

که در آن $\Phi(r,t)$ پتانسیل باردین^۲، $r=|X|$ و $a(t)$ ضریب مقیاس می‌باشند. ما همچنین افق رویداد آینده، R_h را به صورت زیر نوشته‌ایم

$$10 \quad R_h(0,t) = \int_0^{r_h(t)} a(t)(1-\Phi(r,t))dr,$$

که در اینجا $R_h(0,t)$ افق رویداد آینده در نقطه $r=0$ ، در زمان t و $r_h(t)$ مسافت مختصه‌ای افق رویداد آینده را نشان می‌دهند. در مرتبه اول نظریه اختلال، $r_{h0}(t) = \int_t^{\infty} dt'/a(t')$ که در آن $r_h \equiv r_{h0} + \delta r_h$ است.

با استفاده از تعریف چگالی انرژی تاریک سالیس در رابطه^۸ و تغییر R_h ، می‌توان تغییر انرژی تاریک سالیس نسبت به اختلال متریک را به دست آورد

$$11 \quad \delta\rho_D = (2\delta-4)\rho_D \frac{\delta R_h}{R_h}.$$

با توجه به مؤلفه^{۰۰} معادلات اینشتین مختل شده و جایگزین کردن رابطه ۱۱ در آن داریم [۳۹]

$$12 \quad \frac{\nabla^2 \Phi}{a^2} - 3H^2 \Phi - 3H\dot{\Phi} = \frac{\delta\rho_D + \delta\rho_m}{2M_{pl}^2} = \frac{(2\delta-4)}{2M_{pl}^2} \frac{\delta R_h}{R_h},$$

که در آن از اختلال چگالی انرژی ماده تاریک صرف نظر شده است، یعنی $\delta\rho_m = 0$ است. با بسط دادن Φ نسبت به ویژه تابعش می‌توان نوشت

$$13 \quad \Phi(r,t) = \sum_k \Phi_k(t) \frac{\sin(kr)}{r},$$

²Bardeen potential

¹ Newtonian gauge

این بسط برای ناحیه انرژی تاریک-غالب و $c \approx 1$ ، به صورت زیر خواهد بود:

$$\int_t^\infty \frac{dt'}{a(t')} (t'-t) \approx r_{h0} R_{h0}. \quad 22$$

در این صورت معادله ۱۴ را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$3H\dot{\Phi}_k(t) + \frac{2(\delta-2)\rho_D}{M_{pl}^2} R_{h0}\dot{\Phi}_k(t) = -3H^2\Phi_k(t) - \frac{(\delta-2)\rho_D}{M_{pl}^2}\Phi_k(t). \quad 23$$

$$\frac{\dot{\Phi}_k(t)}{\Phi_k(t)} = -\frac{1 + (\delta-2)\frac{\rho_D}{\rho_c}}{1 + 2(\delta-2)\frac{\rho_D}{\rho_c}R_{h0}}, \quad 24$$

با توجه به رابطه بالا از آنجا که $\frac{\dot{\Phi}_k(t)}{\Phi_k(t)} < 0$ است، بنابراین حالت فرا-افق یک حالت در حال واپاشی است که پایدار می‌باشد پس هیچ ناپایداری برای این حالت اختلالی وجود ندارد.

حالت بعدی، حالت حدی زیر-افق، که در آن $kr_{h0} \gg 1$ است، متناظر با طول موج‌ها و مقیاس‌های کوچک‌تر از افق رویداد آینده می‌باشد. برای این حالت، معادله ۱۴ را به صورت زیر خواهیم داشت و بقیه جمله‌ها با یک ضریب $1/(kr_{h0})$ فشرده می‌شوند:

$$3H\dot{\Phi}_k(t) \approx -\left(\frac{k^2}{a^2} + 3H^2\right)\Phi_k(t), \quad 25$$

بنابراین، حالت زیر-افق هم یک مد در حال واپاشی است یعنی $\dot{\Phi}_k/\Phi_k < 0$ می‌باشد و هیچ ناپایداری در آن مشاهده نمی‌شود.

لازم به ذکر است که برای تحقیق پایداری مدل، روش دیگری هم وجود دارد. برای یک شاره معمولی، می‌توان مربع سرعت صوت $v_s^2 = dp/d\rho$ را محاسبه کرده و بررسی نماییم که آیا سرعت صوت شاره مثبت یا منفی است. در این روش اگر سرعت صوت منفی باشد، یعنی

در حالتی که $\delta = 1$ باشد، این معادله دقیقاً به شکل معادلات اختلال کیهانی برای انرژی تاریک هولوگرافیک استاندارد [۳۹] خواهد بود.

اکنون می‌خواهیم پایداری معادله اختلالی را بررسی نماییم برای بررسی پایداری باید روی رفتار $\frac{\dot{\Phi}_k}{\Phi_k}$ تمرکز کنیم. دو مورد در رابطه با پایداری وجود دارد:

۱: اگر $\frac{\dot{\Phi}_k}{\Phi_k} \rightarrow 0$ مد اختلالی فریز می‌شود و ۲: اگر

$\frac{\dot{\Phi}_k}{\Phi_k} < 0$ مد اختلالی در حال واپاشی است و در غیر

این صورت توصیف هولوگرافیک سالیس جهان ناپایدار می‌باشد. می‌توان مشاهده کرد که حل معادله انتگرالی-دیفرانسیلی رابطه ۱۴ به صورت دقیق مشکل می‌باشد ولی می‌توان در حد فرا-افق^۱ و زیر-افق^۲ رفتار آن را به صورت تحلیلی مطالعه نمود. بنابراین، دو حالت حدی معادله ۱۴ را بررسی خواهیم کرد.

