

Министерство образования и науки Российской Федерации
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
ФАКУЛЬТЕТ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
ФИЗИКИ
КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

НАЗАРОВА НАТАЛЬЯ ОЛЕГОВНА

ПЕРВИЧНЫЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

Реферат по курсу

«Космомикрофизика»

Москва 2016

Содержание

1. Введение	4
2. Общие сведения о черных дырах	7
3. Модели образования ПЧД	9
3.1. ПЧД как проявление пылевых стадий в ранней Вселенной	9
3.2. Прямое образование ПЧД	11
3.3. Образование ПЧД в фазовых переходах первого рода . . .	14
3.4. Образование ПЧД при коллапсе замкнутых стенок	16
3.5. Образование ПЧД в модели горизонтального объединения	17
3.6. Специфические модели	21
3.6.1. Инфляционная модель с “бегущей массой”	21
4. Краткий обзор ограничений для “дельта-функциональных” ПЧД	25
4.1. Ограничения по диффузному гамма-фону	26
4.2. Ограничения по линзированию	29
5. Реионизация Вселенной с помощью ПЧД	31
5.1. Общий подход	33
5.2. Оценка вклада в реионизацию	35
5.2.1. Фотоны	36
5.2.2. Электроны и позитроны	38
5.2.3. Проверка порядка величины	43
5.2.4. Термодинамическое рассмотрение	44
5.3. Обсуждение	49

6. Реионизация с помощью протяженных массовых распределений ПЧД	50
7. Скопления ПЧД	53
7.1. Раннее образование квазаров	54
7.2. Раннее образование галактик	58
8. Темная материя вокруг сверхмассивной черной дыры в центре Галактики	63
9. Поиск испаряющихся ПЧД в окрестности Земли	66
10. Заключение	69
11. Список литературы	69

1. Введение

Исследование природы активных галактических ядер, проводящихся в последнее время, привело к общему убеждению, что центры галактических ядер содержат массивные черные дыры. [1] Физическая природа активности ядер связывается с аккрецией вещества на черные дыры с массой $10^6 - 10^8$ солнечных масс в ядрах галактик. Одно из распространенных и наиболее очевидных возможных объяснений возникновения подобных сверхмассивных черных дыр предполагает коллапс большой совокупности звезд за счет их высокой концентрации в центрах галактик. Однако существуют и другие механизмы образования галактических ядер. Например, согласно [2], имеются серьезные основания полагать, что звездообразование и образование галактических ядер шло одновременно. В статье [3, 4] рассмотрена модель формирования галактик вокруг массивных черных дыр (ЧД) и приводятся доводы в пользу именно этой модели. В статье [5] предложена модель первичного коллапса барионного домена с образованием массивной ЧД, и звездообразованием на оставшихся после коллапса барионах. Вопросы взаимного влияния процессов образования звезд и слияния ЧД обсуждаются в статье [6].

Кроме того, имеются указания на существование также и ЧД промежуточных масс в интервале $100 M_{\odot} \div 10^6 M_{\odot}$, обнаруженных недавно в компактных звездных кластерах [7].

Вопрос о раннем происхождении ЧД остается открытым. В отличие от черных дыр, являющихся результатом эволюции звезд и звездных систем, существование так называемых «первичных» черных дыр (ПЧД) не имеет надежных астрономических подтверждений. Масса ПЧД может быть произвольной: от планковской массы до массы, заключенной внутри современного горизонта. Однако, при рассмотрении астрофизи-

ческих эффектов от ПЧД обычно ограничиваются массами, много меньшими массами Солнца, поскольку механизм образования ПЧД связывается, как правило, с развитием неоднородностей, ограниченных космологическим горизонтом. Наблюдательные данные о распределении легких элементов, а также спектре реликтового излучения налагают жесткие ограничения на величину неоднородностей на ранних стадиях после первой секунды расширения. Следовательно, реалистические механизмы образования ПЧД должны быть, казалось бы, отнесены к очень ранним ($t \ll 1$ с) стадиям эволюции Вселенной, когда масса, заключенная внутри космологического горизонта и ограничивающая возможную массу ПЧД, значительно меньше массы Солнца.

Первичные черные дыры (ПЧД) были источником интенсивного интереса в течение почти 50 лет [8], несмотря на то, что до сих пор нет доказательств их существования. Одной из причин этого интереса является то, что только для ПЧД с малыми массами имеет важное значение излучение Хокинга [9] (которое, однако, не подтверждено экспериментально). Тем не менее, это открытие признается как одно из ключевых событий в физике 20-го века, потому что оно красиво объединяет общую теорию относительности, квантовую механику и термодинамику.

ПЧД с массами меньше чем $5 \cdot 10^{14}$ г должны были бы испариться к настоящему времени со многими интересными космологическими последствиями, исследование которых накладывает полезные ограничения на модели ранней Вселенной, а также испаряющиеся ПЧД применяются для объяснения следующих явлений: например, внегалактического [10] и Галактического [11] гамма-фона, антиматерии в космических лучах [12], аннигиляционной линии излучения в центра Галактики [13], реионизации догалактической среды [14] и некоторых коротких гамма-всплесков [15].

Поэтому внимание переключилось на массивные ПЧД, которые не

зависят от излучения Хокинга. Такие ПЧД могут иметь различные астрофизические последствия, такие как образование ядер галактик (сверхмассивные ПЧД) [16], генерация крупномасштабной структуры и вклад в тепловую и ионизационную историю Вселенной [17]. В рамках конкретных моделей образования ПЧД применялись для решения этих и ряда других наблюдательных задач, что показано в обзоре [18]. Но основное внимание ПЧД привлекают своей возможностью объяснения темной материи, которая составляет 25% от критической плотности. Данные попытки предпринимались с самых ранних дней исследования ПЧД [19]. ПЧД должны быть классифицированы как «небарионная-материя» и с динамической точки зрения они ведут себя как любая форма холодной темной материи (CDM).

До сих пор нет убедительных доказательств того, что ПЧД обеспечивают темную материю, однако их не существует и для любого из более традиционного кандидата. Одним из предпочтительных кандидатов являются вимп (WIMP), легчайшие суперсимметричные частицы [20] или аксионы [21], но 30 лет экспериментов на ускорителях и прямых поисков темной материи не подтверждают существование этих частиц [22].

В 1990-е годы был ажиотаж вокруг ПЧД как кандидата в темную материю, когда в результате данных по микролинзированию массивных объектов гало галактик (Massive Astrophysical Compact Halo Objects, МАСНО) [23] было предположено, что альтернативные МАСНО кандидаты в темную материю с массами $0.5 M_{\odot}$ могут быть исключены, однако ПЧД этой массы могут естественно образовываться при кварк-адронном фазовом переходе при 10^{-5} с.

Впоследствии, однако, было показано, что такие объекты могут содержать только 20% темной материи и в самом деле весь диапазон масс от $10^{-7} M_{\odot}$ до $10 M_{\odot}$ не способен объяснить природу темной материи.

Однако следует подчеркнуть, что здесь речь идет только о “дельта-функциональном” рассмотрении ПЧД.

2. Общие сведения о черных дырах

Характеристиками черной дыры являются ее масса M , заряд Q и угловой момент вращения L .

Черная дыра является решением уравнения Эйнштейна:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi GT_{\mu\nu} - g_{\mu\nu}\Lambda \quad (1)$$

где $R_{\mu\nu}$ — тензор Риччи, R — скаляр Риччи, $g_{\mu\nu}$ — метрический тензор, G — гравитационная постоянная, $T_{\mu\nu}$ — тензор энергии-импульса, Λ — космологическая постоянная.

В общем случае решением такого уравнения является черная дыра Керра-Ньюмана-де Ситтера, метрика которого является собой:¹ [28].

$$ds^2 = -\rho^2 \left(\frac{dr^2}{\Delta_r} + \frac{d\theta^2}{\Delta_\theta} \right) - \frac{\sin^2 \theta}{(1+\alpha)^2 \rho^2} [adt - (r^2 + a^2)d\varphi] + \frac{\Delta_r}{(1+\alpha)^2 \rho^2} (dt - a \sin^2 \theta d\varphi)^2 \quad (2)$$

где

$$\Delta_r = (r^2 + a^2)(1 - \alpha r^2/a^2) - 2Mr + Q^2, \quad \Delta_\theta = 1 + \alpha \cos^2 \theta$$

$$\rho^2 = \rho \cdot \rho^*, \quad \rho = r + iQ \cos \theta$$

$$\alpha = \Lambda a^2/3, \quad a = L/M$$

Однако, обычно при нахождении решения черных дыр космологической постоянной пренебрегают, тогда решением уравнения (1) является черная дыра Керра-Ньюмана [29]:

¹Здесь и далее используется система единиц, где $c = G = k = 1$.

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2Mr - Q^2}{\Sigma} \right) dt^2 - 2 (2Mr - Q^2) a \frac{\sin^2 \theta}{\Sigma} dt d\varphi + \\ + \left(r^2 + a^2 + \frac{2Mr - Q^2}{\Sigma} a^2 \sin^2(\theta) \right) \sin^2(\theta) d\varphi^2 + \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 + \Sigma d\theta^2 \quad (3)$$

где $\Sigma = r^2 + a^2 \cos^2 \theta$, $\Delta = r^2 - 2Mr + a^2 + Q^2$.

Отсюда видно, что горизонт событий дается выражением:

$$r_g = \frac{M + \sqrt{M^2 - a^2 - Q^2}}{M_{\text{Pl}}^2} \quad (4)$$

где M_{Pl}^2 — масса Планка. Из этого, очевидно, следует, что параметры черной дыры не должны быть произвольными, и для них выполняется ограничения Керра-Ньюмана:

$$a^2 + Q^2 \leq M^2 \quad (5)$$

При нарушении этого ограничения горизонт событий исчезает, и вместо решения черной дыры мы будем иметь так называемую “голую сингулярность”, которая, согласно принципу космической цензуры, не существует.

В случае незаряженной, но вращающейся черной дыры решением (1) является решение Керра, не вращающейся, но заряженной — Рейснера-Нордстрёма, и в случае незаряженной и не вращающейся черной дыры — решение Шварцшильда.

Как уже было отмечено ранее, особенностью первичных дыр является их образование происходило не за счет коллапса крупной звезды. Существует несколько теоретических способов описаний такого образования.

3. Модели образования ПЧД

ПЧД могли быть образованы в ранней Вселенной в рамках различных механизмов. Для каждого из механизма главную роль играет повышенная космологическая плотность энергии в раннее время [60, 61], что дает сильную взаимосвязь между массой ПЧД и массой, заключенной внутри горизонта во время их формирования

$$M \sim \frac{c^3 t}{G} \sim 10^{15} \left(\frac{t}{10^{-23} \text{ s}} \right) g \quad (6)$$

Следовательно, ПЧД могут охватывать огромный диапазон масс: те, которые образуются на планковских временах (10^{-43} s), будут иметь массу Планка, в то время как ПЧД, образующиеся в период 1 s , будут иметь массу $10^{15} M_\odot$, сравнимую с массой сверхмассивных черных дыр (которые, как считается, находятся в ядрах галактик). Черные дыры, образующиеся в современную эпоху (например, на заключительных этапах звездной эволюции), не могут быть меньше, чем $1 M_\odot$. В некоторых случаях ПЧД могут образовываться в течение длительного периода времени, что соответствует протяженному массовому распределению.

Высокая плотность ранней Вселенной является необходимым, но не достаточным условием для образования ПЧД. Наиболее популярные механизмы формирования обсуждаются ниже.

3.1. ПЧД как проявление пылевых стадий в ранней Вселенной

На пылевой стадии в пределах космологического горизонта развивается гравитационная неустойчивость. Рост малых возмущений на такой стадии может приводить к образованию неоднородностей, которые в

свою очередь могут коллапсировать, образуя первичные черные дыры. Вероятность такого образования дается уравнением [27]:

$$\omega \approx e^{-\frac{\gamma^2}{2\langle\delta^2\rangle}} \quad (7)$$

где $0 < \gamma < 1$ — численный фактор, определяющий уравнение состояния, $\langle\delta^2\rangle \ll 1$ — дисперсия гауссова распределения, которое описывает возмущение метрики. Формально, на пылевой стадии эволюции Вселенной, когда $\gamma = 0$, $\omega \rightarrow 1$, что неверно, тем не менее, детальный анализ дает, что экспоненциальное подавление отсутствует и имеет место быть значительное усиление вероятности рождения первичных черных дыр по сравнению со случаем стадии радиационного доминирования.

В современной Вселенной звезды и галактики формируются из барионного вещества, при этом для них характерна потеря энергии за счет излучения. Это приводит к довольно быстрому времени эволюции такого объекта. По такой же аналогии можно рассматривать и рождение первичных черных дыр на ранней пылевой стадии Вселенной.

Стадия доминирования нерелятивистского вещества (МД-стадия) начинается тогда, когда плотность нерелятивистского вещества ρ_m становится больше плотности релятивистского вещества ρ_γ . Уравнение состояния на этой стадии дается уравнением $p = 0$, где p — давление вещества.

С началом МД-стадии (в момент времени $t = t_0$) флуктуации плотности а рассматриваемом нерелятивистском веществе растут в пределах космологического горизонта как

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \propto t^{2/3} \quad (8)$$

Если начальная амплитуда возмущений плотности была равна $\frac{\delta\rho}{\rho}(t_0) = \delta$, то к моменту времени $t \sim t_f = t_0\delta^{-3/2}$ возмущения дорастут до $\frac{\delta\rho}{\rho} \sim 1$

и сформируются неоднородности, обособленные от общего космологического расширения, являющиеся гравитационно связанными системами нерелятивистской материи.

Диссипация энергии в гравитационно-связанной системе слабого взаимодействия массивных частиц, эволюция которой по своим характеристикам схожа с эволюцией галактик, является достаточно медленным процессом [30], и в основном она определяется процессом испарения частиц, чья скорость превышает параболическую скорость системы, и оказывается, что время эволюции таких систем в черные дыры значительно превышает космологическое время [27].

Нерелятивистское вещество, взаимодействующее с релятивистскими частицами и излучением, образует гравитационно-связанные системы, эволюция которых определяется потерей энергии за счет излучения, как и в случае звезд из обычного вещества. Время эволюции таких систем оказывается сравнимо с космологическим временем или даже меньше, что делает рождение первичных черных дыр в относительно короткие периоды на МД-стадии возможным.

3.2. Прямое образование ПЧД

Этот способ образования связан с имевшимися неоднородностями материи на ранних стадиях Вселенной, которые могли коллапсировать, образуя первичные черные дыры.

Вероятность такого образования дается уравнением:

$$\omega \approx e^{-\frac{\gamma^2}{2\langle\delta^2\rangle}} \quad (9)$$

где $0 < \gamma < 1$ — численный фактор, определяющий уравнение состояния, $\langle\delta^2\rangle \ll 1$ — дисперсия гауссова распределения, которое описывает

возмущение метрики. Формально, на пылевой стадии эволюции Вселенной, когда $\gamma = 0$, $\omega \rightarrow 1$, что неверно, тем не менее, детальный анализ дает, что на этой стадии вероятность больше, чем на стадии радиационного доминирования.

Прямое образование означает, что после того, как флуктуация плотности $\frac{\delta\rho}{\rho}$ становится порядка 1, сформировываются неоднородности, обособленные от общего космологического расширения, являющиеся гравитационно связанными системами нерелятивистской материи, которые сжимаются под собственный гравитационный радиус. К моменту, когда начинается сжатие, такие конфигурации характеризуются

- 1) средней плотностью ρ_{conf}
- 2) неоднородностью плотности $u \sim \frac{\delta\rho_{\text{conf}}}{\rho_{\text{conf}}}$
- 3) размером r_{conf}
- 4) отклонением от сферичности s_{conf} .

Образование черной дыры в результате сжатия соответствует средней плотности¹

$$\rho_{\text{ВН}} \sim \frac{M}{r_{\text{g}}^3} \sim \frac{\rho_{\text{conf}}}{x^3} \quad (10)$$

где $x = r_{\text{g}}/r_{\text{conf}}$. С другой стороны, максимальная плотность, которая может быть достигнута при сжатии несферической конфигурации, составляет

$$\rho_{\text{max}} \sim \frac{\rho_{\text{conf}}}{s_{\text{conf}}^3} \quad (11)$$

Из (10), (11) следует, что для образования черной дыры конфигурация должна быть близка к сферически симметричной:

¹Black hole — черная дыра.

$$s_{\text{conf}} \leq x \leq 1 \quad (12)$$

Ограничение на неоднородность конфигурации имеет вид [31]:

$$u \leq x^{3/2} \leq 1 \quad (13)$$

Условий (12), (13) оказывается достаточно для прямого образования первичной черной дыры.

