

Large Scale Structures in the realm of modified dark energy models



ابوالفضل ابراهیمی
دانشجوی کارشناسی ارشد گرانش ورودی ۱۴۰۲
تیرماه ۱۴۰۳

فهرست

- **Hubble Tension problem**
- **ISW effect**
- **IDE model in “B. M. Schäfer”**
- **IDE model in “Ming Zhang” and about forecasting by “Tianlai” with 21cm IM**
- **BVDE model in “B. Mostaghel” and ISW effect again**
- **PEDE model**
- **GEDE model and Hubble Tension again**

همخوانی بسیار خوب مدل استاندارد
با تعداد قابل توجهی از داده ها

ناسازگاری های اندک با بالا رفتن
دقت رصدهای نوین

یکی از مهمترین ها، تنش هابل است با
 4σ to 6σ

عدم تطابق بین

داده های جهان زود هنگام و وابسته به مدل

و

داده های کیهان نوین بدون وابستگی به مدل از ردشیفیت های پایین و رصد های موضعی

دقیق اند پس مشکل ساز اند

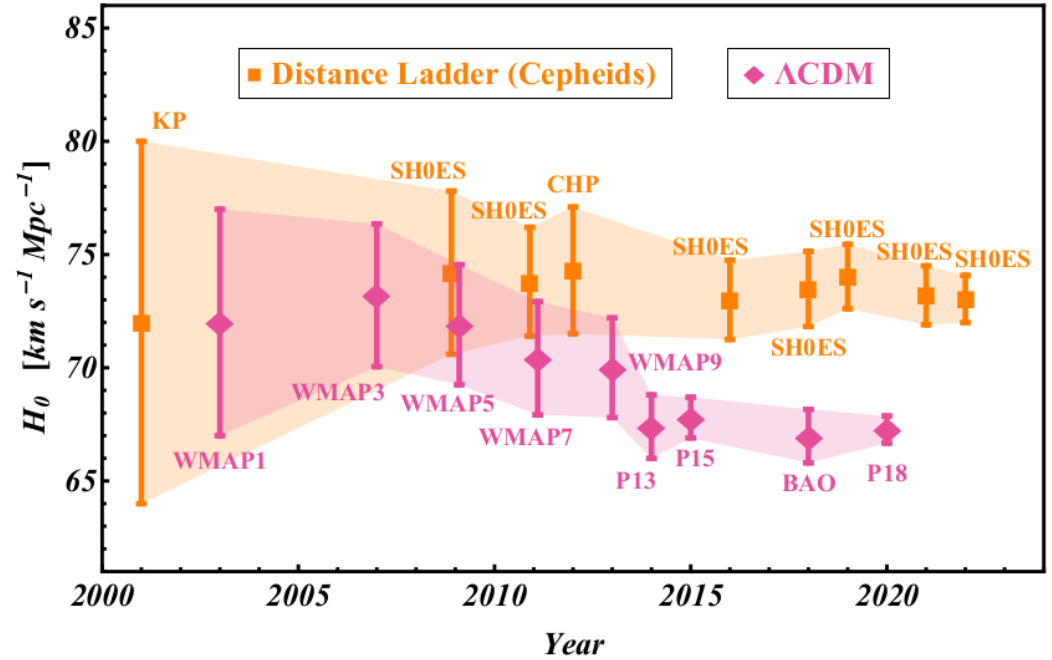
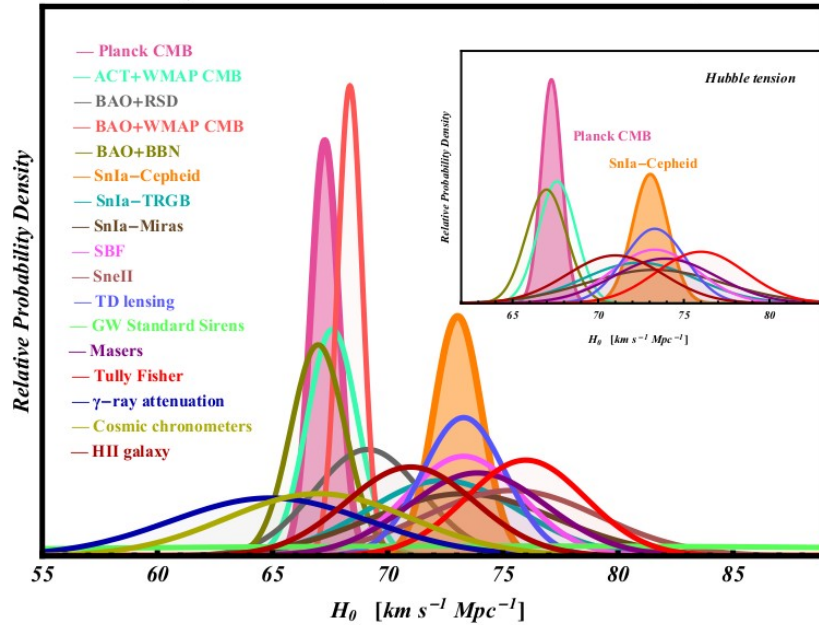
راه حل های مرسوم برای حل این مساله

کاهش تنش ها، عموماً، نه فقط از
تغییر مقدار خود ثابت هابل بلکه از
افزایش دامنه خطای آن نشأت می
گیرد

Early Dark Energy
Late Dark Energy
Dark Energy with 6 degrees of
freedom
Extra Interactions
Modified Gravity

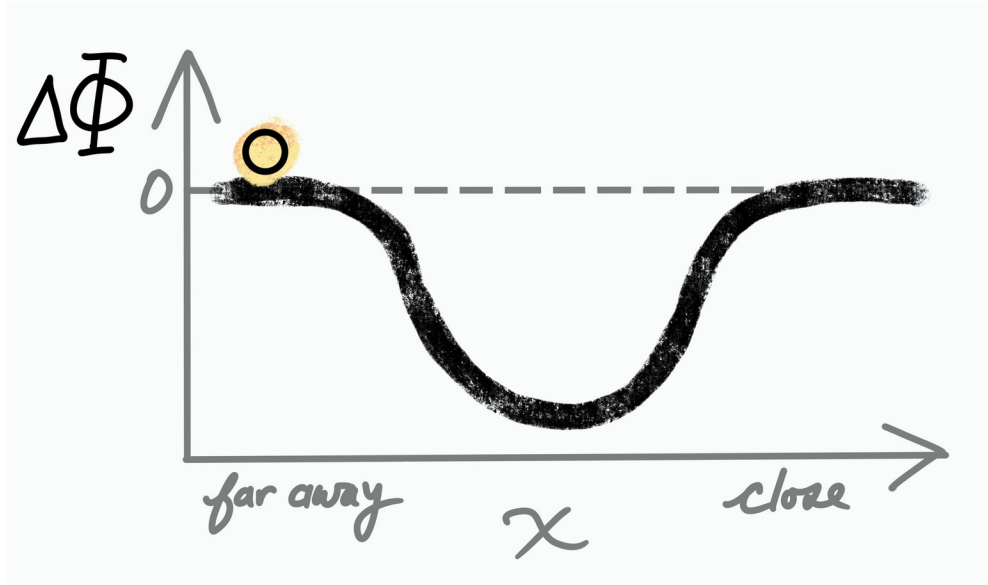
با توجه به درجه های آزادی بیشتر، برخی
از این مدل ها توانستند موفق واقع بشوند
و تا ۱ و ۲ سیگما ارتباط بین داده ها ایجاد
کنند

H_0 Measurements (most do not assume Λ CDM)



* : Perivolaropoulos, L. and Skara, F., 2022. Challenges for Λ CDM: An update. *New Astronomy Reviews*, 95, p.101659.

اثر ساکس-ولف سرراهی



بعد از دوران باز ترکیب و واجفتیدگی میان فوتونها و الکترونها فوتونها به حرکت آزادانه خود ادامه میدهند

در میانه راه برهم کنش های گرانشی موثر خواهند بود

این برهم کنش ها بر روی طیف توان

CMB

نا همسانگردی ایجاد می کنند

این پدیده ها را اثر ساکس ولف می نامند

آزمون مفیدی است برای سنجش مدل های انرژی تاریک

در کیهان ماده تاریک غالب این ا

اثر نا پدید می شود

اثر ساکس - ولف سرراهی

با شروع از معادله ژئودزیک و اعمال اختلال مرتبه اول در آن و تنها در نظر گرفتن بخش زمانی چاربردار تکانه (عدد موج) فوتونها معادله دیفرانسیل زیر حاصل می گردد

$$\frac{d}{d\eta} (\delta k^0 / \bar{k}^0) = - \left[\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} + \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} + \nu \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right].$$

یعنی فرکانس فوتون در هنگام عبور از پتانسیل های گرانشی دستخوش انتقال به سرخ (و یا حتی آبی) می شود

اثر ساکس - ولف سرراهی

در ادامه، از این معادله انتگرال می‌گیریم و فرض می‌کنیم که زمان گسیل و دریافت فوتونها مشخص است

$$\begin{aligned}\int_{\eta_E}^{\eta_O} \frac{d}{d\eta} \left(\frac{\delta k^\circ}{\bar{k}^\circ} \right) d\eta &= -\nu \int_{\eta_E}^{\eta_O} \frac{d\Psi}{d\eta} d\eta - \int_{\eta_E}^{\eta_O} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial\eta} - \frac{\partial\Psi}{\partial\eta} \right) d\eta \\ &= -\nu \Psi \Big|_{\Psi_E}^{\Psi_O} - \int_{\eta_E}^{\eta_O} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial\eta} - \frac{\partial\Psi}{\partial\eta} \right) d\eta,\end{aligned}$$

