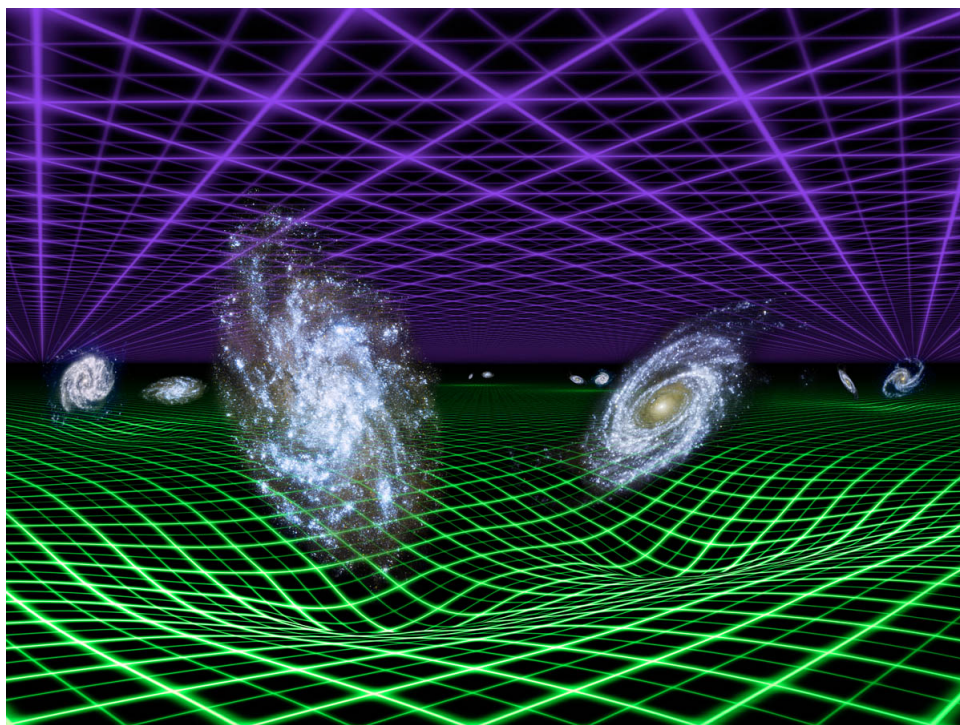


آشنایی با انرژی تاریک



نگارش
دکتر حسین مصحفی

www.icosmo.ir

به روز شده : بهار ۱۳۹۶

«هو الحبيب»

لطفا قبل از مطالعه، به این چند خط توجه بفرمایید!

خواننده محترم؛

مطلبی که پیش روی دارید، بخشی از یک مجموعه بزرگتر است که سعی در آشنایی مخاطبان فارسی زبان با برخی مفاهیم اخترفیزیک و کیهان‌شناسی دارد. مخاطبان این درس‌نامه بطور عمده دانش‌آموزان علاقمند دوره دبیرستان به ویژه آن دسته که برای المپیاد نجوم و اخترفیزیک آماده می‌شوند و همچنین دانشجویان فیزیک می‌باشند. این مجموعه بطور عمده گردآوری نظریه‌ها و مطالبی است که در منابع معتبر بیان شده‌اند و نویسنده سعی در انتخاب مباحث کاربردی و مهم و بیان آن‌ها با زبان ساده‌تر داشته است. نویسنده تأکید می‌کند این مجموعه در حال ویرایش و تکمیل است و به هیچ عنوان ادعایی مبنی بر بی نقص بودن و یا استخراج مباحث بطور مستقل ندارد. از شما خواننده محترم، خواهشمندم هرگونه نواقص و اشکالات علمی، نوشتاری و ساختاری را از طریق صفحه اینترنتی نویسنده و یا رایانامه اطلاع دهید. نویسنده در ویرایش‌های بعدی از شما مخاطب دقیق و نکته سنج تشکر و ذکر نام خواهد کرد.

کپی برداری و استفاده از این مجموعه به شرط ارجاع به نویسنده مجاز است.

حسین مصحفی

www.icosmo.ir

[moshafi86\[AT\]gmail.com](mailto:moshafi86@gmail.com)

فهرست مطالب

۳	فهرست مطالب
۴	۱ انرژی تاریک
۴	۱.۱ مقدمه‌ای بر کیهان‌شناسی
۴	۱.۱.۱ اصل کیهان‌شناختی
۴	۲.۱.۱ انبساط هابلی
۴	۳.۱.۱ کیهان‌شناسی FRWL
۶	۴.۱.۱ انتقال به سرخ و فاصله درخشندگی
۷	۲.۱ شواهد رصدی برای کیهان در حال انبساط
۹	۳.۱ مدل‌های مطرح برای توضیح انبساط شتابدار
۹	۱.۳.۱ مدل‌های گرانش تغییر یافته
۱۰	۲.۳.۱ مدل‌های انرژی تاریک