При нормальном законе распределении неоднородности с дисперсией порядка 1 вероятность реализации конфигурации с аномально малой неоднородностью определяется фазовым объемом, соответствующим конфигурациям, для которых выполнено (13), и эта вероятность составляет $\omega_u \sim u \sim x^{3/2}$. Полагая, что вероятность реализации конфигурации, удовлетворяющей условию (12), также определяется соответствующим фазовым объемом, получаем, $\omega_s \sim x^5$. Отсюда получаем минимальную вероятность прямого рождения черной дыры на пылевой стадии:

$$\omega_{\text{BH}} \geq \omega_s \cdot \omega_u \sim x^{13/2} \quad (14)$$

Прямой механизм образования первичных черных дыр эффективен в интервале масс $M_{\text{min}} < M < M_{\text{max}}$, где $M_{\text{min}} \sim M_{\text{Pl}} \frac{t_0}{t_{\text{Pl}}}$ определяется как масса, заключенная под космологическим горизонтом на момент начала пылевой стадии t_0 (t_{Pl} — Планковское время), а M_{max} определяется из условия, что амплитуда возмущения M , “выходящего из-под горизонта” с начальной амплитудой $\delta(M)$, достигает 1 по окончании пылевой стадии. Отсюда в данном интервале масс можно получить минимальную вероятность рождения первичной черной дыры, определенной амплитудой возмущения ее массы:

$$\omega_{\text{BH}} \geq [\delta(M)]^{-3/2} \quad (15)$$

Такой механизм обеспечивает универсальную модельно независимую проверку для неоднородностей на пылевых стадиях в ранней Вселенной, он не зависит от формы нерелятивистской материи и периода ее доминантности.

3.3. Образование ПЧД в фазовых переходах первого рода

В процессе фазового перехода первого рода столкновение стенок пузырей может концентрирует кинетическую энергию стенок в пределах ее гравитационного радиуса, тем самым образуя первичные черные дыры [32], [33]. Например, это может быть скалярное поле с двумя невырожденными вакуумами, где вакуум с меньшей энергией является истинным, второй же является ложным.

На квантовом уровне ложный вакуум распадается, что приводит к появлению в нем пузырей истинного вакуума и их последующему расширению, а потенциальная энергия ложного вакуума переходит в кинетическую энергию стенок между ними. Такой пузырь будет расширяться, пока не столкнется с другим пузырем, и при одновременном столкновении стенок может родиться первичная черная дыра [32], [33]. Непосредственно после столкновения проникновение стенок сопровождается дополнительным увеличением потенциальной энергии [34]. Затем стенки отражаются и двигаются в обратном направлении в область истинного вакуума, их кинетическая энергия переходит обратно в потенциальную энергию ложного вакуума, а внешняя часть стенок все так же расширяется и поглощает ложный вакуум, и в какой-то момент центральная

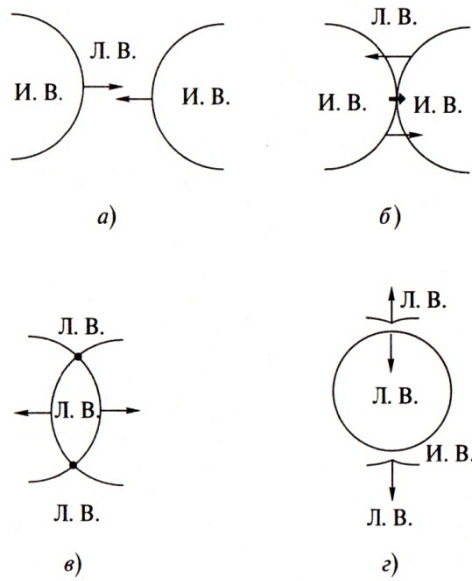


Рис. 1. Формирование мешка ложного вакуума при столкновении стенок двух пузырей.

область ложного вакуума отделяется и образует обособленный мешок ложного вакуума. Схематично этот процесс показан на рис. 1.

Как показано в [32], [35], дальнейшая эволюция этого мешка происходит следующим образом: он будет расти до тех пор, пока кинетическая энергия его стенок не сравняется с нулем, затем этот мешок стягивается до размера, сравнимого с толщиной стенки, затем снова расширяется. Так процессы сжатия и расширения сменяют друг друга, и мешок теряет свою энергию, которая переходит в энергию колебания скалярного поля. Число таких осцилляций является конечным [35].

Если же мешок сжимается под свой гравитационный радиус, то образуется черная дыра.

3.4. Образование ПЧД при коллапсе замкнутых стенок

Рассмотрим скалярное поле $\varphi = r \cdot e^{i\theta}$, потенциал которого обладает $U(1)$ -симметрией и имеет вид:

$$V(\varphi) = \lambda_1(|\varphi|^2 - f^2/2)^2 + \delta V(\theta) \quad (16)$$

где $\delta V(\theta) = \lambda_2^4(1 - \cos \theta)$, f , λ_1 и λ_2 — некоторые параметры модели. Слагаемым $\delta V(\theta)$ можно пренебречь на стадии инфляции, оно дает существенный вклад тогда, когда $m_\theta = 2f^2/\lambda_2 \sim H$ [36], где H — постоянная Хаббла. В этом случае происходит явное нарушение симметрии и потенциал, описываемый (16), в конечном итоге имеет ряд вырожденных минимумов $\theta_{\min} = Z \cdot 2\pi$, где Z — целое число

В ходе инфляции будут образовываться причинно не связанные области с разными начальными фазами θ . Когда m_θ достигнет значения $\sim H$, в одних областях колебания поля φ будут происходить возле минимума потенциала V . Так, например, в области, где $\pi < \theta < 2\pi$ колебания будут происходить возле $\theta_{\min} = 2\pi$, в то время как фаза в окружающем эту область пространстве, как правило, стремится к $\theta_{\min} = 0$. Поскольку фаза меняется непрерывно, при движении из области с $\theta_{\min} = 0$ в область с $\theta_{\min} = 2\pi$ мы проходим значение $\theta_{\text{wall}} = \pi$, то есть должна существовать замкнутая поверхность, характеризующаяся таким значением, размер которой зависит от образования областей во время инфляции, а вот форма может быть любой. Поскольку здесь допускается решение вида кинка (см. [37] и ссылки в ней), образуется замкнутая стенка с $\theta_{\text{wall}} = \pi$, соответствующая переходу из вакуума $\theta_{\text{vac}} = 0$ в вакуум $\theta_{\text{vac}} = 2\pi$.

После инфляции границы областей, где $\theta_{\text{vac}} > 2\pi$, существенно превышает размер космологического горизонта. Стенки этих областей про-

должают расширяться до тех пор, пока они не становятся причинно связанными, то есть когда размер стенок достигает размера горизонта. Внутреннее напряжение, возникающее в стенке после пересечения горизонта, инициирует процессы, которые стремятся свести поверхность стенки к минимуму. Энергия стенки пропорциональна ее площади в момент пересечения горизонта. При максимальном сжатии эта энергия практически полностью переходит в кинетическую [38]. Если стенка в какой-то момент локализуется под гравитационным радиусом, образуется первичная черная дыра, диапазон масс которой ограничен параметрами f и λ_2 [36]:

$$M_{\max} = \frac{M_{\text{Pl}}}{f} M_{\text{Pl}} \left(\frac{M_{\text{Pl}}}{\lambda_2} \right)^2, \quad M_{\min} = f \left(\frac{M_{\text{Pl}}}{\lambda_2} \right)^2$$

3.5. Образование ПЧД в модели горизонтального объединения

Рассмотрим сферически симметричное гауссовское распределение с амплитудой $\delta(M)$ и фоновым уравнением состояния $p = \gamma\epsilon$, где $0 < \gamma < 1$. Вероятность для диапазона масс M сформировать ПЧД дается хвостом гауссовского распределения флуктуация плотности

$$\beta_0(M) \approx \delta(M) \exp\left\{ \frac{\gamma^2}{2\delta^2(M)} \right\} \quad (17)$$

Эта вероятность определяет долю полной плотности, которая переходит в ПЧД с массой M . Масса ПЧД, родившейся в момент t , должна быть, по меньшей мере, $\gamma^{3/2}$ от массы горизонта, так что

$$M \approx \gamma^{3/2} \frac{t}{t_{\text{Pl}}} m_{\text{Pl}} \quad (18)$$

Обычно значение γ в ранней Вселенной берется равным $1/3$, что соответствует уравнению состояния на РД-стадии, полагавшемуся для ранней Вселенной в старой модели горячей Вселенной.

В случае $\gamma = 0$ как уравнение 17, так и уравнение 18 не применимы.

Во время пылевой стадии, которой соответствует уравнение состояния $p = 0$, флуктуации плотности растут и образуют гравитационно связанные объекты.

Доля полной плотности, переходящая в ПЧД, зависит от вероятности, с которой эти объекты сжимаются под свой шварцшильдовский радиус. Минимальная вероятность соответствует прямому коллапсу ПЧД непосредственно в период образования и составляет

$$\beta(M) \approx 2 \cdot 10^{-2} \delta(M)^{13/2} \quad (19)$$

Если пылевая стадия происходит в период

$$t_1 < t < t_2 \quad (20)$$

тогда вероятность 19 верная для образования ПЧД с массой в диапазоне

$$M_{min} \leq M \leq M_{max} \quad (21)$$

где M_{min} – масса внутри космологического горизонта на момент t_1 и M_{max} – масса объекта, обособляющегося от расширения непосредственно при t_2 . Последнее дается неявно соотношением

$$M_{max} = [\delta(M_{max})]^{3/2} \frac{t_2}{t_1} m_{Pl} \quad (22)$$

Произведение последних двух факторов в правой стороне уравнения 22 – это масса под космологическим горизонтом на момент t_2 . Для того чтобы определить M_{max} , нужно знать форму $\delta(M)$.

Возможность мягкого уравнения состояния может возникать в период разогрева по окончании хаотической инфляции, что и реализуется в инфляционной модели, основанной на МГО. В этой модели происходят осцилляции инфляционного поля вокруг минимума потенциала, начиная со времени

$$t_1 = H_{end}^{-1} \quad (23)$$

пока происходит разогрев.

Трение за счет взаимодействия скалярного инфляционного поля с другими частицами превращает кинетическую энергию колебаний поля в фоновое излучение. Разогрев завершается в период определяемый шириной распада Γ_η . В рассматриваемом случае Γ_η дается выражением

$$\Gamma_\eta(\eta \rightarrow \bar{F}f) = \frac{G_\eta^2 m_\eta}{8\pi} \quad (24)$$

Мы можем рассчитать G_η , используя выражение для константы самодействия поля η и массы η . Генерируя минимальное самодействие инфлатона поправками от фермионных петель, получаем постоянную λ_η

$$\lambda_\eta \cong \frac{G_\eta^4}{8\pi^2} \quad (25)$$

С другой стороны, можно оценить Γ_η , восстанавливая потенциал инфлатона, и получить для широкого диапазона масштабов f

$$\Gamma_\eta \cong 10^{-14} m_{Pl} \quad (26)$$

откуда

$$\Gamma_\eta \gg H_{end}^{-1} \quad (27)$$

и что должна реализовываться достаточно долгая стадия колебаний когерентного скалярного поля с пылевым уравнением состояния.

Пылевая стадия, начинающаяся с периода окончания инфляции при t_1 , продолжается, пока не завершится разогрев Вселенной в период

$$t_2 = \Gamma_\eta^{-1} \quad (28)$$

когда скалярное поле быстро распадается на релятивистские частицы. Однако в случае выбранных численных параметров ПЧД не имеют протяженного спектра и пик их распределения по массам находится вблизи M_{min} .

Вероятность образования ПЧД, приводящая к эффекту их существования и испарения, незначительна. Тем не менее, необходимость внутренней согласованности модели горизонтального объединения делает картину более сложной и ограничения на образование ПЧД играют важную роль в ее анализе.

Действительно, в модели горизонтального объединения необходимо наложить условие

$$G_\eta f \leq G_F^n \langle \xi^n \rangle \quad (29)$$

которое гарантирует правильную структуру массовой матрицы фермионов, генерируемой дираковским “see-saw” механизмом. Это условие требует, чтобы

$$f \leq 10^{-6} m_{Pl} \quad (30)$$

для минимального самодействия инфлатона 25.

Однако, неизбежным последствием столь низкого значения f является проблема доменных стенок, образуемых за счет флуктуаций вещественного инфлатонного поля на постинфляционной пылевой стадии.

Чтобы устранить эту проблему, нужно взять

$$f \cong m_{Pl} \quad (31)$$

и устранить условие минимальной связи инфлатона, либо ввести комплексное инфлатонное поле. В первом случае продолжительность постинфляционной пылевой стадии становится ненормально большой, а во втором случае реализуется неминимальная модель аксиона.

Таким образом, даже на данном уровне изучения проблемы мы находим, что решение должно приводить к более сложному многопараметрическому космологическому сценарию.

3.6. Специфические модели

3.6.1. Инфляционная модель с “бегущей массой”

В этом разделе мы рассмотрим более детально одну из инфляционных моделей, предсказывающую достаточно сильную зависимость спектра скалярных возмущений от масштаба. Это модель, предполагающая потенциал поля инфлатона с “бегущей” массой (далее - БМ), предложенная Стюартом [53,54]. Модель БМ ранее рассматривалась во многих работах, в т.ч. [55–59].

В моделях с мягко нарушенной глобальной суперсимметрией, с учетом квантовых поправок, потенциал может быть записан в виде

$$V = V_0 + \frac{1}{2} m^2 (\ln \phi) \phi^2 \quad (32)$$

причем зависимость массы m от масштаба перенормировки определяется уравнением ренормгруппы.

В теориях супергравитации инфляционный потенциал имеет порядок M_{inf}^4 , где M_{inf} - масштаб нарушения суперсимметрии во время инфляции. В свою очередь, квадрат массы инфлатона (и любого другого скалярного поля) в супергравитации имеет порядок квадрата хаббловского

параметра, т.е.

$$|m^2| \sim H_I^2 = \frac{V_0}{3M_P^2} \quad (33)$$

Для простоты предположим (см. [53, 54, 56, 57]), что $M_{inf} \sim M_s$, где M_s - масштаб нарушения суперсимметрии в вакууме,

$$M_s \sim \sqrt{\tilde{m}_s} M_P \sim 10^{11} \text{ ГэВ} \sim 3 \cdot 10^{-8} M_P \quad (34)$$

(\tilde{m}_s - масштаб масс скварков и слептонов, $\tilde{m}_s \sim 3 \text{ ТэВ}$). Эти предположения позволяют оценить энергетический масштаб инфляции:

$$M_0 \sim M_s^4 \sim 10^{-30} M_P^4, \quad H_I \approx 10^{-15} M_P \quad (35)$$

Уравнение ренормгруппы для массы инфлатона выглядит следующим образом:

$$m^2(t) = m_0^2 - A \tilde{m}_0 \left[1 - \frac{1}{(1 + \tilde{\alpha}_0 t)^2} \right], \quad t \equiv \ln \frac{\phi}{M_P} \quad (36)$$

(мы рассматриваем модель гибридной инфляции [56, 57] с мягко нарушенной суперсимметрией, с калибровочной группой $SU(N)$ и малой юкавской связью λ). В последнем уравнении, m_0 и \tilde{m}_0 - массы инфлатона и гауджино при $\phi = M_P$, $\alpha_0 = \frac{g^2}{4\pi}$ - константа калибровочной связи,

$$\tilde{\alpha}_0 = \frac{B \alpha_0}{2\pi} \quad (37)$$

A и B - положительные константы порядка единицы, разные для разных вариантов модели (даже основанных на одной и той же группе $SU(N)$ - есть зависимость от формы суперпотенциала, частиц, входящих в супермультиплеты, и т.д.). Здесь мы используем вариант модели Кови [57], и, соответственно, полагаем $A = 2$ и $B = N = 2$.

