

Генезис спектра космического микроволнового фона

Genesis of the cosmic microwave background spectrum

Поройков С.Ю.

канд. физ.-мат. наук Московского государственного Университета им. М.В. Ломоносова

e-mail: sporoykov@mail.ru

Poroykov S.Yu.

Ph. D. (Phys.-Math.) of Lomonosov Moscow State University

e-mail: sporoykov@mail.ru

Аннотация

Показано, что из-за рассеяния света в молекулярных полосах поглощения первичного газа космический микроволновой фон (МФИ) с максимумом в области ~ 1 мм мог формироваться не в эпоху рекомбинации, а в эпоху вторичного разогрева газа, произошедшего при формировании галактик, на длине волны излучения галактик с активными ядрами ~ 60 мкм. Определена природа излучений, искаживших чернотельный спектр МФИ на длинах волн 8 мм и 7 см. На этой основе оценена критическая плотность Вселенной $\rho_c \sim 9 \cdot 10^{-30}$ г/см³, постоянная Хаббла $H_0 \sim 70$ км/с·Мпк, массовая доля нейтронных звезд $\Omega_n \sim 0,08$ и черных дыр $\Omega_h \sim 0,02$; темных карликов в шаровых скоплениях и ультрадиффузных карликовых галактиках, обращающихся в филаментах $\Omega_{df} \sim 0,03$ и их окрестностях $\Omega_{dv} \sim 0,63$.

Ключевые слова: фоновое космическое излучение, сверхгиганты, пульсары.

Abstract

It is shown that due to light scattering in the molecular absorption bands of the primary gas, the cosmic microwave background (BCR) with a maximum in the region of ~ 1 mm could be formed not during the recombination epoch, but during the secondary heating of the gas that occurred during the formation of galaxies at the radiation wavelength of galaxies with active nuclei ~ 60 mkm. The nature of the radiation that distorted the blackbody spectrum of the BCR at wavelengths 8 mm and 7 cm is determined. On this basis, the critical density of the Universe is estimated $\rho_c \sim 9 \cdot 10^{-30}$ g/cm³, Hubble constant $H_0 \sim 70$ km/s·Mpc, mass fraction of neutron stars $\Omega_n \sim 0.08$ and black holes $\Omega_h \sim 0.02$; dark dwarfs in globular clusters and ultradiffuse dwarf galaxies orbiting in filaments $\Omega_{df} \sim 0.03$ and their vicinity $\Omega_{dv} \sim 0.63$.

Keywords: background cosmic radiation, supergiants, pulsars

1. Период формирования микроволнового фонового излучения

Согласно принятой интерпретации (в отсутствии иного объяснения при его открытии в 1965 г.) *микроволновое фоновое излучение* (МФИ) связано с реликтовым излучением эпохи рекомбинации. До того излучение находилось в термодинамическом равновесии с веществом. Предполагается, что газ стал полностью прозрачным для излучения при температуре $T_p \sim 4 \cdot 10^3$ К, когда ионизованный газ стал нейтральным. После отделения излучения и вещества в эпоху рекомбинации, определяемую красным смещением $z \sim 1500$, по мере расширения Вселенной температура излучения могла падать независимо от температуры газа, упав к настоящему времени до $T = T_p/(z + 1) \approx 2,7$ К.

Вместе с тем, данная интерпретация не учитывает рассеяние фотонов молекулами остывшего первичного газа в *молекулярных полосах поглощения* (обусловленных их колебательно-

вращательным спектром). Так, степень диссоциации молекул водорода даже при более высокой температуре $5 \cdot 10^3$ К достигает 5% [1, с. 297], т.е. энергия фотонов могла трансформироваться в тепловую энергию молекул.

Формирование МФИ в эпоху рекомбинации ставится под вопрос из-за рассеяния излучения той эпохи в молекулярных полосах поглощения первичного газа. Кроме того, при частичной ионизации газа рассеяние им излучения на 1 – 2 порядка выше томсоновского [2, с. 522], т.е. при рекомбинации газ стал менее прозрачен для излучения, и оно могло отделиться от вещества в более позднюю эпоху, искажая спектр МФИ в длинноволновой области (§ 3).

Согласно концепции нуклеосинтеза, газ горячей Вселенной содержал водород H и гелий He с примесью дейтерия D [3, с. 364]. При охлаждении газа после эпохи рекомбинации образовались молекулы H₂ с примесью HD и D₂. Гелий молекул не образует. Молекулы HD обладают дипольным колебательно-вращательным спектром. Гомоядерные двухатомные молекулы H₂ и D₂ имеют квадрупольные спектры [3, с. 204]. Например, в спектре H₂ известно ок. 120 тыс. линий в диапазоне 60 нм – 13 мкм.

Из-за красного смещения в условиях расширения Вселенной длины волн излучения, соответствующего температуре газа эпохи рекомбинации $\lambda = b/T_r \approx 0,73$ мкм (постоянная Вина $b = 0,29$ см·К), удлинятся и пересекут существенную часть линий поглощения молекул. В этой связи молекулярные полосы поглощения H₂, HD и D₂ могли препятствовать отделению реликтового излучения от вещества в эпоху рекомбинации.

Более вероятным представляется формирование МФИ за счет излучения молодых галактик, находящихся в яркой фазе в эпоху $z \sim 17$ (§ 2). Рассеяние излучения локальных источников на электронах ионизованного межгалактического газа обеспечит ему изотропию, если оно формировалось не позднее эпохи $z \geq 11$ (§ 6), т.е. $z \sim 17$ удовлетворяет данному условию.

При первичном звездообразовании в газовой среде, не содержавшей тяжелые элементы, охлаждение молекулярных облаков до температуры $T \sim 50$ К обеспечивал процесс возбуждения вращательных уровней молекул H₂ с последующим излучением [4, с. 163] на длине волны $\lambda_{cb} = b/T \approx 60$ мкм.

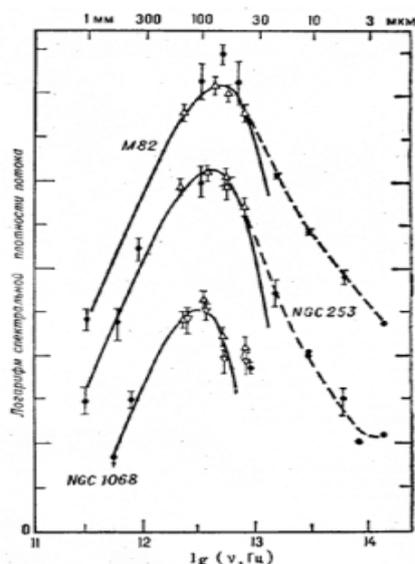


Рис. 1. Спектры излучения галактик с активными ядрами

Излучение в данной субмиллиметровой области типично для галактик с активными ядрами [6, с. 922] (рис. 1). Концентрация и светимость галактик с активными ядрами с удалением в прошлое растут [2, с. 251]. Скорость звездообразования была максимальной при образовании галактик [2, с. 68], т.е. молодые галактики могли излучать в сравнимом диапазоне.

Спектры галактик с активными ядрами отличаются от планковского в дальней ИК области 3 – 30 мкм (рис. 1), что может быть вызвано ИК излучением (слабо рассеиваемым межзвездной средой) оболочек красных гигантов и сверхгигантов, близких к финальной стадии (§ 2).

Излучение молодых галактик, находившихся в яркой фазе при $z \sim 17$ (§ 2) на длине волны $\lambda_{cb} \sim 60$ мкм с учетом красного смещения, сдвинется в микроволновой диапазон $\lambda\nu = \lambda_{cb}(z + 1) \approx 1,1$ мм, накладываясь на спектр МФИ [7]; [8]. Так, температуре МФИ $T\nu = 2,7$ К [3, с. 134] соответствует длина волны в области максимума спектра $\lambda\nu = b/T\nu \approx 1,1$ мм.

2. Период вторичного разогрева газа

Спектр МФИ с максимумом интенсивности в области ~ 1 мм близок к чернотельному в диапазоне от 6 мм до 0,6 мкм, за пределами которого наблюдаются искажения [3, с. 134]. Искажения чернотельного спектра МФИ связываются с энерговыделением $\Delta\varepsilon \leq 0,1$ эВ плотности его энергии при соответствующем красном смещении, включая эпоху вторичного разогрева газа, произошедшего при формировании галактик [3, с. 135].

Первыми звездами были *сверхгиганты* [9]; [10] средней массой $\sim 18 M_{\odot}$ (§ 7), эволюционирующие в *нейтронные звезды* (НЗ). Так, гравитационная энергия среды при распаде на сгустки уменьшается, т.е. распределение вещества в первичном газе, близкое к однородному, неустойчиво относительно распада на облака достаточно большого масштаба [1, с. 522].

Звезды массой $>100 M_{\odot}$ неустойчивы. Быстро эволюционирующие сверхгиганты массой $10 - 100 M_{\odot}$ взрываются как сверхновые II типа [2, с. 68]. Гиганты меньшей массы $\leq 8 M_{\odot}$ эволюционируют в сверхновые I типа (не порождающие НЗ) [2, с. 69]; [4, с. 434]. С учетом обратной кубической зависимости времени жизни звезд от их массы $t \sim 1/M^3$ [2, с. 68] *первыми взорвались сверхновые II типа, порождая нейтронные звезды.*

Доля сверхновых I типа в молодых галактиках была низка. Так, старые звезды (второго поколения) отличает низкое содержание тяжелых элементов, как звезды в гало [1, с. 387] или звезды, сформировавшиеся в межзвездной среде низкой плотности. Например, у маломассивной SMSS J031300.36-670839.3 металличность $\sim 10^{-7}$ солнечной по железу, из чего делается вывод, что *в молодых галактиках были распространены низкоэнергетичные сверхновые* [10], т.е. сверхновые II типа. Напомним, что энергия взрыва сверхновых II типа $\sim 10^{49}$ эрг (без учета нейтрино) до двух порядков меньше, чем у сверхновых I типа $\leq 10^{51}$ эрг [4, с. 433].

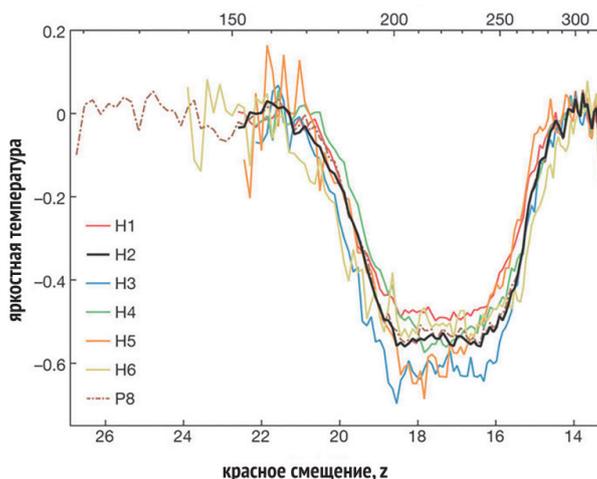


Рис. 2. Спектр радиолинии водорода эпохи молодых галактик

Излучение первых сверхгигантов, с учетом красного смещения, вносит вклад в современное фоновое космическое излучение [7]; [8]; [11]. Согласно *радиолинии водорода* 21 см первые сверхгиганты максимально ионизовали водород в эпоху, определяемую красным смещением $z \sim 17$ при полуширине пика $\pm 12\%$ [9] (рис. 2).

Падение интенсивности радиолинии водорода может быть обусловлено как ионизацией водорода, как это предполагается в работе [9], так и может указывать на охлаждение водорода в молекулярных облаках, коллапсирующих в звезды [8]. Так, данная радиолиния форми-

руется при переходе *нейтрального* водорода из орто- в парасостояние. При снижении температуры доля параводорода растет и при 0 К достигает 100% [1, с. 297]. Оба процесса сочетаются в центре галактики, где наблюдается высокая скорость звездообразования, и присутствуют мощные источники излучения, окруженные газовой средой со сложной структурой, содержащей зоны молекулярного, атомарного и ионизованного водорода [1, с. 391].

В энерговыделении галактик той эпохи вносят вклад продукты эволюции сверхгигантов – сверхновые и пульсары. У сверхновых II типа энергия взрыва $\sim 10^{49}$ эрг [4, с. 433] на три порядка ниже энерговыделения сверхгигантов $\sim 10^{52}$ эрг [7]; [2, с. 69], т.е. их вклад невелик.

Как заметный источник энерговыделения, в молодых галактиках рассматриваются *рентгеновские пульсары* в двойных системах [12]. Так, появление рентгеновских пульсаров в эпоху $z \sim 17$ объясняет особенности спектра космического фонового излучения в *длинноволновом радиодиапазоне* и изменение спектрального индекса метагалактического изотропного γ -излучения (МИГИ) в области ≥ 3 МэВ, что позволяет оценить плотность энергии излучения первых пульсаров $\delta\rho \sim 0,4$ плотности энергии МФИ [7].

Рентгеновские пульсары также генерируют ультрарелятивистские космические лучи, вплоть до энергии $\leq 10^9$ ГэВ [3, с. 257], порождая потоки *нейтрино* (через пионы). Действительно, от молодых галактик, находящихся в яркой фазе, возникают большие потоки нейтрино высокой энергии, связываемых с космическими лучами. Максимум энергетического спектра данных нейтрино определяется красным смещением [3, с. 258]:

$$E\nu = 6 \cdot 10^6 [20/(z + 1)]^2 \text{ ГэВ} \quad (1).$$

Согласно зависимости (1) при $z < 19$ наблюдается резкий рост энергии нейтрино, что подтверждает возможность генерации рентгеновских пульсаров в ту эпоху.

В модели нестационарной Вселенной критической плотности, обратно пропорциональной квадрату ее радиуса $\rho_c \sim 1/R^2$, томсоновское рассеяние фотонов на свободных электронах ионизованного межгалактического газа обеспечит излучению *изотропию*, присущую фоновому космическому излучению, если оно формировалось в эпоху $z \geq 11$ (§ 6). Данный диапазон охватывает период ионизации водорода $z \sim 17$ согласно данным работы [9].

