

Эффекты жёсткого воздействия полей тёмного сектора на космологические возмущения

С. В. Червон*, О. Г. Панина†

* Ульяновский государственный педагогический университет им. И.Н. Ульянова
пл. 100-летия В.И. Ленина, 4432700, г. Ульяновск, Россия

† Самарский государственный аэрокосмический университет
Московское шоссе, 34, 443086, г. Самара, Россия

В статье рассмотрено развитие полей тёмного сектора на основе динамических уравнений на фоне инфляционной стадии эволюции Вселенной. При этом считается, что энергетические характеристики полей тёмного сектора того же порядка, что и возмущения гравитационного поля и инфлатона. Исследованы эффекты воздействия полей тёмного сектора на формирование крупномасштабной структуры на примере экспоненциальной инфляции.

Ключевые слова: инфляция, космологические возмущения, нелинейная сигма модель.

1. Введение

Вопрос о происхождении тёмной энергии, которая приводит к ускоренному расширению Вселенной, привлекает внимание многих исследователей [1, 2]. В настоящей работе построена модель, в которой тёмная энергия и другие поля тёмного сектора существуют на стадии космологической инфляции в ранней Вселенной и оказывают в те времена «слабое» воздействие на гравитирующее поле инфлатона. В то же время поля тёмного сектора представляют собой «жёсткий источник», так как они не подвержены влиянию гравитационного поля. Поля тёмного сектора представлены нелинейной сигма моделью с потенциалом взаимодействия, которая впервые рассматривалась в рамках космологической инфляции в работах [3, 4].

Мы предполагаем, что поля тёмного сектора сформировались в доинфляционный период и присутствуют на инфляционном этапе как слабые поля. Поэтому киральные поля, представляющие собой поля тёмного сектора, на этапе инфляции будем рассматривать как слабые и их воздействие возможно только на уровне возмущений инфлатона: $\delta\varphi \sim \varphi^C$. Понятно, что в такой модели поля тёмного сектора не оказывают влияния на динамику процесса расширения, но могут внести коррективы в итоговую картину крупномасштабной структуры. Именно ответ на вопрос: Какие качественные изменения на структуру Вселенной могут оказать слабые в период инфляции поля тёмного сектора? — мы исследуем для двух полей тёмного сектора с учётом того, что одно из них может быть фантомным.

Следует отметить, что в работе [5] рассматривался способ вычисления космологических возмущений при наличии «жёсткого источника», который не является источником гравитационного поля, при этом в динамических уравнениях учитывается влияние гравитационного поля как фонового, т.е. порождённого другими источниками. (В этом смысле источник называется «внешним»). В качестве примера жёстких источников в космологии приводятся космические струны, доменные стенки и текстуры. Также в работе [5] анализируются условия применимости

Статья поступила в редакцию 29 июня 2010 г.

Авторы выражают признательность участникам гравитационного семинара ТГГПУ под руководством профессора Игнатъева Ю.Г. за конструктивную критику и плодотворные дискуссии, способствовавшие более глубокому обоснованию предложенного подхода.

Работа осуществлена при частичной финансовой поддержке по программе Российско-Индийского сотрудничества РФФИ (Грант 08-02-91307-ИНД_a) и ДСТ (Грант RUS P/84 — DST).

Работа одного из авторов (О.Г. Паниной) частично поддержана грантом АВЦП 3341 (ведомственной программы Министерства образования и науки РФ), контрактом 5163 ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 года.

разработанного метода причинно компенсированных космологических возмущений. Как пояснение физической ситуации в рассматриваемом подходе приводится следующий случай. Излучение может рассматриваться в качестве жёсткого внешнего источника на этапе преобладания материи, но не во время эпохи преобладания радиации.

В работе [6] используется метод компенсированных космологических возмущений, но вычисления проводятся в продольной калибровке, а не в синхронной, как это было сделано в работе [5]. В качестве внешнего жёсткого источника рассматривается $O(N)$ -инвариантная нелинейная сигма модель.

В настоящей работе мы рассматриваем Вселенную на инфляционной стадии эволюции. При этом считаем, что она заполнена скалярным полем (инфлатоном), которое является источником гравитационного поля. На фоне этой самогравитирующей системы рассматривается жёсткий внешний источник, который представляет собой поля тёмного сектора и эффективно описывается нелинейной сигма моделью.

2. Общие уравнения модели

В целях полноты представим общие уравнения киральной космологической модели. Интеграл действия киральной космологической модели, основанной на самогравитирующей нелинейной сигма модели (НСМ) с потенциалом взаимодействия [7], имеет вид

$$S = \int \sqrt{-g} d^4x \left[\frac{R}{2\kappa} + \frac{1}{2} h_{AB}(\varphi^C) \varphi_{,\mu}^A \varphi_{,\nu}^B g^{\mu\nu} - W(\varphi^C) \right]. \quad (1)$$

Здесь $g_{\mu\nu}$ — метрика пространства-времени, $h_{AB}(\varphi^C)$ — метрика пространства целей, $\varphi = (\varphi^1, \dots, \varphi^N)$, $\varphi_{,\mu}^A = \partial_\mu \varphi^A$.

