АСТРОФИЗИКА

ТОМ 54 НОЯБРЬ, 2011 ВЫПУСК 4

О КОНФОРМНЫХ АНАЛОГАХ ТЕОРИИ ЙОРДАНА-БРАНСА-ДИККЕ. II. (модели с учетом вакуумных явлений)

Р.М.АВАКЯН, Г.Г.АРУТЮНЯН, А.В.ОВСЕПЯН

Поступила 17 июня 2011
Принята к печати 24 августа 2011

Представленная статья посвящена циклу работ, выполненных на основе модифицированной тензорно-скалярной теории тяготения Йордана.Учитывая актуальность исследований, связанных с наличием вакуумных явлений в космической эволюции, рассмотрены некоторые стандартные космологические модели со скалярным полем и физическим вакуумом: доминирующее скалярное поле с учетом вакуумной энергии в различных конформных представлениях теории Йордана, а также модели при наличии обычного вещества, подчиняющегося общепринятым уравнениям состояния. Приводятся заслуживающие внимания результаты, которые в определенной степени согласуются с известными в настоящее время наблюдательными данными.

Ключевые слова: *космология:скалярное поле:энергия вакуума*

1. *Введение*. Наблюдательные данные в настоящее время поставили перед космологическими исследованиями ряд проблем. Кроме сингулярной природы эволюции Вселенной, встали вопросы об инфляционном изменении на начальной фазе развития и о стадии ускоренного расширения позднего этапа [1-4]. В работе рассматриваются космологические модели в рамках, так называемого, "эйнштейновского представления" тензорно-скалярной теории Йордана [5], когда скалярное поле является минимально связанным с тензорным полем, а также "собственного представления" этой теории с самосогласованным скалярным полем [6]. В первом случае космологическая постоянная Λ является ответственной за эффекты, связанные с вакуумной энергией, а во втором случае, по аналогии с Λ, введен космологический скаляр $\varphi(y)$, который в результате определенного конформного преобразования переходит в "эйнштейновскую" Λ. Известно, что исследования вакуумных эффектов на квантовом уровне свидетельствуют об ответственности их в феноменологии за космологическую постоянную Λ, причем утверждается, что в ранней де-Ситтеровской модели $\Lambda \sim H^4$ (H - постоянная Хаббла), а вакуумная энергия, индуцированная конденсатом КХD в поздние времена эволюции $\sim H$ [7-9].

В соответствии со сказанным, первоначально имеет смысл отбросить возможный вклад от всех видов энергии и выяснить роль Λ в "эйнштейновском" представлении, а также роль космологического скаляра в модифицированном варианте теории Йордана-Бранса-Дикке. Изложение материала разбито на два этапа. В первом разделе рассмотрено доминирующее скалярное поле в обоих вышеуказанных представлениях, а во втором - модели при наличии вещества, подчиняющегося общепринятым уравнениям состояния.

2. *Доминирующее скалярное поле с учетом вакуумной энергии.* Полевые уравнения в рамках "эйнштейновского" представления теории Йордана с использованием метрики ФРУ для плоской Вселенной

$$dS^2 = dt^2 - a^2(t)\left[dr^2 + r^2\left(d\theta^2 + \sin\theta\, d\varphi^2\right)\right], \tag{1}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\dot{\Phi} a^3\right) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{3\dot{a}^2}{a^2} = 8\pi G\frac{\dot{\Phi}^2}{2} + \Lambda, \tag{3}$$

$$\frac{2\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} = -8\pi G\frac{1}{2}\dot{\Phi}^2 + \Lambda, \tag{4}$$

где плотность энергии $\varepsilon = \Lambda + \frac{\dot{\Phi}^2}{2}8\pi G$, а давление $P = -\Lambda + \frac{\dot{\Phi}^2}{2}8\pi G$.

Уравнения (2)-(4) получены варьированием действия [10].

По аналогии с известной эйнштейновской критической плотностью энергии

$$\varepsilon_{co} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \tag{5}$$

(H_0 - современное значение параметра Хаббла) можно ввести $\varepsilon_c = 3H^2/8\pi G$ [11], и тогда полевые уравнения (2)-(4) приобретают прозрачный физический смысл. Уравнение (3) записывается в виде

$$1 = \frac{\varepsilon_{ck}}{\varepsilon_c} + \frac{\varepsilon_\Lambda}{\varepsilon_c} = \Omega_{ck} + \Omega_\Lambda, \tag{6}$$

где $\varepsilon_{ck} = \frac{\dot{\Phi}^2}{2}$, $\varepsilon_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G}$, $\Omega_{ck} = \frac{\varepsilon_{ck}}{\varepsilon_c}$, $\Omega_\Lambda = \frac{\varepsilon_\Lambda}{\varepsilon_c}$.