اولین حالت، حالت حدی فرا-افق، $1 \ll kr_{h0}$ می‌باشد که متناظر با طول موج‌ها و مقیاس‌های بزرگ‌تر از افق رویداد آینده است. در حد فرا-افق معادله ۱۴ به شکل زیر خواهد بود:

$$3H\dot{\Phi}_k(t) \approx -3H^2\Phi_k(t) + \frac{(\delta-2)\rho_D}{M_{pl}^2}\Phi_k(t) - \frac{2(\delta-2)\rho_D}{M_{pl}^2 r_{h0}} \int_t^\infty \frac{dt'}{a(t')} \Phi_k(t'). \quad 19$$

انتگرال آخرین جمله رابطه بالا را می‌توان با استفاده از رابطه زیر تخمین زد

$$\int_t^\infty \frac{dt'}{a(t')} \Phi_k(t') \approx \int_t^\infty \frac{dt'}{a(t')} (\Phi_k(t) + \dot{\Phi}_k(t)(t'-t)), \quad 20$$

و با به کار بردن $\frac{dt'}{a(t')} = -dr_{h0}$ داریم

$$\int_t^\infty \frac{dt'}{a(t')} (t'-t) \approx r_{h0} R_{h0} + \int_t^\infty \frac{dt'}{a(t')} (t'-t) \left(c \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_D}} - 1 \right). \quad 21$$

¹ Super-horizon mode

² Sub-horizon mode

را تأیید کرده و این مدل‌ها نسبت به مدل‌های غیر برهم‌کنشی سازگاری بیشتری با مشاهدات کیهانی دارند. [۴۱، ۴۲].

لازم به ذکر است که بقای انرژی کل در مدل انرژی تاریک برهم‌کنشی نیز برقرار است، و انرژی تاریک و ماده تاریک به صورت مجزا پایسته نیستند. این برهم‌کنش از طریق معادلات زیر توصیف می‌شود

$$\dot{\rho}_D + 3H(1 + \omega_D)\rho_D = Q, \quad 26$$

$$\dot{\rho}_m + 3H\rho_m = -Q, \quad 27$$

در اینجا Q جمله برهم‌کنشی را نشان می‌دهد که از تصحیح آنتروپی به دست می‌آید. می‌توان جمله برهم‌کنشی را به صورت زیر نوشت:

$$Q = 3bH(\rho_m + \rho_D), \quad 28$$

که در آن b ثابت جفت‌شدگی^۳ می‌باشد.

در واقع، مدل انرژی تاریک برهم‌کنشی کلی‌تر و جامع‌تر از مدل غیر برهم‌کنشی است و جفت‌شدگی میان انرژی تاریک و ماده تاریک به دینامیک کیهانی غنا می‌بخشد و دیدگاه‌های جدیدی در مورد انرژی تاریک هولوگرافیک می‌گشاید. لذا بخش بعدی به طبقه‌بندی انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس برهم‌کنشی اختصاص داده می‌شود و در هر مورد معادلات حالت مربوطه بررسی خواهند شد.

واپاشی انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس به

ماده تاریک

ابتدا به بررسی واپاشی انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس به ماده تاریک خواهیم پرداخت:

$$\rho'_D + 3(1 + \omega_D)\rho_D = 3b\rho_D, \quad 29$$

$$\rho'_m + 3\rho_m = -3b\rho_D, \quad 30$$

مدل ناپایدار است و اگر مثبت باشد یعنی پایدار است. با محاسبه مربع سرعت صوت برای مدل انرژی تاریک سالیس درمی‌یابیم که $v_s^2 < 0$ می‌باشد و مدل ناپایدار کلاسیکی است [۳۴]. اما باید دقت کرد که برای انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس، اختلال چگالی انرژی از اختلال متریک ناشی می‌شود و از چنین ناپایداری رنج نمی‌برد.

چون برای یک شاره معمولی، معادلات اختلالی موضعی^۱ هستند درحالی‌که اختلال چگالی انرژی تاریک سالیس از اختلال متریک ناشی می‌شود که به صورت غیرموضعی و کلی^۲ رفتار می‌کند و این متفاوت از رفتار شاره معمولی است و مشکلی ایجاد نمی‌نماید.

بنابراین، می‌توانیم ببینیم که جهان هولوگرافیک سالیس تحت اختلال پایدار می‌باشد و این تأییدی برای این توصیف از جهان است.

انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس

برهم‌کنشی

با توجه به ماهیت مجهول انرژی تاریک و ماده تاریک می‌توان فرض کرد که آنها با هم برهم‌کنش دارند و مشاهدات کیهان‌شناسی نیز این فرض را تأیید می‌کنند. وجود برهم‌کنش بین این دو مؤلفه می‌تواند مسئله انطباق را به نحوی حل کند که جهان به یک حالت پایا میل نماید و نسبت انرژی تاریک و ماده تاریک مقداری ثابت بماند [۴۰]. برهم‌کنش مناسب بین انرژی تاریک و ماده تاریک روی دینامیک اختلال تأثیر می‌گذارد و سرعت صوت آدیاباتیک و رفتار اختلال در مقیاس بزرگ را اصلاح می‌کند. هر تقارن شناخته شده‌ای، وجود برهم‌کنش بین قسمت‌های تاریک عالم

³ Coupling constant

¹ Local

² Global

از معادله ۳۵ داریم

$$\begin{aligned} \frac{H'}{H} &= -\frac{\Omega'_D}{2\Omega_D} + (\delta - 2) - \frac{(\delta - 2)}{HR_h} \\ &= -\frac{\Omega'_D}{2\Omega_D} + (\delta - 2) - \frac{(\delta - 2)}{H} \frac{(2\delta - 4)}{\sqrt{\rho_D}} \sqrt{\frac{B}{\rho_D}}. \end{aligned} \quad ۳۶$$

معادله دوم فریدمان شکل زیر را دارد

$$\begin{aligned} \dot{H} &= -4\pi G(\rho + p) \\ &= -4\pi G(\rho + \rho_D \omega_D + \rho_r \omega_r), \end{aligned} \quad ۳۷$$

