

Вклад дрейфующих нейтронных звезд, ускоренных взрывами сверхновых в протогалактиках, во взаимное отталкивание галактик

The contribution of drifting neutron stars accelerated by supernova explosions in proto-galaxies to the mutual repulsion of galaxies

Поройков С.Ю.

канд. физ-мат. наук, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, член
Российского философского общества Российской Академии наук
e-mail: sporoykov@mail.ru

Poroykov S.Yu.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Lomonosov Moscow State University, Member
of the Russian Philosophical Society, Russian Academy of Sciences
e-mail: sporoykov@mail.ru

Аннотация

Показано, что взрывы сверхновых могут ускорять пульсары до скорости ≤ 1600 км/с. Нейтронные звезды, ускоренные взрывами сверхновых, могут дрейфовать в направлении корон галактик, пополняя их скрытую массу, а также заполняя межгалактическое пространство. Показано, что дрейфующие метагалактические нейтронные звезды, огибая окружающие галактики по гиперболическим орбитам, могут способствовать их взаимному отталкиванию в условиях наблюдаемого однородного крупномасштабного распределения материи Вселенной. При этом нейтронные звезды, чья масса соответствует массе так называемой темной энергии, могли быть порождены и ускорены взрывами сверхновых в протогалактиках.

Ключевые слова: пульсары, нейтронные звезды, сверхновые, протогалактики, короны галактик, скрытая масса, межгалактическая среда.

Abstract

It is shown that supernova explosions can accelerate pulsars to a speed ≤ 1600 km/s. Neutron stars accelerated by supernova explosions can drift towards the crowns of galaxies, replenishing their hidden mass as well as filling intergalactic space. It is shown that drifting metagalactic neutron stars, skirting the surrounding galaxies in hyperbolic orbits, can contribute to their mutual repulsion in the conditions of the observed uniform large-scale distribution of matter in the Universe. In this case, neutron stars whose mass corresponds to the mass of the so-called dark energy could be generated and accelerated by supernova explosions in proto-galaxies.

Keywords: pulsars, neutron stars, supernovae, proto-galaxies, galactic crowns, hidden mass, intergalactic medium.

Скорость пульсара PSR J0002+6216, удаляющегося от сверхновой 1100 км/с в 5 раз выше средней скорости пульсаров [1] ~ 200 км/с, сравнимой со скоростью вращения дисков спиральных галактик, т.е. их первой космической скоростью. Оценки показывают, что пульсары могут ускоряться под давлением ионизованного газа во фронтах ударных волн от соседних сверхновых I типа, вмораживающегося при аккреции в силовые линии их магнитного поля. При этом скорость пульсара может достичь $v \leq 1600$ км/с, если в момент взрыва сверхновой

он был удален от нее на расстояние 2,5 пк, соответствующее начальной фазе адиабатической стадии расширения ее оболочки. Третья космическая скорость для дисков галактик с учетом массы их корон $v \sim 400$ км/с; для их ядер $v \sim 600$ км/с. *Нейтронные звезды* (НЗ), ускоренные в галактиках до меньшей скорости, нарастят *скрытую массу* их корон. НЗ, вылетевшие за пределы корон галактик с остаточной скоростью $v - v \leq 1000$ км/с, будут *дрейфовать* в межгалактическом пространстве.

Сравнение данных нейтринной, субмиллиметровой и γ -астрономии со спектром фонового электромагнитного излучения, включая длинноволновой радиодиапазон, указывает на вероятную активность сверхновых в протогалактиках в эпоху, определяемую красным смещением $10 < z < 100$. В насыщенных газом протогалактиках рождались *сверхгиганты*, быстро эволюционирующие в сверхновые II типа, порождающие пульсары. Оценки показывают, что суммарная масса НЗ, накопленных к эпохе $z \sim 10$, могла достичь $\sim 0,8 \Omega_c$ критической плотности Вселенной. В эпоху $10 < z < 30$ могли преобладать *гиганты*, взрывающиеся на конечной стадии эволюции как сверхновые I типа, ускоряющие НЗ. При этом плотность газа в ядрах протогалактик могла обеспечить концентрацию сверхновых и порождаемых ими НЗ, при которой они могли ускоряться до скорости ~ 1600 км/с.

Наблюдаемое крупномасштабное пространственное распределение галактик во Вселенной *однородно*. Напомним, что однородное распределение материи присуще риманову пространству теории тяготения, *не имеющему границ*. В масштабах галактик и межгалактических расстояний вещество распределено *неоднородно*. В системе, сочетающей крупномасштабное однородное распределение вещества и неоднородное мелкомасштабное, следует учитывать взаимодействие областей неоднородного распределения вещества, поскольку гравитация окружающего их вещества взаимно компенсируется. Применительно к галактикам следует учитывать *факторы, компенсирующие гравитационное притяжение соседних галактик, поскольку гравитация более удаленных галактик взаимно компенсируется*.

Оценки показывают, что при однородном распределении галактик поток *скрытой массы межгалактической среды* (СММС), расширяясь с современной скоростью ~ 100 км/с, обеспечивает их разбегание. Подобный поток СММС могут формировать НЗ, дрейфующие в межгалактическом пространстве. Гравитация *корон галактик* (КГ) рассеивает (отклоняет) траектории НЗ, движущихся около них по гиперболическим орбитам, способствуя взаимному отталкиванию галактик. Расчеты показывают, что НЗ, ускоренные сверхновыми I типа в протогалактиках в эпоху, определяемую красным смещением $10 < z < 30$, обеспечат взаимное отталкивание галактик в последующую эпоху $z \leq 9$, включая период разделения их корон.

В условиях наблюдаемого расширения Вселенной из-за эффекта красного смещения скорости дрейфа НЗ относительно окружающей среды постепенно снижается. Так, НЗ, ускоренные в эпоху $z \sim 30$, затормозив к настоящему времени до орбитальной скорости, могут быть захвачены КГ на эллиптические орбиты, т.е. они не вносят вклад во взаимное отталкивание галактик. Оценки показывают, что при дальнейшем падении остаточной скорости НЗ Вселенная может начать сжиматься через период, сравнимый с ее современным возрастом. Данный механизм согласуется с моделью Фридмана, согласно которой однородная Вселенная может расширяться, сжиматься, а также быть периодической.

1. Астрофизические данные о свойствах скрытой массы

При столкновении двух скоплений галактик в кластере 1E0657-558 (Пуля) их звездный компонент вместе с так называемой темной материей и излучающий в рентгеновском диапазоне газ, пространственно разделяются [2]. Это говорит об *инерционной* природе скрытой массы в скоплениях галактик, чья скорость сравнима со скоростью галактик. Столкновение потоков скрытой массы, в том числе со звездной составляющей галактик, *не вызывает ее рассеяния*. Сходным образом звезды в галактиках образуют бесстолкновительную систему. В скоплении четырех сталкивающихся эллиптических галактик Abell 3827 каждая из галактик сохраняет ореол темной материи, однако, по крайней мере, одна из них пространственно

смещена относительно своих звезд [3]. Эллиптические галактики насыщены газом, т.е. торможение их корон объяснимо столкновением их коронального газа, способного оказать заметное гравитационное влияние на скрытую массу.

В масштабе ~ 100 Мпк Вселенная имеет *ячеисто-сетчатую* структуру, в которой группы и скопления галактик образуют вытянутые нити – *филаменты* толщиной 10 Мпк. Филаменты ассоциируются с так называемой темной материей, способствующей гравитационному притяжению галактик. Оценки показывают, что с толщиной филаментов сравним максимальный пробег дрейфующих в межгалактическом пространстве НЗ ≤ 13 Мпк, ускоренных сверхновыми в протогалактиках при их торможении относительно среды из-за красного смещения в условиях расширения Вселенной.

Направление дрейфа нашей местной группы галактик отклоняется от направления гравитационного притяжения ближайшего сверхскопления Шепли. Эта особенность объяснима сравнимым по силе отталкиванием со стороны «аттрактора», расположенного в соседнем войде [4]. Отталкиванию местной группы могут способствовать исходящие от войда потоки материи, ассоциируемые с так называемой темной энергией. Дрейфующие НЗ не способны преодолеть гигантские пустоты между сверхскоплениями – войды. Масштаб войдов ≤ 100 Мпк на порядок превышает их максимальный пробег.

Оценки показывают, что отталкивание нашего местной группы со стороны войда объяснимо давлением фотонов *микроволнового фонового излучения* (МФИ), рассеянных на горячих электронах коронального газа галактик; при этом давление МФИ может способствовать формированию самих войдов. В отталкивание местной группы также могут вносить вклад метагалактические *космические лучи* (КЛ), которые пересекут войд всего за несколько десятков миллионов лет. Так, давление КЛ, рассеиваемых магнитным полем КГ, способствует взаимному отталкиванию галактик [5].

2. Эпохи образования нейтронных звезд

Первые звезды – *сверхгиганты* – ионизовали водород через $t_z \sim (1,8 - 2,5) \cdot 10^8$ лет после начала расширения Вселенной [6] в эпоху, определяемую красным смещением $z = T_v/t_z - 1 \approx 55 - 75$. Оценки на основе критерия Джинса (1) показывают, что первые звезды могли появиться уже через $\sim 1,4 \cdot 10^8$ лет после начала расширения Вселенной, т.е. в эпоху, определяемую красным смещением $z \sim 100$.

На рождение звезд в эпоху $z \sim 100$ указывает и ряд других факторов. Спектр *метагалактического изотропного γ -излучения* (МИГИ). МИГИ меняет свой спектральный индекс, что связывается с космологическим излучением, оставшимся с эпохи $z \sim 100$ [7, с. 406]. Источником γ -излучения являются сверхновые *остатки вспышек сверхновых* (ОВС) и пульсары в условиях аккреции газа, что указывает на возможность появления сверхгигантов в более ранний период. Так, «провал» излучения на длине волны 21 см, обусловленный ионизацией свободного водорода [6], доступен для регистрации при малой интенсивности рекомбинации. Плотность первичного газа растет с увеличением красного смещения $\rho \sim (z + 1)^3$. В эпоху $z \sim 100$ она была выше, чем при $z' \sim 75$ в $(z/z')^3 \approx 2,4$ раза, как и интенсивность рекомбинации, пропорциональная плотности газа.

Массу сверхгигантов ограничивает общий критерий неустойчивости звезд $M \leq 100 M_\odot$ [8, с. 68]. Вследствие значительной массы сверхгиганты быстро эволюционируют, взрываясь через $\sim 10^6$ лет в качестве сверхновых II типа, порождающих *пульсары* [8, с. 69]. Взрывы сверхновых, а также излучение пульсаров в условиях аккреции газа ОВС могло способствовать как ионизации газа, так и его разогреву. Так, искажение спектра МФИ связывается с *вторичным разогревом газа* (ВРГ) [9, с. 135].

Сверхновые I типа, не образующие НЗ, порождают гиганты массой 4 – 8 M_\odot [10, с. 434]. В качестве сверхновых I типа также могли взрываться первые звезды – сверхгиганты, преимущественно состоявшие из водорода. Например, удаленная от карликовой материнской галак-

тики с низким содержанием металлов SN 2016iet, обладающая первоначальной массой $\sim 100 M_{\odot}$, взорвалась как сверхновая I типа [11]. Тяжелые элементы, рассеянные первыми сверхновыми, впоследствии участвовали в образовании звезд последующих поколений, которые могли взрываться как сверхновые II типа. Так, согласно концепции нуклеосинтеза образование звездами тяжелых элементов происходит в ядрах массивных звезд, а также при взрывах сверхновых [9, с. 364]. При этом образование тяжелых элементов за счет захвата ядрами нейтронов эффективно обеспечивает г-процесс – быстрый последовательный захват большого числа нейтронов при обилии «зародышевых» (стартовых) ядер [9, с. 365].

Время жизни звезд массой $M = 1 - 10 M_{\odot}$ главной последовательности $t_z \sim 10^{10}(M_{\odot}/M)^3$ лет [8, 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 сверхновых I типа в протогалактиках могли последовать сверхновые II типа, рождающие пульсары, т.е. в процессе звездообразования в протогалактиках могли накапливаться НЗ (П-1).

Плотность вещества в эпоху $z \sim 100$ достигала $\rho = \rho_c(z + 1)^3 \approx 5 \cdot 10^{-24}$ г/см³ при современной критической плотности материи $\rho_c = 4,7 \cdot 10^{-30}$ г/см³ [7, с. 347], что в 5 раз выше характерной плотности газа в диске современной галактики 10^{-24} г/см³ [9, с. 477], где наблюдается звездообразование. Этот процесс обусловлен развитием гравитационной неустойчивости по Джинсу. Период гравитационного коллапса газа в сферически симметричном облаке:

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

где $0 < \alpha < 1$ – коэффициент, учитывающий компенсацию сил гравитации силами давления газа [7, с. 529].

В эпоху $z \sim 100$ коэффициент α учитывает давление на газ фонового космологического излучения. При $\rho \sim 5 \cdot 10^{-24}$ г/см³ согласно формуле (1) период коллапса газа в звезду $t \approx 7 \cdot 10^7/\sqrt{\alpha}$ лет. При $\alpha \sim 1$ это сравнимо с характерным временем динамических процессов в межзвездном газе $\leq 10^8$ лет, включая процесс звездообразования [9, с. 86]. Длительность подобных процессов соответствовала возрасту Вселенной в эпоху $z = T_B/t - 1 \approx 100$ при ее современном возрасте $1,4 \cdot 10^{10}$ лет.

В протогалактиках звездообразование протекало в пределах гало современных галактик [7, с. 388]. В эпоху $z \sim 100$ радиус типичных протогалактик $R = D_0/2(z + 1) \approx 10$ кпк был сравним с гало современных галактик $R_g \sim 10$ кпк. Соответственно, разделение протогалактик могло происходить на фоне взрывов сверхновых.

Большие потоки нейтрино возникают в том случае, если яркая фаза молодых галактик имела место при красных смещениях $z > 10 - 20$, т.е. большие потоки нейтрино могли возникать на догалактической стадии. Максимум энергетического спектра нейтрино определяется красным смещением: $E_\nu = 6 \cdot 10^6 [20/(z + 1)]^2$ ГэВ. Данные нейтрино рождаются при распаде пионов, образующихся при рассеянии ультрарелятивистских КЛ в метагалактическом пространстве на фотонах фонового излучения, чья энергия пропорциональна $(z + 1)$ [9, с. 258]. Основными источниками КЛ являются сверхновые, ОВС и пульсары [8, с. 474], что указывает на активность сверхновых в тот период.

Звездообразованию способствует оседание газа с периферии галактик. Формула (1), описывающая гравитационный коллапс газа, сводится к виду:

$$t = \pi/2 \cdot (R^3/2\alpha GM)^{1/2} \quad (2).$$

Масса газа на периферии протогалактик могла быть сравнима с массой корон современных типичных галактик $M_k \sim 10^{11} M_{\odot}$; радиусом $R_k \sim 0,1$ Мпк. Период оседания газа $t \approx 1,5 \cdot 10^9/\sqrt{\alpha}$ лет, что при $\alpha \sim 1$ соответствует эпохе $z = T_B/t - 1 \approx 10$, когда коэффициент α учитывает давление горячего газа ОВС.

Современная концентрация галактик во Вселенной $\Omega_g \sim 0,1$ Мпк⁻³ [8, с. 530]; среднее расстояние между ними $D_0 = 1/\Omega_g^{1/3} \approx 2$ Мпк. В эпоху $z \sim 10$ среднее расстояние между галак-

тиками $D = D_0/(z + 1) \approx 0,1$ Мпк соответствовало удвоенному радиусу их корон $R_k \sim 0,1$ Мпк, т.е. при $z > 10$ периферии (короны) протогалактик были слиты. *Разделение периферии (корон) протогалактик могло происходить на фоне активизации сверхновых.*

Вероятная активизация сверхновых в эпоху $z \geq 10$ подтверждается данными *субмиллиметровой астрономии*. В спектре электромагнитного космического фонового излучения в диапазоне 250 – 500 мкм выявлен глубокий минимум, на фоне которого выделяется максимум в области 25 – 60 мкм, связываемый с рассеянием излучения звезд межзвездной пылью; также наблюдается пик ИК-излучения в области ~ 2 мкм [12]. Излучение при $\lambda \leq 1$ мкм поглощается межзвездной пылью [9, с. 85], т.е. ИК-пик лик ~ 2 мкм может быть обусловлен рассеянием излучения в современную эпоху.

Плотность энергии фонового излучения в области 25 – 60 мкм всего на порядок ниже, чем у МФИ [12], что затрудняет его объяснение рассеянием космической пылью современного видимого и ИК-излучения. Наблюдаемая плотность энергии МФИ $\sim 0,25$ эВ/см³ на два порядка выше, чем у фонового оптического $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ эВ/см³ и ИК-излучения $\sim 10^{-2}$ эВ/см³ [13, с. 1228]. Исходя из значительного энерговыделения сверхгигантов в эпоху $z \geq 10$ (П-1) максимум фонового субмиллиметрового излучения в диапазоне $\lambda_1 \sim 60$; $\lambda_2 \sim 25$ мкм объясним излучением звезд, рассеянным пылью в эпохи при красном смещении $z = \lambda/\lambda_{\text{лик}} - 1$, т.е. в границах $z_1 \approx 30$; $z_2 \approx 10$ соответственно.

Данный диапазон $10 \leq z \leq 30$ коррелирует с особенностью рассеяния КЛ на фотонах фонового излучения при $z \sim 20$ в условиях зависимости от z энергии нейтрино $E_\nu \sim [20/(z + 1)]^2$. Интенсивный рост энергии нейтрино при $z < 20$ объясним *ростом энергии КЛ*, либо аномальным *падением энергии рассеивающих их фотонов* фонового излучения. Оба фактора могут указывать на активизацию сверхновых I типа, у которых энергия взрыва на 1 – 2 порядка выше, чем у сверхновых II типа. Напомним, что время жизни гигантов, взрывающихся как сверхновые I типа, на два порядка выше, чем сверхгигантов, порождающих сверхновые II типа. Сопоставление данных нейтринной и субмиллиметровой астрономии указывает на *активизацию взрывов сверхновых I типа в эпоху $10 \leq z \leq 30$ при усредненном $z \sim 20$.*

Сверхновые I типа выбрасывают в межзвездное пространство *тяжелые элементы* (ТЭ). Старые звезды населения II (гало) содержат в $10 - 10^3$ раз меньше ТЭ, чем звезды населения I (диск), включая Солнечную систему [10, с. 264]. Концепция нуклеосинтеза предполагает, что большинство известных химических элементов образовалось через несколько миллиардов лет с начала расширения Вселенной [9, с. 364], т.е. в эпоху $z \leq 10$. ТЭ формируют частицы межзвездной пыли, рассеивающие излучение звезд со сдвигом в длинноволновую область. Тем самым, *межзвездная пыль могла накопиться в количестве, достаточном для рассеяния излучения звезд к эпохе $z \sim 10$.*

Выделение спектра субмиллиметрового излучения на фоне МФИ при $\lambda_0 \leq 200$ мкм может быть связано с появлением излучения при $z_0 \leq 100$. Снижение интенсивности излучения на длинах волн $\lambda < 25$ мкм при $z < 10$ совпадает с периодами разделения периферии (корон) протогалактик и оседания содержащегося в них газа при $z \sim 10$ (2), что может указывать на замедление процесса звездообразования.

