

# Сравнение шкал плотность – температура Вселенной в космологических моделях

## Comparison of density – temperature scales of the Universe in cosmological models

**Поройков С.Ю.**

Канд. физ.-мат. наук МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва  
e-mail: sporoykov@mail.ru

**Poroykov S.Yu.**

Ph. D. (Phys.-Math.) Lomonosov Moscow State University, Moscow  
e-mail: sporoykov@mail.ru

### Аннотация

Сравнены шкалы плотность – температура в теории горячей Вселенной (ТГВ) и стандартной космологической модели (СКМ). При адиабатическом расширении Вселенной в эпоху радиационного доминирования в ТГВ зависимость от температуры плотности вещества  $\rho \sim T^3$ , плотности энергии излучения  $\varepsilon \sim T^4$ . СКМ учитывает эпоху отделения излучения от вещества в зависимостях:  $\rho' \sim T^2$ ,  $\varepsilon' \sim T^3$ . В диапазоне температур 1 эВ – 1 ГэВ с учетом СКМ плотность Вселенной в  $\rho/\rho' \sim 10^3$  раз ниже, чем в ТГВ, а время ее расширения в  $t'/t = (\rho/\rho')^{1/2} \approx 30$  раз больше. Согласно ТГВ дейтерий образовался в эпоху нуклеосинтеза при  $T \sim 0,1$  МэВ и затем постепенно выгорал при доле барионов  $\Omega_b \sim 0,03$ . Оценена степень выгорания дейтерия с учетом СКМ относительно ТГВ с учетом критерия Лоусона  $\delta D = \rho' t'/\rho t \approx 0,03$ , т.е. обилие дейтерия с учетом СКМ соответствует космологической доле барионов  $\Omega_b' = \Omega_b/\delta D \approx 1$ .

**Ключевые слова:** теория горячей Вселенной, стандартная космологическая модель, нуклеосинтез, дейтерий.

### Abstract

Density-temperature scales in the hot universe theory (HUT) and the standard cosmological model (SCM) are compared. During the adiabatic expansion of the Universe in the era of radiation dominance in the HUT the dependence on temperature of the density of substance  $\rho \sim T^3$ , density radiation energy  $\varepsilon \sim T^4$ . The SCM takes into account the epoch of separation of radiation from substance in the dependences:  $\rho' \sim T^2$ ,  $\varepsilon' \sim T^3$ . In the temperature range 1 eV – 1 GeV within the SCM, the density of the Universe is  $\rho/\rho' \sim 10^3$  times lower than in the HUT, and its expansion time is  $t'/t = (\rho/\rho')^{1/2} \approx 30$  times longer. According to the HUT, deuterium was formed during the epoch of nucleosynthesis at  $T \sim 0.1$  MeV and then gradually burned out at a fraction of baryons  $\Omega_b \sim 0.03$ . The degree of deuterium burnout in the framework of the SCM relative to the HUT was estimated taking into account the Lawson criterion  $\delta D = \rho' t'/\rho t \approx 0.03$ , i.e. deuterium abundance within the SCM corresponds to the cosmological fraction of baryons  $\Omega_b' = \Omega_b/\delta D \approx 1$ .

**Keywords:** hot universe theory, standard cosmological model, nucleosynthesis, deuterium.

### Введение

*Теория горячей Вселенной (ТГВ) рассматривает температурную зависимость плотности вещества  $\rho \sim T^3$  и плотности энергии излучения  $\varepsilon \sim T^4$  при адиабатическом расширении*

Вселенной в эпоху доминирования излучения над веществом в условиях «вмороженности» в ионизованный газ.

*Стандартная космологическая модель* (СКМ) рассматривает плоскую Вселенную с  $\Lambda$ -членом, в которой происходит смена моделей расширения. СКМ учитывает эпоху доминирования вещества над излучением, в том числе в условиях их разделения, когда излучение охлаждается за счет красного смещения при расширении Вселенной при зависимостях:  $\rho' \sim T^2$ ;  $\varepsilon\nu' \sim T^3$ .

В ТГВ и СКМ баланс излучения и вещества  $\rho_b \sim \rho_\nu$  достигается при  $z \sim 10^4$ , что реализуемо при доле барионов  $\Omega_b \sim 0,5$ , что на порядок выше доли барионов  $\Omega_b \sim 0,03$  согласно ТГВ исходя из обилия дейтерия. Если доля барионов сравнима с их долей в галактиках  $\Omega_b \sim 0,05$ , баланс излучения и вещества достигается при  $z \sim 10^3$ , т.е. в эпоху его отделения от вещества. С учетом СКМ корректируется шкала плотность – температура ( $\rho - T$ ) Вселенной в ТГВ, что понижает ее плотность в диапазоне температур 1 эВ – 1 ГэВ в  $\rho/\rho' \sim 10^3 - 10^4$  раз (§ 1).

Согласно ТГВ при температуре  $\sim 1$  ГэВ плотность Вселенной  $\sim 10^{17}$  г/см<sup>3</sup>, что соответствует плотности массы излучения  $\varepsilon\nu/c^2 \sim 10^{17}$  г/см<sup>3</sup> согласно закону Стефана-Больцмана. Тем самым, *реликтовое излучение* (РИ) в ТГВ может быть обусловлено тепловым излучением горячей Вселенной, эквивалентным энерговыделению при вымирании барионов. С учетом СКМ при температуре  $\sim 1$  ГэВ параметр  $\varepsilon\nu/c^2 \sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> (на 3 порядка меньше), т.е. в рамках СКМ характеристики РИ определяет не закон Стефана-Больцмана, а барионная асимметрия горячей Вселенной (§ 2).

В ТГВ ядерная плотность вещества  $\sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> при доле барионов  $\Omega_b \sim 1$  достигается при температуре  $\sim 0,1$  ГэВ, что на порядок ниже, чем с учетом СКМ  $\sim 1$  ГэВ. Теория возникновения кварк-глюонной плазмы в области  $\geq 0,1$  ГэВ в рамках ТГВ предполагает космологическую долю барионов  $\Omega_b \sim 1$ . Также в ТГВ РИ возникает при «вымирании» барионов с долей  $\Omega_b = 1$ . Если элементарные частицы в диапазоне температур 0,1 – 1 ГэВ не переходят в состояние кварк-глюонной плазмы, их плотная упаковка становится невозможна (§ 3).

В эпоху «вмороженности» излучения в вещество при адиабатическом расширении Вселенной время ее расширения согласно ТГВ зависит от температуры  $t \sim 1/T^2$  и плотности  $t \sim 1/\sqrt{\rho}$ . Корректировка данной временной шкалы Вселенной с учетом СКМ увеличивает время расширения Вселенной в диапазоне  $T \sim 1$  эВ – 1 ГэВ в  $t'/t = (\rho/\rho')^{1/2} \approx 30 - 100$  раз (§ 4).

При шкале  $\rho - T$  в ТГВ и СКМ длительность эпохи нуклеосинтеза существенно выше времени захвата нейтронов протонами с образованием дейтерия, т.е. в обеих моделях доминирует процесс выгорания дейтерия. В рамках ТГВ наблюдаемое обилие дейтерия в Галактике образовалось в эпоху нуклеосинтеза при  $\Omega_b \sim 0,03$ . В более разреженной плазме с учетом СКМ при  $\rho'/\rho \sim 10^{-3}$ ;  $t'/t \approx 30$  степень выгорания дейтерия относительно ТГВ с учетом критерия Лоусона  $\delta D = \rho't'/\rho t \approx 0,03$ , т.е. наблюдаемое обилие дейтерия соответствует  $\Omega_b' = \Omega_b/\delta D \approx 1$ . Тем самым, доля барионов, оцениваемая исходя из обилия дейтерия, зависит от шкалы  $\rho - T$  в соответствующей космологической модели (§ 5).

## 1. Шкала плотность-температура Вселенной

При адиабатическом расширении Вселенной в эпоху доминирования излучения над веществом в условиях его «вмороженности» в ионизованный газ плотность вещества зависит от температуры  $\rho \sim T^3$  [1, с. 490]. Данную зависимость отражает соотношение:

$$\rho = \rho_a(T/T_a)^3, \quad (1)$$

где  $\rho_a$  – плотность Вселенной по окончании адиабатического расширения;  $T_a$  – ее температура в ту эпоху.

