

Характеристики реликтового излучения, следующие из теории инфляционной Вселенной

Characteristics of the relic radiation following from the inflationary universe theory

Поройков С.Ю.

Канд. физ-мат. наук, ФГБОУ ВО «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», г. Москва

e-mail: sporoykov@mail.ru

Poroykov S.Yu.

Candidate of Physics and Mathematics. Sciences, Moscow State University named after M.V. Lomonosov, Moscow

e-mail: sporoykov@mail.ru

Аннотация

Из теории инфляционной Вселенной следует, что длина волны реликтового излучения (РИ) может составлять ~ 230 мкм, что в ~ 5 раз меньше длины волны микроволнового фонового излучения (МФИ) ~ 1 мм в области максимума энергетического спектра. РИ может соответствовать наблюдаемому в спектре МФИ подъему в области $\sim 0,9$ см, образуемому за счет поглощения РИ при $z \sim 80$ в основной полосе поглощения $\sim 2,8$ мкм молекул HD (образуемых

в эпоху рекомбинации при $z_r \sim 230$) с последующим излучением во вращательной линии ~ 110 мкм. МФИ может формировать излучение первых звезд (массой $\sim 6 \cdot M_{\odot}$ с энерговыделением $\sim 10^{52}$ эрг), ионизовавшее газ в эпоху $z_i \sim 17 \pm 2$ согласно радиолинии водорода.

Газопылевые облака (образуемые звездами, завершающими эволюцию) могли поглотить УФ излучение первых звезд с последующим излучением в области ~ 60 мкм, сместившемся в область ~ 1 мм.

Ключевые слова: реликтовое излучение, фоновое космическое излучение, теория инфляционной Вселенной.

Abstract

From the theory of the inflationary universe it follows that the wavelength of the relic radiation (RR) can be ~ 230 μm , which is ~ 5 times shorter than the wavelength of the microwave background radiation (MBR) of ~ 1 mm in the region of the maximum of the energy spectrum. The RR may correspond to the observed rise in the MBR spectrum in the region of ~ 0.9 cm, formed due to the absorption of the RR at $z \sim 80$ in the main absorption band of ~ 2.8 μm of HD molecules (formed during the recombination epoch at $z_r \sim 230$) with subsequent emission in the rotational line of ~ 110 μm . The MBR can be formed by the radiation of the first stars (with a mass of $\sim 6 \cdot M_{\odot}$ and an energy release of $\sim 10^{52}$ erg), which ionized gas at the epoch $z_i \sim 17 \pm 2$ according to the hydrogen radio line. Gas and dust clouds (formed by stars completing their evolution) could have absorbed the UV radiation of the first stars, with subsequent radiation in the region of ~ 60 μm shifted to the ~ 1 mm.

Keywords: relic radiation, cosmic background radiation, theory of the inflationary universe.

Введение

Согласно принятым представлениям *микроволновое фоновое излучение* (МФИ) с температурой 2,7 К [1, с. 134], соответствующей длине волны $\lambda_v \sim 1,1$ мм в области максимума энергетического спектра согласно закону Вина (1.1) имеет космологическое происхождение. После завершения рекомбинации при температуре $\sim 3 \cdot 10^3$ К (при длине волны $\lambda_r \sim 1$ мкм в области максимума спектра) излучение полностью отделилось от первичного газа, т.е. периоду рекомбинации может соответствовать $z_r = \lambda_v/\lambda_r - 1 \approx 1100$ [2, с. 498].

Аргумент космологического генезиса МФИ – его значительная плотность энергии $\sim 0,25$ эВ/см³ [1, с. 135], которую не способно обеспечить энерговыделение галактик. Так, плотность энергии *фонового космического излучения* (ФКИ) в оптическом диапазоне $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ эВ/см³ [3, с. 336] (меньшая на 2 порядка) соответствует плотности энергии излучения звезд в галактиках [3, с. 337], усредненной по всему пространству Вселенной.

Вместе с тем, энерговыделение, сравнимое по плотности энергии с МФИ, могли обеспечить в эпоху $z_i \sim 17$ первые массивные звезды [4], чье УФ излучение, рассеянное газопылевыми облаками (остатками планетарных туманностей, образуемых звездами в конце эволюции) в области ~ 60 мкм, к настоящий период могло сместиться в область 1,1 мм [5]. Газопылевые оболочки (коконы) звезд в фазе красных гигантов, близких к финальной стадии, излучают в ИК области ~ 8 мкм [6, с. 178]. Данное излучение (не рассеиваемое пылью) могло сместиться в область ~ 140 мкм, исказив коротковолновую часть спектра МФИ [5] (§ 1).

Исходя из степени роста космологической сингулярности до размера современной Вселенной, следующего из теории инфляционной Вселенной, длина волны *реликтового излучения* (РИ) может составлять ~ 230 мкм, что в ~ 5 раз меньше длины волны МФИ $\sim 1,1$ мм в области максимума спектра. Данное РИ могло быть рассеяно в молекулярных полосах поглощения молекул (после рекомбинации первичного газа) с последующим излучением во вращательной линии, исказив спектр МФИ в области ~ 9 мм [5] (§ 2).

В конце эпохи рекомбинации мог образоваться ряд молекул, в т.ч. H_2 и HD. Так, температура полной рекомбинации первичного газа $\sim 3 \cdot 10^3$ К соответствует температуре диссоциации молекул H_2 и HD и сравнима с температурой фотосфер холодных звезд, где при $T \leq 3,5 \cdot 10^3$ К наблюдаются сильные молекулярные полосы поглощения [1, с. 192] (§ 3).

Молекулы – источник мазерного радиоизлучения в атмосферах многих холодных звезд спектрального класса М [1, с. 192] с температурой $\sim 3 \cdot 10^3$ К, сравнимой с температурой первичного газа по завершении рекомбинации. В гомоядерных двухатомных молекулах водорода H_2 (и дейтерия D_2) дипольные переходы запрещены. Первичный газ по завершении рекомбинации мог быть оптически толст по поглощению в колебательно-вращательных полосах молекул H_2 и HD, однако последующее излучение во вращательной линии могли обеспечить лишь индуцированные дипольные переходы в HD (§ 4).

РИ может соответствовать наблюдаемому в длинноволновой части спектра МФИ подъему в области ~ 9 мм, образуемому за счет поглощения РИ при $z \sim 80$ в основной полосе поглощения $\sim 2,8$ мкм молекул HD с обилием HD/H $\sim 10^{-6}$ (образуемых в эпоху рекомбинации при $z_r \sim 230$) с последующим излучением в основной вращательной линии ~ 110 мкм (§ 5).

В эпоху рекомбинации могли образоваться крупномасштабные неоднородности в виде газовых облаков радиусом ~ 60 пк массой $\sim 10^6$ $M_\odot$. К эпохе $z_i \sim 17$ данные облака газа могли эволюционировать в карликовые протогалактики, содержащие первые звезды. Свет первых звезд, рассеянный газопылевыми облаками, мог приобрести изотропию за счет томсоновского рассеяния на свободных электронах ионизованного межзвездного газа (§ 6).

Упаковка фотонов МФИ близка к плотной, что согласуется с *теорией горячей Вселенной* (ТГВ), но противоречит одному из критериев космологического происхождения РИ – соответствие принципам квантовой механики в части вырождения квантового газа (предполагающего тождественность частиц), т.к. разные сорта частиц и античастиц, рождающих фотоны при аннигиляции, не тождественны (§ 7).

По завершении инфляции реализуема стадия свободного разлета первых рождающихся частиц (лептокварков), понижающая концентрацию фотонов РИ, что позволяет оценить энергию рождения лептокварков $\geq 10^{17}$ ГэВ (§ 8).

Показано, что использование шкалы плотность – энергия ($\rho - E$) фотонов РИ и частиц более корректно, чем шкалы плотность – температура ($\rho - T$) Вселенной, т.к. РИ образовалось при аннигиляции частиц и античастиц, а не за счет теплового излучения газа (в эпоху доминирования излучения). Шкала $\rho - E$ обосновывает стадию свободного разлета по завершении инфляции, а также повышение температуры аннигиляции частиц и античастиц, распада *кварк-глюонной плазмы* (КГП) и доли барионов исходя из обилия дейтерия.

Соответствие плотности энергии КГП при распаде и плотности адронного газа (ниже ядерной плотности) достигается в рамках шкалы $\rho - E$ на основе характеристик РИ, но не достигается для МФИ (§ 9).

Комплексный анализ характеристик РИ и МФИ (включая плотность упаковки фотонов) в контексте их космологического генезиса показывает, что оба излучения согласуются с теорией инфляционной Вселенной в рамках ТГВ. Проверка характеристик РИ и МФИ на соответствие принципам квантовой механики (с учетом критериев вырождения квантового газа и распада КГП в адроны) подтверждает космологическое происхождение РИ, но не подтверждает космологическую природу МФИ. Аналогичный вывод следует из масштабного фактора, характеризующего расширение Вселенной с начала инфляции.

1. Генезис микроволнового фонового излучения

Согласно радиолинии водорода 21 см межзвездный газ был ионизован в эпоху, определяемую красным смещением $z_i \sim 17 \pm 2$, что связывается с УФ излучением первых массивных звезд (Рис. 1) [4]. Исходя из длительности эпохи реионизации, энерговыделение первых звезд, чьи характеристики соответствуют звездам массой $(6 \pm 1) \cdot M_{\odot}$, достигало $\sim 10^{52}$ эрг [5], что более чем на порядок выше среднего энерговыделения сверхновых $\sim 3 \cdot 10^{50}$ эрг [1, с. 477].

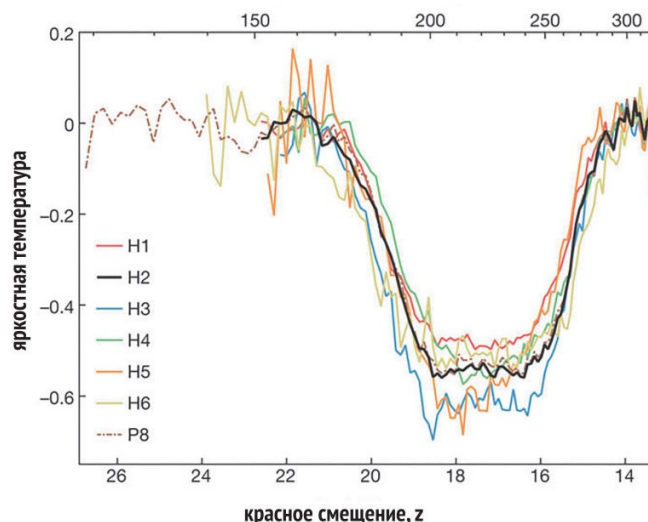


Рис. 1. Спектр радиолинии водорода в эпоху реионизации

Звезды массой $< 8 M_{\odot}$ с углеродным ядром эволюционируют в белые карлики, сбросив газовую оболочку в виде планетарных туманностей [3, с. 488], обогащающих межзвездную среду тяжелыми элементами [1, с. 619]. В спектрах старых звезд есть следы легких элементов, вплоть до углерода, что связывается с массивностью звезд первого поколения. Старым звездам присуще низкое содержание тяжелых элементов [6, с. 65], т.е. их состав

близок к первичному газу. Например, оптический спектр старой маломассивной звезды SMSS 0313-6708 (предположительно второго поколения) не выявляет признаков железа (с верхней границей $\leq 10^{-7}$ солнечного обилия), но содержит углерод с обилием $\sim 1\%$ солнечного [7].

