УДК 53.02., 531-9.



## НА ПУТИ К БОЛЬШОМУ ВЗРЫВУ

Березин В. А.[a,1]

[a] Институт ядерных исследований РАН, г. Москва, 117312, Россия.

Исследуется возможность "возникновения из ничего" однородной и изотропной Вселенной. Поступируется идея А.Д. Сахарова "нулевой" (индуцированной) гравитации (т. е. гравитация не является фундаментальным взаимодействием, а есть "просто" натяжение вакуума всех остальных квантованных полей). Уже рожденные частицы описываются феноменологически модифицированной гидродинамикой идеальной жидкости.

Основной результат – вселенная стартует с нулевого масштабного фактора ($a = 0$). Это имеет далеко идущие последствия. Во-первых, начальная гиперповерхность $\{a = 0,\ t = 0\}$ в момент творения является свето-подобной, а не пространственно-подобной. Во-вторых, вселенная бесконечна, т. е. космологическая модель или открытая, или пространственно плоская. В-третьих, для наблюдателей, сидящих на рожденных частицах, граница удаляется со световой скоростью, это означает $\dot{a} = \infty,\ \ddot{a} = -\infty$.В-четвёртых, прямо около границы $t = 0$ наблюдатель ощущает бесконечную вакуумную температуру (температуру Унру). В-пятых, одновременность (в стандартном понимании) является иллюзией: всё бесконечное количество рождённых частиц причинно связано (они появляются как раз на световом конусе). В-шестых, Большой Взрыв — не иллюзия. Возможно, это волна детонации, движущаяся со скоростью света!

*Ключевые слова*: конформная инвариантность, индуцированная гравитация, рождение частиц, космология.

## ON THE WAY TO THE BIG BANG

Berezin V. A.[a,1]

[a] Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312, Russia.

We investigate the possibility of "creation from nothing" the homogeneous and isotropic universe using A. D. Sakharov' idea of the induced gravity (i.e., the gravitation is just the vacuum stresses of all other quantized fields). The created particles as well as the very creation process is described phenomenologically by the modified hydrodynamics of the perfect fluid.

The main result – the universe starts from zero scale factor ($a = 0$). The consequences are far-reaching. First, the hypersurface $\{a = 0, t = 0\}$ at the moment of the creation is null (light-like), not the space-like. Second, the universe is infinite, i.e., the cosmological model is open or spatially flat. Third, for the observers the boundary goes away with $\dot{a} = \infty, \quad \ddot{a} = -\infty$. Fourth, just outside the boundary (i.e., at the very beginning) the observer feels the infinite vacuum (Unruh's) temperature. Fifth, the simultaneity (in the common sense) is the illusion: all the infinite number of the created particles can be causally related. Sixth, the Big Bang is not the illusion, it can be the detonation wave with the speed of light.

*Keywords*: conformal invariance, induced gravity, particle creation, cosmology.

PACS: 02.40.Ky, 04.20.Fy, 04.50.Kd
DOI: 10.17238/issn2226-8812.2025.4.13-23

[1] E-mail: berezin@inr.ac.ru

**Введение**

В 1687 Исаак Ньютон выпустил в свет знаменитые “Математические начала натуральной философии” [1], где был сформулирован закон всемирного тяготения, вселенную Ньютон представлял статической (т. е., существующей извечно), однородной и изотропной на достаточно больших масштабах. Заполнена она была пылевой материей — звёздами (частицами, взаимодействующими лишь гравитационно). Открытое им же явление гравитационной неустойчивости приводило неизбежно к выводу о бесконечной пространственной протяжённости, ибо, если бы вселенная была конечной, то за бесконечно долгое время она неизбежно схлопнулась бы в одну бесконечно плотную ”точку”, что потиворечило возможности существования самого Ньютона.

Эта концепция просуществовала вплоть до 1917 года, когда Альберт Эйнштейн решил получить нечто подобное в своей, недавно (1915) созданной общей релятивистской теории гравитации — общей теории относительности. И вдруг — о, ужас! — оказалось, что такого решения знаменитых уравнений Эйнштейна не существует. Но Эйнштейн не сдался и изменил немного свои собственные уравнения, добавив к ним космологический член (космологическую постоянную, $\Lambda$-член). И вдруг — о, чудо! — есть решение, но, вместо бесконечной (в пространстве) вселенной, получилась трёхмерная сфера конечного радиуса, жёстко связанного с $\Lambda$-членом и плотностью пылевой материи. Это решение получило имя “Мир Эйнштейна” [2]. Всем известно, что позднее Эйнштейн назвал это “величайшей слепотой” в своей жизни. Но примерно 60 лет назад замечательный питерский физик-теоретик Эраст Борисович Глинер возродил этот $\Lambda$-член, показав, что он описывает вакуумное состояние с ненулевой плотностью энергии [3, 4].