Формула (1) применима до температуры Вселенной  $T_b \sim 10^{12} - 10^{13}$  К, при которой «вымирают» барионы, т.е. аннигилируют антибарионы и барионы [2, с. 518]. При подобной тем-

пературе происходит скачок плотности вещества (табл. 1.), что учитывает зависимость, применимая при  $T \geq T_b$ :

$$\rho_b \approx \delta_{\nu p}(T/T_a)^3, \quad (2)$$

где  $\delta_{\nu p}$  – фотонно-барионное соотношение.

С учетом зависимости длины волны излучения от температуры (энергия фотона  $\epsilon_{\nu} \sim T$ ), плотность энергии излучения при адиабатическом расширении Вселенной:

$$\epsilon_{\nu} = \epsilon_a(T/T_a)^4, \quad (3)$$

где  $\epsilon_a$  – плотность энергии реликтового излучения по окончании адиабатического расширения Вселенной.

Формулы (1) и (3) следуют из уравнения Пуассона (4). Так, до рекомбинации первичного газа реликтовое (космологическое) излучение было жестко связано с веществом (в условиях рассеяния фотонов электронами) и находилось с ним в термодинамическом равновесии. Объемное излучение «запирается» в оптически толстой плазме и его роль в астрофизических объектах сводится к переносу энергии [3, с. 109].

В эпоху доминирования излучения, «вмороженного» в вещество, плотность энергии РИ намного превышала плотность кинетической и гравитационной энергии частиц первичного газа, так что материя была представима как фотонный газ. При адиабатическом расширении идеального газа его температуру описывает уравнение Пуассона:

$$TV^{\gamma-1} = \text{Const}, \quad (4)$$

где  $V$  – объем газа;  $\gamma = 4/3$  для фотонного и ультрарелятивистского ферми-газа [2, сс. 25-26].

Для ультрарелятивистского электронного ( $T > 1$  МэВ) и фотонного газа формула (4) соответствует зависимости  $V^{1/3} \sim 1/T$ , что соответствует зависимости концентрации фотонов (и ультрарелятивистских электронов) от температуры  $n_{\nu} \sim 1/V \sim T^3$ .

С учетом снижения энергии фотонов (при росте длины волны) по мере расширения Вселенной, плотность энергии излучения зависит от температуры по закону  $\epsilon_{\nu} \sim T^4$  (3).

Отметим, что формулы (1) и (3) для адиабатического расширения Вселенной в ТГВ распространяют на весь диапазон температур, вплоть до современной температуры *микроволнового фонового излучения* (МФИ)  $T_a = T_{\nu} \approx 2,7$  К. Вместе с тем, после отделения вещества от излучения характер расширения материи изменился. Если в эпоху радиационного доминирования излучение «вморожено» в газ и остывает за счет адиабатического расширения, то после отделения излучения от вещества оно практически свободно распространяется в прозрачной среде и остывает за счет красного смещения. Космологическое красное смещение связано с расширением Вселенной и обусловлено совместным действием эффектов Доплера и Эйнштейна (гравитационное красное смещение) [3, с. 488].

Напомним, излучение отделилось от первичного газа после рекомбинации, когда он превратился в смесь нейтральных атомов водорода и гелия, остыв до температуры  $\sim 4 \cdot 10^3$  К [4, с. 134]; по другим данным  $\sim 3 \cdot 10^3$  К [1, с. 498], что близко к температуре фотосферы красных карликов – холодных звезд спектрального класса М [5, с. 611], преимущественно охлаждающейся за счет излучения [3, с. 63].

Тем самым, после рекомбинации первичный газ мог остывать быстрее, чем отделившееся от него излучение. Данный фактор учитывает СКМ, согласно которой характер расширения Вселенной меняется при  $z \sim 10^4$ , включая эпоху рекомбинации водорода при  $z_r \sim 10^3$  [1, с. 490]. Согласно СКМ, средняя плотность нестационарной Вселенной критической плотности в эпоху, определяемую красным смещением  $z$ :

$$\rho = \rho_c(z + 1)^2, \quad (5)$$

где  $\rho_c$  – современная критическая плотность Вселенной.

В СКМ при расширении Вселенной излучение охлаждается за счет красного смещения. Плотность энергии излучения в СКМ:

$$\epsilon_{\nu} = \epsilon_0(z + 1)^3, \quad (6)$$

где  $\epsilon_0$  – современная плотность энергии реликтового излучения [1, с. 490].

Оценим период смены характера расширения Вселенной. Постоянной Хаббла  $H_0 \sim 70 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{Мпк}^{-1}$  [1, с. 467] соответствует критическая плотность Вселенной  $\rho_c \sim 9\cdot 10^{-30} \text{ г}/\text{см}^3$ . Ее отношение к плотности массы излучения (МФИ)  $\rho_\nu = \varepsilon_0/c^2 \sim 5\cdot 10^{-34} \text{ г}/\text{см}^3$  составляет  $\rho_c/\rho_\nu \approx 2\cdot 10^4$ ; их баланс достигается при  $\rho \sim \rho_\nu \approx 10^{-20} \text{ г}/\text{см}^3$  [2, с. 518] при  $z \sim 10^4$  [1, с. 490].

При температурных зависимостях (1), (3) в ТГВ и (5), (6) в СКМ для  $z \gg 10$  красное смещение в период достижения баланса излучения и вещества:

$$z \approx \Omega_b \rho_c c^2 / \varepsilon_0, \quad (7)$$

где  $c$  – скорость света;  $\Omega_b$  – доля барионов.

При  $\Omega_b \sim 1$  и приведенных выше параметрах  $z \approx 2\cdot 10^4$ . Параметр  $z \sim 10^4$  достижим при  $\Omega_b \approx \varepsilon_0 z / \rho_c c^2 \sim 0,5$ . Данные оценки более чем на порядок выше доли барионов согласно ТГВ исходя из обилия дейтерия  $\Omega_b \sim 0,03$  (§ 5).

Если доля барионов ограничивается их долей в галактиках  $\Omega_b = 0,0484 \pm 0,001$  по данным Planck 2015 [5] (§ 5), согласно формуле (7)  $z \approx 10^3$ , т.е. при доле барионов, наблюдаемых в галактиках, баланс излучения и вещества достигается в эпоху отделения излучения от рекомбинировавшего газа.

Отличие характера взаимодействия излучения и вещества, а также механизма его охлаждения аргументирует смену моделей расширения Вселенной в эпоху  $z_r \sim 10^3$ . Данный фактор учтен в табл. 1.

Совместный учет эпох до и после отделения излучения от вещества, отраженных в формулах (1) и (5) при  $T_a = T_r$ , позволяет связать плотность вещества с температурой Вселенной с учетом СКМ:

$$\rho = \rho_c (z_r + 1)^2 (T/T_r)^3, \quad (8)$$

где  $z_r$  – красное смещение в эпоху отделения излучения от вещества.

С учетом СКМ из формул (3) и (6) следует плотность энергии РИ:

$$\varepsilon_\nu = \varepsilon_0 (z_r + 1)^3 (T/T_r)^4. \quad (9)$$

Напомним, что первичный газ стал прозрачен для излучения, остыв до температуры  $T_r \sim 4\cdot 10^3 \text{ К}$  [4, с. 134]; по уточненным данным  $T_r \sim 3\cdot 10^3 \text{ К}$  [1, с. 498]. Если МФИ является реликтовым, период его отделения от вещества соответствует  $z_r \sim 1500$  [3, с. 488] или  $z_r \sim 1100$  [1, с. 498] соответственно.

