Московский Государственный Университет
им. М.В.Ломоносова
Физический факультет
Кафедра физики частиц и космологии

Скалярные возмущения в космологическом сценарии экпирозиса.

Курсовая работа
студентки 443 группы
Волковой В.Е.

Научный руководитель:
д.ф.-м.н. проф. Рубаков В.А.

Москва
2013

Содержание.

1 Введение.

Теория инфляции успешно справляется с основными проблемами теории горячего Большого взрыва, но еще не является достаточно надежно подтвержденной экспериментальными данными. По этой причине интересно рассмотрение альтернативных сценариев эволюции Вселенной. Можно предположить, что горячему Большому взрыву и последующему классическому расширению Вселенной предшествовала стадия сжатия (экпирозис) [3, 1]. При этом доминирующее на этой стадии вещество будет обладать специфическим уравнением состояния $\omega = \frac{p}{\rho} \gg 1$. Такое уравнение состояния может быть получено, если в качестве материи взять скалярное поле со стандартным кинетическим членом и отрицательным экспоненциальным потенциалом: $V = -V_0 e^{c\phi}$, где V_0 и c – размерные параметры. Сжатие продолжается до момента "отскока", когда плотность доминирующего вещества становится достаточно большой и сжатие сменяется расширением. После отскока Вселенная разогревается и выходит на горячую стадию. Модели с таким сценарием эволюции называются моделями с экпирозисом. В данной работе нас не будет интересовать модель отскока и динамика перехода Вселенной на горячую стадию. Касаться этих вопросов мы не будем. Будем предполагать, что сразу после окончания стадии сжатия наступает радиационно-доминированная стадия.

Наш основной интерес будет связан с космологическими возмущениями доминирующего вещества на стадии сжатия и на радиационно-доминированной стадии.

В следующем разделе будут приведены основные соотношения и решения для экпирозиса. Третий раздел полностью посвящен изучению векторных и скалярных возмущений. Тензорные возмущения в этой работе не затрагиваются. Конечной целью является показать, что после отскока и перехода Вселенной на горячую стадию, возмущения будут описываться линейной теорией.

2 Экпирозис.

На стадии экпирозиса доминирующим веществом является поле ϕ с экспоненциальным потенциалом. Запишем действие для поля ϕ

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi + V_0 e^{c\phi} \right]. \tag{2.1}$$

Уравнение поля ϕ, считая, что оно однородно ($\phi(t) \equiv \phi_0$)

$$\ddot{\phi}_0 + 3H\dot{\phi}_0 - V_0 c e^{c\phi_0} = 0, \tag{2.2}$$

где точка означает производную по времени t. Выберем временную координату так, чтобы на стадии сжатия время было отрицательно ($t < 0$). Уравнение Фридмана для Вселенной, заполненной полем $\phi_0(t)$ и следствие уравнения Райчаудхури имеют вид

$$H^2 = \frac{8\pi}{3M_{pl}^2}\left(\frac{1}{2}\dot{\phi}_0^2 - V_0 e^{c\phi_0}\right), \quad \dot{H} = -\frac{8\pi}{M_{pl}^2}\left(\frac{1}{2}\dot{\phi}_0^2\right). \tag{2.3}$$

Эти уравнения имеют решение

$$a = \tilde{a}(-t)^p, \quad \phi_0 = \tilde{\phi} + \frac{2}{c}\ln(-t), \quad p = \frac{16\pi}{c^2 M_{pl}^2}, \tag{2.4}$$

где p - безразмерная величина, $\tilde{\phi}$ и $\tilde{a}$ – константы соответствующей размерности. Уравнение состояния для сжимающейся Вселенной принимает вид:

$$\omega = \frac{\frac{1}{2}\dot{\phi}_0^2 - V(\phi_0)}{\frac{1}{2}\dot{\phi}_0^2 + V(\phi_0)} = \frac{2}{3p} - 1 \gg 1. \tag{2.5}$$

Удобно ввести безразмерный параметр $\epsilon \equiv \frac{3}{2}(1+\omega)$, При этом $\epsilon = \frac{1}{p}$.

Часто нам будет удобнее работать в терминах конформного времени η, для которого $dt = a \cdot d\eta$. Производную по η будем обозначать штрихом. Масштабный фактор и поле ϕ в терминах η принимают вид

$$a = \tilde{a}(-\eta)^{\frac{p}{1-p}}, \quad \phi_0 = \tilde{\phi} + \frac{2}{c(1-p)}\ln(-\eta). \tag{2.6}$$

3 Космологичские возмущения.

