УДК 834

ФОРМ ИНВАРИАНТНОСТЬ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Баймуканова Райхан
Riko6999@gmail.com
студентка 4 курса специальности «5В060400»-Физика, кафедра общей и теоретической физики, ЕНУ им. Л.Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан
Научный руководитель – О.В. Разина

В настоящее время наша Вселенная переживает фазу ускоренного расширения. Это подтверждается различными данными наблюдений. Существует компонент материи, который в настоящее время преобладает над плотностью энергии Вселенной. Из-за отсутствия полного понимания природы этого компонента его называют темной энергией.

Рассмотрим модель темной энергии, основанную на тахионном поле, с помощью форм-инвариантности преобразований. Особенностью этих методов является то, что с использованием форм-инвариантности преобразований неустойчивое космологическое решение трансформируется в устойчивое и наоборот [1,2].

Форм-инвариантность преобразований сохраняет форму уравнений движения, поскольку обладает симметрией форм-инвариантности. Преобразования влияют на скорость хаббловского расширения, плотность и давление темной энергии. Такие преобразования принадлежат группе Ли. Симметрия форм-инвариантности определяет набор идентичных космологических моделей.

Различные свойства темной энергии сильно зависят от выбранной модели. Ранее были предложены конкретные критерии оценки, чтобы различать разные конкурирующие космологические модели с участием темной энергии. Были введены два параметра, называемые определителями состояния {r, s}, которые позволяют различать несколько моделей темной энергии [3, 4, 5].

В исследуемой модели действие выбираем в виде

$$S = \frac{1}{16\pi G}\int \mathrm{d}^4\mathrm{x}\sqrt{-\mathrm{g}}\left\{\frac{1}{2}R + \mathcal{L}_\mathrm{m}\right\}. \tag{1}$$

Действие (1) будем исследовать совместно с метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера описываемой следующим выражением

$$\mathrm{ds}^2 = -\mathrm{dt}^2 + a(\mathrm{t})^2(\mathrm{dx}^2 + \mathrm{dy}^2 + \mathrm{dz}^2). \tag{2}$$

Найдем скалярную кривизну для метрики (2)

$$R = 6\left(\frac{\ddot{\mathrm{a}}}{\mathrm{a}} + \frac{\dot{\mathrm{a}}^2}{\mathrm{a}^2}\right). \tag{3}$$

Мы получили тремя способами уравнения движения для действия (1) совместно с метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера (2). Полная система Фридмановских уравнений имеет вид

$$3H^2 = \rho, \tag{4}$$
$$3H^2 + 2\dot{H} = -\mathrm{p}, \tag{5}$$

где $\mathrm{p} = L_\mathrm{m}$ и $\rho = -L_\mathrm{m}$.

Следствием уравнений Фридмана (4) - (5) является уравнение сохранения энергии

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + \mathrm{p}) = 0. \tag{6}$$

Форм-инвариантность симметрии подтверждается форм-инвариантностью преобразований и показывает эквивалентность исследуемых моделей. Форм-инвариантность преобразований может быть введена следующей линейной функцией

$$\bar{\rho} = \mathrm{n}^2\rho, \tag{7}$$

где n - произвольная постоянная. В этом случае уравнения соотношения для переменных (H, p, ρ) принимают вид

$$\bar{H} = \mathrm{n}H,$$
$$\bar{\rho} + \bar{\mathrm{p}} = \mathrm{n}(\rho + \mathrm{p}),$$
$$\bar{\mathrm{p}} = \mathrm{n}[\mathrm{p} + (1 - \mathrm{n})\rho].$$

Линейная форм-инвариантность преобразований индуцирует линейные выражения для переменных (H, p, ρ).

Исследуем поведение тахионного поля и покажем его трансформацию в соответствии с форм-инвариантностью преобразований (7). Плотность Лагранжиана для тахионного поля совместно с метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера (2) принимает вид

$$\mathcal{L}_\phi = -V(\phi)\sqrt{1-\dot{\phi}^2}. \tag{8}$$

Подставим Лагранжиан (8) в действие (1) и с помощью уравнения Эйлера-Лагранжа получим динамическую систему для тахионного поля следующим образом

$$3H^2 = \rho,$$
$$3H^2 + 2\dot{H} = -\mathrm{p},$$

где плотность энергии ρ и давление p определяются выражениями

$$\rho = \frac{V}{\sqrt{1-\dot{\phi}^2}}, \qquad \mathrm{p} = -V\sqrt{1-\dot{\phi}^2}$$

