

Вклад нейтронных звезд в скрытую массу

The contribution of neutron stars to the hidden mass

Поройков С.Ю.

Канд. физ.-мат. наук МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва

e-mail: sporoykov@mail.ru

Poroykov S.Yu.

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

e-mail: sporoykov@mail.ru

Аннотация

Массовая доля нейтронных звезд оценена исходя из энерговыделения при ядерном синтезе железа из водорода в ядрах породивших их сверхгигантов, ионизовавших межзвездный водород согласно радиолнии водорода в эпоху вторичного разогрева газа, определяемую $z \sim 17$. При таком красном смещении УФ излучение сверхгигантов, рассеянное межзвездной средой, а также их ИК-излучение на стадии красных сверхгигантов накладывается на наблюдаемые экстремумы спектра фонового космического излучения (ФКИ), что ограничивает долю нейтронных звезд $0,06 < \Omega_n \leq 0,07$. При этом спектр ФКИ в γ -диапазоне ограничивает обилие дейтерия, которое могло образоваться при аккреции на пульсары той эпохи $X \leq 10^{-4}$.

Ключевые слова: скрытая масса, нейтронные звезды, фоновое космическое излучение.

Abstract

The mass fraction of neutron stars is estimated based on the energy release during the nuclear fusion of iron from hydrogen in the nuclei of the supergiants that gave birth to them, which ionized interstellar hydrogen according to the hydrogen radio line in the epoch of secondary gas heating, determined by $z \sim 17$. At such a redshift, the UV radiation of supergiants scattered by the interstellar medium, as well as their IR radiation at the stage of red supergiants is superimposed on the observed extremes of the background cosmic radiation (BCR) spectrum, which limits the fraction of neutron stars to $0.06 < \Omega_n \leq 0.07$. At the same time, the BCR spectrum in the gamma range limits the abundance of deuterium, which could be formed during accretion onto pulsars of that epoch $X \leq 10^{-4}$.

Keywords: hidden mass, neutron stars, background cosmic radiation.

1. Проявления нейтронных звезд в гало (коронах) галактик

Вириальная масса корон галактик существенно превышает массу видимых звезд в галактиках, что указывает на присутствие скрытой массы, проявляющей себя *гравитацией*, в том числе посредством линзирования. Характер столкновений скоплений галактик [1] и гигантских галактик [2] посылает, что скрытая масса (ее часть) обладает инерцией, подобно звездам. Известная концепция *массивных астрофизических космических объектов гало* (МАСНО) связывает скрытую массу сферической подсистемы галактик с темными карликами, черными дырами, а также *нейтронными звездами* (НЗ).

Карликовые галактики, движущиеся в гало (короне) нашей галактики, постепенно растворяются [3], что может указывать на наличие объектов, чья гравитация отклоняет траектории звезд в карликовых галактиках. Данные микролинзирования света сверхновых Ia [4] и звезд Магеллановых облаков [5-7] указывают на присутствие в гало (короне) галактики объектов

звездной массы, в том числе компактных, чья масса меньше, чем у черных дыр массой $\geq 10 M_{\odot}$ [4]. К компактным составляющим МАСНО могут относиться НЗ.

Так, выявлена корреляция между γ -лучами и распределением скрытой массы, проявляющейся в линзировании. Данное γ -излучение с энергией 1 – 10 ГэВ имеет спектральный индекс $1,8 \pm 0,2$ [8]. Сравнимой энергией 1 – 10 ГэВ и спектральным индексом в области максимальной плотности потока обладают космические лучи, индикатором которых служит γ -излучение, возникающее за счет распада пионов, образующихся при столкновении космических лучей с частицами межгалактического газа. Таким образом, носители скрытой массы (их часть) могут генерировать космические лучи (преимущественно протоны) и (или) удерживать их магнитным полем [9].

Присутствие в гало (короне) галактики НЗ в двойных системах может объяснять фоновое космическое излучение (ФКИ) в области $10 - 10^3$ кэВ, относящейся к диапазону γ -всплесков, на что указывает сходство энергетических спектров γ -всплесков и ФКИ в данном диапазоне [9] и излом в области 0,4 МэВ, присущий как ФКИ [10]; [11], так и части γ -всплесков, связываемых с НЗ [12, с. 407], которые в двойных системах проявляются как рентгеновские источники [13, с. 69], в том числе барстеры и транзиенты [14, с. 280]. При этом излучение неразрешенных внегалактических источников может вносить существенный вклад в рентгеновское ФКИ [15, с. 342]; [16, с. 338].

Сферическая составляющая галактик содержит старые звезды [13, с. 68] невысокой массы, движущиеся по вытянутым орбитам [12, с. 387], которые могут пересекаться с НЗ. Так, разогрев коронального газа объясним присутствием в коронах галактик двойных рентгеновских систем, включающих компактные продукты эволюции массивных звезд [17]. НЗ в двойных системах с карликами могут, как разогревать корональный газ, так и удерживать его в коронах галактик магнитным полем [9]; [10].

Совокупность накопленных к настоящему времени экспериментальных данных дает основания полагать, что в скрытую массу вносят заметный вклад старые НЗ, рожденные первыми звездами – сверхгигантами (§ 3). Размер протогалактик намного превышал радиус современных галактик, так что порожденные первыми сверхгигантами НЗ могут содержать гало (короны) современных галактик (§ 4).

2. Период образования первых нейтронных звезд

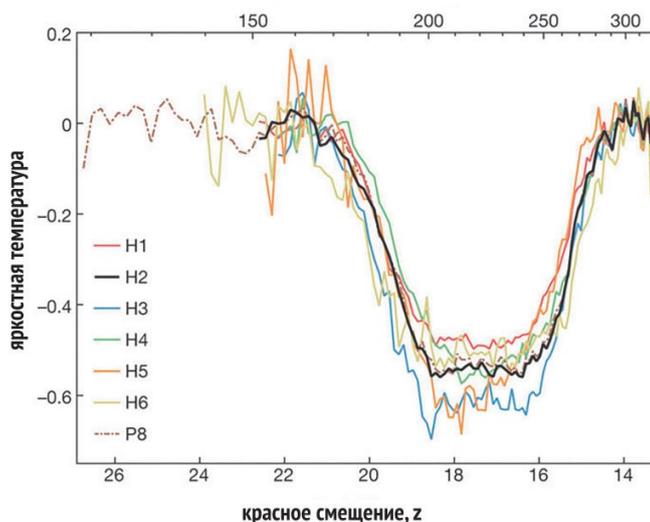


Рис. 1. Спектр радиолинии водорода эпохи молодых галактик

Согласно радиолинии водорода 21 см первые звезды – горячие (голубые) сверхгиганты ионизовали водород в эпоху, определяемую красным смещением $z \sim 17$ при полуширине пика $\pm 12\%$ [18] (рис. 1). При этом сверхгиганты эволюционируют в сверхновые II типа, порождая НЗ (§ 3).