Вблизи конкретного масштаба поля ϕ_0 (в нашем случае, ϕ_0 соответствует значению поля инфлатона в момент пересечения горизонта масштабом $k_0 \approx 0.002 h \text{ Мпк}^{-1}$), потенциал можно разложить в ряд Тейлора:

$$V(\phi) = V_0 + \frac{\phi^2}{2} \left[m^2(\ln \phi_0) - c \frac{V_0}{M_P^2} \ln \frac{\phi}{\phi_0} + \dots \right] \quad (38)$$

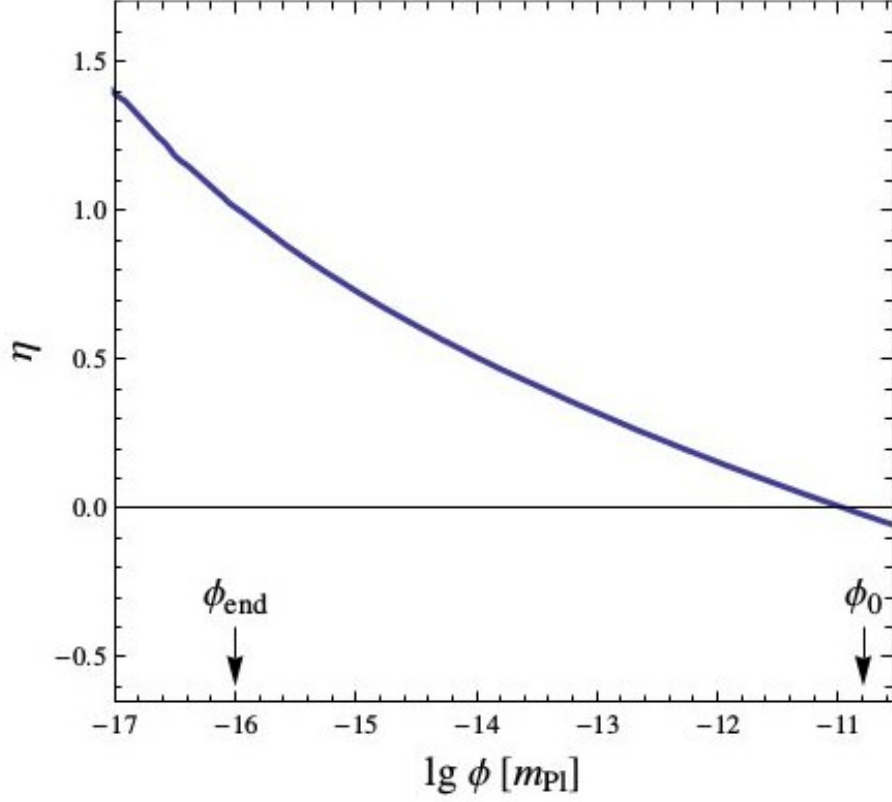


Рис. 2. Зависимость параметра λ от значения поля ϕ . $H_I = 10^{-15} M_P$, $c = 0.062$, $s = 0.040$.

Здесь константа c определяется соотношением:

$$c \frac{V_0}{M_P^2} = - \frac{d m^2}{d \ln \phi} \Big|_{\phi=\phi_0} \quad (39)$$

В свою очередь, разложение 36 с учетом членов только первого порядка дает ($t_0 = \ln \frac{\phi_0}{M_P}$):

$$m^2(t) = m_0^2 - 4 \tilde{m}_0^2 \frac{\tilde{\alpha}_0}{(1 + \tilde{\alpha}_0 t_0)^3} \ln \frac{\phi}{\phi_0} \quad (40)$$

Из 39 и 40 получается выражение для c :

$$c \frac{V_0}{M_P^2} = \frac{4}{3} \tilde{m}_0^2 \frac{\tilde{\alpha}_0}{(1 + \tilde{\alpha}_0 t_0)^3} \quad (41)$$

Если $|m^2| \sim \tilde{m}^2 \approx H_I^2$, то

$$c = \frac{4}{3} \frac{\tilde{\alpha}_0}{(1 + \tilde{\alpha}_0 t_0)^3} \quad (42)$$

Оказывается, (см. рис. 2), что в нашем примере $\phi_0 \sim 10^{-10} M_P$, так что

$$t_0 \sim \ln 10^{-10} \sim (-23)$$

. Предполагая, что $\alpha_0 \sim 1/24$ (как в моделях SUSY- GUT), получаем, что $\tilde{\alpha}_0 \sim \frac{2}{2\pi} \frac{1}{24}$. В этом случае, $c \sim 4 \tilde{\alpha}_0 \sim 0.06$.

Отметим, что если оставить в разложении $m^2(t)$ в 40 члены более высокого порядка по $t - t_0 = \ln \frac{\phi}{\phi_0}$, то становится видно, что на самом деле параметром разложения является $\tilde{\alpha}_0 \ln \frac{\phi}{\phi_0}$, а не $\ln \frac{\phi}{\phi_0}$. Наименьшее значение ϕ , ϕ_{end} , в нашем случае порядка $10^{-16} M_P$ (см. рис. 2). Даже в этом случае, параметр разложения достаточно мал,

$$\tilde{\alpha}_0 \ln \frac{\phi_{end}}{\phi_0} \sim \tilde{\alpha}_0 \ln 10^{-6} \sim (-0.1) \quad (43)$$

Используем линейное приближение (уравнение 40) во всей области значений поля инфлатона и введем удобный параметр s , определяемый соотношением:

$$s = c \ln \left(\frac{\phi_*}{\phi_0} \right) \quad (44)$$

где ϕ_* соответствует максимуму потенциала. Этот параметр связывает значение поля ϕ_0 с хаббловским параметром во время инфляции и с нормировкой спектра первичных возмущений:

$$\phi_0 s = \frac{H_I}{2\pi P_R^{1/2}(k_0)} \quad (45)$$

В терминах ϕ_* и c , в линейном приближении потенциал модели переписывается в простом виде [59]:

$$V = V_0 - \frac{3}{2} c H_I^2 \phi^2 \left[\ln \frac{\phi}{\phi_*} - \frac{1}{2} \right] \quad (46)$$

Предполагается [57], что окончание инфляционной стадии в модели БМ происходит за счет гибридного механизма при некотором критическом значении поля $\phi = \phi_{cr}$. Это значение определяется величиной юкавской константы связи λ (несмотря на то, что $\lambda^2 \ll \alpha$). Кроме того, можно

говорить о конце периода “медленного скатывания”, при $\varphi = \varphi_{end}$, когда достигается значение параметра $\eta = 1$. Значение φ_{end} получается в прямом вычислении; можно проверить [57], что значение всегда может быть выбрано так, что “медленное скатывание” заканчивается до того, как достигается величина ϕ_{cr} .

4. Краткий обзор ограничений для “дельта-функциональных” ПЧД

Рассмотрим различные ограничения, накладываемые на плотность ПЧД с достаточно большими массами для того, чтобы они доживали до современного момента. Все ограничения предполагают, что ПЧД скапливаются в галактическом гало таким же образом, как и другие формы CDM. В этом случае доля ПЧД $f()$ в гало связана с $\beta'(M)$ по формуле

$$f \equiv \frac{\Omega_{PBH}}{\Omega_{CDM}} \approx 4.8 \Omega_{PBH} = 4.11 \times 10^8 \beta'(M) \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (47)$$

Наши ограничения на $f(M)$ приведены на рис. 3. Список приближенных формул для этих пределов приведены в таблице 4. Рисунок и таблица предназначены в качестве обзора и являются приближением. Более точные данные по ограничениям на плотность ПЧД можно найти в исходных ссылках. Многие из ограничений, зависящие от других физических параметров (модельно зависимые), не показаны в явном виде. В целом, на рис. 3 и в 4 показаны только самые жесткие ограничения для разных диапазонов масс, спорные и модельно зависимые ограничения опускаются. Дополнительные сведения об этих предельных значениях плотности и других параметрах можно найти, например, в работах [17, 62–65]. Ограничения сгруппированы по типу и обсуждаются в

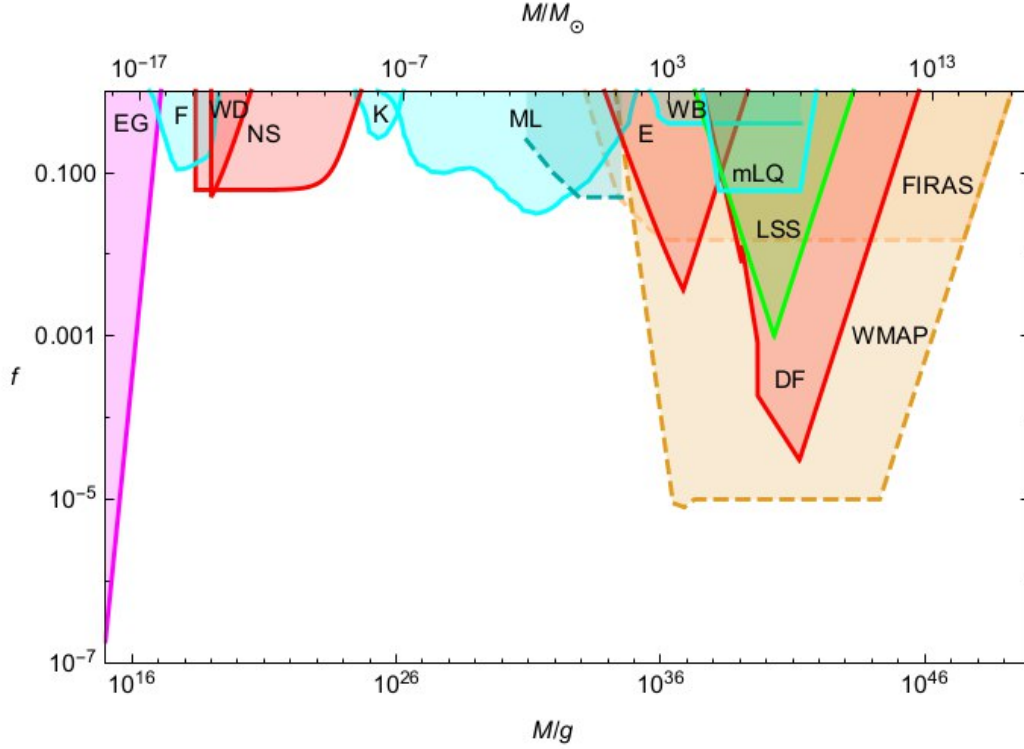


Рис. 3. Ограничения на относительную плотность ПЧД в широком массовом диапазоне

рамках каждой группы в порядке возрастания массы. Поскольку мы также заинтересованы в массовых диапазонах, для которых доля темной материи велика, мы выражаем предельное значение доли плотности в терминах аналитической функции $f_{max}(M)$ для каждого массового диапазона. Одновременно необходимо учитывать, что плотность ПЧД должна быть меньше, чем плотность CDM.

4.1. Ограничения по диффузному гамма-фону

ПЧД с начальной массой испаряются по механизму Хокинга за время $\tau \propto M^3$, которое для $M < M_* \approx 5 \cdot 10^{14}$ меньше, чем современный возраст Вселенной [66]. ПЧД с $M > M_*$ могут объяснять природу темной материи, однако их плотность $f(M_*)$ сильно ограничена данными

по наблюдению диффузного гамма-фона [10]. ПЧД с узким диапазоном масс $M_* < < 1.005 M_*$ еще не завершили свое испарение, но их текущая масса меньше массы $M_q \approx 0.4 M_*$, при которой испускаются струи кварков и глюонов. При $> c$, струй нет.

Для $M > 2 M_*$ можно пренебречь изменением массы и спектр фотонов $\frac{dN^\gamma}{dE}$ от каждой ПЧД получается путем умножения мгновенного спектра $\frac{d\dot{N}^\gamma}{dE}$ на возраст Вселенной t_0 и интегрирования по времени. Из работы [67]] следует:

$$\frac{dN^\gamma}{dE} = \begin{cases} E^3 M^3 & (E < M^{-1}) \\ E^2 M^2 e^{-E M} & (E > M^{-1}) \end{cases} \quad (48)$$

Это максимумы при \sim^{-1} не зависит от M . Число излученных фотонов на единицу энергии и на единицу объема получается путем интегрирования по массе:

$$\varepsilon(E) = \int_{M_{min}}^{M_{max}} dM \frac{dn}{dM} \frac{dN^\gamma}{dE}(m, E) \quad (49)$$

где M_{min} и M_{max} отражают предельные значения масс. Для дельта-функционального массового распределения получается:

$$\varepsilon(E) \propto f(M) \times \begin{cases} E^3 M^2 & (E < M^{-1}) \\ E^2 M e^{-E M} & (E > M^{-1}) \end{cases} \quad (50)$$

и связанная с ней интенсивность:

$$I(E) \equiv \frac{c E \varepsilon(E)}{4\pi} \propto f(M) \times \begin{cases} E^4 M^2 & (E < M^{-1}) \\ E^3 M e^{-E M} & (E > M^{-1}) \end{cases} \quad (51)$$

в единицах $\text{с}^{-1} \text{ср}^{-1} \text{см}^{-2}$. Эти вершины при $E \sim M^{-1}$ с величиной $I^{max}(M) \propto f(M) M^{-2}$. Наблюдаемая внегалактическая интенсивность

Mass range	Constraint	Source
$M < 10^{18} \text{ g}$	$f(M) < 2 \times 10^{-8} \left(\frac{M}{5 \times 10^{14} \text{ g}} \right)^{3+\epsilon}$	extragalactic γ -ray background
$5 \times 10^{16} \text{ g} < M < 10^{19} \text{ g}$	$f(M) < 0.1$	femtolensing of GRB from Fermi
$2.5 \times 10^{18} \text{ g} < M < 10^{25} \text{ g}$	$f(M) < \frac{M}{4.7 \times 10^{18} \text{ g}} \left(1 - \exp \left[-\frac{M}{2.9 \times 10^{17} \text{ g}} \right] \right)^{-1}$	neutron-star capture
$2 \times 10^{-9} M_{\odot} < M < 10^{-7} M_{\odot}$	$f(M) < 0.3$	microlensing from Kepler
$10^{-6} M_{\odot} < M < M_{\odot}$	$f(M) < 0.1$	MACHO and EROS, (OGLE II)
$10^{-3} M_{\odot} < M < 0.1 M_{\odot}$	$f(M) < 0.04$	MACHO and EROS, (OGLE II)
$0.1 M_{\odot} < M < 0.4 M_{\odot}$	$f(M) < 0.06$	OGLE III and OGLE IV
$0.1 M_{\odot} < M < 20 M_{\odot}$	$f(M) < 0.2$	OGLE III and OGLE IV
$M > M_{\odot}$	$f(M) < 3.7 \frac{M_{\odot}}{M} \left(1.1 + 0.1 \ln \left[\frac{M_{\odot}}{M} \right] \right)^{-1}$	Eridanus II star cluster
$500 M_{\odot} < M < 10^3 M_{\odot}$	$f(M) < \frac{500 M_{\odot}}{M}$	wide-binary stability
$10^3 M_{\odot} < M < 10^8 M_{\odot}$	$f(M) < 0.4$	wide-binary stability
$10 M_{\odot} < M < \times 10^4 M_{\odot}$	$f(M) < \left(\frac{M}{10 M_{\odot}} \right)^{-2}$	WMAP3 accretion
$M > 10^4 M_{\odot}$	$f(M) < \max \left[10^{-5}, \left(\frac{M}{10^{10} M_{\odot}} \right) \right]$	WMAP3 accretion
$M > 10^4 M_{\odot}$	$f(M) < \max \left[\frac{10^4 M_{\odot}}{M}, \frac{M}{10^{10} M_{\odot}} \right]$	Lyman- α clouds
$M < 5 \times 10^5 M_{\odot}$	$f(M) < \left(\frac{M}{2 \times 10^4 M_{\odot}} \right)^{-10/7}$	dynamical friction
$5 \times 10^5 M_{\odot} < M < 2 \times 10^6 M_{\odot}$	$f(M) < \left(\frac{M}{4 \times 10^4 M_{\odot}} \right)^{-2}$	dynamical friction
$M > 2 \times 10^6 M_{\odot}$	$f(M) < \max \left[\left(\frac{M}{0.1 M_{\odot}} \right)^{-1/2}, \frac{M}{3 \times 10^{12} M_{\odot}} \right]$	dynamical friction
$M < 10^5 M_{\odot}$	$f(M) < \left(\frac{M}{2 \times 10^4 M_{\odot}} \right)^{-2}$	millilensing of quasars
$10^5 M_{\odot} < M < 10^8 M_{\odot}$	$f(M) < 0.06$	millilensing of quasars
$M > 10^8 M_{\odot}$	$f(M) < \left(\frac{M}{4 \times 10^8 M_{\odot}} \right)^2$	millilensing of quasars

Рис. 4. Ограничения на относительную плотность ПЧД в терминах аналитической функции $f_{max}(M)$ для каждого массового диапазона

$I^{obs} \propto E^{-(1+\epsilon)} \propto M^{1+\epsilon}$, где ϵ лежит в пределах от 0.1 (выбор значения обоснован в работе [68]) и 0.4 (значение выбрано в работе [69]). Следовательно, положив $I^{max}(M) \leq I^{obs}(M)$ согласно работе [?]

$$f(M) \lesssim 2 \cdot 10^{-8} \left(\frac{M}{M_*} \right)^{3+\epsilon} \quad (M > M_* = 5 \cdot 10^{14} \text{ g}) \quad (52)$$

Наносим это ограничение на рис. 3 для $\epsilon = 0.2$. Галактический γ -фон может дать еще более сильное ограничение [66], которое, однако, очень

чувствительно к форме массового распределения, поэтому обсуждение данного ограничения в данной работе опускается. Массовый диапазон $10^{16} - 10^{17}$ г имеет дополнительные ограничения на плотность ПЧД, которые связаны с ионизирующей возможностью данного диапазона [14].