که در آن چگالی انرژی تابشی است که در ناحیه انرژی تاریک-غالب می‌توان از آن صرف نظر کرد، با استفاده از معادله ۳۴ و تعریف چگالی انرژی بحرانی ρ_c ، می‌توان رابطه ۳۷ را بدین صورت نوشت:

$$\frac{H'}{H} = \frac{2\delta - 1}{2} \Omega_D - \frac{\delta - 2}{H} \frac{2\delta - 4}{\sqrt{\rho_D}} \sqrt{\frac{B}{\rho_D}} - \frac{3}{2} b \Omega_D - \frac{3}{2}. \quad ۳۸$$

با جایگزین کردن معادله ۳۸ در رابطه ۳۵، می‌توان به یک معادله دیفرانسیلی برای Ω_D دست یافت

$$\frac{\Omega'_D}{\Omega_D} = (1 - \Omega_D) \left((2\delta - 1) - \frac{(2\delta - 4)}{H} \frac{2\delta - 4}{\sqrt{\rho_D}} \sqrt{\frac{B}{\rho_D}} \right) + 3b\Omega_D. \quad ۳۹$$

همچنین می‌توان تعریف پارامتر قرمزگرایی z به صورت $a = (1+z)^{-1}$ را به کار برد و دو معادله ۳۸ و ۳۹ را برحسب z به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$\begin{aligned} \frac{dH}{dz} &= -\frac{H}{1+z} \left(\frac{2\delta - 1}{2} \Omega_D - \frac{\delta - 2}{H} \left(\frac{B}{3M_{pl}^2 H^2 \Omega_D} \right)^{\frac{1}{2\delta - 4}} \right. \\ &\quad \left. - \frac{3}{2} b \Omega_D - \frac{3}{2} \right), \end{aligned} \quad ۴۰$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega_D}{dz} &= \\ &= -\frac{\Omega_D(1 - \Omega_D)}{1+z} \left((2\delta - 1) - \frac{2\delta - 4}{H} \left(\frac{B}{3M_{pl}^2 H^2 \Omega_D} \right)^{\frac{1}{2\delta - 4}} \right) \\ &\quad - \frac{3b\Omega_D^2}{1+z}. \end{aligned} \quad ۴۱$$

که در اینجا، ω_D برای نشان دادن پارامتر معادله حالت انرژی تاریک هولوگرافیک استفاده می‌شود و پرایم هم مشتق نسبت به $\ln a$ را نشان می‌دهد.

سرعت واپاشی، متناسب با چگالی انرژی تاریک است، بنابراین $b < 0$ ، بدین معنی است که انرژی تاریک به ماده واپاشی می‌کند و $b > 0$ منجر به نتایج غیرفیزیکی مانند ρ_m منفی و Ω_D بزرگتر از ۱، در آینده می‌شود. این موضوع را می‌توان با استفاده از رابطه ۲۷ به صورت

$$\dot{\rho}_m + 3H\rho_m = -3b\rho_D, \quad ۳۱$$

و حل آن فهمید. پس از انتگرال‌گیری از معادله ۳۱، جواب آن را به صورت زیر به دست خواهیم آورد

$$H\rho_m = e^{-3Ht} - b\rho_D, \quad ۳۲$$

رابطه ۳۲ به ازای $b > 0$ ، برای $t \rightarrow \infty$ منجر به ρ_m منفی می‌گردد. همچنین از آنجا که $\Omega_m + \Omega_D = 1$ می‌باشد منفی شدن Ω_m منجر می‌شود که Ω_D بزرگتر از ۱ شود. بنابراین باید $b < 0$ را در نظر گرفت.

با مشتق‌گیری از چگالی انرژی تاریک سالیس در رابطه ۸ داریم

$$\rho'_D = (2\delta - 4)\rho_D \left(1 - \frac{1}{HR_h} \right), \quad ۳۳$$

سپس با به کار بردن معادلات ۲۹ و ۳۳ داریم

$$\begin{aligned} \omega_D &= \frac{1 - 2\delta}{3} + \frac{2\delta - 4}{3} \frac{1}{HR_h} + b \\ &= \frac{1 - 2\delta}{3} + \frac{2\delta - 4}{3} \frac{1}{H} \frac{2\delta - 4}{\sqrt{\rho_D}} \sqrt{\frac{B}{\rho_D}} + b. \end{aligned} \quad ۳۴$$

اگر چگالی انرژی بحرانی را به صورت $\rho_c = 3M_{pl}^2 H^2$ در نظر بگیریم، می‌توان کمیت بدون بعد چگالی را به صورت $\Omega_D = \rho_D / \rho_c$ تعریف کرد که با مشتق گرفتن

از آن نسبت به $\ln a$ به رابطه زیر می‌رسیم

$$\begin{aligned} \Omega'_D &= (2\delta - 4) \left(1 - \frac{1}{HR_h} \right) \Omega_D - 2 \frac{H'}{H} \Omega_D \\ &= (2\delta - 4) \Omega_D - (2\delta - 4) \frac{1}{H} \frac{2\delta - 4}{\sqrt{\rho_D}} \sqrt{\frac{B}{\rho_D}} \Omega_D - 2 \frac{H'}{H} \Omega_D. \end{aligned} \quad ۳۵$$

جهان را توجیه می‌کند و برای موارد $\delta = 1.2, 1.5, 1.9$ به‌ازای $0.4 < z < 0.9$ جهان از یک دوره با انبساط کندشونده وارد دوره‌ای با انبساط تندشونده می‌شود.

