

СПЕКТР ВОЗМУЩЕНИЙ НА ИНФЛЯЦИОННОЙ СТАДИИ ПРИ НАЛИЧИИ КОСМИЧЕСКОЙ СТРУНЫ

А.А.СААРЯН

Поступила 7 апреля 2010

Принята к печати 26 мая 2010

Исследован спектр возмущений скалярного поля с произвольным параметром связи с кривизной в де Ситтеровской стадии космологического расширения при наличии космической струны. Эти возмущения обусловлены вакуумными флуктуациями поля и являются затравочными возмущениями для образования галактик в постинфляционной стадии. Наличие космической струны нарушает однородность пространства де Ситтера и, в результате, спектр возмущений зависит от расстояния до струны. Эта зависимость имеет осцилляционный характер с периодом порядка длины волны возмущения.

Ключевые слова: *космология; инфляция; космическая струна*

1. *Введение.* Пространство де Ситтера является одним из наиболее популярных многообразий в общей теории относительности. Оно соответствует максимально симметричному решению уравнений Эйнштейна с положительной космологической постоянной, и поэтому многие физические задачи точно интегрируемы на его фоне.

Одним из наиболее замечательных достижений современной наблюдательной космологии является открытие ускоренного расширения Вселенной в настоящую эпоху [1,2]. Оно базируется на наблюдательных данных о сверхновых с большими красными смещениями. В рамках общей теории относительности ускоренное расширение Вселенной предполагает наличие негравитационного источника энергии с отрицательным давлением, обычно называемого темной энергией (о моделях темной энергии см., например, [3] и приведенные там ссылки). Наиболее простая модель темной энергии связана с наличием космологической постоянной, которая хорошо согласована с наблюдательными данными. Если источником, управляющим ускоренным расширением Вселенной является космологическая постоянная, то пространство де Ситтера оказывается аттрактором для геометрии будущего.

Другой важной областью космологических исследований, где пространство де Ситтера играет важную роль, являются модели инфляции [4,5]. В этих моделях предполагается наличие квази-де Ситтеровской фазы расширения в начальной стадии расширения Вселенной, что приводит к естественному разрешению ряда проблем стандартной космологии: проблема

горизонта и плоскостности, крупномасштабной однородности и изотропии, образования галактик и т.д. Однако наиболее замечательным достижением инфляционных моделей является генерация первичных неоднородностей в распределении вещества, которые обусловлены квантовыми флуктуациями в инфляционную эпоху. Согласно наиболее популярному в настоящее время сценарию образования крупномасштабной структуры Вселенной, именно на этих неоднородностях, в результате гравитационной неустойчивости, образуются галактики и скопления галактик в эпоху доминантности вещества [6]. Спектр возмущений, генерируемых в период инфляции, хорошо согласуется с наблюдательными данными об анизотропиях температуры реликтового излучения. Эти данные свидетельствуют о том, что возмущения плотности имеют спектр, близкий к масштабно инвариантному [7].

В данной работе исследовано изменение спектра возмущений для скалярного поля в де Ситтеровской стадии расширения, обусловленное наличием космической струны. В разделе 2 описана рассматриваемая модель и выписаны соответствующие собственные функции скалярного поля при произвольном параметре связи с кривизной. В разделе 3 определена спектральная функция вакуумных флуктуаций в случае произвольного значения дефицита угла, обусловленного наличием струны. В разделе 4 рассмотрен частный случай, когда выведенная общая формула существенно упрощается. Основные результаты подытожены в разделе 5.

2. Модель и собственные функции. В результате фазовых переходов на ранних стадиях космологического расширения могут рождаться различные типы топологических дефектов (монополи, космические струны, доменные стенки) [8,9]. Наиболее важными из них являются космические струны. Недавно новый механизм образования космических струн в рамках бран-моделей был предложен в [10-12]. В простейшей теоретической модели, описывающей бесконечную прямую космическую струну, пространство-время локально плоское вне струны и имеет дельтаобразный тензор кривизны, локализованный на струне. В квантовой теории поля соответствующая нетривиальная топология приводит к ненулевым вакуумным средним физических наблюдаемых (см., например, [13,14] и приведенные там ссылки). Поляризация вакуума космической струной на фоне пространства-времени де Ситтера рассматривалась нами в работе [15].