Голубые сверхгиганты эволюционируют в красные сверхгиганты [12, с. 444]. Газовые оболочки красных сверхгигантов, близких к финальной стадии, излучают на ИК длине волны $\lambda \sim 8$ мкм [13, с. 178]. Из-за красного смещения $z \sim 17$ их излучение к настоящему времени сместится в субмиллиметровую область $\lambda_{sb} = \lambda(z + 1) \approx 140$ мкм. В спектре ФКИ в субмиллиметровой области 140 мкм наблюдается подъем [19], что подтверждает существование сверхгигантов в ту эпоху. Плотность энергии ФКИ в этой области $\epsilon_{sb} \sim 10^{-2}$ эВ/см³ [19] составляет $\eta_{sb1} = \epsilon_{sb}/\epsilon_v \approx 4\%$ плотности энергии *микроволнового фонового излучения* (МФИ) $\epsilon_v \sim 0,25$ эВ/см³ [14, с. 135]. При этом излучение первых звезд могло приобрести изотропию, присущую ФКИ (§ 4).

Искажение спектра МФИ связывается с энерговыделением $\Delta\epsilon/\epsilon_v \leq 10\%$ плотности его энергии в эпоху вторичного разогрева газа, произошедшего при формировании галактик [14, с. 135], что превышает оценку $\eta_{sb} \sim 4\%$.

Оценим вклад в искажение спектра МФИ излучения первых звезд в других диапазонах. Согласно *закону Вина*, красные сверхгиганты излучают в области максимума энергетического спектра на ИК длине волны:

$$\lambda = b/T, \quad (1)$$

где b – постоянная Вина; T – температура звезд.

Температура фотосферы красных сверхгигантов $T = (2,2 \pm 0,3) \cdot 10^3$ К [13, с. 178] соответствует ИК длине волны излучения $\lambda_{ig} \approx 1,3 \pm 0,2$ мкм.

Излучение с длиной волны $\lambda_{ig} \sim 1,3 \pm 0,2$ мкм (1) эпохи $z \sim 17$ сместится в субмиллиметровую область $\lambda_{sb} = \lambda_{ig}(z + 1) \approx 24 \pm 4$ мкм. В спектре космического субмиллиметрового фона в области 25 мкм в отдельных работах выделяется подъем с плотностью энергии $\leq 0,1$ эВ/см³ [11]. Из-за сложности его выделения на фоне зодиакального света, данная плотность энергии рассматривается как максимально возможная [19]. Принятая оценка искажения спектра МФИ $\eta_{sb} \sim \Delta\epsilon/\epsilon_v \leq 10\%$ при плотности энергии ФКИ в ИК диапазоне $\sim 10^{-2}$ эВ/см³ [20, с. 1228]. Это ограничивает вклад ФКИ в области 25 мкм (средней ИК области) $\eta_{sb2} = (\eta_{sb} - \eta_{sb1}) \leq 6\%$ при $\epsilon_{sb2} \leq 1,5 \cdot 10^{-2}$ эВ/см³.

В энерговыделение той эпохи вносят вклад продукты эволюции сверхгигантов – сверхновые и пульсары. Первые звезды эволюционировали в низкоэнергетичные сверхновые II типа [21], чья энергия взрыва $E \sim 10^{49}$ эрг [15, с. 433] на три порядка ниже энерговыделения породивших их сверхгигантов $W_s \sim 2 \cdot 10^{52}$ эрг (§ 3), т.е. вклад сверхновых мал: $E/W_s \approx 5 \cdot 10^{-4}$.

Заметным источником энерговыделения в молодых галактиках могли являться яркие рентгеновские *пульсары* в двойных системах [22], которые излучают в широком диапазоне от радиоволн (0,1 – 1) ГГц до жесткого γ -излучения [15, с. 180]. Максимум радиоизлучения пульсаров в области $\nu_p \sim 0,1$ ГГц при длине волны $\lambda = c/\nu \approx 3$ м за счет красного смещения с эпохи $z \sim 17$ сместится в область $\lambda' = \lambda(z + 1) \approx 60$ м. На данной длине волны плотность энергии ФКИ $\epsilon \sim 10^{-8}$ эВ/см³ [11]. Радиосветимость рентгеновских пульсаров $\beta \sim 10^{-6}$ их энерговыделения [15, с. 180]; с учетом вклада радиолинии нейтрального водорода, образовавшегося в эпоху рекомбинации (§ 6), плотность энергии излучения первых пульсаров $\epsilon_p < \epsilon/\beta \approx 10^{-2}$ эВ/см³ при $\eta_p = \epsilon_p/\epsilon_v < 4\%$.

С γ -излучением молодой Вселенной связывается *метagalактическое изотропное гамма-излучение* (МИГИ) [12, с. 406], которое ограничивает энерговыделение первых пульсаров [9]. За счет красного смещения $z \sim 17$ излучение пульсаров в области $E_\gamma \geq 100$ кэВ сместится в диапазон $E'_\gamma = E_\gamma/(z + 1) \geq 5$ кэВ. Спектральный индекс МИГИ: $\alpha \sim 0,25$ (нм⁻¹·с⁻¹·см⁻²) [11] позволяет экстраполировать ФКИ в γ -диапазоне в рентгеновскую область:

$$\epsilon_\gamma = \epsilon'_\gamma (E'_\gamma/E_\gamma)^\alpha. \quad (2)$$

При $\epsilon'_\gamma \sim 3 \cdot 10^{-5}$ эВ/см³ в области $E'_\gamma \geq 1$ МэВ [20, с. 1228] плотность энергии МИГИ в области $E_\gamma \geq 5$ кэВ может достигать $\epsilon_\gamma \approx 2 \cdot 10^{-4}$ эВ/см³.

Светимость рентгеновских пульсаров в γ -диапазоне на порядок ниже, чем в рентгеновском [15, с. 180], т.е. плотность энергии излучения первых рентгеновских пульсаров в двойных системах $\epsilon_p \approx 2 \cdot 10^{-3}$ эВ/см³ при $\eta_p \approx 1\%$.