برهم‌کنش هیبریدی

در برهم‌کنش هیبریدی، جمله برهم‌کنشی متناسب با چگالی انرژی بحرانی، ρ_c است. معادلات تحول در این مورد بدین صورت هستند

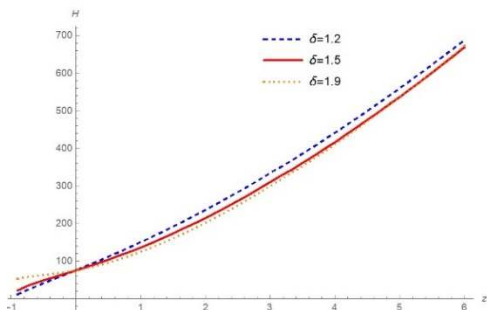
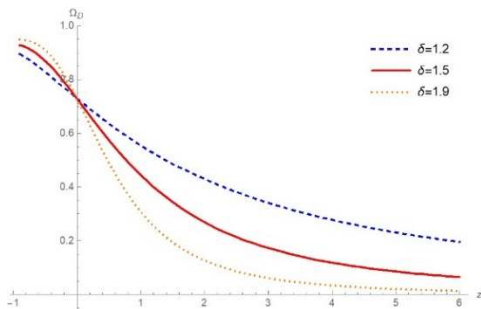
$$\rho'_D + 3(1 + w_D)\rho_D = 3b\rho_c, \quad (44)$$

$$\rho'_m + 3\rho_m = -3b\rho_c. \quad (45)$$

در این حالت، ما رهیافت ریاضی یکسانی را تکرار خواهیم کرد و به معادلات دیفرانسیلی زیر برای H و Ω_D خواهیم رسید

$$\frac{H'}{H} = \frac{2\delta - 1}{2}\Omega_D - \frac{\delta - 2}{H} \sqrt{\frac{B}{3M_{pl}^2 H^2 \Omega_D}} \Omega_D - \frac{3}{2}b - \frac{3}{2}, \quad (46)$$

و



جواب این دو معادله یعنی Ω_D و H را در شکل ۱ ترسیم کرده‌ایم. نمودار تحول Ω_D برای مقادیر مختلف δ ، در شکل ۱ نشان داده شده است. مقدار اولیه $\Omega_D(z=0) = 0.73$ می‌باشد. تحول پارامتر هابل H ، با مقدار اولیه $H(z=0) = 75$ ، هم به صورت تابعی از قرمزگرایی z رسم شده است. همان‌طور که از شکل مشاهده می‌شود در زمان اولیه یعنی $z \rightarrow \infty$ ، چگالی انرژی تاریک به سمت صفر میل می‌کند و برای زمان‌های دور $z \rightarrow -1$ ، چگالی انرژی تاریک به یک نزدیک خواهد شد. پارامتر هابل نیز در زمان اولیه یعنی $z \rightarrow \infty$ مثبت است و به‌طور یکنواخت با کاهش قرمزگرایی z ، کاهش می‌یابد که این رفتار متناظر با انبساط با شتاب کاهنده کیهان می‌باشد، در حالی که برای آینده خیلی دور $z \rightarrow -1$ ، در حد زمان کیهانی بی‌نهایت، پارامتر هابل به صفر میل می‌کند و در $z = -1$ بی‌نهایت می‌شود. به عبارتی پارامتر هابل در زمان‌های دور، شتاب کندشونده را متوقف نموده و یک شتاب تند شونده را شروع می‌کند. این نمودارها با مشاهدات کیهان‌شناسی مطابقت دارند [۴۳، ۴۴].

پارامتر شتاب کاهنده q ، به صورت زیر تعریف می‌شود

$$q = -1 - \frac{\dot{H}}{H^2}, \quad (47)$$

با جانشین کردن رابطه ۳۸ در معادله بالا به عبارت زیر خواهیم رسید

$$q = -1 - \frac{\dot{H}}{H^2} = -1 - \left(\frac{2\delta - 1}{2}\Omega_D - \frac{\delta - 2}{H} \sqrt{\frac{B}{3M_{pl}^2 H^2 \Omega_D}} \Omega_D - \frac{3}{2}b\Omega_D - \frac{3}{2} \right), \quad (48)$$

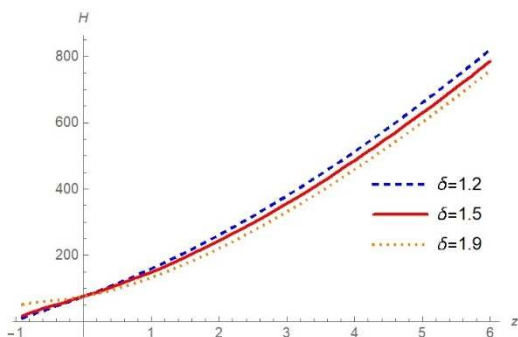
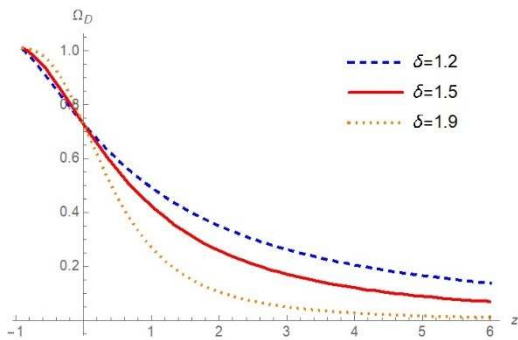
پارامتر q برحسب قرمزگرایی z در شکل ۲ نشان داده شده است. همان‌طور که ملاحظه می‌شود مدل انرژی تاریک هولوگرافیک در نظریه سالیس، انبساط شتابدار

توابعی از قرمزگرایی z رسم شده‌اند که در این مورد هم تطابق با داده‌های کیهان‌شناسی مشهود است. در این مورد هم با استفاده از معادلهٔ ۴۶ پارامتر شتاب کاهنده q ، به صورت زیر خواهد بود