Для киральной космологической модели тензор энергии-импульса (ТЭИ), соответствующий действию (1), принимает вид

$$\Theta_{\mu\nu} = h_{AB}(\varphi^C) \varphi_{,\mu}^A \varphi_{,\nu}^B - g_{\mu\nu} \left[\frac{1}{2} h_{AB}(\varphi^C) \varphi_{,\alpha}^A \varphi_{,\beta}^B g^{\alpha\beta} - W(\varphi^C) \right]. \quad (2)$$

Уравнения Эйнштейна стандартным образом, с учётом следа ТЭИ (2), запишем через тензор Риччи:

$$R_{\mu\nu} = \kappa \left[h_{AB}(\varphi^C) \varphi_{,\mu}^A \varphi_{,\nu}^B - g_{\mu\nu} W(\varphi^C) \right] - \Lambda g_{\mu\nu}. \quad (3)$$

Варьируя действие (1) по полям φ^C , получим уравнения киральных полей:

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_\mu (\sqrt{-g} \varphi_{,\mu}^A) - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{BC}}{\partial \varphi^A} \varphi_{,\mu}^B \varphi_{,\nu}^C g^{\mu\nu} + \frac{\partial W}{\partial \varphi^A} = 0. \quad (4)$$

Таким образом уравнения (3)–(4) представляют собой самосогласованную систему уравнений самогравитирующих киральных полей. В данной постановке задачи мы будем рассматривать уравнения динамики киральных полей (4) на фоне точного решения уравнений инфляционной эволюции Вселенной. Инфляционная стадия обеспечивается инфлатоном φ с потенциалом самодействия $V(\varphi)$, т.е. рассматривается самосогласованная система уравнений Эйнштейна с источником в виде самодействующего скалярного поля — инфлатона:

$$G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}, \quad (5)$$

где ТЭИ самодействующего скалярного поля

$$T_{\mu\nu} = \varphi_{,\mu}\varphi_{,\nu} - g_{\mu\nu} \left[\frac{1}{2}\varphi_{,\alpha}\varphi_{,\beta}g^{\alpha\beta} - V(\varphi) \right]. \quad (6)$$

Уравнение Эйнштейна также используется в виде

$$R_{\mu\nu} = \kappa[\varphi_{,\mu}\varphi_{,\nu} - g_{\mu\nu}V(\varphi)]. \quad (7)$$

Киральные поля НСМ представляют собой поля тёмного сектора, которые в данном случае на этапе инфляции являются слабыми и их воздействие возможно только на уровне возмущений инфлатона: $\delta\varphi \sim \varphi^C$. Как уже отмечалось во введении, поля тёмного сектора не оказывают влияния на динамику процесса расширения, но могут внести коррективы в итоговую картину крупномасштабной структуры. В целях простоты мы исследуем первоначально воздействие двух полей тёмного сектора с учётом того, что одно из них может быть фантомным.

3. Построение модели с двумя полями тёмного сектора на фоне космологической инфляции

Рассмотрим двухкомпонентную нелинейную сигма модель (НСМ), киральные поля которой описывают два поля тёмного сектора: $\varphi^1 = \psi$ и $\varphi^2 = \chi$. Метрику кирального пространства, в отсутствие взаимодействия кинетического типа между полями, выбираем диагональной

$$d\sigma^2 = h_{11}(\psi, \chi)d\psi^2 + h_{22}(\psi, \chi)d\chi^2. \quad (8)$$

Для того, чтобы описать Вселенную на инфляционной стадии, которая обеспечивается инфлатоном φ и потенциалом самодействия $V(\varphi)$, будем использовать в динамических уравнениях киральных полей (3)–(4) метрику пространства целей (8) и следующие ограничения на кинетические и потенциальные составляющие рассматриваемой модели с общим действием

$$S = \int \sqrt{-g}d^4x \left[\frac{R}{2\kappa} + \frac{1}{2}\varphi_{,\mu}\varphi_{,\nu}g^{\mu\nu} - V(\varphi) + \frac{1}{2}h_{AB}(\varphi^C)\varphi_{,\mu}^A\varphi_{,\nu}^B g^{\mu\nu} - W(\varphi^C) \right]. \quad (9)$$

Потенциал взаимодействия, очевидно, можно представить в виде двух слагаемых $W^{(0)}(\varphi, \psi, \chi) = V(\varphi) + W(\psi, \chi)$, причём $W(\psi, \chi) \ll V(\varphi)$, так что $W^{(0)} \approx V(\varphi)$. Аналогичные соотношения введём и для кинетических членов. Кинетическую составляющую K определим с учётом метрики пространства целей (8) как

$$K = \frac{1}{2}h_{AB}(\varphi^C)\varphi_{,\alpha}^A\varphi_{,\beta}^B g^{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\varphi_{,\alpha}\varphi_{,\beta}g^{\alpha\beta} + \frac{1}{2}h_{11}\psi_{,\alpha}\psi_{,\beta}g^{\alpha\beta} + \frac{1}{2}h_{22}\chi_{,\alpha}\chi_{,\beta}g^{\alpha\beta}.$$

Тогда, определяя $K_0 = \frac{1}{2}\varphi_{,\alpha}\varphi_{,\beta}g^{\alpha\beta}$ и $K_{12} = \frac{1}{2}h_{11}\psi_{,\alpha}\psi_{,\beta}g^{\alpha\beta} + \frac{1}{2}h_{22}\chi_{,\alpha}\chi_{,\beta}g^{\alpha\beta}$, имеем $K = K_0 + K_{12}$. Предполагая $K_{12} \ll K_0$ получаем, что $K \approx K_0$. Введённые ограничения позволяют не учитывать уравнения Эйнштейна (3) на киральные поля.