Первые звезды, чьи характеристики соответствуют звездам массой $\sim 6 M_{\odot}$ с преимущественно углеродным ядром, эволюционирующие в белые карлики массой $\sim 0,9 M_{\odot}$, проходят стадию асимптотической ветви гигантов, сопряженную с сильной конвекцией, и на финальной стадии формируют планетарные туманности, обогащая межзвездную среду углеродом [5], что подтверждают спектры старых звезд типа SMSS 0313-6708 [7].

В холодных оболочках первых красных гигантов, близких к финальной стадии и образующихся после них планетарных туманностях могли образоваться углеродные пылинки [5]. Так, одним из продуктов эволюции первых звезд могла быть межзвездная пыль. Массивные звезды на стадии красных гигантов интенсивно теряют массу и считаются главными поставщиками тяжелых элементов в межзвездную среду [8, с. 424]. Образование тугоплавких частиц пыли происходит во внешних частях атмосфер гигантов, близких к финальной стадии, и образуемых ими планетарных туманностях [1, с. 83]. Красные гиганты поздних спектральных классов, интенсивно теряющие вещество, имеют пылевые оболочки [6, с. 178].

Газопылевые облака – остатки планетарных туманностей, образуемых звездами, завершающими эволюцию, могли поглотить УФ свет, излученный первыми звездами на главной последовательности, с последующим излучением в субмиллиметровой области ~ 60 мкм [5]. В сравнимой области излучают галактики с активными ядрами [9, с. 922] (Рис. 2). Так, в атмосферах красных гигантов, близких к финальной стадии (в т.ч. углеродных звезд), образуются ядра углеродных пылинок [1, с. 83]; [8, с. 424]. При этом пыль в газопылевых облаках придает рассеянному излучению звезд тепловой (планковский) спектр [6, с. 178].

Мощное УФ излучение эпохи первых звезд эпохи $z_i \sim 17$ [4], рассеянное пылью на длине волны $\lambda \sim 60$ мкм [5], к настоящему времени могло сместиться в микроволновой диапазон $\lambda_v = \lambda(z_i + 1) \approx 1,1$ мм. При этом произойдет его наложение на спектр МФИ. Так, длина волны излучения газа в области максимума энергетического спектра согласно закону Вина:

$$\lambda = b/T, \quad (1.1)$$

где $b = 0,29$ см·К – постоянная Вина; T – температура [8, с. 279].

Температуре МФИ $T_v = 2,7$ К [1, с. 134] соответствует длина волны в области максимума энергетического спектра $\lambda_v \approx 1,1$ мм.

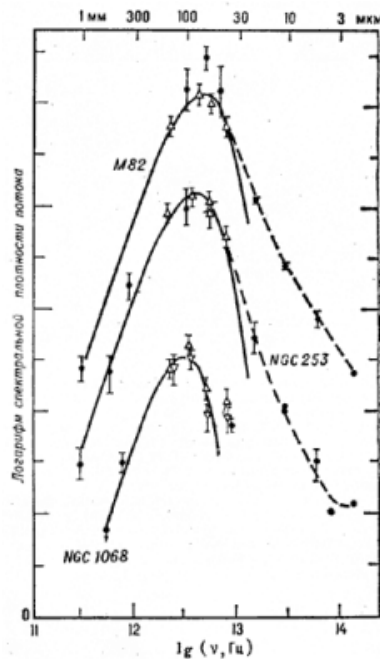


Рис. 2. Спектры дальнего ИК излучения галактик с активными ядрами

В эпоху реионизации при $z_i \sim 17$ плотность энергии света первых звезд была сравнима с плотностью энергии МФИ [4]. Уточненные расчеты показывают, что современная плотность энергии излучения первых звезд $0,26 \pm 0,01$ эВ/см³ [5] соответствует плотности энергии МФИ $\sim 0,25$ эВ/см³ [1, с. 135], т.е. *микроволновое фоновое излучение может формировать излучение первых массивных звезд, рассеянное газопылевыми облаками, образующимися вокруг звезд на финальной стадии эволюции.*

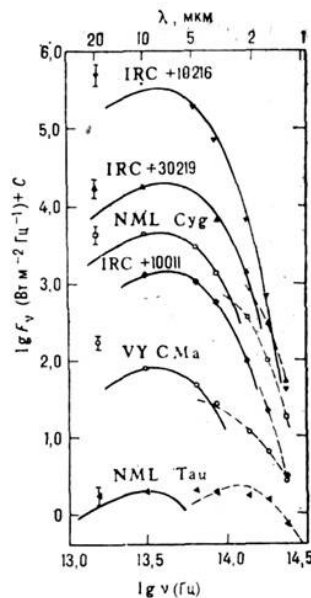


Рис. 3. Спектры гигантов и сверхгигантов поздних спектральных классов

Другим проявлением первых звезд (на завершающей стадии эволюции) может являться подъем в субмиллиметровой области ~ 140 мкм [5], наблюдаемый в спектре ФКИ с плотностью энергии излучения $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ эВ/см³ (1,6% плотности энергии МФИ) [2, с. 55]; [10]. Так, красные гиганты, близкие к финальной стадии, окружены пылевыми оболочками, рассеивающими излучение звезд и смещающими его в ИК область ~ 8 мкм (Рис. 3) [6, с. 178].

Частицы пыли практически не рассеивают свет в ИК области с длиной волны более >1 мкм [1, с. 85]. Излучение газопылевых оболочек первых звезд в ИК области $\lambda \sim 8$ мкм могло сместиться в субмиллиметровую область $\lambda' = \lambda(z_i + 1) \approx 140$ мкм, исказив коротковолновую часть спектра МФИ [5].

2. Длина волны реликтового излучения

Оценим длину волны РИ, следующую из теории инфляционной Вселенной. По принятым представлениям Вселенная эволюционировала из космологической сингулярности планковской плотности, когда кривизна пространства-времени была очень велика [13, с. 522], так что пространство-время было «свернуто», т.е. компактифицировано в планковском масштабе согласно теории Калуцы-Клейна [13, с. 240]. В теории инфляционной Вселенной массивное скалярное поле воспроизводится без существенного изменения своего потенциала [13, с. 240]. Соответственно, в период инфляции пространство-время могло иметь зернистую структуру, где радиус «зерен» соответствовал радиусу компактификации – горизонту квазичастиц в виде квантов массивного первичного поля (скалярного).

Радиусу компактифицированной – «свернутой» области r_0 соответствует «развернутая» длина волны де Бройля частиц и длина волны фотонов РИ, образующихся при аннигиляции частиц и античастиц $\lambda = 2\pi r_0$. Так, длина волны де Бройля частиц $\lambda = h/p$, где p – импульс [8, с. 331]. При энергии, намного выше энергии покоя частицы $E \gg m_0 c^2$, ее импульс $p = E/c$, т.е. длина волны де Бройля частиц $\lambda = hc/E$ равна длине волны фотона равной энергии:

$$\lambda = hc/E, \quad (2.1)$$

где h – постоянная Планка; E – энергия фотона; c – скорость света.

Для сравнения, планковская длина вводится через соотношение:

$$l_{Pl} = \hbar c/E_{Pl}, \quad (2.2)$$

где $\hbar = h/2\pi$ – постоянная Планка; E_{Pl} – планковская энергия.

Отношение $\lambda/l_{Pl} = h/\hbar = 2\pi$ (при $E = E_{Pl}$) характеризует соотношение «развернутой» длины волны и радиуса «свернутой» области $\lambda = 2\pi l_{Pl}$, что иллюстрирует идею компактификации пространства в планковском масштабе.

В силу пропорциональности масштабов, в условиях плотной упаковки квантов первичного поля (вырожденных), энергии которых соответствует радиус компактификации r_0 в начале инфляции, отношение современной длины волны РИ к минимальному волновому масштабу $\Delta_{in} = \lambda_0/2\pi r_0$, характеризующее масштабный фактор инфляции, может соответствовать числу длин волн РИ, укладывающихся в пределах горизонта Вселенной $\Delta_{in} = R_B/\lambda_0$. Из соответствия данных масштабов следует отношение:

$$R_B/\lambda_0 = \lambda_0/2\pi r_0, \quad (2.3)$$

где R_B – радиус Вселенной; r_0 – радиус компактификации пространства в начале инфляции; λ_0 – современная длина волны реликтового излучения.

В широком классе теорий, описывающих инфляцию, используется массивное скалярное поле ϕ массой m с плотностью потенциальной энергии $V(\phi) = m^2 \phi^2/2$, где $\phi \sim M_{Pl}$ при $M_{Pl} \sim 10^{19}$ ГэВ [13, сс. 240-241]. В квантовой механике масштаб обратно пропорционален энергии частиц (квантов поля). Энергии квантов поля $M_{Pl}/\sqrt{2}$ может соответствовать радиус «свернутой» области $r_0 = l_{Pl}/\sqrt{2}$.

Согласно общей теории относительности минимальный планковский масштаб реализуем, если тензор энергии-импульса, т.е. энергия E и импульс $p = E/c$ квантов поля суммарно обеспечат планковскую массу (искривляющую пространство в пределах планковского радиуса l_{Pl}) $M_{Pl} = (E^2 + p^2 c^2)^{1/2}$, что реализуемо при энергии $E = M_{Pl}/\sqrt{2}$ (в системе единиц $M_{Pl} \sim E_{Pl}$).

Данному радиусу «свернутой» области соответствует «развернутая» длина волны $\lambda = 2\pi r_0$, соответствующая фотонам РИ, что учтено в соотношении (2.3), из которого следует оценка длины волны РИ:

$$\lambda_0 = (2\sqrt{2}\pi l_{Pl} R_B)^{1/2}. \quad (2.4)$$

При $R_v \sim 1,2 \cdot 10^4$ Мпк [8, с. 347]; $l_{PI} = 1,62 \cdot 10^{-33}$ см [1, с. 626] длина волны РИ $\lambda_o \approx 230$ мкм, что в $\lambda_v/\lambda_o \approx 5$ раз меньше длины волны МФИ $\lambda_v \sim 1,1$ мм.

Оценим масштабный фактор, характеризующий степень расширения пространства от планковского масштаба (минимального) в начале «раздувания» сингулярности до современной длины волны РИ:

$$\Delta_{in} = \lambda_o/2\sqrt{2\pi}l_{PI}. \quad (2.5)$$

При $\lambda_o \sim 230$ мкм (2.4) масштабный фактор $\Delta_{in} \approx 1,6 \cdot 10^{30}$, чему также соответствует отношение $\Delta_{in} = R_v/\lambda_o \approx 1,6 \cdot 10^{30}$, что соответствует оценке масштабного фактора во фридмановской космологии $\sim 10^{30}$ [2, с. 510].

Соответственно, степень расширения горизонта Вселенной из начальной сингулярности $R_v/2\pi\lambda_o = \Delta_{in}^2 \approx 2,6 \cdot 10^{60}$ (в настоящее время).

В спектре ФКИ в субмиллиметровой области подъем ~ 230 мкм (2.4) не наблюдается. Напомним, в спектре ФКИ наблюдается подъем в области ~ 140 мкм [2, с. 55]; [10], который может формировать ИК излучение газопылевых оболочек (коконов) первых звезд, близких к финальной стадии [5] (§ 1).

Следует учесть, что РИ могло быть рассеянно в полосах поглощения молекул (колебательно-вращательных), которые могли образоваться по завершении рекомбинации первичного газа, с последующим излучением во вращательной линии, к настоящему времени сместившейся в область ~ 9 мм [5]. Так, в спектре МФИ на длине радиоволны $\sim 0,9$ см наблюдается подъем [1, с. 135] (§ 5). В процессе расширения Вселенной длина волны РИ за счет красного смещения возрастает, постепенно пересекая молекулярную полосу поглощения, т.е. молекулы в первичном газе могли поглотить весь первичный спектр РИ с его последующим излучением в длинноволновой области.