۵۰

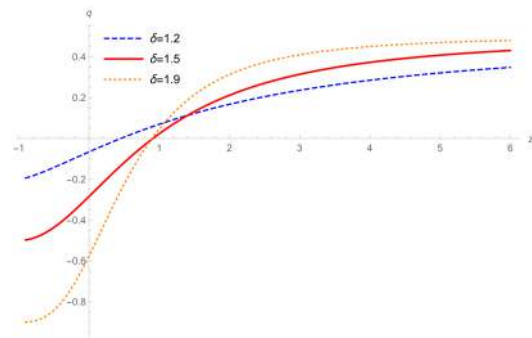
$$q = -1 - \frac{\dot{H}}{H^2} = -1 - \left(\frac{2\delta - 1}{2} \Omega_D - \frac{\delta - 2}{H} \sqrt{\frac{B}{3M_{pl}^2 H^2 \Omega_D}} \Omega_D - \frac{3}{2} b - \frac{3}{2} \right),$$

که نمودار مربوط به آن، در شکل ۴ رسم شده است. نمودار نشان می‌دهد که این مدل انبساط شتابدار جهان را هم در حال حاضر و هم در آینده توجیه می‌کند و به‌ازای قرمزگرایی $0 < z < 0.8$ جهان از دوره انبساط شتابدار کندشونده وارد دوره‌ای با انبساط شتابدار تندشونده می‌شود.



شکل ۳. تحول جهان برای برهم‌کنش هیبریدی نشان داده شده است. ما شرایط اولیه $\Omega_D = 0.73$ ، $H_0 = 75$ را برای این محاسبات به‌کار برده‌ایم.

شکل ۱. تحول عالم با فرض اینکه چگالی انرژی تاریک سالیس به ماده تاریک واپاشی می‌کند. ما شرایط اولیه $\Omega_D = 0.73$ ، $H_0 = 75$ را در محاسبات عددی به‌کار برده‌ایم.



شکل ۲. پارامتر q به‌ازای مقادیر مختلف δ ، که در آن $H_0 = 75$ و $\Omega_D = 0.73$

۴۷

$$\frac{\Omega'_D}{\Omega_D} = (1 - \Omega_D) \left((2\delta - 1) - \frac{(2\delta - 4)}{H} \sqrt{\frac{B}{3M_{pl}^2 H^2 \Omega_D}} \right) + 3b.$$

با استفاده از تعریف پارامتر قرمزگرایی z ، این معادلات به شکل زیر در می‌آیند:

۴۸

$$\frac{dH}{dz} = -\frac{H}{1+z} \left(\frac{2\delta - 1}{2} \Omega_D - \frac{\delta - 2}{H} \left(\frac{B}{3M_{pl}^2 H^2 \Omega_D} \right)^{\frac{1}{2\delta - 4}} \Omega_D - \frac{3}{2} b - \frac{3}{2} \right),$$

۴۹

$$\frac{d\Omega_D}{dz} = -\frac{\Omega_D(1 - \Omega_D)}{1+z} \left((2\delta - 1) - \frac{2\delta - 4}{H} \left(\frac{B}{3M_{pl}^2 H^2 \Omega_D} \right)^{\frac{1}{2\delta - 4}} \right) - \frac{3b\Omega_D}{1+z}.$$

این دو معادله به صورت عددی حل شده‌اند و تحول عالم در شکل ۳ رسم شده است. به‌ازای بعضی مقادیر δ ، رفتار کمیت‌های بدون بعد Ω_D و H به صورت

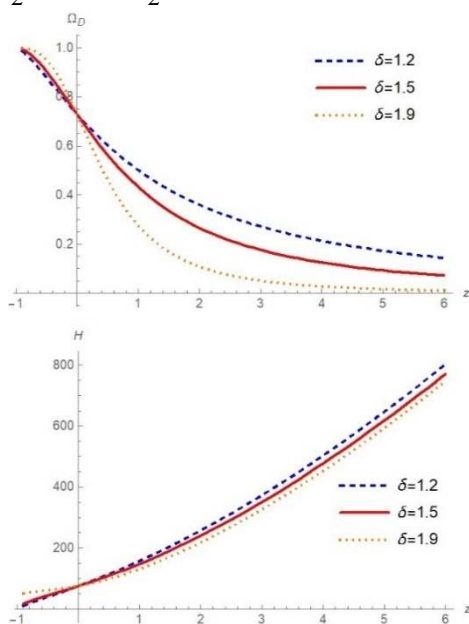
۵۶

$$\frac{d\Omega_D}{dz} = -\frac{\Omega_D(1-\Omega_D)}{1+z} \left((2\delta-1) - \frac{2\delta-4}{H} \left(\frac{B}{3M_{pl}^2 H^2 \Omega_D} \right)^{\frac{1}{2\delta-4}} \right) - \frac{3b\Omega_D}{1+z} (1-\Omega_D).$$

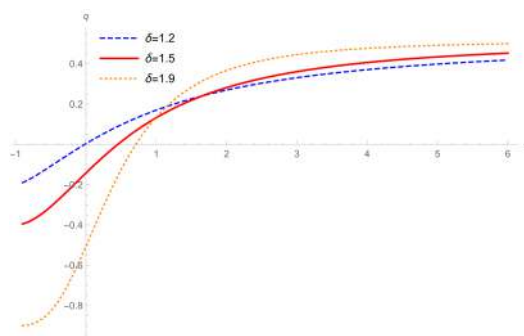
و این دو معادله نیز به صورت عددی حل شده‌اند. نمودار پارامترهای تحول کیهان‌شناسی Ω_D ، H و q برحسب قرمزگرایی z به‌ازای مقادیر دلخواه δ ، در شکل‌های ۵ و ۶ نمایش داده شده‌اند. از شکل ۵ ملاحظه می‌شود که پارامتر چگالی Ω_D در آینده دور $z \rightarrow -1$ ، به صورت $\Omega_D \rightarrow 1$ می‌باشد و در زمان‌های اولیه تکامل عالم ($z \rightarrow \infty$) مقدار Ω_D به صفر میل می‌کند که با مشاهدات کیهان‌شناسی مطابقت دارد.

