

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ



ЖАС ҒАЛЫМДАР КЕҢЕСІ



Студенттер мен жас ғалымдардың
«ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ БІЛІМ - 2016» атты
XI Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XI Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«НАУКА И ОБРАЗОВАНИЕ - 2016»

PROCEEDINGS
of the XI International Scientific Conference
for students and young scholars
«SCIENCE AND EDUCATION - 2016»

2016 жыл 14 сәуір
Астана

**ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ**

**Студенттер мен жас ғалымдардың
«Ғылым және білім - 2016»
атты XI Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ**

**СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XI Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«Наука и образование - 2016»**

**PROCEEDINGS
of the XI International Scientific Conference
for students and young scholars
«Science and education - 2016»**

2016 жыл 14 сәуір

Астана

ӘӨЖ 001:37(063)

КБЖ 72:74

Ғ 96

Ғ96 «Ғылым және білім – 2016» атты студенттер мен жас ғалымдардың XI Халық. ғыл. конф. = XI Межд. науч. конф. студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2016» = The XI International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2016» . – Астана: [http://www.enu.kz/ru/nauka/ nauka-i-obrazovanie/](http://www.enu.kz/ru/nauka/nauka-i-obrazovanie/), 2016. – б. (қазақша, орысша, ағылшынша).

ISBN 978-9965-31-764-4

Жинаққа студенттердің, магистранттардың, докторанттардың және жас ғалымдардың жаратылыстану-техникалық және гуманитарлық ғылымдардың өзекті мәселелері бойынша баяндамалары енгізілген.

The proceedings are the papers of students, undergraduates, doctoral students and young researchers on topical issues of natural and technical sciences and humanities.

В сборник вошли доклады студентов, магистрантов, докторантов и молодых ученых по актуальным вопросам естественно-технических и гуманитарных наук.

ӘӨЖ 001:37(063)

КБЖ 72:74

ISBN 978-9965-31-764-4

©Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия
ұлттық университеті, 2016

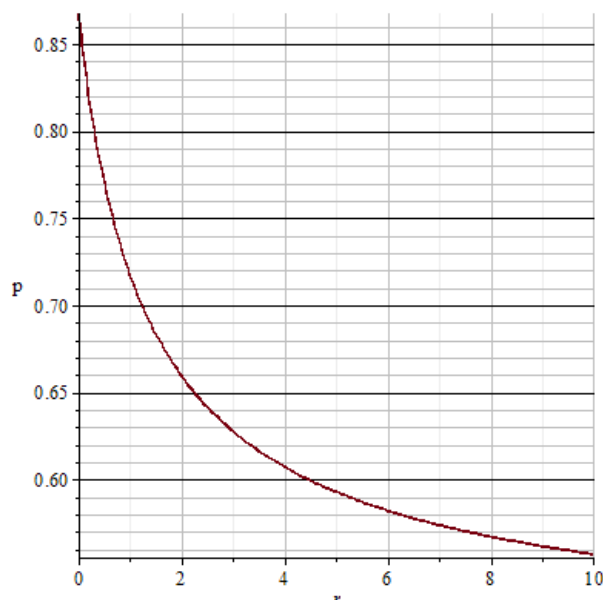


Рисунок 3. График зависимости давления p_t от координаты r .

В данной работе было рассмотрено модель кротовой норы в $F(T)$ гравитации. Было найдено уравнение поля для сферически симметричной и статичной кротовой норы Морриса-Торна. Было построены графики плотности и давлений. Найденные точные решения для плотности и давлений удовлетворяют слабому энергетическому условию, которое означает что плотность энергии любой системы в любой точке пространства-времени для любого наблюдателя положительна ($\rho > 0$ и $\rho + p \geq 0$), а когда наблюдатель движется со скоростью света она имеет четко определенный предел, называемый нулевым энергетическим условием ($\rho + p \geq 0$).