نکته مهم این است که در جمله سوم و دوم مشتق جزئی زیرانتگرال هست و نباید به سادگی انتگرال ده را بی توجه به آن بیرون آورد

در کیهانی که ماده تاریک غالب است مقدار انتقال به سرخ و آبی برابر است و اثر یکدیگر را خنثی می‌کنند

پس برای کیهانی با غلبه چیزی غیر از ماده، افت و خیزهای دمایی برای فوتونها را شاهد خواهیم بود

اثر ساکس - ولف سرراهی

با فرض ساده سازی در جهان همسانگرد، دو پتانسیل گرانشی یاد شده، مختلف علامت و برابر خواهند بود و در انتهای این ساده سازی در شرطها داریم که

$$\tau = \frac{\Delta T}{T_{\text{CMB}}} \equiv \frac{2}{c^2} \int d\eta \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = -\frac{2}{c^3} \int_0^{\chi_H} d\chi a^2 H(a) \frac{\partial \Phi}{\partial a},$$

اثر ساکس-ولف سرراهی

$$\tau = \frac{3H_0^2}{c^3} \int_0^{x_H} d\chi a^2 H(a) \frac{dQ}{da} \Delta^{-1} \delta$$

$$Q(a) = a^2 h^2(a) \Omega_m(a) D_+(a)$$

$$\frac{dQ}{da} = \frac{Q}{a} \left[2 \left(1 + \frac{d \ln H}{d \ln a} \right) + \frac{d \ln \Omega_m}{d \ln a} + \frac{d \ln D_+}{d \ln a} \right]$$

حالا با دخالت دادن معادله پوآسون داریم

که در اینجا عملگر لاپلاس معکوس مشخص است و
 $Q(a)$

تابعی است که به تابع رشد وابسته است

آنچه که برای این معادلات حائز اهمیت است مشتق این تابع است
که بصورت مقابل اعلام شده است

اثر ساکس ولف سرراهی پس در یک کلام مجموعی است شامل
مقیاس شده پارامترها بل مقدار ماده و تابع رشد

که در طول یک مسیر مشخص انتگرال گیری شده است

مدل های برهم کنشی انرژی تاریک

گامای صفر مدل غیز برهم کنشی می دهد

معادله حالت در اینجا می تواند مثلا از

مدل

CPL

استفاده کند

$$w(a) = w_0 + (1 - a)w_a$$

The integrated Sachs–Wolfe effect in cosmologies with coupled dark matter and dark energy

B. M. Schäfer^{1,2*}

¹Institute of Cosmology and Gravitation, University of Portsmouth, Mercantile House, Hampshire Terrace, Portsmouth PO1 2EG

²Institut d'Astrophysique Spatiale, Université de Paris XI, bâtiment 120-121, Centre universitaire d'Orsay, 91400 Orsay CEDEX, France

Accepted 2008 May 19. Received 2008 May 19; in original form 2008 February 21

$$\partial_t \begin{pmatrix} \rho_m \\ \rho_\phi \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} 3H + \Gamma & 0 \\ -\Gamma & 3H(1 + w) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \rho_m \\ \rho_\phi \end{pmatrix} = 0,$$

نحوه اثرگذاری در انتگرال

ISW

هم از طریق پارامترها بل بطور مستقیم و هم از طریق معادله تحول تابع رشد بصورت زیر

$$\frac{d^2}{da^2} D_+ + \frac{1}{a} \left(3 + \frac{d \ln H}{d \ln a} \right) \frac{d}{da} D_+ = \frac{3}{2a^2} \Omega_m(a) D_+(a). \quad (5)$$

IDE model in “Ming Zhang”

$$\dot{\rho}_{\text{de}} = -3H(1 + w)\rho_{\text{de}} + Q,$$
$$\dot{\rho}_{\text{c}} = -3H\rho_{\text{c}} - Q,$$

یک نمونه دیکراز این نوع مدل برهم کنشی
در این مقاله معرفی شده است

Prospects for Constraining Interacting Dark Energy Models with 21 cm Intensity Mapping Experiments

MING ZHANG,¹ BO WANG,¹ PENG-JU WU,¹ JING-ZHAO QI,¹ YIDONG XU,² JING-FEI ZHANG,¹ AND XIN ZHANG¹

¹Department of Physics, College of Sciences, & MOE Key Laboratory of Data Analytics and Optimization for Smart Industry, Northeastern University, Shenyang 110819, People's Republic of China; zhangxin@mail.neu.edu.cn

²National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100101, People's Republic of China; xuyd@nao.cas.cn

اگرچه هدف اصلی هیچکدام معرفی مدل نبوده است
مثلا در این نوشتار، نویسندگان بر روی استفاده از تابش ۲۱ سانتی متری
در جنگل لایمن آلفا تاکید داشته است تا بتواند بر روی

Tianlai

Fisher forecast

انجام بدهد

21 cm IM

اصولا استفاده از تابش ۲۱ به منظور قید گذاری بر روی پارامترهای کیهانشناسی نوین اخیرا مورد استقبال قرار گرفته است

در این نوشتار داده های زیر به عنوان برخی از مثالهای مرسوم تابش ۲۱ سانتی متر معرفی شده اند

BINGO .FAST ,SKA1-MID

Tianlai

واضح است که به سبب انتخاب مدل برهم کنشی انرژی تاریک یک پارامتر آزاد اضافه دیگر نیز به مدل استاندارد افزوده شده است

21 cm IM and fisher matrix

در ادامه در مقاله فوق ، ماتریس فیشر بصورت مقابل تشکیل داده شده است
در این معادله

$$F_{ij} = \frac{1}{8\pi^2} \int_{-1}^1 d\mu \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} k^2 dk \frac{\partial \ln P^S}{\partial p_i} \frac{\partial \ln P^S}{\partial p_j} V_{\text{eff}}$$

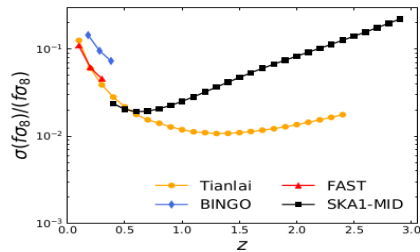
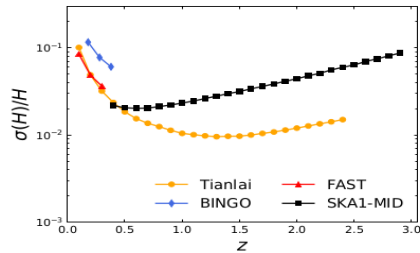
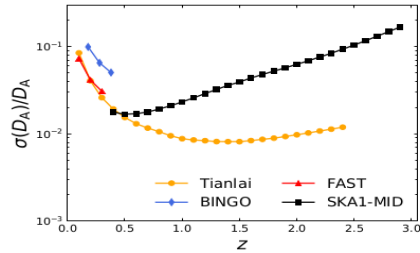
یک مجموعه پارامتر است که قرار است قید گذاری روی آنها اعمال شود
P

تابع طیف توان است و بالانویس
S

تاکید بر آن دارد که اینها نویز نیستند و سیگنال اصلی هستند

همچنین حجم موثر چیدمان رصدی نیز مشخص گشته است

نتایج حاصل از قیدگذاری



در شکل مقابل نتایج حاصل از تخمین خطای مورد نظر برای سه پارامتر داده شده قابل مشاهده است که سازگاری بهتر Tianlai قابل بررسی است

نتایج حاصل از قیدگذاری

| | β | H_0 | Ω_m | σ_8 |
|-----------------|---------|-------|------------|------------|
| Planck | 0.00240 | 1.80 | 0.0255 | 0.0150 |
| Planck+BAO | 0.00120 | 0.69 | 0.0087 | 0.0110 |
| Tianlai | 0.00715 | 0.19 | 0.0033 | 0.0033 |
| Planck+Tianlai | 0.00023 | 0.16 | 0.0020 | 0.0018 |
| Planck+BINGO | 0.00170 | 1.30 | 0.0180 | 0.0110 |
| Planck+FAST | 0.00140 | 1.10 | 0.0150 | 0.0089 |
| Planck+SKA1-MID | 0.00060 | 0.39 | 0.0054 | 0.0035 |