Таблица 1

### Тепловая эволюция Вселенной

События	Температура	Плотность, г/см <sup>3</sup>			
		Теория горячей Вселенной		Стандартная космологическая модель	
		вещество	масса излучения	вещество	масса излучения
Сегодня	2,7 К	$9\cdot 10^{-30}$ ( $10^{-30}$ )	$5\cdot 10^{-34}$	$9\cdot 10^{-30}$ ( $10^{-30}$ )	$5\cdot 10^{-34}$
Отделение излучения от вещества	$z \sim 10^3$ ( $3\cdot 10^3 \text{ К}$ )	$10^{-20}$ ( $10^{-21}$ )	$10^{-21}$	$10^{-23}$ ( $10^{-24}$ )	$10^{-24}$
Радиационное доминирование	$z \sim 10^4$	$10^{-17}$ ( $10^{-18}$ )	$10^{-17}$	$10^{-21}$ ( $10^{-21}$ )	$10^{-21}$ ( $10^{-20}$ )
Нуклеосинтез	$10^9 \text{ К}$ (100 кэВ)	$10^{-3}$	10	$10^{-6}$	$10^{-2}$
Вымирание	$\sim 1 \text{ МэВ}$	$1 \leftarrow 10^5^*$	$10^5$	$10^{-3} \leftarrow 10^2^*$	$10^2$

электронов					
Вымирание барионов / Кварк-глюонная плазма	$\geq 100$ МэВ	$\geq 10^{14} \rightarrow \geq 10^6(10^{11}*)$	$\geq 10^{13}$	$\geq 10^3 (10^8*)$	$\geq 10^{10}$
Кварк-глюонная плазма	$< 1$ ГэВ	$< 10^{17}$	$< 10^{17}$	$< 10^{14} \rightarrow < 10^6(10^{11}*)$	$< 10^{14}$
Кварк-глюонная плазма	1 ГэВ	$10^{17}$		$10^{14}$	

В табл. 1. представлена зависимость плотности вещества (барионной и электронной\* компонент) и плотности массы излучения (МФИ)  $\rho_\nu = \epsilon_\nu/c^2$  от температуры для ТГВ с учетом данных [1, с. 498]; [2, с. 518]; [6], а также расчет с учетом СКМ. В диапазоне температур 1 МэВ – 1 ГэВ параметр  $\rho_\nu$  соответствует электронно-фотонной компоненте. В области 3 эВ – 1 МэВ материя представима как фотонный газ. Соответствующие параметры в области  $z \leq 10^4$  приведены для космологической доли барионов  $\Omega_b \sim 1$ , а также  $\Omega_b \sim 0,1$  (в скобках) при фотонно-барионном соотношении  $\delta_\nu \sim 10^8$  и  $\delta_\nu \sim 10^9$  соответственно [2, с. 178].

Согласно одной из моделей ТГВ при расширении Вселенной, сопровождающемся ее охлаждением от 1 ГэВ до 100 МэВ, барионная асимметрия уменьшилась в 5 раз из-за подогрева фотонного газа при аннигиляции тяжелых частиц [2, с. 178]. В данной модели ТГВ при температуре 1 ГэВ количество частиц разных сортов примерно одинаково. После барионов «вымирают» мезоны, мюоны, а затем электрон-позитронные пары [2, с. 518] (§ 2). В зависимости от космологической модели и доли барионов, их «вымирание» происходит в диапазоне температур 100 МэВ – 1 ГэВ, после выхода вещества из состояния кварк-глюонной плазмы (§ 3).

При температуре выше  $> 1$  МэВ ( $> 10^{10}$  К) в ходе реакций  $e^- + e^+ \leftrightarrow 2\gamma$  устанавливается равновесие между числом фотонов и числом электронов и позитронов, образующих электронно-фотонную компоненту. При меньшей температуре  $T < mc^2/k = 6 \cdot 10^9$  К ( $mc^2 = 0,51$  МэВ) электрон-позитронные пары аннигилируют [2, с. 86], насыщая фотонный газ, т.е. число фотонов увеличивается примерно вдвое; число оставшихся электронов снижается до уровня, равного числу протонов. При этом масса электронов снижается в  $\Delta_e = \delta_\nu mc/m_p \approx 10^5$  раз при фотонно-барионном соотношении  $\delta_\nu \sim 10^8$  (в табл. 1 плотность электронов приведена в скобках и обозначена знаком \*).

Теоретические зависимости плотности барионов  $\rho$  (Т) (1) в ТГВ и  $\rho'(Т)$  (8) с учетом СКМ не учитывают скачок плотности вещества  $\Delta_e \sim 10^5$  при «вымирании» электрон-позитронных пар в области  $\sim 1$  МэВ. Кроме того, плотность вещества в виде электронной компоненты с ростом температуры в диапазоне от 1 МэВ до 100 МэВ – 1 ГэВ (область «вымирания барионов») растет пропорционально плотности барионов.

При современной плотности массы излучения (МФИ)  $\rho_\nu = \epsilon_\nu/c^2 \approx 5 \cdot 10^{-34}$  г/см<sup>3</sup>, ее рост опережает рост плотности вещества  $\rho_b = m\nu_b$  при постоянном фотонно-барионном соотношении  $\delta_\nu = \nu_\nu/\nu_b$ , так что плотность энергии излучения достигает плотности массы покоя вещества в ТГВ при температуре  $T \sim 10^4$  К [2, с. 518], что согласно зависимости (7) возможно при доле барионов  $\Omega_b \sim 0,5$ ; либо  $T \sim 10^3$  К при  $\Omega_b \sim 0,05$ .

Если МФИ является реликтовым, плотность его энергии способна обеспечить фотонно-барионное соотношение  $\delta_\nu \sim 10^8$  для космологической доли барионов  $\Omega_b \sim 1$  при температуре  $\sim 1$  ГэВ при плотности Вселенной  $\sim 10^{17}$  г/см<sup>3</sup> (Табл. 1.) Так, в одной из моделей ТГВ барионы существовали при температуре  $\sim 10^{13}$  К (1 ГэВ) в плазме плотностью  $\sim 10^{18}$  г/см<sup>3</sup>, которая также содержала электроны разные сорта мезонов, мюонов, нейтрино, их античастицы, а также фотоны [2, с. 518]. При температуре  $T < 1$  ГэВ происходит «вымирание» барионов и плотность вещества снижается, обеспечивая эквивалентную плотность энергии излучения.

Из формулы (5) в СКМ следует соотношение  $\rho' \sim T^2$ , что отличается от зависимости  $\rho \sim T^3$  (1) в ТГВ для адиабатического расширения Вселенной. Если излучение отделилось от веще-

ства при  $z_r \sim 10^3$ , данная корректировка уменьшает плотность вещества в диапазоне температур 1 эВ – 1 ГэВ в СКМ в  $\rho/\rho' \sim 10^3$  раз в сравнении с его плотностью согласно ТГВ.

## 2. Соотношение плотности вещества и излучения в горячей Вселенной

В условиях зависимости температуры РИ от красного смещения  $T_v = T_0(z + 1)$  при зависимости плотности энергии излучения, «вмороженного» в вещество горячей Вселенной, плотность энергии РИ растет с температурой  $\varepsilon_v \sim T^4$  (§ 1), что соответствует закону Стефана-Больцмана. Напомним, объемная плотность энергии излучения абсолютно черного тела согласно закону Стефана-Больцмана:

$$\varepsilon_v = aT^4, \quad (10)$$

где  $a = 4\sigma/c$  ( $c$  – скорость света) [4, с. 626] при  $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8}$  Вт/м<sup>2</sup>·К [7, с. 690].

Современной температуре МФИ  $T_v = 2,7$  К [4, с. 134] согласно формуле (10), соответствует плотность энергии излучения абсолютно черного тела  $\varepsilon_v \approx 0,25$  эВ/см<sup>3</sup>, что соответствует плотности энергии МФИ [4, с. 135].

Если МФИ является реликтовым, при температуре аннигиляции нуклонов и антинуклонов  $\sim 1$  ГэВ ( $\sim 10^{13}$  К) плотность его энергии составляла  $\varepsilon \approx 5 \cdot 10^{49}$  эВ/см<sup>3</sup>, что эквивалентно плотности массы излучения той эпохи  $\varepsilon/c^2 \approx 8 \cdot 10^{16}$  г/см<sup>3</sup> и соответствует оценке в ТГВ:  $\varepsilon/c^2 \sim 10^{17}$  г/см<sup>3</sup> (табл. 1.), т.е. *согласно закону Стефана-Больцмана реликтовое излучение может быть обусловлено тепловым излучением горячей Вселенной, эквивалентным энерговыделению при вымирании барионов.*

Так, плотность энергии кварк-глюонной плазмы рассчитывается на основе спектра масс реальных адронов на основе формулы Стефана-Больцмана  $\varepsilon = \sigma T^4$  с коэффициентом  $\sigma$  как у идеального газа безмассовых кварков и глюонов [3, с. 340].