Космологические возмущения будут расматриваться в рамках линейной теории. Для стадии экпирозиса будут кратко описаны векторные моды, возможные, если кроме поля ϕ есть другое вещество, не влияющее на фоновое поле. Будут рассмотрены возмущения доминирующего вещества на фоне возмущенной метрики на стадии экпирозиса и на горячей стадии после отскока. При этом в качестве невозмущенной метрики берется метрика пространственно-плоской однородной и изотропной Вселенной. Везде далее на возмущения метрики мы накладываем калибровку $h_{0i} = 0$. Для скалярных возмущений приближение идеальной жидкости не используется.

3.1 Векторные моды.

Векторные моды возникают за счет возмущения метрики и 4-скорости. Предполагаем, что помимо доминирующего вещества есть идеальная жидкость с уравнением состояния $p_f = \omega_f \rho_f$, в которой присутствуют векторные возмущения. Влиянием этой жидкости на доминирующее вещество пренебрегаем.

Система линеаризованных уравнений для векторных мод состоит из $(0i)$-компоненты уравнений Эйнштейна и уравнения ковариантного сохранения тензора энергии-импульса

$$\partial_\eta \triangle W_i^T = \frac{16\pi}{M_{pl}^2} a^2 (\rho_f + p_f) V_i^T, \tag{3.1.1}$$

$$\partial_\eta \left[(\rho_f + p_f) V_i^T \right] + 4\frac{a'}{a}(\rho_f + p_f) V_i^T = 0, \tag{3.1.2}$$

где W_i^T - поперечный вектор, V_i^T - вектор, поперечный импульсу. Из (3.1.2) следует, что

$$(\rho_f + p_f) V_i^T = \frac{const}{a^4}. \tag{3.1.3}$$

Для идеальной жидкости с уравнением состояния $p_f = \omega_f \rho_f$ известна зависимость ρ_f от масштабного фактора:

$$\rho_f = \frac{const}{a^{3(1+\omega_f)}}. \tag{3.1.4}$$

Из (3.1.3) для V_i^T получим

$$V_i^T = \frac{const}{a^{(1-\omega_f)}}. \tag{3.1.5}$$

Во время экпирозиса масштабный фактор уменьшается, поэтому скорость среды малая и убывает со временем, если потребовать $\omega_f > 1$.

Подставим (3.1.3) в (3.1.1), чтобы определить поведение векторных возмущений метрики. Для W_i^T в Фурье-представлении получим

$$W_i^T = \frac{16\pi}{M_{pl}^2} \int d\eta \frac{C(k)}{a^2(\eta)}. \tag{3.1.6}$$

Поведение масштабного фактора во время экпирозиса известно: $a = \tilde{a}(-\eta)^{\frac{p}{1-p}}$. Проинтегрировав (3.1.6), получим

$$W_i^T = C(k) \cdot (-\eta)^{\frac{1-3p}{1-p}}. \tag{3.1.7}$$

Выражая η через масштабный фактор и учитывая, что $p = \frac{1}{\epsilon}$ и $\epsilon \gg 1$, окончательно получим

$$W_i^T = C(k) \cdot a^{\epsilon - 3}, \quad \epsilon - 3 > 1. \tag{3.1.8}$$

Из (3.1.8) следует, что векторные возмущения метрики малы. Этот результат естественен, поскольку мы оговорили, что плотность введенной жидкости значительно меньше плотности доминирующего вещества.

В результате получили, что на стадии сжатия векторные моды убывают со временем, но для этого необходимо наложить условие $\omega_f > 1$.

3.2 Скалярные моды.

3.2.1 Скалярные возмущения на стадии сжатия.

Адиабатическая мода за горизонтом задается функцей $\zeta(\vec{k}) = \Psi + \frac{\delta\rho}{3(\rho+p)}$. Мы вместо $\zeta(k)$ будем использовать величину $\mathcal{R}(\vec{k}) = \Psi + \frac{a^{'}}{a}\vartheta$, где ϑ – потенциал скоростей. За горизонтом ζ и $\mathcal{R}$ неразличимы:

$$\zeta - \mathcal{R} \propto k^2 \to 0.$$

Согласно наблюдениям $\mathcal{R}$ является гауссовым случайным полем и полностью характеризуется двухточечным коррелятором. Физический смысл величины $\mathcal{R}$ заключается в том, что она пропорциональна кривизне пространственных гиперповерхностей сопутствующей системы отсчета.