В 1922 [5] и в 1924 [6] годах были опубликованы две работы замечательного петербургского математика Александра Александровича Фридмана, которые ознаменовали начало новой эры в космологии. Вопреки распространённому мнению, Фридман не отвергал $\Lambda$-член, но он показал, что общее решение для однородной, изотропной и заполненной пылевой материей космологической модели не является статическим, т. е., вселенная эволюционирует во времени. Возможно, он был мотивирован тем, что статическое решение Эйнштейна неустойчиво. Эта неустойчивость видна невооруженным глазом (вероятнее всего, именно поэтому “величайшая слепота” Эйнштейна).

А. А. Фридман опубликовал свои космологические работы на немецком языке. Поэтому Эйнштейн о них знал, а вот бельгийский математик (и, по совместительству, аббат) — нет. Полное его имя Жорж Анри Жозеф Эдуар Леметр (Georges Henri Joseph Edouard Lemaître). В 1927 году он опубликовал работу, в которой воспроизвёл (фактически, независимо) результаты Фридмана, но уже без $\Lambda$-члена. Леметр теоретически доказал пропорциональность скорости разбегания галактик расстоянию до них, известный нам как закон Хаббла (американскими астрономом Эрвин Хаббл вывел его из наблюдений в 1929 году). Отсутствие $\Lambda$-члена привело к тому, что в решениях, полученных Леметром, расширение Вселенной начиналось из сингулярности — нулевой объём и бесконечная плотность пылевой материи. То, что вселенная уже не была извечной, а имела начало — хорошая новость, т. к. это решало известный парадокс Ольберса (“Почему ночное небо тёмное?”).

Известному британскому астрофизику Фреду Хойлу жутко не понравилась теория Леметра именно из-за наличия начальной сингулярности. Вероятно, из-за того, что, по его мнению, это предполагало наличие Бога-Творца (кстати, сам аббат Леметр этого вовсе не предполагал). Однажды в популярной радиопередаче Хойл иронично употребил выражение “Big Bang”. Мы сейчас употребляем неправильный перевод “Большой взрыв”, который превратился в официальный термин. Ирония заключалась в том, что правильно было бы перевести это как “Большой бабах”, т. е., звук взрыва.

В 1965 году Арно Пензиас и Роберт Вудро Вильсон открыли реликтовое излучение, существование которого было предсказано в 1948 Георгием Гамовым. Это сделало гипотезу Большого взрыва практически достоверной.

## 1. Наша модель

Предлагаемая вашему вниманию космологическая модель строится, как и положено, на трёх китах.

1. Рождение вселенной "из ничего"

Пальма первенства здесь принадлежит Александру Виленкину (1982) [7]. "Из ничего" означает — из вакуума, т. е., некоего состояния без частиц на массовой поверхности, которые можно было бы поизучать и пересчитать.

2. Индуцированная гравитация

В 1967 году Андрей Дмитриевич Сахаров опубликовал статью [8], основная идея которой — гравитация — это не отдельное фундаментальное взаимодействие, а "просто" напряжение вакуума всех остальных квантованных полей. В стандартных гравитационных теориях полный интеграл действия, $S_{\rm tot}$, есть сумма собственно гравитационного действия, $S_g$, и действия для материи, $S_m$. В индуцированной гравитации

$$S_{\rm tot} = S_m. \tag{1}$$

Интересно, что здесь выполняется принцип Маха: без материи нет геометрии, т. е., нет ни времени, ни пространства.

3. Феноменология.

Рождение частиц — чисто квантовый процесс. Гравитацию же мы описываем классическими уравнениями (иначе не умеем). Как это соединить? Возникает замкнутый круг. Чтобы решить квантовую задачу — нужно наложить граничные условия на волновые функции. Чтобы наложить граничные условия — нужно узнать глобальную структуру пространства-времени. Чтобы узнать эту глобальную структуру — нужно решить классические гравитационные уравнения. Чтобы решить гравитационные уравнения — нужно знать источник гравитационного поля, которым является усреднённый тензор энергии-импульса этих самых квантовых полей, т. е., нужно иметь решение квантовой задачи.

Поэтому предлагается феноменологическое описание уже рождённых частиц в форме идеальной жидкости. Кроме того, желательно иметь самосогласованные решения с учётом обратного влияния на метрику пространства-времени не только тензора энергии-импульса частиц, но и процесса их рождения и поляризации вакуума.

0. Сюда можем добавить нулевой постулат: мы работаем в рамках римановой геометрии. Это означает, что вся геометрия (читай — гравитация) полностью определяется метрическим тензором второго ранга $g_{\mu\nu}$, задающим интервалы между ближайшими точками пространства-времени:

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu, \quad g_{\mu\nu} = g_{\nu\mu}. \tag{2}$$

Обратный ему тензор $g^{\mu\nu}$ определяется соотношением

$$g^{\mu\nu}g_{\nu\lambda} = \delta^\mu_\lambda, \tag{3}$$

оба они служат, к тому же, для поднятия и опускания индексов векторов и тензоров. По одинаковым верхнему и нижнему индексам подразумевается суммирование (правило Эйнштейна). ($\delta^\mu_\lambda$ — единичный тензор или, иначе, символ Кронекера.)

