

УДК 530.112

**Сергей Леонидович Черкас<sup>1</sup>, Владимир Леонидович Калашиников<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник Института ядерных проблем  
Белорусского государственного университета

<sup>2</sup>канд. физ.-мат. наук, проф., ст. науч. сотрудник Римского университета Ла Сапиенца  
**Sergei Cherkas<sup>1</sup>, Vladimir Kalashnikov<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Candidate of Physical and Mathematical Sciences,  
Senior Researcher at the Institute of Nuclear Problems at the Belarusian State University

<sup>2</sup>Candidate of Physical and Mathematical Sciences,  
Senior Researcher at the Sapienza University of Rome  
e-mail: <sup>1</sup>cherkas@inp.bsu.by, <sup>2</sup>vladimir.kalashnikov@uniroma1.it

## УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВАКУУМА И ОБРАЗОВАНИЕ СТРУКТУР МАТЕРИИ ВО ВСЕЛЕННОЙ

Рассчитывается вклад квантовых вакуумных флуктуаций в плотность энергии и давление вакуума, выводится уравнение состояния вакуума, а также определяется скорость скалярных упругих вакуумных волн в предположении нулевой энтропии вакуума. В рамках пятивекторной теории гравитации, допускающей произвольный выбор уровня отсчета плотности энергии, численно решаются уравнения для скалярных возмущений вакуума, материи и метрики пространства-времени. Рассчитывается фактор роста возмущений плотности материи и вакуума в ходе эволюции Вселенной начиная от поверхности последнего рассеяния до нашего времени. Полученные результаты позволяют предположить, что: 1) эволюция фоновой метрики близка к описываемой в рамках космологии Милна; 2) проявления темной энергии и темной материи могут быть интерпретированы как единый результат вакуумных флуктуаций; 3) формирование как мелкомасштабных так и крупномасштабных структур во Вселенной может начинаться гораздо раньше, чем предсказывает стандартная  $\Lambda$ CDM-модель и без какой-либо темной материи.

### The Equation of Vacuum State and the Structure Formation in the Universe

The vacuum is considered as some fluid emergent from the zero-point fluctuations of the quantum fields contributing into the vacuum energy density and pressure. The equation of vacuum state and the speed of vacuum sound-waves are deduced under the assumption of zero vacuum entropy. Evolution of the background space-time metric resembles that of the Milne's-like universe. In the framework of the five-vector theory of gravitation allowing an arbitrary choice of the energy density reference level, the dynamics of the vacuum, pressureless matter, and space-time metrics perturbations is traced under this background. The obtained results show the very early formation of the Universe structure without the need of dark matter. Thus, a vacuum can be considered as some type of the dark-energy-matter unification

#### Введение

Влияние вакуума квантовых полей на эволюцию Вселенной является важной задачей, пока еще окончательно не решенной [1–8]. Можно выделить две различные точки зрения на данный вопрос. В 50-е г. прошлого века на фоне успехов квантовой теории поля в пространстве Минковского широко рассматривался квазиклассический подход [9], когда источником гравитационного поля в уравнениях Эйнштейна служило среднее значение тензора-энергии импульса квантовых полей

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G \langle 0 | T_{\mu\nu} | 0 \rangle, \quad (1)$$

где  $\Lambda$  – космологическая постоянная Эйнштейна. Хотя, в принципе, гравитация не перенормируема, считая ее некоторой эффективной теорией, можно по аналогии с квантовой теорией поля использовать перенормировку при вычислении среднего значения тензора-энергии импульса  $\langle 0 | T_{\mu\nu} | 0 \rangle$  [9], что приводит к

$$\langle 0 | T_{\mu\nu} | 0 \rangle = A g_{\mu\nu} + B \left( R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \right) + \dots F_{\mu\nu}(R), \quad (2)$$

где  $F_{\mu\nu}$  – некоторая нелинейная функция тензора кривизны Римана  $R_{\mu\nu\alpha\beta}$ . В таком подходе слагаемое, расходящееся до перенормировки как 4-я степень импульса (константа  $A$ ), приводит к перенормировке космологической постоянной  $\Lambda$ , а слагаемое, расходящееся как вторая степень импульса (константа  $B$ ), перенормирует гравитационную постоянную  $G$ . Оставшиеся слагаемые служат основанием для так называемых  $F(R)$  теорий [10]. После перенормировки для безмассовых полей из соображений размерности плотность вакуума в расширяющейся Вселенной имеет порядок  $\rho_{vac} : H^4$ , где  $H$  – постоянная Хаббла. Поскольку критическая плотность  $\rho_{cr} : H^2 M_p^2$ , где  $M_p$  – масса Планка, то вакуум оказывается практически пуст, по крайней мере, в настоящее время, когда постоянная Хаббла очень мала.

С другой стороны, идейно простая структура уравнений Эйнштейна, согласно которой тензор-энергии импульса определяет кривизну пространства-времени, сталкивается с некоторыми труднообъяснимыми фактами при сопоставлении с астрофизическими данными. В частности, ротационные кривые спиральных галактик указывают на существование некой несветящейся материи, а ускоренное расширение Вселенной [2; 3] – на темную энергию, действующую как космологическая постоянная Эйнштейна.

В вышеупомянутом подходе получается, что и темная энергия, и материя должны представлять собой некоторые классические субстанции, не связанные с квантовыми свойствами вакуума. Здесь существенным моментом является требование инвариантности среднего значения  $\langle 0 | T_{\mu\nu} | 0 \rangle$  относительно общих преобразований координат. Однако видно, что при таком взгляде существует фундаментальная проблема – в общей теории относительности (ОТО) невозможно определить вакуумное состояние, инвариантное относительно общих преобразований координат [9; 11], более того, только в некоторых частных случаях фоновых метрик оказывается возможным построить вакуумное состояние [12].

Возникает вопрос: является ли правомерным требовать инвариантности величины  $\langle 0 | T_{\mu\nu} | 0 \rangle$ , если само вакуумное состояние  $|0\rangle$  неинвариантно? В связи с этим в последнее время появилась точка зрения, что в самой теории гравитации инвариантность относительно общих преобразований координат должна быть нарушена. Примерами теорий подобного типа являются теория Хоравы – Лившица [13], теория динамических форм [14], унимодулярная гравитация [15–21], а также пятивекторная гравитация (ПВТ) [22]. Соответственно, открываются новые возможности для отождествления плотности энергии вакуума с темной энергией, а также, поскольку вакуум пертурбуруется (т. е. может быть неоднородным), то и с темной материей.

В частности, нарушение инвариантности относительно общих преобразований координат в рамках ПВТ, в которой плотность энергии определяется с точностью до некоторой константы, позволяет объяснить, почему главное слагаемое  $\rho_{vac} : M_p^4$  не влияет на расширение Вселенной. В рамках ОТО его нельзя отбрасывать произвольно. Между тем из физических соображений можно предположить, что некоторые расходящиеся составляющие в плотности энергии и давления могут и должны быть исключены, в то время как другие должны корректно учитываться. Это хорошо заметно на примере таких простых моделей, как модель Гоуди [23]. Этот вопрос будет исследован с использованием ультрафиолетового обрезания сопутствующих

импульсов  $k$  (конформных, или так называемых comoving), связанных с физическими импульсами  $p = k/a$ , где  $a$  – масштабный фактор. Сопутствующие импульсы  $k$  не меняются в ходе эволюции Вселенной, так что кажется приемлемым обрезать их некоторой постоянной величиной порядка массы Планка  $M_p$ .

Оказывается возможным получить правильный порядок величины  $\rho_{vac} : M_p^2 H^2$ , рассматривая остаточные вакуумные флуктуации [24; 25]. Свойства остаточной энергии вакуума наводят на заманчивую мысль описывать вакуум как некоторую среду, обладающую вполне определенным уравнением состояния. История данной концепции прослеживается начиная с эфира, когда вакуум отождествлялся с некоторой субстанцией [26–28], и заканчивая моделями квинтэссенции, к-эссенции и космологического газа Чаплыгина [29; 30]. По-видимому, реальная ситуация выглядит следующим образом: для пространства-времени Минковского эфир отсутствует, что связано с инвариантностью вакуумного состояния по отношению к преобразованиям Лоренца. Для гравитации, поскольку нет вакуумного состояния, инвариантного относительно общих преобразований координат, имеется некоторая предпочтительная система отсчета, что, по-видимому, указывает на существование квантово-гравитационного эфира. Можно сказать, что инвариантность имеет следствием пустое пространство, в то время как нарушение инвариантности приводит к существованию эфира.

