

## НЕСИНГУЛЯРНАЯ ФРИДМАНОВСКАЯ КОСМОЛОГИЯ

*Э. Б. ГЛИНЕР и И. Г. ДЫМНИКОВА*

Рассматривается космологическая модель, основанная на гипотезе о переходе среды с ростом плотности в состояние с отрицательным давлением. Модель не содержит сингулярностей ни в прошлом, ни в будущем. Решение уравнений Фридмана приводит к замкнутой вселенной, масса которой с момента начала расширения возрастает на десятки порядков.

NONSINGULAR FRIDMAN COSMOLOGY, by E. B. Gliner and I. G. Dimnikova. A cosmology based on the assumption that pressure is negative for high density is considered. There is no singularity in this model both in the past and in the future. Solution of Fridman's equations results in a closed universe whose mass increases by many orders of magnitude from the beginning of expansion.

Во фридмановской космологии имеется известный произвол в выборе начального состояния. В рамках общей теории относительности есть возможность построить фридмановскую космологию, не содержащую сингулярности в прошлом или будущем, если предположить, что при некоторой высокой плотности  $\rho_0$  давление в среде  $p = -\varepsilon_0$ , где  $\varepsilon_0 = \rho_0 c^2$ .

Уравнение  $p = -\varepsilon$ , где  $\varepsilon$  — плотность энергии, соответствует одному из возможных равновесных состояний сверхплотной среды. В этом состоянии среда по своим механическим свойствам напоминает вакуум (Глинер, 1965; Зельдович, 1968). При некоторых достаточно общих предположениях о зависимости  $p$  от  $\varepsilon$  прохождение средой такого вакуумоподобного состояния соответствует смене сжатия расширением. Поэтому вакуумоподобное состояние среды может быть принято за начальное космологическое состояние расширяющейся вселенной.

Запишем уравнения Фридмана в виде

$$\ddot{a} = -(1/6) \kappa a (\varepsilon + 3p), \quad \dot{a}^2 = (1/3) \kappa a^2 \varepsilon - kc^2, \quad (1)$$

соответствующем метрике однородной вселенной

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) [(1 - kr^2)^{-1} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)], \quad (2)$$

где  $k = \pm 1$  или 0. В космологических масштабах вакуумоподобное состояние должно быть неустойчиво относительно флуктуационного перехода в вещество с положительным давлением.

Действительно, в системе отсчета, сопутствующей флуктуационно возникающему веществу, из (1) или  $p \sim -\varepsilon_0$  получим:  $\dot{a} > 0$ , т. е. возникающее вещество приводится в состояние расширения его плотность падает, и флуктуационный процесс становится, необратимым. Тем самым причина начала расширения в рассматриваемой модели обусловлена свойствами начального состояния.

Значение  $\dot{a} = \dot{a}_0$  в момент начала расширения представляет коррелированную составляющую скорости флуктуационно возникшего вещества, выражающую общую тенденцию к расширению ( $\dot{x}_0 > 0$ ) или сжатию. Но из-за вакуумоподобных свойств начального состояния корреляция скоростей разноместно возникшего вещества невозможна. Поэтому  $\dot{a}_0 = 0$  и ввиду (1)  $k > 0$ , что соответствует замкнутой вселенной с  $a_0^2 = 3c^2\kappa^{-1}\varepsilon_0^1$ . При  $p = -\varepsilon$  метрике (2) соответствует пространство — время де-Ситтера с радиусом горизонта событий  $a_0$ . Следовательно, расширяющаяся фридмановская вселенная возникает из части вакуумоподобной среды, ограниченной горизонтом событий. Но являясь устранимой сингулярностью, горизонт событий в пространстве — времени де-Ситтера не ограничивает протяженности среды с  $p = -\varepsilon$ . Это указывает на возможность множественного рождения вселенных из общего начального состояния.

Вблизи состояния с  $p = -\varepsilon_0$  главный член разложения суммы  $p + \varepsilon_\alpha$  в ряд по степеням  $\varepsilon_0 - \varepsilon$  можно записать в виде  $p + \varepsilon = \gamma\varepsilon_1 (\varepsilon_0 - \varepsilon)^\alpha (\varepsilon_0 - \varepsilon_1)^{-\alpha}$ , где  $\alpha$  — постоянная,  $\varepsilon_1$  — плотность, при которой давление  $p = (\gamma - 1)\varepsilon_1$ . Примем, что этот член остается главным в уравнении состояния до значения  $\varepsilon = \varepsilon_1$ , при котором вакуумоподобная компонента среды становится несущественной. Значению  $\gamma = 1$  соответствует «холодная», а  $\gamma = 4/3$  — «горячая» модель. Легко показать, что современное состояние вселенной ограничивает значения  $\alpha$  и  $\varepsilon_1$  условием