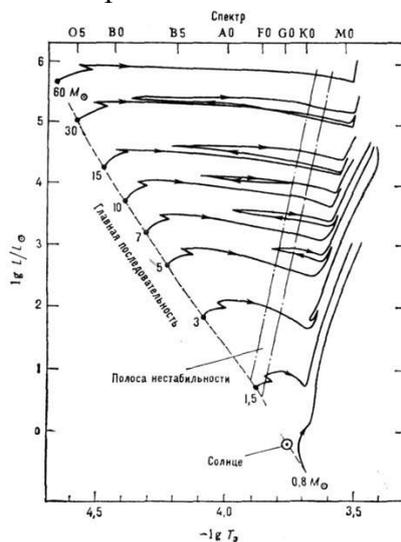


Рис. 3. Эволюционные треки звезд главной последовательности

Эволюцию звезд главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга – Ресселла отражают эволюционные треки. При этом горячие *голубые* (УФ) сверхгиганты эволюционируют в холодные *красные* (ИК) сверхгиганты [1, с. 444] (рис. 3).

Температура фотосферы красных гигантов и сверхгигантов $T \sim (2,2 \pm 0,3) \cdot 10^3$ К [2, с. 178], согласно закону Вина, соответствует длине волны ИК излучения в области максимума энергетического спектра $\lambda_{ик} = b/T \approx 1,3 \pm 0,2$ мкм (постоянная Вина $b = 0,29$ см·К). Данное ИК

излучение эпохи $z \sim 17$ (слабо рассеиваемое межзвездной средой) из-за красного смещения к настоящему времени сместится в область $\lambda_{сб} = \lambda_{ик}(z + 1) \approx 24 \pm 1$ мкм [7].

В спектре интенсивности космического субмиллиметрового фона наблюдаются подъемы в области 25 и 60 мкм с плотностью энергии $\epsilon_{сб} \sim 0,1$ эВ/см³ [13] (рис. 4). Из-за сложности выделения субмиллиметрового фона в присутствии современного зодиакального света и перистых, данная плотность энергии рассматривается как максимально возможная [14]. Так, в фоновое излучение в области ~ 60 мкм может вносить вклад современное излучение наблюдаемых вокруг звезд газово-пылевых дисков [8] с температурой несколько десятков кельвинов [2, с. 178]. Тем самым, у реликтового субмиллиметрового фона плотность энергии не выше $\delta_{сб} = \epsilon_{сб}/\epsilon_{\nu} \leq 0,4$ плотности энергии МФИ [8], составляющей $\epsilon_{\nu} \sim 0,25$ эВ/см³ [3, с. 135].

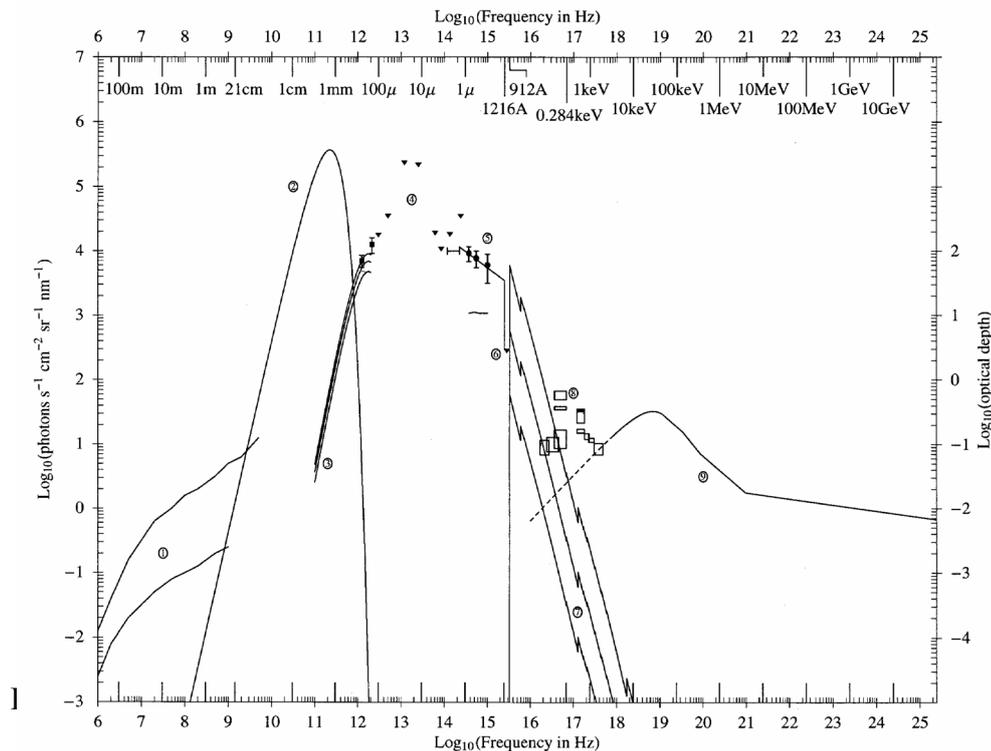


Рис. 4.

В условиях значительного энерговыделения первых сверхгигантов субмиллиметровый пик в области 25 мкм может формировать ИК излучение красных сверхгигантов в эпоху, определяемую красным смещением:

$$z = \lambda_{ик}T/b - 1 \quad (2).$$

При приведенных параметрах $z \approx 18 \pm 1$, что согласуется с периодом максимальной ионизации водорода согласно его радиолинии (рис. 2).

Согласно данным работы [9], энерговыделение сверхгигантов в эпоху $z \sim 17$, как минимум вдвое выше максимальных оценок, принятых для эпохи вторичного разогрева газа. При этом в данном исследовании отмечается «исчезновение» УФ излучения первых сверхгигантов. УФ излучение голубых сверхгигантов мог поглотить нейтральный водород за счет *фотоионизации* атомов и *фотодиссоциации* молекул [8]. Поглощение УФ излучения также обеспечит *фотораспад* отрицательных ионов водорода, содержащихся в атомарном водороде [3, с. 515]. Так, в центре галактики (где скорость звездообразования высока) наблюдаются мощные источники ионизирующего излучения, которое рассеивается газовой средой, содержащей молекулярный, атомарный и ионизованный водород [1, с. 391].

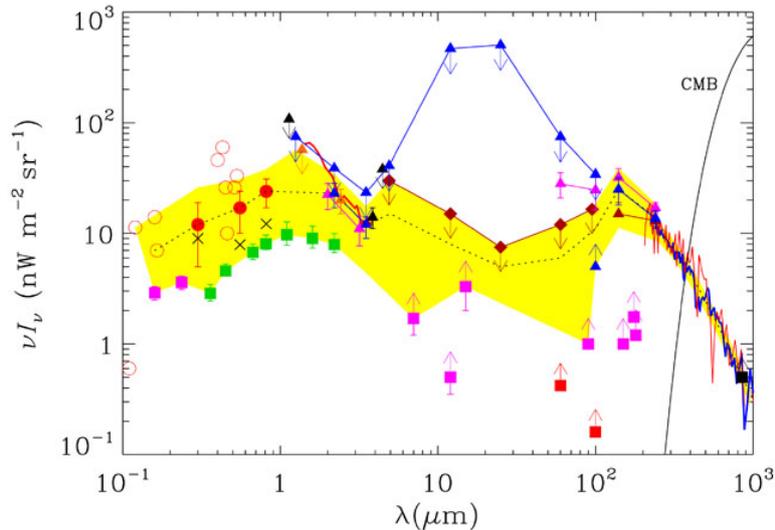


Рис. 5. Спектр космического электромагнитного фона 0,1 – 1000 мкм

В спектре субмиллиметрового фона в ряде работ выделяют экстремум в области 140 мкм с плотностью энергии $\sim 10^{-2}$ эВ/см³ [14] (рис. 5), который могло формировать ИК излучение эпохи $z \sim 17$ на длине волны $\lambda_{\text{ИК}} = \lambda_{\text{сб}}/(z + 1) \approx 8$ мкм.

Сравнимая длина волны ИК излучения ~ 8 мкм (слабо рассеиваемого межзвездной средой) у оболочек красных сверхгигантов, близких к финальной стадии [2, с. 178] (рис. 6).

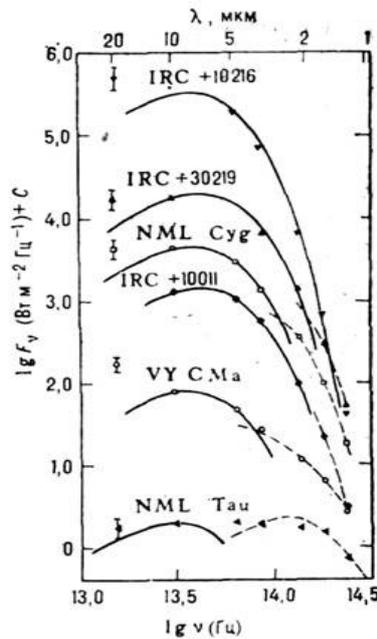


Рис. 6. Спектры массивных звезд поздних спектральных классов

Из-за высокой светимости сверхгигантов звездный ветер уносит вещества до $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$, что на 9 порядков больше, чем у Солнца $\sim 10^{-14} M_{\odot}/\text{год}$ [2, с. 67], формируя вокруг них оттекающие газовые оболочки, чья температура постепенно снижается [2, с. 63].

3. Период отделения космологического излучения от вещества

Предполагается, что до эпохи рекомбинации, определяемой красным смещением $z \sim 1500$ [2, с. 488], излучение находилось в термодинамическом равновесии с веществом. При

температуре $T_p \sim 4 \cdot 10^3$ К ионизованная плазма превратилась в нейтральную [3, с. 134]. Когда излучение отделилось от вещества, стало возможно образование неоднородностей в первичном однородном газе [2, с. 479]. При выходе излучения из газовых сгустков силам тяготения стало противостоять лишь давление газа [2, с. 479], так что первичный газ сжался в звезды.

Вместе с тем, в условиях рассеяния космологического излучения эпохи рекомбинации в молекулярных полосах поглощения первичного газа, оно могло отделиться от вещества после охлаждения газа до температуры $T \sim 50$ К. Так, молекулярный газ становится прозрачным для излучения на длине волны $\lambda_{сб} \sim 60$ мкм (§ 2).

Возраст Вселенной, когда космологическое излучение отделилось от вещества, может быть оценен исходя из ее плотности, следующей из формулы Джинса (17):

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

где α – коэффициент, учитывающий компенсацию сил гравитации силами давления; t_k – период коллапса газового облака в звезды [11, с. 529].

В модели однородной нестационарной Вселенной критической плотности, ее возраст в эпоху, определяемую красным смещением z :

$$T_0 = T_v / (z + 1)^{3/2} \quad (4),$$

где T_v – возраст современной Вселенной.

По данным Planck 2015 $T_v \sim 13,8$ млрд лет [15]. Возраст Вселенной в эпоху сверхгигантов при $z \sim 17$ [9] составлял $T_0 \approx 1,8 \cdot 10^8$ лет.

Температура газа до той эпохи могла достигать ~ 50 К (§ 2). Давление холодного газа мало, при коэффициенте $\alpha \sim 1$. При $t_k \sim T_0$ согласно формуле (3) плотность Вселенной при отделении излучения от вещества достигала $\rho \approx 1,5 \cdot 10^{-25}$ г/см³. Концентрация газа той эпохи $n \sim \rho_p / m_p \approx 0,1$ см⁻³ сравнима с концентрацией межоблачной среды галактики $\sim 0,1$ см⁻³ [3, с. 86].

В модели однородной нестационарной Вселенной критической плотности средняя плотность вещества в эпоху z :

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

где ρ_c – критическая плотность современной Вселенной.

Формула (5) сводится к соотношению, которое позволяет оценить период отделения излучения от вещества:

$$z = (\rho / \rho_c)^{1/2} - 1 \quad (6).$$

Согласно данным космохронологии $\rho_c \sim (5 - 10) \cdot 10^{-30}$ г/см³ [2, с. 480]. При $\rho \sim 1,5 \cdot 10^{-25}$ г/см³ (3) излучение могло отделиться от вещества в эпоху $z \approx 120 - 170$.

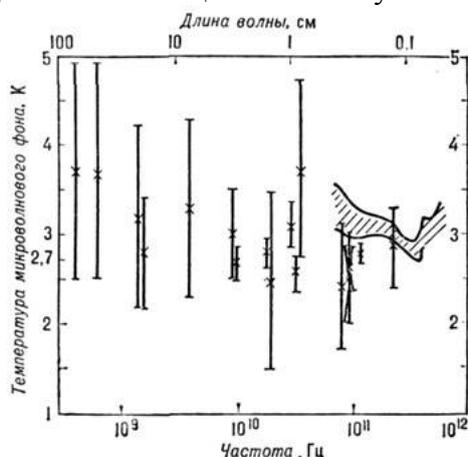


Рис. 7. Распределение яркости микроволнового фонового излучения

Первичный газ мог стать прозрачным для космологического излучения с длиной волны $\lambda_{сб} \sim 60$ мкм (§ 2). Из-за красного смещения излучение той эпохи к настоящему времени

сместится в область $\lambda_{\Gamma} = \lambda_{\text{сб}}(z + 1) \approx 7 - 10$ мм. В спектре яркости МФИ на волне $\lambda_{\Gamma} \sim 8$ мм, относящейся к данному диапазону, наблюдается выраженный (на 40%) подъем [3, с. 135] (рис. 7).

Можно предположить, что излучение, искажившее спектр МФИ в данной длинноволновой области, имеет *космологическую* природу. На основе длины волны излучения, искажившего спектр МФИ, можно уточнить *период отделения излучения от вещества* $z = \lambda_{\Gamma}/\lambda_{\text{сб}} - 1 \approx 130$. При этом из формулы (5) следует оценка критической плотности Вселенной:

$$\rho_{\text{с}} = \rho/(z + 1)^2 \quad (7).$$

При $\rho \sim 1,5 \cdot 10^{-25}$ г/см³ (3) в эпоху $z \sim 130$ (5) *критическая плотность современной Вселенной* $\rho_{\text{с}} \approx 9 \cdot 10^{-30}$ г/см³, что соответствует диапазону, принятому в космохронологии: $\rho_{\text{с}} \sim (5 - 10) \cdot 10^{-30}$ г/см³ [2, с. 480].

Соответственно, можно оценить постоянную Хаббла:

$$H_0 = (8\pi G \rho_{\text{с}}/3)^{1/2} \quad (8),$$

где G – гравитационная постоянная [12, с. 447].