فصل ۱

انرژی تاریک

۱.۱ مقدمه‌ای بر کیهان‌شناسی

در علم کیهان‌شناسی ما با سؤالات بنیادینی روبرو هستیم: جهان چگونه آغاز شد؟ چطور کار می‌کند؟ سرنوشت نهایی کیهان چگونه خواهد بود؟ و ... کیهان‌شناسی با موضوعاتی نظیر سرآغاز، تحول و سرنوشت نهایی عالم روبرو است، بطور خلاصه کیهان‌شناسی علم مطالعه‌ی عالم است.

۱.۱.۱ اصل کیهان‌شناختی

طبق اصل کپرنیکی زمین مرکز عالم نیست و موقعیت ما در جهان ویژه و خاص نیست. این اصل در کیهان‌شناسی به صورت عام‌تری درآمده و به اصل کیهان‌شناختی مشهور است. طبق اصل کیهان‌شناختی در مقیاس‌های به اندازه کافی بزرگ عالم همگن و همسانگرد است. همگنی بدین معناست که تمام نقاط کیهان ویژگی مشابه دارند و همسان‌گردی نیز بدین معناست که هیچ راستای مرجحی در کیهان وجود ندارد یعنی به هر سمتی که نگاه کنیم کیهان یکسان به نظر می‌رسد. اما کیهان دارای ناهمسان‌گردی یا ناهمگنی در مقیاس‌های بسیار کوچک‌تر از ابعاد کیهان است. بطور رصدی می‌دانیم که ناهمسان‌گردی در کیهان به اندازه $10^{-5} \simeq \frac{\Delta\rho}{\rho}$ است.

۲.۱.۱ انبساط هابلی

ادوین هابل^۱ با رصد جابجایی خطوط طیفی سحابی‌ها و کهکشان‌ها، متوجه شد که طیف اجرام دور دست انتقال یافته است. بر اساس این مشاهده، هابل فاصله این اجرام D را بر حسب سرعت‌شان v رسم کرد و قانون هابل $v = HD$ را نتیجه گرفت. قانون هابل به صورت ساده بیان می‌کند که کهکشان‌های دور بیشتر دور می‌شوند و H پارامتر هابل نام گرفت.

۳.۱.۱ کیهان‌شناسی FRWL

کلی‌ترین عنصر طولی که اصل کیهان‌شناختی را ارضاء می‌کند متریک فریدمان-رابرتسون-واکر (FRWL)^۲ است که به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right) \quad (1.1)$$

^۱Edwin Hubble

^۲Friedmann-Robertson-Walker-Lemaitre

که $a(t)$ ضریب مقیاس^۳ انبساط کیهان است، t زمان کیهانی و r, θ, ϕ مختصات فضایی در دستگاه کروی هستند و k ثابت انحنای فضایی متریک را بیان می‌کند. معادله میدان اینشتین به این شکل است

$$G_{\nu}^{\mu} \equiv R_{\nu}^{\mu} - \frac{1}{2}\delta_{\nu}^{\mu}R = 8\pi GT_{\nu}^{\mu} \quad (2.1)$$

که G_{ν}^{μ} تانسور اینشتین (تانسور هندسه)، R_{ν}^{μ} تانسور ریچی، R اسکالر ریچی و T_{ν}^{μ} تانسور انرژی-تکانه است که برای متریک FRWL با حل معادله اینشتین معادلات زیر بدست می‌آیند:

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2} \quad (3.1)$$

$$\dot{H} = -4\pi G(\rho + p) + \frac{k}{a^2} \quad (4.1)$$

معادلات میدان برای کیهانی مملوء از یک سیال آرمانی^۴ نوشته شده‌اند. تانسور انرژی تکانه برای یک سیال کامل هست $T_{\nu}^{\mu} = \text{Diag}(-\rho, p, p, p)$ که ρ و p چگالی انرژی و فشار سیال هستند. پارامتر هابل $H \equiv \frac{\dot{a}}{a}$ تعریف می‌شود. از اتحاد بیانکی^۵ می‌توان معادله پیوستگی را نتیجه گرفت

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0 \quad (5.1)$$

با مرتب کردن معادلات ۳.۱ و ۴.۱ معادله شتاب انبساط به صورت زیر بدست می‌آید

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) \quad (6.1)$$

در کیهان‌شناسی کمیت بدون بعد «پارامتر کند شونگی» را به صورت $q = -\frac{a\ddot{a}}{\dot{a}^2}$ تعریف می‌کنند که معیار بدون بعدی از شتاب انبساط کیهان است. اگر $q < 0$ باشد، کیهان نه تنها منبسط می‌شود بلکه دارای انبساط شتابدار است. اگر $q > 0$ انبساط کیهان در حال کند شدن است. از مشاهدات اخیر می‌دانیم که کیهان در دوران انبساط شتاب مثبت قرار دارد.