Λ CDM

جدول بالا برای مدل

همچنین در جداول
مقابل مقدار
%

confidence level

برای هر کدام از
چیدمان ها و
ترکیب های آنها
گزارش گردیده
است

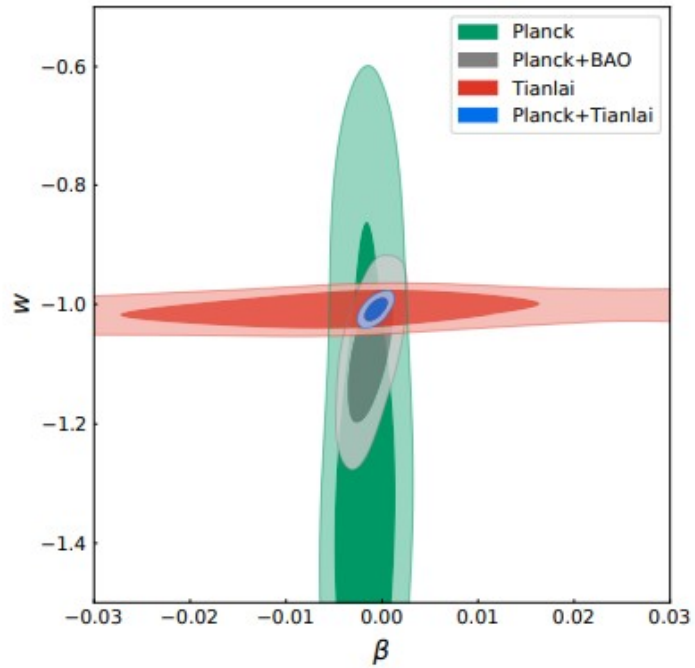
| | β | w |
|-----------------|---------|-------|
| Planck | 0.00175 | 0.315 |
| Planck+BAO | 0.00150 | 0.074 |
| Tianlai | 0.01380 | 0.016 |
| Planck+Tianlai | 0.00079 | 0.013 |
| Planck+BINGO | 0.00160 | 0.048 |
| Planck+FAST | 0.00160 | 0.036 |
| Planck+SKA1-MID | 0.00120 | 0.021 |

w CDM

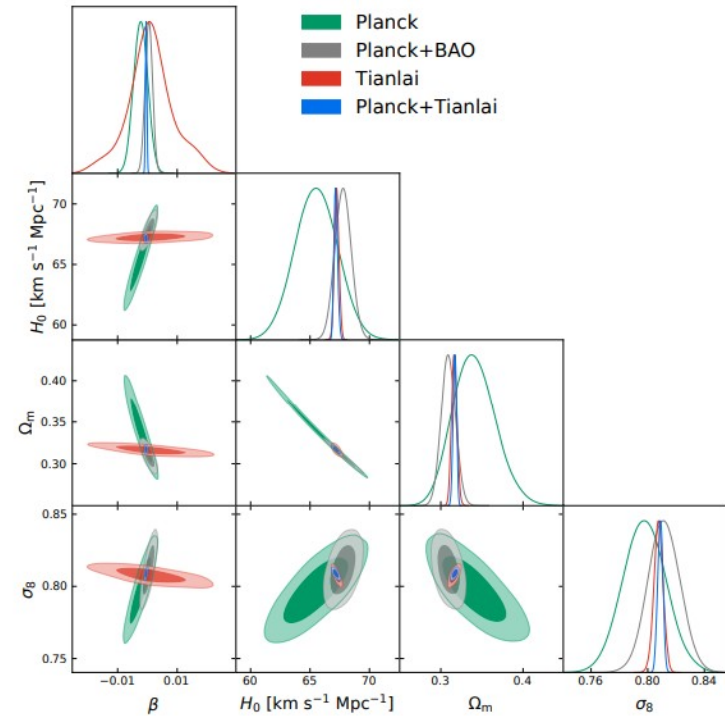
و جدول پایینی برای

نتایج حاصل از قیدگذاری

IwCDM



IACDM



برگشت به انتخاب مدل BVDE توده گرانبرو

$$p_{\text{DE}} = -\rho_{\text{DE}} - \zeta \Theta(t)$$

$$\Theta(t) = 3H(t) = 3\dot{a}/a$$

$$\zeta(\rho_{\text{DE}}, H) = \xi \frac{\sqrt{\rho_{\text{DE}}}}{H}$$

$$\rho_{\text{DE}}(a) = \rho_{\text{DE}}^0 \left(1 + \frac{9\xi}{2\sqrt{\rho_{\text{DE}}^0}} \ln a \right)^2$$

$$H^2 = H_0^2 \left[\Omega_r^0 a^{-4} + \Omega_m^0 a^{-3} + \Omega_{\text{DE}}^0 \left(1 + \frac{9\gamma}{2\sqrt{\Omega_{\text{DE}}^0}} \ln a \right)^2 \right] + H_0^2 (1 - \Omega_{\text{tot}}^0) a^{-2}, \quad \gamma \equiv \sqrt{\frac{8\pi G_N}{3H_0^2}} \xi$$

این مدل یک توده گرانبرو را برای انرژی تاریک متصور است که معادله حالت روبرو آن را توصیف می کند و یک ضریب گرانبروی را به آن اضافه می کند

در حالت ساده سازی شده معادله چگالی انرژی این مدل را بصورت مقابل به دست می آورد

The integrated Sachs–Wolfe effect in the bulk viscous dark energy model

B. Mostaghel,¹ H. Moshafi² and S. M. S. Movahed^{1,2*}

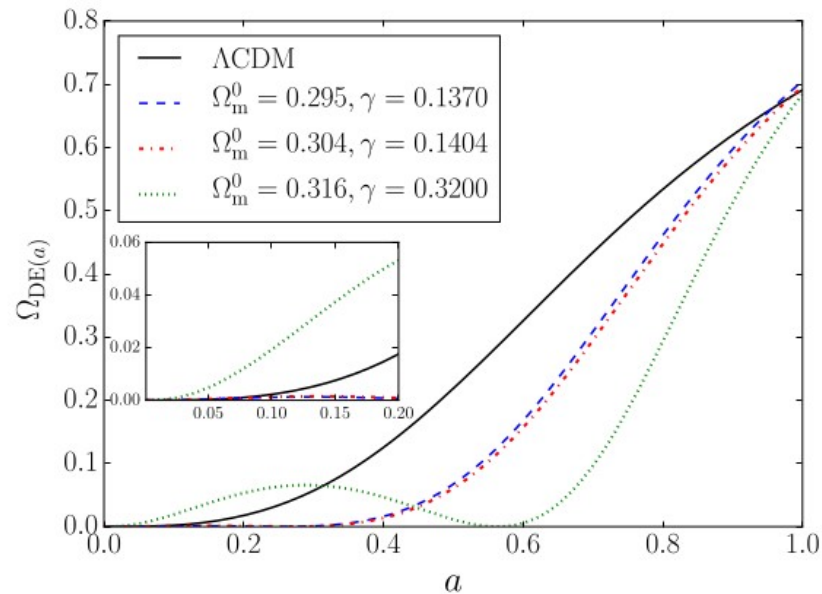
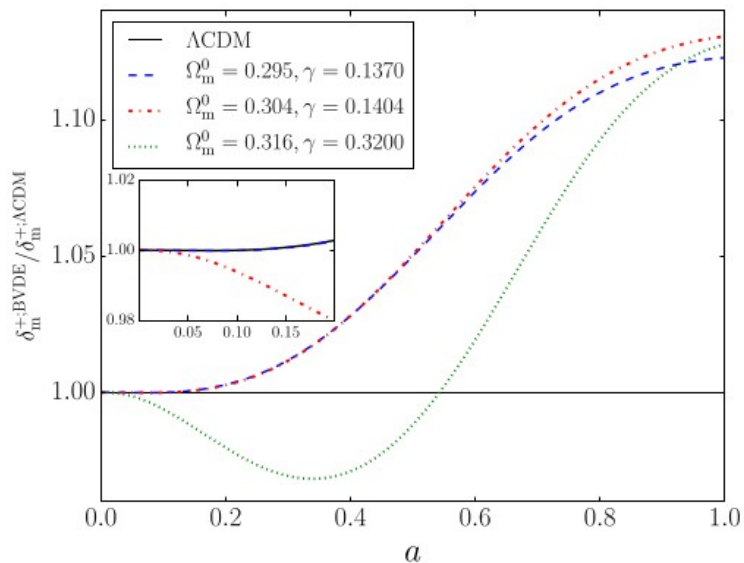
¹Department of Physics, Shahid Beheshti University, Velenjak, Tehran 19839, Iran

²Im-Sina Laboratory, Shahid Beheshti University, Velenjak, Tehran 19839, Iran

Accepted 2018 August 29. Received 2018 August 16; in original form 2018 April 3

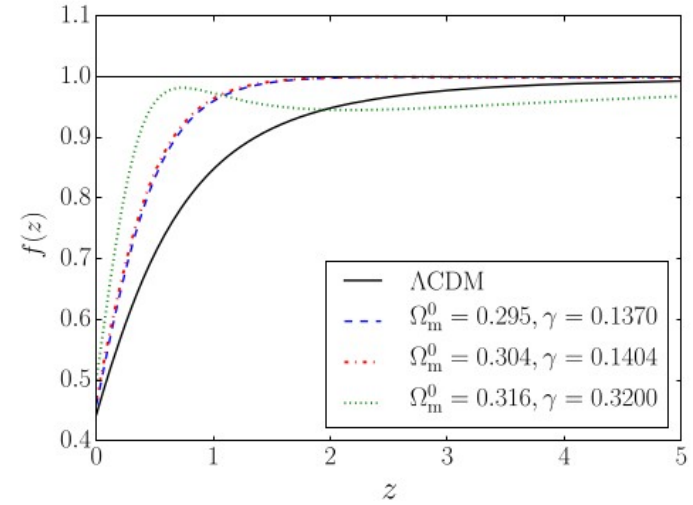
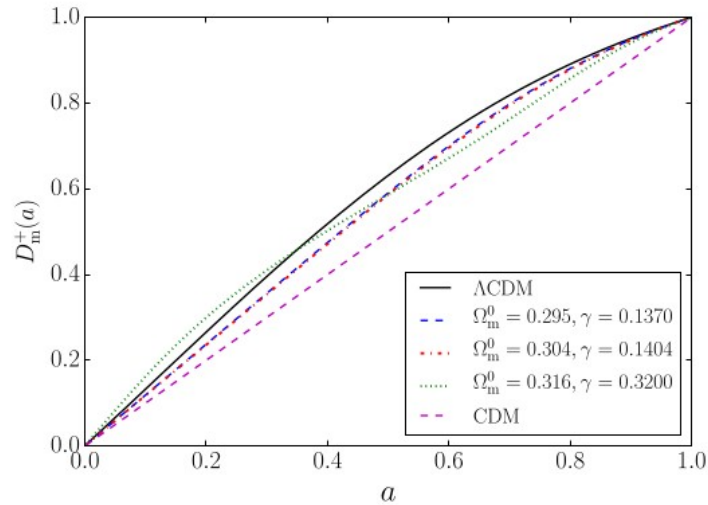
BVDE

