

УДК: 524.8

КОСМОЛОГИЧЕСКОЕ РОЖДЕНИЕ МАТЕРИИ В КОНФОРМНОЙ КОСМОЛОГИИ

В.В.ПАПОЯН^{1,2}, В.Н.ПЕРВУШИН², Д.В.ПРОСКУРИН²

Поступила 22 июля 2002

Принята к печати 15 ноября 2002

Исследуется эффект интенсивного космологического рождения векторных W , Z бозонов в рамках конформной космологии, объединяющей Общую Теорию Относительности и Стандартную Модель сильного и электрослабого взаимодействия.

1. *Введение.* Проблема рождения частиц в сильных гравитационных полях, в особенности вблизи космологической сингулярности, остается актуальной уже более тридцати лет. Впервые процесс космологического рождения частиц был описан в работах [1-3] и развит в работах [4-7].

До настоящего времени рассмотрение процесса космологического рождения частиц ограничивалось только скалярными и спинорными полями (хотя и отмечалась необходимость рассмотрения векторных полей [4]). Считается, что число рожденных частиц явно недостаточно для описания распределения химических элементов в ранней Вселенной [4]. На вопрос о возможном происхождении материи во Вселенной в результате космологического рождения частиц до сих пор ответа не найдено.

Напомним, что в инфляционной модели изотропного расширения Вселенной [8] с самого начала предполагается, что Вселенная - это горячий огненный шар (файербол) безмассовых частиц, испытывающий ряд фазовых переходов в процессе своего расширения. Однако само происхождение этих частиц и их температуры есть открытый вопрос, т.к. в изотропной расширяющейся Вселенной не могут рождаться безмассовые частицы [1-7]. В настоящее время ясно, что проблема космологического рождения наблюдаемой материи из вакуума выходит за рамки инфляционной модели, где первичные частицы со своей температурой существуют изначально с момента Большого Взрыва, а вся эволюция Вселенной прослеживается в изотропном режиме.

Исследование космологического рождения массивных векторных бозонов из вакуума может ввести свои коррективы в изотропную эволюцию Вселенной, т.к. векторные бозоны, обнаруженные на ускорителе в ЦЕРН, - это единственные частицы Стандартной Модели (СМ), существование которых проявляет космологическую сингулярность.

Дело в том, что космологическое рождение в изотропных моделях описывается путем диагонализации уравнений движения, включающей преобразование к так называемым конформным полям и координатам, в терминах которых метрика становится плоской, а космический масштабный фактор превращается в шкалу всех масс, включая массу Планка и массы частиц в разных полевых теориях, в частности, в Стандартной Модели. Для массивных частиц космическая сингулярность, т.е. исчезновение космической шкалы, означает исчезновение масс. Массивные векторные бозоны - это единственные частицы СМ, которые могут иметь сингулярность по массе [9].

Отсутствие безмассового предела массивной теории Янга-Миллса хорошо известно [10,11] и приводит, как будет показано ниже, к ультрафиолетовой расходимости числа рожденных продольных бозонов, вычисленного в низшем порядке теории возмущений.

В настоящей работе рассматривается космологическое рождение массивных векторных бозонов из вакуума в конформно-плоской метрике, используемой для описания моделей изотропной эволюции Вселенной. Изучаются различные возможности для объяснения происхождения видимой материи как конечного продукта распада первичных векторных бозонов, в согласии с результатами по первичному синтезу элементов [12] и последними данными по зависимости красного смещения от расстояния до Сверхновых [13-15]. Перечисляются теоретические и наблюдательные аргументы в пользу того, чтобы считать первичными частицами *рожденные из вакуума векторные бозоны, продукты распада которых образуют всю наблюдаемую материю.*

Настоящая работа посвящена попытке обосновать это утверждение, основываясь на полевой теории, в которой объединены Стандартная Модель (СМ) теории элементарных частиц в римановом пространстве-времени и Общая Теория Относительности (ОТО) с относительным эталоном измерения. Последнее означает, что расширение Вселенной предполагает расширение всех интервалов, включая эталоны измерения этих интервалов. Введение относительного эталона означает отождествление наблюдаемых величин с конформными полями и координатами, что ведет к конформной космологии [16] эволюции масс типа Хойла-Нарликара [17], вместо стандартной космологии эволюции расстояний. Конформная космология [16] описывает одновременно современную стадию ускоряющейся эволюции (в соответствии с последними данными по Сверхновым) и стадию первичного синтеза элементов в случае предельно жесткого уравнения состояния, что указывает на чисто гравитационное происхождение темной материи [18-21].

В настоящей работе используется голоморфное представление квантованных полей [22], в терминах операторов рождения и уничтожения, рассматриваемых как полевые переменные (а не постоянные коэффициенты, как это было принято во всех предыдущих работах [1-7]).

2. Векторные бозоны в изотропной модели вселенной. 2.1. Действие.

