(2) имеет вид

$$a = a_n\left(\sin\frac{3}{2}a_0^{-1}t\right)^{2/3}, \quad a_0 = \left\{\frac{8\pi G}{3}|\varepsilon|\right\}^{-1/2}.$$

Максимальный гиперболический радиус n-го цикла a_n определяется из условия $\rho(a_n) = |\varepsilon|$ и пропорционален $\nu^{|n|/3} \to \infty$ при $|n| \to \infty$. Продолжительность каждого цикла $T_A = 2\pi a_0/3$. Плотности барионов, лептонов и энтропии в соответствующие моменты каждого цикла не зависят от $|n|$. Более близкие к Ф циклы описываются уравнением (2) с пренебрежением ρ (за исключением относительно малых интервалов времени в начале и в конце каждого цикла). Пренебрегая ρ, имеем $a = a_0\sin(t/a_0)$, продолжительность циклов $T_н = \pi a_0$. Переход от начального режима к асимптотическому определяется условием $\rho(a_0) = |\varepsilon|$, и произойдет при номере цикла $n_2 > n_1$ (в предположении, что сейчас $\rho < \rho_к$). Однако барионная асимметрия n_B/n_γ уже имеет асимптотическое значение, так как она определяется начальной стадией процесса расширения Вселенной.

Устойчивость описанной картины последовательных коллапсов не исследована. В работе обсуждены "парадокс обратимости", гипотеза космологической CPT-симметрии и варианты многолистной модели.

Я выражаю благодарность всем, принимавшим участие в обсуждении предварительных вариантов этой работы, и моей жене Е.Г. Боннэр за помощь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Сахаров А.Д.//* Письма ЖЭТФ. 1967. Т. 5. С. 32.
2. *Сахаров А.Д.//* ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 1172.

Статья поступила 31.01.80 г.,
после переработки 24.04.80 г.

524.88

МНОГОЛИСТНЫЕ МОДЕЛИ ВСЕЛЕННОЙ

А.Д. Сахаров [24 марта 1982 г., Горький]

(Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР)

(ЖЭТФ. 1982. Т. 83, вып. 4(10). С. 1233 — 1240)

Посвящается памяти доктора Филиппа Хандлера (1)

Описаны различные варианты пульсирующей (многолистной) модели Вселенной, в частности, с поворотом стрелы (направления) времени; указано, что точка поворота может быть сингулярной или соответствовать максимальному космологическому расширению. Обсуждаются выравнивание неоднородностей и рост энтропии, обусловленные распадом барионов и процессы с участием черных дыр. Высказана гипотеза об отсутствии черных дыр в цикле космологического расширения — сжатия, предыдущем к нашему, и предположение, что такие исключительные циклы периодически повторяются.

1. Введение. Пульсирующие (осциллирующие или, как я предпочитаю их называть "многолистные") модели Вселенной издавна привлекают внимание. С ними связываются надежды, что в природе, быть может, осуществляется внутренне привлекательная для многих осциллирующая картина Вселенной с бесконечным повторением в прошлом и будущем циклов космологического расширения и сжатия. В монографии Зельдовича и Новикова [1] обсуждается вариант с гиперсферической пространственной геометрией (в общепринятом недавно еще предположении сохранения барионного заряда). Авторы монографии указывают, что такая модель допускает при экстраполяции в прошлое лишь конечное число циклов, и рассматривают данное свойство модели как разочаровывающее. Ранее [2] автор выдвинул гипотезы, имеющие отношение к этому вопросу. Это, во-первых, гипотеза поворота стрелы (направления) времени и ее частная форма — гипотеза космологической CPT-симметрии (подробней см. [3]). Из CPT-симметрии следует обращение в нуль средней плотности любого сохраняющегося заряда. Для объяснения наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной автор предположил несохранение барионного заряда (вторая гипотеза). Ранее на возможное несохранение барионного заряда указал Вайнберг [4], исходивший из факта отсутствия соответствующего калибровочного поля.