4.2. Ограничения по линзированию

Ограничения на МАСНОs с малыми γ -всплесками накладываются из учета фемтолинзирования γ -всплесков. Если предположить, что всплески при красном смещении $z \sim 1$, ранние изученные в [70, 71], исключают $f = 1$ в диапазоне масс от $10^{-16} - 10^{-13} \odot$, но более поздняя работа [72] дает предел, который может быть аппроксимирован как:

$$f(M) < 0.1 \quad (5 \cdot 10^{16} g < M < 10^{19} g) \quad (53)$$

Точная форма этого ограничения показана рис. 3.

МАСНОs определенного диапазона масс [73] исследуются с помощью наблюдения микролинзирования звезд в Большом и Малом Магеллановых Облаках. Оптическая толща гало в направлении LMC и SMC определяется как вероятность того, что свет любой звезды усиливается по крайней мере в 1.34 раз и связана с долей f

$$\tau_L^{(SMC)} = 1.4 \tau_L^{(LMC)} = 6.6 \cdot 10^{-7} f \quad (54)$$

для модели S -гало [74]. Хотя первоначальной мотивацией для исследования микролинзирования был поиск коричневых карликов массами $0.02 \odot < < 0.08 \odot$, вероятность того, что эти объекты доминируют в гало, была исключена с помощью эксперимента МАСНО [75]. Тем не менее, МАСНО наблюдали 17 событий и утверждали, что они были согласовывались с компактными объектами с массами $\sim 0.5 \odot$, объясняющих 20% массы гало [74]. В связи с этим возникает возможность, что

некоторые гало темной материи могут состоять из ПЧД, образованных при фазовых переходах КХД [?]. Тем не менее, более поздние исследования показали, что вклад в гало ПЧД с массами $\sim 0.5 M_\odot$ может быть не более 10% [79]. Эксперимент EROS получил более строгие ограничения, утверждая, что некоторые из MACHO событий были обусловлены само-линзированием или клампованием гало [80], и исключил MACHO с массами $6 \cdot 10^{-8} < M < 15 M_\odot$. Объединение результатов MACHO [81] с результатами EROS-I и EROS-II расширяет верхнюю границу до $30 M_\odot$ [80], и результирующие ограничения можно представить следующим образом

$$f(M) < \begin{cases} 1 & (6 \cdot 10^{-8} M_\odot < M < 30 M_\odot) \\ 0.1 & (10^{-6} M_\odot < M < 1 M_\odot) \\ 0.04 & (10^{-3} M_\odot < M < 0.1 M_\odot) \end{cases} \quad (55)$$

Аналогичные ограничения были получены коллаборацией POINT-AGAPE, которая обнаружила 6 микролинзированных событий при обзоре галактики Андромеда [82]. С тех пор дальнейшие ограничения были получены экспериментом OGLE. Данные OGLE-II [?] дали более слабые ограничения, но данные OGLE-III [86] и OGLE-IV [?] дал более сильные ограничения за больших масс:

$$f(M) < \begin{cases} 0.2 & (0.1 M_\odot < M < 20 M_\odot) \\ 0.09 & (0.4 M_\odot < M < 1 M_\odot) \\ 0.06 & (0.1 M_\odot < M < 0.4 M_\odot) \end{cases} \quad (56)$$

Эти пределы отображены на рис. 3, и таб. 4. В последнее время Kepler значительно улучшил пределы в низком диапазоне масс [87, 88]:

$$f(M) < 0.3 \quad (2 \cdot 10^{-9} M_\odot < M < 10^{-7} M_\odot) \quad (57)$$

Следует подчеркнуть, что многие статьи дают пределы по микролинзированию на $f(M)$, но не так просто совместить эти ограничения, поскольку они используют разные уровни доверия. Кроме того, необходимо различать пределы, основанные на наблюдении микролинзирования и ненаблюдении. Единственными, кто обнаружил микролинзирование для высокого диапазона масс, являются Dong и др. [89].

Ранние исследования микролинзирования квазаров [90], казалось, исключают всю темную материю, находящуюся в объектах с массами $10^{-3} M_{\odot} < 60 M_{\odot}$. Тем не менее, эти предел не учтены на рис. 3. Более поздние исследования квазаров микролинзировании предполагают ограничения, представленные в работе [?].

$$f(M) < 1 \quad (10^{-3} M_{\odot} < M < 60 M_{\odot}) \quad (58)$$

Микролинзирование компактных радиоисточников [?] дает предельные значения плотности, которые могут быть аппроксимированы как

$$f(M) < \begin{cases} (M/2 \cdot 10^4 M_{\odot})^{-2} & (M < 10^5 M_{\odot}) \\ 0.06 & (10^5 M_{\odot} < M < 10^8 M_{\odot}) \\ (M/4 \cdot 10^8 M_{\odot})^2 & (M > 10^8 M_{\odot}) \end{cases} \quad (59)$$

5. Реионизация Вселенной с помощью ПЧД

Современные наблюдения показывают, что большая часть барионной материи в межгалактической среде представлена в виде ионизированного газа. Вещество было ионизовано в период $z \sim 6 \dots 10$, скорость протекания и точный момент начала этого процесса не известны. [91]. До сих пор нет однозначного понимания причин реионизации. [91, 92].

Широко известно предположение, что за ионизацию межгалактической среды ответственно ультрафиолетовое излучение первых звезд [93,

94]. Однако в данном предположении затруднительно получить значительную долю ионизации o [?, 95]. Галактики с низкой светимостью и активным формированием звезд при больших z также могут внести значительный вклад в процесс реионизации [97, 98].

В качестве альтернативных источников реионизации предлагаются квазары и аккрецирующие первичные черные дыры (ПЧД) [92, 95, 99–101]. В общепринятых допущениях ионизирующей способности квазаров недостаточно, чтобы полностью ионизировать вещество в момент $z \sim 6$ [102–104]. Анализ спектра квазаров в период $z > 6$ указывает на то, что межгалактическая среда была значительно ионизирована до того, как это могли сделать квазары [105]. Тем не менее, при определенных условиях квазары могли сыграть свою роль в начале реионизации (например, [106]). В свою очередь, образование квазаров может быть связано с наиболее массивными скоплениями ПЧД [107–110].

В качестве возможного источника реионизации также рассматривалась аннигилирующая темная материя [111].

В настоящей работе рассматривается возможность реионизации Вселенной с помощью ПЧД, масса которых приблизительно равна $M_{17} = 10^{17}$ г. ПЧД данного массового диапазона избегают ограничений по наблюдаемому гамма-фону и эффектам гравитационного линзирования [112], поэтому могут объяснить всю темную материю. ПЧД с массой $> 10^{17}$ г могут быть ограничены на основе приливного захвата ПЧД нейтронными звездами [113], однако данные ограничения встречают контраргументы [?, 114].

ПЧД с массой $\sim 10^{17}$ г имеют более привлекательные возможности: с их помощью можно объяснить позитронную линию в центре Галактики [116] в следствие эффектов аккреции [117] или излучения Хокинга [118]. В данном разделе исследуется возможность реионизации на ос-

нове эффекта Хокинговского излучения. Ранее [119] обсуждалась подобная возможность для кластера ПЧД с степенным массовым спектром, который был предсказан в [107–109] и используется для идентификации неопознанных космических источников гамма-излучения [120, 121]. Результаты [119] не позволяют сделать однозначный вывод, но существующие наблюдательные ограничения на массовый диапазон ПЧД и свобода в теоретических предсказаниях оставляют потенциал для возможного решения задачи реионизации.

Мы предполагаем, что ПЧД имеют узкий диапазон массового распределения (δ -функционально-подобные). Различные механизмы образования ПЧД рассматриваются в [112, 122–125] и в настоящей работе не обсуждаются.

5.1. Общий подход

В наших оценках мы рассматриваем массовый диапазон $10^{16} \text{ г} < M < 10^{17} \text{ г}$, количество которых, в соответствии с их обилием по верхнему пределу масс [112], представляется в виде

$$\Omega_{\text{РВН}} = \begin{cases} 0.25, & \text{if } M > M_{\text{peak}} \\ 0.25 \left(\frac{M}{M_{\text{peak}}} \right)^{3.36}, & \text{if } M < M_{\text{peak}}, \end{cases} \quad (60)$$

где $M_{\text{peak}} = 0.78 \times 10^{17} \text{ г}$.

Температура испарения таких ПЧД $T_{\text{ev}} \approx 0.106 \frac{M_{17}}{M} \text{ МэВ}$, средняя энергия испаряющихся фотонов $\approx 6T_{\text{ev}}$, электронов и нейтрино $\approx 4T_{\text{ev}}$ эВ. Излученная энергия e^{\pm} должна быть пересчитана, когда $T_{\text{ev}} \lesssim m_e$.

В сценариях реионизации с первыми звездами и аккрецирующими черными дырами, ионизирующее излучение в основном является ультрафиолетовым, которое возникает локально в регионах формирования

сильных неоднородностей. Это приводит к сложной картине неоднородной ионизации Вселенной. В случае с испаряющимися ПЧД это не так, и ионизацию (эффекты взаимодействия хокинговского излучения с веществом) в дальнейшем можно полагать однородной во всем объеме.

Для оценки возможности реионизации вещества можно предложить два различных упрощенных способа. Ионизирующая частица вызывает один акт ионизации обычной материи на каждые 20–40 эВ потерянной энергии [126]. Таким образом, игнорируя процессы рассеяния в веществе, можно считать, что 20 эВ излученной и затем поглощенной энергии необратимо производит один акт ионизации. Полная ионизация барионной материи во Вселенной должна произойти, когда суммарная поглощенная энергия достигает 20 эВ на каждый атом. Так, в единицах критической плотности (ρ_c) Вселенной это утверждение можно записать в виде

$$\Omega_{\text{abs}} \gtrsim \Omega_{\text{ion}} \quad (61)$$

$$\Omega_{\text{ion}} = \frac{20 \text{ eV}}{m_p} \Omega_B \approx 10^{-9}. \quad (62)$$

Конечно, выделения 20 эВ энергии на каждый атом более чем достаточно для ионизации газа при условии термодинамического равновесия в отсутствие сильного охлаждения. Но в нашем случае процесс нагрева от ПЧД растянут во времени и идет против постоянного охлаждения расширяющейся Вселенной.

Во втором способе применяются температурные соображения. Считается, что энергия, выделенная частицей при испарении ПЧД, за счет термализационных процессов (в том числе ионизации и рекомбинации) быстро преобразуется в тепловую энергию, а доля ионизации вещества определяется формулой Саха.

В обоих случаях следует учитывать, что не вся начальная энергия испарившейся частицы может быть передана барионной материи. Этот

процесс занимает конечное время, так что может оказаться не завершенным, а также часть энергии может теряться за счет красного смещения и других процессов.

5.2. Оценка вклада в реионизацию

Обозначим скорости испарения и поглощения энергии в единицах критической плотности как $\dot{\Omega}_{\text{ev}}$ и $\dot{\Omega}_{\text{abs}}$. Чтобы оценить первую, примем скорость испарения одиночной ПЧД как

$$\dot{M} = \frac{1}{3} \left(\frac{M_U}{M} \right)^2 \frac{M_U}{t_U}, \quad (63)$$

где $M_U \approx 0.5 \times 10^{15}$ г – масса ПЧД, которая полностью испариться к настоящему времени, $t_U \approx 14$ млрд лет – современный возраст Вселенной. Уравнение (63) должно быть умножено на отношение эффективного числа сортов испарившихся частиц для M и M_U , $g_{\text{tot}}(M)/g_{\text{tot}}(M_U) \sim 1$.

Но это будет учтено за счет нормировки долей испаряемых сортов частиц $g_{\text{tot}}(M_U)$. В данном приближении скорость \dot{M} не зависит от времени, что является удобным при рассмотрении $M \gg M_U$. Аналогично для общей скорости испарения:

$$\dot{\Omega}_{\text{ev}} = \frac{\dot{M}}{M} \Omega_{\text{РВН}}(M) = \frac{1}{3} \left(\frac{M_U}{M} \right)^3 \frac{\Omega_{\text{РВН}}(M)}{t_U}. \quad (64)$$

Полная испаренная энергия $\Omega_{\text{ev}} = \dot{\Omega}_{\text{ev}} t_U \approx 10^{-8} \left(\frac{M_{17}}{M} \right)^3 \frac{\Omega_{\text{РВН}}}{0.25}$ имеет некоторый «запас» над Ω_{ion} , что делает механизмы урегулирования этой энергии в материю особенно важными.

В интересующем нас температурном интервале ПЧД излучают гравитоны с статистическим весом числа степеней свободы $g_G = 2 \cdot 0.007$, фотоны с $g_\gamma = 2 \cdot 0.06$, три сорта нейтрино с $g_{\nu\bar{\nu}} = 6 \cdot 0.147$, электроны и позитроны с $g_{e^\pm} = 4 \cdot 0.142 \cdot \hat{g}_e(m_e/T)$, где $\hat{g}_e(m_e/T)$ учитывает частичное

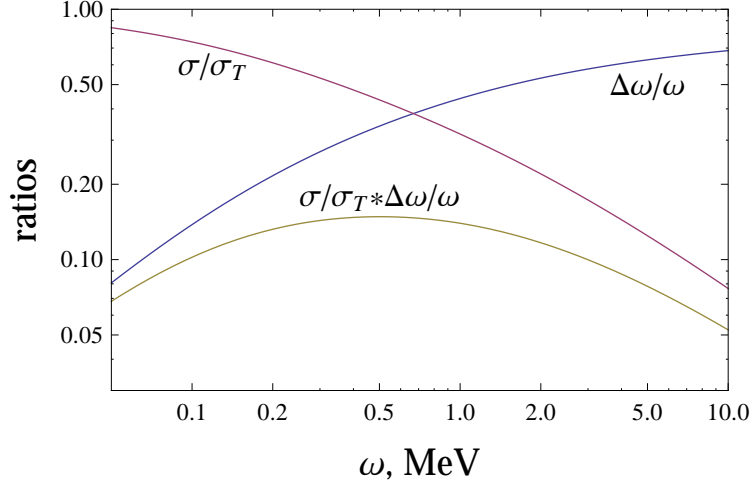


Рис. 5. Зависимости отношения $s = \sigma/\sigma_T$, средней относительной передачи энергии $q = \Delta\omega/\omega$ и их произведения $s \cdot q$ для комптоновского рассеяния от энергии фотонов.