چگالی انرژی تاریک توده گرانبو بر حسب پارامتر مقیاس
و افت و خیزهای ماده بر حسب پارامتر مقیاس
با توجه به اختیار مقادیر متفاوت برای میزان گرانبوی این انرژی تاریک



BVDE

در این مقاله، نویسنده اثر ساکس ولف را نیز برای این مدل مورد
بررسی قرار داده است
البته ابتدا تابع رشد و نرخ تابع رشد را می توان در شکل های این
اسلاید مشاهده کرد



ISW in BVDE

آنچه که نهایتاً برای بررسی اثر ساکس ولف در این مدل باقی می ماند محاسبه حاصل
انتگرال زیر است

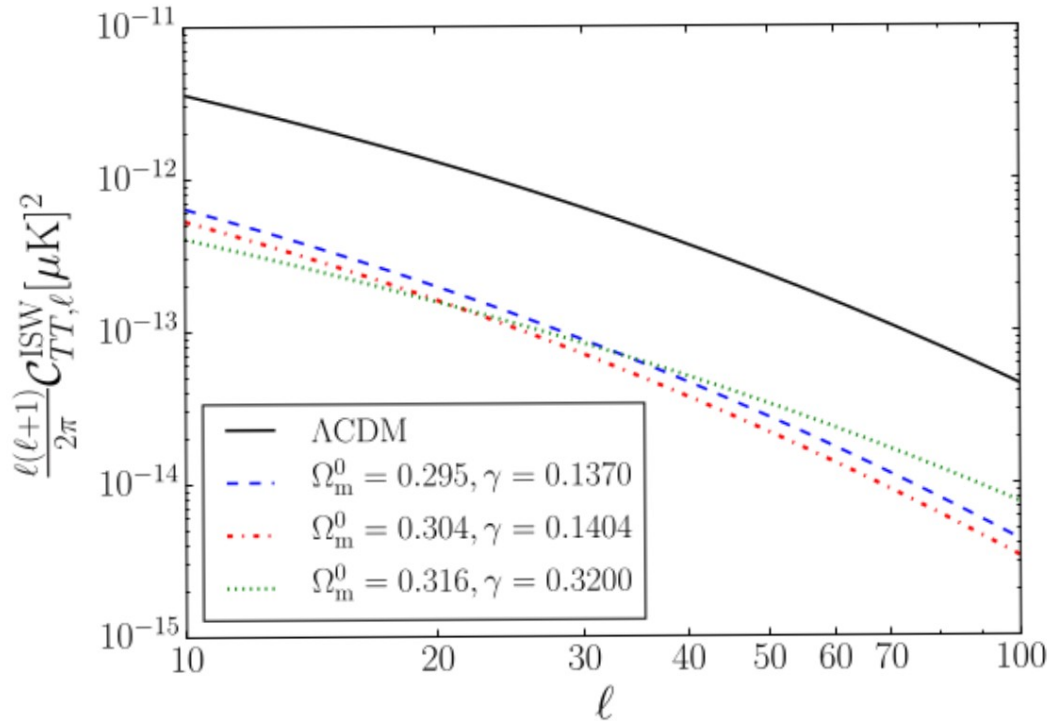
$$C_{TT,\ell}^{\text{ISW}} = \int_0^{\chi_{\text{CMB}}} d\chi \mathcal{W}_\ell^2 H_0^4 \frac{W_T^2(\chi)}{\chi^2} \frac{\mathcal{P}_m((\ell + 1/2)/\chi)}{[(\ell + 1/2)/\chi]^4}$$

در این انتگرال

$$k = (\ell + 1/2)/\chi$$

$$W_T(\chi) \equiv 3a^2 H(a) dQ(a)/da$$

ISW in BVDE



PEDE

$$\tilde{\Omega}_{\text{DE}}(z) = \Omega_{\text{DE},0} \times [1 - \tanh(\log_{10}(1+z))]$$

$$\begin{aligned} w(z) &= -\frac{1}{3\ln 10} \times \frac{1 - \tanh^2[\log_{10}(1+z)]}{1 - \tanh[\log_{10}(1+z)]} - 1 \\ &= -\frac{1}{3\ln 10} \times (1 + \tanh[\log_{10}(1+z)]) - 1 \end{aligned}$$

در ادامه مایلم که این مدل معرفی بشود
Phenomenological emergent dark
energy
که منظور از
Emergent
اینست که این انرژی تاریک در کیهان اولیه حضور
چشمگیری نداشته است و سپس در
Late time
ابراز وجود می کند
این مدل چگالی و معادله حالت انرژی تاریک را به
شکل مقابل معرفی می کند

A Simple Phenomenological Emergent Dark Energy Model can Resolve the Hubble Tension

XIAOLEI LI^{1,2} AND ARMAN SHAFIELOO^{1,3}

¹Korea Astronomy and Space Science Institute, Daejeon 34055, Korea

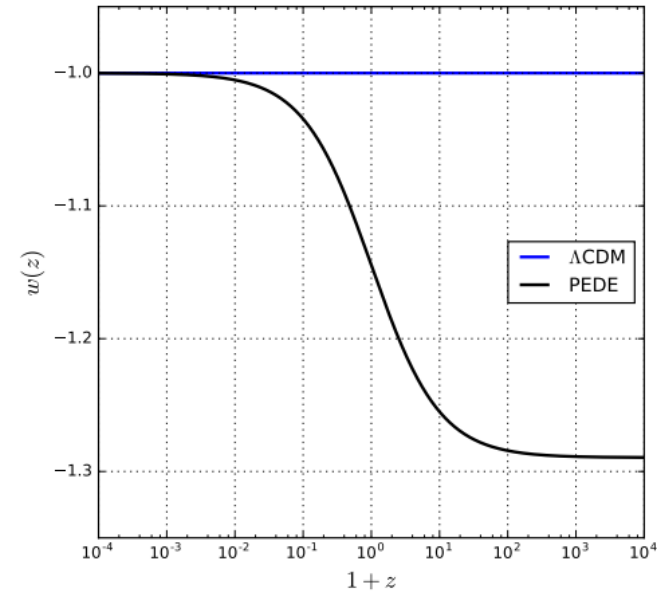
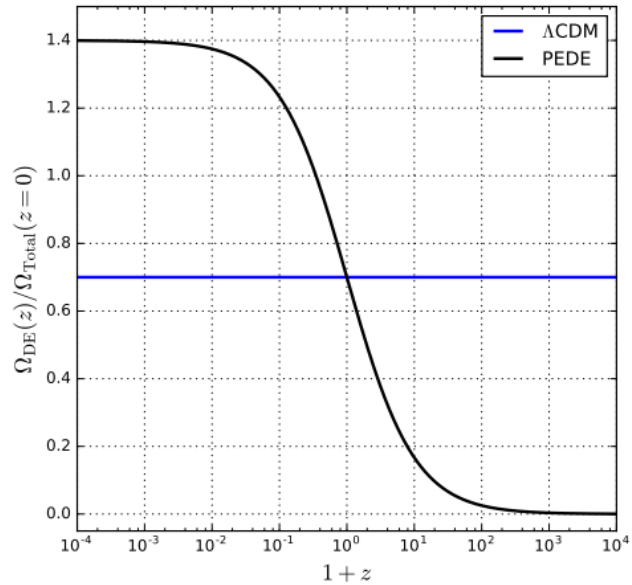
²Quantum Universe Center, Korean Institute of Advanced Studies, Hoegiro 87, Dongdaemun-gu, Seoul 130-722, Korea

³University of Science and Technology, Yuseong-gu 217 Gajeong-ro, Daejeon 34113, Korea

(Dated: January 14, 2020)

PEDE

که با توجه به شمایل تحول این دو، انتخاب نام
Emergent
آشکار می شود



GEDE

$$\tilde{\Omega}_{\text{DE}}(z) = \Omega_{\text{DE},0} \frac{1 - \tanh\left(\Delta \times \log_{10}\left(\frac{1+z}{1+z_t}\right)\right)}{1 + \tanh\left(\Delta \times \log_{10}(1+z_t)\right)}$$

$$w(z) = -\frac{\Delta}{3 \ln 10} \times \left(1 + \tanh\left(\Delta \times \log_{10}\left(\frac{1+z}{1+z_t}\right)\right)\right) - 1.$$

Evidence for Emergent Dark Energy

XIAOLEI LI¹ AND ARMAN SHAFIELOO^{2,3}

¹College of Physics, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050024, China

²Korea Astronomy and Space Science Institute, Daejeon 34055, Korea

³University of Science and Technology, Yuseong-gu 217 Gajeong-ro, Daejeon 34113, Korea

(Dated: September 17, 2020)