3. Образование молекул в эпоху рекомбинации

Первичный газ помимо водорода содержал легкие элементы, образованные согласно теории горячей Вселенной в эпоху первичного нуклеосинтеза: дейтерий D, гелий He (~ 20 % по массе) и его изотоп ^3He [1, с. 364], а также изотопы Li, Be, B с обилием от $X_D \sim 10^{-4}$ и $X_{^3\text{He}} \sim 10^{-5}$ до $X_{\text{Li}} \sim 10^{-10}$ (Li) и $X_{\text{Be}} \sim X_{\text{B}} \sim 10^{-14}$ [11].

В конце эпохи рекомбинации мог образоваться ряд молекул, в т.ч. H_2 , HD, D_2 , а также ионы HeH^+ . Ионы гидрида гелия HeH^+ , которые могли образоваться в первичном газе, способствуют образованию молекулярного водорода H_2 из атомарного H (в ходе ион-молекулярных реакций) [12]. Температура полной рекомбинации первичного газа $\sim 3 \cdot 10^3$ К соответствует температуре диссоциации молекул H_2 и HD $T = 3k/2E_d \approx 3 \cdot 10^3$ К при энергии диссоциации $E_d \sim 4,5$ эВ. При $T \sim 5 \cdot 10^3$ К молекулы H_2 диссоциированы на 95%; при $T \sim 2 \cdot 10^3$ К на 0,13% [8, с. 297].

Подобная температура близка к температуре фотосферы холодных красных звезд, где наблюдаются сильные молекулярные полосы поглощения при температуре (фотосферы) $\leq 3,5 \cdot 10^3$ К; при этом молекулярный водород обычно является доминирующим компонентом [1, с. 192]. В достаточно плотных фотосферах ($\sim 10^{17}$ см $^{-3}$) холодных звезд, насыщенных тяжелыми элементами, молекулы могут образовываться в ходе ион-молекулярных и трех-частичных процессов. В разреженном первичном газе по завершении рекомбинации (~ 70 см $^{-3}$) низкой металличности реализуемы двух-частичные процессы. Например, молекулы HD образуются в ходе реакции:



В разреженном первичном газе в эпоху рекомбинации скорость образования молекул, в т.ч. HD в ходе реакции (3.1) максимальна при температуре полной рекомбинации $\sim 3 \cdot 10^3$ К. При меньших температурах скорость реакций замедляется; повышение температуры активирует процесс диссоциации молекул, в т.ч. за счет фотодиссоциации фотонами РИ.

После отделения реликтового излучения от первичного газа (в эпоху рекомбинации) и его выхода из газовых сгустков, силам тяготения стало противостоять лишь давление нейтрального газа; сгустки газа начали сжиматься [6, с. 479]. В процессе гравитационного

коллапса облаков первичного газа (остывающего за счет излучения в спектральных линиях) плотность газа возрастала, что способствовало образованию молекул.

4. Рассеяние реликтового излучения молекулами

Молекулы, образующиеся в первичном газе, могли излучать в условиях накачки фотонами РИ, рассеиваемыми молекулярными полосами поглощения (вращательно-колебательными) молекул в ИК области с излучением во вращательных уровнях в субмиллиметровом диапазоне. Так, первичный газ содержал молекулы водорода, в которых происходило возбуждение вращательных уровней с последующим излучением [13, с. 163].

Подобный процесс энергетической накачки молекул (радикалов) в ИК диапазоне с последующим излучением в радио-области наблюдается в космических мазерах [1, с. 26]. Источником мазерного радиоизлучения являются молекулы в атмосферах многих холодных звезд спектрального класса М [1, с. 192] с температурой $(3 \pm 0,5) \cdot 10^3$ К [13, с. 611], сравнимой с температурой газа по завершении эпохи рекомбинации $\sim 3 \cdot 10^3$ К [2, с. 498].

Оценим долю молекул в первичном газе, при которой среда окажется оптически толстой для РИ в ИК диапазоне:

$$\Delta_m \geq 1/n\sigma R_r^*, \quad (4.1)$$

где σ – сечение рассеяния света; n – концентрация газа; R_r^* – собственный радиус Вселенной в эпоху рекомбинации.

Согласно спектроскопической базе данных HITRAN для колебательно-вращательных ИК полос молекул H_2 , HD и D_2 характерно сечение поглощения $\sigma \sim 10^{-18}$ см². В эпоху вероятного появления молекул по завершении рекомбинации при $z_r \sim 230$ (§ 5) согласно теории горячей Вселенной (ТГВ) первичный газ имел плотность $n = n_c(z_r + 1)^3 \approx 70$ см⁻³ (§ 6). При длительности эпохи рекомбинации $\Delta z \sim z_r/2$ собственный радиус Вселенной $R_r^* = R_b \Delta z / (z_r + 1)^2 \approx 25$ Мпк для $R_b \sim 1,2 \cdot 10^4$ Мпк [8, с. 347]. Критическая доля молекул в рекомбинировавшем газе $\Delta_m \geq 10^{-10}$.

При обилии дейтерия в первичном газе $D/H \sim 10^{-4}$ [11] компьютерное моделирование для газа плотностью ~ 70 см⁻³ (при $z_r \sim 230$) с температурой $\sim 3 \cdot 10^3$ К указывает на образование за $\sim 10^6$ лет в ходе реакции (3.1) молекул HD с обилием HD/H (по числу частиц) $\sim 10^{-6}$, что удовлетворяет критерию $\Delta_m \geq 10^{-10}$ (4.1). Для сравнения, в межзвездной среде наблюдаемые доли HD/H лежат в сравнимом диапазоне $10^{-6} - 10^{-7}$ (при отношении HD/H₂ порядка $\sim 10^{-5}$). Таким образом, полностью рекомбинировавший первичный газ мог быть оптически толст по рассеянию РИ в молекулярных полосах поглощения молекул H_2 и HD.

Критическую долю молекул в первичном газе ограничит время, за которое фотоны РИ могут быть рассеяны в молекулярных полосах поглощения молекул и излучены во вращательном уровне:

$$\Delta_m \geq \tau_r \delta_b / t_v, \quad (4.2)$$

где τ_r – время релаксации возбужденный уровней; δ_b – барионное число реликтового излучения; t_v – длительность эпохи рассеяния РИ.

Длительность эпохи рассеяния РИ ($z \sim 80$) с учетом зависимости (6.11) $t_v \sim 10^7$ лет. Характерное время жизни возбужденных уровней при дипольных переходах в видимой области мало $\sim 10^{-8}$ с [13, с. 652]. Для дипольных спонтанных переходов в субмиллиметровой области $\sim 0,1$ мм время жизни $10^6 - 10^7$ с (месяцы). Вместе с тем, при $\delta_b \sim 10^5$ [17] в оптически толстой среде согласно предыдущей оценке, возможно индуцированное излучение (реализуемое в космических мазерах) при $\tau_r \sim 10 - 100$ с. Критическая доля молекул HD может достигать $\Delta_m \geq 10^{-8} - 10^{-7}$, чему удовлетворяет расчетная оценка HD/H $\sim 10^{-6}$, т.е. молекулы HD в эпоху $z \sim 80$ могли переизлучать фотоны РИ во вращательном уровне.

У гомоядерных двухатомных молекул водорода H_2 (и дейтерия D_2) наблюдаются квадрупольные вращательные спектры [1, с. 204], т.е. дипольные переходы запрещены. Квадрупольные переходы в разреженных средах реализуются за счет столкновений частиц.

Оценим время между столкновениями атомов в эпоху рекомбинации $\tau = l_0/v$, где $l_0 = 1/4\sqrt{2}\pi n_a^2 n$ – длина свободного пробега [8, с. 704]; $v = (3kT/m_p)^{1/2}$ – тепловая скорость частиц [8, с. 376]. Радиус атома водорода $r_a \sim 0,14$ нм [8, с. 297]; $n \sim 70$ см⁻³ (§ 6); длина пробега $l_0 \approx 4 \cdot 10^{10}$ м. При $T \sim 3 \cdot 10^3$ К [2, с. 498] скорость частиц $v \approx 8 \cdot 10^3$ м/с. Время между столкновениями $\tau \approx 0,1$ года.

Для H_2 согласно (4.2) $\Delta_m \geq 10^{-3}$ при расчетной доле молекул $H_2/H \sim 10^{-5}$, т.е. молекулы H_2 могли быть возбуждены, но они успели бы излучить $H_2/H\Delta_m \sim 1\%$ фотонов РИ, что не столь существенно. Тем самым, первичный газ по завершении рекомбинации мог быть оптически толст по поглощению в молекулярных полосах молекул H_2 , HD , однако *поглощение РИ с последующим излучением во вращательном уровне могли обеспечить лишь молекулы HD .*

5. Характеристики реликтового излучения

В длинноволновой области спектра МФИ на длине радиоволны ~ 9 мм наблюдается выраженный (на 40%) подъем (Рис. 4) [1, с. 135]. Высказывается предположение, что излучение в области ~ 9 мм имеет космологическое происхождение и образуется при переизлучении фотонов РИ, рассеиваемых в полосах поглощения молекул (образующихся в первичном газе в эпоху рекомбинации), с последующим излучением во вращательном уровне [5].

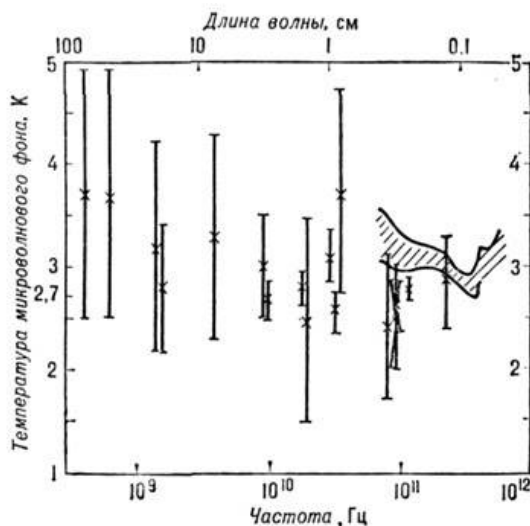


Рис. 4. Распределение яркости микроволнового фонового излучения

Расчеты показывают, что наблюдаемый в спектре яркости МФИ *подъем на длине волны $\sim 0,9$ см может быть обусловлен излучением молекул HD во вращательной линии $\lambda_{sb} = 1/2B \approx 110$ мкм для вращательной постоянной молекул HD $B = 45,65$ см⁻¹ [14, с. 852]. Согласно спектроскопической базе данных HITRAN основная (фундаментальная) колебательная полоса молекул HD имеет длину волны $\lambda_{HD} \sim 2,8$ мкм, т.е. рассеяние РИ в данной области могло происходить при $z = \lambda_0/\lambda_{HD} \approx 80$ (для $z \gg 1$) при температуре РИ $T_{HD} \sim 10^3$ К, которой по закону Вина (1.1) соответствует данная длина волны λ_{HD} ; при этом длина волны РИ $\lambda_0 \sim 230$ мкм (2.4) соответствует температуре $T_0 \sim 13$ К.*

Температура рекомбинации газа $T_r \sim 3 \cdot 10^3$ К, излучающего в области максимума энергетического спектра на ИК длине волны $\lambda_r \sim 1$ мкм, достижима при $z_r = \lambda_0/\lambda_r \approx 230$, что удовлетворяет ограничению, следующему из времени гравитационного коллапса облаков первичного газа в первые звезды $z_r \gg 25$ (6.12). Напомним, после отделения РИ от вещества образовались сгустки газа, начавшие сжиматься [6, с. 479].