При $\rho_{\text{с}} \sim 9 \cdot 10^{-30}$ г/см³ (7) *постоянная Хаббла* $H_0 \approx 70$ км·с⁻¹·Мпк⁻¹, что согласуется с данными WMAP 2013 (за 9 лет): $H_0 = 69,6 \pm 0,7$ км·с⁻¹·Мпк⁻¹ и Planck 2015 (TT + low P + ВАО): $H_0 = 70,6 \pm 1,0$ при значении для базовой модели $H_0 = 67,8 \pm 0,9$ км·с⁻¹·Мпк⁻¹ [15].

Плотность энергии космологического излучения ϵ_{Γ} при $\lambda_{\Gamma} \sim 8$ мм можно оценить на основе закона излучения Планка, согласно которому объемная плотность излучения в длинноволновой области обратно пропорциональна квадрату длины волны $\rho_{\nu} \sim 1/\lambda^2$ [6, с. 544], из чего следует оценка:

$$\epsilon_{\Gamma} = \epsilon_{\nu} \eta (\lambda_{\nu}/\lambda_{\Gamma})^2 \quad (9),$$

где η – превышение среднего значения яркостной температуры фонового излучения на длине волны λ_{Γ} .

Яркостная температура фонового излучения на длине волны $\lambda_{\Gamma} \sim 8$ мм выше средней на $\eta \sim 40\%$ (рис. 7). При $\lambda_{\nu} \sim 1,1$ мм и $\epsilon_{\nu} \sim 0,25$ эВ/см³ [3, с. 135] *плотность энергии космологического излучения* $\epsilon_{\Gamma} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ эВ/см³, что составляет $\epsilon_{\Gamma} \approx 7 \cdot 10^{-3}$ ϵ_{ν} плотности энергии МФИ.

Барионное число для реликтового (космологического) излучения:

$$\delta_{\Gamma} = \delta_{\nu} \eta \lambda_{\nu}/\lambda_{\Gamma} \quad (10),$$

где δ_{ν} – барионное число для МФИ.

При космологической плотности вещества барионное число для МФИ $\delta_{\nu} \sim 10^8$ фононов на нуклон [1, с. 178] *барионное число космологического излучения* $\delta_{\Gamma} \sim 10^7$.

Тем самым, в эпоху рекомбинации энергия излучения доминировала над тепловой энергией частиц. При расширении Вселенной, подобно излучению, газ мог охлаждаться за счет красного смещения. Соответственно, рекомбинация произошла в эпоху:

$$z_{\text{р}} = (z + 1)T_{\text{р}}/T - 1 \quad (11),$$

где $T_{\text{р}}$ – температура газа в эпоху рекомбинации; T – температура газа в период отделения от него космологического излучения в эпоху z .

При $T_{\text{р}} \sim 4 \cdot 10^3$ К [3, с. 134]; $T \sim 50$ К (§ 2); $z \sim 130$ *рекомбинация могла произойти в эпоху* $z_{\text{р}} \approx 10^4$, т.е. ранее принятой эпохи $z \sim 1,5 \cdot 10^3$.

Отметим, что тезис о формировании космологического излучения после рекомбинации в эпоху $z \sim 130$ может быть проверен экспериментально путем измерения *анизотропии* МФИ в области $\lambda_{\Gamma} \sim 8$ мм. Гравитационные неустойчивости возрастают со временем, т.е. анизотропия данной составляющей МФИ может быть ниже, чем в области максимума его спектра ~ 1 мм, сформированного в более позднюю эпоху $z \sim 17$. В малых угловых масштабах флуктуации МФИ не выше 10^{-4} К [3, с. 135]; флуктуации более ранней его составляющей в области λ_{Γ} могут быть меньше на $\eta \sim 40\%$.

4. Период рекомбинации газа в войдах и гало галактик

Мощный всплеск звездообразования, произошедший в эпоху $z \sim 17$, согласно радиолинии водорода (§ 2), мог вызвать галактический ветер, выбросивший из галактик значительный массив межзвездного газа в межгалактическую среду. Так, всплеск звездообразования вызывает галактический ветер, достигающий корон галактик [3, с. 86], чем объясняется присутствие в них тяжелых элементов [3, с. 81]. Например, в галактике SDSS J211824.06+001729.4 всплеск звездообразования выбросил галактический ветер на высоту $\sim 0,1$ Мпк, так что он охватил ее корону [16]. Отметим, что в эпоху $z \sim 17$ короны галактик были слиты [7]; [18], т.е. межгалактический газ в тот период мог быть распределен достаточно равномерно.

Выброшенный галактическим ветром из молодых галактик газ впоследствии осел обратно. При этом до его оседания масса галактик (звезд в них) могла быть ниже современной. Оценки на базе формулы (16) показывают, что в молодых галактиках, начиная с эпохи выброса газа при $z \sim 17$ до его рекомбинации в эпоху $z \sim 6$, массовая доля звезд могла достигать $\Omega_s' = 0,025 \pm 0,015$, что составляет около половины современной величины.

Горячий межгалактический газ в *коровах галактик* до настоящего времени нагрет до температуры $(5 - 10) \cdot 10^6$ К и сильно ионизован [3, с. 81]. При этом межгалактический газ в *войдах*, образованных после разделения корон галактик, мог охлаждаться за счет расширения и излучения [18].

В ионизованном межгалактическом газе присутствует примесь однородной *нейтральной* компоненты водорода концентрацией $n_v \sim 10^{-11} (1 + z) \text{ см}^{-3}$, возрастающей при $z > 4$ [3, с. 81]. При современной концентрации ионизованного водорода в войдах, по данным быстрых радио-всплесков $ngv \sim 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3}$ (§ 5), доля нейтрального водорода в нем $\delta v = n_v/ngv \approx 3 \cdot 10^{-5}$.

Присутствие однородной компоненты H1 подтверждает наблюдаемая в фоновом космическом радиоизлучении радиолиния нейтрального водорода 21 см, испытывающая красное смещение (рис. 4). *Повышение яркости МФИ в области > 80 см* (рис. 7) может быть обусловлено вкладом радиолинии нейтрального водорода в межгалактической среде, возрастающим в эпоху $z > 4$ [3, с. 81]. Падение интенсивности радиолинии водорода может быть обусловлено как ионизацией водорода, так и его охлаждением в молекулярных облаках (§ 2), т.е. *при $z \sim 4$ в окрестности галактик могли формироваться молекулярные облака*.

В окрестностях галактик благодаря линии 21 см обнаружены облака нейтрального водорода; в спектрах квазаров – вплоть до красных смещений $z \approx 2$ [3, с. 81]. В спектрах далеких квазаров наблюдается «лес» линий поглощения, интерпретируемый как поглощение в лаймановской линии водорода $\lambda_{Ly\alpha}$ (смещенной из-за эффекта Доплера) облаками, состоящими из ионизованного водорода с примесью нейтрального. В ряде случаев это подтверждается излучением отдельных участков адсорбционных спектров с разрешением по скоростям до $v \leq 15 - 20$ км/с [3, с. 81].

В спектрах квазаров с красным смещением $z > 6$ наблюдается эффект Ганна – Петерсона (исчезновение лаймановского «леса»), из чего делается вывод, что ионизация межгалактического газа произошла в эпоху $z \sim 6$ [17]. Радиолиния нейтрального водорода $\nu_v = 1420$ МГц слабеет при частоте $\nu < 200$ МГц, что связывается с ионизацией водорода в межгалактической среде [9] в эпоху, определяемую красным смещением $z = \nu_v/\nu - 1 > 6$. Так, в эпоху молодых галактик, определяемую $z \sim 10$, межгалактический газ мог быть разогрет (ионизован) мягким рентгеновским излучением пульсаров [12].

Наблюдаемые крупномасштабные флуктуации метагалактического ионизирующего фона вблизи красного смещения $z \sim 6$ могут указывать на период разделения корон молодых галактик [18]. В период разделения корон галактик температура межкоронного газа (в том числе в областях, впоследствии сформировавших войды) могла быть сравнима с температурой коронального газа, составляющая $T_k = (5 - 10) \cdot 10^6$ К [3, с. 81], т.е. газ был ионизован.

Появление лаймановского «леса» в эпоху $z \sim 6$ может указывать на *рекомбинацию* газа в окрестности молодых галактик. При этом его исчезновение в эпоху $z \sim 2$ может указывать

как на период коллапса межгалактического газа в звезды, так и на падение концентрации галактик вследствие расширения Вселенной, из-за чего излучение квазаров перестало проходить сквозь газ в окрестности других галактик.

Так, пробег фотонов до их рассеяния в спектральных линиях нейтрального водорода в облаках в окрестности галактик:

$$l_0 \approx 1/\Sigma n_i R_i^2 \quad (12),$$

где R_i – радиус галактик определенной массы; n_i – их средняя концентрация.

Средняя концентрация галактик массой M_i во Вселенной:

$$n_i = \delta_i \rho_s \Omega_s / M_i \quad (13),$$

где Ω_s – массовая доля звезд во всех галактиках; δ_i – доля галактик определенного типа в суммарной массе всех галактик.

Согласно Холмбергу, в суммарную массу всех галактик вносят наибольший вклад $\delta_{11} \sim 30\%$ крупные галактики массой $\sim 10^{11} M_\odot$; типичные галактики массой $\sim 10^{10} M_\odot$ вносят меньший вклад $\delta_{10} \sim 10\%$; вклад карликовых галактик массой $\leq 10^9 M_\odot$ всего несколько процентов [19, с. 444].

Массовая доля звезд $\Omega_s \sim 0,048$ [15] (§ 9). При $\rho_s \sim 9 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$ (§ 3) согласно формуле (13) концентрация типичных галактик, усредненная по всему пространству Вселенной $n_{10} \approx 0,05 \text{ Мпк}^{-3}$. У крупных галактик концентрация $n_{11} \approx 0,02 \text{ Мпк}^{-3}$.

Радиус типичных галактик $R_{10} \sim 10 \text{ кпк}$; крупных галактик $R_{11} \sim 30 \text{ кпк}$; у карликовых галактик массой $\leq 10^9 M_\odot$ радиус $R_9 \sim 1 - 3 \text{ кпк}$ [1, с. 389]. В условиях зависимости $l_0 \sim 1/R_i^2$ (12) при незначительной массовой доле карликовых галактик их вклад невелик. Суммарная концентрация галактик во Вселенной (без учета карликовых) $n_g = n_{10} + n_{11} \approx 0,07 \text{ Мпк}^{-3}$, что согласуется с принятой оценкой $n_g < 0,1 \text{ Мпк}^{-3}$ [2, с. 530].

Согласно формуле (12) современный пробег фотонов до их рассеяния газом в окрестности галактик $l_0 \approx 4 \cdot 10^4 \text{ Мпк}$, что в $l_0/R_v \approx 3$ раза превышает радиус Вселенной $R_v \sim 1,2 \cdot 10^4 \text{ Мпк}$ [1, с. 347]. В модели нестационарной Вселенной ее радиус и длину пробега света связывает коэффициент $k = l_0/R_v$, где $k = \int (z+1)^{1/2} dz = 2(z+1)^{3/2}/3$ в соответствующих граничных условиях, включая $k = 2/3$ при $z = 0$ (§ 6). Из условия $kR_v/l_0 = 1$, когда излучение галактик пройдет сквозь диски других, следует соотношение $z = (3l_0/2R_v + 2/3)^{2/3} - 1$. Решая данное уравнение, зная соотношение l_0/R_v , находим $z \approx 2$. Действительно, лаймановский «лес» возникает в спектрах удаленных квазаров при красном смещении $z \approx 2$ [3, с. 81].

Межгалактический газ в окрестностях далеких галактик мог охладиться до $\sim 10^4 \text{ К}$ [18] и стать нейтральным. Это подтверждается излучением отдельных участков адсорбционных спектров с разрешением по скоростям до $v \leq 15 - 20 \text{ км/с}$ [3, с. 81], чему соответствует температура газовых облаков $T = m_p v^2/3k \leq (6 - 10) \cdot 10^3 \text{ К}$. Сравнимую температуру $\sim 10^4 \text{ К}$ имеет межоблачная среда, обволакивающая межзвездные газовые облака в галактике [3, с. 86].

Рекомбинационное излучение могло возникнуть при охлаждении газа до температуры $T = 2E_i/3k \approx 10^5 \text{ К}$ при энергии ионизации атома водорода $E_i = 13,6 \text{ эВ}$ [1, с. 207]. Межгалактический газ в эпоху его вторичной рекомбинации стал непрозрачен для рекомбинационного УФ излучения. Напомним, что газ становится практически полностью прозрачен для ИК излучения при его температуре 50 К (§ 2). Вместе с тем, газ в войдах мог охлаждаться за счет мазерного эффекта при большей температуре.

В отличие от первичного газа межгалактический газ, выброшенный из молодых галактик галактическим ветром в эпоху $z \sim 17$, содержал *тяжелые элементы*, необходимые для формирования космических мазеров. Так, в межгалактическом газе присутствуют тяжелые элементы (вплоть до железа) с относительной концентрацией $\sim 0,1$ солнечной [3, с. 81].

Космические мазеры – мощные источники когерентного излучения, наблюдаются на краях некоторых газовых туманностей [1, с. 130]. Тем самым, в облаках нейтрального водорода, появившихся в окрестностях галактик в эпоху $z \sim 4$, могли возникать *мазерные конденсации*.

Их масса невелика $\sim 10^{-5} M_{\odot}$ [3, с. 86], т.е. они распределены в облаках достаточно равномерно. С учетом оценок (12); (13) излучение газа в окрестности галактик той эпохи может носить изотропный характер, подобно МФИ.

Космические мазеры эффективно охлаждают молекулярные облака, помимо их излучения в линиях колебательно-вращательных спектров молекул. Наибольшей светимости до $\leq 10^{33}$ эрг/с мазерные конденсации достигают в радиолнии H₂O 1,35 см (вблизи источников излучения) [3, с. 26], что сравнимо со светимостью Солнца $L_{\odot} \sim 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с.

В качестве источника энергии космических мазеров в эпоху вторичной рекомбинации могло выступить рекомбинационное излучение остывающего газа в войдах, а также гало галактик. Если газ в окрестностях галактик рекомбинировал в эпоху $z \sim 6$, то более разреженный газ в войдах и гало мог рекомбинировать позже, но не позднее $z \sim 4$. Так, доля нейтрального водорода в межгалактическом газе возрастает при $z > 4$ [3, с. 81]. Из-за красного смещения мазерное излучение той эпохи в мазерной радиолнии $\lambda_m = 1,35$ см к настоящему времени сместится в область $\lambda = \lambda_m(z + 1) \approx 7 - 10$ см.