چرا
PEDE
نه؟
و چرا معرفی
GEDE
؟

این مدل تعمیم داده شده مدل قبل است با یک پارامتر آزاد اضافه تر

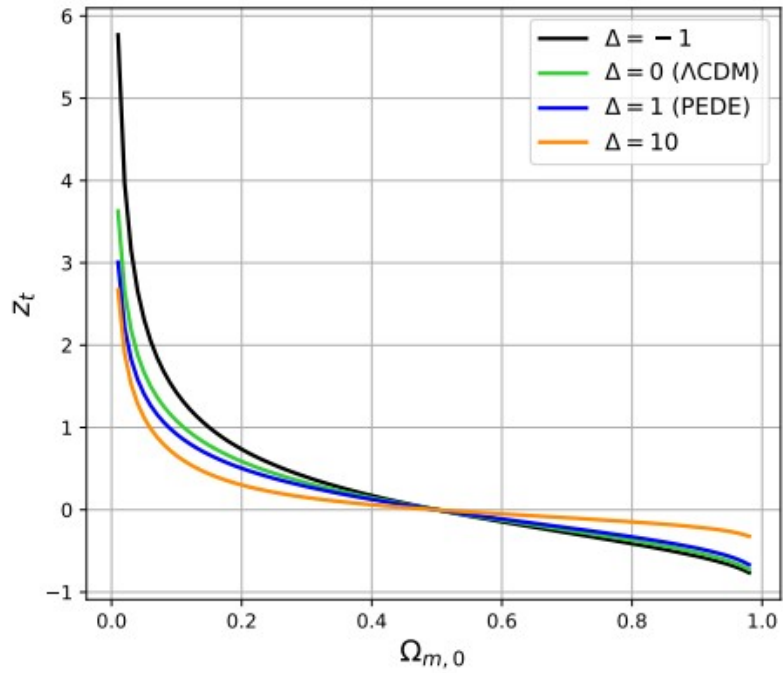
دلتا و
Zt پارامترهای آزاد یا قابل محاسبه؟

مزیت این مدل عام تر شدن مدل قبل است و توانایی حصول هر دو مدل
استاندارد و

PEDE

در دو حد آن

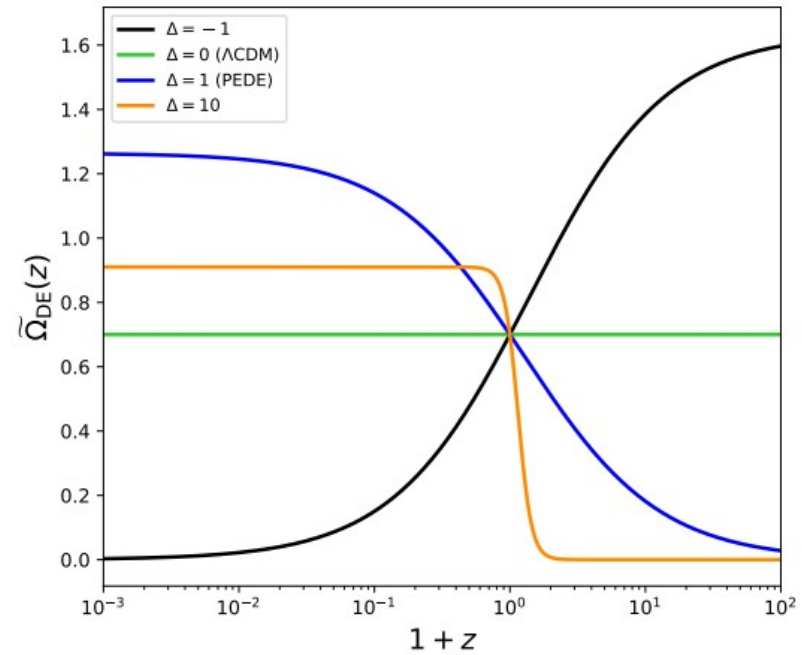
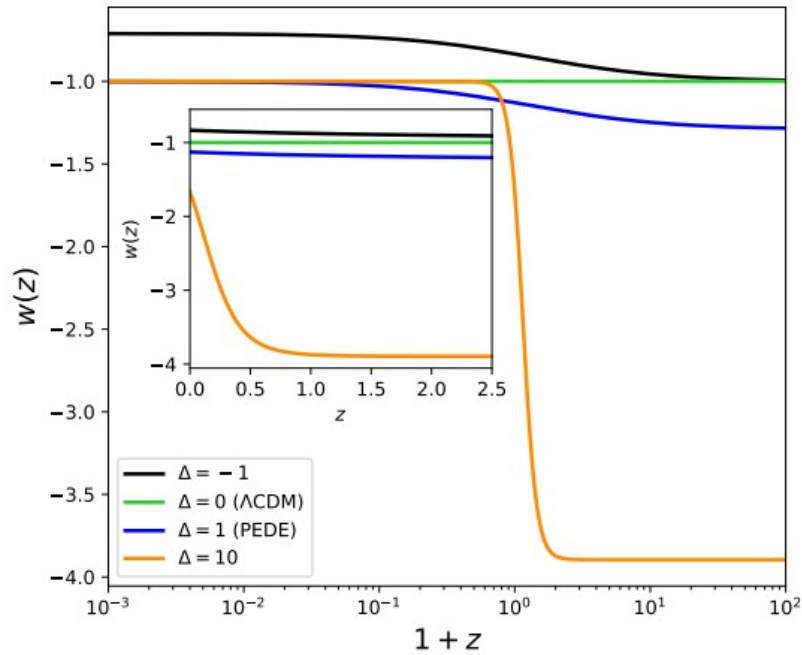
GEDE



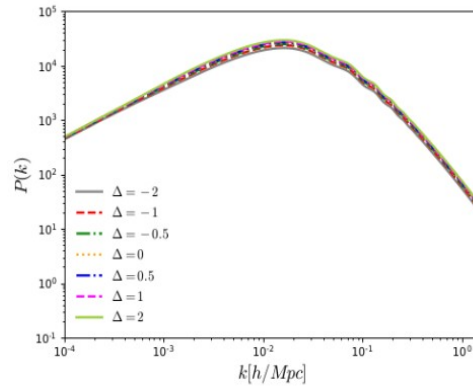
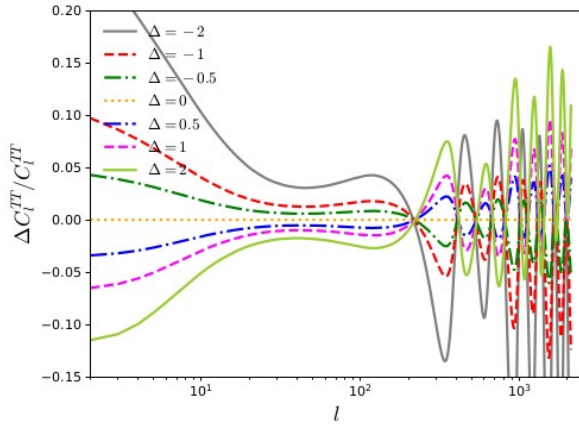
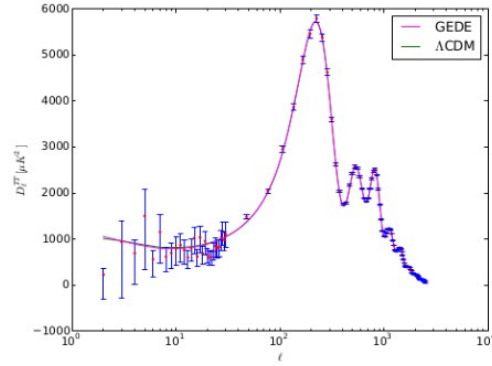
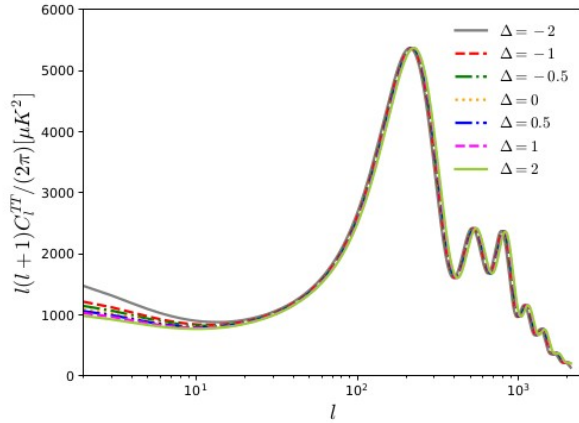
نحوه تغییر ردشیفیت برابری ماده و انرژی تاریک اگر که مقدار ماده بصورت آزادانه تغییر کند