Скалярные поля играют фундаментальную роль в современных теориях элементарных частиц. В данной работе рассмотрено квантовое скалярное поле $\phi(x)$ на фоне пространства де Ситтера при наличии космической струны. Соответствующий линейный элемент имеет вид

$$ds^2 = dt^2 - e^{2t/\alpha} (dr^2 + r^2 d\phi^2 + dz^2), \quad (1)$$

где параметр α определяет радиус кривизны пространства-времени и

связан с постоянной Хаббла H соотношением $\alpha = 1/H$. В выражении (1), $r \geq 0$, $0 \leq \phi \leq \phi_0$ определяют координаты на двумерном конусе, а $-\infty < t < +\infty$, $-\infty < z < +\infty$. При отсутствии космической струны $\phi_0 = 2\pi$. Наличие космической струны приводит к дефициту угла $2\pi - \phi_0$, который связан с массой струны μ на единицу длины соотношением $2\pi - \phi_0 = 8\pi G\mu$, где G - гравитационная постоянная.

Для скалярного поля с параметром связи ξ уравнение поля имеет вид

$$(\nabla_l \nabla^l + m^2 + \xi R)\varphi = 0, \quad (2)$$

где ∇_l - оператор ковариантного дифференцирования, m - масса кванта поля, а $R = 12/\alpha^2$ - скалярная кривизна пространства де Ситтера. В случаях минимально и конформно связанных скалярных полей для параметра связи с кривизной $\xi = 0$ и $\xi = 1/6$ соответственно. Наряду с сопутствующей временной координатой удобно ввести конформное время τ , согласно $\tau = -\alpha e^{-t/\alpha}$, где $-\infty < \tau < 0$. В терминах конформной временной координаты линейный элемент (1) принимает конформно плоский вид с масштабным фактором $(\alpha/\tau)^2$.

Спектр возмущений является одним из основных характеристик вакуумных флуктуаций и играет важную роль в моделях космологической инфляции. Ниже мы рассмотрим изменение спектра возмущений скалярного поля на фоне пространства де Ситтера, обусловленное наличием космической струны. Для определения спектра возмущений необходимо иметь полный набор собственных функций уравнения (2). Выбор собственных функций определяет вакуумное состояние поля. В пространстве-времени де Ситтера наиболее естественным вакуумным состоянием является вакуум Банча-Девиса [16], который инвариантен относительно группы де Ситтера и в адиабатическом приближении переходит в вакуум Минковского.

Полагая, что поле находится в вакуумном состоянии Банча-Девиса, в рассматриваемой геометрии собственные функции имеют вид

$$\varphi_{npk_3}(x) = C \eta^{3/2} H_\nu^{(1)}(k\eta) J_{q|n}(pr) e^{ik_3 z + in\phi}, \quad k = \sqrt{p^2 + k_3^2}, \quad (3)$$

$$-\infty < k_3 < +\infty, \quad 0 \leq p < +\infty, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (4)$$

где $\eta = |\tau|$, k_3 - проекция импульса на ось струны, p - импульс в плоскости, перпендикулярной оси струны, а $J_\mu(x)$ и $H_\nu^{(1)}(x)$ - функции Бесселя и Ханкеля, соответственно. Порядок функции Ханкеля и параметр q в формуле (3) определяются выражениями

$$\nu = \sqrt{9/4 - 12\xi - m^2 \alpha^2}, \quad q = 2\pi/\phi_0. \quad (5)$$

Заметим, что в зависимости от значений параметра связи с кривизной и массы поля, ν может быть как действительным, так и чисто мнимым. Для конформно связанного безмассового скалярного поля имеем $\nu = 1/2$ и соответствующая функция Ханкеля выражается через элементарные

функций: $H_{\nu/2}^{(1)}(z) = -ie^{iz} \sqrt{2/\pi} z$. Для минимально связанного безмассового поля $\nu = 3/2$, а $H_{3/2}^{(1)}(z) = -\sqrt{2/\pi} (z+i)z^{-3/2} e^{iz}$. Постоянная C в формуле (3) определяется из условия нормировки собственных функций:

$$C^2 = \frac{qpe^{(v-v^*)\pi/2}}{16\pi\alpha^2}, \quad (6)$$

где звездочка означает операцию комплексного сопряжения.