Рентгеновские пульсары являются источником ультрарелятивистских *космических лучей* с энергией до $\leq 10^9$ ГэВ [14, с. 257], порождающих потоки *нейтрино* (через пионы). От молодых галактик, находящихся в яркой фазе в области $z > 10 - 20$, возникают большие потоки нейтрино высокой энергии, связываемые с космическими лучами. Максимум энергетического спектра данных нейтрино определяется красным смещением z [14, с. 258]:

$$E_\nu = 6 \cdot 10^6 [20/(z + 1)]^2 \text{ ГэВ.} \quad (3)$$

Согласно зависимости (3) при $z < 19$ наблюдается резкий рост энергии нейтрино, что подтверждает возможность появления пульсаров в ту эпоху.

3. Характеристики первых звезд

Массовая доля НЗ может быть оценена исходя из массы породивших их сверхгигантов. Так, первыми звездами были *сверхгиганты* [18]. Гравитационная энергия среды при распаде на сгустки уменьшается, т.е. распределение вещества в однородном газе неустойчиво относительно распада на облака достаточно большого масштаба [12, с. 522]. При этом сверхновые усиливают первичные неоднородности среды [13, с. 530] (§ 6).

Звезды массой $> 100 M_\odot$ неустойчивы. Быстро эволюционирующие сверхгиганты массой $> 10 M_\odot$ взрываются как сверхновые II типа, порождая НЗ [13, сс. 68-69], т.е. *первые звезды эволюционировали в нейтронные звезды*.

При взрывах сверхновых II типа железные ядра звезд коллапсируют в НЗ, аккумулируя *тяжелые элементы* (ТЭ). Металличность старых звезд меньше солнечной в 100 раз [13, с. 65]. Так, металличность самой старой звезды $\sim 10^{-7}$ солнечной по железу, что связывается с распространенностью в протогалактиках низкоэнергетичных сверхновых (II типа) [21]. Энергия взрыва сверхновых II типа $\sim 10^{49}$ эрг (без учета энергии, уносимой нейтрино) до двух порядков меньше, чем у сверхновых I типа $\leq 10^{51}$ эрг [15, сс. 433-434]. Напомним, что гиганты массой 8 – 10 M_\odot не рождают НЗ и взрываются как мощные сверхновые I типа [16, с. 492], обогащая среду ТЭ.

Масса первых сверхгигантов ограничивает долю порожденных ими НЗ:

$$\Omega_n = m_n(1 - \delta_g)\Omega_b/M, \quad (4)$$

где M – масса первых сверхгигантов; m_n – масса нейтронных звезд; δ_g – доля межзвездного газа в протогалактиках; Ω_b – доля барионов в первичном газе.

Масса звезд, эволюционирующих в сверхновые II типа $M \geq (13 - 15)M_\odot$ [16, с. 493]. В насыщенных газом галактиках, где много массивных звезд $\delta_g \sim 20\%$ [12, с. 389]; $m_n \sim 1,4 M_\odot$ [14, с. 282]. Массовая доля НЗ $\Omega_n \leq 0,08 \Omega_b$ при доле барионов $\Omega_b \leq 1$ (§ 7) ограничивает *максимальную долю НЗ* $\Omega_n \leq 0,08$.

Альтернативная оценка уточняет долю НЗ $0,06 < \Omega_n \leq 0,07$ (§ 5). При этом из формулы (4) следует оценка типичной массы первых звезд:

$$M = m_n(1 - \delta_g)\Omega_b/\Omega_n. \quad (5)$$

При $\Omega_b \sim 1$ начальная *масса первых сверхгигантов* $M = (16 - 19) M_\odot$.

Оценим энерговыделение сверхгигантов, порождающих НЗ:

$$W_s = W m_n/m_p, \quad (6)$$

где m_p – масса протона; W – энерговыделение на один протон при ядерном синтезе железа из водорода.

В водородном цикле ($4p \rightarrow {}^4\text{He}$) энерговыделение на протон (без учета энергии нейтрино) $W_{\text{He}} = 6,55$ МэВ; при синтезе более тяжелых элементов энерговыделение падает [23, с. 759], так что энерговыделение на протон при синтезе железа из водорода $W \sim 8$ МэВ [10]. *Энерговыделение сверхгигантов* главной последовательности, рождающих НЗ $W_s \approx 2 \cdot 10^{52}$ эрг.

Оценим плотность энергии излучения первых звезд. Сверхгиганты находятся в фазе красных сверхгигантов после сгорания в их ядрах водорода $\sim 10\%$ времени своей жизни [13, с. 488]. При этом светимость сверхгигантов в процессе эволюции из голубых в красные ($10^4 - 10^6$) L_{\odot} сравнима [13, с. 69]. Тем самым, красные сверхгиганты обеспечивают $\delta \sim 0,1$ энерговыделения сверхгигантов за все время их жизни. Искажение спектра ФКИ в субмиллиметровой области $\eta_{sb} \leq 10\%$ плотности энергии МФИ могут вызывать красные сверхгиганты (§ 2). Соответственно, *плотность энергии излучения первых сверхгигантов* $\eta_{sb}/\delta \leq 1$ плотности энергии МФИ (§ 6).

Первые сверхгиганты, взрываясь в виде сверхновых, могли насыщать межзвездный газ *гелием*, что объясняет его большее обилие, чем предсказывает модель горячей Вселенной. Напомним, что первые звезды – сверхгиганты ионизовали водород (§ 2), что в условиях распределения звезд по массам (§ 7) может указывать на присутствие среди них гелиевых звезд, эффективно его ионизирующих. Преимущественно гелиевый состав у горячих звезд Вольфа – Райе с температурой $\sim 10^5$ К, в которые эволюционируют сверхгиганты массой $\geq 30M_{\odot}$, теряя массу со звездным ветром [12, с. 337].

В горячих звездах – голубых сверхгигантах [13, с. 67] выгорает *дейтерий* [24]. Тем самым, переработанный в недрах первых сверхгигантов первичный газ, унесенный их сильным звездным ветром и выброшенный взрывами сверхновых, мог быть беден дейтерием (§ 7).