GEDE

تغییرات چگالی و معادله حالت این مدل برای مقادیر مختلف دلتای آزاد



GEDE



افت و خیزهای دمایی و تابع طیف توان برای مدل
GEDE

اگر که دلتا مقادیر متفاوتی بگیرد
مقایسه شده با مدل استاندارد و مدل

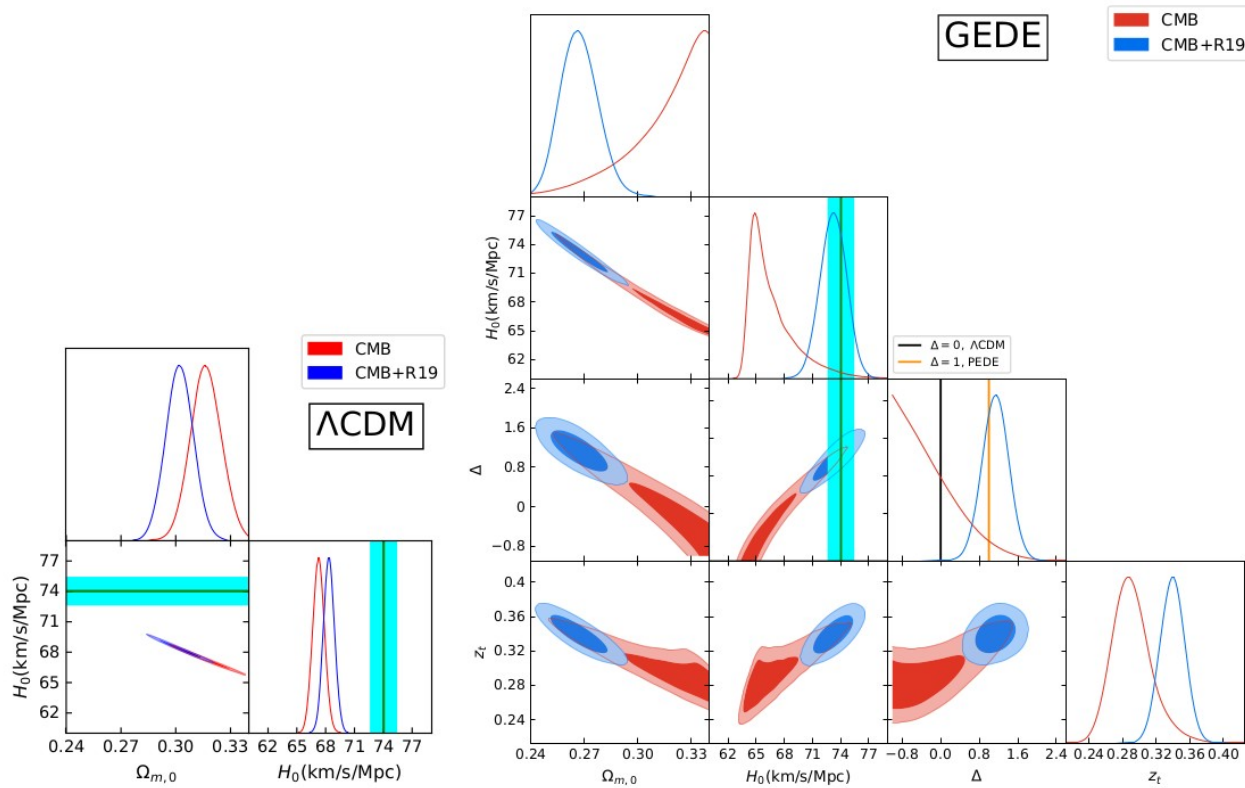
PEDE

بعنوان یک حالتی خاص

مقایسه هر سه مدل

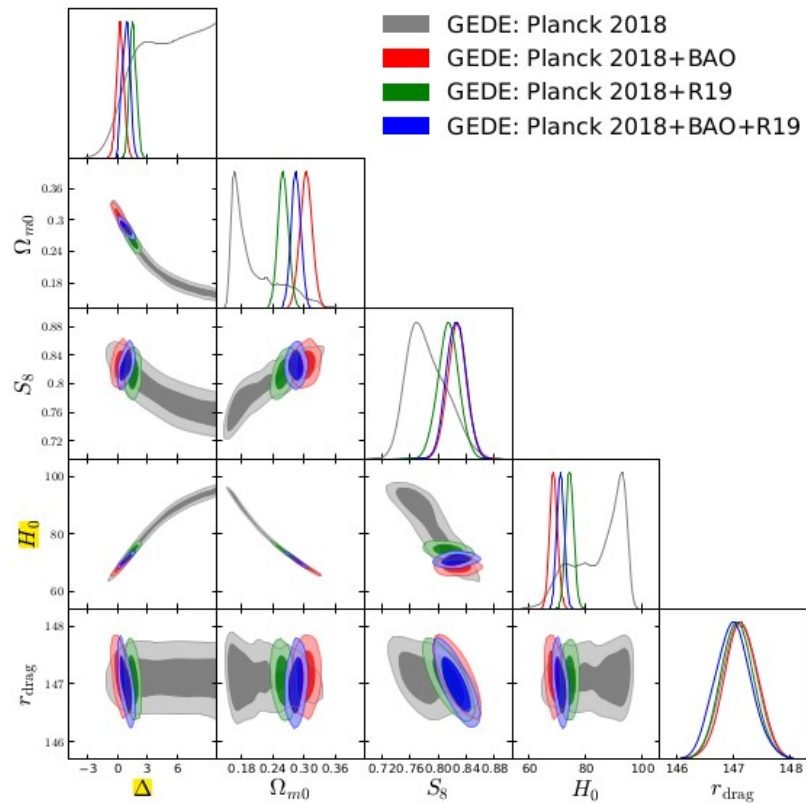
| Parameters | Λ CDM | | PEDE | | GEDE | |
|-------------------------|-----------------------|------------------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------------|-----------------------------|
| | CMB | CMB+R19 | CMB | CMB+R19 | CMB | CMB+R19 |
| $\Omega_b h^2$ | 0.02236 ± 0.00015 | 0.02255 ± 0.00015 | 0.02233 ± 0.00015 | 0.02239 ± 0.00014 | 0.02236 ± 0.00015 | 0.02236 ± 0.00015 |
| $\Omega_c h^2$ | 0.1202 ± 0.0014 | 0.1179 ± 0.0013 | 0.1204 ± 0.0014 | 0.1197 ± 0.0012 | 0.1202 ± 0.0014 | 0.1201 ± 0.0014 |
| $100\theta_{MC}$ | 1.04091 ± 0.00031 | 1.04121 ± 0.00030 | 1.04088 ± 0.00031 | 1.04096 ± 0.00030 | 1.04090 ± 0.00031 | 1.04092 ± 0.00032 |
| τ | 0.0543 ± 0.0079 | $0.0580^{+0.0074}_{-0.0085}$ | 0.0545 ± 0.0078 | 0.0558 ± 0.0079 | 0.0542 ± 0.0079 | 0.0552 ± 0.0079 |
| $\ln(10^{10} A_s)$ | 3.045 ± 0.016 | 3.047 ± 0.017 | 3.046 ± 0.016 | 3.046 ± 0.016 | 3.044 ± 0.016 | 3.046 ± 0.016 |
| n_s | 0.9648 ± 0.0044 | 0.9704 ± 0.0043 | 0.9645 ± 0.0044 | 0.9662 ± 0.0041 | 0.9647 ± 0.0043 | 0.9653 ± 0.0044 |
| H_0^* (km/s/Mpc) | 67.28 ± 0.62 | 68.35 ± 0.58 | 72.24 ± 0.75 | 72.65 ± 0.67 | $66.76^{+2.9}_{-0.76}$ | 73.2 ± 1.4 |
| Ω_m^* | 0.3165 ± 0.0086 | 0.3021 ± 0.0076 | 0.2748 ± 0.0081 | 0.2705 ± 0.0071 | $0.323^{+0.029}_{-0.012}$ | $0.2672^{+0.0097}_{-0.011}$ |
| $r_{\text{drag}} H_0^*$ | 9890 ± 100.0 | 10080 ± 100 | 10620 ± 130 | 10690 ± 110 | 9820^{+120}_{-430} | 10770 ± 210 |
| z_t^* | - | - | 0.330 ± 0.016 | 0.338 ± 0.014 | $0.292^{+0.019}_{-0.026}$ | 0.339 ± 0.015 |
| Δ | 0 | 0 | 1 | 1 | $< 1.55 (3\sigma)$ | 1.13 ± 0.28 |
| $\Delta\chi^2$ | 0 | 0 | 3.638 | -15.332 | -1.42 | -15.716 |
| Δ DIC | 0 | 0 | 5.29 | -6.02 | 0.6 | -2.88 |

GEDE و ترکیب داده ها



GEDE

و ترکیب داده ها



GEDE and Hubble tension

در این مرحله مایلیم بدانیم کدام ترکیب داده ها
می توانند مشکل تنش را حل کنند و کدام یک
خیر

