

# Вклад в скрытую массу нейтронных звезд, рожденных сверхгигантами в яркой фазе молодых галактик

## Contribution to the hidden mass of neutron stars born by supergiants in the bright phase of young galaxies

**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

Число нейтронных звезд оценено исходя из энерговыделения рождающих их сверхгигантов в процессе синтеза тяжелых элементов из первичного водорода. УФ излучение голубых сверхгигантов, ионизовавшее водород в эпохи  $z_1 \sim 49$ ;  $z_2 \sim 17$  [1], переизлученное межзвездной пылью на длине волны излучения галактик с активными ядрами  $\sim 50$  мкм, и их ИК излучение на стадии красных сверхгигантов на длине волны  $\sim 1,3$  мкм накладывается на спектры субмиллиметрового и микроволнового фонового излучения [2]. Это позволяет оценить долю нейтронных звезд в массе Вселенной  $\delta_{nz} \sim 0,4 \pm 0,03$ . Взрывы сверхновых могут ускорять соседние пульсары выше скорости 1100 км/с, как у PSR J0002+6216 [3] и PSR B1509-58, до  $\leq 1600$  км/с, выбрасывая их из галактик [2]. При массовой доле корон галактик  $\sim 0,3$  и коронального газа  $\sim 0,15$  [4]; [5] массовая доля нейтронных звезд в коронах галактик  $\delta_{nc} \sim 0,15$ ; в войдах  $\delta_{nv} \sim 0,25 \pm 0,03$ .

**Ключевые слова:** сверхгиганты, сверхновые, пульсары, нейтронные звезды, скрытая масса.

### Abstract

The number of neutron stars is estimated based on the energy release of the supergiants generating them during the synthesis of heavy elements from primary hydrogen. The UV radiation of blue supergiants, which ionized hydrogen in the epochs  $z_1 \sim 49$ ;  $z_2 \sim 17$  [1], reradiated by interstellar dust at the wavelength of radiation of galaxies with active nuclei  $\sim 50$   $\mu\text{m}$ , and their IR radiation at the stage of red supergiants at a wavelength of  $\sim 1.3$   $\mu\text{m}$ , is superimposed on the spectra of submillimeter and microwave background radiation [2]. This allows us to estimate the proportion of neutron stars in the mass of the Universe  $\delta_{ns} \sim 0.4 \pm 0.03$ . Supernova explosions can accelerate neighboring pulsars above the speed of 1100 km/s of PSR J0002+6216 [3] and PSR B1509-58, up to  $\leq 1600$  km/s, throwing them out of galaxies. The mass fraction of coronal gas is  $\sim 0.15$  [4]; [5]; galactic crowns  $\sim 0.3$ , i.e. the mass fraction of neutron stars in the crowns of galaxies  $\delta_{nc} \sim 0.15$ ; in the voids  $\delta_{nv} \sim 0.25 \pm 0.03$ .

**Keywords:** supergiants, supernovae, pulsars, neutron stars, hidden mass

### 1. Экспериментальные данные о свойствах скрытой массы

Вириальная масса корон галактик и их скоплений на порядок выше массы видимого вещества галактик, что объясняется их *скрытой массой*, проявляющейся в *гравитационном линзировании*. В последние годы обнаружен ряд эффектов, раскрывающих ее физические свойства. Так, при столкновении двух скоплений галактик в кластере 1E0657-558 (Пуля) их звездный компонент вместе со скрытой массой и излучающий в рентгеновском диапазоне газ пространственно разделяются [6]. В скоплении четырех сталкивающихся эллиптических га-

ластик Abell 3827 каждая из галактик сохраняет ореол скрытой массы; лишь одна из них, возможно, пространственно смещена относительно своих звезд [7]. Данные наблюдений указывают на *инерционную* природу скрытой массы. При этом столкновение потоков скрытой массы, в том числе со звездной составляющей галактик и корональным газом, ее *слабо рассеивает*.

В пустотах между галактиками – войдах обнаружено незначительное гравитационное линзирование, связываемое со скрытой массой [8]. *Сгустки* так называемой «холодной темной материи» массой  $10^6 - 10^9 M_{\odot}$  обнаружены около скоплений галактик крупных и средних размеров [9]. Это указывает на способность скрытой массы к «сгущению» под действием гравитации, соотносимую со звездной динамикой при формировании звездных скоплений, включая шаровые скопления массой до  $10^6 M_{\odot}$ . Наблюдаемые свойства скрытой массы подобны звездной составляющей галактик, т.е. *носители скрытой массы ведут себя подобно звездам*.

Обнаружена корреляция между  $\gamma$ -лучами и распределением скрытой массы, проявляющейся в слабом гравитационном линзировании. Данное  $\gamma$ -излучение в области энергии 1 – 10 ГэВ при спектральном индексе  $1,8 \pm 0,2$  для дифференциального энергетического спектра [10]. Сравнимой энергией 1 – 10 ГэВ в области максимальной плотности потока и дифференциальным спектральным индексом обладают *космические лучи*. Их индикатором служит  $\gamma$ -излучение, возникающее за счет распада пионов, образующихся при столкновении космических лучей с газовой средой. Космические лучи удерживает *магнитное поле*, т.е.  $\gamma$ -излучение может указывать на его источники в области концентрации скрытой массы.

Наблюдаемые свойства скрытой массы дают основания полагать, что в ее формирование вносят существенный вклад *старые нейтронные звезды* (обладающие остаточным магнитным полем), выброшенные из молодых галактик взрывами соседних сверхновых [2].

## 2. Ускорение пульсаров при взрывах сверхновых

Пульсар PSR J0002+6216 удаляется от *остатка вспышки сверхновой* (ОВС) со скоростью 1100 км/с [3]. Сравнимая скорость у пульсара PSR B1509-58, дрейфующего с окружающей его туманностью, согласно недавним данным обсерватории Спектр РГ. Расчеты показывают, что пульсары могут ускоряться под давлением ионизованного газа во фронтах ударных волн от соседних *сверхновых*, вмораживающегося при аккреции в силовые линии их магнитного поля. При удаленности пульсара от сверхновой I типа на 2,5 пк, что соответствует начальной фазе адиабатической стадии расширения газовой оболочки ОВС, давление газа может ускорять пульсар до скорости  $v \leq 1600$  км/с [2]. Подобный размер ОВС сравним с расстоянием между звездами в диске нашей галактики в окрестности Солнца  $r = 1/n_3^{1/3} \approx 2$  пк при их концентрации  $n_3 \sim 1$  звезда на  $8 \text{ пк}^3$  [11, с. 387].

Рассмотрим процесс ускорения пульсара под давлением ионизованного газа ОВС, вмораживающегося в его магнитосферу, либо рассеиваемого ею. Давление ионизованной плазмы, эквивалентное ее плотности энергии  $\epsilon$ , уравновесит магнитное поле с плотностью энергии  $\omega_m = B^2/2\mu_0$  [13, с. 587]. Из равенства  $\omega_m = \epsilon$  следуют соотношения Беннетта в виде:

$$B = (2\mu_0\epsilon)^{1/2} \quad (1),$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная.

Плотность энергии газа ОВС:

$$\epsilon = 3W_0/4\pi R_s^3 \quad (2),$$

где  $R_s$  – радиус оболочки сверхновой;  $W_0$  – энергия ее взрыва.

Из формулы (1) с учетом (2) следует соотношение:

$$B = (3\mu_0 W_0/2\pi R_s^3)^{1/2} \quad (3).$$

Средняя кинетическая энергия взрыва сверхновой  $W_0 = 3 \cdot 10^{50}$  эрг; радиус ОВС в начальной фазе ее адиабатического расширения  $R_s = 2,5$  пк [13, с. 477]. Газ ОВС удержит магнитное поле  $B \approx 2$  мГс.

Подобное магнитное поле достижимо на удалении от пульсара:

$$R = B_0 r_0 / B \quad (4),$$

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

Пульсары обладают сильным магнитным полем  $10^9 - 10^{13}$  Э [12, с. 683]. При  $B_0 \geq 10^9$  Гс;  $r_0 \sim 10$  км [13, с. 281] магнитное поле *нейтронной звезды* (НЗ) ослабнет до  $B \sim 2$  мГс (3) на удалении  $R \geq 2$  пк согласно (4), что сравнимо с радиусом ОВС на начальной стадии адиабатического расширения  $R_s = 2,5$  пк [13, с. 477]. Так, у пульсара PSR J0002+6216 длина хвоста  $\sim 4$  пк может быть сравнима с масштабом его магнитосферы. Тем самым, магнитное поле пульсара удержит весь газ ОВС, вылетевший в его направлении.

Согласно закону сохранения импульса при рассеянии и аккреции части газа оболочки сверхновой массой  $m$ , движущегося со скоростью  $v_s$  в направлении пульсара массой  $m_{нз}$ , он приобретет скорость:

$$v = v_s m / (m_{нз} + m) \quad (5),$$

где  $m = \kappa M$  при суммарной массе оболочки сверхновой и нагретого вещества  $M$ , где  $\kappa$  – доля газа, направленного к НЗ.

При сферически-симметричной форме ОВС [13, с. 478] доля газа, направленного к НЗ, соответствует доле частиц, движущихся в выделенном направлении согласно молекулярно-кинетической теории газов при  $\kappa = 1/6$ .

Масса оболочки сверхновой, сравнимая с массой Солнца  $\sim M_\odot$  при ее радиусе на адиабатической стадии расширения  $2,5 \leq R_s \leq 20$  пк, сравнима с массой нагретого межзвездного вещества  $\sim M_\odot$  [13, с. 477]. Масса рассеиваемого и аккрецирующего на НЗ газа ОВС  $m \sim 2 \kappa M_\odot \approx 0,3 M_\odot$ , что в 5 раз меньше массы НЗ  $m_{нз} \sim 1,5 M_\odot$  [12, с. 69]. Скорость ударной волны ОВС  $v_s = R_s / \tau$  поддерживается  $\tau = 460$  лет до достижения радиуса  $R_s = 2,5$  пк [13, с. 477]. Скорость ударной волны в начальной фазе адиабатического расширения ОВС  $v_s \approx 5400$  км/с.

При средней кинетической энергии взрыва сверхновой  $W_0 = 3 \cdot 10^{50}$  эрг [13, с. 477] и удаленности от нее пульсара на 2,5 пк, согласно формуле (5) он приобретет скорость  $v \approx 900$  км/с. Скорость фронта ударной волны ОВС возрастает с ростом энергии взрыва сверхновой по закону:  $v_s \sim \sqrt{W}$  [13, с. 477]. Максимальная энергия взрыва сверхновой I типа достигает  $W \leq 10^{51}$  эрг [14, с. 434], что ускорит НЗ до скорости  $v = v_s (W/W_0)^{1/2} \leq 1600$  км/с.

Первая космическая скорость для галактик  $v_{1г} = (GM_{г}/R_{г})^{1/2}$  в дисках спиральных S-галактик сравнима с линейной скоростью их вращения  $v_{л} \sim 200 - 250$  км/с [11, с. 341], включая нашу галактику  $v_{л} \sim 220$  км/с [11, с. 387]. Вторая космическая скорость для нашей галактики  $v_{2г} = (2GM_{г}/R_{г})^{1/2} = v_{1г} \sqrt{2} \approx 300$  км/с. С учетом скрытой массы сферической составляющей масса S-галактик, как правило, пропорциональна их радиусу  $M_{г} \sim R_{г}$  [11, с. 389]. Сходная зависимость наблюдается для их корон  $M_{к} \sim R_{к}$  [11, с. 342]; при  $M_{к}/M_{г} \sim R_{к}/R_{г} \approx 10$  данные скорости для КГ:  $v_{1к} \sim 220$  км/с;  $v_{2к} \sim 300$  км/с.

Образующиеся в диске НЗ, последовательно преодолевая гравитацию диска и короны, достигнут границ короны при их начальной скорости:

$$v \sim v_{1г} (\ln 10)^{1/2} \approx 1,5 v_{1г} \quad (6).$$

При первой космической скорости для нашей галактики  $v_{1г} \sim 220$  км/с искомая начальная скорость тела  $v \approx 330$  км/с. Тело вылетит из диска галактики в межгалактическое пространство при третьей космической скорости  $v_{3г} = v + (v_{2г} - v_{1г}) \approx 440$  км/с.

Пульсар, ускоренный в ядре галактики, достигнет границ короны при начальной скорости:

$$v \sim v_{1г} (2 \ln 10)^{1/2} \approx 2,1 v_{1г} \quad (7).$$

С учетом предыдущих оценок для нашей галактики  $v \approx 460$  км/с. Тело вылетит из ее ядра за пределы короны при третьей космической скорости  $v_{3я} = v + (v_{II} - v_I) \approx 570$  км/с.

При начальной скорости пульсара  $v \leq 1600$  км/с (без учета торможения межзвездным и корональным газом) остаточная скорость дрейфующей НЗ в межгалактическом пространстве, если она вылетела из ядра галактики  $v - v_{3\gamma} \leq 1000$  км/с. При вылете НЗ из диска галактики  $v - v_{3\gamma} \leq 1200$  км/с.

Дрейфующие пульсары тормозит межзвездный газ (§ 8), но ускоряет давление на их магнитосферы КЛ, излучаемых сверхновыми (§ 10) и самими пульсарами (§ 11). Перемещению пульсаров в короны галактик также может способствовать галактический ветер. Галактический ветер, оттекающий в КГ, образуется при высокой частоте взрывов сверхновых [13, с. 86]. Так, всплеск звездообразования в галактике SDSS J211824.06+001729.4 вызвал скорость галактического ветра  $\sim 1500$  км/с [15]. Под действием данных факторов дрейфующие НЗ могут вылетать в КГ, пополняя их скрытую массу.

### 3. Периоды рождения первых сверхгигантов

С полной ионизацией водорода УФ излучением *голубых сверхгигантов* связывается максимум поглощения *радиолинии водорода*  $\lambda_{\nu} = 21$  см ( $\nu_{\nu} = 1430$  МГц) на частоте  $\nu = 78$  МГц при полуширине линии 19 МГц [1]. Водород был полностью ионизован в эпоху  $z_2 = \nu_{\nu}/\nu - 1 \approx 17$ . Потоки *нейтрино* указывают на активность пульсаров при сравнимом  $z \sim 20$  (§ 4).

Появление *лаймановских* линий водорода указывает на то, что первые УФ сверхгиганты появились через  $t_3 \sim 1,8 \cdot 10^8$  лет с момента расширения Вселенной и полностью ионизовали водород через  $\Delta t \sim 10^8$  лет [1], т.е. в эпоху, определяемую красным смещением  $z_1 = T_{\nu}/(t_3 + \Delta t) - 1 \approx 49$  при современном возрасте Вселенной  $T_{\nu} \sim 1,4 \cdot 10^{10}$  лет.

УФ излучение голубых сверхгигантов полностью ионизовало водород в эпохи, определяемые красным смещением  $z_1 \sim 49$  и  $z_2 \sim 17$  [1]. Сходная оценка периодов высокой активности сверхгигантов следует из данных *субмиллиметровой* астрономии. Так, голубые сверхгиганты массой  $10 M_{\odot} < M_3 \leq 10^2 M_{\odot}$  эволюционируют в *красные сверхгиганты*, взрывающиеся через  $\sim 10^5$  лет как сверхновые II типа, порождая пульсары [12, с. 69].

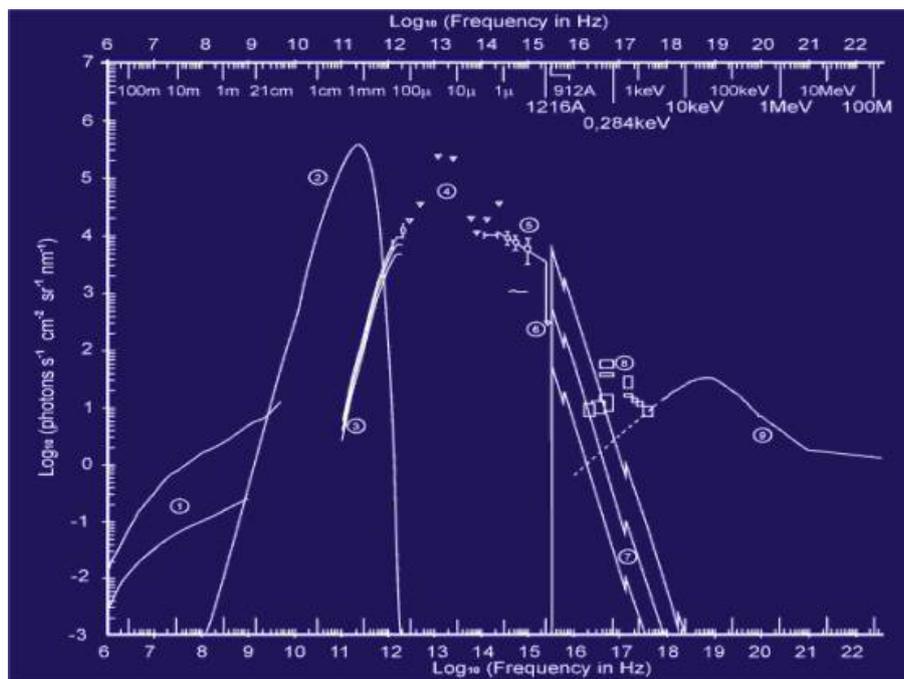
Температура фотосферы красных сверхгигантов  $T \sim (2,2 \pm 0,3) \cdot 10^3$  К [12, с. 178]. В области максимума энергетического спектра длина волны их излучения  $\lambda_{\text{ИК}} = b/T \approx 1,3 \pm 0,2$  мкм при постоянной Вина  $b = 0,29$  см·К [11, с. 279]. Излучение красных сверхгигантов из-за красного смещения к современному периоду сместится в *субмиллиметровый* диапазон.