Таким образом, вклады энергии скалярного поля Ω_{ck} и поля, порожденного Λ-членом в течение всей эволюции в сумме дают единицу.

Подобным образом (4) можно привести к виду

$$2q + 1 = -3\Omega_{ck} + 3\Omega_\Lambda, \tag{7}$$

где $q = \ddot{a}a/\dot{a}^2$ - так называемый безразмерный параметр "замедления" или в более удобной форме

$$\frac{2}{3}\frac{\dot{H}}{H^2} + 1 = -\Omega_{ck} + \Omega_\Lambda. \tag{8}$$

Из соотношений (7) (или (8)) следует, что при взаимной компенсации вкладов скалярного и вакуумного полей, а также при их отсутствии $q = -1/2$, подобно тому, как это получается в ОТО.

Из (6) и (8), исключив Ω_Λ, будем иметь

$$\frac{\dot{H}}{3H^2} = -\Omega_{ck} = -\frac{\dot{\Phi}^2}{2}\frac{8\pi G}{3H^2}, \tag{9}$$

откуда, сделав естественное заключение $H = H(\Phi)$, получим

$$\dot{\Phi} = -\frac{2H'}{8\pi G} \tag{10}$$

и (3) принимает вид

$$3H^2 = \frac{2H'^2}{8\pi G} + \Lambda. \tag{11}$$

Из (11) имеем

$$\frac{dH}{d\Phi} = \sqrt{\frac{8\pi G}{2}\left(3H^2 - \Lambda\right)} \tag{12}$$

и в результате интегрирования

$$\text{при} \quad \Lambda > 0 \qquad H = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}\, ch\left(\sqrt{\frac{3}{2}8\pi G}(\Phi - \Phi_0)\right), \tag{13}$$

$$\text{при} \quad \Lambda < 0 \qquad H = \sqrt{\frac{|\Lambda|}{3}}\, sh\left(\sqrt{\frac{3}{2}8\pi G}(\Phi - \Phi_0)\right). \tag{14}$$

Тогда из (10) получаем

$$\Lambda > 0 \quad \Rightarrow \quad H = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}\, cth\left(\sqrt{3\Lambda}(t - t_0)\right), \tag{15}$$

$$\Lambda < 0 \quad \Rightarrow \quad H = \sqrt{\frac{|\Lambda|}{3}}\, \mathrm{tg}\left(\sqrt{3|\Lambda|} + (t - t_0)\right). \tag{16}$$

Параметр "замедления" q определяется из (7) с учетом (6)

$$q = -3\Omega_{ck} + 1 = 1 - 3\left(1 - \frac{\Lambda}{3H^2}\right). \tag{17}$$

С учетом (13) и (14)

$$\Lambda > 0 \quad \Rightarrow \quad q = -2 + \frac{3}{cth^2\left(\sqrt{3\Lambda}(t - t_0)\right)}, \tag{18}$$

$$\Lambda < 0 \quad \Rightarrow \quad q = -2 - \frac{3}{\mathrm{tg}\left(\sqrt{3|\Lambda|}(t - t_0)\right)}, \tag{19}$$

откуда следует, что $q \to 1$ при $t \to \infty$, т.е. расширение с ускорением возможно только в случае $\Lambda > 0$.

Таким образом, поведение $H = \dot{a}/a$ при достаточно больших значениях t ($t \to \infty$) оказывается $H = \sqrt{\Lambda/3}$, т.е. Λ, которое в данной задаче играет роль плотности вакуумной энергии и для поздней фазы развития Вселенной пропорционально H^2 ($\Lambda = 3H^2$).

Для выяснения роли космологического скаляра в собственном представлении теории Йордана, как и в предыдущей задаче, отбросим вклад всех видов материи, оставив только скалярное поле и индуцируемые им вакуумные эффекты, определяемые $\varphi(y)$.