Наша цель в этом разделе - получить явный вид и спектр мощности величины $\mathcal{R}$. Выражение для соответствующего гравитационного потенциала Φ и его спектр мощности нас интересовать не будут.

Везде далее используется конформная ньютонова калибровка, в которой метрика имеет вид:

$$ds^2 = a^2(\eta)[(1 + 2\Phi)d\eta^2 - (1 + 2\Psi)d\vec{x}^2]. \tag{3.2.1}$$

Считаем среду на стадии сжатия однокомпонентной. Экпирозис обеспечивается полем ϕ со стандартным кинетическим членом и быстро падающим потенциалом:

$$L = \frac{1}{2}g^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi + V_0 e^{c(\phi)}, \tag{3.2.2}$$

где $\phi(\vec{x}, t) = \phi_0(t) + \varphi(\vec{x}, t)$, $\phi_0(t)$ – однородное фоновое поле, а $\varphi(\vec{x}, t)$ – возмущение.

Тензор энергии-импульса имеет вид:

$$T^\mu_\nu = g^{\mu\lambda}\partial_\nu(\phi_0 + \varphi)\partial_\lambda(\phi_0 + \varphi) - \delta^\mu_\nu\left[\frac{1}{2}g^{\lambda\rho}\partial_\lambda(\phi_0 + \varphi)\partial_\rho(\phi_0 + \varphi) - V(\phi)\right]. \tag{3.2.3}$$

Выпишем 00- и $0i$-компоненты тензора энергии-импульса с метрикой (3.2.1) в линейном порядке по возмущениям:

$$\delta T^0_0 = \frac{1}{a^2}\left(-\phi_0^{'2}\Phi + \phi_0^{'}\varphi^{'} - \left(\phi_0^{''} + 2\frac{a'}{a}\phi_0^{'}\right)\varphi\right) \tag{3.2.4}$$

$$\delta T^0_i = \frac{1}{a^2}\phi_0^{'}\partial_i\varphi, \tag{3.2.5}$$

где $' \equiv \frac{d}{d\eta}$. Вычисляя T^i_j, получим что $T^i_j \propto \delta^i_j$, а значит тензор анизотропных натяжений $\Pi^i_j = 0$. Т.е. можно работать в приближении идеальной жидкости ($\Psi = -\Phi$), поскольку полученный тензор энергии-импульса по виду совпадает с тензором энергии-импульса идеальной жидкости. Явное выражение для T^i_j нам не потребуется, т.к. ij-компонента уравнений Эйнштейна выполняется тождественно, если выполнены уравнения для 00- и $0i$-компоненты. Для идеальной жидкости возмущения $0i$-компоненты тензора энергии-импульса выражаются как $\delta T^0_i = -(\rho + p)\partial_i\vartheta$, где ϑ-потенциал скоростей. Отсюда можно определить потенциал скоростей, используя стандартные выражения для плотности энергии и давления идеальной жидкости

$$\rho = \frac{1}{2a^2}\phi_0^{'2} + V(\phi_0), \quad p = \frac{1}{2a^2}\phi_0^{'2} - V(\phi_0), \quad p + \rho = \frac{1}{a^2}\phi_0^{'2}. \tag{3.2.6}$$

Приравнивая два выражения для δT^0_i и используя (3.2.6), найдем для потенциала скоростей:

$$\vartheta = -\frac{\varphi}{\phi_0^{'2}}. \tag{3.2.7}$$

Отсюда можно сделать вывод, какая система является сопутствующей. В данном случае, это система в которой поле однородно во всем пространстве, т.е. $\varphi = 0$.

Преобразуя 00- и $0i$-компоненты уравнений Эйнштейна для скалярного сектора в линейном порядке по возмущениям с помощью уравнений Фридмана и Райчаудхури, получим уравнение относительно неизвестной $\upsilon = -z\mathcal{R}$

$$\upsilon'' - \frac{z''}{z}\upsilon + k^2\upsilon = 0, \tag{3.2.8}$$

где $z = \frac{a^2\phi_0^{'}}{a^{'}}$ (уравнение записано для Фурье-образов) [1]. Выразим $\frac{z''}{z}$ через введенный безразмерный парамерт $\epsilon = \frac{3}{2}(\omega + 1)$ и конформное время η:

$$\frac{z''}{z} = \frac{2-\epsilon}{(\epsilon - 1)^2\eta^2}. \tag{3.2.9}$$

Уравнение (3.2.8) можно свести к уравнению Бесселя, вводя переменную $x = k|\eta|$ и делая замену $y = \frac{\upsilon(x)}{\sqrt{x}}$

$$\sqrt{x}[x^2y'' + xy' + (x^2 - \frac{2-\epsilon}{(\epsilon-1)^2} - \frac{1}{4})y] = 0,$$