В спектре интенсивности фонового излучения, представленном на рис. 1, наблюдаются пики на субмиллиметровых длинах волн  $\lambda_1 \sim 60$  мкм и  $\lambda_2 \sim 25$  мкм [16]. В фоновое субмиллиметровое излучение вносит вклад *межзвездная пыль*. Спектр излучения, рассеянного межзвездной пылью, формирует *единую* планковскую кривую, соответствующую температуре пылинок [12, с. 178], а не разделенные пики. При этом типичная длина волны субмиллиметрового излучения галактик, рассеянного межзвездной пылью  $\sim 50$  мкм [20, с. 922]. Соответственно, субмиллиметровые пики  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  может формировать ИК излучение красных сверхгигантов в эпохи  $z_1 = \lambda/\lambda_{\text{ИК}} - 1 \approx 45$  и  $z_2 \approx 18$  при полуширине линий  $\pm 14\%$ , что согласуется с временем активности голубых сверхгигантов в эпохи  $z_1 \sim 49$ ;  $z_2 \sim 17$  при полуширине линий  $\pm 12\%$  [1]. С учетом результатов работ [1]; [16] усредненные значения:  $z_1 \sim 47 \pm 2$ ;  $z_2 \sim 17,5 \pm 0,5$  при среднем  $z = (z_1 + z_2)/2 \approx 32 \pm 1$ .

Межзвездная пыль могла формироваться в эпоху  $\leq z_2$ . Так, первые сверхгиганты, содержавшие преимущественно водород, вырабатывали гелий, не вырабатывая в значительном количестве *тяжелые элементы* (ТЭ) и могли взрываться, не порождая пульсары. Например, удаленная от материнской галактики с низким содержанием металлов SN 2016iet, обладающая значительной массой  $\sim 10^2 M_{\odot}$ , взорвалась как сверхновая I типа [17]. Напомним, что сверхгиганты массой  $\geq 100 M_{\odot}$  неустойчивы [12, с. 68].

Согласно концепции нуклеосинтеза, образование ТЭ происходит в ядрах массивных звезд и при взрывах сверхновых [13, с. 364]. Рассеянные первыми сверхновыми ТЭ участвовали в образовании звезд последующих поколений, более насыщенных ими. Сверхгиганты после-

дующих поколений могли эволюционировать в сверхновые II типа, порождающие пульсары и сверхновые I типа, рассеивающие ТЭ и формирующие межзвездную пыль.



**Рис. 1.** Спектр интенсивности электромагнитного космического фона

Сверхновые I типа, не образующие НЗ, порождают гиганты массой 4 – 8  $M_{\odot}$  [14, с. 434]. Время жизни звезд массой  $M = 1 - 10 M_{\odot}$  главной последовательности  $t_z \sim 10^{10}(M_{\odot}/M)^3$  лет [12, с. 68]; характерное время жизни гигантов  $\sim 10^8$  лет на два порядка больше, чем у сверхгигантов  $\sim 10^6$  лет, т.е. вслед за взрывами первых сверхновых I типа в протогалактиках могли последовать сверхновые II типа, которые вновь сменили сверхновые I типа.

В эпоху активности сверхновых I типа при  $z \sim 17,5$  концентрация межзвездной пыли, впоследствии осевшей под действием гравитации звезд, могла быть существенно выше, чем в современных галактиках. Так, в одной из наиболее удаленных галактик ( $z = 5.85$ ) MM J100026.36+021527.9 (Мамбо-9) массой  $10^{11} M_{\odot}$  масса пыли  $10^9 M_{\odot}$  [18], т.е.  $\sim 1\%$  ее массы. Доля пыли в современных галактиках  $\sim 0,1\%$  их массы [13, с. 84], что на порядок ниже.

Межзвездная пыль рассеивает излучение с длиной волны  $\leq 1$  мкм [13, с. 85], поглощая УФ излучение голубых сверхгигантов, но пропуская ИК-излучение красных сверхгигантов. Основная доля излучения галактик с *активными ядрами* (АЯ), переизлученного межзвездной пылью, приходится на субмиллиметровую длину волны  $\lambda_{сб} \sim 50$  мкм [20, с. 922]. Излучение протогалактик, переизлученное межзвездной пылью в эпоху  $z \sim 17,5$ , соответствует современной длине волны  $\lambda \nu = \lambda_{сб}(z + 1) \approx 1$  мм в области максимума спектра *микроволнового фонового излучения* (МФИ) (рис. 1).

Длительность эпохи первых звезд накладывает ограничение на период звездообразования (§ 6.5). Процесс звездообразования обусловлен развитием гравитационной неустойчивости по Джинсу. Период гравитационного коллапса газа в сферически симметричном облаке:

$$t = (3\pi/32\alpha\rho G)^{1/2} \quad (8),$$

где  $G$  – гравитационная постоянная;  $0 < \alpha < 1$  – коэффициент, учитывающий компенсацию сил гравитации силами давления газа [11, с. 529].

В эпоху молодых галактик коэффициент  $\alpha$  может учитывать давление на газ фонового космологического излучения. Средняя плотность водорода в эпоху  $z_1 \sim 47$  достигала  $\rho = \rho_c(z + 1)^3 \approx 7 \cdot 10^{-25}$  г/см<sup>3</sup> при современной критической плотности материи  $\rho_c = 4,7 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup>

[11, с. 347], что сравнимо с плотностью газа в диске современной галактики  $\sim 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup> [13, с. 477], где наблюдается звездообразование. При данных условиях период коллапса газа в звезду  $t_k \approx 0,9 \cdot 10^8 / \sqrt{\alpha}$  лет. При  $\alpha \sim 1$  данный период сравним с характерным временем динамических процессов в межзвездном газе  $\leq 10^8$  лет, включая процесс звездообразования [13, с. 86]. Длительность подобных процессов не превышала возраст молодой Вселенной той эпохи  $T_v' = T_v / (z + 1) \approx 3 \cdot 10^8$  лет при ее современном возрасте  $T_v \sim 1,4 \cdot 10^{10}$  лет.

#### 4. Проявления излучения пульсаров, рожденных в молодых галактиках

Рождение пульсаров в молодых галактиках подтверждают свойства энергетического спектра нейтрино, космического фонового излучения в радио-, рентгеновском и  $\gamma$ -диапазоне, а также энергетического спектра ультрарелятивистских КЛ. Как показывает ряд оценок, плотность энергии излучения первых пульсаров  $\delta p \sim 0,4$  плотности энергии МФИ.

##### 4.1. Рост энергии нейтрино, порожденных в эпоху молодых галактик

На активность пульсаров при  $z \sim 17,5$  указывают данные *нейтринной* астрономии. Так, при красном смещении  $z > 10 - 20$  от молодых галактик, находящихся в яркой фазе, возникают большие потоки нейтрино. Данные нейтрино рождаются при распаде нейтральных пионов, образующихся из-за рассеяния ультрарелятивистских КЛ на фотонах МФИ, чья энергия пропорциональна  $(z + 1)$ ; при этом максимум энергетического спектра нейтрино определяется красным смещением [13, с. 258]:

$$E_\nu = 6 \cdot 10^6 [20 / (z + 1)]^2 \text{ ГэВ} \quad (9).$$

Резкий рост энергии нейтрино выше  $6 \cdot 10^6$  ГэВ при  $z \leq 20$  объясним ростом энергии КЛ [13, с. 258]. При этом источником ультрарелятивистских КЛ, вплоть до энергии  $10^8$  ГэВ, являются пульсары [11, с. 406].

##### 4.2. Фоновое космическое длинноволновое радио- и $\gamma$ -излучение

Напомним, что ИК излучение красных сверхгигантов эпохи  $z \sim 17,5$  с длиной волны  $\sim 1,3$  мкм накладывается на пик фонового субмиллиметрового излучения на длины волны  $\sim 25$  мкм (§ 3). Красные сверхгиганты эволюционируют в сверхновые II типа, рождающие пульсары. На рождение пульсаров в эпоху  $z \sim 17,5$  также указывает космическое фоновое *длинноволновое радиоизлучение* [2]. Радиопульсары генерируют синхротронное излучение в диапазоне 30 МГц – 10 ГГц [14, с. 180] при максимуме излучения в области  $\nu_p \sim 0,1$  ГГц, что соответствует длине волны  $\lambda_p = c/\nu_p \approx 3$  м. С учетом красного смещения современная длина волны излучения пульсаров  $\lambda_p' = \lambda_p(z + 1) \approx 60$  м, что соответствует области повышенной интенсивности фонового электромагнитного излучения в декаметровом диапазоне, которая на несколько порядков выше, чем в соответствующей области чернотельного спектра МФИ [20, с. 635], что также видно из рис. 1.

Радиогалактики излучают в сравнимом с пульсарами, но чуть более широком диапазоне от 10 МГц до 80 ГГц [14, с. 213], т.е. молодые радиогалактики вносят вклад в длинноволновое электромагнитное фоновое излучение. В данную область спектра фонового излучения определенный вклад вносит радиолиния водорода  $\lambda_v = 21$  см (рис. 1). Длина волны радиолинии растет пропорционально красному смещению, достигая  $\lambda_v' \sim 60$  м при  $z = \lambda_v' / \lambda_v - 1 \approx 300$  при  $z/z_2 \sim 15$ . Вклад радиолинии водорода в данной области не существен.

Ряд рентгеновских пульсаров генерирует  $\gamma$ -излучение [14, с. 180]. Из-за слабого рассеяния  $\gamma$ -излучение сохраняется с эпохи  $z \leq 100$  [11, с. 404], чему соответствует  $z \sim 17,5$ . У *метагалактического изотропного гамма излучения* (МИГИ) при энергии  $\sim 3$  МэВ спектральный индекс меняется (рис. 1), что связывается с космологическим излучением [11, с. 406], т.е.  *$\gamma$ -излучение первых пульсаров может вносить вклад в МИГИ.*

Одним из источников энерговыделения в молодой Вселенной является излучение рентгеновских двойных систем [21]. В состав двойных систем входит около 4% рентгеновских пульсаров [14, с. 180]. На фоне высокой активности сверхновых в молодых галактиках первые пульсары также могли излучать при аккреции газа ОВС. Длительность эпохи, определяемой  $z_2$ , достигала  $t \sim T_v/(z_2 + 1) \approx 7 \cdot 10^8$  лет, что не превышает предельный возраст пульсаров в двойных системах  $\geq 10^9$  лет [14, с. 181].

Максимум дифференциального энергетического спектра рентгеновских пульсаров лежит в области  $\sim 20$  кэВ; в диапазоне  $\geq 30$  кэВ наблюдается завал спектра [14, с. 359]. Мягкое рентгеновское излучение 0,1 – 30 кэВ поглощается межзвездной средой толщиной 10 – 100 пк [14, с. 340], что на порядок меньше полуширины диска галактики 0,3 – 1 кпк [14, с. 648].

Пульсары являются одними из основных источников КЛ [12, с. 474]. Энерговыделение первых рентгеновских пульсаров в виде КЛ может быть оценено на основе их светимости в радио- и  $\gamma$ -диапазоне. Современная плотность энергии КЛ, излученных пульсарами в молодых галактиках:

$$\epsilon_{\text{кл}} = \epsilon/\beta \quad (10),$$

где  $\beta$  – доля энерговыделения рентгеновских пульсаров в радио- или  $\gamma$ -диапазоне;  $\epsilon$  – плотность энергии фонового излучения в данном диапазоне.

*Радио-светимость* рентгеновских пульсаров  $\beta_r \sim 10^{-6}$  их максимальной светимости [14, с. 180];  $\epsilon_r \sim 10^{-7}$  эВ/см<sup>3</sup> [19, с. 1228], т.е. согласно формуле (10) плотность энергии метагалактических КЛ  $\epsilon_{\text{кл}} \approx 0,1$  эВ/см<sup>3</sup>.

У длинноволнового фонового радиоизлучения плотность энергии  $\epsilon_r \sim 10^{-7}$  эВ/см<sup>3</sup> достигает  $\epsilon_r/\epsilon_v \approx 4 \cdot 10^{-7}$  плотности энергии МФИ  $\epsilon_v \sim 0,25$  эВ/см<sup>3</sup> [19, с. 1228]. Плотность энергии радиоизлучения пульсаров  $\delta_p = \epsilon_p/\epsilon_v = \epsilon_r/\beta_r \epsilon_v \approx 0,4$  плотности энергии МФИ. Средняя радиосветимость пульсара в эпоху  $z_2$ :

$$L_p = \epsilon_r E_z T_v / \delta_p \epsilon_v (z_2 + 1) \quad (11),$$

где  $\delta_p$  – доля сверхновых II типа.

Согласно каталогу сверхновых ГАИШ  $\delta_p \sim 0,5$ . При приведенных выше параметрах средняя радиосветимость пульсара  $L_p \approx 10^{30}$  эрг/с соответствует светимости пульсаров в радиодиапазоне  $10^{25} - 10^{30}$  эрг/с [14, с. 181].

Средняя светимость первых пульсаров  $L = L_p/\beta \approx 10^{36}$  эрг/с, что соответствует светимости рентгеновских пульсаров  $10^{35} - 10^{39}$  эрг/с [14, с. 356], также генерирующих  $\gamma$ -излучение. Тем самым, *радиоизлучение пульсаров, порожденных сверхгигантами в эпоху  $z_2 \sim 17,5$  может вносить вклад в фоновое длинноволновое радиоизлучение.*

Среднее энерговыделение пульсара в эпоху  $z_2$  могло достигать  $W = L_p t \approx 10^{52}$  эрг, что сравнимо с энерговыделением порождающих их голубых сверхгигантов  $\sim 10^{52}$  эрг (§ 6). Светимость рентгеновского пульсара  $\sim 10^{36}$  эрг/с обеспечит аккреция вещества  $\Delta M/\Delta t \sim 10^{-10} M_\odot \text{ год}^{-1}$  [14, с. 359]. Суммарная масса вещества, выпавшего на одну НЗ в эпоху  $z_2$  длительностью  $t = T_v/(z_2 + 1) \approx 7 \cdot 10^8$  лет составит  $M = \Delta M t/\Delta t \approx 0,07 M_\odot$ . Сравнимой величины  $\leq 0,3 M_\odot$  достигает масса вещества, которое может рассеять или захватить магнитное поле НЗ, ускоряемой взрывом сверхновой (§ 2).

Мощность излучения пульсарами *ультрарелятивистских КЛ* на несколько порядков превышает их светимость в  $\gamma$ -диапазоне [22, с. 524]. Так, у пульсара PSR 0531+21 в Крабовидной туманности  $\gamma$ -светимость  $L_\gamma \sim 10^{35}$  эрг/с [14, с. 180]; потеря энергии на излучение  $W \sim 4,6 \cdot 10^{38}$  эрг/с [19, с. 1211] при  $\beta_\gamma = L_\gamma/W \approx 2 \cdot 10^{-4}$ . У пульсара PSR 0833+48 в созвездии Паруса  $\gamma$ -светимость  $L_\gamma \sim 10^{34}$  эрг/с [22, с. 524]; потеря энергии на излучение  $W \sim 6,7 \cdot 10^{36}$  эрг/с [19, с. 1211] при  $\beta_\gamma \approx 10^{-3}$ . Плотность энергии фонового  $\gamma$ -излучения  $\epsilon_\gamma \sim 4 \cdot 10^{-5}$  эВ/см<sup>3</sup> при энергии  $> 1$  МэВ [19, с. 1228] при  $\beta_\gamma \sim 2 \cdot 10^{-4} - 10^{-3}$  согласно (10)  $\epsilon_{\text{кл}} \approx 0,04 - 0,2$  эВ/см<sup>3</sup>

при среднем  $\epsilon_{\text{кл}} \sim 0,12 \pm 0,08 \text{ эВ/см}^3$ . Расчетная плотность энергии метагалактических КЛ  $\epsilon_{\text{кл}} \sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$  (§ 4.5) позволяет оценить усредненный параметр  $\beta\gamma = \epsilon\gamma/\epsilon_{\text{кл}} \approx 4 \cdot 10^{-4}$ .

### 4.3. Излом энергетического спектра ультрарелятивистских космических лучей

Плотность энергии метагалактических КЛ может быть оценена на основе излома энергетического спектра ультрарелятивистских КЛ в области энергии  $10^{15} - 10^{17} \text{ эВ}$ . В интервалах энергий  $10^{10} - 10^{15} \text{ эВ}$  и  $>10^{17} \text{ эВ}$  интегральный спектр КЛ ( $\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1}$ ) описывается степенной функцией  $E^{-\gamma}$  с показателем степени  $\gamma_1 \sim 1,7$ ; в интервале  $10^{15} - 10^{17} \text{ эВ}$  показатель  $\gamma_2 \sim 2,2$  [20, 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 происходит на фоне резкого роста анизотропии КЛ, связываемой с вытеканием КЛ из галактики [12, с. 473]. КЛ с энергиями  $>10^{17} \text{ эВ}$  связывают с внегалактическими источниками [12, с. 474], т.е. межгалактической средой. Энергетический спектр галактических и метагалактических КЛ с энергией  $>10^{17} \text{ эВ}$  может совпадать, т.е. при плотности энергии галактических КЛ  $\epsilon_{\text{кл}'} \sim 1 \text{ эВ/см}^3$  [12, с. 471] плотность энергии метагалактических КЛ  $\epsilon_{\text{кл}} = \epsilon_{\text{кл}'}/\eta \approx 0,1 \text{ эВ/см}^3$ .

КЛ, излученные пульсарами в молодых галактиках, могли сохраниться до наших дней. Из-за низкой плотности межгалактической среды в КГ  $n_{\text{к}} \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$  [13, с. 81] время жизни метагалактических КЛ может быть в  $n_{\text{к}}/n_{\text{г}} \approx 10^3$  раза выше, чем галактических  $\tau_{\text{г}} \leq 10^8$  лет, удерживаемых магнитным полем галактики [12, с. 472] и рассеиваемых межзвездным газом плотностью  $n_{\text{г}} \sim 1 \text{ см}^{-3}$  [13, с. 85]. Время жизни КЛ в КГ  $\tau_{\text{к}} = \tau_{\text{п}} n_{\text{п}}/n_{\text{к}} \leq 10^{11}$  лет может превышать возраст галактик. В войдах концентрация газа  $n_{\text{в}} \sim 10^{-6} \text{ см}^{-3}$  [13, с. 594]; время жизни метагалактических КЛ:  $\tau_{\text{в}} = \tau_{\text{п}} n_{\text{п}}/n_{\text{в}} \leq 10^{14}$  лет.