Список использованных источников

1. Mubasher Jamil, Davood Momeni, Ratbay Myrzakulov. Wormholes in a Viable $f(T)$ Gravity // Eur. Phys. J. C. 2013. № 73. P. 2267.
2. Mauricio Cataldo, Luis Liempi, Pablo Rodriguez. Morris-Thorne wormholes in static pseudo-spherically symmetric spacetimes // Phys. Rev. D. 2015. Vol. 91. № 12.
3. Jos'e P. S. Lemos, Francisco S. N. Lobo, Sergio Quinet de Oliveira. Morris -Thorne wormholes with a cosmological constant // Phys. Rev. D. 2003. Vol. 68. № 6.
4. Abdul Jawad and Shamaila Rani. Lorentz Distributed Noncommutative Wormhole Solutions in Extended Teleparallel Gravity // Eur. Phys. J. C. 2015. № 75. P. 173.

УДК 524.832

МОДЕЛЬ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ С МОДИФИЦИРОВАННЫМ ЛАГРАНЖИАНОМ

Бисенова Асемгуль Сериковна

Asemok93@mail.ru

Магистрант 2 курса кафедры общей и теоретической физики ЕНУ им. Л.Н.Гумилева,
Астана, Казахстан

Научный руководитель - О.В. Разина

Скалярные поля могут играть важную роль в описании ранней Вселенной, а также позднего времени космической эволюции. Скалярно-тензорные теории гравитации широко

изучены в качестве альтернативы общей теории относительности. Гравитация Бранс-Дикке [1] является одной из таких самых простых теории, которая построена в соответствии с принципом Маха: свойство инерции материальных тел возникает из-за их взаимодействия с веществом, распределенным во Вселенной [2].

Уравнение поля получим из общего действия

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} [\rho R + 2K(X, \varphi)], \quad (1)$$

где $K = X^2 + X - V(\varphi)$, при $X = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2$, $\varphi = \varphi_0 t^\alpha$.

Рассмотрим плоскую, однородную и изотропную метрику Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ) [3]

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (2)$$

где $a(t)$ - масштабный фактор.

Для метрики ФРУ (2) корень из метрического тензора и скалярная кривизна равны

$$\sqrt{-g} = a^3, \quad (3)$$

$$R = 6 \left(\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} \right). \quad (4)$$

В итоге действие (1) с учетом (3) и (4) примет следующий вид

$$S = \int d^4x (3\dot{a}a^2\dot{\varphi} + 3\dot{a}^2a\varphi - a^3K). \quad (5)$$

Найдем уравнения поля, используя уравнение Эйлера-Лагранжа и условие «нулевой энергии».

Уравнение Эйлера-Лагранжа для масштабного фактора $a(t)$

$$L_a - (L_{\dot{a}})_t = 0, \quad (6)$$

$$L = 3\dot{a}a^2\dot{\varphi} + 3\dot{a}^2a\varphi - a^3K, \quad (7)$$

$$L_a = 6\dot{a}\dot{\varphi}a + 3\dot{a}^2\varphi - 3a^2K, \quad (8)$$

$$L_{\dot{a}} = 3a^2\dot{\varphi} + 6\dot{a}a\varphi, \quad (9)$$

$$(L_{\dot{a}})_t = 6a\dot{a}\dot{\varphi} + 3a^2\ddot{\varphi} + 6\dot{a}\ddot{a}\varphi + 6\dot{a}^2\varphi + 6\dot{a}^2 + 6\dot{a}a\dot{\varphi}. \quad (10)$$

В результате уравнение (6) примет вид

$$3H^2 + 2\dot{H} = -p, \quad (11)$$

$$p = \frac{\ddot{\varphi} - 2H\dot{\varphi} - 2\dot{H}\varphi - K}{\varphi}, \quad (12)$$

где $H = \frac{\dot{a}}{a}$ - параметр Хаббла, $K = X^2 + X - V(\varphi)$, при $X = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2$, $\varphi = \varphi_0 t^\alpha$.