4. Изотропия излучения первых звезд

Излучение первых звезд, частично рассеянное газовой средой (§ 2), может быть *изотропным*, подобно ФКИ. Так, спектр ФКИ в ряде диапазонов определяется многочисленными далекими дискретными источниками [16, с. 336]. ФКИ в оптическом диапазоне связывается с излучением звезд в галактиках [16, с. 337]. В частности, ФКИ в видимой области обусловлено современными карликовыми (по светимости) галактиками [25].

Изотропии излучения протогалактик способствовала их близость. Так, согласно закону Хаббла, расстояние между протогалактиками:

$$D_0 = 1/(z + 1)\Omega_{\Gamma}^{1/3}, \quad (7)$$

где Ω_{Γ} – концентрация галактик в современной Вселенной.

Концентрация галактик $\Omega_{\Gamma} < 0,1$ Мпк^{-3} [13, с. 530]. По уточненным данным, концентрация галактик (без учета карликовых) $\Omega_{\Gamma} \sim 0,03$ Мпк^{-3} [26]. Среднее расстояние между современными галактиками $D = 1/\Omega_{\Gamma}^{1/3} \approx 3$ Мпк в эпоху $z \sim 17$ [18] составляло $D_0 \approx 170$ кпк .

Старые звезды распределены в сферической составляющей галактик [12, с. 390]; [13, с. 68]. При этом размер протогалактик намного превышал размер современных галактик [12, с. 388]. Радиус протогалактик $R_0 \leq D_0/2 \approx 80$ кпк , что сравнимо с радиусом короны нашей галактики $R_k \sim 75$ кпк [20, с. 1215], относящейся к наиболее распространенным спиральным галактикам.

Тем самым, *первые звезды могли располагаться в пределах гало (корон) современных галактик*. При этом подобно первичному газу, первые звезды могли быть рассеяны в пространстве более равномерно, чем в современных галактиках, что следует из теории гравитационных неустойчивостей (§ 6).

Для сравнения, на фоне ФКИ наиболее яркие объекты – галактики (квазары) наблюдаются вплоть до $z < 8$ [25]. Более 90% светимости квазаров приходится на их активные ядра [15, с. 484]. При этом масштаб ядер галактик $0,2 - 0,4$ кпк [16, с. 684] в сотни раз меньше радиуса их гало (корон), сравнимого с радиусом протогалактик, т.е. *излучение первых звезд эпохи $z \sim 17$ может формировать изотропное излучение*.

5. Массовая доля нейтронных звезд

Исходя их современной скорости звездообразования, сверхновые могли породить в *галактике* $N_n \sim 10^9$ НЗ [14, с. 282], что составляет $\delta n = N_n/N_s \sim 1\%$ числа видимых звезд $N_s \sim 10^{11}$ [12, с. 386], при доле НЗ в массе Вселенной:

$$\Omega_n = \Omega_s \delta n m_n / m_s, \quad (8)$$

где Ω_s – массовая доля видимых звезд; m_s – средняя масса звезд; m_n – масса нейтронных звезд; δn – их доля в общем числе видимых звезд.

Доля барионов (в видимых звездах) $\Omega_b = 0,0484$ [27]; средняя масса видимых звезд $m_s \sim 0,8 M_\odot$ [13, с. 489]. У НЗ массой $m_n \sim 1,4 M_\odot$ [14, с. 282], рожденных в галактиках, массовая доля невелика: $\Omega_n \approx 10^{-3}$.

Доля НЗ в *протогалактиках* ограничена энерговыделением первых сверхгигантов при термоядерном синтезе из первичного водорода гелия и других элементов, более тяжелых. Напомним, что согласно концепции нуклеосинтеза образование ТЭ, вплоть до железа, происходит за счет термоядерного синтеза в ядрах массивных звезд [14, с. 364].

Излучение первых звезд, рассеянное межзвездной средой, с учетом красного смещения вносит вклад в соответствующие области ФКИ, что позволяет оценить долю НЗ:

$$\Omega_n = \epsilon \nu \rho (1 - \eta_0 + \eta_{sb} - \eta_p) (z + 1) / \rho_c W - \Delta Y \Omega_b W_{He} / W, \quad (9)$$

где ρ_c – критическая плотность Вселенной; $\epsilon \nu$ – плотность энергии МФИ; η_0 – доля космологического излучения в МФИ, η_{sb} – ИК излучения первых сверхгигантов, η_p – пульсаров; W_{He} – энерговыделение на протон при синтезе гелия из водорода; ΔY – обилие гелия, образованное сверхгигантами.

Первые сверхгиганты могли насыщать межзвездный газ гелием (§ 3). Согласно стандартной модели горячей Вселенной в эпоху первичного нуклеосинтеза массовая доля синтезированного гелия $Y_0 = 0,22$ [14, с. 364]. Наблюдаемое обилие гелия $Y = 0,25$ [15, с. 263]. Исходя из стандартных моделей, элементы тяжелее водорода оседают в звездах, из чего оценено протосолярное обилие гелия по массе $Y = 0,274$ [28]. Соответственно, *обилие гелия, синтезированного первыми сверхгигантами* $\Delta Y = Y - Y_0 \approx 0,054$.

Параметры: $z \sim 17$ [18]; $\epsilon \nu \sim 0,25$ эВ/см³ [14, с. 135]; $\rho_c \sim 9 \cdot 10^{-30}$ г/см³ (§ 6); $W_{He} = 6,55$ МэВ; $W \sim 8$ МэВ (§ 3); $\eta_0 \sim 0,8\%$ (§ 6); $\eta_p \sim 1\%$; $4\% < \eta_{sb} \leq 10\%$ (§ 2); $\Omega_b \leq 1$ (§ 7) *доля нейтронных звезд* $0,06 < \Omega_n \leq 0,07$, что согласуется с оценкой с учетом данных микролинзирования $\Omega_n \leq 0,07 \pm 0,02$ [29].

Оценка (9) согласуется с оценкой исходя из массы сверхгигантов $\Omega_n' \leq 0,08 \Omega_b$ (§ 3), что ограничивает *долю барионов* в первичном газе $\Omega_b = \Omega_n / \Omega_n' > 0,75$ (§ 7). Для сравнения, при доле наблюдаемых барионов в филаментах $\Omega_b \sim 0,18$ (§ 7) в формуле (9) вклад члена $\Delta Y \Omega_b W_{He} / W$ падает, приводя к завышенной оценке $\Omega_n = 0,1 \pm 0,05$, которая на порядок расходится с оценкой $\Omega_n' \leq 0,014$ (4).