### Нарушение калибровочной инвариантности в рамках ПВТ

Согласно ПВТ [22] стандартное действие Эйнштейна – Гильберта варьируется не по всем возможным метрикам  $g_{\mu\nu}$  пространства-времени, а по некоторому ограниченному их классу:

$$ds^2 \equiv g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = a^2 (1 - \partial_m P^m)^2 d\eta^2 - \gamma_{ij} (dx^i + N^i d\eta)(dx^j + N^j d\eta), \quad (3)$$

где  $x^\mu \equiv \{\eta, \mathbf{x}\}$ ,  $\gamma_{ij}$  – метрический тензор трехмерного пространства,  $a = \gamma^{1/6}$  – масштабный фактор, определенный локально,  $\gamma = \det \gamma_{ij}$ . Пространственная часть интервала (3) может быть записана как

$$dl^2 \equiv \gamma_{ij} dx^i dx^j = a^2(\eta, \mathbf{x}) \tilde{\gamma}_{ij} dx^i dx^j, \quad (4)$$

где  $\tilde{\gamma}_{ij} = \gamma_{ij}/a^2$  – матрица с определителем равным единице.

По форме интервал (3) аналогичен ADM [31], но вместо функции хода используется выражение  $1 - \partial_m P^m$ , где  $\partial_m$  – частная производная,  $P^m$  – трехмерный вектор (относительно вращений). Варьирование стандартного действия Эйнштейна – Гильберта [32]

$$S = -\frac{M_p^2}{12} \int G \sqrt{-g} d^4x, \quad (5)$$

где  $G = g^{\alpha\beta} (\Gamma_{\alpha\nu}^\rho \Gamma_{\beta\rho}^\nu - \Gamma_{\alpha\beta}^\nu \Gamma_{\nu\rho}^\rho)$  и  $M_p$  – масса Планка,  $M_p = \sqrt{\frac{3}{4\pi G}}$  по векторам  $\mathbf{P}$ ,  $\mathbf{N}$  и 3-метрике  $\gamma_{ij}$ , которую можно параметризовать тремя векторами-триадами, приводит к уравнениям ПВТ:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial \gamma_{ij}} \left( \frac{\partial(G\sqrt{-g})}{\partial g^{\mu\nu}} - \partial_\lambda \frac{\partial(G\sqrt{-g})}{\partial(\partial_\lambda g^{\mu\nu})} - \frac{6}{M_p^2} T_{\mu\nu} \sqrt{-g} \right) &= 0, \\
\frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial N^i} \left( \frac{\partial(G\sqrt{-g})}{\partial g^{\mu\nu}} - \partial_\lambda \frac{\partial(G\sqrt{-g})}{\partial(\partial_\lambda g^{\mu\nu})} - \frac{6}{M_p^2} T_{\mu\nu} \sqrt{-g} \right) &= 0, \\
\frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial(\partial_j P^i)} \frac{\partial}{\partial x^j} \left( \frac{\partial(G\sqrt{-g})}{\partial g^{\mu\nu}} - \partial_\lambda \frac{\partial(G\sqrt{-g})}{\partial(\partial_\lambda g^{\mu\nu})} - \frac{6}{M_p^2} T_{\mu\nu} \sqrt{-g} \right) &= 0.
\end{aligned} \tag{6}$$

Последнее уравнение более слабое, чем соответствующее уравнение Гамильтоновой связи ОТО. С другой стороны, в ПВТ возникают ограничения  $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{P}) = 0$ ,  $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{N}) = 0$  на множители Лагранжа [22]. Если выбрать калибровку в виде  $\nabla \cdot \mathbf{N} = 0$ , то гамильтонова связь удовлетворяется с точностью до константы.

Хотя ослабление требования инвариантности относительно общих преобразований координат допускает более широкий класс лагранжианов, чем (5), в данной работе используется лагранжиан ОТО, т. е. гамильтонова связь становится слабее только из-за ограничения класса возможных метрик. Что касается лоренц-инвариантности, то нарушение инвариантности относительно общих преобразований координат может как сохранять ее (как, например, в унимодулярной гравитации [15–19]), так и нарушать [33; 34]. В данном случае класс метрик (10), в котором время и пространство не рассматриваются как единое многообразие, явным образом нарушает лоренц-инвариантность (иначе кванто-гравитационный эфир перестал бы существовать). Разумеется, это относится только к гравитации и квантовым полям ее фона, что касается квантовых полей в отсутствие гравитации, то лоренц-инвариантность имеет место, поскольку в этом случае лоренц-инвариантное вакуумное состояние существует.

Для плоского фонового пространства-времени после компенсации главной части вакуумной энергии константой, возникающей в гамильтоновой связи ПВТ, симметрия восстанавливается до ОТО. Для почти плоского фонового пространства-времени (расширяющейся Вселенной) остаются плотность энергии и давление остаточных вакуумных флуктуаций.

### Вакуум как субстанция с уравнением состояния

Рассмотрим квантовое скалярное поле  $\hat{\phi}(\eta, \mathbf{x})$  на классическом фоне однородной, плоской, расширяющейся Вселенной с метрикой пространства-времени:

$$ds^2 \equiv g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = a^2(\eta) (d\eta^2 - \tilde{\gamma}_{ij} dx^i dx^j), \tag{7}$$

где  $\tilde{\gamma}_{ij} = \text{diag}\{1, 1, 1\}$  – евклидова 3-метрика. На настоящий момент известно по крайней мере одно скалярное поле, а именно недавно открытый бозон Хиггса [35]. Также было показано [24], что гравитационные волны дают такой же вклад в плотность энергии вакуума, как и скалярное поле. Операторы плотности и давления безмассового скалярного поля записываются следующим образом:

$$\hat{P}_\phi = \frac{\hat{\phi}'^2}{2a^2} + \frac{(\nabla \hat{\phi})^2}{2a^2}, \quad \hat{P}_\phi = \frac{\hat{\phi}'^2}{2a^2} - \frac{(\nabla \hat{\phi})^2}{6a^2}. \tag{8}$$

Случай массивных полей будет рассмотрен в следующем разделе. Средние давление и плотность всех видов материи определяют эволюцию масштабного фактора, например, для плоской Вселенной

$$-\frac{1}{2}M_p^2 a'^2 + \rho a^4 = const, \quad (9)$$

$$M_p^2 a'' = (\rho - 3p)a^3, \quad (10)$$

где штрих означает дифференцирование по конформному времени  $\eta$ . Обратим внимание, что уравнение Фридмана (9) выполняется с точностью до константы в рамках ПВТ.

Разложим скалярное поле по плосковолновым модам  $\hat{\phi}(\eta, \mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{k}} \hat{\phi}_{\mathbf{k}}(\eta) e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}}$ , которые выражаются стандартным образом через операторы рождения и уничтожения [9]:

$$\hat{\phi}_{\mathbf{k}}(\eta) = \hat{a}_{-\mathbf{k}}^+ \chi_{\mathbf{k}}^*(\eta) + \hat{a}_{\mathbf{k}} \chi_{\mathbf{k}}(\eta). \quad (11)$$

Комплексные функции  $\chi_{\mathbf{k}}(\eta)$  удовлетворяют соотношениям [9; 12]

$$\chi_{\mathbf{k}}'' + 2 \frac{a'}{a} \chi_{\mathbf{k}}' + k^2 \chi_{\mathbf{k}} = 0, \quad (12)$$

$$a^2(\eta)(\chi_{\mathbf{k}} \chi_{\mathbf{k}}'^* - \chi_{\mathbf{k}}^* \chi_{\mathbf{k}}') = i$$

и могут быть найдены в адиабатическом приближении

$$\chi_{\mathbf{k}}(\eta) = \frac{\exp\left(-i \int_0^\eta \sqrt{k^2 - \frac{a''(\tau)}{a(\tau)}} d\tau\right)}{\sqrt{2} a(\eta)^4 \sqrt{k^2 - \frac{a''(\eta)}{a(\eta)}}}. \quad (13)$$