В предыдущих работах [3,5, 6] автор рассмотрел открытые многолистные модели, описывающие с учетом этих идей неограниченное повторение циклов в прошлом и будущем. Было указано также [3], что многолистные модели естественно объясняют чрезвычайно малую (или нулевую) среднюю пространственную кривизну Вселенной, отнесенную к плотности энтропии в степени 2/3. Конкретная форма гипотезы [5] здесь не рассматривается. В [7] Вайнберг обсуждает закрытую осциллирующую модель.

Главная цель данной работы — более систематическое описание различных мыслимых вариантов (п. 2). Весьма критичными для оценки модели являются вопросы образования неоднородностей и их выравнивание. В п. 3 рассматривается выравнивание неоднородностей в результате распада барионов. В п. 4 рассматриваются процессы образования и слияния черных дыр, возможно, представляющие собой трудность осциллирующих моделей. В качестве одного из возможных вариантов преодоления этой трудности высказана гипотеза об исключительном характере предыдущего цикла космологического расширения — сжатия, в котором не происходило образования черных дыр, и поэтому симметрия сингулярности нашего цикла достаточно высокая и не приводит к противоречиям с наблюдениями.

Таблица вариантов

Модель	Пространственная модель	Космологическая постоянная	Поворот стрелы времени	Начальная энтропия в точке поворота стрелы времени
I	$R = 0$	$\Lambda < 0$	Нет	—
II	$R > 0$	$\Lambda = 0$	Есть	$S_0 > 0$
III	$R < 0$	$\Lambda < 0$	Есть	$S_0 = 0$

2. Описание моделей. В таблице сведены характеристики мыслимых моделей, которые в определенном смысле являются минимальными по использованным предположениям. Модели отличаются средней пространственной кривизной $R(0,\ +,\ -)$, т.е. это "плоская", закрытая (гиперсферическая) и "гиперболическая" модели. Космологическая постоянная Λ положена равной нулю для закрытой модели и положена равной очень малой отрицательной величине для обеих открытых моделей. Это — минимальные предположения для этих моделей, приводящие в каждом цикле к смене космологического расширения сжатием. Также "минимальны" предположения о повороте стрелы времени и о начальной энтропии. Предположение о наличии точки поворота стрелы времени необходимо в вариантах с конечной пространственной кривизной для возможности неограниченной экстраполяции в прошлое.

Поворот стрелы времени (ПСВ) в моделях II, III может соответствовать либо моменту фридмановской сингулярности [2, 3], либо моменту максимального космологического расширения. Подчеркнем, что в момент ПСВ не предполагается нарушения динамических законов физики. Этот момент выделен только тем, что это состояние (определенное на сингулярной или несингулярной гиперповерхностях), в котором отсутствуют Т-неинвариантные статистические корреляции. Именно поэтому энтропия в этот момент минимальна. В гиперболическом варианте предполагаем, что в точке поворота стрелы времени энтропия равна нулю (и уже поэтому минимальна, так как всегда $S \geq 0$); частицы и энтропия возникают в этом варианте лишь при удалении от точки ПСВ в прошлое и в будущее, генерируясь переменным гравитационным полем. Заметим, что в несингулярном варианте ПСВ невозможна точная CPT-симметрия, так как нет P-отражения.

Кинематика моделей определяется уравнением Эйнштейна

$$R_0^{\ 0} - \frac{1}{2}R = 8\pi G T_0^{\ 0} + \Lambda. \tag{1}$$

Скорость света $c = 1$ во всех формулах, иногда также положено $\hbar = 1$. Другие обозначения: $\lambda = -\Lambda/8\pi G = -\varepsilon_0$, где $\varepsilon_0 < 0$ — плотность энергии вакуума при нулевой кривизне, a — радиус кривизны пространственной гиперсферы (модель II), b — гиперболический радиус кривизны пространства Лобачевского (модель III), c—пространственный масштаб (модель I), ε — плотность энергии вещества. Для удобства выпишем (1) в виде