Таким образом, рассматривая модель с общим действием (9) и учитывая введённые приближения, мы решаем уравнения самогравитирующего поля инфлатона (7). Отметим, что при этом решение удовлетворяет полевому уравнению Клейна–Гордона–Фока. Полученное решение используем как фоновое гравитационное поле в уравнениях киральных полей (4). Примеры решений полевых уравнений для двух киральных полей на фоне различных космологий приведены в работе [8].

Рассмотрим уравнения предложенной модели в метрике Фрийдмана–Робертсона–Уокера в представлении конформного времени η

$$ds^2 = a^2(\eta) \left[-d\eta^2 + \frac{dr^2}{1 - \epsilon r^2} + r^2 d\theta^2 + dz^2 \right], \quad \epsilon = 0, \pm 1. \quad (10)$$

Представление однородной и изотропной Вселенной в форме (10) часто используется при изучении космологических возмущений.

Итак, чтобы учесть влияние полей тёмного сектора на процессы формирования структуры, рассмотрим уравнения (3)–(4) с учётом выбранной метрики базового и кирального пространства и сделанных предположений. Фоновые уравнения Эйнштейна в этом случае принимают вид

$$\mathcal{H}' - \mathcal{H}^2 = -\kappa K_0, \quad 3\mathcal{H}^2 = \kappa(K_0 + a^2 V(\varphi)), \quad (11)$$

где $\mathcal{H} = \frac{a'}{a}$ – параметр Хаббла для конформного времени η , штрих означает производную по конформному времени. Невозмущённое уравнение на скалярное поле имеет вид [9]

$$\varphi'' + 2\mathcal{H}\varphi' + a^2 V_{,\varphi} = 0. \quad (12)$$

Теперь в рамках плоской Вселенной ($\epsilon = 0$) запишем уравнения киральных полей (4) для полей тёмного сектора с ограничением на кинетический коэффициент первого поля тёмного сектора $\psi : h_{11} = 1$ с потенциалом взаимодействия $W = W(\psi, \chi)$

$$\psi'' + 2\mathcal{H}\psi' - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{22}}{\partial \psi} \chi'^2 + a^2 W_{,\psi} = 0, \quad (13)$$

$$h_{22}(\chi'' + 2\mathcal{H}\chi') + h'_{22}\chi' - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{22}}{\partial \chi} \chi'^2 + a^2 W_{,\chi} = 0, \quad (14)$$

где $W_{,\varphi^A} = \frac{\partial W}{\partial \varphi^A}$. Система уравнений (13), (14) описывает динамику и взаимодействие полей тёмного сектора на фоне гравитационного поля, порождённого инфлатоном, которое описывается решением системы уравнений (11)–(12).

В качестве точных решений уравнений Эйнштейна (11) и инфлатона (12) можно использовать решения, полученные ранее методом точной настройки потенциала [7, 10] или другими способами [11]. При этом остаётся решить уравнения (13) и (14) полей тёмного сектора для конкретных инфляционных решений фоновых уравнений. Примеры таких решений в терминах космического времени t также были получены в работе [8].

4. Возмущения во Вселенной с преобладающим полем инфляции

Рассматриваем инфляционную стадию эволюции Вселенной с преобладанием поля инфляции. Как уже отмечалось, поля тёмного сектора по величине сравнимы с возмущениями инфлатона. В силу выполнения неравенств на потенциалы $W(\psi, \chi) \ll V(\varphi)$ и кинетические члены $K_{12} \ll K_0$ уравнения Эйнштейна на возмущения можно представить в виде:

$$\delta G_{\mu}^{\nu} = \kappa(\delta T_{\mu}^{\nu} + \Theta_{\mu}^{\nu}). \quad (15)$$

Здесь

$$T_{\mu\nu} = \varphi_{,\mu}\varphi_{,\nu} - g_{\mu\nu} \left(\frac{1}{2} \varphi_{,\alpha}\varphi^{,\alpha} - V(\varphi) \right), \quad (16)$$

$$\Theta_{\mu\nu} = h_{11}\psi_{,\mu}\psi_{,\nu} + h_{22}\chi_{,\mu}\chi_{,\nu} - g_{\mu\nu} \left(\frac{1}{2}h_{11}\psi_{,\alpha}\psi^{,\alpha} + \frac{1}{2}h_{22}\chi_{,\alpha}\chi^{,\alpha} - W_{12} \right). \quad (17)$$

Предполагаем, что инфляция Вселенной управляется скалярным полем, которое имеет возмущение первого порядка $\delta\varphi$: $\varphi = \varphi_0 + \delta\varphi$. Соответствующее возмущение ТЭИ (16) δT_{μ}^{ν} , согласно нашему построению модели, по порядку величины соответствует «слабому» источнику с ТЭИ полей тёмного сектора Θ_{μ}^{ν} (17), описываемого двухкомпонентной нелинейной сигма-моделью.