Вычислим вакуумную плотность энергии скалярного поля  $\rho_v \equiv \frac{1}{V} \int_v \langle 0 | \hat{\rho}_\phi | 0 \rangle d^3 \mathbf{x}$ , находя среднее по вакуумному состоянию, а также по некоторому нормировочному объему  $V$ , который далее полагается равным единице:

$$\begin{aligned} \rho_v a^4 &= \frac{a^2}{2} \int \left( \langle 0 | \hat{\phi}'^2 | 0 \rangle + \langle 0 | (\nabla \hat{\phi})^2 | 0 \rangle \right) d^3 \mathbf{x} = \frac{a^2}{2} \sum_{\mathbf{k}} \langle 0 | \hat{\phi}'_{\mathbf{k}} \hat{\phi}'_{-\mathbf{k}} | 0 \rangle + k^2 \langle 0 | \hat{\phi}_{\mathbf{k}} \hat{\phi}_{-\mathbf{k}} | 0 \rangle = \\ &= \frac{a^2}{2} \sum_{\mathbf{k}} \chi_{\mathbf{k}}'^* \chi_{\mathbf{k}}' + k^2 \chi_{\mathbf{k}}^* \chi_{\mathbf{k}} \approx \frac{1}{2} \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \left( \frac{k_{max}^4}{4} + \frac{k_{max}^2 a'^2}{4a^2} + O(a'^3) + O(a'a'') + O(a''' + \dots) \right), \end{aligned} \quad (14)$$

где считается, что  $a'^2$ ,  $a''$  имеют второй порядок малости,  $a'^3$ ,  $a''a'$  – третий и т. д. [25]. Как видно из уравнения (14), два первых слагаемых в средней вакуумной плотности энергии содержат расходимости 4-ой и 2-ой степени по  $k_{max}$ . Первое слагаемое может быть отброшено, если считать, что уравнение Фридмана выполняется с точностью до константы. Если во втором слагаемом использовать ультрафиолетовое обрезание  $k_{max} : M_p$  (т. е. порядка массы Планка), то плотность энергии будет порядка критической плотности. Может возникнуть вопрос, почему обрезаются сопутствующие импульсы  $k$ , а не, например, физические  $p = k/a$ . Дело в том, что для обрезания сопутствующих импульсов достаточно легко построить фундаментальную модель, рассматривая, например, теорию гравитации в метрике (10) на решетке, когда максимальный импульс определяется с периодом решетки. В то же время для обрезания физических импульсов требуется строить сложные динамические модели.

Следует заметить, что, поскольку мы рассматриваем уравнение Фридмана, выполняющееся с точностью до константы, само понятие критической плотности  $M_p^2 H^2 / 2$  теряет свое фундаментальное геометрическое значение как разграничивающее замкнутую и открытую Вселенные, т. е. три возможных значения кривизны изотропного пространства  $-1, 0, 1$  не связаны больше с критической плотностью. В данной работе априори рассматривается плоская Вселенная. В результате для плотности энергии вакуума находим

$$\rho_v = \frac{a'^2}{2a^6} M_p^2 S_0, \quad (15)$$

где для описания ультрафиолетового обрезания был введен параметр

$$S_0 = \frac{1}{2M_p^2} \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{k} = \frac{1}{M_p^2 (2\pi)^3} \int \frac{d^3 \mathbf{k}}{2k} = \frac{k_{max}^2}{8\pi^2 M_p^2}.$$

Вычислим среднее значение следующей величины:

$$\begin{aligned} \int \langle 0 | \hat{\rho}_\phi - 3\hat{p}_\phi | 0 \rangle d^3 \mathbf{x} &= -\frac{1}{a^2} \int (\langle 0 | \hat{\phi}'^2 | 0 \rangle - \langle 0 | (\nabla \hat{\phi})^2 | 0 \rangle) d^3 \mathbf{x} = \\ &= -\frac{1}{a^2} \sum_{\mathbf{k}} \langle 0 | \hat{\phi}'_{\mathbf{k}} \hat{\phi}'_{-\mathbf{k}} | 0 \rangle - k^2 \langle 0 | \hat{\phi}_{\mathbf{k}} \hat{\phi}_{-\mathbf{k}} | 0 \rangle = -\frac{1}{a^2} \sum_{\mathbf{k}} a(\chi_k'^* \chi_k' - k^2 \chi_k^* \chi_k) \approx \\ &= \frac{1}{2a^6} (aa'' - a'^2) \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{k} + O(a'^3) + O(a'a'') + O(a''') + \dots \end{aligned} \quad (16)$$

Поскольку величина  $\rho_v - 3p_v$  не содержит расходимости :  $k_{max}^4$ , отбрасывая порядки выше второго по производным по времени, получим:

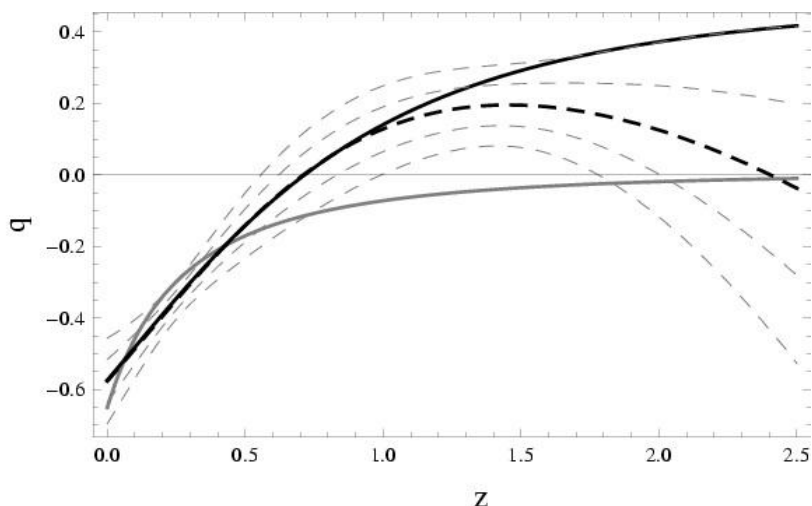
$$\rho_v - 3p_v = \frac{1}{a^6} (aa'' - a'^2) M_p^2 S_0. \quad (17)$$

Из уравнений (17) и (15) найдем давление вакуума:

$$p_v = \frac{M_p^2 S_0}{a^6} \left( \frac{1}{2} a'^2 - \frac{1}{3} a'' a \right). \quad (18)$$

Легко проверить, что давление и плотность вакуума, определяемые выражениями (15) и (18), удовлетворяют уравнению

$$\rho_v' + 3 \frac{a'}{a} (\rho_v + p_v) = 0. \quad (19)$$



Сплошная черная линия – стандартная  $\Lambda$  CDM-модель, сплошная серая линия – вакуумно-доминантная модель (22) настоящей работы, штриховые линии – результат реконструкции наблюдений [41], включающий среднее наблюдаемое значение (черная) и пределы  $1\sigma$  и  $2\sigma$  каналов погрешностей (серые).

**Рисунок 1. – Зависимость параметра замедления от красного смещения**

Уравнение (19) является одним из важнейших уравнений для описания эволюции Вселенной и позволяет рассматривать вакуум как некоторую субстанцию с определенным уравнением состояния. Можно записать уравнение состояния вакуума в явном виде. Для этого необходимо сначала найти зависимость масштабного фактора  $a$  от конформного времени. В более общем случае, когда кроме вакуума имеется холодная пылевидная материя, уравнения (9), (10) переписываются как

$$-\frac{1}{2}M_p^2 a'^2 + \rho_v a^4 + \frac{1}{2}M_p^2 \Omega_m H^2 a = const, \quad (20)$$

$$M_p^2 a'' = (\rho_v - 3p_v)a^3 + \frac{1}{2}M_p^2 \Omega_m H^2, \quad (21)$$

где  $\Omega_m$  – безразмерная константа, характеризующая плотность материи,  $H$  – значение постоянной Хаббла (в наше время  $\eta = \eta_0$ ), когда масштабный фактор равен 1. Полагая константу в правой части уравнения (20) равной  $\frac{1}{2}H^2 M_p^2 (S_0 + \Omega_m - 1)$ , так, чтобы  $a'(\eta_0) = H$  при  $a(\eta_0) = 1$ , находим зависимость постоянной Хаббла от масштабного фактора

$$H(a) = \frac{\dot{a}}{a} = \frac{1}{a^2} \frac{da}{d\eta} = \frac{H}{a^2} \sqrt{\frac{S_0 + \Omega_m - 1 - \Omega_m a}{S_0 a^{-2} - 1}} \quad (22)$$

и уравнение состояния вакуума

$$w_v = p_v/\rho_v = \left(1 - \frac{2}{3} \frac{a'' a}{a'^2}\right) = \frac{2a^3 \Omega_m - 3a^2 (S_0 + \Omega_m - 1) + S_0 (S_0 + \Omega_m - 1)}{3(a^2 - S_0)((a-1)\Omega_m - S_0 + 1)}, \quad (23)$$

где было использовано, что  $a' = a^2 H(a)$ ,  $a'' = a^2 H(a) \frac{d}{da} (a^2 H(a))$ . Точка в уравнении (22) означает дифференцирование по космическому времени  $dt = ad\eta$ .