می‌توان معادله ۳.۱ را به صورت بدون بعد بازنویسی کرد

$$\Omega(t) - 1 = \frac{k}{(aH)^2} \quad (7.1)$$

که $\Omega(t) \equiv \frac{\rho(t)}{\rho_c(t)}$ پارامتر چگالی بدون بعد و $\rho_c(t) = \frac{3H^2(t)}{8\pi G}$ چگالی آستانه^۶ است.

• اگر $k = +1 \Rightarrow \Omega(t) > 1, \rho(t) > \rho_c(t)$ ، کیهان بسته است.

• اگر $k = -1 \Rightarrow \Omega(t) < 1, \rho(t) < \rho_c(t)$ ، کیهان باز است.

• اگر $k = 0 \Rightarrow \Omega(t) = 1, \rho(t) = \rho_c(t)$ ، کیهان تخت است.

از نظر رصدی تأیید شده است که هندسه کیهان امروز بسیار نزدیک به هندسه تخت است ($\rho(t) \simeq \rho_c(t)$). تورم اوایل کیهان، انحنای فضایی را بر طرف نموده است.

^۳Scale factor

^۴Ideal

^۵Bianchi identity

^۶Critical density

اگر کیهانی با هندسه تخت را در نظر بگیریم، که از یک سیال کامل باروتروپیک^۷ با معادله حالت $p = (\gamma - 1)\rho$ پر شده باشد، جواب‌های معادله میدان اینشتین به صورت زیر خواهند بود

$$H = \frac{2}{3\gamma(t - t_0)} \quad (۸.۱)$$

$$a(t) \propto (t - t_0)^{2/3\gamma} \quad (۹.۱)$$

$$\rho(t) \propto a^{-3\gamma} \quad (۱۰.۱)$$

که γ پارامتر معادله حالت است. اگر $\gamma = 1$ باشد، کیهان با غبار پر شده است و اگر $\gamma = \frac{4}{3}$ ، کیهان تابش غالب است. برای این دو حالت جواب‌ها به این شکل خواهند بود:

$$\text{تابش: } \gamma = \frac{4}{3}, a(t) \propto (t - t_0)^{1/2}, \rho \propto a^{-4}$$

$$\text{غبار: } \gamma = 1, a(t) \propto (t - t_0)^{2/3}, \rho \propto a^{-3}$$

هیچ یک از دو جواب بالا یک انبساط شتابدار ($\frac{\ddot{a}}{a} > 0$) کیهانی را نتیجه نمی‌دهد. چون گرانش جذب می‌کند، نمی‌تواند برای انبساط شتابدار به حساب آید. از معادله ۶.۱، برای انبساط شتابدار نیاز به یک انرژی عجیب و ناشناخته داریم که معادله حالت آن به صورت $\gamma < \frac{2}{3}$ ، $\rho + 3p < 0$ باشد. بنابراین نیاز به فشار منفی به اندازه کافی بزرگی داریم تا انبساط کیهان را به صورت شتابدار به پیش براند.

۴.۱.۱ انتقال به سرخ و فاصله درخشندگی

انتقال به سرخ^۸ یکی از نشانگرهای مورد علاقه برای توصیف مراحل تحول کیهان است. همراه با انبساط کیهان، طیف نور تابش شده از اجرام اخترفیزیکی به سمت طول موج‌های بلندتر جابجا می‌شود. انتقال به سرخ z به صورت زیر تعریف می‌شود

$$1 + z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (۱۱.۱)$$

این رابطه برای کیهان همسان‌گرد به صورت a_0/a در می‌آید. λ طول موج مشاهده شده، λ_0 طول موج سکون جسم و a_0 ضریب مقیاس در زمان حال است. روش‌های مختلفی برای سنجش فاصله در کیهان در حال انبساط وجود دارد. فاصله درخشندگی پرکاربردترین روش برای اندازه‌گیری فاصله است. فرض کنید ناظری در $x = 0$ است و چشمه در $x = x_s$ قرار دارد. مقدار تابش منتشر شده توسط چشمه در واحد زمان در واحد سطح درخشندگی مطلق L چشمه است. درخشندگی ظاهری l مقدار تابش دریافت شده توسط ناظر در واحد زمان در واحد سطح است. در فضا-زمان مینکوفسکی می‌توان رابطه بین درخشندگی مطلق و درخشندگی ظاهری را به صورت $l = \frac{L}{4\pi d^2}$ نوشت که d فاصله بین چشمه و ناظر است.