$$\dot{c}^2/c^2 = 8/3\pi\cdot G(\varepsilon - \lambda), \tag{1,I}$$

$$\dot{a}^2/a^2 = 8/3\pi\cdot G\varepsilon - 1/a^2, \tag{1,II}$$

$$\dot{b}^2/b^2 = 8/3\pi\cdot G(\varepsilon - \lambda) + 1/b^2. \tag{1,III}$$

Максимальный радиус, достигаемый в ходе каждого цикла, возрастает при удалении от точки поворота; $a_{\max}$, $b_{\max} \to \infty$ при $|n| \to \infty$, где n — номер цикла, принимающий значения $\pm\ 1,\ \pm\ 2,\ \pm\ 3$ ... (поворот стрелы времени в сингулярности) или $0,\ \pm\ 1,\ \pm\ 2,\ \pm\ 3$ ... (поворот при максимальном расширении). Возрастание с ростом n энтропии и $c_{\max}$ в модели I не имеет физического смысла, так как оно может быть устранено переопределением масштаба. Основные характеристики поэтому в модели I повторяются от цикла к циклу.

Важный механизм роста энтропии в многолистных моделях связан с тем, что частицы, образующиеся при распаде барионов (если он успевает происходить), распределяются в большом объеме и обладают поэтому очень низкой фазовой плотностью[(2)] • $\nu = \tilde{n}/\tilde{p}^3 \sim 10^{-86}$. Равновесное черное излучение имеет $\nu = 10^{-2}$, для высокотемпературной равновесной стадии Вселенной считаем с учетом числа сортов частиц $\nu \sim 1$. Установление равновесия сопровождается увеличением числа частиц и энтропии в $\nu^{-1/4}$ раз; вероятно, оно происходит благодаря гравитационному взаимодействию частиц, обладающих очень высокой энергией (много больше планковской энергии ~ 10^{19} ГэВ).

Длительность цикла для модели II пропорциональна $a_{\max}$ и возрастает с ростом $|n|$:

$$a_{\max} \sim S^{2/3}, \quad T = 2a_{\max} \quad \text{при} \quad p = \varepsilon/3,$$

$$a_{\max} \sim S, \quad T = \pi a_{\max} \quad \text{при} \quad p = 0.$$

Длительность цикла для моделей I, III определяется величиной λ. Для модели I

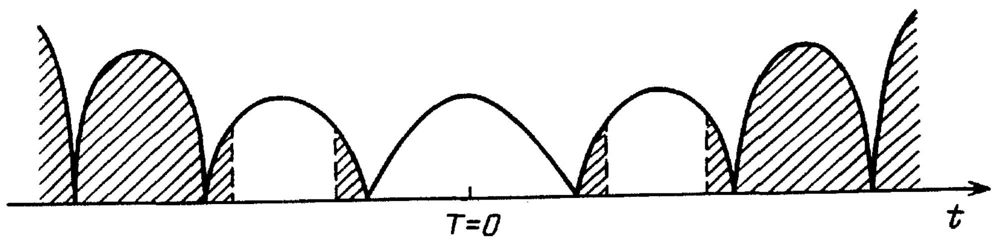
$$T = \frac{\pi}{2}\left(\frac{3}{8\pi G\lambda}\right)^{1/2} \quad \text{при} \quad \varepsilon = \lambda\left(\frac{c_{\max}}{c}\right)^4,$$

$$T = \frac{2\pi}{3}\left(\frac{3}{8\pi G\lambda}\right)^{1/2} \quad \text{при} \quad \varepsilon = \lambda\left(\frac{c_{\max}}{c}\right)^3.$$

Для модели III имеем те же соотношения асимптотически при $|n| \to \infty$, а в начальных циклах имеем

$$T = \pi\left(\frac{3}{8\pi G\lambda}\right)^{1/2}, \quad b_{\max} \approx \left(\frac{3}{8\pi G\lambda}\right)^{1/2} \approx \text{const}.$$

На протяжении этих первых циклов $\varepsilon \approx \varepsilon_{\text{кр}}$ лишь в начальный и, возможно, конечный периоды каждого цикла, длительность которых $\tau_{\text{кр}} \sim GM_b$, где M_b — суммарная масса барионов, пропорциональная энтропии S_b, индекс b указывает, что M_b и S_b относятся к объему b^3; $M_b \approx 10^{-9} S_b M_p$. Во время периода $t_{\text{кр}}$ постоянная Хаббла имеет критическое значение, затем имеем дли-



тельное время $H \approx \mathrm{const}$. Для поздних циклов b_{max} растет с $|n| \to \infty$ как $S_b^{1/3}$.