Уравнение состояния (23) не имеет особенностей до Большого разрыва (так называемый Big Rip [36]) при  $a = \sqrt{S_0}$ , который должен случиться в будущем, если  $S_0 > 1$  (при  $S_0 < 1$  мы уже были бы свидетелями этого явления). Явное вычисление плотности вакуума приводит к выражению

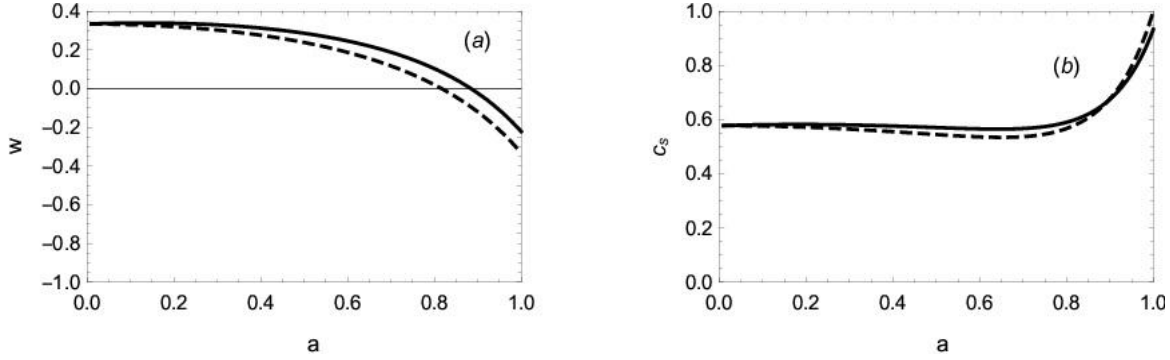
$$\rho_v = \frac{H^2 M_p^2 S_0 (S_0 + \Omega_m - 1 - a\Omega_m)}{2a^4 (S_0 - a^2)}. \quad (24)$$

Следует заметить, что когда речь идет о простых зависимостях типа  $p = w\rho$ , где  $w = const$ , то из уравнения (19) мы имеем:  $\rho a^{3(1+w)} = const$ . В этом случае легко записать закон расширения Вселенной: из уравнения (10) находим  $a'' a^{-3w} = const$ , откуда следует, что  $a : \eta^{2+3w}$ , кроме  $w = -1/3$ , когда

$$a : \exp(H\eta). \quad (25)$$

Последний случай соответствует экспоненциальному расширению Вселенной в конформном времени и линейному  $a(t) : Ht$  в космическом времени, т. е. Вселенной типа Милна [37].

Для более сложных уравнений состояния, соответствующих вакууму, ситуация не так проста. Для вакуума с помощью уравнения (23) можно определить, какое будет уравнение состояния, если известен в данный момент закон расширения. Например, для Милновской Вселенной мы имеем из (15), (18), что  $w_{vac} : 1/3$ , т. е. как для излучения. Получается, что, если вакуум имеет на данном промежутке времени уравнение состояния типа радиации, это не значит, что мы имеем Вселенную, расширяющуюся как радиационно-доминантная. Дело в том, что в уравнение (10) для второй производной по конформному времени входит выражение  $1 - 3w$ , и при  $w$ , близком к  $1/3$ , играют роль поправки к закону  $w = 1/3$ . Для радиационно-доминантной Вселенной эти поправки в точности равны нулю, в то время как для вакуумно-доминантной Вселенной они оказываются ненулевыми, что и приводит к расширению Милновского типа. Действительно, при малых масштабных факторах из уравнения (22) имеем  $H(a) : 1/a$ , т. е. как для вселенной Милна. На рисунке 1 приведены результаты расчета по формуле (22) так называемого параметра замедления расширения Вселенной  $q(z) = -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} = \frac{1+z}{H} \frac{dH(z)}{dz} - 1$ . Как видно, вплоть до  $z = 2$  этот параметр близок к нулю, как для Милновской Вселенной. Разумеется, пространственная геометрия исходной Милновской Вселенной представляет собой пространство постоянной отрицательной кривизны, в то время как авторы ведут рассмотрение на фоне евклидова пространства (плоская модель). В последнее время космология с линейным расширением в космическом времени вновь привлекла внимание исследователей [38–40], хотя, по-видимому, она находится в противоречии с наблюдаемым ускоренным расширением Вселенной. Модель, обсуждаемая в данной работе, свободна от указанного противоречия, поскольку Вселенная в ней расширяется с ускорением при  $z \leq 2$ , как показано на рисунке 1, где также приведены результаты реконструкции параметра замедления  $q$  по экспериментальным данным [41].



Сплошная диния –  $S_0 = 2.3$ ,  $\Omega_m = 0.3$ , штриховая  $S_0 = 2.3$ ,  $\Omega_m = 0.03$ .

**Рисунок 2.** – Уравнение состояния вакуума (а) и скорость скалярных упругих волн в вакууме (б) в зависимости от масштабного фактора

Поясним близость к Милновской Вселенной еще раз, рассмотрев для наглядности частный случай  $\Omega_m = 0$ . Тогда

$$\rho_v = \frac{H^2 M_p^2 S_0 (S_0 - 1)}{2a^4 (S_0 - a^2)}, \quad w_v = \frac{1}{3} - \frac{2a^2}{3(S_0 - a^2)}. \quad (26)$$

Из уравнения (10) находим:

$$\frac{M_p^2 a''}{a} = \rho_v (1 - 3w_v) a^2 = \frac{H^2 M_p^2 S_0 (S_0 - 1)}{(S_0 - a^2)^2}, \quad (27)$$

откуда при малых  $a$  следует  $\frac{a''}{a} : const$ , т. е. приближенно Вселенная типа Милна.

В то же время для уравнения состояния  $w = -1/3$  и  $\rho = \frac{H^2 M_p^2}{2a^2}$  получается  $\frac{a''}{a} = const$ , т. е. чисто экспоненциальное расширение в конформном времени, в точности как у Милновской Вселенной.

Выполнение уравнения (19) позволяет предполагать, что описание вакуума как некоторой среды распространяется не только на уравнение состояния, но также на скорость звука, которая равна

$$c_s^2 = \frac{p'}{\rho'} = \frac{2}{3} \frac{(5a^5 \Omega_m - a^3 \Omega_m S_0 + (7a^2 S_0 - 9a^4 - 2S_0^2)(\Omega_m + S_0 - 1))}{(a^2 - S_0)(5a^3 \Omega_m - 3a \Omega_m S_0 + (4S_0 - 6a^2)(\Omega_m + S_0 - 1))}. \quad (28)$$

Заметим, что согласно (14), (16) главный вклад в давление и плотность вакуума вносят планковские частоты, которые заведомо больше частоты упругих волн, распространяющихся по вакууму (т. е. локальные сжатия и расширения в вакуумной упругой волне можно рассматривать как расширение и коллапс некоторой маленькой Вселенной). В формуле (28) предполагается, что рождением частиц из вакуума (т. е. изменением энтропии вакуума) можно пренебрегать, т. е. рассматривается адиабатический вакуум, который остается вакуумом на протяжении всей эволюции, а также когда по нему проходит волна возмущения.

Результаты расчета (рисунок 2) показывают, что количество материи слабо влияет на скорость упругой (звуковой) волны в вакууме, которая возрастает от  $1/\sqrt{3}$  до значения, соответствующего настоящему времени. При дальнейшем расширении

Вселенной скорость звука становится больше скорости света и обращается в бесконечность примерно при  $a = \sqrt{\frac{2}{3}} S_0$ , т. е. из уравнения для скорости звука следует, что Большой разрыв наступает несколько раньше, чем это следует из уравнения состояния. Что касается превышения скорости света, то на основе данной эмпирической модели трудно сказать, имеем ли мы дело с физическим эффектом [42] или следствием пренебрежения энтропией вакуума. Заметим только, что фактически рассмотрение идет не в рамках ОТО, а в рамках ПВТ.

Заметим также, что количество излучения вообще не влияет на уравнение состояния и скорость упругих волн в вакууме, поскольку для излучения  $\rho a^4 = const$ , и любое его количество в уравнении (9) может компенсироваться константой, с другой стороны, для излучения  $\rho - 3p = 0$ , и оно никак не влияет на вычисление давления вакуума с помощью формулы (16).

