

## УСЛОВИЕ АСИМПТОТИЧЕСКОЙ СВОБОДЫ И ТЕМПЕРАТУРА РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСЕЛЕННОЙ

*Г.Е.Горелик, Л.М.Озерной*

Если Вселенная проходила через квантовую эру расширения, которая характеризовалась планковской температурой  $\Theta_p \sim 10^{32} \text{К}$ , то сегодняшняя температура реликтового излучения окажется близкой к наблюдаемой лишь при условии, что уравнение состояния при сверхвысоких плотностях имеет вид  $P = \frac{1}{3} \rho c^2$ . Это – сильный аргумент в пользу гипотезы об асимптотической свободе (выключении взаимодействия адронов на малых расстояниях). Указано также на эмпирическую выделенность планковской длины  $l_p \sim 10^{-33} \text{см}$  по сравнению с другими возможными значениями фундаментальной длины.

1. Существенной чертой современной теории сильных взаимодействий – квантовой хромодинамики [1] – является представление об асимптотической свободе, т. е. выключении взаимодействия адронов на малых расстояниях. В картине адронов как кварков, связанных векторными глюонами, такое выключение взаимодействия означает, что при

сверхвысоких плотностях материя состоит из свободных кварков и подчиняется уравнению состояния [2]

$$P \rightarrow \frac{1}{3} \rho c^2. \quad (1)$$

В этой статье мы хотим указать на любопытную возможность проверить гипотезу об асимптотической свободе при сверхвысоких плотностях, используя зависимость темпа космологического расширения от уравнения состояния. В качестве величины, сегодняшнее значение которой существенно зависит от темпа космологического расширения (а значит, от уравнения состояния) мы возьмем температуру реликтового излучения Вселенной.

2. Будем исходить из предположения (разделяемого сейчас многими космологами), что Вселенная проходила через квантовую эру расширения, которая характеризовалась плотностью  $\rho_p = c^5/G^2\hbar = 5 \cdot 10^{93} \text{ г/см}^3$ . В таком случае довольно естественно приписать начальной температуре Вселенной планковское значение [3]

$$\Theta_p = \frac{1}{k} (\hbar c^5/G)^{1/2} = 1,4 \cdot 10^{32} \text{ К}. \quad (2)$$

Такая величина температуры в квантовую эру следует не только из соображений размерности, но и из аналогии между процессами рождения частиц черной дырой и космологическим рождением частиц [4].

Учитывая, что квантовое рождение частиц происходит наиболее интенсивно при  $t \sim t_p = (G\hbar/c^5)^{1/2} = 5 \cdot 10^{-44} \text{ сек}$ , естественно пренебречь этим рождением (в том числе и безмассовых частиц — фотонов) на более поздних стадиях расширения.

Оценим сегодняшнюю температуры излучения  $\Theta(t_0)$ , охлаждавшегося от  $\Theta(t_p) = \Theta_p$  в соответствии с темпом космологического расширения

$$\Theta(t_0) = \Theta_p a(t_p)/a(t_0),$$

где  $a$  — масштабный фактор. Для уравнения состояния  $P = \gamma \rho c^2$  в квазиевклидовой космологической модели  $a \sim t^\Gamma$ , где  $\Gamma = 2/3(\gamma + 1)$ .

Предположим для простоты "кусочно-постоянное" уравнение состояния, разбив динамическую историю Вселенной на три эпохи:

$$\begin{array}{ll} (t_p, t_1) & \gamma = \gamma_1 \quad \text{сверхплотное состояние вещества,} \\ (t_1, t_{eq}) & \gamma = 1/3 \quad \text{газ ультрарелятивистских частиц,} \\ (t_{eq}, t_0) & \gamma = 0 \quad \text{пылеобразное вещество.} \end{array}$$

Здесь  $t_{eq} = 3 \cdot 10^3 \text{ лет}$  — момент равенства плотности вещества и излучения (полная плотность вещества Вселенной принята равной для простоты критической плотности фридмановских моделей),  $t_0 = 5 \cdot 10^{17} \text{ сек}$  — сегодняшний возраст Вселенной.

С учетом произведенного разбиения находим, в соответствии с (3), сегодняшнюю температуру реликтового излучения

$$\Theta(t_0) = t_p^{\Gamma_1} t_1^{1/2 - \Gamma_1} t_{eq}^{1/6} t_0^{-2/3} \Theta_p. \quad (4)$$

Численное значение  $\Theta(t_0)$  существенно зависит от уравнения состояния при сверхвысоких плотностях. Если при  $\rho \rightarrow \rho_p$  выполняется условие асимптотической свободы, то согласно (1),  $\gamma_1 = 1/3$ , и

$$\Theta(t_0) = t_p^{1/2} t_{eq}^{1/6} t_0^{-2/3} \Theta_p = 1K, \quad (5)$$

что близко к наблюдаемому значению температуры реликтового излучения 3К. В то же время сверхжесткое уравнение состояния с  $\gamma = 1$  при  $\rho_p \gg \rho \gg 10^{50} \text{ г/см}^3$  [5], что соответствует величине  $t_1 \approx 10^{-22} \text{ сек}$ , привело бы к сегодняшней температуре реликтового излучения, которая в  $(t_1/t_p)^{1/6} = 4 \cdot 10^3$  раз больше величины (5), отвечающей условию асимптотической свободы, когда  $\gamma = 1/3$ .

