

УДК: 524.8:531.51

О МОДЕЛЯХ КВИНТЭССЕНСНОЙ ИНФЛЯЦИИ С НЕМИНИМАЛЬНО СВЯЗАННЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

А.Л.МХИТАРЯН, А.А.СААРЯН

Поступила 3 февраля 2006

Принята к печати 9 июня 2006

Исследована эволюция однородной и изотропной космологической модели, управляемая неминимально связанным скалярным полем. В качестве скалярного потенциала выбран потенциал модели квинтэссенсной инфляции, предложенный Пиблсом и Виленкиным. Описаны возможные сценарии космологической динамики в конформных представлениях Эйнштейна и Йордана. Показано, что в отличие от моделей с минимальным скалярным полем, существует класс решений, для которых в ходе космологического расширения скалярное поле фиксируется при конечных значениях.

1. *Введение.* Одним из наиболее замечательных достижений современной наблюдательной космологии является открытие ускоренного расширения Вселенной в настоящую эпоху. Впервые такое заключение было сделано на основе наблюдательных данных о сверхновых типа Ia [1-3] и в дальнейшем подтверждено наблюдениями новых сверхновых с большими красными смещениями [4-6]. Если крупномасштабная структура Вселенной описывается общей теорией относительности, то ускоренное расширение Вселенной предполагает наличие негравитационного источника, для которого $\epsilon + 3p < 0$, где ϵ - соответствующая плотность энергии, а p - давление. Такой источник обычно называют темной энергией. Наиболее простым кандидатом темной энергии является космологическая постоянная, введенная еще в начале прошлого века Эйнштейном. Однако предлагаемое наблюдательными данными численное значение космологической постоянной весьма трудно получить на основе современных теорий элементарных частиц. Это хорошо известная проблема космологической постоянной, которая, несмотря на огромные усилия, пока не нашла естественного общепринятого решения. В альтернативной модели [7,8], предложенной в конце прошлого века, носителем темной энергии является медленно меняющееся скалярное поле, называемое квинтэссенсом. В отличие от модели, основанной на космологической постоянной, плотность энергии квинтэссенса убывает в ходе космологического расширения и малость плотности темной энергии связана с возрастом Вселенной. Другой важной характерной

чертой модели квинтэссенса является то, что в ее рамках находит естественное объяснение так называемая проблема совпадения: в настоящую эпоху расширения вклады материи и темной энергии в полную энергию Вселенной имеют один и тот же порядок. Соответствующие модели достаточно нечувствительны к значению скалярного поля в начале радиационно-доминантной стадии. Исследованы также модели с неминимально связанным скалярным полем, в частности, в рамках скалярно-тензорных теорий гравитации [9-14].

Другой важной областью космологических исследований, где скалярные поля играют важную роль, являются модели инфляции (см., например, [15]). В этих моделях скалярное поле, называемое инфлатоном, выступает в качестве источника, управляющего ускоренным расширением Вселенной. Наличие ускоренной фазы расширения в начальной стадии эволюции Вселенной приводит к естественному разрешению ряда проблем стандартной космологии, таких, как проблемы горизонта, плоскостности, крупномасштабной однородности и изотропии, образования галактик и т.д. Возникает естественный вопрос: может ли единое скалярное поле выступать как в роли инфлатона, так и квинтэссенса? Модели, в которых инфлатон и квинтэссенс объединены в одно скалярное поле, называются моделями квинтэссенсной инфляции и были рассмотрены в работах [16-18]. В данной работе исследована космологическая динамика модели квинтэссенсной инфляции, предложенной в работе [16], для скалярного поля с неминимальной связью со скалярной кривизной.

2. Конформные представления действия. Рассмотрим космологическую модель, основанную на действии

$$S = \int d^4 x \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{16\pi G} R + L_s(\varphi) + L_m(g_{ik}, \psi) \right], \quad (1)$$

где R - скалярная кривизна, соответствующая метрике g_{ik} , L_m - лагранжиан негравитационных полей ψ , а

$$L_s = \frac{1}{2} g^{ik} \partial_i \varphi \partial_k \varphi - V(\varphi) - \frac{1}{2} \xi \varphi^2 R \quad (2)$$