В отличие от линейно расширяющейся Вселенной с уравнением состояния  $w = -1/3$  [38; 40] и мнимой скоростью звука  $c_s = \sqrt{w}$ , в нашем случае скорость звука всегда положительна. Это означает отсутствие нефизических экспоненциально растущих решений. Такие решения легко отбрасывать в аналитике [43], но при численном счете это затруднительно.

#### Массивные поля и конденсаты

В предыдущем разделе была рассмотрена вакуумная энергия для безмассового поля. Для массивных полей основная часть вакуумной энергии, не зависящая от скорости расширения Вселенной, записывается как

$$\rho_v = \frac{1}{4\pi^2 a^4} \int_0^{k_{max}} k^2 \sqrt{k^2 + a^2 m^2} dk \approx \frac{1}{16\pi^2} \left( \frac{k_{max}^4}{a^4} + \frac{m^2 k_{max}^2}{a^2} + \frac{m^4}{8} \left( 1 + 2 \ln \left( \frac{m^2 a^2}{4k_{max}^2} \right) \right) \right). \quad (29)$$

Первое слагаемое в (29), соответствующее невидимой, т. е. непертурбирующей радиации, компенсируется константой в уравнении (9). Что касается остальных слагаемых, то, поскольку столь быстрое расширение Вселенной не наблюдается, должен существовать механизм компенсации этих плотностей энергии, по крайней мере, до уровня критической плотности. Второе слагаемое  $\rho_v : m^2 k_{max}^2 / a^2$  ведет себя как некоторая субстанция с уравнением состояния  $w = -1/3$ , и, в принципе, такая субстанция может пертурбироваться, однако скорость звука в ней чисто мнимая, что приводит к существованию экспоненциально растущих решений [43], поэтому должен существовать точный компенсационный механизм для слагаемых этого типа. Более чем полвека назад Паули предположил, что вакуумные энергии бозонов и фермионов должны быть взаимно скомпенсированы [44]. Для примера, рассмотрим только очень грубую компенсацию, рассматривая самые тяжелые частицы. Как известно, фермион наибольшей массы – это топ-кварк  $m_t = 173.2$  ГэВ. Имеются также бозон Хиггса  $m_H = 125$  ГэВ, заряженный векторный бозон  $m_W = 80,4$  ГэВ, а также нейтральный векторный бозон  $m_Z = 91.2$  ГэВ. В результате правило сумм Паули для слагаемых  $\rho_v : m^2 k_{max}^2 / a^2$  записывается как

$$m_H^2 + 6m_W^2 + 3m_Z^2 + \sum_{A=1}^{N_A} m_A^2 = 12m_t^2, \quad (30)$$

где предполагается, что в природе существуют еще  $N_A$  неоткрытых скалярных бозонов. Тогда находим, что правило сумм удовлетворяется, если существует еще один неоткрытый бозон массой  $m_A : 530$  ГэВ или, например, четыре бозона массой  $m_A : 265$  ГэВ каждый. Ситуация со слагаемыми  $\rho_v : m^4$ , обладающими уравнением состояния  $p_v = -\rho_v$  более сложна, поскольку конденсаты, возникающие в процессе генерации масс в Стандартной модели физики частиц, имеют такой же порядок величины:  $\rho_v : m_H^4$  для механизма Хиггса [45] и  $\rho_v : m_d^4$  для конденсата квантовой хромодинамики [46], где  $m_d$  – масса d-кварка. Также возможна (и необходима) неполная компенсация с точностью порядка критической плотности. Слагаемые :  $m^4$  типа космологической постоянной в принципе могут существовать (после компенсации до необходимого уровня), но их плотность энергии не пертурбуруется, и таким образом они влияют на образование структур только через закон расширения Вселенной. В данной работе эта возможность не рассматривается, поскольку космологическая постоянная оказывает влияние на закон расширения только на поздних стадиях, там, где закон расширения Вселенной после поверхности последнего рассеяния удовлетворительно воспроизводится (рисунок 1) только уравнением состояния вакуума (15), (18).

Интересно, что слагаемые подобного типа, связанные с массой нейтрино  $\rho_v : m_\nu^4$ , не требуют какой-либо компенсации, поскольку имеют правильный порядок. В то же время общепринятого механизма генерации масс нейтрино пока не было предложено.

Заметим также, что предлагались суперсимметричные модели, в которых число бозонных степеней свободы равно числу фермионных степеней свободы с мягким нарушением симметрии [47], приводящие к точной компенсации всех слагаемых.

В рамках ПВТ равенство бозонных и фермионных степеней свободы необязательно, поскольку нет необходимости требовать компенсации слагаемых типа  $\rho_v : k_{max}^4/a^4 : M_p^4/a^4$ , поэтому модели без суперсимметрии также возможны.

### Образование структур материи во Вселенной

Найденное уравнение состояния (23) и скорость звука в вакууме (28) являются основой для описания эволюции возмущений вакуума, радиации и материи в расширяющейся Вселенной. Поскольку предполагается, что уравнение Фридмана выполняется с точностью до константы, теория возмущений также должна быть построена в рамках ПВТ [43].

Метрика расширяющейся Вселенной с учетом возмущений пространства-времени имеет следующий вид:

$$ds^2 = a(\eta)^2(1 + 2A) \left( d\eta^2 - \left( \left( 1 + \frac{1}{3} \sum_{m=1}^3 \partial_m^2 F \right) \delta_{ij} - \partial_i \partial_j F \right) dx^i dx^j \right). \quad (31)$$

Данная метрика принадлежит классу метрик (3), по которому варьируется действие в ПВТ. Также рассматриваются возмущения плотности, давления  $\rho_c(\eta, \mathbf{x}) = \rho_c(\eta) + \delta\rho_c(\eta, \mathbf{x})$ ,  $p_c(\eta, \mathbf{x}) = p_c(\eta) + \delta p_c(\eta, \mathbf{x})$  и 4-скорости каждой из компонент среды:

$$u_c'' = \frac{1}{a(\eta)} \{(1-A), \nabla v_c(\eta, \mathbf{x})\}, \quad (32)$$

где  $v_c$  – потенциал скорости. В результате мы имеем дело со следующей системой уравнений [43] для Фурье преобразований возмущений  $\delta\rho_c(\eta, \mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{k}} \delta\rho_{c\mathbf{k}}(\eta) e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} \dots$

$$-6A_k' + 6A_k \alpha' + k^2 F_k' + \frac{18}{M_p^2} e^{2\alpha} \sum_c V_{c\mathbf{k}} = 0, \quad (33)$$

$$-18\alpha' A_k' - 18A_k \alpha'^2 - 6k^2 A_k + k^4 F_k + \frac{18}{M_p^2} e^{2\alpha} \sum_c \delta\rho_{c\mathbf{k}} + 4A_k \rho_c = 0, \quad (34)$$

$$-12A_k - 3(F_k'' + 2\alpha' F_k') + k^2 F_k = 0, \quad (35)$$

$$-9(A_k'' + 2\alpha' A_k') - 18A_k \alpha'' - 18A_k \alpha'^2 - 9k^2 A_k + k^4 F_k - \frac{9}{M_p^2} e^{2\alpha} \sum_c 4A_k (3\rho_c - \rho_c) + 3\delta p_{c\mathbf{k}} - \delta\rho_{c\mathbf{k}} = 0, \quad (36)$$

$$-3\alpha' (\delta p_{c\mathbf{k}} + \delta\rho_{c\mathbf{k}}) - 3A_k' (\rho_c + p_c) - \delta\rho_{c\mathbf{k}}' + k^2 V_{c\mathbf{k}} = 0, \quad (37)$$

$$(\rho_c + p_c) A_k + 4V_{c\mathbf{k}} \alpha' + \delta p_{c\mathbf{k}} + V_{c\mathbf{k}}' = 0, \quad (38)$$

где  $\alpha = \ln a$  и были введены обозначения  $V_c = (p_c + \rho_c) v_c$  для каждого вида среды  $c$ .