3. *Спектр возмущений.* Одним из основных характеристик вакуумных флуктуаций скалярного поля является двухточечная функция (положительно-частотная функция Вайтмана)

$$W(x, x') = \langle 0 | \varphi(x) \varphi(x') | 0 \rangle, \quad (7)$$

где x и x' обозначают пространственно-временные точки, а $|0\rangle$ соответствует вакуумному состоянию Банча-Девиса. Эта функция определяет как корреляции вакуумных флуктуаций в различных пространственно-временных точках, так и отклик детекторов частиц в заданном состоянии движения (см., например, [17]). Разлагая оператор поля по полному набору функций $\{\varphi_{npk_3}(x), \varphi_{npk_3}^*(x)\}$, и учитывая коммутационные соотношения для операторов уничтожения и рождения, можно определить двухточечную функцию

$$W(x, x') = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} dk_3 \varphi_{npk_3}(x) \varphi_{npk_3}^*(x'). \quad (8)$$

Подставляя приведенные в (3) выражения для собственных функций в эту формулу, находим, что

$$W(x, x') = \frac{q(\eta\eta')^{3/2} e^{i(v-v^*)\pi/2}}{16\pi\alpha^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{in\varphi(\psi-\psi')} \int_0^{\infty} dp p \int_{-\infty}^{+\infty} dk_3 e^{ik_3(z-z')} \times \\ \times J_{|n|}(pr) J_{|n|}(pr') H_{\nu}^{(1)}(k\eta) [H_{\nu}^{(1)}(k\eta')]^* \quad (9)$$

Вакуумное среднее квадрата поля определяется приведенным выражением в пределе совпадения аргументов.

Спектральная функция $P_{\varphi}(k, t)$ определяется двухточечной функцией по формуле

$$W(x, x) = \int_0^{\infty} \frac{dk}{k} P_{\varphi}(k, t), \quad (10)$$

где k - модуль волнового вектора. Для вычисления двухточечной функции в пределе совпадения, введем полярные координаты в плоскости (p, k_3) . В результате из (9), (10) для спектральной функции получаем следующее выражение:

$$P_{\varphi}(k, t) = \frac{qe^{i(v-v^*)\pi/2}}{4\pi\alpha^2} (k\eta)^3 |H_{\nu}^{(1)}(k\eta)|^2 \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^1 dx \frac{x J_{qn}^2(krx)}{\sqrt{1-x^2}}, \quad (11)$$

где штрих над знаком суммы означает, что слагаемое с $n=0$ следует брать с весом $1/2$. При отсутствии космической струны имеем $q=1$ и ряд в формуле (11) вычисляется с помощью соотношения $\sum_{n=0}^{\infty} J_n^2(x) = 1/2$. В результате получим известное выражение для спектральной функции в пространстве-времени де Ситтера:

$$P_{\Phi}^{(0)}(k, t) = \frac{e^{i(\nu-\nu^*)\pi/2}}{8\pi\alpha^2} (k\eta)^3 |H_{\nu}^{(1)}(k\eta)|^2. \quad (12)$$

Заметим, что эта величина не зависит от точки наблюдения, что является прямым следствием максимальной симметрии пространства де Ситтера. Наличие космической струны нарушает однородность пространства де Ситтера и, в результате, спектр возмущений зависит от расстояния до струны.

Рассмотрим сначала поведение спектральной функции в пространстве де Ситтера при отсутствии космической струны в асимптотических областях параметра ηk . Предельный случай $\eta k \gg 1$ соответствует возмущениям с длиной волны намного меньше длины Хаббла α (радиус горизонта пространства де Ситтера). В этом пределе имеем

$$P_{\Phi}^{(0)} \approx \frac{1}{\lambda_{phys}^2}, \quad \lambda_{phys} \ll \alpha, \quad (13)$$

где $\lambda_{phys} = 2\pi\alpha/(\eta k)$ - физическая длина волны. Как и следовало ожидать, в ведущем порядке спектральная функция совпадает с соответствующим результатом для пространства Минковского.