подавление производства массивных электронов. Для рассматриваемых M будем считать

$$\hat{g}_e(M) = \left(1 + 0.40 \frac{M}{M_{17}}\right)^{27.6} \exp\left(-10.9 \frac{M}{M_{17}}\right) \quad (65)$$

$g_{\text{tot}}(M_U) \approx 1.6$ определяется как сумма всех весов $\hat{g}_e(m_e/T) = 1$. Доли e^\pm и фотонов в испаренном потоке

$$\kappa_{e^\pm} = g_{e^\pm}/g_{\text{tot}}(M_U) \approx 0.36\hat{g}_e(M), \quad \kappa_\gamma = g_\gamma/g_{\text{tot}}(M_U) \approx 0.08. \quad (66)$$

5.2.1. Фотоны

Основным процессом взаимодействия испаренного фотона с веществом в интересующем нас энергетическом диапазоне ($\omega \sim 0.5 \dots 5$ МэВ) является комптоновское рассеяние. В этом диапазоне энергий полное сечение (формула Клейна – Нишины), $\sigma = s(\omega)\sigma_T$, отклоняется от сечения Томсона фактором $s(\omega) \sim 0.1 \dots 0.5$, который падает с ростом энергии ω фотонов (см. рис. (5)). Среднее относительное значение переноса энергии

в одном рассеянии $q = \Delta\omega/\omega$ также зависит от энергии, но растет с ω как показано на том же рисунке. Для расчетов положим $sq = \text{const} = 0.1$ (см. рис. (5)). Соответствующий временной масштаб потерь энергии задается $\tau_C = (n_H \sigma_T(sq)c)^{-1} = t_U \tilde{z}_C^{3/2} \tilde{z}^{-3}$, где $n_H = x_H \cdot n_B^{\text{mod}} \tilde{z}^3$ – полная плотность водорода с $n_B^{\text{mod}} = 2.5 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}$ и $x_H = 0.76$ – современная концентрация барионов и доля водорода в ней, $\tilde{z}_C \approx 340$. Здесь и в дальнейшем мы принимаем обозначение $\tilde{z}_{(i)} \equiv z_{(i)} + 1$ и считаем, что имеет место только MD стадия. Компонента гелия не рассматривается.

Пусть в момент времени t_0 ПЧД излучает часть энергии в виде фотонов $\delta\Omega_\gamma(t_0) = \kappa_\gamma \dot{\Omega}_{\text{ev}} dt_0$ на единицу массы вещества во Вселенной. Уменьшение скорости этой доли определяется потерями энергии на комптоновское рассеяние и красное смещение, что записывается как

$$\frac{d\delta\Omega_\gamma(t)}{dt} = -\frac{\delta\Omega_\gamma(t)}{\tau_C} - H \delta\Omega_\gamma(t), \quad (67)$$

где $H = 2/3 t_U^{-1} \tilde{z}^{3/2}$ – параметр Хаббла. Обратите внимание, что первый член в правой части уравнения (67) характеризует скорость поглощения энергии веществом. Решение уравнения (67) в переменной $\tilde{z} = (t_U/t)^{2/3}$ дает

$$\delta\Omega_\gamma(z_0, z) = \frac{\tilde{z}}{\tilde{z}_0} \exp\left(-\frac{\tilde{z}_0^{3/2} - \tilde{z}^{3/2}}{\tilde{z}_C^{3/2}}\right) \cdot \kappa_\gamma \dot{\Omega}_{\text{ev}} dt_0. \quad (68)$$

Интегрирование выражения (68) по переменной t_0 в интервале времени, предшествующего t ($t_i(z_i) < t_0(z_0) < t(z)$) дает полную энергию испарившихся фотонов $\Omega_\gamma(z)$ в момент времени $t(z)$. Параметры $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(\gamma)}(z) \equiv \Omega_\gamma(z)/\tau_C$ и $\Omega_{\text{abs}}^{(\gamma)}(z) = \int_{t_i}^{t(z)} \dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(\gamma)}(t'(z')) dt'$ оценивают полную скорость поглощения энергии в зависимости от z и полную энергию фотона,

поглощенного в момент z . В явном виде они определяются как

$$\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(\gamma)}(z) = \kappa_\gamma \dot{\Omega}_{\text{ev}} \cdot f_{\text{abs}}^{(\gamma)}(z) \quad (69)$$

$$\begin{aligned} f_{\text{abs}}^{(\gamma)}(z) &= \int_z^{z_i} \frac{\tilde{z}}{\tilde{z}_0} \exp\left(-\frac{\tilde{z}_0^{3/2} - \tilde{z}^{3/2}}{\tilde{z}_C^{3/2}}\right) \frac{3t_U d\tilde{z}_0}{2\tilde{z}_0^{5/2} \tau_C} = \\ &= \frac{\tilde{z}^4}{\tilde{z}_C^4} \exp\left(\frac{\tilde{z}^{3/2}}{\tilde{z}_C^{3/2}}\right) \left[\Gamma\left(-\frac{5}{3}, \frac{\tilde{z}^{3/2}}{\tilde{z}_C^{3/2}}\right) - \Gamma\left(-\frac{5}{3}, \frac{\tilde{z}_i^{3/2}}{\tilde{z}_C^{3/2}}\right) \right], \end{aligned} \quad (70)$$

$$\Omega_{\text{abs}}^{(\gamma)}(z) = \kappa_\gamma \dot{\Omega}_{\text{ev}} t_U \cdot \int_{\tilde{z}}^{\tilde{z}_i} f_{\text{abs}}^{(\gamma)}(z') \frac{3d\tilde{z}'}{2\tilde{z}'^{5/2}}. \quad (71)$$

Обратите внимание, что $f_{\text{abs}}^{(\gamma)}$ стремится к 1, тогда как $z_C/(z_i - z) \rightarrow 0$.

Сравнение значений $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(\gamma)}(z)$ и $\dot{\Omega}_{\text{ev}}$ показано на рис. (7). Соотношение $\frac{\Omega_{\text{abs}}^{(\gamma)}(z)}{\Omega_{\text{ion}}}$ показано на рис. (8). Начальный момент принимаем равным $z_i = 1100$.

5.2.2. Электроны и позитроны

Испаренные электроны и позитроны должны испытывать потери энергии за счет рассеяния на реликтовых фотонах космического микроволнового фона (СМВ), ионизации и красного смещения. Эффекты взаимодействия с сильно разряженной плазмой не рассматриваются.

Потери энергии на СМВ в ультра-релятивистском пределе определяются [128]

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{СМВ}} = -\beta E^2, \quad (72)$$

где $\beta = \omega_2^{-1} t_U^{-1} \tilde{z}^4$ определяется плотностью энергии СМВ, $\omega_2 \approx 90$ МэВ. Обратите внимание, что каждое рассеяние приводит к передаче энергии на малые $\sim (E/m)^2$ от первичной энергии реликтовых фотонов. Время потери половины энергии определяется выражением $\tau_{\text{СМВ}} = (\beta E)^{-1}$.

Скорость ионизационных потерь аппроксимируется ее минимальным значением для водорода $dE/dx = \text{const} \approx 4$ МэВ $\text{г}^{-1}\text{см}^2$ пока ионизиру-

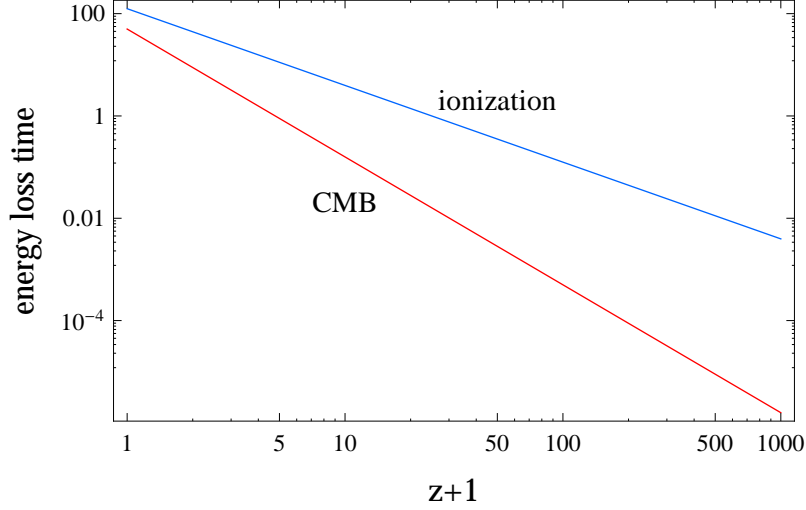


Рис. 6. Время потери энергии электроном с $E = 2 = 2$ МэВ в единицах космологического времени.

ющая частица не останавливается, так

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{ion}} = - \frac{dE}{dx} \frac{dx}{dt} = -r_{\text{ion}} \eta(E) \quad (73)$$

где $r_{\text{ion}} = \frac{dE}{dx} c n_H m_p \approx \omega_1 t_U^{-1} \tilde{z}^3$ с $\omega_1 = 0.016$ МэВ, η – ступенчатая функция.

Значения $\tau_{\text{CMB}}, \tau_{\text{ion}} = E/(dE/dt)_{\text{ion}}$ при $E = 2$ МэВ в единицу космологического времени $t = t_U \tilde{z}^{-3/2}$ показаны на рис. (6). Как видно, потери энергии на СМВ доминируют до позднего периода (малые z), в процессе которого потери на рассеяние на СМВ и ионизацию изменяются медленнее, чем расширение Вселенной. Обратите внимание, что только относительно небольшие потери на ионизацию должны обеспечивать передачу энергии барионной материи.

ПЧД с массами $\sim 10^{17}$ г испускают суб-релятивистские электроны. Используем приближение, считая E кинетической энергией и полную энергию испаренного электронов равной $4T\hat{h}_e(M) + m_e$. (Тем не менее, мы считаем энергетические потери ультра-релятивистскими, влияние этого приближения на результат обсуждается ниже). Здесь $\hat{h}_e(M)$

учитывает уменьшение кинетической энергии испарившегося электрона по отношению к $4T_{\text{ev}}$ когда $T_{\text{ev}} \lesssim m_e$, и для рассматриваемого диапазона M берется в виде

$$\hat{h}_e(M) = \exp \left(-1.45 \frac{M}{M_{17}} - \frac{M^2}{M_{17}^2} \right). \quad (74)$$

Функции $\hat{h}_e(M)$ и $\hat{g}_e(M)$ были выбраны таким образом, чтобы приблизительно соответствовать спектру испаряемых электронов со следующими свойствами: сечение поглощения черных дыр изменяется в $27/2$ раза с ростом энергии от $E \ll T_{\text{ev}}$ до $E \gg T_{\text{ev}}$, при $E = m_e$ вероятность поглощения составляет около 0.5 от ее релятивистского значения [?].

Для того, чтобы записать уравнение для энергии электронов, аналогичное уравнению (67), необходимо произвести замену $E \rightarrow \frac{E_0}{\delta\Omega_e(t_0)} \delta\Omega_e(t)$ в соответствующем уравнении для одиночных потерь электронов, где $E_0 \approx 4T\hat{h}_e(M)$ и $\delta\Omega_e(t_0) = \kappa_e \dot{\Omega}_{\text{ev}} dt_0 \frac{E_0}{E_0 + m_e}$ есть начальная кинетическая энергия одного и всех испаренных электронов (на единицу массы $\rho_c V$). Так

$$\frac{d\delta\Omega_e(t)}{dt} = -\frac{r_{\text{ion}}\delta\Omega_e(t_0)}{E_0} \eta(\delta\Omega_e(t)) - \frac{\beta E_0}{\delta\Omega_e(t_0)} \delta\Omega_e^2(t) - H \delta\Omega_e(t). \quad (75)$$

Точное решение слишком громоздко. Но нам нужно знать только первый член в правой части уравнения (75), который уже зафиксирован, но для которого необходимо определить момент $t = t_s(z_s)$, когда $\delta\Omega_e(t) = 0$ (частица остановилась). Он может быть найден из уравнения

$$\delta\Omega_e(t_0) = \delta\Omega_e^{(1)}(t) + \delta\Omega_e^{(2,3)}(t), \quad (76)$$

где

$$\delta\Omega_e^{(1)}(t(z)) = \delta\Omega_e(t_0(z_0)) \left(1 - \frac{2\omega_1}{3E_0} \tilde{z}_0^{3/2} \left(1 - \frac{\tilde{z}^{3/2}}{\tilde{z}_0^{3/2}} \right) \right) \quad (77)$$

$$\delta\Omega_e^{(2,3)}(t(z)) = \frac{\tilde{z}}{\tilde{z}_0} \frac{\delta\Omega_e(t_0(z_0))}{1 + \frac{2E_0}{7\omega_2} \tilde{z}_0^{5/2} \left(1 - \frac{\tilde{z}^{7/2}}{\tilde{z}_0^{7/2}} \right)} \quad (78)$$

являются решениями уравнения (75), когда в правой части присутствуют только первый или второй и третий члены. Поскольку частица останавливается в течение большей части рассматриваемого периода (см. рис. (6)), мы можем принять приближение $\tilde{z}_s = \tilde{z}_0(1 - \zeta_0)$ с $\zeta_0 \ll 1$, или если мы фиксируем $z = z_s$, тогда \tilde{z}_0 is $\tilde{z}_{0\max} = \tilde{z}(1 + \zeta)$ с $\zeta \ll 1$. Для дальнейших вычислений находим ζ из Ур. (76)

$$\zeta = \frac{-1 + \sqrt{1 + \frac{4E_0}{\omega_1 \tilde{z}^{3/2}} \left(\frac{2}{3} + \frac{E_0}{\omega_2} \tilde{z}^{5/2} \right)}}{2 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{E_0}{\omega_2} \tilde{z}^{5/2} \right)}. \quad (79)$$

В момент $z \sim 10$ данный параметр дает результат с точностью 30%, при более высоких z погрешность быстро стремится к нулю.

Ступенчатая функция в уравнении (75) сводится к $\eta(z_{0\max} - z_0)$. Таким образом, тривиальное интегрирование первого члена в правой части уравнения (75) по $z_0(t_0)$ в диапазоне $z < z_0 < z_{0\max}$ дает суммарную скорость ионизации (поглощения энергии).

$$\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ion})}(z) = \kappa_e \dot{\Omega}_{\text{ev}} \frac{\omega_1}{E_0 + m_e} \frac{3\zeta(z) \tilde{z}^{3/2}}{2 + 3\zeta(z)}. \quad (80)$$

Обратите внимание, что последняя дробь в выражении (80) дает хорошее приближение при $\zeta > 1$. Значение $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ion})}(z)$ показано на рис. (7). Поведение $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ion})}(z)$ с уменьшением z можно проследить на рис. (6): при высоких z скорость растет из-за относительного роста ионизационных потерь на фоне доминирующих потерь на СМВ, и при низких z энергия теряется на красное смещение.

Полная энергия электронов, поглощенных в момент z , дается $\Omega_{\text{abs}}^{(e-\text{ion})}(z) = \int_{\tilde{z}}^{\tilde{z}_i} \dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ion})}(\tilde{z}') \frac{3t_U d\tilde{z}'}{2\tilde{z}'^{5/2}}.$

Не трудно оценить вклад в нагрев материи от аннигиляции остановившихся позитронов. Каждый из $\frac{1}{2} \frac{\kappa_e \dot{\Omega}_{\text{ev}} dt_0}{E_0 + m_e} (\rho_c V)$ позитронов, испаренных в пределах интервала dt_0 , производит $2m_e$ энергии в виде гамма-

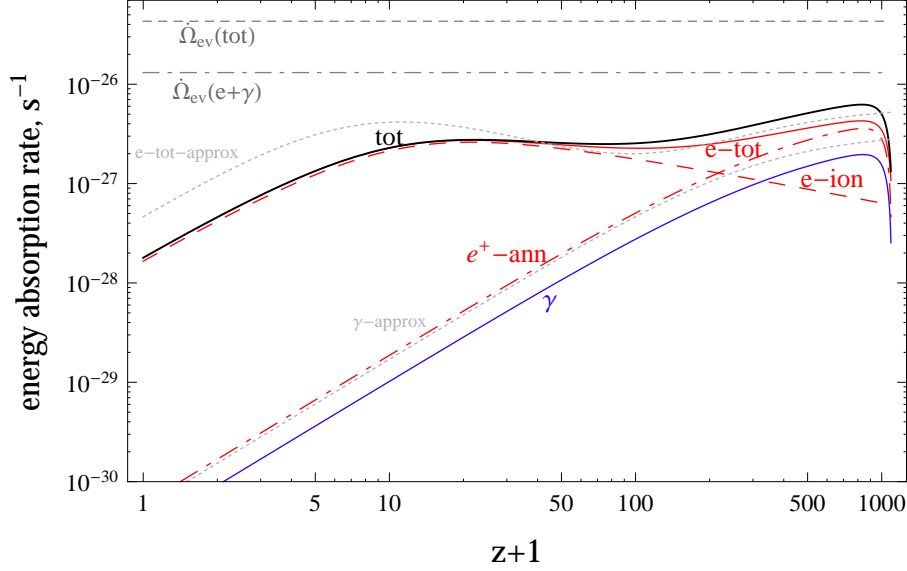


Рис. 7. Скорости поглощения энергии для всех рассматриваемых процессов: $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ion})}$, $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ann})}$ и их сумма, $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(\gamma)}$ и полная скорость, для $M = 5 \times 10^{16}$ г. Также показаны $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ion})} + \dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ann})}$ и $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(\gamma)}$, полученные с помощью соотношений (83)–(85). $\dot{\Omega}_{\text{ev}}$ показаны для того, чтобы проиллюстрировать общую скорость испарения для всех частиц и только для $e^{\pm} + \gamma$.