К данному диапазону относится волна 7,35 см, на которой МФИ было впервые обнаружено [3, с. 134]. Подобно радиолнии водорода 21 см, данное излучение может иметь нетепловую природу. В линии $\lambda = 7,35$ см наблюдается заметное ($\eta \sim 20\%$) повышение яркости МФИ (рис. 7), что может быть обусловлено вкладом данной радиолнии, сформированной в эпоху $z = \lambda/\lambda_m - 1 \approx 4,4$.

Число фотонов вторичного рекомбинационного излучения ограничено числом барионов в межгалактическом газе, из чего можно оценить их долю. Так, усредненная концентрация барионов в войдах:

$$nbv = \Omega_{bv} \rho_c / m_p \quad (14),$$

где m_p – масса протона; Ω_{bv} – доля барионов в войдах.

При $\rho_c \sim 9 \cdot 10^{-30}$ г/см³ (7) и современной доле барионов в войдах $\Omega_{bv} \sim 0,69 \pm 0,01$, включая газ и звезды (§ 9), согласно формуле (14), современная средняя концентрация барионов в войдах $nbv \approx (3,7 \pm 0,05) \cdot 10^{-6}$ см⁻³.

До коллапса газа войдов в звезды (§ 5) барионы могли присутствовать в виде ионизованного межгалактического газа. Их концентрация может быть оценена исходя из плотности энергии мазерного излучения ϵ_m :

$$n_{br} = \epsilon_m(z + 1) / E_i \quad (15),$$

где E_i – энергия ионизации атома водорода.

Согласно формуле (9) плотность энергии мазерного излучения в линии $\lambda = 7,35$ см достигает $\epsilon_m \approx 1,0 \cdot 10^{-5}$ эВ/см³, что составляет $\epsilon_f \approx 4 \cdot 10^{-5}$ ϵ_v плотности энергии МФИ.

При $E_i = 13,6$ эВ концентрация барионов, рекомбинировавших в эпоху $z \sim 4,4$ могла достигать $n_{br} \approx 4 \cdot 10^{-6}$ см⁻³, что на $(n_{br} - nbv) / n_{br} \approx 8 \pm 1\%$ выше современной оценки $nbv \sim (3,7 \pm 0,05) \cdot 10^{-6}$ см⁻³ (14). Данная разница может указывать на оседание части вещества из гало в диски галактик.

Из формул (14); (15) следует доля рекомбинировавшего газа:

$$\Omega_{bv} = m_p \epsilon_m (z + 1) / \rho_c E_i \quad (16).$$

При $z \sim 4,4$; $\epsilon_m \sim 1,0 \cdot 10^{-5}$ эВ/см³ массовая доля барионов (вторично рекомбинировавших) $\Omega_{br} \approx 0,74$, что выше их современной доли в войдах $\Omega_{bv} \sim 0,69 \pm 0,01$ (§ 9) на величину $\Delta \Omega_b = \Omega_{br} - \Omega_{bv} \approx 0,05 \pm 0,01$.

Данная разница может быть обусловлена оседанием части барионов в войдах в короны галактик, а также газа гало в диски галактик. Так, газ в гало молодых галактик коллапсировал в звезды, а также осел в их дисках [1, с. 388]. Действительно, население II (гало) составляют старые звезды возрастом ~ 10 млрд лет [20, с. 1215], сформировавшиеся в эпоху $z \sim 1$. Напомним, что по предыдущим оценкам излучение газа в окрестностях галактик могло быть изотропным, если оно формировалось в эпоху $z \geq 2$.

Доля газа гало, коллапсировавшего в звезды, а также осевшего в дисках галактик, может быть оценена исходя из их массы. Напомним, что в суммарную массу всех галактик наибольший вклад вносят крупные галактики массой $\sim 10^{11} M_{\odot}$, сравнимой с массой нашей галактики Млечный путь. Масса гало нашей галактики составляет 12% ее массы; масса диска 77% [20, с. 1215], т.е. доля газа гало, коллапсировавшего в звезды $\delta z \sim 12\%$; осевшего в диске $\delta d < 77\%$. При массовой доле звезд $\Omega_s \sim 0,048$ [15] массовая доля газа гало, сформировавшего звезды $\delta z \Omega_s \sim 0,006$; осевшего в дисках $\delta d \Omega_s < 0,037$. Доля газа, рекомбинировавшего в гало молодых галактик $0,006 < \Omega_{\text{гг}} < 0,043$ при среднем значении $\Omega_{\text{гг}} = 0,025 \pm 0,015$.

На этой основе может быть оценена *массовая доля звезд в молодых галактиках* эпохи $6 < z < 17$: $\Omega_s' = \Omega_s - \Omega_{\text{гг}} \approx 0,025 \pm 0,015$ при современной массовой доле звезд в галактиках $\Omega_s = 0,0484 \pm 0,001$ [15].

Часть разреженного газа войдов могла коллапсировать в звезды малой массы – *тусклые (темные) карлики* (ТК), формирующие шаровые скопления и ультрадиффузные карликовые галактики (§ 5), часть которых осела в коронах галактик. *Возможная доля тусклых карликов в филаментах* $\Omega_{\text{дф}} = \Delta\Omega_{\text{б}} - \Omega_{\text{гг}} \approx 0,01 - 0,04$ при среднем $\Omega_{\text{дф}} = 0,025 \pm 0,015$.

Исследования микролинзирующих событий в направлении звезд в Магеллановых облаках показали, что в пределах расстояния ~ 50 кпк масса ТК, пересекших траекторию световых лучей звезд $\delta k \sim 20\%$ массы данной области [21]. По другим данным, массовая доля ТК $\delta k \leq 8\%$ [22]. Проект OGLE подтвердил микролинзирование в направлении Малого Магелланова облака ТК с долей $\delta k \leq 6\%$ массы галактического гало [23]. При доле так называемой «темной материи» $\Omega_s \sim 0,26$ [15] *наблюдаемая доля тусклых карликов в филаментах* $\Omega_{\text{дф}} = \delta k \Omega_s \approx 0,015 - 0,05$, при усредненном $\Omega_{\text{дф}} = 0,03 \pm 0,02$, что подтверждает предыдущую оценку.

Большой разброс в наблюдаемых данных [21]; [22]; [23] может быть обусловлен неоднородностью распределения ТК, которые могут входить в шаровые звездные скопления и карликовые галактики. Так, шаровые звездные скопления характерны для сферической периферии галактики [1, с. 387]. При этом в короне галактики и ее окрестностях наблюдаются несколько десятков карликовых галактик [20, с. 1224].

Остывающий в эпоху $z < 6$ газ в войдах мог коллапсировать в звезды (§ 5). Так, современная доля ионизованного водорода в войдах $\Omega_{\text{гв}} = 0,051 \pm 0,025$ [24] на порядок меньше доли барионов в войдах исходя из доли вещества в филаментах $\Omega_{\text{bv}} = 1 - \Omega_{\text{f}} \approx 0,69 \pm 0,01$ (§ 9).

Основная часть разреженного газа войдов могла коллапсировать в ТК, сформировавшие ультрадиффузные карликовые галактики, обращающиеся вокруг филаментов (§ 5). Так, направление дрейфа местной группы галактик отклоняется от направления гравитационного притяжения ближайшего сверхскопления Шепли, что связывается с циклическими потоками «темной материи», охватывающими соседний войд [25]. При этом газ, увлекаемый галактиками в окрестности филаментов, может проявляться в эффекте Зельдовича-Сюняева и влиять на параметры быстрых радио всплесков (§ 5).

Вероятная массовая *доля тусклых карликов в войдах* (обращающихся в окрестностях филаментов) $\Omega_{\text{дв}} = \Omega_{\text{bv}} - \Omega_{\text{гв}} - \Omega_{\text{sv}} \approx 0,63 \pm 0,01$ при доле обычных звезд в ультрадиффузных галактиках в войдах $\Omega_{\text{sv}} \sim 0,01$ (§ 9).

С учетом доли ТК в коронах галактик $\Omega_{\text{дф}} \sim 0,03 \pm 0,02$ суммарная *доля тусклых карликов* $\Omega_{\text{д}} = \Omega_{\text{дф}} + \Omega_{\text{дв}} \approx 0,66 \pm 0,03$.

5. Период коллапса межгалактического газа в войдах в звезды

Облака газа в войдах, остывшего в эпоху разделения корон галактик, могли коллапсировать в звезды, в том числе формируя галактики [18]. Газовые облака коллапсируют в звезды из-за гравитационной неустойчивости по Джинсу. Период гравитационного коллапса газа в однородном облаке:

$$t_{\text{к}} = (3\pi/32\alpha\rho G)^{1/2} \quad (17),$$

где $0 < \alpha < 1$ – коэффициент, учитывающий компенсацию сил гравитации силами давления газа; ρ – плотность газовой среды [11, с. 529].

В модели однородной Вселенной со средней плотностью, равной критической, плотность газа в эпоху z составляла $\rho_p \sim \rho_c(z + 1)^2$ (5). При современной критической плотности $\rho_c \sim 9 \cdot 10^{-30}$ г/см³ (§ 3) в эпоху охлаждения газа в войдах (после разделения корон галактик) $z \sim 6$ средняя плотность газа достигала $\rho_p \approx 6 \cdot 10^{-28}$ г/см³ при его концентрации $n = \rho_p/m_p \approx 4 \cdot 10^{-4}$ см⁻³, что сравнимо с концентрацией газа в гало галактики $3 \cdot 10^{-4}$ см⁻³ на высоте 5 кпк от плоскости диска [3, с. 85].

Можно предположить, что остывший межгалактический газ войдов мог сформировать звездные шаровые скопления и карликовые галактики, часть которых попадала в сферу гравитационного влияния более крупных старых галактик в области филаментов. Так, в звездообразовании ключевую роль играют газовые облака массой $10^5 - 10^6 M_\odot$ [3, с. 193], что сравнимо с массой шаровых звездных скоплений $10^4 - 10^6 M_\odot$ [2, с. 65] и карликовых галактик массой $\geq 10^6 M_\odot$ [1, с. 389]. Невысокая массовая доля ионизованного газа в войдах $\sim 0,05$ [24] подтверждает возможность коллапса рекомбинировавшего газа войдов в звезды, формирующие тусклые ультрадиффузные галактики.

Так, в войдах наблюдаются *ультрадиффузные* галактики [27], которым присуще рассеянное распределение звезд и преобладание скрытой массы, составляющей $\sim 99\%$ их массы как у галактики Dragonfly 44. В соседнем войде (пустоте Эридана) обнаружено несколько десятков тусклых изолированных галактик [28]. При этом в войдах обнаружено незначительное гравитационное линзирование, связываемое со скрытой массой [29].

В короне нашей галактики и вблизи нее присутствует полтора десятка карликовых галактик местной группы [20, с. 1224]. Кроме того, около скоплений галактик крупных и средних размеров линзирование выявляет сгустки так называемой «холодной темной материи» массой $10^6 - 10^9 M_\odot$ [30], что сравнимо с массой карликовых галактик.

Для сферической периферии галактики характерны маломассивные звезды с низкой металличностью. Они вращаются по вытянутым и хаотически ориентированным орбитам, в том числе в составе шаровых скоплений массой до $10^6 M_\odot$ [1, с. 387] и тусклых карликовых галактик массой до $10^9 M_\odot$ [31]. Основное население II (гало) – звезды малой массы $\leq 0,85 M_\odot$ [1, с. 387]. При этом часть скрытой массы формируют *коричневые* карлики – труднообнаружимые звезды малой массы $\sim 0,1 M_\odot$ низкой светимости [2, с. 68]. К тусклым звездам относятся и *красные* карлики спектральных классов M6 – M8, имеющие сравнимую массу [4, с. 611] и светимость $\sim 10^{-4} L_\odot$ [32].

Основную массу галактик составляют спиральные S галактики [20, с. 1223]. Часть из них составляют Sc галактики, не имеющие выраженного ядра [3, с. 389], что характерно для ультрадиффузных галактик. Например, не имеют ядер Магеллановы облака [5, с. 683]. Масса газа в Sc галактиках $\delta g \sim 7\%$ их массы [20, с. 1223], т.е. вероятная массовая доля газа в войдах не коллапсировавшего в звезды $\delta g \Omega_{gv} \approx 0,05$.

Характеристики *быстрых ради овсплесков* (FRB) от галактик, имеющих красное смещение вплоть до $z \leq 0,52$, указывают на плотность «космических барионов» (ионизованного водорода вне корон галактик) вдоль направлений на них $\Omega_{gv} = 0,051 \pm 0,025$ [24], что согласуется с предыдущей оценкой. При доле ионизованного водорода в войдах $\Omega_{gv} \sim 0,05$ его средняя концентрация согласно формуле (14) $n_{gv} = \Omega_{gv} \rho_c / m_p \approx 3 \cdot 10^{-7}$ см⁻³.

Из разреженного газа войдов, остывшего в эпоху $z \sim 6$, могли формироваться звезды слабой светимости. При плотности газа в войдах в тот период с учетом зависимости (5) $n = n_b v(z + 1)^2 \approx 4 \cdot 10^{-4}$ см⁻³, время гравитационного коллапса в звезды согласно (17) $t_k \approx 4,3 \cdot 10^9$ лет.

Из формулы (4) следует оценка красного смещения, соответствующего периоду рождения звезд из газовых облаков в войдах:

$$z = (T_b/t_k)^{2/3} - 1 \quad (18).$$

При современном возрасте Вселенной $T_v \sim 1,3 \cdot 10^{10}$ лет звезды из газовых облаков в войдах могли образоваться в эпоху $z \sim 1$.

Часть вещества могла осесть из войдов в галактики, активизируя в них процесс звездообразования и способствуя появлению галактик с активными ядрами, включая квазары. Так, ионизацию межгалактического газа связывают с излучением эпохи молодых галактик и квазаров [3, с. 81].