Пояснить ситуацию со «слабым» источником поможет следующее сравнение. Излучение может рассматриваться как малое возмущение фона материальных источников на поздних этапах эволюции Вселенной, но не в эпоху преобладания радиации. Такой пример описан в работах [5, 6].

Найдём из уравнения (17) компоненты ТЭИ внешнего источника в конформном времени (звёздочкой обозначены пространственные компоненты):

$$\Theta_0^0 = \rho = a^{-2}K_{12} + W, \quad \Theta_*^* = -p = -a^{-2}K_{12} + W. \quad (18)$$

Будем рассматривать космологические возмущения в продольной калибровке [9], когда возмущённая метрика имеет вид:

$$ds^2 = a^2(\eta) \{ (1 + 2\Phi)d\eta^2 - (1 - 2\Phi)\gamma_{ij}dx^i dx^j \}. \quad (19)$$

Теперь из уравнения (15), обе части которого калибровочно инвариантны [9], можно получить уравнения на космологические возмущения в продольной калибровке (19)

$$\nabla^2\Phi - 3\mathcal{H}\Phi' - (\mathcal{H}' + 2\mathcal{H}^2)\Phi = \frac{\kappa}{2}(\varphi_0'\delta\varphi' + a^2V_{,\varphi}\delta\varphi + \Theta_0^0), \quad (20)$$

$$\Phi' + \mathcal{H}\Phi = \frac{\kappa}{2}\varphi_0'\delta\varphi, \quad (21)$$

$$\Phi'' + 3\mathcal{H}\Phi' + (\mathcal{H}' + 2\mathcal{H}^2)\Phi = \frac{\kappa}{2}(\varphi_0'\delta\varphi' - a^2V_{,\varphi}\delta\varphi - \Theta_*^*), \quad (22)$$

где $\Phi = \Phi(\eta, \vec{r})$ – возмущение метрики (гравитационного поля), φ_0 – фоновое решение невозмущённых уравнений (11) и (12) для инфлатона, $\delta\varphi = \delta\varphi(\eta, \vec{r})$ – возмущение инфлатона.

Заметим, что только два из этих уравнений независимы. При выводе (20)–(22) использовалось соотношение из фоновых уравнений

$$\mathcal{H}^2 - \mathcal{H}' = \frac{\kappa}{2}\varphi_0'^2. \quad (23)$$

Вычитая уравнение (20) из (22), используя (21) для выражения $\delta\varphi$ через Φ и Φ' и учитывая (12) и (23), мы получаем дифференциальное уравнение второго порядка в частных производных относительно переменной Φ , которое, с учётом $\Theta_0^0 + \Theta_*^* = \rho - p = 2W$, можно представить следующим образом:

$$\Phi'' - \nabla^2\Phi + 2\Phi' \left(\mathcal{H} - \frac{\varphi_0''}{\varphi_0'} \right) + 2\Phi \left(\mathcal{H}' - \mathcal{H} \frac{\varphi_0''}{\varphi_0'} \right) + \kappa W = 0. \quad (24)$$

Зная φ_0 , \mathcal{H} из фоновых уравнений и W из уравнений поля в НСМ, находим возмущение гравитационного поля Φ и соответствующее значение возмущения инфлатона $\delta\varphi$, используя (21):

$$\delta\varphi = \frac{2}{\kappa\varphi_0'}(\Phi' + \mathcal{H}\Phi). \quad (25)$$

Для фоновой части φ_0 уравнение поля (12) в конформном времени примет вид:

$$\varphi_0'' + 2\mathcal{H}\varphi_0' + a^2 V_{,\varphi} = 0. \quad (26)$$

Динамическое уравнение для возмущений инфлатона $\delta\varphi$ может быть записано в форме

$$\delta\varphi'' + 2\mathcal{H}\delta\varphi' - \nabla^2\delta\varphi + a^2 V_{,\varphi\varphi}\delta\varphi = 0. \quad (27)$$

5. Воздействие полей тёмного сектора на длинноволновые возмущения

Пусть Вселенная находится на инфляционной стадии с масштабным фактором экспоненциального вида: $a(t) = a_s e^{h_* t}$ (a_s, h_* – постоянные). Для конформного времени $a(\eta) = -\frac{1}{h_* \eta}$. Метрика плоской Вселенной, учитывая соотношение $d\eta = \frac{dt}{a}$, принимает вид

$$ds^2 = a^2(\eta)(-d\eta^2 + dr^2 + r^2 d\theta^2 + dz^2). \quad (28)$$

Соответствующее экспоненциальному расширению масштабного фактора в космическом времени t решение уравнений Эйнштейна (11) и скалярного поля (12) в конформном времени будет иметь вид

$$\mathcal{H}(\eta) = -\frac{1}{\eta}, \quad \varphi_0 = \text{const}, \quad V(\varphi) = \text{const}. \quad (29)$$

Отметим здесь ограничение на конформное время η : $\eta \in (-\infty, -1/[a_s h_*])$, соответствующее изменению космического времени t : $t \in (0, \infty)$.