Любая дифференциальная геометрия полностью определяется метрическим тензором, $g_{\mu\nu} = g_{\nu\mu}$, и коэффициентами связности $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$, позволяющими ввести т. н. ковариантные производные векторов и тензоров. В римановой геометрии $\Gamma^\lambda_{\mu\nu} = \Gamma^\lambda_{\nu\mu}$, и

$$\Gamma^\lambda_{\mu\nu} = \frac{1}{2}g^{\lambda\sigma}\left(\frac{\partial g_{\sigma\mu}}{\partial x^\nu} + \frac{\partial g_{\sigma\nu}}{\partial x^\mu} - \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^\sigma}\right). \tag{4}$$

Коэффициенты связности и их производные определяют тензор кривизны Римана, $R^\mu_{\nu\lambda\sigma}$:

$$R^\mu_{\nu\lambda\sigma} = \frac{\partial\Gamma^\mu_{\nu\sigma}}{\partial x^\lambda} - \frac{\partial\Gamma^\mu_{\nu\lambda}}{\partial x^\sigma} + \Gamma^\mu_{\rho\lambda}\Gamma^\rho_{\nu\sigma} - \Gamma^\mu_{\rho\sigma}\Gamma^\rho_{\nu\lambda}, \tag{5}$$

а также тензор Риччи $R_{\mu\nu}$ и скаляр кривизны $R$:

$$R_{\mu\nu} = R^{\lambda}_{\mu\lambda\nu}, \quad R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}. \tag{6}$$

Большую роль играет т. н. тензор Вейля $C^{\mu}_{\nu\lambda\sigma}$, который является полностью бесследовой частью тензора Римана.

Математическое описание модели начнём с построения уравнения состояния материи. За основу возьмём лагранжиан идеальной жидкости. Это — гидродинамика. Всем известно, что есть два способа описания гидродинамики жидкости — лагранжев формализм и эйлеров формализм. В первом варианте наблюдатель движется, "сидя" на частице, а во втором — "сидит" в заданной точке пространства и смотрит, что и как мимо него пролетает. Лагранжианов в эйлеровых переменных существует множество. Наиболее подходящий для нас — вариант, предложенный Дж. Р. Рэем в 1972 году [9], так как он допускает абсолютно прозрачную физическую интерпретацию. Итак,

$$\mathcal{S}_{\text{hydro}} = -\int \mathcal{E}(n, X)\sqrt{-g}\, d^4x + \int \lambda_0(X)\, (u^{\mu}u_{\mu} - 1)\, \sqrt{-g}\, d^4x + \tag{7}$$
$$+\int \lambda_1(x)\, (nu^{\mu})_{;\mu}\, \sqrt{-g}\, d^4x + \int \lambda_2(x) X_{;\mu} u^{\mu} \sqrt{-g}\, d^4x.$$

Здесь запятая обозначает частную производную, а точка с запятой — ковариантную производную, при этом, в римановой геометрии:$g_{\mu\nu;\lambda} = 0$. Динамические переменные: плотность числа частиц $n(x)$, векторное поле $u^{\mu}(x)$, вспомогательная переменная $X(x)$ и метрический тензор $g_{\mu\nu}(x)$ ($g^{\mu\nu}$). Лагранжевы множители $\lambda_0(x)$, $\lambda_1(x)$ и $\lambda_2(x)$ обеспечивают уравнения связей:

$$\begin{cases} u^{\mu}u_{\mu} - 1 = 0, \\ (nu^{\mu})_{;\mu} = 0, \\ X_{,\mu}u^{\mu} = 0. \end{cases} \tag{8}$$

Первое уравнение связи нормирует векторное поле $u^{\mu}$, превращая его, фактически, в 4-х скорость. Третье уравнение показывает, что вспомогательная динамическая переменная $X$ сохраняет постоянное значение на траектории и потому, по сути, нумерует её. Этим самым траектории привязываются к частицам, что оказывается немаловажным, т. к. в отсутствие этой вспомогательной переменной отсутствуют и вихри, т. е., движение идеальной жидкости чисто ламинарное. Наконец, второе уравнение связи — это уравнение непрерывности для плотности числа частиц. Оно показывает, как известно, что число частиц в изолированном объёме сохраняется. Нелишне отметить, что варьирование по метрическому тензору $g_{\mu\nu}$ даёт нам хорошо знакомый тензор энергии-импульса идеальной жидкости.

