

## О ВОЗМОЖНОСТИ ХОЛОДНОЙ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ СИНГУЛЯРНОСТИ И СПЕКТРЕ ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР

Я.Б.Зельдович, А.А.Старобинский

Рассмотрена генерация энтропии при испарении первичных черных дыр. Получены ограничения на количество черных дыр с массой  $M < 10^{13}$  г. Показано, что исходное холодное вещество, превращаясь наполовину в черные дыры с  $M \sim 10^4$  г, после их испарения приобретает наблюдаемую в настоящее время энтропию.

Наряду с черными дырами, которые возникают на конечном этапе эволюции массивных звезд и скоплений (эти черные дыры имеют массу  $M > M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$  г), в природе могут существовать первичные черные дыры (ПЧД), образовавшиеся из возмущения плотности с большой амплитудой на раннем, сверхплотном этапе эволюции Вселенной [1, 2]. Масса ПЧД может быть как большой, так и малой, и, по-видимому, ограничена снизу только квантовой планковской массой  $M_{Pl} = \sqrt{\hbar c/G} \approx 2 \cdot 10^{-5}$  г. При исследовании вопроса о том, существуют ли ПЧД и каково их количество, очень важным является эффект спонтанного испарения черных дыр [3], который приводит к тому, что ПЧД с массой  $M < 10^{15}$  г полностью распадаются и превращаются в излучение к настоящему моменту эволюции Вселенной  $t \sim 10^{18}$  сек.

Для ПЧД с  $M > 10^{15}$  г эффект испарения несущественен, и поэтому остаются в силе верхние оценки их количества, полученные в работе [1] (см. также работу Карра [4]). Если же  $M < 10^{15}$  г, то эти оценки неприменимы, так как энергия, заключенная в таких ПЧД, успевает преобразоваться в энергию излучения. В результате удельная энтропия Вселенной  $S$ , приходящаяся на один барион, растет. Карр [5] и Чаплайн [6] недавно указали на возможность того, что в начальной стадии расширения вещество Вселенной было холодным ( $S_0 \ll 1$ ), а вся энтропия, наблюдаемая в настоящее время ( $S_1 \sim 10^9$ ), возникла из-за образования и последующего испарения ПЧД.

В настоящей работе вычислена величина удельной энтропии Вселенной, генерируемой в ходе процессов испарения ПЧД и последующей релаксации возникшего излучения. Пусть в момент  $t_1$  доля  $\beta$  ( $0 < \beta < 1$ ) вещества, имеющего уравнение состояния  $p = \frac{1}{3}\epsilon$ , превратилась в ПЧД. Далее полагаем  $\hbar = c = 1$  и опускаем все численные множители порядка единицы в том числе  $(1 - \beta)$ . Характерная масса этих ПЧД  $M = G^{-1/2} t_1$  (гравитационный радиус ПЧД порядка горизонта). Тогда при  $t > t_1$  расширение изотропной Вселенной идет по закону  $a(t) \sim t^{1/2}$  при  $t_1 < t < t_2$ , где  $t_2 = t_1 \beta^{-2}$ , и  $a(t) \sim t^{2/3}$  при  $t > t_2$ . На стадии  $t > t_2$  плотность энергии ПЧД, которые практически покоятся и эффективно представляют собой среду с уравнением состояния  $p = 0$ , много больше плотности энергии вещества, оставшегося вне черных дыр. Пусть  $\beta M/M_{Pl} > 1$  (в противном случае генерация энтропии мала). Тогда время испарения ПЧД  $t_3 = G^2 M^3 = G^{-1} t_1^3 > t_2$ . При  $t_2 < t < t_3$  имеем  $\epsilon_{ПЧД} = (Gt^2)^{-1}$ , а плотность

энергии вещества вне ПЧД есть

$$\epsilon_m = G^{-1} t_2^{-2} \left( \frac{t_2}{t} \right)^{8/3} + t_1^{-3} t^{-1},$$

где второе слагаемое описывает частицы, излученные ПЧД в процессе испарения. При  $t = t_3$  ПЧД исчезают полностью, оставляя после себя нейтральное вещество<sup>1)</sup> с  $\epsilon_1 = (G t_3^2)^{-1} = G t_1^{-6}$ , плотностью числа частиц  $n_1 = G t_1^{-5}$  и характерной энергией частиц  $t_1^{-1}$ . Однако это вещество является крайне неравновесным. Действительно, излучение каждой ПЧД близко к чернотельному с температурой  $T_1 = (GM)^{-1} = t_1^{-1}$  лишь в телесном угле порядка  $(r_p/r)^2$ , уменьшающемся с расстоянием  $r$  от ПЧД. В пространстве между ПЧД спектр излучения, усредненный по углам, существенно более жесткий по сравнению с равновесным. После процесса релаксации устанавливается равновесная температура  $T_2 = \epsilon_1^{1/4}$ , а число частиц очень сильно возрастает и достигает величины  $n_2 = T_2^3 = G^{3/4} t_1^{-9/2}$ .