- лагранжиан неминимально связанного скалярного поля с потенциалом $V(\varphi)$, ξ - параметр связи поля с кривизной. Введя новое скалярное поле согласно

$$\varphi_J = \frac{1}{8\pi G} + \xi \varphi^2, \quad (3)$$

действие (1) можно записать в виде

$$S = \int d^4 x \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{2} \varphi_J R + \frac{\varphi(\varphi_J)}{2\varphi_J} g^{ik} \partial_i \varphi_J \partial_k \varphi_J - V_J(\varphi_J) + L_m(g_{ik}, \psi) \right], \quad (4)$$

которое описывает скалярно-тензорную теорию гравитации с кинетической функцией

$$\omega(\varphi_J) = \frac{\varphi_J}{4\xi(\varphi_J - 1/8\pi G)}. \quad (5)$$

В представлении (4), называемом представлением Йордана, негравитационная часть лагранжиана L_m не зависит от скалярного поля. Другим важным представлением скалярно-тензорных теорий является представление Эйнштейна. Действие в этом представлении получается из (1) конформным преобразованием метрики

$$g_{Eik} = \Omega^2(\varphi) g_{ik}, \quad \Omega^2(\varphi) = 1 + 8\pi G \xi \varphi^2, \quad (6)$$

и имеет вид

$$S = \int d^4x \sqrt{-g_E} \left[-\frac{R_E}{16\pi G} + \frac{1}{2} g_E^{jk} \partial_j \varphi_E \partial_k \varphi_E - V_E(\varphi_E) + L_{Em}(\varphi_E, g_{Eik}, \psi) \right], \quad (7)$$

где R_E - скаляр Риччи, соответствующий метрике g_{Eik} . В этом представлении новое скалярное поле связано с полем φ соотношением

$$\frac{d\varphi_E}{d\varphi} = \frac{\sqrt{1 + 8\pi G \xi(1 + 6\xi)\varphi^2}}{1 + 8\pi G \xi \varphi^2}, \quad (8)$$

а соответствующий потенциал и лагранжиан определяются формулами

$$V_E(\varphi_E) = \frac{V(\varphi)}{\Omega^4(\varphi)}, \quad L_{Em}(\varphi_E, g_{Eik}, \psi) = \frac{L_m(g_{Eik}/\Omega^2(\varphi), \psi)}{\Omega^4(\varphi)}. \quad (9)$$

В представлении Эйнштейна негравитационная часть лагранжиана зависит от скалярного поля. Заметим, что явная связь между φ и φ_E получается элементарным интегрированием уравнения (8):

$$\varphi_E = \frac{\sqrt{1+6\xi}}{\sqrt{8\pi G \xi}} \text{Arcsh}(\sqrt{8\pi G \xi(1+6\xi)}\varphi) - \frac{\sqrt{6}}{\sqrt{8\pi G}} \text{Arcth}\left(\frac{\sqrt{48\pi G \xi}\varphi}{\sqrt{1+8\pi G \xi(1+6\xi)\varphi^2}}\right). \quad (10)$$

Для малых значений $\sqrt{8\pi G \xi}|\varphi| \ll 1$ отсюда получаем $\varphi_E \approx \varphi$. При больших значениях $\sqrt{8\pi G \xi}|\varphi| \gg 1$ имеем асимптотическое поведение

$$\varphi_E \approx \text{sgn}(\varphi) \sqrt{\frac{1+6\xi}{8\pi G \xi}} \ln(\sqrt{8\pi G \xi(1+6\xi)}|\varphi|). \quad (11)$$

Эти формулы полезны при исследовании асимптотического поведения потенциала в областях $\varphi_E \rightarrow \pm\infty$. Заметим, что поскольку измерительные приборы описываются частью плотности лагранжиана L_m , то они непосредственно измеряют пространственно-временные соотношения представления Йордана. В этом смысле физическим является именно представление Йордана.