Значительная доля излучения галактик с *активными ядрами* (АЯ) сосредоточена в ИК-области [8, с. 178]. Максимум интенсивности их излучения $\lambda_g \sim 0,1$ мм. Данное излучение образуется в комплексе холодных газово-пылевых облаков за счет поглощения межзвездной пылью излучения звезд с его последующим тепловым переизлучением. Около половины массы межзвездного газа в галактике собрано в гигантских молекулярных облаках с температурой 10 – 30 К [9, с. 85]. Средняя температура частиц пыли, нагреваемых излучением звезд, может достигать $T \sim 30$ К, что согласно закону Вина соответствует длине волны теплового излучения $\lambda = b/T \approx 0,1$ мм при постоянной Вина $b = 0,29$ см·К [7, с. 279].

Интенсивный рост энергии нейтрино наблюдается в эпоху $10 < z < 20$. Если яркая фаза молодых галактик приходилась в среднем на период $z \sim 10$, то максимум интенсивности их излучения придется на современную длину волны $\lambda = \lambda_g(z + 1) \approx 1$ мм, т.е. наложится на

наблюдаемый спектр МФИ, имеющий максимум при $\lambda\nu \sim 1$ мм. При этом плотность энергии излучения сверхгигантов, переизлученных межзвездной пылью в эпоху $z \sim 10$, сравнима с плотностью энергии МФИ (П-1).

Изотропный характер подобного излучения обеспечит присутствие космической пыли в КГ, слитых в эпоху $z \geq 10$. Так, при высокой частоте вспышек сверхновых часть газа может оттекать от галактик в их короны в виде галактического ветра [9, с. 86]. Наиболее активно данный процесс мог протекать в молодых галактиках с активными ядрами (протогалактиках), в короны которых галактический ветер мог увлекать межзвездную пыль, впоследствии осевшую в галактиках под действием гравитации.

Время жизни звезд массой $M \geq 10 M_{\odot}$, эволюционирующих в сверхновые II типа $t_z \sim 10^6 - 10^7$ лет. Период охлаждения газа в полостях внутри ОВС товс $\sim 10^7$ лет [9, с. 86]. Период коллапса первичного газа в звезды сверхгиганты $t_k \sim 7 \cdot 10^7$ лет (1). Сумма данных периодов $\tau = t_z + \text{товс} + t_k \sim 10^8$ лет. Длительность рассмотренной эпохи, определяемой красным смещением $100 \geq z \geq 10$, составляет $T = T_V/(z + 1) \approx 10^8 - 10^9$ лет, что в $N = T/\tau \approx 1 - 10$ раз выше. Тем самым, в эпоху $z \geq 10$ могло смениться до десяти поколений сверхгигантов, заканчивающих эволюцию в виде сверхновых II типа, порождающих НЗ.

Концентрация фотонов МФИ $n\nu \sim 400 \text{ см}^{-3}$ [14, с. 634] при критической плотности Вселенной $\rho_c = 4,7 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$ [7, с. 347] соответствует барионному числу $\delta b = n\nu m_p/\rho_c \sim 2 \cdot 10^8$ в расчете на один протон первичного газа. Столь высокую плотность фотонов МФИ обеспечит двухступенчатый процесс, реализующийся в эпоху, определяемую красным смещением $100 \geq z \geq 10$.

Первая фаза: излучение сверхгигантов в эпоху ВРГ. Данный период может соответствовать эпохе ионизации водорода [6], определяемой красным смещением $z \sim 55 - 75$ при среднем $z \sim 65$, что укладывается в рассматриваемый диапазон $100 \geq z \geq 30$ при среднем $z \sim 65$. Число излученных сверхгигантом УФ фотонов ($\lambda_{\text{уф}} \sim 0,1$ мкм) в расчете на один протон первичного газа, переработанного в его ядре $\chi_{\text{уф}} \sim 2 \cdot 10^6$ (П-1).

Вторая фаза: поглощение УФ-излучения сверхгигантов холодной межзвездной пылью, выброшенной сверхновыми I типа по завершении эволюции гигантов, с его последующим тепловым переизлучением в субмиллиметровом диапазоне ($\lambda_{\text{сб}} \sim 0,1$ мм). Напомним, что межзвездная пыль могла накопиться в количестве, достаточном для рассеяния излучения звезд к эпохе $z \sim 10$. Длительность данной эпохи звездообразования также ограничивает период оседания газа с периферии протогалактик, что соответствует $z \sim 10$ (2), т.е. периоду разделения корон молодых галактик.

Суммарная доля первичного газа, переработанного в ядрах звезд к эпохе $z \sim 10$ могла достичь $\Omega_{\text{нз}} \sim 0,8 \Omega_c$ критической плотности (П-1). Число тепловых фотонов на один поглощенный УФ-фотон в условиях пропорциональной зависимости энергии фотонов от красного смещения $E\nu \sim 1/(z + 1)$ составит $N = \lambda_{\text{сб}} z' \Omega_{\text{нз}}/\lambda_{\text{уф}} z \Omega_c \approx 10^2$ при числе на один протон первичного газа $\delta = N\chi_{\text{уф}} \approx 2 \cdot 10^8$. Доля плотности энергии излучения звезд, излученных к эпохе $z \sim 10$ относительно МФИ $\Delta\varepsilon \sim 1$ (П-1). Тем самым, МФИ может формироваться излучением сверхгигантов в эпоху $100 \geq z \geq 30$, переизлученным межзвездной пылью, выброшенной сверхновыми I типа, порожденными гигантами к эпохе $z \sim 10$.

Пульсары, порожденные сверхгигантами в эпоху $100 \geq z \geq 10$, могут вносить вклад в формирование длинноволновой области спектра фонового электромагнитного излучения. На длинах радиоволн в гектометровом диапазоне, соответствующем частотам $\nu \sim 1 - 10$ МГц, наблюдается пик интенсивности фонового электромагнитного излучения, который на несколько порядков выше, чем в соответствующей области чернотельного спектра МФИ [14, с. 635]. Радиопульсары генерируют синхротронное излучение в диапазоне от 30 МГц до 10 ГГц [10, с. 180] при характерном максимуме излучения в области $\nu_p \sim 100$ МГц. Соотношение $\nu_p/\nu \approx 10 - 100$ с учетом $z \sim \nu_p/\nu$ может указывать на активность пульсаров в эпоху, определяемую красным смещением от $z_1 \sim 10$ до $z_2 \sim 100$.

Поток радио-фотонов J_1 на частоте ~ 1 МГц на порядок выше, чем поток J_2 на ~ 10 МГц [14, с. 635] длительности эпох, в которую они могли быть излучены $tz_1 \sim 10^8$ лет и $tz_2 \sim 10^9$ лет, также различаются на порядок. Соотношение $J_1tz_2/J_2tz_1 \approx 10^2$ может указывать на наибольшую активность пульсаров в раннюю эпоху $z_2 \sim 100$, что объяснимо аккрецией на них более плотного газа, включая газ ОВС. Напомним, что в данную эпоху меняется спектральный индекс МИГИ; при этом интенсивным источником γ -излучения являются рентгеновские пульсары в условиях аккреции газа.

Светимость радиопульсаров $10^{25} - 10^{30}$ эрг/с [10, с. 181] в $N_p \sim 10^6$ раз меньше, чем рентгеновских пульсаров в рентгеновском и γ -диапазонах [10, с. 180]. Светимость рентгеновских пульсаров при аккреции $10^{36} - 10^{38}$ эрг/с [14, с. 597]. Их характерную светимость $L_p \sim 10^{37}$ эрг/с обеспечит поток выпадающего вещества $10^{-9} M_\odot$ в год [10, с. 359]. Для сравнения, возраст пульсаров в двойных системах $\geq 10^9$ лет [10, с. 181]. Радиосветимость пульсаров при аккреции $L_p = L_p/N_p \approx 10^{31}$ эрг/с. При длительности эпохи $t \sim T_v/z \approx 10^8$ лет, определяемой $z \sim 100$, энерговыделение радиопульсара $E_{rp} = L_p t \approx 3 \cdot 10^{46}$ эрг. Энерговыделение порождающих их сверхгигантов $E_z \sim 3 \cdot 10^{51}$ эрг (П-1) в $E_z/E_{rp} \approx 10^5$ раз выше.

Энергия излучения сверхгигантов, взрывающихся как сверхновые II типа, образуется за счет переработки в их ядрах $\delta n_z \sim 0,15$ первичного газа. К эпохе $z \sim 10$ доля переработанного газа может достичь $\delta n_z' \sim 0,8$ при суммарном энерговыделении звезд $\Sigma E_z = E_z \delta n_z' / \delta n_z \approx 2 \cdot 10^{52}$ эрг (П-1). Из-за падения энергии радиоволн первых пульсаров, излученных в эпоху $z \sim 100$ к эпохе $z' \sim 10$, энергия радиоволн снизится до $E_{rp}' = E_{rp}(z' + 1)/(z + 1) \approx 3 \cdot 10^{45}$ эрг при соотношении $E_{rp}'/\Sigma E_z \approx 2 \cdot 10^{-7}$.

Излучение звезд, рассеянное космической пылью в эпоху $z \sim 10$, может формировать излучение, чья плотность энергии сравнима с современным МФИ (П-1). Плотность энергии фонового излучения в длинноволновом радиодиапазоне $\epsilon_p \sim 10^{-7}$ эВ/см³ достигает $\epsilon_p/\epsilon_v \approx 4 \cdot 10^{-7}$ плотности энергии МФИ $\epsilon_v \sim 0,25$ эВ/см³ [13, с. 1228]. Соотношение $E_{rp}'/\Sigma E_z \sim 2 \cdot 10^{-7}$ сравнимо с $\epsilon_p/\epsilon_v \sim 4 \cdot 10^{-7}$. Соответственно, *радиоизлучения пульсаров, порожденных сверхгигантами в эпоху $100 \geq z \geq 10$, может вносить существенный вклад в наблюдаемое длинноволновое фоновое радиоизлучение.*

Излучение сверхгигантов, породивших пульсары в эпоху $z \leq 100$, могло исказить наблюдаемый спектр МФИ. В длинноволновой области МФИ на длине волны $\lambda \sim 1$ см наблюдается повышение его яркости, соответствующее превышению его температуры на $\Delta T \sim 1$ К над температурой МФИ $T_v \sim 2,7$ К на длине волны $\lambda v \sim 0,1$ см [9, с. 135] в $(T_v + \Delta T)/T_v \approx 1,4$ раза. Излучение на длине волны $\lambda \sim 1$ см могло формироваться за счет рассеяния пылью УФ-излучения звезд в более раннюю эпоху. Если МФИ формировалось при $z \sim 10$, то его могло исказить излучение сверхгигантов в эпоху $z' \sim z\lambda/\lambda v \approx 100$. Напомним, что сверхгиганты первого поколения взрывались в виде сверхновых I типа, рассеивая ТЭ, формирующие межзвездную пыль.

Согласно закону Рэлея – Джинса энергия излучения абсолютно черного тела на частоте ν зависит от его температуры $\epsilon_v \sim \nu^2 T$; применительно к длине волны излучения $\epsilon_v \sim T/\lambda \nu^2$. С учетом зависимости $\lambda \sim z$ плотность энергии излучения звезд при $z' \sim 100$ достигала $\epsilon_v' = \epsilon_v(T_v + \Delta T)\lambda v^2 z'/T_v \lambda^2 z \sim \epsilon_v(T_v + \Delta T)\lambda v/T_v \lambda \approx 0,14 \epsilon_v$ плотности их энергии в эпоху $z \sim 10$. Энерговыделение сверхгигантов, взрывающихся в виде сверхновых II типа $E_z \sim 3 \cdot 10^{51}$ эрг при их суммарном энерговыделении $\Sigma E_z \sim 2 \cdot 10^{52}$ эрг к эпохе $z \sim 10$, соответствующем плотности энергии МФИ (П-1), при сравнимом соотношении $E_z/\Sigma E_z \approx 0,15$. *Заметное искажение спектра МФИ в области $\lambda \sim 1$ см может указывать на рождение сверхгигантов в эпоху $z' \sim 100$.*

Оценки показывают, что суммарная масса N_3 , порожденных сверхгигантами к эпохе $z \sim 10$, может достичь $\Omega_{n_3} \sim 0,8 \Omega_c$ критической (П-1). В условиях продолжения звездообразо-

вания в последующую эпоху при $10 > z > 0$ суммарная масса НЗ может возрасти до $\Omega_{\text{НЗ}} \sim 0,9$ $\Omega_{\text{с}}$ критической массы Вселенной, включая скрытую массу КГ и СММС (П-2). Столь высокая доля НЗ в веществе Вселенной предполагает наличие пропорциональной массы первичного газа, переработанной сверхновыми в НЗ. Доля *дейтерия*, синтезируемого в ядерных реакциях, накладывает ограничения на плотность барионов во Вселенной $\Omega_{\text{б}} \sim 0,03$ [8, с. 479]. Между тем НЗ образуются при гравитационном коллапсе ядер сверхновых, содержащих тяжелые элементы, в процессе синтеза которых дейтерий перерабатывается [14, с. 758], что снимает упомянутое выше ограничение.

Активное рождение сверхновых и порождаемых ими НЗ происходит в галактиках с АЯ, включая квазары. Галактики с АЯ, в том числе радиогалактики в среднем в 6 раз, а квазары в 80 раз ярче нормальных галактик; их ядра генерируют нетепловое излучение от радио- до рентгеновского диапазона [7, с. 390]. Излучение объектов с АЯ переменное и поляризовано [9, с. 393]. Такой характер излучения характерен для сверхновых, порожденных ими пульсаров и ОВС. С удалением в прошлое концентрация и светимость галактик с АЯ возрастают [8, с. 251]. При этом феномен АЯ, в том числе рассматривается как фаза эволюции галактик [10, с. 484], т.е. светимость сверхновых в протогалактиках может быть сравнима со светимостью галактик с АЯ, из чего может быть оценен темп рождения сверхновых и генерации НЗ в протогалактиках.

Светимость сверхновых в максимуме блеска $L_{\text{св}} \sim L_{\odot}^9$ длительностью несколько месяцев [8, с. 69], в среднем $\tau \sim 1/4$ года [10, с. 433]. Суммарная светимость сверхновых превысит светимость типичных галактик $L_{\text{г}} \sim L_{\odot}^{10}$ при частоте их взрывов $\nu_{\text{св}} \geq L_{\text{г}}/L_{\text{свт}} \approx 40 \text{ год}^{-1}$. При сравнимой частоте рождения и выброса НЗ из АЯ галактик поток НЗ $J_{\text{НЗ}} \sim \nu_{\text{св}} \geq 40 \text{ год}^{-1}$. По другим данным, характерная светимость сверхновых на пике максимума блеска $L_{\text{св}} \sim 10^{43}$ эрг/с длительностью $\tau \sim 1/20$ года [13, с. 1212]. Суммарная светимость сверхновых превысит светимость типичных галактик в оптическом диапазоне $L_{\text{г}} \sim 4 \cdot 10^{43}$ эрг/с [7, с. 390] при $\nu_{\text{св}} \geq L_{\text{г}}/L_{\text{свт}} \approx 100 \text{ год}^{-1}$ и сравнимой частоте рождения НЗ $J_{\text{НЗ}} \sim \nu_{\text{св}} \geq 100 \text{ год}^{-1}$.

3. Дрейф пульсаров из дисков галактик в их короны

В современных спиральных галактиках звездообразование протекает преимущественно в их дисках [7, с. 388] и ядрах [7, с. 392], где сверхновые порождают пульсары. Наблюдаемая скорость пульсаров [12] позволяет им дрейфовать из диска галактики в гало и покидать пределы ее короны. О возможности данных процессов также свидетельствует ряд факторов:

1. Различное пространственное распределение пульсаров и звезд в диске галактики. Пространственная плотность *пульсаров* ρ в диске галактики изменяется с расстоянием z от галактической плоскости по закону:

$$\rho(z) = \rho_0 \exp(-z/z_0), \quad (3)$$

где ρ_0 – плотность пульсаров в диске галактики; $z_0 = 0,23$ кпк [10, с. 181].

Пространственная плотность *звезд* ρ' в дисках галактик изменяется с расстоянием z от галактической плоскости по закону:

$$\rho'(z) = \rho'_0 \text{sech}^2(z/z'_0), \quad (4)$$

где ρ'_0 – плотность звезд в диске галактики; $z'_0 = 0,3 - 1$ кпк – полутолщина диска [10, с. 648].

При среднем возрасте пульсаров $\tau \sim (2 - 3) \cdot 10^6$ лет [10, с. 181] они покинут пределы диска полутолщиной z'_0 при скорости дрейфа $v = z'_0/\tau \approx 100 - 300$ км/с, что сравнимо со средней наблюдаемой скоростью пульсаров ~ 200 км/с [12]. Подобную скорость пульсары могут приобретать под давлением оболочек соседних сверхновых на адиабатической стадии расширения (§ 5).

2. Молодые пульсары, возраст которых не более 10^4 лет, расположены внутри *остатков вспышек сверхновых* (ОВС) [10, с. 180]. У подавляющего большинства пульсаров ОВС отсут-

ствуют, что объясняется рассеянием ОВС за время жизни пульсара $\sim 10^6$ лет [10, с. 180]. Отсутствие ОВС при возрасте пульсаров $\sim 10^5$ лет объяснимо их дрейфом за пределы ОВС. ОВС возрастом $\tau \sim 10^6$ лет достигают радиуса $r'' = 54$ пк; при возрасте $\tau'' \sim 3 \cdot 10^4$ лет их радиус $r'' = 20$ пк [7, с. 477], т.е. при возрасте ОВС $\tau' \sim 10^5$ лет их радиус $r' = r + (r'' - r) \cdot \tau'/\tau'' \approx 23$ пк. Скорость дрейфа пульсаров или ОВС: $v' = r'/\tau' \approx 200$ км/с, что сравнимо с наблюдаемой средней скоростью пульсаров ~ 200 км/с [12].

3. Исходя из наблюдаемой частоты вспышек сверхновых, за время жизни галактики $T_g \sim 10^{10}$ лет в ней могло образоваться $N_0 \sim 10^9$ НЗ [9, с. 282]. Время активной фазы НЗ, не входящих в двойные системы $t_p \sim (2 - 3) \cdot 10^6$ лет, после чего они выключаются как радиопульсары [10, с. 180]. Действующих пульсаров в галактике могло остаться $N_{отп}/T_g \approx (2 - 3) \cdot 10^5$. В нашей галактике обнаружено $N \sim 10^3$ пульсаров [9, с. 280]; их общее число может достигать $N' \sim 2,5 \cdot 10^4$ (П-2), что на порядок меньше.