Плотность барионного заряда в этот момент есть

$$n_B = (1 + S_0)^{-1} (G t_2^2)^{-3/4} \left( \frac{t_2}{t_3} \right)^2 = (1 + S_0)^{-1} \beta^{-1} G^{5/4} t_1^{-11/2},$$

где  $S_0$  — начальная удельная энтропия в момент  $t_1$ . Удельная энтропия после релаксации<sup>2)</sup>

$$S = \frac{n_2}{n_B} = (1 + S_0) \beta \frac{M}{M_{Pl}}. \quad (1)$$

Сравнивая с современным значением энтропии, получаем ограничение на  $\beta$ :

$$\beta \frac{M}{M_{Pl}} \lesssim 10^9. \quad (2)$$

Из оценки (2) следует, что заметная доля вещества может превратиться только в ПЧД с массой  $M \lesssim 10^4$  г. Гипотеза холодной космологической сингулярности ( $S_0 \ll 1$ ) проходит, если  $\beta \sim 1/2$  при  $M \sim 10^4$  г. Такие ПЧД образуются при  $t \sim 10^{-34}$  сек и испаряются при  $t \sim 10^{-16}$  сек, т.е. задолго до нуклеосинтеза.

Оценка времени релаксации показывает, что излучение ПЧД успеет полностью термализоваться, если  $T_2 \gtrsim m_e$ , т.е. при  $M < 5 \cdot 10^9$  г ( $t_3 \lesssim 10$  сек). При  $T_2 < m_e$  это излучение останется неравновесным, так

<sup>1)</sup> Здесь мы не рассматриваем возможные эффекты нарушения зарядовой симметрии (CP) [7, 8].

<sup>2)</sup> Если бы мы не учли процесса релаксации, то получили бы значительно меньшую величину  $S \sim \beta (M/M_{Pl})^{1/2}$  (этот результат приводится в работе Чаплайна без вывода [6]). Формула (1) отличается также от результата Карра [5], который не учитывал стадии  $t_2 < t < t_3$ , где  $\epsilon_{ПЧД} \gg \epsilon_m$ .

как из-за малости плотности оставшихся барионов и электронов тормозное излучение не может обеспечить достаточный рост числа фотонов в релей-джинсовской области (подробности см. в работах [9], где рассмотрен произвольный источник энергии). Чтобы в этом случае не возникало заметного отклонения спектра реликтового излучения от равновесного,  $\epsilon_{\text{пчд}}$  не должна превышать  $\epsilon_m$ . Поэтому необходимо, чтобы  $t_2 > t_3$ , что приводит к оценке

$$\beta \frac{M}{M_{\text{pl}}} < 1 \quad (3)$$

в интервале масс  $10^{11} \lesssim M \lesssim 10^{13}$ . При  $5 \cdot 10^9 \lesssim M \lesssim 10^{11}$  происходит переход от ограничения (2) к более сильному ограничению (3). Верхние оценки на число черных дыр с  $M \sim 10^{14} \div 10^{15}$ , которые испаряются уже после рекомбинации, были получены ранее в работах [10, 4, 5].

Институт теоретической физики  
им. Л.Д.Ландау  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
3 ноября 1976 г.

### Литература

- [1] Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. АЖ, 43, 758, 1966.
- [2] S.W.Hawking. Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 152, 75, 1971. B.J.Carr, S.W.Hawking. Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 168, 399, 1974.
- [3] S.W.Hawking. Nature, 248, 30, 1974; Commun. Math. Phys., 43, 199, 1975.
- [4] B.J.Carr. Astroph. J., 201, 1, 1975.
- [5] B.J.Carr. Astroph. J., 206, 8, 1976.
- [6] G.F.Chapline. Nature, 261, 550, 1976.
- [7] S.W.Hawking. Fundamental Breakdown of Physics, Preprint USA, Caltech, OAP-420, 1975.
- [8] Я.Б.Зельдович. Письма в ЖЭТФ, 24, 29, 1976.
- [9] R.A.Sunyaev, Ya. B. Zeldovich. Ap. and Space Sci., 7, 20, 1970. А.Ф.Илларионов, Р.А.Сюняев., АЖ, 51, 1162, 1974.
- [10] G.F.Chapline. Nature, 253, 251, 1975.