Галактики в филаментах, нарастив массу за счет поглощения части галактик в войдах, из-за роста гравитации могли сформировать скопления. Так, *скопления галактик* наблюдаются вплоть до красных смещений $z \approx 1$ [4, с. 545]. Эффект Сюняева-Зельдовича указывает на то, что в эпоху $0 < z < 1$ в ореолах темной материи средняя температура электронов возрастает втрое, с $7 \cdot 10^5$ К в эпоху $z \sim 1$ до $2 \cdot 10^6$ К в настоящее время [33]. Вероятно, в эпоху $z \sim 1$ газ в войдах мог конденсироваться в звезды, образовавшие шаровые скопления и тусклые карликовые галактики, часть которых могла осесть в филаментах, способствуя разогреву коронального газа согласно оценке (19).

Спектры галактик в войдах указывают на то, что они находятся на намного более ранних стадиях эволюции, чем современные им галактики в филаментах, поскольку в них мало тяжелых элементов, а среди местных звезд много голубых [28]. Возраст самых старых звездных скоплений (с низкой металличностью) не превышает $t \sim 5 - 7$ млрд лет [1, с. 388], т.е. согласно формуле (18) они формировались в сравнимую эпоху $z = [1/(1 - t/T_v)]^{2/3} - 1 \leq 1$.

Галактики S82-DG-1 и NGC 1211 в соседнем войде имеют скорость ~ 1000 км/с [27]. Сравнимые среднеквадратичные скорости (1000 – 2000 км/с) характерны для галактик, входящих в богатые скопления большой массы [4, с. 545]. Часть галактик, образованных в войдах, может вращаться вокруг филаментов по вытянутым орбитам со скоростью $v \sim 1000$ км/с, сравнимой со скоростью галактик S82-DG-1 и NGC 1211.

Исходя из периода рекомбинации газа в войдах ($z = 4,4$) их максимальное удаление от филаментов $D \leq R_v/(z + 1) \approx 5$ Мпк при радиусе современных войдов $R_v \sim 25$ Мпк [1, с. 347], что сравнимо с размером скоплений галактик ≤ 3 Мпк [4, с. 545]. Время движения галактик от войда до филамента $t = D/v \approx 5 \cdot 10^9$ лет. Галактики могли достигнуть корон галактик в филаментах, если они начали движение в эпоху $z \sim 1$ согласно формуле (18).

При пересечении корон более крупных галактик и их скоплений в филаментах, галактики, образованные в войдах, могут тормозиться за счет динамического торможения скрытой массой, образуя галактики – спутники, а также скопления галактик. При этом карликовые галактики, обращающиеся в коронах более крупных галактик, постепенно разрушаются, формируя звездные потоки. Так, из-за взаимодействия с веществом короны нашей галактики менее крупная галактика Магеллановы облака вытянулась, образуя Магелланов поток [34].

Карликовые галактики в войдах, пролетая в коронах более крупных (в филаментах) со скоростью $v \sim 1000$ км/с, могут разогревать ионизованный корональный газ за счет столкновения с увлекаемым ими межзвездным газом путем возникновения бесстолкновительной ударной волны до температуры $T = m_p v^2 / 2k \approx 6 \cdot 10^7$ К, что сравнимо с температурой газа в коронах галактик $T_k \sim (5 - 10) \cdot 10^6$ К, излучающего в *рентгеновском* диапазоне [3, с. 81].

Светимость межгалактического газа в коронах галактик в ходе данного процесса $L_\gamma = W/\tau$ можно оценить исходя из кинетической энергии газа в карликовых галактиках и шаровых скоплениях в войдах, пролетающих сквозь короны галактик в филаментах $W = M_k \delta g \Omega d f v^2 / 2 \Omega f$ и времени их оседания:

$$L_\gamma = M_k \delta g \Omega_k f v^2 / 2 \tau \Omega_c \quad (19),$$

где M_k – масса короны галактики; τ – период оседания вещества из войдов, начиная с эпохи $z \sim 1$ по настоящее время; v – скорость оседающих карликовых галактик и шаровых скоплений; Ω_c – массовая доля «темной материи»; $\Omega_k f$ – массовая доля тусклых карликов в коронах галактик; δg – доля газа в ультрадиффузных галактиках.

При современном возрасте Вселенной $T_V \sim 1,38 \cdot 10^{10}$ лет [15] и ее возрасте $t_k \sim 4,9 \cdot 10^9$ лет в эпоху $z \sim 1$ согласно формуле (4), период оседания вещества из войдов в коронах галактик $\tau = T_V - t_k \approx 9 \cdot 10^9$ лет.

Масса короны нашей галактики $M_k = 1,1 \cdot 10^{12} M_\odot$ [20, с. 1215], что на порядок выше массы звезд $\sim 10^{11} M_\odot$ [1, с. 386]. При $v \sim 1000$ км/с [27]; $\Omega_s \sim 0,26$ [15]; $\Omega_{df} \sim 0,03$ (§ 9) $\delta g \sim 0,07$ согласно предыдущим оценкам, согласно формуле (19) *рентгеновская светимость газа в короне нашей галактики* может достигать $L_\gamma \approx 3 \cdot 10^{41}$ эрг/с.

При температуре газа в коронах галактик $T_k \sim (5 - 10) \cdot 10^6$ К [3, с. 81] он излучает рентгеновские кванты в области $E_\gamma = 3kT_k/2 \approx 0,5 - 1$ кэВ. По данным обсерватории Спектр РГ (2020), горячий корональный газ формирует достаточно однородное излучение в диапазоне 0,3 – 0,6 кэВ. В спектре интенсивности фонового рентгеновского излучения наблюдается пик в сравнимой области 0,284 кэВ [13] (рис. 4). Его может формировать излучение межгалактического газа в филаментах со средней температурой по данным эффекта Сюняева-Зельдовича $T_{gf} \sim 2 \cdot 10^6$ К [33], чему соответствует энергия квантов $E_\gamma = 3kT_{gf}/2 \approx 0,3$ кэВ.

Так, плотность энергии рентгеновского излучения газа в филаментах:

$$e_\gamma = L_\gamma n_{l1} \quad (20),$$

где n_{l1} – средняя концентрация крупных галактик.

Напомним, что наибольший вклад в суммарную массу всех галактик вносят крупные галактики массой $\sim 10^{11} M_\odot$ (§ 4), чья усредненная по всему пространству Вселенной концентрация $n_{l1} \sim 0,02 \text{ Мпк}^{-3}$ (13). При $L_\gamma \sim 3 \cdot 10^{41}$ эрг/с (19); $\tau \sim 9 \cdot 10^9$ лет согласно предыдущим оценкам, плотность энергии рентгеновского излучения газа в филаментах в области $E_\gamma \sim 0,3$ кэВ может достигать $e_\gamma \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/см}^3$. Действительно, в области пика $E_\gamma \sim 0,284$ кэВ плотность энергии наблюдаемого излучения $e_\gamma \sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/см}^3$ [13] (рис. 4).

Резкое падение интенсивности космического рентгеновского фона в области $\leq 0,1$ кэВ может быть вызвано его рассеянием межзвездной средой. Так, мягкое рентгеновское излучение с энергией 0,1 кэВ поглощается межзвездной средой толщиной 10 пк [4, с. 340], что на порядок меньше полуширины диска на периферии галактики $\sim 0,3$ кпк [4, с. 648].

Корональный газ может подогревать мягкое рентгеновское излучение НЗ в коронах галактик при аккреции на них вещества ТК (§ 7). При этом остаточное магнитное поле НЗ (сравнимое с магнитным полем белых карликов) может удерживать газ в коронах галактик [7].

6. Период формирования изотропного космического излучения

Период формирования *изотропного* космического излучения от компактных (в космическом масштабе) объектов может быть определен исходя из оптической толщины ионизованного межгалактического газа по томсоновскому рассеянию света на свободных электронах. К подобным компактным источникам мощного излучения относятся ядра галактик, чей масштаб составляет несколько пк [5, с. 683].

Межгалактический газ был ионизован в эпоху молодых галактик при $6 < z < 17$, на что указывает эффект Ганна – Петерсона [17] и радиолиния водорода [9] (§ 4), т.е. томсоновское рассеяние света на свободных электронах в тот период способствовало изотропии излучения. Напомним, что оптическая толщина ионизованного газа по томсоновскому рассеянию:

$$I_\tau \approx 1/n_e \sigma_\tau \quad (21),$$

где σ_τ – томсоновское сечение электрона; n_e – их концентрация.

Плотность молодой Вселенной была выше, а ее оптическая толщина – меньше. Радиус Вселенной обратно пропорционален красному смещению $R_0 = R_V/(z + 1)$ [2, с. 488]. В модели нестационарной Вселенной критической плотности $\rho \sim 1/R_V^2$ при зависимости $\rho = \rho_s(z + 1)^2$ (5) средняя концентрация ионизованного газа в эпоху z :

$$n_0 = \Omega_b \rho_s (z + 1)^2 / m_p \quad (22),$$

где Ω_{bi} – массовая доля ионизованного газа.

В расширяющейся Вселенной излучение рассеивается в условиях падения ее плотности. При возрасте молодой Вселенной T_0 пробег фотонов $l = cT_0$. С учетом $T_0 = T_b/(z + 1)^{3/2}$ в эпоху z (4) пробег фотонов:

$$l_0 = cT_b/(z + 1)^{3/2} \quad (23).$$

Из соотношений (21) – (23) следует формула:

$$l_0/l_T = c\sigma_T\Omega_b\rho cT_b(z + 1)^{1/2}/mp \quad (24).$$

Все фотоны рассеются при $l_0/l_T = 1$. Фотоны, испущенные в эпоху z , рассеиваются во все последующие эпохи в условиях падения плотности Вселенной, что предполагает интегрирование (24) при $l_0/l_T = 1$ по z :

$$k = \int (z + 1)^{1/2} dz = 2(z + 1)^{3/2}/3 \quad (25).$$

При граничном условии $z = 0$ интеграл $k = 2/3$.

Соответственно, из условия $l_0/l_T = 1$ следует оценка:

$$z = (3mp/2c\sigma_T\Omega_b\rho cT_b + 2/3)^{2/3} - 1 \quad (26).$$

При массовой доле барионов в первичном газе $\Omega_b \sim 1$ [2, с. 479] (§ 9), начиная с эпохи вторичного разогрева газа до его рекомбинации в войдах (§ 5), при $6 < z < 17$ массовая доля ионизованного газа $\Omega_{bi} = 1 - \Omega_n - \Omega_s - \Omega_h$, где Ω_n – доля нейтронных звезд; Ω_s – доля звезд; Ω_h – доля черных дыр.

В молодых галактиках эпохи $6 < z < 17$ массовая доля звезд $\Omega_s = 0,025 \pm 0,015$ (§ 4). При $\Omega_n \sim 0,08$; $\Omega_h \sim 0,02$ (§ 9) параметр $\Omega_{bi} \approx 0,87$.

При $T_b \sim 13,8$ млрд лет [15]; $\rho \sim 9 \cdot 10^{-30}$ г/см³ (§ 3); $\sigma_T = 6,65 \cdot 10^{-25}$ см² *изотропное космическое излучение могло формироваться в эпоху $z \geq 11$.*

Рассеяние фотонов носит вероятностный характер. Из-за различной яркости галактик и их неоднородного пространственного распределения, могут наблюдаться яркие галактики (квазары), имеющие красное смещение, сопоставимое с $z \sim 11$. Так, в спектре яркости МФИ, сформировавшемся в более ранний период, проявляются флуктуации. Действительно, у *самых удаленных наблюдаемых квазаров красное смещение* сравнимо: MACS0647-JD (2013) $z = 10,7$; GN-z11 (2016) $z = 11,1$; UDFj-39546284 (2012) $z = 11,9$, что подтверждает оценку (26).

В свою очередь, в условиях зависимости $\Omega_b \sim 1/(z + 1)^{3/2}$, следующей из формулы (26), наблюдаемая изотропия МФИ, сформированного в эпоху $z \sim 17$ (§ 2), накладывает ограничение на минимальную массовую долю барионов в межгалактическом газе, ионизованном в эпоху молодых галактик $\Omega_{bi} \geq 0,47$.

Напомним, что источники излучения большого масштаба, таких, как газ в окрестности галактик масштаба $\sim 10^4$ пк [1, с. 389], могут формировать изотропное излучение в более позднюю эпоху. Так, излучение газа в окрестности галактик может носить изотропный характер, если оно формировалось в эпоху $z \geq 2$ (§ 4).

7. Доля нейтронных звезд в массе Вселенной

Массовую долю НЗ можно оценить из энерговыделения первых сверхгигантов при синтезе железа из первичного водорода [7]; [11]. Согласно концепции нуклеосинтеза образование *тяжелых элементов* (ТЭ), вплоть до *железа* происходит за счет термоядерного синтеза в ядрах массивных звезд [3, с. 364]. При взрывах сверхновых II типа железные ядра сверхгигантов коллапсируют в НЗ, аккумулирующих ТЭ (почти не рассеивая их).

Отметим, что НЗ не влияют на содержание в межзвездном газе ТЭ и *дейтерия* [7]; [8]. Доля космологического дейтерия, синтезируемого в эпоху горячей Вселенной, накладывает ограничение на плотность барионов [2, с. 479]. Вместе с тем, НЗ образуются из ядер сверхгигантов, содержащих ТЭ, в процессе синтеза которых дейтерий перерабатывается [6, с. 758].

Плотность энергии, излученной сверхгигантами, рождающими НЗ:

$$\epsilon_z = \Omega_n W \rho c / mp, \quad (27),$$

где m_p – масса протона; Ω_n – массовая доля нейтронных звезд; W – энергосвечение на один протон при синтезе железа из водорода [6].

Гиганты синтезируют гелий и более тяжелые элементы, которые мощные сверхновые I типа рассеивают в межзвездном пространстве в виде газа и пыли, что требует учета их долей δ_{He} и δ_t , а также энергосвечения на один протон при их синтезе из водорода W_{He} и W_t соответственно.

Излучение первых сверхгигантов и пульсаров, в существенной степени рассеянное межзвездной средой, с учетом красного смещения вносит вклад в соответствующие области спектра фонового космического излучения, что позволяет оценить массовую долю НЗ:

$$\Omega_n = \epsilon \nu m_p (\eta_\nu + \eta_{cb} - \eta_p) (z + 1) / \rho_c W - \delta_{He} W_{He} / W - \delta_t W_t / W \quad (28),$$

где $\epsilon \nu$ – плотность энергии МФИ; η_{cb} – доля субмиллиметрового фона в плотности энергии МФИ; η_ν – вклад в МФИ УФ излучения сверхгигантов, рассеянного межзвездной средой; η_p – энергосвечение пульсаров по отношению к МФИ; W_{He} , W_t – энергосвечение на протон при синтезе из водорода гелия и более тяжелых элементов соответственно [8].

