

Характеристики межгалактической среды в войдах и филаментах

Characteristics of the intergalactic medium in voids and filaments

Поройков С.Ю.

Канд. физ-мат. наук Московского государственного Университета им. М.В. Ломоносова
e-mail: sporoykov@mail.ru

Poroykov S.Yu.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Lomonosov Moscow State University
e-mail: sporoykov@mail.ru

Аннотация

Оценена температура ионизованного межгалактического газа в войдах ≤ 100 К и плотность его энергии $\leq 10^{-8}$ эВ/см³ исходя из величины удерживающего его магнитного поля в войдах $\leq 0,65$ нГс [1], а также динамики охлаждения газа с учетом излучения и расширения войдов с момента их формирования, соотносимого с эпохой его рекомбинации при $z = 6$ [2]; [3]. Показано, что в войдах присутствуют космические лучи, вытекающие из современных галактик с активными ядрами с плотностью энергии $< 0,03$ эВ/см³, а также космические лучи от пульсаров, рожденных сверхгигантами [4], которые полностью ионизовали водород в эпоху $z = 17$ [3] с плотностью энергии $\sim 0,1$ эВ/см³. Магнитное поле в узлах джетов, выбрасываемых из активных ядер галактик 200 – 400 мкГс [5], может удерживать плазму джетов. При этом ионизирующего излучения джетов с усредненной по всему пространству Вселенной плотностью энергии $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ эВ/см³ [4] достаточно для ионизации всего газа в войдах концентрацией $\sim 10^{-6}$ см⁻³.

Ключевые слова: войды, межгалактический газ, космические лучи, фоновое космическое излучение.

Abstract

The temperature of the ionized intergalactic gas in the voids ≤ 100 K and its energy density $\leq 10^{-8}$ eV/cm³ are estimated based on the magnitude of the magnetic field holding it in the voids ≤ 0.65 nG [1], as well as the dynamics of gas cooling, taking into account the radiation and expansion of the voids since their formation, correlated with the epoch of its recombination at $z = 6$ [2]; [3]. It is shown that the voids contain cosmic rays emanating from contemporary galaxies with active nuclei with an energy density < 0.03 eV/cm³, as well as cosmic rays from pulsars born by supergiants [4], which completely ionized hydrogen in the epoch of $z = 17$ [3] with an energy density ~ 0.1 eV/cm³. The magnetic field in the jet nodes ejected from the active nuclei of galaxies 200 – 400 μ G [5] can hold the jet plasma. At the same time, the ionizing radiation of jets with an energy density averaged over the entire space of the Universe $\sim 2 \times 10^{-5}$ eV/cm³ [4] is sufficient for ionization of the entire gas in the voids with a concentration $\sim 10^{-6}$ cm⁻³.

Keywords: voids, intergalactic gas, cosmic rays, background cosmic radiation.

Межгалактическая среда содержит *барионы* в виде межгалактического газа и космических лучей; она наполнена космическим *электромагнитным излучением* в широком диапазоне от радиоизлучения до γ -лучей. При этом межгалактическое *магнитное поле* в коронах галактик и войдах может оказывать существенное влияние на характер динамических процессов в ионизованном межгалактическом газе и распространение космических лучей.

1. Межгалактический газ в войдах и филаментах

В масштабах ≤ 100 Мпк Вселенная имеет выраженную ячеисто-сетчатую структуру, формируемую войдами и филаментами. *Войды* – пустоты масштаба ~ 50 Мпк, разделяют галактики, их группы и скопления в *филаментах* – нитеподобных структурах, формирующих трехмерную сетку (Рис. 1).

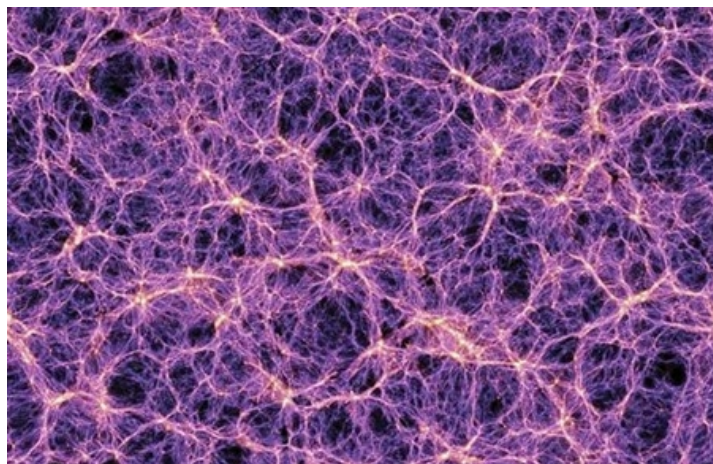


Рис. 1. Крупномасштабная ячеисто-сетчатая структура Вселенной

1.1. Межгалактический газ в филаментах

Согласно спектральным линиям температура межгалактического газа в филаментах $10^5 - 10^6$ К [6]. Газ, входящий в сверхскопления и цепочки галактик, нагрет до 10^6 К [9, с. 81]. Горячий газ в *коронах галактик* имеет температуру $(5 - 10) \cdot 10^6$ К при концентрации $10^{-3} - 10^{-2}$ см^{-3} и содержит тяжелые элементы (вплоть до железа) с относительной концентрацией 0,1 солнечной [9, с. 81]. В *скоплениях галактик* температура газа достигает $10^7 - 10^8$ К при концентрации $10^{-4} - 10^{-3}$ см^{-3} [10, с. 342]; содержание тяжелых элементов (железа) 0,1 – 0,3 солнечного [10, с. 545].

Обнаружено УФ излучение в лаймановских линиях Ly α ($\sim 10^5$ К) от нескольких нитей, простирающихся более чем на один мегапарсек между галактиками внутри протоскопления галактик SSA22 при $z = 3,1$, что связывается с проявлением т.н. темной материи [12].

Горячий, т.е. ионизованный газ в коронах галактик практически прозрачен для излучения. Коэффициент рассеяния света на свободных электронах газа в коронах галактик $\leq 0,3\%$ (П-1). Горячий корональный газ, охлаждающийся за счет тормозного излучения [9, с. 599], при отсутствии источников подогрева может остыть за $\sim 10^7$ лет [4]. Он может подогреваться субкосмическими лучами, ускоряемыми старыми *нейтронными звездами* (НЗ), формирующими скрытую массу корон галактик и выделяющими энергию, в т.ч. в виде γ -всплесков [4] (§ 2.1).

Так, наблюдается корреляция между распределением скрытой массы и γ -излучением (§ 3.1). При этом γ -всплески связываются с НЗ, находящимися выше галактической плоскости [7, с. 407]. Отметим, что присутствие НЗ в коронах галактик позволяет объяснить распреде-

ление по небесной сфере *радио-всплесков* и ряд других феноменов, таких как удержание коронального газа остаточным магнитным полем старых НЗ, а также их активизацию в коронах *радиогалактик* при аккреции вещества джетов [4] (§ 3.1).

Наблюдаемая доля барионов составляет 0,1 – 0,15 массы Вселенной; при этом в галактики входит 20 – 30% барионной компоненты; 70 – 80% составляет межгалактический газ [9, с. 81]. По уточненным данным исследования лаймановского «леса» (НI) Ly α (§ 1.2) и теплогорячей фракции межгалактической среды, прослеживаемой по поглощению ионов кислорода, в филаментах (галактики, группы, кластеры, окологалактическая среда) массовая доля наблюдаемых барионов достигает 0,18 \pm 0,04 [6]; [11].

1.2. Межгалактический газ в войдах

Межгалактический газ войдов, сформированный в эпоху молодых галактик и квазаров, *ионизован* их излучением и в силу своей низкой плотности не рекомбинирует [9, с. 81]. *Разреженный* ионизованный газ в войдах практически прозрачен для излучения, т.е. он не может находиться в термодинамическом равновесии с электромагнитным фоновым излучением. Так, коэффициент рассеяния света на свободных электронах ионизованного межгалактического газа в войдах \sim 1% (§ 2.1.3).

Кроме того, относительное изменение длины волны рассеиваемого излучения $\Delta\lambda/\lambda'$ велико только для коротких (рентгеновских) волн, когда $\lambda < h/mec$, либо когда электроны являются горячими или релятивистскими, так что их энергия намного превышает энергию фотонов [8, с. 431]. Так, искажение спектра микроволнового фонового излучения связывается с обратным комптоновским рассеянием на электронах горячего газа в эпоху его вторичного разогрева в молодых галактиках [9, с. 135].

Разреженный газ в войдах имеет среднюю концентрацию $\sim 10^{-6}$ см $^{-3}$ [9, с. 594]. Концентрация водорода (протонов) в войдах может быть оценена на основе соотношения:

$$\rho_{гв} = \rho_{с} \delta_{гв} / m_p, \quad (1)$$

где m_p – масса протона; $\rho_{с}$ – критическая плотность Вселенной; $\delta_{гв}$ – массовая доля газа в войдах.

Согласно некоторым оценкам $\delta_{гв} \leq 0,42$ [4]; $\delta_{гв} \sim 0,29 \pm 0,13$ [6]. При $\rho_{с} \sim 5 \cdot 10^{-30}$ г/см 3 [7, с. 347] *концентрация газа в войдах* $\rho_{гв} \leq 1,3 \cdot 10^{-6}$ см $^{-3}$.

Температура ионизованного газа войдов может быть оценена исходя из величины магнитного поля в войдах, способного его удержать:

$$T = 2\varepsilon / 3k_{пв}, \quad (2)$$

где k – постоянная Больцмана; ε – плотность энергии газа.

Давление плазмы, эквивалентное ее плотности энергии $p = \varepsilon$, уравнивает магнитное поле с плотностью энергии $\omega_m = B^2/2\mu_0$ [9, с. 587]. Из равенства $\omega_m = \varepsilon$ следует соотношение Беннетта в виде:

$$\varepsilon = B^2/2\mu_0, \quad (3)$$

где μ_0 – магнитная постоянная.