Уравнения традиционной космологической задачи, соответствующей модифицированному действию теории ЙБД [6]

$$W = \frac{1}{c}\int\left\{-\frac{y}{2k}\left[R + 2\varphi(y) - \varsigma g^{\mu\nu}\frac{y_\mu y_\nu}{y^2}\right]\right\}\sqrt{-g}\, d^4x \tag{20}$$

имеют вид

$$\frac{\ddot{y}}{y} + \frac{3\dot{y}}{y}\frac{\dot{R}}{R} = \frac{2\varphi(y)}{2+2\varsigma}\left(1 - \frac{y}{\dot{y}}\frac{\dot{\varphi}}{\varphi}\right), \tag{21}$$

$$\frac{2\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} = -\frac{\ddot{y}}{y} - \frac{2\dot{R}}{R}\frac{\dot{y}}{y} - \frac{\varsigma}{2}\frac{\dot{y}^2}{y^2} + \varphi(y), \tag{22}$$

$$\frac{3\dot{R}^2}{R^2} = \frac{1}{2}\varsigma\frac{\dot{y}^2}{y^2} - \frac{3\dot{R}}{R}\frac{\dot{y}}{y} + \varphi(y). \tag{23}$$

Как уже отмечалось выше, исследования на квантовом уровне свидетельствуют о пропорциональности плотности вакуумной энергии H^n (H - параметр Хаббла, а n - на разных этапах эволюции Вселенной предположительно принимает различные значения).

Исходя из результатов, полученных в случае минимально связанного скалярного поля для позднего этапа развития Вселенной ($\Lambda = 3H^2$), имеет смысл предположить, что в аналогичной по смыслу задаче, когда космологический скаляр $\varphi(y)$ играет роль плотности вакуумной энергии,

$$\varphi(y) = \alpha H^2, \tag{24}$$

где α - безразмерная постоянная.

Если ввести обозначения $\psi = \dot{y}/y$, $H = \dot{R}/R$, то система полевых уравнений примет вид

$$\dot{\psi} + \psi^2 + 3\psi H = \frac{2\alpha H^2}{3+2\varsigma}\left(1 - \frac{2\dot{H}}{H\psi}\right), \tag{25}$$

$$2\dot{H} + 3H^2 = -\dot{\psi} - \psi^2\left(1 + \frac{\varsigma}{2}\right) - 2\psi H + \alpha H^2, \tag{26}$$

$$3H^2 = \frac{1}{2}\varsigma\psi^2 - 3\psi H + \alpha H^2. \tag{27}$$

Из (27)

$$\frac{\psi}{H} = \frac{3 \pm \sqrt{9 + 2\varsigma(3-\alpha)}}{\varsigma} \equiv \gamma, \tag{28}$$

откуда $\alpha \le 3 + 9/2\varsigma$.

Имея в виду (28), из (26) получаем

$$\frac{\dot{H}}{H^2}=\frac{\gamma(1-\gamma(1+\varsigma))}{2+\gamma}\equiv -A\,, \tag{29}$$

откуда

$$H=\frac{H_0}{1+AH_0(t-t_0)}, \tag{30}$$

$$\frac{a}{a_0}=(1+AH_0(t-t_0))^{1/A}\,, \tag{31}$$

$$\frac{y}{y_0}=\left(\frac{a}{a_0}\right)^{\gamma}=(1+AH_0(t-t_0))^{\gamma/A}\,, \tag{32}$$

$$Q=1-A\,. \tag{33}$$

Если оценить γ и A для больших значений положительного ς (что следует из наблюдательных данных в пределах солнечной системы [6]), то

$$\gamma\approx\pm\sqrt{\frac{2(3-\alpha)}{\varsigma}},\quad A\approx(3-\alpha)\,.$$

Отрицательные значения γ исключаются из рассмотрения, поскольку $H>0$ ($\dot{a}/a>0$) для расширяющейся Вселенной.

Положительное q получается при $A<1$, что соответствует $\alpha>2$, а из (28) имеем оценку $\alpha<3$, т.е. расширяющаяся Вселенная в рамках данной модели получается для плотности вакуумной энергии $\varphi=\alpha H^2$, если $2<\alpha<3$.