Рассмотрим "свободные" векторные массивные частицы в однородном приближении ОТО, которое описывается космологическими моделями с метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера.

Уравнения движения полей в однородном приближении можно воспроизвести действием

$$S_{tot} = S_{univ} + S_V, \quad (1)$$

где

$$S_V = \int d^4x \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{2} M_V^2 v_\nu v^\nu \right], \quad (2)$$

действие для свободных векторных $W^\pm$, Z^0 бозонов $v_\mu = (v_0, \mathbf{v}_I)$ в конформно-плоской метрике

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = a^2(x^0) \left[(\bar{N}_0(x^0) dx^0)^2 - (dx^I)^2 \right], \quad (3)$$

где $\bar{N}_0(x^0)$ - функция хода времени, определяющая конформное время

$$d\eta = \bar{N}_0(x^0) dx^0, \quad (4)$$

$$S_{univ} = -V_0 \int_{x_1^0}^{x_2^0} dx^0 \left[\Phi_0^2 \frac{(\partial_0 a)^2}{\bar{N}_0} + \bar{N}_0 \rho_{univ}(a) \right], \quad (5)$$

действие, задающее динамику космического масштабного фактора в предположении, что пространство заполнено однородной "материей" с конформной плотностью $\rho_{univ}(a)$, которая будет определена ниже, V_0 - постоянный объем координатного пространства,

$$\Phi_0^2 = M_{Planck}^2 \frac{3}{8\pi}.$$

Повторяя вычисления работы [9] (где выводится действие векторных полей на решениях уравнений связи, т.е. уравнений на временную компоненту) для рассматриваемой конформно-плоской метрики (3), полное действие (1) можно переписать в терминах физических поперечных и продольных переменных

$$S_{tot} = \int dx^0 \left\{ V_0 \Phi_0^2 \left[-\frac{(\partial_0 a(x^0))^2}{\bar{N}_0} - \bar{N}_0 \rho_{univ}(a) \right] + \bar{N}_0 \int_{V_0} d^3x \mathcal{L}_V \right\}, \quad (6)$$

где $\mathcal{L}_V = \mathcal{L}_V^\perp + \mathcal{L}_V^\parallel$,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_V^\perp &= \frac{1}{2} \left[\frac{(\partial_0 \mathbf{v}^\perp)^2}{\bar{N}_0^2} + \left(\mathbf{v}^\perp, \left(\bar{\partial}^2 - (M_V a(x^0))^2 \right) \mathbf{v}^\perp \right) \right], \\ \mathcal{L}_V^\parallel &= -\frac{(M_V a(x^0))^2}{2} \left[\left(\frac{\partial_0 \mathbf{v}^\parallel}{\bar{N}_0}, \frac{1}{\bar{\partial}^2 - (M_V a(x^0))^2} \frac{\partial_0 \mathbf{v}^\parallel}{\bar{N}_0} \right) + (\mathbf{v}^\parallel)^2 \right] \end{aligned} \quad (7)$$

лагранжианы поперечных и продольных бозонов, и скобки $(\mathbf{v}, \mathbf{w})$ обозначают скалярное произведение двух векторов.

2.2. *Гамильтониан.* Для определения закона эволюции всех полей удобно использовать гамильтонову форму действия (6) в терминах фурье-

компонент $\mathbf{v}_k^I = \int_{V_0} d^3x e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \mathbf{v}^I(\mathbf{x})$

$$S_{tot} = \int_{x_1^0}^{x_2^0} dx^0 \left(\sum_k \left(\mathbf{p}_k^\perp \partial_0 \mathbf{v}_k^\perp + \mathbf{p}_k^\parallel \partial_0 \mathbf{v}_k^\parallel \right) - P_a \partial_0 a + \bar{N}_0 \left[\frac{P_a^2}{4V_0 \varphi_0^2} - V_0 \rho_{tot}(a) \right] \right), \quad (8)$$

где

$$\rho_{tot}(a) = \rho_{univ}(a) + \rho_V(a), \quad (9)$$

$$\rho_V(a) = V_0^{-1} (H^\perp + H^\parallel), \quad (10)$$

$H^\perp$ и $H^\parallel$ представляют собой гамильтонианы свободных полей для поперечной и продольной компонент векторных бозонов

$$H^\perp = \sum_k \frac{1}{2} [\mathbf{p}_k^{\perp 2} + \omega^2 \mathbf{v}_k^{\perp 2}], \quad H^\parallel = \sum_k \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\omega(a, k)}{M_v a} \right)^2 \mathbf{p}_k^{\parallel 2} + (M_v a)^2 (\mathbf{v}_k^\parallel)^2 \right], \quad (11)$$

с дисперсионным соотношением в виде $\omega(a, k) = \sqrt{\mathbf{k}^2 + (M_v a)^2}$.