سرانجام با به‌کار بردن معادله ۵۲ پارامتر q بدین صورت خواهد بود

$$q = -1 - \frac{\dot{H}}{H^2} = -\frac{2\delta-1}{2} \Omega_D + \frac{\delta-2}{H} \sqrt[2\delta-4]{\frac{B}{3M_{pl}^2 H^2 \Omega_D}} \Omega_D + \frac{3}{2} b(1-\Omega_D) + \frac{1}{2}, \quad (57)$$



شکل ۵. تحول جهان با این فرض که ماده تاریک به انرژی تاریک واپاشی می‌کند، نشان داده شده است. ما شرایط اولیه $H_0 = 75$ و $\Omega_D = 0.73$ را در محاسبات به‌کار برده‌ایم.



شکل ۴. پارامتر q به‌ازای مقادیر مختلف δ ، که در آن $H_0 = 75$ و $\Omega_D = 0.73$

واپاشی ماده تاریک به انرژی تاریک

اکنون می‌خواهیم حالتی را که در آن ماده به انرژی تاریک واپاشی می‌کند، بررسی کنیم:

$$\rho'_D + 3(1+\omega_D)\rho_D = 3b\rho_m, \quad (51)$$

$$\rho'_m + 3\rho_m = -3b\rho_m. \quad (52)$$

همانند محاسبات قبلی، می‌توان معادله دیفرانسیلی برای H به صورت زیر به دست آورد

$$\frac{H'}{H} = \frac{2\delta-1}{2} \Omega_D - \frac{\delta-2}{H} \sqrt[2\delta-4]{\frac{B}{3M_{pl}^2 H^2 \Omega_D}} \Omega_D - \frac{3}{2} b(1-\Omega_D) - \frac{3}{2}, \quad (53)$$

و معادله دیفرانسیل Ω_D هم به صورت زیر خواهد بود

$$\frac{\Omega'_D}{\Omega_D} = (1-\Omega_D) \left((2\delta-1) - \frac{(2\delta-4)}{H} \sqrt[2\delta-4]{\frac{B}{3M_{pl}^2 H^2 \Omega_D}} \right) + 3b(1-\Omega_D). \quad (54)$$

برحسب پارامتر قرمزگرایی z ، داریم

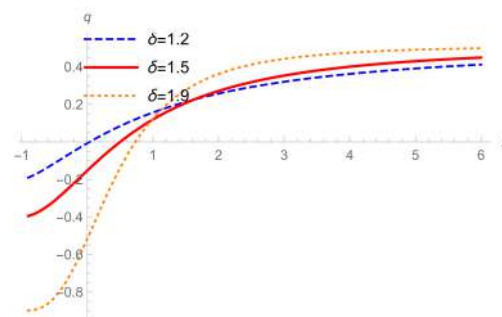
$$\frac{dH}{dz} = -\frac{H}{1+z} \left(\frac{2\delta-1}{2} \Omega_D - \frac{\delta-2}{H} \left(\frac{B}{3M_{pl}^2 H^2 \Omega_D} \right)^{\frac{1}{2\delta-4}} \Omega_D - \frac{3}{2} b(1-\Omega_D) - \frac{3}{2} \right), \quad (55)$$

و

تاریک هولوگرافیک سالیس تحت اختلال پایدار می‌باشد و این مدل می‌تواند توصیف صحیحی از جهان ارائه بدهد. سپس با در نظر گرفتن برهم‌کنش بین ماده تاریک و انرژی تاریک در این مدل، پارامترهای کیهان‌شناسی را محاسبه نمودیم و نشان دادیم که تحول این پارامترها مطابق با شواهد کیهان‌شناسی می‌باشد. مدل انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس برهم‌کنشی مقادیر مشاهده شده پارامتر هابل، چگالی انرژی تاریک و پارامتر شتاب کاهنده را به خوبی باز تولید می‌کند. بررسی‌های ما در مورد انبساط شتابدار کیهان، نشان می‌دهند که مدل انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس برهم‌کنشی، می‌تواند انبساط شتابدار عالم را توجیه کند و در واقع بر اساس این مدل، جهان از یک دوره با انبساط شتابدار کندشونده وارد دوره‌ای با انبساط شتابدار تندشونده می‌شود. در حالی که مدل انرژی تاریک هولوگرافیک استاندارد، با افق ذره به‌عنوان طول قطع مادون قرمز، منجر به یک جهان شتابدار نمی‌شود [۸]، مدل انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس با طول قطع افق ذره، می‌تواند انبساط شتابدار کیهان را توصیف نماید، اما این مدل بدون در نظر گرفتن برهم‌کنش از لحاظ کلاسیکی ناپایدار است و در حضور برهم‌کنش هم فقط به‌ازای بعضی از مقادیر قرمزگرایی z ، پایدار می‌باشد.

مدل انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس با در نظر گرفتن افق هابل به‌عنوان طول قطع مادون قرمز، هم در حضور برهم‌کنش و هم بدون برهم‌کنش، انبساط شتابدار عالم را می‌دهد، اما هر دو ناپایدار کلاسیکی می‌باشند. برای مدل انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس با طول قطع افق ریچی و افق گراند-اولیوروس، اگرچه پارامترهای کیهانی رفتار قابل قبولی دارند ولی این مدل‌ها همیشه پایدار نیستند [۳۴]. مدل انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس در نظریه برانز-دیکی هم در

که در شکل ۶ رسم شده است. بررسی تحول پارامتر شتاب کاهنده q هم نشان می‌دهد که مدل انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس برهم‌کنشی، انبساط شتابدار جهان را به خوبی توصیف می‌کند و انتقال فاز از انبساط شتابدار کندشونده به انبساط تندشونده در قرمزگرایی $0 < z < 0.8$ رخ می‌دهد که منطبق با مشاهدات کیهان‌شناسی می‌باشد [۴۵].