برای کیهان در حال انبساط می‌توان فاصله درخشندگی را کلی‌تر تعریف کرد $d_L^2 = \frac{L}{4\pi l}$ و می‌توان رابطه بین درخشندگی مطلق و ظاهری را به صورت $L = l(1 + z)^2$ نتیجه گرفت. در کیهان FRWL مساحت کره با $s = 4\pi (a_0 f_k(\chi_s))^2$ داده می‌شود که

$$f_k(\chi_s) = \sin \chi, k = +1$$

$$f_k(\chi_s) = \chi, k = 0$$

^۷Barotropic

^۸Redshift

$$f_k(\chi_s) = \sinh \chi, k = -1$$

با استفاده از روابط بالا، عبارتی برای فاصله درخشندگی در کیهان FRWL تعریف می‌کنیم

$$d_l^2 = a_0 f_k(\chi_s)(1+z) \quad (12.1)$$

۲.۱ شواهد رصدی برای کیهان در حال انبساط

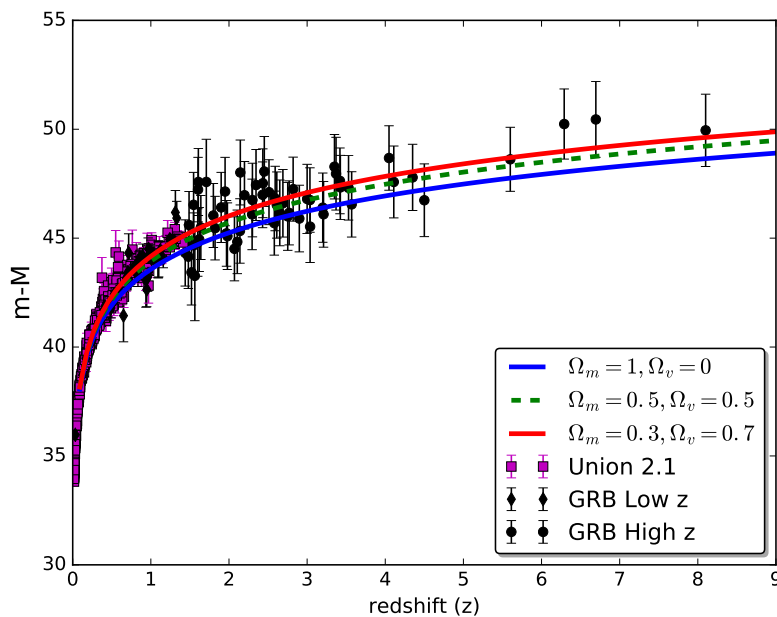
مدرک رصدی مستقیم برای انبساط شتابدار فعلی کیهان با اندازه‌گیری فاصله درخشندگی ابرنواخترهای انتقال به سرخ بالا بدست آمده است. برای سنجش فاصله درخشندگی منجمان از مدول فاصله که با رابطه زیر داده می‌شود استفاده می‌کنند

$$\mu = m - M = 5 \log_{10} \left(\frac{d_l}{Mpc} \right) + 25 \quad (13.1)$$

که m و M قدرهای ظاهری و مطلق چشمه هستند که به صورت لگاریتمی با درخشندگی ظاهری و مطلق رابطه دارند. قدر مطلق M در واقع قدر ظاهری جسم است در زمانی که در فاصله $10pc$ مشاهده شود. انتقال به سرخ و قدر با رابطه زیر به هم می‌توانند مرتبط شوند

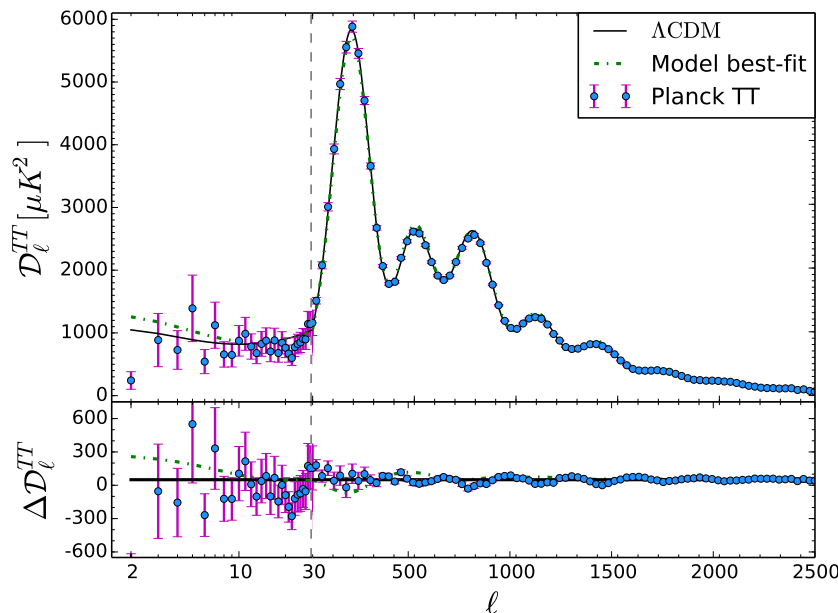
$$m = 5 \log z + 1.086(1 - q_0)z \quad (14.1)$$