Для решения уравнений на поля тёмного сектора необходимо задать вид компоненты метрики кирального пространства h_{22} . Выбор компоненты метрики кирального пространства не вполне определён и носит пробный характер, то есть мы испытываем различные модели.

Пусть $h_{22} = \pm\psi^2$ (знак «-» в случае фантомного поля χ), тогда система уравнений (13) и (14) в конформном времени примет вид

$$\psi'' + 2\mathcal{H}\psi' \mp \psi\chi'^2 + a^2 W_{,\psi} = 0, \quad (30)$$

$$\psi^2(\chi'' + 2\mathcal{H}\chi') + 2\psi\psi'\chi' + a^2 W_{,\chi} = 0. \quad (31)$$

Учитывая значение параметра Хаббла $\mathcal{H}(\eta) = -\frac{1}{\eta}$, находим значение потенциала W , кинетической энергии K_{12} и полей в некоторых частных случаях при $W_{,\chi} = 0$. Отметим, что $\eta = -\frac{1}{a_s h_*} e^{-h_* t}$.

Полученные примеры решений оформлены следующим образом. Представлены решения для киральных полей тёмного сектора ψ и χ , а также зависимость потенциала W от ψ . Затем для того, чтобы определить физическую реализацию киральных полей, определяется уравнение состояния полей тёмного сектора

$$w = \frac{K_{12} - W}{K_{12} + W} = \frac{p_\sigma}{\rho_\sigma}. \quad (32)$$

Далее представлена графическая иллюстрация полученных решений. Напомним, что параметр уравнения состояния для тёмной энергии $w < -1/3$ [2]. Время инфляции в наших масштабах космического времени завершается в точке $t = 2$

(см. графики), так как после этой точки параметр w уравнения состояния становится постоянным, и «слабый» источник практически перестаёт оказывать влияние на гравитационный потенциал. Отметим, что поведение функций при отрицательном времени представлено для полноты их эволюционного развития.

6. Решения

Уравнения (20)–(22) для этапа космологической инфляции дают следствие:

$$\Phi'' - \nabla^2 \Phi + \kappa W(\eta) = 0. \quad (33)$$

Стандартным образом [9] ищем решения уравнения (33) в виде: $\Phi(\eta, \mathbf{x}) = \Phi(\eta)e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}}$. Слагаемым $\nabla^2 \Phi$ можно пренебречь в длинноволновом приближении при малом волновом числе k . Решением уравнения в этом случае является функция, зависящая от времени $\Phi(\eta)$. Соответствующее значение возмущения инфлатона $\delta\varphi(\eta)$ находим из уравнения (27), согласовывая его с (20)–(22). Отметим, что при отсутствии «жёсткого» источника ($\Theta_\mu^\nu = 0$), то есть в обычном случае инфляционных возмущений, имеем решение, совпадающее с [12] на инфляционной стадии:

$$\Phi^{(0)} = C_2 \eta, \quad \delta\varphi^{(0)} = C_1 \eta^3 + C_3, \quad (34)$$

которое при рассмотрении в космическом времени t имеет вид, представленный на рис. 1 (все неизвестные параметры приняты за единицу). Отметим, что $\delta\varphi = \delta\varphi^{(0)}$ не зависимо от параметров внешнего источника, эффективно описывающегося НСМ.

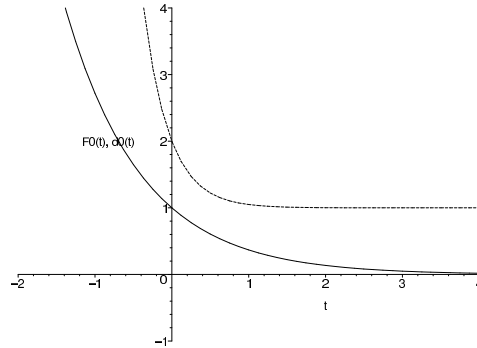


Рис. 1. Зависимость гравитационного потенциала (сплошная линия) и возмущений инфлатона (пунктир) от космического времени t

Решение для полей тёмного сектора в случае потенциала хиггсовского типа

$$W(\psi) = \pm \frac{h_*^2 \gamma^2}{4\beta^2} \psi^4 + h_*^2 \psi^2 + W_*$$

пропорционально конформному времени η : $\psi = \beta\eta$, $\chi = \gamma\eta + \text{const}$. Здесь и далее нижний знак отвечает случаю, когда поле χ — фантомное. Зависимость потенциала и кинетической энергии от конформного времени имеет вид:

$$W(\eta) = h_*^2 \beta^2 \eta^2 \left(1 \pm \frac{\gamma^2}{4} \eta^2 \right) + W_*, \quad K(\eta) = \frac{1}{2} h_*^2 \beta^2 \eta^2 (1 \pm \gamma^2 \eta^2).$$

здесь W_*, β, γ — константы интегрирования. Далее подставляем $W(\eta)$ в (33).

$$\Phi_1 = C_2 \eta \mp \frac{\kappa(h_*\beta\gamma)^2}{120} \eta^6 - \frac{\kappa(h_*\beta)^2}{12} \eta^4 - \frac{\kappa W_*}{2} \eta^2. \quad (35)$$

График зависимости потенциала, кинетической энергии и параметра ω из уравнения состояния полей тёмного сектора НСМ от времени представлен на рис. 2 и для фантомных полей на рис. 3, причём потенциал $W(\psi)$ является хиггсовским. На графиках потенциал показан сплошной линией, кинетическая энергия — пунктирной, параметр уравнения состояния — штрих-пунктирной.