3. Космологическая модель. Рассмотрим однородную и изотропную модель с плоским пространством, описываемым метрикой

$$g_{Bk} = \text{diag}(1, -a^2(t), -a^2(t), -a^2(t)) \quad (12)$$

и масштабным фактором $a(t)$. Тензор энергии-импульса негравитационной материи с плотностью энергии ϵ_m и давлением p_m диагонален:

$$T_i^k = \text{diag}(\epsilon_m, -p_m, -p_m, -p_m). \quad (13)$$

Эволюция масштабного фактора определяется уравнением Фридмана

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\epsilon_m + \epsilon_s), \quad (14)$$

где $H = \dot{a}/a$ - параметр Хаббла, а точка над буквой означает производную по синхронной временной координате t . Здесь и ниже ϵ_s и p_s плотность энергии и давление, соответствующие скалярному полю:

$$\epsilon_s = \frac{1}{2}\dot{\phi}_E^2 + V_E(\phi_E), \quad p_s = \frac{1}{2}\dot{\phi}_E^2 - V_E(\phi_E). \quad (15)$$

Уравнение для скалярного поля имеет вид

$$\ddot{\phi}_E + 3H\dot{\phi}_E + V_E'(\phi_E) = \frac{\partial L_{Em}}{\partial \phi_E}, \quad (16)$$

где штрих означает производную по аргументу функции. Ниже мы рассмотрим модели, в которых доминантным источником космологической эволюции является скалярное поле и в приведенных выше уравнениях можно положить $L_{Em} = 0$.

4. *Модель потенциала и динамическая система.* Рассмотрим скалярный потенциал, предложенный в работе [16]:

$$V(\phi) = \lambda(\phi^4 + M^4), \quad \text{при } \phi < 0$$

$$V(\phi) = \frac{\lambda M^8}{\phi^4 + M^4}, \quad \text{при } \phi \geq 0. \quad (17)$$

Параметр λ является безразмерным, а параметр M имеет размерность массы. Значение параметра λ фиксируется из условия, что крупномасштабные неоднородности во Вселенной генерированы квантовыми флуктуациями скалярного поля в период инфляции. Это приводит к оценке $\lambda \sim 10^{-13}$ (см., например, [15]). Для исследования космологической динамики, управляемой скалярным полем, удобно записать систему космологических уравнений в виде автономной динамической системы. Введем новые переменные

$$x = \phi_E/M_0, \quad \tau = tM_0\sqrt{\lambda}, \quad (18)$$

где $M_0 = 1/\sqrt{8\pi G}$. Заметим, что $M_0 = M_p/\sqrt{8\pi}$, где $M_p = 1.2 \cdot 10^{19}$ ГэВ - масса Планка. В терминах переменных (τ, x) система космологических уравнений эквивалентна следующей динамической системе второго порядка:

$$\frac{dx}{d\tau} = y, \quad \frac{dy}{d\tau} = -\sqrt{\frac{3}{2}} y \sqrt{y^2 + 2U(x)} - U'(x). \quad (19)$$

Здесь функция $U(x)$ неявным образом определяется соотношением

$$U(x) = (1 + \xi\phi^2)^{-2} \begin{cases} \phi^4 + M_1^4, & \text{при } \phi < 0 \\ M_1^8 / (\phi^4 + M_1^4), & \text{при } \phi \geq 0, \end{cases} \quad (20)$$

где $\phi = \varphi/M_0$, $M_1 = M/M_0$, а функция $\phi = \phi(x)$ определяется формулой (10). Заметим, что функция $U(x)$ связана с потенциалом V_E эйнштейновского представления соотношением $U = V_E/\lambda M_0^4$. На рис.1 представлены графики потенциалов в представлениях Йордана и Эйнштейна.

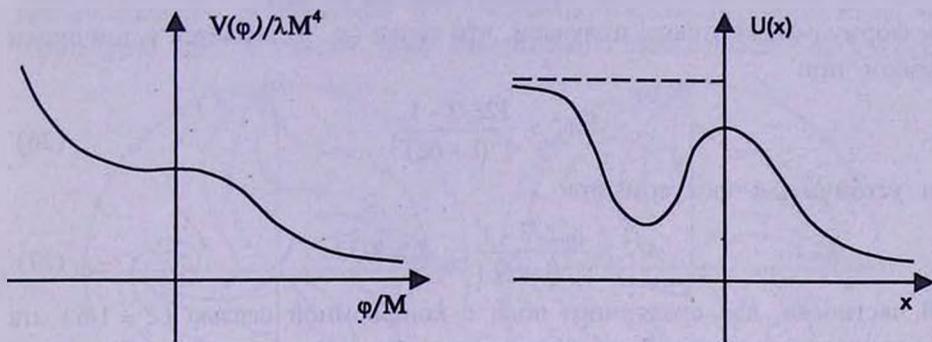


Рис.1. Графики потенциалов в йордановском и эйнштейновском представлениях.