| Parameters | Planck 2018 | Planck 2018+BAO | Planck 2018+R19 | Planck 2018+BAO+R19 |
|--------------------|---|---|---|---|
| $\Omega_c h^2$ | 0.1198 ^{+0.0013+0.0026} _{-0.0013-0.0027} | 0.1198 ^{+0.0012+0.0027} _{-0.0012-0.0025} | 0.1201 ^{+0.0013+0.0026} _{-0.0013-0.0027} | 0.1203 ^{+0.0015+0.0029} _{-0.0015-0.0029} |
| $\Omega_b h^2$ | 0.02240 ^{+0.00014+0.00029} _{-0.00015-0.00028} | 0.02238 ^{+0.00014+0.00028} _{-0.00014-0.00028} | 0.02238 ^{+0.00015+0.00031} _{-0.00015-0.00029} | 0.02239 ^{+0.00015+0.00030} _{-0.00015-0.00029} |
| $100\theta_{MC}$ | 1.04095 ^{+0.00032+0.00061} _{-0.00033-0.00060} | 1.04096 ^{+0.00031+0.00064} _{-0.00032-0.00061} | 1.04094 ^{+0.00033+0.00060} _{-0.00031-0.00062} | 1.04090 ^{+0.00031+0.00057} _{-0.00030-0.00059} |
| τ | 0.0530 ^{+0.0073+0.016} _{-0.0073-0.015} | 0.0546 ^{+0.0077+0.017} _{-0.0075-0.017} | 0.0541 ^{+0.0077+0.017} _{-0.0077-0.016} | 0.0544 ^{+0.0075+0.016} _{-0.0086-0.016} |
| n_s | 0.9655 ^{+0.0046+0.0084} _{-0.0043-0.0088} | 0.9659 ^{+0.0045+0.0081} _{-0.0040-0.0087} | 0.9651 ^{+0.0042+0.0083} _{-0.0042-0.0084} | 0.9644 ^{+0.0044+0.0089} _{-0.0048-0.0086} |
| $\ln(10^{10} A_s)$ | 3.042 ^{+0.015+0.033} _{-0.015-0.033} | 3.045 ^{+0.016+0.035} _{-0.016-0.034} | 3.044 ^{+0.016+0.033} _{-0.016-0.033} | 3.046 ^{+0.015+0.032} _{-0.017-0.029} |
| Δ | > 3.0 > 0.33 | 0.26 ^{+0.37+0.79} _{-0.40-0.73} | 1.56 ^{+0.35+0.72} _{-0.38-0.67} | 0.85 ^{+0.44+0.71} _{-0.41-0.79} |
| Ω_{m0} | 0.207 ^{+0.021+0.10} _{-0.061-0.07} | 0.304 ^{+0.012+0.024} _{-0.012-0.023} | 0.260 ^{+0.010+0.020} _{-0.011-0.020} | 0.285 ^{+0.0093+0.019} _{-0.0098-0.018} |
| σ_8 | 0.958 ^{+0.098+0.110} _{-0.043-0.148} | 0.822 ^{+0.018+0.038} _{-0.021-0.037} | 0.876 ^{+0.017+0.033} _{-0.017-0.034} | 0.848 ^{+0.023+0.036} _{-0.020-0.039} |
| H_0 | 85 ⁺¹²⁺¹³ ₋₆₋₁₇ | 68.6 ^{+1.3+2.9} _{-1.5-2.7} | 74.3 ^{+1.4+2.8} _{-1.4-2.7} | 71.0 ^{+1.4+2.5} _{-1.3-2.6} |
| S_8 | 0.785 ^{+0.022+0.058} _{-0.035-0.050} | 0.827 ^{+0.013+0.028} _{-0.014-0.026} | 0.814 ^{+0.015+0.030} _{-0.015-0.029} | 0.826 ^{+0.014+0.027} _{-0.014-0.026} |
| r_{drag} | 147.10 ^{+0.30+0.58} _{-0.30-0.58} | 147.13 ^{+0.30+0.57} _{-0.29-0.57} | 147.06 ^{+0.29+0.59} _{-0.29-0.56} | 146.99 ^{+0.32+0.64} _{-0.33-0.64} |

کدام مدل ارجح است؟ بین مدل استاندارد (مدل رفرنس) و GEDE

مدل استاندارد مدل رفرنس است و علامت
منفی آن را ارجح می شمارد
در صورتیکه علامت مثبت خلاف آن است

| Data | $\ln B_{ij}$ |
|------------------------------|--------------|
| Planck 2018 | 2.9 |
| Planck 2018+BAO | 0.8 |
| Planck 2018+R19 | 12.1 |
| Planck 2018+BAO+R19 | 7.9 |
| Planck 2018+JLA | -0.2 |
| Planck 2018+Pantheon | -0.9 |
| Planck 2018+BAO+JLA+R19 | 6.1 |
| Planck 2018+BAO+Pantheon+R19 | 5.8 |

| $\ln(B_{ij})$ متعلق به بازه | وضعیت مرجح بودن مدل |
|--------------------------------|--------------------------|
| (0,1) | inconclusive evidence |
| (1,2.5) | weak evidence |
| (2.5,5) | moderate evidence |
| $5 <$ | strong evidence |

نتیجه گیری

به طور سرجمی می توان نتیجه گرفت که مدل

GEDE

با تنها داده های پلانک ۲۰۱۸ به تنهایی و ترکیب آن با

R19

مدلی ارجح است اما برای ترکیبات دیگر داده ها نتیجه خاصی نمی توان
گرفت

نکته نهایی آنکه اگرچه این مدل تاثیر چندانی بر کیهان اولیه نگذاشته است
ولی

تفاوت هایی هنگام محاسبه اثر ساکس ولف در مد های پایین تر لژاندر با
مدل استاندارد به وجود خواهد آمد که این اثرات قابل بررسی اند

Generalized Emergent Dark Energy Model and the Hubble Constant Tension

Weiqliang Yang,¹ Eleonora Di Valentino,² Supriya Pan,³ Arman Shafieloo,^{4,5} and Xiaolei Li⁶

¹Department of Physics, Liaoning Normal University, Dalian, 116029, P. R. China

²Institute for Particle Physics Phenomenology, Department of Physics, Durham University, Durham DH1 3LE, UK

³Department of Mathematics, Presidency University, 86/1 College Street, Kolkata 700073, India

⁴Korea Astronomy and Space Science Institute, Daejeon 34055, Korea

⁵University of Science and Technology, Yuseong-gu 217 Gajeong-ro, Daejeon 34113, Korea

⁶College of Physics, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050024, China

Sources

- (1) Di Valentino, E., Mena, O., Pan, S., Visinelli, L., Yang, W., Melchiorri, A., Mota, D.F., Riess, A.G. and Silk, J., 2021. In the realm of the Hubble tension—a review of solutions. *Classical and Quantum Gravity*, 38(15), p.153001.
- (2) Yang, W., Di Valentino, E., Pan, S., Shafieloo, A. and Li, X., 2021. Generalized emergent dark energy model and the Hubble constant tension. *Physical Review D*, 104(6), p.063521.
- (3) Perivolaropoulos, L. and Skara, F., 2022. Challenges for Λ CDM: An update. *New Astronomy Reviews*, 95, p.101659.
- (4) Schäfer, B.M., 2008. The integrated Sachs-Wolfe effect in cosmologies with coupled dark matter and dark energy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 388(3), pp.1403-1408.
- (5) Li, X. and Shafieloo, A., 2020. Evidence for emergent dark energy. *The Astrophysical Journal*, 902(1), p.58.
- (6) Li, X. and Shafieloo, A., 2019. A simple phenomenological emergent dark energy model can resolve the Hubble tension. *The Astrophysical Journal Letters*, 883(1), p.L3.
- (7) Zhang, M., Wang, B., Wu, P.J., Qi, J.Z., Xu, Y., Zhang, J.F. and Zhang, X., 2021. Prospects for constraining interacting dark energy models with 21 cm intensity mapping experiments. *The Astrophysical Journal*, 918(2), p.56.
- (8) Mostaghel, B., Moshafi, H. and Movahed, S.M.S., 2018. The integrated Sachs-Wolfe effect in the bulk viscous dark energy model. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 481(2), pp.1799-1808.

با تشکر از توجه شما

The measurement of the Hubble constant H_0 which is the local expansion rate of the Universe, is of fundamental importance to cosmology. This measurement has improved in accuracy through number of probes (see Weinberg et al. 2013, for a review of most well established probes).

Distances to cosmological objects constitute the most common way to probe the cosmic metric and the expansion history of the Universe. In this subsection we review the use of the two main cosmological distances used to probe the cosmic expansion history.

Luminosity distance

- **Angular diameter distance**

Consider a source (standard ruler) with a physical scale r that subtends an angle θ in the sky (Fig. 2). In Euclidean space, assuming that θ is small, the physical angular diameter distance D_A is defined as (e.g. Dodelson 2003; Hobson *et al.* 2006)

$$D_A(z) = \frac{r}{\theta} \quad (2.3)$$

A particularly useful standard ruler is the sound horizon at recombination calibrated by the peaks of the CMB anisotropy spectrum and observed either directly through the CMB anisotropies or through its signatures in the large scale structure (Baryon Acoustic Oscillations (BAO)) (see Subsection II.1.2).

It is straightforward to show that in an expanding flat Universe the physical angular diameter distance can be expressed as (e.g. Dodelson 2003)

$$D_A(z)_{th} = \frac{c}{(1+z)} \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \quad (2.4)$$

The luminosity and angular diameter distances can be measured using standard candles and standard rulers thus probing the cosmic expansion rate at both the present time ($H(z=0) \equiv H_0$) and at higher redshifts ($H(z)$).

$$l = \frac{L}{4\pi d_L^2} \quad (2.1)$$

Eq. (2.1) defines the quantity d_L known as *luminosity distance*. It is straightforward to show that in an expanding flat Universe, where the energy is not conserved due to the increase of the photon wavelength and period with time, the luminosity distance can be expressed as (Dodelson 2003; Perivolaropoulos 2006)

$$d_L(z)_{th} = c(1+z) \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \quad (2.2)$$

ISW Backup

بعد از دوران بازترکیب و واجفتیدگی میان فوتونها و الکترونها، فوتونها به حرکت نسبتاً آزادانه خود در کیهان ادامه می‌دهند. این فوتونها در سر راه خود تا رسیدن به ما در زمان حال، دستخوش برخی از برهمکنش‌های گرانشی می‌شوند و یک ناهمسانگردی بر روی طیف توان CMB ایجاد می‌کنند. در این بخش ما به بررسی چنین ناهمسانگردی‌هایی می‌پردازیم و پیامدهای آنها را مورد ارزیابی قرار می‌دهیم. بخشی از این ناهمسانگردی تولید شده، ناشی از انتقال به سرخ ایجاد شده در هنگام عبور فوتون از پتانسیل‌های گرانشی مستقل از زمان است. این اثر را اثر ساکس-ولف^۱ می‌نامیم. بر اساس نظریه اختلال خطی، می‌توانیم این افت و خیز در انتقال به سرخ را بر حسب پتانسیل‌های اسکالر متریک محاسبه کنیم. در مقابل اثر ساکس-ولف، اثر دیگری قرار دارد به نام اثر ساکس-ولف سر راهی^۲ که آزمون بسیاری مفیدی برای سنجش مدل‌های انرژی تاریک را در اختیار ما قرار می‌دهد. اهمیت بررسی اثر ساکس-ولف سر راهی این است که در کیهانی با غلبه ماده تاریک، این اثر ناپدید می‌شود. در این بخش ما ابتدا تلاش می‌کنیم تا تحلیل نسبتاً جامعی از اختلال بر روی انتشار فوتون‌های CMB را ارائه دهیم. برای این منظور، ما از معادله‌های ژئودزیک و شرط تهی^۳ برای پرتوهای نور استفاده می‌کنیم. معادله‌ی ژئودزیک برای فوتون‌ها به شکل زیر است

$$\frac{dk^\mu}{d\lambda_s} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu k^\alpha k^\beta = 0, \quad (1.ج)$$