и уравнение Клейна-Гордона $L_\phi - \left(L_{\dot{\phi}}\right)_t = 0$ равно

$$\frac{\ddot{\phi}}{1-\dot{\phi}^2} + 3H\dot{\phi} + \frac{V_\phi}{V} = 0.$$

Рассмотрим случай, когда расширение Вселенной подчиняется степенному закону

$$a = a_0 \mathrm{t}^\alpha, \tag{9}$$

где a_0 и α - некоторые положительные постоянные, а для ускоренного расширения Вселенной необходимо $\alpha > 1$. На рисунке 1 показана зависимость масштабного фактора a от времени t.

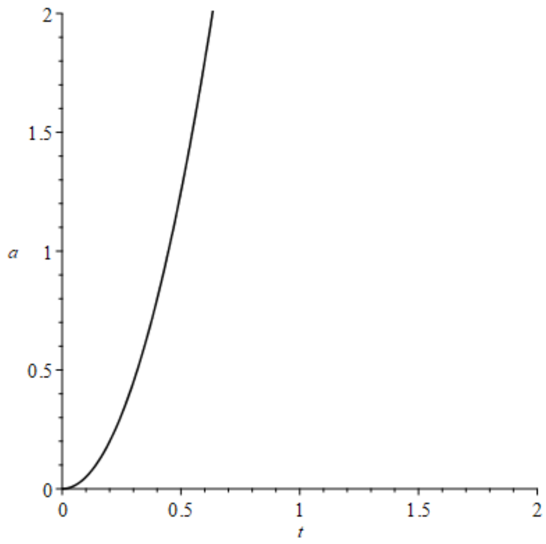

Рисунок 1. Масштабный фактор a(t)

В этом случае уравнения $\phi(t) = \int \left(-\frac{2\dot{H}}{3H^2}\right)^{\frac{1}{2}} dt$ и $V = (-\rho p)^{\frac{1}{2}} = (-\omega)^{\frac{1}{2}}\rho = 3H^2\left(1 + \frac{2\dot{H}}{3H^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ имеют следующие решения

$$\phi(t) = \int \left(-\frac{2\left(-\frac{\alpha}{t^2}\right)}{3\frac{\alpha^2}{t^2}}\right)^{\frac{1}{2}} dt = \int \left(\frac{2}{3\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} dt = \left(\frac{2}{3\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} t + \phi_0,$$

$$V(t) = 3\frac{\alpha^2}{t^2}\left(\frac{1+2\left(-\frac{\alpha}{t^2}\right)}{3\frac{\alpha^2}{t^2}}\right)^{\frac{1}{2}} = 3\alpha^2\left(1 - \frac{2}{3\alpha}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{1}{t^2}, \tag{10}$$

где ϕ_0 постоянная интегрирования.

Рассмотрим случай, когда в преобразовании (7) $n^2 = 1$. Тогда наше решение разделится на два случая $n = 1$ и $n = -1$. Для масштабного фактора (9) параметры определители состояния и параметр замедления при $n = 1$ принимают вид

$$r = \frac{\dddot{a}}{aH^3} = \frac{\ddot{H}}{H^3} - 3q - 2 = 1 - \frac{3}{\alpha} + \frac{2}{\alpha^2},$$

$$s = \frac{r-1}{3(q-1/2)} = \frac{2}{3\alpha},$$

$$q = -\frac{a\ddot{a}}{\dot{a}^2} = -\frac{\ddot{a}}{aH^2} = -1 + \frac{1}{\alpha},$$

и после форм-инвариантности преобразований при $n = -1$ параметры определители состояния и параметр замедления равны

$$\bar{r} = \frac{a^2\dddot{a}}{\dot{a}^3} - \frac{6a\ddot{a}}{\dot{a}^2} + 6 = 1,$$

$$\bar{s} = -\frac{2}{3}\left(1 - \frac{a^2\dddot{a} - 4a\dot{a}\ddot{a}}{2a\dot{a}\ddot{a} - 5\dot{a}^3}\right) = 0$$

$$\bar{q} = \frac{a\ddot{a}}{\dot{a}^2} - 2 = -1.$$

Исключая параметр α из уравнений $r = 1 - \frac{3}{\alpha} + \frac{2}{\alpha^2}$ и $\bar{r} = 1 + \frac{3}{\alpha} + \frac{2}{\alpha^2}$, получим

$$r(s) = \frac{9}{2}s^2 - \frac{9}{2}s + 1, \quad r(q) = 2q^2 + q. \tag{11}$$

На рисунке 2 показана зависимость параметра определителя состояния r от параметра определителя состояния s.