В области ~ 9 мм плотность энергии РИ $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ эВ/см³ ($\sim 0,8\%$ плотности энергии МФИ), чему соответствует барионное число (отношение числа фотонов к числу барионов) РИ $\sim 10^5$

(до рассеяния) [17]. Барионное число МФИ $\sim 10^8$ при космологической плотности барионов [8, с. 178] на 3 порядка выше. Барионное число РИ $\sim 10^5$ могло реализоваться при фазовых переходах в горячей Вселенной, включая электрослабый переход [15]; [16], а также распад кварк-глюонной плазмы, если он происходит при энергии частиц ~ 10 ГэВ [17].

Отличие характеристик РИ от МФИ сопряжено со смещением шкалы $\rho - T$ (плотность – температура) Вселенной, влияющей не только на температуру распада кварк-глюонной плазмы в горячей Вселенной (§ 9), но и на обилие дейтерия, образующегося в эпоху нуклеосинтеза, на основе которой рассчитывается доля барионов. Напомним, если реликтовое происхождение имеет МФИ с температурой 2,7 К, рекомбинация первичного газа произошла в эпоху $z_r \sim 1100$ [2, с. 498]. Если излучение с длиной волны ~ 230 мкм (до рассеяния) реликтовое, рекомбинация первичного газа могла произойти в эпоху $z_r' \sim 230$.

При смещении шкалы $\rho - T$ Вселенной, когда температуре рекомбинации первичного газа соответствует различная плотность газа (отличающаяся в разных космологических моделях на 3 порядка), с учетом критерия Лоусона (связывающего скорость ядерных реакций с плотностью и температурой газа), наблюдаемое обилие дейтерия (космологического) может соответствовать доле барионов $\Omega_b \sim 1$ [18]; [19].

Отметим, что исходя из известной длины волны РИ из соотношения (2.4) следует оценка радиуса Вселенной:

$$R_b = \lambda_0^2 / 2\sqrt{2\pi}l_{Pl}, \quad (5.1)$$

где λ_0 – длина волны реликтового излучения.

При $\lambda_0 \sim 230$ мкм (до рассеяния) радиус Вселенной $R_b \approx 1,2 \cdot 10^4$ Мпк, что соответствует принятой оценке $\sim 1,2 \cdot 10^4$ Мпк [8, с. 347], т.е. указывает на эвристическую ценность рассматриваемой модели.

6. Изотропия излучения первых звезд

РИ, имеющее космологическое происхождение, должно быть изотропным, чему удовлетворяет МФИ. УФ излучение первых звезд могли рассеять газопылевые облака масштаба планетарных туманностей, образуемых по завершении их эволюции; сместившись в область длины волны МФИ ~ 1 мм; при этом излучение первых звезд, которые могли группироваться в карликовые протогалактики [5], также может быть изотропным.

Оценим долю барионов в межзвездном газе, при которой фотоны будут рассеяны свободными электронами за счет томсоновского рассеяния, формируя изотропное излучение. Средняя плотность вещества в эпоху, определяемую красным смещением, согласно ТГВ:

$$\rho' = \rho_c(z + 1)^3, \quad (6.1)$$

где ρ_c – критическая плотность Вселенной; z – красное смещение.

Собственный радиус Вселенной в которой газ оптически толст по томсоновскому рассеянию с учетом зависимости (6.1) согласно ТГВ:

$$R_b \Delta z / (z + 1)^2 = 1 / \alpha \delta_g \sigma_{tn} n_c (z + 1)^3, \quad (6.2)$$

где σ_{tn} – томсоновское сечение электрона; α – степень ионизации газа; n_c – критическая концентрация барионов; δ_g – доля барионов в газе; z – красное смещение соответствующей эпохи; Δz – ее длительность.

Из (6.2) следует оценка доли барионов в межзвездном газе:

$$\delta_g = 1 / \alpha \sigma_{tn} n_c R_b \Delta z (z + 1). \quad (6.3)$$

Межзвездный газ был ионизован ($\alpha \sim 1$) при $z_i \sim 17$ при полуширине пика $\pm 12\%$ [4]; период ионизации $z_i \sim 15 - 19,5$ (Рис. 1) соответствует $\Delta z_i \sim 4,5$.

При $R_b \sim 4 \cdot 10^{28}$ см [8, с. 347]; $n_c \sim 5,5 \cdot 10^{-6}$ см $^{-3}$; $\sigma_{tn} = 6,65 \cdot 10^{-25}$ см 2 критическая доля барионов в межзвездном газе $\delta_g \approx 0,1$.

Оценка (6.3) в 2 раза ниже возможной доли межзвездного газа при рождении первых звезд $\delta_g \sim 0,2$ при $\Omega_b \sim 1$ [5]. С учетом сильного истечения вещества горячих звезд в виде звездного ветра, средняя доля барионов (и электронов) в межзвездном газе могла достигать $\delta_g' = \delta_g + (1 - \delta_g)/2 \approx 0,6$, что в 6 раз выше оценки (6.3). Данная оценка реализуема при ограничении на минимальную долю барионов $\Omega_b \geq \delta_g / \delta_g' \approx 0,16$, что в ~ 5 раз превышает долю

барионов исходя из обилия дейтерия $\Omega_b \sim 0,03$ [2, с. 496]. Несоответствие может быть обусловлено смещением шкалы плотность – температура Вселенной относительно шкалы плотность – энергия фотонов РИ (§ 9). Тем самым, *излучение первых звезд, рассеянное газопылевыми облаками, могло стать изотропным за счет томсоновского рассеяния на свободных электронах ионизованного межзвездного газа.*

Рассмотрим возможность формирования первыми звездами изотропного излучения без учета томсоновского рассеяния. Так, после отделения РИ от первичного газа и его выхода из газовых сгустков, силам тяготения стало противостоять лишь давление газа [6, с. 479], в результате чего газ в сгустках стал сжиматься. При этом в эпоху рекомбинации могли образоваться крупномасштабные неоднородности в виде газовых облаков, чья масса сравнима с массой карликовых галактик [5]. Данные газовые облака могли эволюционировать в протогалактики. Время формирования первых звезд и протогалактик может быть сравнимо, поскольку время гравитационного коллапса газа зависит от плотности $t_k = 1/\sqrt{\rho}$ (6.10), в то время как первичный газ в эпоху рекомбинации был достаточно однороден.

Оценим угловое разрешение протогалактик с учетом их числа на луче зрения. С учетом угломерного расстояния [2, с. 474] угловое разрешение удаленных точечных объектов:

$$\theta = \Delta r(z + 1)/R_b N_g, \quad (6.4)$$

где Δr – расстояние между удаленными объектами; N_g – их число на луче зрения.

Оценим расстояние между протогалактиками с учетом зависимости (6.1) согласно ТГВ, на основе средней концентрации протогалактик:

$$n_g = \rho_c(z_i + 1)^3/M_g, \quad (6.5)$$

где M_g – масса протогалактик; z_i – красное смещение эпохи реионизации.

На одну протогалактику могла приходиться масса газа $M_g \sim 10^6 M_\odot$ (6.7); $\rho_c \sim 9,3 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$ (WMAP, 2012). При $z_i \sim 17$ [4] концентрация протогалактик $n_g \approx 1 \text{ кпк}^{-3}$; расстояние между протогалактиками $\Delta r_g = 1/n_g^{1/3} \approx 1 \text{ кпк}$.

Оценим массу газовых облаков, сформировавших протогалактики. Тепловое давление первичного полностью рекомбинировавшего нейтрального газа $p = nkT$ могло уравновесить плотность гравитационной энергии на периферии сферического газового облака $\varepsilon_g = 2\pi G \rho^2 r_0^2/9$. Исходя из равенства $p = \varepsilon_g$ с учетом соотношения $p = \rho/m_p$, с учетом зависимости (6.1) согласно ТГВ, радиус первых газовых облаков:

$$r_0 = (9kT_r/2\pi G m_p \rho_c z_r^3)^{1/2}, \quad (6.6)$$

где G – гравитационная постоянная; k – постоянная Больцмана; m_p – масса протона; T_r – температура газа; z_r – красное смещение эпохи рекомбинации.

При $T_r \sim 3 \cdot 10^3 \text{ К}$ [2, с. 498]; $\rho_c \sim 9,3 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$ (WMAP) $z_r \sim 230$ (§ 5) *радиус первых газовых облаков* $r_0 \approx 60 \text{ пк}$ (плотностью $\rho_c z_r^3/m_p \sim 70 \text{ см}^{-3}$), что сравнимо с размером гигантских молекулярных облаков $\sim 50 \text{ пк}$ плотностью $\sim 300 \text{ см}^{-3}$ [1, с. 85] – источников звездообразования в Галактике, а также радиусом звездных шаровых скоплений $10 - 75 \text{ пк}$ [6, с. 65].

Масса сферических газовых облаков:

$$M_g = 4\pi r_0^3 \rho_g/3, \quad (6.7)$$

где r_0 – радиус газовых облаков; ρ_g – их плотность.

При $z_r \sim 230$ согласно (6.1) $\rho_g = \rho_c z_r^3 \approx 10^{-22} \text{ см}^{-3}$; $r_0 \sim 60 \text{ пк}$ (6.6) *масса первых газовых облаков* $M_g \approx 10^6 M_\odot$, что сравнимо с массой гигантских молекулярных облаков $\sim 3 \cdot 10^5 M_\odot$ [1, с. 85], а также шаровых скоплений массой $\leq 10^6 M_\odot$ – одних из старейших объектов нашей и других галактик, содержащих старые звезды с низким содержанием тяжелых элементов [6, с. 65]. *Сравнимость размеров и масс первых газовых облаков и гигантских молекулярных облаков, а также звездных шаровых скоплений может указывать на эволюцию протогалактик.*

Отметим, что в классической космологии предполагается присутствие первичных неоднородностей вещества, в т.ч. масштаба $\sim 10^6 M_\odot$ [6, с. 530], но масштаб первичных флуктуаций нельзя предсказать априори. В этом состоит проблема начальных условий

классической космологии [1, с. 554]. Характеристики РИ позволяют частично разрешить данную проблему.

Оценим число протогалактик на луче зрения. В пределах цилиндра, чей радиус равен половине расстояния между протогалактиками $\Delta r_g/2$, а высота равна собственному (физическому) радиусу Вселенной той эпохи их число:

$$N_g = \pi n_g R_b^* \Delta r_g^2 / 4, \quad (6.8)$$

где R_b^* – собственный радиус Вселенной; Δr_g – расстояние между протогалактиками; n_g – их средняя концентрация.

При $z_i = 17 \pm 2$ [4] в период $\Delta z_i \sim 4$ с учетом ТГВ собственный радиус Вселенной $R_b^* = R_b \Delta z_i / (z_i + 1)^2 \approx 40$ Мпк.

При $n_g \sim 1 \text{ кпк}^{-3}$ (6.5); $\Delta r_g \sim 1 \text{ кпк}$ число протогалактик на луче зрения в масштабе, сравнимом с расстоянием между ними $N_g \approx 3 \cdot 10^4$.

На этой основе оценим угловое разрешение протогалактик согласно (6.4). При $\Delta r_g \sim 1 \text{ кпк}$, $n_g \sim 1 \text{ кпк}^{-3}$ (6.5); $R_b \sim 1,2 \cdot 10^4$ Мпк [8, с. 347]; $z_i \sim 17$ [4] *угловое разрешение протогалактик* $\theta \approx 5 \cdot 10^{-11}$ рад. т.е. 0,00001", что в 2 раза меньше углового разрешения интерференционных радиотелескопов (радиоинтерферометров) $\sim 10^{-10}$ рад в области ~ 1 мм (разрешение ЕНТ 0,000025"), т.е. карликовые протогалактики неразрешимы для современных телескопов (при условии их однородного распределения в пространстве).