3. *Космологическая задача в случае плоской Вселенной с учетом вакуумных явлений*. Имея в виду, что на позднем этапе эволюции Вселенной общепризнанным считается пылеобразное уравнение состояния $P\ll\varepsilon$, система полевых уравнений принимает вид

$$\frac{\ddot{y}}{y}+\frac{3\dot{a}}{a}\frac{\dot{y}}{y}=\frac{8\pi G}{y}\frac{T}{(3+2\varsigma)}+\frac{2}{3+2\varsigma}\left(\varphi-y\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right), \tag{34}$$

$$\frac{3\dot{a}^2}{a^2}=\frac{8\pi G\varepsilon}{y}+\frac{\varsigma}{2}\frac{\dot{y}^2}{y^2}-\frac{3\dot{a}}{a}\frac{\dot{y}}{y}+\varphi(y), \tag{35}$$

$$\frac{2\ddot{a}}{a}+\frac{\dot{a}^2}{a^2}=-\frac{\ddot{y}}{y}-\frac{2\dot{a}}{a}\frac{\dot{y}}{y}-\frac{\varsigma}{2}\frac{\dot{y}^2}{y^2}+\varphi(y), \tag{36}$$

где $T=\varepsilon-3P$ - след тензора энергии - импульса, $T_{ik}=(\varepsilon+P)u_iu_k-Pg_{ik}$.

Если предположить, что $\varphi=y\Lambda$ и уравнение (35) представить в виде, подобном (6), то естественное обозначение вклада вакуумной плотности $\Omega_\Lambda\equiv y\Lambda/3H^2$ с учетом признанной его оценки $\Omega_\Lambda\approx 2/3$ [2] приводит к выводу $\varphi=\alpha H^2$, который можно использовать для определения динамики остальных физических величин. В результате (34) записывается в виде $\dot{y}a^3=Bt$ ($B=\dfrac{8\pi G\varepsilon_0}{3+2\varsigma}$). Принимая обозначение $ya^3=Bf(t)$, а также $\dot{a}/a=u/f(t)$, систему полевых уравнений (34)-(36) можно представить в виде

$$\dot{f} = t + 3u\,, \tag{37}$$

$$(3-\alpha)u^2 + 3ut - \frac{\varsigma}{2}t^2 - (3+2\varsigma)f = 0\,, \tag{38}$$

$$2q + 1 = -\frac{f}{u^2} + \frac{t\dot{f}}{u^2} - \frac{t^2}{u^2}\left(1 + \frac{\varsigma}{2}\right) - \frac{2t}{u} + \alpha\,. \tag{39}$$

Далее, дифференцируя (38) по t

$$\dot{u}[2u(3-\alpha) + 3t] - \varsigma t + 3u - (3+2\varsigma)\dot{f} = 0\,,$$

и учитывая (37), а также вводя $\upsilon = 2u + \frac{3}{3-\alpha}t$, получаем уравнение

$$\upsilon\dot{\upsilon} - \frac{3}{3-\alpha}\upsilon(3+2\varsigma) + \frac{6(1+\varsigma)}{(3-\alpha)^2}\alpha t = 0\,. \tag{40}$$

При отсутствии φ $(\alpha = 0)$ (40) удовлетворяется двумя решениями: $\upsilon = 0$ и $\dot{\upsilon} = (3+2\varsigma)$.

В случае $\dot{\upsilon} = (3+2\varsigma)$

$$\dot{u} = \varsigma + 1\,, \quad u = (\varsigma+1)t + u_0\,;$$

$$\dot{f} = (3\varsigma+4)t + 3u_0\,, \quad f = \frac{(3\varsigma+4)t^2}{2} + 3u_0 + f_0 \tag{41}$$

и общее решение для $y(t)$ и $a(t)$ получается из соотношений

$$H = \frac{\dot{a}}{a} = \frac{u}{f} = \frac{(\varsigma+1)t + u_0}{\frac{(3\varsigma+4)t^2}{2} + 3u_0t + f_0}\,,$$

$$\frac{\dot{y}}{y} = \frac{t}{f} = \frac{t}{\frac{(3\varsigma+4)t^2}{2} + 3u_0t + f_0}\,. \tag{42}$$

При нулевых константах, интегрирование (42) дает известное частное решение [12], которое, кстати, получается из (42) в предельном случае больших значений ς:

$$y = y_0t^{2/(3\varsigma+4)}\,, \quad a = a_0t^{2(\varsigma+1)/(3\varsigma+4)}\,, \tag{43}$$

при этом коэффициент "замедления" $q = \dot{H}/H^2 + 1$ равен

$$q = 1 + \frac{1}{H}\left(\frac{\dot{u}}{u} - \frac{\dot{f}}{f}\right) = -\frac{1}{2} - \frac{1}{2(\varsigma+1)}\,, \tag{44}$$

что согласуется с уравнением (39). т.е. вклад скалярного поля тоже отрицателен, но ничтожно мал. Решение $\upsilon = 0$ не удовлетворяет (39).