سال‌ها درخشان‌ترین کهکشان‌ها شمع‌های استاندارد اصلی برای رصد کیهانی بودند. اما اکنون ابرنواخترهای نوع Ia با کهکشان‌ها جایگزین شده‌اند و ثابت شده است که شمع‌های استاندارد بسیار خوبی هستند. ابرنواختر نوع Ia زمانی مشاهده می‌شود که یک کوتوله سفید بر اثر برافزایش جرم ناشی از یک ستاره همدم در سیستم‌های دوتایی از حد چاندراسکار عبور کند و دچار انفجار شدیدی شود.



شکل ۱.۱: مدول فاصله درخشندگی برای مدل‌های مختلف با مقادیر متفاوت انرژی تاریک. همانطور که مشاهده می‌شود مدل با حدود ۷۰ درصد انرژی تاریک به خوبی با داده‌های رصدی سازگار است.

در ۱۹۹۸ با استفاده از رصد ابرنواخترهای نوع Ia یا SNIa ریس و پرلموتر و همکارانشان نشان دادند که کیهان در معرض یک انبساط شتابدار است. سرخ این کشف با استفاده از رابطه قدر-انتقال به سرخ بدست آمد. کشف شد که برای یک کیهان تخت، همگن و همسانگرد، حدود ۷۰ درصد از چگالی انرژی باید از یک مؤلفه اسرارآمیز تشکیل یافته باشد. این انرژی اسرارآمیز کیهانی که شتاب کیهان را به پیش می‌راند انرژی تاریک نام گرفت. همچنین کشف شد که پارامتر چگالی ماده $\Omega_m^0 = 0.28_{-0.08}^{+0.09}$ باید باشد. بعدها، انبساط شتابدار از رصدهای متعدد دیگر نیز تأیید شد. نتیجه جالبی که از این مشاهدات بدست آمد این است که انبساط شتابدار کیهان یک پدیده کیهان اخیر است. از داده‌های مشاهدتی SNIa ($z > 1.5$) ریس و همکاران در سال ۲۰۰۴ نشان دادند که کیهان در حدود انتقال به سرخ $z \simeq 0.45$ از فاز کند شونده به فاز تند شونده گذار کرده است. این نتیجه بسیار مهم است و نشان می‌دهد که کیهان یک فاز انبساط کند شونده نیز داشته است که برای سنتز هسته‌ای و تشکیل ساختار مهم است. مساحی SNLS و داده‌های WMAP توافق بسیار خوبی نشان می‌دهند و انبساط شتابدار کیهان را تصدیق می‌کنند. WMAP و SNLS چگالی انرژی تاریک را به اندازه $\Omega_\Lambda = 0.72 \pm 0.04$ اندازه گرفته‌اند.



شکل ۲.۱: طیف توان افت‌وخیزهای دمایی تابش پس زمینه کیهانی.

جدای از SNIa، داده‌های رصد کیهانی دیگری مثل نوسانات آکوستیکی باریون (BAO)، همگرایی گرانشی، خوشه‌ها و کَشکان‌های رادیویی FRIB نشانگر انبساط شتابدار کیهان هستند. سن کیهان نیز مدرک جالب دیگری مبنی بر وجود انرژی تاریک است. اگر سن کیهان (t_0) را با سن پیرترین خوشه‌های ستاره‌ای (t_s) مقایسه کنیم، کیهان باید پیرتر از خوشه‌ها باشد ($t_0 > t_s$). حد پایین مورد نیاز برای ارضای این شرط $t_0 > 11 - 133 Gyr$ است که هم از سن پیرترین خوشه‌ها و هم بر اساس فاصله تا سطح آخرین پراکندگی اندازه‌گیری شده توسط ناهمسان‌گردی‌های CMB تخمین زده شده است. برای کیهان FRWL، در غیاب انرژی تاریک، سن کیهان را به صورت $t_0 = \frac{2}{3H_0}$ حساب می‌کنیم. به ازای $H_0^{-1} = 9.776 h^{-1} Gyr$ ، $0.64 < h < 0.80$ سن کیهان بین $t_0 = 8 - 10 Gyr$ بدست می‌آید. بنابراین یک مدل تخت بدون انرژی تاریک حد پایین سن را ارضاء نمی‌کند. اما اگر همان مدل را با حضور انرژی تاریک در نظر بگیریم، $\Omega_m^0 = 0.3, \Omega_\Lambda^0 = 0.7$ به ازای $h = 0.72$ سن بدست می‌آید $t_0 = 0.964 H_0^{-1} - 13.1 Gyr$. این سن حد پایین سن $t_0 > 13 Gyr$ را تصدیق می‌کند. بنابراین حضور انرژی تاریک مساله سن کیهان را حل می‌کند [؟].