В обратном пределе больших длин волн имеем $\eta k \ll 1$. В этом пределе длина волны возмущения много больше хаббловского радиуса и соответствующее асимптотическое поведение спектральной функции качественно различно для действительных и мнимых значений ν . Воспользовавшись асимптотическими формулами для функции Ханкеля (см., например, [18]), для положительных значений ν в ведущем порядке находим

$$P_{\Phi}^{(0)} \approx \frac{(\eta k/2)^{3-2\nu}}{\pi^3 \alpha^2} \Gamma^2(\nu), \quad (14)$$

где $\Gamma(x)$ - гамма-функция Эйлера. Для минимально связанного безмассового скалярного поля имеем $\nu = 3/2$ и поэтому из (14) получаем масштабно-инвариантную спектральную функцию $P_{\Phi}^{(0)} \approx 1/(2\pi\alpha)^2$. Наблюдательные данные об анизотропии температуры реликтового излучения свидетельствуют о том, что такой спектр хорошо описывает неоднородности в ранней Вселенной. Заметим, что для минимально связанного безмассового поля точная формула имеет вид $P_{\Phi}^{(0)} = [1 + (k\eta)^2]/(2\pi\alpha)^2$. Для массивного скалярного поля с массой намного меньше хаббловского масштаба энергии в период инфляции, $m\alpha \ll 1$, ненулевая масса приводит к малым поправкам

к масштабно инвариантному спектру. Для мнимых значений ν и в пределе $\eta k \ll 1$ получается следующее асимптотическое выражение

$$P_{\varphi}^{(0)} \approx \frac{(\eta k)^3}{4\pi^3 \alpha^2} \left\{ \frac{\pi}{|\nu|} \coth(\pi|\nu|) + B_0 \cos[2|\nu| \ln(k\eta/2) - \phi_0] \right\}. \quad (15)$$

Постоянные B_0 и ϕ_0 в этой формуле определяются соотношением $\Gamma^2(i|\nu|) = B_0 e^{i\phi_0}$. В этом случае спектральная функция стремится к нулю как $1/\lambda_{phys}^3$.

На рис.1 изображена спектральная функция в зависимости от $k\eta$ для минимально и конформно связанных скалярных полей для различных значений параметра $m\alpha$. Как видно из приведенных графиков, спектральная функция уменьшается с ростом массы поля.

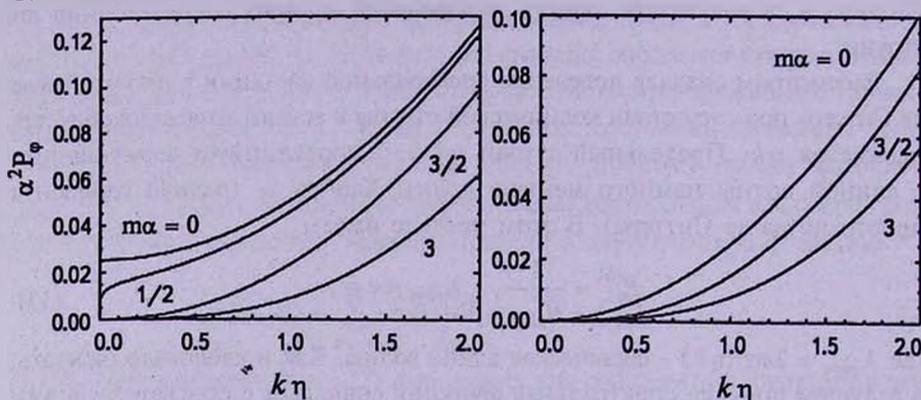


Рис. 1. Спектральная функция в пространстве де Ситтера при отсутствии космической струны для минимально (слева) и конформно (справа) связанных скалярных полей. Числа рядом с кривыми - значения параметра $m\alpha$.

Рассмотрим теперь спектр возмущений при наличии космической струны, определяемый формулой (11). Интеграл фигурирующий в этой формуле выражается через гипергеометрическую функцию [19]:

$$\int_0^1 dy \frac{y J_{qn}^2(ay)}{\sqrt{1-y^2}} = \sqrt{\pi} a^{2qn} \frac{{}_1F_2(qn+1/2; qn+3/2, 2qn+1; -a^2)}{2^{2qn+1} \Gamma(qn+3/2) \Gamma(qn+1)}. \quad (16)$$

Таким образом, в общем случае для спектральной функции находим

$$P_{\varphi}(k, t) = P_{\varphi}^{(0)}(k, t) F(q, rk), \quad (17)$$

где введено обозначение

$$F(q, x) = 2q \sum_{n=0}^{\infty} \frac{{}_1F_2(qn+1/2; qn+3/2, 2qn+1; -x^2)}{\Gamma(2qn+2)} x^{2qn}. \quad (18)$$