Решение при $\varphi \neq 0$ удобно искать, переписав (40) в виде

$$\dot{\upsilon} + \beta\frac{t}{\upsilon} - \gamma = 0\,, \tag{45}$$

где $\beta = \dfrac{6\alpha(1+\varsigma)}{(3-\alpha)^2}$, $\gamma = \dfrac{3(3+2\varsigma)}{3-\alpha}$, который с учетом обозначения $z = \upsilon/t$ сводится к

$$\frac{z\,dz}{\gamma z - z^2 - \beta} = \frac{dt}{t}. \tag{46}$$

Интегрируя (46), в результате получаем

$$ct = \frac{\left[\sqrt{\frac{\gamma^2}{4} - \beta} - \frac{\gamma}{2} + \frac{\upsilon}{t}\right]^{\frac{1}{2\sqrt{\frac{\gamma^2}{4}-\beta}}\left(\frac{\gamma}{2}-\sqrt{\frac{\gamma^2}{4}-\beta}\right)}}{\left[\sqrt{\frac{\gamma^2}{4} - \beta} + \frac{\gamma}{2} - \frac{\upsilon}{t}\right]^{\frac{1}{2\sqrt{\frac{\gamma^2}{4}-\beta}}\left(\frac{\gamma}{2}+\sqrt{\frac{\gamma^2}{4}-\beta}\right)}}, \tag{47}$$

откуда приходим к очевидному заключению о существовании частного решения, по структуре аналогичного частному решению, полученному при $\alpha = 0$ (из (40) следует, что $\upsilon/t = \dot{\upsilon}$):

$$\frac{\upsilon}{t} = \dot{\upsilon} = \frac{\gamma}{2} \pm \sqrt{\frac{\gamma^2}{4} - \beta} = \frac{3}{2}\frac{(3+2\varsigma)}{(3-\alpha)} \pm \sqrt{\frac{9}{4}\frac{(3+2\varsigma)^2}{(3-\alpha)^2} - \frac{6\alpha(1+\varsigma)}{(3-\alpha)^2}} \tag{48}$$

второй (нижний) корень не удовлетворяет уравнению (39).

Параметр "замедления" q вычисляется по схеме решения предыдущей задачи

$$q = -\frac{1}{2} - \frac{1}{\frac{\upsilon}{t} - \frac{3}{3-\alpha}} = -\frac{1}{2} - \frac{3-\alpha}{\frac{3}{2}(3+2\varsigma)\left[1 + \sqrt{1 - \frac{8}{3}\frac{\alpha(1+\varsigma)}{(3+2\varsigma)^2}}\right] - 3}. \tag{49}$$

В предельном случае $\alpha = 0$ переходит в (44). При больших значениях ς параметр

$$q = -\frac{1}{2} - \frac{1}{2(1+\varsigma)} + \frac{\alpha}{6(1+\varsigma)} \tag{50}$$

становится положительным при $\alpha > 3(2+\varsigma)$.

Общее решение поставленной задачи с $\varphi = \alpha H^2$ сводится к интегрированию уравнений

$$\frac{2\dot{H}}{H^2} = -\frac{\dot{\psi}}{H^2} - z^2\left(1 + \frac{\varsigma}{2}\right) - 2z + \alpha - 3, \tag{51}$$

$$\frac{\dot{\psi}}{H^2} + z^2 + 3z = \frac{\Omega_m}{(3+2\varsigma)} + \frac{2\alpha}{3+2\varsigma} - \frac{4\alpha}{(3+2\varsigma)z}\frac{\dot{H}}{H^2}, \tag{52}$$

$$1 = \Omega_m + \frac{\varsigma}{6}z^2 - z + \frac{\alpha}{3}. \tag{53}$$

Здесь введены обозначения

$$\psi = \frac{\dot{y}}{y}, \quad H = \frac{\dot{a}}{a}, \quad z = \frac{\psi}{H}, \quad \Omega_m = \frac{8\pi G\varepsilon_0}{3H^2 y}. \tag{54}$$