۳.۱ مدل‌های مطرح برای توضیح انبساط شتابدار

مدل‌های نظری کیهان‌شناسی برای توضیح انبساط شتابدار به دو دسته تقسیم می‌شوند:

۱. مدل‌های گرانش تغییر یافته^۹: در این دسته از مدل‌ها، نظریه گرانش نسبت به نسبیت عام تغییر یافته است. ویژگی جالب این دسته از مدل‌ها این است که شتاب زمان اخیر کیهان می‌تواند بدون در نظر گرفتن سیال عجیب و غریب اضافی درک شود.
۲. مدل‌های انرژی تاریک: این دسته از مدل‌ها به «مدل‌های ماده تغییر یافته» نیز مشهورند. در این دسته مدل‌ها تانسور انرژی-تکانه در معادلات اینشتین شامل یک مؤلفه ماده ناشناخته است که می‌تواند فشار منفی لازم برای رانش انبساط شتابدار کیهان را فراهم نماید.

۱.۳.۱ مدل‌های گرانش تغییر یافته

مدل‌های متعددی برای گرانش تغییر یافته پیشنهاد شده‌اند. مدل‌هایی نظیر گرانش $f(R)$ ، نظریه‌های اسکالر-تانسور، مدل‌های جهان شامه‌ای، گرانش گالیلتون، گرانش گائوس-بونت و غیره.

گرانش $f(R)$

کنش در مدل گرانش $f(R)$ به این صورت است

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} [f(R) + \mathcal{L}_m] \quad (15.1)$$

که $f(R)$ یک تابع دلخواه از R و \mathcal{L}_m لاگرانژی ماده است. بسته به شکل $f(R)$ ، این مدل‌ها می‌توانند یک تورم اولیه یا شتاب اخیر تولید کنند. مدل‌هایی نظیر $f(R) = R^2$ موفقیت‌هایی در تولید سناریوی تورمی داشته‌اند. شکل تابع $f(R) = \frac{1}{R^n}$ که $n > 0$ است برای شتاب زمان اخیر کیهان پیشنهاد شده‌اند. با وردش‌گیری از کنش نسبت به متریک، معادلات میدان به صورت زیر می‌شود

$$G_{\mu\nu} = \left(\frac{\partial f}{\partial R}\right)^{-1} \left[\frac{1}{2} g_{\mu\nu} \left(f - \frac{\partial f}{\partial R} R \right) + \nabla_\mu \nabla_\nu \frac{\partial f}{\partial R} - \square \left(\frac{\partial f}{\partial R} \right) g_{\mu\nu} \right] = -8\pi G T_{\mu\nu} \quad (16.1)$$

که $T_{\mu\nu}$ تانسور تنش-انرژی توزیع ماده است.

بدون در نظر گرفتن یک شکل صریح برای $f(R)$ ، می‌توان مدل‌های $f(R)$ را با استفاده از داده‌های رصدی مقید کرد.

نظریه‌های اسکالر-تانسور

نظریه‌ی برنس-دیکه^{۱۰} ساده‌ترین نوع نظریه اسکالر تانسور است. یک میدان اسکالر که به اسکالر ریچی (R) جفت شده است. لاگرانژی در چنین نظریه‌ای به این صورت نوشته می‌شود

$$\mathcal{L} = \frac{\phi R}{2} - \frac{\omega_{BD}}{2\phi} (\nabla\phi)^2 \quad (17.1)$$

که ω_{BD} پارامتر برنس-دیکه است. در حد میدان ضعیف نظریه‌ای برنس-دیکه به ازای $\omega_{BD} \rightarrow \infty$ نسبیت عام را نتیجه می‌دهد. اما نشان داده شده است که این نظریه نمی‌تواند در رژیم غیر خطی به نسبیت

^۹Modified gravity

^{۱۰}Brans-Dicke

عام تقلیل یابد. با اضافه کردن یک پتانسیل $U(\phi)$ و $\omega_{BD} = 0$ نظریه برنس-دیکه معادل نظریه $f(R)$ در فرمالیزم متریک می‌شود. با تبدیل کنش تعمیم یافته نظریه برنس-دیکه با استفاده از یک تبدیل همدیس، می‌توان دریافت که معادل با یک سناریوی کوئینتسنس جفت شده می‌شود. نشان داده شده است که نظریه برنس-دیکه می‌تواند بدون یک سیال عجیب اضافی انبساط شتابدار را تولید کند اما در این حالت هیچ گذاری از فاز انبساط کند شونده به تند شونده وجود ندارد [؟].