$$\frac{\varepsilon_1^{1/2}}{\varepsilon_0} \exp \frac{2(\varepsilon_0 - \varepsilon_1)}{3\gamma\varepsilon_1(1 - \alpha)} \approx \frac{\varepsilon_{\gamma c}^{1/2}}{\varepsilon_c} \left(1 - \frac{3H_c^2}{\gamma\varepsilon_c}\right)^{-1}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_c$  и  $\varepsilon_{\gamma c}$  — современные плотности компонент среды, образованных частицами с массами покоя и безмассовыми частицами соответственно;  $H_c$  — современное значение параметра Хаббла. Выполнение соотношения (3) обеспечивает совпадение энтропии вселенной в рассматриваемой модели с наблюдаемым.

Можно показать, что допустимы все значения  $\alpha$  из интервала (0, 1), включая  $\alpha \rightarrow 1$  и  $\alpha \rightarrow 0$ . В последнем случае  $\varepsilon_1 \rightarrow \varepsilon_0$ , т. е. смена состояния с  $p = -\varepsilon_0$  состоянием с  $p > 0$  носит характер фазового перехода, происходящего при постоянной плотности  $\varepsilon_0$ .

Для численных оценок примем современные значения: средней плотности вселенной  $\sim 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>, температуры реликтово-

го излучения 2,7 К (отсюда  $\gamma = 4/3$ ) и параметра Хаббла 54 км/сек·Мпс. Имеются две характерные сверхвысокие плотности: планковская плотность  $\sim 10^{93}$  г/см<sup>3</sup> и плотность  $\sim 10^{27}$  г/см<sup>3</sup>, определяемая константой слабого взаимодействия. Вычисления выполнены для двух значений  $\rho_0$  плотности начального вакуумоподобного состояния, соответствующих этим характерным плотностям.

Показатели	$\rho_0 = 0,4 \cdot 10^{27}$ г/см <sup>3</sup>	$\rho_0 = 5 \cdot 10^{93}$ г/см <sup>3</sup>
$t_1$ , сек	$(2 \div 4) \cdot 10^{-9}$	$(1 \div 2) \cdot 10^{-12}$
$a_0$ , см	2	$0,5 \cdot 10^{-33}$
$a_1$ , см	$(1,2 \div 4,2) \cdot 10^{11}$	$(6,4 \div 27) \cdot 10^{-4}$
$\rho_1$ , г/см <sup>3</sup>	$0,4 \cdot 10^{27} \div 3,1 \cdot 10^{24}$	$5 \cdot 10^{93} \div 2 \cdot 10^{91}$
$M_0$ , г	$6,3 \cdot 10^{28}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$
$M_1$ , г	$(15 \div 4,5) \cdot 10^{60}$	$(2,7 \div 0,7) \cdot 10^{85}$

В таблице приведены значения:  $t_1$  — времени с момента начала расширения до перехода к состоянию с  $p = \epsilon/3$ ,  $a_0$  и  $a_1$  — радиусов вселенной в начале расширения и при  $t = t_1$ ,  $\rho_1$  — плотности среды в момент  $t = t_1$ ,  $M_0$  — массы вселенной в момент начала расширения и  $M_1$  — массы при  $t = t_1$ . Когда указаны два численных значения, то первое относится к  $\alpha \rightarrow 1$ , второе — к  $\alpha \rightarrow 0$ .

Из таблицы видно, что для рассматриваемой модели характерен огромный рост массы вселенной в эпоху отрицательного давления (на 40—90 порядков). Он обусловлен гравитационным действием сверхплотной среды с отрицательным давлением. Подчеркнем, что это действие носит характер гравитационного отталкивания! В эпоху положительного давления масса падает до современного значения  $\sim 5 \cdot 10^{57}$  г. Это обусловлено преобладанием в начале эпохи положительного давления пар и радиации.

Авторы благодарны Л. Э. Гуревичу, А. З. Долгинову, Л. М. Озерному, Я. А. Смородинскому, В. А. Рубану и А. Д. Чернину за дискуссии.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе Академии наук СССР,  
Ленинград

Поступила в редакцию  
20 января 1975 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Глинер Э. Б., 1965. ЖЭТФ, 49, 542.  
Зельдович Я. Б. 1968. УФН, 95, 209.