Лагранжиан идеальной жидкости, предложенный Рэем, хорош тем, что его легко модифицировать так, чтобы учесть возможность рождения частиц. Это было сделано автором в 1987 году [10]. Именно, достаточно изменить второе уравнение связи:

$$(nu^{\mu})_{;\mu} - \Phi(\text{inv}) = 0. \tag{9}$$

Функцию, зависящую от геометрических инвариантов и полей, которые рождают частицы, можно назвать законом рождения. Здесь мы ограничимся рождением частиц скалярным полем, поскольку нас интересуют только однородные и изотропные космологические модели, в которых, в силу высокой симметрии, тензоры электромагнитного и других неабелевых калибровочных полей тождественно равны нулю. Каким может быть закон рождения $\Phi(\text{inv})$? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим т. н. локальное конформное преобразование.

Локальное конформное преобразование определяется следующим образом:

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^{\mu}dx^{\nu} = \Omega^2(x)\hat{g}_{\mu\nu}dx^{\mu}dx^{\nu} = \Omega^2(x)\, d\hat{s}^2, \tag{10}$$

где крышечка обозначает "преобразованное", а $\Omega(x)$ — конформный фактор. Очень важно отметить, что это преобразование не затрагивает систему координат (= систему отсчёта), оно действует только на динамические переменные. Следствием этого является конформная инвариантность вариации полного действия на уравнениях движения (т. е., вариация с закреплёнными концами). В нашем модифицированном действии для идеальной жидкости с учётом рождения частиц, помимо обычных динамических переменных: $n$, $u^\mu$, $X$, и $g_{\mu\nu}$ $(g^{\mu\nu})$ — добавилась ещё одна — скалярное поле $\varphi$. Под действием конформного преобразования, $g_{\mu\nu} = \Omega^2 \hat{g}_{\mu\nu}, \quad g^{\mu\nu} = \Omega^{-2}\hat{g}^{\mu\nu}$, очевидно,

$$u^\mu = \frac{\hat{u}^\mu}{\Omega}, \quad u_\mu = \hat{u}_\mu \Omega, \quad \sqrt{-g} = \Omega^4 \sqrt{-\hat{g}}. \tag{11}$$

Очевидно также, что $X = \hat{X}$ (нумерация!). "Стандартное"скалярное поле:

$$\varphi = \frac{\hat{\varphi}}{\Omega}, \tag{12}$$

мы примем это. В римановой геометрии есть замечательная формуля для любого вектора:

$$l^\mu_{j;\mu} = \frac{(l^\mu \sqrt{-g})_{,\mu}}{\sqrt{-g}}. \tag{13}$$

Поэтому:

$$(nu^\mu)_{;\mu} = \frac{(nu^\mu \sqrt{-g})_{,\mu}}{\sqrt{-g}} = \frac{\left(\frac{\hat{n}}{\Omega^3}\frac{\hat{u}^\mu}{\Omega}\Omega^4\sqrt{-\hat{g}}\right)_{,\mu}}{\sqrt{-g}} = \frac{(\hat{n}\hat{u}^\mu\sqrt{-\hat{g}})_{,\mu}}{\sqrt{-g}}. \tag{14}$$

Таким образом:

$$\Phi\sqrt{-g} = \hat{\Phi}\sqrt{-\hat{g}}. \tag{15}$$

Хорошо известно, что упомянутый выше тензор Вейля $C^\lambda{}_{\nu\mu\sigma}$ конформно инвариантен:

$$C^\lambda{}_{\nu\mu\sigma} = \hat{C}^\lambda{}_{\nu\mu\sigma}. \tag{16}$$

Далее, есть замечательная комбинация

$$\varphi\Box\varphi - \frac{1}{6}\varphi^2 R + \Lambda\varphi^4, \quad \Lambda = const, \tag{17}$$

которая также нам подходит. Здесь $\Box$ — оператор Лапласа–Бельтрами, а $R$ — скаляр кривизны. Итак, мы уже имеем

$$\Phi = \alpha C^2 + \beta\left\{\varphi\Box\varphi - \frac{1}{6}\varphi^2 R + \Lambda\varphi^4\right\}. \tag{18}$$

Что еще? Мы включили в закон рождения скалярное поле $\varphi$, но не учли уже рождённые частицы, которые, на самом деле, являются квантами того же поля, но трактуются нами гидродинамически в виде идеальной жидкости. Обозначим их влияние $\mathcal{E}_1(n,\ldots)$. При этом обязательно должно быть $\mathcal{E}_1\sqrt{-g} = \hat{\mathcal{E}}_1\sqrt{-\hat{g}}$.