В водородном цикле ($4p \rightarrow {}^4He$) энергосвечение на один протон (без учета энергии нейтрино) $W_{He} = 6,55$ МэВ; в гелиевом цикле ($3{}^4He \rightarrow {}^{12}C$) $W_c = 0,61$ МэВ; при синтезе более тяжелых элементов энергосвечение падает [6, с. 759]. Наиболее распространенные элементы во Вселенной тяжелее гелия – углерод и кислород; при дальнейшем росте атомной массы распространенность элементов резко падает [4, с. 263], т.е. их среднее энергосвечение на протон $W_t \sim W_{He} + W_c \approx 7,2$ МэВ. Энергосвечение на один протон при синтезе железа из водорода $W \sim 8$ МэВ [7].

Протосоларная массовая доля ТЭ $\delta_t' \sim 0,015$ [35] сравнима с массовой долей ТЭ в солнечном веществе $\sim 0,02$ [4, с. 589]. Межгалактический газ содержит ТЭ (вплоть до железа) с относительной концентрацией $\delta_t'' \sim 0,1$ солнечной [3, с. 81]. Галактики содержат 20–30% наблюдаемых барионов; 70 – 80% содержит межгалактический газ [3, с. 81], с учетом чего массовая доля ТЭ в межзвездном и межгалактическом газе $\delta_t \sim \delta_t' \delta_t'' \approx 0,002$.

По данным обсерватории Planck современная массовая доля гелия $\delta_g = 0,25$. Согласно стандартной модели горячей Вселенной в эпоху первичного нуклеосинтеза массовая доля гелия была $\delta_{g0} \sim 0,22$ [3, с. 364]. Массовая доля гелия, выработанного из водорода в эпоху сверхгигантов $\delta_{gs} = \delta_g - \delta_{g0} \approx 0,03$.

Согласно ряду оценок $\eta_p \sim 0,4$ [7]; $\eta_\nu \leq 1$ [7]; [8]; $\eta_{cb} \leq 0,4$ [13]; $z \sim 17$ [9]. При $\epsilon \nu \sim 0,25$ эВ/см³ [3, с. 135]; $\rho_c \sim 9 \cdot 10^{-30}$ г/см³ (§ 3) формула (28) ограничивает массовую долю нейтронных звезд $\Omega_n \leq 0,08$.

Минимальная оценка массовой доли НЗ следует из того допущения, что интенсивность космического субмиллиметрового фона мала в сравнении с МФИ, на что указывает ряд методов измерения [14]. При минимальном параметре $\eta_{cb} \geq 0,04$ для плотности энергии субмиллиметрового фона $\sim 10^{-2}$ эВ/см³, сравнимого с ИК фоном [14] (§ 2), согласно формуле (28) минимальная массовая доля НЗ $\Omega_n \geq 0,04$.

Массовая доля массивных астрофизических космических объектов гало (МАСНО) $\Omega_m \sim 0,13 \pm 0,02$ с учетом вклада ее прочих компонент (темных карликов и черных дыр) позволяет оценить долю НЗ $\Omega_n \sim 0,08 \pm 0,02$ (§ 9), что соответствует ее максимальной оценке $\Omega_n \leq 0,08$ (28). С учетом погрешности расчетов массовая доля нейтронных звезд $\Omega_n \sim 0,08 \pm 0,01$, что составляет $\Omega_n / \Omega_m \sim 60\%$ доли МАСНО.

На основе массовой доли НЗ может быть оценена масса первых сверхгигантов. Так, массу НЗ ограничивает число поколений звезд $N = T_0 / \tau$, сменившихся в эпоху длительностью T_0 при периоде звездообразования τ . В эпоху $z \sim 17$ возраст Вселенной составлял $T_0 \approx 1,8 \cdot 10^8$ лет (4), что соответствует периоду коллапса газа в звезды для плотности Вселенной в период отделения от вещества космологического излучения (§ 3), т.е. $N = 1$.

При массе НЗ $m_{nz} \sim 1,5 M_\odot$ [2, с. 69] порождающие их сверхгиганты массой $M \geq 10 M_\odot$ [2, с. 69]; [4, с. 434] в первом поколении породят НЗ с долей массы $\delta \approx m_{nz}(1 - \delta_g) / M \leq 0,14$

массы первичного газа. НЗ с массовой долей Ω_b могло породить одно поколение сверхгигантов со средней массой:

$$M = m_{H3}(1 - \delta_g)/\Omega_b \quad (29),$$

где δ_g – массовая доля межзвездного газа в галактиках.

В наиболее распространенных спиральных галактиках средняя доля межзвездного газа $\delta_g \sim 5\%$ массы звезд [20, с. 1223]. При массовой доле НЗ $\Omega_b \sim 0,08$ (28) *масса первых сверхгигантов* $M \approx 18 M_\odot$.

Максимальная наблюдаемая масса черных дыр (звездной массы) $M_h \leq 20 M_\odot$ [36], достижимая в процессе аккреции НЗ массой $m_{H3} \sim 1,5 M_\odot$ [2, с. 69] вещества звезд $M_h = m_{H3} + M$ (§ 8) свидетельствует в пользу корректности данной оценки массы первых сверхгигантов.

Наблюдаемые свойства «самовзаимодействующей темной материи» (SIDM) указывают на то, что *скрытая масса выталкивается из внутренних областей галактик во внешние* [37], что объяснимо свойствами НЗ.

Во-первых, мощные взрывы сверхновых I типа могут ускорять соседние пульсары до скорости ~ 1000 км/с, как у PSR J0002+6216 [38] и PSR B1509-58, по данным обсерватории Спектр РГ, за счет рассеяния их магнитосферами ионизованного газа во фронтах ударных волн [7]. Первая космическая скорость для диска галактики соответствует скорости его вращения ~ 220 км/с [1, с. 387]. Скорости пульсаров ~ 1000 км/с достаточно для преодоления гравитации как галактики, так и ее короны [7]; [11].

Вместе с тем, дрейфуя через межзвездный газ, пульсар образует ударную волну [38]. Из-за *динамического торможения* средой пульсары, ускоренные взрывами соседних сверхновых, могут оседать в гало и коронах галактик [7]. Напомним, что первые сверхновые I типа (не порождающие НЗ) взорвались позже сверхновых II типа, порождающих НЗ (§ 2), способствуя выбросу соседних пульсаров из молодых галактик.

Во-вторых, перемещению пульсаров в короны молодых галактик мог способствовать галактический ветер [7]; [8]. Так, всплеск звездообразования образует галактический ветер, достигающий корон галактик [2, с. 86]. Например, всплеск звездообразования в галактике SDSS J211824.06+001729.4 выбросил галактический ветер на высоту $\sim 0,1$ Мпк, так что он охватил ее корону, достигнув скорости ~ 1500 км/с [16], что выше скорости дрейфующих пульсаров PSR J0002+621 и PSR B1509-58.

В-третьих, пульсары могут взаимно отталкиваться за счет давления излучаемых ими космических (субкосмических) лучей, рассеиваемых их магнитосферами, способствуя перемещению НЗ из галактик в их короны [7].

Присутствие старых НЗ (в виде неразрешенных объектов) в гало и коронах галактик объясняет подъем космического рентгеновского фона в области $10 - 10^3$ кэВ (рис. 4), захватывающий диапазон γ -всплесков [7]. Так, до половины НЗ генерируют γ -всплески [3, с. 280] в сферической периферии галактики [1, с. 407]. Такие γ -всплески, как и радио-всплески, могут генерировать НЗ при аккреции вещества ТК, пересекающих их траектории, которые присутствуют в гало и коронах галактик (§ 5).

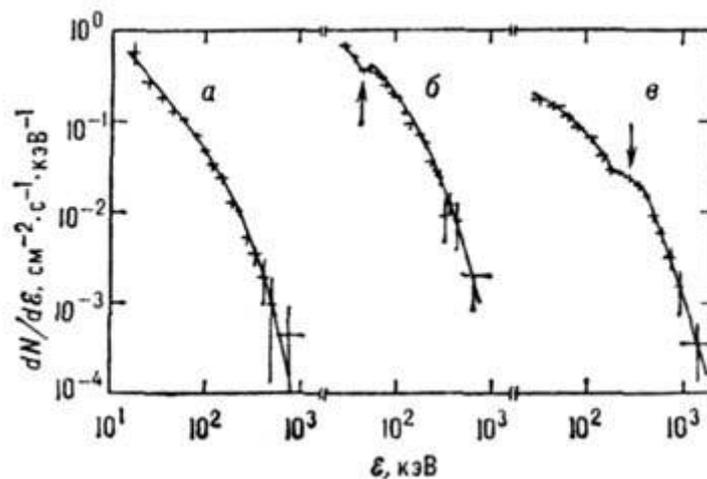


Рис. 8. Энергетические спектры γ -всплесков

Так, в спектре космического γ -фона при энергии 0,4 МэВ заметен излом (рис. 4). Излом в области 0,4 МэВ проявляется и в энергетическом спектре части γ -всплесков, связываемый с аннигиляцией электрон-позитронных пар, испытывающих красное смещение в гравитационном поле НЗ [1, с. 407] (спектр *v* на рис. 8).

Отметим, что вероятность микролинзирования НЗ массой $m_{нз} \sim 1,5 M_{\odot}$, которая на порядки выше массы ТК $m_{тк} \sim 0,1 M_{\odot}$ невысока. При сравнимой массовой доле НЗ $\Omega_{нз} \sim 0,08$ и ТК в гало (коронах) галактик $\Omega_{df} \sim 0,03$ (§ 9) концентрация НЗ почти на порядок ниже: $\Omega_{dfm_{нз}}/\Omega_{m_{тк}} \approx 6$. Кроме того, при исследовании микролинзирования [21] скорость звезд полагается сравнимой с дисперсией остаточных скоростей звезд $v \sim 100 - 150$ км/с, движущихся в гало по вытянутым орбитам [1, с. 387]. Однако из-за торможения средой остаточная скорость НЗ в гало и коронах галактик мала [7], т.е. они реже пересекут траекторию лучей звезд.

8. Доля черных дыр в массе Вселенной

Первыми звездами были сверхгиганты средней массой $\sim 18 M_{\odot}$ (§ 7), что ниже порога $M \geq (40 - 50) M_{\odot}$, для которого рассматривается возможность образования *черных дыр* (ЧД) звездной массы [5, с. 488], относимых к объектам МАСНО. Звезды массой $>100 M_{\odot}$ неустойчивы [2, с. 68]. Так, гипергигант SN 2016iet взорвался, не породив пульсар [39], т.е. ЧД, возможно, могут порождать сверхгиганты массой (50 – 100) M_{\odot} .

С учетом распределения звезд по массам из формулы (29) следует оценка массовой доли ЧД, порождаемых при взрывах первых сверхгигантов:

$$\Omega_h = \delta_{50} m_{чд} (1 - \delta_g) / M_{ср} \quad (30),$$

где δ_{50} – весовой вклад сверхгигантов, рождающих ЧД; $m_{чд}$ – масса ЧД.

Распределение рождающихся звезд по массам, превышающих среднюю $\sim M_{\odot}$, описывается начальной функцией масс Солпитера, имеющей степенной вид $\delta_3 \sim 1/M^\gamma$ с показателем степени $\gamma \sim -2,3$. Если распределение первых сверхгигантов по массам имеет сходный вид, то при средней массе $M_{ср} \sim 18 M_{\odot}$ у сверхгигантов массой $M \sim 50 M_{\odot}$ весовой вклад $\delta_{50} \sim (M_{ср}/M)^{2,3} \approx 0,09$. При этом формула (30) сводится к виду:

$$\Omega_h = m_{чд} (1 - \delta_g) M_{ср}^{1,3} / M^{2,3} \quad (31).$$

При массе ЧД $m_{чд} \geq 3,2 M_{\odot}$ [20, с. 1213] и средней доле газа в наиболее распространенных спиральных галактиках $\delta_g \sim 0,05$ [20, с. 1223] первые сверхгиганты массой $50 M_{\odot}$ могут породить ЧД с долей $\Omega_{h1} \approx 0,015$. С учетом степенной зависимости $\Omega_h \sim 1/M^{2,3}$ (31) сверхгиганты массой $M \sim 100 M_{\odot}$ породят ЧД с долей $\Omega_{h2} \approx 0,003$. Возможная суммарная *массовая доля ЧД, рождаемых первыми сверхгигантами*: $\Omega_h \sim \Omega_{h1} + \Omega_{h2} \approx 0,02$.

Массовую долю первых ЧД также позволяет оценить анализ спектра космического электромагнитного фона. Напомним, что ультраяркие рентгеновские пульсары в массивных

двойных системах являются заметным источником энерговыделения в молодых галактиках [12]. При этом пульсары при аккреции вещества массой $\sim M_{\odot}$ коллапсируют в ЧД [4, с. 361]. Так, например, в качестве первой ЧД подтвержден пульсар Лебедь X-1 массой $14,8 \pm 1 M_{\odot}$ в тесной массивной двойной системе, включающей сверхгиганта массой $\sim 19 M_{\odot}$ [40]. К настоящему времени измерены массы нескольких десятков ЧД массой $4 - 20 M_{\odot}$ в рентгеновских двойных системах [36].

Массовая доля ЧД, образованных рентгеновскими пульсарами в массивных двойных системах в эпоху молодых галактик ($z \sim 17$), может быть оценена на основе их энерговыделения, которое, в том числе может быть оценено исходя из плотности энергии фонового космического излучения в длинноволновом радио- и γ -диапазоне [7].

Плотность энергии, излученной рентгеновскими пульсарами, чья светимость близка к критической (эддингтоновской):

$$\varepsilon\gamma = \Omega h \eta n p c^2 \chi \quad (32),$$

где Ωh – массовая доля черных дыр; c – скорость света; ηn – гравитационная энергия связи нейтронной звезды на единицу массы (энергии покоя); χ – доля падающего вещества, вносящего вклад в излучение ультраяркого пульсара.

Соотношение плотностей энергии пульсаров и сверхгигантов:

$$\varepsilon\gamma/\varepsilon z = \delta\pi/(1 + \delta\sigma\delta) \quad (33),$$

где $\delta\pi$ – энерговыделение первых пульсаров по отношению к МФИ; $\delta\sigma\delta$ – доля субмиллиметрового фонового излучения по отношению к МФИ.