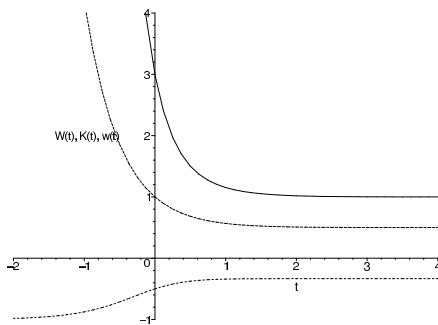


Рис. 2. Зависимость потенциала, кинетической энергии и параметра ω из уравнения состояния от времени для первого решения

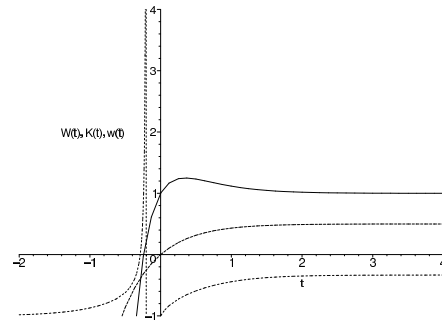


Рис. 3. Зависимость потенциала, кинетической энергии и параметра ω из уравнения состояния от времени для первого решения в случае фантомного поля

Из графиков видно, что «слабый» источник возмущений в виде полей НСМ на выходе из инфляционной стадии эволюции Вселенной представляет собой тёмную энергию.

Следующее решение имеет потенциал типа

$$W(\psi) = h_*^2 \psi^2 \pm h_*^2 \beta \gamma^2 \psi + W_*,$$

при этом поля тёмного сектора зависят от конформного времени следующим образом

$$\psi = \beta \eta^2, \quad \chi = \frac{\gamma}{\eta} + \text{const.}$$

Зависимость потенциала и кинетической энергии от конформного времени в этом случае имеет вид:

$$W(\eta) = h_*^2 \beta^2 \eta^2 (\eta^2 \pm \gamma^2) + W_*, \quad K(\eta) = \frac{1}{2} h_*^2 \beta^2 \eta^2 (4\eta^2 \pm \gamma^2).$$

По аналогии с рассмотренным выше случаем, значение $\Phi(\eta)$:

$$\Phi_2 = C_2 \eta - \frac{\kappa(h_*\beta)^2}{30} \eta^6 \mp \frac{\kappa(h_*\beta\gamma)^2}{12} \eta^4 - \frac{\kappa W_*}{2} \eta^2. \quad (36)$$

График зависимости потенциала, кинетической энергии и параметра ω из уравнения состояния полей тёмного сектора НСМ от времени для второго решения представлен на рис. 4 и рис. 5 для фантомных полей, причём потенциал $W(\psi)$ похож на хиггсовский.

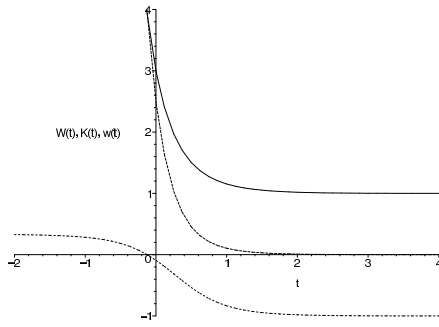


Рис. 4. Зависимость потенциала, кинетической энергии и параметра ω из уравнения состояния от времени для второго решения

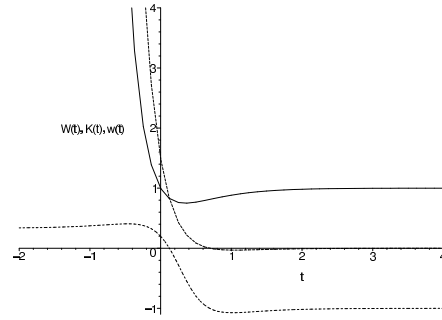


Рис. 5. Зависимость потенциала, кинетической энергии и параметра ω из уравнения состояния от времени в случае фантомного поля для второго решения

Из графиков видно, что «слабый» источник возмущений в виде полей НСМ на выходе из инфляционной стадии эволюции Вселенной представляет собой тёмную энергию.

