УДК 530.12, 531.51

МОДЕЛЬ ХИГГСОВСКОЙ ИНФЛЯЦИИ И НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Большакова К. А.[a,1], Червон С. В.[a,b,c,2]

[a] УлГПУ им. И.Н. Ульянова, г. Ульяновск, 432071, Россия
[b] МГТУ им Н.Э. Баумана, г. Москва, 105005, Россия
[c] КФУ, г. Казань, 420008, Россия

Мы рассматриваем хиггсовскую инфляцию в картинах Йордана и Эйнштейна. Получены новые решения в режиме медленного скатывания для хигссовской инфляции с неминимальной связью с гравитацией. Эти решения при определенных ограничениях согласуются с наблюдательными данными. Также получены решения в случае слабого поля в картине Эйнштейна.

Ключевые слова: инфляция Хиггса, космологические параметры.

HIGGS INFLATION MODEL AND OBSERVATIONAL DATA

Bolshakova K. A.[a,1], Chervon S. V.[a,b,c,2]

[a] Ulyanovsk State Pedagogical University, Ulyanovsk, 432071, Russia
[b] Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia
[c] KFU, Kazan, 420008, Russia

We consider the Higgs inflation in the of Jordan and Einstein frames. We obtain new slow-roll solutions for Higgs inflation with a non-minimal coupling to gravity. These solutions agree with observational data under certain restrictions. Solutions are obtained for the Einstein frame in the case of a weak field as well.

Keywords: Higgs inflation, cosmological parameters.

DOI: 10.17238/issn2226-8812.2023.1.21–25

Введение

Экспериментальное открытие бозона Хиггса в 2012 году в Большом адронном коллайдере изменило ситуацию, связанную с инфляционной космологией. Это открытие дало мощный толчок развитию теории хиггсовской инфляции. Стандартная модель хиггсовского бозона в космологии при рассмотрении космологической инфляции ранней Вселенной была впервые предложена в работе [1]. В этой работе рассматривался скалярный сектор Стандартной модели физики элементарных частиц, взаимодействующей с гравитацией неминимальным образом. В настоящей работе мы возвращаемся к первоисточнику теории инфлантона как хиггсовского бозона [1] с целью внесения уточнений на основе современных достижений теории космологической инфляции.

1. Хиггсовская инфляция в картине Йордана в режиме медленного скатывания

В работе [1] рассматривается модель гравитации с неминимальным взаимодействием со скалярным полем Хиггса

$$S_J = \int d^4x\sqrt{-g}\left\{\frac{M_{pl}^2}{2}F(\phi)R + \omega(\phi)X - V(\phi)\right\} \tag{1.1}$$

[1]E-mail: bolshakova.ktrn@gmail.com
[2]E-mail: chervon.sergey@gmail.com

где

$$F(\phi) = -\frac{M^2 + \xi\phi^2}{M_{pl}^2}, \quad \omega = -1, \quad X = -\frac{1}{2}\phi_{,\mu}\phi_{,\nu}g^{\mu\nu}, \quad V(\phi) = \frac{\lambda}{4}\left(\phi^2 - v^2\right)^2. \tag{1.2}$$

В настоящей работе, используется сигнатура $(-+++)$ чтобы адаптировать действие к представленному в работе [2]. В действии (1.1) поле ϕ отождествляется с полем Хиггса h.
Уравнения космологической динамики для действия (1.1) на основе уравнений (5)-(7) работы [2] в режиме медленного скатывания $\dot{\phi}^2 \simeq 0, \quad \phi\ddot{\phi} \simeq 0$ принимают вид:

$$3(M^2 + \xi\phi^2)H^2 + 3H(2\xi\phi\dot{\phi}) - \frac{\lambda}{4}\left(\phi^2 - v^2\right)^2 = 0, \tag{1.3}$$

$$3(M^2 + \xi\phi^2)H^2 + 2H(2\xi\phi\dot{\phi}) + 2(M^2 + \xi\phi^2)\dot{H} - V(\phi) = 0. \tag{1.4}$$

Вычитая (1.4) из (1.3) и интегрируя полученное уравнение, находим решение (анзац)

$$H = H_0\Psi, \quad \Psi = \sqrt{M^2 + \xi\phi^2}. \tag{1.5}$$

Для расчета космологических параметров модели определим вид первых двух параметров медленного скатывания [3]. С учетом найденного вида параметра Хаббла (1.5), параметры медленного скатывания примут следующий вид:

$$\epsilon = -\frac{\dot{H}}{H^2} = -\frac{\dot{\Psi}}{H_0\Psi^2}, \quad \delta = -\frac{\ddot{H}}{2H\dot{H}} = -\frac{\ddot{\Psi}}{2H_0\Psi\dot{\Psi}}. \tag{1.6}$$