Плотность энергии, излученной сверхгигантами, рождающими НЗ $\varepsilon z = \Omega n W p c / m p$ (27). С учетом соотношений (32) и (33) следует оценка массовой доли ЧД звездной массы:

$$\Omega h = \Omega n W \delta\pi / \eta n m p c^2 \chi (1 + \delta\sigma\delta) \quad (34).$$

Максимальная светимость рентгеновских пульсаров $\leq 10^{39}$ эрг/с [4, с. 356] сравнима с критической (эддингтоновской) $1,3 \cdot 10^{38}$ (М/М $_{\odot}$) эрг/с [1, с. 34] для массивных пульсаров (ЧД) массой $M \sim 10 M_{\odot}$, подобно Лебедь X-1, LMC X-1 и LMC X-3 [20, с. 1224].

Светимость 10^{39} эрг/с обеспечит поток вещества $\dot{J} \sim 10^{-7}$ М $_{\odot}$ /год [4, с. 359]. Вместе с тем, поток выпадающего вещества на ультраяркие рентгеновские пульсары (ЧД) может достигать $\dot{J}' \sim (10^{-6} - 10^{-5})$ М $_{\odot}$ /год [4, с. 361] при $\chi = \dot{J}/\dot{J}' \approx 10^{-1} - 10^{-2}$. Так, при аккреции на ЧД, не имеющей плотной поверхности, гравитационная энергия превращается в энергию излучения лишь в области падения газа (или аккреционном диске) [1, с. 33].

Поток выпадающего вещества на ЧД может быть оценен исходя из их средней массы ЧД M_h и времени жизни сверхгигантов t . Средняя масса наблюдаемых ЧД звездной массы $M_h \sim 12 M_{\odot}$ [36] меньше массы первых сверхгигантов $18 M_{\odot}$ (29). Тем самым, первые сверхгиганты могли взрываться в качестве сверхновых до того, как их вещество было полностью поглощено ЧД. Сверхгиганты быстро теряют вещество, уносимое звездным ветром $\sim 10^{-5}$ М $_{\odot}$ /год [2, с. 67], которое образует около них газовые оболочки [2, с. 63]. Тем самым, ЧД в двойных системах могут поглощать как вещество сверхгигантов, так и их оболочек.

При массе НЗ $m_{nz} \sim 1,5 M_{\odot}$ [2, с. 69] поглощение ими в процессе аккреции вещества первых звезд средней массой $M_{sp} \sim 18 M_{\odot}$ (§ 7) позволит нарастить массу ЧД $M_h = m_{чд} + M_{sp}$ до уровня $M_h \approx 20 M_{\odot}$, что соответствует максимальной наблюдаемой массе ЧД (звездной массы) $\leq 20 M_{\odot}$ [36] и говорит о корректности оценки (29) массы первых сверхгигантов (§ 7).

При средней массе наблюдаемых ЧД $M_h \sim 12 M_{\odot}$ [36] средняя масса выпадающего на них вещества $M = M_h - m_{nz} \approx 10 M_{\odot}$. На этой основе оценим темп аккреции вещества звезд на ЧД, позволяющий ей нарастить свою массу до соответствующего уровня.

Время жизни звезд главной последовательности массой M [2, с. 68]:

$$t \sim 10^{10} (M/M_{\odot})^3 \text{ лет} \quad (35).$$

Согласно данной зависимости сверхгиганты массой $M \geq 10 M_{\odot}$ живут $t \leq 10^7$ лет. Поток выпадающего на ЧД вещества $\dot{J}' = M/t \geq 10^{-6}$ М $_{\odot}$ /год. При $\dot{J} \sim 10^{-7}$ М $_{\odot}$ /год для ультраяркого пульсара [4, с. 359] параметр $\chi = \dot{J}/\dot{J}' \leq 10^{-1}$.

Время жизни первых сверхгигантов массой $M \sim 18 M_{\odot}$ (29) согласно зависимости (35) ок. $t \sim 10^6$ лет. При темпе аккреции $\dot{J}' \sim 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ ЧД поглотит вещество массой $\sim 1 M_{\odot}$, что на порядок ниже наблюдаемой средней массы ЧД $\sim 12 M_{\odot}$. Для набора подобной массы ЧД темп аккреции должен достигать $\dot{J}' \sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ при $\chi = \dot{J}/\dot{J}' \leq 10^{-2}$. Данные оценки согласуются с принятым диапазоном $\chi \sim 10^{-1} - 10^{-2}$ при $\dot{J}' \sim (10^{-6} - 10^{-5}) M_{\odot}/\text{год}$ [4, с. 361].

У звезд с большей массы $\sim 30 M_{\odot}$ время жизни $t \sim 10^5$ лет [2, с. 69]. При $\dot{J}' \sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ они смогут нарастить массу НЗ на $\sim 1 M_{\odot}$, коллапсируя в ЧД минимальной массы.

Параметры $mrc^2 = 938 \text{ МэВ}$; $\eta n \sim 0,15$ [4, с. 359]; $W \sim 8 \text{ МэВ/протон}$; $\delta p \sim 0,4$ [7]. Для $0,04 \leq \delta cb \leq 0,4$ при $\Omega n \sim 0,08$ (§ 7), $\chi \geq 10^{-1}$ ($\dot{J}' \sim 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$) согласно формуле (34) минимальная массовая доля ЧД $\Omega h \geq 0,01$.

При $\chi \leq 10^{-2}$ ($\dot{J}' \sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$) массовая доля ЧД ограничена массой и временем жизни первых сверхгигантов. Как показывают расчеты, массу наблюдаемых ЧД $4 - 20 M_{\odot}$ может обеспечить аккреция вещества первых сверхгигантов массой $15 M_{\odot} \leq M \leq 18 M_{\odot}$ при *массовой доле ЧД* $\Omega h \leq 0,02$.

Альтернативная оценка массовой доли ЧД может быть получена на основе средней массы наблюдаемых ЧД звездной массы:

$$\Omega h = \delta 2 M h \Omega n / m n z \quad (36),$$

где $\delta 2$ – доля пульсаров в рентгеновских двойных системах.

Масса НЗ $m n z \sim 1,5 M_{\odot}$ [2, с. 69]; средняя масса наблюдаемых ЧД звездной массы $M h \sim 12 M_{\odot}$ [36]. В двойные системы входит $\delta 2 \sim 4\%$ пульсаров [4, с. 180]. При данных параметрах первые НЗ за счет аккреции могли превратиться в ЧД с массовой долей $\Omega h \approx 0,02$, что согласуется с диапазоном $0,01 \leq \Omega h \leq 0,02$ согласно предыдущей оценке (34).

Возможно, ЧД звездной массы могут постепенно набирать массу за счет поглощения окружающих звезд, притянутых их гравитацией. Таким путем могли нарастить свою массу часть ЧД, порожденных сверхгигантами массой $(50 - 100) M_{\odot}$. При первоначальной массе таких ЧД $m_{ch} \geq 3,2 M_{\odot}$ [20, с. 1213] и массовой доле $\Omega h \sim 0,02$ (31) их современная доля может достичь $\Omega h' = \Omega h M h / m_{ch} \leq 0,07$. Последующие оценки показывают, что вероятная доля ЧД $\Omega h \sim 0,02 \pm 0,01$ (§ 9), т.е. данный процесс не является доминирующим.

Для сравнения, проект OGLE за 13 лет наблюдений подтвердил микролинзирование ЧД в направлении звезд Малого Магелланова облака с долей $\delta h < 2\%$ массы галактического гало [23]. При доле так называемой «темной материи» $\Omega c \sim 0,26$ [15] массовая доля ЧД $\Omega h = \delta h \Omega c < 0,005$, что в несколько раз меньше предыдущих оценок.

Вместе с тем, вероятность микролинзирования ЧД средней массой $\sim 12 M_{\odot}$ на фоне ТК массой $m_k \sim 0,1 M_{\odot}$ невысока. При сравнимых массовых долях ТК и ЧД в гало галактики $\Omega d f \sim 0,03$ и $\Omega h \sim 0,02$ (§ 9) вероятность того, что событие линзирования связано с ЧД: $P = m d f \Omega h / M h \Omega d f \approx 6 \cdot 10^{-3}$. За $t_1 = 5,7$ лет наблюдений с ТК связаны $N = 13 - 17$ микролинзирующих событий [21]. Вероятность обнаружения ЧД за данный период $P_N \approx 10\%$. Соответственно, за $t_2 = 13$ лет наблюдений [23] вероятность обнаружения ЧД $P_h = P_N t_2 / t_1 \approx 20\%$. При наблюдаемой доле $\Omega h < 0,005$ [23] возможная доля ЧД $\Omega h' = \Omega h / P_h \approx 0,02$, что согласуется с предыдущими расчетами.

За счет столкновения НЗ и ЧД звездной массы могут образовываться сверхмассивные ЧД в ядрах галактик [7], где концентрация звезд $> 3 \cdot 10^7 \text{ пк}^{-3}$ [1, с. 390]. Измерены массы нескольких сотен *сверхмассивных* ЧД массой $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$ в ядрах галактик [36]. Например, в центре галактики M87 наблюдается сверхмассивная ЧД массой $M = 6,5 \cdot 10^9 M_{\odot}$ [41]. Масса ЧД в гигантской галактике M87 $\Omega h = M / M_k \approx 7 \cdot 10^{-5}$ массы ее короны $M_k \sim 10^{14} M_{\odot}$ [1, с. 389], т.е. доля сверхмассивных ЧД в центрах галактик $\Omega h \Omega f \leq 10^{-5}$ не является существенной.

Рассматривается возможность формирования *первичных* ЧД в молодой сверхплотной однородной Вселенной [2, с. 298]. Расчеты показывают, что масса подобных первичных ЧД

(ρ_h) не превышает один процент от массы «темной материи» [42], т.е. их массовая доля невысока: $\Omega_{ph} < 0,003$.

Отметим, что взрывы гигантов и сверхгигантов в двойных системах с пульсарами, ускоряя НЗ и ЧД до разных скоростей, производят селекцию их пространственного распределения. Так, взрывы сверхновых могут ускорять массивные ЧД слабее, чем более легкие НЗ. Взрывы сверхновых I типа ускоряют пульсары (НЗ) до скорости $v \sim 10^3$ км/с, что выбросит их из диска в короны галактик (§ 7). Более массивные ЧД могут достичь скорости $v \sim v_{тнз}/Mh \approx 10^2$ км/с, что не превышает первую космическую скорость для галактик. Данная скорость не позволит ЧД вылететь в короны галактик, однако ее достаточно для перемещения из диска в гало. Тем самым, ЧД могут формировать значительную часть массы гало галактик.

Присутствие ЧД звездной массы в гало галактик, в частности, позволяет объяснить тот факт, что давление газа в гало галактики на два – три порядка ниже, чем в ее короне [18]. Эта разница объяснима поглощением части газа гало ЧД, притягивающих его своей гравитацией.

Соответственно, массовая доля ЧД может быть оценена исходя из весовых долей других объектов МАСНО, формирующих скрытую массу гало галактики при том условии, что доли ТК и НЗ в гало и короне галактики сравнимы (табл. 1.)

Таблица 1

Составляющие скрытой массы гало галактики

Тип вещества	Весовая доля
Корональный газ	~5%
Карлики массой ~0,1 M_{\odot}	~10%
Нейтронные звезды	~30%
Черные дыры массой ~10 M_{\odot}	~55%
Итого:	100%

Газ гало галактики концентрацией $n < 10^{-2}$ см⁻³ сосредоточен на удалении до $D/2 < 5$ кпк от плоскости диска [3, с. 85], что позволяет оценить его долю: $\delta_g = \pi n D R^2 / M_g \approx 5\%$ массы гало исходя из средней доли газа в спиральных галактиках ~5% [20, с. 1223].

Микролинзирование в направлении Магеллановых облаков указывает на долю ТК в массе гало 20% [21]; $\leq 8\%$ [22]; $\leq 6\%$ [23] (§ 5) при их среднем весовом вкладе $\delta_d \approx 10\%$.

При массовой доле НЗ $\Omega_n \sim 0,08$ (§ 7) и ТК $\Omega_{df} \sim 0,03$ (§ 5) весовая доля НЗ в гало галактик $\delta_n = \delta_d \Omega_n / \Omega_{df} \approx 30\%$.

К объектам МАСНО относят темные карлики, нейтронные звезды и черные дыры, т.е. весовая доля ЧД в гало галактик $\delta_h = 1 - \delta_n - \delta_{df} - \delta_g \approx 55\%$.

На периферии галактики (в окрестности Солнца) плотность скрытой массы не выше плотности видимого вещества, но может быть сравнима с ней [4, с. 550], т.е. ее массовая доля сравнима с суммарной долей звезд и межзвездного газа галактики $\Omega_{sg} \leq \Omega_s + \Omega_{igf}$ при $\Omega_s + \Omega_{igf} \sim 0,05$ (§ 9). При весовой доле ЧД в гало $\delta_h \sim 0,55$ массовая доля ЧД $\Omega_h = \delta_h \Omega_{sg} < 0,03$.

Как и данные линзирования $\Omega_h < 0,005$ [23], при возможном $\Omega_{h'} \sim 0,02$, это соответствует предыдущим оценкам доли ЧД $\Omega_h \sim 0,02$ с погрешностью $\pm 0,01$. Тем самым, исходя из экспериментальных данных и приведенных расчетов, вероятная массовая доля черных дыр звездной массы $\Omega_h \sim 0,02 \pm 0,01$, что согласуется с оценкой на основе суммарной доли объектов МАСНО в коронах галактик (в филаментах) с учетом вклада ее компонент (§ 9).

9. Составляющие материи Вселенной

Анализ *спектроскопических* данных SDSS каталога позволяет оценить суммарную долю вещества в филаментах (формируемых галактиками, их скоплениями и околосгалактической средой): $\Omega_f = 0,31 \pm 0,04$; с учетом *линзирования* $\Omega_f = 0,315 \pm 0,012$ [43]. Более ранние данные Planck 2015: доля вещества $\Omega_f = 0,308 \pm 0,012$, включая скрытую массу, ассоциируемую с так называемой «темной материей» $\Omega_c = 0,258 \pm 0,011$ при доле барионов $\Omega_b = 0,0484 \pm 0,001$ [15]. Доля вещества в филаментах сравнима с долей вириальной массы корон галактик $\leq 0,3$ [1, с. 347].