که در آن $k^\mu \equiv dx^\mu / d\lambda_s$ چار بردار تکانه‌ی فوتون است. در این معادله، مطابق معمول λ_s پارامتر افاین^۴ در امتداد جهان-خط فوتون است. برای حالت $\mu = 0$ ، می‌توانیم به راحتی این پارامتر را برابر زمان همدیس η در نظر بگیریم. از آنجایی که جرم فوتونها برابر صفر است، چاربردار تکانه فوتون در معادله زیر صدق می‌کند

$$k^\mu k_\mu = 0, \quad (2.ج)$$

ISW Backup

که در آن $\Psi|_{\Psi_E}^{\Psi_O} = \Psi_O - \Psi_E$ است. در محاسبه جمله‌ی دوم، باید دقت کنیم پتانسیل‌ها باید در امتداد خط پرتو نوری $r(\eta)$ محاسبه شوند. حاصل این انتگرال به هیچ عنوان برابر با $(\Phi - \Psi)|_E^O$ نیست، زیرا در انتگرال ده مشتق‌گیری جزئی ظاهر شده است. نتیجه‌ای که در بالا به دست آوردیم نشان می‌دهد که تغییر فرکانس فوتون‌ها از دو عامل ناشی می‌شود:

۱. اختلاف پتانسیل گرانشی در زمان‌های گسیل و جذب فوتون‌ها. این اثر همان اثر ساکس-ولف است.
۲. تغییر فرکانس فوتون‌ها ناشی از عبور آنها از درون میدان گرانشی وابسته به زمان. این پدیده، اثر ساکس-ولف سرراهی نامیده می‌شود.

تفسير تابع Q

The time evolution of the iSW source term $Q(a)$ and its derivative dQ/da is depicted in Fig. 2. All models intersect at $Q(a) = \Omega_m$ at the current epoch, and models with evolving dark energy or CDM decay show higher values for $Q(a)$ in the past. Both the models with decay and the models with evolving dark energy assume similar values for dQ/da at low and high redshifts, respectively, and evolving dark energy shifts the curves horizontally. Again, the model with evolving dark energy and CDM decay produces the highest amplitudes for the derivative dQ/da .

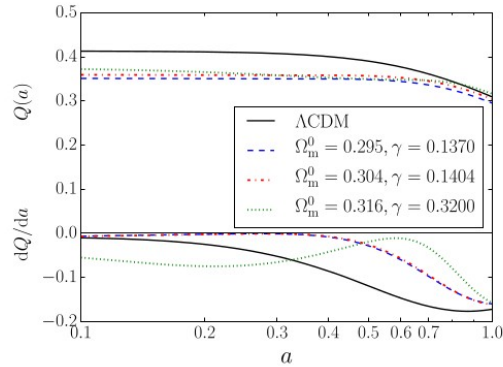
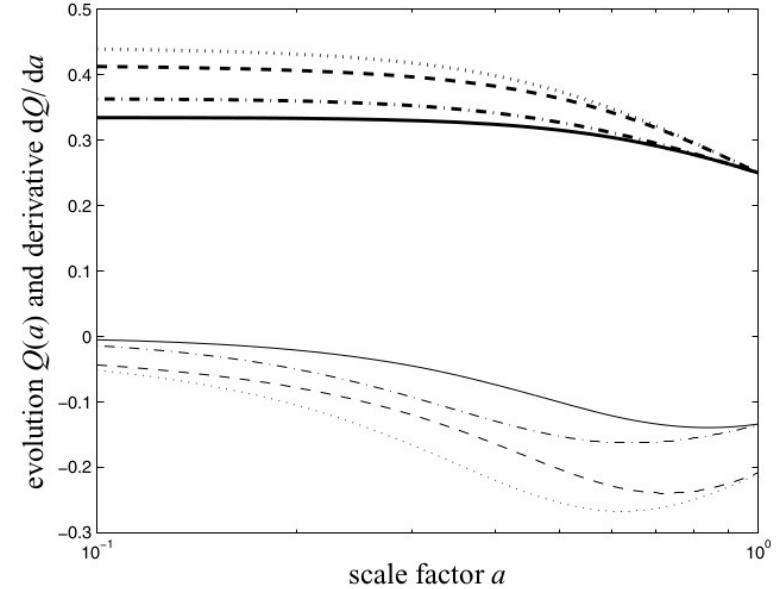


Figure 5. Upper part: The evolution of the $Q(a)$ function for various values of free parameters. Lower part: The evolution of the $dQ(a)/da$ for the BVDE and Λ CDM models. By definition $Q(a = 1) = \Omega_m^0$.



IDE and HI

with the cosmic time t as the time variable. The Friedmann constraint is given by $3H^2 = \rho_m + \rho_\phi$. The coupling constant Γ corresponds to the CDM decay rate in units of the Hubble constant H_0 . Models with stable CDM and hence uncoupled fluids are recovered by setting $\Gamma = 0$. I reformulate the time derivatives in the system of equations as derivatives with respect to the scalefactor a for introducing the common parametrization for the dark energy equation of state (Chevallier & Polarski 2001; Linder & Jenkins 2003),

$$w(a) = w_0 + (1 - a)w_a. \quad (2)$$

With solutions for $\rho_m(a)$ and $\rho_\phi(a)$, the Hubble function $H(a)$ can be obtained by integrating

$$\frac{dH^2}{da} = -\{\rho_m(a) + \rho_\phi(a)[1 + w(a)]\}, \quad (3)$$

which in addition gives the definition of the critical density $\rho_{\text{crit}}(a) = 3H^2(a)/(8\pi G)$, with Newton's constant G . Initial conditions are defined at the present epoch, $H(a = 1) = H_0$, $\Omega_m(a = 1) = \Omega_m$ and $\Omega_\phi(a = 1) = 1 - \Omega_m$. The comoving distance χ follows from the solution for $H(a)$,

$$\chi(a) = c \int_a^1 \frac{da}{a^2 H(a)}, \quad (4)$$

The mean HI brightness temperature is given by (the detailed derivation can be found in Battye et al. 2013)

$$\bar{T}_b(z) = 180 \Omega_{\text{HI}}(z) h \frac{(1+z)^2}{H(z)/H_0} \text{ mK}, \quad (3)$$

LSS and σ_8 and about the transfer function and window functions used in BVDE

where $W(kR) = \frac{3(\sin kR - kR \cos kR)}{(kR)^3}$ and $R = (3M/4\pi \rho_m)^{1/3}$. The matter power spectrum is introduced by $\langle \tilde{\Delta}_m(\mathbf{k}) \tilde{\Delta}_m(\mathbf{k}') \rangle = (2\pi)^3 \delta_D(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \mathcal{P}_m(k)$. Theoretical formula for the present matter power spectrum is $\mathcal{P}_m(k) = \mathcal{P}_0 k^{n_s} T^2(k)$ where \mathcal{P}_0 is normalization constant and $n_s = 0.968 \pm 0.006$ according to the recent reanalysis of the *Planck* data (Ade et al. 2016a). $T(k)$ is transfer function. Since, at the very high redshift, our BVDE model is almost similar to that supposed by Λ CDM, therefore we use the BBKS transfer function model (Bardeen et al. 1986):

$$T(k) = C_q [1 + 3.89q + (16.1q)^2 + (5.46q)^3 + (6.71q)^4]^{-1/4}, \quad (15)$$

where $C_q \equiv \ln(1 + 2.34q)/2.34q$ and $q \equiv k/\Gamma$. Here Γ is the shape parameter given by

$$\Gamma = \Omega_m^0 \tilde{h} \exp(-\Omega_b^0 - \sqrt{2\tilde{h}} \Omega_b^0 / \Omega_m^0). \quad (16)$$

$$f(a) \equiv \frac{d \ln D_m^+(a)}{d \ln a},$$

Perivolaropoulos (2017) yield a robust combination, namely $f\sigma_8(z) \equiv f(z)\sigma_8(z)$ which is a bias-independent observable quantity. Here the variance of the linear density contrast on scale $R_8 = 8h^{-1}$ Mpc is $\sigma_8(z) \equiv \sigma(R_8, z)$ and it is given by

$$\sigma(R_8, z) = D_m^+(z) \left[\int_0^\infty \frac{dk}{2\pi^2} k^2 \mathcal{P}_m(k) W^2(kR_8) \right]^{1/2}, \quad (14)$$

Best fit BVDE

نهایتاً بهترین اختیار پارامترها در این مدل طبق جدول زیر
گزارش شده است

Table 2. Best-fitting values for BVDE model using RSD data at 68 per cent and 95 per cent confidence intervals.

| Parameter | RSD |
|--------------|---|
| Ω_m^0 | 0.303 ^{+0.044+0.093} _{-0.038-0.070} |
| γ | 0.033 ^{+0.098+0.182} _{-0.033-0.033} |
| σ_8 | 0.769 ^{+0.080+0.181} _{-0.089-0.154} |