Магнитное поле в войдах $B \leq 6,5 \cdot 10^{-10}$ Гс [1] удержит ионизованный газ войдов с плотностью энергии $\varepsilon \leq 10^{-8}$ эВ/см 3 . Согласно формуле (2) *температура газа в войдах* $T \leq 100$ К.

Для сравнения, магнитное поле галактики способно удерживать ионизованную компоненту межзвездного газа. Плотность энергии теплового движения межзвездного газа сравнима с плотностью энергии галактического магнитного поля [8, с. 471]. Так, галактику наполняет слабо ионизованный теплый межоблачный газ концентрацией $n_v \sim 0,1$ см $^{-3}$ с температурой $T \sim 10^4$ К [9, с. 86]. Давление такого газа $p \sim nkT$ эквивалентно плотности его энергии $p = \varepsilon \approx 0,1$ эВ/см 3 , что не выше средней плотности энергии $\omega_m = B^2/2\mu_0 \approx 0,1$ эВ/см 3 магнитного поля галактики $B \sim 2$ мкГс [10, с. 181].

В войдах присутствует примесь однородной *нейтральной* компоненты водорода (H1) концентрацией $n_v \sim 10^{-11} (1+z) \text{ см}^{-3}$, возрастающей при $z > 4$ [9, с. 81], чья доля в настоящее время достигает $\delta v = n_v/n_{\text{гв}} \approx 10^{-5}$ ионизованной компоненты. Присутствие *однородной* компоненты H1 подтверждается наблюдаемая в фоновом космическом радиоизлучении радиолиния нейтрального водорода 21 см, испытывающая красное смещение [3] (Рис. 2). Отдельные *облака* H1 регистрируются по поглощению в линии 21 см в спектрах квазаров вплоть до красных смещений $z \sim 2$ [9, с. 81].

В спектрах далеких квазаров наблюдается «лес» линий поглощения, интерпретируемый как поглощение в лаймановской линии водорода $\lambda_{\text{Ly}\alpha}$ (смещенной из-за эффекта Доплера) газовыми облаками, состоящими из ионизованного водорода с примесью нейтрального. В ряде случаев это подтверждается излучением отдельных участков адсорбционных спектров с разрешением по скоростям до $v \leq 15 - 20 \text{ км/с}$ [9, с. 81], чему соответствует температура газовых облаков $T = m_p v^2 / 3k \leq (6 - 10) \cdot 10^3 \text{ К}$.

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 $z \sim 6$ [2]. Так, радиолиния нейтрального водорода $\nu = 1420 \text{ МГц}$ слабеет при частоте $\nu < 200 \text{ МГц}$, что связывается с ионизацией водорода в межгалактической среде [3] в эпоху, определяемую красным смещением $z = \nu_b/\nu - 1 > 6$.

Энергия ионизации водорода $E_i = 13,6 \text{ эВ}$ [7, с. 147] соответствует температуре газа $T = 2E_i/3k \approx 9 \cdot 10^4 \text{ К}$, т.е. температура межгалактического газа в войдах в эпоху $z \sim 6$ не превышала данной величины при возрасте Вселенной $t = t_b/(z+1) \approx 2 \text{ млрд. лет}$ при ее современном возрасте $t_b \sim 14 \text{ млрд. лет}$. Для сравнения, межзвездный газ в нашей галактике представляет собой теплую межоблачную среду сравнимой температуры $\sim 10^4 \text{ К}$, обволакивающую газовые облака с температурой $\sim 100 \text{ К}$ [9, с. 86].

Наблюдаемые крупномасштабные флуктуации метagalacticкого ионизирующего фона вблизи красного смещения $z \sim 6$ [13] могут указывать на период разделения корон молодых галактик. Если масштаб корон молодых галактик сравним с современным, то они могли быть слиты при расстоянии между ними $D = D_0/(z'+1)$ в эпоху $z' = D_0/2R_k - 1 \geq 9$ при типичном радиусе КГ $R_k \sim 0,1 \text{ Мпк}$ [9, с. 81], среднем расстоянии между галактиками $D_0 = 1/\Omega_g^{1/3} \geq 2 \text{ Мпк}$ при их современной концентрации $\Omega_g \leq 10^{-1} \text{ Мпк}^{-3}$ [8, с. 530]. Соответственно, масштаб корон молодых галактик мог превышать современный в $(z'+1)/(z+1) \approx 1,4$ раза. Так, масштаб протогалактик превышал размеры современных галактик [7, с. 388].

Короны галактик имеют сферическую форму, что не обеспечивает их плотную упаковку в пространстве, т.е. при их разделении образуются «межкоронные» области межгалактического газа, которые могли охлаждаться за счет излучения и расширения (§ 1.2.1).

В ходе данного процесса облака остывающего межкоронного газа могли коллапсировать в звезды, в.т.ч. формируя галактики. Так, наблюдения *галактик в войдах* [14]; [15] свидетельствуют в пользу сравнительно невысокой температуры газа в войдах той эпохи, способствующей его конденсации. Спектры галактик из пустоты Эридаана показывают, что они находятся на более ранних стадиях эволюции, чем современные им галактики в филаментах. В них очень мало тяжелых элементов, а среди местных звезд – много голубых [14].

Период формирования галактик в войдах может быть оценен на основе формулы Джинса. Период гравитационного коллапса газа в сферически симметричном облаке:

$$t_k = (3\pi/32\alpha\rho G)^{1/2}, \quad (4)$$

где G – гравитационная постоянная; ρ – плотность газа; $0 < \alpha < 1$ – коэффициент, учитывающий компенсацию сил гравитации силами давления газа [4, с. 529].

$$\rho = \rho_{\text{сдгв}}(z+1)^3. \quad (5)$$

При $\delta_{\text{гв}} \leq 0,42$ [4]; [6]; $\rho_{\text{с}} \sim 5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$ [7, с. 347] в эпоху ионизации газа $z = 6$ средняя плотность газа в войдах могла достигать $\rho \approx 7 \cdot 10^{-28} \text{ г/см}^3$ при его концентрации $n = \rho/m_p \approx$

$4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, что сравнимо с концентрацией газа в коронах современных галактик и их скоплениях $10^{-4} - 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ [9, с. 81]; [10, с. 342].

При $\alpha \sim 1$ согласно формуле (4) период коллапса газа $t_k \approx 3 \cdot 10^9$ лет, т.е. сформировавшаяся в эпоху $z = 6$ облака часть газа в войдах могла коллапсировать в звезды к эпохе $z = t_v/t_k - 1 \approx 4$. Так, однородная компонента нейтрального водорода практически не наблюдается при $z < 4$ [9, с. 81]. В ионизацию водорода той эпохи могло вносить вклад излучение джетов, выбрасываемых из активных ядер галактик (§ 2.1.3).

Согласно оценке (2) в настоящее время газ в войдах может иметь температуру $T \leq 100 \text{ К}$; по альтернативной оценке $T \sim 30 - 260 \text{ К}$ (6), т.е. он может излучать в субмиллиметровом диапазоне на длине волны $\lambda_{\text{сб}} = b/T \geq 30 \text{ мкм}$; по другой оценке $\lambda_{\text{сб}} \sim 10 - 100 \text{ мкм}$ при постоянной Вина $b = 0,29 \text{ см} \cdot \text{К}$. Слабое тепловое излучение газа войдов с плотностью энергии $\epsilon_{\text{сб}} = 3kTn_{\text{гв}}/2 \approx 10^{-8} \text{ эВ/см}^3$ не может быть зарегистрировано на фоне мощного космического фонового излучения в субмиллиметровом диапазоне, чья плотность энергии $\sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ [16] (Рис. 2) на 7 порядков выше. Так, соотношение сигнал-шум позволяет выделять спектральные линии более плотного межгалактического газа в филаментах с температурой $\geq 10^5 \text{ К}$ [6].

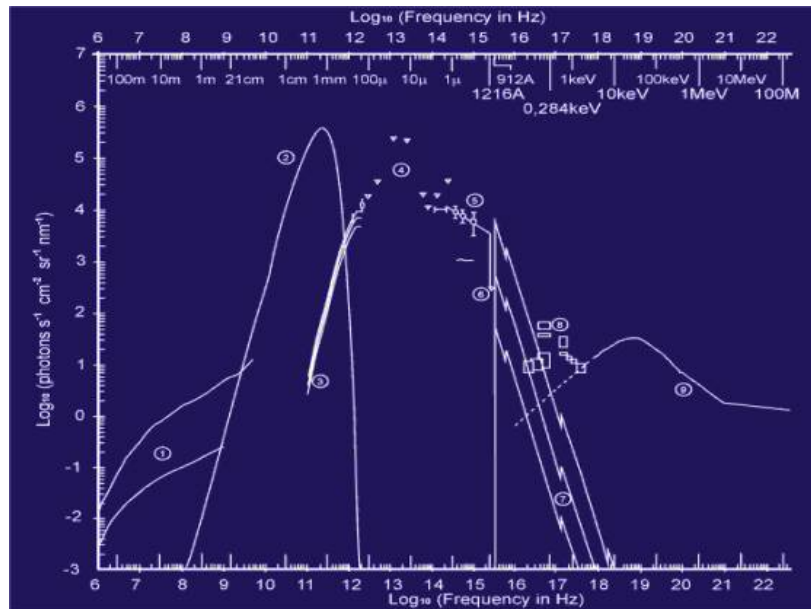


Рис. 2. Спектр интенсивности электромагнитного космического фона

1.2.1. Остывание газа в войдах за счет излучения и расширения

В период разделения корон галактик (КГ) могли формироваться области межкоронного газа, часть которых, слившись, расширилась в виде войдов. Разреженный ионизованный газ войдов практически прозрачен для излучения (§ 2.1.3) и при отсутствии источников его подогрева может охлаждаться за счет тормозного излучения и расширения.