Несоответствие числа образовавшихся и наблюдаемых НЗ объяснимо дрейфом пульсаров из диска галактики. Если бы все НЗ остались в галактике, среднее расстояние между ними в диске составило $d \sim (\pi R^2 D/N)^{1/3} \approx 6$ пк при радиусе диска $R \sim 15$ кпк; его ширине $D \sim 1$ кпк. При радиусе ОВС на адиабатической стадии $R_s \leq 20$ пк [9, с. 477] аккреция ионизованного газа, нагретого ударной волной, высветила бы в качестве пульсаров до $(2R_s/d)^3 \approx 300$ НЗ, чего не наблюдается. Так, аккреция вещества ускоряет вращение пульсаров [10, с. 361]. При этом аккреция вещества джетов, выбрасываемых галактиками с активными ядрами, может «высвечивать» НЗ, как это может происходить в коронах радиогалактик. Выбрасываемые радиогалактиками джеты формируют в их коронах яркие радио-облака [10, с. 214]. В галактическом диске обладающие сильными магнитными полями НЗ, способными удерживать ионизованный газ ОВС, были бы наблюдаемы в качестве сферических областей масштаба их магнитосфер.

4. В центральных областях галактики наблюдаются гигантские туманности размером до нескольких сотен пк, существующие до 10^6 лет – области звездообразования, содержащие ионизованный газ (зоны НП), включающие вытянутые образования, так называемые *слоновые хоботы* [8, с. 95-96]. Данные вытянутые структуры могут возникать в процессе дрейфа старых, «выключившихся» НЗ, увлекающих газ своим остаточным магнитным полем.

4. Проявления нейтронных звезд в коронах галактик

На присутствие НЗ в коронах галактик (КГ) указывает ряд факторов.

1. *Скрытая* (вириальная) масса КГ на порядок выше массы звезд в галактиках [10, с. 545]. Исходя из скрытой массы КГ и массы коронального газа, в коронах типичных галактик может находиться до $4 \cdot 10^{10}$ НЗ (П-2).

2. *Давление газа в КГ* на два – три порядка выше, чем в гало [5]. В гало галактик концентрация газа $n_g \sim 3 \cdot 10^{-4}$ см $^{-3}$; температура $T_g \sim 10^5$ К [9, с. 85]; в коронах $T_k \sim (5 - 10) \cdot 10^6$ К; $n_k \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ см $^{-3}$ [9, с. 81]. Соотношение давлений газа в гало и КГ: $p_g/p_k = n_g T_g / n_k T_k \approx (0,6 - 3) \cdot 10^{-3}$. Несмотря на значительный перепад давлений, корональный газ не перетекает в гало, как и межгалактическую среду. Горячий корональный газ сильно ионизован [9, с. 81], т.е. его может удерживать магнитное поле, что может указывать на наличие в КГ *местных источников магнитных полей*.

Ионизованный газ в КГ удержит магнитное поле $B \approx 0,6 - 2$ мкГс (П-3). Крупномасштабное магнитное поле галактик $2 - 3$ мкГс [8, с. 682] имеет сравнимую величину. В протяженных радиоструктурах (облаках) радиогалактик масштаба их корон $R_k \sim 10 - 100$ кпк магнитное поле достигает $1 - 100$ мкГс [10, с. 213-214]. Источниками магнитных полей, удерживающих газ в КГ, могут являться старые, не активные НЗ, чье вращение затормозилось. Исходя из скрытой массы КГ, на поверхности таких НЗ остаточное магнитное поле $B_0 \approx (3 - 8) \cdot 10^7$

Гц (П-3), что на несколько порядков ниже, чем у молодых пульсаров $10^{10} - 10^{13}$ Гц [9, с. 282].

Магнитосферы НЗ являются магнитными ловушками для КЛ. КЛ (преимущественно протоны) наблюдаемой плотности энергии $\text{екл} \sim 1 \text{ эВ/см}^3$ удержит магнитное поле $B \approx 0,4 \text{ мкГс}$ (П-3). Тем самым, магнитосферы НЗ могут удерживать в КГ как ионизованный газ, так и КЛ.

3. КГ испускают тепловое рентгеновское излучение, в том числе в линиях тяжелых элементов [9, с. 81] и непрерывное рекомбинационное излучение, за счет чего корональный газ должен охлаждаться. Параметры горячего коронального газа, такие как температура $T_k \sim 10^7$ К и концентрация $n_k \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ [9, с. 81] сравнимы с параметрами газа в полостях, образуемых взрывами сверхновых: $T \sim 10^6 - 10^7$ К; $n \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, существующих до $\sim 10^7$ лет [9, с. 86], проходя при этом через максимум кривой радиационных потерь при температуре $6 \cdot 10^5$ К [9, с. 477]. При данных условиях время охлаждения газа в КГ должно было быть сравнимо с временем охлаждения полостей ОВС, т.е. на 3 порядка меньше возраста КГ, сравнимого с возрастом галактик $\sim 10^{10}$ лет. Высокая температура газа в КГ может поддерживаться при наличии *местных источников нагрева коронального газа*.

Корональный газ может разогревать мягкие рентгеновские и субкосмические лучи, а также УФ-излучение [9, с. 86]. Источником подобного излучения в КГ может являться малоинтенсивная *аккреция разреженного коронального газа на поверхность НЗ*. Так, при аккреции вещества на НЗ кинетическая энергия падающих на ее поверхность частиц выделяется в виде излучения [10, с. 359]; часть данных фотонов разогревает атмосферу НЗ [10, с. 360]. Другой *причиной разогрева коронального газа может являться столкновение магнитосфер НЗ*, вращающихся в КГ. Магнитосферы (магнитные ловушки) НЗ, обладающих остаточным магнитным полем, могут увлекать ионизованный газ, замороженный в его силовые линии. Так, разогрев газа, излучающего в рентгеновском диапазоне, наблюдается при столкновении газовых атмосфер в скоплениях галактик [9].

4. При аккреции газа старые НЗ, выключившиеся как радиопульсары, активизируются. При этом потоки газа, охватывая НЗ, могут «высвечивать» их в радиодиапазоне. Так, дрейф пульсаров через межзвездный газ производит шлейф радиоизлучения нетепловой природы [12]. В коронах радиогалактик джеты формируют радио-облака синхротронной природы [10, с. 214]. Магнитное поле в протяженных радиоструктурах радиогалактик $B \sim 100 \text{ мкГс}$ [10, с. 213] обеспечит поле на поверхности НЗ $B_0 \approx 4 \cdot 10^9$ Гц (П-3), что сравнимо с магнитным полем на поверхности пульсаров $B_0 \geq 10^{10}$ Гц [9, с. 282]. Тем самым, *источниками радиоизлучения корон радиогалактик могут являться НЗ, излучающие при аккреции газа джетов*.

5. КГ присуще как *рентгеновское*, так и *радиоизлучение* тепловой природы [9, с. 81], включая галактики в центрах скоплений [10, с. 545]. В тепловое излучение КГ могут вносить вклад находящиеся в ней многочисленные неразрешенные источники нетепловой природы. Так, наблюдаемое фоновое рентгеновское излучение связывают с суммарным излучением слабых неразрешенных внегалактических источников [10, с. 342]. Напомним, что *рентгеновское* свечение газа наблюдается при столкновении газа в центрах скоплений галактик [9]. *Радиоизлучение* наблюдается в области ударных волн, образуемых при столкновении межзвездного газа с газом, увлекаемым магнитосферами пульсаров, движущихся относительно межзвездной среды [12].

6. За пределами нашей галактики могут находиться источники высокоэнергетичных КЛ; *ускорение КЛ* до высоких энергий происходит за счет превращения энергии магнитного поля и движений плазмы в энергию частиц в процессе *пересоединения магнитных полей* противоположной полярности [8, с. 474]. Подобные процессы реализуемы при столкновении магнитосфер не активных НЗ, вращающихся в КГ. При этом остаточное магнитное поле в НЗ, обусловленное их вращением, может поддерживаться за счет слабой аккреции коронального газа на поверхность НЗ. Так, аккреция ускоряет вращение НЗ [10, с. 361].

Минимальную светимость пульсара при аккреции 10^{35} эрг/с [10, с. 356] поддержит поток выпадающего вещества $10^{-11} M_{\odot}$ в год [10, с. 359], из чего следует ограничение на интенсивность генерации КЛ при столкновении магнитосфер не активных НЗ: $L_{нз} < 10^{35}$ эрг/с. В короне типичной галактики $N_k \leq 4 \cdot 10^{10}$ НЗ (П-2); суммарная *интенсивность энерговыделения при столкновении магнитосфер не активных НЗ в КГ в виде КЛ*: $W_{кл} = N_k L_{нз} < 4 \cdot 10^{45}$ эрг/с. Энерговыделение в виде КЛ $\sim 2 \cdot 10^{45}$ эрг/с позволит типичным галактикам взаимно отталкиваться за счет давления на их короны КЛ, рассеиваемых магнитным полем КГ [5].

7. Газ в КГ включает *тяжелые элементы* (вплоть до железа) с относительной концентрацией в 10 раз меньшей, чем на Солнце, что обусловлено его частичным перемешиванием с внутригалактическим газом [9, с. 81]. В перемешивание данных слоев газа может вносить вклад галактический ветер, порождаемый частыми взрывами сверхновых [9, с. 86]. Данному процессу могли способствовать дрейфующие НЗ, увлекающие галактический газ, замороженный в силовые линии их остаточного магнитного поля, включая тяжелые элементы. В ином случае под действием гравитации тяжелые элементы осадут из КГ. Согласно барометрической формуле концентрация элементов падает с высотой с ростом их массы $h \sim 1/m_j$. Соотношение атомных масс железа и водорода 56 : 1 почти на порядок выше соотношения концентраций данных элементов в КГ.

5. Ускорение пульсаров при взрывах сверхновых

Пульсар PSR J0002+6216 в созвездии Кассиопея удаляется от остатка вспышки сверхновой (СТВ 1) со скоростью 1100 км/с [12]. Оценки показывают, что при удаленности пульсара от сверхновой I типа на 2,5 пк, соответствующей начальной фазе адиабатической стадии расширения ее оболочки, *давление газа* во фронте ударной волны может ускорять пульсар до скорости $v \leq 1600$ км/с.

Пульсар также может ускоряться, но до меньших скоростей, за счет реактивных сил вследствие *асимметрии выброса вещества* при взрыве образовавшей его сверхновой II типа. Асимметрия выброса вещества сверхновой может возникать в тесной двойной системе за счет гравитационного влияния соседней звезды, а также вследствие отражения ее поверхностью ударной волны. Так, большинство звезд галактики входит в состав двойных и кратных звездных систем [7, с. 387]; 4% пульсаров входят в двойные системы [10, с. 180].

Наиболее активной областью звездообразования являются *ядра галактик*. Аналогичные процессы могли протекать в ядрах протогалактик. В галактическом центре звездная плотность возрастает от $n \geq 1$ пк⁻³ на расстоянии 1 кпк от центра до $n \geq 3 \cdot 10^7$ пк⁻³ в центре [7, с. 390], что на 7 – 8 порядков выше, чем в диске $n \sim 0,1 - 1$ пк⁻³ [7, с. 387]. При высокой плотности звезд в галактическом центре вероятно формирование тесных двойных систем, включающих пульсар, т.е. возможно ускорение пульсаров из-за асимметрии выброса вещества образующих их сверхновых II типа за счет гравитации звезд в тесных двойных системах.

Рассмотрим механизм ускорения пульсара под *давлением оболочки* соседней сверхновой. Вмораживаясь в магнитное поле пульсара при аккреции плазма передает ему свой импульс [10, с. 361]. Сильное магнитное поле молодых, т.е. быстро вращающихся пульсаров сдерживает аккрецию вещества [14, с. 597]. Молодые пульсары, находящиеся в активной фазе излучения, могут ускоряться под давлением на их магнитосферы горячего ионизованного газа ОВС. Аккреция возможна на немолодые пульсары, замедлившие свое вращение, которые могут ускоряться за счет аккреции газа ОВС, включая межзвездный газ, нагребенный ее ударной волной. При этом аккреция вещества может вновь раскрутить старый пульсар, замедливший свое вращение [10, с. 361].

Ускоренный сверхновой до скорости $v = 1100$ км/с пульсар [12] массой $m_{\text{п}}$ имеет кинетическую энергию $W_{\text{к}} = m_{\text{п}}v^2/2 \approx 1,7 \cdot 10^{49}$ эрг. Для преодоления гравитации галактики массой $M_{\text{г}}$ пульсару требуется энергия:

$$U = GM_{\text{г}}m_{\text{п}}/h \quad (5),$$

где G – гравитационная постоянная; h – удаленность от центра галактики.

Современные области звездообразования: галактический диск на удалении до $h_{\text{д}} \sim 10$ кпк от центра [7, с. 388]; галактический центр радиусом $h_{\text{я}} \sim 1$ кпк [7, с. 390]. Характерная масса НЗ $m_{\text{п}} \sim 1,5 M_{\odot}$ [8, с. 69]. Для преодоления гравитации нашей галактики массой $M_{\text{г}} \sim 10^{11} M_{\odot}$ [7, с. 389] пульсару требуется энергия $U \approx 10^{48}$ эрг, что на порядок ниже кинетической энергии пульсара PSR J0002+6216. Подобные *пульсары, ускоренные взрывами сверхновых, могут покидать пределы галактик.*

Кинетическая энергия оболочки сверхновой I типа достигает 10^{51} эрг [10, с. 433], что на два порядка больше $W_{\text{к}}$, т.е. кинетической энергии оболочки сверхновой I типа достаточно для ускорения десятков пульсаров. Оценки показывают, что из-за низкой концентрации НЗ в диске современной галактики вероятность их охвата ОВС мала. Энергия взрыва сверхновых тратится на разогрев межзвездного газа и излучение [9, с. 477].

Давление газа ускорит пульсар, если энергия магнитного поля, обусловленная энергией вращения НЗ, сравнима с его кинетической энергией: $W_{\text{вр}} \sim W_{\text{к}}$. Энергия вращения зависит от периода пульсара:

$$T = \pi \cdot (2Jm_{\text{п}}/W_{\text{вр}})^{1/2}, \quad (6)$$

где $J = 0,4$ – момент инерции шара.

При радиусе НЗ $r \sim 10$ км [9, с. 281] энергия вращения пульсара составит $W_{\text{вр}} \sim W_{\text{к}} \sim 10^{49}$ эрг при его периоде $T \approx 40$ мс. Минимальный наблюдаемый период пульсаров 1,6 мс [10, с. 180], т.е. *молодые пульсары могут ускоряться под давлением ионизованного газа.* Характерный период пульсаров $T \sim 1$ с [13, с. 1213] при $W_{\text{вр}} \sim 1/T^2 \approx 10^{46}$ эрг, т.е. *пульсары преимущественно могут ускоряться за счет аккреции потока вещества.*

Рассмотрим давление газа ОВС на магнитосферы *молодых пульсаров* в активной фазе излучения, с энергией вращения $W_{\text{вр}} \sim 10^{49}$ эрг. Давление сильно ионизованной плазмы ОВС на адиабатической стадии, содержащей ионы и электроны $p = 2nkT$ [9, с. 587] при площади пересечения ударной волны ОВС и магнитосферы пульсара $S = \xi \pi R^2$ при его среднем радиусе $R = R_{\text{с}}/2$ и силе давления $F_{\text{р}} = pS$ придаст пульсару ускорение $a = F_{\text{р}}/m_{\text{п}} = \pi \xi nkTR_{\text{с}}^2/2m_{\text{п}}$. С увеличением радиуса ОВС его температура падает [9, с. 477], как и оказываемое им давление, а площадь рассеивающей поверхности магнитосферы возрастает. Скорость, приобретенная пульсаром в процессе расширения ОВС $v \sim (2aR_{\text{с}})^{1/2}$, из чего следует оценка:

$$v \approx (\pi \xi nkTR_{\text{с}}^3/m_{\text{п}})^{1/2}, \quad (7)$$

где k – постоянная Больцмана; ξ – коэффициент пересечения ОВС и магнитосферы пульсара.

При среднем радиусе ОВС $R_{\text{с}}/2$ в процессе удаления пульсара на расстояние $R_{\text{с}}$ усредненный коэффициент пересечения его магнитосферы и ОВС $\xi \sim \sin^2 45^\circ = 1/2$. На адиабатической стадии радиус ОВС достигает $R_{\text{с}} = 20$ пк; температура газа $T = 6 \cdot 10^5$ К; плотность $\rho = 10^{24}$ г/см³ [9, с. 477] при концентрации газа $n = \rho/m_{\text{р}} \approx 1$ см⁻³. При данных параметрах согласно (7) пульсар приобретет скорость $v \approx 1,0 \cdot 10^6$ м/с, что сравнимо со скоростью PSR J0002+6216 $v = 1,1 \cdot 10^6$ м/с [12]. Отметим, что вероятность взрыва сверхновой вблизи молодого пульсара возрастом $\leq 10^4$ лет достаточно мала.

Рассмотрим процесс ускорения *старого пульсара* при аккреции газа ОВС. Согласно закону сохранения импульса при аккреции части газа оболочки сверхновой и нагретого ею вещества массой m , движущегося со скоростью $v_{\text{с}}$ в направлении пульсара массой $m_{\text{п}}$, он приобретет скорость:

$$v = v_{\text{с}}m/(m_{\text{п}} + m), \quad (8)$$

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

При сферически-симметричной форме ОВС [9, с. 478] доля газа, направленного к НЗ, соответствует доле частиц, движущихся в выделенном направлении согласно молекулярно-кинетической теории газов, т.е. $k = 1/6$. С учетом этого кинетическая энергия оболочки сверхновой II типа $W_{II} \sim 10^{49}$ эрг [10, с. 433], направленной к пульсару $kW_{II} \sim 1,7 \cdot 10^{48}$ эрг, что на порядок ниже кинетической энергии PSR J0002+6216: $W_k \sim 1,7 \cdot 10^{49}$ эрг, т.е. данный пульсар не мог быть ускорен взрывом сверхновой II типа даже в случае максимальной асимметрии выброса ее оболочки.

Рассмотрим ускорение пульсара взрывом сверхновой I типа. Масса оболочки сверхновой $\sim M_{\odot}$ радиуса $2,5 < R_s < 20$ пк сравнима с массой нагретого ею вещества $\sim M_{\odot}$ [9, с. 477]. Масса аккрецирующего на НЗ вещества, захваченного ее магнитным полем: $m \sim 2kM_{\odot} \approx 0,3 M_{\odot}$. Скорость ударной волны ОВС $v_s = R_s/\tau$ при средней кинетической энергии взрыва $W_0 = 3 \cdot 10^{50}$ эрг поддерживается в течение времени $\tau = 460$ лет до достижения фронтом радиуса $R_s = 2,5$ пк. На адиабатической стадии расширения ОВС, содержащего горячий, т.е. ионизованный газ, при возрасте $\tau' = 3,7 \cdot 10^4$ лет радиус ОВС достигает $R_s' = 20$ пк, скорость ударной волны $v_s' = 2R_s'/5\tau'$ [9, с. 477]. При данных условиях расширения ОВС на адиабатической стадии скорость ударной волны падает с $v_s \approx 5400$ км/с до $v_s' \approx 220$ км/с.