При конечных значениях x потенциал $U(x)$ имеет локальный минимум с параметрами

$$x = x_1 = -\sqrt{\xi} M_1^2, \quad U(x_1) = M_1^4 / (1 + \xi^2 M_1^4), \quad (21)$$

и локальный максимум при $x=0$ со значением потенциала $U(0) = M_1^4$.

В пределе $x \rightarrow -\infty$ потенциал эйнштейновского представления стремится к конечному значению:

$$U(x) \approx \frac{1}{\xi^2} \left(1 - \frac{2}{\xi\phi^2} \right), \quad \phi \approx \phi_0 \exp\left(\frac{-x}{\sqrt{6+1/\xi}} \right), \quad (22)$$

где $\phi_0 < 0$ - постоянная интегрирования. На рис.1 изображен случай, когда $\xi^2 M_1^4 < 1$. При $x \rightarrow +\infty$ потенциал экспоненциально стремится к нулю:

$$U(x) \sim \exp(-\beta x), \quad \beta = 8\sqrt{\frac{\xi}{1+6\xi}}. \quad (23)$$

Заметим, что параметр Хаббла выражается через решения динамической системы формулой

$$H = \sqrt{\lambda} \frac{M_0}{\sqrt{6}} \sqrt{y^2 + 2U(x)}. \quad (24)$$

Исследуем динамику, описываемой системой (19), методами качественной теории динамических систем. Одним из наиболее важных этапов качественного анализа является нахождение особых точек и выяснение их характера. В конечной части фазовой плоскости (x, y) имеются две особые точки. В особой точке $(0, 0)$ имеем $U''(0) < 0$ и стандартный анализ показывает, что эта точка является седлом. Особая точка $(x_1, 0)$ является устойчивым узлом при $U''(x_1) < 3U'(x_1)/4$ и устойчивым фокусом при $U''(x_1) > 3U'(x_1)/4$. С учетом выражения

$$U''(x_1) = \frac{8\xi M_1^4}{(1 + \xi^2 M_1^4)(1 + \xi^2 M_1^4(1 + 6\xi))} \quad (25)$$

и формулы (21) отсюда получаем, что точка $(x_1, 0)$ является устойчивым узлом при

$$M_1^4 > \frac{32\xi/3 - 1}{\xi^2(1 + 6\xi)}, \quad (26)$$

и устойчивым фокусом при

$$M_1^4 < \frac{32\xi/3 - 1}{\xi^2(1 + 6\xi)}, \quad \xi > 3/32. \quad (27)$$

В частности, для скалярного поля с конформной связью ($\xi = 1/6$) эта точка является узлом. В окрестности точки $(x_1, 0)$ в первом приближении скалярное поле постоянно, а расширение является экспоненциальным

$$a = \text{const} \cdot e^{H_1 t}, \quad H_1 = M_0 \sqrt{\lambda U(x_1)/3}. \quad (28)$$

В этом же приближении масштабные факторы эйнштейновского и йордановского представлений совпадают.

Перейдем теперь к систематическому изучению фазовой картины системы (19) на бесконечности фазовой плоскости. Для этого введем полярные координаты (ρ, θ) согласно

$$x = \frac{\rho}{1-\rho} \cos\theta, \quad y = \frac{\rho}{1-\rho} \sin\theta, \quad 0 \leq \rho \leq 1, \quad 0 \leq \theta \leq 2\pi. \quad (29)$$

Это преобразование отображает фазовую плоскость на единичный круг, при этом точкам на бесконечности фазовой плоскости (x, y) соответствуют точки окружности $\rho = 1$. Помимо точек, рассмотренных выше, особыми для новой динамической системы в полярных координатах являются следующие точки окружности $\rho = 1$:

1. Точка $\theta = 0$ является устойчивым узлом, причем в пределе $t \rightarrow +\infty$ все траектории входят в особую точку из сектора $\theta > 0$. Реализация моделей квинтэссенса ожидается в окрестности этой точки.

2. В окрестности точки $\theta = \pi/2$ потенциальными членами можно пренебречь и эта точка является неустойчивым узлом. Фазовые траектории выходят из особой точки в конечный момент синхронной

временной координаты t , находясь левее от оси $\theta = \pi/2$.