кванта, поглощение которого при распространении описывается формулами (69)–(71). Таким образом, в рамках рассмотренного механизма имеем скорость поглощения энергии и полную поглощенную энергию

$$\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ann})}(z) = \kappa_e \dot{\Omega}_{\text{ev}} \frac{m_e}{E_0 + m_e} f_{\text{abs}}^{(\gamma)}(z), \quad (81)$$

$$\Omega_{\text{abs}}^{(e-\text{ann})}(z) = \int_{\tilde{z}}^{\tilde{z}_i} \dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ann})}(z') \frac{3t_U d\tilde{z}'}{2\tilde{z}^{5/2}}. \quad (82)$$

Общий коэффициент поглощения определяется суммой $\dot{\Omega}_{\text{abs}} = \dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(\gamma)} + \dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ion})} + \dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ann})}$. Все скорости поглощения энергии показаны на рис. 7, общая поглощенная энергия для каждого механизма и их сумма в единицах Ω_{ion} изображена на рис. 8. Масса ПЧД принимается равной $M = 5 \times 10^{16}$ г и их количество определяется из условия (60). Как видно из рис. 8, при $z \sim 10$ общая поглощенная энергия достигает 5-10% от Ω_{ion} , что, с уче-

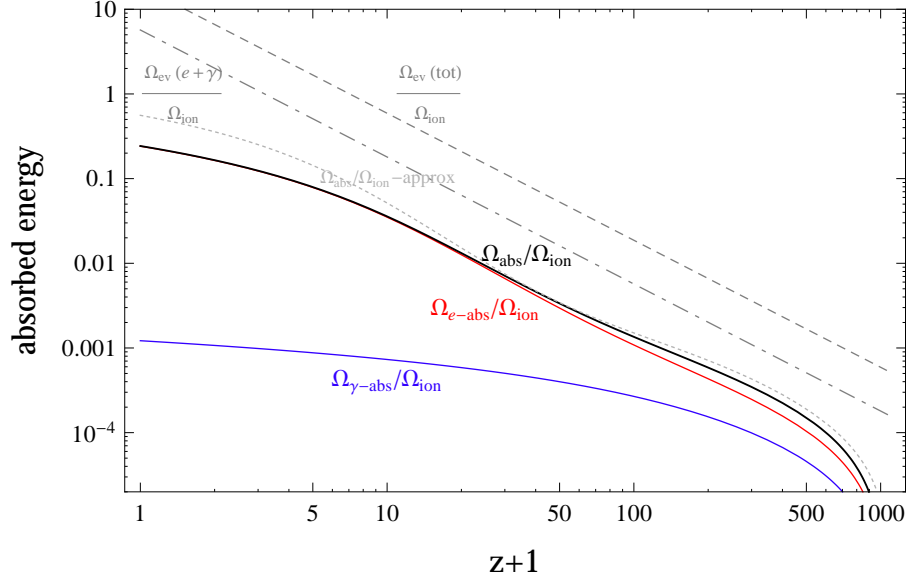


Рис. 8. Энергия испаренных электронов и фотонов, поглощенная барионной материей, в единицах Ω_{ion} : $\Omega_{\text{abs}}^{(e)}$, $\Omega_{\text{abs}}^{(\gamma)}$ и их сумма для $M = 5 \times 10^{16}$ г. Также показана общая поглощенная энергия, полученная из соотношений (83)–(85). Ω_{ev} показана, чтобы проиллюстрировать общую энергию, испускаемую ПЧД.

том первого критерия (61), не позволяет сделать вывод о реионизации Вселенной.

5.2.3. Проверка порядка величины

Скорость поглощения $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(i)}$ из-за i -процесса потери энергии можно грубо оценить как скорость испарения соответствующих частиц, умноженную на долю скорости потерь энергии из-за i -процесса от общей скорости энергетических потерь. Каждую скорость можно приблизительно оценить как соответствующее обратное характерное время. Так что для

интересующих скоростей необходимо

$$\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(\gamma)} \sim \kappa_{\gamma} \dot{\Omega}_{\text{ev}} \frac{\tau_C^{-1}}{\tau_C^{-1} + t^{-1}} = \kappa_{\gamma} \dot{\Omega}_{\text{ev}} \frac{\tilde{z}^{3/2}}{\tilde{z}^{3/2} + \tilde{z}_C^{3/2}}, \quad (83)$$

$$\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ion})} \sim \kappa_e \dot{\Omega}_{\text{ev}} \frac{\tau_{\text{ion}}^{-1}}{\tau_{\text{ion}}^{-1} + \tau_{\text{CMB}}^{-1} + t^{-1}} = \kappa_e \dot{\Omega}_{\text{ev}} \frac{\frac{\omega_1}{E_0} \tilde{z}^{3/2}}{\frac{\omega_1}{E_0} \tilde{z}^{3/2} + \frac{E_0}{\omega_2} \tilde{z}^{5/2} + 1}, \quad (84)$$

$$\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ann})} \sim \kappa_e \dot{\Omega}_{\text{ev}} \frac{m_e}{E_0 + m_e} \frac{\tilde{z}^{3/2}}{\tilde{z}^{3/2} + \tilde{z}_C^{3/2}}. \quad (85)$$

Здесь t^{-1} характеризует скорость красного смещения. $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(\gamma)}$ и $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ion})} + \dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e-\text{ann})}$ задаются соотношениями (83)–(85) и показаны на рис. (7). Общая поглощенная энергия, полученная из соотношений (83)–(85), показана на рис. (8). Как видно, при заданных M разные приближения не расходятся более, чем в 3 раза.

5.2.4. Термодинамическое рассмотрение

Оценим температуру барионной материи (водорода). Для этого используем первый закон термодинамики, $dQ = \delta A + dU$, для произвольного количества вещества $n_H V$ (здесь, как и ранее, индекс H относится к атомам водорода и протонам). Имеем электронную долю $x_e = n_e/n_H$, плотность полного числа частиц в плазме $n_m = n_H(1 + x_e)$, давление $p = n_m T$. Температуры атомов водорода и ионно-электронных компонент предполагаем равными.

Расширение Вселенной рассматривается как работа газа: $\delta A = p dV = n_m T 3H V dt$. Приращение внутренней энергии газа – $dU = \frac{3}{2} d(pV) = (p = n_m T, n_m V \approx \text{const}) = \frac{3}{2} n_m V dT$. Прирост тепла – $dQ = \dot{\Omega}_{\text{abs}} \rho_c V dt - \langle \Delta E \sigma v \rangle_{m\gamma} n_{\gamma} n_e V dt$, где второй член учитывает обмен энергией между СМВ и веществом (электронами), $\langle \Delta E \sigma v \rangle_{m\gamma} n_{\gamma} = \frac{4\pi^2}{15} T_{\gamma}^4 \sigma_T \frac{T - T_{\gamma}}{m_e}$. Подставляя все это в первый закон термодинамики и сделав простую замену,

получаем

$$\frac{dT}{dt} = \frac{2\dot{\Omega}_{\text{abs}}m_p}{3x_H\Omega_B(1+x_e)} - \frac{8\pi^2}{45}T_\gamma^4\sigma_T\frac{x_e}{1+x_e}\frac{T-T_\gamma}{m_e} - 2HT. \quad (86)$$

Значение x_e определяется с помощью формулы Саха

$$\begin{aligned} \frac{x_e^2}{1+x_e} &= \frac{1}{n_H} \left(\frac{m_e T}{2\pi} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{Rg}{T}\right) \approx \\ &\approx \frac{1.6 \times 10^{28} T^{3/2}}{\tilde{z}^3} \exp\left(-\frac{13.6}{T}\right), \end{aligned} \quad (87)$$

где T имеет размерность эВ.

Основное значение имеют первый и третий члены в правой части уравнения (86). Если предположить $\dot{\Omega}_{\text{abs}} = \text{const}$ и в первом члене пренебречь x_e , тогда решение уравнения (86) без второго члена имеет простой вид

$$T(t) = \frac{2\dot{\Omega}_{\text{abs}}m_p}{7x_H\Omega_B} \cdot t \left(1 - \left(\frac{t_0}{t} \right)^{7/3} \right) + T_0 \left(\frac{t_0}{t} \right)^{4/3}, \quad (88)$$

где $T_0 = T(t_0)$ значение в начальный момент. Таким образом, с некоторого момента времени можно получить линейный рост температуры. Если $\dot{\Omega}_{\text{abs}} \sim 10^{-27} \text{ с}^{-1}$, тогда вещество нагревается к моменту $z \sim 10$ до температуры ионизации, что близко к рассмотренной ситуации (см. рис. (7)).

Точные решения уравнения (86) для температуры вещества и электронной доли x_e показаны на рис. (9) и (10). Выбор начальных условий не имеет почти никакого значения. Например, вариация z_i в интервале 100–2000 практически не влияет на результат. Основной эффект получаем при $z \sim 50$ –100, когда скорость расширения падает ниже, чем скорость поступления тепла. Минимальная степень ионизации (доля свободных электронов) принимается равной $x_e = 2 \times 10^{-4}$ в соответствии с ее закаленным значением, установившимся после отцепления вещества от СМВ.

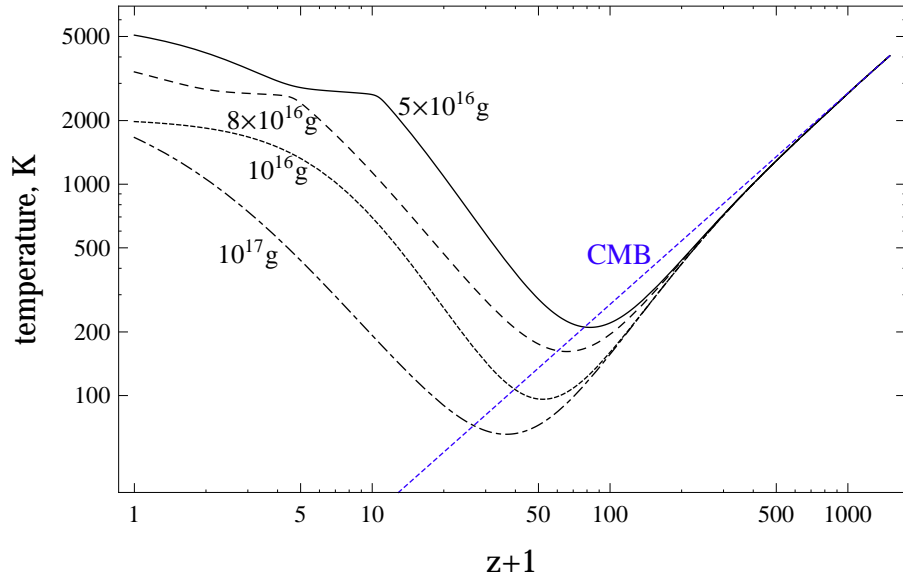


Рис. 9. Температура водорода для ПЧД различных масс и СМВ.

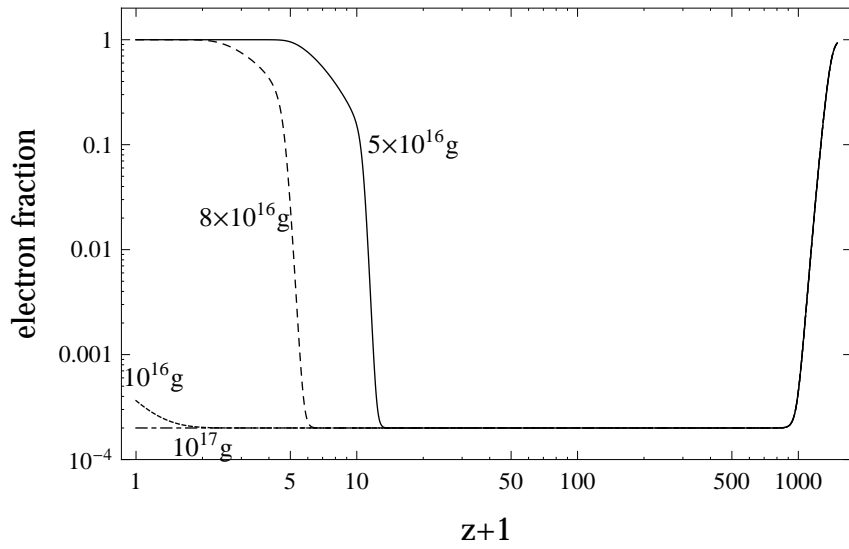


Рис. 10. Зависимость электронной доли x_e от красного смещения.

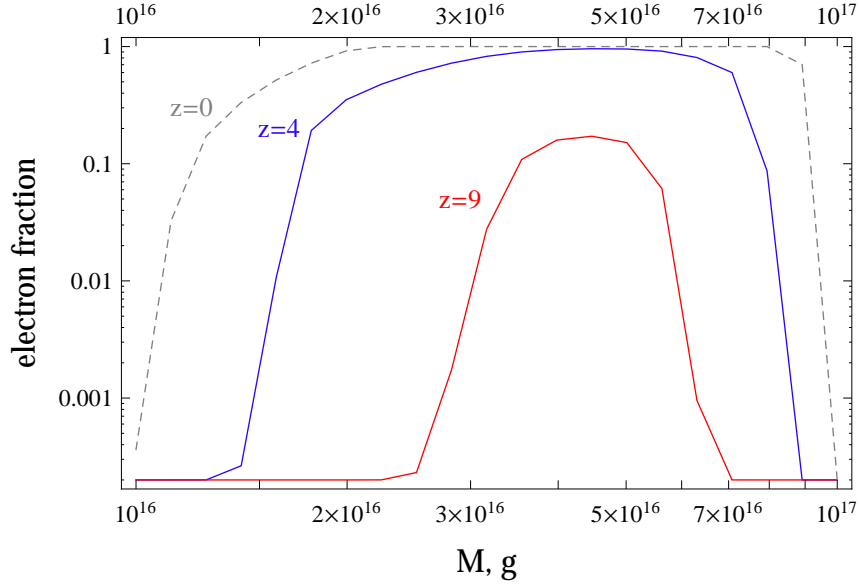


Рис. 11. Зависимость электронной доли x_e от массы ПЧД.

Используемое на основе формулы Саха приближение дает, что переход нейтральный газ–плазма происходит при температуре, аналогичной температуре рекомбинации (возникает только логарифмическая поправка из-за разницы в плотностях). Существующая грубая оценка межгалактической температуры газа дает значение на уровне $\sim 10^4$ К при $z \approx 4$ [?], что достаточно хорошо согласуется с полученным результатом. Учет других источников тепла может улучшить согласие.

На рис. (11) показана x_e как функция массы ПЧД M для моментов $\tilde{z} = 10, 5$ и 1 . $\Omega_{\text{РВН}}$ соответствует верхнему пределу в выражении (60). Как видно из рис. (11), ПЧД с массами в диапазоне $3 \times 10^{16} \dots 7 \times 10^{16}$ г могут обеспечить реионизацию Вселенной.