где $' \equiv \frac{d}{dx}$. Решение запишем через функции Ханкеля:

$$\upsilon = \sqrt{x}[A_1 H_\beta^{(1)}(x) + A_2 H_\beta^{(2)}(x)], \quad \beta = \sqrt{\frac{2-\epsilon}{(\epsilon-1)^2} + \frac{1}{4}} = \frac{1}{2}\left|\frac{\epsilon-3}{\epsilon-1}\right|. \quad (3.2.10)$$

Граничное условие ставится глубоко под горизонтом. Поскольку для $\frac{z''}{z} \propto \frac{1}{\eta^2} \to 0$ при $\eta \to -\infty$, то (3.2.8) сводится к уравнению колебаний. На масштабах много меньших размера горизонта кривизна пространства мала, мы приходит к граничному условию

$$\upsilon \to \frac{1}{\sqrt{2k}} e^{-ik\eta}, \quad \eta \to -\infty.$$

Используя асимптотику функции Ханкеля $H_\beta^{(1)}(x) \to \sqrt{\frac{2}{\pi x}} exp\left[i\left(x - \frac{\beta\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)\right]$ при $x \to \infty$ и налагая граничные условия на решение, получим

$$\upsilon = -z\mathcal{R} = \sqrt{\frac{\pi k|\eta|}{4k}} H_\beta^{(1)}(k|\eta|) \cdot exp\left[i\frac{(2\beta+1)\pi}{4}\right]. \quad (3.2.11)$$

Нас интересует выражение для $\mathcal{R}$ за горизонтом, где эта величина не зависит от времени. Нам известна асимптотика функций Ханкеля за горизонтом:

$$H_\beta^{(1)} \to -\frac{i}{\pi}\Gamma(\beta)\left(\frac{k|\eta|}{2}\right)^{-\beta}.$$

Окончательно из (3.2.11) для $\mathcal{R}$ получаем

$$\mathcal{R} = \frac{1}{z}\sqrt{\frac{\pi k|\eta|}{4k}} \frac{i}{\pi}\Gamma(\beta)\left(\frac{k|\eta|}{2}\right)^{-\beta} exp\left[i\frac{(2\beta+1)\pi}{4}\right]. \quad (3.2.12)$$

Выразив z через η, используя (2.6), получим $z = \frac{2\tilde{a}}{cp}(-\eta)^{-\frac{p}{1-p}}$. Подставив z в (3.2.12), убедимся, что величина $\mathcal{R}$ не зависит от времени за горизонтом

$$\mathcal{R} = \frac{cp}{2\tilde{a}}\sqrt{\frac{\pi}{4}} \frac{i}{\pi}\Gamma(\beta)\left(\frac{k}{2}\right)^{-\beta} exp\left[i\frac{(2\beta+1)\pi}{4}\right]. \quad (3.2.13)$$

Вычислим спектр мощности для $\mathcal{R}$ стандартным способом:

$$< \mathcal{R}(\vec{k})\mathcal{R}(\vec{k}') >= \frac{P_\mathcal{R}(k)}{(2\pi)^3}\delta(\vec{k} + \vec{k}')$$

Учитывая, что $\mathcal{R}(x)$ является действительной функцией

$$\mathcal{P}_\mathcal{R}(k) = \frac{k^3}{2\pi^2}P_\mathcal{R}(k) = 4^\beta\left(\frac{cp}{2\tilde{a}}\right)^2\Gamma^2(\beta)k^{3-2\beta}. \quad (3.2.14)$$

Таким образом, мы убедились, что за горизонтом величина $\mathcal{R}$ не зависит от времени и нашли ее спектр мощности (3.2.14).

3.2.2 Скалярные возмущения на горячей стадии.

В данном разделе мы покажем, что после отскока на радиационно-доминированной стадии к описанию эволюции возмущений применима линеаризованная теория, т.е. $\delta\rho_{rad}(\vec{x}) \ll \rho_{rad}(\vec{x})$. Для этого мы найдем спектр мощности для $\delta_{rad} = \frac{\delta\rho_{rad}}{\rho_{rad}}$ и покажем, что $< \delta^2_{rad}(\vec{x}) > \ll 1$ для всех мод.