2.3. *Эволюция Вселенной.* Основное уравнение космологии (т.е., уравнение Эйнштейна для баланса плотностей энергии) получается путем вариации действия (1) относительно функции $\bar{N}_0$.

Вариация действия (1) определяет уравнения для масштабного фактора

$$\Phi_0^2 [a'(\eta)]^2 = \rho_{tot}(a) = \rho_{univ}(a) + \rho_V(a) \quad (12)$$

и его решение

$$\eta(a_I | a_0) = \Phi_0 \int_{a_I}^{a_0} \frac{da}{\sqrt{\rho_{tot}(a)}} \quad (13)$$

в терминах конформного времени $d\eta = \bar{N}_0 dx^0$, где штрих означает дифференцирование по η ($f' = df/d\eta$).

Переход к физическим величинам (время t , расстояние l , плотность ρ_{FRW}) стандартной космологии (СК) осуществляется конформными преобразованиями

$$t = \int_0^\eta d\bar{\eta} a(\bar{\eta}), \quad (14)$$

$$l = a(\eta) r, \quad r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}, \quad (15)$$

$$\rho_{FRW}(a) = \frac{\rho_{univ}(a)}{a^4}. \quad (16)$$

В терминах СК уравнение эволюции принимает стандартный вид

$$\Phi_0^2 H_{FRW}^2(t) = \rho_{FRW}(a), \quad (17)$$

где $H_{FRW}(t) = a^{-1}(t) \dot{a}(t)$ функция Хаббла, а точка означает дифференцирование по времени ($\dot{f} = df/dt$).

В общем случае, зависимость конформной плотности Вселенной ρ_{univ} , заполненной однородной материей, от масштабного фактора $a(\eta)$ в рассматриваемом классе моделей для плоского пространства имеет вид

$$\rho_{univ}(a) = \rho_{Rigid} a^{-2} + \rho_{Rad} + \rho_M a + \rho_\Lambda a^4, \quad (18)$$

где ρ_{Rigid} описывает изотропный вклад сверхжесткого уравнения состояния, для которого плотность равна давлению (неизотропная версия этого состояния с последующей изотропизацией [4,7], использовалась для описания ранней Вселенной, начиная с 1921г. [18] по 1981г., см., например, [4,7,19]); ρ_{Rad} , ρ_M и ρ_Λ используются в стандартной космологии для описания радиационной эпохи первичного нуклеосинтеза, вклада видимой и невидимой барионной материи и вклада вакуумного хиггсовского скалярного поля в инфляционную эпоху, соответственно.

Решения уравнения эволюции масштабного фактора с начальными данными в терминах мирового времени $a(t_0) = 1$, $H_{FRW}(t_0) = H_0$ для каждого уравнения состояния имеют вид

$$\begin{aligned} a_{Rigid}(t) &= \sqrt[3]{1 + 3\zeta}, & a_{Rad}(t) &= \sqrt{1 + 2\zeta}, \\ a_M(t) &= \left(1 + \frac{2}{3}\zeta\right)^{3/2}, & a_\Lambda(t) &= e^\zeta, \end{aligned} \quad (19)$$

где $\zeta = H_0(t - t_0)$. Им соответствуют решения в терминах конформного времени с начальными данными $a(\eta_0) = 1$, $a'(\eta_0) = da/d\eta = H_0$,

$$\begin{aligned} a_{Rigid}(\eta) &= \sqrt{1 + 2\zeta_c}, & a_{Rad}(\eta) &= 1 + \zeta_c, \\ a_M(\eta) &= \left(1 + \frac{1}{2}\zeta_c\right)^2, & a_\Lambda(\eta) &= \frac{1}{1 - \zeta_c}, \end{aligned} \quad (20)$$

где $\zeta_c = H_0(\eta - \eta_0)$. Уравнения на эволюцию масштабного фактора совпадают с уравнениями на коллективное движение пространственного объема в точной теории Эйнштейна [20,21].

Возникает вопрос, что является причиной эволюции пространственного объема (или масштаба) Вселенной? До 1981г. преобладало мнение, что такой причиной является вещество из массивных частиц $\rho_M(a)$ видимых (барионы) и невидимых (типа массивных нейтрино), которые до эпохи рекомбинации ($z+1=1100$) существовали в форме излучения с плотностью $\rho_{Rad}(a)$. Современные данные по первичному нуклеосинтезу и распределению вещества во Вселенной убедительно свидетельствуют о том, что барионной материи в $30 + 20$ раз меньше, чем это нужно для объяснения эволюции масштаба Вселенной.

Малый вклад барионной материи в эволюцию ставит вопрос об источнике этой эволюции в продолжительную эпоху первичного нуклеосинтеза (от 10^{-12} до 10^{11} с), история которого свидетельствует о зависимости космического масштаба от наблюдаемого времени в виде квадратного корня. В СК такая зависимость (19) объясняется доминантностью

"излучения" с плотностью $\rho_{Rad}(a)$. Недостаточность барионной материи для эволюции космического масштаба означает также и недостаточность всех известных "излучений" для объяснения эволюции масштаба в эпоху первичного нуклеосинтеза.