3. Особая точка $\theta = \pi$ является седлом с двумя секторами, неустойчивой сепаратрисой которых является особое решение (34) (см. ниже). Эволюция, описываемая этим решением, начинается в бесконечном прошлом, $t \rightarrow -\infty$, в точке $(\rho = 1, \theta = \pi)$ и заканчивается в бесконечном будущем, $t \rightarrow +\infty$, в точке, соответствующей минимуму потенциала.

4. Точка $\theta = 3\pi/2$ является неустойчивым узлом. В ее окрестности траектории выходят в область $\theta = 3\pi/2$ в конечный момент временной координаты t .

На рис.2 приведены фазовые портреты динамической системы (19) для скалярного потенциала (17). Фазовая плоскость отображена на единичный круг согласно (29). Рассмотрены оба случая (26) и (27).

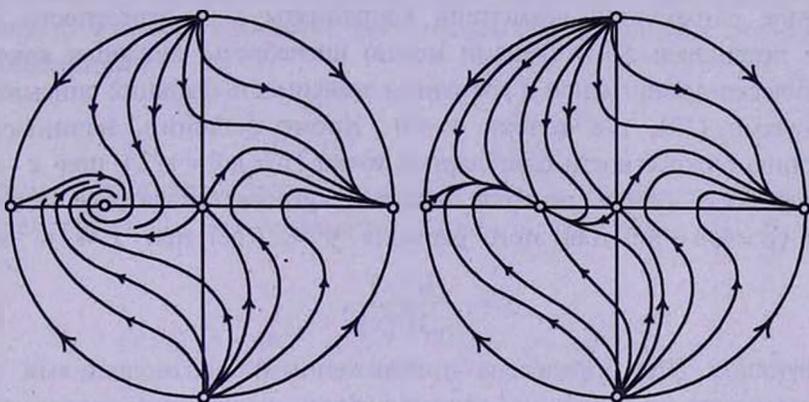


Рис.2. Фазовые картины динамической системы (19) для потенциала (17). Фазовая плоскость (x, y) отображена на единичный круг согласно (29). Левая картина соответствует случаю (27), а правая - случаю (26).

Поведение фазовых траекторий в окрестности точки $(\rho = 1, \theta = 0)$ существенно зависит от значения параметра β . При $\beta < \sqrt{6}$, что соответствует условию $\xi < 3/14$, имеется особое решение с поведением на бесконечности

$$y \approx \frac{\beta\sqrt{2U}}{\sqrt{6-\beta^2}} \sim e^{-\beta x/2}, \quad x \rightarrow +\infty, \quad (30)$$

которое является аттрактором для общего решения. Для этого решения отношение кинетической энергии скалярного поля к потенциальной стремится к постоянному пределу:

$$\frac{y^2}{2U(x)} \approx \frac{\beta^2}{6-\beta^2}, \quad x \rightarrow \infty, \quad (31)$$

а зависимость от временной координаты имеет вид

$$x = \frac{2}{\beta} \ln t, \quad H = \frac{2}{\beta^2 t}, \quad t \rightarrow +\infty. \quad (32)$$

При $\beta > \sqrt{6}$ в окрестности точки ($\rho = 1, \theta = 0$) вкладом потенциальной энергии можно пренебречь и динамика управляется кинетической энергией скалярного поля (кинетически-доминантная фаза). В этом случае поведение фазовых траекторий определяется формулой $y \approx \text{const} e^{-x\sqrt{3/2}}$ с временной зависимостью

$$x \approx \sqrt{\frac{2}{3}} \ln t, \quad H \approx \frac{1}{3t}, \quad t \rightarrow +\infty. \quad (33)$$