6. Период отделения космологического излучения от вещества

Согласно известной интерпретации до рекомбинации, произошедшей в эпоху, определяемую красным смещением $z_T \sim 1500$ [13, с. 488], излучение находилось в термодинамическом равновесии с веществом. При температуре $T_T \sim 4 \cdot 10^3$ К ионизованная плазма превратилась в смесь нейтральных атомов водорода и гелия [14, с. 134]. После отделения излучения от первичного однородного газа в нем стало возможно образование неоднородностей. При выходе излучения из газовых сгустков силам тяготения стало противостоять лишь давление газа [13, с. 479], так что газ начал коллапсировать в звезды.

При первичном звездообразовании в газовой среде, не содержавшей тяжелые элементы, процесс возбуждения *вращательных* уровней молекул H₂ с последующим излучением обеспечивал охлаждение молекулярных облаков до температуры $T \sim 50$ К [15, с. 163].

Согласно *закону излучения Кирхгофа*, связывающему и спускательную и поглощательную способности тел, в условиях рассеяния излучения в молекулярных полосах поглощения первичного газа, оно могло отделиться от вещества после охлаждения до температуры ~ 50 К.

При температуре $T \sim 50$ К газ излучает на длине волны $\lambda_{sb} = b/T \approx 60$ мкм (1). В спектре космического субмиллиметрового фона в области 60 мкм наблюдается пик [11] (связываемый с излучением перистых), который может формировать излучение газа вокруг гигантских молекулярных облаков галактики, чья температура достигает десятков кельвинов [14, с. 85]. В сравнимой области излучают галактики с активными ядрами [23, с. 922].

Скорость звездообразования была максимальной при образовании галактик [13, с. 68], т.е. они могли излучать в сравнимом диапазоне [10]. При $z \sim 17$ излучение на длине волны $\lambda_{sb} \sim 60$ мкм сместится в микроволновой диапазон $\lambda_{\nu} = \lambda_{sb}(z + 1) \approx 1,1$ мм, накладываясь на спектр МФИ. Так, согласно формуле (1), температуре МФИ $T_{\nu} = 2,7$ К [14, с. 134] соответствует длина волны в области максимума энергетического спектра $\lambda_{\nu} \approx 1,1$ мм.

Расчеты на основе экспериментальных данных указывают на то, что МФИ может формировать УФ излучение сверхгигантов эпохи $z \sim 17$ (§ 3), рассеянное межзвездной средой. Формирование МФИ в эпоху рекомбинации ставится под вопрос из-за рассеяния излучения в *молекулярных полосах поглощения* первичного водорода с примесью дейтерия [10]. Кроме того, при частичной ионизации газа сечение рассеяния излучения на 1 – 2 порядка выше томсоновского [13, с. 522] для полностью ионизованной плазмы.

Так, в горячей Вселенной из первичного водорода синтезировался не только дейтерий, но и гелий ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ [14, с. 364], т.е. следует учитывать рассеяние в *атомных линиях* данных элементов. В условиях расширения Вселенной из-за красного (доплеровского) смещения их атомные линии «вырежут» существенную область спектра космологического излучения [10].

При рекомбинации первичный газ стал менее прозрачен для излучения. Тем самым, космологическое излучение эпохи горячей Вселенной могло отделиться от вещества в более поздний период, на что может указывать искажение спектра МФИ, наблюдаемое в *длинноволновой* области (рис. 2).

Напомним, что искажение спектра МФИ $\Delta\epsilon \leq 0,1$ $\epsilon\nu$ плотности энергии МФИ. *Коротковолновое* искажение могут вызывать *красные* сверхгиганты (§ 2). Между тем энерговыделение сверхгигантов, ионизовавших водород в эпоху $z \sim 17$, как минимум, вдвое выше принятой максимальной оценки для эпохи вторичного разогрева газа [18]. Более того, плотность энергии излучения первых звезд на стадии *голубых* (горячих) сверхгигантов может быть сравнима с плотностью энергии МФИ (§ 3).

В исследовании [18] отмечается «исчезновение» УФ излучения первых сверхгигантов. Данное УФ излучение мог поглотить нейтральный водород за счет фотоионизации атомов, фотодиссоциации молекул, чему способствовал фотораспад отрицательных ионов водорода, содержащихся в атомарном водороде [10]. Так, в центре галактики (где скорость звездообразования максимальна) присутствуют мощные источники ионизирующего излучения, рассеиваемого газовой средой, содержащей атомарный, молекулярный и ионизованный водород [12, с. 391]. При этом поглощенное межзвездной средой УФ излучение могло излучаться на длине волны $\lambda_{sb} \sim 60$ мкм.

Оценим возраст Вселенной, при котором космологическое излучение могло отделиться от вещества, исходя из плотности газа, следующей из формулы Джинса для коллапса однородного газового облака:

$$\rho = 3\pi/32\alpha G t_k^2, \quad (10)$$

где α – коэффициент, учитывающий компенсацию сил гравитации силами давления; t_k – период коллапса газового облака в звезды [12, с. 529].

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

$$T_0 = T_{\nu}/(z + 1)^{3/2}, \quad (11)$$

где T_{ν} – возраст современной Вселенной.

При $T_v \sim 13,8$ млрд. лет [27] в эпоху первых звезд при $z \sim 17$ [18] возраст Вселенной составлял $T_0 \approx 1,8 \cdot 10^8$ лет.

Давление первичного газа, остывшего до температуры ~ 50 К, было мало, т.е. параметр $\alpha \sim 1$. Периоду $t_k \sim T_0$ согласно формуле (10) соответствует плотность газа $\rho_0 \approx 1,5 \cdot 10^{-25}$ г/см³. При доле барионов $\Omega_b \sim 1$ в первичном газе (§ 7) его концентрация $n_0 = \rho_0/m_p \approx 0,1$ см⁻³, что сравнимо с концентрацией межоблачной среды галактики $\sim 0,1$ см⁻³ [14, с. 86].

В модели нестационарной Вселенной критической плотности средняя плотность вещества в эпоху, определяемую красным смещением z :

$$\rho = \rho_c(z + 1)^2. \quad (12)$$

Формула (12) сводится к соотношению, которое позволяет оценить эпоху отделения излучения от вещества, определяемую красным смещением:

$$z_0 = (\rho_0/\rho_c)^{1/2} - 1. \quad (13)$$

По данным космохронологии $\rho_c = (5 - 10) \cdot 10^{-30}$ г/см³ [13, с. 480]. При $\rho_0 \sim 1,5 \cdot 10^{-25}$ г/см³ (10) излучение отделилось от вещества в эпоху $z_0 \approx 120 - 170$.