Вопросов стало еще больше с появлением новейших данных по зависимости красного смещения от расстояния до Сверхновых [13-15], которые в рамках СК свидетельствуют о доминантности инфляционного состояния вещества $\rho_\Lambda(a)$. Если объяснять такую доминантность "хвостом" эпохи первичной инфляции ранней Вселенной, то нужно объяснить также, почему между двумя инфляционными эпохами (первичной и современной) возникает эпоха с доминантностью "излучения" и откуда взять столько "излучения" для видимой эволюции космического масштаба в эту эпоху первичного нуклеосинтеза?

2.4. Эталон измерения. В работе [16] была рассмотрена более широкая точка зрения, согласно которой эволюция масштаба Вселенной может определяться не только теорией и начальными данными, но и эталоном измерения.

Еще Максвелл [25] столкнулся с необходимостью определения понятия измеряемой величины теории поля, которое является не менее важным, чем уравнения теории.

Можно предположить, что природа выбирает сама и теорию, и эталоны измерения, и задача наблюдения выявить не только начальные данные, но и эти эталоны. В частности, одно из центральных понятий космологии есть понятие масштаба, определяемое как функционал пространственного объема. Говоря о том, что расширяющийся объем Вселенной означает расширение "всех ее длин", мы должны указать, расширяется ли сам эталон длины измерения. Здесь существуют две возможности: абсолютного эталона (который не расширяется) и относительного эталона (расширяющегося вместе со Вселенной). До сих пор в космологии рассматривалась, в основном, первая возможность. Вторая возможность предполагает, что у нас нет абсолютных приборов, которые бы измеряли абсолютные величины во Вселенной, а измеряться могут только отношения величин, которые не зависят от космического масштабного фактора. Такой эталон измерения переводит космический масштаб интервалов длин в масштаб масс, которые постоянно растут. Спектр фотонов, испущенных атомами на далеких звездах два миллиарда лет тому назад, запоминает размер атома, который определяется его массой. Этот спектр сравнивается со спектром аналогичных атомов на Земле, масса которых в настоящее

* "С математической точки зрения наиболее важным понятием при рассмотрении любого явления является понятие измеряемой величины. Поэтому я буду подходить к электрическим явлениям главным образом с точки зрения их измеримости, описывая методы измерения и определяя эталоны, от которых они зависят" (Максвелл [25]).

время стала значительно больше. В результате возникает красное смещение, описываемое относительной космологией. Если наблюдаемое время отождествлять с конформным временем, то пропорциональность масштабного фактора квадратному корню от наблюдаемого (т.е., конформного) времени следует из предельно жесткого уравнения состояния с плотностью энергии, равной плотности давления.

Как показано в недавней работе [16] предельно жесткое уравнение состояния описывает одновременно современную стадию ускоряющейся эволюции в соответствии с последними данными по Сверхновым.

Таким образом, данные наблюдательной космологии можно трактовать как свидетельство другого (относительного) эталона измерения интервалов времени и пространства в ОТО.

Поэтому при рассмотрении проблемы рождения векторных бозонов и происхождения материи во Вселенной мы будем сравнивать оба эталона эволюции.

2.5. Эволюция векторных бозонов. В литературе [1-7,22], описание космологического рождения частиц в рассматриваемом классе моделей включает преобразование к конформным полям и координатам

$$d\bar{s}^2 = \bar{g}_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = (\bar{N}_0 dx^0)^2 - (dx^i)^2, \quad (21)$$

в терминах которых действие для свободных векторных W , Z бозонов принимает вид

$$S_V = \int d^4x \bar{N}_0 \left[-\frac{1}{4} (\partial_\mu v_\nu - \partial_\nu v_\mu) (\partial_\mu v_\nu - \partial_\nu v_\mu) \bar{g}^{\mu\mu'} \bar{g}^{\nu\nu'} - \frac{1}{2} a^2 M_v^2 v_\mu v_\mu \bar{g}^{\mu\nu} \right], \quad (22)$$

а масштабный фактор $a(x^0)$ становится шкалой всех масс, включая массу Планка и массы частиц (в том числе векторных бозонов с массой M_v).