С учетом СКМ при температуре 1 ГэВ параметр  $\varepsilon_v/c^2 \sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> (табл. 1.), что на 3 порядка меньше, чем в ТГВ. Тем самым, *в рамках СКМ характеристики реликтового излучения определяет не закон Стефана-Больцмана, а барионная асимметрия горячей Вселенной.*

Напомним, источником энерговыделения в ТГВ является аннигиляция барионов и антибарионов. При адиабатическом расширении горячей Вселенной фотонно-барионное соотношение  $\delta_v = n_v/n_b$  не меняется. При этом с ростом температуры плотность массы РИ  $\rho_v = \varepsilon_v/c^2$  опережает рост плотности вещества  $\rho_b = m_b n_b$  [2, с. 518].

Аппроксимация зависимости  $\varepsilon_v \sim T^4$  (3) в область энергии фотонов, соответствующих массе покоя барионов, в сравнении с зависимостью  $\rho \sim T^3$  (2) в ТГВ, позволяет оценить фотонно-барионное соотношение:

$$\delta_v = \varepsilon_v/\rho c^2. \quad (11)$$

Если МФИ является реликтовым, при температуре Вселенной  $\sim 10^{13}$  К согласно формуле (3), используемой в ТГВ, плотность энергии РИ  $\varepsilon_v \approx 5 \cdot 10^{49}$  эВ/см<sup>3</sup> при параметре  $\varepsilon_v/c^2 \sim 10^{17}$  г/см<sup>3</sup>, в то время как плотность вещества согласно формуле (1) могла достигать  $\rho \sim 10^9$  г/см<sup>3</sup> (Табл. 1.) При данных параметрах фотонно-барионное соотношение  $\delta_v \sim 10^8$ , что соответствует известной оценке  $\delta_v \sim 10^8$  для МФИ при  $\Omega_b \sim 1$  [2, с. 178].

Если плотность барионов равна космологической, то исходя из радиуса барионов  $\sim 1$  Фм возникает проблема их плотной упаковки при плотности горячей Вселенной  $\sim 10^{17}$  г/см<sup>3</sup> с температурой  $\sim 1$  ГэВ. В этой связи предполагается, что горячая Вселенная находилась в состоянии кварк-глюонной плазмы вплоть до охлаждения до температуры  $\sim 0,1$  ГэВ, когда ее плотность понизилась до ядерной плотности  $\sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> (§ 3).

Барионы могли образоваться при испарении кварк-глюонной плазмы. Протоны и антипротоны аннигилируют  $p^+ + p^- \rightarrow 2\gamma$  при температуре, соответствующей их массе покоя  $E_p = m_p c^2 \sim 1$  ГэВ. У мезонов и их античастиц масса покоя 135 – 140 МэВ; у мюонов 106 МэВ (§ 3). Если кварк-глюонная плазма распадается при температуре 100 – 150 МэВ, в фотонно-барионное соотношение преимущественно вносит вклад аннигиляция мезонов и мюонов с их

античастицами. При энергии фотонов при аннигиляции частиц и античастиц  $E_i = mc^2$  барионная асимметрия:

$$\delta b = nE_i/\varepsilon_\nu, \quad (12)$$

где  $\varepsilon_\nu$  – плотность энергии излучения;  $E_i$  – энергия аннигиляции частиц.

При температуре «вымирания» барионов в горячей Вселенной  $T \sim 0,1$  ГэВ согласно шкале  $\rho - T$  в ТГВ, плотность оставшегося барионного вещества  $\rho \sim 10^6$  г/см<sup>3</sup> при  $\varepsilon_\nu/c^2 \sim 10^{13}$  г/см<sup>3</sup> (Табл. 1);  $\varepsilon_\nu \sim 10^{46}$  эВ/см<sup>3</sup> и концентрации оставшихся барионов  $n = \rho/m_p \approx 10^{30}$  см<sup>-3</sup>. При  $E_i \sim 0,1$  ГэВ барионная асимметрия  $\delta b \approx 10^{-8}$ , что соответствует известной оценке для МФИ  $\delta b \sim 10^{-8}$  (при  $\Omega_b \sim 1$ ). Образование кварк-глюонной плазмы при температуре  $\sim 0,1$  ГэВ в ТГВ согласуется со шкалой  $\rho - T$  при космологической доле барионов  $\Omega_b \sim 1$  (§ 3).

С учетом СКМ кварк-глюонная плазма распадется при  $T \sim 1$  ГэВ при  $\varepsilon_\nu/c^2 \sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>;  $\rho \sim 10^6$  г/см<sup>3</sup> (Табл. 1);  $\varepsilon_\nu \sim 10^{47}$  эВ/см<sup>3</sup> и  $n \approx 10^{30}$  см<sup>-3</sup>. При энергии аннигиляции протонов и антипротонов  $E_i \sim 1$  ГэВ согласно (12) барионная асимметрия  $\delta b \approx 10^{-8}$ , что также соответствует МФИ при  $\Omega_b \sim 1$ . С учетом СКМ образование кварк-глюонной плазмы при температуре  $\sim 1$  ГэВ также согласуется со шкалой  $\rho - T$  при космологической доле барионов.

*В горячей Вселенной реликтовое излучение возникает при «вымирании» барионов при их доле  $\Omega_b = 1$ . При этом при радиационном доминировании РИ обеспечит расширение Вселенной без присутствия не барионной материи. В то же время, исходя из обилия дейтерия в рамках ТГВ в эпоху первичного нуклеосинтеза доля барионов  $\Omega_b \sim 0,03$  (§ 5). Тем самым, в рамках ТГВ возникает внутреннее противоречие, связанное с долей барионов.*

В рамках СКМ (модели плоской Вселенной с  $\Lambda$ -членом при  $\Omega_\Lambda \sim 0,7$  [1, с. 489]) появление не барионной материи (гипотетической), связываемой с расширением Вселенной, допускается при красном смещении  $z = 1 - 100$ , что включает период образования гравитационно-связанных объектов, возникших после рекомбинации при  $z \leq 20$  [1, с. 491].

### 3. Горячая Вселенная в состоянии кварк – глюонной плазмы

При достижении веществом ядерной плотности оно может переходить в состояние кварк – глюонной плазмы. Ядерная плотность  $\sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> сравнима с плотностью атомных ядер и нейтронных звезд [8, с. 686]. Так, существование кварк – глюонной плазмы допускается в центре нейтронных звезд [3, с. 340], [4, с. 281]. Согласно теоретическим оценкам, кварк-глюонная плазма может образоваться при температуре  $T \sim 100 - 200$  МэВ [3, сс. 339, 471]. По другим оценкам, при  $T > 150$  МэВ [1, с. 494]. Подобной энергии соответствует масса наиболее распространенных  $\pi$ -мезонов 135 – 140 МэВ [4, с. 583] и мюонов  $\sim 106$  МэВ [4, с. 230].

В лабораторных условиях кварк-глюонная плазма с температурой  $\sim 150$  МэВ наблюдается при столкновениях высокоэнергетичных тяжелых ядер, начиная с 2005 г. в виде почти идеальной и сильно непрозрачной жидкости. Состояние кварк-глюонной плазмы с большей температурой  $> 1$  ГэВ пока не изучено. При энергии, превышающей массу покоя частиц (кварков), излучение может происходить в виде элементарных частиц.