Уравнение Эйлера-Лагранжа для скалярного поля $\varphi(t)$

$$L_\varphi - (L_{\dot{\varphi}})_t = 0, \quad (13)$$

$$L_\varphi = 3\dot{a}^2a - a^3K, \quad (14)$$

$$L_{\dot{\varphi}} = 3\dot{a}a^2 - a^3K_X X_{\dot{\varphi}} = 3\dot{a}a^2 - a^3K_X\dot{\varphi}, \quad (15)$$

$$(L_{\dot{\varphi}})_t = 3\ddot{a}a^2 + 6\dot{a}^2a - 3a^2\dot{a}K_X\dot{\varphi} - a^3\dot{K}_X\dot{\varphi} - a^3K_X\ddot{\varphi}. \quad (16)$$

В результате уравнение (13) примет вид

$$\ddot{\varphi}K_X + (3HK_X + \dot{K}_X)\dot{\varphi} - K_\varphi - 3\dot{H} - 6H^2 = 0. \quad (17)$$

Условие "нулевой энергии"

$$L_a\dot{a} + L_{\dot{\varphi}}\dot{\varphi} - L = 0, \quad (18)$$

$$3H^2 = \rho, \quad (19)$$

где $\rho = \frac{-3H\dot{\phi} + K_X \dot{\phi}^2 - K}{\phi}$.

Система уравнений движения для действия (1) с учетом метрики ФРУ (2) имеет вид

$$3H^2 + 2\dot{H} = -p, \quad (20)$$

$$3H^2 = \rho, \quad (21)$$

$$\ddot{\phi}K_X + (3HK_X + \dot{K}_X)\dot{\phi} - K_\phi - 3\dot{H} - 6H^2 = 0, \quad (22)$$

где $\rho = \frac{-3H\dot{\phi} + K_X \dot{\phi}^2 - K}{\phi}$, $p = + \frac{\ddot{\phi} + 2H\dot{\phi} + 2\dot{H}\phi + K}{\phi}$.

Подставляя соответственно в систему уравнений движения следующие значения K , K_X , K_ϕ , $\dot{K}_X$, при $K_X = \dot{\phi}^2 + 1$, $\dot{K}_X = 2\dot{\phi}\ddot{\phi}$, $K_\phi = 0$ система (20)-(22) примет вид

$$3H^2 = \frac{-3H\dot{\phi} + \frac{3}{4}\dot{\phi}^4 + \frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi)}{\phi} = \rho, \quad (23)$$

$$3H^2 + 2\dot{H} = - \frac{\ddot{\phi} + 2H\dot{\phi} + \frac{\dot{\phi}^4}{4} \frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi)}{\phi} = -p, \quad (24)$$

$$\ddot{\phi}(3\dot{\phi}^2 + 1) + 3H\dot{\phi}(\dot{\phi}^2 + 1) + V_\phi - 3\dot{H} - 6H^2 = 0. \quad (25)$$

Уравнения (23) и (24) – это уравнения Фридмана, уравнение (25) – это уравнение Клейн-Гордона.

Система уравнений движения (23) - (25) имеет следующее решение

$$a = \exp \left\{ - \frac{\phi_0 \alpha^4 t^{3\alpha-2}}{(5\alpha-6)(6\alpha-4)} - \frac{\phi_0 \alpha t^\alpha}{2-\alpha} - \frac{\alpha^2 \ln(t)}{\alpha+2} + \frac{\alpha \ln(t)}{-2-\alpha} + \frac{C_1 t^{0,5\alpha-1}}{0,5\alpha+1} \right\}, \quad (26)$$

где C_1 , ϕ_0 , α - константы интегрирования.

Параметр Хаббла

$$H = \frac{\alpha^4 \phi_0^3 t^{3\alpha-3}}{6-5\alpha} - \frac{\alpha^2 \phi_0 t^{\alpha-1}}{\alpha-2} + \frac{\alpha t^{-1}}{\alpha+2} (\alpha-1) + C_1 t^{\frac{1}{2}\alpha} \quad (27)$$

Масштабный фактор $a(t)$, график которого представлен на рисунке 1, имеет вид

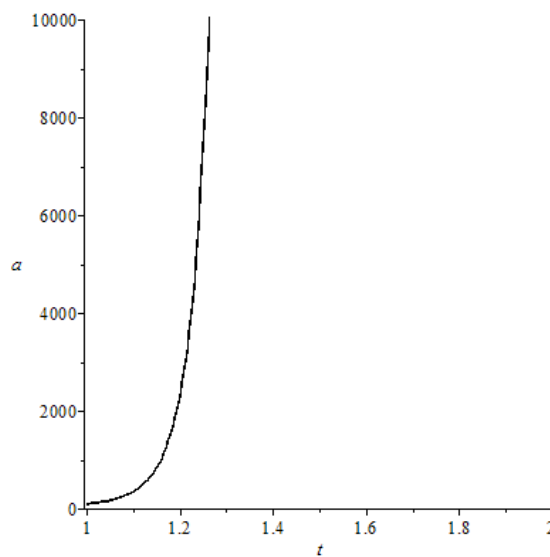


Рис.1. Зависимость масштабного фактора a от времени t , при $C_1 = 15$, $\phi_0 = 0.1$, $\alpha = 5$.