Функция $P_{\varphi}(k, t)$ зависит от величин k и r через комбинаций $k\eta = \alpha k_{phys}$ и $r/\eta = r_{phys}/\alpha$, где k_{phys} и r_{phys} являются физическим волновым числом и собственным расстоянием от оси струны. Как видно из формулы (17),

воздействие космической струны на спектр возмущений определяется функцией $F(q, x)$. Заметим, что эта функция универсальна и не зависит от массы поля и от параметра связи с кривизной, а также от времени. Приведем также следующее интегральное представление этой функции:

$$F(q, x) = 2q \int_0^1 dy \frac{y}{\sqrt{1-y^2}} \sum_{n=0}^{\infty} J_{qn}^2(xy). \quad (19)$$

При $x \ll 1$ имеем следующую приближенную формулу

$$F(q, x) \approx q \left[1 - \frac{x^2}{3} + \frac{2x^2 q}{\Gamma(2q+2)} \right]. \quad (20)$$

При $1 \leq q < 2$ и $x \gg 1/(2/q - 1)$ асимптотическую формулу для функции $F(q, x)$ можно получить, применяя формулу суммирования Абеля-Плана (см., например, [20]) к ряду в (19). Это приводит к следующему результату

$$F(q, x) \approx 1 - 2 \frac{\cos(2x - \pi/4)}{(\pi x)^{3/2}} \int_0^{\infty} dy \sin h(y) \left(\frac{1}{e^{2y/q} - 1} - \frac{1}{e^{2y} - 1} \right). \quad (21)$$

В терминах угла ϕ_0 эта асимптотическая формула верна в области $\pi < \phi_0 \leq 2\pi$. Для целых значений параметра q более простая формула получена в следующем разделе. Как и следовало ожидать, в рассматриваемом пределе эффекты, обусловленные струной, подавлены.

На рис.2 приведена зависимость функции $F(q, x)$ от аргументов. В частности, на оси струны имеем $F(q, 0) = q$, а также $F(1, x) = 1$. Как видно из рисунка, наличие струны приводит к осцилляциям спектральной функции в зависимости от расстояния до струны. Период этих осцилляций порядка длины волны возмущения.

Рассмотрим предельные случаи общей формулы (17). Для точек вблизи струны, $kr \ll 1$, имеем

$$P_{\varphi}(k, t) \approx q P_{\varphi}^{(0)}(k, t) \left[1 - \frac{(kr)^2}{3} + \frac{2(kr)^2 q}{\Gamma(2q+2)} \right]. \quad (22)$$

На больших расстояниях от струны, $rk \gg 1$, асимптотическая формула для спектральной функции получается из (21). В инфляционной космологии важную роль играет значение спектра возмущений на длине волны намного больше размера горизонта: $k\eta = \alpha k_{phys} \ll 1$.

Для космологических приложений наиболее важным является случай минимально связанного скалярного поля, масса которого много меньше характерного масштаба энергии в период инфляции, $m\alpha \ll 1$. Характерный масштаб энергии в инфляционных моделях обычно порядка 10^{14} ГэВ. В этом случае, как уже отмечалось выше, при отсутствии струны спектр возмущений для рассматриваемых длин волн масштабно инвариантен (спектр Харрисона-Зельдовича).

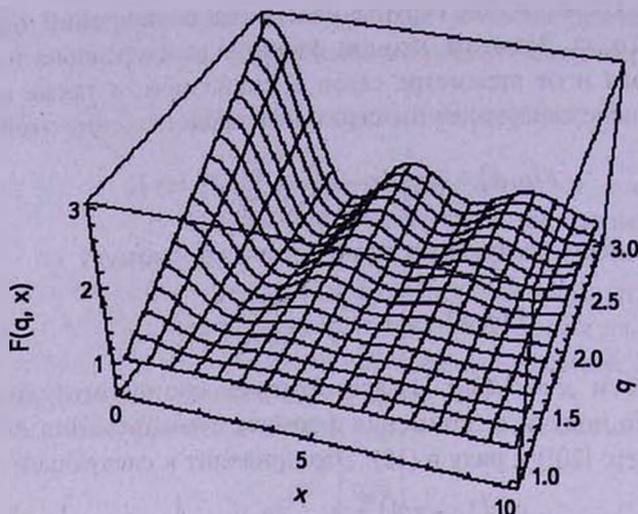


Рис.2. Функция $F(q, x)$, определяющая воздействие космической струны на спектр возмущений.