В период разделения корон молодых галактик температура и плотность межкоронного газа могли быть сравнимы с плотностью и температурой газа в КГ: $n_k \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$; $T_k = (5 - 10) \cdot 10^6 \text{ К}$ [9, с. 81]. Сравнимые характеристики имеет горячий разреженный газ в полостях, образуемых остатками взрывов сверхновых (ОВС): $n \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$; $T \sim 10^6 \text{ К}$, которые существуют до $t_0 \leq 10^7$ лет [9, с. 86]. При отсутствии источников подогрева межгалактического газа время его охлаждения за счет тормозного излучения может быть сравнимо с периодом

охлаждения полостей ОВС, который на 2 порядка меньше возраста Вселенной, составлявшего в эпоху разделения КГ $t = t_{\text{в}}/(z + 1) \approx 2$ млрд. лет.

При разделении КГ горячий ионизованный межкоронный газ мог преимущественно охлаждаться за счет тормозного излучения. В эпоху $z \sim 6$ его температура составляла $T_{\text{в}} \sim 9 \cdot 10^4$ К (§ 1.2), что почти на порядок ниже максимума кривой радиационных потерь, соответствующего температуре межзвездного газа $6 \cdot 10^5$ К [9, с. 477]. Дальнейшее остывание газа в войдах могло происходить в основном за счет его расширения.

Так, при температуре ниже максимума кривой радиационных потерь межзвездный газ в первом приближении излучает как абсолютно черное тело по закону Стефана Больцмана. Например, спектр излучения газа в фотосфере Солнца близок к спектру излучения абсолютно черного тела с температурой $6 \cdot 10^3$ К [10, с. 594]. Согласно закону Стефана Больцмана, объемная плотность равновесного излучения (и полная испускательная способность) пропорциональны четвертой степени температуры $\sim T^4$. За счет теплового излучения с эпохи $z = 6$ к настоящему времени газ в войдах (при отсутствии расширения) мог бы охладиться до температуры $T_{\text{в}}' \sim T_{\text{в}}/(z + 1)^{1/4} \approx 4 \cdot 10^5$ К.

При расширении Вселенной концентрация газа в войдах снижалась $n_{\text{в}}' \sim n_{\text{в}}(z + 1)^3$, что могло сопровождаться падением его температуры:

$$T_{\text{в}}' \sim T_{\text{в}}/(z + 1)^3. \quad (6)$$

При $T_{\text{в}} \sim 9 \cdot 10^4$ К в эпоху рекомбинации межгалактического газа современная температура газа в войдах (при отсутствии его излучения) могла снизиться до $T_{\text{в}}' \approx 260$ К, что на 3 порядка ниже предыдущей оценки, учитывающей излучения газа. С учетом потерь на тепловое излучение газа в войдах его температура могла упасть еще ниже: $T_{\text{в}}' < 260$ К.

Альтернативная оценка может быть получена на основе температуры облаков водорода в межгалактической среде согласно спектрам далеких квазаров. Согласно адсорбционным спектрам в эпоху $z \leq 6$ температура облаков водорода достигала $(6 - 10) \cdot 10^3$ К (§ 1.2). Обволакивающая газовые облака теплая межоблачная среда [9, с. 86] в войдах могла иметь большую температуру $T_{\text{в}} > 10^4$ К, при которой согласно формуле (6) $T_{\text{в}}' > 30$ К. Данный диапазон *современной температуры газа в войдах* 30 – 260 К согласуется с предыдущей оценкой на основе магнитного поля в войдах ≤ 100 К (2).

2. Метагалактические космические лучи

Ряд оценок, основанных на анализе фонового космического излучения, включая длинноволновой радио- и γ -диапазон, указывают на плотность энергии метагалактических *космических лучей* (КЛ) в войдах $\epsilon_{\text{кл}} \sim 0,1$ эВ/см³ [4]. У галактических КЛ плотность энергии на порядок выше $\epsilon_{\text{кл}} \sim 1$ эВ/см³ [8, с. 471]. Подобный градиент плотности энергии метагалактических и галактических КЛ позволяет объяснить излом в энергетическом спектре КЛ, наблюдаемый в области ультрарелятивистских энергий $10^{15} - 10^{17}$ эВ (П-2).

Средняя энергия галактических КЛ (преимущественно протонов) $K = \epsilon_{\text{кл}}/n_{\text{кл}} \approx 10$ ГэВ при концентрации $n_{\text{кл}} \sim 10^{-10}$ см⁻³ [17, с. 1173]. Доля в них электронов $\delta_e \leq 1\%$ с энергией ≥ 1 ГэВ [8, с. 472]; концентрация электронов $n_e = \delta_e n_{\text{кл}} \sim 10^{-12}$ см⁻³. Электроны $\geq 10^3$ ГэВ в КЛ не наблюдаются [17, с. 1174] из-за потери энергии на синхротронное излучение. Состав КЛ, содержащих по массе 7% ядер гелия и ок. 1% тяжелых элементов, сравним со средней распространенностью элементов во Вселенной за тем исключением, что в КЛ значительно больше легких ядер (Li, Be, B) и тяжелых ядер с $Z \geq 20$ [8, с. 472]. Если КЛ в галактиках и войдах формирует общий механизм, то доли электронов и тяжелых элементов в них также могут быть сравнимы [4].

Плотность энергии метагалактических КЛ $\sim 0,1$ эВ/см³ на 7 порядков выше плотности энергии магнитного поля в войдах $\leq 10^{-8}$ эВ/см³ (3), т.е. *метагалактические КЛ могут сво-*

бодно распространяться в войдах, подобно фотонам. При этом метагалактические КЛ могут рассеиваться или захватываться магнитным полем КГ, чья плотность энергии может достигать $1 - 2 \text{ эВ/см}^3$ (§ 3.1). Тем самым, *метагалактические КЛ оказывают давление на КГ*, чему могут способствовать магнитные поля карликовых галактик, присутствующих в коронах средних и крупных галактик. Так, корона нашей галактики содержит ок. десятка карликовых галактик [17, с. 1224].

Отметим, что метагалактические КЛ с плотностью энергии $\sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ окажут на КГ давление, сравнимое с давлением межгалактической среды на филаменты $\epsilon_0 \sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$, которое способно уравновесить гравитационное притяжение материи в масштабах войдов $\sim 50 \text{ Мпк}$, формирующих крупномасштабную ячеисто-сетчатую структуру Вселенной [18]. Так, наблюдаемое направление дрейфа местной группы галактик отклоняется от направления гравитационного притяжения ближайшего сверхскопления Шепли, что связывается со сравнимым по силе отталкиванием межгалактической среды со стороны соседнего войда [19]. Тем самым, наблюдаемые масштабы войдов подтверждают оценку $\epsilon_{\text{ккл}} \sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ [4].

Сравнимую плотность энергии $\epsilon_{\nu} \sim 0,25 \text{ эВ/см}^3$ имеет *микроволновое фоновое излучение* (МФИ) [9, с. 135], которое частично рассеивает горячий газ в КГ вследствие эффекта Зельдовича – Сюняева. Коэффициент рассеяния МФИ горячим газом КГ мал: $\theta \leq 0,3\%$ (П-1), т.е. вклад МФИ в формирование войдов за счет давления на корональный газ не существен: $\theta \epsilon_{\nu} / \epsilon_0 \leq 0,6\%$.

При плотности энергии межгалактического *газа в войдах* $\epsilon_{\text{гв}} \sim 10^{-8} \text{ эВ/см}^3$ (§ 1.2) его вклад в давление на газ КГ пренебрежимо мал: $\epsilon_{\text{гв}} / \epsilon_0 \sim 10^{-7}$.

2.1. Источники метагалактических космических лучей

Источником метагалактических КЛ с плотностью энергии $\sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ могут являться *рентгеновские пульсары*, рожденные сверхгигантами в молодых галактиках [4], которые полностью ионизовали водород в эпоху, определяемую красным смещением $z \sim 17$ [3] (П-3). Так, искажение спектра МФИ связывается с обратным комптоновским рассеянием горячим газом в эпоху его вторичного разогрева в молодых галактиках [9, с. 135].

Рентгеновские пульсары в двойных системах рассматриваются как существенный источник энерговыделения в молодых галактиках [28], т.е. они могли способствовать полной ионизации газа в эпоху $z \sim 17$. В сравнимую эпоху $z \sim 20$ от молодых галактик, находящихся в яркой фазе, наблюдается резкий рост энергии нейтрино выше $6 \cdot 10^3 \text{ ТэВ}$, связываемых (через нейтральные пионы) с ультрарелятивистскими КЛ [9, с. 258] (П-3).

Источником ультрарелятивистских КЛ с энергии до 10^6 ТэВ [9, с. 257] являются рентгеновские пульсары. Нейтрино высоких энергий $> 200 \text{ ТэВ}$ также рождаются в центрах далеких квазаров [20], как разновидности галактик с АЯ. Между тем ядра галактик, включая квазары, рассматриваются как скопления *нейтронных звезд* (НЗ) массой от $\sim 10^6 \text{ М}_\odot$ [7, с. 392], либо как сверхмассивные черные дыры массой до $\sim 10^9 \text{ М}_\odot$ [8, с. 251].

Межгалактические КЛ могут удерживаться магнитным полем КГ (П-4). Так, наблюдается корреляция между γ -лучами и распределением скрытой массы [21], преимущественно концентрирующейся в КГ, которая может быть обусловлена *магнитным полем*, удерживающим КЛ [4], индикатором которых является γ -излучение (§ 3.1). КЛ могут генерироваться в КГ в процессе *γ -всплесков*, связываемых с НЗ, в т.ч. в двойных системах, располагающихся над галактическим диском [7, с. 407]. Так, ок. 4% пульсаров входят в двойные системы [10, с. 180]. При этом ударные волны оболочек сверхновых могут выбрасывать соседние пульсары (включая пульсары в двойных системах) из галактик в их короны [4].