В общем случае карликовые протогалактики могли входить в состав более крупных крупномасштабных неоднородностей. Так, например, в классической космологии предполагается присутствие первичных неоднородностей вещества масштаба галактик $\sim 10^{11} \text{ М}\odot$ [6, с. 530].

Напомним, оценка (6.4) учитывает расстояние между протогалактиками, но не их размер. Оценим число протогалактик, соответствующее их плотной упаковке с учетом расстояния между ними в условиях сжатия первых газовых облаков до радиуса протогалактик $r_g < r_o$:

$$N_g^* = (\Delta r_g / r_g)^2, \quad (6.9)$$

где Δr_g – расстояние между протогалактиками; r_g – радиус протогалактик.

При $\Delta r_g \sim 1 \text{ кпк}$; $r_g \approx r_o \sim 60 \text{ пк}$ (6.6) число протогалактик, соответствующее их плотной упаковке на луче зрения $N_g^* \approx 300$, что на 2 порядка меньше оценки $N_g \sim 3 \cdot 10^4$ (6.8), т.е. протогалактики покрывают все небо.

Равенство $N_g^* = N_g$ достигается при радиусе протогалактик $r_g \sim 6 \text{ пк}$, что меньше минимального размера шаровых скоплений $\geq 10 \text{ пк}$ [6, с. 65], в которые протогалактики могут эволюционировать. В процессе звездной динамики галактики сжимаются; характерное время перехода галактик в стационарное состояние более $\gg 2 \cdot 10^8$ лет [6, с. 60], что заметно выше возраста Вселенной $\sim 2 \cdot 10^8$ лет в эпоху первых звезд при $z_i \sim 17$ [4], т.е. радиус протогалактик при $z_i \sim 17$ мог достигать $10 \text{ пк} < r_g < 60 \text{ пк}$; с учетом звездной динамики наиболее вероятна оценка $r_g < 60 \text{ пк}$. Согласно (6.9) однородно распределенные в пространстве карликовые протогалактики могут полностью покрывать все небо, формируя изотропное излучение.

Оценим время гравитационного коллапса облаков первичного газа в звезды, после чего протогалактики могли перейти к стадии медленного сжатия в процессе звездной динамики.

Время коллапса сферического газового облака в звезду:

$$t_k = (3\pi/32\alpha G\rho)^{1/2}, \quad (6.10)$$

где $\alpha \leq 1$ – коэффициент, учитывающий компенсацию сил гравитации силами давления газа [8, с. 529].

Время коллапса газового облака могло соответствовать возрасту Вселенной в эпоху первых звезд (реионизации) при красном смещении z_i :

$$t_b' = t_b / (z_i + 1)^{3/2}, \quad (6.11)$$

где t_b – возраст Вселенной [2, с. 491].

После отделения РИ от первичного газа он мог начать сжиматься [6, с. 479]. Из равенства $t_b' = t_k$ с учетом (6.1) для $z_k > z_i$ следует оценка периода начала сжатия газового облака:

$$z_k = (z_i + 1) \cdot (3\pi/32\alpha G \rho_{ct_B}^2)^{1/3} - 1. \quad (6.12)$$

При $t_b \sim 1,3 \cdot 10^{10}$ лет [8, с. 347]; $z_i \sim 17$ [4]; $\rho_c \sim 9,3 \cdot 10^{-30}$ г/см³ (WMAP); $\alpha < 1$ *первые молекулярные облака могли начать сжиматься в эпоху $z_k > 25$.*

Отметим, что оценка (6.12) учитывает остывание первичного газа в виде ограничения $\alpha < 1$. При этом не учитывается время развития гравитационных неустойчивостей в однородном первичном газе. Также можно учесть период аккреции газа протозвездных облаков на молодую звезду, включая время тепловой релаксации Кевина – Гельмгольца [13, с. 164], замедленное низкой металличностью первичного газа. С учетом данных факторов период отделения РИ от первичного газа (эпоха рекомбинации) $z_r \gg z_k \gg 25$.

7. Критерии космологического происхождения излучения

Критерии, которым должно удовлетворять РИ – соответствие его параметров общепринятым космологическим моделям, включая *теорию горячей Вселенной* (ТГВ) и теорию инфляции, а также принципам квантовой механики в части реализуемости распада кварк-глюонной плазмы в адронный газ (§ 9) и соответствия критерию вырождения квантового газа.

Так, если фотоны РИ (плотно упакованные в пространстве, подобно фотонам МФИ) рождаются при аннигиляции частиц и античастиц (плотно упакованных), то частицы (и фотоны) будут вырождены, т.е. тождественны. Так, предполагается, что равновесный бозе-газ фотонов РИ (МФИ) вырожден [8, с. 367]. Вместе с тем, согласно ТГВ при температуре ~ 1 ГэВ в равновесии находятся различные частицы: разные сорта адронов, лептонов и их античастицы, а также фотоны [8, с. 518]; при этом частицы и античастицы отличаются электрическим зарядом [8, с. 118], т.е. также не тождественны.

Тем самым, плотная упаковка фотонов МФИ удовлетворяет критерию вырождения квантового газа, когда разные сорта частиц и античастиц не образуются. Как следствие, *плотная упаковка фотонов РИ нереализуема*. В свою очередь, если частицы и античастицы, а также рождаемые при их аннигиляции фотоны не плотно упакованы, это предполагает *стадию свободного разлета первых частиц*, возникающих по завершении инфляции при распаде скалярного поля (§ 8). Так, теория раздувающейся Вселенной предполагает, что скалярное поле рождает пары элементарных частиц, отдавая им свою энергию [13, с. 241]. Снижению концентрации фотонов РИ может способствовать *конечность размера кварков и лептонов, а также адронов в условиях адиабатического расширения реального газа*.

Рассмотрим плотность упаковки фотонов РИ на соответствие ТГВ. Условие вырождения газа (содержащего частицы):

$$na^3 \leq 1, \quad (7.1)$$

где n – концентрация частиц; a – длина рассеяния частиц [6, с. 329].

Соотношение (7.1) применимо к фотонному газу:

$$\lambda n^{1/3} \leq 1, \quad (7.2)$$

где λ – длина волны фотонов.

Введем параметр, характеризующий плотность упаковки фотонов РИ, определяющий масштаб разлета фотонов, кратный их длине волны:

$$\Delta_\lambda = 1/\lambda n_\nu^{1/3}, \quad (7.3)$$

где n_ν – концентрация фотонов; λ – их длина волны.

В ТГВ концентрация фотонов с ростом красного смещения возрастает по закону $n' = n(z + 1)^3$, а их длина волны растет $\lambda' = \lambda/(z + 1)$, т.е. параметр Δ_λ (7.3) не зависит от красного смещения.

Вероятная длина волны РИ в области максимума энергетического спектра $\lambda \sim 230$ мкм (§ 5), согласующаяся с расчетной (2.4). При $n_\nu \sim 0,37$ см⁻³ (7.4) *масштаб разлета фотонов РИ $\Delta_\lambda \approx 60$ длин волн РИ*.

Концентрация фотонов МФИ $n_\nu \sim 400$ см⁻³ [14, с. 1228] при длине волны в области максимума спектра $\lambda' \sim 0,11$ см (1.1) соответствует $\Delta_\lambda' \approx 1,2$.

Концентрация фотонов РИ:

$$n_\nu = \varepsilon_\nu / E_\nu, \quad (7.4)$$

где ε_ν – плотность энергии излучения; E_ν – энергия квантов.

В области ~ 9 мм плотность энергии РИ (рассеянного) $\varepsilon_{sb} \sim 2 \cdot 10^{-3}$ эВ/см³ (§ 5). Энергия фотонов (до рассеяния) $E_\nu \sim 5,4 \cdot 10^{-3}$ эВ (7.5) концентрация фотонов (до рассеяния) $n_\nu \approx 0,37$ см⁻³.

Энергия квантов при известной длине волны следует из формулы (2.1):

$$E_\nu = hc/\lambda. \quad (7.5)$$

При $\lambda \sim 230$ мкм (§ 5) энергия квантов РИ $E_\nu \approx 5,4 \cdot 10^{-3}$ эВ.

Длине волны МФИ $\lambda' \sim 1,1$ мм (1.1) соответствует $E_\nu' \approx 1,1 \cdot 10^{-3}$ эВ.

Концентрация фотонов РИ могла понизиться относительно плотной пространственной упаковки в процессе адиабатического расширения реального газа горячей Вселенной при конечном размере частиц (кварков и лептонов). Так, ТГВ предполагает остывание РИ в ходе адиабатического расширения [2, с. 490]. Кроме того, с периода распада кварк-глюонной плазмы до аннигиляции частиц и античастиц следует учитывать размер адронов (нуклонов и мезонов), ограничивающий плотность газа, а также плотность упаковки порождаемых фотонов РИ [15]; [17].

Адиабатическое расширение реального газа описывает уравнение Ван-дер-Ваальса:

$$(P + a/v^2)(v - b)^\gamma = \text{Const}, \quad (7.6)$$

где P – давление газа; v – удельный объем; a , b – параметры; γ – показатель адиабаты (для одноатомного газа $\gamma = 1,67$) [8, с. 25].

При высоких давлениях важную роль играет параметр b (учитывающий учетверенный объем, занимаемый частицами) [8, с. 240]. В ранней Вселенной упаковка элементарных частиц могла быть близка к плотной, что может учитывать уравнение (7.6) в упрощенном виде:

$$P(v - b)^\gamma = \text{Const}. \quad (7.7)$$

Параметр b может зависеть от температуры. Например, сечение pp рассеяния с ростом температуры снижается и становится минимальным ~ 40 мбарн ($1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$) в области $1 - 10$ ГэВ; при увеличении энергии частиц в области > 20 ГэВ сечение рассеяния возрастает [8, с. 661], что объясняется партон-партонным (кварк-глюонным) взаимодействием.

Масштаб разлета фотонов РИ $\Delta_\lambda \sim 60$ и МФИ $\Delta_\lambda' \sim 1,2$ (7.3) отличается в $\Delta_\lambda/\Delta_\lambda' \sim 50$ раз, т.е. фактор адиабатического расширения реального газа актуален для МФИ (при условии его космологического происхождения).

Концентрация фотонов РИ могла снизиться до соответствующего параметру $\Delta_\lambda \sim 60$ уровня на стадии свободного разлета первых частиц (лептокварков), реализуемой по завершении инфляции (§ 8).

В качестве критерия, которому должно соответствовать РИ также может быть рассмотрено соответствие плотности энергии кварк-глюонной плазмы при ее распаде и плотности адронного газа, которая должна быть ниже ядерной плотности. Данное соответствие достигается в рамках шкалы $\rho - E$ на основе характеристик РИ, но не достигается для МФИ, что не подтверждает его космологическое происхождение (§ 9).

8. Стадия свободного разлета частиц по завершении инфляции

Теория раздувающейся Вселенной предполагает, что при снижении энергии скалярного поля ниже $\leq M_P/5$ оно рождает пары элементарных частиц, отдавая им свою энергию [13, с. 241]. Напомним, радиусу «свернутой» области радиусом r_0 соответствует «развернутая» длина волны фотонов РИ, образующихся при аннигиляции частиц и античастиц $\lambda = 2\pi r_0$ (§ 2). Как следствие, плотная пространственная упаковка фотонов РИ реализуема, если рождающиеся по завершении инфляции частицы разлетятся на расстояние, большее радиуса компактификации в $\geq 2\pi$ раз.

