

БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ

А.Д. Сахаров

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

(Обзорный доклад на конференции, посвященной 100-летию
А.А. Фридмана. Ленинград, 22 — 26 июня 1988 г.⁽¹⁾)

Концепция нестационарной Вселенной, у истоков которой стоял Фридман, имеет огромное научное и общеполитическое значение.

Среди проблем, сама постановка которых была невозможна в до-Фридмановский период, — барионная асимметрия Вселенной. Как объяснить, почему в наблюдаемой части Вселенной есть только барионы и нет антибарионов? Чем определяется количественная величина барионной асимметрии? (Обычно используется отношение

$$(BAU) = \frac{n_B}{n_\gamma} \sim 10^{-9};$$

n_B — средняя плотность барионов во Вселенной, n_γ — плотность фотонов реликтового излучения, по порядку величины являющаяся плотностью энтропии).

Эта величина известна лишь приблизительно, поскольку:

1) Неточно известна постоянная Хаббла. 2) Значение $\Omega = \rho/\rho_{cr} \leq 1$ не определено. Предполагается, что $\Omega \approx 1$, но это нуждается в проверке. 3) Неизвестна природа скрытой массы (вернее всего она в основном носит небарионный характер, и тогда это здесь несущественно).

Несомненно, наряду с барионной асимметрией во Вселенной существует лептонная асимметрия, но экспериментально о ней ничего не известно, так как большая часть лептонов и антилептонов сосредоточена в ненаблюдаемых пока реликтовых нейтрино и антинейтрино. В широком классе теорий $n_B = n_L$, но существуют "сценарии", в которых n_B и n_L имеют разную абсолютную величину и знак.

Известны многочисленные попытки разрешения проблемы барионной асимметрии *без отказа от закона сохранения барионного заряда* (пункты 1, 2).

1. Предполагается (Альвен [1] и некоторые другие), что на ранней стадии Вселенной существовала *нейтральная по барионному заряду плазма* (го-

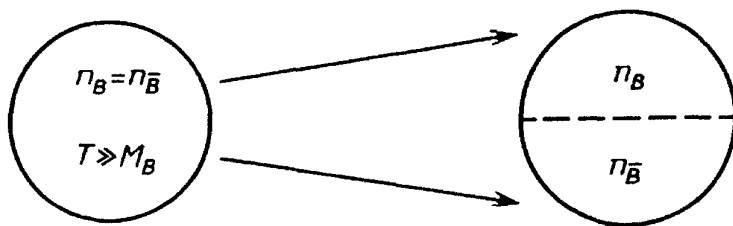


Рис. 1

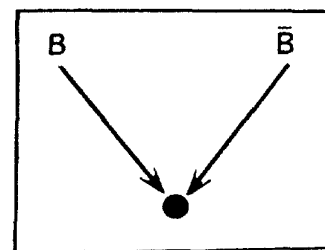


Рис. 2

рячая Вселенная с температурой $T \gg M_b$), затем произошло пространственное разделение барионов от антибарионов (рис. 1). Но никому не удалось придумать достаточно эффективный механизм разделения. Тень надежды — гипотеза о роли первичных черных дыр (Хокинг [2], Зельдович с соавторами [3]) (рис. 2).

Если в силу каких-то причин захват антибарионов происходит с большей интенсивностью, то вне черных дыр возникает остаточный барионный заряд.

2. По другой гипотезе предполагается, что первичное вещество было холодным и содержало *положительный* барионный заряд (барионы или, верней, кварки). Или начальная энтропия равна нулю, или $S \sim B$ (S — энтропия, B — число барионов в некоторой области Вселенной). В ходе расширения Вселенной и по предположению имеют место неравновесные процессы, и энтропия возрастает до величины $\sim 10^9$ (рис. 3).