На рисунке схематически изображена зависимость величины b от времени для модели III, $t = 0$ — точка поворота стрелы времени; вариант с поворотом в момент максимального расширения. Штриховкой отмечены периоды, которые являются не вакуумными. Циклы с сильно различными номерами условно изображены радом. Рисунок для модели II с небольшими различиями аналогичен данному рисунку, для модели I с учетом переопределения масштаба циклы просто повторяются.

3. Выравнивание при распаде барионов. Предположим, что длительность цикла $T \gg \tau$ — времени распада барионов. В случае модели II длительность цикла неограниченно возрастает при $|n| \to \infty$ и условие $T \gg \tau$выполняется. В моделях I и III необходимо предположить чрезвычайно малое значение λ, см., однако, п. 5. Покажем, что вследствие распада барионов имеет место существенное выравнивание неоднородностей. Рассмотрим развитие во времени малой неоднородности плотности энергии релятивистских частиц с изотропным распределением по скоростям в начальный момент в каждой точке. Для определенности выпишем формулы для гиперсферической модели II. Разложим возмущение по гиперсферическим функциям Y, имеющим три индекса J, l, m и зависящим от трех угловых переменных гиперсферы ψ, ϑ, φ — собирательное название Ω:

$$\varepsilon = \varepsilon_0(t)\ [1 + \sum Z_{Jlm}(t) Y_{Jlm}(\Omega)\ ];$$

$$\Delta Y_{Jlm} + \frac{J(J+2)}{a^2} Y = 0, \quad \int d\Omega Y^2 = 1. \tag{2}$$

Введем также функцию, нормированную к единице в точке $\psi = 0$ (полином Гегенбауэра от аргумента $\cos\psi$):

$$\zeta_J(\psi) = \frac{Y_{J00}(\psi)}{Y_{J00}(0)} = \frac{\sin(J+1)\psi}{(J+1)\sin\psi}. \tag{3}$$

Наряду с физическим временем используем "угловое время":

$$\eta(t) = \int_0^1 \frac{dt}{a(t)};$$

$t = 0$ — тут момент начала данного цикла. Обозначим

$$\eta_{\mathrm{T}} = \int_0^{\mathrm{T}} \frac{dt}{a(t)}.$$

При $p = 0$ величина $\eta_{\mathrm{T}} = 2\pi$, при $p = \varepsilon/3$ имеем $\eta_{\mathrm{T}} = \pi$.

Пусть в момент η_1 возникли изотропные источники релятивистских частиц с распределением

$$\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 = Z_{Jlm}(\eta_1) Y_{Jlm},$$

ε_0 — плотность энергии равномерно распределенных релятивистских частиц. В пренебрежении гравитационной неустойчивостью возмущений релятивистских частиц (что законно для достаточно больших значений $J\eta$ и $J(\eta_{\text{т}} - \eta)$) изменение Z_{Jlm} в функции η описывается как

$$Z_{Jlm}(\eta) = Z_{Jlm}(\eta_1)\zeta_J(\eta - \eta_1). \tag{4}$$

Для доказательства заметим, что зависимость $Z_{Jlm}(\eta)$ при заданном J одинакова для любых значений индексов l, m. Поэтому можно ограничиться рассмотрением сферически-симметричного случая Z_{J00}. Рассмотрим изменение возмущения в полюсной точке $\psi = 0$. В момент η в эту точку прилетают частицы, которые в начальный момент η_1 находились на сферической поверхности $\psi = \eta - \eta_1$. В полюсной точке возникает такое же относительное возмущение плотности энергии, какое было в момент η_1 на этой поверхности. Отсюда следует формула (4) для этого, а значит и для общего случая.