Таким образом, наблюдаемая величина температуры реликтового излучения может служить серьезным аргументом в пользу условия асимптотической свободы при сверхвысоких плотностях.

3. Изложенный подход можно применить к проблеме фундаментальной длины (на это обратил наше внимание В.Л. Гинзбург). Существование фундаментальной длины  $l_f$  означало бы и наличие фундаментальной (максимальной) температуры  $\Theta_f = \hbar c / k l_f$  и фундаментальной плотности  $\rho_f = \hbar / c l_f^4$  [6]. Пусть в момент космологического времени, соответствующий плотности  $\rho_f$ , температура была равна как раз  $\Theta_f$ . Тогда гипотеза об асимптотической свободе, т. е. "мягком" уравнении состояния  $P = \rho c^2 / 3$  вплоть до плотности  $\rho_f$ , приводит к сегодняшней температуре реликтового излучения такой же, как (5), когда роль  $l_f$  выполняет планковская длина  $l_p = (\hbar G / c^3)^{1/2} = 2 \cdot 10^{-33} \text{ см}$ . Это связано с тем, что в космологической модели, "начинающейся" с  $\rho = \rho_p$  и  $\Theta = \Theta_p$  и подчиняющейся на некотором начальном интервале времени уравнению состояния именно с  $\gamma = 1/3$ , плотность и температура на этом интервале связаны соотношением  $\rho(t) = k^4 \Theta^4(t) / c^5 \hbar^3$ , т. е. так же, как должны быть связаны фундаментальные плотность и температура. (Кстати, естественно потребовать, чтобы последнее соотношение совпало тождественно с законом Стефана – Больцмана; тогда соотношение между фундаментальными плотностью и температурой определится полностью, вплоть до безразмерного коэффициента).

В связи с этим остаются в силе ограничения на начальное уравнение состояния: всякое "ужесточение" уравнения состояния привело бы к увеличению температуры реликтового излучения. Отсюда же можно получить ограничение на меру жесткости уравнения состояния вблизи  $\rho_f$  (например, ограничение на продолжительность действия уравнения состояния с  $\gamma = 1$ , или ограничение на константу  $b$  в уравнении состояния, использованном в [7]).

4. Однако значение фундаментальной длины  $l = l_p$  выделено по следующей причине. Заменяя в соотношении (4) индекс " $p$ " на " $f$ " (и для простоты считая  $\gamma_1 = 1/3$ ), получим

$$\Theta(t_0) = t_f^{1/2} t_{eq}^{1/6} t_0^{-2/3} \Theta_f.$$

Если за момент  $t_f$  принять не момент достижения плотности  $\rho_f$ , а "естественным" образом положить  $t_f = l_f / c$ , то  $\Theta(t_0) \sim 10^{-7} (l_f / 10^{-17} \text{ см})^{-1/2} K$ ,

что совпадает с наблюдаемой температурой только при  $l_f \approx l_p$ . Возможное отличие плотности вещества от критической мало сказывается на величине  $\Theta(t_0)$  [4]. Таким образом, среди возможных значений  $l_f$  только планковская длина выделена с эмпирико-космологической точки зрения.

5. Суммируя, можно заключить, что развитые в этой статье космологические соображения, во-первых, аргументируют в пользу асимптотической свободы при сверхвысоких плотностях, и, во-вторых, свидетельствуют о выделенном, с эмпирической точки зрения, положении планковской длины по сравнению с другими возможными значениями фундаментальной длины.

Авторы глубоко признательны В.Л.Гинзбургу, Д.А.Киржницу и В.П.Фролову за стимулирующие обсуждения.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
13 июля 1977 г.

### Литература

- [1] Н.Д. Politzer. Phys. Reports, 14, 130, 1974.
- [2] С.Ф. Chapline. Nature, 261, 550, 1976.
- [3] А.Д. Сахаров. Письма в ЖЭТФ, 3, 439, 1966.
- [4] Г.Е. Горелик, Л.М. Озерной. Письма в Астрон. ж., 3, в печати, 1977.
- [5] Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков. Строение и эволюция Вселенной, М., изд. Наука, 1975, стр. 168.
- [6] Д.А. Киржниц, В.Я. Файнберг. Письма в ЖЭТФ, 18, 590, 1973.
- [7] В.Л. Гинзбург, В.П. Фролов. Письма в Астрон. ж., 2, 474, 1976.