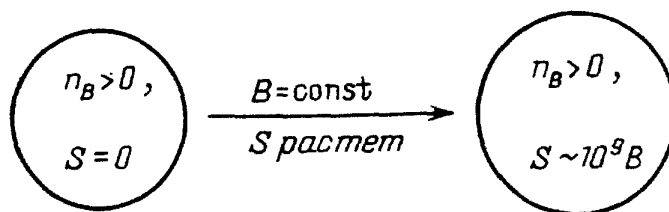


Рис. 3

Гипотезы этого типа *полностью исключаются* в сценариях "раздувающейся" Вселенной! При экспоненциальном расширении Вселенной первоначальная плотность барионов уменьшается до очень малой величины, гораздо меньшей, чем $10^{-9} n_\gamma$ (рис. 4).

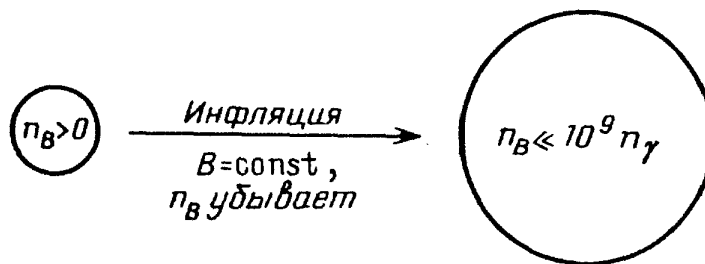


Рис. 4

3. Третье направление в проблеме барионной асимметрии — отвергающее сохранение барионного заряда. Первые указания и работы: Вейнберг (1964) [4], Сахаров (1967) [5], Кузьмин (1970) [6].

Три основные предпосылки космологического образования барионной асимметрии (ВА).

I. Отсутствие закона сохранения барионного заряда.

II. Отличие частиц от античастиц, проявляющееся в нарушении CP-инвариантности.

III. Нестационарность. Образование ВА возможно лишь в нестационарных условиях при отсутствии локального термодинамического равновесия.

Обсудим эти предпосылки.

I. В 60-е годы минимальное время жизни протона оценивалось $\tau_p > 10^{29}$ лет. Сейчас $\tau_p > 10^{31} - 10^{32}$ лет. В 60-е годы почти всеобщим было убеждение, что закон сохранения барионного заряда является абсолютно точным.

Однако в литературе также отмечалось (Ли и Янг [7]), что этот вывод не является строго обязательным, так как не существует соответствующего барионному заряду калибровочного поля.

В настоящее время известны два точных закона сохранения — закон сохранения энергии и закон сохранения электрического заряда. При этом в обоих случаях вокруг носителя сохраняющейся величины возникает *дальнодействующее поле*. Ускорение $a = GM/r^2$ (энергия = масса $\times c^2$). Электрическое поле $E = q/r^2$ в случае заряда. Эти поля — гаранты сохранения q и M (энергии). Между тем, чрезвычайно точные опыты, предпринятые с целью проверки закона эквивалентности гравитационной и инертной массы, не выявили ничего подобного для барионного заряда. Прообраз — опыт *Галилео Галилея* (на рис. 5 — знаменитая Пизанская башня). Далее — Ньютон, Этвеш, Дикке с сотрудниками, Брагинский и Панов [8]. Достигнутая точность $\sim 10^{-13} - 10^{-14}$ от гравитационной силы. Так как отношение барионного заряда к массе в разных нуклидах варьирует на $\sim 10^{-3}$, можно утверждать, что барионная сила не превосходит 10^{-10} от гравитационной. Таким образом нет оснований утверждать, что сохранение барионов столь же фундаментальный закон, как сохранение энергии и электрического заряда. (Но, конечно, нельзя окончательно исключить, что это точный глобальный, хотя и не локальный закон сохранения).