Дальнейшие вычисления удобно производить в терминах "бегущей массы Планка" с космическим масштабным фактором $\varphi(x^0) \equiv \varphi_0 a(x^0)$

$$M_v a(x^0) = y_v \varphi(x^0), \quad y_v = \frac{M_v}{\varphi_0}. \quad (23)$$

Определим "частицы" как голоморфные полевые переменные

$$\begin{aligned} v_k^\perp(x^0) &= \sum_\sigma \frac{1}{\sqrt{2V_0 \omega(\varphi, k)}} (a_\sigma^{\perp+}(-k, x^0) e_\sigma^\perp(-k) + a_\sigma^\perp(k, x^0) e_\sigma^\perp(k)), \\ p_k^\perp(x^0) &= -i \sum_\sigma \frac{\sqrt{\omega(\varphi, k)}}{\sqrt{2V_0}} (a_\sigma^{\perp+}(-k, x^0) e_\sigma^\perp(-k) - a_\sigma^\perp(k, x^0) e_\sigma^\perp(k)), \\ v_k^\parallel(x^0) &= \frac{\sqrt{\omega(\varphi, k)}}{y_v \varphi \sqrt{2V_0}} (a^{\parallel+}(-k, x^0) e_\sigma^\parallel(-k) + a^{\parallel}(k, x^0) e_\sigma^\parallel(-k)), \\ p_k^\parallel(x^0) &= -i \frac{y_v \varphi}{\sqrt{2V_0 \omega(\varphi, k)}} (a^{\parallel+}(-k, x^0) e_\sigma^\parallel(-k) - a^{\parallel}(k, x^0) e_\sigma^\parallel(-k)). \end{aligned} \quad (24)$$

(Здесь $e_{\sigma}^{\perp}$ и $e_{\sigma}^{\parallel}$ - векторы поперечной и продольной поляризации соответственно). Эти переменные выделены, т.к. диагонализуют полевой гамильтониан

$$H^I = \sum_{k, \sigma, I} \omega(\varphi, k) \left(\hat{N}_{k, \sigma}^I + 1/2 \right),$$

где $\omega(\varphi, k) = \sqrt{k^2 + y_{\nu} \varphi^2}$ - одночастичная энергия, $\hat{N}_{k, \sigma}^I = a_{\sigma}^{I+}(-k, x^0) a_{\sigma}^I(k, x^0)$ - оператор числа частиц со спином σ и $I = \parallel, \perp$. Это определение частиц в силу зависимости массы от времени ведет к недиагональным членам в канонической дифференциальной форме как к источникам космического рождения частиц

$$\left[\sum_{\zeta} p_{\zeta}^I \partial_0 v_{\zeta}^I \right] = \sum_{\sigma, k} \frac{1}{2} \left[a_{\sigma}^{I+}(k, x^0) \partial_0 a_{\sigma}^I(-k, x^0) - a_{\sigma}^I(k, x^0) \partial_0 a_{\sigma}^{I+} \right] - \sum_{\sigma, k} \frac{1}{2} \left[a_{\sigma}^{I+}(k, x^0) a_{\sigma}^{I+}(-k, x^0) - a_{\sigma}^I(k, x^0) a_{\sigma}^I(-k, x^0) \right] \partial_0 \Delta_k^I(\varphi),$$

где ζ - индекс, включающий импульс k и спин σ векторных бозонов,

$$\Delta_v^{\perp}(\varphi) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\omega_v}{\omega_I} \right), \quad \Delta_v^{\parallel}(\varphi) = \ln \left(\frac{\varphi}{\varphi_I} \right) - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\omega_v}{\omega_I} \right),$$

φ_I и ω_I космические начальные данные. Диагонализация уравнений движения преобразованиями Боголюбова

$$\begin{aligned} b_{\zeta} &= \cosh(r_{\zeta}) e^{i\theta_{\zeta}} a_{\zeta} + i \sinh(r_{\zeta}) e^{-i\theta_{\zeta}} a_{\zeta}^{\dagger}, \\ b_{\zeta}^{\dagger} &= \cosh(r_{\zeta}) e^{-i\theta_{\zeta}} a_{\zeta}^{\dagger} - i \sinh(r_{\zeta}) e^{i\theta_{\zeta}} a_{\zeta} \end{aligned} \quad (25)$$

приводит к уравнениям для коэффициентов этого преобразования, которые являются также условиями диагонализации [22]

$$[\omega_{\zeta} - \theta_{\zeta}] \sinh(2r_{\zeta}) = \Delta'_{\zeta} \cos(2\theta_{\zeta}) \cosh(2r_{\zeta}), \quad r'_{\zeta} = -\Delta'_{\zeta} \sin(2\theta_{\zeta}). \quad (26)$$

Эти коэффициенты определяют число рожденных частиц

$$\mathcal{N}_{\zeta}(\eta) = {}_{\text{sq}} \langle 0 | \hat{N}_{\zeta} | 0 \rangle_{\text{sq}} = \sinh^2 r_{\zeta}(\eta) \quad (27)$$

в течение времени η из "сжатого" вакуума, определенного условием:

$$b_{\zeta} | 0 \rangle = 0.$$

Плотность энергии рожденных частиц имеет вид

$$\rho_v = \sum_{\zeta} \omega_{\zeta}(\varphi) \left(\langle 0 | \hat{N}_{\zeta} | 0 \rangle_{\text{sq}} + 1/2 \right).$$

В дальнейшем мы ограничимся случаями, когда обратным влиянием этой плотности на эволюцию Вселенной можно пренебречь.