Корреляция между ГэВ  $\gamma$ -лучами и распределением скрытой массы [10] может указывать на удержание порождающих их метагалактических КЛ магнитным полем НЗ, присутствующих в данных областях (§ 1). В этих условиях метагалактические КЛ, в отличие от фотонов, могут не испытывать красного смещения, т.е. их энергетический спектр может сохраняться.

### 4.4. Обратное комптоновское рассеяние фотонов фонового излучения на электронах космических лучей

Опосредованным проявлением пульсаров в молодых галактиках может являться фоновое рентгеновское и  $\gamma$ -излучение. Так, в спектре интенсивности электромагнитного космического фона в интервале от рентгеновского излучения с энергией  $>1 \text{ кэВ}$  до  $\gamma$ -излучения с энергией  $<3 \text{ МэВ}$  наблюдается подъем с экстремумом в области  $\sim 30 \text{ кэВ}$  (рис. 1). Спектральный индекс метагалактического изотропного  $\gamma$ -излучения (МИГИ) меняется в области  $3 \text{ МэВ}$ , что связывается с космологическим излучением [11, с. 406].

Излучение газа в короне галактики с температурой  $T = (5 - 10) \cdot 10^6 \text{ К}$  [13, с. 81] может вносить вклад в подъем спектра электромагнитного фона в длинноволновой рентгеновской области при  $E_{\gamma} = 3kT/2 \sim 1 \text{ кэВ}$  (рис. 1). В жесткий рентгеновский фон с максимумом в области  $\sim 30 \text{ кэВ}$  может вносить вклад тепловое излучение горячего газа войдов с температурой  $\sim 2 \cdot 10^8 \text{ К}$  (§ 13). Непрерывный спектр излучения горячей плазмы близок к чернотельному, который отличается от «треугольной» формы спектра жесткого рентгеновского фона (рис. 1). Тем самым, рентгеновское излучение горячего газа войдов может накладываться на излучение иной природы.

В фоновое рентгеновское излучение вносит вклад *обратное комптоновское рассеяние* фотонов фонового излучения на релятивистских электронах [12, с. 431], включая рассеяние изотропных *ИК фотонов* фонового излучения на электронах КЛ. Обратное комптоновское рассеяние МФИ на электронах КЛ может генерировать УФ фотоны [23]. Однако УФ излучение в диапазоне 91,2 – 20 нм практически полностью поглощает межзвездный водород [20, с. 783], а также межзвездная пыль [13, с. 85], что демонстрирует рис. 1. Рассеянные фотоны фонового субмиллиметрового излучения относятся к коротковолновому УФ излучению и длинноволновому рентгеновскому. Мягкое рентгеновское излучение с энергией 0,1 – 1 кэВ поглощается межзвездной средой толщиной ~10 пк [14, с. 340]. При этом наблюдаемая плотность энергии мягкого рентгеновского фона и жесткого рентгеновского излучения сравнимы [19, с. 1173].

При обратном комптоновском рассеянии энергия рассеянных фотонов:

$$E_{\gamma'} = 4EvK/3mc^2 \quad (12),$$

где  $m_e$  – масса электрона;  $K$  – его энергия;  $E_v$  – исходная энергия фотона [12, с. 431].

В спектре фонового электромагнитного излучения в ИК области лик ~ 1 мкм наблюдается максимум (рис. 1), соответствующий энергии фотонов  $E_{ик} = hc/\lambda_{ик} \approx 1$  эВ. Средняя энергия галактических КЛ  $K = e_{кл}/n \approx 10$  ГэВ при их концентрации  $n_{кл} \sim 10^{-10}$  см<sup>-3</sup> и плотности энергии  $e_{кл} \sim 1$  эВ/см<sup>3</sup> [19, с. 1173]. Согласно формуле (12) энергия рассеянных фотонов  $E_{\gamma'} \approx 30$  кэВ накладывается на спектр рентгеновского фона с максимумом ~30 кэВ (рис. 1), т.е. КЛ могут участвовать в его формировании.

Интегральный спектр КЛ (с<sup>-1</sup>·см<sup>-2</sup>·ср<sup>-1</sup>) в диапазоне энергий 10<sup>10</sup> – 10<sup>15</sup> эВ описывается степенной функцией  $E^{-\gamma}$  с показателем степени  $\gamma_1 \sim 1,7$  [20, с. 313]. Для плотности энергии КЛ соответствующей ед. спектра интенсивности космического излучения (с<sup>-1</sup>·см<sup>-2</sup>·ср<sup>-1</sup>·нм<sup>-1</sup>) спектральный индекс  $\gamma_{кл} \sim 0,7$  сравним со спектральным индексом  $\gamma_{\gamma} \sim 0,55$  для жесткого фонового рентгеновского и  $\gamma$ -излучения в диапазоне энергии 30 кэВ – 3 МэВ [16] (рис. 1), что согласуется с данным предположением. Разница в спектральных индексах  $\gamma_{кл} - \gamma_{\gamma} \sim 0,15$  может быть обусловлена вкладом  $\gamma$ -всплесков от НЗ в КГ (§ 7.7). Так, расчеты показывают, что ~1/3 энергии фонового излучения в данной области могут формировать НЗ в КГ (§ 7.6).

В области мягкого рентгеновского фона 3 – 30 кэВ спектральный индекс  $\gamma_{\gamma} \sim -0,3$  [16]. Спектральный индекс  $\gamma_{кл}$  для метагалактических КЛ может быть определен на основе энергетического спектра  $\gamma$ -излучения в области энергии 10<sup>9</sup> – 10<sup>10</sup> эВ от областей концентрации скрытой массы [10], первоисточником которого могут являться КЛ (§ 1). Дифференциальный спектральный индекс  $\gamma$ -излучения  $1,8 \pm 0,2$  (ГэВ<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>·см<sup>-2</sup>) [10] соответствует спектральному индексу  $\gamma_{кл} \sim -0,2 \pm 0,2$  в ед. его интенсивности (ГэВ·с<sup>-1</sup>·см<sup>-2</sup>), что сравнимо с  $\gamma_{\gamma} \sim -0,3$ .

У галактических КЛ (протонов) концентрация  $n_{кл} \sim 10^{-10}$  см<sup>-3</sup> [19, с. 1173] при доле электронов  $\leq 1\%$  с энергией  $\geq 1$  ГэВ [12, с. 472]. Электроны с энергией  $\geq 10^3$  ГэВ в КЛ не наблюдаются [19, с. 1174] из-за потери энергии на синхротронное излучение. Концентрация электронов в галактических КЛ  $n_e \sim 10^{-2} n_{кл} \sim 10^{-12}$  см<sup>-3</sup> на три порядка ниже, чем у квантов коротковолнового рентгеновского фона  $n_{\gamma} \sim 3 \cdot 10^{-9}$  см<sup>-3</sup> [19, с. 1228], что предполагает многократное рассеяние фотонов одним электроном КЛ:  $N = n_{\gamma}/n_{кл} \approx 3 \cdot 10^3$ .

Плотность фоновых ИК фотонов  $n_{\nu} \sim 1$  см<sup>-3</sup> [19, с. 1228]; оптическая толщина среды для рассматриваемого процесса  $l_{к} \sim 1/n_{\nu} \sigma_{т} \approx 1,5 \cdot 10^{24}$  см; число рассеяний фотонов на метагалактических КЛ  $N' \sim R_{в}/l_{к} \approx 3 \cdot 10^4$  при радиусе Вселенной  $R_{в} \sim 4 \cdot 10^{28}$  см [11, с. 347]. Вероятность рассеяния фотонов на электронах галактических КЛ  $P = R_{г}/l_{к} \approx 3 \cdot 10^{-2}$  при радиусе галактики  $R_{г} \sim 15$  кпк [11, с. 387], т.е.  $4,5 \cdot 10^{22}$  см, что на 5 порядков ниже оценки  $N \sim 3 \cdot 10^3$ .

Соотношение  $P/N \sim 10^{-5}$  указывает на то, что вклад галактических КЛ в фоновое рентгеновское излучение пренебрежимо мал. Из соотношения  $N'/N \sim 10$  следует, что в формировании фонового рентгеновского излучения могут вносить вклад метагалактические КЛ, если их

концентрация на порядок ниже, чем галактических. При этом *концентрация фоновых ИК фотонов во всей межгалактической среде должна быть сравнима с наблюдаемой в галактике*. В этом случае данная оценка согласуется с предыдущей, согласно которой плотность энергии метагалактических КЛ на порядок ниже, чем галактических  $\epsilon_{кл} = \epsilon_{кл}'/\eta \approx 0,1 \text{ эВ/см}^3$ .

Так, в фоновое ИК излучение на длины волны  $\lambda_{ик} \sim 1 \text{ мкм}$  [16] может вносить вклад не поглощенная межзвездной средой часть *рекомбинационного* континуума водорода в области  $\lambda_{уф} = 91 \text{ нм}$  [19, с. 1201], возникающего при  $z = \lambda_{ик}/\lambda_{уф} - 1 \approx 10$ . Так, рекомбинационное излучение по завершении эпохи вторичного разогрева газа, произошедшего при формировании галактик, рассматривается как источник искажения КВ области МФИ [13, с. 135].

Потоки нейтрино от молодых галактик, рожденные ультрарелятивистскими КЛ, не возникают при  $z < 10$  [13, с. 258]. Этот поток КЛ могли вызвать рентгеновские пульсары (§ 4.1), которые ионизовали водород. Радиолиния нейтрального водорода  $\nu_{в} = 1430 \text{ МГц}$  слабеет при частоте  $\nu < 200 \text{ МГц}$  [1], что может указывать на его рекомбинацию в эпоху  $z = \nu_{в}/\nu - 1 > 6$ . Резкий рост интенсивности субмиллиметрового фонового излучения в области  $\lambda_{сб} > 10 \text{ мкм}$  (рис. 1) может указывать на активность красных сверхгигантов, излучающих на длине волны  $\lambda_{ик} \sim 1,3 \text{ мкм}$  (§ 3), в сравнимую эпоху при  $z = \lambda_{сб}/\lambda_{ик} - 1 > 7$ . Короны молодых галактик были слиты в эпоху  $z \geq 9$ , т.е. в тот период фотоны, рассеянные электронами ионизованного коронального газа, приобретали изотропию, присущую фоновому излучению (§ 5).

Концентрация фотонов, рассеянных метагалактическими КЛ:

$$n_{\gamma} \sim \sigma t n_{\nu} n_{e} R_{\nu} \quad (13),$$

где  $\sigma t$  – томсоновское сечение электрона;  $n_{\nu}$  – концентрация рассеиваемых фотонов;  $n_{e}$  – концентрация электронов в КЛ.

С учетом предыдущих оценок, плотность метагалактических КЛ  $n_{кл} = \epsilon_{кл}/K \approx 10^{-11} \text{ см}^{-3}$ ; концентрация в них электронов  $n_{e} \sim 10^{-2} n_{кл} \approx 10^{-13} \text{ см}^{-3}$ . При  $n_{\nu} \sim 1 \text{ см}^{-3}$  [19, с. 1228];  $R_{\nu} \sim 4 \cdot 10^{28} \text{ см}$  [11, с. 347];  $\sigma t = 6,7 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$  концентрация фотонов, рассеянных электронами метагалактических КЛ в виде рентгеновских квантов  $n_{\gamma} \approx 3 \cdot 10^{-9}$ , что согласуется с наблюдаемой плотностью квантов коротковолнового рентгеновского фонового излучения  $\sim 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$  [19, с. 1228]. *Обратное комптоновское рассеяние фотонов фонового космического ИК излучения на электронах метагалактических космических лучей может формировать фоновое рентгеновское излучение.*

#### 4.5. Формирование войдов под давлением космических лучей

Целый ряд независимых оценок (§ 4.2 – 4.4), основанных на анализе фонового излучения в радио-, рентгеновском и  $\gamma$ -диапазоне, а также энергетического спектра ультрарелятивистских КЛ совпадает и позволяет оценить *плотность энергии метагалактических КЛ*  $\epsilon_{кл} \sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ , что составляет  $\delta p \sim \epsilon_{кл}/\epsilon_{\nu} \approx 0,4$  плотности энергии МФИ  $\epsilon_{\nu} \sim 0,25 \text{ эВ/см}^3$  [19, с. 1228];  $\eta = \epsilon_{кл}'/\epsilon_{кл} \approx 10$  для галактических КЛ при  $\epsilon_{кл}' \sim 1 \text{ эВ/см}^3$  [12, с. 471].

Подобная плотность энергии метагалактических КЛ соответствует давлению межгалактической среды на КГ  $\sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ , способному уравновесить гравитационное притяжение материи в масштабах ячеек (войдов), формирующих крупномасштабную ячеисто-сетчатую структуру Вселенной [23]. Магнитные поля НЗ в КГ (§ 7.2) захватывают и рассеивают КЛ, за счет чего те окажут на КГ давление. Тем самым, характерные *наблюдаемые масштабы войдов подтверждают оценку*  $\epsilon_{кл} \sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ .

На газ в КГ также оказывает давление газ войдов [23]. Плотность газа в войдах  $n_{гв} \sim 10^{-6} \text{ см}^{-3}$  [13, с. 594]. Возможная температура газа войдов  $T_{гв} \sim 2 \cdot 10^8 \text{ К}$  при плотности его энергии  $\epsilon_{гв} \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ эВ/см}^3$  (§ 13), т.е.  $\epsilon_{гв}/\epsilon_{кл} \approx 0,3$  вклада метагалактических КЛ. Суммарная *плотность энергии среды в войдах*  $\epsilon_{гв} + \epsilon_{кл} \approx 0,13 \text{ эВ/см}^3$ .

Галактические и метагалактические КЛ могут представлять собой взаимосвязанную систему. Напомним, что анизотропия КЛ совпадает с направлением галактического магнитного поля, что связано с вытеканием КЛ из галактики [12, с. 474]. Данный процесс возможен в условиях градиента плотности КЛ, снижающейся от галактики к межгалактической среде. Наиболее эффективно излучение КЛ происходит на полюсах галактик с АЯ в виде плазмы *джетов*, достигающей скорости света [20, с. 922], т.е. плазма джетов является потоком КЛ.

Светимость галактик с АЯ сравнима со светимостью всех прочих галактик; часть из них выбрасывает джеты [20, с. 922]. При энерговыделении типичной галактики  $L_g \sim 4 \cdot 10^{43}$  эрг/с [14, с. 390] плотность энергии современных КЛ  $\epsilon \sim L_g \Omega_g T_g \leq 0,03$  эВ/см<sup>3</sup> при концентрации галактик  $\Omega_g \leq 0,1$  Мпк<sup>-3</sup> [12, с. 530] и их возрасте, сравнимом с возрастом Вселенной  $T_g \sim 10^{10}$  лет. Тем самым, вклад современных КЛ в метагалактические КЛ в несколько раз меньше вклада пульсаров в молодых галактиках  $\epsilon_{кл} \sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup>.

## 5. Изотропный характер излучения протогалактик

Короны молодых галактик 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  $R_k \sim 0,1$  Мпк [13, с. 81], среднем расстоянии между галактиками  $D_0 = 1/\Omega_g^{1/3} \geq 2$  Мпк при их современной концентрации  $\Omega_g \leq 10^{-1}$  Мпк<sup>-3</sup> [12, с. 530]. Активность пульсаров, порожденных сверхгигантами, пришлась на эпоху  $z_2 \sim 17,5 \pm 0,5$  (§ 3), что удовлетворяет данному критерию  $z \geq 9$ . Всплеск звездообразования образует галактический ветер, оттекающий в КГ, так что в ту эпоху корональный газ мог формировать достаточно однородную среду. В эпохи  $z_1$  и  $z_2$  газ был полностью ионизован [1], т.е. рассеяние фотонов на электронах коронального газа обеспечивало их *изотропию*.

Так, число рассеяний фотона на свободных электронах  $N = l_0/l_t \geq 1$ , где  $l_0$  – длина свободного пробега фотона при его томсоновском рассеянии;  $l_t$  – пробег фотона, ограниченный длительностью эпохи. Оптическая толщина газа по томсоновскому рассеянию света на свободных электронах:

$$l_t = 1/n\sigma_t \quad (14),$$

где  $n$  – концентрация ионизованного газа.

Пробег фотонов ограничивал возраст молодой Вселенной:

$$l_0 = cT_g/(z + 1) \quad (15),$$

где  $c$  – скорость света.

Средняя концентрация газа в молодых галактиках:

$$n = \rho_c \delta_g \delta_v (1 - \delta_{H3})(z + 1)^3 / m_p \quad (16),$$

где  $\rho_c$  – критическая плотность современной Вселенной;  $m_p$  – масса протона;  $\delta_g$  – массовая доля газа в протогалактиках без учета массы звезд;  $\delta_v$  – массовая доля водорода;  $\delta_{H3}$  – массовая доля НЗ в соответствующую эпоху.

При  $\rho_c = 4,7 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> [11, с. 347];  $\delta_g \leq 0,2$  [11, с. 389];  $\delta_v \sim 0,7$  [14, с. 589];  $\delta_{H3} \sim 0,4$  (§ 6.3) в эпоху  $z_2 \sim 17,5$  средняя концентрация газа достигала  $n \approx 1,4 \cdot 10^{-3}$  см<sup>-3</sup>, что сравнимо с концентрацией газа в коронах современных галактик  $\sim 10^{-3}$  см<sup>-3</sup> [13, с. 81]. При  $z_1 \sim 47$ ;  $\delta_{H3} \sim 0$  (§ 3) средняя концентрация первичного газа могла достигать  $n \approx 5 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-3</sup>.

Из условия  $l_t \leq l_0$  с учетом соотношений (14) – (16) следует оценка:

$$z \geq (m_p / c \sigma_t \rho_c T_g (1 - \delta_{H3}) \delta_g \delta_v)^{1/2} - 1 \quad (17).$$

При  $\sigma_t = 6,7 \cdot 10^{-25}$  см<sup>2</sup> изотропное излучение могло формироваться в эпоху, определяемую красным смещением  $z \geq 7$ , что включает период слияния КГ при  $z \geq 9$ . *Ионизованный излучением сверхгигантов и пульсаров газ молодых галактик мог обеспечить излучению изотропию*, присущую фоновому космическому излучению.