Рассмотрим поведение спектра возмущений в пределе $k\eta \ll 1$ при различных значениях расстояния до оси струны. Для расстояний меньше или порядка размера горизонта имеем $r/\eta = r_{phys}/\alpha \leq 1$. В этом случае второй аргумент функции $F(q, kr)$ в (17) является малым, и поэтому можно воспользоваться приближенной формулой (20). В результате получим следующую формулу

$$P_{\varphi}(k, t) \approx \frac{q}{4\pi^2 \alpha^2} \left[1 + (k\eta)^2 - \frac{(rk)^2}{3} + \frac{2(rk)^{2q}}{\Gamma(2q+2)} \right]. \quad (23)$$

Для расстояний до оси струны порядка длины волны возмущения имеем $kr \sim 1$, и поэтому следует пользоваться точной формулой для функции $F(q, kr)$. При $k\eta \ll 1$ соответствующая спектральная функция совпадает с функцией $F(q, kr)$ с точностью до постоянного множителя $1/(2\pi\alpha)^2$.

4. *Специальный случай.* Более простой результат для спектра возмущений при наличии космической струны можно получить в частном случае, когда параметр q целое число. В этом случае ряд в формуле (11) можно записать в виде

$$\sum_{n=0}^{\infty} ' J_{qn}^2(y) = \sum_{n=0}^{\infty} ' \cos(qn\pi) J_{qn}(y) J_{-qn}(y). \quad (24)$$

Для суммирования ряда в правой части этого соотношения воспользуемся формулой

$$\sum_{n=0}^{\infty} ' \cos(qn\pi) J_{qn}(y) J_{-qn}(y) = \frac{1}{2q} \sum_{l=0}^{q-1} J_0(2y \sin(l\pi/q)). \quad (25)$$

После подстановки (24), (25) с $y = kr\eta$ в формулу (11) и соответствующего интегрирования по формуле, приведенной в [19], приходим к следующему выражению

$$P_{\varphi}(k, t) = \frac{e^{i(\nu-\nu^*)\pi/2}}{8\pi\alpha^2} (k\eta)^3 |H_{\nu}^{(1)}(k\eta)|^2 \sum_{l=0}^{2q-1} \frac{\sin[2kr\sin(l\pi/q)]}{2kr\sin(l\pi/q)}. \quad (26)$$

Заметим, что часть обусловленная слагаемым $l=0$, совпадает со спектральной функцией в пространстве де Ситтера при отсутствии космической струны (см. формулу (12)). Слагаемые с $l \neq 0$ индуцированы наличием струны. Формулу (26) можно вывести также непосредственно - методом изображений.

На рис.3 и 4 приведена зависимость спектральной функции для минимально и конформно связанных безмассовых скалярных полей от $k\eta$ и r/η для космической струны с дефицитом угла, соответствующим значению $q=3$. Как уже отмечалось выше, эти величины соответствуют физическому волновому числу и собственному расстоянию до оси струны, измеренным в хаббловских единицах.

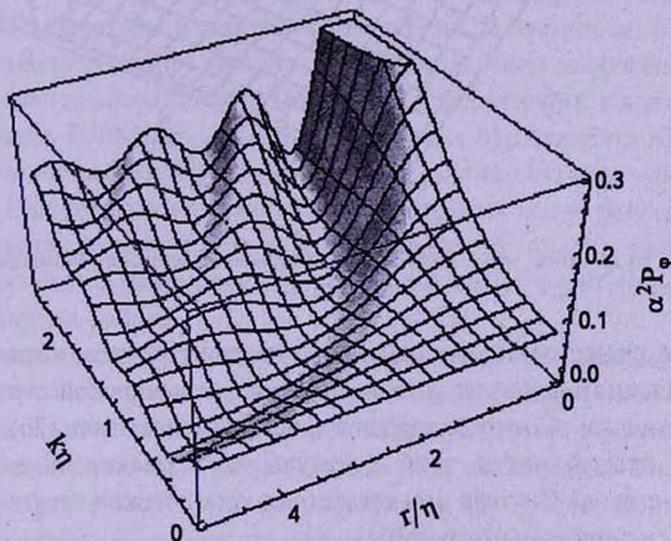


Рис.3. Спектральная функция в пространстве де Ситтера для минимально связанного безмассового скалярного поля при наличии космической струны с дефицитом угла, соответствующему $q=3$.