Короны галактик содержат горячий (ионизованный) корональный газ [3, с. 81]. Обсерватория Planck охватывает *микроволновой* диапазон, но основная часть спектральных линий газа проявляется в *оптическом* диапазоне; горячего коронального газа – в *УФ-* и *рентгеновском*. Исходя из излучения в спектральных линиях, доля наблюдаемых барионов достигает $\Omega_b \leq 0,15$ массы Вселенной [3, с. 81]. Эффект *Зельдовича-Сюняева* позволяет оценить долю горячего газа в филаментах с большой погрешностью $\Omega_{gf} = 0,11 \pm 0,07$ [26]. По уточненным данным, доля барионов в филаментах $\Omega_b = 0,18 \pm 0,04$ [44]; [45]. С учетом массовой доли звезд $\Omega_s = 0,0484 \pm 0,001$ [15] массовая доля *газа в филаментах* $\Omega_g = \Omega_b - \Omega_s \approx 0,13 \pm 0,04$.

Характеристики быстрых радио всплесков указывают на плотность ионизованного водорода вне корон галактик (в войдах) $\Omega_{gv} = 0,051 \pm 0,025$ [24]. Суммарная доля газа в войдах и филаментах $\Omega_g = \Omega_{gf} + \Omega_{gv} \approx 0,18 \pm 0,035$. Для сравнения, по данным эффекта Зельдовича-Сюняева доля ионизованного газа в филаментах и их окрестностях $\Omega_g \approx 0,28 \pm 0,12$ [26].

На этой основе может быть оценена массовая доля объектов МАСНО (темные карлики, нейтронные звезды и черные дыры) $\Omega_m = \Omega_f - \Omega_g \approx 0,13 \pm 0,04$. Микролинзирование света сверхновых типа Ia ограничивает массовую долю компактных объектов МАСНО на уровне $\delta_m \sim 35 - 37\%$ всего вещества Вселенной [46]. При доле наблюдаемого вещества в филаментах $\Omega_f \sim 0,31$ наблюдаемая доля объектов МАСНО $\Omega_m = \delta_m \Omega_f \approx 0,11 \pm 0,005$, что сравнимо с оценкой, полученной на основе доли барионов и «темной материи» и позволяет уточнить долю *объектов МАСНО* $\Omega_m \approx 0,13 \pm 0,02$.

Микролинзирование указывает на долю ТК в массе гало $\sim 20\%$ [21]; $\leq 8\%$ [22]; $\leq 6\%$ [23] при среднем весовом вкладе $\delta_d \sim 10\%$ (§ 5). При доле «темной материи» $\Omega_c = 0,258 \pm 0,011$ [15] доля *тусклых карликов в филаментах* $\Omega_{df} = \delta_d \Omega_c \approx 0,03 \pm 0,02$ (§ 5).

Ряд оценок показывает, что в гало галактик могут концентрироваться *черные дыры* звездной массы при их доле $\Omega_h \sim 0,02 \pm 0,01$ (§ 8).

На этой основе может быть оценена доля *нейтронных звезд* $\Omega_n = \Omega_m - \Omega_{df} - \Omega_h \approx 0,08 \pm 0,02$, что соответствует максимальной оценке $\Omega_n \leq 0,08$ (§ 7).

Теория гравитационных неустойчивостей свидетельствует в пользу массовой доли барионов в первичном газе $\Omega_b \sim 1$ [2, с. 479], что возможно в наблюдаемой Вселенной, однородной в крупном масштабе, превышающем размер войдов – областей ее неоднородности [8]. Тем самым, современная доля *барионов в войдах* $\Omega_{bv} = 1 - \Omega_f \approx 0,69 \pm 0,01$.

Массовая доля *шаровых скоплений и галактик в войдах*, обращающихся в окрестности филаментов $\Omega_{dv} = \Omega_{bv} - \Omega_{gv} \approx 0,64 \pm 0,01$ (§ 5).

Массовая доля звезд $\Omega_s = 0,0484 \pm 0,001$ [15]. В наиболее распространенных спиральных галактиках доля межзвездного газа $\delta_g \sim 5\%$ [20, с. 1223], т.е. массовая доля *межзвездного газа* $\Omega_{igf} = \delta_g \Omega_s \approx 0,002$.

В ультрадиффузных галактиках в войдах преобладает скрытая масса, достигающая $\sim 99\%$ их массы (§ 5), т.е. доля обычных звезд в них $\delta_s \sim 1\%$. При массовой доле ультрадиффузных галактик в войдах $\Omega_{dv} \sim 0,64 \pm 0,01$ доля *обычных звезд в войдах* $\Omega_{sv} = \delta_s \Omega_{dv} \approx 0,01$.

Доля *тусклых карликов в войдах* $\Omega_{dv} = \Omega_{bv} - \Omega_{gv} - \Omega_{sv} \approx 0,63 \pm 0,01$.

При вкладе ТК в филаментах $\Omega_{df} \sim 0,03 \pm 0,02$ и войдах $\Omega_{dv} \sim 0,63 \pm 0,01$ суммарная массовая доля *тусклых карликов* $\Omega_d = \Omega_{df} + \Omega_{dv} \approx 0,66 \pm 0,03$.

Таблица 2

Распределение вещества во Вселенной

Тип вещества	Филаменты	Окрестности филаментов	Всего:
Межгалактический газ	0,13	0,05	0,18
Звезды массой $\sim M_{\odot}$	0,048	0,01	0,058
Межзвездный газ	0,002	-	0,002
Нейтронные звезды	0,08	-	0,08
Карлики массой $\sim 0,1 M_{\odot}$	0,03	0,63	0,66
Черные дыры $\sim 10 M_{\odot}$	0,02	-	0,02
Всего, в том числе:	0,31	0,69	1
скрытая масса	0,26	-	0,26
объекты МАСНО	0,13	0,63	0,76

Вероятное распределение рассмотренных выше типов вещества во Вселенной, а именно плазмы в виде звезд и межгалактического газа, а также компактных объектов МАСНО звездной массы представлено в табл. 2.

Литература

1. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 1. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1988.
2. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 2. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
3. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 3. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1992.
4. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 4. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1994.
5. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 5. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
6. Прохоров А.М. Физический энциклопедический словарь. – Москва: Советская энциклопедия. – 1983.
7. Поройков С.Ю. Вклад в скрытую массу нейтронных звезд, рожденных сверхгигантами в яркой фазе молодых галактик // Журнал естественнонаучных исследований. – 2020. – Т. 5. – № 1. – С. 36.
8. Поройков С.Ю. Расширение наблюдаемой Вселенной в условиях давления метagalacticких космических лучей в войдах, рассеиваемых магнитным полем корон галактик в филаментах // Журнал естественнонаучных исследований. – 2020. – Т. 5. – № 3. – С. 29-58.
9. 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.
10. 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.
11. Поройков С.Ю. Природа скрытой массы // Основания фундаментальной физики и математики: материалы III Российской конференции (ОФФМ-2019) / под ред. Ю.С. Владимирова, В.А. Панчелюги – Москва: РУДН. – 2019. – С. 152-156.
12. Сазонов С.Ю., Хабибуллин И.И. Подогрев ранней Вселенной излучением массивных рентгеновских двойных систем // Письма в Астрономический журнал: Астрономия и космическая астрофизика. – 2017. – Т. 43. – № 4. – С. 243-253.
13. R.C. Henry. Diffuse background radiation // The Astrophysical Journal Letters. – 1999. – № 516. – № 2. – L49-L52.
14. M.G. Hauser, E. Dwek. The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications // Annual Review of Astronomy & Astrophysics. – 2001. – V. 39. – P. 249-307.

15. R. Adam, et al. Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results // *Astronomy & Astrophysics*. – 2016. – V. 594. – A1 – 38 pp.
16. D.S.N. Rupke, et al. A 100-kiloparsec wind feeding the circumgalactic medium of a massive compact galaxy // *Nature*. – 2019. – V. 574. – P. 643–646.
17. R.H. Becker, et al. Evidence for Reionization at $z \sim 6$: Detection of a Gunn-Peterson Trough in a $z = 6.28$ Quasar // *The Astronomical Journal*. – 2001 – V. 122. – № 6. – P. 2850-2857.
18. Поройков С.Ю. Характеристики межгалактической среды в войдах и филаментах // *Журнал естественнонаучных исследований*. – 2020. – Т. 5. – № 2. – С. 32-50.
19. Зельдович Я.Б., Новиков Н.Д. Строение и эволюция Вселенной. – Москва: Наука. – 1975.
20. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. Физические величины. Справочник. – Москва: Энергоатомиздат. – 1991.
21. 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.
22. P. Tisserand, et al. Limits on the Macho content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds // *Astronomy & Astrophysics*. – 2007. – V. 469. – № 2. – P. 387-404.
23. L. Wyrzykowski, et al. The OGLE view of microlensing towards the Magellanic Clouds – IV. OGLE-III SMC data and final conclusions on MACHOs // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2011. – V. 416. – Is. 4. – P. 2949–2961.
24. J.-P. Macquart, J.X. Prochaska, M. McQuinn, K.W. Bannister, S. Bhandari, C.K. Day, A.T. Deller, R.D. Ekers, C.W. James, L. Marnoch, S. Osłowski, C. Phillips, S.D. Ryder, D.R. Scott, R.M. Shannon, N. Tejos. A census of baryons in the Universe from localized fast radio bursts // *Nature*. – 2020. – V. 581. – P. 391- 408.
25. Y. Hoffman, D. Pomarede, R.B. Tully, H. Courtois. The Dipole Repeller // *Nature Astronomy*. – 2017. – V. 1. – A36. – 23 pp.
26. 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.
27. J. Román, M.A. Beasley, T. Ruiz-Lara, D. Valls-Gabaud. Discovery of a red ultra-diffuse galaxy in a nearby void based on its globular cluster luminosity function // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2019. – V. 486. – Is. 1. – P. 823–835.
28. A.Y. Kniazev, E.S. Egorova, S.A. Pustilnik. Study of galaxies in the Eridanus void. Sample and oxygen abundances // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2018. – V. 479. – Is. 3. – P. 3842–3857.
29. J. Clampitt, B. Jain. Lensing measurements of the mass distribution in SDSS voids // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2015. – V. 454. – Is. 4. – P. 3357-3365.
30. D. Gilman, S. Birrer, A. Nierenberg, T. Treu, X. Du, A. Benson. Warm dark matter chills out: constraints on the halo mass function and the free-streaming length of dark matter with eight quadruple-image strong gravitational lenses // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2020. – V. 491. – Is. 4. – P. 6077–6101.
31. J.D. Simon, M. Geha. The Kinematics of the Ultra-faint Milky Way Satellites: Solving the Missing Satellite Problem // *The Astrophysical Journal*. – 2007. – V. 670. – № 1. – P. 313-331.
32. L. Kaltenegger, W.A. Traub. Transits of Earth-like Planets // *The Astrophysical Journal*. – 2009. – V. 698. – № 1. – P. 519-527.
33. Yi-Kuan Chiang, Ryu Makiya, Brice Ménard, Eiichiro Komatsu. The Cosmic Thermal History Probed by Sunyaev–Zeldovich Effect Tomography // *The Astrophysical Journal*. – 2020. – V. 902:56. – № 1. – 12 pp.

34. M.E. Putman, L. Staveley-Smith, K.C. Freeman, B.K. Gibson, D.G. Barnes. The Magellanic Stream, High-Velocity Clouds, and the Sculptor Group // *The Astrophysical Journal*. – 2003. – V. 586. – № 1. – P. 170-194.
35. K. Lodders. Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements // *The Astrophysical Journal*. – 2003. – V. 591. – № 2. – P. 1220-1247.
36. Черпацук А.М. Черные дыры в двойных звездных системах и ядрах галактик // *Успехи физических наук*. – 2014. – Т. 184. – № 4. – С. 387-407.
37. D. Yang, H.-B. Yu, H. An. Self-Interacting Dark Matter and the Origin of Ultradiffuse Galaxies NGC1052-DF2 and -DF4 // *Physical Review Letters*. – 2020. – V. 125. – Is. 11. – 111105.
38. F.K. Schinzel, M. Kerr, U. Rau, S. Bhatnagar, D.A. Frail. The Tail of PSR J0002+6216 and the Supernova Remnant CTB 1 // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2019. – V. 876. – № 1. – L17. – 10 pp.
39. S. Gomez, E. Berger, M. Nicholl, P.K. Blanchard, V.A. Villar, L. Patton, R. Chornock, J. Leja, G. Hosseinzadeh, P.S. Cowperthwaite. SN 2016iet: The Pulsational or Pair Instability Explosion of a Low-metallicity Massive CO Core Embedded in a Dense Hydrogen-poor Circumstellar Medium // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – V. 881. – № 2. – 26 pp.
40. J.A. Orosz, J.E. McClintock, J.P. Aufdenberg, R.A. Remillard, M.J. Reid, R. Narayan, L. Gou. The mass of the black hole in Cygnus X-1 // *The Astrophysical Journal*. – 2011. – V. 742:84. – № 2. – 10pp.
41. K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef, K. Asada, R. Azulay, A.-K. Baczko, D. Ball, M. Baloković, J. Barrett. First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2019. – V. 875. – № 1.
42. Y.-F. Cai, X. Tong, D.-G. Wang, S.-F. Yan. Primordial Black Holes from Sound Speed Resonance during Inflation // *Physical Review Letters*. – 2018. – V. 121. – Is. 8. – 081306 – 10 pp.
43. M.H. Abdullah, A. Klypin, G. Wilson. Cosmological Constraints on Ω_m and σ_8 from Cluster Abundances Using the GalWCat19 Optical-spectroscopic SDSS Catalog // *The Astrophysical Journal*. – 2020. – V. 901:90. – № 2 – 8 pp.
44. 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.
45. M. Fukugita, C.J. Hogan, P.J.E. Peebles. The Cosmic Baryon Budget // *The Astrophysical Journal*. – 1998. – V. 503. – № 2. – P. 518-530.
46. M. Zumalacárregui, U. Seljak. Limits on Stellar-Mass Compact Objects as Dark Matter from Gravitational Lensing of Type Ia Supernovae // *Physical Review Letters*. – 2018. – V. 121. – Is. 14. – 141101 – 10 pp.