В современных теориях "Великого объединения" нарушение закона сохранения барионного и лептонного зарядов является естественным следствием объединения кварков и лептонов в одном мультиплете. Первая теория такого рода предложена Пати и Саламом в 1973 г. (целочисленные кварки). В 1974 г. Джорджи и Глэшоу предложили свою "минимальную" SU (5)-теорию, сохранившую значение до сих пор. В этой теории — кварк-лептонные бозоны X и Y имеют два канала распада:

$$X_{4/3} \rightarrow \begin{cases} U_{2/3} + U_{2/3}, \\ e_+ + \bar{d}_{1/3}, \end{cases} \quad (2)$$

или, читая в обратную сторону

$$\begin{cases} U_{2/3} + U_{2/3} \rightarrow X_{4/3} \rightarrow e_+ + \bar{d}_{1/3}, \\ B = 2/3 & B = -1/3, \\ L = 0 & L = -1 \end{cases} \quad (3)$$

($\Delta B = \Delta L = -1$). В этой теории возможен распад протона (рис. 6). Поиски этого процесса пока безуспешны. Пока наиболее убедительным доказательством отсутствия закона сохранения барионов является барионная асимметрия Вселенной.

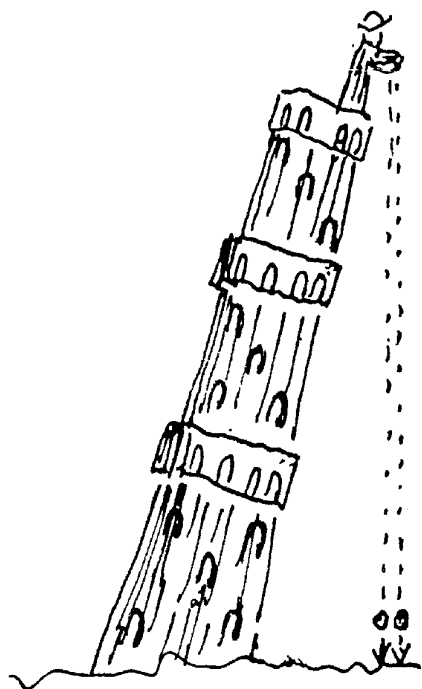
Отличный от Великого объединения механизм нарушения B — сохранения указан т'Хофтом в 1976 г. [9] (для случая $T = 0$ — квантовое туннелирование между различными вырожденными вакуумами теории калибровочных полей).

Nowadays two exact conservation laws are known. These are the energy and electric conservations. In the both cases a long-range arises around the carrier of the conserved quantity. This is: the field of acceleration $a = \frac{GM}{r^2}$ in the case of the energy conservation

Energy = mass $M \times c^2$; the electric field.

$E = \frac{q}{r^2}$ in the case of electric charge

This field are guarantors for the energy (mass) and charge conservation. Most precise experiments made to check the equivalence of the inertial and gravitational masses did not reveal any other long-range forces. The prototype is the Galileo Galilei experiment!



Newton, Eötvos A.

Dicke R.H. and collaborator

Braginsky V.B. and Panov V.I.

The up-to-date precision makes $10^{-13} - 10^{-14}$

Once the baryon-charge-to-mass ratio variation makes $\sim 10^{-3}$, it is concluded that the baryon force should make less than 10^{-10} of the force of gravitation.

Thus No reason to expect that the baryon number conservation is equally fundamental law as the other two! Indeed, it is violated in the CPT!

Вероятность процесса

$$\sim e^{-4\hbar/\alpha} \quad (\alpha = g^2/4\hbar = (137 \sin^2\theta_W)^{-1})$$

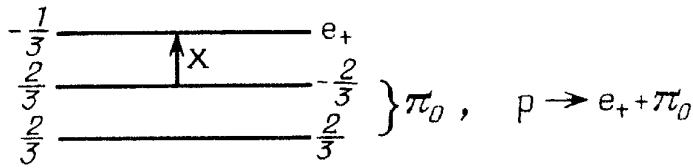


Рис. 6

очень мала. Димопулос, Сасскинд [10], Линде [11], Клинкхаммер и Монтон [12], Кузьмин, Рубаков, Шапошников [13] и др. рассмотрели случай $T \neq 0$, ($10^2 - 10^4$ ГэВ) и нашли, что в этом случае нарушение

ние B — и L — сохранения является сильным!