2.6. Начальные данные. Чтобы найти начальные данные для уравнения Боголюбова (26), заменим переменные $(r_{\zeta}, \theta_{\zeta} \rightarrow C_{\zeta}, \mathcal{N}_{\zeta})$

$$\cos(2\theta_\zeta)\sinh(2r_\zeta) = C_\zeta, \quad \sinh(2r_\zeta) = \sqrt{\mathcal{N}_\zeta(\mathcal{N}_\zeta + 1)}. \quad (28)$$

Тогда уравнения (26) принимают вид

$$\mathcal{N}'_\zeta = \left(\frac{\Delta'_\zeta}{2\omega_\zeta} \right) C_\zeta, \quad \mathcal{N}'_\zeta = -\Delta'_\zeta \sqrt{4\mathcal{N}_\zeta(\mathcal{N}_\zeta + 1) - C_\zeta^2}. \quad (29)$$

Из уравнений (29) следует, что вакуумные начальные состояния $\mathcal{N}_\zeta(\eta = 0) = 0$ соответствуют значению $C_\zeta(\eta = 0) = 0$. Это дает следующие начальные значения коэффициентов r и θ

$$r_\zeta(\eta = 0) = 0, \quad \theta_\zeta(\eta = 0) = \frac{\pi}{4}. \quad (30)$$

Полученная система уравнений является замкнутой и для своего решения требует указания уравнения состояния и начальных данных для числа частиц и масштабного фактора.

2.7. Вычисление функции распределения. Рассмотрим пример решения полученной системы уравнений для сверхжесткого уравнения состояния $\rho = \rho_{Rigid}$ без учета обратного влияния плотности рожденных бозонов на эволюцию Вселенной.

В этом случае уравнения Боголюбова (26), переписанные в безразмерных переменных

$$\tau = \eta^2 H_I = \eta/\eta_I, \quad x = q/M_I \quad (31)$$

и для начальных данных $M_I = M_v(\eta = 0)$, $H_I = H(\eta = 0)$ с учетом дисперсионного соотношения $\omega_v = H_I \gamma_v \sqrt{1 + \tau + x^2}$, где

$$\gamma_v = \frac{M_I}{H_I}, \quad (32)$$

принимают вид

$$\begin{aligned} \left[\frac{\gamma_v}{2} \sqrt{(1 + \tau) + x^2} - \frac{d\theta_v^\parallel}{d\tau} \right] \tanh(2r_v^\parallel) &= \frac{1}{4} \left[\frac{2}{(1 + \tau)} - \frac{1}{[(1 + \tau) + x^2]} \right] \cos(2\theta_v^\parallel), \\ \frac{d}{d\tau} r_v^\parallel &= -\frac{1}{2} \left[\frac{1}{(1 + \tau)} - \frac{1}{2[(1 + \tau) + x^2]} \right] \sin(2\theta_v^\parallel), \\ \left[\frac{\gamma_v}{2} \sqrt{(1 + \tau) + x^2} - \frac{d}{d\tau} \theta_v^\parallel \right] \tanh(2r_v^\parallel) &= \frac{1}{4} \left[\frac{1}{(1 + \tau) + x^2} \right] \cos(2\theta_v^\parallel), \\ \frac{d}{d\tau} r_v^\parallel &= -\frac{1}{4} \left[\frac{1}{(1 + \tau) + x^2} \right] \sin(2\theta_v^\parallel). \end{aligned}$$

Эти уравнения решались численно при положительных значениях импульса $x = q/M_I$, используя асимптотику решений $r(\tau) \rightarrow \text{const} \cdot \tau$, $\theta(\tau) = \pi/4 + O(\tau)$ из окрестности $\tau = 0$. Функции распределения продольных $\mathcal{N}^\parallel(x, \tau)$ и поперечных $\mathcal{N}^\perp(x, \tau)$ векторных бозонов для начальных данных $H_I = M_I$, $\gamma_v = 1$ представлены на рис.1. Выбор этих начальных данных определяется нижней границей для массы бозона из области ее начальных значений,

разрешенной соотношением неопределенности $\delta E \eta, \geq \hbar$ для изменений энергии $\delta E = 2M_I$ при рождении пары бозонов во Вселенной с минимальным временем жизни для рассматриваемого случая $\eta_I = 1/2 H_I$.