В гиперсферическом случае при $\eta - \eta_1 = \pi$ или 2π имеет место фокусировка частиц, обошедших гиперсферу: $|\zeta(\pi)|$ и $\zeta(2\pi) = 1$. При других значениях аргумента $|\zeta| < 1$.

Формулы легко распространяются на случаи $R = 0$ и $R < 0$. Обозначая в первом случае

$$\eta = \int \frac{\mathrm{d}t}{c}, \quad J = kc$$

(k — волновой вектор), имеем

$$\zeta_J = \frac{\sin J(\eta - \eta_1)}{J(\eta - \eta_1)}.$$

В гиперболическом случае аналогично

$$\zeta_J = \frac{\sin J(\eta - \eta_1)}{J\,\mathrm{sh}(\eta - \eta_1)}.$$

Обозначим далее $\omega = \tau/a(\tau)$. Напомним, что наше рассмотрение относится к случаю $\omega J > 1$, при этом существенно произвести усреднение по моменту распада η_1. Рассмотрим возмущение ~ Y_J т.е. с характерным размером в момент τ

$$a(\tau)/J = L(\tau).$$

Предполагаем также, что $\tau < a_{\max}$; в этом случае естественно рассматривать неоднородности, меняющиеся по обычному для пылевой материи закону гравитационной неустойчивости:

$$\Delta\rho/\rho = \delta(t/\tau)^{2/3}, \quad \rho \sim e^{-t/\tau}/t^2$$

(эти формулы носят приближенный характер при $t \sim \tau$). Имеем

$$\left.\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}\right|_{\eta_{\text{т}}} \sim \frac{\delta}{\tau}\int\limits_0^\infty dt e^{-t/\tau}\left(\frac{t}{\tau}\right)^{2/3}\frac{a(t)\sin J(\eta_{\text{т}}-\eta_1)}{a(\tau)J\sin(\eta_{\text{т}}-\eta_1)}.$$

Перейдя к интегрированию по η_1 и учитывая

$$\lim_{c/J^3\to 0} J^7\int\limits_0^\infty d\eta\eta^6 e^{-c\eta^3}\sin(J\eta+\varphi) = -6!\cos\varphi,$$

имеем

$$\left.\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}\right|_{\eta_{\text{т}}} \sim \delta\frac{1}{J^8\omega^7\sin\eta_{\text{т}}}. \tag{5}$$

Произведение $J\omega$ для возмущений, имеющих в "наш" момент $t_0 = 10^{10}$ лет размеры L_0 и в момент τ размеры $L_0(\tau/t_0)^{2/3}$, равно

$$J\omega = \frac{\tau}{L_0}\left(\frac{t_0}{\tau}\right)^{2/3} = 10^8$$

для $L_0 = 10^9$ св. лет. Таким образом, формула (5) приводит к очень существенному затуханию возмущений.

4. Процессы с участием черных дыр. Как показал Хоукинг, черные дыры могут терять массу на излучение фотонов с длиной волны порядка гравитационного радиуса. Для тел с массой — M_0 время полной потери массы исключительно велико и возрастает с увеличением массы: $\tau_{\text{Н}} \sim 10^{62}$ лет$\cdot(M/M_0)^3$. Все же на поздних стадиях эволюции Вселенной роль этого процесса, быть может, нельзя игнорировать.

Среди других процессов, характерных для поздних стадий, рассмотрим захват одной черной дыры другой. В [8] рассмотрен захват черной дырой тела малой массы, обусловленной гравитационным излучением. Распространяя приведенные в [8] формулы на случай двух черных дыр со сравнимыми массами $M_1 \sim M_2$ и уточняя коэффициент (использовано [9]), имеем сечение процесса слияния

$$\sigma = AG^2(M_1+M_2)^{10/7}M_1^{2/7}M_2^{2/7}v^{-18/7}. \tag{6}$$

Здесь v — относительная скорость "на бесконечности",

$$A = 4\pi(85\pi/96)^{2/7} \approx 17.$$

При слиянии составная система приобретает дополнительный угловой импульс $\sim GM_1M_2$, так что в среднем каждая черная дыра имеет угловой импульс