В зависимости от удаленности от сверхновой (2,5 – 20 пк), при средней энергии ее взрыва W_0 согласно формуле (8) НЗ приобретет скорость от $v' \approx 40$ км/с до $v \approx 900$ км/с. Скорость фронта ударной волны возрастает с ростом энергии взрыва сверхновой по закону: $v_s \sim \sqrt{W}$ [9, с. 477]. Энергия взрыва сверхновой I типа $10^{50} - 10^{51}$ эрг [10, с. 434]. Энергия взрыва 10^{51} эрг ускорит НЗ до скорости от $v_{II} = v_s(W/W_0)^{1/2} \approx 1600$ км/с до $v'_{II} \approx 65$ км/с. Энергия взрыва 10^{50} эрг ускорит НЗ до скорости от $v_I \approx 500$ км/с до $v'_I \approx 20$ км/с.

Рассмотрим ускорение пульсаров в *галактическом центре*, а также образующих со сверхновой *двойную систему*. Ограниченность энергии вращения пульсара, т.е. его магнитного поля, накладывает ограничение на скорость, которую он может приобрести в условиях аккреции газа (вмороженного в его магнитное поле), ограниченной временем разлета оболочки сверхновой. При радиусе ОВС $R_s < 2,5$ пк масса нагретого вещества мала, т.е. происходит свободный разлет оболочки сверхновой при $R_s = v_s t$ [9, с. 477]. Расстояние между звездами в галактическом центре $r = 1/\pi n^{1/3} \approx 0,03 - 1$ пк меньше радиуса ОВС на адиабатической стадии $\geq 2,5$ пк. При скорости оболочки $v_s \leq 20$ тыс. км/с [10, с. 433] время достижения пульсара ударной волной $\tau = r/v_s \leq 50$ лет.

Поток выпадающего на рентгеновский пульсар вещества при аккреции может достигать $J \leq 10^{-5} M_{\odot}$ в год [10, с. 361]. В данных условиях на пульсар может выпасть масса до $M = J\tau \leq 10^{-3} M_{\odot}$. Согласно формуле (8) скорость пульсара не превысит $v \leq 20$ км/с. Вместе с тем, аккреция вещества ускоряет вращение пульсара [10, с. 361]. Минимальный период рентгеновского пульсара в условиях аккреции $T = 0,07$ с [10, с. 356]; согласно соотношению (6) энергия его вращения $W_{вр} \approx 3 \cdot 10^{48}$ эрг, что позволит пульсару приобрести скорость до $v = (2W_k/m\pi)^{1/2} \leq 500$ км/с.

При высокой частоте вспышек сверхновых ударные волны ОВС могут накладываться друг на друга [9, с. 86]. Наложение ОВС, наиболее вероятное в ядрах галактик, может дополнительно ускорять НЗ. НЗ может максимально ускоряться, на длительное время $\sim 10^6$ лет попав в протяженный поток плазмы, т.е. в область *джета*, выбрасываемого активным ядром галактики. Так, момент инерции твердой коры пульсара составляет 1 – 10% момента инерции всей НЗ [9, с. 282]. Процесс обмена энергией вращения между корой и ядром НЗ за счет сил трения занимает $\sim 10^6$ лет [10, с. 181]. В данном случае массу вещества, выпадающего на НЗ, ограничивает предел ее устойчивости. Выпадение вещества массой $\sim M_{\odot}$ приведет к гравитационному коллапсу НЗ в ЧД, на что рентгеновскому пульсару потребуется не менее 10^5 –

10^6 лет [10, с. 361]. При скорости джетов $\sim 0,1$ с [9, с. 394] согласно формуле (8) НЗ может достичь скорости $v \leq 10^7$ м/с. Подобные пульсары покинут галактики и вылетят в межгалактическое пространство. Возможно, образующиеся в центрах галактик с активными ядрами (протогалактиках) пульсары, ускоренные джетами, формируют в межгалактической среде протяженные нитеподобные структуры – *филаменты*.

При удаленности пульсаров на ≤ 20 пк от сверхновой при средней энергии ее взрыва они могут приобрести достаточно невысокую скорость ≥ 40 км/с (8). Разница между первой и второй космическими скоростями в галактиках $v_{2\Gamma} - v_{1\Gamma} = (\sqrt{2} - 1) \approx 0,4v_{1\Gamma} \sim 90$ км/с при $v_{1\Gamma} \sim 220$ км/с (П-4) имеет сравнимую величину. Скорости ≥ 40 км/с достаточно для перемещения пульсара на более высокую орбиту. Если НЗ рождается в диске галактики, она переместится в ее гало или корону; для НЗ рождающихся в ядре галактики – в балдж. Подобные НЗ нарастят скрытую массу сферической составляющей галактик. Рожденные во вращающемся галактическом диске пульсары сохраняют свою *линейную* скорость и на его периферии, что согласуется с наблюдаемым распределением скрытой массы в галактиках. Так, для кривых вращения S-галактик характерно сохранение их линейной скорости при удалении от центра начиная с расстояния ~ 1 кпк [7, с. 389], сравнимого с радиусом галактического центра ~ 1 кпк. Сходная зависимость скорости вращения от расстояния наблюдается в КГ [7, с. 387].

Вероятность того, что ударная волна ОВС охватит пульсар, находящийся в *диске* галактики, весьма мала. При среднем расстоянии между пульсарами в диске $D \sim 0,4$ кпк (П-2) и диаметре ОВС до $D_0 \sim 40$ пк вероятность взрыва сверхновой вблизи пульсара $P \sim (D_0/D)^3 \approx 10^{-3}$. Так, из тысячи обнаруженных пульсаров [9, с. 280] лишь один пульсар PSR J0002+6216 оказался ускорен взрывом сверхновой [12].

В центре *ядра* галактики концентрация звезд $\rho \geq 3 \cdot 10^7$ пк $^{-3}$ [7, с. 390] более чем на 7 порядков выше, чем в диске $\rho \leq 1$ пк $^{-3}$ [7, с. 387]. При пропорциональном соотношении числа звезд и сверхновых в центре ядра галактики выполняется условие $\rho_{\text{НЗ}}/\rho \gg 1$, т.е. *пульсары, находящиеся в центре ядра галактики, могут ускоряться под давлением ударных волн ОВС*. Так, в ядре нашей галактики расположен комплекс газовых облаков SgrB2 массой $M \sim 3 \cdot 10^6 M_{\odot}$ и диаметром $D \sim 30$ пк – самая крупная область звездообразования в галактике, где наблюдаются вспышки радио- и рентгеновского излучения [7, с. 391], что может указывать на присутствие пульсаров. При возрасте ОВС на адиабатической стадии $\sim 10^4$ лет в данной области вероятность охвата пульсара его ударной волной $P \sim (D_0/D)^3 \approx 1$. Максимальное ускорение НЗ при наложении ударных волн ОВС, а также при попадании в область джета с наибольшей вероятностью также может происходить в ядрах галактик.

Интенсивному звездообразованию в протогалактиках, в т.ч. рождению массивных звезд, эволюционирующих в сверхновые, способствовала высокая доля газа, которая была на порядок выше, чем в современных галактиках. Для сравнения, в дисках современных S-галактик доля газа 3 – 10 % массы звезд [7, с. 389]. Область звездообразования типичной протогалактики масштаба гало современной галактики могла содержать газ массой $M_{\text{г}} \sim 3,3 M_{\text{к}} \sim 3,3 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. В ней могло образоваться до $N = M_{\text{г}}/M_{\text{п}} \approx 2 \cdot 10^{11}$ НЗ. Среднее расстояние между сверхновыми и НЗ в протогалактиках:

$$r \sim R_{\Gamma}(4\pi/3N)^{1/3}. \quad (9)$$

При радиусе гало типичной галактики $R_{\Gamma} \sim 10$ кпк [7, с. 389] расстояние между сверхновыми и НЗ в протогалактике $r \approx 2,6$ пк сравнимо со средним расстоянием между звездами в диске современной галактики ~ 2 пк [7, с. 387].

Взрывы сверхновых, ускоривших НЗ, наполняющие современную межгалактическую среду, могли происходить в эпоху $10 \leq z \leq 30$ (§ 2), когда расстояние между протогалактиками составляло 0,7 – 2 радиуса корон современных галактик. Плотность вещества в эпоху $z \sim 100$ могла достигать $\rho \sim 5 \cdot 10^{-24}$ г/см 3 (§ 2). В эпоху $10 \leq z \leq 30$ в области звездообразования протогалактик размером, сравнимым со сферическим гало современных галактик, газ мог дости-

гать плотности $\rho_0 = 3M_{\Gamma}/4\pi R_{\Gamma}^3 \approx 10^{-23}$ г/см³. Взрывы сверхновых выбрасывают часть газа за пределы галактик; охлаждаясь, он постепенно оседает [9, с. 86], т.е. средняя плотность газа в области звездообразования в протогалактиках могла достигать плотности $\rho \sim 2,6$ пк (9) от НЗ, сравнимом с радиусом ОВС 2,5 пк в начале адиабатической стадии, ускорит пульсар до скорости $v \sim 1600$ км/с (8). С учетом потери скорости на преодоление гравитации галактик и их корон $\Delta v \sim 600$ км/с (П-4) остаточная скорость дрейфующих НЗ $v_0 = v - \Delta v \approx 1000$ км/с.

6. Взаимное отталкивание галактик дрейфующими нейтронными звездами

При наблюдаемом однородном крупномасштабном распределении вещества во Вселенной галактики, в том числе могут взаимно отталкиваться за счет давления потока СММС, рассеиваемого гравитацией КГ [5]. Дрейфующие в межгалактическом пространстве НЗ – массивные объекты, обладающие слабой светимостью, могут вносить существенный вклад в *скрытую массу межгалактической среды* (СММС). Так, давление газа ОВС может выталкивать НЗ из галактик за пределы их корон (§ 5). Дрейфующие в межгалактическом пространстве НЗ отклоняются гравитацией корон окружающих галактик, способствуя их взаимному отталкиванию. Так, отклонение первоначальной (невозмущенной) траектории тела на 90° эквивалентно его неупругому рассеянию при коэффициенте рассеяния $\kappa = 1$. Потеря скорости, т.е. импульса тела за счет гравитационного маневра с передачей его рассеиваемому объекту в однородно расширяющейся Вселенной проявится в виде эффекта красного смещения.

В однородной Вселенной при неупругом рассеянии потока СММС гравитацией КГ он компенсирует свое гравитационное влияние, расширяясь со скоростью $v \sim 10^5$ м/с [5]. Так, если весь массив СММС массой M_x в расчете на одну галактику, двигающийся с данной скоростью, передаст за счет рассеяния неподвижной КГ массой M_k свой импульс, итоговая скорость расширения системы $v' = \kappa v M_x / (M_x + M_k)$. Соотношение масс КГ и СММС в расчете на одну типичную галактику $M_x/M_k = \Omega_x/\Omega_k$, где Ω_k и Ω_x – доли скрытой массы КГ и СММС от критической. Итоговая скорость галактики:

$$v' = \kappa v \Omega_x / (\Omega_x + \Omega_k) \quad (10).$$

Доля массы галактик и их корон от критической $\Omega_k \sim 0,3$ [7, с. 347]. При $\Omega_x + \Omega_k \sim 1$ доля СММС от критической $\Omega_x = 1 - \Omega_k \approx 0,7$. При $\kappa = 1$; $v \sim 100$ км/с [5] итоговая скорость галактики $v' \approx 70$ км/с.

Концентрация галактик во Вселенной $\Omega_{\Gamma} \sim 0,1$ Мпк⁻³ [8, с. 530]; среднее расстояние между ними $D_0 = 1/\Omega_{\Gamma}^{1/3} \approx 2,1$ Мпк. При постоянной Хаббла $H_0 \sim 75$ км/с·Мпк [8, с. 488] средняя скорость разбегания соседних галактик $v = H_0 D_0 \approx 150$ км/с, в том числе относительно центра масс $v/2 \approx 75$ км/с, что сравнимо с оценкой $v' \approx 70$ км/с (10). При скорости НЗ относительно центра масс соседних галактик $v \sim 100$ км/с их скорость относительно удаляющейся галактики $\Delta v = v - v/2 \approx 25$ км/с. По мере рассеяния на КГ поток СММС постепенно передаст КГ свой импульс, что при равномерном рассеянии СММС во времени соответствует закону Хаббла. Тем самым, скорость расширения СММС $\sim 10^5$ м/с сравнима со средней эффективной скоростью, передаваемой КГ в процессе рассеяния, при которой *поток СММС может способствовать разбеганию галактик, т.е. являться фактором расширения однородной Вселенной.*

Начальная скорость НЗ $v_0 \sim 1000$ км/с (§ 5) снизится до $v \sim 100$ км/с, если НЗ были ускорены в эпоху $z = v_0/v - 1 \approx 9$, чему соответствует период разделения КГ: $z \sim D_0/2R_k - 1 \approx 9$. Данные нейтринной и субмиллиметровой астрономии указывают на активизацию сверхновых в эпоху $z \sim 10 - 30$ (§ 2). Ускоренные в ту эпоху до скорости $v_0 \sim 1000$ км/с НЗ к современной эпохе затормозят до скорости $v = v_0/(z + 1) \approx 30 - 100$ км/с. Это сравнимо с диапазоном рассмотренных современных скоростей СММС в пределах сферы гравитационного влияния КГ 25 – 75 км/с.

Напомним, что генерация НЗ сверхновыми II типа могла происходить в эпоху $10 \leq z \leq 100$; в эпоху $10 \leq z \leq 30$ могли активизироваться сверхновые I типа, чьи взрывы могли выбросить накопленные НЗ из протогалактик. При этом основной массив НЗ мог быть ускорен в эпоху $z \sim 10$ (§ 2). С учетом распределения НЗ по скоростям в эпоху $10 \leq z \leq 30$, их современное распределение может быть достаточно равномерным. В качестве границы эпохи ускорения НЗ в протогалактиках примем красное смещение $z = 9$, соответствующее периоду разделения КГ, что сравнимо с предыдущей оценкой $z \sim 10$ в пределах погрешности $\pm 10\%$.

НЗ в сравнении с галактиками представим в виде массивных частиц. Процесс рассеяния НЗ гравитацией КГ в небесной механике соответствует задаче двух тел. НЗ, попадающие в сферу гравитационного влияния КГ – ее сферу действия, будут двигаться по гиперболическим орбитам. При этом НЗ, пролетающие сквозь КГ, будучи ускорены их гравитацией, слабо рассеиваются. Наибольшая эффективность рассеяния достигается при превышающем радиус объекта R прицельном расстоянии b' , определяемом соотношением невозмущенной скорости тела v и второй космической скорости для рассеивающего объекта $v_{2к}$. Согласно известному решению задачи двух тел минимальное прицельное расстояние, при котором рассеиваемое тело коснется рассеивающего объекта:

$$b' = R(1 + (v_{2к}/v)^2)^{1/2} \quad (11).$$

При прицельном параметре $b = b'/R_k$ угол рассеяния:

$$\text{tg } \theta/2 = v_{1к}^2/bv^2 \quad (12),$$

где $v_{1к}$ – первая космическая скорость для рассеивающего объекта.

Первая космическая скорость для типичных галактик и их корон $v_{1к} \sim 220$ км/с; вторая космическая скорость $v_{2к} = v_{1к}\sqrt{2} \approx 300$ км/с (П-4). При невозмущенной скорости НЗ $v \sim 100$ км/с минимальное прицельное расстояние $b'R_k \approx 3,3R_k$; при $b \approx 3$; отклонение НЗ $\text{tg } \theta/2 \approx 1,6$ при угле отклонения $\theta \approx 116^\circ$, что соответствует частично упругому рассеянию с коэффициентом рассеяния $\kappa = 1 + \sin(\theta - 90^\circ) \approx 1,4$.

В общем случае, учитывающем пространственное распределение плотности КГ, а также распределение дрейфующих НЗ по скоростям, расчет эффективности гравитационного рассеяния НЗ сферой действия КГ требует компьютерного моделирования. Вместе с тем, оценки показывают, что согласно формулам (11; 12) если невозмущенная скорость НЗ мала $v \ll v_{2к} \sim 300$ км/с, угол отклонения максимален, в предельном случае $\theta \approx 180^\circ$ при $\kappa \sim 2$. Если невозмущенная скорость НЗ велика $v \gg v_{2к}$, то $b \approx 1$; угол отклонения пренебрежимо мал; $\kappa \sim 0$. Так, при максимальной невозмущенной скорости НЗ $v_0 \sim 1000$ км/с (П-4) параметры $b \approx 1$; $\sigma = b^2\sigma_k \approx \sigma_k$; $\text{tg } \theta/2 \approx 0,046$; $\theta \approx 5^\circ$; $\kappa = \sin \theta \approx 0,09$.

Благодаря присутствию скрытой массы скорость вращения S-галактик слабо зависит от расстояния вплоть до масштабов их корон [7, с. 342], как и первая космическая скорость для галактик и их корон. В данных условиях НЗ, пролетающие сквозь КГ при прицельном расстоянии $b' < R_k$, будут сильнее ускоряться, отклоняясь при этом на меньший угол. Однако подобное снижение гравитационного влияния КГ на НЗ, пролетающие сквозь нее, компенсирует ее гравитационное влияние на НЗ, пролетающие на расстоянии, большем минимального прицельного расстояния. В первом приближении эффективная площадь рассеяния НЗ гравитацией КГ $\sigma \sim b^2\sigma_k$.

Прицельное расстояние ограничено расстоянием между КГ: $b' \leq D/2$. В условиях значительной концентрации галактик $D/2 \sim R_k$ при красном смещении $z = 9$ уменьшение отклонения НЗ, пролетающих сквозь КГ, можно учесть поправкой $\eta \sim 0,5$.

При $z < 9$ концентрации галактик снижается, среднее расстояние между ними превышает диаметр их корон $D/2 > R_k$ при параметре $\eta \sim 1$. При высокой невозмущенной скорости НЗ $v > v_{2к} \sim 300$ км/с эффективная площадь рассеяния НЗ слабо меняется: $\sigma \sim \sigma_k$. Со снижением скорости $v < v_{2к}$ эффективность рассеяния НЗ резко возрастает $\sigma \sim \sigma_k(v_{2к}/v)^2$. В частности, при $v \sim 30$ км/с параметр $b' \sim 10R_k$. В современный период $b' \leq D/2 \sim 10R_k$, что также требует введения поправки $\eta \sim 0,5$. При невозмущенной скорости $v \leq 30$ км/с НЗ будут пролетать сквозь КГ, что приведет к пропорциональному снижению угла рассеяния.

Параметры рассеяния тел гравитацией корон галактик

v , км/с	b	θ°	κ	κv , км/с	$\eta \kappa v b^2$, км/с
1000	1,05	5	0,09	90	50
550	1,14	18	0,31	170	130
400	1,24	27	0,45	180	275
300	1,4	42	0,67	200	400
200	1,8	68	0,93	185	600
150	2,2	88	1,0	150	725
100	3,3	116	1,4	140	1400
50**	6,1	146	1,8	90	1650
30**	10*	160	1,9	60	1420

* Ограничение $b \leq D_0/2R_k \sim 10$ для современной эпохи при $\eta \sim 0,5$.