Обратите внимание, что результат оказывается чувствительным к оценке $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{(e\text{-ion})}$, которая играет главную роль в нагреве и, в конечном итоге, ионизации материи. Таким образом, становится важной точность применяемых приближений, в том числе точность факторов подавления рождения e^\pm (формула (65)), который «играет» на уменьшение эффекта, и их кинетической энергии (формула (74)), который усиливает эффект за

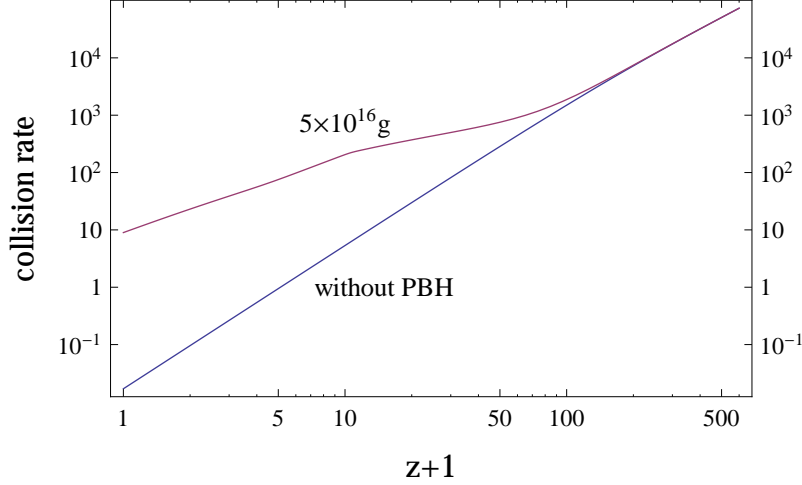


Рис. 12. Скорость столкновения атомов водорода в единицах космологического времени t как функция красного смещения для случая, когда масса ПЧД равна 5×10^{16} г, и без рассмотрения ПЧД.

счет подавления конкурирующих процессов потери энергии (рассеяние на СМВ и красное смещение), которые имеют более сильные энергетические зависимости (см. уравнение (75)).

Одним из условий термодинамического равновесия, в предположении которого получается настоящий результат, является высокая частота столкновений частиц газа (атомов водорода, ...) по сравнению с, скажем, скоростью расширения. рис. 12 показывает число соударений атомов водорода в течение космологического времени ($t = t_U/\tilde{z}^{3/2}$). Как видно из рис. 12, это значение может быть довольно высоким. Даже в этом случае реальный процесс изменения температуры и, соответственно, электронная доля должны иметь некоторую задержку по сравнению с тем, что показано на рис. (9) и (10), вследствие отклонения от идеального равновесия.

Для ПЧД больших масс ($\sim 10^{17}$ г) излучаемые электроны становятся нерелятивистскими. Мы проверили, что скорость ионизационных потерь возрастает по отношению к потерям за счет рассеяния на СМВ и

красного смещения в то время, как энергия уменьшается (с увеличением массы ПЧД). Таким образом, использованное приближение не завышает эффект. Но наша проверка показала, что при $M \sim 10^{17}$ подавление электронов (формулы (65),(74)) становится настолько сильным, что резкий спад при больших значениях масс на рис.11 (и, соответственно, верхнее значение полученного массового диапазона ПЧД) практически не изменится, даже если все электроны будут поглощены немедленно.

5.3. Обсуждение

В этом разделе рассмотрены энергетические эффекты, вызванные взаимодействием излучения ПЧД массового диапазона $10^{16} \dots 10^{17}$ г и барионной материи. Предполагается, что энергетические потери испарившихся e^\pm на ионизацию, испарившихся γ и γ от аннигиляции испарившихся e^+ на комптоновское рассеяние полностью идут в тепловую энергию вещества (которая считается поглощенной энергией). Основными энергетическими потерями оказываются ионизационные. В свою очередь, ионизационные потери подавляются e^\pm -рассеянием на фотонах СМВ и, в более поздний (основной по временной шкале) период красным смещением. Тем не менее, температурные соображения показывают, что степень ионизации вещества достигает $\sim 50 - 100\%$ при $z \sim 5$ для ПЧД массового интервала $(3 \dots 7) \times 10^{16}$ г.

Результат оказывается близким к пограничному случаю, когда эффект или есть, или отсутствует, что делает его чувствительным к используемым приближениям. Мы применяли множество упрощений: энергетические спектры испарившихся частиц заменяются δ -функциями, факторы подавления рождения e^\pm и их кинетической энергии берутся в виде формул (65) и (74), скорость ионизационных потерь аппроксимиру-

ется ее минимальным значением для водорода, энергетические потери за счет рассеяния e^\pm на СМВ и красного смещения считаются ультрарелятивистскими, не рассматривается компонента гелия, применяется формула Саха и другие. Некоторые из приближений, очевидно, недооценивают эффект, но не все.

Термодинамическое рассмотрение является одним из ключевых моментов, так как оно дает гораздо больший результат, чем результат, полученный при рассмотрении только ионизационных процессов, индуцированных испаренными частицами [?, ?, 119]. Действительно, в первом случае любая энергия, передаваемая от испарившейся частиц барионной материи, вносит вклад в эффект, тогда как во втором случае вклад дает только та энергия, которая больше потенциала ионизации.

6. Реионизация с помощью протяженных массовых распределений ПЧД

В предыдущем разделе мы исследовали возможность объяснения проблемы реионизации и темной материи с помощью ПЧД с “дельта-функциональным” массовым распределением (подразумевается, что все ПЧД имеют в основном одно значение массы).

В работе [42] представлены ограничения на плотность ПЧД с “дельта-функциональным” массовым распределением для широкого диапазона масс. В нашем случае актуальны ограничения по наблюдаемому диффузному гамма-фону. Возможные значения относительной плотности ПЧД, удовлетворяющие данному ограничению, изображены на рис. ?? (слева). ПЧД с плотностью, относящаяся к закрашенной области, испускают поток фотонов, превышающий наблюдаемый гамма-фон. Из рис. ?? (слева)

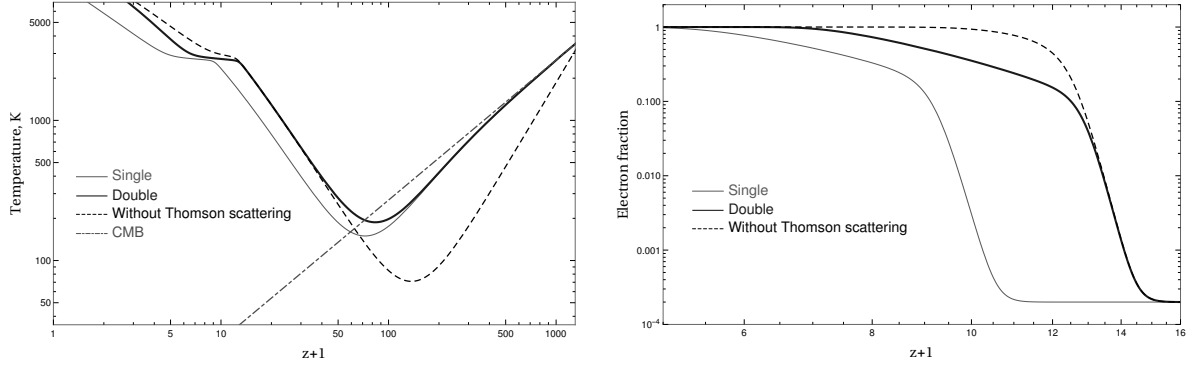


Рис. 13. Зависимость температуры вещества T (слева) и доли ионизации x_e (справа) от красного смещения z . Серая и черная сплошные линии показывают зависимости для случая одного и двух значений масс “дельта-функционального” массового распределения соответственно

видно, что ПЧД с большими массами дают больший вклад в плотность темной материи и при массах $M_{\text{ПЧД}} \geq 7.8 \cdot 10^{16}$ г могут объяснять всю темную материю. На рис. ?? (справа) показывается зависимость вклада в плотность темной материи $\Omega_{\text{ПЧД}}/\Omega_{\text{СДМ}}$ от красного смещения z , при котором достигается степень ионизации 80% (черная линия) и 100% (серая линия) материи соответственно. Плотность ПЧД на оси абсцисс зависит от массы ПЧД как максимально допустимая плотность в соответствии с ?? (слева). Из рис. ?? (справа) видно, что одновременное объяснение проблем реионизации и природы скрытой массы не достигается: при наибольшем вкладе в ионизацию материи ($z \sim 4$) ПЧД составляют не более 50% скрытой массы или при объяснении всей плотности темной материи реионизация происходит не раньше $z \sim 3$.

В настоящем разделе рассматриваются модифицированные “дельта-функциональные” массовые распределения, а именно массовые распределения, сосредоточенные в двух и трех значениях масс ПЧД (“две-три дельта-функции”), с целью одновременного объяснения проблем реионизации и скрытой массы.

Для новых массовых распределений прежние ограничения на относи-

тельную плотность ПЧД неприменимы и нуждаются в пересмотре. Они получаются путем сравнения расчетного гамма-излучения от всего массового диапазона с данными экспериментов HEAO, COMPTEL и EGRET с учетом полной плотности скрытой массы.

Следуя методике работы [?], оценивается тепловой эффект, вызванный e^\pm от испарения ПЧД для их максимально допустимой плотности. Результат представлен на рис. 13 (слева). Серая и черная сплошные линии показывают зависимости для случая одного и двух значений масс “дельта-функционального” массового распределения соответственно. Видно, что при $z \simeq 50$ температура вещества T начинает расти. В этот момент скорость нагрева за счет ионизационных потерь становится выше скорости расширения Вселенной с учетом того, что электроны от ПЧД также теряют энергию в результате рассеяния на реликтовом излучении и за счет красного смещения. Пунктирная черная линия построена для случая отсутствия взаимодействия электронов от ПЧД с реликтовыми фотонами космического микроволнового фона (СМВ) и показывает, что эффект взаимодействия с СМВ становится важным, когда появляются свободные электроны, что приводит к их охлаждению реликтовыми фотонами.

Степень ионизации вещества x_e , рассчитанная в приближении формулы Саха, показана на рис. 13 (справа). Как видно, один из возможных случаев двух “дельта-функций” в массовом распределении приводит к значительному усилению эффекта вторичной ионизации вещества, которая наступает при $z \sim 6$, тогда как реионизация в случае одной “дельта-функции” происходит не раньше $z \sim 4$. Случай, приведенный на рис. 13, соответствует вкладу в плотность темной материи $\sim 10\%$. Однако добиться 100 %-го вклада в плотность скрытой массы можно введением “третьей дельта-функции” в массовое распределение, при условии, что

она будет достаточно велика.

7. Скопления ПЧД

Механизм образования ПЧД в процессе коллапса замкнутых доменных стенок был предложен в [129–132]. В данном разделе мы будем использовать эту модель для объяснения раннего формирования особого класса галактик вокруг скопления ПЧД. Скопление ПЧД в этом случае могло играть роль начального возмущения плотности в дополнении к обычным инфляционным космологическим возмущениям. В случае достаточно массивных и плотных скоплений, в них могли возникнуть ранние квазары на больших z . Параметры инфляционных моделей используются те же, что в работах [129, 130].

Имеются следующие стадии формирования и эволюции скоплений ПЧД и порождаемых ими галактик:

- 1) Формирование замкнутых доменных стенок из скалярного поля сразу после стадии инфляции и коллапс стенок в скопление ПЧД. Формирование наиболее массивной ЧД в центре скопления сразу после пересечения гравитационным радиусом космологического горизонта.
- 2) Отщепление центральной достаточно плотной области скопления от космологического расширения и вириализация этой области. Многие из окружающих менее массивных ЧД сливаются с центральной ЧД и увеличивают ее массу.
- 3) Зажигание квазаров в результате аккреции на центральную ЧД (в случае достаточно плотных скоплений).

- 4) Отщепление от космологического расширения внешних слоев скоплений, где доминирует ТМ, и дальнейший рост галактики. Остановка роста галактики в результате гравитационного взаимодействия с окружающими возмущениями плотности.
- 5) Охлаждение газа и формирование звезд в галактике.

7.1. Раннее образование квазаров

Рассмотрим сначала достаточно плотные скопления, которые эволюционируют рано, и в которых могут зажигаться ранние квазары. Обнаружение далеких квазаров на красных смещениях $z > 6$ в обзоре Sloan Digital Sky Survey [133] поставило перед теорией формирования галактик сложные вопросы. Светимость квазара на красном смещении $z = 6.41$ соответствует аккреции на ЧД с массой $3 \cdot 10^9 M_\odot$ [134]. Раннее формирование ЧД с массами $\sim 10^9 M_\odot$ приводит к трудностям для обычных астрофизических сценариев формирования сверхмассивных ЧД [135–138]. Поэтому сценарии с массивными догалактическими ПЧД [139, 140] становятся актуальными.

Предполагаем, что доля массы Вселенной $\sim 10^3$ состоит из компактных скоплений ПЧД, возникших в результате фазовых переходов в ранней Вселенной. Скопление ПЧД становится центром конденсации ТМ. В результате, формируются галактики с центральной ЧД, масса которой растет в процессе аккреции. Эта аккреция сопровождается ранней квазарной активностью. Начальный профиль массы $M_h(r_i)$ скопления ПЧД, рассчитанный согласно [132], показан на рис. 14. Для сравнения показана масса ТМ $M_{DM}(r_i)$ внутри сферических слоев с теми же радиусами. Радиус r_i выражен в физических масштабах в момент t_i (когда температура Вселенной была равна T_i), когда этот радиус пересекает

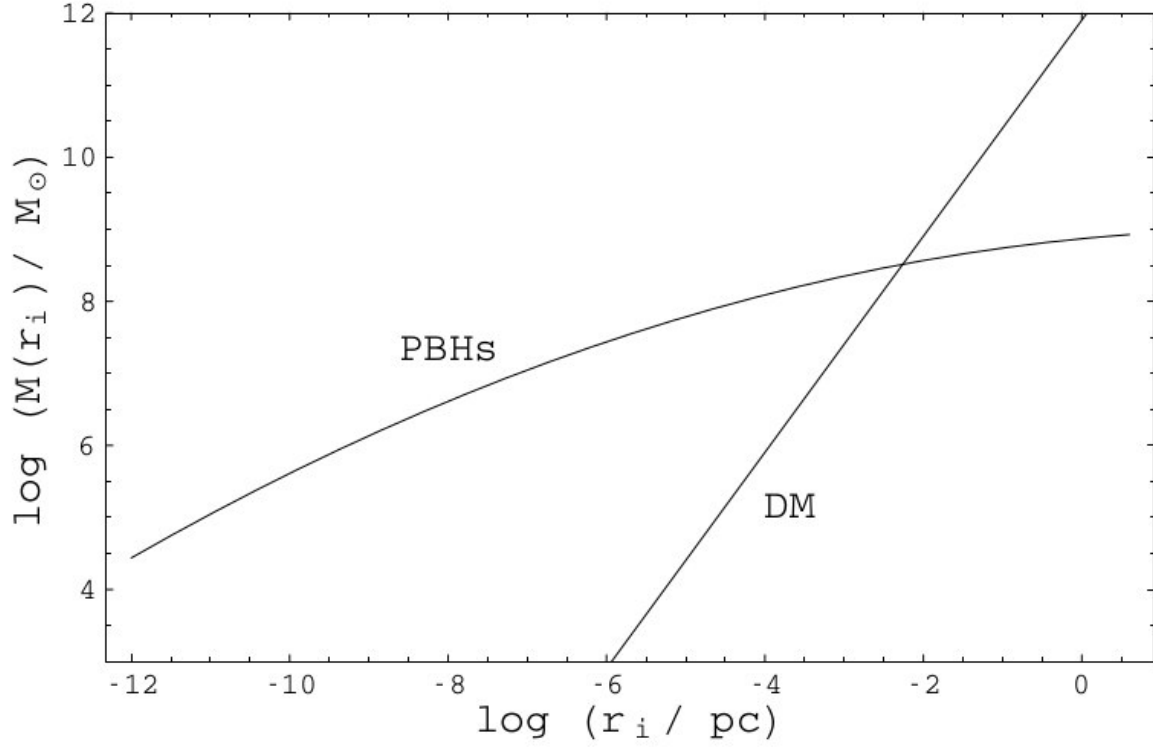


Рис. 14. Начальный профиль массы $M_h(r_i)$ скопления ПЧД и профиль массы $M_{DM}(r_i)$ ТМ.