Из (53), решая квадратное уравнение относительно z, можно получить

$$z = \frac{1 \pm \sqrt{1 + \frac{2\varsigma}{3}\left(1 - \Omega_m - \frac{\alpha}{3}\right)}}{\varsigma/3}, \tag{55}$$

а исключая $\dot{\psi}/H^2$ из (51), (52) выделить коэффициент "замедления" $q = \frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} = \frac{\dot{H}}{H^2} + 1$

$$q = 1 + \frac{1}{3[2\alpha - (3 + 2\varsigma)z]}\left[3(5 + 3\varsigma)z - 3z^2(\varsigma + 1)\right] + \frac{\varsigma}{4}z^3 - \alpha z(8 + 3z), \tag{56}$$

который при больших значениях ς $\left(z \approx \sqrt{\frac{6}{\varsigma}\left(1 - \Omega_m - \frac{\alpha}{3}\right)}\right)$ стремится к предельному значению

$$q_0 \approx -\frac{1}{2} - \frac{5}{4}(1 - \Omega_m) + \frac{11}{12}\alpha,$$

при $\alpha = 0$ и $\Omega_m = 1$ совпадающему с эйнштейновским результатом.

Если подобную задачу с $\varphi = \alpha H^2$ рассматривать для радиационно-доминантной стадии развития Вселенной, то (34) в силу уравнения состояния $P = \frac{1}{3}\varepsilon$ принимают вид $\dot{y}R^3 = D = \text{const}$. В этом случае целесообразно использовать обозначения

$$\frac{dt}{R} = d\eta, \quad y = \frac{Df}{R^2} \Rightarrow y' = \frac{dy}{d\eta} = \frac{1}{f}.$$

В результате задача сводится к интегрированию уравнений

$$f' = 1 + 2\dot{R}f, \tag{57}$$

$$\dot{R}^2 f^2 = \left(1 - \frac{\alpha}{3}\right)\left(\frac{\chi\varepsilon_0}{3D}f - \frac{\varsigma}{6}\right) - \dot{R}f. \tag{58}$$

Из (58) получаем

$$\dot{R}f = -\frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + \left(1 - \frac{\alpha}{3}\right)\left(\frac{\chi\varepsilon_0}{3D}f + \frac{\varsigma}{6}\right)},$$

и следовательно,

$$f' = 1 + 2\dot{R}f = \pm\sqrt{1 + 4\left(1 - \frac{\alpha}{3}\right)\left(\frac{\chi\varepsilon_0}{3D}f + \frac{\varsigma}{6}\right)},$$

откуда

$$f = \frac{1}{3}\left(1 - \frac{\alpha}{3}\right)\frac{\chi\varepsilon_0}{D}(\eta - \eta_0)^2 - \frac{1 + \frac{2\varsigma}{3}\left(1 - \frac{\alpha}{3}\right)}{\frac{4}{3}\frac{\chi\varepsilon_0}{D}\left(1 - \frac{\alpha}{3}\right)}. \tag{59}$$

Параметр замедления при этом равен

$$q = 1 + \frac{1}{\frac{2}{3}\left(1 - \frac{\alpha}{3}\right)\frac{\chi\varepsilon_0}{D}(\eta - \eta_0) - 1}. \tag{60}$$

$q > 0$ при условии $\frac{2}{3}\left(1 - \frac{\alpha}{3}\right)\frac{\chi\varepsilon_0}{D}(\eta - \eta_0) > 0$, т.е. при $D > 0$ и $\alpha < 3$ и $D < 0 \Rightarrow \alpha > 3$. В пределе при $t \to \infty$ имеем $q \to 1$, как и в [13].

4. *Заключение*. В работе сделана попытка построить классические космологические модели с учетом энергии вакуума. В основу положены соображения, связанные с тем, что энергию вакуума на квантово-механическом уровне можно считать ответственной за космологическую постоянную Λ в классической теории гравитации [14], и соответственно считать Λ пропорциональной постоянной Хаббла H^n (степень n на разных этапах эволюции меняется).