شکل ۶. پارامتر q به‌ازای مقادیر مختلف δ ، که در آن $H_0 = 75$ و $\Omega_D = 0.73$.

بحث و نتیجه‌گیری

اخیراً، مطالعه اختلالات انرژی تاریک بسیار مورد توجه قرار گرفته است، اختلال در انرژی تاریک قادر است که فرآیند تشکیل ساختار بزرگ مقیاس جهان را تغییر دهد. وجود اختلالات انرژی تاریک را می‌توان در بررسی‌های در دست اقدام در آینده ارزیابی کرد [۴۶]. این مشاهدات کمک می‌کنند بین مدل‌های مختلف انرژی تاریک پیشنهاد شده، تمایز قائل شویم.

در این مقاله، چگالی انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس را با در نظر گرفتن افق رویداد آینده، R_H به‌عنوان طول قطع مادون قرمز مورد بررسی قرار دادیم و نظریه اختلال کیهانی را در مورد این مدل تحقیق نمودیم. از آنجا که اختلال انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس از اختلال متریک ناشی می‌شود پس اختلال آن غیرموضعی است. با بررسی پایداری حالت‌های حدی فرا-افق و زیر-افق، می‌توان دید که چگالی انرژی

Journal **861** (2018) 126.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaadb7>

[5] W.L. Freedman, Astronomy at a crossroads, *Nature Astronomy* **1** (2017) 0121. <https://doi.org/10.1038/s41550-017-0121>

[6] G.'t Hooft, Dimensional reduction in quantum gravity, (1993), arXiv:gr-qc/9310026.

L. Susskind, The world as a hologram, *Journal of Mathematical Physics* **36** (1995) 6377.
<https://doi.org/10.1063/1.531249>

[7] A.G. Cohen, D.B. Kaplan, A.E. Nelson, Effective field theory, black holes, and the cosmological constant, *Physical Review Letters* **82** (1999) 4971.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.4971>

[8] M. Li, A Model of Holographic dark energy, *Physics Letters B* **603** (2004) 1.
<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.10.014>

[9] S. Wang, Y. Wang, M. Li, Holographic dark energy, *Physics Report* **696** (2017) 1.
<https://doi.org/10.1016/j.physrep.2017.06.003>

[10] A. Sheykhi, Holographic scalar field models of dark energy, *Physical Review D* **84** (2011) 107302.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.107302>

[11] S.D.H. Hsu, Entropy bounds and dark energy, *Physics Letters B* **594** (2004) 13.
<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.05.020>

[12] B. Guberina, R. Horvat, H. Nikolic, Non-saturated holographic dark energy, *Journal of Cosmology and Astroparticle*

حضور برهم‌کنش و هم‌در‌غیاب آن، از لحاظ کلاسیکی ناپایدار می‌باشد [۴۷]. مطالعه مدل انرژی تاریک هولوگرافیک سالیس برهم‌کنشی با طول قطع افق هابل در چارچوب جهان تخت فراکتال، نشان می‌دهد که پارامترهای کیهان‌شناسی با مشاهدات اخیر در توافق خوبی هستند ولی در این مدل نیز سرعت صوت منفی است، یعنی از لحاظ کلاسیکی ناپایدار است [۴۸]. در حالی که مدل مورد مطالعه ما، از ناپایداری رنج نمی‌برد و تحت اختلال پایدار است. این نوع بررسی پایداری تحت اختلال برای چگالی انرژی تاریک هولوگرافیک با طول قطع افق رویداد آینده نیز صورت گرفته است و در این مطالعه مشخص می‌گردد که اختلال انرژی تاریک هولوگرافیک پایدار می‌باشد [۳۹].

مرجع‌ها

[1] S. Nojiri, S.D. Odintsov, Unified cosmic history in modified gravity: from F(R) theory to Lorentz non-invariant models, *Physics Report* **505** (2011) 59.
<https://doi.org/10.1016/j.physrep.2011.04.001>

[2] S. Nojiri, S.D. Odintsov, V.K. Oikonomou, Properties of singularities in the (phantom) dark energy universe, *Physics Report* **692** (2017) 1.
<https://doi.org/10.1016/j.physrep.2017.06.001>

[3] T. Padmanabhan, Cosmological constant—the weight of the vacuum, *Physics Report* **380** (2003) 235.
[https://doi.org/10.1016/S0370-1573\(03\)00120-0](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(03)00120-0)

[4] A.G. Riess, et al., Milky way cepheid standard for measuring cosmic distances and applications to Gaia DR2: implications for the Hubble constant, *The Astrophysical*

<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.10.043>

[19] R.C. Nunes, et al., Probing the cosmological viability of non-gaussian statistics, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **08** (2016) 051. <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/08/051>

[20] A. Sayahian Jahromi, et al., Generalized entropy formalism and a new holographic dark energy model, *Physics Letters B* **780** (2018) 21. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.02.052>

[21] C. Tsallis, The nonadditive entropy S_q and its applications in physics and elsewhere: some remarks, *Entropy* **13** (2011) 1765. <https://doi.org/10.3390/e13101765>

[22] A. Rényi, *Probability Theory* (North-Holland, Amsterdam, 1970).

[23] C. Tsallis, Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics, *Journal of Statistical Physics* **52** (1988) 479. <https://doi.org/10.1007/BF01016429>

[24] H. Moradpour, et al., Thermodynamic approach to holographic dark energy and Rényi entropy, *The European Physical Journal C* **78** (2018) 829. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6309-8>

[25] C. Tsallis, L.J.L. Crito, Black hole thermodynamical entropy, *The European Physical Journal C* **73** (2013) 2487. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2487-6>

[26] M. Tavayef, et al., Tsallis Holographic Dark Energy, *Physics Letters B* **781** (2018) 195.