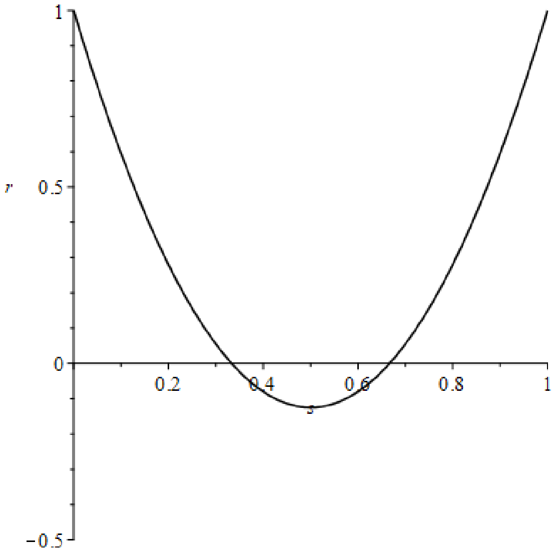

Рисунок 2. Зависимость параметра определителя состояния r от параметра определителя состояния s

На рисунке 3 показана зависимость параметра определителя состояния r от параметра замедления q.

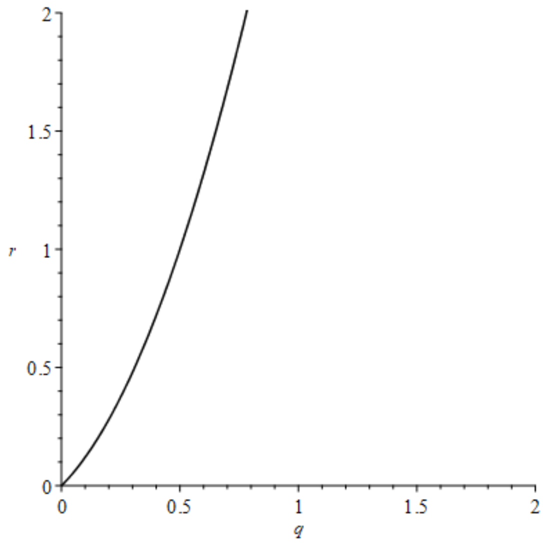

Рисунок 3. Зависимость параметра определителя состояния r от параметра замедления q

$$\bar{r}(\bar{s}) = \frac{9}{2}\bar{s}^2 - \frac{9}{2}\bar{s} + 1, \quad \bar{r}(\bar{q}) = 2\bar{q}^2 + \bar{q}. \tag{12}$$

В нашей статье показан метод нахождения зависимости от времени потенциала $V\,(t)$ и тахионного поля $\phi(t)$. Убедились, что тахионный потенциал по аналогии с потенциалом скалярного поля можно использовать для управления расширением Вселенной.

Выведены формулы определителей состояния и параметра замедления после применения форм-инвариантности преобразований. Из проведенного исследования нашей тахионной модели с использованием параметров определения состояния видно, что полученные результаты $\{r, s\} = \{1,0\}$ согласуются с ранее предложенными теориями.

Данное исследование финансируется Комитетом науки Министерства образования и науки Республики Казахстан AP13067567

Список использованных источников

1. Sanchez G., Ivan E. Extended tachyon field using form invariance symmetry // Physical Review D. 2014 Vol. 90. P. 027308
2. Forte M. Linking phantom quintessences and tachyons // Physical Review D. 2014 Vol. 90. P. 027302
3. Razina O. V., Tsyba P. Yu., Suikimbayeva N. Tachyonization cosmological model in the framework of linear form invariance transformations // Eurasian Physical Technical Journal. 2021 Vol. 18, No. 3. P. 37
4. Chimento L.P., Martin R.G., Sanchez G., Ivan E. Form invariance symmetry generates a large set of FRW cosmologies // Modern Physics Letters A. 2013 Vol. 28, No. 4. P. 1250236
5. Chimento L.P., Forte M., Kremer G.M., Ribas M. O. Tachyonization of the ΛCDM cosmological model // General Relativity and Gravitation. 2010 Vol. 42. P. 1523-1535