4. **Заключение.** В данной работе исследовано изменение спектра возмущений квантовых флуктуаций скалярного поля, обусловленное наличием космической струны в де ситтеровской стадии расширения Вселенной. Соответствующая спектральная функция определяется с помощью двухточечной функции и в общем случае дефицита угла дается формулой (17). Воздействие струны описывается функцией $F(q, x)$, задаваемой

формулой (18). Эта функция универсальна и не зависит от времени, от массы поля и от параметра связи с кривизной. Наличие струны нарушает однородность пространства де Ситтера и спектр возмущений зависит от точки наблюдения. Для точек на оси струны имеет место простое соотношение (22). На больших расстояниях от струны часть спектральной функции, обусловленная наличием струны, стремится к нулю. Общая

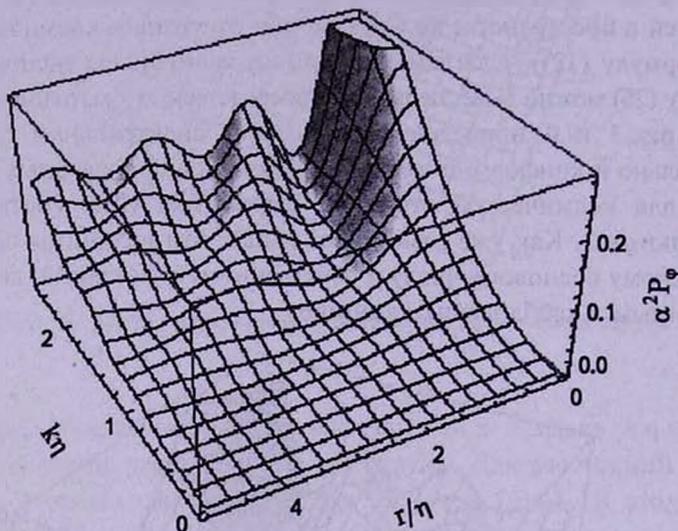


Рис.4. То же самое, что и на рис.3 для конформно связанного безмассового скалярного поля.

формула существенно упрощается в частном случае, когда параметр q , определяющий дефицит угла в геометрии космической струны, является целым числом. Соответствующая формула имеет вид (26). Слагаемое с $l=0$ в правой части этой формулы есть спектральная функция в пространстве де Ситтера при отсутствии космической струны, а слагаемые с $l>0$ генерированы струной.

В пространстве-времени де Ситтера длины волн вакуумных флуктуаций экспоненциально растут при расширении Вселенной, в то время как радиус горизонта остается постоянным. Отсюда следует, что в некоторый момент времени длина волны становится равной радиусу горизонта. При дальнейшем расширении спектральная функция стремится к нулю, кроме случая минимально связанного безмассового скалярного поля, когда эта функция при отсутствии космической струны фиксируется на значении $1/(2\pi\alpha)^2$. В постинфляционной стадии, доминированной излучением, возмущения плотности энергии, обусловленные вакуумными флуктуациями скалярного поля, приводят к возмущениям плотности вещества. Согласно

стандартному сценарию, именно эти возмущения являются источником гравитационной неустойчивости, в результате которой образуется крупномасштабная структура Вселенной. В постинфляционной стадии, в период доминантности излучения, и в дальнейшем, в период доминантности нерелятивистской материи, горизонт расширяется быстрее сопутствующего размера возмущения плотности. В результате, возмущение с заданной длиной волны снова пересекает горизонт, но теперь в обратном направлении. Возмущения плотности энергии приводят к анизотропиям температуры реликтового излучения. Эти анизотропии являются предметом интенсивных исследований современной наблюдательной космологии. Они содержат важную информацию о неоднородностях в распределении вещества в период рекомбинации. В частности, наблюдательные данные об анизотропиях реликтового излучения приводят к существенным ограничениям на инфляционные модели.

Изменение спектра возмущений, обусловленное наличием космической струны в период инфляции, приводит к соответствующим изменениям в анизотропиях температуры реликтового излучения. В частности, согласно описанным выше результатам, следует ожидать появления дополнительных осцилляций в зависимости спектра анизотропий реликтового излучения от углового масштаба. Наблюдательные данные об этих анизотропиях приводят к ограничениям на параметры струны в инфляционной стадии, а также на их плотность. Для детального сравнения приведенных выше результатов с наблюдательными данными требуется дальнейший анализ эволюции возмущений в постинфляционный период. Такой анализ будет представлен в следующей нашей работе.