Рассмотрим теперь поведение фазовых траекторий в области фазовой плоскости $x \rightarrow -\infty$. Особой точке ($\rho = 1, \theta = \pi/2$) соответствует конечное значение синхронной временной координаты t . В окрестности этой точки потенциальными членами можно пренебречь, эволюция является кинетически-доминантной и временная зависимость функций описывается формулами (33), где теперь $t \rightarrow 0$. Кроме решений, начинающих эволюцию в окрестности сингулярной точки ($\rho = 1, \theta = \pi/2$), при $x \rightarrow -\infty$ имеется также особое решение, соответствующее сепаратрисе седловой точки ($\rho = 1, \theta = \pi$). Для этого решения $y^2 \ll U(x)$ при $x \rightarrow -\infty$ и

$$y \approx -\frac{U'(x)}{\sqrt{3U(x)}}, \quad (34)$$

где функция $U(x)$ определена приближенными соотношениями (22). Соответствующая эволюция является потенциально-доминированной, начинающейся в бесконечном прошлом. В окрестности этого решения расширение имеет характер инфляции. Для соответствующего параметра Хаббла имеем

$$H = M_0 \sqrt{\lambda U(x)/3}, \quad t \rightarrow -\infty. \quad (35)$$

В ведущем порядке, с учетом соотношения (22), получим $H = H_0 = \sqrt{\lambda/3} M_0/\xi$ и расширение является экспоненциальным: $a = \text{const} \cdot \exp(H_0 t)$. В том же порядке временная зависимость скалярного поля эйнштейновского представления определяется формулой $x = -\sqrt{6+1/\xi} \ln(-t)/2$. Из построенных фазовых портретов видно, что описывающее инфляцию особое решение является аттрактором для класса решений, соответствующие фазовые траектории которых лежат левее устойчивых сепаратрис особой точки $(0, 0)$. В частности, отсюда следует, что инфляция является довольно общим явлением. Из приведенных фазовых картин видно также, что возможны два разных сценария космологической динамики. В первом кинетическая энергия дилатонного поля в начале эволюции мала и соответствующие фазовые траектории в пределе $t \rightarrow +\infty$ стремятся к

устойчивой особой точке $(x_1, 0)$ и в результате происходит стабилизация скалярного поля в этой точке. Поскольку $U(x_1) > 0$, то в пределе $t \rightarrow +\infty$ имеет место экспоненциальное расширение. Для моделей второго типа начальная кинетическая энергия скалярного поля высока и скалярное поле стремится к $+\infty$ в пределе $t \rightarrow +\infty$. Фазовые траектории этих двух моделей разделяются устойчивыми сепаратрисами седловой точки $(0, 0)$.

5. *Картина космологической эволюции в представлении Йордана.* В предыдущем разделе мы рассмотрели качественное поведение космологических решений в эйнштейновском представлении. Соответствующую эволюцию в представлении Йордана можно получить конформным преобразованием. Синхронная временная координата t_J и масштабный фактор a , в йордановском представлении связаны с соответствующими величинами представления Эйнштейна соотношениями

$$t_J = \int \frac{dt}{\sqrt{1 + \xi\phi^2}}, \quad a_J = \frac{a}{\sqrt{1 + \xi\phi^2}}. \quad (36)$$

Заметим, что понятия расширения или сжатия являются зависящими от представления. Для параметра Хаббла в представлении Йордана имеем

$$H_J = \sqrt{\lambda} M_0 \sqrt{1 + \xi\phi^2} \left[\frac{1}{\sqrt{6}} \sqrt{y^2 + 2U(x)} - \frac{\xi\phi y}{\sqrt{1 + \xi(1 + 6\xi)\phi^2}} \right], \quad (37)$$

где мы воспользовались соотношением (24). Отсюда следует, что для потенциала (20) при $\xi \geq 0$ имеем $H_J > 0$, т.е. модели расширения эйнштейновского представления являются также моделями расширения представления Йордана.

Рассмотрим теперь космологическую эволюцию в представлении Йордана в окрестности особых точек. При $\xi < 3/14$ решения в окрестности точки $(\rho = 1, \theta = 0)$ описываются формулами (32). В представлении Йордана соответствующие формулы имеют вид

$$H_J \approx \frac{1/\xi - 2}{24 t_J}, \quad \phi \approx \text{const} \cdot t_J^{1/3}, \quad t_J \rightarrow +\infty. \quad (38)$$

При $\xi < 1/26$ это решение описывает ускоренное расширение и реализацию моделей квинтэссенса следует ожидать в его окрестности. При $\xi > 3/14$ поведение решений эйнштейновского представления в окрестности точки $(\rho = 1, \theta = 0)$ описывается формулами (33). В представлении Йордана имеем

$$H_J \approx \frac{\sqrt{1 + 1/6\xi} - 1}{3\sqrt{1 + 1/6\xi} - 1} \frac{1}{t_J}, \quad \phi \approx \text{const} \cdot t_J^{\frac{1}{3\sqrt{1 + 1/6\xi} - 1}}}, \quad t_J \rightarrow +\infty, \quad (39)$$