** При современном возрасте Вселенной могут вносить вклад в давление на КГ тела, достигшие минимального прицельного расстояния со скоростью $v \geq b'/T_v = bR_k H_0$, т.е. удовлетворяющие критерию $v \geq bR_k H_0$, чему согласно табл. 1 соответствует $v \geq 50$ км/с. В общем случае $v \geq bR_k H_0/(z + 1)$. При этом переход части НЗ, дрейфующих с остаточной скоростью $v < v_{2\kappa}(2R_k/D_0)^{1/2} \approx 95$ км/с на эллиптические орбиты учитывает поправка $\eta' \sim 0,5$.

Согласно табл. 1 при малой невозмущенной скорости $v < 30$ км/с минимальное прицельное расстояние превысит половину расстояния между галактиками $b' > D_0/2$, т.е. тела будут пролетать сквозь КГ, слабо рассеиваясь их гравитацией и внося незначительный вклад в разбегание галактик. Период рассеяния гравитацией КГ таких НЗ $t \sim D_0/2v \approx 1,5 \cdot 10^{10}$ лет превышает современный возраст Вселенной $1,3 \cdot 10^{10}$ лет. Учет подобных НЗ актуален при рассмотрении дальнейшей эволюции Вселенной (§ 7).

Если прицельное расстояние превышает минимальное и сравнимо с половиной расстояния между галактиками $b' \sim D/2$, движущиеся с орбитальными скоростями НЗ будут захвачены гравитацией КГ и не внесут вклад во взаимное отталкивание галактик. На *круговой* орбите радиуса h орбитальная скорость $v_{кр} = v_{1\kappa}(R_k/h)^{1/2}$; на *эллиптической* орбите $v_{кр} < v_{эл} < v_{2\kappa}(R_k/h)^{1/2}$. Как и прицельное расстояние, радиус орбиты ограничен средним расстоянием между галактиками $h \leq D/2$. В настоящее время при $h \sim D_0/2 \sim 10R_k$ параметр $(2R_k/D_0)^{1/2} \approx 0,32$ при $v_{кр} = v_{1\kappa}(2R_k/D_0)^{1/2} \approx 70$ км/с; $v_{эл} < v_{2\kappa}(2R_k/D_0)^{1/2} \approx 95$ км/с. При большей скорости НЗ при любом прицельном расстоянии орбита окажется гиперболической. В общем случае, при зависимости расстояния между галактиками $D = D_0/(z + 1)$ в эпоху молодых галактик $v_{кр} = v_{1\kappa}(2R_k(z + 1)/D_0)^{1/2}$. В предельном случае при $z = 9$ скорость на круговой орбите $v_{кр} = v_{1\kappa} \approx 220$ км/с; эллиптической $v_{эл} = v_{2\kappa} \approx 300$ км/с.

Если прицельное расстояние сравнимо с расстоянием между галактиками, а скорость тел меньшей круговой $v < v_{кр} \sim 70$ км/с, НЗ перейдут на эллиптическую орбиту, в фокусе которой находится данная галактика. При скорости $v_{кр} < v < v_{эл}$ тела перейдут на эллиптические орбиты, в фокусах которых могут находиться соседние галактики. Если данные орбиты имеют большой эксцентриситет, часть НЗ сконцентрируется вдоль осей, соединяющих галактики. Подобная неоднородность распределения НЗ между галактиками будет способствовать их взаимному притяжению (П-5).

НЗ, пролетающие сквозь КГ и притягиваемые гравитацией соседних галактик, могут формировать нитеподобные структуры, последовательно связывающие галактики, их группы и скопления. Так, в масштабе ~ 100 Мпк Вселенная обладает *ячеисто-сетчатой* структурой, в которой группы и скопления галактик образуют вытянутые нити – *филаменты* толщиной

~ 10 Мпк [7, с. 347]. Сравнимой величины в расширяющейся Вселенной достигает максимальный пробег НЗ $S_m = v_0/H \approx 13$ Мпк при их начальной скорости $v_0 \sim 1000$ км/с (П-4); постоянной Хаббла $H_0 \sim 75$ км/с·Мпк [8, с. 488]. Тем самым, *филаменты могут формировать НЗ, дрейфующие между галактиками.*

Согласно табл. 1 изменение скорости тела при рассеянии КГ, характеризующее параметром k_v , достигает максимума ($k_v \sim 200$ км/с) при невозмущенной скорости $v \sim 300$ км/с. При данной скорости тело передает рассеивающей его галактике максимальный импульс. Давление НЗ на КГ пропорционально площади их рассеяния гравитацией $\sigma \sim b^2 \sigma_k$. Согласно формуле (13) эффективность данного рассеяния характеризует параметр $\eta k_v b^2$. По данным табл. 1 параметр $\eta k_v b^2$ максимален при невозмущенной скорости НЗ $v \sim 50$ км/с. В условиях распределения НЗ по скоростям, максимальное давление на КГ в современную эпоху окажут НЗ, движущиеся с остаточной скоростью ~ 50 км/с. Напомним, что применительно к давлению НЗ на КГ при современном возрасте Вселенной подобная скорость имеет физический смысл. Соответствующие НЗ могли быть изначально ускорены до скорости $v_0 \sim 1000$ км/с в эпоху $z' = v_0/v - 1 = 19$, либо до скорости $v_0 \sim 500$ км/с в эпоху $z = v_0/v - 1 = 9$.

С падением остаточной скорости НЗ в условиях расширения Вселенной превышение силы давления НЗ на КГ над силой гравитации согласно формуле (16) отражает зависимость $\delta \sim \eta k_v b^2 (v_0 + v)/D$. В табл. 2 представлен нормированный параметр δ/v_0 : $\zeta = \eta k_v b^2 (1 + v/v_0)$ при начальной скорости НЗ $v_0 \sim 1000$ км/с. Согласно данным табл. 2 в эпоху $z = 9$ параметр ζ достигает максимумов при $v \sim 300 - 400$ км/с и $v \sim 50$ км/с, а также минимумов в области $v \sim 500 - 1000$ км/с и $v \sim 150$ км/с. При падении рассмотренных сил с расстоянием $\sim 1/D^2$ максимальное ускорение галактик за счет давления НЗ могла обеспечить их остаточная скорость $v \sim 300 - 400$ км/с в эпоху $2 \leq z \leq 3$. Данная оценка согласуется с другими оценками эпохи ускоренного разбегания галактик: $z \geq 1$ [15]; $1 \leq z \leq 4$ [5].

При рассмотренных выше условиях невозмущенная скорость $v \sim 150$ км/с достижима при $z \sim 0,5$. Процесс захвата НЗ гравитацией корон гигантских галактик мог начаться раньше, способствуя образованию вокруг них скоплений при $z > 0,5$. Данная оценка согласуется с периодом формирования скоплений $z < 1$ [10, с. 545].

Таблица 2

Параметры рассеяния тел, чья невозмущенная скорость обеспечит максимальное давление на короны галактик

v , км/с	b	$D_0/2R_k(z+1)^*$	z	D , Мпк	ζ^{**}
1000	1,0	1,1	9	0,2	500
550	1,14	1,25	4,5	0,36	560
400	1,24	1,4	3	0,5	770
300	1,4	1,7	2	0,67	780
200	1,8	2	1	1	720
150	2,2	2,5	0,5	1,5	550
100	3,3	5	0	2	770
50	6,1	10	0	2	870
30	10	10	0	2	730

* Параметр b удовлетворяет критерию $D_0/2R_k(z+2) < b \leq D_0/2R_k(z+1)$.

** Параметр $\zeta = \eta k_v b^2 (1 + v/v_0)/D$, км¹·с⁻¹·Мпк⁻¹.

Расчеты показывают, что СММС может способствовать взаимному отталкиванию галактик в эпоху $0 \leq z \leq 9$, если однородно расширяется основной массив НЗ, дрейфующих с начальной скоростью ~ 1000 км/с.

Расстояние между галактиками в эпоху $z' = 9$ было сравнимо с диаметром их корон. Вторая космическая скорость для КГ $v_{эл} \sim 300$ км/с соответствует соотношению $v > v_{эл}$. Уско-

ренные в данную эпоху НЗ не будут захвачены на эллиптические орбиты вплоть до $z \geq 2$, т.е. все они внесут вклад в отталкивание галактик и вероятно равномерное распределение подобных дрейфующих НЗ в пространстве. Если НЗ были ускорены в эпоху $z'' \sim 30$, их скорость $v_0(z+1)/(z''+1)$ снизится до $v_{эл}$ при $z \sim 10$. Соответственно, в данную эпоху вероятное значение $\gamma v \sim \gamma_{\min} \sim 6$ (П-5). Скорость НЗ, ускоренных в эпоху $z''' \sim 20$, снизится до $v_{эл}$ при $z \sim 5$.

Напомним, что в современную эпоху гравитация КГ успеет рассеять лишь часть НЗ, чья скорость $v \geq 50$ км/с. При прицельном расстоянии, сравнимом с расстоянием между галактиками, часть НЗ, чья скорость $v_{кр} < v < v_{эл}$, т.е. $70 < v < 95$ км/с перейдет на эллиптические орбиты. Тем самым эффективность давления НЗ на КГ при их современной остаточной скорости $v \leq 50$ км/с снизится, что можно учесть поправкой $\eta' \sim 0,5$ (табл. 1). В современную эпоху $z = 0$ при остаточной скорости НЗ $v \sim 30 - 100$ км/с вклад в отталкивание галактик смогут внести до половины НЗ. При сравнимом весовом вкладе НЗ, ускоренных в эпохи $10 \leq z \leq 30$, при $\gamma_{\min} \sim 6$ и $\gamma_{\max} \sim 11$ (П-5) вероятное значение усредненного параметра $\gamma v \sim (\gamma_{\min} + \gamma_{\max})/2 \approx 9$. В эпоху $z \sim 5$ параметр $\gamma v \sim (2\gamma_{\min} + \gamma_{\max})/3 \approx 7$. Данные оценки показывают, что *по мере расширения Вселенной степень неоднородности распределения СММС между галактиками может возрастать*. При удвоении возраста Вселенной остаточная скорость НЗ не превысит ≤ 50 км/с, так что $\gamma v \sim \gamma_{\max} \approx 11$, что может способствовать ее сжатию (§ 7).

Расчет критической частоты выброса НЗ галактиками J_c подобен известному расчету критической (эддингтоновской) светимости квазаров. Силу гравитационного притяжения типичных галактик с учетом массы их корон M_k , удаленных друг от друга на расстояние D : $F_g = \gamma GM_k^2/D^2$ уравновесит сила давления потока НЗ массой m_p каждая: $F_p = km\chi v\sigma/4\pi D^2 t$, где $\sigma \sim b^2\sigma_k$ – эффективная площадь сферы действия КГ; $t = 1/J_c$ – промежуток времени между НЗ, выбрасываемых из типичной галактики. Условие $F_{нз} = F_g$ сводимо к соотношению $\gamma GM_k^2 = km\chi v R_k^2 J_c/4$, т.е. критический поток НЗ от типичной галактики:

$$J_c = 4\pi\gamma GM_k^2/\eta kvb^2\sigma_k m_p \quad (13),$$

где v – невозмущенная скорость НЗ относительно рассеивающей галактики.

Формула (13) содержит параметры M_k^2 и $\sigma_k = \pi R_k^2$, характеризующие свойства КГ, т.е. формально она применима вплоть до эпохи разделения КГ, соответствующей красному смещению $z \sim D_0/2R_k - 1 \approx 9$. Формула имеет ряд и других ограничений, которые учитывает альтернативный расчет (16):

1. Благодаря одинаковой зависимости силы гравитации и давления света от расстояния $\sim 1/r^2$ критическая светимость квазаров не зависит от удаленности окружающих отталкиваемых объектов (частиц) [8, с. 522]. Согласно соотношению (13) критический поток НЗ, движущихся с фиксированной скоростью v , также не зависит от удаленности рассеивающих их галактик, т.е. данный расчет применим к *статической* Вселенной.

2. Скорость фотонов не зависит от их энергии. В случае НЗ время достижения КГ и рассеяния их гравитацией обратно пропорционально их скорости. Так, при соотношении $v_0/v \approx 10$ вклад НЗ, быстро движущихся в молодых галактиках, согласно расчету (13) окажется на порядок занижен в сравнении с НЗ, медленно дрейфующими в современный период. Данную разницу компенсирует поправка $\zeta \sim (1 + v/v_0)/D$ (табл. 2), учтенная в (16).

3. Расчет критической светимости квазаров применим в пределах *оптической толщины* среды. Формула (13) применима с учетом ограничения по длине свободного пробега НЗ между галактиками до рассеяния КГ, которая не должна превышать их *максимальный пробег* до остановки относительно среды вследствие потери скорости из-за красного смещения в условиях расширения Вселенной.

При начальной скорости НЗ $v_0 \sim 1000$ км/с (П-4); постоянной Хаббла $H_0 \sim 75$ км/с·Мпк [8, с. 488] ее максимальный пробег $S_m = v_0/H \approx 13$ Мпк, что формула (13) не учитывает. На таком расстоянии скорость удаления галактики $v_g = H_0 S_m \approx 1000$ км/с. Время движения НЗ до остановки относительно среды $t = S_m/v_0 \approx 1,3 \cdot 10^{10}$ лет при $T_v \sim 1/H_0$ равно возрасту Вселенной $T_v \sim 1,3 \cdot 10^{10}$ лет [7, с. 347]. Затормозившие НЗ будут захвачены гравитацией КГ на эл-

липтические орбиты, формируя т.н. *облака темной материи*. Если НЗ были ускорены в эпоху $z = 9$, их начальная скорость упадет до $v \sim 100$ км/с при максимальном пробеге $S_m \sim (v_0 - v)/H_0 \approx 12$ Мпк, сравнимом с толщиной *филаментов* 10 Мпк [7, с. 347], ассоциируемых с нитевидными формами, образуемыми темной материей.

В условиях сильного роста параметра $\eta_{\text{КВ}} b^2$ при снижении остаточной скорости НЗ (табл. 1) формула (13) корректна для малых остаточных скоростей НЗ, при которых их длина свободного пробега $S_0 = 1/\Omega_{\text{Г}} \sigma$ сравнима с максимальным пробегом. Так, для невозмущенной скорости 50 км/с минимальное прицельное расстояние $b' = 6,1 R_{\text{К}}$ (табл. 1) сравнимо с радиусом сферы гравитационного влияния КГ $10R_{\text{К}}$ в современный период.

4. *Длина свободного пробега* НЗ до рассеяния КГ при остаточной скорости $v \sim 100$ км/с в современный период: $S_0 = D_0^3/b^2 \sigma_{\text{К}} \approx 30$ Мпк в $S_0/S_m \approx 2,5$ раза выше их максимального пробега $S \sim 12$ Мпк. В общем случае соотношение $S_m/S_0 = \Omega_{\text{Г}} b^2 \sigma_{\text{К}} (v_0 - v)/H_0$ при $\Omega_{\text{Г}} = 1/D^3$; $\sigma_{\text{К}} = \pi R_{\text{К}}^2$ параметр $\beta = S_m/S_0$ выражает соотношение:

$$\beta = \pi b^2 R_{\text{К}}^2 (v_0 - v)/H_0 D^3 \quad (14),$$

где $D = D_0/(z + 1)$.

С учетом $v = v_0(z + 1)/10$ для $z = 9$ параметр $v_0 - v = v_0(9 - z)/10$, т.е. формула (14) сводится к зависимости $\beta \sim b^2(0,9 - 0,1z)(z + 1)^3$.

Таблица 3

Соотношение длин максимального и свободного пробега тел при их рассеянии коронами галактик

v , км/с	z	$(z + 1)^3$	$0,9 - 0,1z$	b^2	$b^2(0,9 - 0,1z)(z + 1)^3$	β
900	8	729	0,1	1,1	80	3,2
550	4,5	166	0,45	1,3	110	4,3
400	3	64	0,6	1,5	58	2,3
300	2	27	0,7	2	38	1,5
200	1	8	0,8	3,2	21	0,84
150	0,5	3,4	0,85	4,4	15	0,52
100	0	1	0,9	11	10	0,4
50	0	1	0,9	37	33	1,3
30	0	1	0,9	100	90	3,6

Согласно данным табл. 3 для НЗ, ускоренных в эпоху $z = 9$ до начальной скорости $v_0 \sim 1000$ км/с, параметр β возрастает при $z \geq 1$, достигая максимального значения при $z = 9$. Так, при $z = 9$ сфера гравитационного влияния КГ сравнима с их радиусом $D/2 \sim R_{\text{К}}$. При малом расстоянии между молодыми галактиками и высокой начальной скорости дрейфа НЗ их рассеяние КГ окажется неоднократным, т.е. параметр β характеризует число рассеяний НЗ на КГ в пределах их пробега. При остаточной скорости НЗ в современную эпоху $v \leq 50$ км/с параметр $\beta \geq 1$. Напомним, что в условиях ограниченности возраста Вселенной критерию $v \geq bR_{\text{К}}H_0$, удовлетворяет остаточная скорость НЗ $v \geq 50$ км/с, т.е. при такой скорости НЗ успеют рассеяться КГ лишь один раз, чему соответствует параметр $\beta = 1$.

В рассеянии НЗ гравитацией КГ при однородном расширении Вселенной важно значение параметра в диапазоне $\beta \leq 1$, чему согласно табл. 3 соответствует эпоха при красном смещении в диапазоне $0 \leq z \leq 1$. Падение β при $z \leq 1$ согласуется с эпохой формирования скоплений $z < 1$ [10, с. 545], т.е. *превышение длины свободного пробега НЗ до рассеяния КГ над их максимальным пробегом может способствовать формированию скоплений*.

Оценим критический поток НЗ при их малых остаточных скоростях, при которых формула (13) допустима. При массе типичных галактик $\sim 10^{10} M_{\odot}$ масса их корон $M_{\text{К}} \sim 10^{11} M_{\odot}$.

При современной невозмущенной скорости НЗ $v \sim 100$ км/с согласно табл. 1 параметр $\eta kvb^2 \sim 1400$ км/с. При вероятном коэффициенте неоднородности распределения СММС в межгалактическом масштабе в современную эпоху $\gamma v \sim 9$ согласно формуле (13) критический поток НЗ $J_c \approx 72$ год⁻¹. Согласно табл. 1 при $v \sim 50$ км/с параметр ηkvb^2 в 1,2 раза выше, т.е. критический поток НЗ $J_c \approx 60$ год⁻¹. В современных галактиках частота взрывов сверхновых $\nu_{sv} \sim 0,05$ год⁻¹ [13, с. 1212] на три порядка ниже, т.е. *ускорение НЗ за счет взрывов сверхновых в современных галактиках не обеспечит их взаимное отталкивание.*

СММС могут формировать НЗ, рожденные и ускоренные сверхновыми в протогалактиках, когда частота их взрывов значительно превышала современную. Данные субмиллиметровой, гамма и нейтринной астрономии указывают на вероятную активизацию сверхновых в период, определяемый красным смещением $10 \leq z \leq 100$ (§ 2), т.е. к эпохе $z \sim 9$ основной массив газа протогалактик мог быть переработан в НЗ (П-1).