$\sim GM^2$. После захвата черные дыры обращаются вокруг общего центра тяжести по сильно вытянутым эллипсам. Большая полуось первоначального эллипса a определяется прицельным параметром L. Минимальная потеря энергии Δ_0 на гравитационное излучение при захвате равна кинетической энергии относительного движения

$$\Delta_0 = \frac{M_1 M_2 v^2}{2(M_1 + M_2)}, \quad \sigma = \pi L^2_{\max}, \quad a_э \to \infty.$$

При $L = x^{1/7} L_{\max} (x < 1)$

$$\Delta = \frac{\Delta_0}{x}, \quad a_э = \frac{G(M_1 + M_2)x}{v^2(1 - x)}.$$

При дальнейших прохождениях периастра энергия уменьшается на ту же величину Δ, и полное время падения при $v \ll 1$

$$t_1 = \frac{2\pi G(M_1 + M_2)}{v^3} x^{3/2} \zeta\left(\frac{3}{2}, 1 - x\right),$$

$$\zeta\left(\frac{3}{2}, 1 - x\right) = \sum_1^\infty \frac{1}{(n - x)^{3/2}} \approx \frac{1}{(1 - x)^{3/2}} + 1{,}612 + \frac{x(1 + x)}{2};$$

$t_1 \to \infty$ при $x \to 1$.

Рассмотрим на поздней стадии Вселенной газ черных дыр. Для оценки роли процесса слияния введем средние величины: M — средняя масса черной дыры, v — средняя относительная скорость. Пусть Σ — общая масса черных дыр в объеме a^3, N — общее число черных дыр в объеме a^3. Полагаем

$$v = v_0(a_0/a)(N/N_0)^\alpha.$$

Множитель a_0/a соответствует красному смещению. Множитель $(N/N_0)^\alpha$ описывает изменение средней скорости при слиянии. Для оценки примем $\alpha \approx 1/3$. Суммарная масса Σ изменяется в результате испарения Хоукинга, гравитационного излучения при слиянии черных дыр и процессов взаимодействия с газом и частицами в пространстве между дырами (последними мы тут пренебрежем):

$$\frac{1}{\Sigma}\frac{d\Sigma}{dt} = -\frac{1}{3\tau_0}\left(\frac{M_0}{M}\right)^3 + \beta\frac{1}{N}\frac{dN}{dt}.$$

С использованием оценок Зельдовича, Новикова [8] примем $\beta \approx 0{,}03$ — 0,01. Пренебрегая образованием скопления черных дыр, вызванным гравитационной неустойчивостью при $H \neq \mathrm{const}$, имеем изменение N в результате слияния:

$$dN/dt = -N^2 \sigma v x^{2/7}/2a^3. \qquad (7)$$

Введенный в (7) фактор $x^{2/7}$ приближенно учитывает ограничения на прицельный параметр L. В частности, время падения друг на друга захваченных на эллиптические орбиты черных дыр t_1 не должно превосходить характерного времени захвата

$$t_2 = 2a^3/\sigma v N x^{2/7} > t_1.$$

Отсюда всегда $x < 1$. Если

$$0{,}13 v^{32/21} l/GM \gg 1$$

(здесь $l = a/N^{1/3}$), то $1 - x \ll 1$. В противоположном случае $x \ll 1$.

Положим в (7) $x = 1$. Пренебрежем также процессом Хокинга. Находим, с некоторым округлением показателей:

$$\left(\frac{M_0}{M}\right)^{1/2} = 1 - C\int_1^y dy\left(\frac{a_0}{a}\right)^{10/7}; \qquad y = t/t_0, \quad C = N_0\sigma_0 v_0 t_0/4a_0^3. \tag{8}$$

Из (8) следует, что если $C > C_к$, где

$$C_к^{-1} = \int_1^\infty dy\left(\frac{a_0}{a}\right)^{10/7},$$

то за некоторое конечное время происходит образование черных дыр бесконечно больших масс. В случае $a = a_0 t/t_0$ величина $C_к = 3/7$, при $a = a_0(t/t_0)^{2/3}$ имеем $C_к = 0$. В первом случае образование скоплений не происходит, во втором оно только усиливает результат. Уравнение (7) при $x \ll 1$ мы здесь исследовать не будем.