и соответствующее расширение является замедленным. В окрестности точки ($\rho = 1, \theta = \pi/2$) решение эйнштейновского представления описывается формулами (33) с $t \rightarrow 0$. Соответствующее поведение в представлении Йордана получается с учетом формул (36):

$$H_J \approx \frac{\sqrt{1+1/6\xi} + 1}{3\sqrt{1+1/6\xi} + 1} \frac{1}{t_J}, \quad \phi \approx \text{const} \cdot t_J^{\frac{1}{3\sqrt{1+1/6\xi} + 1}}, \quad t_J \rightarrow 0. \quad (40)$$

Вблизи точки ($\rho = 1, \theta = \pi$) аттрактором общего решения является решение, описываемое сепаратрисой седловой точки. С помощью формул эйнштейновского представления получим решение

$$a_J \approx \text{const} \cdot \frac{e^{-H_0 t_J}}{-t_J}, \quad \phi \approx \text{const} \cdot t_J, \quad t_J \rightarrow -\infty, \quad (41)$$

где постоянная H_0 определена после формулы (35). Это решение описывает инфляционное расширение. Что же касается точки $(x_1, 0)$, то, как уже отмечалось выше, в первом приближении в ее окрестности представления Эйнштейна и Йордана совпадают и расширение имеет экспоненциальный характер с масштабным фактором (28). Значения фигурируемых выше параметров можно оценить, сравнивая предсказания модели с современными наблюдательными данными. Согласно этим данным, плотность энергии Вселенной близка к критической и в настоящую эпоху расширения около 70% этой энергии обусловлено вкладом темной энергии. Отсюда для плотности темной энергии получаем оценку $\varepsilon_{de} \approx M_p^2 H^{(0)2} \approx 10^{-47} \text{ ГэВ}^4$, где $H^{(0)}$ - параметр Хаббла. В рассматриваемых выше моделях основной вклад в темную энергию дает потенциальная энергия скалярного поля, что необходимо для обеспечения ускоренного расширения. Как уже отмечалось выше, реализацию моделей квинтэссенса следует ожидать в окрестности особого решения (38) при значениях $\phi \gg M$. Как обычно принято в моделях квинтэссенса, полагая $\phi \sim M_p$, получим $\varepsilon_{de} \approx \lambda M^8 / M_p^4$. Отсюда, с учетом приведенной выше оценки для параметра λ , для значения массы получаем оценку $M \approx 10^5 \text{ ГэВ}$. Одним из основных параметров, характеризующих темную энергию, является отношение $w_{de} = p_{de} / \varepsilon_{de}$, где p_{de} - соответствующее давление. Наблюдательные ограничения на значения этого параметра получаются из данных об анизотропии реликтового излучения. В моделях с космологической постоянной в роли темной энергии для этого параметра имеем $w_{de} = -1$. В моделях с минимально связанным скалярным полем представления Эйнштейна и Йордана совпадают и w_{de} равен отношению давления и плотности энергии, задаваемых формулами (15). В этом случае это отношение является функцией от времени и имеем $w_{de} > -1$. В рассматриваемых же в данной статье моделях, неминимальная связь с

кривизной приводит к дополнительным вкладам в эффективные давление и плотность энергии скалярного поля и в результате к модификации формулы для w_{de} . Например, для решения (38), описывающего ускоренное расширение при $\xi < 1/26$, имеем $-1 < w_{de} \leq -0.85$. Однако нужно отметить, что при более детальном сравнении предсказаний рассматриваемой модели с наблюдательными данными следует учитывать также наличие темной и барионной материй, вклад которых в полную энергию Вселенной в настоящую эпоху составляет около 25% и 5% соответственно. Модели с учетом этих источников будут рассмотрены в следующей нашей работе.