## 6. Вклад нейтронных звезд в скрытую массу Вселенной

Долю НЗ в массе Вселенной, рожденных в эпоху молодых галактик, можно оценить исходя из энерговыделения сверхгигантов при синтезе тяжелых элементов из первичного водорода, внесшего соответствующий вклад в фоновое космическое излучение. При этом периоды рождения сверхгигантов соответствуют эпохам полной ионизации водорода (§ 3).

### 6.1. Вклад сверхгигантов в формирование фонового излучения

Излучение сверхгигантов в эпохи, определяемые красным смещением  $z_1$  и  $z_2$ , включая ИК излучение красных сверхгигантов, а также УФ излучение голубых сверхгигантов, переизлученное межзвездной пылью в эпоху  $z_2$ , накладывается на спектры субмиллиметрового излучения и МФИ (§ 3).

Светимость звезд главной последовательности резко возрастает с ростом их массы  $L \sim M^4$  [12, с. 68], т.е. доля излучения звезд с массой  $M \sim M_\odot$  не выше  $\leq 10^{-4}$  вклада сверхгигантов массой  $M \geq 10M_\odot$ . Вклад обычных звезд в фоновое излучение мал. Энерговыделение звезд на стадии голубых и красных сверхгигантов сравнимо [12, с. 69]. Также сравнима плотность энергии фонового субмиллиметрового излучения и МФИ  $\epsilon_{sb} \sim 0,5 \text{ эВ}$ . Так, характеризующие интенсивность фонового космического излучения единицы ( $\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{нм}^{-1}$ ) на рис. 1. пропорциональны плотности его энергии.

В МФИ может вносить вклад излучение пульсаров, т.к. излучаемое ими мягкое рентгеновское излучение разогревает межзвездный газ [13, с. 86] и ионизует его [12, с. 195]. Возникающее рекомбинационное УФ излучение, переизлученное межзвездной пылью в эпоху  $z_2$ , подобно излучению голубых сверхгигантов, может вносить вклад в МФИ (§ 4).

Вклад иных видов фонового космического излучения, сохранившихся с эпохи  $z_2$ , включая *рентгеновский* и *γ-диапазон*, не существен. Плотность энергии фонового рентгеновского излучения  $\epsilon_{rg} \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/см}^3$ ;  $\gamma$ -излучения  $\epsilon_\gamma \sim 4 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/см}^3$  [19, с. 1228]; их суммарная доля  $\text{дик} = (\epsilon_{rg} + \epsilon_\gamma) / \epsilon_{sb} \approx 10^{-3}$  плотности энергии МФИ.

Искажение чернотельного спектра МФИ на 10% связывается с выделением энергии  $\Delta \epsilon \leq 0,1 \text{ эВ}$  плотности его энергии при соответствующем красном смещении, соответствующем эпохе *вторичного разогрева газа*, произошедшего при формировании галактик [13, с. 135]. Согласно данным работы [1] энерговыделение УФ сверхгигантов в молодых галактиках, как минимум, вдвое выше максимальных оценок, в связи с чем авторы исследования были вынуждены поднять проблему «исчезновения» энергии УФ излучения голубых сверхгигантов.

Кроме того, в фоновое космическое излучение вносят вклад продукты эволюции голубых сверхгигантов: красные сверхгиганты – сверхновые – пульсары. Энерговыделение голубых и красных сверхгигантов сравнимо  $\epsilon_{uf} \sim \epsilon_{ик}$  (§ 6.2); при этом  $\epsilon_{sb} \sim 0,5 \text{ эВ}$  [16] (рис. 1), т.е.  $\epsilon_{uf} \sim 0,5 \text{ эВ}$ . С учетом вклада пульсаров  $\delta p \sim 0,4$  (§ 4) суммарный вклад энерговыделения УФ сверхгигантов и пульсаров  $\epsilon_{uf} + \epsilon_p \sim 0,9 \text{ эВ}$ . В предельном случае вклад космологического излучения в плотность энергии МФИ  $\epsilon_k = 1 - (\epsilon_{uf} + \epsilon_p) \approx 0,1 \text{ эВ}$ . В предельном случае вклад космологического излучения эпохи рекомбинации в МФИ может быть не существен при  $(\epsilon_{uf} + \epsilon_p) \sim \epsilon_{sb}$ .

### 6.2. Энерговыделение сверхгигантов

Синтез ТЭ из первичного водорода происходит в ядрах сверхгигантов, чьи *железные* ядра коллапсируют в НЗ [13, с. 281], а также гигантов, взрывающихся как сверхновые I типа без образования НЗ. Выброшенные ими ТЭ обогащают газ в звездах последующих поколений.

В водородном цикле ( $4p \rightarrow {}^4\text{He}$ ) энерговыделение на один протон без учета энергии нейтрино  $W_1 = 6,55 \text{ МэВ}$ ; в гелиевом цикле ( $3{}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}$ )  $W_2 = 0,61 \text{ МэВ}$  [20, с. 759]. При ядерном горении углерода ( $2{}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{24}\text{Mg}$ ) и кислорода ( $2{}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{32}\text{S}$ ) энерговыделение на порядок ниже:  $W_3 \sim 0,5 - 0,6 \text{ МэВ}$  на протон. При образовании в процессе нуклеосинтеза бо-

лее тяжелых элементов энергосвечение падает [20, с. 759]. Так, при горении кремния ( $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{56}\text{Ni}$ ) энергосвечение  $W_4 \sim 0,2$  МэВ. Суммарное энергосвечение при выработке ТЭ, вплоть до железа  $W = \sum W_i \approx 8$  МэВ на протон. При этом звезды, эволюционирующие в сверхновые II типа, излучают энергию:

$$E_3 = W_{\text{тнз}}/m_p \quad (18).$$

При  $m_{\text{нз}} \sim 1,5 M_{\odot}$  [12, с. 69] и  $W \sim 8$  МэВ энергосвечение сверхгигантов  $E_3 \approx 2 \cdot 10^{52}$  эрг.

Энергосвечение сверхгигантов массой  $\sim 10^2 M_{\odot}$  также можно оценить исходя из их светимости  $L_3 \sim 10^6 L_{\odot}$  и времени жизни на стадии *голубых*  $t_g \sim 10^5$  лет и *красных сверхгигантов*  $t_k \sim 10^5$  лет [12, с. 69]. Их суммарное энергосвечение  $E_3 = L_3(t_g + t_k) \approx 2 \cdot 10^{52}$  эрг, что согласуется с предыдущей оценкой  $\sim 2 \cdot 10^{52}$  эрг (18). Для сравнения, средняя энергия взрыва сверхновой  $\sim 3 \cdot 10^{50}$  эрг [13, с. 477] на два порядка ниже приведенных оценок.

### 6.3. Доля нейтронных звезд в массе Вселенной

Из энергосвечения первых сверхгигантов можно оценить массовую долю ТЭ в их ядрах, коллапсировавших в НЗ. Плотность излученной сверхгигантами энергии в расчете на один протон массой  $m_p$ , переработанный в ТЭ:  $\epsilon_3 = W/n$ , где  $n = \rho c/m_p$ . Плотность энергии излучения сверхгигантов с учетом соответствующего красного смещения не может превышать суммарную плотность энергии фонового субмиллиметрового излучения и МФИ. Учитывая вклад первых пульсаров в МФИ (§ 6.1), возможная массовая доля ТЭ, входящих в состав НЗ:

$$\delta_{\text{нз}} = [(\delta_{\text{сб}} + \delta_{\nu})(z + 1) - \delta_{\text{п}}(z_2 + 1)] \cdot \epsilon_{\text{в}} m_p / \rho c W - \delta_{\text{г}} W_1 / W - \delta_{\text{т}} \quad (19),$$

где  $\delta_{\text{г}}$  – массовая доля гелия, выработанного первыми сверхгигантами;  $\delta_{\text{т}}$  – массовая доля ТЭ в виде межзвездной пыли и газа той эпохи;  $z = (z_1 + z_2)/2$  – усредненное красное смещение эпохи яркой фазы молодых галактик.

Массовая доля ТЭ в солнечном веществе  $\sim 0,02$  [14, с. 589]. В ядрах звезд типа Солнца на начальной стадии реализуется водородный цикл, не приводящий к образованию ТЭ, т.е. массовая доля ТЭ, выработанных сверхгигантами в молодых галактиках  $\leq 0,02$ . По уточненным данным протосолярная массовая доля ТЭ  $\sim 0,015$  [24]. Согласно спектральным линиям содержание ТЭ в скоплениях галактик достигает  $\leq 0,3$  солнечного [14, с. 545], т.е.  $\delta_{\text{т}} \sim 7 \cdot 10^{-3}$ , что может отражать их содержание в молодых галактиках.

Согласно данным космической обсерватории Планк массовая доля гелия  $\delta_{\text{г}} = 0,25$ . Для сравнения, на Солнце массовая доля гелия  $\delta_{\text{гс}} \sim 0,3$  [14, с. 589]. За время жизни Солнца  $t_{\odot} \sim 4,6$  млрд лет [14, с. 584] доля выгоревшего в его ядре водорода, ставшего гелием  $\Delta v = m_p L_{\odot} t_{\odot} / M_{\odot} W_1 \approx 0,04$ ; протосолярная массовая доля гелия  $\delta_{\text{гс}} - \Delta v \approx 0,26$ . Согласно стандартной модели горячей Вселенной в эпоху первичного нуклеосинтеза массовая доля первичного гелия составляла  $\delta_{\text{г0}} = 0,22$  [13, с. 364]. Массовая доля гелия, выработанного сверхгигантами в молодых галактиках  $\delta_{\text{гс}} = \delta_{\text{г}} - \delta_{\text{г0}} \approx 0,03$ .

Согласно предыдущим оценкам  $z_2 \sim 17,5 \pm 0,5$ ;  $z \sim 32 \pm 1$  (§ 3);  $\delta_{\text{п}} \sim 0,4$  (§ 4);  $\delta_{\nu} \sim 0,9 - 1$ ;  $\delta_{\text{сб}} \sim 0,5$  (§ 6.1);  $W_1 = 6,55$  МэВ [20, с. 759];  $W \sim 8$  МэВ (§ 6.2). При  $\epsilon_{\text{в}} \sim 0,25$  эВ/см<sup>3</sup> [19, с. 1228];  $\rho c \sim 4,7 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> [11, с. 347] согласно формуле (19) *доля нейтронных звезд в массе Вселенной*  $\delta_{\text{нз}} \sim 0,4 \pm 0,03$ .

Данная оценка согласуется с принятой в космологии оценкой скрытой массы на основе вириальной массы КГ, а также групп и скоплений галактик, допускающей наличие скрытой массы между ними  $\delta_{\text{см}} \sim 0,2 - 0,7$  [12, с. 478]. Так, скрытая масса богатых скоплений галактик может в несколько десятков раз превышать массу вещества галактик [12, с. 478]. Также в войдах обнаружено небольшое гравитационное линзирование, связываемое с темной материей [8], что требует учета *скрытой массы межгалактической среды*.

Мегагалактические НЗ, находящиеся в пустотах (войдах) между скоплениями галактик, не проявятся в гравитационном линзировании, если они достаточно равномерно распределены. Вместе с тем, НЗ могут вносить вклад в скрытую массу богатых скоплений, консолидирую-

щих вещество в масштабах, сравнимых с войдами. Распределение скоплений галактик выявляет крупномасштабное сгущивание вещества в масштабе  $\sim 50$  Мпк [14, с. 347], сравнимом с размером войдов в крупномасштабной ячеисто-сетчатой структуре Вселенной  $\sim 50$  Мпк [11, с. 347], т.е. *богатые скопления галактик могут содержать метагалактические НЗ*. Вириальная масса богатых скоплений, содержащих  $\sim 10^4$  галактик, в 10–20 раз выше массы галактик [14, с. 549]. При массовой доле галактик  $\sim 0,03$  [14, с. 550] доля скрытой массы в их богатых скоплениях 0,3 – 0,6 критической (без учета газа их корон).

#### 6.4. Доля барионов в виде плазмы в массе Вселенной

Доля космологического дейтерия, синтезируемого в ядерных реакциях, накладывает ограничения на плотность барионов во Вселенной [12, с. 479], которая обычно полагается равной видимой массе галактик  $\Omega_b \sim \delta_g \sim 0,03$  [14, с. 550]. По другим оценкам, доля барионной компоненты достигает  $\Omega_b \sim 0,1 - 0,15$  массы Вселенной; при этом в галактики входит 20–30% барионной компоненты; 70–80% составляет межгалактический газ [13, с. 81]. Вместе с тем, НЗ образуются при гравитационном коллапсе ядер сверхновых, содержащих ТЭ, в процессе синтеза которых дейтерий перерабатывается [20, с. 758], что снимает данное ограничение.

По уточненным данным, в филаментах, формируемых галактиками, их группами, скоплениями и окологалактической средой, доля наблюдаемых в спектральных линиях барионов  $\Omega_f \sim 0,18$  критической массы Вселенной [4]; [5]. Из массовой доли барионов в филаментах и возможной доли горячего межгалактического газа в войдах  $\delta_{gv} \sim 0,29 \pm 0,13$  [5] следует оценка доли НЗ. Суммарная массовая доля барионов  $\delta_b = \delta_{gv} + \delta_f \approx 0,47 \pm 0,13$ . Интервал для скрытой массы  $\delta_{sm} = 1 - \delta_b \sim 0,4 - 0,66$  включает оценку  $\delta_{nz} \sim 0,4 \pm 0,03$  (19), из чего следует ограничение на *массовую долю барионов в виде плазмы*  $\delta_b \leq 0,6 \pm 0,03$  при *массовой доле газа в войдах*  $\delta_{gv} = \delta_b - \delta_f \leq 0,42 \pm 0,03$ .

Скрытая масса скоплений галактик в 10 раз превышает видимую массу галактик [14, с. 545]. Анализ кривых вращения спиральных галактик показывает, что скрытая масса сосредоточена в сферической составляющей их гало и корон [11, с. 342]. При массовой доле галактик  $\delta_g \sim 0,03$  [14, с. 550] массовая доля КГ  $\delta_k \sim 10\delta_g \approx 0,3$ . При доле барионов в галактиках и окологалактической среде  $\Omega_b \sim 0,18$  [4]; [5] массовая доля коронального газа  $\delta_{gk} = \Omega_b - \delta_g \approx 0,15$ ; массовая доля НЗ в КГ  $\delta_{nk} = \delta_k - \delta_{gk} \approx 0,15$ . При доле НЗ  $\delta_{nz} \sim 0,4 \pm 0,03$  (19) *массовая доля НЗ в войдах*  $\delta_{nv} = \delta_{nz} - \delta_{nk} \approx 0,25 \pm 0,03$ .

Тем самым, *скрытую массу корон галактик и межгалактической среды войдов могут формировать нейтронные звезды*. НЗ могли оказаться в войдах, будучи выброшены взрывами сверхновых (§ 2), а также при разделении корон молодых галактик в эпоху  $z \sim 9$  (§ 5).

#### 6.5. Темп звездообразования в молодых галактиках

Ежегодно в галактике рождается несколько звезд массой  $M \sim M_\odot$  [12, с. 68] ( $Q \sim 3 \text{ год}^{-1}$ ). Сверхновые вспыхивают в галактике с частотой  $\nu_{sv} \sim 0,05 \text{ год}^{-1}$  [19, с. 1212], т.е.  $\xi = \nu_{sv}/Q < 2\%$  звезд эволюционируют в сверхновые. Исходя из современной частоты вспышек сверхновых, за время жизни галактики  $t_g \sim 10^{10}$  лет число НЗ в ней  $N_{nz} = \nu_{sv} t_g \approx 10^9$  [13, с. 282].

Скорость звездообразования в галактиках при  $z = 2,23$  составляла  $Q' \sim 27 M_\odot \text{ год}^{-1}$  [25], что в  $q = Q'/Q \approx 10$  раз выше. При подобном красном смещении молодые галактики по светимости сравнимы с галактиками с АЯ, светимость которых на два порядка выше, чем типичных современных галактик [20, с. 922]. В молодых галактиках, более насыщенных газом, доля сверхгигантов  $\xi$  могла быть выше  $\xi' > \xi$ . Число порожденных в них НЗ  $N_{nz} = q\xi'\nu_{sv}t_g/\xi(z+1) > 3 \cdot 10^9$ , что сравнимо с числом звезд в типичной галактике.

С удалением в прошлое концентрация и светимость галактик с АЯ (включая квазары) возрастают [12, с. 251]. Максимальной интенсивности звездообразование достигало при образовании галактик [12, с. 68]. Так, например, в одной из наиболее удаленных галактик ( $z = 5,85$ )

ММ J100026.36+021527.9 массой  $\sim 10^{11} M_{\odot}$ , сравнимой с массой нашей галактики, скорость звездообразования  $v_{зв} = 810 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  [18], что на два порядка выше, чем в современной типичной галактике. В эпоху сверхгигантов  $z_2 \sim 17,5$  при  $\xi \sim 1$  темп звездообразования мог достигать  $\xi' M_k(z_2 + 1)/t_g \approx 10^2 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  при суммарной массе НЗ, рожденных в типичной галактике, сравнимой с массой ее короны (§ 6.3), т.е.  $\Sigma m_{нз} \sim M_k \sim 10^{11} M_{\odot}$ .

При массе НЗ  $m_{нз} \sim 1,5 M_{\odot}$  [12, с. 69] сверхгиганты массой  $M \geq 10 M_{\odot}$  в каждом поколении могли породить НЗ массой  $\delta g = m_{нз}/M \leq 15\%$  массы первичного газа. При  $\delta_{нз} \sim 0,4$  (§ 6.3) для исчерпания соответствующего массива газа  $\Omega_g = 1 - \delta_{нз} \approx 0,6$  в эпоху  $z_2$  могло смениться не менее  $\delta_{нз}/\delta g \geq 3$  поколений сверхгигантов. Следует учесть, что при повторной переработке газа в звездах в НЗ его доля снижается:  $\Omega_g = 1 - \delta g \geq 0,85$ ;  $\Omega_g' = \Omega_g - \delta g(1 - \Omega_g) \geq 0,72$  и т.д. согласно рекуррентной последовательности, которая не менее чем за  $N = 4$  итерации достигает  $\Omega_g \approx 0,6$  при доле НЗ  $\delta_{нз} = 1 - \Omega_g \approx 0,4$ .