5. Заключение. Образование и слияние черных дыр может существенно нарушить однородность и изотропию наблюдаемой Вселенной. По-видимому, сейчас проявлений этого не наблюдается. Возможно, это означает, что многолистные модели вообще не имеют отношения к действительности. Но не исключены и другие точки зрения. Можно предположить, что образование черных дыр сильно подавлено (или вообще не происходит; последнее требует, однако, отказа от основных положений ОТО, что автор считает исключенным). Возможно также, что отсутствие черных дыр на предыдущем цикле есть по каким-то причинам особенность именно этого цикла. Можно представить себе, например, что при образовании черных дыр в каком-то цикле однородность и изотропия нарушаются настолько, что в последующие смены циклов не происходит возобновления барионов и за один или несколько циклов барионы распадаются, неоднородности выравниваются, как описано в п. 3; или же релятивистские частицы возникают при взрывах белых дыр. И тогда после нескольких "неспокойных" циклов имеет место аномально спокойный, а именно, предыдущий к нашему. Такая смена спокойных и беспокойных циклов может повторяться бесконечное число раз.

Большинство исследователей считает, что средняя плотность вещества во Вселенной значительно меньше критической. Если это так, то это свидетельствует в пользу модели III и сравнительно раннего цикла. При этом отсутствие больших нарушений однородности могло бы быть следствием именно того, что в ранних циклах нет сильного скучивания, а образовавшиеся на предыдущем цикле отдельные черные дыры (например, в ядрах галактик) успели испариться по Хокингу, или просто их мало и они имеют не очень большие массы.

ПРИМЕЧАНИЯ

Доктор Филипп Хандлер, Президент Национальной Академии наук США, активно выступал в защиту А.Д. Сахарова, за что неоднократно подвергался нападкам в советской прессе, скончался в декабре 1981 г. (*Примеч. ред.*)

[2] Здесь $\tilde{n} = \varepsilon/\tilde{p}$ — число части продуктов распада в единице объема; $\tilde{p} \sim 0{,}3$ ГэВ $\sim 1{,}5 \cdot 10^{13}$ см$^{-1}$ — их средняя энергия или импульс; $\varepsilon = 1/6\pi G\tau^2 \sim 2 \cdot 10^{-34}$ см$^{-4}$ — плотность энергии в момент распада. Здесь и ниже при оценках принимаем время распада барионов $\tau \sim 10^{31}$ лет.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* Строением эволюция Вселенной. — М.: Наука, 1975. — С. 699.
2. *Сахаров А.Д.*//Письма ЖЭТФ. 1967. Т. 5. С. 32.
3. *Сахаров А.Д.*//ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 689.
4. *Weinberg S.*//Lectures on Particles and Fields/Eds. S. Deser, K. Ford. — New York, 1964.
5. *Сахаров А.Д.* Препринт ИПМ АН СССР № 7. — Москва, 1970.
6. *Сахаров А.Д.*//ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 1179.
7. *Weinberg S.* Beyond the First Three Minutes//Phys. Scripta 1980. V. 21. P. 773.
8. *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* Релятивистская астрофизика. — М.: Наука, 1967. — С. 89.
9. *Peters P.S., Mathews J.*//Phys. Rev. 1963. V. 131. P. 435.

Статья поступила 4.05.82 г.

524.88

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ С ИЗМЕНЕНИЕМ СИГНАТУРЫ МЕТРИКИ

АД. *Сахаров*

(Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР)

(ЖЭТФ. 1984. Т. 87., вып. 2(8). С. 375 — 383)

Посвящается Люсе

Высказана гипотеза о существовании состояний физического континуума, включащих области с различной сигнатурой метрики, и о возникновении наблюдаемой Вселенной и бесконечного числа других Вселенных в результате квантовых переходов с изменением сигнатуры