Из рис.1. видно, что продольная компонента функции распределения на порядок больше поперечной, что демонстрирует более интенсивное

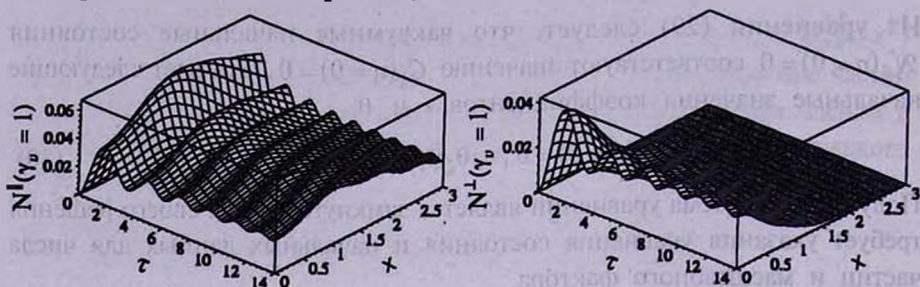


Рис.1. Зависимость продольных $N^||$ и поперечных N^perp компонент функции распределения векторных бозонов от безразмерного времени $\tau = \eta_2 H_I$ и безразмерного импульса $x = q/M_I$ при значении начальных данных $M_I = H_I (\gamma_v = 1)$.

космологическое рождение продольных бозонов по сравнению с поперечными. Медленное убывание по импульсу продольной компоненты объясняется сингулярностью по массе функции распределения продольных векторных бозонов [9-11]. Одним из следствий такого медленного убывания является расходимость плотности рожденных частиц [3]

$$n_v(\eta) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty dq q^2 [\mathcal{N}^||(\eta) + 2\mathcal{N}^perp(\eta)] \rightarrow \infty. \quad (33)$$

Можно проверить, что расходимость имеет место для любого уравнения состояния, что является дефектом низшего порядка теории возмущений, где пренебрегается взаимодействиями векторных бозонов, в том числе сечениями рассеяния, формирующими интеграл столкновения в кинетическом уравнении для функций распределения.

Расходимость интеграла по импульсу и ее физическая причина - сингулярность по массе дает уникальную возможность объяснения происхождения материи во Вселенной и ее температуры космологическим рождением частиц из вакуума. Напомним, что сама постановка проблемы происхождения первичных частиц (не говоря уже о возможности ее решения) в принципе отсутствует в инфляционной модели Вселенной, которая основана на предположениях

- 1) ненулевой вакуумной плотности скалярного поля Хиггса,
- 2) ненулевых начальных данных для чисел всех частиц СМ,
- 3) зависимости однородного скалярного поля от температуры, механизм формирования которой неизвестен,
- 4) сохранении температуры в сильно неравновесном режиме инфляционного расширения.

Согласно стандартной космологической модели расширяющейся горячей Вселенной, само существование определенной температуры материи обрезает расходящийся интеграл по импульсам соответствующим бозмановским фактором. В этом случае, при значении температуры порядка массы бозонов, Вселенная в стадии радиационной доминантности способна родить столько бозонов с плотностью порядка T^3 , сколько это нужно для объяснения самой стадии радиационной доминантности, если рассматривать радиацию как окончательный продукт распада первичных бозонов. Напомним, что сама радиационная доминантность в стандартной космологической модели есть необходимое условие достаточно твердо установленной эволюции распределения материи по ее химическому составу.

Этот результат ставит следующие вопросы: Что было в расширяющейся Вселенной до рождения векторных бозонов? Можно ли объяснить всю наблюдаемую материю (с реликтовым излучением и барионно-асимметричной материей) ее космологическим рождением из вакуума в стадии радиационной доминантности?

Последние данные по определению зависимости красного смещения от расстояния до Сверхновых [13-15], свидетельствующие о доминантности во Вселенной ненаблюдаемой темной материи (названной *квинтэссенцией* [23,24]), поставили вопрос: можно ли, вообще, объяснить в сценарии горячей Вселенной появление стадии чисто радиационной материи между двумя инфляционными стадиями - быстрой (реликтовой) и медленной *квинтэссенцией*, которые обе к наблюдаемой материи не имеют отношения? Почему радиационно-доминантная стадия снова должна переходить в инфляционную стадию, как это следует из результатов наблюдения Сверхновых [13-15]? Все эти проблемы еще не нашли удовлетворительного объяснения в рамках инфляционной модели и сценария Горячей Вселенной.

3. Заключение. Основным результатом работы является описание эффекта интенсивного рождения продольных векторных бозонов из вакуума с расходящимся интегралом для плотности числа рожденных частиц в низшем порядке теории возмущения. Расходимость интеграла, на наш взгляд, есть следствие отсутствия безмассового предела массивной векторной теории, что было обнаружено еще в ранних работах Огивецкого и Полубаринова [10], а также Славного и Фаддеева [11]. Этот эффект рассматривался путем сравнения двух возможных эталонов измерения: абсолютного (не расширяющегося вместе со Вселенной) и относительного (расширяющегося вместе со Вселенной), которые соответствуют СК и КК, связанных между собой конформными преобразованиями.