В настоящей работе в рамках модифицированной тензорно-скалярной теории Йордана рассматриваются различные варианты космологических моделей. Предполагается, что наличие в лагранжиане космологического скаляра $\varphi(y)$ обусловлено вакуумными эффектами. Изложение материала разбито на две части. В первой рассматриваются случаи доминирующего скалярного поля с учетом вакуумной энергии для плоской Вселенной с использованием метрики ФРУ. Сначала задача представлена в рамках "эйнштейновского" представления теории Йордана, в которой $\varphi(y)$ превращается в обычную космологическую постоянную Λ. Минимально связанное скалярное поле в этом представлении позволяет записывать полевые уравнения через величины, играющие роль вкладов плотностей различных видов энергии [15]. В итоге интерпретация полученных результатов значительно упрощается и сводится к тому, что, во-первых, расширение с ускорением возможно только при $\Lambda > 0$, и, во-вторых, на позднем этапе развития постоянная Хаббла H связана с Λ в виде $H = \sqrt{\Lambda/3}$. Далее рассматривается аналогичная задача, но уже в собственном представлении модифицированного варианта теории Йордана. Здесь на основе ранее полученной связи H и Λ выбран вид космологического скаляра - $\varphi(y) = \alpha H^2$. В итоге расширение с ускорением оказывается возможным, если $2 < \alpha < 3$.

Во втором разделе работы представлены космологические модели в собственном представлении модифицированной теории Йордана, но уже при наличии вещества-сначала пылеобразная плоская Вселенная, а затем рассмотрена радиационная эпоха развития в присутствии $\varphi(y) = \alpha H^2$. Во всех случаях вывод оказался аналогичным. Только при наличии космологического скаляра, интерпретируемого как плотность вакуумной энергии, на позднем этапе развития Вселенной возможно ускоренное расширение.

Кафедра теоретической физики им. академика Г.С.Саакяна, ЕГУ, Армения, e-mail: rolavag@ysu.am hagohar@ysu.am ahovs@mail.ru

ON CONFORMAL ANALOGIES OF JORDAN-BRANS-DICKE THEORY. II

R.M.AVAGYAN, G.H.HARUTUNYAN, A.V.HOVSEPYAN

The presented paper devoted to the circle of works, which are done on the base of Modified Tensor-scalar theories of Jordan-Brans-Dicke. Taking into account modernity of investigations, related with the presence of vacuum behavior in cosmic evolution, standard cosmological models are considered in the presence of scalar field and physical vacuum. Particularly, models of dominant scalar field with considering vacuum energy in different conformal frames of JBD theory, and also models in the presence of normal matter, which obeys to common equations of state, are presented. Very interesting results are obtained, which are in good agreement with current observational data.

Key words: *cosmology:scalar field:vacuum energy*

ЛИТЕРАТУРА

1. *N.Brown*, High redshift Supernovae: Cosmological implications, Nuovo Cim. B, **120**, 2005, pp.667-676.
2. *E.T.Copeland*, *M.Sami*, *S.Tsujikawa*, Dynamics of Dark Energy, Int. J. Mod. Phys., **D15**, 2006, pp.1753-1936.
3. *V.Sahni*, *A.A.Starobinsky*, Int. J. Mod. Phys., **D9**, 2000, p.273.
4. *E.G.Aman*, *M.A.Markov*, Oscillating Universe, TMF 58(2), pp.163-168, 194.
5. *Р.М.Авакян*, *Г.Г.Арутюнян*, Астрофизика, **48**, 633, 2005.
6. *Р.М.Авакян*, *Г.Г.Арутюнян*, *В.В.Папоян*, Астрофизика, **48**, 455, 2005.
7. *S.Carneiro*, Int. J. Mod. Phys., **D15**, 2241, 2006
8. *R.Schutzhold*, Phys. Rev. Lett., **89**, 081302, 2002.
9. *A.A.Starobinsky*, Phys. Rev. Lett., **D91**, 99, 1980.
10. *Г.Г.Арутюнян*, *В.В.Папоян*, Астрофизика, **44**, 483, 2001.
11. *Р.М.Авакян*, *Г.Г.Арутюнян*, *А.В.Овсепян*, Астрофизика, **53**, 317, 2010.
12. *S.Weinderg*, "Gravitation and Cosmology" John Wiley and Sons, New York, 1972.
13. *Р.М.Авакян*, *Г.Г.Арутюнян*, Астрофизика, **51**, 151, 2008.
14. *A.A.Starobinsky*, Phys. Lett., **B1117**, 175, 1982.
15. *E.V.Chubaryan*, *R.V.Avagyan*, *G.G.Harutunyan*, *A.S.Piloyan*, Universe evolution in the Einstein frame of Jordan-Brans -Dicke theory, Proccedings of the YSU, 49-58, 2010.