Время жизни сверхгигантов массой  $M \geq 10 M_{\odot}$ , эволюционирующих в сверхновые II типа  $t_z \sim 10^6 - 10^7$  лет [12, с. 68]. Период охлаждения газа в полостях ОВС  $t_{овс} \sim 10^7$  лет [13, с. 86]. Период коллапса межзвездного газа в диске галактики в звезды  $t_k \sim 10^8$  лет (8). Сумма периодов  $\tau = t_z + t_{овс} + t_k \approx 10^8$  лет. Возраст Вселенной при  $z_2$  составлял  $T = T_v/(z + 1) \approx 7 \cdot 10^8$  лет, что в  $N' = T/\tau \approx 7$  раз выше. Это накладывает ограничение на массу сверхгигантов  $10 M_{\odot} N'/N < M < N' m_{нз}/\delta_{нз}$  при  $18 M_{\odot} < M < 26 M_{\odot}$  и среднем  $M \sim 20 M_{\odot}$ . Тем самым, в эпоху  $z_2$  могло смениться 4 – 7 поколений сверхгигантов массой 10 – 20  $M_{\odot}$ , эволюционирующих в сверхновые II типа, порождающие НЗ.

## 7. Проявления нейтронных звезд в коронах галактик

На вероятное присутствие НЗ в КГ указывает целый ряд факторов.

### 7.1. Вклад нейтронных звезд в скрытую массу корон галактик

Скрытая (вириальная) масса КГ на порядок выше массы галактик [14, с. 545]. При массовой доле КГ  $\delta_k \sim 0,3$  массовая доля НЗ в них  $\delta_{нк} \sim 0,15$  может быть сравнима с массовой долей коронального газа  $\delta_{гк} \sim 0,15$  (§ 6.3). У типичных галактик масса корон  $M_k \sim 10^{11} M_{\odot}$ , которые могут содержать  $N = \delta_{нк} M_k / \delta_{гк} m_{нз} \sim 3 \cdot 10^{10}$  НЗ массой  $m_{нз} \sim 1,5 M_{\odot}$  [12, с. 69]. При радиусе КГ  $R_k \sim 0,1 \text{ Мпк}$  [13, с. 81] среднее расстояние между НЗ в КГ  $r \sim R_k / \sqrt[3]{N} \approx 30 \text{ пк}$ .

### 7.2. Удержание коронального газа магнитным полем нейтронных звезд

Давление газа в КГ на два порядка выше, чем в гало. В гало галактик концентрация газа  $n_g \sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ ; температура  $T_g \sim 10^5 \text{ К}$  [13, с. 85]; в коронах  $T_k \sim (5 - 10) \cdot 10^6 \text{ К}$ ;  $n_k \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-3}$  [13, с. 81]. По другим данным  $n_k \sim 10^{-3} - 10^{-4} \text{ см}^{-3}$  [14, с. 214]. Концентрация газа в скоплениях галактик  $n_k \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$  [13, 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, корональный газ не перетекает в гало и межгалактическую среду. Горячий корональный газ сильно ионизован [13, с. 81], т.е. его может удерживать магнитное поле, что может указывать на наличие местных источников магнитных полей в коронах галактик.

Давление ионизованной плазмы, содержащей ионы и электроны  $p = 2nkT$  уравнивает магнитное поле плотностью  $\omega_m = B^2/2\mu_0$ . Из равенства  $\omega_m = p$  следует соотношение Беннетта  $B = (4\mu_0 nkT)^{1/2}$ , согласно которому ионизованный газ в КГ удержит магнитное поле  $B \approx 0,6 \text{ мкГс}$ . Для сравнения, в протяженных радио-структурах (облаках) радиогалактик масштаб их корон магнитное поле достигает 1 – 100 мкГс [14, с. 213–214].

При среднем расстоянии между НЗ в КГ  $R \sim 30$  пк (§ 7.1) магнитное поле на поверхности НЗ с учетом формулы (4):  $B_0 = BR/2r_0 \approx 3 \cdot 10^7$  Гс, что сравнимо с магнитным полем белых карликов  $10^6 - 10^8$  Гс [12, с. 683]. Тем самым, источниками магнитных полей, удерживающих газ в КГ, могут являться *не активные старые НЗ*, чье вращение затормозилось. При хаотичной пространственной ориентации подобных объектов их остаточное магнитное поле на удалении от КГ  $r \gg R$  взаимно компенсируется.

### 7.3. Удержание магнитным полем нейтронных звезд космических лучей

Наблюдаемое  $\gamma$ -излучение от областей концентрации скрытой массы, проявляющейся в слабом гравитационном линзировании, в основном локализовано в малых угловых масштабах [10], т.е. его источником являются филаменты, чью основную массу составляют КГ, содержащие НЗ (§ 6.4). Данное  $\gamma$ -излучение в области 1 – 10 ГэВ имеет спектральный индекс  $1,8 \pm 0,2$  ( $\text{ГэВ}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ ) [10]. Сравнимой энергией и спектральным индексом в области максимума плотности потока обладают КЛ [12, с. 472];  $\gamma$ -излучение, возникающее из-за распада пионов, образующихся при столкновении космических лучей с газовой средой, служит индикатором КЛ [12, с. 474].

Магнитное поле НЗ может удерживать корональный газ (§ 7.2) и КЛ, т.е.  $\gamma$ -излучение может указывать на области концентрации НЗ. Плотность энергии галактических КЛ  $\sim 1$  эВ/см<sup>3</sup> [12, с. 471] сравнима с плотностью энергии ионизованного газа КГ  $\epsilon_g = 2nkT \approx 1 - 2$  эВ/см<sup>3</sup> с концентрацией пк  $\sim 10^{-3}$  см<sup>-3</sup> и температурой  $T_k \sim (5 - 10) \cdot 10^6$  К [13, с. 81]. Плотность энергии метагалактических КЛ на порядок ниже  $\sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> (§ 4.5).

### 7.4. Активизация нейтронных звезд в коронах радиогалактик при аккреции джетов

Старые НЗ, выключившиеся как радио-пульсары, при аккреции газа активизируются. Потоки газа, охватывающие НЗ, могут «высветить» их в радиодиапазоне. Так, быстрый дрейф пульсаров через межзвездный газ производит шлейф радиоизлучения нетепловой природы [3]. Выброшенные из ядер радиогалактик *джеты* в их коронах формируют протяженные радио-облака, чье излучение имеет синхротронную природу [14, с. 214], подобно излучению пульсаров. Радиогалактики излучают в диапазоне 10 МГц – 80 ГГц [14, с. 213]. Радиопульсары излучают в сравнимом диапазоне 30 МГц – 10 ГГц [14, с. 180]. Максимальное магнитное поле, наблюдаемое в радио-структурах радиогалактик  $B \sim 100$  мкГс [14, с. 213], согласно формуле (4), обеспечит поле на поверхности НЗ  $B_0 \approx 10^{10}$  Гс, что сравнимо с магнитным полем на поверхности пульсаров  $10^9 - 10^{12}$  Гс [12, с. 683]. Тем самым, *источниками радиоизлучения в коронах радиогалактик могут являться старые нейтронные звезды, активизирующиеся при аккреции газа джетов.*

### 7.5. Подогрев газа в короне галактики излучением нейтронных звезд

Корональный газ испускает тепловое рентгеновское излучение [13, с. 81], за счет чего он должен охладиться за время:

$$t = 3kT_k M_g / 2m_p L_\gamma \quad (20),$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $L_\gamma$  – светимость газа;  $M_g$  – его масса.

Рентгеновская светимость газа короны нашей галактики  $L_\gamma < 3 \cdot 10^{42}$  эрг/с (21); ее температура  $T_k \sim (5 - 10) \cdot 10^6$  К [13, с. 81]; масса коронального газа  $M_g \sim 5 \cdot 10^{11} M_\odot$  (§ 7.1); время его охлаждения  $t > (2,5 - 5) \cdot 10^6$  лет.

Параметры коронального газа, включая его температуру  $T_k \sim (5 - 10) \cdot 10^6$  К и концентрацию пк  $\sim 10^{-3}$  см<sup>-3</sup> [13, с. 81], сравнимы с параметрами газа в полостях ОВС:  $T \sim 10^6 - 10^7$  К;

$n \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ , которые существуют до  $\leq 10^7$  лет [13, с. 86]. При отсутствии источников подогрева газа время его охлаждения в КГ и полостях ОВС может быть сравнимо. Данные оценки на 3 порядка меньше возраста галактик  $\sim 10^{10}$  лет. Тем самым, высокая температура газа в КГ может указывать на наличие местных *источников нагрева коронального газа*.

Одним из источников разогрева коронального газа может являться *столкновение магнитосфер дрейфующих НЗ*, которые увлекают за собой ионизованный газ, вмороженный в силовые линии их магнитного поля. Столкновение потоков ионизованного газа приводит к формированию ударных волн, разогревающих его. Так, столкновение газовых атмосфер скоплений галактик приводит к их нагреву, регистрируемому по излучению в рентгеновском диапазоне [6]. Также пульсары, дрейфуя через межзвездный газ, формируют ударные волны, производящие тепловое излучение [3].

Разогреть корональный газ до температуры  $T_k \sim (5 - 10) \cdot 10^6 \text{ К}$  смогут НЗ, дрейфующие со скоростью  $v = (2kT_k/m_p)^{1/2} \approx 300 - 400 \text{ км/с}$ . Большинство пульсаров дрейфуют со скоростью  $\sim 200 \text{ км/с}$  [3]. Линейная скорость вращения галактик  $200 - 250 \text{ км/с}$  [11, с. 341] сравнима с их первой космической скоростью. Так, масса галактик и их корон из-за особенностей распределения скрытой массы, как правило, пропорциональна их радиусу [11, с. 342].

Газ КГ ионизован, что должно приводить к постепенному торможению НЗ (§ 8). В данных условиях может быть рассмотрен механизм разогрева газа магнитосфер НЗ в процессе его аккреции на старые, не активные НЗ в условиях формирования ими *звездного ветра*. Так, температура газа в КГ соответствует энергии протонов  $E_p = 3kT_k/2 \approx 1 \text{ кэВ}$  при их скорости  $v_p = (2E/m_p)^{1/2} \approx 2 \text{ тыс. км/с}$ . Сравнимая скорость несколько тыс. км/с у звездного ветра голубых сверхгигантов [12, с. 66]. При этом звездный ветер создает вокруг голубых сверхгигантов «пузыри» горячего газа – источники рентгеновского излучения [20, с. 699].

Тормозное излучение коронального газа с температурой  $T \sim 10^7 \text{ К}$  при энергии квантов  $E_\gamma \sim 1 \text{ кэВ}$  может вносить вклад в фоновое электромагнитное излучение в соответствующей области (рис. 1). Данную область спектра также могут формировать другие факторы. Так, фоновое субмиллиметровое излучение в области  $\sim 25 \text{ мкм}$  [16] при обратном комптоновском рассеянии на электронах КЛ (§ 4.4) образует излучение с энергией  $E \sim 1 \text{ кэВ}$ .

Поглощение межзвездным газом ионизирующего УФ и рентгеновского излучения согласно формуле Крамерса растет пропорционально кубу длины волны  $\sim \lambda^3$ . В этой связи плотность энергии длинноволнового рентгеновского излучения с энергией  $\leq 1 \text{ кэВ}$  в межгалактической среде может быть существенно выше, чем в галактике. Более надежны оценки на основе коротковолнового рентгеновского излучения с энергией  $> 1 \text{ кэВ}$ . При этом светимость газа в КГ может быть оценена исходя из энерговыделения НЗ в КГ (§ 7.6).

## 7.6. Рентгеновское излучение нейтронных звезд в короне галактики

В спектре интенсивности электромагнитного космического фона в области  $1 \text{ кэВ} - 3 \text{ МэВ}$  наблюдается подъем с экстремумом  $\sim 30 \text{ кэВ}$  (рис. 1), который может быть обусловлен излучением горячего газа в войдах (§ 13). В данную область спектра также вносит вклад обратное комптоновское рассеяние фотонов фонового излучения на электронах метagalacticких КЛ (§ 4.4) и рентгеновская составляющая спектра  $\gamma$ -всплесков НЗ с энергией  $10 - 10^3 \text{ кэВ}$  (§ 7.7). Так, значительная часть рентгеновского фона объясняется суммарным излучением неразрешенных слабых внегалактических источников, находящихся на большом удалении [14, с. 342]. Данные факторы накладывают ограничение на энерговыделение НЗ в КГ:

$$L_\gamma < 4\pi\epsilon_\gamma R_k^2 \quad (21),$$

где  $\epsilon_\gamma$  – плотность энергии фонового рентгеновского излучения;  $R_k$  – радиус короны нашей галактики.

При  $\epsilon_\gamma \sim 10^{-4} \text{ эВ/см}^3$  для  $\geq 1 \text{ кэВ}$  [19, с. 1228];  $R_k = 75 \text{ кпк}$  [19, с. 1215] *рентгеновская светимость короны нашей галактики*  $L_\gamma < 3 \cdot 10^{42} \text{ эрг/с}$ .

НЗ могут подогреть газ в КГ (§ 7.5), т.е. энерговыделение НЗ в КГ можно оценить исходя из периода охлаждения горячего газа в полостях ОВС  $t \leq 10^7$  лет [13, с. 86], чьи характеристики близки к корональному газу. С учетом формулы (20)  $L_\gamma = 3kT_k M_\gamma / 2m_p t \approx 10^{42}$  эрг/с.

Данные оценки <1% светимости нашей галактики в видимом диапазоне  $L_\gamma = N_z L_\odot \sim 4 \cdot 10^{44}$  эрг/с при числе звезд в ней  $N_z \sim 10^{11}$  [11, с. 386]. Масса типичных галактик и их корон на порядок ниже, чем у нашей, т.е. рентгеновская светимость их корон  $\sim 10^{41}$  эрг/с, что может превышать рентгеновскую светимость типичной галактики  $\sim 3 \cdot 10^{39}$  эрг/с [14, с. 390].

Корона нашей галактики может содержать  $N_{Hz} \sim 3 \cdot 10^{11}$  НЗ (§ 7.1). Среднее энерговыделение НЗ в КГ  $W_{Hz} = L_\gamma / N_{Hz} < 10^{31}$  эрг/с согласно оценке (21);  $\sim 3 \cdot 10^{30}$  эрг/с с учетом формулы (20), что согласуется с альтернативной оценкой  $\sim 3 \cdot 10^{30}$  эрг/с (30) (§ 11.1). Тем самым, *НЗ в КГ могут формировать ~1/3 коротковолнового рентгеновского излучения.*

Для сравнения, светимость Солнца  $L_\odot = 4 \cdot 10^{33}$  эрг/с на 3 порядка выше оценки  $\sim 3 \cdot 10^{30}$  эрг/с. Оценки (21) и (30) на 4 порядка меньше минимальной светимости рентгеновских пульсаров  $\sim 10^{35}$  эрг/с [14, с. 356]. Она сравнима со светимостью пульсаров, при которой они выключаются как радиосточники  $L = L_p / \beta \approx 10^{31}$  эрг/с при минимальной радиосветимости пульсаров  $L_p \sim 10^{25}$  эрг/с [14, с. 181];  $\beta_p \sim 10^{-6}$  [14, с. 180] (§ 4.2). Тем самым, *НЗ в КГ не наблюдаемы* непосредственно, но могут проявляться опосредованно, через нагрев коронального газа (§ 7.5) и их суммарные проявления в качестве неразрешенных источников излучения в рентгеновском и  $\gamma$ -диапазоне (§ 7.7).

### 7.7. Гамма-излучение нейтронных звезд в короне галактики

Обнаружена корреляция между ГэВ  $\gamma$ -лучами и распределением скрытой массы [10], концентрирующейся в области филаментов. Источником данного  $\gamma$ -излучения могут являться космические лучи, удерживаемые магнитным полем НЗ в КГ (§ 7.3).

КГ также могут являться источниками МэВ  $\gamma$ -лучей, источником которых являются  $\gamma$ -всплески от НЗ с диапазоном излучения  $10 - 10^3$  кэВ [11, с. 407]. Так, в спектре интенсивности электромагнитного космического фона на частоте  $\nu \sim 10^{20}$  Гц, т.е. при энергии  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma = h\nu \approx 0,4$  МэВ наблюдается незначительный излом (рис. 1). Более выраженный излом в области 0,4 МэВ проявляется в энергетическом спектре части  $\gamma$ -всплесков, связываемый с эмиссионными линиями, возникающими при аннигиляции электрон-позитронных пар, испытывающих сильное красное смещение в гравитационном поле НЗ [11, с. 407]. Спектральный индекс МИГИ меняется при энергии  $\sim 3$  МэВ [11, с. 406]. Сравнимая энергия, достигающая несколько МэВ, наблюдается в излучении  $\gamma$ -всплесков [11, с. 407]. Данные факты могут указывать на присутствие НЗ в КГ, генерирующих  $\gamma$ -всплески, которые могут вносить вклад в фоновое излучение в области  $\leq 3$  МэВ.

Источниками  $\gamma$ -всплесков являются НЗ, в том числе в тесных двойных системах *за пределами диска галактики* [11, с. 407], где также располагаются барстеры и транзиенты – источники импульсного рентгеновского излучения. Старые НЗ в двойных системах за счет аккреции поддерживают магнитное поле дольше, чем изолированные пульсары, благодаря чему эффективнее тормозятся средой. При этом НЗ в двойных системах, выброшенных взрывами сверхновых из галактики, могут осесть в ее гало и короне (§ 9).

Полная энергия  $\gamma$ -всплесков достигает  $W_\gamma \leq 10^{40}$  эрг; интервал между ними  $\tau \geq 10 - 100$  лет [11, с. 407], т.е. усредненная светимость подобных НЗ:  $L_\gamma = W_\gamma / \tau \leq 3 \cdot 10^{30} - 3 \cdot 10^{31}$  эрг/с. Доля источников  $\gamma$ -всплесков среди наблюдаемых пульсаров  $\sigma \sim 40\%$  [13, с. 280], т.е. возможное среднее энерговыделение НЗ в КГ:  $W_{Hz} = \sigma L_\gamma \leq 10^{30} - 10^{31}$  эрг/с, что сопоставимо с другими оценками  $\sim 3 \cdot 10^{30}$  эрг/с (§ 7.6); (§ 11.1).