Заметим, что в рамках ОТО обычно рассматриваются калибровочно-инвариантные потенциалы, соответствующие метрике

$$ds^2 = a^2(\eta) ((1 + 2\Phi(\eta, \mathbf{x})) d\eta^2 - (1 - 2\Psi(\eta, \mathbf{x})) \delta_{ij} dx^i dx^j), \quad (39)$$

а также инвариантные контрасты плотностей и потенциалов скоростей [49; 50]:

$$\begin{aligned} \tilde{\delta}_{c\mathbf{k}}(\eta) &= \frac{\delta\rho_{c\mathbf{k}}(\eta)}{\rho_c(\eta)} + \frac{\rho_c'(\eta)}{2\rho_c(\eta)} F_k'(\eta), \\ \tilde{v}_{c\mathbf{k}} &= \frac{V_{c\mathbf{k}}(\eta)}{\rho_c(\eta) + p_c(\eta)} - \frac{F_k'(\eta)}{2}, \\ \Phi_{\mathbf{k}}(\eta) &= A_{\mathbf{k}}(\eta) + \frac{a'(\eta) F_k'(\eta) + a(\eta) F_k''(\eta)}{2a(\eta)}, \\ \Psi_{\mathbf{k}}(\eta) &= -\frac{a'(\eta) F_k'(\eta)}{2a(\eta)} - A_{\mathbf{k}}(\eta) + \frac{1}{6} k^2 F_k(\eta). \end{aligned} \quad (40)$$

Разумеется, при выполнении уравнения Фридмана уравнения (33) – (38) могут быть переписаны в терминах инвариантных величин. Такие уравнения совпадают с известными [49; 50]. Однако, если уравнение Фридмана выполняется только с точностью до константы (9), то именно система (33) – (38) является фундаментальной, поскольку в этом случае невозможно получить непротиворечивую систему в терминах инвариантных переменных (39), (40). Это связано с тем, что метрика (39) не принадлежит классу метрик (3), по которым варьируется действие при описании гравитации в ПВТ.

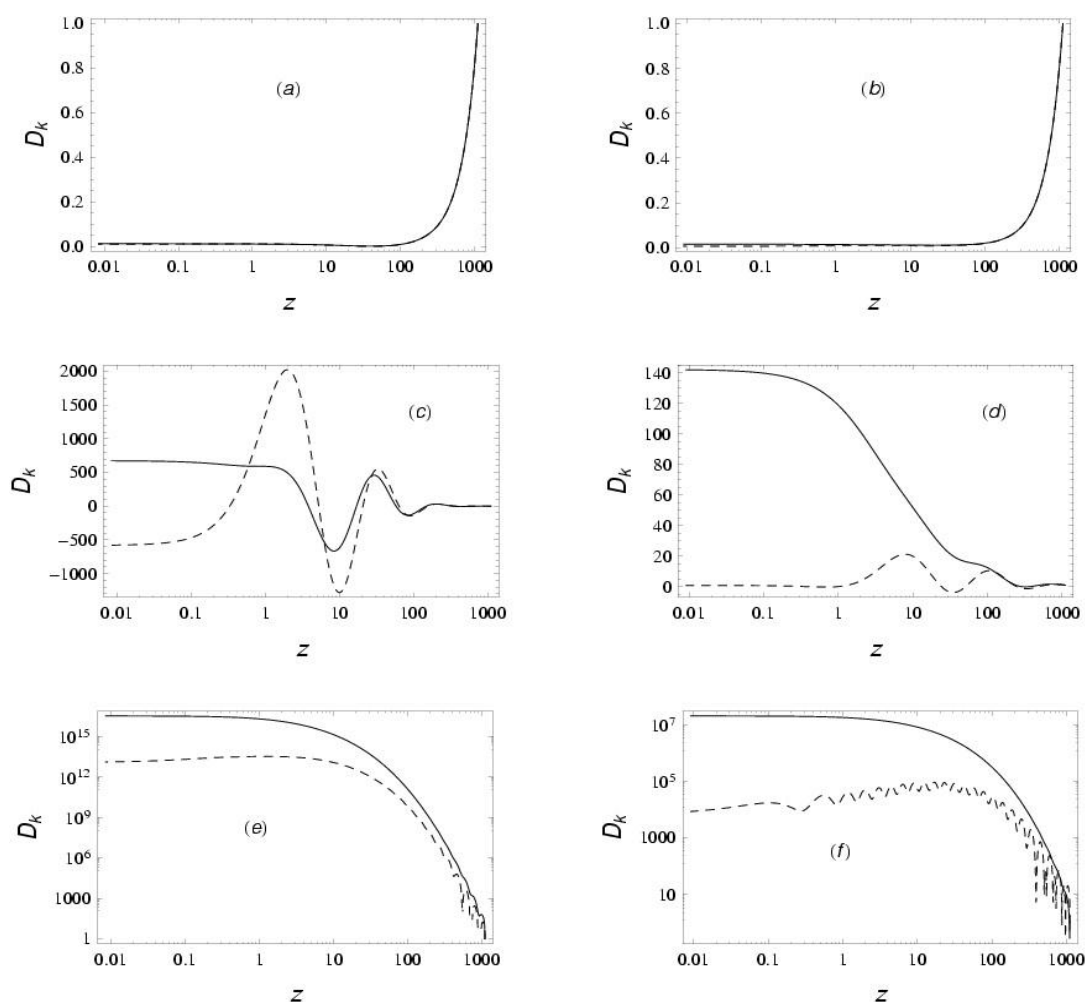
Был выполнен численный расчет эволюции возмущений материи  $c = m$  в (33) – (38) и вакуума  $c = v$  за пределами поверхности последнего рассеяния, когда излучение отделяется от вещества и начинают образовываться пространственные структуры из барионной материи. Вся материя предполагалась барионной  $\Omega_m \equiv \Omega_b$ . Как известно,

анизотропия микроволнового излучения показывает, какова степень пространственной неоднородности барион-фотонной плазмы на поверхности последнего рассеяния. Далее неоднородности отделившегося от излучения вещества возрастают с эволюцией Вселенной, что приводит к образованию структур: звезд, галактик и скоплений галактик [3; 55]. Авторы ограничились расчетом фактора роста неоднородностей

$$D_k(z) = \tilde{\delta}_k(z) / \tilde{\delta}_k(1100), \tag{41}$$

где  $z = 1100$  красное смещение, соответствующее поверхности последнего рассеяния. В уравнение (41) входят «инвариантные» величины, т. е. расчет ведется в выделенной системе координат (31), но затем следует перейти к величинам (40), одинаковым для всех наблюдателей.

Хотя в рассматриваемой модели горизонт отсутствует, постоянная Хаббла является характерным масштабом для эволюции пертурбаций, в частности, пертурбации с волновым числом  $k$ :  $H$  убывают, в то время как пертурбации с  $k > H$  возрастают (рисунок 3).



Сплошная линия изображает фактор роста для материи, штриховая – для вакуума. Параметр, характеризующий плотность материи  $\Omega_b = 0.3$  для (a, c, e) и  $\Omega_b = 0.03$  для (b, d, f).

**Рисунок 3.** – Фактор роста неоднородностей (41) при различных значениях волнового числа: (a, b) –  $k/h = 0.0001 \text{ Мпк}^{-1}$ , (c, d) –  $k/h = 0.001 \text{ Мпк}^{-1}$ , (e, f) –  $k/h = 0.01 \text{ Мпк}^{-1}$

Можно заметить, что для бóльших масштабов (рисунок 3а, b) вакуум привязан к материи в том смысле, что эволюция неоднородностей для вакуума и материи происходит одинаковым образом. Для меньших масштабов (рисунок 3с, d), вакуум менее склонен к возмущениям по сравнению с материей (рисунок 3d), тем не менее он становится неоднородным. Наблюдаемая анизотропия реликтового микроволнового излучения указывает, что типичная неоднородность на поверхности последнего рассеяния составляет  $10^{-4} - 10^{-5}$ . Умножение данной величины на фактор роста (рисунок 3с, d) дает число меньше единицы, что говорит о росте неоднородностей в линейном режиме. Для более малых масштабов, соответствующих кластерам галактик и показанных на рисунках 3е, f, в данной модели реализуется сильнонелинейный режим, в отличие от стандартной  $\Lambda$ CDM-модели, где режим слабонелинейный на ранних стадиях эволюции Вселенной (т. е. конечная неоднородность порядка единицы для  $z \leq 10$ ). Ранний выход на нелинейный режим (рисунок 3е, f) не противоречит наблюдениям крупномасштабных структур, сформировавшихся на очень ранних этапах эволюции Вселенной [3].

Сравним образование структур материи в данной модели и стандартной космологической модели. Хотя в данной работе рассмотрение ограничено эволюцией возмущений после поверхности последнего рассеяния, следует упомянуть нуклеосинтез, поскольку он дает ограничения на количество барионной материи. В стандартной модели нуклеосинтез фиксирует значение чисто барионной компоненты на уровне  $\Omega_b = 0.03$  [48]. Для линейной космологии исследования нельзя считать завершенными, но, по видимому, доля барионной материи должна быть на уровне  $\Omega_b : 0.2$ , чтобы получить наблюдаемое количество  ${}^4\text{He}$  [51–53].