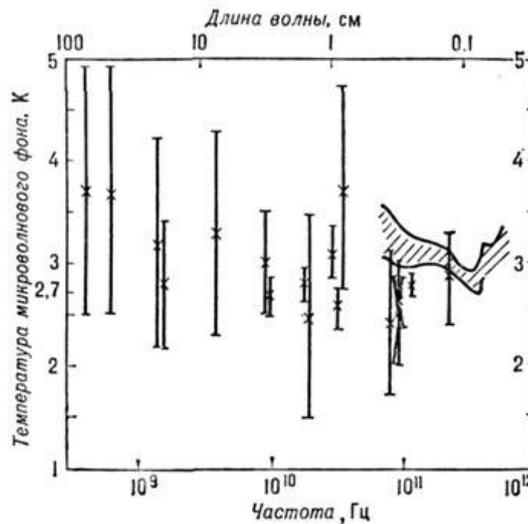


Рис. 2. Распределение яркости микроволнового фонового излучения

Первичный газ мог стать прозрачным для космологического излучения с длиной волны $\lambda_{sb} \sim 60$ мкм (§ 2). Из-за красного смещения излучение той эпохи сместится в радиодиапазон $\lambda_{rd} = \lambda_{sb}(z_0 + 1) \approx 7 - 10$ мм. В спектре яркости МФИ на длине волны $\lambda_{rd} \sim 8$ мм, относящейся к данной области, наблюдается выраженный (на 40%) подъем [14, с. 135] (рис. 2).

Излучение в субмиллиметровой области могло исказить спектр МФИ в радиодиапазоне, если оно отделилось от первичного газа в эпоху:

$$z_0 = \lambda_{rd}/\lambda_{sb} - 1. \quad (14)$$

При $\lambda_{sb} \sim 60$ мкм; $\lambda_{rd} \sim 8$ мм период отделения космологического излучения от вещества $z_0 \approx 130$.

Из формулы (12) следует оценка:

$$\rho_c = \rho/(z + 1)^2. \quad (15)$$

При $\rho_0 \sim 1,5 \cdot 10^{-25}$ г/см³ (10); $z_0 \sim 130$ (14) критическая плотность современной Вселенной $\rho_c \approx 9 \cdot 10^{-30}$ г/см³, что близко к ее верхней границе, принятой в космохронологии $\rho_c \leq 10^{-29}$ г/см³ [13, с. 480].

На этой основе можно оценить постоянную Хаббла:

$$H_0 = (8\pi G\rho_c/3)^{1/2}, \quad (16)$$

где G – гравитационная постоянная [13, с. 477].

При $\rho_s \sim 9 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$ (15) *постоянная Хаббла* $H_0 \approx 70 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$, что сравнимо с экспериментальными данными WMAP 2013 (за 9 лет): $H_0 = 69,6 \pm 0,7 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$ и Planck 2015 (TT + low P + BAO): $H_0 = 70,6 \pm 1,0$ при значении для базовой модели $H_0 = 67,8 \pm 0,9 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$ [27].

Соответствие вышеприведенных расчетов экспериментальным данным свидетельствует в пользу того, что излучение, искажившее спектр МФИ на длине волны $\sim 8 \text{ мм}$, может иметь *космологическую природу*.

Плотность энергии данного излучения ϵ_0 можно оценить на основе плотности энергии МФИ исходя из *закона излучения Планка*, согласно которому объемная плотность излучения в длинноволновой области обратно пропорциональна квадрату длины волны $\rho_\nu \sim 1/\lambda^2$. Из чего следует оценка:

$$\epsilon_0 = \epsilon_\nu \eta (\lambda_\nu / \lambda_{rd})^2, \quad (17)$$

где ϵ_ν – плотность энергии МФИ; λ_ν – длина волны в области максимума энергетического спектра МФИ; η – превышение яркостной температуры МФИ над чернотельной в области искажения.

Яркостная температура МФИ на длине волны $\lambda_{rd} \sim 8 \text{ мм}$ выше на $\eta \sim 40\%$, чем чернотельная (рис. 2). При $\lambda_\nu \sim 1,1 \text{ мм}$ (§ 2) и $\epsilon_\nu \sim 0,25 \text{ эВ/см}^3$ для МФИ [14, с. 135] *плотность энергии космологического излучения* $\epsilon_0 \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ эВ/см}^3$, что составляет $\eta_0 = \epsilon_0 / \epsilon_\nu \approx 0,8\%$ плотности энергии МФИ.

Барионное число для реликтового (космологического) излучения:

$$\delta_0 = \delta_\nu \eta \lambda_\nu / \lambda_{rd}, \quad (18)$$

где δ_ν – барионное число для МФИ.

При космологической плотности барионов $\Omega_b \sim 1$ (§ 7) барионное число для МФИ $\delta_\nu \sim 10^8$ фотонов на нуклон [12, с. 178], т.е. *барионное число космологического излучения* $\delta_0 \sim 10^7$.

После эпохи рекомбинации энергия излучения доминировала над тепловой энергией частиц. В условиях расширения Вселенной до отделения излучения от вещества газ охладился вместе с излучением за счет красного смещения. На этой основе можно оценить период рекомбинации:

$$z_r = (z_0 + 1) T_r / T_0 - 1, \quad (19)$$

где T_r – температура газа в эпоху рекомбинации; T_0 – температура, при которой первичный газ стал прозрачен для излучения.

При $T_r \sim 4 \cdot 10^3 \text{ К}$ [14, с. 134]; $T_0 \sim 50 \text{ К}$ (§ 2); $z_0 \sim 130$ (14) *рекомбинация могла произойти в эпоху* $z_r' \approx 10^4$, что раньше принятой эпохи $z_r \sim 1,5 \cdot 10^3$.

Критическая плотность Вселенной в эпоху рекомбинации z_r' могла существенно превышать ее плотность в принятых моделях при z_r . С учетом зависимости (12) коэффициент превышения плотности Вселенной:

$$K_p = [(z_r' + 1) / (z_r + 1)]^2. \quad (20)$$

При подобной плотности и температуре Вселенной $\sim 4 \cdot 10^3 \text{ К}$ в эпоху рекомбинации, плотность горячей Вселенной была пропорционально выше, чем в стандартных моделях. С данных позиций наблюдаемый *дейтерий не имеет космологической природы*. Так, обилие дейтерия, синтезированного в горячей Вселенной, падает с ростом плотности барионов из-за его выгорания [24]. Действительно, наблюдаемый дейтерий может иметь более поздний генезис (§ 7).