В качестве альтернативного механизма генерации КЛ старыми НЗ в КГ может быть рассмотрено *пересоединение* магнитного поля при столкновении их магнитосфер. Так, КЛ уско-

ряются в процессе пересоединения магнитных полей противоположной полярности [8, с. 474]. Столкновение магнитосфер НЗ может происходить при пролете джета, выбрасываемого активным ядром галактики, сквозь ее корону, где могут находиться НЗ [4]. Так, в коронах радиогалактик наблюдается повышение яркости внешних краев радиоструктур вокруг джетов, что связывается с динамическим сжатием в процессе их взаимодействия с межгалактической средой [10, с. 214]. С учетом звездной динамики в звездных скоплениях столкновение магнитосфер НЗ также может происходить в их скоплениях (П-5).

В метагалактические КЛ могут вносить вклад КЛ с плотностью энергии $< 0,03 \text{ эВ/см}^3$, вытекающие из галактик с активными ядрами (§ 2.1.1). Вклад выбрасываемых ими джетов $\leq 3 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/см}^3$ не существенен (§ 2.1.2).

2.1.1. Вклад галактик с активными ядрами в формирование метагалактических космических лучей и ионизацию газа войдов

Плотность энергии излучения галактик с *активными ядрами* (АЯ), усредненная по всему пространству Вселенной $\varepsilon_{\text{ая}} \leq 0,03 \text{ эВ/см}^3$ (П-6); они способны генерировать галактические КЛ со сравнимой плотностью энергии, что в несколько раз ниже, чем у метагалактических КЛ $\sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ [4].

Магнитное поле галактик способствует удержанию КЛ [8, с. 681], чье время жизни в галактике ограничено $\leq 10^8$ лет [8, с. 474]. Из соотношения $\varepsilon = B^2/2\mu_0$ (3) следует, что крупномасштабное магнитное поле в диске нашей галактики $B \sim 2 \text{ мкГс}$ [10, с. 181] удержит КЛ с плотностью энергии $\varepsilon_{\text{кл}} \approx 0,1 \text{ эВ/см}^3$, что на порядок меньше наблюдаемого значения $\varepsilon_{\text{кл}} \sim 1 \text{ эВ/см}^3$ [8, с. 471], т.е. часть КЛ может вытекать из галактики. Так, наблюдаемая незначительная анизотропия КЛ совпадает с направлением галактического магнитного поля, что связывается с вытеканием части КЛ из галактики [8, с. 473]. При этом анизотропия ультрарелятивистских КЛ с энергией $> 10^{17} \text{ эВ}$ связывается с проявлением внегалактических источников [8, с. 474] (П-2).

Часть вытекающих из галактик КЛ может удерживать магнитное поле их корон $6 - 8 \text{ мкГс}$ (10), которое в несколько раз превышает галактическое магнитное поле 2 мкГс . Так, магнитное поле КГ удержит корональный газ с плотностью энергии $1 - 2 \text{ эВ/см}^3$ (§ 3.1), сравнимой с плотностью энергии галактических КЛ $\sim 1 \text{ эВ/см}^3$. В силу ограниченности энергии магнитного поля КГ, оно может не удержать основной поток КЛ от галактик с АЯ. Так, светимость галактик с АЯ на два порядка выше, чем светимость типичных галактик [22, с. 922], т.е. КЛ, вытекающие вдоль силовых линий магнитного поля на их полюсах, могут вносить вклад в формирование метагалактических КЛ в войдах с усредненной плотностью энергии $\varepsilon_{\text{ая}} < 0,03 \text{ эВ/см}^3$.

2.1.2. Вклад джетов галактик с активными ядрами в формирование метагалактических космических лучей

Некоторые галактики с АЯ выбрасывают струи вещества (джеты), имеющие релятивистскую скорость [9, с. 394], сравнимую со скоростью света [22, с. 922], т.е. само вещество джетов является потоком КЛ. С учетом малой доли галактик с АЯ, выбрасывающих джеты, усредненная по всему пространству Вселенной *плотность энергии джетов* $\leq 3 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/см}^3$ (П-7), что на 3 порядка ниже вероятной плотности энергии метагалактических КЛ $\sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ [4].

Часть галактических КЛ вытекает в войды при выбросе *джетов* из галактик с АЯ за пределы их корон. Так, синхротронное излучение джетов [10, с. 214] указывает на присутствие КЛ. Магнитное поле в узлах джетов $200 - 400 \text{ мкГс}$ [5] на 2 порядка выше магнитного поля

галактик 2 – 3 мкГс и сравнимо с магнитным полем радиогалактик ≤ 100 мкГс [10, с. 214]. Магнитное поле в узлах джетов удержит ионизованный газ, чья плотность энергии на 4 порядка выше плотности энергии метагалактических КЛ (§ 3.2), т.е. плазма джетов не сможет нагревать газ в войдах.

2.1.3. Ионизация межгалактического газа излучением джетов

Джеты галактик с АЯ излучают в оптическом, радио- и рентгеновском диапазонах. Подобным спектром, например, обладает джет квазара 3С 273 [23]. Кроме того, джет квазара 3С 273 излучает в ИК диапазоне [24].

Обнаружено УФ излучение от нескольких нитей, простирающихся более чем на один мегапарсек между галактиками внутри протоскопления галактик SSA22 [12] (§ 1.1). Подобные нитевидные структуры могут быть образованы джетами, выброшенными галактиками с АЯ, узлы которых могут содержать НЗ (§ 3.2), а также НЗ, сохранившиеся в межгалактической среде с эпохи разделения корон молодых галактик [4].

Так, в условиях динамического торможения дрейфующих пульсаров окружающей средой [4], а также наблюдаемого расширения Вселенной скорость НЗ в джетах относительно окружающей среды со временем может снижаться. При этом гравитация галактик и их корон может захватить часть межгалактических НЗ на эллиптические орбиты, в т.ч. орбиты, в фокусах которых находятся соседние галактики [25].

Разреженный газ в войдах практически прозрачен для излучения, т.е. излучение галактик и выбрасываемых ими джетов не может его разогревать. Так, оптическая толщина ионизованного газа по томсоновскому рассеянию света на свободных электронах:

$$I_t \approx 1/n\sigma_T, \quad (7)$$

где σ_T – томсоновское сечение электрона.

При концентрации газа в войдах $n_{гв} \leq 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$ (§ 1.2), для данного процесса $I_t \geq 1,5 \cdot 10^{30} \text{ см}$, что более чем на порядок превышает радиус Вселенной $R_v \sim 4 \cdot 10^{28} \text{ см}$ [7, с. 347].

Коэффициент рассеяния излучения ионизованным газом в войдах в эпоху, определяемую красным смещением z :

$$\theta_t \approx \sigma_T n_{гв} R_v / (z + 1). \quad (8)$$

Для современного излучения (при $z \leq 1$) параметр $\theta_t \approx 0,01$.

При одном комптоновском рассеянии фотона на электроны его энергия слабо меняется, т.е. в современную эпоху *нагрев газа войдов за счет излучения пренебрежимо мал*.

Ионизованный газ войдов содержит примесь нейтрального водорода [9, с. 81]. Формула (8) адаптируема для расчета коэффициента поглощения УФ излучения нейтральной компоненты газа в войдах при его фотоионизации:

$$\theta_{ф} \approx \sigma_{ф} n_{в} R_v / (z + 1), \quad (9)$$

где $\sigma_{ф}$ – сечение фотоионизации; $n_{в}$ – концентрация нейтрального водорода.

При пороговой длине волны 91,2 нм для атома водорода $\sigma_{ф} = 6,3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ [17, с. 410] и современной концентрации нейтрального водорода в войдах $n_{в} \sim 10^{-11} \text{ см}^{-3}$ [9, с. 81] при $z \leq 1$ параметр $\theta_{ф} \approx 1$. Тем самым, водород в войдах может поглощать ионизирующее УФ излучение, что соответствует наблюдаемому спектру фонового УФ излучения в области пороговой длины волны $\leq 91,2$ нм (Рис. 2).

Основная доля ионизирующего УФ излучения звезд поглощается в пределах галактик. УФ излучение с длиной волны 20 – 91,2 нм практически полностью поглощает межзвездный водород [22, с. 783]. Также УФ излучение поглощает межзвездная пыль [9, с. 84]. В данных условиях *источником ионизации газа в войдах могут являться джеты галактик с АЯ*.

Так, при энергии ионизации водорода $E_i = 13,6 \text{ эВ}$ [7, с. 147] для ионизации всего газа в войдах концентрацией $n_{гв} \leq 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$ (§ 1.2) требуется средняя плотность энергии излу-

чения $\epsilon_V = E_{\text{ипгв}} \leq 2 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/см}^3$, что сравнимо с плотностью энергии джетов, усредненной по всему пространству Вселенной $\leq 3 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/см}^3$ (П-7).

Однородная компонента нейтрального водорода почти не наблюдается при $z < 4$ [9, с. 81]. Исходя из того, что в ионизацию водорода в войдах той эпохи могло вносить вклад излучение джетов, выбрасываемых их галактики с АЯ (квазары) могли активизироваться в соответствующий период при $z < 4$.

3. Межгалактическое магнитное поле

Межгалактическое магнитное поле включает магнитное поле КГ (§ 3.1) и войдов, которое могут формировать находящиеся в них галактики, а также узлы джетов, выбрасываемых галактиками с АЯ за пределы их корон (§ 3.2).

3.1. Межгалактическое магнитное поле в коронах галактик

Обнаружена корреляция между γ -лучами с энергией 1 – 10 ГэВ и спектральным индексом $1,8 \pm 0,2$ и распределением скрытой массы, проявляющейся в слабом гравитационном линзировании [21]. Сравнимой энергией и спектральным индексом в области максимальной плотности потока обладают КЛ, индикатором которых служит γ -излучение, возникающее за счет распада нейтральных пионов, образующихся в результате столкновения КЛ с межгалактическим газом [8, с. 474]. КЛ удерживает *магнитное поле*, т.е. γ -излучение может указывать на его источники в области концентрации скрытой массы [4].