Энерговыделение НЗ пропорционально потоку выпадающего вещества. Минимальную светимость рентгеновских пульсаров в условиях аккреции  $\sim 10^{35}$  эрг/с поддерживает поток вещества  $\sim 10^{-11} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  [14, с. 359]. Соответственно, энерговыделение НЗ в КГ  $W_{\text{нз}} \sim 10^{30} - 10^{31}$  эрг/с обеспечит аккреция  $10^{-16} - 10^{-15} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . Столь слабая интенсивность аккреции на НЗ в КГ объяснима разреженностью коронального газа.

### 8. Торможение дрейфующих пульсаров межзвездной средой

Дрейфуя через межзвездный газ со скоростью  $v \sim 1100$  км/с пульсар PSR J0002+6216 образует ударную волну, производящую шлейф теплового радиоизлучения [3]. Согласно данным обсерватории Спектр РГ пульсар PSR B1509-58, дрейфующий со сравнимой скоростью, увлекает туманность, излучающую в рентгеновском диапазоне. Так, столкновение увлеченного магнитосферой пульсара ионизованного газа с межзвездной средой образует ударную волну, которая разогреет газ до температуры  $T \sim mv^2/2k \approx 7 \cdot 10^7$  К, вызывая рентгеновское излучение с энергией  $E = 3kT/2 \approx 10$  кэВ.

Магнитное поле пульсаров взаимодействует с ионизованным газом. Значительные области межзвездной среды наполняет нейтральный водород [13, с. 86]. Однако в области ударной волны горячий газ сильно ионизован, т.е. его динамическое давление затормозит дрейфующий пульсар. Так, в скоплении сталкивающихся эллиптических галактик Abell 3827 наблюдается пространственное смещение ореола скрытой массы одной из галактик относительно своих звезд [7]. Корональный газ и НЗ могут примерно в равных долях формировать массу КГ (§ 7.1), т.е. столкновение КГ может тормозить их газ и НЗ и, как следствие, сами КГ.

Кинетическая энергия дрейфующего пульсара из-за торможения газом может снизиться на величину, сравнимую с энергией его магнитного поля, обусловленную вращением звезды. Энергия вращения пульсара:

$$W_{\text{в}} = 2I_{\text{ш}}(\pi\omega/T)^2 \quad (22),$$

где  $I_{\text{ш}}$  – безразмерный момент инерции шара;  $T$  – период пульсара.

Безразмерный момент инерции шара  $I_{\text{ш}} = 0,4$ ; у дрейфующего пульсара PSR J0002+6216 период  $T \sim 0,11$  с [3]; у PSR B1509-58 период  $\sim 0,14$  с. Энергия вращения пульсаров  $W_{\text{в}} \approx (1 - 2) \cdot 10^{48}$  эрг.

У пульсаров массой  $m_{\text{нз}} \sim 1,5 M_{\odot}$  [12, с. 69], дрейфующих со скоростью  $v \sim 10^6$  м/с [3], кинетическая энергия  $W_{\text{к}} = m_{\text{нз}}v^2/2 \approx 2 \cdot 10^{49}$  эрг, что на порядок выше оценки (22). Остаточной энергии вращения молодого пульсара не достаточно для его заметного торможения средой.

При максимальном наблюдаемом периоде радиопулсара  $T \sim 4,3$  с [14, с. 180] энергия его вращения всего  $W_{\text{в}} \approx 10^{45}$  эрг. Вместе с тем, пульсары ускоряют свое вращение при аккреции вещества [14, с. 361]. Энергия вращения НЗ трансформируется в энергию магнитного поля, т.е. магнитное поле дрейфующих пульсаров может поддерживаться за счет аккреции окружающего газа. Данный процесс может происходить как при аккреции газа ОВС, так и газа ударной волны вокруг пульсара, дрейфующего в межзвездной среде. При этом энергия, тратящаяся на торможение пульсара, может быть сравнима с мощностью его излучения.

Так, дрейфующий в туманности пульсар PSR B1509-58 с периодом  $\sim 0,14$  с, излучает в оптическом, рентгеновском и  $\gamma$ -диапазоне при светимости  $\sim 4 \cdot 10^{35}$  эрг/с. Дрейфующий пульсар PSR J0002+6216 с периодом  $\sim 0,11$  с является источником радио- и  $\gamma$ -излучения [3]. Светимость пульсара PSR 0933-45 с близким периодом 0,09 с, также излучающего в радио- и  $\gamma$ -диапазонах, не входящего в двойную систему  $L \sim 7 \cdot 10^{34}$  эрг/с [19, с. 1211]. При начальной кинетической энергии дрейфующих пульсаров  $W_{\text{к}} \sim 2 \cdot 10^{49}$  эрг период их торможения сре-

дой  $t \sim W_k/L \sim (2 - 10) \cdot 10^6$  лет, что сравнимо с характерным временем жизни радиопульсаров  $(2 - 3) \cdot 10^6$  лет [14, с. 181].

Оценим период торможения пульсара исходя из величины магнитного поля на его поверхности. Динамическое давление во фронте ударной волны:

$$p = \kappa \rho v^2 \quad (23),$$

где  $v$  – скорость потока;  $\rho$  – плотность газа;  $\kappa$  – коэффициент рассеяния; при неупругом рассеянии  $\kappa \sim 1$  [13, с. 12].

Давление газа на магнитосферу дрейфующего пульсара с радиусом магнитосферы  $R_m$  придаст ему ускорение:

$$a = \pi r (\chi R_m)^2 / m^* \quad (24),$$

где  $m^*$  – масса пульсара с учетом газа, увлекаемого его магнитосферой;  $\chi$  – коэффициент вытягивания магнитосферы вдоль направления дрейфа.

Эффективный радиус магнитосферы пульсара, оказывающей сопротивление давлению среды, определяется величиной магнитного поля пульсара  $B$  на удалении  $R_m = B_0 r_0 / B$  (4). При равенстве  $\omega m = p$  соотношение Беннетта (1) представимо в виде  $B = (2\mu_0 r)^{1/2}$ , из чего следует  $R_m^2 = (B_0 r_0)^2 / 2\mu_0 r$ , с учетом чего соотношение (24) представимо в виде:

$$a = \pi (\chi B_0 r_0)^2 / m^* 2\mu_0 \quad (25).$$

Дрейфующий пульсар PSR J0002+6216 имеет вытянутый хвост [3], что соответствует  $\chi \sim 0,1$ . При  $m^* \sim 1,8 M_\odot$  (§ 2);  $r_0 \sim 10$  км [13, с. 281];  $B_0 \geq 10^9$  Гс [12, с. 683] пульсар затормозит с ускорением  $a \geq 10^{-8}$  м/с<sup>2</sup>.

При скорости дрейфа пульсаров  $v \sim 10^6$  м/с [3] время их торможения межзвездной средой  $t \sim v/a \leq 3 \cdot 10^6$  лет, что сравнимо с предыдущей оценкой  $(2 - 10) \cdot 10^6$  лет. За этот период пульсар покроеет расстояние до  $S \sim vt/2 \leq 5$  кпк, сравнимое с радиусом диска галактики  $\sim 10$  кпк, т.е. пульсар успеет переместиться в ее гало. При этом скорость дрейфа пульсара может упасть до скорости, наблюдаемой у большинства пульсаров  $\sim 2 \cdot 10^5$  м/с [3]. При данной скорости пульсар покроеет расстояние  $S \leq 1$  кпк.

Исследование  $\gamma$ -всплесков, связываемых с НЗ, показывает, что их источники заполняют в галактике область в виде толстого диска с высотой ср. границы над галактической плоскостью  $1 - 2$  кпк [11, с. 407], т.е. *пульсары могут дрейфовать из диска галактики в ее гало*.

По окончании времени жизни радио-пульсара магнитное поле на его поверхности падает ниже критического. При зависимости  $a \sim B_0^2$  (25) это существенно снизит ускорение торможения НЗ средой. Магнитное поле не активных НЗ в КГ  $B_0 \sim 3 \cdot 10^7$  Гс сравнимо с магнитным полем белых карликов (§ 7.2) при  $a \approx 10^{-10}$  м/с<sup>2</sup>. Время торможения:  $t \approx 3 \cdot 10^8$  лет. При отсутствии торможения НЗ гравитацией галактики в условиях дрейфа вдоль направления вращения диска, при скорости дрейфа  $v \sim 2 \cdot 10^5$  м/с пройденное НЗ расстояние  $S \sim vt/2 \approx 30$  кпк, что втрое меньше радиуса КГ  $\sim 0,1$  Мпк [12, с. 81]. В случае радиального движения НЗ от галактики в направлении КГ, гравитация затормозит НЗ при скорости  $v \leq 330$  км/с (6). Тем самым, при отсутствии прочих факторов, поддерживающих скорость дрейфа НЗ, они не достигнут внешней границы галактической короны.

Пульсары, выброшенные взрывами сверхновых из вращающегося галактического диска, сохраняют свою линейную скорость и на его периферии, что согласуется с распределением скрытой массы в галактиках. Так, для кривых вращения спиральных галактик характерно сохранение линейной скорости при удалении от центра [11, с. 389]. Сходная слабая зависимость скорости вращения от расстояния наблюдается в их коронах [11, с. 342].

## 9. Особенности дрейфа пульсаров в двойных системах

Ок. 4% пульсаров входят в *двойные системы* [14, с. 180]. НЗ в составе двойных систем обнаружены в гало галактики, в том числе *барстеры* – тесные двойные системы, включаю-

щие НЗ и звезду – карлика, принадлежащие к сферической подсистеме галактики [11, с. 180-181]. Кроме того, источники  $\gamma$ -всплесков – НЗ, в том числе в двойных системах, заполняют в галактике область в виде толстого диска, превышающего по ширине звездный диск [11, с. 407].

Пульсар, образующий тесную двойную систему со звездой меньшей массы (карлик), увлечет ее своей гравитацией, если при взрыве сверхновой он приобретет ускорение, меньшее ускорения свободного падения звезды. С учетом массы карлика расчет скорости пульсара (5) представим в виде:

$$v = v_{sm}/(m_{нз} + m + m_k) \quad (26),$$

где  $m_k$  – масса звезды (карлика).

С учетом предыдущих оценок (§ 2) при  $m_k \leq M_{\odot}$  скорость пульсара в двойной системе  $v \leq 10^6$  м/с.

Радиус оболочки сверхновой в начальной фазе адиабатической стадии расширения  $R_s \sim 2,5$  пк [13, с. 477]; ускорение пульсара  $a = v^2/2R_s \leq 10^{-5}$  м/с<sup>2</sup>. Ускорение свободного падения на НЗ  $g = Gm_{нз}/R_o^2$ . Исходя из критерия  $a \leq g$  возможный радиус орбиты двойной системы:

$$R_o \leq (Gm_{нз}/a)^{1/2} \quad (27).$$

При  $a \leq 10^{-5}$  м/с<sup>2</sup> радиус орбиты двойной системы  $R_o \leq 5 \cdot 10^{12}$  м, т.е. менее 30 а.е., что удовлетворяет критерию устойчивости орбит двойных звезд  $R_o \leq 10^4$  а.е. [11, с. 563].

Ускорение торможения пульсара растет пропорционально квадрату его магнитного поля  $a \sim B_o^2$  (25), т.е. рентгеновские пульсары будут более эффективно тормозиться окружающим газом, чем старые, не активные НЗ. В этих условиях НЗ в двойных системах могут концентрироваться в пределах гало галактики и основания ее короны, что подтверждает наблюдаемая локализация барстеров и  $\gamma$ -всплесков.

## 10. Дрейф пульсаров под давлением галактических космических лучей

Плотность энергии галактических КЛ  $\sim 1$  эВ/см<sup>3</sup> [12, с. 471] на порядок выше, чем метагалактических КЛ  $\sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> (§ 4). В условиях подобного градиента давление галактических КЛ на магнитосферы пульсаров может способствовать их дрейфу из галактики.

### 10.1. Дрейф пульсаров под давлением космических лучей сверхновых

Перемещению пульсаров из дисков галактик в их короны в условиях их динамического торможения газовой средой может способствовать давление КЛ на магнитосферы НЗ. Оценим энерговыделение галактики в виде КЛ  $L_c$ , при котором давление КЛ на магнитосферы пульсаров компенсирует ее гравитацию. Сила гравитационного притяжения  $N$  пульсаров массой  $m_p$ , находящихся на удалении  $h$  от центра галактики массой  $M_g$ :  $F_g = GM_g N m_p / h^2$ . Пульсары будут удаляться, если сила гравитации меньше силы давления КЛ, излучаемых галактикой:  $F_{кл} \geq F_g$ . Поток КЛ интенсивностью  $L$  рассеется магнитным полем пульсаров в пределах магнитосферы сечением  $\sigma$  при суммарной площади сечений  $N\sigma$ :  $F_{кл} = L(N\sigma)/4\pi ch^2$ . Условие  $F_{кл} = F_g$  сводится к соотношению  $L_c \sigma / 4\pi c = GM_g m_p$ . С учетом  $\sigma = \pi R_m^2$  критическая мощность энерговыделения КЛ галактикой:

$$L_c = 4cGM_g m_p / R_m^2 \quad (28),$$

где  $R_m$  – радиус магнитосферы пульсара.

В современных спиральных галактиках звездообразование происходит преимущественно в дисках [11, с. 388], где рождаются пульсары. Эффективную площадь рассеяния КЛ магнитосфер пульсаров в диске ограничивает среднее расстояние между ними.

Обнаружено  $\sim 10^3$  НЗ [13, с. 280]; по данным каталога ATNF (за 2011 г.)  $N \sim 2 \cdot 10^3$ . Общее число НЗ в галактике может достигать  $N' \sim 2,4 \cdot 10^4$  [26]. Так, характерная ширина (длитель-

ность) импульса пульсара  $\delta \sim 0,01 - 0,1$  его периода при средней величине  $\delta \sim 0,04$  [14, с. 180]; т.е. доля обнаружимых пульсаров, чье узконаправленное излучение окажется направлено в сторону Земли:  $2\delta \sim 0,08$ . Возможное число НЗ  $N' \sim N/2\delta \approx 2,5 \cdot 10^4$ .

При радиусе нашей галактики  $R_g \sim 15$  кпк [11, с. 387] среднее расстояние между НЗ в ее диске  $R \sim (\pi R_g^2 D/N')^{1/3} \approx 0,4$  кпк сравнимо с масштабом неоднородностей магнитного галактического поля согласно наблюдениям за пульсарами  $< 1$  кпк [14, с. 181]. Средний радиус их магнитосфер  $R_m \sim R/2 \approx 0,2$  кпк.

Для сравнения, согласно соотношению  $B = (2\mu_0 \epsilon)^{1/2}$  (1) галактические КЛ (протоны) с плотностью энергии  $\epsilon \sim 1$  эВ/см<sup>3</sup> удержит магнитное поле  $B \approx 0,4$  мкГс. Согласно  $R = B_0 \rho_0 / B$  (4) при  $B_0 \geq 10^9$  Гс [12, с. 683];  $\rho_0 \sim 10$  км [13, с. 281] магнитное поле пульсара ослабнет до  $B \sim 0,4$  мкГс на удалении  $R \geq 10$  кпк, что минимум на два порядка выше оценки  $R_m \sim 0,2$  кпк. Тем самым, эффективный радиус магнитосфер НЗ ограничивает их концентрация.

При  $m_p \sim 1,5 \cdot M_\odot$  [12, с. 69];  $M_g \sim 2 \cdot 10^{11} M_\odot$  [11, с. 389] согласно формуле (28) критическое энерговыделение КЛ галактикой:  $L_c \approx 10^{40}$  эрг/с.

Светимость сверхновых в галактике  $L_{св} \sim 10^{40} - 3 \cdot 10^{42}$  эрг·с<sup>-1</sup> [2, с. 474]. Так, при средней частоте взрывов сверхновых в галактике  $\nu_{св}$  и их энерговыделении  $W_{св}$  интенсивность их излучения в виде КЛ:

$$L_{св} = W_{св} \nu_{св} \quad (29).$$

При  $\nu_{св} \sim 0,05$  год<sup>-1</sup> [19, с. 1212] и среднем энерговыделении сверхновых  $\sim 3 \cdot 10^{50}$  эрг/с [13, с. 433] средняя мощность энерговыделения КЛ галактикой  $L_{св} \approx 6 \cdot 10^{41}$  эрг/с, что почти на два порядка выше критического энерговыделения  $L_c \sim 10^{40}$  эрг/с согласно оценке (28). Тем самым, *пульсары в диске галактики могут ускоряться под давлением КЛ сверхновых.*

Под давлением КЛ пульсары могут приобрести ускорение  $a = g L_{св} / L_c$ , где  $g = GM_g / h^2$  – ускорение свободного падения. У нашей галактики масса диска  $M_g \sim 10^{11} M_\odot$ ; его радиус  $h \sim 10$  кпк [11, с. 387] при  $g \approx 1,5 \cdot 10^{-10}$  м/с<sup>2</sup>. При  $L_{св} / L_c \approx 60$  ускорение пульсара  $a \approx 10^{-8}$  м/с<sup>2</sup>, что сравнимо с ускорением его торможения межзвездным газом  $a \sim 10^{-8}$  м/с<sup>2</sup> (§ 8). *Пульсары, ускоренные взрывами сверхновых, могут поддерживать приобретенную ими скорость в условиях торможения межзвездной средой за счет давления космических лучей сверхновых.*

## 10.2. Ускорение нейтронных звезд потоком плазмы джетов

Потоки ионизованного газа, прецессируя в магнитном поле, включая КЛ, движутся вдоль его силовых линий. Так, анизотропия КЛ совпадает с направлением галактического магнитного поля, указывая на их вытекание из галактики [12, с. 474]. Сходный механизм реализуется при образовании *джетов* – релятивистских потоков плазмы (КЛ), выбрасываемых из галактик с активными ядрами. При этом потоки КЛ, движущиеся вдоль силовых линий галактического магнитного поля, могут увлекать НЗ. В свою очередь, магнитосферы дрейфующих НЗ способны увлекать ионизованный газ. Так, согласно данным обсерватории Спектр РГ, пульсар В1509-58 дрейфует вместе с туманностью, излучающей в рентгеновском диапазоне.