При ускоренном расширении вселенной $\epsilon \ll 1$, при завершении инфляции $\epsilon = 1$. Для рассматриваемой модели космологические параметры принимают вид:

$$P_T = \frac{2H^2}{2\pi^2} = \frac{2H_0^2\Psi^2}{\pi^2}, \quad P_s = \frac{1}{2\epsilon}\left(\frac{H}{2\pi}\right)^2 = -\frac{H_0^3\Psi^4}{8\pi^2\dot{\Psi}},$$
$$n_T = -\frac{2\epsilon}{1-\epsilon} = \frac{2\dot{\Psi}}{H_0\Psi^2 + \dot{\Psi}}, \quad n_s - 1 = -4\epsilon + 2\delta = \frac{4\dot{\Psi}^2 - \Psi\ddot{\Psi}}{H_0\Psi^2\dot{\Psi}}, \quad r = 16\epsilon = -\frac{16\dot{\Psi}}{H_0\Psi^2}. \tag{1.7}$$

Согласно ограничениям, полученными при наблюдении анизотропии и поляризации реликтового излучения:

$$P_s = 2.1 \cdot 10^{-9}, \quad n_s = 0.9663 \pm 0.0041, \quad r < 0.032. \tag{1.8}$$

Условие $\ddot{\Psi}H_0 < -30,9928 \cdot 10^{-20}$ выполняется за счет выбора H_0, тогда спектральный индекс находится как:

$$n_s - 1 = -0,25r - \frac{4,7077 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{r^5}}. \tag{1.9}$$

В этом случае при спектральном индексе $n_s = 0.9663$ тензорно-скалярное отношение будет иметь значение $r = 0.032$, что соответствует наблюдательным данным.

2. Слабое поле Хиггса в картине Эйнштейна

Действие (1.1) с помощью конформных преобразований $\hat{g}_{\mu\nu} = \Omega^2 g_{\mu\nu}, \;\; \Omega^2 = 1 + \frac{\xi\phi^2}{M_P^2}$ приводится к действию в картине Эйнштейна:

$$S_E = \int d^4x\sqrt{-\hat{g}}\left\{\frac{M_P^2}{2}\hat{R} + \omega(\phi)\hat{X} - V_E(\phi)\right\}. \tag{2.1}$$

Здесь $\hat{R}$- скалярная кривизна при переходе в картину Эйнштейна, $\omega = 1$, $\hat{X} = -\frac{1}{2}\chi_{,\mu}\chi_{,\nu}\hat{g}^{\mu\nu}$. При этом потенциал имеет вид

$$V_E = \frac{1}{\Omega^4}V(\phi) = \frac{1}{\Omega^4}\frac{\lambda}{4}\left(\phi^2 - v^2\right)^2. \tag{2.2}$$

Уравнения, описывающие космологическую динамику, принимают вид:

$$3M_P^2H^2 - \omega(\phi)X(\phi) - V_E(\phi) = 0, \tag{2.3}$$

$$3M_P^2H^2 + 2M_P^2\dot{H} + \omega(\phi)X(\phi) - V_E(\phi) = 0. \tag{2.4}$$

При этом разность и сумма уравнений (2.3) – (2.4) дает:

$$M_P^2\dot{H} = -\omega X(\phi), \quad V_E(\phi) = M_P^2(3H^2 + \dot{H}). \tag{2.5}$$

Для слабого поля Хиггса, как отмечается в работе [1], $h \equiv \phi \simeq \chi$, $\Omega^2 \simeq 1$. В этом случае действие (1.1) и (2.1) совпадают и можно найти точное решение с использованием генерирующий функции для полиномиальных потенциалов [3]. Как показано в монографии [3], выбор генерирующей функции F_{gen}, зависящей от скалярного поля ϕ произвольным образом, позволяет определить параметр Хиггса $H(\phi)$ и потенциал $V(\phi)$ следующим образом

$$H(\phi) = \frac{M_{pl}}{\sqrt{3}}F_{gen}, \quad V(\phi) = 3M_{pl}^2H^2 - 2M_{pl}^4\left(\frac{dH}{d\phi}\right)^2 = -\frac{2M_{pl}^2}{3}\left(\frac{dF_{gen}}{d\phi}\right)^2 + \left(F_{gen}(\phi) + F_{gen}^*\right)^2, \tag{2.6}$$

где F_{gen}^* некоторая постоянная. Генерирующая функция вида

$$F_{gen} = \lambda_0 + \lambda_2\phi^2, \quad \lambda_0 = \frac{\lambda_2}{3}, \quad \lambda_2 = \frac{\sqrt{\lambda}}{2} \tag{2.7}$$

приводит к точному решению при ограничении на вакуумное среднее хиггсовского поля v: $v = \frac{M_{pl}}{\sqrt{3}}$. Решение имеет следующий вид:

$$\phi(t) = \phi_0 \exp\left(-2\sqrt{\frac{\lambda}{3}}t\right), \quad \frac{H(t)}{M_{pl}} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\lambda}{3}}\phi_0^2 \exp\left(-4\sqrt{\frac{\lambda}{3}}t\right) + \frac{1}{6}\sqrt{\frac{\lambda}{3}}. \tag{2.8}$$