Введем параметр, характеризующий минимальный масштаб «разворачивания» пространства, «свернутого» в эпоху инфляции:

$$\Delta_{\lambda_0} = 2\pi. \quad (8.1)$$

Первыми частицами могли быть лептокварки, которые с необходимостью возникают в калибровочных квантовых теориях поля типа модели великого объединения [6, с. 582]. В эпоху инфляции – раздувания космологической сингулярности планковской плотности (§ 2) могли мультиплицироваться вырожденные, т.е. тождественные кванты первичного скалярного поля, вплоть до образования первых частиц.

В момент рождения первые лептокварки при их плотно упаковке в пространстве также могли быть вырождены, т.е. тождественны. С момента рождения они могли синхронно разлетаться, не сталкиваясь друг с другом. Разлетевшиеся лептокварки перестают удовлетворять критерию вырожденности газа (7.1), т.е. при их распаде могли рождаться различные частицы (лептоны и кварки), отличающиеся внутренней симметрией, чьи траектории могли быть ориентированы хаотично.

Стадия свободного разлета, предшествующая адиабатической стадии, присуща взрыву. Например, стадия свободного разлета предшествует стадии адиабатического расширения при взрыве сверхновой [1, с. 477]. Модель взрыва в виде свободного разлета первых частиц (которому предшествовал период инфляции) соответствует общепринятым представлениям о рождении Вселенной при Большом взрыве. Так, инфляция рассматривается как составная часть Большого взрыва [13, с. 239].

Параметр $\Delta_\lambda \sim 60$ (7.3) для РИ достигим, если время рождения лептокварков (следующее из принципа неопределенности) существенно меньше времени жизни частиц (до распада), в течение которого реализуема стадия свободного разлета. Оценим данное соотношение.

Время рождения частиц ограничивает принцип неопределенности Гейзенберга:

$$t \geq \hbar/E, \quad (8.2)$$

где $\hbar$ – постоянная Планка; t – время рождения частиц; E – их энергия.

Основную часть элементарных частиц составляют резонансы – неустойчивые частицы [5, с. 597]. С временем жизни неустойчивых частиц (включая лептокварки) соотносится ширина резонанса:

$$\Gamma = \hbar/\tau, \quad (8.3)$$

где τ – время жизни частиц [5, с. 599].

Из соотношений (8.2) и (8.3) следует отношение τ/t , характеризующее превышение энергии рождения частиц над шириной резонанса:

$$\tau/t \leq E/\Gamma, \quad (8.4)$$

где Γ – ширина резонанса.

Лептокварки – переносчики взаимодействия между кварками и лептонами в модели великого объединения [6, с. 582]. Время жизни частиц – переносчиков взаимодействий определяется константами взаимодействий, с учетом чего отношение времени жизни и времени рождения (8.4) для лептокварков представимо в виде:

$$\tau/t \leq E/M_\chi, \quad (8.5)$$

где M_χ – масштаб массы объединения взаимодействий.

Отношение τ/t может быть определено исходя из масштаба разлета лептокварков по завершении инфляции, проявляющегося в плотности упаковки фотонов РИ, что позволяет оценить энергию частиц. На стадии свободного разлета энергия частиц не меняется; при этом концентрация частиц снижается, что транслируется в масштаб разлета фотонов РИ. Напомним, радиусу «свернутой» области планковского масштаба соответствует «развернутая» длина волны; минимальный масштаб «разворачивания» пространства, «свернутого» при инфляции $\Delta_{\lambda_0} = 2\pi$ (8.1), который не проявляется в масштабе разлета фотонов РИ Δ_λ .

Оценим масштаб разлета частиц по завершении инфляции на основе соотношения времени жизни и времени рождения лептокварков:

$$\tau/t = \Delta_\lambda \Delta_{\lambda_0}, \quad (8.6)$$

где Δ_{λ_0} – минимальный масштаб «разворачивания» пространства, «свернутого» в эпоху инфляции; Δ_λ – масштаб разлета фотонов РИ.

При $\Delta_{\lambda 0} \sim 6,3$ (8.1) $\Delta_{\lambda} \sim 60$ для РИ (§ 7) масштаб разлета лептокварков $\tau/t \approx 380$ длин волн де Бройля (соответствующих их кинетической энергии).

Из отношения (8.5) следует оценка энергии распада скалярного поля, при которой лептокварки могут приобретать массу (по механизму Хиггса):

$$E_{lq} \geq M_x \tau/t, \quad (8.7)$$

где E_{lq} – кинетическая энергия рождающихся лептокварков.

Согласно теории великого объединения константы сильного и электро-слабого взаимодействий сравниваются при энергии $\sim 2 \cdot 10^{14}$ ГэВ; по уточненной оценке $M_x \sim 2 \cdot 10^{15} \Lambda_{MS}$, где $\Lambda_{MS} \approx 0,16$ ГэВ – массовый параметр квантовой хромодинамики [8, с. 255], т.е. $M_x \approx 3 \cdot 10^{14}$ ГэВ. При $M_x \sim (2 - 3) \cdot 10^{14}$ ГэВ; $\tau/t \sim 380$ для РИ (8.6) согласно ТГВ энергия рождения лептокварков $E_{lq} \geq (0,8 - 1) \cdot 10^{17}$ ГэВ.

Масса лептокварков в теориях великого объединения $\geq 10^{15}$ ГэВ [6, с. 582]; в теории суперсимметрии (МССМ) $\geq 10^{16}$ ГэВ [3, с. 598], что на 1 – 2 порядка меньше E_{lq} , что отвечает условию рождения частиц $E \geq mc^2$.

Для МФИ согласно ТГВ при $\Delta_{\lambda}' \sim 1,2$ (7.3) без учета адиабатического расширения реального газа (§ 7) параметр $\tau/t = \Delta_{\lambda 0} \Delta_{\lambda}' \approx 8$. Согласно (8.7) энергия рождения лептокварков $E_{lq} \geq (2 - 2,5) \cdot 10^{15}$ ГэВ. Данная оценка согласуется с массой лептокварков в теориях великого объединения $\geq 10^{15}$ ГэВ, но на порядок меньше их массы в МССМ $\geq 10^{16}$ ГэВ, что не удовлетворяет ограничению $E \geq mc^2$.

Для сравнения, в инфляционной модели при величине скалярного поля $\phi \leq M_{Pl}/5$ ($\leq 2,4 \cdot 10^{18}$ ГэВ) поле начинает быстро осциллировать вблизи точки $\phi = 0$, рождая пары частиц, и энергия колеблющегося поля переходит в тепловую энергию родившихся частиц [13, с. 241], что выше оценки $E_{lq} \geq (0,7 - 1) \cdot 10^{17}$ ГэВ (8.7) для РИ в $\phi/E_s \leq 30 \pm 5$ раз.

Для МФИ при $E_{lq} \geq (2 - 2,5) \cdot 10^{15}$ ГэВ (8.7) отношение $\phi/E_s \leq 10^3$, что в 30 раз хуже согласуется с инфляционной моделью, чем оценка для РИ.

Следует признать, что теория инфляции, разработанная для масштаба планковской энергии $\sim 10^{19}$ ГэВ [13, с. 240], недостаточно хорошо согласуется с теорией великого объединения в оценке энергии объединения взаимодействий, в т.ч. составляющего в суперсимметричной модели (МССМ) для лептокварков $\sim 10^{16}$ ГэВ [3, с. 607]. Это является известной проблемой, разрешение которой связывается с необходимостью завершения теории великого объединения с учетом гравитационного взаимодействия [3, с. 608], либо требует уточнения характера расширения пространства в эпоху инфляции при падении величины скалярного поля намного ниже $\phi \ll M_{Pl}/5$.

9. Космологическая шкала плотность – температура Вселенной

В космологии широко используется шкала *плотность – температура* ($\rho - T$) Вселенной, связывающая планковскую температуру в эпоху инфляции $\sim 10^{19}$ ГэВ [13, с. 240] и плотность $\sim 10^{94}$ г/см³ [8, с. 348] с современной плотностью Вселенной $9,3 \cdot 10^{-30}$ г/см³ (WMAP) и ее температурой $T_0 = 2,7$ К [13, с. 239], соответствующей длине волны МФИ $\sim 1,1$ мм в области максимума энергетического спектра согласно закону Вина для теплового излучения (§ 1).

Вместе с тем, плотность массы излучения МФИ $\rho_v = \varepsilon_v/c^2 \sim 5 \cdot 10^{-34}$ г/см³ составляет лишь $\rho_v/\rho_b \approx 5 \cdot 10^{-4}$ плотности обычного вещества $\rho_b \sim 10^{-30}$ г/см³ [8, с. 518], или $\rho_v/\rho_c \approx 5 \cdot 10^{-5}$ критической плотности Вселенной ($\sim 10^{-29}$ г/см³). При этом значительную долю вещества содержит горячий межгалактический газ с температурой $\sim 10^6$ К [1, с. 81], т.е. средняя температура вещества не коррелирует с температурой газа $T = 2,7$ К, соответствующей МФИ.

Кроме того, РИ образовалось не за счет теплового излучения газа (что не реализуемо в эпоху доминирования излучения над веществом в горячей Вселенной), а за счет аннигиляции частиц и античастиц. Энергия фотонов МФИ $E_v' \approx 1,1 \cdot 10^{-3}$ эВ (7.5) в энергетической шкале $E = kT$ соответствует температуре излучения $T = E_v'/k \approx 13$ К, что в $T/T_0 \approx 5$ раз выше

$T_0 = 2,7$ К. В данных условиях более корректно применять шкалу *плотность – энергия* ($\rho - E$) применительно к фотонам РИ и частицам.

Так, согласно квантовой механике, если тепловая энергия частиц газа превышает их энергию покоя, излучение реализуемо не только в виде фотонов, но и в виде частиц. Например, согласно ТГВ частицы и античастицы, а также фотоны находятся в равновесии (термодинамическом) при температуре $\sim 10^{13}$ К [8, с. 518], что эквивалентно температуре аннигиляции барионов и антибарионов согласно ТГВ ~ 1 ГэВ [8, с. 178] в рамках шкалы $E = kT$.

В процессе расширения и охлаждения Вселенная испытывает фазовые переходы, начиная с трансформации скалярного поля в частицы согласно теории инфляции (§ 8); при этом энергия покоя частиц «связывает» часть энергии скалярного поля, снижая температуру среды. Аннигиляция частиц и античастиц высвобождает их энергию покоя в виде квантов поля – фотонов, что компенсирует предшествующее «связывание» энергии в вещество. В данных условиях шкала $\rho - E$ фотонов РИ должна совпадать в своих предельных параметрах – современных и начальных.

При адиабатическом расширении Вселенной в эпоху доминирования излучения над веществом в условиях его «вмороженности» в ионизованный газ согласно ТГВ плотность вещества зависит от температуры по закону:

$$\rho \sim T^3, \quad (9.1)$$

где ρ – плотность вещества; T – его температура.

С учетом зависимости энергии фотона $\epsilon_\nu \sim T$ от температуры, плотность энергии излучения при адиабатическом расширении Вселенной:

$$\epsilon_\nu \sim T^4. \quad (9.2)$$

В табл. 1. представлена зависимость плотности вещества и плотности массы излучения МФИ $\rho_\nu \sim 5 \cdot 10^{-34}$ г/см³ [8, с. 518] от температуры (без учета вклада нейтрино) согласно ТГВ при энергии фотонов $1,1 \cdot 10^{-3}$ эВ (7.5) и критической доле барионов $\Omega_b \sim 1$, которой соответствует барион-фотонное соотношение $\sim 10^{-8}$ [8, с. 178]. Плотность барионного вещества в интервале энергии частиц $0,94 \leq E \leq 1,9$ ГэВ, не ниже энергии аннигиляции барионов и антибарионов, но не выше энергии распада *кварк-глюонной плазмы* (КГП), оценена с учетом энергии частиц, а также вклада лептонов и фотонов при массовой доле барионов $\sim 1/3$.