Вернемся к интегралу действия. Нетрудно видеть, что его вариация при конформном преобразовании (на уравнениях поля) сводится к следующему условию:

$$\frac{\delta}{\delta\Omega}\int \mathcal{E}(X,n,\varphi)\sqrt{-g}\, d^4x = 0. \tag{19}$$

Принимая во внимание поведение динамических переменных при конформном преобразовании, получаем следующее линейное уравнение в частных производных:

$$\varphi\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial\varphi} + 3n\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial n} = 4\mathcal{E}. \tag{20}$$

Общее решение имеет вид:

$$\mathcal{E} = F\left(\frac{n}{\varphi^3}, X\right)\varphi^4. \tag{21}$$

Следовательно,

$$\mathcal{E}_1 = F_1\left(\frac{n}{\varphi^3}, X\right)\varphi^4. \tag{22}$$

Этим мы завершаем построение лагранжиана нашей теории. Окончательный вид полного действия следующий:

$$\begin{gathered} S = -\int F_1\varphi^4\sqrt{-g}\,d^4x + \int \lambda_0\left(u^\mu u_\nu - 1\right)\sqrt{-g}\,d^4x \\ +\int \lambda_1\left\{\alpha C^2 + \beta\left(\varphi\Box\varphi - \frac{1}{6}\varphi^2 R + \Lambda\varphi^4\right) + F_1\varphi^4\right\}\sqrt{-g}\,d^4x \\ +\int \lambda_2 X_{,\mu}u^\mu\sqrt{-g}\,d^4x. \end{gathered} \tag{23}$$

Динамические переменные — $n$, $u^\mu$, $X$, $g_{\mu\nu}$ $(g^{\mu\nu})$, $\varphi$. Примечания:

1. Переопределением $\Lambda$ мы можем положить $F_1(0) = 0$.
2. Функция $F_1$ задаётся прямо в лагранжиане, тогда как функция $F$ зависит от ”качества” (т.е. уравнения состояния) рождающихся частиц и заранее нам не известна.

## 2. Космология

Под ”космологией” мы подразумеваем только однородные и изотропные космологические модели, в которых интервал задаётся метрикой Робертсона–Уокера:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)dl^2, \tag{24}$$

$$dl^2 = \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta\,d\phi^2\right), \quad k = 0, \pm 1. \tag{25}$$

Здесь: $t$ — космологическое время, $r$ — координата, сопутствующая частицам, $k = +1$ — для закрытой космологической модели с положительной пространственной кривизной (трёхмерная сфера), $k = -1$ — для открытой модели с отрицательной постоянной кривизной (трёхмерный гиперболоид вращения), $k = 0$ — для пространственно-плоской модели (плоское евклидово пространство). Удобно также ввести конформное время $\eta$:

$$d\eta = a(t)\,dt, \qquad ds^2 = a^2(t(\eta))\left(d\eta^2 - dl^2\right), \tag{26}$$

тогда масштабный фактор $a(\eta)$ играет роль конформного фактора $\Omega(\eta)$.

Поскольку наши уравнения конформно инвариантны, их можно записать в виде, не зависящем явно от масштабного фактора. Для этого необходимо использовать только конформно инвариантные динамические переменные. Вместо первоначальных $n$ и $\varphi$ мы введем новые $N$ и $f$:

$$\begin{cases} N = n\,a^3, \\ f = \varphi\,a. \end{cases} \tag{27}$$

Функции $F$ и $F_1$ зависят от конформно-инвариантной переменной $x = \frac{n}{\varphi^3} = \frac{N}{f^3}$. Получим, в результате, следующую систему космологических уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{d\lambda_1}{dy} + f\left(\lambda_1\dfrac{dF_1}{dx} + \dfrac{dF}{dx}\right) = 0, \\ \dfrac{dN}{dy} = \beta\left(f\dfrac{d^2 f}{d\eta^2} + kf^2 + \Lambda f^4\right) + F_1(x)f^4, \\ f^3\left(3x\dfrac{dF}{dx} - 4F + \lambda_1\left(3x\dfrac{dF_1}{dx} - 4F_1\right)\right) = \\ \qquad = \beta\left(2\lambda_1\dfrac{d^2 f}{d\eta^2} + f\dfrac{d^2\lambda_1}{d\eta^2} + 2\dfrac{d\lambda_1}{d\eta}\dfrac{df}{d\eta} + 2\lambda_1 kf + 4\lambda_1\Lambda f^3\right), \\ f^4\left(F + \lambda_1 F_1\right) + \beta\left(f\dfrac{d\lambda_1}{d\eta}\dfrac{df}{d\eta} + \lambda_1\left(\dfrac{df}{d\eta}\right)^2 + \lambda_1 kf^2 + \lambda_1\Lambda f^4\right) = 0. \end{cases} \tag{28}$$

Это система 4-х уравнений для 4-х неизвестных функций,$N,\ f,\ \lambda_1,\ F$. Заметим, кстати, что нет производных выше второй. Это связано с тем фактом, что тензор Вейля в метрике Робертсона–Уокера тождественно равен нулю, $C^{\mu\nu}{}_{\lambda\sigma} \equiv 0$.