До поверхности последнего рассеяния механизм генерации и усиления пространственно неоднородных возмущений совершенно различен для рассматриваемых моделей, что связано в первую очередь с тем, что в стандартной космологии наблюдаемые в настоящее время масштабы находились за горизонтом до равенства плотностей темной материи и радиации, в то время как в линейной космологии для всех наблюдаемых масштабов действие разворачивается внутри горизонта. До рекомбинации возмущения плазмы в линейной космологии примерно сохраняют свою амплитуду [43]. В стандартной космологии рост возмущений определяется темной материей, однако на данной стадии это не является принципиальным, поскольку амплитуду возмущений метрики, объясняющую величину анизотропии микроволнового излучения с помощью эффекта Сакса – Вольфа [49; 50], можно получить и без темной материи. После поверхности последнего рассеяния барионная материя отделяется от излучения, попадает в потенциальные ямы, образованные темной материей, и становится неоднородной, что приводит к образованию структур. Этот момент является принципиальным, поскольку в стандартной модели без холодной темной материи возмущения не успевают вырасти до необходимого уровня. Другими словами, в стандартной модели у темной материи должна быть своя, параллельная, достаточно длинная [54] история роста неоднородностей до поверхности последнего рассеяния, так, чтобы после поверхности последнего рассеяния барионная материя попала в уже готовые потенциальные ямы. Что касается линейной космологии, как показывают расчеты фактора роста, для образования структур нет необходимости в темной материи: независимо от того, какое количество барионной материи имеется, ее неоднородность быстро возрастает. Физической причиной этого явления является просто более медленное расширение Вселенной по сравнению со стандартной космологией.

При дальнейшей эволюции в нелинейном режиме образуются структуры, причем наблюдения показывают, что в галактиках имеется гравитационный потенциал, который не может создаваться светящейся материей [3; 55]. В стандартной космологии этот потенциал интерпретируется как создаваемый темной материей. В рассматриваемой модели, поскольку вакуум обладает уравнением состояния и скоростью звука, он, так же как и барионная материя, пертурбуруется и становится неоднородным. Таким образом, дополнительный гравитационный потенциал, наблюдаемый динамическими методами, а также в микролинзировании, может создаваться неоднородностями вакуума. Ситуация здесь прямо противоположна стандартной модели: в стандартной модели барионная материя попадает в потенциальные ямы, образованные темной материей – в рассматриваемой модели вакуум попадает в потенциальные ямы, образованные обычной материей, и тем самым образует гало. Следует сказать, что наблюдения показывают, что отдельно темная материя не наблюдается: она всегда образует гало вокруг светящейся (т. е. барионной) материи. Стоит также упомянуть так называемые каспы – сингулярные центральные области, которые должны были бы образовываться из темной материи согласно численному моделированию, однако в реальности их нет, они не наблюдаются [55]. Что касается вакуума, то он не склонен образовывать подобные структуры, поскольку обладает давлением.

Тем не менее для линейной космологии ситуация может оказаться несколько сложнее, поскольку, как было отмечено, требуемое нуклеосинтезом количество барионной материи  $\Omega_b$  довольно велико по сравнению со светящейся материей, которую удалось идентифицировать на настоящее время. С другой стороны, как показывают расчеты фактора роста, неоднородности малых масштабов интенсивно растут, что при переходе в нелинейный режим может привести к образованию несветящихся барионных объектов, например, типа МАСНО [56]. Это означает возможное существование темной материи не только в виде вакуума, но и МАСНО.

Для количественного описания нелинейного режима с учетом вакуума, по-видимому, придется решать нелинейные операторные уравнения для плотности квантовых полей.

### **Заключение**

Несмотря на то что стандартная космологическая модель может описать наблюдаемые данные, это не исключает необходимости исследовать, фундаментальную модель, основанную на физике вакуума. Более того, вопрос с которого обычно начинаются большинство статей по космологии: «Что такое темная энергия и материя?», звучит довольно бессмысленно, поскольку без установления роли нулевых колебаний квантовых полей невозможно сказать, чего еще не хватает.

Описание вакуума как некоторой упругой среды с уравнением состояния и скоростью вакуумных скалярных волн представляет собой базис для построения прецезионной космологии Милновского типа [38–40] с расширением, близким к линейному.

Возможно, в воззрениях Милна [37], исходящих из общей космологической картины и направленных к локальной теории гравитации (т. е. сверху вниз, а не наоборот), как в ОТО (т. е. снизу вверх), заключено несколько больше правды, чем это обычно считается. Действительно, здесь мы видим, что без правильного учета физики вакуумных флуктуаций (которая определяется космологией) невозможно получить правильную физическую картину реальности.

Результатом данной работы является утверждение, что уравнение состояние вакуума приводит к расширению Милновского типа при  $z > 2$ . Оказывается, что для

образования структур нет необходимости в темной материи. Полагаем, что дополнительный гравитационный потенциал, наблюдаемый в некоторых видах галактик, также создается поляризацией вакуума в нелинейном режиме, а не темной материей. Напомним, что темной материей называют материю, которая не участвует в каких-либо взаимодействиях, кроме гравитационного. Это означает, что ее давление равно нулю. Вакуум также не участвует во взаимодействии с другими видами материи, в этом смысле он подобен темной материи. В частности, столкновения скоплений галактик показывают, что облака темной материи проходят сквозь друг друга без изменений [3; 55]. В то же время вакуум обладает давлением, что предотвращает образование мелкомасштабных образований состоящих только из вакуума, – гало возможно только вокруг массивных объектов из светящейся материи.

*В принципе, темная материя допускает подавленное негравитационное взаимодействие с частицами Стандартной модели, однако для задач космологии и образования структур обычно рассматривают идеализированную модель в виде холодной пылевидной материи [3; 55].*

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sahni, V. The case for the positive cosmological  $\Lambda$ -term / V. Sahni, A. Starobinsky // *Int. J. Mod. Phys.* – 2000. – Vol. 09, nr 04. – P. 373.
2. Чернин, А. Д. Темная энергия и всемирное антитяготение / А. Д. Чернин // *УФН.* – 2008. – Т. 178, № 4. – С. 267–300.
3. Долгов, А. Д. Массивные и сверхмассивные черные дыры в современной и ранней Вселенной и проблемы космологии и астрофизики / А. Д. Долгов // *УФН.* – 2008. – Т. 188, № 4. – С. 121–142.
4. Weinberg, S. The cosmological constant problem / S. Weinberg // *Rev. Mod. Phys.* – 1989. – Vol. 61, nr 1.
5. Зельдович, Я. Б. Теория вакуума, быть может, решает загадку космологии / Я. Б. Зельдович // *УФН.* – 1981. – Т. 133, № 3. – С. 479–503.
6. Carroll, S. M. The Cosmological Constant / S. M. Carroll // *Living Rev. Relativity.* – 2001. – Vol. 4, nr 1.
7. Dark Energy / M. Li [et al.] // *Commun. Theor. Phys.* – 2011. – Vol. 56, nr 3. – P. 525 – 604.
8. Padmanabhan, T. Cosmological constant – the weight of the vacuum / T. Padmanabhan // *Phys. Rep.* – 2003. – Vol. 380, nr 5–6. – P. 235–320.
9. Birrell, N. D. Quantum Fields in Curved Space / N. D. Birrell, P. C. W. Davis. – Cambridge : Univ. Press, 1982.
10. Арбузова, Е. В. Эффекты неустойчивости в  $F(R)$ -модифицированной гравитации и при гравитационном бариогенезисе / Е. В. Арбузова, А. Д. Долгов // *ЭЧАЯ.* – 2019. – Т. 50, № 6. – С. 1116–1293.
11. Padmanabhan, T. Combining general relativity and quantum theory: points of conflict and contact / T. Padmanabhan // *Class. Quantum. Grav.* – 2002. – Vol. 19, nr 13. – P. 3551–3566.
12. Anischenko, S. V. Functional minimization method addressed to the vacuum finding for an arbitrary driven quantum oscillator / S. V. Anischenko, S. L. Cherkas, V. L. Kalashnikov // *Nonlin. Phenom. Complex Syst.* – 2009. – Vol. 12, nr 1. – P. 16–26.
13. Horava, P. Quantum gravity at a Lifshitz point / P. Horava // *Phys. Rev. D* – 2009. – Vol. 79, nr 8. – P. 084008.
14. Gomes, H. The link between general relativity and shape dynamics / H. Gomes, T. Koslowski // *Class. Quant. Grav.* – 2012. – Vol. 29, nr 7. – P. 075009.