$$V(t) = 3 \left(\frac{\alpha^4 \varphi_0^3 t^{3\alpha-3}}{6-5\alpha} - \frac{\alpha^2 \varphi_0 t^{\alpha-1}}{\alpha-2} + \frac{\alpha t^{-1}}{\alpha+2} (\alpha-1) + C_1 t^{\frac{1}{2}\alpha} \right)^2 \varphi_0 t^\alpha + \frac{3\varphi_0 \alpha^2 t^{\alpha-2}}{\alpha+2} (\alpha-1) +$$

$$+ 3\varphi_0 \alpha^4 t^{4\alpha-4} \left(\frac{\alpha}{6-5\alpha} - \frac{1}{4} \right) - \varphi_0^2 \alpha^2 t^{2\alpha-2} \left(\frac{3\alpha}{\alpha-2} + \frac{1}{2} \right) + 3C_1 \varphi_0 \alpha t^{\frac{3}{2}\alpha-1}, \quad (28)$$

$$V(\varphi) = 3 \left(\frac{\alpha^4 \varphi_0^3 \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \right)^{3\left(\frac{\alpha-1}{\alpha} \right)}}{6-5\alpha} - \frac{\alpha^2 \varphi_0 \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \right)^{\alpha-1}}{\alpha-2} + \frac{\alpha \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \right)^{\frac{1}{\alpha}}}{\alpha+2} (\alpha-1) + C_1 \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \right)^{\frac{1}{2}\alpha} \right)^2 \varphi_0 \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \right) + \frac{3\varphi_0 \alpha^2 \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \right)^{\left(\frac{\alpha-2}{\alpha} \right)}}{\alpha+2} (\alpha-1) +$$

$$+ 3\varphi_0 \alpha^4 \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \right)^{4\left(\frac{\alpha-1}{\alpha} \right)} \left(\frac{\alpha}{6-5\alpha} - \frac{1}{4} \right) - \varphi_0^2 \alpha^2 \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \right)^{2\left(\frac{\alpha-1}{\alpha} \right)} \left(\frac{3\alpha}{\alpha-2} + \frac{1}{2} \right) + 3C_1 \varphi_0 \alpha \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \right)^{\frac{3}{2}\frac{\alpha-1}{\alpha}}. \quad (29)$$

Плотность энергии и давление

$$\rho = 3 \left(\frac{\alpha^4 \varphi_0^3 t^{3\alpha-3}}{6-5\alpha} - \frac{\alpha^2 \varphi_0 t^{\alpha-1}}{\alpha-2} + \frac{\alpha t^{-1}}{\alpha+2} (\alpha-1) + C_1 t^{\frac{1}{2}\alpha} \right)^2, \quad (30)$$

$$p = -3 \left(\frac{\alpha^4 \varphi_0^3 t^{3\alpha-3}}{6-5\alpha} - \frac{\alpha^2 \varphi_0 t^{\alpha-1}}{\alpha-2} + \frac{\alpha t^{-1}}{\alpha+2} (\alpha-1) + C_1 t^{\frac{1}{2}\alpha} \right)^2 - \varphi_0^3 \alpha^4 t^{3\alpha-4} \left(\frac{\alpha}{6-5\alpha} - 1 \right) +$$

$$+ \varphi_0 \alpha^2 t^{\alpha-2} \left(\frac{\alpha}{\alpha-2} + 1 \right) - \alpha t^{-2} \left(\frac{\alpha-1}{\alpha+2} + 1 - \alpha \right) - C_1 \alpha t^{\frac{1}{2}\alpha-1}. \quad (31)$$

На рисунках (2), (3) и (4) представлены графики зависимости плотности энергии, давления и параметра уравнения состояния