Радиус адронов  $r \sim 1$  Фм ( $1$  Фм =  $10^{-15}$  м), включая протоны  $r_p \sim 0,8$  Фм,  $\pi$ -мезоны  $r_\pi \sim 0,7$  Фм [5, с. 243], нейтроны  $r_n \sim 0,8$  Фм [4, с. 268]. *Плотная упаковка барионов соответствует ядерной плотности  $\rho \sim m_p/(2r)^3 \approx 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>. Ядерная плотность соответствует концентрации барионов  $n = \rho/m_p \approx 10^{38}$  см<sup>-3</sup> при расстоянии между ними  $2r \sim 1/n^{1/3} \approx 2$  Фм. Так, квантово-механическая модель соотносит энергию частиц с расстоянием между ними и рассматривает вещество ядерной плотности при  $T \geq 0,1$  ГэВ как кварк-глюонную плазму [3, с. 471].*

В ТГВ ядерная плотность материи достигается при температуре  $T \sim 0,1$  ГэВ, что на порядок ниже, чем с учетом СКМ  $T' \sim 1$  ГэВ (табл. 1). В ТГВ при температуре  $\sim 1$  ГэВ плотность Вселенной  $\sim 10^{17}$  г/см<sup>3</sup> на 3 порядка больше ядерной плотности. Если не учитывать переход к кварк-глюонной плазме, в ТГВ возникает проблема упаковки барионов в области температуры  $T > 0,1$  ГэВ, т.е. выше температуры их вымирания. Так, при температуре  $\sim 0,1$  ГэВ ядерная плотность  $\sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> в ТГВ достигается при  $\Omega_b \sim 1$ . Тем самым, *теория возникновения*

кварк-глюонной плазмы при температуре  $\geq 0,1$  ГэВ в рамках ТГВ предполагает космологическую долю барионов  $\Omega_b \sim 1$ .

Напомним, РИ в ТГВ возникает при «вымирании» барионов при их доле  $\Omega_b = 1$ ; не барионная материя возникает в СКМ после эпохи рекомбинации (§ 2).

В ТГВ вещество при температуре  $\sim 1$  ГэВ также рассматривается как плазма, содержащая элементарные частицы: нуклоны, мезоны, мюоны, электроны, нейтрино и их античастицы, фотоны [2, с. 518]. Отметим, если в диапазоне температур  $0,1 - 1$  ГэВ вещество состоит из элементарных частиц (барионов), не переходящих в состояние кварк-глюонной плазмы, в рамках ТГВ возникает противоречие, связанное с их упаковкой.

Так, плотности вещества  $\rho \sim 10^{17}$  г/см<sup>3</sup> соответствует расстояние между нуклонами  $\Delta r \sim (m_p/\rho)^{1/3} \approx 0,2$  Фм. Плотная упаковка частиц возможна при их радиусе  $r = \Delta r/2 \approx 0,1$  Фм, что на порядок меньше радиуса адронов  $\sim 1$  Фм [5, с. 243] и удовлетворяет радиусу кварков  $< 10^{-3}$  Фм [3, с. 340].

#### 4. Временная шкала в космологических моделях

В эпоху доминирования излучения в условиях его «вмороженности» в вещество при адиабатическом расширении Вселенной плотность массы излучения  $\rho_v = \varepsilon v/c^2$  росла с температурой  $\rho_v \sim T^4$  (§ 1), а время расширения Вселенной падало  $t \sim 1/T^2$  [1, с. 490]; [2, с. 518]. При этом в эпоху доминирования излучения время расширения Вселенной определяет плотность массы излучения  $\rho_v$ . В СКМ время расширения Вселенной:

$$t = (1/8\pi G\rho)^{1/2}, \quad (13)$$

где  $G$  – гравитационная постоянная [1, с. 482].

СКМ учитывает смену характера расширения Вселенной по окончании радиационного доминирования, в эпоху рекомбинации (§ 1), что выражается в связи возраста Вселенной и постоянной Хаббла  $t = 2/(3H_0)$  [1, с. 491].

Смена моделей расширения Вселенной в эпоху  $z \sim 10^3$  приводит к скачку ее плотности в диапазоне температур  $1$  эВ –  $1$  ГэВ с учетом СКМ в  $\rho/\rho' \sim 10^3$  раз в сравнении со шкалой  $\rho - T$  в ТГВ (§ 1). Согласно формуле (13) время расширения Вселенной (при равной температуре) с учетом СКМ в  $t'/t = (\rho/\rho')^{1/2} \approx 30$  раз больше, чем в ТГВ (табл. 2).

Таблица 2

#### Динамика расширения Вселенной

События	Температура	Теория горячей Вселенной		Стандартная космологическая модель	
		Плотность вещества и массы излучения	Время расширения Вселенной	Плотность вещества и массы излучения	Время расширения Вселенной
Сегодня	2,7 К	$10^{-29}$ г/см <sup>3</sup>	$\sim 10$ млрд. лет	$10^{-29}$ г/см <sup>3</sup>	13,4 млрд. лет
Отделение излучения от вещества	$3 \cdot 10^3$ К	$10^{-20}$ г/см <sup>3</sup>	$z \sim 10^3$	$10^{-23}$ г/см <sup>3</sup>	$z \sim 10^3$
Баланс вещества и излучения	$3 \cdot 10^4$ К	$10^{-17}$ г/см <sup>3</sup>	$z \sim 10^4$	$10^{-20}$ г/см <sup>3</sup>	$z \sim 10^4$
Нуклеосинтез	$10^9$ К (100 кэВ)	$10$ г/см <sup>3</sup>	100 с	$10^{-2}$ г/см <sup>3</sup>	$3 \cdot 10^3$ с

Вымирание электронов	<1 МэВ	<10 <sup>5</sup> г/см <sup>3</sup>	>1 с	>10 <sup>2</sup> г/см <sup>3</sup>	>30 с
Вымирание барионов / Кварк-глюонная плазма	100 МэВ	10 <sup>13</sup> г/см <sup>3</sup>	10 <sup>-4</sup> с	10 <sup>10</sup> г/см <sup>3</sup>	3·10 <sup>-3</sup> с
	≥200 МэВ	≥10 <sup>14</sup> г/см <sup>3</sup>	≤10 <sup>-4</sup> с	≥10 <sup>11</sup> г/см <sup>3</sup>	≤3·10 <sup>-3</sup> с
	<1 ГэВ	<10 <sup>17</sup> г/см <sup>3</sup>	>10 <sup>-6</sup> с	<10 <sup>14</sup> г/см <sup>3</sup>	>3·10 <sup>-5</sup> с
Кварк-глюонная плазма	>1 ГэВ	>10 <sup>17</sup> г/см <sup>3</sup>	<10 <sup>-6</sup> с	>10 <sup>14</sup> г/см <sup>3</sup>	<3·10 <sup>-5</sup> с

В табл. 2. приведено время расширения Вселенной в зависимости от суммарной плотности вещества и плотности массы излучения, принятой в ТГВ, а также при корректировке шкалы  $\rho - T$  с учетом СКМ при доле барионов  $\Omega_b \sim 1$ .

Например, первичный нуклеосинтез в горячей Вселенной происходил при температуре  $T \sim 0,1$  МэВ ( $\sim 10^9$  К); при расчете обилия синтезируемого дейтерия традиционно учитывается плотность и время расширения Вселенной  $\sim 200$  с (3 мин), принятое в ТГВ [1, с. 496]; [6].

Если МФИ является реликтовым, время расширения Вселенной в эпоху нуклеосинтеза с учетом СКМ согласно (13) могло достигать  $t \sim 3 \cdot 10^3$  с. Это в несколько раз больше времени жизни свободных нейтронов  $\sim 900$  с [4, с. 267]. Для сравнения, при корректировке шкалы  $\rho - T$  с учетом СКМ время захвата нейтронов протонами  $\sim 20$  с (§ 5), что на порядок меньше  $t$ . Тем самым, основная доля образуемого при первичном нуклеосинтезе дейтерия выгорает. При этом корректировка временной шкалы Вселенной с учетом СКМ меняет обилие космологического дейтерия исходя из критерия Лоусона (§ 5).

## 5. Проблема космологического дейтерия

Согласно ТГВ наблюдаемое в Галактике обилие дейтерия по массе  $X \sim 3 \cdot 10^{-5}$  могло образоваться в эпоху первичного нуклеосинтеза при доле барионов  $\Omega_b \sim 0,03$  [1, с. 496]; [3, с. 479], что сопоставимо с долей барионов в галактиках  $\Omega_b = 0,0484 \pm 0,001$  по данным Planck 2015 [5]. Вместе с тем, теория гравитационных неустойчивостей применительно к формированию крупномасштабной структуры Вселенной свидетельствует в пользу  $\Omega_b \sim 1$ , что является космологической проблемой [3, с. 479]. Для сравнения, в ТГВ и СКМ РИ возникает при «вымирании» барионов при их доле  $\Omega_b \sim 1$  (§ 2).