В случае стандартной космологической модели расширяющейся горячей Вселенной существующая изначально первичная температура обрезает расходящийся интеграл по импульсам соответствующим бозмановским

фактором. При значении температуры порядка массы бозонов Вселенная в стадии радиационной доминантности способна родить столько бозонов с плотностью порядка T^3 , сколько это нужно для объяснения самой стадии радиационной доминантности, если рассматривать радиацию как окончательный продукт распада первичных бозонов.

Предельно жесткое уравнение состояния в рамках конформной космологии описывает одновременно все стадии эволюции Вселенной: современную стадию ускоряющейся эволюции (в соответствии с последними данными по Сверхновым), стадию химической эволюции материи во Вселенной и стадию рождения из геометрического вакуума первичных частиц, наиболее сингулярных по массе (в Стандартной Модели единственными претендентами на роль таких первичных частиц являются продольные векторные бозоны W, Z).

Этот результат порождает несколько фундаментальных вопросов: каково происхождение первичной температуры? Можно ли вводить понятие температуры в сильно неравновесной стадии инфляционного расширения? Что было в расширяющейся Вселенной до рождения векторных бозонов? Можно ли объяснить происхождение всей наблюдаемой материи (с реликтовым излучением и барионно-асимметричной материей) ее космологическим рождением из вакуума? Ответов на эти вопросы в стандартной космологии до сих пор нет, однако есть надежда решения этих проблем в рамках рассматриваемого подхода, что и станет предметом будущих исследований.

Авторы благодарны Б.М.Барбашову и В.Б.Приезжеву за полезные дискуссии.

¹ Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: vrap@ysu.am

² Объединенный Институт ядерных исследований, Дубна, Россия

COSMOLOGICAL MATTER ORIGIN IN CONFORMAL COSMOLOGY

V.V.PAPOYAN^{1,2}, V.N.PERVUSHIN², D.V.PROSKURIN²

Within the framework of Conformal Cosmology as an unification of General Relativity and the Standard Model, the effect of intensive cosmological creation of vector W, Z bosons is studied.

Key words: *Cosmology: theory*

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.А.Тагиров, Н.А.Черников, Препр. P2-3777 (ОИЯИ, 1968).
2. К.А.Бронников, Э.А.Тагиров, Препр. P2-4151 (ОИЯИ, 1968).
3. G.L.Parker, Phys. Rev. Lett., **21**, 562, 1968; Phys. Rev., **183**, 1057, 1969; Phys. Rev. D3, 346, 1971.
4. А.А.Гриб, С.Г.Мамаев, ЯФ, **10**, 1276, 1969.
5. R.U.Sexl, H.K.Urbantke, Phys. Rev., **179**, 1247, 1969.
6. Я.Б.Зельдович, Письма в ЖЭТФ, **12**, 443, 1970.
7. Я.Б.Зельдович, А.А.Старобинский, ЖЭТФ, **61**, 2161, 1971.
8. А.Д.Линде, Физика элементарных частиц и инфляционная космология, Наука, М., 1990.
9. H.-P.Pavel, V.N.Pervushin, Int. J. Mod. Phys., **A14**, 2285, 1999.
10. В.И.Огиевецкий, И.В.Полубаринов, ЖЭТФ, **41**, 246, 1961.
11. А.А.Славнов, Л.Д.Фаддеев, ТМФ, **3**, 18, 1970.
12. S.Weinberg, The First Three Minutes. A modern View of the Origin of the Universe (Basic Books, Inc., Publishers, New-York, 1977).
13. A.G.Riess et al., Astronomy J., **116**, 1009, 1998.
14. S.Perlmutter et al., Astrophys. J., **517**, 565, 1999.
15. A.G.Riess et al., Astrophys. J., **560**, 49, 2001.
16. D.Behnke, D.B.Blaschke, V.N.Pervushin, D.Proskurin, Phys. Lett., **B530**, 20, 2002 [gr-qc/0102039].
17. J.V.Narlikar, Space Sci. Rev., **50**, 523, 1989.
18. E.Kasner, Amer. J. Math., **43**, 217, 1921.
19. В.А.Белинский, Е.М.Лифшиц, И.М.Халатников, Успехи физ. наук, **102**, 463, 1970; ЖЭТФ, **60**, 1969, 1971.
20. Б.М.Барбашов, В.Н.Первушин, Д.В.Проскурин, ТМФ, **131**, 2002 (в печати).
21. V.N.Pervushin, D.Proskurin, "Cosmic Evolution as Inertial Motion in the Field Space of GR", hep-th/0205084.
22. V.N.Pervushin, V.I.Smirichinski, J. Phys. A: Math. Gen., **32**, 6191, 1999.
23. S.Perlmutter, M.S.Turner, M.White, Phys. Rev. Lett., **83**, 670, 1999.
24. I.Zlatev, L.Wang, P.J.Steinhardt, Phys. Rev. Lett., **82**, 896, 1999.
25. Джеймс Клерк Максвелл, Трактат об электричестве и магнетизме, т.1, Наука, М., 1989, с.10.