II. CP-инвариантность. Как известно, в 1964 г. был обнаружен распад $K_L^0 \rightarrow \pi_+ + \pi_-$. В 1965 г. (кажется) я прочитал статью С. Окубо⁽²⁾ ●, в которой указано, что следствием нарушения CP, в принципе, может быть неравенство парциальных ширин для частиц и античастиц в многоканальных процессах, при этом полные вероятности совпадают. Потом я написал на экземпляре моей статьи, подаренном Е.Л. Фейнбергу:

Из эффекта С. Окубо
При большой температуре
Для Вселенной сшита шуба
По ее косо́й фигуре.

Примером (экспериментальным) является трехчастичный распад

$$K_L^0 \rightarrow \begin{cases} e_+ + \pi_- + \nu, \\ e_- + \pi_+ + \bar{\nu}, \end{cases}$$

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow e_+ + \pi_- + \nu) \neq \Gamma(K_L^0 \rightarrow e_- + \pi_+ + \bar{\nu}).$$

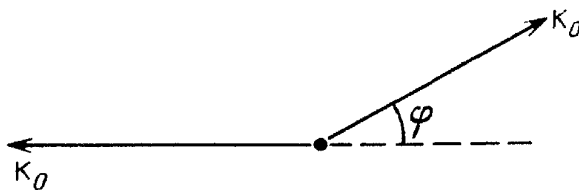


Рис. 7

Теоретически нарушение CP инвариантности всегда связано с наличием комплексных фаз, характеризующих относительную амплитуду каких-либо состояний или взаимодействий. Например, нарушение

CP при распаде K_L^0 связано

с тем, что это состояние представляет собой суперпозицию K_0 и \bar{K}_0 с некоторым малым отличием разности фаз от π (рис. 7).

Три возможности

- (А) Разность фаз заложена в основных исходных уравнениях теории.
 - (В) Разности фаз возникли в результате спонтанного нарушения симметрии. Они имеют определенную величину и случайные знаки.
 - (С) И величина и знак разностей фаз носят случайный характер.
- Рассмотрим возможность (В). Игрушечная модель. Три скалярных ком-

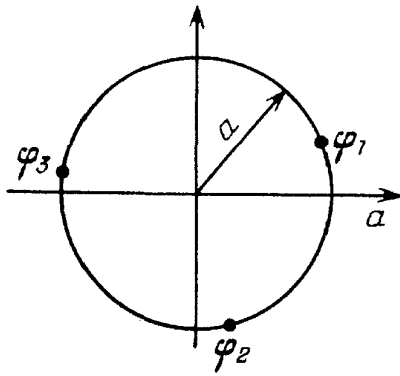
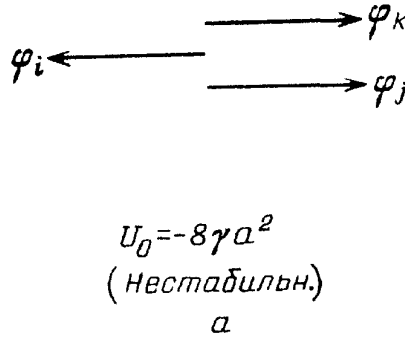
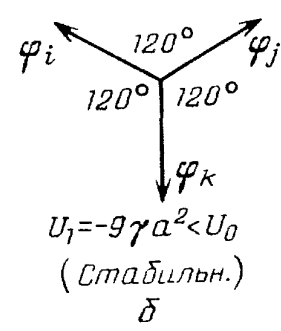


Рис. 8



$$U_0 = -8\gamma a^2$$

(Нестабильн.)
a



$$U_1 = -9\gamma a^2 < U_0$$

(Стабильн.)
b

Рис. 9

плексных поля. Потенциал:

$$U(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3) = \sum_i (\varphi_i \varphi_i^* - a^2)^2 - \gamma \sum_{i,j=1,2,3} |\varphi_i - \varphi_j|^2. \quad (4)$$

Для $\gamma = 0$ фазы комплексных полей φ_i (рис. 8) произвольны. При $\gamma > 0$ U зависит от разностей фаз. Т-симметричная конфигурация (рис. 9,а) неустойчивое равновесие. Нарушенная Т-симметрия — устойчивое равновесие с разностями фаз 120° (рис. 9,б). В первом случае $U_0 = -8\gamma a^2$, во втором, как легко сосчитать, $U_1 = -9\gamma a^2 < U_0$. Точки $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ могут быть расположены по часовой стрелке или против часовой стрелки, что моделирует разные знаки нарушения Т- (и СР) инвариантности. В случае (В) во Вселенной могут возникнуть области (домены) с разным знаком нарушения СР, а значит с разным знаком барионной и лептонной асимметрии (рис. 10). В инфляционной модели размеры доменов будут колоссальными, если "выбор знака" произошел до окончания инфляции.