6. Заключение. В данной работе мы рассмотрели модель космологической эволюции, в которой инфлатон и квинтэссенс объединены в единое скалярное поле с потенциалом (17) и с неминимальной связью с кривизной. Рассматриваемая форма потенциала была предложена Пиблсом и Виленкиным в работе [16], где рассмотрено минимально связанное поле. В этом случае одно и то же поле управляет хаотической инфляцией в ранние стадии эволюции, а в поздние стадии - ускоренным расширением квинтэссенсного типа, являющимся моделью темной энергии. В отличие от поля с минимальной связью, для скалярного поля с неминимальной связью эффективный потенциал эйнштейновского представления имеет локальный минимум при конечном значении поля. В первом приближении в его окрестности представления Эйнштейна и Йордана совпадают и расширение имеет экспоненциальный характер с масштабным фактором (28). Соответствующие решения описываются фазовыми траекториями, лежащими левее устойчивых сепаратрис седловой точки, соответствующей локальному минимуму потенциала, и могут быть основой модели темной энергии, альтернативной квинтэссенсу. В пределе $t \rightarrow +\infty$ предсказания этой модели те же, что и для моделей, основанных на ненулевой космологической постоянной, определяемой значением потенциала в точке минимума. Модели квинтэссенса реализуются при $\xi < 1/26$ решениями; фазовые траектории которых расположены правее указанных выше устойчивых сепаратрис. В ранние стадии эволюции модели инфляции описываются решениями, фазовые траектории которых лежат вблизи неустойчивой сепаратрисы седловой точки ($\rho = 1, \theta = \pi$). В представлении Йордана соответствующая эволюция описывается формулами (41) и имеет инфляционный характер.

Работа выполнена в рамках гранта 0124 Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: sahyar@server.physdep.r.am

ON QUINTESSENTIAL INFLATION MODELS WITH A NON-MINIMALLY COUPLED SCALAR FIELD

A.L.MKHITARYAN, A.A.SAHARIAN

We investigate the evolution of homogeneous and isotropic cosmological models driven by a non-minimally coupled scalar field. As a model for the scalar potential, the potential of the quintessential inflation is chosen, proposed by Peebles and Vilenkin. Possible scenarios of cosmological dynamics are described in Einstein and Jordan conformal frames. It is shown that, unlike to the model with a minimally coupled scalar field, a class of models exists for which during the cosmological expansion the scalar field is stabilized at finite value and the realizations of both models for dark matter is possible.

Key words: *Cosmology: quintessence: inflation*

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.J.Permutter, G.Aldering, M. Della Valle et al.*, Nature, **391**, 51, 1998.
2. *A.G.Riess, A.V.Filippenko, P.Challis et al.*, Astron. J., **116**, 1009, 1998.
3. *S.J.Permutter, G.Aldering, G.Goldhaber et al.*, Astrophys. J., **517**, 565, 1999.
4. *J.L.Tonry, B.P.Schmidt, B.Barris et al.*, Astrophys. J., **594**, 1, 2003.
5. *A.G.Riess, L.-G.Strolger, J.Tonry et al.*, Astrophys. J., **607**, 665, 2004.
6. *A.Clocchiatti, B.Schmidt, A.Filippenko et al.*, High Z SN Collaboration, astro-ph/0510155.
7. *R.R.Caldwell, R.Dave, P.J.Steinhardt*, Phys. Rev. Lett., **80**, 1582, 1998.
8. *I.Zlatev, L.Wang, P.J.Steinhardt*, Phys. Rev. Lett., **82**, 896, 1999.
9. *J.P.Uzan*, Phys. Rev., **D59**, 123510, 1999.
10. *T.Chiba*, Phys. Rev., **D60**, 083508, 1999.
11. *L.Amendola*, Phys. Rev., **D60**, 043501, 1999.
12. *F.Perrotta, C.Baccigalipi, S.Matarrese*, Phys. Rev., **D61**, 023507, 2000.
13. *D.J.Holden, D.Wands*, Phys. Rev., **D61**, 043506, 2000.
14. *N.Bartolo, M.Pietroni*, Phys. Rev., **D61**, 023518, 2000.
15. *А.Д.Линде*, Физика элементарных частиц и инфляционная космология. Наука, М., 1990.
16. *P.J.E.Peebles, A.Vilenkin*, Phys. Rev., **D59**, 063505, 1999.
17. *G.Felder, L.Kofman, A.Linde*, Phys. Rev., **D60**, 103505, 1999.
18. *M.Peloso, F.Rosati*, JHEP, **9912**, 026, 1999.