Наблюдаемое γ -излучение от областей концентрации скрытой массы в основном локализовано в малых угловых масштабах [21], т.е. его источником являются филаменты, чью основную массу составляют КГ. Наблюдаемые свойства скрытой массы дают основания полагать, что в ее формирование вносят вклад старые *нейтронные звезды* (НЗ) выброшенные из молодых галактик взрывами соседних сверхновых за счет давления ударных волн их оболочек на магнитосферы пульсаров [4]; [25].

Так, давление газа в КГ на два – три порядка выше, чем в гало. В гало галактик концентрация газа $n_g \sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$; температура $T_g \sim 10^5 \text{ К}$ [9, с. 85]; в коронах $T_k \sim (5 - 10) \cdot 10^6 \text{ К}$; $n_k \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ [9, с. 81]. По другим данным $n_k \sim 10^{-3} - 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ [10, с. 214]. Концентрация газа в скоплениях галактик $n_k \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ [9, с. 81] соответствует усредненному значению. Соотношение давлений газа в гало и короне: $p_g/p_k = n_g T_g / n_k T_k \approx 3 \cdot 10^{-3}$. Несмотря на значительный перепад давлений, газ из КГ не перетекает в гало или войды. Горячий корональный газ ионизован [9, с. 81], т.е. его может удерживать магнитное поле, что указывает на наличие местных *источников магнитных полей в коронах галактик* [4].

Плотность энергии ионизованного газа КГ $\epsilon_g = 2nkT \approx 1 - 2 \text{ эВ/см}^3$, что сравнимо с плотностью энергии галактических КЛ $\sim 1 \text{ эВ/см}^3$ [8, с. 471] и на порядок выше плотности энергии метагалактических КЛ $\sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ [4]. Давление сильно ионизованной плазмы, содержащей ионы и электроны $p = 2nkT$ уравнивает магнитное поле плотностью $\omega_m = B^2/2\mu_0$. С учетом $\omega_m = p$ соотношение Беннетта (3) представимо в виде:

$$B = (4\mu_0 nkT)^{1/2}. \quad (10)$$

Ионизованный газ в КГ удержит магнитное поле $B \approx 6 - 8 \text{ мкГс}$, что в несколько раз выше магнитного поля галактик $2 - 3 \text{ мкГс}$ [8, с. 682]. Для сравнения, в протяженных радиоструктурах (облаках) в коронах радиогалактик магнитное поле составляет 1 – 100 мкГс [10, с. 213-214].

Магнитное поле на удалении R от пульсара:

$$B = B_0/R, \quad (11)$$

где B_0 – магнитное поле на поверхности пульсара; r_0 – его радиус.

Радиус НЗ го ~ 10 км [9, с. 281]. При вероятном среднем расстоянии между НЗ в КГ $D \sim 30$ пк [4] среднее магнитное поле на поверхности НЗ с учетом (11): $B_0 = BD/2r_0 \approx 3 \cdot 10^8$ Гс, что сравнимо с магнитным полем белых карликов $10^6 - 10^8$ Гс [8, с. 683]. Тем самым, *источником магнитного поля, удерживающего газ в КГ, могут являться старые не активные НЗ, чье вращение затормозилось.* При хаотичной пространственной ориентации НЗ их магнитное поле на удалении от КГ $r \gg R$ взаимно компенсируется.

Источниками радиоизлучения в коронах радиогалактик могут являться НЗ, активизирующиеся при аккреции газа джетов [4]. Старые НЗ, выключившиеся как радио-пульсары, при аккреции газа активизируются. Поток газа, охватывающие НЗ, могут «высветить» их в радиодиапазоне. Так, дрейф пульсаров через межзвездный газ производит шлейф радиоизлучения нетепловой природы [26].

Джеты, выброшенные из ядер радиогалактик, формируют в их коронах протяженные радио-облака, чье излучение имеет синхротронную природу [10, с. 214], подобно излучению пульсаров. Радиогалактики излучают в области 10 МГц – 80 ГГц [10, с. 213]. Излучение радиопульсаров регистрируется в сравнимом диапазоне 30 МГц – 10 ГГц [10, с. 180].

Максимальное магнитное поле, наблюдаемое в радио-структурах радиогалактик $B \leq 100$ мкГс [10, с. 213] в их наиболее ярких областях масштаба ~ 3 кпк [10, с. 214] при аккреции джетов на НЗ с учетом формулы (11) обеспечит магнитное поле на их поверхности $B_0 \leq 10^{11}$ Гс, что сравнимо с магнитным полем на поверхности пульсаров $10^9 - 10^{13}$ Гс [8, с. 683], т.е. *источниками радиоизлучения в коронах радиогалактик могут являться старые нейтронные звезды, активизирующиеся при аккреции газа джетов.*

3.2. Межгалактическое магнитное поле в войдах

Магнитное поле в войдах $\leq 0,65$ нГс [1]. Источником магнитного поля в войдах могут являться находящиеся в них отдельные галактики. Так, в войдах наблюдаются галактики [14]; [15]. При масштабе войдов $D \sim 50$ Мпк [7, с. 347] и радиусе типичных галактик $R_g \sim 10$ кпк [7, с. 389] их магнитное поле $B_g \sim 2 - 3$ мкГс [8, с. 682] на удалении $D/2$ согласно формуле (11) ослабнет до $B = 2B_g R_g / D \approx 1$ нГс, что согласуется с наблюдениями.

В магнитное поле войдов также могут вносить вклад узлы *джетов*, выбрасываемых галактиками с АЯ за пределы их корон. Так, в джетах наблюдаются вращающиеся по спирали (прецессирующие) комки плазмы. Данные сгустки вещества (узлы) джетов излучают в оптическом, радио- и рентгеновском диапазонах. В джете квазара 3С 273 в оптическом диапазоне ($\lambda = 594$ нм) выделяется ок. десятка таких сгустков [23] (Рис. 3).

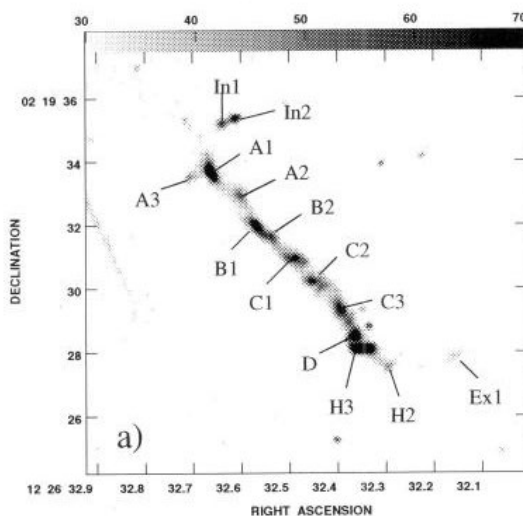


Рис. 3. Джет квазара 3С 273

Излучение в оптическом, рентгеновском и радио-диапазонах характерно для рентгеновских пульсаров [10, с. 180], что может указывать на присутствие в джетах НЗ [4]. Так, за счет давления потоков плазмы, рассеиваемых магнитосферами пульсаров, они могут ускоряться [25], в т.ч. в джетах галактик АЯ – до скорости, сравнимой со скоростью света [4].

Ускоренный взрывом сверхновой пульсар PSR J0002+6216 дрейфует через межзвездный газ со скоростью $v = 1100$ км/с, образуя ударную волну, производящую шлейф теплового радиоизлучения [26], т.е. дрейфующие пульсары нагревают окружающий газ. Если температура газа превысит температуру ионизации, то магнитосфера пульсара сможет его увлечь. Так, согласно данным обсерватории Спектр РГ пульсар PSR B1509-58, дрейфует со сравнимой скоростью $v \sim 1000$ км/с, увлекая туманность, излучающую в рентгеновском диапазоне. Столкновение увлеченного магнитосферой пульсара ионизованного газа с межзвездной средой образует ударную волну, которая разогреет газ до температуры $T \sim m_p v^2 / 2k \approx 7 \cdot 10^7$ К, вызывая тормозное рентгеновское излучение с энергией $E = 3kT/2 \approx 10$ кэВ.

Согласно доплеровскому уширению спектральных линий температура плазмы в джете микроквара SS 433 достигает сравнимой величины 10 кэВ [27]. Согласно параметрам синхротронного излучения джета квазара 3C 273 частицы в нем ускоряются до энергии $10^4 - 10^7$ ТэВ [24]. Столь высокая разница температуры газа джетов и энергии КЛ подтверждает нетепловой механизм их ускорения, связанный с присутствием пульсаров. Так, пульсары ускоряют КЛ до сравнимой энергии 10^6 ТэВ [9, с. 257]. Кроме того, за счет теплового излучения газ джетов должен остывать, что указывает на присутствие местных источников его разогрева. Указанное дает основания полагать, что *сгустки плазмы джетов, выбрасываемые из активных ядер галактик, формируются магнитосферами нейтронных звезд* [4].

Вмораживаясь в магнитное поле, аккрецирующая плазма ускоряет вращение пульсара [10, с. 361], т.е. магнитное поле пульсаров, дрейфующих в межгалактической среде, может поддерживаться за счет аккреции газа ударной волны, образуемой его магнитосферой. При этом энергия, тратящаяся на торможение пульсара, может быть сравнима с мощностью его излучения. Соответственно, источником энергии излучения узлов джетов может являться аккреция вещества в образуемых ими ударных волнах.

В джете галактики М87 в рентгеновском узле HST-1 магнитное поле $B_1 = 4,2 \cdot 10^{-4}$ Гс; в узле А: $B_2 = 2,3 \cdot 10^{-4}$ Гс [5]. Сравнимой величины $\sim 10^{-4}$ Гс магнитное поле достигает в образуемых джетами в коронах радиогалактик радио-облаках при размере их ярчайших областей ~ 3 кпк [10, с. 213-214]. Согласно формуле $e_{кл} = B^2 / 2\mu_0$ (3) магнитное поле узлов джетов удержит плазму и КЛ с плотностью энергии $e_{кл} \leq 4 \cdot 10^3$ эВ/см³, что на 4 порядка выше плотности энергии метагалактических КЛ $\sim 0,1$ эВ/см³ [4].