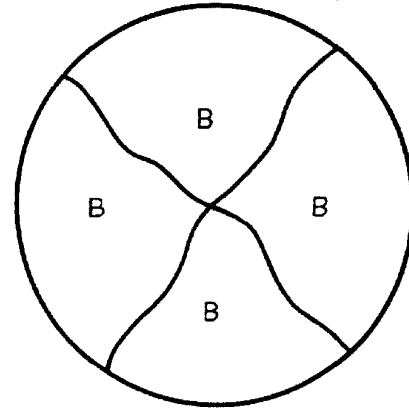


Рис. 10

В случае замкнутой Вселенной она вся может состоять из одного домена!

III. Необходимость нестационарности. Из равенства масс частиц и античастиц следует, что термодинамическому равновесию (максимуму энтропии) соответствует состояние, в котором числа частиц и античастиц равны. Малое отличие числа частиц от числа античастиц приводит к квадратичной отрицательной добавке к энтропии. Для безмассовых свободных частиц

$$\Delta S = -\frac{9}{2VT^2} \{2\sum (f - \bar{f})^2 + \sum (b - \bar{b})^2\} \dots \quad (5)$$

f — число фермионов какого-либо типа в объеме V , b — тоже для бозонов; суммирование по типам частиц, T — температура; $VT^3 = \text{const}$, q — кварки, l — лептоны.

$$B = \frac{1}{3}(q - \bar{q}), \quad L = \sum (l - \bar{l}).$$

Если первоначально $q = \bar{q}$, $l = \bar{l}$, $b = \bar{b}$, то возникновение барионной или лептонной асимметрии возможно только в нестационарных условиях, так как энтропия не может уменьшаться.

Расширение Вселенной приводит к нестационарности — тем большей, чем больше $H = \dot{a}/a$. При изотропном расширении нарушение термодинамического равновесия возникает из-за наличия у частиц масс и из-за зависимости от плотности и температуры эффективных констант взаимодействия.

За годы, прошедшие после первых работ по барионной асимметрии, было предложено несколько различных механизмов возникновения барионной асимметрии (в рамках трех обсужденных предпосылок). В 70-е годы наибольшее число работ было посвящено возможностям, связанным с "Великим объединением" (Игнатьев, Красников, Кузьмин, Тавхелидзе (1977) [14], Иошимура (1978) [15], Вейнберг (1979) [16] и многие другие). В основе этих работ — распад лептокварковых векторных и Хиггсовских бозонов. Необходимо: вероятность распада

$$\frac{1}{\tau} \lesssim H = \frac{\dot{a}}{a}.$$

Рассматриваются многоканальные схемы распада типа (1), (2) и вычисляется различие парциальных ширин, обусловленное нарушением СР-инвариантности. Возможно, получаются величины ВА, близкие к наблюдаемой.

Однако основанный на GUT механизм вызывает *сомнения* по двум причинам.

1) Во-первых, он плохо вписывается в сценарий инфляции. Требуются температуры $\sim 10^{15}$ ГэВ и даже более. Но во многих вариантах теории инфляции таких температур после окончания инфляции нет.

2) Вторая трудность связана с низкотемпературным нарушением сохранения B и L . Этот механизм при $T = 10^2 - 10^4$ ГэВ приближает вещество к равновесию, увеличивая энтропию, связанную с асимметрией.