Исходя из СММС в расчете на одну типичную галактику M_x , соответствующая ей протогалактика могла ускорить $N \sim M_x/m_p$ НЗ. С учетом соотношения $J_c = N/t$, исходя из красного смещения $z = T_v/t - 1$, соответствующего определенной эпохе, может быть оценен максимальный поток НЗ, ускоренных в соответствующий период:

$$J_m = (z + 1)M_x/T_v m_p \quad (15).$$

Характерная масса НЗ $m_p \sim 1,5 M_\odot$ [8, с. 69]; возраст Вселенной $T_v \sim 1,3 \cdot 10^{10}$ лет [7, с. 347]; $M_x = M_k \Omega_x / \Omega_k \sim 2,3 \cdot 10^{11} M_\odot$ при массе корон типичных галактик $M_k \sim 10^{11} M_\odot$. В эпоху ускорения НЗ при $z = 9$ согласно формуле (15) максимально возможный поток НЗ $J_m \approx 120$ год⁻¹. Он в $J_m/J_c \approx 1,6$ раза выше критического потока $J_c \approx 72$ год⁻¹ (13) НЗ, движущихся относительно современных рассеивающих галактик с невозмущенной скоростью $v \sim 100$ км/с, а также в $J_m/J_c \approx 2$ раза выше потока $J_c \approx 60$ год⁻¹ при $v \sim 50$ км/с.

Частота взрывов сверхновых в молодых галактиках с АЯ $\nu_{sv} \geq 40 - 100$ год⁻¹ (§ 2) сравнима с максимально возможным потоком НЗ $J_m \approx 120$ год⁻¹ в эпоху $z \sim 9$ согласно формуле (15).

Согласно оценкам (13; 15) разбегание современных галактик обеспечит часть НЗ, дрейфующих с остаточной скоростью ~ 100 км/с при их доле $\xi_0 = J_c/J_m \approx 0,6$ возможного потока НЗ, дрейфующих в межгалактическом пространстве. При скорости НЗ ~ 50 км/с их доля $\xi'_0 = J_c/J_m \approx 0,5$. Согласно критерию $v/b \geq R_k N_0$ (Табл. 1) НЗ, дрейфующие с меньшей остаточной скоростью $v < 50$ км/с, не окажут давления на КГ.

Дрейфующие НЗ распределены по скоростям. Вклад НЗ, имеющих определенную скорость, учтем коэффициентом ξ . Распределение НЗ по скоростям в первом приближении будем считать равномерным (плоским). Согласно предыдущим оценкам, вероятные скорости современных НЗ лежат в диапазоне от $v_{min} \sim 30$ до $v_{max} \sim 100$ км/с.

Доля НЗ, ускоренных в эпоху $z \sim 10 - 30$ и дрейфующих с современной остаточной скоростью 30 км/с, 50 км/с и 100 км/с, учтенных в табл. 1; 2 составит $\xi_v \sim 0,33$, что сравнимо с соотношением $v_{min}/v_{max} \approx 0,33$. При равномерном распределении НЗ по скоростям в области ~ 50 км/с, с учетом критерия $v \geq b R_k N_0$ их доли при скоростях > 50 км/с и < 50 км/с также могут быть сравнимы: $\xi \sim 1/2$. Соответственно, доля НЗ, дрейфующих со скоростью в области ~ 50 км/с и рассеиваемых гравитацией КГ $\xi_v/2 \approx 0,17$.

С учетом весового вклада двух данных фракций НЗ в рассмотренном диапазоне скоростей $\delta = \xi_v/\xi_0 + \xi_v/2\xi'_0 \approx 0,9$, т.е. данные НЗ способны оказать на КГ суммарное давление, сравнимое с критическим. Согласно (13; 15) *НЗ, ускоренные взрывами сверхновых в протогалактиках и дрейфующие с остаточной скоростью 50 – 100 км/с могут обеспечить взаимное отталкивание современных типичных галактик при их суммарной доле 1/2 в массиве СММС.*

Оценим динамику вклада СММС во взаимное отталкивание галактик в условиях расширения Вселенной, учитывая изменение расстояния между галактиками, а также снижение скорости НЗ. Данный вклад определяет соотношение силы давления потока СММС на КГ и силы их взаимного гравитационного притяжения $\delta = F_x/F_g$. Сила гравитационного притяже-

ния КГ $F_{\Gamma} = \gamma GM_{\kappa}^2/D^2$. Сила давления потока СММС, ξ часть которого имеет невозмущенную (остаточную) скорость v представима в виде: $F_x = \xi k M x v/t$, где $t = 2S/(v_0 + v)$ – время движения НЗ между галактиками; длина свободного пробега $S \sim 1/\pi \Omega_{\Gamma} \eta b^2 R_{\kappa}^2$. С учетом зависимости $\Omega_{\Gamma} = 1/D^3$ превышение давления СММС над гравитацией корон галактик:

$$\delta = \beta \xi \kappa M x v (v_0 + v) \eta b^2 R_{\kappa}^2 / 2 \gamma G D M_{\kappa}^2. \quad (16)$$

Согласно (13) критический поток НЗ от галактики: $J_c \sim M_{\kappa}^2/R_{\kappa}^2$. Также согласно (16) параметр $\delta \sim R_{\kappa}^2/M_{\kappa}^2$. При зависимости $R_{\kappa} \sim M_{\kappa}^{1/3}$ параметр δ обретает *физический смысл* превышения массы отталкивающихся крупных галактик M' над массой M типичных галактик: $\delta \sim (M'/M)^{1/3}$ (П-6). Из сближения галактики Млечный путь, содержащей $\sim 10^{11}$ звезд с более крупной галактикой Андромеды при отсутствии сближения со средними галактиками Большое Магелланово Облако и Кассиопея с учетом массы их корон следует оценка $\delta_0 \sim 2,2$ [5].

При соотношении $M_x/M_{\kappa} = \Omega_x/\Omega_{\kappa} \approx 2,3$ в расчете на одну типичную галактику, а также при $v \ll v_0$ для современной эпохи формула (16) сводится к упрощенному виду:

$$\delta \approx 4 \cdot 10^{-11} \cdot \beta \xi \eta \kappa b^2 v (v_0 + v) / \gamma. \quad (17)$$

Из формулы (17) следует, что при $v = v_0$ в стационарной Вселенной скорость расширения СММС компенсирующая гравитацию галактик ($\delta_0 = 1$):

$$v \approx 1,1 \cdot 10^5 (\delta \gamma / \beta \xi \eta \kappa)^{1/2} / b, \text{ м/с.} \quad (18)$$

Если весь поток СММС движется со сравнимой скоростью ($\xi = 1$) при $b \sim \gamma \sim \eta \sim \beta \sim 1$ в первом приближении скорость СММС $v \approx 10^5$ м/с, что согласуется с альтернативной оценкой $v \sim 10^5$ м/с [5].

При $v_0 \sim 1000$ км/с; $v \sim 100$ км/с; параметрах $b \sim 3,3$; $\eta \sim 1$; $\kappa \sim 1,4$ (Табл. 1) согласно (17) $\delta \gamma / \xi \beta \approx 67$. При $\beta_1 \sim 0,4$ (Табл. 3) параметр $\delta \gamma / \xi \approx 27$. При $\gamma v \sim 9$ в современное время параметр $\delta / \xi \approx 3$. Критическому значению $\delta_0 = 1$ соответствует доля НЗ $\xi_1 \approx 0,33$, что соответствует $\xi_v = 0,33$ при равномерном распределении НЗ по скоростям. Данная оценка в $\xi_0/\xi_1 \approx 1,8$ раза выше предыдущей $\xi_0 \sim 0,6$ (13). Согласно (17) *при современной доле НЗ, дрейфующих с остаточной скоростью 100 км/с в массиве СММС 1/3 они могут способствовать взаимному отталкиванию типичных галактик.*

Согласно формуле (17) параметр $\delta \sim \eta \kappa b^2 v (v_0 + v) \beta \xi / \gamma$, учитывающий превышение силы давления потока СММС на КГ над силой их взаимного гравитационного притяжения, зависит от целого ряда параметров. С учетом обобщения $\zeta = \eta \kappa v b^2 (v_0 + v) / v_0$ формула (17) сводится к простейшему виду:

$$\delta \sim \zeta \beta \xi / \gamma. \quad (19)$$

При известном значении δ_1 и прочих параметров при остаточных скоростях НЗ v_1 и v_2 параметр δ_2 определяется соотношением:

$$\delta_2 = \delta_1 \zeta_2 \beta_2 \xi_2 \gamma_1 / \zeta_1 \beta_1 \xi_1 \gamma_2. \quad (20)$$

При остаточных скоростях НЗ $v_1 \sim 100$ км/с и $v_2 \sim 50$ км/с согласно Табл. 2 соотношение $\zeta_2/\zeta_1 \approx 1,1$; согласно Табл. 3 при $\beta_2 = 1$ соотношение $\beta_2/\beta_1 \approx 2,5$. При $\delta_2 \sim \delta_0$ (16) и $\gamma_2 \sim \gamma_1$ согласно (20): $\delta_2 = \delta_0 \zeta_2 \beta_2 \xi_1 / \zeta_1 \beta_1 \xi_2 \approx 2,7 \xi_1 / \xi_2$. При $\xi_1 \sim \xi_v$; $\xi_2 \sim \xi_v/2$ для равномерного распределения НЗ по скоростям с учетом критерия $v \geq b R_{\kappa} \Omega$, параметр $\delta_2 \approx 1,4$. Суммарный вклад рассмотренных фракций НЗ: $\Sigma \delta \approx 2,4$.

В пределах погрешности расчетов $\geq 10\%$ оценка $\Sigma \delta \approx 2,4$ согласуется с оценкой $\delta \sim 2,2$, при которой современные галактики, содержащие 10^{11} звезд, взаимно отталкиваются [5]. Тем самым, *НЗ, дрейфующие с остаточными скоростями 50 – 100 км/с при их суммарной доле 1/2 в массиве СММС могут способствовать взаимному отталкиванию современных галактик, содержащих до 10^{11} звезд.*

7. Динамика расширения Вселенной

Согласно зависимости $\delta \sim \beta \xi \zeta / \gamma$ (19) в диапазоне красного смещения $0 \leq z \leq 9$ параметр δ меняется в достаточно широком диапазоне. Так, параметр ζ различается в 1,7 раза (табл. 2). Параметр β принимает значения $0,4 \leq \beta \leq 1$, варьируясь в 2,5 раза (табл. 3). Параметр γ лежит в диапазоне $6 \leq \gamma \leq 11$ (П-5), меняясь в 1,8 раза. Оценки показывают, что при данных условиях параметр δ меняется в диапазоне $1 < \delta \leq 4$. Тем самым, *в диапазоне красного смещения $0 \leq z \leq 9$ динамика разбегания галактик может быть нелинейной*, т.е. постоянная Хаббла может являться функцией красного смещения $H_0(z)$.

Так, скорость расширения Вселенной, как и шкала космологических расстояний в широком диапазоне красного смещения не выражается линейной зависимостью. Согласно уравнениям Фридмана, постоянная Хаббла зависит от плотности энергии Вселенной, на что, в частности, обращается внимание в работе [16]. Например, по уточненным данным наблюдений за сверхновыми «свечами» Ia Вселенная могла ускоренно расширяться в эпоху, соответствующую красному смещению $z \geq 1$ [15].

Согласно данным табл. 2 параметр ζ сравним при невозмущенных скоростях НЗ 200 – 400 км/с ($1 \leq z \leq 3$) и 100 км/с ($z = 0$). В условиях расширения Вселенной доля современных НЗ с остаточной скоростью 100 км/с должна соответствовать доле НЗ, имеющих скорость 200 км/с в эпоху $z = 1$ и т.д., поскольку это одни и те же НЗ, чья доля $\xi \sim 0,33$ не меняется. Для эпохи $z \leq 5$ параметр $\gamma v \sim 9$ сравним (§ 6). Вместе с тем, при разных скоростях НЗ параметр β различается. При $v = 100$ км/с параметр $\beta_1 \sim 0,4$; при $v' = 200$ км/с $\beta = 0,84$; при $v' \geq 300$ км/с $\beta \geq 1$ (Табл. 3). Согласно зависимости (20) для остаточных скоростей НЗ $v' = 200$ км/с параметр $\delta = \delta_0 \beta / \beta_1 \approx 2,1$. При $v' = 300 - 400$ км/с параметр $\delta \approx 2,5$.

Остаточная скорость НЗ, ускоренных при z' , в эпоху, определяемую красным смещением z составит $v' = v_0(z + 1)/(z' + 1)$. Так, при $z' = 20$ в эпоху $z = 0$ остаточная скорость НЗ $v \approx 50$ км/с ($\delta \approx 1,4$; $\beta = 1$). При $1 \leq z \leq 3$ скорость таких НЗ достигала $v' \approx 100 - 200$ км/с. Оценки показывают, что для данных условий $\beta' \sim 1$; $\zeta'/\zeta \sim 1$. При постоянстве γ и доли НЗ ξ остаточной скорости НЗ $v' \sim 100 - 200$ км/с параметр $\delta' = \delta \zeta' \beta' / \zeta \beta \approx 1,4$.

При $z > 1$ доля НЗ ξ дрейфующих со скоростями, при которых они не рассеиваются гравитацией КГ, не снижается. Например, скорость НЗ, ускоренных в эпоху $z'' = 30$, в эпоху $z = 1$ упадет до $v = v_0(z + 1)/(z'' + 1) \approx 70$ км/с, что не будет удовлетворять критерию $v \geq bR_k H_0(z + 1) \approx 100$ км/с (табл. 1), т.е. такие НЗ не успеют рассеяться гравитацией КГ. Так, соотношение $v/v'' = bR_k H_0(z'' + 1)/v_0$ не зависит от z .

При $z = 1$ суммарный вклад рассмотренных фракций НЗ $\Sigma \delta \approx 3,5$. При $2 \leq z \leq 3$ их суммарный вклад $\Sigma \delta \approx 4$. При $\delta \sim 5$ могут взаимно отталкиваться галактики, содержащие 10^{12} звезд [5]. Соответствующая разница $\delta - \Sigma \delta \approx 1$ могла быть компенсирована за счет давления на КГ других компонент межгалактической среды, таких как МФИ и КЛ (П-6). Тем самым, *в эпоху $2 \leq z \leq 3$ рассеяние дрейфующих НЗ гравитацией КГ могло способствовать взаимному отталкиванию гигантских галактик, содержащих до 10^{12} звезд*.

Масса спиральных галактик $\leq 10^{12} M_\odot$. Гигантские эллиптические галактики достигают массы $10^{13} M_\odot$, однако они образуются за счет слияния S-галактик [7, с. 389]. В процессе слияния галактик образуются скопления. Скопления возникли при $z \leq 1$ за счет объединения ранее сформировавшихся галактик. При этом как богатые, так и бедные скопления содержат гигантские галактики, масса которых сравнима с массой всего скопления как целого [10, с. 545]. При $z = 1$ суммарный вклад НЗ $\Sigma \delta \approx 3,2$ не позволял отталкиваться таким галактикам.

Согласно табл. 2 параметр ζ достигает минимумов при невозмущенных скоростях НЗ 150 км/с ($z = 0,5$) и 1000 км/с ($z = 9$). При $v = 150$ км/с параметр $\beta \sim 0,52$ сравним с $\beta_1 \sim 0,4$ для $v_1 = 100$ км/с; при $v = 900$ км/с параметр $\beta = 1$ (Табл. 3). При постоянстве ξ и γ согласно зависимости (20) при $\zeta/\zeta_1 \approx 0,7$ для v относительно v_1 параметр $\delta = \delta_0 \zeta \beta / \zeta_1 \beta_1 \approx 0,9$. Тем самым, при $z = 0,5$ давление СММС на КГ могло быть сравнимо с современным. Это согласуется также с периодом формирования скоплений при $z \leq 1$.

В эпоху $z \sim 9$ скорость НЗ близка к начальной $v \sim v_0 \sim 1000$ км/с. В ту эпоху параметр $\gamma \sim 6$ (§ 6); при современном $\gamma_1 \sim 9$ соотношение $\gamma_1/\gamma \approx 1,5$. При $\beta = 1$ и соотношении $\zeta/\zeta_1 \approx 0,65$ относительно $v_1 = 100$ км/с параметр $\delta = \delta_0 \zeta \beta \gamma_1 / \zeta_1 \beta_1 \gamma \approx 2,4$. Остаточная скорость НЗ, ускоренных при $z' \sim 20$, в эпоху $z \sim 9$ составит $v' = v_0(z+1)/(z'+1) \approx 500$ км/с, при которой $\beta = 1$; $\zeta/\zeta_1 \sim 0,73$ при параметре $\delta \approx 2,7$. Суммарный вклад рассмотренных фракций НЗ $\Sigma \delta \approx 5$. Тем самым, *НЗ ускоренные в эпоху $z \sim 9$, могли обеспечить разделение корон гигантских галактик, содержащих до 10^{12} звезд.*

При дальнейшем расширении Вселенной параметр $\beta = S_m/S_0$ будет снижаться, и параметр $\delta \sim \beta$ (20) упадет ниже критической величины. Для НЗ, дрейфующих в современный период с максимальной остаточной скоростью $v \sim 100$ км/с предстоящий пробег ограничен расстоянием $\Delta S_m = v/H_0 \approx 1,3$ Мпк, при котором будет достигнут максимальный пробег НЗ, первоначально ускоренных до скорости $v_0 = 1000$ км/с до их полной остановки относительно среды $S_m = v_0/H_0 \sim 13,3$ Мпк при современном $S_m' = (v_0 - v)/H_0 \sim 12$ Мпк.

Если в соответствии с законом Хаббла Вселенная продолжит линейно расширяться, современная средняя скорость разбегания соседних галактик относительно центра масс $v_T \sim 75$ км/с достигнет $v \sim 100$ км/с через период $\Delta T_v = (v - v_T)T_v/v_T \approx 0,3T_v$. При скорости галактик $v_T \sim v$ все дрейфующие НЗ, еще не захваченные гравитацией их корон, перейдут к вращению по эллиптическим орбитам, перестав вносить вклад во взаимное отталкивание галактик. Среднее расстояние между галактиками в указанный период достигнет $D = (T_v + \Delta T_v)D_0 \sim 1,3D_0 \approx 2,6$ Мпк, увеличившись на $\Delta D \sim 0,3D_0 \approx 0,6$ Мпк. При предстоящем максимальном пробеге $\Delta S_m = D/2$ все НЗ будут находиться в сфере гравитационного влияния галактик.

При данных условиях, в зависимости от характера распределения СММС, параметр γ достигнет максимального значения $\gamma_{\max} \sim 10 - 11$ (П-5), усилив взаимное притяжение галактик. Тем самым, *максимальный масштаб Вселенной может превысить современный в 1,3 раза.* Согласно оценке (28) современное давление МФИ на короны типичных галактик сравнимо с критическим. С расширением Вселенной оно будет падать $\sim 1/D^2$ (П-6). При вероятном экспоненциальном характере торможения его период может достичь $0,3eT_v \approx T_v$ при суммарном периоде расширения Вселенной $\sim 2T_v$.