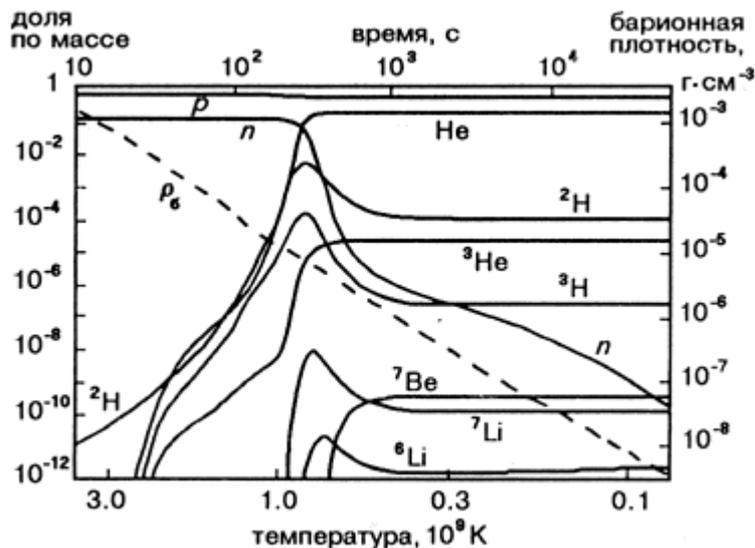
Значительную часть барионов содержит горячий ионизованный межгалактический газ плотностью  $\sim 10^{-3}$  см<sup>-3</sup> в коронах галактик [1, с. 496] и их скоплениях [4, с. 81], проявляющийся в рентгеновском излучении в спектральных линиях тяжелых элементов [10]; [11], а также эффекте Зельдовича-Сюняева [5, с. 545]; [12]. С учетом межгалактического газа доля барионов в пределах корон галактик  $\Omega_b \leq 0,15$  [4, с. 81]; по уточненным данным  $\Omega_b = 0,18 \pm 0,04$  [10]; [11]. Для сравнения, доля чрезвычайно разреженного ( $\sim 10^{-7}$  см<sup>-3</sup>) ионизованного газа в войдах (пустотах между галактиками)  $\Omega_{gv} = 0,05 \pm 0,025$  [13].

Кроме того, ряд групп (MACNO, EROS, OGLE) наблюдали две сотни событий микролинзирования в гало (короне) Галактики [1, с. 274], в том числе вызванные маломассивными звездами низкой светимости [1, с. 369]. Установлено, что до 20% скрытой (вириальной) массы гало Галактики формируют звезды массой (0,15 – 0,9)  $M_\odot$  [14], что соответствует массе красных и белых карликов (тусклых звезд). Тем самым, доля наблюдаемых барионов на порядок выше оценки исходя из обилия дейтерия в ТГВ.

На основе ТГВ также рассчитывается обилие ряда других легких элементов, образуемых при первичном нуклеосинтезе. Согласно ТГВ при температуре  $>1$  МэВ существовали лишь протоны и нейтроны; сложные ядра существовать не могли, т.к. они разрушались при столк-

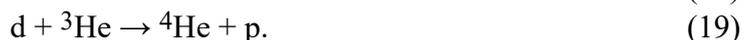
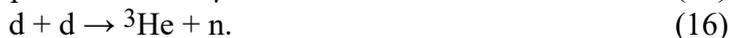
новении с фотонами, электронами и позитронами [1, с. 495]. Нуклеосинтез происходил при  $T \sim 0,1$  МэВ через 200 с после начала расширения Вселенной [1, с. 496].

На рис. 1. представлен выход легких элементов, а также барионно-фотонное соотношение (штриховая линия) в эпоху первичного нуклеосинтеза исходя из ее длительности и плотности вещества в рамках ТГВ [6].

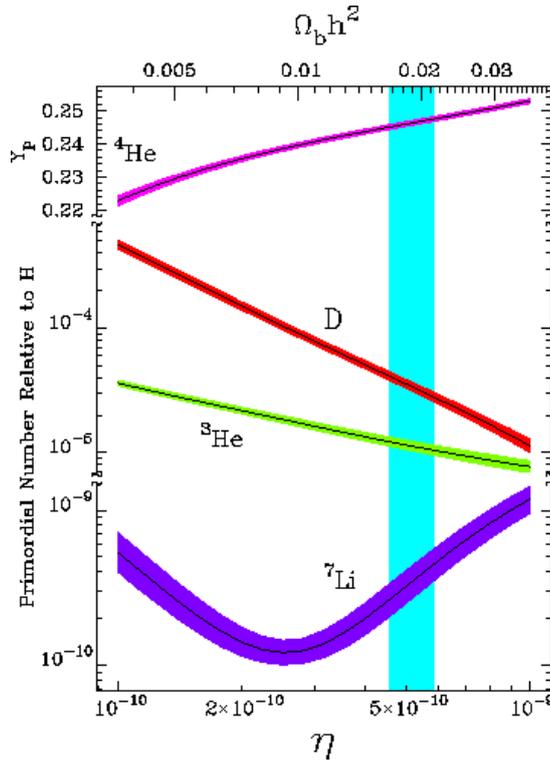


**Рис. 1.** Выход легких ядер на этапе космологического нуклеосинтеза

Синтез дейтерия, а также его выгорание происходит преимущественно в ходе следующих ядерных реакций [6]; [8, с. 104]:



На рис. 2 представлен расчет содержания легких элементов в эпоху первичного нуклеосинтеза (число атомов по отношению к атомам водорода  $\eta$ ) и плотности барионного вещества  $\Omega_b$  (верхняя шкала). Вертикальная полоса соответствует наблюдениям обилия легких элементов по спектрам далеких квазаров [1, с. 497].



**Рис. 2.** Обилие элементов, образуемых при первичном нуклеосинтезе

Сравним длительность эпохи нуклеосинтеза с временем радиационного захвата нейтронов протонами  $\tau = 1/v$  в ходе реакции (14) исходя из длины пробега частиц  $l = 1/\sigma n$  до их вступления в реакцию:

$$\tau = 1/\sigma v n, \quad (20)$$

где  $\sigma$  – сечение ядерной реакции;  $v$  – тепловая скорость частиц.

При температуре нуклеосинтеза  $T \sim 10^9$  К тепловая скорость нуклонов  $v = (3kT/m_p)^{1/2} \approx 5 \cdot 10^6$  м/с. Плотность нуклонов в эпоху нуклеосинтеза  $\rho \sim 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup> (Табл. 1.); их концентрация  $n = \rho/m_p \approx 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. У быстрых нейтронов с энергией  $E \sim kT \sim 0,1$  МэВ сечение радиационного захвата протонами  $\sigma \sim 10^{-4}$  барн (1 барн =  $10^{-28}$  м<sup>2</sup>). При данных условиях согласно (20) время захвата нейтронов протонами  $\tau \approx 2 \cdot 10^{-2}$  с.

В ТГВ время расширения Вселенной в эпоху нуклеосинтеза  $t \sim 200$  с [1, с. 496], что в  $t/\tau \approx 10^4$  раз больше. Тем самым, согласно ТГВ, нейтроны быстро захватываются протонами с образованием дейтерия, который затем выгорает в ходе ядерных реакций (15-19). Из-за высокого фотонно-барионного соотношения (при планковском спектре РИ) часть дейтерия в эпоху нуклеосинтеза подвергается фоторасщеплению:



Фоторасщепление дейтерия происходит при поглощении кванта с энергией 2,2 МэВ [6] с образованием свободных нейтронов, которые повторно вступают в реакции. Это затягивает процесс синтеза дейтерия и снижает его долю, но в целом не меняет ход физических процессов, представленных на рис. 1.

Для сравнения, с учетом СКМ в эпоху нуклеосинтеза плотность нуклонов  $\rho' \sim 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup> (Табл. 1.); их концентрация  $n' \approx 10^{24}$  см<sup>-3</sup>. Время захвата нейтронов протонами  $\tau' \approx 20$  с согласно (20), что на порядок меньше времени жизни свободных нейтронов  $\sim 900$  с [4, с. 267]. С учетом СКМ время расширения Вселенной в эпоху нуклеосинтеза в  $t'/t = (\rho/\rho')^{1/2} \approx 30$  раз больше, чем в ТГВ  $t \sim 200$  с (§ 4) и достигает  $t' \sim 6 \cdot 10^3$  с при  $t'/\tau' \approx 3 \cdot 10^2$ . Тем самым, в обеих моделях при первичном нуклеосинтезе нейтроны захватываются протонами, образуя дейтерий, который затем постепенно выгорает.