Низкотемпературный процесс происходит с одновременным уменьшением барионного и лептонного числа на одну и ту же величину

$$\begin{aligned} \Delta B &= \Delta L, \\ B - L &= \text{const.} \end{aligned} \tag{6}$$

Если возникшая при высокой температуре асимметрия одинакова для B и L , то она уменьшается в огромное число раз (10^6 и более) и практически исчезает. В "минимальной" SU_5 -модели Джорджи и Глэшоу осуществляется именно этот случай (формула (3)). Но, вообще говоря, нет оснований считать закон $\Delta B = \Delta L$ абсолютно точным. С точностью 10^{-12} (т.е. с большей, чем для барионного числа) нет дальнедействующих калибровочных полей, соответствующих $B - L$ (в лабораторном образце $B - L$ есть просто число нейтронов). В теориях, более сложных, чем SU_3 , процессы, идущие с участием бозонного

дублета $(-2/3, +1/3)$ сохраняют не $B - L$, а $B + L$.

$$\begin{aligned} d_{-1/3} + d_{-1/3} &\rightarrow X_{-2/3} \rightarrow e_- + \bar{d}_{+1/3} \\ B = \frac{2}{3}, L = 0 & \quad B = -\frac{1}{3}, L = 1. \end{aligned}$$

В некоторых теориях "Великого объединения" ($SO(10)$, $F(6)$) такие частицы существуют, и поэтому $B - L \neq \text{const}$. В таких теориях, между прочим, возможны нейтронно-антинейтронные осцилляции (на рис. 11 — соответствующая диаграмма).

$$n \left\{ \begin{array}{c} -\frac{1}{3} \text{---} \frac{1}{3} \\ -\frac{1}{3} \text{---} \frac{1}{3} \\ \frac{2}{3} \text{---} -\frac{2}{3} \end{array} \right\} \bar{n}, \quad M = \left(\frac{g}{2\pi} \right)^4 \frac{M_N^S}{M_{2/3}^2 M_{4/3}^2}$$

Рис. 11

Если при температурах, превышающих низкотемпературную область $T =$

$10^2 - 10^4$ ГэВ, возникает барионно-лептонная асимметрия с $B \neq L$ (в результате распада бозонов GUT типа $X_{2/3}$, или по какому-либо другому механизму, например, при распаде скварков и склептонов, об этом я еще собираюсь сказать, или при распаде космических струн) — то в низ-

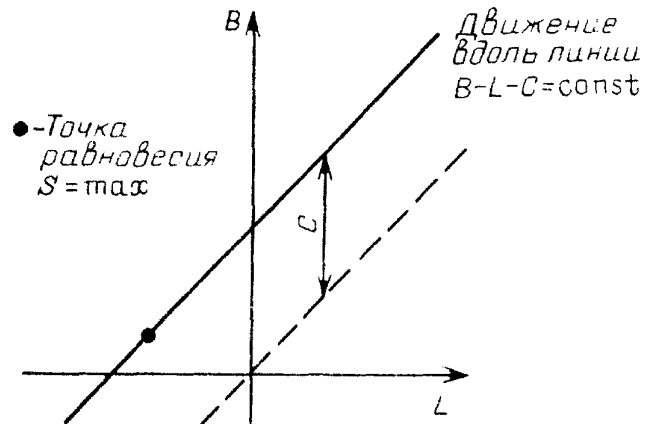


Рис. 12

котемпературной области с высокой точностью установится состояние, соответствующее максимальному значению энтропии при заданной постоянной величине $B - L = \text{const}$ (и при выполнении условия электронейтральности) (рис. 12). Движение вдоль линии $B - L = C = \text{const}$. ● — точка равновесия, в которой $S = \text{max}$. При этом

$$\Delta S \sim - \{ 2 \sum (q - \bar{q})^2 + 2 \sum (l - \bar{l})^2 + \sum (b - \bar{b})^2 \}.$$

В состоянии максимальной энтропии B и L имеют разные знаки. В стандартной модели ($n = 3$) $B = (12/37)C$, $L = (-25/37)C$.

Шапошников, Кузьмин и Рубаков рассматривают также возможную роль возникновения барионной и лептонной асимметрии при низкотемпературных процессах. Пока не ясно, обеспечивается ли при этом величина асимметрии, сравнимая с $10^{-9} n_\gamma$.