Таблица 1.

Тепловая эволюция Вселенной (на основе параметров МФИ)

События	Энергия фотонов (частиц)	Плотность, г/см ³	
		вещество (барионы)	масса излучения
Сегодня	10^{-3} эВ	$9 \cdot 10^{-30}$	$5 \cdot 10^{-34}$
Отделение излучения от вещества	1 эВ ($z \sim 10^3$)	10^{-20}	10^{-21}
Баланс вещества и излучения	10 эВ ($z \sim 10^4$)	10^{-17}	10^{-17}
Нуклеосинтез	100 кэВ	10^{-5}	0,1
Вымирание пар $e^- e^+$	0,5 МэВ	10^{-3}	30

События	Энергия фотонов (частиц)	Плотность, г/см ³	
		вещество (барионы)	масса излучения
Вымирание мезонов	~0,2 ГэВ	10 ⁵	10 ¹²
Вымирание барионов	0,94 ГэВ	10 ¹⁴ → 7·10 ⁶	4·10 ¹⁴
Распад кварк-глюонной плазмы	1,9 ГэВ	~10 ¹⁵	6·10 ¹⁵
Рождение лептокварков	~10 ¹⁵ ГэВ	~10 ⁷⁵	
Инфляция	1,2·10 ¹⁹ ГэВ	~2·10 ⁹¹	

Параметрам МФИ при планковской энергии 1,2·10¹⁹ ГэВ соответствует плотность Вселенной $\rho_v \sim 2 \cdot 10^{91}$ г/см³, что на 2 порядка ниже планковской плотности ~10⁹⁴ г/см³ [8, с. 348]. Так, $\rho_{PI} \sim c^5/\hbar G^2$ [1, с. 41] при $\rho_{PI} \sim 5,2 \cdot 10^{93}$ г/см³. Подобная разница в оценках объяснима масштабом разлета частиц $\Delta_\lambda = (\rho_{PI}/\rho_v)^{1/3} \approx 6,4$ по завершении инфляции, что сравнимо с минимальным значением $\Delta_{\lambda_0} = 2\pi \approx 6,3$ при «разворачивании свернутого пространства» (§ 8).

Согласно шкале $\rho - E$ фотонов РИ на основе параметров МФИ распад КГП мог происходить при энергии ~1,9 ГэВ (Табл. 1). Также размер адронов (нуклонов и мезонов) в период аннигиляции нуклонов и антинуклонов, ограничивающий плотность адронного газа ядерной плотностью, ограничивает энергию частиц при распаде КГП ~2 ГэВ [15]. Данные оценки превышают энергию рождения τ -лептонов 1,78 ГэВ [3, с. 599], с участием которых при данной температуре при распаде КГП достижима барионная асимметрия $\sim 3 \cdot 10^{-8}$, сравнимая с характеристиками МФИ $\sim 10^{-8}$ [15]; [17].

Согласно экспериментальным данным RHIC при столкновении тяжелых ядер Au с энергией 0,2 ТэВ образуется КГП с плотностью энергии ~3 ГэВ/Фм³ (согласно модели Бьеркена) [20], что соответствует плотности массы излучения ~6·10¹⁵ г/см³ (Табл. 1). Данная оценка на порядок выше плотности энергии внутри нуклона ~0,13 ГэВ/Фм³ [20], соответствующей плотности атомных ядер ~2,8·10¹⁴ г/см³ [1, с. 280].

При температуре 1,9 ГэВ плотность массы излучения ~6·10¹⁵ г/см³ соответствует плотности энергии КГП при плотности барионов ~10¹⁵ г/см³ (Табл. 1), что в 3 раза выше ядерной плотности ~2,8·10¹⁴ г/см³, т.е. данный фактор затрудняет образование адронного газа. Подобное несоответствие, отмечаемое в работе [17], связывается с принципом асимптотической свободы для кварков. Предполагается, что деконфаймент кварков с образованием КГП происходит при большей плотности или температуре, чем в ядрах частиц [6, с. 339].

С учетом критерия Лоусона (связывающего скорость ядерных реакций с плотностью и температурой) наблюдаемое обилие космологического дейтерия согласно шкале $\rho - E$ может соответствовать доле барионов $\Omega_b \sim 1$, что на порядок выше известной оценки $\Omega_b \sim 0,03$ (для шкалы $\rho - T$) [18]; [19], что обосновывает использование $\Omega_b \sim 1$ при расчете данных в табл. 1.

Рассмотрим шкалу $\rho - E$ применительно к РИ с длиной волны ~0,23 мм в области максимума энергетического спектра без учета его рассеяния молекулами HD (§ 5) в рамках ТГВ (также без учета вклада нейтрино).

Таблица 2.

Тепловая эволюция Вселенной (на основе параметров РИ)

События	Энергия фотонов (частиц)	Плотность, г/см ³	
		вещество (барионы)	масса излучения
Сегодня	$5,4 \cdot 10^{-3}$ эВ	$9 \cdot 10^{-30}$	$4 \cdot 10^{-36}$
Отделение излучения от вещества	1 эВ ($z \sim 230$)	$6 \cdot 10^{-23}$	$5 \cdot 10^{-27}$
Баланс вещества и излучения	10 кэВ ($z \sim 2 \cdot 10^6$)	$6 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-11}$
Нуклеосинтез	100 кэВ	$6 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-7}$
Вымирание пар $e^- e^+$	0,5 МэВ	10^{-5}	$3 \cdot 10^{-4}$
Вымирание мезонов	$\sim 0,2$ ГэВ	$6 \cdot 10^2$	$7 \cdot 10^6$
Вымирание барионов	0,94 ГэВ	$10^9 \rightarrow 4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^9$
Адронный газ	10 ГэВ	$2 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{13}$
Распад кварк-глюонной плазмы	30 ГэВ	$7 \cdot 10^{13}$	$\sim 6 \cdot 10^{15}$
Рождение лептокварков	$\sim 10^{17}$ ГэВ	$5 \cdot 10^{77}$	
Инфляция	$1,2 \cdot 10^{19}$ ГэВ	10^{86}	

В табл. 2. представлена зависимость плотности вещества и массы излучения от энергии фотонов РИ и частиц для современной плотности массы излучения РИ $\varepsilon_\nu \sim 4 \cdot 10^{-36}$ г/см³ ($\sim 0,8\%$ плотности энергии МФИ) согласно ТГВ при энергии фотонов (до рассеяния) $\sim 5,4 \cdot 10^{-3}$ эВ (7.5) и доле барионов $\Omega_b \sim 1$ при барион-фотонном отношении $\sim 10^{-5}$ [17]. Плотность барионов в интервале энергии $0,94 \leq E \leq 12$ ГэВ (не ниже энергии аннигиляции барионов и антибарионов, но не выше энергии распада КГП) оценена с учетом энергии частиц, а также вклада лептонов и фотонов при массовой доле барионов $\sim 1/3$.

Параметрам РИ при планковской энергии $1,2 \cdot 10^{19}$ ГэВ соответствует плотность Вселенной $\rho_\nu \sim 10^{86}$ г/см³, что на 8 порядков ниже планковской плотности $\rho_{Pl} \sim 5,2 \cdot 10^{93}$ г/см³. Разница в оценках объяснима масштабом разлета частиц $\Delta_\lambda = (\rho_{Pl}/\rho_\nu)^{1/3} \approx 410$ по завершении инфляции, что несколько превышает масштаб разлета лептокварков $\tau/t \sim 380$ (8.6).

Разница в оценках $\Delta_\lambda t/\tau - 1 \approx 0,08$ может указывать на долю энергии, уносимой нейтрино (космологической природы). Молекулы H_2 могли рассеять $\sim 1\%$ фотонов РИ (§ 4), что не столь существенно. Из зависимостей $\Delta_\lambda \sim 1/n_\nu^{1/3}$ (7.3) и $\varepsilon_\nu \sim 1/n_\nu$ следует зависимость $\varepsilon_\nu \sim \Delta_\lambda^3$, позволяющая оценить долю реликтовых нейтрино $\delta_\nu^* = \varepsilon_\nu^*/\varepsilon_\nu$ в плотности энергии РИ:

$$\delta_\nu^* = (\Delta_\lambda t/\tau)^3 - 1. \quad (9.3)$$

При $\Delta_\lambda \sim 410$; $\tau/t \sim 380$ (8.6) параметр $\delta_\nu^* \approx 0,26$. С учетом поправки на долю РИ, рассеянного молекулами H_2 , доля энергии, уносимой реликтовыми нейтрино $\delta_\nu^* \sim 0,25$.

Напомним, согласно ТГВ при температуре ~ 1 ГэВ в равновесии находились различные сорта адронов и 3 вида лептонов, включая нейтрино, а также фотоны [8, с. 518].

Нейтрино отделились от вещества в горячей Вселенной; их температура сравнима с температурой РИ [1, с. 256]. Оценим долю энергии реликтовых нейтрино на основе их характеристик (теоретических) и фотонов МФИ:

$$\delta_v^* = n_v^* E_v^* / n_\gamma E_\gamma, \quad (9.4)$$

где n_v^* , E_v^* – концентрация и энергия реликтовых нейтрино; n_γ , E_γ – фотонов МФИ.

При $n_v^* \sim 330 \text{ см}^{-3}$; $E_v^* \sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$ [1, с. 256]; $n_\gamma \sim 400 - 500 \text{ см}^{-3}$ [1, с. 134]; $E_\gamma \sim 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$ (7.5) доля энергии, уносимой реликтовыми нейтрино $\delta_v^* \approx 0,27 - 0,34$, что сравнимо с предыдущей оценкой $\delta_v^* \sim 0,25$ (9.3).

Согласно шкале $\rho - E$ на основе параметров РИ распад КГП происходит при энергии $E_q \sim 30$ ГэВ, когда плотность массы излучения $\rho_\gamma = \varepsilon_\gamma / c^2 \sim 6 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$ соответствует массе плотности энергии КГП $\varepsilon_q / c^2 \sim 6 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$, которая согласуется с плотностью адронного газа $\rho \sim 7 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3$ (Табл. 2), что в 4 раза ниже ядерной плотности $\rho_0 \sim 2,8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ [1, с. 280], т.е. может указывать на объем, занимаемый адронами (§ 7).

Так, ядерная плотность ограничивает температуру распада КГП с образованием адронов:

$$E_q > \varepsilon_q / c^2 \rho_0, \quad (9.5)$$

где ε_q – плотность энергии кварк – глюонной плазмы; ρ_0 – ядерная плотность [17].

При $\varepsilon_q \sim 3 \text{ ГэВ/Фм}^3$ по данным RHIC [20]; $\rho_0 \sim 2,8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ [1, с. 280] *распад КГП может происходить при температуре $E_q > 20$ ГэВ.*

Критерию (9.5) в рамках шкалы $\rho - E$ удовлетворяет РИ ($E_q \sim 30$ ГэВ), но не МФИ ($E_q \sim 1,9$ ГэВ). Данный факт отмечается в работе [17], где показано также, что при температуре распада КГП ~ 10 ГэВ достижима барионная асимметрия $\sim 10^{-5}$, соответствующая характеристикам РИ [5]. Тем самым, *соответствие ядерной плотности (барионов) и плотности энергии КГП достигается в рамках шкалы $\rho - E$ на основе характеристик РИ.*

10. Выводы

1. Микроволновое фоновое излучение (МФИ) могло образовать излучение первых звезд – гигантов массой $\sim 6 \cdot M_\odot$ с энерговыделением $\sim 10^{52}$ эрг, ионизовавшее межзвездный водород в эпоху $z_i \sim 17$. УФ излучение звезд, рассеянное газопылевыми облаками (остатками планетарных туманностей, образуемых звездами в конце эволюции) в области ~ 60 мкм, к настоящему времени могло сместиться в область $\sim 1,1$ мм.