Выше мы рассмотрели изменение спектра возмущений, обусловленное наличием космической струны в де Ситтеровской стадии расширения. Альтернативный механизм генерации первичных неоднородностей космическими струнами в радиационно-доминированной стадии расширения Вселенной широко обсуждался в литературе (см., например, [9] и приведенные там ссылки). Наблюдательные данные об анизотропиях температуры реликтового излучения, полученные спутником WMAP (о последних данных см. [21,22]), исключают этот механизм в качестве основного источника первичных неоднородностей в распределении вещества в ранней Вселенной.

Работа выполнена в рамках гранта 119 Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет, кафедра теоретической физики им. академика Г.Саакяна,
Армения, e-mail: saharian@ysu.am

POWER-SPECTRUM IN THE INFLATIONARY STAGE IN PRESENCE OF A COSMIC STRING

A.A.SAHARIAN

We investigate the power-spectrum for a scalar field with an arbitrary curvature coupling parameter in the de Sitter stage of the cosmological expansion in the presence of a cosmic string. The corresponding perturbations are generated by vacuum fluctuations of the field and serve as seeds for the formation of galaxies in the postinflationary stage. The presence of the cosmic string breaks the homogeneity of the de Sitter space and, as a result, the power spectrum depends on the distance from the string. This dependence has oscillatory nature with the period having the order of the wavelength for the perturbation.

Key words: *cosmology:inflation:cosmic string*

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.Permutter et al.*, *Astrophys. J.*, **517**, 565, 1999.
2. *A.G.Riess et al.*, *Astron. J.*, **116**, 1009, 1998; *Astron. J.*, **117**, 707, 1999.
3. *E.J.Copeland, M.Sami, S.Tsujikawa*, *Int. J. Mod. Phys. D*, **15**, 1753, 2006.
4. *А.Д.Лунде*, *Физика элементарных частиц и инфляционная космология*, М., Наука, 1990.
5. *K.A.Olive*, *Phys. Rep.*, **190**, 307, 1990.
6. *A.R.Liddle, D.H.Lyth*, *Cosmological inflation and large-scale structure*. Cambridge University Press, Cambridge, England, 2000.
7. *D.Spergel et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **148**, 175, 2003.
8. *T.W.B.Kibble*, *Phys. Rep.*, **67**, 183, 1980.
9. *A.Vilenkin, E.P.S.Shellard*, *Cosmic strings and other topological defects*. Cambridge University Press, Cambridge, England, 1994.
10. *S.Sarangi, S.H.H.Tye*, *Phys. Lett. B*, **536**, 185, 2002.
11. *E.J.Copeland, R.C.Myers, J.Polchinski*, *J. High Energy Phys.*, **06**, 013, 2004.
12. *G.Dvali, A.Vilenkin*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **03**, 010, 2004.
13. *E.R.Bezerra de Mello, V.B.Bezerra, A.A.Saharian, A.S.Tarloyan*, *Phys. Rev. D*, **74**, 025017, 2006.
14. *E.R.Bezerra de Mello, V.B.Bezerra, A.A.Saharian*, *Phys. Lett. B*, **645**, 245, 2007.
15. *E.R.Bezerra de Mello, A.A.Saharian*, *J. High Energy Phys.*, **04**, 046, 2009.
16. *T.S.Bunch, P.C.W.Davies*, *Proc. R. Soc. London A*, **360**, 117, 1978.
17. *Н.Буррелл, П.Девус*, *Квантованные поля в искривленном пространстве-времени*, М., Мир, 1984.

18. *М.Абрамовиц, И.Стиган*, Справочник по специальным функциям, Наука, М., 1979.
19. *А.П.Прудников, Ю.А.Брычков, О.И.Маричев*, Интегралы и ряды. Специальные функции, М., Наука, 1983.
20. *A.A.Saharian*, Generalized Abel-Plana formula with applications to Bessel functions and Casimir effect. Yerevan State University Publishing House, Yerevan, 2008.
21. *M.L.Nolta et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **180**, 296, 2009.
22. *E.Komatsu et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **180**, 330, 2009.