При размере сгустков плазмы килопарсековых джетов $d \sim 3$ кпк [23] и масштабе войдов $D \sim 50$ Мпк их магнитное поле $B_u \sim (2 - 4) \cdot 10^{-4}$ Гс [5] согласно формуле (11) ослабнет в войдах до $B = B_u D / d \approx 10^{-8}$ Гс. Наложение хаотично ориентированных магнитных полей узлов джетов их взаимно компенсирует, так что суммарное магнитных поле узлов на значительном удалении может упасть до наблюдаемого в войдах уровня $\leq 10^{-9}$ Гс согласно данным [1]. Для сравнения, если магнитное поле на поверхности изолированного рентгеновского пульсара сравнимо с магнитным полем НЗ в ярких областях корон радиогалактик $B_0 \leq 10^{11}$ Гс (§ 3.1), то в масштабах войда оно ослабнет до сравнимой величины $B = 2B_0 d / D \leq 10^{-9}$ Гс.

ПРИЛОЖЕНИЕ

П-1. Рассеяние фотонов на горячих электронах коронального газа

Плотность энергии *микроволнового фонового излучения* (МФИ) $\sim 0,25$ эВ/см³ [9, с. 135] сравнима с критическим давлением межгалактической среды войдов на *короны галактик* (КГ) в филаментах $\sim 0,1$ эВ/см³ [4] (§ 2). Вместе с тем, рассеяние фотонов МФИ на горячих электронах коронального газа не окажет заметного давления на КГ. Так, эффект Зельдовича – Сюняева наблюдается лишь в скоплениях галактик масштаба 1,5 – 3 Мпк [10, с. 545], который на порядок превышает радиус КГ $\sim 0,1$ Мпк [9, с. 81].

При сферической форме КГ коэффициент рассеяния МФИ $\theta \approx r\sqrt{2}/l_t$, где $l_t = 1/n\sigma_t$ (7) – оптическая толщина по томсоновскому рассеянию света на свободных электронах. Коэффициент рассеяния МФИ горячим, т.е. сильно ионизованным корональным газом:

$$\theta \approx \sigma_t n_k r \sqrt{2}, \quad (12)$$

где n_k – концентрация газа в коронах галактик.

При $\sigma_t = 6,7 \cdot 10^{-25}$ см²; $n_k \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ см⁻³ [9, с. 81]; коэффициент рассеяния МФИ горячим газом КГ $\theta \approx 0,03 - 0,3\%$.

П-2. Излом энергетического спектра ультрарелятивистских космических лучей

Плотность энергии *метagalактических космических лучей* (КЛ) на порядок меньше, чем галактических (§ 2). Это может объяснять излом в энергетическом спектре *ультрарелятивистских* КЛ, наблюдаемый в области $10^{15} - 10^{17}$ эВ [4]. Так, интегральный спектр КЛ (с⁻¹·см⁻²·ср⁻¹) в диапазоне энергий $10^{10} - 10^{15}$ эВ и $>10^{17}$ эВ описывается степенной функцией $E^{-\gamma}$ с показателем степени $\gamma_1 \sim 1,7$; в интервале $10^{15} - 10^{17}$ эВ показатель $\gamma_2 \sim 2,2$ [22, с. 313]. Рост энергии КЛ в данном интервале в 10^2 раз при изменении спектрального индекса $\gamma_2 - \gamma_1 \approx 0,5$ соответствует падению интенсивности потока КЛ в $\eta = 10^{-2}(\gamma_2 - \gamma_1) \approx 10$ раз.

Излом энергетического спектра КЛ сопровождается резким ростом анизотропии КЛ, связываемой с их вытеканием из галактики [8, с. 473]. При этом КЛ с энергией $>10^{17}$ эВ связывают с внегалактическими источниками [8, с. 474], т.е. межгалактической средой. Спектральный индекс галактических и метagalактических ультрарелятивистских КЛ может совпадать, т.е. при плотности энергии галактических КЛ $\epsilon_{кл}' \sim 1$ эВ/см³ [8, с. 471] плотность энергии метagalактических КЛ $\epsilon_{кл} = \epsilon_{кл}'/\eta \approx 0,1$ эВ/см³.

П-3. Период рождения пульсаров в молодых галактиках

Максимум поглощения *радиолинии водорода* $\lambda_v = 21$ см ($\nu_v = 1420$ МГц) на частоте $\nu = 78$ МГц при полуширине линий $\pm 12\%$ указывает на полную ионизацию водорода в эпоху $z = \nu_v/\nu - 1 \approx 17$, связываемую с УФ излучением сверхгигантов в молодых галактиках [3] (Рис. 4).

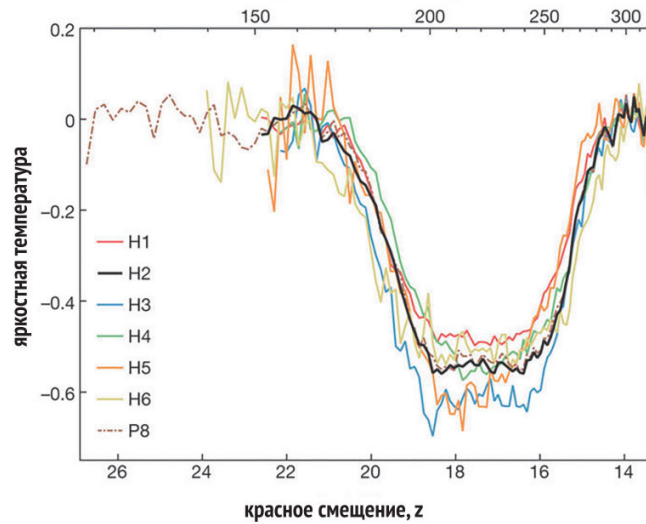


Рис. 4. Спектр радиолинии водорода эпохи молодых галактик

УФ сверхгиганты эволюционируют в красные сверхгиганты [7, с. 444]. Температура фотосферы красных сверхгигантов $T \sim (2,2 \pm 0,3) \cdot 10^3$ К [8, с. 178] соответствует длине волны излучения в области максимума энергетического спектра $\lambda_{\text{ИК}} = b/T \approx 1,3 \pm 0,2$ мкм при постоянной Вина $b = 0,29$ см·К. ИК излучение ≥ 1 мкм слабо поглощается межзвездной пылью [9, с. 84]. Из-за красного смещения излучение красных сверхгигантов той эпохи к современному периоду сместится в *субмиллиметровый* диапазон: $\lambda_{\text{сб}} = \lambda_{\text{ИК}}(z + 1) \approx 23 \pm 3$. В спектре интенсивности фонового излучения наблюдается пик на сравнимой длине волны $\lambda_{\text{сб}} \sim 25$ мкм [16] (Рис. 2), что подтверждает существование сверхгигантов в указанную эпоху [4]; [25].

Эволюция красных сверхгигантов заканчивается взрывом сверхновых II типа [8, с. 69], порождающих пульсары (нейтронные звезды) [10, с. 434]. Так, рентгеновские пульсары в двойных системах рассматриваются как существенный источник энерговыделения в молодых галактиках [28], способствующий ионизации газа в эпоху его вторичного разогрева [4].

Активность пульсаров в молодых галактиках подтверждают данные *нейтринной* астрономии. От молодых галактик, находящихся в яркой фазе при красном смещении $z > 10 - 20$ возникают большие потоки нейтрино. Данные нейтрино рождаются при распаде пионов, образующихся при рассеянии ультрарелятивистских КЛ на фотонах МФИ, чья энергия пропорциональна $(z + 1)$; при этом максимум энергетического спектра нейтрино определяется красным смещением [9, с. 258]:

$$E_{\nu} = 6 \cdot 10^6 [20/(z + 1)]^2 \text{ ТэВ}. \quad (13)$$

Резкий рост энергии нейтрино выше $6 \cdot 10^3$ ТэВ при $z \leq 20$ объясним ростом энергии КЛ [9, с. 258]. При этом источником ультрарелятивистских КЛ с энергией до 10^6 ТэВ являются рентгеновские пульсары [9, с. 257]. Тем самым, наблюдаемый спектр нейтрино согласуется с периодом активности сверхгигантов, порождающих пульсары, чье излучение могло полностью ионизовать газ в эпоху, определяемую красным смещением $z \sim 17$.

II-4. Энерговыделение нейтронных звезд в коронах галактик

Ряд оценок на основе параметров фонового рентгеновского излучения, интенсивности охлаждения горячего газа в КГ за счет тормозного излучения, а также γ -всплесков указывают на то, что суммарное энерговыделение старых НЗ в короне нашей галактики может достигать $L_{\text{КГ}} \sim 10^{42}$ эрг/с; в коронах типичных галактик (содержащих $\sim 10^{10}$ звезд) $L_{\text{КГ}} \sim 10^{41}$ эрг/с [4].

Время жизни КЛ в галактике, удерживаемых ее магнитным полем $\tau_g \leq 10^8$ лет [8, с. 472], ограничено их рассеянием межзвездным газом плотностью $\rho_{\text{гг}} \sim 1 \text{ см}^{-3}$ [9, с. 85]. В силу низкой плотности межгалактического газа в КГ $\rho_{\text{пк}} \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ [9, с. 81] время жизни КЛ в КГ $\tau_{\text{к}} = \tau_{\text{пгг}}/\rho_{\text{пк}} \leq 10^{11}$ лет может превышать возраст галактик $T_{\text{г}} \sim 10^{10}$ лет [7, с. 387].

Усредненная по всему пространству Вселенной *плотность энергии КЛ, излученных НЗ в коронах типичных галактик* с учетом формулы (16) $\epsilon_{\text{КГ}} = L_{\text{КГ}}\Omega_{\text{г}}T_{\text{г}} \approx 10^{-4} \text{ эВ/см}^3$, что на 3 порядка меньше, чем у метагалактических КЛ в войдах $\sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ [4].