Рассмотрим радиационно-доминированную стадию, которая наступает после отскока (среда считается однокомпонентной). Считаем, что переход происходит мгновенно, а также предполагаем, что параметры Хаббла до и после отскока совпадают, как и масштабные факторы. Для моды с импульсом k за горизонтом величина $\mathcal{R}$ постоянна. Если до отскока мода вышла за горизонт, то сразу после отскока она все еще будет находиться за горизонтом и величина $\mathcal{R}$ будет иметь то же значение, что и до отскока. Однако, после отскока $\mathcal{R}$ будет определяться возмущениями релятивистского вещества и соответсвующего гравитационного потенциала на горячей стадии. По известному $\mathcal{R}$ можно определить значения относительного возмущения релятивистского вещества δ_{rad} и соответствующего гравитационного потенциала $\bar{\Phi}$ за горизонтом.

Нам известно поведение δ_{rad} и $\bar{\Phi}$: за горизонтом обе величины держатся постоянными, а под горизонтом возмущения плотности релятивистского вещества испытывают акустические осцилляции [1]. Известным результатом является связь δ_{rad} и $\bar{\Phi}$ за горизонтом: $\delta_{rad} = -2\bar{\Phi}$. Из определения ζ (за горизонтом мы не делаем различия между ζ и $\mathcal{R}$) и уравнения состояния для радиационно-доминированной стадии $\omega = \frac{1}{3}$ получим, что

$$\bar{\Phi} = -\frac{2}{3}\zeta = -\frac{2}{3}\mathcal{R}. \tag{3.2.15}$$

Для δ_{rad} немедленно получаем связь с $\mathcal{R}$, а также связь спектров мощности этих величин

$$\delta_{rad} = \frac{4}{3}\mathcal{R}, \tag{3.2.16}$$

$$\mathcal{P}_\delta(k) = \frac{16}{9}\mathcal{P}_\mathcal{R}(k). \tag{3.2.17}$$

Подставляя (3.2.14) в (3.2.17), получаем выражение для спектра мощности δ_{rad}

$$\mathcal{P}_\delta(k) = \frac{4^{\beta+2}}{9}\left(\frac{cp}{2\tilde{a}}\right)^2 \Gamma^2(\beta) k^{3-2\beta}. \tag{3.2.18}$$

Поскольку δ_{rad} пропорционально $\mathcal{R}$, то δ_{rad} также является случайным гауссовым полем и характеризуется своим двухточечным коррелятором. Тогда для $< \delta^2_{rad}(\vec{x}) >$ справедливо

$$< \delta^2_{rad}(\vec{x}) >= \int d^3k d^3k' < \delta_{rad}(\vec{k})\delta_{rad}(\vec{k}') > e^{i\vec{k}\vec{x}} e^{i\vec{k}'\vec{x}} =$$

$$= \int d^3k d^3k' \frac{P_\delta(k)}{(2\pi)^3} \delta(\vec{k}+\vec{k}') e^{i\vec{k}\vec{x}} e^{i\vec{k}'\vec{x}} =$$

$$= \int d^3k \frac{P_\delta(k)}{(2\pi)^3} = \int 4\pi k^2 dk \frac{P_\delta(k)}{(2\pi)^3} = \int \frac{dk}{k} \mathcal{P}_\delta(k). \tag{3.2.19}$$

Интегрирование в (3.2.19) идет не по всем возможным импульсам, а до определенного значения k_{max}. Перед отскоком космологический горизонт имеет размер порядка H_b^{-1}. Мода с наибольшим k выходит за горизонт непосредственно перед отскоком. После отскока Вселенная начинает расширяться и моды начинают заходить обратно под горизонт, т.е. мод с бо́льшими импульсами за горизонтом не появится. Вычислим значение k_{max}.