"Расшифруем" наши уравнения. Первое — это то, что осталось от гидродинамики. Второе — закон рождения. Третье получено варьированием скалярного поля. Четвёртое — варьированием (00)-компоненты метрики, т.е. фактически $T^0_0 = 0$, (ноль в правой части появляется из-за того, что у нас нет отдельного гравитационного лагранжиана). Как и ожидалось, масштабный фактор $a(\eta)$ полностью исчез. Как его восстановить? Только фиксированием калибровки. Наиболее примитивный выбор — положить $a = 1$ (это, естественно, возможно всюду, если $a \neq 0$). Получаем "стационарную", т.е., не расширяющуюся вселенную, в которой "бурлят" целых два скалярных поля: поле $\varphi = f$, которое вызывает рождение вещества (частиц), и совершенно непонятное поле $\lambda_1$. Второй вектор физически более оправдан и понятен:

$$\beta\lambda_1\varphi^2 = \beta\lambda_1\frac{f^2}{a^2} = -\frac{3}{\kappa}, \qquad \kappa = \frac{8\pi G}{c^4}. \tag{29}$$

где $G$ — гравитационная постоянная, а $c$ — скорость света. При этом восстанавливается (в космологии) Общая Теория Относительности и появляется возможность сравнения со стандартной интерпретацией результатов наблюдения. Такую калибровку можно назвать ОТОшной.

Хотелось бы обратить внимание на один удивительный факт. Функция $F_1(x)$, которая описывает не реальные частицы, а лишь их влияние на темп рождения, входит в тензор энергии-импульса (вместе с множителем Лагранжа $\lambda_1(\eta)$).

По сути, это часть поляризации вакуума в присутствии частиц. Поэтому $\lambda_1(\eta)F_1(x)$ можно назвать "гравитирующим миражом", поскольку эта часть энергии вселенной, во-первых, невидима и, во-вторых, гравитирует. Ясно, что её возможное присутствие должно учитываться при интерпретации наблюдательных данных,

Особый интерес представляет введённая выше конформно инвариантная динамическая переменная $N$. Это есть не что иное, как число частиц в единице конформного объёма (аналогично первоначальной плотности числа частиц $n$ в полном объёме). Поскольку конформное пространство-время у нас статично (вся эволюция сосредоточена в конформном факторе $\Omega = a(\eta)$), а координаты Робертсона-Уокера, по определению, сопутствующие, то $N$- натуральное число или ноль. Следовательно, $N$ — дискретная переменная, а каждый акт рождения происходит в тонком пространственно-подобном слое $\eta = \eta_0 = \mathrm{const}$ (если $a \neq 0$ — важно!). В "антрактах" $N = \mathrm{const}$. Обозначим $N_-$ и $N_+$ число частиц (в единице конформного объёма) до и после очередного акта рождения, соответственно, а "прирост" —$[N]$. Тогда

$$N = N_+\,\Theta(\eta - \eta_0) + N_-\,\Theta(\eta_0 - \eta), \tag{30}$$

где $\Theta$ — ступенчатая функция Хевисайда, и

$$\frac{dN}{d\eta} = [N]\delta(\eta - \eta_0), \tag{31}$$

где $\delta$ — дельта-функция Дирака, а $[\quad]$ — скачок. Из наших уравнений также следует, что в актах рождения $[f] = 0$ и $[\lambda_1] = 0$.

Нас интересует рождение Вселенной "из ничего", т. е., из некого вакуумного состояния без вещества — $N \equiv 0$. Мы уже знаем, что можно положить $F_1(0) = 0$, что вполне логично: нет частиц - нет их влияния на темп рождения. Положим $F(0) = \sigma$. Введем обозначения: $\gamma_1 = \frac{dF_1}{dx}\Big|_{(0)}, \quad \mu_1 =$

$\frac{dF}{dx}\Big|_{(0)}$. Тогда наши космологические уравнения для $N = 0$ принимают вид:

$$\begin{cases} \dfrac{d\lambda_1}{d\eta} + f\left\{\lambda_1\gamma_1 + \mu_1\right\} = 0, \\ f\left\{\dfrac{d^2 f}{d\eta^2} + kf + \Lambda f^3\right\} = 0, \\ -4\sigma f^3 = \beta\left\{2\lambda_1\dfrac{d^2 f}{d\eta^2} + f\dfrac{d^2\lambda_1}{d\eta^2} + 2\dfrac{d\lambda_1}{d\eta}\dfrac{df}{d\eta} + 2\lambda_1 kf + 4\lambda_1\Lambda f^3\right\} = 0, \\ \sigma f^4 + \beta\left\{f\dfrac{d\lambda_1}{d\eta}\dfrac{df}{d\eta} + \lambda_1\left(\dfrac{df}{d\eta}\right)^2 + \lambda_1 k\{^2 + \lambda_1\Lambda f^4\right\} = 0. \end{cases} \tag{32}$$

Любое решение этих уравнений назовём "классическим вакуумом" (уравнения-то классические). В таком вакууме действует классическая геометрия (метрика Робертсона–Уокера при $a(\eta) \equiv 1$). Очевидно, её можно непрерывным образом продлить из вселенной с частицами назад по времени через пространственно-подобную границу $\eta = 0$ $(t = 0)$. Также очевидно, что при $a = 0$ подобная операция невозможна, т. к. в этом случае граница светоподобная. Вакуум при $a = 0$ на границе будем называть квантовым. Можно показать, что в нашей модели существуют 3 классических вакуума.