Плотность энергии межгалактических КЛ, излученных НЗ в КГ и удерживаемых их магнитным полем:

$$\epsilon_{\text{КГ}} \approx 3L_{\text{КГ}}T_{\text{г}}/4\pi R_{\text{к}}^3, \quad (14)$$

где $R_{\text{к}}$ – радиус короны галактики; $L_{\text{КГ}}$ – энерговыделение НЗ в короне галактики.

При $L_{\text{КГ}} \sim 10^{42}$ эрг/с [4]; $R_{\text{к}} \sim 0,1 \text{ Мпк}$ [9, с. 81]; $T_{\text{г}} \sim 10^{10}$ лет [7, с. 387] возможная *плотность энергии КЛ в короне нашей галактики* $\epsilon_{\text{КГ}} \approx 1 \text{ эВ/см}^3$, что сравнимо с плотностью энергии галактических КЛ $\sim 1 \text{ эВ/см}^3$ [8, с. 471].

Магнитное поле НЗ в КГ может удерживать КЛ и корональный газ с плотностью энергии $\epsilon \sim 1 - 2 \text{ эВ/см}^3$ (§ 3.1), что сравнимо с оценкой (14). Тем самым, магнитное поле КГ может удерживать КЛ, излученные НЗ в КГ.

П-5. Энерговыделение нейтронных звезд в скоплениях

Около скоплений галактик крупных и средних размеров наблюдаются сгустки т.н. «холодной темной материи» массой $10^6 - 10^9 M_{\odot}$ [31]. Это указывает на способность скрытой массы к «конденсации» в условиях гравитации, что соотносимо со звездной динамикой при формировании звездных скоплений, а также при формировании скоплений НЗ и ЧД сравнимой массы в центрах галактик [4].

В скоплении четырех сталкивающихся эллиптических галактик Abell 3827 каждая из галактик сохраняет ореол скрытой массы; лишь одна из них, возможно, пространственно смещена относительно своих звезд [32]. Данные наблюдения указывают на инерционную природу скрытой массы. При этом при столкновении звездных составляющих галактик звезды рассеиваются (тормозятся) слабее, чем сталкивающиеся области скрытой массы. Данный феномен может указывать на торможение НЗ при взаимодействии их магнитосфер с ионизованным корональным газом [4].

Наблюдается корреляция между γ -лучами и распределением скрытой массы [21], что может быть обусловлено магнитным полем, удерживающим КЛ [4], индикатором которых является γ -излучение (§ 3.1). Метагалактические КЛ может удерживать магнитное поле НЗ, что может указывать на их присутствие в местах локализации скрытой массы. При этом НЗ, по видимому, могут формировать скопления. Так, в ядрах галактик могут присутствовать скопления НЗ и ЧД массой $10^6 - 10^9 M_{\odot}$ (П-5).

Скопления НЗ могут способствовать развитию гравитационных неустойчивостей. При этом они могут выступать в качестве ядер (протоядер) галактик, чья гравитация, притягивая окружающий газ, могла способствовать формированию галактик. Так, в войдах обнаружены галактики [14]; [15].

Межгалактические НЗ в войдах могут вносить вклад в скрытую массу богатых скоплений, консолидирующего гравитацией вещество в масштабах, сравнимых с войдами. Так, богатые скопления содержат $\sim 10^4$ галактик [10, с. 549], что сравнимо с числом галактик в филаментах, окружающих войд: $N_{\text{г}} \sim \delta n_{\text{зр}} R_{\text{в}}^3 / M_{\text{к}} \approx 10^4$, где $M_{\text{к}} \sim 10^{11} M_{\odot}$ – масса короны типичной галактики (на порядок превышающая массу галактики $\sim 10^{10} M_{\odot}$). Распределение скоплений галактик выявляет крупномасштабную концентрацию вещества в масштабе $\sim 50 \text{ Мпк}$ [10, с. 347], сравнимом с размером войдов в ячеисто-сетчатой структуре Вселенной $2R_{\text{в}} \sim 50 \text{ Мпк}$

[7, с. 347], т.е. *богатые скопления галактик могут консолидировать гравитацией нейтронные звезды, находящиеся в войдах.*

Вириальная масса богатых скоплений в $N \leq 20$ раз выше массы входящих в них галактик [10, с. 549]. При массовой доле галактик $\delta g \sim 0,03$ [10, с. 550] доля скрытой массы в их богатых скоплениях $\delta g N \leq 0,6$. С учетом массовой доли барионов в филаментах, наблюдаемых в спектральных линиях $\delta b f \sim 0,18$ [6]; [11], ограничение на долю скрытой массы $\delta m = \delta g N - \delta b f + \delta g \leq 0,45$, что согласуется с альтернативной оценкой массовой доли НЗ $\delta n z \sim 0,4 \pm 0,03$ [4]. С учетом скрытой массы КГ $\delta n k \sim 0,15$ массовая доля нейтронных звезд в войдах может достигать $\delta n v \sim 0,25$ [4].

За счет динамического торможения НЗ и ЧД могут формировать скопления [4]; [29]. При столкновении магнитосфер НЗ может происходить *пересоединение* их магнитных полей (§ 2.1). При пересоединении магнитных полей противоположной полярности происходит ускорение КЛ [8, с. 474], т.е. *скопления НЗ, в т.ч. в войдах могут являться источниками КЛ.*

Источником энерговыделения КЛ при образовании скоплений НЗ является гравитационная энергия. Сжатие скопления НЗ массой M_c до радиуса R_c может сопровождаться выделением энергии $W = GM_c^2/R_c$. Ее плотность $\epsilon_c = W/V_c$, где $V_c = V_v/N$ – объем в войде, приходящийся на одно скопление при их суммарном числе $N = M_v/M_c$, где $M_v = \delta n v r_c V_v$ – масса НЗ в войде, т.е. $V_c = M_c/\delta n v r_c$. Плотность гравитационной энергии скоплений НЗ в войдах, которая может выделяться в виде КЛ:

$$\epsilon_c = GM_c \delta n v r_c / R_c. \quad (15)$$

Размер скоплений НЗ в войдах, по-видимому, может быть сравним с масштабом компактного ядра в центре шаровых звездных скоплений сравнимой массы до $10^6 M_\odot$, где концентрация звезд достигает $10^4 - 10^5 \text{ пк}^{-3}$ [8, с. 65], чему соответствует радиус ядра $R_c \sim 1 - 3 \text{ пк}$. Для сравнения, в центре галактики в области со сравнимым радиусом $\sim 1 \text{ пк}$ концентрация звезд превышает $\geq 3 \cdot 10^7 \text{ пк}^{-3}$ [7, с. 390], что на 2 – 3 порядка выше.

За счет динамического торможения скопления НЗ и ЧД в центрах галактик могут формировать компактные скопления (кластеры) (П-5), чей масштаб сравним с радиусом источника излучения SgA^* в ядре нашей галактики $R_c \sim 10^{-4} \text{ пк}$ массой $\sim 10^6 M_\odot$ [7, с. 391]. По некоторым оценкам радиус шарового скопления НЗ в центре галактики до момента его коллапса в кластер $\geq 0,2 \text{ пк}$ [4]. В условиях существенно более плотной среды в центрах галактик (на 2 – 3 порядка) скопления НЗ и ЧД в них могут иметь меньший радиус, чем шаровые звездные скопления, а также скопления НЗ в войдах.

При критической плотности Вселенной $\rho_c \sim 5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$ [7, с. 347] и массовой доле НЗ в войдах $\delta n v \sim 0,25$ [4] в процессе образования скоплений НЗ массой $M_c \sim 10^6 - 10^9 M_\odot$ [31] радиусом $R_c \sim 1 \text{ пк}$ в виде КЛ может выделиться энергия плотностью $\epsilon_c \approx 3 \cdot 10^{-5} - 3 \cdot 10^{-2} \text{ эВ/см}^3$. Для сравнения, при $R_c \sim 10^{-4} \text{ пк}$ $\epsilon_c \approx 0,3 - 3 \cdot 10^2 \text{ эВ/см}^3$.

Вероятная плотность энергии метагалактических КЛ $\epsilon_{\text{мкл}} \sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ (§ 2) с учетом зависимости $\epsilon_c \sim M_c/R_c$ (15) при массе сгустков «темной материи» $M_c \leq 10^9 M_\odot$ и $R_c \sim 10^{-4} \text{ пк}$ [31] накладывает ограничение на современный радиус скоплений НЗ в войдах: $R_c' = R_c \epsilon_c / \epsilon_{\text{мкл}} \geq 0,3 \text{ пк}$, что в несколько раз меньше радиуса компактных ядер в центрах шаровых звездных скоплений 1 – 3 пк, но сравнимо с радиусом скопления НЗ в центре галактики до его коллапса в кластер $\geq 0,2 \text{ пк}$ [4]. В условиях более интенсивного торможения носителей скрытой массы (НЗ), чем звезд при их столкновениях согласно данным [32], приведенная оценка радиуса скоплений НЗ в войдах 0,3 – 1 пк представляется достаточно реалистичной.

П-6. Энерговыделение галактик с активными ядрами

Светимость галактик с *активными ядрами* (АЯ) сравнима со светимостью всех прочих галактик [22, с. 922]. Плотность энергии излучения галактик, усредненная по всему пространству Вселенной:

$$\varepsilon \approx L_g \Omega_g T_g, \quad (16)$$

где L_g – энерговыделение типичных галактик; T_g – их возраст; Ω_g – концентрация галактик.

Время жизни КЛ в галактике, удерживаемых ее магнитным полем $\tau_g \leq 10^8$ лет [8, с. 472], ограничено рассеянием межзвездным газом плотностью $\rho_{gg} \sim 1 \text{ см}^{-3}$ [9, с. 85]. В силу низкой плотности межгалактической среды в войдах $\rho_{gv} \sim 10^{-6} \text{ см}^{-3}$ [9, с. 594] время жизни метагалактических КЛ $\tau_v = \tau_g \rho_{gg} / \rho_{gv} \leq 10^{14}$ лет [4], что на 4 порядка выше возраста галактик $T_g \sim 10^{10}$ лет [7, с. 387].