По достижении равновесного состояния, при отсутствии факторов взаимного отталкивания соседние галактики могут начать сближаться. Период сближения галактик, окруженных «облаками» НЗ, может быть сравним с временем гравитационного коллапса газа массы M_g в сферически симметричном облаке радиуса R (2). При соотношении $M_x/M_k = \Omega_x/\Omega_k \approx 2,3$ на одну типичную галактику с учетом ее массы, включая корону: $M_g \sim 2(M_x + M_k) \sim 6,6M_k$ при $M_k \sim 10^{11} M_\odot$. При $R \sim 1,3D_0/2 \sim 1,3$ Мпк в эпоху торможения Вселенной, возможный период сжатия Вселенной $t \approx 30/\sqrt{\alpha}$ млрд. лет, т.е. при $\alpha \sim 1$ ок. $2T_v$, что сравнимо с предыдущей оценкой периода расширения Вселенной $\sim 2T_v$.

Коллапс Вселенной может сопровождаться слиянием НЗ. При достижении Вселенной однородного состояния с плотностью, сравнимой с их плотностью НЗ, она вновь может начать расширяться, что соответствует модели периодической римановой Вселенной (П-7). При этом энергия гравитационного сжатия Вселенной может трансформироваться в энергию расширения. Жидкие ядра НЗ состоят из вырожденных нейтронов [9, с. 281]. Нейтроны в свободном состоянии нестабильны и распадаются на протоны и электроны с выделением нейтрино $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, т.е. в начале расширения Вселенная будет наполнена элементарными частицами, что согласуется с моделью *горячей Вселенной*. Отметим, что рассматриваемая модель периодической римановой Вселенной снимает проблему *асимметрии барионов и антибарионов*. Напомним, что высокое барионное число для фотонов МФИ объяснимо тепловым переизлучением межзвездной пыли излучения сверхгигантов в эпоху $z \sim 10$ (§ 2).

ПРИЛОЖЕНИЕ

П-1. Энерговыведение сверхгигантов, порождающих пульсары

Сверхгиганты массой $10 M_{\odot} \leq M_3 \leq 60 M_{\odot}$ эволюционируют в красные сверхгиганты, взрывающиеся как сверхновые II типа, порождая НЗ [8, с. 69]. У звезд массой $10 M_{\odot}$ светимость $L_3 \sim 10^4 L_{\odot}$; время жизни $t_3 \sim 10^7$ лет [7, с. 444]; энерговыведение $E_3 = L_3 t_3 \approx 10^{52}$ эрг.

Энерговыведение сверхгигантов также можно оценить исходя из массы их железных ядер, коллапсирующих в НЗ. Масса НЗ $m_{нз} \sim 1,5 M_{\odot}$ составляет $\delta_{нз} \sim m_{нз}/M_3 \leq 0,15$ исходной массы порождающих их звезд $M_3 \geq 10 M_{\odot}$. В водородном и углеродном термоядерном циклах (с образованием гелия) энерговыведение на один протон $W_1 \sim 6,6$ МэВ (без учета энергии нейтрино). В гелиевом цикле (с образованием углерода) $W_2 \sim 0,6$ МэВ. Энерговыведение при образовании более тяжелых элементов (вплоть до железа) невелико [14, с. 759]. Сверхгиганты, эволюционирующие в НЗ, излучают энергию:

$$E_3 = \delta_{нз}(W_1 + W_2)m_{нз}/m_p \quad (21).$$

При $\delta_{нз} \sim 0,15$ энерговыведение сверхгигантов $E_3 \approx 3 \cdot 10^{51}$ эрг, что сравнимо с предыдущей оценкой $E_3 \sim 10^{52}$ эрг.

Сверхновые I типа, не образующие НЗ, порождают гиганты массой $4 - 8 M_{\odot}$ [10, с. 434]. Масса их ядер $m_1 < 1,5 M_{\odot}$; энерговыведение $E_{3г} \sim 10^{51}$ эрг. Для сравнения, кинетическая энергия взрыва сверхновой II типа $\sim 10^{49}$ эрг [10, с. 433]; сверхновой I типа $\leq 10^{51}$ эрг [10, с. 434] при средней энергии сверхновых $3 \cdot 10^{50}$ эрг [9, с. 477], что на один – два порядка ниже оценки (21).

Как показывают последующие оценки, к эпохе $z \sim 10$ суммарная доля первичного газа, переработанного в ядрах звезд, может соответствовать $\sim 0,8 \Omega_c$ критической плотности Вселенной. При $\delta_{нз}' \sim 0,8$ согласно (21) суммарная энергия излучения нескольких поколений звезд, переработавших соответствующий объем первичного газа $\Sigma E_3 = E_3 \delta_{нз}' / \delta_{нз} \approx 2 \cdot 10^{52}$ эрг.

Плотность энергии $\epsilon_3 = E_3/V$, излученной массивными звездами в эпоху z в расчете на одну звезду, при $V = M_3/\rho_c(z+1)^3$. Плотность энергии МФИ на тот же период $\epsilon_v = \epsilon_{v0}(z+1)^4$. Доля энергии излучения звезд относительно МФИ $\Delta\epsilon = \epsilon_3/\epsilon_v$ составит:

$$\Delta\epsilon = E_3 \rho_c / \epsilon_{v0} M_3 (z+1) \quad (22),$$

где ρ_c – критическая плотность вещества; ϵ_{v0} – плотность энергии МФИ.

При $\rho_c = 4,7 \cdot 10^{-30}$ г/см³ [7, с. 347]; $\epsilon_v = 0,25$ эВ/см³ [13, с. 1228]; $M_3 \sim 10 M_{\odot}$; $E_3 \sim 3 \cdot 10^{51}$ эрг в эпоху $z = 10$ доля энергии излучения звезд относительно МФИ $\Delta\epsilon \sim 0,16$. При $\Sigma E_3 \sim 2 \cdot 10^{52}$ эрг параметр $\Delta\epsilon \sim 1$.

С учетом зависимости $\epsilon_3/\epsilon_v \sim 1/(z+1)$ (21) в эпоху $z \sim 100$ соотношения $\Delta\epsilon \sim 1,6\%$ и $\Delta\epsilon \sim 10\%$ соответственно. Заметное искажение спектра МФИ в эпоху вторичного разогрева газа вызовет энерговыведение $\Delta\epsilon > 1 - 10\%$ ϵ_v плотности его энергии [9, с. 135].

Сверхгиганты массой $\sim 10 M_{\odot}$ относятся к спектральному классу В [7, с. 444] с температурой $T \sim 3 \cdot 10^4$ К, эволюционирующие в красные сверхгиганты класса М с температурой $T \sim 3 \cdot 10^3$ К [10, с. 611]. Согласно закону смещения Вина $\lambda = b/T$ при $b = 0,29$ см·К [7, с. 279] длина волны излучения таких звезд в области максимума спектра $\lambda_{уф} \approx 0,1$ мкм при энергии УФ-фотонов $E_v = \hbar c/\lambda \approx 2$ эВ; $\lambda_{ик} \approx 1$ мкм при энергии ИК-фотонов $E_v \approx 0,2$ эВ. Длительность УФ-фазы сверхгигантов выше, чем ИК-фазы, как и энерговыведение. Число УФ-фотонов в расчете на один протон, излучаемых сверхгигантами $\delta_{уф} = \delta_{нз}(W_1 + W_2)/E_v \leq 5 \cdot 10^5$.

Сверхгиганты в каждом поколении могли породить НЗ массой до $\delta_{нз} \leq 15\%$ массы первичного газа. Для исчерпания газа в протогалактиках к эпохе $z \sim 10$ должно было смениться более $1/\delta \geq 7$ поколений сверхгигантов. Следует учесть, что при повторной переработке газа

в звездах его доля снижается: $\Omega_{\Gamma} = 1 - \delta \approx 0,85$; $\Omega_{\Gamma'} = 1 - \delta(1 - \delta) \approx 0,72$ и т.д., что соответствует рекуррентной последовательности, которая при числе $N = 10$ итераций достигает уровня $\Omega_{\Gamma} \approx 0,2$ при доле НЗ $\Omega_{\text{НЗ}} = 1 - \Omega_{\Gamma} \approx 0,8$. При этом суммарное число излученных УФ-фотонов в расчете на один протон достигнет $\chi_{\text{УФ}} = \Omega_{\text{НЗ}}\delta_{\text{УФ}}/\delta_{\text{НЗ}} \approx 2 \cdot 10^6$.

С удалением в прошлое концентрация и светимость галактик с АЯ возрастают [8, с. 251], т.е. в эпоху $z < 10$ интенсивность звездообразования замедляется; по мере исчерпания газа в галактиках вероятность рождения сверхгигантов снижается. В данных условиях к современной эпохе при $z = 0$ суммарная масса НЗ может достичь $\Omega_{\text{НЗ}} \sim 0,9 \Omega_{\text{с}}$ критической массы Вселенной, включая скрытую массу КГ и СММС.

II-2. Концентрация нейтронных звезд в галактике, короне и межгалактической среде

Обнаружено $N \sim 10^3$ пульсаров [9, с. 280]; по данным каталога ATNF (за 2011 г.) $N \sim 2 \cdot 10^3$. Общее число пульсаров в галактике может достигать $N' \sim 2,4 \cdot 10^4$ [17]. Так, характерная ширина (длительность) импульса пульсара $\delta \sim 0,01 - 0,1$ его периода при средней величине $\delta \sim 0,04$ [10, с. 180]; т.е. доля обнаружимых пульсаров, чей вращающийся узконаправленный поток излучения попадает в сектор, направленный в сторону Земли: $2\delta \sim 0,08$. Возможное число пульсаров в галактике $N' \sim N/2\delta \approx 2,5 \cdot 10^4$. Масса нашей галактики $M_{\Gamma} \sim 10^{11} M_{\odot}$; масса пульсаров $m_{\text{р}} \sim 1,5 M_{\odot}$; их массовая доля $N'm_{\text{р}}/M_{\Gamma} \approx 4 \cdot 10^{-7}$. Среднее расстояние между пульсарами в диске галактики $r \sim (\pi R^2 D/N')^{1/3} \approx 0,4$ кпк сравнимо с масштабом неоднородностей магнитного галактического поля согласно наблюдениям за пульсарами < 1 кпк [10, с. 181]. Концентрация пульсаров в диске галактики $n = 1/r^3 \approx 15$ кпк $^{-3}$. Часть НЗ может находиться в неактивной фазе, т.е. концентрация НЗ в *диске галактики* $n \geq 15$ кпк $^{-3}$.

Число НЗ в галактике и ее короне ограничено их скрытой массой. Скрытая масса галактики заключена в сферической составляющей [7, с. 342], т.е. в ее гало. В пределах радиуса галактического диска скрытая масса не превышает массу звезд, но сравнима с ней [10, с. 550]. При сравнимой концентрации пульсаров в диске и гало галактики $n \sim 15$ кпк $^{-3}$ масса НЗ в гало $\Sigma m_{\text{р}} = 4\pi n m_{\text{р}} R_{\text{г}}^3/3 \approx 2 \cdot 10^5 M_{\odot}$ при их массовой доле в гало $\Sigma m_{\text{р}}/M_{\Gamma} \approx 2 \cdot 10^{-6}$. Основной вклад в скрытую массу гало могут вносить коричневые (темные) карлики – маломассивные звезды массой $\leq 0,1 M_{\odot}$ [8, с. 68]. Так, население II гало галактики составляют звезды массой до $0,8 M_{\odot}$ [7, с. 387].

Скрытая масса корон на порядок превышает массу звезд в галактиках [10, с. 545]. Часть массы КГ заключена в корональном газе, чья масса:

$$M_{\Gamma} = 4\pi n m_{\text{р}} R_{\text{к}}^3/3. \quad (23)$$

При $n \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ см $^{-3}$ [9, с. 81] и радиусе короны галактики $R_{\text{к}} \sim 0,1$ Мпк [9, с. 81] согласно формуле (23) масса газа в короне нашей галактики $M_{\text{к}} \approx 10^{11} - 10^{12} M_{\odot}$ сравнима с ее скрытой массой $M_{\text{к}} \sim 10^{12} M_{\odot}$. В среднем масса барионной компоненты в межгалактическом газе 70 – 80%; в галактиках 20 – 30% [9, с. 81], т.е. масса межгалактического газа может втрое превышать массу звезд в галактике $M_{\Gamma} \sim 3 \cdot 10^{11} M_{\odot}$.

В короне нашей галактики наблюдаются малые галактики суммарной массой $M_{\text{з}} \sim 10^{11} M_{\odot}$, входящие в местную группу [13, с. 1224]. В скрытую массу КГ также могут вносить вклад звезды слабой светимости [8, с. 68]. С учетом массы звезд и коронального газа, исходя из скрытой массы КГ, число НЗ в ней может достигать $N_{\text{к}} \leq (M_{\text{к}} - M_{\Gamma} - M_{\text{з}})/M_{\text{НЗ}} \approx 4 \cdot 10^{11}$ (в короне типичной галактики $N_{\text{к}} \leq 4 \cdot 10^{10}$). На одну НЗ в короне нашей галактики может приходиться масса газа и звезд $M_{\Gamma}/N_{\text{к}} \sim 0,8 M_{\odot}$. При радиусе короны галактики $R_{\text{к}} \sim 100$ кпк среднее расстояние между НЗ в короне $r \sim R_{\text{к}}/\sqrt[3]{N} \geq 14$ пк, что на порядок меньше, чем в диске $r \sim 400$ пк. Концентрация НЗ в *короне галактики* $n = 1/r^3 \leq 3 \cdot 10^{-4}$ пк $^{-3}$.

Концентрация НЗ в межгалактической среде может быть оценена на основе его массы. Плотность Вселенной близка к критической $\rho_c \sim 4,7 \cdot 10^{-30}$ г/см³; усредненная плотность галактик и их корон $\rho_k \sim 0,3 \rho_c$ [7, с. 347]. Плотность межгалактической среды $\rho_c - \rho_k \sim 0,7 \rho_c$. Концентрация НЗ в *межгалактической среде* $n \leq 0,7 \rho_c / m_p \approx 30$ кпк⁻³ сравнима с их концентрацией в диске галактики согласно предыдущей оценке ~ 15 кпк⁻³. Среднее расстояние между НЗ в межгалактической среде $r \sim 1/3 \sqrt{n} \geq 0,3$ кпк.

II-3. Магнитное поле нейтронных звезд в галактиках и их коронах

Масштаб неоднородностей магнитного поля галактики $B \sim 2$ мкГс не превышает ≤ 1 кпк [10, с. 181]. Среднее расстояние между пульсарами в диске нашей галактики $R \sim 0,4$ кпк (II-2) сравнимо с его полушириной $\sim 0,3 - 1$ кпк [10, с. 648], т.е. радиусом его спиральных ветвей. При характерном радиусе НЗ $r_0 \sim 10$ км [13, с. 1212] среднее магнитное поле на их поверхности в диске $B_0 = BR/r_0 \approx 2 \cdot 10^9$ Гс сравнимо с минимальным полем пульсаров $\sim 10^{10}$ Гс [13, с. 1212]. Так, большая часть НЗ, наблюдаемых в диске галактики – радио-пульсары [9, с. 280] с периодом ~ 1 с [13, с. 1213], т.е. это старые пульсары.

В силу вмерзновенности магнитного поля галактики в межзвездный газ, оно играет важную роль в динамике межзвездной среды [8, с. 681]. Ионизованный компонент межзвездного газа, вмерзаясь в силовые линии магнитного поля пульсаров, может формировать потоки газа масштаба, сравнимого с расстоянием между ними. При этом скорость потоков межзвездного газа может отличаться от скорости вращения звезд вокруг гравитационного центра масс. Например, скорость Солнца относительно межзвездной среды $22 - 25$ км/с [9, с. 90].

Давление сильно ионизованной плазмы, содержащей ионы и электроны $p = 2nkT$ уравновесит магнитное поле плотностью $\omega_m = B^2/2\mu_0$ [9, с. 587]. Из равенства $\omega_m = p$ следует соотношение Беннетта:

$$B = (4\mu_0 nkT)^{1/2} \quad (24),$$

где μ_0 – магнитная постоянная.

Ионизованный газ в КГ удержит магнитное поле $B \approx 0,6 - 2$ мкГс, сравнимое с галактическим ~ 2 мкГс [10, с. 181]. КЛ (протоны) наблюдаемой плотности энергии $\epsilon_{кл} \sim 1$ эВ/см³ [10, с. 471] с учетом соотношения $\epsilon_{кл} = nkT$ удержит магнитное поле $B = (2\mu_0 \epsilon)^{1/2} \approx 0,4$ мкГс.

Исходя из скрытой массы КГ, в короне среднее расстояние между НЗ $R \geq 14$ пк (II-2). Магнитное поле на поверхности НЗ в короне $B_0 = BR/r_0 \geq (3 - 8) \cdot 10^7$ Гс, т.е. это могут быть старые НЗ, сохранившие остаточное вращение. Для сравнения, в протяженных радиоструктурах радиогалактик магнитное поле $B \leq 100$ мкГс [10, с. 213] соответствует магнитному полю на поверхности НЗ $B_0 \leq 4 \cdot 10^9$ Гс, сравнимому с минимальным полем радиопульсаров $\sim 10^{10}$ Гс, достижимым в КГ при аккреции газа джетов, ускоряющей вращение НЗ.

II-4. Скорость пульсаров, дрейфующих за пределы корон галактик

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 [7, с. 341], включая нашу галактику $v_{л} \sim 220$ км/с [7, 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 $M_{Г} \sim R_{Г}$ [7, с. 389]. Сходная зависимость наблюдается для их корон $M_{к}/R_{к} \sim M_{Г}/R_{Г}$ [7, 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:

$$v \sim v_{1Г} \cdot (\ln 10)^{1/2} \approx 1,5v_{1Г}. \quad (25)$$

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 для галактики $v_{3г} = v + (v_{2г} - v_{1г}) \approx 440$ км/с.

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

$$v \sim v_{1г} \cdot (2 \ln 10)^{1/2} \approx 2,1 v_{1г}. \quad (26)$$

С учетом предыдущих оценок для нашей галактики $v \approx 460$ км/с.

Пульсар вылетит из ядра галактики в межгалактическое пространство при третьей космической скорости $v_{3я} = v + (v_{II} - v_I) \approx 570$ км/с.

В зависимости от типа сверхновой и удаленности от нее пульсара, аккреция газа ОВС может ускорять его до скорости $v \sim 1600$ км/с (§ 5). Остаточная скорость НЗ, рожденных в ядре галактики и покинувшей ее корону $v_0 = v - v_{3я} \approx 1000$ км/с.

II-5. Вклад дрейфующих нейтронных звезд во взаимное притяжение галактик

Вклад НЗ, дрейфующих в межгалактической среде в виде потока СММС во взаимное притяжение галактик, зависит от пространственного распределения НЗ. В крупномасштабном распределении материи Вселенной наблюдается ячеисто-сетчатая структура, в которой группы и скопления образуют вытянутые нити – филаменты [7, с. 347]. В пределах скоплений и сверхскоплений СММС также формирует облака так называемой темной материи, выявляемые по гравитационному воздействию. В межгалактическом масштабе распределение СММС также может быть *неоднородным*, формируя вокруг галактик облака, пронизанные межгалактическими филаментами.