Одно из популярных сейчас направлений связано с использованием идей суперсимметричных вариантов GUT (Аффлек и Дайн [17], Линде [18]). Рас-

сматриваются скалярные поля, для которых $B \neq 0$ и $L \neq 0$. Для некоторых линейных комбинаций этих полей потенциал не зависит от амплитуды и фазы (или зависит лишь непертурбативно). Аффлек и Дайн предполагают, что именно эти комбинации полей имеют особо большие флуктуации по амплитуде и фазе (аналогичное свойство используется в гипотезе хаотической инфляции). Распад этих полей после окончания инфляции или при температуре нарушения суперсимметрии (которая предполагается порядка $10^3 - 10^4$ ГэВ) приводит к образованию барионной и лептонной асимметрии. По-видимому, получающаяся асимметрия может быть значительно большей, чем в механизме великого объединения, и доля выживающей при низкотемпературных процессах асимметрии тоже может быть большей, так как температура распада скалярных частиц может быть близка к температуре "рассасывания" асимметрии; эта последняя температура может быть больше при наличии высокой барионной плотности (Феррер, де ла Инсера, [19]). Не исключено также, что асимметрия, получающаяся при распаде скалярных частиц, такова, что $B \neq L$.

Генерация вещества из энтропии открывает совершенно новые возможности в построении космологических моделей. Эти возможности реализуются, в частности, в различных инфляционных сценариях, а также в *осциллирующих* моделях.

Вечная осциллирующая модель. Проблема барионной асимметрии дискутируется в контексте нестационарной эволюционирующей Вселенной. Но с использованием явления генерации вещества из энтропии возможна также квазистационарная осциллирующая модель.

Предположения:

Космологическая постоянная, сколь угодно малая по абсолютной величине, отрицательна $\Lambda < 0$. Плотность энергии вакуума $\epsilon = \Lambda/8\pi G < 0$, $P = -\epsilon > 0$. Пространственная геометрия — плоская в среднем и открытая.

Неравенство $\epsilon < 0$ может порождаться, например, непертурбативным смешиванием вырожденных состояний вакуума.

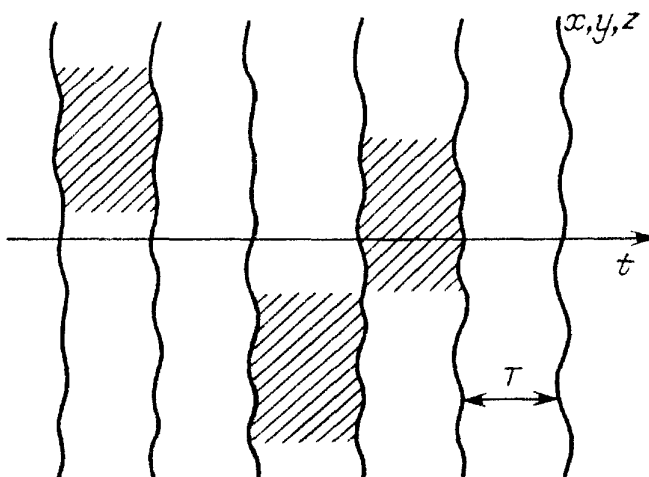


Рис. 13

Цикл расширения — сжатия Вселенной при $\epsilon < 0$ конечны, а именно его длительность

$$T = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{8\pi}{3} G |\epsilon| \right)^{-1/2},$$

что следует из

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} G \left(\frac{\text{const}}{a^2} + \epsilon \right).$$

Хотя большая часть четырехмерного объема очень нерегулярна из-за неустойчивости коллапса, но по закону случая должны иногда возникать более регуляр-

ные "оазисы" (заштрихованные на рис. 13), в которых условия близки к наблюдаемым в нашей окрестности. Число таких оазисов бесконечно.

Полувечная модель. Замкнутая модель: топологические S_3 :

1) Допустимо $\varepsilon = 0$: максимальный радиус Вселенной в n -ом цикле $R_n \sim T_n \sim S_n \rightarrow \infty$ при $n \rightarrow \infty$. Здесь S_n полная энтропия Вселенной в n -ом цикле.