15. Bij, J. J. van der. The exchange of massless spin-two particles. / J. J. van der Bij, H. van Dam, Y. J. Ng // *Physica A*. – 1982. – Vol. 116, nr 1. – P. 307–320.
16. Wilczek, F. Foundations and Working Pictures in Microphysical Cosmology / F. Wilczek // *Phys. Rept.* – 1984. – Vol. 104, nr 2–4. – P. 143–157.
17. Buchmuller, W. Einstein Gravity From Restricted Coordinate Invariance / W. Buchmuller, N. Dragon // *Phys. Lett. B*. – 1988. – Vol. 207, nr 3. – P. 292–294.
18. Unruh, W. G. Unimodular theory of canonical quantum gravity / W. G. Unruh // *Phys. Rev. D*. – 1989. – Vol. 40, nr 4. – P. 1048–1052.
19. Alvarez, E. Can one tell Einstein's unimodular theory from Einstein's general relativity? / E. Alvarez // *J. High Energy Phys.* – 2005. – Vol. 0503. – P. 002.
20. Henneaux, M. The Cosmological Constant and General Covariance / M. Henneaux, C. Teitelboim // *Phys. Lett. B*. – 1989. – Vol. 222, nr 2. – P. 195–199.
21. Smolin, L. Quantization of unimodular gravity and the cosmological constant problems / L. Smolin // *Phys. Rev. D*. – 2009. – Vol. 80, nr 8. – P. 084003.
22. Cherkas, S. L. An approach to the theory of gravity with an arbitrary reference level of energy density / S. L. Cherkas, V. L. Kalashnikov // *Вест. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук Natl.* – 2019. – Т. 55, № 1. – P. 83–96.
23. Cherkas, S. L. Quantum Mechanics Allows Setting Initial Conditions at a Cosmological Singularity: Gowdy Model Example / S. L. Cherkas, V. L. Kalashnikov // *Theor. Phys.* – 2017. – Vol. 2, nr 3. – P. 124–135.
24. Cherkas, S. L. Determination of the UV cut-off from the observed value of the Universe acceleration / S. L. Cherkas, V. L. Kalashnikov // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* – 2007. – Vol. 0701. – P. 028.
25. Cherkas, S. L. Universe driven by the vacuum of scalar field: VFD model / S. L. Cherkas, V. L. Kalashnikov // *Problems of Practical Cosmology : тр. междунар. конф. «Проблемы практической космологии»*. – СПб. : Рос. геогр. о-во, 2006. – С. 135–140.
26. Schaffner, K. F. Nineteenth-Century Aether Theories / K. F. Schaffner. – Oxford : Pergamon Press, 1972.
27. Dirac, P. A. M. Is there an  $\text{\AA}$ ether? / P. A. M. Dirac // *Nature*. – 1951. – Vol. 168, nr 4282. – P. 906–907.
28. Золотарев, В. Ф. Структура и свойства среды физического вакуума / В. Ф. Золотарев, Б. Б. Шамшев // *Изв. вузов. Физика*. – 1985. – № 1. – С. 60–65.
29. Amendola, L. Dark energy: Theory and Observations / L. Amendola, Sh. Tsujikawa. – Cambridge : University Press, 2010.
30. Bento, M. C. Generalized Chaplygin gas, accelerated expansion, and dark-energy-matter unification / M. C. Bento, O. Bertolami, A. A. Son // *Phys. Rev. D*. – 2002. – Vol. 66, nr 4. – P. 043507.
31. Arnowitt, R. The Dynamics of General Relativity / R. Arnowitt, S. Deser, C. W. Misner // *Gravitation : an introduction to current research*. – New York : Wiley, 1962. – P. 227.
32. Ландау, Л. Д. Теория поля / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1988.
33. Blas, D. Models of non-relativistic quantum gravity: the good, the bad and the healthy / D. Blas, O. Pujolas, S. Sibiryakov // *J. High Energy Phys.* – 2011. – Vol. 1104. – P. 018.
34. Rubakov, V. A. Модификация гравитации на больших расстояниях и массивный гравитон / V. A. Rubakov, P. G. Tinyakov // *УФН*. – 2008. – Т. 178, № 4. – С. 785–822.
35. Copeland, E. J. Dark energy in light of the discovery of the Higgs / E. J. Copeland // *Annalen. der Phys.* – 2015. – Vol. 528, nr 1–2. – P. 62–67.
36. Ellis, G. F. R. Relativistic Cosmology / G. F. R. Ellis, R. Maartens, M. A. H. MacCallum. – Cambridge : University Press, 2012.

37. Милн, Э. А. Относительность время и космология / Э. А. Милн. – М. ; Ижевск : Хаот. и регуляр. динамика, 2016.
38. John, M. V. A modified Ozer-Taha type cosmological model / M. V. John, K. B. Joseph // *Phys. Lett. B.* – 1996. – Vol. 387, nr 3. – С. 466–470.
39. Cosmological tests for a linear coasting cosmology / A. Dev [et al.] // *Phys. Lett. B.* – 2002. – Vol. 548, nr 1–2. – P. 12–18.
40. Melia, F. On Recent Claims Concerning the  $R_h = ct$  Universe / F. Melia // *MNRAS.* – 2015. – Vol. 446, nr 2. – P. 1191–1194.
41. An improved model-independent assessment of the late-time cosmic / B. S. Haridasu [et al.] // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* – 2018. – Vol. 1810. – P. 015.
42. Ellis, G. F. R. Causality and the speed of sound / G. F. R. Ellis, R. Maartens, M. A. H. MacCallum // *Gen. Relativ. Gravit.* – 2007. – Vol. 39. – P. 1651–1660.
43. Cherkas, S. L. Plasma Perturbations and Cosmic Microwave Background Anisotropy in the Linearly Expanding Milne-like Universe / S. L. Cherkas, V. L. Kalashnikov // *Fractional Dynamics, Anomalous Transport and Plasma Science.* – Cham : Springer, 2018. – Chapter 9.
44. Visser, M. Lorentz Invariance and the Zero-Point Stress-Energy Tensor / M. Visser // *Particles.* – 2018. – Vol. 1, nr 1. – P. 138–154.
45. Комминс, Ю. Слабые взаимодействия лептонов и кварков / Ю. Комминс, Ф. Буксбаум. – М. : Энергоатомиздат, 1987.
46. Иоффе, Б. Физика элементарных частиц: квантовая хромодинамика : в 2 т. / Б. Иоффе, Л. Липатов, В. Фадин. – М. : Юрайт, 2018.
47. Softly Broken Finite Supersymmetric Grand Unified Theory / D. I. Kazakov [et al.] // *Nucl. Phys. B.* – 1996. – Vol. 471, nr 3. – P. 389–408.
48. Горбунов, Д. С. Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого взрыва / Д. С. Горбунов, В. А. Рубаков. – М. : ЛКИ, 2011.
49. Dodelson, S. *Modern Cosmology* / S. Dodelson. – Amsterdam : Elsevier, 2003.
50. Mukhanov, V. *Physical Foundations of Cosmology* / V. Mukhanov. – Cambridge : University Press, 2005.
51. Singh, P. Constraints on lepton asymmetry from nucleosynthesis in a linearly coasting cosmology / P. Singh, D. Lohiya // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* – 2015. – Vol. 05. – P. 061.
52. Lewis, G. F. Primordial nucleosynthesis in the  $R_h = ct$  cosmology: pouring cold water on the simmering Universe / G. F. Lewis, L. A. Barnes, R. Kaushik // *MNRAS.* – 2016. – Vol. 460, nr 1. – P. 291–296.
53. Singh G. Inhomogeneous nucleosynthesis in linearly coasting cosmology / G. Singh, D. Lohiya // *MNRAS.* – 2018. . – Vol. 473, nr 1. – С. 14–19.
54. Sarkar, A. How late can the dark matter form in our universe? / A. Sarkar, S. Das, S. K. Sethi // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* – 2015. – Vol. 03. – P. 004.
55. Лукаш, В. Н. Физическая космология / В. Н. Лукаш, Е. В. Михеева. – М. : Физматлит, 2010.
56. Bertone, G. A. History of Dark Matter / G. Bertone, D. Hooper // *Rev. Mod. Phys.* – 2018. – Vol. 90, nr 4. – P. 045002.