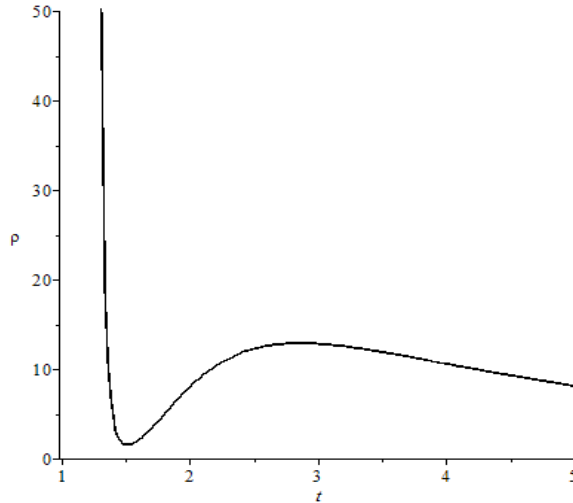


Рис.2. Зависимость плотности энергии ρ от времени t , при $C_1 = 20$, $\varphi_0 = -3$, $\alpha = -5$.

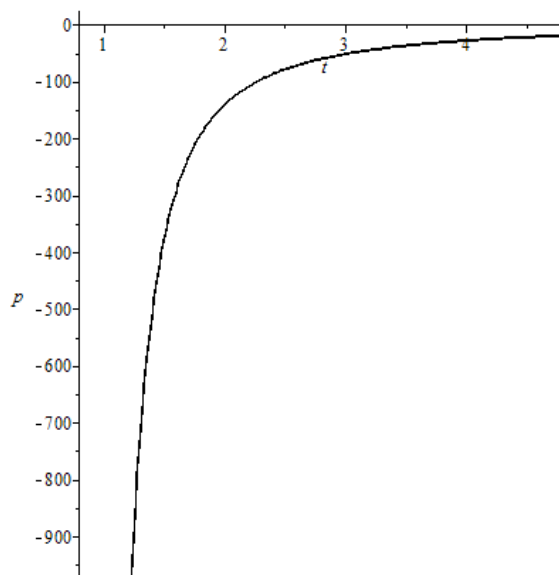


Рис.3. Зависимость давления p от времени t , при $C_1 = -20$, $\varphi_0 = 0.01$, $\alpha = -10$.

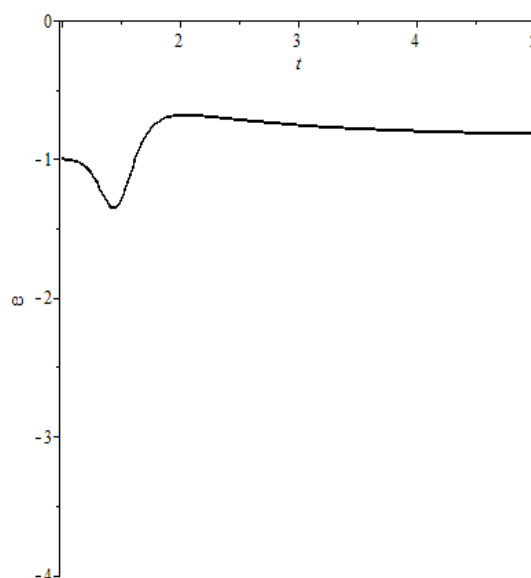


Рис.4. Зависимость параметра уравнения состояния ω от времени t , при $C_1 = 10$, $\varphi_0 = -6$, $\alpha = -5$.

Рассмотрели модель Бранс-Дикке для скалярного поля с лагранжианом (7). Нашли соответствующее аналитическое решение рассматриваемой модели. Исследовали роль скалярного поля в космологической модели Бранс-Дикке.

Список использованных источников

1. Brans C and Dicke R.H. Mach's Principle and a Relativistic Theory of Gravitation // Physical Review. 1961. №925. 124 с.
2. Kofinas G, Papantonopoulos E and Saridakis E.N. Modified Brans-Dicke cosmology with matter-scalar field interaction // arXiv:1602.02687.
3. Бисенова А.С., Разина О.В. Модель Бранс-Дикке со скалярным полем // Материалы 9-ой международной конференции, посвященной 90-летию академика Е.А. Букетова "Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент", Караганда. 2015. С.123-126.