۲.۳.۱ مدل‌های انرژی تاریک

ثابت کیهان‌شناختی

در ۱۹۱۷ اینشتین برای اینکه کیهانی ایستا را توصیف کند جمله ثابت کیهان‌شناختی را در معادلات وارد کرد. در ۱۹۲۹، هابل کشف کرد که کیهان در حال انبساط است و اینشتین از ایده ثابت کیهان‌شناختی منصرف شد. اما پس از کشف انبساط شتابدار اخیر کیهان، ثابت کیهان‌شناختی به عنوان محبوب‌ترین و ساده‌ترین شکل انرژی تاریک مورد توجه قرار گرفت. تانسور اینشتین در اتحاد بیانگی $\nabla_\nu G^{\mu\nu} = 0$ صدق می‌کند و اصل پایستگی انرژی، $\nabla_\nu T^{\mu\nu} = 0$ توسط تانسور انرژی-تکانه ارضاء می‌شود. از آنجا که مشتق هموردای متریک صفر است ($\nabla_\alpha g^{\mu\nu} = 0$)، معادلات اینشتین درجه آزادی اضافی جمله $\Lambda g^{\mu\nu}$ را می‌پذیرند

$$G_\nu^\mu \equiv R_\nu^\mu - \frac{1}{2}\delta_\nu^\mu R + \Lambda g_\nu^\mu = 8\pi G T_\nu^\mu \quad (18.1)$$

با محاسبه رد^{۱۱} معادله ۱۸.۱ بدست می‌آوریم $-R + 4\Lambda = 8\pi G T$. با استفاده از این نتیجه معادله ۱۸.۱ می‌تواند بازنویسی شود

$$R_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} T g_{\mu\nu} \right) \quad (19.1)$$

در پس زمینه FRWL معادله میدان تغییر یافته به صورت زیر می‌تواند باشد

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (20.1)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} (\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \quad (21.1)$$

از معادلات بالا مشخص است که مقدار مثبت به اندازه کافی بزرگی از ثابت کیهان‌شناختی ($\Lambda > 4\pi G(\rho + 3p)$) می‌تواند انبساط شتابدار کیهان را به پیش براند. اگرچه ثابت کیهان‌شناختی می‌تواند انبساط شتابدار را به پیش راند، اما مشکلات خاص خود را نیز دارد. از نظر رصدی Λ از مرتبه مربع مقدار فعلی پارامتر هابل است H_0 .

$$\Lambda \simeq H_0^2 (2.31h \times 10^{-42} \text{ GeV})^2$$

این متناظر با مقدار چگالی زیر است

$$\rho_\Lambda = \frac{\Lambda m_{pl}^2}{8\pi} \simeq 10^{-47} \text{ GeV}^4$$

از دیدگاه فیزیک ذرات، ثابت کیهان‌شناختی ناشی از چگالی انرژی خلاء است و از مرتبه 10^{74} GeV^4 $\rho_{rmvac} \simeq$

^{۱۱}Trace

تخمین زده می‌شود. بنابراین مقدار تخمین زده شده برای ثابت کیهان‌شناختی 10^{121} مرتبه بزرگتر از مقدار رصد شده است. این اختلاف بین نظریه و رصد به عنوان مساله ثابت کیهان‌شناختی مشهور است.

مدل‌های انرژی تاریک میدان اسکالر

کوئینتسنس برای اینکه مشکل ثابت کیهان‌شناختی را حل کنیم یک مدل انرژی تاریک که دارای تحول است باید مورد توجه قرار گیرد. کوئینتسنس^{۱۲} یک مدل دینامیک جایگزین برای ثابت کیهان‌شناختی است. در مدل‌های میدان اسکالر کوئینتسنس یک میدان اسکالر ϕ به صورت کمینه به گرانش جفت شده است. میدان اسکالر فشار منفی دارد و به صورت آهسته پتانسیل آن تغییر می‌کند. کنش مربوط به میدان اسکالر کوئینتسنس به این صورت می‌تواند نوشته شود [۲۲].

$$S = \int d^4x \left(-\frac{1}{2}(\nabla\phi)^2 - V(\phi) \right) \sqrt{-g} \quad (22.1)$$

که $(\nabla\phi)^2 = g^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi$ است و $V(\phi)$ پتانسیل میدان اسکالر کوئینتسنس است. تانسور انرژی تکانه برای میدان اسکالر کوئینتسنس به صورت زیر نوشته می‌شود

$$T_{\mu\nu} = -\frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta S}{\delta g^{\mu\nu}} = \partial_\mu\phi\partial_\nu\phi - g_{\mu\nu} \left[\frac{1}{2}g^{\alpha\beta}\partial_\alpha\phi\partial_\beta\phi + V(\phi) \right] \quad (23.1)$$