2. Излучение газопылевых оболочек (коконов) первых звезд в фазе красных гигантов, близких к финальной стадии, в ИК области ~ 8 мкм, не рассеиваемое пылью, могло сместиться в субмиллиметровую область ~ 140 мкм, исказив коротковолновую часть спектра МФИ.

3. Компактифицированное в планковском масштабе пространство-время в начале инфляции могло расширяться до современной длины волны *реликтового излучения* (РИ) при масштабном факторе $\sim 1,6 \cdot 10^{30}$.

4. Масштабный фактор расширения пространства $\sim 1,6 \cdot 10^{30}$, следующий из теории инфляционной Вселенной, может соответствовать современной длине волны РИ $\sim 0,23$ мм, что 5 раз ниже, чем у МФИ $\sim 1,1$ мм.

5. РИ, непосредственно не проявляющееся в спектре МФИ в области ~ 230 мкм, может соответствовать наблюдаемому подъему в области $\sim 0,9$ см, образуемому за счет поглощения РИ при $z \sim 80$ в основной полосе поглощения $\sim 2,8$ мкм молекул HD (образуемых в эпоху рекомбинации при $z_r \sim 230$) с излучением в основной вращательной линии ~ 110 мкм.

6. В конце эпохи рекомбинации мог образоваться ряд молекул, в т.ч. H_2 с обилием $H_2/H \sim 10^{-5}$ и HD с обилием $HD/H \sim 10^{-6}$. Так, температура полной рекомбинации первичного газа $\sim 3 \cdot 10^3$ К соответствует температуре диссоциации молекул H_2 и HD.

7. Первичный газ по завершении рекомбинации мог быть оптически толст по поглощению в колебательно-вращательных полосах молекул H_2 и HD. В гомоядерных двухатомных молекулах H_2 дипольные переходы запрещены; излучение в основной вращательной линии могли обеспечить индуцированные дипольные переходы в молекулах HD (по типу мазеров).

8. Плотность энергии РИ $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ эВ/см³ может составлять $\sim 0,8\%$ плотности энергии МФИ. Барионное число РИ $\sim 10^5$ (до рассеяния) на 3 порядка меньше, чем у МФИ $\sim 10^8$ (при космологической плотности барионов). Барионное число РИ $\sim 10^5$ могло реализоваться при фазовых переходах в горячей Вселенной, включая электрослабый переход, а также распад *кварк-глюонной плазмы* (КГП).

9. В эпоху рекомбинации могли образоваться крупномасштабные неоднородности в виде газовых облаков радиусом ~ 60 пк массой $\sim 10^6$ М $\odot$. Данные газовые облака могли эволюционировать в карликовые протогалактики, содержащие первые звезды. Сравнимость размеров и масс первых газовых облаков и гигантских молекулярных облаков, а также звездных шаровых скоплений может указывать на эволюцию протогалактик.

10. Свет первых звезд в протогалактиках, рассеянный газопылевыми облаками, мог приобрести изотропию за счет томсоновского рассеяния на свободных электронах межзвездного газа, ионизованного в период $15 < z_i < 19$.

11. Упаковка фотонов МФИ близка к плотной, что согласуется с *теорией горячей Вселенной* (ТГВ). Более разреженная упаковка фотонов РИ (до рассеяния) соответствует теории инфляции в рамках ТГВ.

12. Плотная упаковка фотонов МФИ (образующихся при аннигиляции разных сортов частиц и античастиц согласно ТГВ) соответствует критерию вырожденности квантового газа, предполагающему тождественность частиц, что противоречит возможности образования различных частиц. Разреженная упаковка фотонов РИ (до рассеяния) реализуема.

13. Если частицы и античастицы и рождаемые при их аннигиляции фотоны не плотно упакованы, это предполагает стадию свободного разлета первых частиц (фазу взрыва), возникающих при распаде скалярного поля по завершении инфляции; стадия свободного разлета может предшествовать стадии адиабатического расширения Вселенной.

14. Концентрацию фотонов МФИ (если оно реликтовое) могло понизить адиабатическое расширение реального газа горячей Вселенной при конечном размере частиц (кварков и лептонов), а также адронов.

15. Масштаб разлета фотонов РИ (до рассеяния) в рамках ТГВ отвечает энергии рождения лептокварков $\geq 10^{17}$ ГэВ. Исходя из концентрации фотонов МФИ энергия рождения лептокварков $\geq 10^{15}$ ГэВ. Обе оценки согласуются с массой лептокварков в теориях великого объединения $\geq 10^{15}$ ГэВ.

16. Исходя из плотности упаковки фотонов РИ и плотности их энергии реликтовые нейтрино могли унести ок. 1/4 энергии РИ.

17. Шкалу плотность – температура ($\rho - T$) Вселенной корректно заменить шкалой плотность – энергия ($\rho - E$) фотонов РИ, поскольку РИ образовалось не за счет теплового излучения газа (в эпоху доминирования излучения над веществом в горячей Вселенной), а за счет аннигиляции частиц и античастиц.

18. При шкале $\rho - E$ для МФИ при планковской энергии плотность Вселенной ниже планковской на 3 порядка, что обосновывает минимальный масштаб свободного разлета по завершении инфляции. При этом с учетом критерия Лоусона обилие космологического дейтерия (образуемого в эпоху нуклеосинтеза) может соответствовать доле барионов $\Omega_b \sim 1$.

19. При энергии фотонов МФИ $1,1 \cdot 10^{-3}$ эВ плотность массы излучения, эквивалентная ядерной плотности $\sim 3 \cdot 10^{14}$ г/см³ достигается при энергии 0,94 ГэВ (соответствующей энергии покоя нуклонов). Распад КГП может происходить при энергии $\sim 1,9$ ГэВ, что превышает энергию рождения τ -лептонов 1,78 ГэВ, с участием которых при данной температуре достижима барионная асимметрия $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ при $\Omega_b \sim 1$.

20. Плотность энергии КГП $\sim 6 \cdot 10^{15}$ г/см³ при ее распаде согласуется с ядерной плотностью (барионов) $\sim 10^{14}$ г/см³ при температуре распада КГП ~ 30 ГэВ при шкале $\rho - E$ на

основе характеристик РИ (с достижением барионной асимметрии $\sim 10^{-5}$ при $\Omega_b \sim 1$), но не согласуется для характеристик МФИ.

21. Комплексный анализ характеристик РИ и МФИ, включая плотность упаковки фотонов, в контексте их космологической природы показывает, что оба излучения согласуются с теорией инфляции в рамках ТГВ (включая степень барионной асимметрии при распаде КГП).

22. Сравнительный анализ характеристик РИ и МФИ с учетом принципов квантовой механики в части критериев вырождения квантового газа и распада КГП в адронный газ, указывает на реликтовую природу РИ, но не подтверждает реликтовое происхождение МФИ.

23. Эвристическую ценность гармонизации известных космологических моделей с рядом положений квантовой механики на основе характеристик РИ обосновывает соответствие экспериментальным данным. Так, наблюдаемый в спектре МФИ подъем в области $\sim 0,9$ см может соответствовать длине волны РИ ~ 230 мкм (до рассеяния молекулами HD).

24. Проведенный выше анализ также может иметь прогностическую значимость. Например, из характеристик РИ следует оценка параметров крупномасштабных неоднородностей (образуемых в эпоху рекомбинации): радиус ~ 60 пк и масса $\sim 10^6$ $M_\odot$, сравнимые с параметрами шаровых скоплений, а также доля энергии реликтовых нейтрино $\sim 1/4$ энергии РИ и радиус Вселенной $\sim 1,2 \cdot 10^4$ Мпк, что соответствует принятым оценкам.

Литература

1. А.М. Прохоров. Физическая энциклопедия, т. 3. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1992. – 672 с.
2. А.В. Засов, К.А. Постнов. Общая астрофизика. 2-е изд. испр. и дополн. Фрязино: Век 2. – 2011. – 576 с.
3. А.М. Прохоров. Физическая энциклопедия, т. 5. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998. – 784 с.
4. J.D. Bowman, A.E.E. Rogers, R.A. Monsalve, T.J. Mozdzen, N. Mahesh. An absorption profile centred at 78 megahertz in the sky-averaged spectrum // *Nature*. – 2018. – V. 555. – P. 67-70.
5. С.Ю. Поройков. Характеристики первых звезд и продуктов их эволюции // *Журнал естественнонаучных исследований*. – 2023. – Т. 8. – № 1. – С. 22-48.
6. А.М. Прохоров. Физическая энциклопедия, т. 2. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998. – 703 с.
7. S.C. Keller, et al. A single low-energy, iron-poor supernova as the source of metals in the star SMSS J031300.36-670839.3 // *Nature*. – 2014. – V. 506. – P. 463-466.
8. А.М. Прохоров. Физическая энциклопедия, т. 1. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1988. – 704 с.
9. А.М. Прохоров. Физический энциклопедический словарь. М.: Советская энциклопедия. – 1983. – 928 с.
10. M.G. Hauser, E. Dwek. The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 2001. – V. 39. – P. 249-307.
11. В.А. Бедняков. О происхождении химических элементов // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. – 2002. – Т. 33. – № 4. – С. 915-963.
12. F. Grussie, J. Sahoo, Y. Scribano, et al. Experimental confirmation of barrierless reactions between HeH^+ and deuterium atoms suggests a lower abundance of the first molecules at very high redshifts // *Astronomy & Astrophysics*. – 2025. – V. 699. – L12. – pp. 6.
13. А.М. Прохоров. Физическая энциклопедия, т. 4. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1994. – 704 с.
14. И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов. Физические величины. Справочник. – М.: Энергоатомиздат. – 1991. – 1232 с.
15. С.Ю. Поройков. Степень барионной асимметрии, достижимая при фазовых переходах в ранней Вселенной // *Основания фундаментальной физики и математики: материалы*

- VII Российской конференции (ОФФМ-2024) / под ред. Ю.С. Владимирова, В.А. Панчелюги – М.: РУДН. – 2024. – С. 155-159.
16. A.E. Nelson, D.B. Kaplan, A.G. Cohen. Why there is something rather than nothing: Matter from weak interactions // Nuclear Physics B. – 1992. – V. 373. – Is. 2. – P. 453-478.
 17. С.Ю. Поройков. Реализуемость барионной асимметрии при фазовом переходе I рода кварк-глюонная плазма – адронный газ в горячей Вселенной // Журнал естественнонаучных исследований. – 2024. – Т. 9. – № 3. – С. 2-28.
 18. С.Ю. Поройков. Сравнение шкал плотность – температура Вселенной в космологических моделях // Журнал естественнонаучных исследований. – 2023. – Т. 8. – № 2. – С. 34-48.
 19. С.Ю. Поройков. Доля барионов с учетом температурных границ применимости теории горячей Вселенной // Основания фундаментальной физики и математики: материалы VII Российской конференции (ОФФМ-2023) / под ред. Ю.С. Владимирова, В.А. Панчелюги – М.: РУДН. – 2023. – С. 166-170.
 20. И.Я. Арефьева. Голографическое описание кварк-глюонной плазмы, образующейся при столкновениях тяжелых ионов // Успехи физических наук. – 2014. – Т. 18. – № 6. – С. 569-598.