Physics **01** (2007) 012. <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2007/01/012>

[13] B. Wang, E. Abdalla, F. Atrio-Barandela, D. Pavon, Dark matter and dark energy interactions: theoretical challenges, cosmological implications and observational signatures, *Report Progress in Physics* **79** (2016) 096901. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/79/9/096901>

[14] T.S. Biró, V.G. Czinner, A q-parameter bound for particle spectra based on black hole thermodynamics with Rényi entropy, *Physics Letters B* **726** 861 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.09.032>

[15] H. Touchette, When is a quantity additive, and when is it extensive?, *Physica A* **305** (2002) 84. [https://doi.org/10.1016/S0378-4371\(01\)00644-6](https://doi.org/10.1016/S0378-4371(01)00644-6)

[16] H. Moradpour, A. Sheykhi, C. Corda, I. G. Salako, Implications of the generalized entropy formalisms on the Newtonian gravity and dynamics, *Physics letters B* **783** (2018) 82. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.06.040>

[17] V.G. Czinner, H. Iguchi, Thermodynamics, stability and Hawking page-transition For Kerr black holes from Rényi statistics, *The European Physical Journal C* **77** (2017) 892. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5453-x>

[18] A. Majhi, Non-extensive statistical mechanics and black hole entropy from quantum geometry, *Physics Letters B* **775** (2017) 32.

- Holographic dark energy through Tsallis entropy, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **1812** (2018) 012. <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2018/12/012>
- [34] M. Abdollahi Zadeh, A. Sheykhi, H. Moradpour, K. Bamba, Notes on Tsallis holographic dark energy, *European Physical Journal C* **78** (2018) 940. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6427-3>
- [35] L.R. Abramo, R.C. Batista, L. Liberato, R. Rosenfeld, Structure formation in the presence of dark energy perturbations, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **11** (2007) 012. <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2007/11/012>
- [36] L.R. Abramo, R.C. Batista, L. Liberato, R. Rosenfeld, Physical approximations for the nonlinear evolution of perturbations in inhomogeneous dark energy scenarios, *Physical Review D* **79** (2009) 023516. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.023516>
- [37] A. Mehrabi, S. Basilakos, M. Malekjani, Z. Davari, Growth of matter perturbations in clustered holographic dark energy cosmologies, *Physical Review D* **92** (2015) 123513. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.123513>
- [38] M. Rezaei, et al., Constraints to dark energy using PADE parameterizations, *The Astrophysical Journal* **843** (2017) 65. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa7898>
- [39] M. Li, C. Lin, Y. Wang, Some issues concerning holographic dark energy, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **05** (2008) 023. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.04.001>
- [27] E. Sadri, Observational constraints on interacting Tsallis holographic dark energy model, *The European Physical Journal C* **79** (2019) 762. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7263-9>
- [28] M. Abdollahi Zadeh, A. Sheykhi, H. Moradpour, Tsallis ageographic dark energy model, *Modern Physics letters A* **34** (2019) 1950086. <https://doi.org/10.1142/S021773231950086X>
- [29] S. Ghaffari, et al., Tsallis dark energy in the Brans-Dicke cosmology, *The European Physical Journal C* **78** (2018) 706. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6198-x>
- [30] E.M. Barboza Jr, R.C. Nunes, E.M.C. Abreu, J.A. Neto, Dark energy models through nonextensive Tsallis' statistics, *Physica A* **436** (2015) 301. <https://doi.org/10.1016/j.physa.2015.05.002>
- [31] E.M.C. Abreu, J. Ananias Neto, A.C.R. Mendes, A. Bonilla, Tsallis and Kaniadakis statistics from a point of view of the holographic equipartition law, *Europhysics Letters* **121** (2018) 45002. <https://doi.org/10.1209/0295-5075/121/45002>
- [32] E.M.C. Abreu, J. Ananias Neto, A.C.R. Mendes, W. Oliveira, New bounds for Tsallis parameter in a noncommutative phase-space entropic gravity and nonextensive Friedmann equations, *Physica A* **392** (2013) 5154. <https://doi.org/10.1016/j.physa.2013.06.047>
- [33] E.N. Saridakis, K. Bamba, R. Myrzakulov, F.K. Anagnostopoulos,

- epoch of cosmic re-acceleration, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **05** (2016) 014. <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/05/014>
- [45] R.A. Daly, et al., Improved constraints on the acceleration history of the Universe and the properties of the dark energy, *The Astrophysical Journal* **677** (2008) 1. <https://doi.org/10.1086/528837>
- [46] T. Abbott, et al., The Dark Energy Survey, arXiv:astro-ph/0510346.
- [47] Sh. Ghaffari, et al., Tsallis holographic dark energy in the Brans-Dicke cosmology, *European Physical Journal C* **78** (2018) 706. <https://doi.org/10.1093/mnras/sty903>
- [48] A. Al. Mamnon, Study of Tsallis holographic dark energy model in the framework of fractal cosmology, *Modern Physics Letters A* **35** (2020) 2050251. <https://doi.org/10.1142/S021773232050251X>
- [40] W. Zimdahl, D. Pavón, L.P. Chimento, Interacting quintessence, *Physics Letters B* **521** (2001) 133. [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)01174-1](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)01174-1)
- [41] B. Wang, et al., Interacting dark energy and dark matter: observational constraints from cosmological parameters, *Nuclear Physics B* **778** (2007) 69. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2007.04.037>
- [42] W. Zimdahl, Interacting dark energy and cosmological equations of state, *International Journal of Modern Physics D* **14** (2005) 2319. <https://doi.org/10.1142/S0218271805007784>
- [43] A. Nishizawa, A. Taruya, S. Saito, Tracing the red shift evolution of Hubble parameter with gravitational-wave standard sirens, *Physical Review D* **83** (2011) 084045. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.084045>
- [44] M. Moresco, et al., 6% of the Hubble parameter at $z \sim 0.45$: direct evidence of the