Время выгорания дейтерия в зависимости от плотности и времени расширения горячей Вселенной можно оценить с учетом критерия Лоусона для ядерных реакций. Например, ядерная p-d реакция (15) может протекать в случае, если расстояние  $L = vt$ , пройденное протоном за время расширения Вселенной  $t$ , превысит его длину пробега  $l = 1/\sigma n$  до вступления в реакцию с ядром дейтерия. Из соотношения  $L/l \geq 1$  следует критерий:

$$nt \geq 1/\sigma v. \quad (22)$$

Напомним, в ТГВ плотность вещества  $n \sim T^3$  (§ 1); время расширения Вселенной  $t \sim 1/T^2$  (§ 4), т.е. применительно к горячей Вселенной параметр Лоусона пропорционален ее температуре  $nt \sim T$ . Тепловая скорость частиц зависит от температуры  $v \sim \sqrt{T}$ ; также сечение ядерной реакции зависит от температуры, т.е. у каждой ядерной реакции свой критерий Лоусона. Например, для плазмы с температурой  $T > 10$  кэВ при сгорании дейтерия в ходе d-d реакции (15) критерий Лоусона  $nt > 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$  [3, с. 613].

Сечение d-d реакции (0,1 барн) на 5 порядков больше, чем p-d реакции ( $10^{-6}$  барн) [8, с. 104], т.е. в горячей Вселенной дейтерий сначала выгорает в ходе d-d реакции. Температуре эпохи нуклеосинтеза  $\sim 0,1$  МэВ для d-d реакции соответствует  $nt > 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ ; для p-d реакции (15)  $nt > 10^{21} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ .

В ТГВ при  $T \sim 0,1$  МэВ время  $t \sim 200$  с [1, с. 496];  $\rho \sim 10^{-3} \text{ г/см}^3$  (Табл. 1.);  $n \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ; параметр  $nt \approx 3 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ . В СКМ  $t' \sim 10^4$  с (Табл. 2.),  $\rho' \sim 10^{-6} \text{ г/см}^3$  (Табл. 1.), т.е.  $n' \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$  параметр  $n't' \approx 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ . Обе оценки удовлетворяют критерию Лоусона, что указывает на эффективность процесса выгорания дейтерия в эпоху нуклеосинтеза в ТГВ и СКМ.

В условиях выгорания дейтерия образуется лишь в ходе неравновесных процессов [9]. Степень выгорания дейтерия в эпоху нуклеосинтеза с учетом СКМ относительно ТГВ с учетом критерия Лоусона:

$$\delta D = \rho't'/\rho t = (\rho'/\rho)^{1/2}, \quad (23)$$

где  $\rho, t$  – плотность и время расширения Вселенной в ТГВ;  $\rho', t'$  – в СКМ.

Если в рамках СКМ смена моделей расширения Вселенной происходит при  $z_r \sim 10^3$ , в диапазоне температур 1 эВ – 1 ГэВ плотность Вселенной в  $\rho/\rho' \sim 10^3$  раз ниже, чем в ТГВ (§ 1), а время ее расширения в  $t'/t = (\rho/\rho')^{1/2} \approx 30$  раз больше (§ 4). Согласно соотношению (23), степень выгорания дейтерия с учетом СКМ относительно ТГВ  $\delta D \approx 0,03$ .

Дейтерий выгорает при температурах выше  $> 6 \cdot 10^5$  К за  $\sim 10^4$  с в реакциях типа  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$  (15), и в звездах он не обнаружен [6]. С учетом выгорания дейтерия в звездах доля барионов с учетом СКМ:

$$\Omega_b' \approx \Omega_b X / \delta D X_0, \quad (24)$$

где  $\Omega_b$  – доля барионов согласно ТГВ;  $X_0$  – обилие космологического дейтерия (при завершении нуклеосинтеза);  $X$  – его современное обилие.

Наблюдаемое обилие дейтерия в Галактике  $X \sim 3 \cdot 10^{-5}$  согласно ТГВ, могло образоваться при доле барионов  $\Omega_b \sim 0,03$  [1, с. 496]; [3, с. 479] (Рис. 2). Если не учитывать выгорание дейтерия в звездах, т.е.  $X_0 = X$ , при  $\delta D \sim 0,03$  (23) согласно (24)  $\Omega_b' \approx 1$ . Тем самым, если смена моделей расширения Вселенной с учетом СКМ происходит при  $z_r \sim 10^3$ , обилие космологического дейтерия соответствует его обилию в Галактике при доле барионов  $\Omega_b \sim 1$ .

Если строго следовать СКМ, смена моделей расширения Вселенной происходит при  $z \sim 10^4$  [1, с. 490], что реализуемо при  $\Omega_b \sim 0,5$  (§ 1). В этом случае плотность Вселенной с учетом СКМ в  $\rho/\rho' \sim 10^4$  раз ниже, чем в ТГВ (Табл. 1) при параметре  $\delta D \approx 0,01$  согласно (23).

С ростом плотности горячей Вселенной доля синтезируемого дейтерия падает [6]; [9]. Из формулы (24) следует соотношение  $X_0 = X \Omega_b / \delta D \Omega_b'$ . При  $X \sim 3 \cdot 10^{-5}$  в условиях ограничения  $\Omega_b' \leq 1$ , если смена моделей расширения Вселенной с учетом СКМ происходит при  $z \sim 10^4$ , доля космологического дейтерия при завершении первичного нуклеосинтеза  $X_0 \approx 10^{-4}$ .

Действительно, в процессе эволюции галактик доля дейтерия падает из-за выгорания в звездах [6]; прежде всего, в горячих звездах [9]. В далеких квазарах ( $z = 2,5$ ) обилие дейтерия по массе  $X = 4,7 \cdot 10^{-5}$  (по числу частиц  $d/H = 2,5 \cdot 10^{-5}$ ) в полтора раза выше современного

уровня, что соответствует доле барионов  $\Omega_b \sim 0,02$  [15] (Рис. 2). С учетом выгорания дейтерия в первых звездах (массивных)  $X_0 > 5 \cdot 10^{-5}$  ( $\Omega_b < 0,02$ ) [16] (что согласуется с  $X_0 \sim 10^{-4}$ ). Это снижает обилие дейтерия, синтезированного в эпоху первичного нуклеосинтеза, в газе, переработанном в недрах первых звезд и истекшем с их поверхности в межзвездную среду. Так, значительная масса звезд на стадии красных гигантов теряется за счет истечения вещества [8, с. 492].

Отметим, что доля синтезируемого гелия зависит от плотности Вселенной на порядок слабее, чем дейтерия, так что при  $X \sim 10^{-4}$  обилие космологического гелия по массе может достигать  $Y_0 \sim 0,24$  [6]; [9], что сравнимо с его наблюдаемым обилием  $Y \sim 0,25$  (Рис. 2).

Приведенные оценки показывают, что доля барионов, рассчитываемая исходя из обилия дейтерия, зависит от шкалы  $\rho - T$  (определяющей время расширения Вселенной) в соответствующей космологической модели. С данных позиций более адекватной представляется космологическая модель, обеспечивающая лучшее соответствие наблюдаемым значениям в части обилия дейтерия и доли барионов, а именно, модель, учитывающая смену характера расширения Вселенной с учетом СКМ.

## 7. Выводы

1. Теория горячей Вселенной (ТГВ) рассматривает температурную зависимость плотности вещества  $\rho \sim T^3$  и энергии излучения  $\epsilon \nu \sim T^4$  при адиабатическом расширении Вселенной в эпоху «вмороженности» излучения в вещество. В стандартной космологической модели (СКМ) после отделения излучения от вещества при расширении Вселенной излучение охлаждается за счет красного смещения при зависимостях  $\rho' \sim T^2$ ;  $\epsilon \nu' \sim T^3$ . СКМ корректирует шкалу плотность – температура Вселенной ( $\rho - T$ ) в ТГВ, что понижает ее плотность в диапазоне температур 1 эВ – 1 ГэВ в  $\rho/\rho' \sim 10^3 - 10^4$  раз.