Оценим второе слагаемое параметра Хаббла в (2.8) $\frac{1}{6}\sqrt{\frac{\lambda}{3}} = \sqrt{\frac{10^{-13}}{3}} \approx 1,83\cdot 10^{-7}$. В виду его малости этим слагаемым можно пренебречь. Тогда параметр Хаббла будет иметь вид с учетом замены $B = \sqrt{\frac{\lambda}{3}} = \sqrt{\frac{10^{-13}}{3}}$:

$$H(t) = \frac{1}{2}B\phi_0^2\exp\left(-4Bt\right) \tag{2.9}$$

Найдем число е-увеличений N:

$$N = -\frac{1}{8}\phi_0^2\exp(-4Bt) + N_*, \tag{2.10}$$

где $N_* = const$ константа интегрирования. Параметры медленного скатывания:

$$\epsilon(N) = -\frac{d\ln H(N)}{dN} = \frac{1}{N - N_*}, \quad \delta(N) = \epsilon - \frac{1}{2}\frac{d\ln\epsilon}{dN} = \frac{3}{2(N - N_*)}. \tag{2.11}$$

Для данной модели спектральный индекс принимает вид

$$n_s - 1 = -4\epsilon + 2\delta = -\frac{1}{N - N_*}. \tag{2.12}$$

При $N = 60$ и $n_s - 1 = -0,0337$ получаем

$$N_* = 30,3264, \quad \epsilon(N) = 0,0337 \tag{2.13}$$

Найдем зависимость $r(n_s)$

$$r(n_s) = \frac{4s(n_s - 1)}{3}. \tag{2.14}$$

Для максимального значения скалярного спектрального индекса $n_s^{max} = 0,97$ тензорно-скалярное отношение будет иметь значение $r^{min} = 0,04$, что близко подходит, но, строго говоря, не соответствует наблюдательным ограничениям.

Заключение

В работе показано, что хиггсовская инфляционная модель имеет некоторые дополнительные решения в картине Йордана и в картине Эйнштейна в режиме медленного скатывания и для слабого хиггсовского поля. В картине Йордана решения соответствуют наблюдательным данным. Для картины Эйнштейна полученные решения в случае слабого поля, строго говоря, не согласуются с наблюдательными данными. В дальнейшем планируется скорректировать эту модель с учетом квантовых поправок за счет слагаемого Гаусса-Бонне в исходном действии.

Список литературы

1. Bezrukov F., Shaposhnikov M. The Standard model Higgs boson as the inflaton. *Phys. Lett.*, B659, 2008, pp. 703–706.

2. De Felice A., Tsujikawa S., Elliston J., Tavakol R. Chaotic inflation in modified gravitational theories. *JCAP*, 2011, 1108:021.

3. Chervon S., Fomin I., Yurov V., Yurov A. Scalar Field Cosmology. *Series on the Foundations of Natural Science and Technology.* WSP, Singapur, 2019, vol. 13. https://doi.org/10.1142/11405

References

1. Bezrukov F., Shaposhnikov M. The Standard model Higgs boson as the inflaton. *Phys. Lett.*, B659, 2008, pp. 703–706.

2. De Felice A., Tsujikawa S., Elliston J., Tavakol R. Chaotic inflation in modified gravitational theories. *JCAP*, 2011, 1108:021.

3. Chervon S., Fomin I., Yurov V., Yurov A. Scalar Field Cosmology. *Series on the Foundations of Natural Science and Technology.* WSP, Singapur, 2019, vol. 13. https://doi.org/10.1142/11405

Авторы

Большакова Катерина Александровна, научный сотрудник, ЛГКА, УлГПУ им. И.Н. Ульянова, г. Ульяновск, 432071, Россия.
E-mail: bolshakova.ktrn@gmail.com

Червон Сергей Викторович, д.ф.-м.н, профессор, ЛГКА, УлГПУ им. И.Н. Ульянова, г. Ульяновск, 432071, Россия; кафедра физики, МГТУ им Н.Э. Баумана, г. Москва, 105005, Россия; Институт физики, КФУ, г. Казань, 420008, Россия.
E-mail: chervon.sergey@gmail.com

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:
Большакова К. А., Червон С. В. Модель хиггсовской инфляции и наблюдательные данные. *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия.* 2023. № 1. С. 21–25.

Authors

Bolshakova Katerina Aleksandrovna, Researcher, LGKA, UlGPU im. I.N. Ulyanova, Ulyanovsk, 432071, Russia.
E-mail: bolshakova.ktrn@gmail.com

Chervon Sergey Viktorovich, Doctor of Physics and Mathematics, Professor, LGKA, UlGPU im. I.N. Ulyanova, Ulyanovsk, 432071, Russia; Department of Physics, Moscow State Technical University named after N.E. Bauman, Moscow, 105005, Russia; Institute of Physics, KFU, Kazan, 420008, Russia.
E-mail: chervon.sergey@gmail.com

Please cite this article in English as:
Bolshakova K. A., Chervon S. V. Higgs inflation model and observational data. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2023, no. 1, pp. 21–25.