Вид полей тёмного сектора и потенциала в третьем случае:

$$\psi = \beta\eta^{3/2}, \quad \chi = \gamma \ln \eta + \text{const}, \quad W(\psi) = \frac{h_*^2(9 \pm 4\gamma^2)}{8}\psi^2 + W_*,$$

зависимость потенциала и кинетической энергии от конформного времени имеет вид:

$$W(\eta) = \frac{h_*^2\beta^2(9 \pm 4\gamma^2)}{8}\eta^3 + W_*, \quad K(\eta) = \frac{1}{8}h_*^2\beta^2\eta^3(9 \pm 4\gamma^2);$$

По аналогии с первым рассмотренным случаем, значение $\Phi(\eta)$:

$$\Phi_3 = C_2\eta - \frac{\kappa(h_*\beta)^2}{160}(9 \pm 4\gamma^2)\eta^5 - \frac{\kappa W_*}{2}\eta^2. \quad (37)$$

График зависимости потенциала, кинетической энергии и параметра ω из уравнения состояния полей тёмного сектора НСМ от времени для третьего решения представлен на рис. 6 и для фантомных полей на рис. 7.

Как и предыдущих случаях, «слабый» источник возмущений в виде полей НСМ на выходе из инфляции представляет собой тёмную энергию. Возмущения гравитационного поля Φ (35), (36), (37) показаны на рис. 8 (рис. 9 для фантомного случая) пунктирной линией, инфлатонное возмущение $\Phi^{(0)}$ (34) для сравнения — сплошной.

Исследовав динамику решений для всех рассмотренных случаев, можно заключить, что в роли «слабого» источника выступают поля тёмного сектора с параметром уравнения состояния $-1 \leq w < -1/3$ на выходе из инфляции, причём для различных решений системы уравнений (13) и (14) полей тёмного сектора, потенциал W и кинетическая энергия K_{12} ведут себя примерно одинаково: стремятся к постоянному числу при $t \rightarrow +\infty$. Отличаются решения уравнений НСМ (13)–(14) значением параметра w , то есть поля тёмного сектора могут быть различными (квинтэссенция, квазивакуумное состояние вещества, тёмная энергия и т.п.).

Из рис. 8–9 видно, что «слабый» источник в виде полей тёмного сектора ослабляет исходные инфлатонные возмущения гравитационного потенциала $\Phi^{(0)}$ (34).

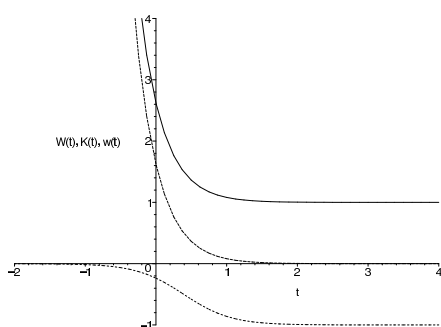


Рис. 6. Зависимость потенциала, кинетической энергии и параметра ω из уравнения состояния от времени для третьего решения

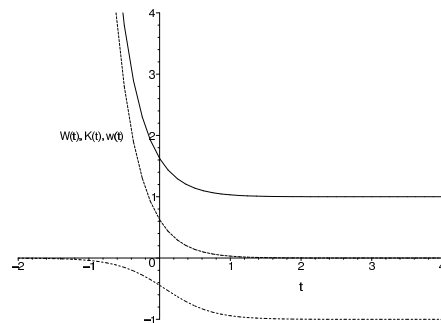


Рис. 7. Зависимость потенциала, кинетической энергии и параметра ω из уравнения состояния от времени в случае фантомного поля для третьего решения

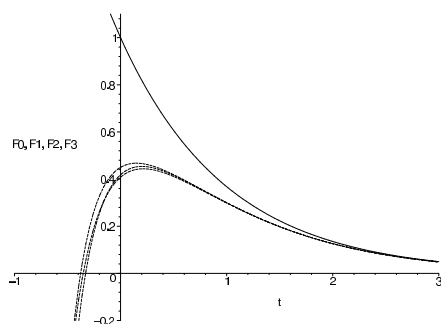


Рис. 8. Зависимость возмущений гравитационного поля Φ от космологического времени t

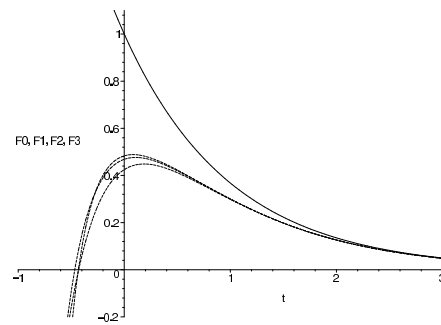


Рис. 9. Зависимость возмущений гравитационного поля Φ от космологического времени t для фантомного случая.

В то же время поля тёмного сектора никак не влияют на возмущения инфлатона $\delta\varphi$, что согласовывается с предположением о преобладании поля инфляции на рассматриваемой стадии эволюции Вселенной. Для различных случаев зависимости параметров «слабого» источника от времени результирующий гравитационный потенциал Φ имеет примерно одинаковую форму и незначительно отличается значением $\Phi_{t=0}$ в нуле. Это говорит о том, что при любых полях тёмного сектора их вклад в возмущения гравитационного поля практически одинаковый. Таким образом, «слабый» источник в представлении НСМ оказывает влияние на формирование крупномасштабной структуры Вселенной независимо от вида полей тёмного сектора, входящих в него.