Вакуум #1.

$$f = 0, \quad \lambda_1 = \mathrm{const}, \quad a \neq 0. \tag{33}$$

Вакуум #2.

$$f^2 = f_0^2 = -\frac{k}{\Lambda}, \qquad F(0) = \sigma = 0, \tag{34}$$

$$\lambda_1 = -\frac{\mu_1}{\gamma_1} + \left(\lambda_1(0) + \frac{\mu_1}{\gamma_1}\right)e^{-\gamma_1 f_0 \eta}, \tag{35}$$

$$\lim_{\gamma_1 \to 0} \lambda_1(\eta) = \lambda_1(0) - \mu_1 f_0 \eta. \tag{36}$$

Вакуум #3.

$$\lambda_1\gamma_1 + \mu_1 = 0, \qquad \Lambda = \frac{2\sigma\gamma_1}{\beta\mu_1}, \tag{37}$$

$$f^2 = -\frac{2}{\Lambda}\cdot\frac{1}{(\eta - \eta_0)^2} \quad k = 0 \quad (\Lambda < 0), \tag{38}$$

$$f^2 = -\frac{2}{\Lambda}\cdot\frac{1}{\sin^2(\eta - \eta_0)} \quad k = +1 \quad (\Lambda < 0), \tag{39}$$

$$f^2 = -\frac{2}{\Lambda}\cdot\frac{1}{\sinh^2(\eta - \eta_0)} \quad k = -1 \quad (\Lambda < 0). \tag{40}$$

## 3. Основные результаты

Перечислим постулаты, на которых держится наша космологическая модель.

1. Рождение вселенной "из ничего".
2. Индуцированная гравитация.
3. Риманова геометрия.
4. Феноменология: рождённые частицы — чисто классический объект, описываемый гидродинамикой идеальной жидкости.
5. Принцип наименьшего действия (вариация с закреплёнными концами).
6. Однородность и изотропия.

Выше мы ввели конформно инвариантные динамические переменные $f, N$, и $\lambda_1$, из них важнейшей является $N$ — число частиц в единице конформного объёма. Её сила — в дискретности. Именно это свойство является решающим для исследования наших космологических уравнений и особенностей перехода границы "вакуум — классическая вселенная". Опуская детали — переходим сразу к результатам.

0. Классическая вселенная стартует с нулевым масштабным фактором, $a = 0$ (и, разумеется, с нулевым объёмом).

1. Граничная с квантовым вакуумом гиперповерхность $\{a = 0,\ t = 0\}$ — светоподобная, а не пространственно-подобная, как было бы в случае перехода из классического вакуума.
2. Свет нельзя остановить. Поэтому вселенная сразу же после перехода — бесконечная в пространстве ($k = 0,\ -1$). Это хорошо иллюстрирует рисунок.

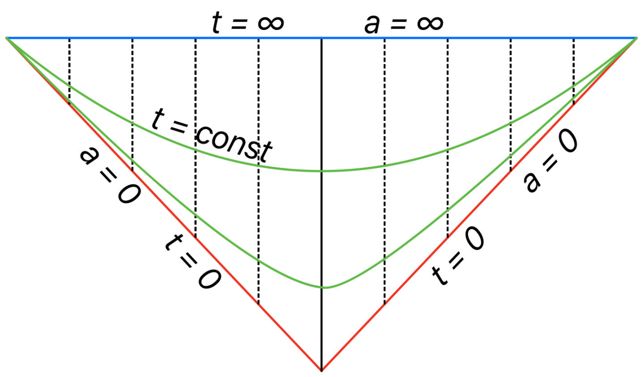


**Рис. 1.** Диаграмма рождения бесконечной вселенной

Красная линия под $\pm 45°$ — светоподобная граница между квантовым вакуумом и классической вселенной. Чёрные вертикальные прямые — мировые линии рождённых на световом конусе частиц. Центральная вертикаль — мировая линия начала координат ($r = 0$). "Лево-право" симметрия — результат вращения. Зеленые кривые — линии постоянного космологического времени $t$. Начальная сингулярность $t = 0$ лежит на световом конусе. Верхняя горизонтальная прямая — $t = \infty$.