В джетах наблюдаются вращающиеся по спирали (прецессирующие) комки плазмы. Сгустки плазмы джетов излучают в *радио- и рентгеновском* диапазоне, что характерно для синхротронного излучения пульсаров, обусловленного движением КЛ в их магнитном поле, и может указывать на присутствие НЗ. Например, в джете галактики М87 магнитное поле в рентгеновском узле HST-1 достигает 420 мкГс; в узле А – 230 мкГс [27]. Сравнимой величины  $\sim 100$  мкГс магнитное поле достигает в радио-облаках, образуемых джетами в коронах радиогалактик [14, с. 213-214]. При этом источниками радиоизлучения в коронах радиогалактик могут являться нейтронные звезды, активизирующиеся при аккреции газа джетов (§ 7.4).

В джетах микроквара SS 433 согласно доплеровскому уширению спектральных линий температура плазмы  $\sim 10^4$  эВ [28]. Согласно параметрам синхротронного излучения джета

квара 3C 273 частицы в нем ускоряются до энергии от  $\sim 10^{16}$  эВ до  $10^{19}$  эВ [29]. Столь высокая разница энергии КЛ и температуры газа джетов может указывать на нетепловой механизм их ускорения, связанный с присутствием НЗ. Кроме того, за счет теплового излучения газ джетов должен остывать, что указывает на присутствие местных источников его разогрева. Это дает основания полагать, что *сгустки горячей плазмы джетов, выбрасываемых из активных ядер галактик, формируются магнитосферами нейтронных звезд.*

Увлеченная потоком плазмы джета НЗ может сильно ускориться. Массу вещества, выпадающего на НЗ, ограничивает предел ее устойчивости. Выпадение вещества массой  $\sim M_{\odot}$  приведет к гравитационному коллапсу НЗ в черную дыру [14, с. 361]. Скорость джетов сравнима со скоростью света  $v_d \leq c$  [20, с. 922], т.е. согласно формуле (5) НЗ может достичь скорости  $v \leq 10^8$  м/с, после чего она превратится в черную дыру.

## 11. Взаимное отталкивание пульсаров под давлением их излучения

Как показывают расчеты, пульсары могут взаимно отталкиваться за счет излучения ими КЛ и потоков плазмы, рассеиваемых магнитосферами окружающих НЗ.

### 11.1. Взаимное отталкивание нейтронных звезд в коронах галактик

Старые НЗ, затормозившие в КГ (§ 8) в условиях их гравитации, могут удерживаться в КГ вследствие взаимного отталкивания за счет излучения потоков плазмы, рассеиваемых магнитосферами окружающих НЗ. Так, аккреция газа на старые НЗ, не проявляющие себя как пульсары, может формировать *звездный ветер*, разогревающий корональный газ (§ 7.5).

Масса КГ, подобно массе галактик возрастает пропорционально их радиусу [11, с. 342], т.е. НЗ могут заполнять всю область КГ. Сила давления потоков плазмы, суммарно излучаемых НЗ  $F_{кл} = 2LN/v$ , может уравновесить гравитационное притяжение КГ  $F_g = GM_{кнз}/R_{к}^2$ . В условиях взаимной компенсации данных сил  $F_{кл} = F_g$  критическое энерговыделение НЗ в виде потока плазмы, которое удержит их в галактической короне:

$$L_c = GM_{кнз}v/2R_{к}^2 \quad (30),$$

где  $M_{к}$  – масса короны типичной галактики;  $R_{к}$  – ее радиус;  $v$  – скорость звездного ветра НЗ.

Температуре газа в КГ соответствует скорость протонов  $v_p \sim (2kT/mp)^{1/2} \approx 2$  тыс. км/с (§ 7.5). При  $m_{нз} \sim 1,5 M_{\odot}$  [12, с. 69];  $R_{к} \sim 0,1$  Мпк [13, с. 81];  $M_{к} \sim 10^{11} M_{\odot}$  среднее *энерговыделение нейтронной звезды в короне галактики в виде звездного ветра*  $L_c \approx 3 \cdot 10^{30}$  эрг/с, что согласуется с альтернативной оценкой  $\sim 3 \cdot 10^{30}$  эрг/с (§ 7.6).

### 11.2. Взаимное отталкивание пульсаров в однородной среде

В эпоху молодых галактик при  $z_2 \sim 17,5$  их короны могли быть слиты в достаточно однородную среду (§ 5). При этом давление КЛ, излучаемых рентгеновскими пульсарами и рассеиваемых их магнитосферами, могло приводить к взаимному отталкиванию НЗ.

Сила давления КЛ одного рентгеновского пульсара на магнитосферы  $N$  окружающих пульсаров сечением  $\sigma$  каждая  $F_{кл} = L(N\sigma)/4\pi cR^2$  равна силе давления их КЛ суммарной интенсивностью  $LN$ , рассеиваемых исходным пульсаром  $F'_{кл} = (LN)\sigma/4\pi cR^2$ . При  $F'_{кл} = F_{кл}$  суммарная сила давлений  $F_{кл} + F'_{кл} = 2F_{кл}$ . Сила гравитационного притяжения данным пульсаром  $N$  окружающих пульсаров  $F_g = GNm_{п}^2/R^2$ , из чего следует соотношение  $Lc\sigma/2\pi c = GM_{г}^2$ . С учетом  $\sigma = \pi R_{м}^2$ , при радиусе магнитосфер пульсаров  $R_{м}$ , критическая интенсивность излучения ими КЛ в однородной среде:

$$L_c = 2cG \cdot (m_{п}/\delta_{п}R_{м})^2 \quad (31),$$

где  $\delta_{п}$  – массовая доля пульсаров в среде.

При однородном распределении НЗ радиус их магнитосфер ограничен расстоянием между ними. Исходя из скрытой массы КГ, с учетом массы коронального газа, среднее расстояние между НЗ в КГ  $R \sim 14$  пк (§ 7.1); средний радиус их магнитосфер  $R_m \sim R/2 \approx 7$  пк. При  $m_p \sim 1,5 M_\odot$  [12, с. 69] и  $\delta p \sim 0,38$  (§ 6.3) критическое энерговыделение пульсаров КЛ  $L_c \approx 2 \cdot 10^{33}$  эрг/с, что на три порядка меньше возможной средней светимости пульсаров  $\sim 10^{36}$  эрг/с в эпоху  $z_2$  (§ 4.2). *Взаимное отталкивание рентгеновских пульсаров за счет излучения КЛ могло способствовать их дрейфу из молодых галактик, а также их однородному распределению в пространстве.*

По мере оседания галактического ветра из корон галактик, вышедших из яркой фазы, аккреция газа на НЗ ослабла, так что они прекратили свою активность в качестве пульсаров. Вместе с тем, остаточное магнитное поле НЗ в КГ  $\sim 3 \cdot 10^7$  Гс (§ 7.2) способствовало рассеянию метагалактических КЛ. Короны молодых галактик могли разделиться в эпоху  $z \sim 9$  (§ 5). При этом *рассеяние КЛ остаточным магнитным полем НЗ в коронах молодых галактик могло способствовать их разделению.*

## 12. Формирование нейтронными звездами скоплений и кластеров

Около скоплений галактик обнаружены сгустки скрытой массы массой  $10^6 - 10^9 M_\odot$  [9], сравнимой с массой сверхмассивной *черной дыры* (ЧД) в центре галактики M87 массой  $6,5 \cdot 10^9 M_\odot$  [30]. Это также сравнимо с массой компактных источников излучения в центрах галактик, включая нашу  $\sim 10^6 M_\odot$  [11, с. 392], и крупных шаровых скоплений массой до  $10^6 M_\odot$  [12, с. 65]. Это может указывать на способность НЗ к конденсации в скопления и кластеры, крупнейшие из которых могут образовывать сверхмассивные ЧД. В основе данного эффекта может лежать динамическое торможение дрейфующих пульсаров окружающей средой (§ 8), которое может сопровождаться их взаимным гравитационным притяжением.

### 12.1. Формирование в центре галактики кластера пульсаров

Галактический центр масштаба 1 пк – источник рентгеновского, радио- и  $\gamma$ -излучения [11, с. 390], который содержит скопление из дюжины рентгеновских источников [11, с. 391]. Интенсивное звездообразование в центре галактики приводит к частым взрывам сверхновых и образованию пульсаров, так что в нем допускается существование как сверхмассивной ЧД, так и скоплений НЗ [11, с. 392], а также скопления ЧД [31].

Из-за динамического торможения пульсаров межзвездной средой (§ 8), под действием гравитации они могут формировать скопления. При высокой концентрации пульсаров согласно зависимости  $L_c \sim 1/R_m^2$  (28); (31) они не смогут взаимно отталкиваться за счет излучения КЛ, так что их скопление может сжаться (коллапсировать) под действием гравитации в компактный *кластер*. Так, необычный характер радио-, рентгеновского и  $\gamma$ -излучения в центре галактики [11, с. 392], включающий вспышки излучения [11, с. 391], может указывать на присутствие неразрешенных объектов.

В центре галактики масса пульсаров может быть сопоставима с массой окружающих звезд, так что НЗ могут формировать достаточно однородную среду. Исходя из расстояния между пульсарами  $r = 2R_m$  из формулы (31) следует оценка минимальной дистанции взаимного отталкивания пульсаров:

$$r_c = m_p / \delta n_c \cdot (cG / 2L_p)^{1/2} \quad (32),$$

где  $\delta n_c$  – массовая доля НЗ в их скоплении.

При максимальной светимости рентгеновских пульсаров  $L_p \leq 10^{39}$  эрг/с [14, с. 357] и  $\delta n_c \sim 0,5$  минимальная дистанция их взаимного отталкивания  $r_c \approx 6 \cdot 10^{13}$  м, т.е.  $2 \cdot 10^{-3}$  пк. Критическая концентрация пульсаров:  $n_c \sim 1/r_c^3 \approx 10^8$  пк $^{-3}$  сравнима с концентрацией звезд в цен-

тре галактики  $n_3 \geq 3 \cdot 10^7 \text{ пк}^{-3}$  [11, с. 390], которая на 8 порядков выше, чем в диске  $n_d \sim 1 \text{ пк}^{-3}$  [11, с. 387] при массовой доле НЗ в скоплении  $\delta_{nc} = n_{стп}/(n_3 M_\odot + n_{стп}) \leq 0,8$ .

При расстоянии  $\leq 10^4$  а.е. ( $5 \cdot 10^{-2}$  пк) звезды образуют двойные системы [11, с. 563], т.е. в центрах галактик образуются тесные кратные системы, связанные между собой гравитацией, в том числе формирующие скопления. Масса шаровых звездных скоплений достигает  $\leq 10^6 M_\odot$  [12, с. 65]. Компактный источник излучения SgrA\* в центре нашей галактики обладает сравнимой массой  $M \sim 4,2 \cdot 10^6 M_\odot$  [32]. Радиус шарового скопления, содержащего НЗ, который мог коллапсировать в источник SgrA\*:  $R_c = (3M/4\pi n_{стп})^{1/3} \approx 0,2 \text{ пк}$ .

Если концентрация НЗ в скоплении выше критической величины, под действием гравитации оно может коллапсировать в кластер. Компактный источник SgrA\* массой  $M \sim 4,2 \cdot 10^6 M_\odot$  [32] имеет радиус  $R \sim 10^{-4} \text{ пк}$  [11, с. 391], что в  $\sim 200$  раз выше его гравитационного радиуса  $r_g = 2GM/c^2 \approx 4 \cdot 10^{-7} \text{ пк}$ . Это свидетельствует в пользу того, что SgrA\* является кластером, включающим до  $N \sim M/m_{нз} \approx 3 \cdot 10^6$  НЗ при их концентрации  $n \sim N/r^3 \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ пк}^{-3}$ , что на 10 порядков выше критерия  $n_c \sim 10^8 \text{ пк}^{-3}$  (§ 12.1). Так, по некоторым оценкам, вследствие динамического трения в центральной парсеке галактики могло осесть  $2 \cdot 10^4$  ЧД [31]. В молодых галактиках темп звездообразования мог на два порядка превышать современный (§ 6.5), т.е. число осевших НЗ и ЧД может достигать  $\sim 10^6$ .

Возможная средняя дистанция между НЗ в SgrA\*:  $d \sim 1/3 \sqrt{n} \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ м}$ , что на 6 порядков больше радиуса НЗ  $r_{нз} \sim 10^4 \text{ м}$  [13, с. 281] и более чем на порядок выше типичного радиуса звезд  $r_z \sim 10^9 \text{ м}$ . Минимальная удаленность двойных звезд в тесных системах ограничена их радиусом  $\sim 10^9 \text{ м}$  [11, с. 563]. Тем самым, НЗ могут формировать друг с другом и звездами тесные двойные системы, являясь рентгеновскими пульсарами и источниками  $\gamma$ -всплесков.

Средняя скорость движения НЗ в кластере  $v_{нз} \sim (Gm_{нз}/d)^{1/2} \approx 10^5 \text{ м/с}$ . Длина свободного пробега  $l_{нз} \sim 1/n_{стп} \approx 10^6 \text{ пк}$ , где  $n_{стп} \sim \pi n_z^2$ , что на 10 порядков выше радиуса SgrA\*. Период пробега НЗ в кластере  $t \sim l_{нз}/v_1 \approx 10^{10}$  лет, что сравнимо с возрастом галактики, т.е. существенная часть НЗ из-за столкновений могла слиться в ЧД. Тем самым, SgrA\* может являться скоплением ЧД с вкраплением старых НЗ, излучающих за счет аккреции.

Если источник SgrA\* является кластером, то пролетающие сквозь него звезды могут сталкиваться с НЗ и ЧД. Например, вращающаяся вокруг SgrA\* звезда S62 приближается к его центру масс на расстояние 16 а.е. ( $0,8 \cdot 10^{-4} \text{ пк}$ ) [32], что сравнимо с радиусом SgrA\*  $\sim 10^{-4} \text{ пк}$  [11, с. 391]. Длина свободного пробега звезды типа Солнца с площадью поверхности  $\sigma_z \sim \pi r_z^2$  в кластере  $l_z = 1/n_{стп} \approx 10^{-4} \text{ пк}$ , что также сравнимо с радиусом SgrA\*. Пролетая сквозь кластер и сталкиваясь с НЗ и ЧД, за счет аккреции звезды будут формировать всплески излучения, постепенно разрушаясь. Звезды, захваченные гравитацией кластера, чье вещество аккрецирует на НЗ и ЧД, могут служить источником энергии его излучения.

Светимость источника SgrA\*  $L^* \sim (1 - 3) \cdot 10^7 L_\odot$  [11, с. 391], т.е.  $\sim 10^{41}$  эрг/с сравнима со светимостью  $N_{п} = L^*/L_\gamma \sim 10^6$  рентгеновских пульсаров при их минимальной светимости  $L_\gamma \sim 10^{35}$  эрг/с [14, с. 356], т.е. SgrA\* может содержать  $N \sim 10^6$  НЗ и ЧД. Минимальную светимость рентгеновского пульсара  $\sim 10^{35}$  эрг/с обеспечит аккреция вещества  $\Delta M/\Delta t \sim 10^{-11} M_\odot \text{ год}^{-1}$  [14, с. 359] при частоте поглощения SgrA\* звезд  $N_{п} \Delta M/\Delta t \sim 10^{-5} M_\odot \text{ год}^{-1}$ .

За время жизни галактики  $t \sim 10^{10}$  лет на одну НЗ (ЧД) выпадет вещество средней массой  $M_1 = \Delta M t/\Delta t \approx 0,1 M_\odot$ . В яркой фазе молодых галактик светимость НЗ может обеспечить выпадение сравнимой массы  $M_0 \sim 0,07 M_\odot$  (§ 4.2). При коллапсе скопления НЗ в кластер каждая может поглотить вещество звезд средней массы  $M_2 = M_\odot n_c/n_3 \approx 0,3 M_\odot$ . Суммарная масса выпавшего на НЗ вещества на момент коллапса в кластер  $M_0 + M_1 + M_2 \approx 0,5 M_\odot$ , что

вдвое ниже массы  $\sim M_{\odot}$ , выпадение которой превысит предел устойчивости НЗ и приведет к гравитационному коллапсу в ЧД [14, с. 361].

Галактики с АЯ могут излучать за счет аккреции на кластер НЗ и ЧД окружающего вещества (§ 12.2), т.е. звезд, захваченных его гравитацией. В подобных галактиках с АЯ основная часть НЗ может коллапсировать в ЧД. Подобный механизм может способствовать *активизации ядер галактик*. Доля наблюдаемых галактик с АЯ дая  $\sim 1\%$  [20, с. 922]. Активность ядра связывается с повышенной массой [14, с. 484], т.е. кластеры НЗ и ЧД, возможно, формируются не во всех галактиках, а массой  $\geq 10^{11} M_{\odot}$ .

Источник SgrA\* может *вращаться*. Так, газопылевое кольцо радиусом  $R_0 \sim 2$  пк в центре нашей галактики вращается вокруг области массой  $\sim 5 \cdot 10^6 M_{\odot}$  со скоростью  $v \sim 80$  км/с [11, с. 391]. Скорость вращения центральных областей галактик пропорциональна радиусу  $v \sim R$  [11, с. 342]. Скопление НЗ радиусом  $R_c \sim 0,2$  пк, из которого мог образоваться источник SgrA\* (§ 12.1), изначально могло вращаться со скоростью  $v \sim vR_c/R_0 \approx 8$  км/с.

В силу закона сохранения момента количества движения, скопление НЗ при гравитационном коллапсе образует быстро вращающийся компактный кластер. Если радиус кластера сравним с радиусом SgrA\*:  $R \sim 10^{-4}$  пк [11, с. 391], скорость его вращения при коллапсе скопления НЗ достигнет  $v = vR_0/R \approx 1,6 \cdot 10^4$  км/с, что сравнимо с первой космической скоростью  $v_1 = (GM/R)^{1/2} \approx 1,4 \cdot 10^4$  км/с для SgrA\*. Тем самым, *вращение кластера НЗ и ЧД может препятствовать его гравитационному коллапсу в одну ЧД*.