7. Заключение

Ранняя космологическая инфляция как процесс сверхбыстрого расширения Вселенной с физической точки зрения может рассматриваться как проявление сильного гравитационного поля, порождённого самодействующим скалярным полем. В этом случае связь «гравитационное поле — инфлатон» представляет собой

самогравитирующую «сильную» физическую систему, которая является перво-степенной по отношению к другим возможным компонентам материи, присутствующих на стадии очень ранней эволюции Вселенной. В качестве последних, мы можем предположить существование нескольких «слабых» полей тёмного сектора, как то: поле тёмной энергии, квинтэссенции и фантомные поля. На стадии космологической инфляции эти поля себя не проявляли ввиду их слабости во взаимодействии с гравитацией. Только по происшествии некоторого времени, в частности после распада инфлатона, эти поля могли (по неизвестным физическим причинам) усилить своё влияние на гравитационное поле и внести вклад не только в его возмущение, но и повлиять на само гравитационное поле. Такая ситуация как правило рассматривается в связи с проявлением тёмной энергии незадолго до настоящего времени.

В нашем подходе предполагается, что уже на стадии ранней космологической инфляции поля тёмного сектора оказывают влияние на уровне космологических возмущений гравитационного поля и инфлатона, тем самым влияя на формирование крупномасштабной структуры. Проведены расчёты в случае когда имеются два поля тёмного сектора с геометрическим и потенциальным взаимодействием в рамках нелинейной сигма модели. Полученные примеры подтверждают изменение возмущений гравитационного поля для длинноволнового приближения, описывающего формирование крупномасштабной структуры Вселенной. Наличие «слабого» источника уменьшает гравитационный потенциал независимо от параметров самого источника: потенциала полей тёмного сектора, вида их зависимости от времени. Во всех исследованных случаях результирующее возмущение гравитационного поля почти вдвое меньше, чем без источника возмущений, описывающегося НСМ, и имеет похожую форму $\Phi(t)$.

Литература

1. *Tsujikawa S.* Dark Energy: Investigations and Modelling // ArXiv:1004.1493. — 2010.
2. *Chervon S. V.* Chiral Nonlinear Sigma Models and Cosmological Inflation // Grav. & Cosmol. — 2006.
3. *Copeland E. J., Sami M., Tsujikawa S.* Dynamics of Dark Energy // ArXiv:hep-th/0603057. — 1995. — Vol. 1, No 2.
4. *Chervon S. V.* Dynamics of Dark Energy // Izv. Vyssh. Ucheb. Zaved. Fiz. — 1995. — Vol. 5, No 114.
5. *Veeraraghavan S., Stebbins A.* Causal Compensated Perturbations in Cosmology // The Astrophysical Journal. — 1990. — Vol. 365. — Pp. 37–65.
6. *Jaffe A. H.* Quasi-Linear Evolution // Phys. Rev. D. — 1993. — Vol. 49, No 8. — Pp. 37–65.
7. *Червон С. В.* Нелинейные поля в теории гравитации и космологии. — Ульяновск: УлГУ, 1997. — 191 с. [*Chervon S. V.* Nelineyniye polya v teorii gravitacii i kosmologii. — Uljyanovsk: UlGU, 1997. — 191 s.]
8. *Панина О. Г., Червон С. В.* Динамика полей тёмного сектора на фоне космологической инфляции // Электронный журнал «Исследовано в России». — 2009. — Т. 093/091021. — С. 1190–1194. — <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2009/093.pdf>. [*Panina O. G., Chervon S. V.* Dinamika poley temnogo sektora na fone kosmologicheskoy inflyacii // Ehlektronnihyj zhurnal «Issledovano v Rossii». — 2009. — Т. 093/091021. — С. 1190–1194. — <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2009/093.pdf>.]
9. *Mukhanov V. F., Feldman H. A., Brandenberger R. H.* Theory of Cosmological Perturbations // Phys. Rep. — 1992. — Vol. 215, No 5–6.
10. *Chervon S. V.* Gravitational Field of the Early Universe I: Non-Linear Scalar Field // Grav. & Cosmol. — 1997. — Vol. 3, No 2. — P. 145.
11. *Chervon S.* // Int. J. Mod. Phys. — 2002. — Vol. A 17, No 29. — P. 4451.

12. *Polarski D., Starobinsky A. A. Isocurvature Perturbations in Multiple Inflationary Models // ArXiv:astro-ph/9404061v1. — 1994.*

UDC 530.12

Effects of Hard Influence of Dark Sector Fields on Cosmological Perturbations

S. V. Chervon*, **O. G. Panina[†]**

** Ulyanovsk State Pedagogical University*

100 years V.I. Lenin's Birthday Square, 4, Ulyanovsk 432700, Russia

[†] Samara State Aerospace University

Samara, 443086 Russia

We consider Dark Sector fields evolution on the basis of dynamical equations on the background of inflationary stage of Universe. We consider energy characteristics of Dark Sector fields to be of the same order as perturbations of gravitation field and inflaton. Effects of influence of Dark Sector fields on large-scale structure formation within the example of exponential inflation are researched.

Key words and phrases: inflation, cosmological perturbations, non-linear sigma model.