Соответственно, позднее отделение излучения от вещества в эпоху $z_0 \sim 130$ (14), а не $z_r \sim 1500$, с одной стороны, свидетельствует в пользу достаточно однородного пространственного распределения первых звезд (§ 4). С другой стороны, это актуализирует роль взрывов сверхновых первого поколения в эпоху $z \sim 17$ (§ 3) в усилении первичных адиабатических

флуктуаций, способствующих формированию галактик и их скоплений, как это и предполагает теория *гравитационных неустойчивостей* [13, с. 530].

7. Доля барионов в первичном газе

Обилие дейтерия, если он синтезирован в горячей Вселенной, ограничивает долю барионов $\Omega_b \sim 0,03$ [13, с. 479]. Исходя из большего обилия дейтерия в удаленных квазарах (молодых галактиках) $\Omega_b \sim 0,02$ [30]. Доля барионов в видимых звездах и горячем межгалактическом газе $\Omega_b \leq 0,15$ [14, с. 81]; по уточненным данным $\Omega_b = 0,18 \pm 0,04$ [31]; [32], что почти на порядок выше, т.е. *космологический генезис дейтерия не подтвержден экспериментально*. Более того, теория гравитационных неустойчивостей применительно к формированию крупномасштабной структуры Вселенной свидетельствует в пользу доли барионов в первичном газе $\Omega_b \sim 1$ [13, с. 479].

Дейтерий выгорает в горячих звездах, что могло понизить обилие космологического дейтерия в эпоху первых звезд – сверхгигантов (§ 3). Тем самым, дейтерий может иметь не космологический, а иной генезис. Так, рассматривается возможность синтеза дейтерия при аккреции на пульсары с его последующим испарением из аккреционного диска [24]; [33].

При синтезе дейтерия излучаются γ -кванты, рассеиваемые свободными электронами в магнитосфере пульсара. При этом спектр МИГИ ограничивает образованное пульсарами в эпоху $z \sim 17$ обилие дейтерия по массе $X \leq 10^{-4}$ [33], что сравнимо с его обилием в молодых галактиках (квазарах) $X \sim 5 \cdot 10^{-5}$ ($z \sim 2,5$) [30], которое из-за выгорания в звездах упало в нашей галактике до современного значения $X = (2 - 3) \cdot 10^{-5}$ [24]. С данных позиций *ограничение на долю барионов, связываемое с дейтерием, может быть снято* [29]; [33].

Так, многочисленные исследования показывают, что скрытую массу формирует межгалактический газ и МАСНО – темные карлики (красные, коричневые, белые), НЗ и черные дыры – см., например, обзор [29]. Тем самым, МАСНО формируют тусклые звезды (состоящие из барионов), либо продукты эволюции звезд, такие как НЗ и черные дыры.

Экспериментальные данные о доле галактик в войдах [26] и их высоком отношении масса-светимость [34]; [35] говорят в пользу того, что суммарная доля вещества, содержащегося в войдах и окружающих их филаментах, может достигать критической величины [29].

По данным Planck 2015 доля скрытой массы, ассоциируемой с «темной материей», проявляющейся в линзировании $\Omega_c = 0,258 \pm 0,011$ при доле барионов (в видимых звездах) $\Omega_b = 0,0484 \pm 0,001$ [27], т.е. массовой доле видимых звезд $\Omega_s \sim \Omega_b$. Суммарная доля вещества в виде скрытой массы и звезд $\Omega_m = \Omega_c + \Omega_s = 0,306 \pm 0,012$. По другим данным $\Omega_m = 0,315 \pm 0,012$ [36]. Усредненная доля вещества в филаментах $\Omega_m = 0,31 \pm 0,012$, что сравнимо с долей вириальной массы корон галактик $\leq 0,3$ [12, с. 347]; [17].

Тем самым, вероятная доля барионов в первичном газе, образовавшем филаменты $\Omega_{bf} \approx \Omega_m = 0,31 \pm 0,012$, что на порядок превышает оценку доли барионов исходя из наблюдаемого обилия дейтерия $\Omega_b \sim 0,03$ [13, с. 479].

Характеристики быстрых радиовсплесков от удаленных галактик указывают на невысокую долю ионизованного газа в войдах $\Omega_{gv} = 0,051 \pm 0,025$ [37]. Кроме того, войды содержат 20% галактик, а именно, *ультрадиффузные галактики* (УДГ) [26] с низкой поверхностной яркостью, обладающие протяженным массивным темным гало [17]. При светимости карликов УДГ имеют размеры гигантов [34]. Отношение масса-светимость УДГ $\sim 10^3 M_\odot/L_\odot$ [24] на два порядка выше, чем у галактик общей популяции $\sim 10 M_\odot/L_\odot$ [12, с. 389]. Суммарная доля вещества в войдах $\Omega_v \leq 0,69$ [29].

УДГ в войдах формируются в разреженной среде войдов. В этой связи высокое отношение масса-светимость УДГ связывается с показателем функции Солпитера $\gamma = 3,85$ (показатель стандартной функции Солпитера $\gamma = 2,35$) [38]. Напомним, что распределение рождающихся звезд по массам описывается *начальной функцией масс Солпитера*, имеющей степенной вид:

$$N(M) \sim 1/M^\gamma, \quad (21)$$

где M – масса звезд; γ – показатель функции Солпитера.

При $\gamma = 3,85$ вероятность рождения звезды обратно пропорциональна примерно четвертой степени ее начальной массы, т.е. УДГ в войдах могут содержать преимущественно темные карлики массой $\sim 0,07 M_{\odot}$ [29].

УДГ, образуя в войдах сферические субструктуры [26], распределены в пространстве существенно однороднее, чем галактики в филаментах. В силу протяженности гало УДГ слабо проявляются в линзировании. Так, в войдах обнаружено незначительное гравитационное линзирование [39]. При этом УДГ могут вносить вклад во флуктуации МФИ [29].