2. Построены шкалы  $\rho - T$  в ТГВ, а также с учетом СКМ, учитывающие скачок плотности электронов при температуре 1 МэВ, а также скачок плотности барионов в области 0,1 ГэВ для ТГВ и 1 ГэВ с учетом СКМ.

3. Отмечено, что баланс излучения и вещества в ТГВ и СКМ достигается при  $z \sim 10^4$  при доле барионов  $\Omega_b \sim 0,5$ . Это на порядок выше доли барионов  $\Omega_b \sim 0,03$  согласно ТГВ исходя из обилия дейтерия. Если доля барионов сравнима с долей барионов в галактиках  $\Omega_b \sim 0,05$ , баланс излучения и вещества достигается при  $z \sim 10^3$ , т.е. в эпоху отделения излучения от рекомбинировавшего газа.

4. Аргументирована смена характера расширения Вселенной в СКМ в эпоху  $z_I \sim 10^3$  (для МФИ) отличием характера взаимодействия излучения и вещества, а также механизма его охлаждения в процессе расширения Вселенной. В эпоху радиационного доминирования излучение «вморожено» в газ и остывает за счет адиабатического расширения Вселенной. После отделения излучения от вещества оно остывает за счет космологического красного смещения (обусловленного эффектами Доплера и Эйнштейна).

5. Согласно ТГВ при температуре  $\sim 1$  ГэВ плотность Вселенной  $\sim 10^{17}$  г/см<sup>3</sup>, что соответствует плотности массы излучения  $\sim 10^{17}$  г/см<sup>3</sup> согласно закону Стефана-Больцмана, т.е. реликтовое излучение (РИ) в ТГВ может быть обусловлено тепловым излучением горячей Вселенной, эквивалентным энерговыделению при «вымирании» барионов.

6. С учетом СКМ при температуре  $\sim 1$  ГэВ плотность Вселенной  $\sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> на 3 порядка меньше, чем в ТГВ, т.е. в рамках СКМ характеристики РИ определяет не закон Стефана-Больцмана, а барионная асимметрия Вселенной.

7. В горячей Вселенной РИ возникает при «вымирании» барионов с долей  $\Omega_b = 1$ , что на порядок выше доли барионов в эпоху первичного нуклеосинтеза  $\Omega_b \sim 0,03$  исходя из обилия дейтерия. Тем самым, в ТГВ возникает противоречие, связанное с долей барионов.

8. В ТГВ ядерная плотность вещества  $\sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> при космологической доле барионов  $\Omega_b \sim 1$  достигается при температуре  $\sim 0,1$  ГэВ, что на порядок ниже, чем с учетом СКМ  $\sim 1$  ГэВ.

При этом теория возникновения кварк-глюонной плазмы при температуре  $\geq 0,1$  ГэВ в ТГВ предполагает долю барионов  $\Omega_b \sim 1$ , равно как и с учетом СКМ при температуре  $\geq 1$  ГэВ.

9. Если в диапазоне температур  $0,1 - 1$  ГэВ вещество состоит из элементарных частиц, не переходящих в состояние кварк-глюонной плазмы, в ТГВ возникает проблема их упаковки.

10. Сравнены длительность эпохи первичного нуклеосинтеза и время радиационного захвата нейтронов протонами с образованием дейтерия. Отмечено, что в ТГВ и СКМ доминирует процесс выгорания дейтерия.

11. Проведена корректировка зависимости времени расширения Вселенной от температуры и плотности в ТГВ, с учетом СКМ. Показано, что в диапазоне температур  $1$  эВ –  $1$  ГэВ время расширения Вселенной с учетом СКМ больше, чем в ТГВ в  $t'/t = (\rho/\rho')^{1/2} \approx 30$  раз.

12. Показано, что доля барионов, оцениваемая исходя из наблюдаемого обилия дейтерия в рамках ТГВ, зависит от шкалы  $\rho - T$ . Согласно ТГВ дейтерий мог образоваться в эпоху нуклеосинтеза при  $\Omega_b \sim 0,03$ . В более разреженной плазме с учетом СКМ при  $n'/n \sim 10^{-3}$ ;  $t'/t \approx 30$  степень выгорания дейтерия относительно ТГВ с учетом критерия Лоусона для ядерных реакций  $\delta D = n't'/nt \approx 0,03$ , т.е. обилие дейтерия в Галактике с учетом СКМ соответствует доле барионов  $\Omega_b' = \Omega_b/\delta D \approx 1$ .

13. С учетом СКМ смена моделей расширения Вселенной происходит при  $z \sim 10^4$ , что соответствует балансу излучения и вещества (при  $\Omega_b \sim 0,5$ ). В этом случае плотность Вселенной с учетом СКМ в  $\rho/\rho' \sim 10^4$  раз ниже, чем в ТГВ при параметре  $\delta D \sim 0,01$ . В условиях ограничения  $\Omega_b \leq 1$  обилие дейтерия, синтезированного в эпоху первичного нуклеосинтеза  $X_0 \sim 10^{-4}$  втрое выше его наблюдаемого обилия в Галактике  $X \sim 3 \cdot 10^{-5}$ , что объяснимо выгоранием космологического дейтерия в первых звездах (массивных).

14. Сравнительный анализ шкалы  $\rho - T$  в ТГВ со шкалой с учетом СКМ показывает, что в рамках ТГВ возникают противоречия, связанные с долей барионов, в том числе исходя из обилия дейтерия. При корректировке шкалы  $\rho - T$  с учетом СКМ подобные противоречия не возникают; при этом достигается лучшее соответствие доли дейтерия и барионов наблюдаемым значениям, что может свидетельствовать в пользу большей адекватности данной модели.

## Литература

1. *А.В. Засов, К.А. Постнов.* Общая астрофизика. 2-е изд. испр. и доп. Фрязино: Век 2. – 2011. – 576 с.
2. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 1. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1988. – 704 с.
3. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 2. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998. – 703 с.
4. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 3. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1992. – 672 с.
5. R. Adam, et al. Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results // *Astronomy and Astrophysics.* – 2016. – V. 594. – A1. – 38 pp.
6. *В.А. Бедняков.* О происхождении химических элементов // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* – 2002. – Т. 33. – № 4. – С. 915-963.
7. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 4. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1994. – 704 с.
8. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 5. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998. – 784 с.
9. *Б.В. Вайнер. Ю.А. Щекинов.* Происхождение дейтерия // *Успехи физических наук.* – 1985. – Т. 146. – № 1 – С. 143-171.

10. J.M. Shull, B.D. Smith, C.W. Danforth. The Baryon Census in a Multiphase Intergalactic Medium: 30% of the Baryons May Still be Missing // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – V. 759. – № 1. – 15 pp.
11. M. Fukugita, C.J. Hogan, P.J.E. Peebles. The Cosmic Baryon Budget // *The Astrophysical Journal*. – 1998. – V. 503. – № 2. – P. 518-530.
12. A. de Graaff, Y.-C. Cai, C. Heymans, J.A. Peacock. Probing the missing baryons with the Sunyaev-Zel'dovich effect from filaments // *Astronomy & Astrophysics*. – 2019. – V. 624. – A48. – 12 pp.
13. J.-P. Macquart, et al. A census of baryons in the Universe from localized fast radio bursts // *Nature*. – 2020. – V. 581. – P. 391-408.
14. C. Alcock, et al. The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of Large Magellanic Cloud Observations // *The Astrophysical Journal*. – 2000. – V. 542. – № 1. – P. 281-307.
15. J.M. O'Meara, D. Tytler, D. Kirkman, N. Suzuki, J.X. Prochaska, D. Lubin, A.M. Wolfe. The Deuterium to Hydrogen Abundance Ratio toward a Fourth QSO: HS 0105+1619 // *The Astrophysical Journal*. – 2001. – V. 552. – № 2. – P. 718-730.
16. С.Ю. Поройков. Характеристики первых звезд и продуктов их эволюции // *Журнал естественнонаучных исследований*. – 2023. – Т. 8. – № 1. – С. 22-48.