При $L_g \sim 4 \cdot 10^{43}$ эрг/с [7, с. 390]; $\Omega_g \leq 0,1 \text{ Мпк}^{-3}$ [8, с. 530] усредненная по всему пространству Вселенной плотность энергии излучения галактик с АЯ $\varepsilon_{AJ} \leq 0,03 \text{ ЭВ/см}^3$.

II-7. Выброс джетов активными ядрами галактик

Часть галактик с АЯ выбрасывает *джеты* [22, с. 922]. Интенсивное звездообразование в центре галактики приводит к частым взрывам сверхновых с образованием пульсаров, так что в нем допускается как существование сверхмассивной *черной дыры* (ЧД), так и скопления *нейтронных звезд* (НЗ) [7, с. 392]. Центр галактики также может являться скоплением ЧД, образованным за счет их динамического торможения [29].

Оценки показывают, что за период, сравнимый с возрастом галактик, существенная часть НЗ в скоплении из-за столкновений сольется в ЧД. В условиях динамического торможения скопления НЗ и ЧД в центрах галактик под действием гравитации могут сжиматься в компактный кластер [4].

Радиус крупного кластера НЗ и ЧД массой $\geq 10^9 M_\odot$ оказывается сравним с гравитационным радиусом, т.е. искривление пространства гравитацией сформирует сверхмассивную ЧД [4]. Так, ядро галактики М87 наблюдается как черная дыра массой $6,5 \cdot 10^9 M_\odot$ [30].

В центре галактики наблюдается высокая концентрация звезд $n \geq 3 \cdot 10^7 \text{ пк}^{-3}$ [7, с. 390] при среднем расстоянии между ними $r \sim 1/3 \sqrt{n} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ пк}$. При расстоянии $\leq 10^4$ а.е. ($5 \cdot 10^{-2} \text{ пк}$) звезды образуют двойные системы [7, с. 563], т.е. в центрах галактик НЗ могут образовывать со звездами тесные кратные системы, связанные гравитацией. При этом вещество таких звезд, аккрецируя на НЗ и ЧД, может служить источником энергии излучения кластера [4].

В условиях сильных магнитных полей в компактных околоядерных образованиях $\leq 10^{-2} \text{ Гс}$ [8, с. 682] формирование кластеров НЗ и ЧД, а также сверхмассивных ЧД в ядрах галактик может сопровождаться излучением джетов с усредненной по пространству Вселенной плотностью энергии:

$$\varepsilon_{дж} \sim \chi_{AJ} \eta_{gd} (1 - \delta_{nc}) \rho_{sc}^2 / \delta_k, \quad (17)$$

где χ_{AJ} – доля галактик с активными ядрами; η_{gd} – гравитационный дефект масс НЗ; δ_{nc} – массовая доля НЗ в скоплении, формирующем кластер; δ_k – массовая доля КГ; $\delta_{кл}$ – массовая доля кластеров НЗ в массе ее короны [4].

При $\chi_{AJ} \sim 0,01$ [22, с. 922]; $\rho_{sc} \sim 5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$; $\delta_k \sim 0,3$ [7, с. 347]; $\eta_{gd} \sim 0,3$ [7, с. 407]; $\delta_{nc} \sim 0,8$; $\delta_{кл} \sim 4 \cdot 10^{-6}$ [4] плотность энергии излучения кластеров в виде джетов $\varepsilon_{дж} \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ ЭВ/см}^3$, что составляет $\delta_{дж} = \varepsilon_{дж} / \varepsilon_{AJ} \approx 0,1\%$ светимости галактик с АЯ $\varepsilon_{AJ} \sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ ЭВ/см}^3$ (II-6).

Соответственно, активные ядра галактик могут преимущественно излучать в период аккреции на кластер НЗ и ЧД вещества окружающих звезд, притянутых их гравитацией [4], а не находившихся в нем изначально. Вместе с тем, учитывая насыщенность звездами скоплений НЗ в центрах галактик [4], интенсивность аккреции на них звездного вещества в период коллапса в кластер может быть наиболее высока. В данный период галактика может превращаться в квазар – разновидность галактик с АЯ с максимальной светимостью $10^{45} - 10^{48}$ эрг/с [8, с. 250] при доле светимости ядра более 90% полной светимости галактики [9, с. 484].

Так, максимальная светимость рентгеновских пульсаров $L \sim 10^{39}$ эрг/с [10, с. 359]. При числе НЗ в кластере от $N \sim 10^6 - 10^9$ (§ 2.1) его светимость $NL \approx 10^{45} - 10^{48}$ эрг/с, т.е. достигает светимости квазаров.

Максимальную светимость пульсаров обеспечит темп аккреции $\Delta M/\Delta t \sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ [10, с. 359], вплоть до $(10^{-6} - 10^{-5}) M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ [14, с. 361]. При сравнимом числе НЗ и звезд в кластере [4] максимальная светимость рентгеновских пульсаров может поддерживаться $\tau \sim M_{\odot} \Delta t/\Delta M \approx 10^5 - 10^7$ лет, что сравнимо с длительностью активной фазы квазаров, которая по разным оценкам составляет от $10^5 - 10^6$ лет до 10^8 лет [8, с. 250]. Тем самым, *галактики, в центрах которых скопления НЗ и ЧД коллапсируют в кластеры, могут проявлять себя в качестве квазаров.*

Литература

1. M.S. Pshirkov, P.G. Tinyakov, F.R. Urban. New Limits on Extragalactic Magnetic Fields from Rotation Measures // Physical Review Letters. – 2016. – V. 116. – Is. 19. – 191302.
2. 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.
3. 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.
4. С.Ю. Поройков. Вклад в скрытую массу нейтронных звезд, рожденных сверхгигантами в яркой фазе молодых галактик // Журнал естественнонаучных исследований. – 2020. – Т. 5. – № 1. – С. 36-65.
5. B. Snios, P.E.J. Nulsen, R.P. Kraft, C.C. Cheung, E.T. Meyer, W.R. Forman, C. Jones, S.S. Murray. Detection of Superluminal Motion in the X-Ray Jet of M87 // The Astrophysical Journal. – 2019. – V. 879. – № 1. – 9 pp.
6. 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.
7. А.М. Прохоров и др. Физическая энциклопедия, т. 1. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1988.
8. А.М. Прохоров и др. Физическая энциклопедия, т. 2. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
9. А.М. Прохоров и др. Физическая энциклопедия, т. 3. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1992.
10. А.М. Прохоров и др. Физическая энциклопедия, т. 4. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1994.
11. M. Fukugita, C.J. Hogan, P.J.E. Peebles. The Cosmic Baryon Budget // The Astrophysical Journal. – 1998. – V. 503. – № 2. – P. 518-530.
12. H. Umehata, et al. Gas filaments of the cosmic web located around active galaxies in a proto-cluster // Science. – 2019. – V. 366. – Is. 6461. – pp. 97-100.
13. G.D. Becker, F.B. Davies, S.R. Furlanetto, M.A. Malkan, E. Boera, C. Douglass // Evidence for Large-scale Fluctuations in the Metagalactic Ionizing Background Near Redshift Six. The Astrophysical Journal. – 2018. – V. 863. – № 1. – 92. – 11 pp.
14. 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.
15. 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.

16. R.C. Henry. Diffuse background radiation // *The Astrophysical Journal Letters*. – 1999. – № 516. – № 2. – L49-L52.
17. И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов. Физические величины. Справочник. – М.: Энергоатомиздат. – 1991.
18. С.Ю. Поройков. Формирование крупномасштабной ячеисто-сетчатой структуры Вселенной в условиях давления межгалактической среды // *Журнал естественнонаучных исследований*. – 2019. – Т. 4. – № 4. – С. 23-25.
19. Y. Hoffman, D. Pomarede, R.B. Tully, H. Courtois. The Dipole Repeller // *Nature Astronomy*. – 2017. – V. 1. – Art. 36. – 23 pp.
20. A. Plavin, Yu.Y. Kovalev, Yu.A. Kovalev, S. Troitsky. Observational Evidence for the Origin of High-energy Neutrinos in Parsec-scale Nuclei of Radio-bright Active Galaxies // *The Astrophysical Journal*. – 2020. – V. 894. – № 2. – P. 101.
21. S. Ammazzalorso et al. Detection of Cross-Correlation between Gravitational Lensing and γ Rays // *Physical Review Letters*. – 2020. – V. 124. – Is. 10. – 11 pp.
22. А.М. Прохоров и др. Физический энциклопедический словарь. – М.: Советская энциклопедия. – 1983.
23. J.N. Bahcall, S. Kirhakos, D.P. Schneider, R.J. Davis, T.W.B. Muxlow, S.T. Garrington, R.G. Conway, S.C. Unwin. Hubble Space Telescope and MERLIN Observations of the Jet in 3C 273 // *The Astrophysical Journal Letters*. – 1995. – V. 452. – № 2. – L 91-L93.
24. Y. Uchiyama, et al. Shedding New Light on the 3C 273 Jet with the Spitzer Space Telescope // *The Astrophysical Journal*. – 2006. – V. 648. – № 2. – P. 910-921.
25. С.Ю. Поройков. Природа скрытой массы // *Основания фундаментальной физики и математики: материалы III Российской конференции (ОФФМ-2019) / под ред. Ю.С. Владимирова, В.А. Панчелюги* – М.: РУДН. – 2019. – С. 152-156.
26. 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.
27. И.И. Хабибуллин, С.Ю. Сазонов. Отождествление линий в спектре протяженного рентгеновского излучения прецессирующих джетов SS 433 // *Письма в Астрономический журнал: Астрономия и космическая астрофизика*. – 2017. – Т. 43. – № 6. – С. 431-443.
28. 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.
29. C.J. Hailey, K. Mori, F.E. Bauer, M.E. Berkowitz, J. Hong, B.J. Hord. A density cusp of quiescent X-ray binaries in the central parsec of the Galaxy // *Nature*. – 2018. – V. 556. – P. 70-73.
30. 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.
31. 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.
32. 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.