برای متریک FRWL چگالی انرژی و فشار میدان اسکالر با رابطه زیر داده می‌شود

$$\rho = -T_0^0 = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) \quad (24.1)$$

$$p = T_i^i = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi) \quad (25.1)$$

معادلات میدان اینشتین برای این مدل به این صورت در می‌آیند

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \left(\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) \right) \quad (26.1)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{8\pi G}{3} \left(\dot{\phi}^2 - V(\phi) \right) \quad (27.1)$$

اگر پتانسیل به اندازه کافی تخت باشد بطوری که میدان اسکالر بطور آهسته غلطش نماید یعنی $V(\phi) > \dot{\phi}^2$ ، می‌تواند انبساط شتابدار کیهان را به پیش راند. معادله حالت میدان اسکالر با رابطه زیر داده می‌شود

$$w_\phi = \frac{p}{\rho} = \frac{\dot{\phi}^2 - 2V(\phi)}{\dot{\phi}^2 + 2V(\phi)} \quad (28.1)$$

بنابراین $-1 \leq w_\phi \leq 1$ است. با وردشگیری از کنش نسبت به ϕ ، می‌توان معادله حرکت میدان

^{۱۲}Quintessence

اسکالر را به این صورت بدست آورد

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{dV}{d\phi} = 0 \quad (29.1)$$

با استفاده از معادلات میدان و معادله موج، معادله پیوستگی به صورت انتگرالی زیر می‌تواند نوشته شود

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\int 3(1+w_\phi)\frac{\dot{a}}{a}dt\right) \quad (30.1)$$

در اینجا ρ_0 ثابت انتگرال‌گیری است. بسته به مقدار w_ϕ تحول چگالی میدان اسکالر کوئینتسنس می‌تواند به سه دسته گسترده تقسیم شود. وقتی $V(\phi) \ll \dot{\phi}^2, w_\phi \simeq 1, \rho \propto a^{-6}$ در حد غلطش آرام $V(\phi) \gg \dot{\phi}^2, w_\phi \simeq -1, \rho = \rho_0$ در حالت میانه $-1 \leq w_\phi \leq 1, \rho \propto a^{-m}$ و انبساط شتابدار به ازای $0 \leq m < 2$ می‌تواند نتیجه شود.

میدان فانتوم میدان فانتوم اولین بار توسط هوپل در کیهان حالت پایا معرفی شد. بعدها توسط کالدول برای توصیف انرژی تاریک و انبساط شتابدار کیهان استفاده شد. میدان فانتوم انرژی جنبشی منفی دارد، و پتانسیل به بالا می‌غلطد. محرک میدان فانتوم از ساخت شامه-s می‌آید و کنش آن به این صورت است

$$S = \int d^4x L(\phi, X) \quad (31.1)$$

که $L(\phi, X) = -X - V(\phi)$ است و انرژی جنبشی میدان فانتوم منفی است. این تفاوت بین مدل فانتوم و مدل‌های کوئینتسنس است. چگالی انرژی و فشار میدان فانتوم هستند:

$$\rho = -\frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi)$$

$$p = -\frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi)$$

پارامتر معادله حالت $w_\phi = \frac{\dot{\phi}^2 + 2V(\phi)}{\dot{\phi}^2 - 2V(\phi)}$ است. اگر $w_\phi < -1, 2V(\phi) \gg \dot{\phi}^2$. مدل‌های انرژی تاریک میدان فانتوم انواع مختلف سرنوشت برای کیهان پیش‌بینی می‌کنند. میدان فانتوم می‌تواند پتانسیل را به بالا بغلطاند چرا انرژی جنبشی منفی دارد. اما اگر پتانسیل بیشینه نداشته باشد کیهان می‌تواند تا بی‌نهایت در زمان کوتاهی به سرعت منبسط شود، بنابراین همه چیز از هم متلاشی خواهد شد و این سناریو به گسست بزرگ^{۱۳} مشهور است. اگر پتانسیل دارای کمینه باشد از چنین سرنوشتی مدل خواهد گریخت. برای مثال، پتانسیل $V(\phi) = V_0 \left[\cosh\left(\frac{\alpha\phi}{m_{pl}}\right)\right]^{-1}$ که α ثابتی است که برای اجتناب از گسست بزرگ پیشنهاد گردیده است. میدان به یک بیشینه در $\phi = 0$ می‌رسد و بعد از یک نوسان میرا در همان‌جا می‌ماند، $w_\phi = -1$ و $\dot{\phi} = 0$.

^{۱۳}Big Rip