Условие выхода моды за горизонт

$$k_{max} \sim H_b a_b, \tag{3.2.20}$$

где $H_b = \frac{a_b^{'}}{a_b^2}$ – параметр Хаббла непосредственно перед отскоком, а $a_b = a(\eta_b)$, η_b - момент отскока. Зная, что на стадии экпирозиса $a(\eta) = \tilde{a}(-\eta)^{\frac{p}{1-p}}$, из (3.2.20) получаем выражение для k_{max}

$$k_{max} = \frac{p}{1-p}\frac{1}{(-\eta_b)}. \tag{3.2.21}$$

Для вычисления η_b учтем, что на горячей стадии $H_b = \frac{T_d^2}{M_{pl}^*}$, где T_d – температура Вселенной сразу после разогрева, $M_{pl}^* = \frac{M_{pl}}{1.66\sqrt{g_{*d}}}$. Используя выражения для $a(\eta_b)$ и $H_b = \frac{a_b^{'}}{a_b^2}$, получим

$$-\eta_b = \left(\frac{p}{\tilde{a}(1-p)}\frac{M_{pl}^*}{T_d^2}\right)^{1-p}. \tag{3.2.22}$$

Используя (3.2.17) и (3.2.21), получим для $< \delta^2_{rad}(\vec{x}) >$

$$< \delta^2_{rad}(\vec{x}) >= \int\limits_0^{k_{max}} \frac{dk}{k}\frac{4^{\beta+2}}{9}\left(\frac{cp}{2\tilde{a}}\right)^2 \Gamma^2(\beta) k^{3-2\beta} =$$

$$= \int\limits_0^{k_{max}} dk \frac{4^{\beta+2}}{9}\left(\frac{cp}{2\tilde{a}}\right)^2 \Gamma^2(\beta) k^{2-2\beta} = \frac{4^{\beta+2}}{9(3-2\beta)}\left(\frac{cp}{2\tilde{a}}\right)^2 \Gamma^2(\beta) k_{max}^{3-2\beta}.$$

С учетом (3.2.21)

$$< \delta^2_{rad}(\vec{x}) >= \frac{4^{\beta+2}}{9(3-2\beta)} \left(\frac{cp}{2\tilde{a}}\right)^2 \Gamma^2(\beta) \left(\frac{p}{1-p}\right)^{3-2\beta} \frac{1}{(-\eta_b)^{3-2\beta}}. \qquad (3.2.23)$$

Выражая β и p через безразмерный парметр ϵ и подставляя (3.2.22) в (3.2.23), получим

$$< \delta^2_{rad}(\vec{x}) >= \frac{4^{\beta+1}c^2}{9(3-2\beta)} \Gamma^2(\beta) \frac{1}{\epsilon^2} \left(\frac{1}{\epsilon-1}\right)^{\frac{2}{\epsilon-1}} \frac{T_d^4}{M_{pl}^{*2}}. \qquad (3.2.24)$$

В выражении для $< \delta^2_{rad}(\vec{x}) >$ присутствует параметр c, имеющий размерность длины, который можно выразить через ϵ и M_{pl}

$$c^2 = \frac{16\pi}{M_{pl}^2}\epsilon. \qquad (3.2.25)$$

Поскольку $\epsilon \gg 1$ и $\beta \to \frac{1}{2}$, то из (3.2.24)

$$< \delta^2_{rad}(\vec{x}) >= \frac{64\pi}{9}(1,66)^2 g_{*d} \Gamma^2\left(\frac{1}{2}\right) \epsilon^{-\frac{2}{(1-1/\epsilon)}} \frac{T_d^4}{M_{pl}^4} \ll 1.$$

Итак, после отскока на радиационно-доминированной стадии возмущения для всех допустимых импульсов k действительно описываются линейной теорией.

4 Заключение.

В работе показано, что если кроме поля ϕ во Вселенной есть другое вещество, то векторные моды, присутствующие в этом веществе, будут убывать, если наложить условие $\omega_f > 1$.

Опираясь на основные результаты для скалярных возмущений на стадии экпирозиса, было показано, что после выхода Вселенной на радиационно-доминированную стадию относительные возмущения радиации малы для всех мод. Таким образом, на горячей стадии после экпирозиса возмущения могут описываться линейной теорией.

Список литературы.

[1] Д. С. Горбунов, В. А. Рубаков. Введение в теорию ранней Вселенной. Космологические возмущения. Инфляционная теория. //-М.: КРАСАНД, 2010. -568 с.

[2] Д. С. Горбунов, В. А. Рубаков. Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого взрыва. //-М.: Издательство ЛКИ, 2008. -552 с.

[3] Jean-Lue Lehners. Ekpyrotic and Cyclic Cosmology. // -arXiv:0806.1245v2

[4] S. Mironov. Pseudo-conformal Universe: late-time contraction and generation of tensor modes. // -arXiv:1211.0262v2