3. Для наблюдателя, сидящего на частице, космологическое время $t$ является собственным временем. От него граница удаляется со световой скоростью — следовательно, $\dot{a} = \infty$. Чем не Большой Взрыв? При этом $\ddot{a} = -\infty$.
4. Сразу же за границей наблюдатель чувствует бесконечную температуру вакуума (температура Унру).
5. Одновременность рождения всех частиц — иллюзия.
6. Большой Взрыв — не иллюзия. Его можно интерпретировать как волну детонации, движущуюся со скоростью света.

### Заключение

Подчеркнём, что мы рассматриваем здесь однородное и изотропное рождение частиц сразу во всей вселенной, а не рождение галактик и их скоплений, нарушающую локально эту высокую симметрию.

Обычно предполагается, что Вселенняя возникает из маленького вакуумного пузырька (классического вакуума). Поэтому сразу же возникает два вопроса. Первый: почему она такая однородная и изотропная, если отдельные ее области пичинно не связаны? У нас же все возникает как раз на световом конусе, где причинная связь обеспечена. Второй: почему Вселенняя такая большая? Наш ответ — потому что она бесконечная.

### Список литературы

1. Newton I. *The principia: Mathematical principles of natural philosophy.* Berkeley: University of California Press, 1999, 974 p.

2. Einstein A. Cosmological Considerations on the General Theory of Relativity. *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, 1917, pp. 142–152.

3. Gliner E. B. Algebraic properties of the energy-momentum tensor and vacuum-like states of matter. *Sov. Phys. JETP*, 1966, vol. 22, pp. 378–382.

4. Глинер Э. Б. Вакуумоподобное состояние среды и фридмановская космология. *Доклады Академии наук СССР*. 1970. Т. 192. № 4. С. 771–774.

5. Friedmann A. On the Curvature of Space. *Z. Phys.*, 1922, vol. 10, pp. 377–386.

6. Friedmann A. On the Possibility of a World with Constant Negative Curvature of Space. *Z. Phys.*, 1924, vol. 21, pp. 326–332.

7. Vilenkin A. Creation of Universes from Nothing. *Phys. Lett. B*, 1982, vol. 117, pp. 25–28.

8. Сахаров А. Д. Квантовые флуктуации вакуума в искривленном пространстве и теория гравитации. *Доклады Академии наук СССР*. 1967. Т. 177. № 1. С. 70–71.

9. Ray J. R. Lagrangian Density for Perfect Fluids in General Relativity, *J. Math. Phys.*, 1972, vol. 13, pp. 1451–1453.

10. Berezin V. A. Unusual hydrodynamics *Int. J. Mod. Phys. A.*, 1987, vol. 2, pp. 1591–1615.

### References

1. Newton I. *The principia: Mathematical principles of natural philosophy.* Berkeley: University of California Press, 1999, 974 p.

2. Einstein A. Cosmological Considerations on the General Theory of Relativity. *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, 1917, pp. 142–152.

3. Gliner E. B. Algebraic properties of the energy-momentum tensor and vacuum-like states of matter. *Sov. Phys. JETP*, 1966, vol. 22, pp. 378–382.

4. Gliner E. B. Vacuum-like state of a medium and Friedman cosmology. *Sov. Phys. Dokl.*, 1970, vol. 15, pp. 559–561.

5. Friedmann A. On the Curvature of Space. *Z. Phys.*, 1922, vol. 10, pp. 377–386.

6. Friedmann A. On the Possibility of a World with Constant Negative Curvature of Space. *Z. Phys.*, 1924, vol. 21, pp. 326–332.

7. Vilenkin A. Creation of Universes from Nothing. *Phys. Lett. B*, 1982, vol. 117, pp. 25–28.

8. Sakharov A. D. Vacuum quantum fluctuations in curved space and the theory of gravitation. *Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz.*, 1967, vol. 177, pp. 70–71 (in Russian).

9. Ray J. R. Lagrangian Density for Perfect Fluids in General Relativity, *J. Math. Phys.*, 1972, vol. 13, pp. 1451–1453.

10. Berezin V. A. Unusual hydrodynamics *Int. J. Mod. Phys. A.*, 1987, vol. 2, pp. 1591–1615.

**Авторы**

**Березин Виктор Александрович**, д.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт ядерных исследований РАН, проспект 60-летия Октября, 7а, г. Москва, 117312, Россия.
E-mail: berezin@inr.ac.ru

**Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:**
Березин В. А. На пути к Большому Взрыву. *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия.* 2025. № 4. С. 13—23.

**Authors**

**Berezin Viktor Alexandrovich**, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Prospekt 60-Letiya Oktyabrya, 7a, Moscow, 117312, Russia.
E-mail: berezin@inr.ac.ru

**Please cite this article in English as:**
Berezin V. A. On the way to the Big Bang. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2025, no. 4, pp. 13–23.