1. Рассмотрим взаимное притяжение типичных галактик, окруженных облаками НЗ, вращающихся вокруг их корон по эллиптическим орбитам. Сила гравитационного притяжения галактик с учетом массы их корон M_k составит $F_g = GM_k^2/D^2$. При учете СММС массой M_x в расчете на одну галактику суммарное притяжение галактик равно притяжению их центров масс $F_g' = G(M_k + M_x)^2/D^2$. Отношение данных сил отразит параметр $\gamma = F_g'/F_g = (M_k + M_x)^2/M_k^2$. Соотношение $M_x/M_k = \Omega_x/\Omega_k$ при $\Omega_x + \Omega_k = \Omega_c \sim 1$ при концентрации СММС вокруг КГ в виде *облаков* соответствует параметру:

$$\gamma = (\Omega_c/\Omega_k)^2 \quad (27),$$

где Ω_k – доля массы галактик и их корон от критической Ω_c .

Доля скрытой массы КГ $\Omega_k \sim 0,3 \Omega_c$ критической [7, с. 347], т.е. $\gamma \approx 11$.

2. Эллиптические орбиты НЗ могут иметь большие эксцентриситеты, в том числе охватывающие соседние галактики. При этом часть НЗ, дрейфующих по гиперболическим орбитам, отклоняет гравитация корон соседних галактик, что способствует формированию потоков СММС между соседними галактиками. С учетом сжатия под действием гравитации самого потока СММС, он может формировать вытянутое образование – филамент. При радиусе центра масс системы $D/2$ сила гравитационного притяжения галактик филаментом $F_\phi = 4GM_x M_k/D^2$. С учетом взаимного притяжения галактик $F_\phi + F_g \sim M_k(1 + 4M_x)$. Распределение СММС между КГ в виде *филаментов* соответствует параметру:

$$\gamma = 1 + 4(\Omega_c/\Omega_k - 1) \quad (28).$$

При $\Omega_c/\Omega_k \sim 3,3$ параметр $\gamma \approx 10$.

3. При *однородном* распределении СММС в межгалактической среде ее гравитационный вклад определяется долей СММС, заключенной в сфере, вписанной между соседними галактиками. Гравитация однородно распределенной СММС, окружающей эту сферу, взаимно компенсируется. Соотношение объемов куба $V_k = D^3$ и сферы, вписанной в данный куб $V_{сф} = 4\pi/3 \cdot (D/2)^3 = \pi D^3/6$ составит $V_{сф}/V_k = \pi/6$. Гравитационный вклад однородной СММС соответствует ее вкладу в виде филаментов с учетом этой поправки:

$$\gamma = 1 + 2\pi(\Omega_c/\Omega_k - 1)/3 \quad (29).$$

При однородном распределении СММС $\gamma \approx 6$.

II-6. Давление межгалактической среды на короны галактик

Давление ионизированной корональной плазмы, содержащей ионы и электроны $p = 2nkT_k$ при $T_k \sim (5 - 10) \cdot 10^6$ К; $nk \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ см⁻³ [9, с. 81] сравнимо с давлением КЛ рк наблюдаемой плотности энергии $\epsilon_{кл} \sim 1$ эВ/см³ [10, с. 471]. При $p/r_k = \epsilon_{кл}/nkT_k \approx 0,1 - 0,5$ КЛ, рассеиваемые магнитным полем КГ (П-3), окажут на корональный газ заметное давление.

Взаимному отталкиванию галактик, помимо давления КЛ, может способствовать рассеяние фотонов *микроволнового фонового излучения* (МФИ) [5]. Наблюдаемый в КГ эффект Зельдовича – Сюняева указывает на обратное комптоновское рассеяние фотонов МФИ на горячих электронах коронального газа [10, с. 545]. Излучение КЛ и МФИ изотропно; в условиях расширения Вселенной оно привязано к сопутствующей системе координат.

В пространственном распределении галактик обнаружены корреляции, т.е. *галактики образуют квазичаечки* масштаба, сравнимого с расстоянием между ними. Так, распределение галактик описывается корреляционной функцией $\xi_g(r) \sim (r/5 \text{ Мпк})^{-1,8}$ в масштабе от 0,1 до 10 Мпк [8, с. 530].

Рассмотрим однородное распределение галактик, расположенных в узлах расширяющейся кубической решетки, расталкиваемых давлением излучения, присутствующего в данной ячейке. В этой модели при среднем расстоянии между типичными галактиками D центр масс ячеек на удалении $D' = D/\sqrt{2}$ окружают $N = 8$ галактик суммарной массой $M = 8M_k$. Гравитация галактик, окружающих данную ячейку, при однородном распределении вещества во Вселенной взаимно компенсируется.

При коэффициенте рассеяния θ превышение силы давления излучения на КГ $F_d = \theta \epsilon_{\nu} \pi R_k^2$ над силой ее гравитационного притяжения к центру масс N галактик $\delta = F_d/F_g$ при $F_g = GNM^2/D'^2$ при массе их корон и СММС в расчете на одну галактику $M = M_k/\Omega_k$ составит:

$$\delta = \pi \theta \epsilon_{\nu} / 2NG \cdot (R_k D/M)^2 \quad (30).$$

Доля массы галактик и их корон от критической $\Omega_k \sim 0,3$ [7, с. 347]; $M = M_k/\Omega_k \approx 3,3 M_k$, чему соответствует $\gamma \sim 11$ (П-5). При плотности энергии МФИ $\epsilon_{\nu} \sim 0,25$ эВ/см³ [13, с. 1228]; современном $D \sim 2$ Мпк; массе КГ $M_k \sim 10^{11} M_{\odot}$ и $\theta \sim 1$ параметр $\delta_{\nu} \approx 1$. Согласно оценке (30) *давление МФИ на короны типичных галактик сравнимо с критическим*.

Плотность энергии *галактических* КЛ $\epsilon_{кл} \sim 1$ эВ/см³ [10, с. 471] в 4 раза выше, чем МФИ. Плотность энергии *метагалактических* КЛ не известна. По-видимому, она снижается по мере удаления от галактик (их корон). Так, при $\epsilon_{кл} \sim 1$ эВ/см³ согласно (30) параметр $\delta_{кл} \approx 4$, при котором галактики будут разбегаться ускоренно, что не подтверждается наблюдениями.

При зависимости $\delta \sim D^2$ (30) ячейки галактик большего объема будут расширяться быстрее, что может объяснять механизм расширения *войдов*. В ячейках меньшего масштаба будет доминировать гравитация галактик, способствуя формированию *скоплений*.

В случае СММС и КЛ параметр δ может иметь *физический смысл* превышения массы крупных галактик M' над массой типичных галактик M , отталкивающихся под давлением межгалактической среды при зависимости $\delta \sim (M'/M)^{1/3}$. Так, превышение давления излучения над критическим $\delta \sim R_k^2/M_k^2$ (30). Сходная зависимость наблюдается для превышения давления СММС над гравитацией КГ: $\delta \sim R_k^2/M_k^2$ (16), а также критического потока НЗ от галактик: $J_c \sim M_k^2/R_k^2$ (13).

С увеличением радиуса галактик их сечение возрастает $\sim R_k^2$; объем и масса $M_k \sim R_k^3$. Так, массы спиральных галактик $10^7 - 10^{12} M_{\odot}$ отличаются на 5 порядков; размер их видимых частей меняется от 1 кпк для карликовых галактик до 50 кпк для гигантских [7, с. 389], т.е. различается в 50 раз, из чего следует зависимость: $M_k \sim R_k^3$. Масса КГ может меняться сходным образом: $M_k \sim R_k^3$. Большой рост объема КГ, чем их сечений накладывает ограни-

чение на массу КГ, при которой они смогут отталкиваться. При зависимости $R_k \sim M_k^{1/3}$ параметр $\delta \sim M_k^{-4/3}$. Светимость (энерговыведение) галактик пропорциональна их массе $L \sim M_g$ [7, с. 389], т.е. энерговыведение галактик, включая КЛ, растет медленнее, чем критическая светимость: $L_c/L \sim M_k^{1/3}$.

При соотношении масс крупной $10^{11} M_\odot$ и типичной $10^{10} M_\odot$ галактик и их корон $10 : 1$ при излучении и рассеянии ими КЛ параметр $\delta \sim \sqrt[3]{10} \approx 2,2$. Для гигантских галактик массой $10^{12} M_\odot$ параметр $\delta \sim \sqrt[3]{100} \approx 4,6$.

При рассеянии МФИ энерговыведение галактик не существенно, т.е. параметр $\delta \sim M_k^{-4/3}$. При соотношении масс корон крупной и типичной галактик $10 : 1$ параметр $\delta \sim 10^{4/3} \approx 22$. Для гигантских галактик $\delta \sim 100^{4/3} \approx 460$. С учетом общей зависимости $\delta \sim (R_k D / M_k)^2$ (30) взаимное отталкивание таких галактик под давлением МФИ возможно при расстоянии между ними D , превышающем среднее $D_0 \sim 2$ Мпк в $D/D_0 = \sqrt{\delta} \approx 5 - 20$ раз, достигающем $10 - 40$ Мпк, что сравнимо с масштабом войдов ≤ 100 Мпк [8, с. 530].

Сумма сечений корон галактик, входящих в группы и скопления выше сечения одной гигантской галактики. Соответственно, за счет МФИ со стороны войдов возможно отталкивание групп и бедных скоплений. Так, наблюдается отталкивание местной группы со стороны войда, сравнимое по силе с гравитационным притяжением соседнего сверхскопления Шепли [10]. Масса местной группы галактик $\sim 7 \cdot 10^{11} M_\odot$ [13, с. 1224] при массе их корон $\sim 7 \cdot 10^{12} M_\odot$, что эквивалентно массе корон 70 типичных галактик.

С ростом среднего расстояния между галактиками плотность энергии МФИ падает по закону $\epsilon_v \sim 1/D^4$; сила гравитации $F_{gr} \sim 1/D^2$ при $\epsilon_v/F_{gr} \sim 1/D^2$. Тем самым, под давлением МФИ молодые галактики могли разбежаться ускоренно [5]. При дальнейшем расширении Вселенной вклад давления МФИ будет снижаться, способствуя ее торможению.

II-7. Особенности расширения и сжатия римановой Вселенной

Вселенной присуще крупномасштабное *однородное* распределение материи [8, с. 530]. Однородное распределение материи естественным образом присуще как *риманову* пространству (положительной кривизны) теории тяготения Эйнштейна [18, с. 199], так и пространству *Лобачевского* (отрицательной кривизны), соответствующему пространству скоростей специальной теории относительности согласно модели Клейна. При больших масштабах Вселенной в обеих геометриях кривизна пространства близка к нулю, асимптотически переходя в плоское пространство, т.е. наблюдаемое крупномасштабное однородное распределение материи в практически плоском пространстве согласуется с теорией относительности.

Две противоположные точки на сфере Римана – одна точка; круг на сфере Римана – прямая. Для наблюдателя внутри сферы Римана две противоположные точки в области космологического горизонта – одна точка, наблюдаемая с разных сторон из-за искривления пространства. Объем сферы Римана $2\pi^2 R^3$ [18, с. 197] больше объема сферы равного радиуса R в евклидовом пространстве $4\pi R^3/3$ в $3\pi/2$ раза. Так, масса однородной сферы Римана пропорционально выше, чем черной дыры аналогичного радиуса, для которой материя внутри горизонта событий и за его пределами распределена неоднородно. Масса сферы Римана:

$$M = 2\pi^2 \rho R^3 \quad (31).$$

Критическая плотность вещества $\rho_c \sim 4,7 \cdot 10^{-30}$ г/см³; радиус Вселенной $R_v \sim 4 \cdot 10^{26}$ м [7, с. 347]; ее масса $M_v \approx 6 \cdot 10^{54}$ кг, т.е. ок. $3 \cdot 10^{24} M_\odot$.

Согласно *теории относительности* (ТО) течение времени замедляет гравитация, а также скорость тел, в связи с чем используются сопутствующие координаты. В ТО скорость распространения взаимодействий ограничена скоростью света. Из области космологического горизонта расширяющейся Вселенной свет придет к современному наблюдателю с запозда-

нием, равным ее возрасту, т.е. он увидит на небесной сфере проекцию Вселенной, «застывшей» при ее рождении и как бы находящейся в другой фазе времени.

Согласно модели Фридмана, развитой применительно к пространству ТО, однородная Вселенная может расширяться, сжиматься, а также быть периодической. Радиус сферы Римана R определяется средней плотностью заключенной в ней материи $R^2 \sim 1/\rho$ [18, с. 199]. С учетом зависимости $M \sim \rho R^3$ (31) радиус сферы Римана, подобно радиусу ЧД, пропорционален ее массе $R \sim M$, т.е. сжатие сферы Римана возможно при снижении ее массы; расширение – с ростом массы. *С ростом плотности сферы Римана усилится искривление пространства-времени гравитаций, что сожмет наблюдаемый космологический горизонт*, который будет охватывать все меньшую область пространства, масса которого будет падать. При этом масса ненаблюдаемой области будет пропорционально возрастать.

Для наблюдателя, находящегося внутри сжимающейся сферы Римана, ее удаленные области будут постепенно скрываться за наблюдаемым космологическим горизонтом. Наблюдатель, находящийся относительно него в области космологического горизонта, увидит аналогичную картину. Снижение плотности сферы Римана будет сопровождаться появлением на ее космологическом горизонте новых областей при пропорциональном снижении массы ненаблюдаемого пространства. Сходная картина реализуема при захвате объектов черной дырой, либо ее испарении.

Риманово пространство, как отмечает Эйнштейн, «конечно (т.е. имеет конечный объем), но не имеет границ» [18, с. 199], чем отличается от пространства черной дыры, ограниченной горизонтом событий, за которым плотность материи резко снижается в сравнении с ее внутренней областью. Наблюдаемое крупномасштабное пространственное распределение галактик во Вселенной *однородно*. Однако в масштабах галактик и межгалактических расстояний вещество распределено крайне *неоднородно*. В системе, где однородное крупномасштабное распределение вещества сочетается с ее неоднородным мелкомасштабным распределением, следует учитывать гравитацию внутри областей неоднородного распределения вещества, поскольку гравитация окружающего их вещества взаимно компенсируется. Применительно к галактикам *следует учитывать гравитационное притяжение соседних галактик, поскольку гравитация более удаленных галактик взаимно компенсируется*.

Поскольку в римановом пространстве границы отсутствуют, то однородное распределение материи свойственно любой системе отсчета. Стандартные космологические модели, основанные на концепциях Эйнштейна и Фридмана, как правило, рассматривают полностью однородное распределение вещества в пределах космологического горизонта, учитывая его гравитационный вклад как единого целого. В подобных моделях Вселенная может расширяться, если плотность энергии среды, соотносимой с так называемым Λ -членом, выше критической $\epsilon_c = \rho_{cc} c^2 \approx 2,6 \cdot 10^3$ эВ/см³ при $\rho_c \sim 4,7 \cdot 10^{-30}$ г/см³ [7, с. 347]. При этом фактор неоднородности материи в масштабах, сравнимых с расстоянием между галактиками, не учитывается. Равным образом не учитывается фактор отсутствия у пространства границ, т.е. Вселенная уподобляется черной дыре, имеющей границы. Подобный подход применим к *скоплениям*, для которых следует учитывать массу всех входящих в них галактик. Скопления включают около 5% всех галактик, т.е. в масштабах всей Вселенной их гравитационный вклад не существен.

В масштабах, сравнимых со средним расстоянием между галактиками, их гравитацию способно компенсировать давление межгалактической среды на их короны, включая МФИ, КЛ и СММС [5]. В масштабах сверхскоплений в качестве фактора их взаимного отталкивания могут выступать КЛ и МФИ (П-6). Согласно формуле (30) гравитацию современных галактик уравновесит давление межгалактической среды на их короны, если плотность ее энергии, сравнима с плотностью энергии МФИ $\epsilon_v \sim 0,25$ эВ/см³ при соотношении ϵ_v/ϵ_c :

$$\epsilon_v/\rho_{cc} c^2 \approx 10^{-4} \quad (32).$$

Согласно оценке (32) при наблюдаемом распределении галактик критическая плотность энергии межгалактической среды на 4 порядка ниже, чем в моделях, ограничивающих про-

странство и материю Вселенной, уподобляя тем ее черной дыре. В данных условиях расширение римановой Вселенной способно обеспечить давление межгалактической среды, включая МФИ, КЛ и СММС, играющих роль так называемой «темной энергии», обусловленной космологическим Λ -членом, но обладающей намного меньшей плотностью энергии. Напомним, что носители т.н. «темной энергии», плотностью $\sim 0,7\Omega_c$ критической плотности Вселенной, чья плотность энергии достигает $\epsilon_c \sim 2,6 \cdot 10^3$ эВ/см³, до настоящего времени не обнаружены. Это обстоятельство в условиях наблюдаемого однородного крупномасштабного распределения галактик свидетельствует в пользу того, что *в масштабе Вселенной пространство является римановым, т.е. не имеет границ.*

Литература

1. 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. – Art. L17, 10 pp.
2. 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. – P. L109-L113.
3. 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. – № 4. – P. 3393-3406.
4. Y. Hoffman, D. Pomarede, R.B. Tully, H. Courtois. The Dipole Repeller // *Nature Astronomy*. – 2017. – V. 1. – Art. 36.
5. *Поройков С.Ю.* Вклад давления межгалактической среды на короны галактик в их взаимное отталкивание // *Журнал естественнонаучных исследований*. – 2019. – Т. 4. – № 2. – С. 8–19.
6. 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.
7. *Прохоров А.М.* Физическая энциклопедия, т. 1. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1988.
8. *Прохоров А.М.* Физическая энциклопедия, т. 2. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
9. *Прохоров А.М.* Физическая энциклопедия, т. 3. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1992.
10. *Прохоров А.М.* Физическая энциклопедия, т. 4. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1994.
11. 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.
12. R.C. Henry. Diffuse background radiation // *The Astrophysical Journal*. – 1999. – № 516. – P. L49-L52.
13. *Григорьев И.С., Мейлихов Е.З.* Физические величины. Справочник. – М.: Энергоатомиздат. – 1991.
14. *Прохоров А.М.* Физический энциклопедический словарь. – М.: Советская энциклопедия. – 1983.
15. J.T. Nielsen, A. Guffanti, S. Sarkar. Marginal evidence for cosmic acceleration from Type Ia supernovae // *Scientific Reports*. – 2016. – V. 6. – Art. num. 35596.
16. Yu.V. Dumin. Is the Hubble Constant Scale-Dependent? // *Gravitation and Cosmology*. – 2018. – V. 24. – N. 2. – P. 171-172.

17. I. Yusifov, I. Kucuk. Revisiting the radial distribution of pulsars in the Galaxy // The Astrophysical Journal. – 2004. – 0405559.
18. А. Эйнштейн. Теория относительности. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». – 2000.