Космологическая плотность ограничивает долю вещества в войдах и филаментах $\Omega_m + \Omega_v \leq 1$. Оценка доли НЗ, исходя из энерговыделения первых сверхгигантов $0,06 < \Omega_n \leq 0,07$ при $\Omega_b \leq 1$ (§ 5), сравнима с оценкой на основе массы первых звезд $\Omega_n' \leq 0,08 \Omega_b$, противоположным образом зависящая от доли барионов Ω_b (§ 3). При этом минимальная оценка $\Omega_n > 0,06$ при $\Omega_b \leq 1$ в условиях ограничения $\Omega_n' \leq 0,08 \Omega_b$ накладывает ограничение на минимальную долю барионов в первичном газе $\Omega_b = \Omega_n / \Omega_n' > 0,75$.

Приведенные выше расчеты на основе экспериментальных данных свидетельствуют в пользу доли барионов в первичном газе $0,75 < \Omega_b \leq 1$.

Литература

1. D. Clowe, M. Bradač, A.H. Gonzalez, M. Markevitch, S.W. Randall, C. Jones, D. Zaritsky. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2006. – V. 648. – № 2. – L109-L113.
2. R. Massey, L. Williams, R. Smit, M. Swinbank, T.D. Kitching, D. Harvey, M. Jauzac, M. Jauzac, H. Israel, D. Clowe, A. Edge. The behaviour of dark matter associated with four bright cluster galaxies in the 10 kpc core of Abell 3827 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2015. – V. 449. – Is. 4. – P. 3393-3406.
3. F. Hammer, Y. Yang, F. Arenou, C. Babusiaux, J. Wang, M. Puech, H. Flores. Galactic Forces Rule the Dynamics of Milky Way Dwarf Galaxies // *The Astrophysical Journal*. – 2018. – V. 860:76. – № 1. – 19 pp.
4. 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.
5. 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.
6. 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.
7. 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.
8. S. Ammazalorso et al. Detection of Cross-Correlation between Gravitational Lensing and γ Rays // *Physical Review Letters*. – 2020. – V. 124. – Is. 10. – 11 pp.
9. С.Ю. Поройков. Вклад в рентгеновский космический фон излучения вспыхивающих красных карликов в двойных системах в гало и короне галактики // *Журнал естественнонаучных исследований*. – 2021. – Т. 6. – № 1. – С. 2-15.
10. С.Ю. Поройков. Генезис спектра космического микроволнового фона // *Журнал естественнонаучных исследований*. – 2020. – Т. 5. – № 4. – С. 71-96.
11. R.C. Henry. Diffuse background radiation // *The Astrophysical Journal Letters*. – 1999. – № 516. – № 2. – L49-L52.

12. *А.М. Прохоров* Физическая энциклопедия, т. 1. Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1988.
13. *А.М. Прохоров* Физическая энциклопедия, т. 2. Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
14. *А.М. Прохоров* Физическая энциклопедия, т. 3. Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1992.
15. *А.М. Прохоров* Физическая энциклопедия, т. 4. Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1994.
16. *А.М. Прохоров* Физическая энциклопедия, т. 5. Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
17. *А.В. Засов, А.С. Сабурова, А.А. Хонерсков, С.А. Хонерсков.* Темная материя в галактиках // Успехи физических наук. – 2017. – Т. 187. – № 1. – С. 3-44.
18. 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.
19. M.G. Hauser, E. Dwek. The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. – 2001. – V. 39. – P. 249-307.
20. *И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов.* Физические величины. Справочник. – Москва: Энергоатомиздат. – 1991.
21. 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.
22. *С.Ю. Сазонов, И.И. Хабибуллин.* Подогрев ранней Вселенной излучением массивных рентгеновских двойных систем // Письма в Астрономический журнал: Астрономия и космическая астрофизика. – 2017. – Т. 43. – № 4. – С. 243-253.
23. *А.М. Прохоров* Физический энциклопедический словарь. Москва: Советская энциклопедия. – 1983.
24. *Б.В. Вайнер, Ю.А. Щекинов.* Происхождение дейтерия // Успехи физических наук. – 1985. – Т. 146. – № 1 – С. 143-171.
25. C.J. Conselice, A. Wilkinson, K. Duncan, A. Mortlock. The evolution of galaxy number density at $Z < 8$ and its implications // The Astrophysical Journal. – 2016. – V. 830:83. – № 2. – 17pp.
26. S.A. Pustilnik, A.L. Tepliakova, D.I. Makarov. Void galaxies in the nearby Universe – I. Sample description // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2019. – V. 482. – Is. 4. – P. 4329-4345.
27. R. Adam, et al. Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results // Astronomy and Astrophysics. – 2016. – V. 594. – A1. – 38 pp.
28. K. Lodders. Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements // The Astrophysical Journal. – 2003. – V. 591. – № 2. – P. 1220-1247.
29. *С.Ю. Поройков.* Вклад ультрадиффузных галактик в войдах в скрытую массу и оптическое фоновое космическое излучение // Журнал естественнонаучных исследований. – 2021. – Т. 6. – № 3. – С. 2-23.
30. J.M. O'Meara, D. Tytler, D. Kirkman, N. Suzuki, J.X. Prochaska, D. Lubin, A.M. Wolfe. The Deuterium to Hydrogen Abundance Ratio toward a Fourth QSO: HS 0105+1619 // The Astrophysical Journal. – 2001. – V. 552. – № 2. – P. 718-730.
31. 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.
32. M. Fukugita, C.J. Hogan, P.J.E. Peebles. The Cosmic Baryon Budget // The Astrophysical Journal. – 1998. – V. 503. – № 2. – P. 518-530.
33. *С.Ю. Поройков.* Подходы к разрешению проблемы дейтерия, связываемого с ограничением на долю барионов // Основания фундаментальной физики и математики: материа-

- лы V Российской конференции (ОФФМ-2021) / под ред. Ю.С. Владимирова, В.А. Панчелюги – М.: РУДН. – 2021. – С. 136-140.
34. 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.
 35. M.A. Beasley, A.J. Romanowsky, V. Pota, I.M. Navarro, D.M. Delgado, F. Neyer, A. L. Deich. An overmassive Dark Halo around an Ultra-diffuse Galaxy in the Virgo Cluster // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2016. – V. 819. – № 2. – L20. – 7 pp.
 36. 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.
 37. 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.
 38. H. Lee, B.K. Gibson, C. Flynn, D. Kawata, M.A. Beasley. Is the initial mass function of low surface brightness galaxies dominated by low-mass stars? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2004. – V. 353. – Is. 1. – P. 113-117.
 39. 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.