2) Если $\varepsilon < 0$, то при больших n картина вполне похожа на вечную модель

$$\varepsilon < 0; \quad T_n \rightarrow \text{const}, \quad R_n \sim S_n^{1/3} \rightarrow \infty \quad \text{при } n \rightarrow \infty.$$

В "полувечной" модели существует "начало мира" при $t = 0$ (в частности, в случае геометрии S_3). В этой модели можно также рассматривать эволюцию Вселенной при $t < 0$. При этом имеет место "поворот стрелы времени". Предполагаем, что в точке $t = 0$ Вселенная находится в состоянии ложного вакуума. Энтропия при этом $S = 0$, т.е. *минимальна* и возрастает в обоих направлениях оси времени! Что эта формальная возможность означает с философской точки зрения, я не знаю. Аналогичная картина, но сингулярная при $t = 0$ ($a \sim \sin(kt)$) имеет место в замкнутой модели с отрицательной пространственной кривизной (предполагается при $t = 0$ истинный вакуум с $\varepsilon < 0$). В случае пространственной геометрии T_3 (рассматривалась Зельдовичем и Старобинским) начало мира уходит в $t = -\infty$, классическое решение оказывается экспоненциальным.

$$a \sim e^{Ht}$$

(также, как в случае S_3 — предполагается состояние ложного вакуума); такая модель может быть полувечной, если в состоянии истинного вакуума $\varepsilon < 0$.

ПРИМЕЧАНИЯ

¹ Перевод на англ.: Sakharov A.D. Baryon asymmetry of the Univers//Proceedings of the Friedmann Centenary Conference; Leningrad, June 22 — 26, 1988/Eds. M.A. Markov, V.A. Berezin, V.F. Mukhanov. — Singapore; New Jersey; London; Hong Kong: World Scientific, 1989. — Pp. 65 — 80. (Примеч ред.)

² К сожалению, нам не удалось найти адреса этой работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Alfvén H.// Phys. Today. 1971. V. 24. P. 28.
2. Hawking S.W.//Commun Math. Phys. 1975. V. 43. P. 199.
3. Novikov I.D., Polnarev A.G., Starobinsky A.A., Zeldovich Ya.B.// Astron. and Astrophys. 1979. V. 80. P. 104.
4. Weinberg S.//Lectures on Particles and Fields/Eds. S. Deser, K. Ford. — Englewood Cliffs, N.Y.: Prentice-Hall, 1964. — P. 482.
5. Сахаров А.Д.// Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5. С. 32.
6. Кузьмин В.А.// Ibidem. 1970. Т. 13. С. 335.
7. Lee T.D., Yang C.N.//Phys. Rev. 1955. V. 98. P. 1501.
8. Брагинский В.Б., Панов В.И.//ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 873.
9. 'tHooft G.// Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 8; Phys. Rev. Ser. D. 1976. V. 14. P. 3432.
10. Dimopoulos S., Susskind L.//Ibidem. 1978. V. 18. P. 4500.
- [11] Linde A.D.//Phys. Lett. Ser. B. 1981. V. 100. P. 37.

12. *Klinkhamer R.F., Manton N.S.*//Phys. Rev. Ser. D. 1984. V. 30. P. 2212.
13. *Kuzmin V.A., Rubakov V.A., Shaposhnikov M.E.*// Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 155, P. 36; 1987. V. 191. P. 171.
14. *Игнатъев А.Ю., Кросников Н.В., Кузьмин В.А., Тавхелидзе А.Н.*// Известия международной конференции по нейтрино. 1977. — М.: Наука, 1978.
15. *Yoshimura M.*//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 281.
16. *Weinberg S.*//Ibidem. 1979. V. 42. P. 850.
17. *Affleck L., Dine M.*//Nucl. Phys. Ser. B. 1983. V. 249. P. 361.
18. *Linde A.D.*//Phys. Lett. Ser. B. 1983. V. 160. P. 243.
19. *Ferrer E.J., de la Incera V.* Baryon asymmetry in high-dense postinflationary Universe. — Preprint FIAN № 223. — Moscow, 1988.