## 12.2. Формирование из кластеров нейтронных звезд черных дыр

Если радиус кластера окажется сравним с гравитационным радиусом, то *искривление пространства его гравитацией сформирует сверхмассивную черную дыру*. Масса ЧД возрастает пропорционально ее радиусу  $M \sim R$ . Масса обычного вещества сравнимой плотности растет пропорционально кубу радиуса  $M \sim R^3$ . Тем самым, кластеры НЗ и ЧД, в том числе путем их слияния, могут формировать гигантские ЧД. Так, допускается присутствие в центре галактик сверхмассивных ЧД массой  $10^8 - 10^9 M_{\odot}$  [12, с. 251]. В галактике М87 непосредственно наблюдается ЧД массой  $M = 6,5 \cdot 10^9 M_{\odot}$  [30]. Гравитационный радиус такой ЧД  $r_g = 2GM/c^2 \approx 7 \cdot 10^{-4}$  пк. Подобным радиусом может обладать кластер с концентрацией НЗ и ЧД  $\text{пк} = 3M/4\pi n_{\text{нз}} r_g^3 \approx 3 \cdot 10^{18} \text{пк}^{-3}$ , что сравнимо с их расчетной концентрацией в SgrA\* (§ 12.1).

Исходя из критической концентрации НЗ в скоплении  $\sim 10^8 \text{пк}^{-3}$  (§ 12.1) сверхмассивная ЧД в галактике М87 массой  $6,5 \cdot 10^9 M_{\odot}$  могла сформироваться из крупного звездного скопления в ее ядре, чья масса сравнима с массой типичной галактики, первоначальным радиусом  $R_c = (3M/4\pi n_{\text{пстнз}})^{1/3} \approx 2$  пк, либо его масса росла путем поглощения звезд и их скоплений. Так, ядра галактик захватывают шаровые звездные скопления [11, с. 391].

С учетом предыдущих оценок, нельзя исключать возможность вращения НЗ и ЧД внутри подобной сверхмассивной ЧД вокруг ее гравитационного центра без образования центральной точечной сингулярности, что допускает известное *решение Керра*.

Масса SgrA\* в центре нашей галактики  $\delta_{\text{кл}} = M/M_{\text{к}} \approx 4 \cdot 10^{-6}$  массы ее короны  $M_{\text{к}} = 1,1 \cdot 10^{12} M_{\odot}$  [19, с. 1215] при  $M = 4,2 \cdot 10^6 M_{\odot}$  [32]. В гигантской эллиптической галактике М87 масса ЧД  $\delta_{\text{чд}} = M/M_{\text{к}} \approx 6 \cdot 10^{-5}$  массы ее короны  $M_{\text{к}} \sim 10^{14} M_{\odot}$  [11, с. 389] при  $M = 6,5 \cdot 10^9 M_{\odot}$  [30]. Тем самым, *вклад кластеров НЗ и ЧД, а также сверхмассивных ЧД в центре галактик в скрытую массу не существенен*.

Формирование кластеров НЗ и ЧД, а также сверхмассивных ЧД в ядрах галактик может сопровождаться излучением в виде джетов с усредненной по пространству Вселенной плотностью энергии:

$$\epsilon_{\text{дж}} \sim \chi_{\text{ая}} \delta_{\text{кл}} \eta_{\text{гд}} (1 - \delta_{\text{нс}}) r_{\text{с}}^2 / \delta_{\text{к}}, \quad (33),$$

где  $\chi_{\text{ая}}$  – доля галактик с активными ядрами;  $\eta_{\text{гд}}$  – гравитационный дефект масс НЗ;  $\delta_{\text{нс}}$  – массовая доля НЗ в скоплении, формирующем кластер;  $\delta_{\text{к}}$  – массовая доля КГ.

При  $\rho_{\text{с}} \sim 4,7 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> [11, с. 347];  $\eta_{\text{гд}} \sim 0,3$  [11, с. 407];  $\delta_{\text{к}} \sim 0,3$  (§ 6.4);  $\delta_{\text{нс}} \sim 0,8$  (§ 12.1);  $\chi_{\text{ая}} \sim 0,01$  [20, с. 922] и  $\delta_{\text{кл}} \sim 4 \cdot 10^{-6}$  для типичных галактик согласно предыдущей оценке, плотность энергии излучения кластеров в виде джетов  $\epsilon_{\text{дж}} \approx 2 \cdot 10^{-5}$  эВ/см<sup>3</sup>, что на 3 порядка ниже оценки  $< 3 \cdot 10^{-2}$  эВ/см<sup>3</sup> на основе наблюдаемой светимости галактик с АЯ (§ 4.5). Тем самым, галактики с АЯ могут преимущественно излучать за счет аккреции на кластер ЧД и НЗ вещества окружающих звезд.

### 13. Механизмы подогрева межгалактического газа в войдах

Межгалактический газ мог быть разогрет до температуры, сравнимой с температурой газа в коронах современных галактик в эпоху  $z \geq 9$ , когда короны молодых галактик были слиты (§ 5). При отсутствии подогрева из-за расширения Вселенной температура межгалактического газа могла падать  $\sim 1/R_{\text{в}}^3$ . При температуре газа в КГ  $T_{\text{к}} = (5 - 10) \cdot 10^6$  К [13, с. 81] современная температура газа в войдах могла достичь  $T_{\text{в}} = T_{\text{к}}/(z + 1)^3 \leq (5 - 10) \cdot 10^3$  К.

Рассмотрим возможные факторы нагрева газа войдов. Интенсивность излучения галактик падает с расстоянием  $\sim 1/r^2$ . Масштаб войдов  $\sim 50$  Мпк [11, с. 347] выше радиуса *типичных галактик*  $\sim 10$  кпк [11, с. 389] на 4 порядка, т.е. их излучение не может греть газ в войдах.

Скорость *джетов*, выбрасываемых в межгалактическое пространство галактиками с АЯ  $v \sim c$  [20, с. 922]. При этом внутренняя температура плазмы в джетах достигает  $\sim 10^4$  эВ [28], т.е.  $\sim 10^8$  К. Джеты представляет собой поток КЛ, слабо взаимодействующих с межгалактическим газом. В ряде случаев скорость «медленных» джетов  $v_{\text{д}} \sim 0,1$  с [13, с. 394]. В условиях расширения Вселенной кинетическая энергия «медленного» джета сравнивается с тепловой энергией окружающей среды и внесет вклад в ее разогрев при красном смещении  $z \sim v_{\text{д}}/c \approx 0,1$ . В типичных джетах  $z \approx 1$ . Согласно оценке на основе светимости галактик с АЯ усредненная по всему пространству плотность энергии излучения джетов  $\epsilon_{\text{дж}} \leq 0,03$  эВ/см<sup>3</sup> (§ 4.5). Этого достаточно для разогрева газа войдов до температуры  $T = 2\epsilon_{\text{дж}}/3k_{\text{пгв}} \leq 2 \cdot 10^8$  К, что соответствует тепловой энергии частиц  $E = 3kT/2 \leq 30$  кэВ.

В спектре интенсивности рентгеновского фона в области энергии  $E \sim 30$  кэВ наблюдается максимум [23] (рис. 1). В эту область может вносить вклад тормозное излучение ионизованного газа с температурой  $T = 2E/3k \approx 2 \cdot 10^8$  К. Непрерывный спектр излучения горячей плазмы близок к чернотельному и отличается от спектра жесткого рентгеновского фона, т.е. излучение газа войдов накладывается на излучение иной природы (§ 7.6).

Предполагается, что массовая доля *горячего* межгалактического газа войдов, окружающего газ в филаментах, наблюдаемый по спектральным линиям, может достигать  $\delta_{\text{гв}} \sim 0,29 \pm 0,13$  [5] при его концентрации  $\rho_{\text{гв}} \sim 10^{-6}$  см<sup>-3</sup> [13, с. 594]. По нашим оценкам  $\delta_{\text{гв}} \sim 0,42 \pm 0,03$  (§ 6.4) при  $\rho_{\text{гв}} \sim 0,9 \cdot 10^{-6}$  см<sup>-3</sup>. Так, при критической плотности Вселенной  $\rho_{\text{с}} = 4,7 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> [4, с. 347] и протосолярной массовой доле водорода  $\delta_{\text{в}} \sim 0,71$  [24] его концентрация в войдах  $\rho_{\text{в}} = \rho_{\text{с}} \delta_{\text{гв}} \delta_{\text{в}} / m_{\text{р}} \approx 0,8 \cdot 10^{-6}$  см<sup>-3</sup>. При массовой доле гелия  $\delta_{\text{г}} \sim 0,25$  (§ 6.3); массе ядра гелия  $m_{\text{г}} = 4m_{\text{р}}$  концентрация гелия в войдах  $\rho_{\text{г}} = \rho_{\text{с}} \delta_{\text{гв}} \delta_{\text{г}} / m_{\text{г}} \approx 8 \cdot 10^{-8}$  см<sup>-3</sup>. Концентрация газа в войдах  $\rho_{\text{гв}} = \rho_{\text{в}} + \rho_{\text{г}} \approx 0,9 \cdot 10^{-6}$  см<sup>-3</sup>. Ионизованный газ войдов [13, с. 81] с температурой  $T \sim 2 \cdot 10^8$  К создаст давление  $p_{\text{в}} = 2\rho_{\text{гв}} k T_{\text{гв}}$ , эквивалентное плотности энергии  $\epsilon_{\text{гв}} \approx 3 \cdot 10^2$  эВ/см<sup>3</sup>.

За счет теплового излучения газ остывает, что требует его подогрева. Вместе с тем, из-за разреженности газа войдов его остывание может быть длительным. Так, межгалактический газ, сформированный в эпоху молодых галактик и квазаров, был ионизован их излучением и в силу своей низкой плотности не успел рекомбинировать [13, с. 81].

Потери энергии на тормозное излучение высокотемпературной плазмы растут с увеличением концентрации электронов  $n_e$  и ионов  $n_z$ :  $W \sim n_e n_z \sqrt{T}$  [13, с. 599]. Межгалактическая плазма преимущественно состоит из протонов и электронов, т.е.  $n_z \sim n_p \sim n_e$ . Концентрация газа в войдах  $n_{гв} \sim 10^{-6} \text{ см}^{-3}$  [13, с. 594] на 3 порядка ниже, чем в КГ  $n_k \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$  [13, с. 81] при соотношении  $W_{в}/W_{к} = n_{гв}^2 \sqrt{T_{в}}/n_k^2 \sqrt{T_k} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ . Период охлаждения газа КГ в отсутствии подогрева  $t_k \sim 10^7$  лет (§ 7.5), т.е. период охлаждения газа в войдах за счет тормозного излучения  $t_k \sim t_k W_{к}/W_{в} \approx 10^{12}$  лет, что на 2 порядка выше возраста галактик, т.е. *тепловое излучение газа войдов слабо*.

Массовая доля газа в войдах в  $\delta_{гв}/\delta_{гк} \approx 3$  раза выше, чем в КГ (§ 6.4). При этом его объем растет пропорционально кубу радиуса Вселенной  $\sim R_{в}^3$ . Поток излучения от удаленных войдов падает пропорционально квадрату расстояния  $\sim 1/R_{в}^2$ . Тем самым, вклад излучения войдов пропорционален расстоянию  $\sim R_{в}$  (при малом  $z$ ). При больших  $z$  энергия фотонов падает  $\sim 1/(z+1)$ . При  $R_k = 75 \text{ кпк}$  [19, с. 1215];  $R_{в} \sim 1,2 \cdot 10^4 \text{ Мпк}$  [11, с. 347] для  $z \leq 1$  соотношение  $R_{в}/R_k(z+1) \approx 10^5$  достигнет максимума и далее для  $z \geq 1$  сохранится на том же уровне.

Отношение плотности энергии излучения газа в войдах и короне нашей галактики  $\epsilon_{в}/\epsilon_{к} = \delta_{гв} W_{в} R_{в} / \delta_{гк} W_{к} R_{г}(z+1) \approx 1$ . Тем самым, *тепловое излучение газа войдов и коронального газа может быть сравнимо*, что соответствует соотношению интенсивности коротковолнового ( $>1 \text{ кэВ}$ ) и длинноволнового ( $<1 \text{ кэВ}$ ) рентгеновского фона [19, с. 1228] – см. рис. 1.

В качестве иного фактора подогрева газа войдов можно рассмотреть тепловое *фотонное излучение* остывающих НЗ в войдах. При характерной температуре пульсаров  $T_{нз} \sim 10^6 \text{ К}$  [14, с. 590] они излучают тепловые фотоны  $0,01 - 1 \text{ кэВ}$  [33] при их средней энергии  $E_{уф} = 3kT_{нз}/2 \approx 0,1 \text{ кэВ}$ . УФ и мягкое рентгеновское излучение разогревает межзвездный газ [13, с. 86], а также ионизует его [12, с. 195]. При этом сами НЗ за счет излучения остывают. Тепловая энергия остывающих НЗ  $W_t = 3kT_{нз} m_{нз} / 2m_p \approx 4 \cdot 10^{47}$  эрг. Усредненная плотность тепловой энергии НЗ по всему пространству  $\epsilon_t = \delta_{нвр} W_t / m_{нз} \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/см}^3$ , что на 2 порядка ниже предыдущей оценки. Кроме того, из-за компактности НЗ период их фотонного остывания велик [33], что ограничивает их теплоотдачу, как и поглощение теплового излучения более горячей окружающей среды. Вклад данного фактора не существен.

Еще на два порядка меньше *энергия вращения* старых НЗ. Пульсары выключаются как радиоисточники при энергии вращения  $W_{вр} < 10^{45}$  эрг (§ 8). Минимальная радиосветимость пульсаров  $L_p \sim 10^{25}$  эрг/с соответствует их полному энерговыделению  $L_p/\beta_p \sim 10^{31}$  эрг/с при  $\beta_p \sim 10^{-6}$  [14, с. 180] (§ 4.2). Вращение НЗ затормозится за время  $t = W_{вр} L_p / \beta_p \approx 3 \cdot 10^6$  лет, что соответствует времени жизни радиопульсаров  $(2 - 3) \cdot 10^6$  лет [14, с. 181].

## Литература

1. 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.
2. *Поройков С.Ю.* Природа скрытой массы // Основания фундаментальной физики и математики: материалы III Российской конференции (ОФФМ-2019) / под ред. Ю.С. Владимирова, В.А. Панчелюги – Москва: РУДН. – 2019. – С. 152–156.
3. 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.
4. M. Fukugita, C.J. Hogan, P.J.E. Peebles. The Cosmic Baryon Budget // The Astrophysical Journal. – 1998. – V. 503. – № 2. – P. 518-530.

5. 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.
6. 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.
7. 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.
8. 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.
9. 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.
10. S. Ammazzalorso et al. Detection of Cross-Correlation between Gravitational Lensing and  $\gamma$  Rays // *Physical Review Letters*. – 2020. – V. 124. – Is. 10. – 11 pp.
11. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 1. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1988.
12. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 2. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
13. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 3. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1992.
14. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 4. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1994.
15. D.S.N. Rupke, et al. A 100-kiloparsec wind feeding the circumgalactic medium of a massive compact galaxy // *Nature*. – 2019. – V. 574. – P. 643–646.
16. R.C. Henry. Diffuse background radiation // *The Astrophysical Journal Letters*. – 1999. – № 516. – № 2. – L49-L52.
17. S. Gomez, E. Berger, M. Nicholl, P.K. Blanchard, V.A. Villar, L. Patton, R. Chornock, J. Leja, G. Hosseinzadeh, P.S. Cowperthwaite. SN 2016iet: The Pulsational or Pair Instability Explosion of a Low-metallicity Massive CO Core Embedded in a Dense Hydrogen-poor Circumstellar Medium // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – V. 881. – № 2. – 26 pp.
18. M. Caitlin et al. Physical Characterization of an Unlensed, Dusty Star-forming Galaxy at  $z = 5.85$  // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – V. 887. – № 1. – 24 pp.
19. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. Физические величины. Справочник. – Москва: Энергоатомиздат. – 1991.
20. Прохоров А.М. Физический энциклопедический словарь. – Москва: Советская энциклопедия. – 1983.
21. Сазонов С.Ю., Хабибуллин И.И. Подогрев ранней Вселенной излучением массивных рентгеновских двойных систем // *Письма в Астрономический журнал: Астрономия и космическая астрофизика*. – 2017. – Т. 43. – № 4. – С. 243–253.
22. Прохоров А.М. Физика космоса. – Москва: Советская энциклопедия. – 1986.
23. Поройков С.Ю. Формирование крупномасштабной ячеисто-сетчатой структуры Вселенной в условиях давления межгалактической среды // *Журнал естественнонаучных исследований*. – 2019. – Т. 4. – № 4. – С. 23–25.
24. K. Ladders. Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements // *The Astrophysical Journal*. – 2003. – V. 591. – № 2. – P. 1220-1247.
25. A.M. Swinbank, D. Sobral, Ian Smail, J.E. Geach, P.N. Best, I.G. McCarthy, R.A. Crain, T. Theuns. The properties of the star-forming interstellar medium at  $z = 0.84$ – $2.23$  from HiZELS: mapping the internal dynamics and metallicity gradients in high-redshift disc galax-

- ies // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2012. – V. 426. – Is. 2. – P. 935–950.
26. I. Yusifov, I. Kucuk. Revisiting the radial distribution of pulsars in the Galaxy // The Astrophysical Journal. – 2004. – V. 422. – № 2. – P. 543-553.
  27. 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.
  28. *Хабибуллин И.И., Сазонов С.Ю.* 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.
  29. 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.
  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. 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.
  32. F. Peißker, A. Eckart, M. Parsa. S62 on a 9.9 yr Orbit around SgrA\* // The Astrophysical Journal. – 2020. – V. 889. – № 1. – P. 61.
  33. *Яковлев Д.Г., Левенфиш К.П., Шибанов Ю.А.* Остывание нейтронных звезд и сверхтекучесть в их ядрах // Успехи физических наук. – 1999. – Т. 169. – № 8. – С. 825–868.