космологический горизонт. Отметим, что оболочки на рис. 14 берутся в различные моменты t_i . Соответственно, ТМ с однородным распределением плотности не следует закону $M_{DM} \propto r^3$, как это было бы для фиксированного момента времени.

Согласно вычислениям на основе указанной выше структуры скопления, под гравитационным радиусом окажется центральная масса $4.3 \cdot 10^7 M_\odot$. Таким образом, весь диапазон масс и радиусов, показанных на рис. 14, в действительности не реализуется.

Исследуем гравитационную динамику скопления ПЧД и окружающей его ТМ. Рассмотрим сферически симметричную систему с радиусом $r < ct$, состоящую из ПЧД с общей массой M_h внутри сферы радиуса r , излучения с плотностью ρ_h , ТМ с плотностью ρ_{DM} и космологического Λ -члена, которому соответствует плотность ρ_Λ . Используя второе урав-

нение Фридмана (для \ddot{a}) можно переписать уравнение эволюции сферического слоя

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{G(M_h + M)}{r^2} - \frac{8\pi G \rho_r r}{3} + \frac{8\pi G \rho_\Lambda r}{3} \quad (89)$$

в виде

$$\frac{d^2 b}{dz^2} + \frac{db}{dz} S(z) + \left(\frac{1 + \delta_h}{b^2} - b \right) \frac{\Omega_{m,0}(1+z)}{2E^2(z)} = 0 \quad (90)$$

где функция

$$S(z) = \frac{1}{E(z)} \frac{dE(z)}{dz} - \frac{1}{1+z} \quad (91)$$

и величина возмущения $\delta_h = M_h/M_{DM}$. В предельном случае $\varepsilon_\Lambda = 0$ уравнение 90 эквивалентно тому, что было получено в работе [?]. К сожалению, фитирующая формула из [?] $\rho \simeq 140 \Phi^3(\Phi + 1)$, где $\Phi = \delta_h$, не описывает очень плотные скопления (с $\delta_h > 10^4$), поэтому нужно решать уравнение 90. Начинаем рассмотрение эволюции скопления с большого красного смещения z_i , когда рассматриваемый слой пересекает горизонт $r \sim ct$. Начальные условия показаны на рис. 14.

Момент остановки расширения слоя $\dot{r} = 0$ соответствует условию $db/dz = b(1+z)$ и происходит на некотором радиусе r_s . Мы полагаем, что после сжатия от r_s до $r_c = r_s/2$ слой вириализуется и фиксируется на радиусе r_c . Следовательно, средняя плотность вириализованного объекта в 8 раз больше его плотности в момент максимального расширения

$$\rho = 8\rho_{m,0}(1+z_s)^3 b_s^{-3} \quad (92)$$

и эффективный (вириальный) радиус объекта равен

$$r_c = \left(\frac{3MDM}{4\pi\rho} \right)^{1/3} \quad (93)$$

Внутренние слои прекращают расширение раньше внешних. Как объяснено ранее, ЧД с массой $M_c = 4.3 \cdot 10^7 M_\odot$ формируется в центре скопления в момент t_i . Следующие слои, в которых $\delta_h > 1 (M_{DM} < M_h)$,

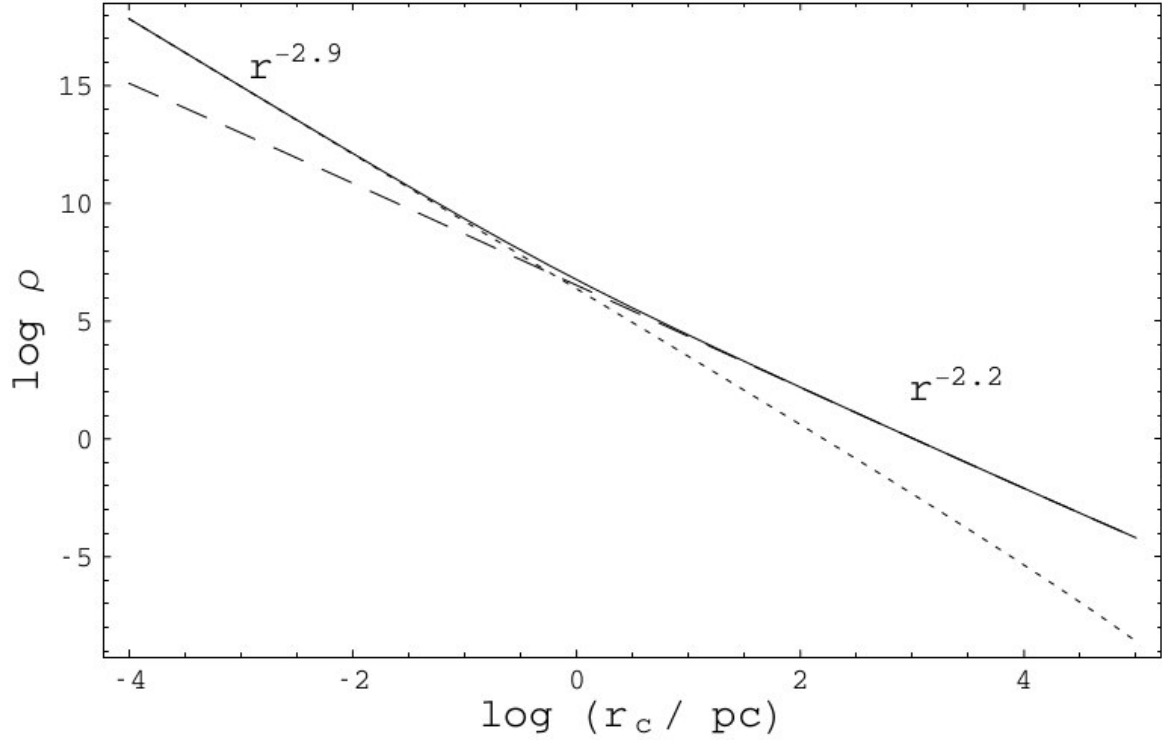


Рис. 15. Итоговый профиль плотности (3.67) индуцированной гало (ρ в единицах $M_\odot \text{ пк}^{-3}$) в зависимости от расстояния до центра скопления r_c для ТМ (штрихованная линия), для ПЧД (точечная линия) и для суммы плотностей (сплошная линия). Также показаны асимптотические степенные зависимости.

также отщепляются от космологического расширения на радиационно-доминированной стадии. Эти слои аккрецируются центральной ЧД за счет их сжатия в результате парной релаксации. Граничная величина $\delta_h = 1$ соответствует массе $M_h = M_{DM} = 3.3 \cdot 10^8 M_\odot$. Для рано формирующихся ПЧД возможен процесс, аналогичный “вторичной аккреции”. В результате, ПЧД будет окружена гало ТМ. Мы называем такие гало индуцированными. Их профиль плотности не будет следовать профилю вторичной аккреции $\rho \propto r^{-9/4}$ из-за того, что центральная масса (скопление ПЧД) некомпактна. После вириализации распределение ТМ имеет

вид

$$\rho_{DM}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{dM_{DM}(r)}{dr} \quad (94)$$

где функция $M_{DM}(r_c)$ определяется решением уравнения 90. Аналогично ТМ может быть найден профиль плотности ЧД и суммарный профиль плотности. Соответствующие результаты показаны на рис. 15, где плотность выражена в единицах $M_\odot \text{кпк}^{-3}$, а расстояние от центра – в кпк. Как видно на рис. 15, при $r = 8$ кпк полная плотность 0.7 ГэВ см^{-3} . Таким образом, по некоторым своим характеристиками рассматриваемые объекты напоминают нашу Галактику, но они более плотные в центральной части и содержат сверхмассивные ЧД.

Вероятной считается модель, в которой квазарная активность в галактике начинается за счет появления приливных потоков газа на центральную ЧД при слиянии галактики с другой галактикой или за счет взаимодействия с окружающими возмущениями плотности вблизи $z \sim 1.6$.

7.2. Раннее образование галактик

В этом разделе изучается формирование при красном смещении $z = 15$ протогалактик особого типа с массой порядка $2 \cdot 10^8 M_\odot$, содержащих в своих центрах скопления ЧД. В них содержатся центральные ЧД с массами $\sim 10^5 M_\odot$.

Протогалактики в целом похожи на карликовые сферические галактики с пиком плотности в центре. Последующие слияния этих протогалактик с обычными гало ТМ приводят к стандартной картине формирования крупномасштабной структуры Вселенной. В результате слияния ПЧД образуются сверхмассивные ЧД в центре галактик.

Предполагается, что скопления ПЧД образуются по механизму, пред-

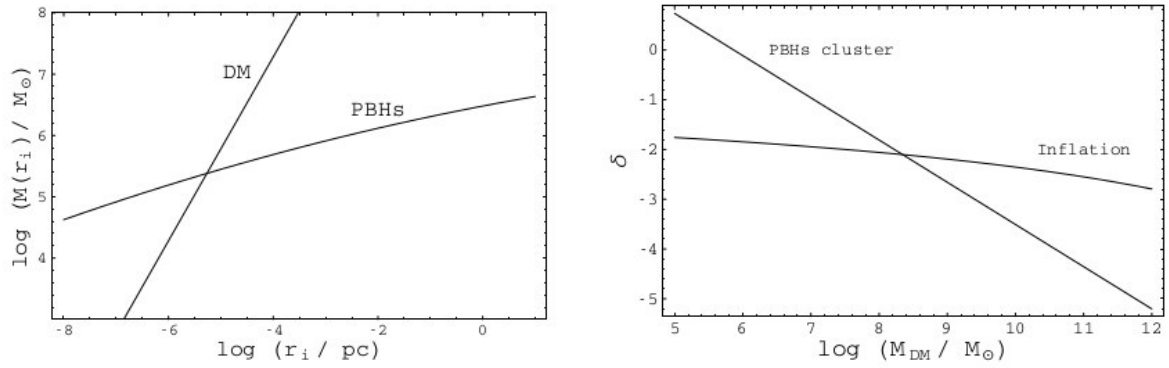


Рис. 16. Слева представлены начальное распределение ПЧД $M_h(r_i)$ и ТМ $M_{DM}(r_i)$. Справа представлено распределение флуктуаций плотности энергии на момент t_{eq} равенства плотности энергии материи и излучения. Сравниваются две величины - суммарная флуктуация плотности в присутствии скопления ПЧД и стандартная флуктуация плотности как результат инфляционной стадии.

ложенном в [130, 141]. Используемые далее начальные данные взяты из работ [129–132], где рассматривался инфляционный потенциал типа “Мексиканская шляпа”. Начальное распределение по массам $M_h(r_i)$ ПЧД в скоплении представлено на рис. 16 (левый рисунок). В отличие от обсуждавшейся в предыдущем разделе модели образования квазаров, здесь рассматриваются менее массивные и менее плотные скопления ПЧД. Общая масса ПЧД, с самого начала оказавшаяся под горизонтом, равна $2.7 \cdot 10^4 M_\odot$.

Рассмотрим динамику скопления ПЧД и ТМ в общем гравитационном поле. Результаты численного решения уравнения 90 показаны на рис. 17. Здесь также имеет место процесс, сходный со “вторичной аккрецией”. В результате скопление ЧД оказывается окруженным гало ТМ. Результаты представлены на правом рис. 17, где плотность выражена в $M_\odot/\text{пк}^3$, а расстояние от центра - в пк. Профиль фитируется следующим

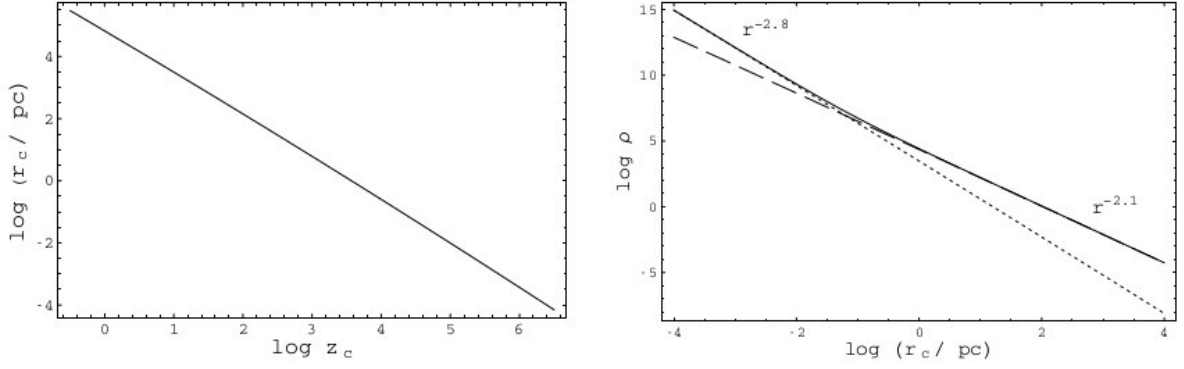


Рис. 17. На левом рисунке показан вириальный радиус r_c протогалактики как функция красного смещения z . На правом рисунке показан конечный профиль плотности 94 в зависимости от расстояния до центра скопления r_c в протогалактике (ρ в единицах M_\odot/pc^3). ТМ - пунктирная линия, ЧД - точки, суммарная плотность - непрерывная линия. Также отмечено асимптотическое поведение плотности

законом

$$\rho_{DM}(r) = 2.3 \cdot 10^4 \left(\frac{r}{1_{\text{пк}}} \right)^{-2.13} M_{\odot \text{пк}}^{-3} \quad (95)$$

$$\rho_{BH}(r) = 2.9 \cdot 10^3 \left(\frac{r}{1_{\text{пк}}} \right)^{-2.85} M_{\odot \text{пк}}^{-3} \quad (96)$$

Плотность ТМ преобладает над усредненной плотностью ЧД (произведением масс ЧД на их концентрацию) при $r > 0.056$, в то время как полная масса ТМ преобладает над суммарной массой ЧД при $r > 0.7$. Поэтому влияние ЧД на динамику протогалактики ограничено центральным пк.

Численное решение (точка пересечения на правом рис. 16) уравнения

$$\nu \sigma_{eq}(M) = \frac{9}{10} \frac{M_c}{M} \quad (97)$$

дает итоговую массу индуцированного гало $M_{DM} = 2.2 \cdot 10^8 M_\odot$. Выбирая начальное значение $\delta(z_{eq}) = \sigma_{eq}(M_{DM})$ для $M_{DM} = 2.2 \cdot 10^8 M_\odot$ в момент

t_{eq} , находим момент прекращения роста гало из

$$g(z) \approx \frac{5}{2} \Omega_m \left[\Omega_m^{4/7} \Omega_\Lambda + (1 + \Omega_m/2)(1 + \Omega_\Lambda/70) \right]^{-1}, \quad \Omega_m = \Omega_{m,0}(1+z)^3/E^2(z) \quad (98)$$

Это происходит при $z = 15$, так что весь интервал значений, показанный на рис. 16 и рис. 17 не реализуется.

Окончательная структура индуцированного гало следующая. Центральная ЧД с массой $4.7 \cdot 10^4 M_\odot$ окружена скоплением ЧД с массой $2.2 \cdot 10^5 M_\odot$ внутри сферы радиуса $r \sim 0.7$ пк. Вне этой области доминирует ТМ с профилем плотности 95. Размер среднего $\nu = 1$ индуцированного гало равен $R = 1.8$ кпк, а полная масса внутри гало $2.8 \cdot 10^8 M_\odot$. В центральном пк индуцированного гало идут процессы релаксации и аккреции, в то время как, начиная с красного смещения $z = 15$, само индуцированное гало участвует в иерархическом сгущивании с более многочисленными обычными протогалактиками. Индуцированные гало выглядят как карликовые сфероидальные галактики с центральным пиком, как на рис. 17 справа, и центральной ЧД, окруженной ЧД промежуточных масс. Некоторые из этих индуцированных гало могли сохраниться до настоящего времени.

ЧД, движущаяся внутри сферы некоторого радиуса r с центром в центре индуцированного гало, аккрецирует окружающую ТМ со скоростью

$$\dot{M}_{DM} = \sum_i N_i \sigma_{acc,i} v \rho_{DM} \quad (99)$$

где N_i - число ЧД с массами M_i внутри сферы радиусом r (в действительности, распределение ЧД по массам непрерывно), $v \simeq (GM_{tot}/r)^{1/2}$ - средняя скорость, $M_{tot} = M_{DM} + \sum_i M_i N_i$ и сечение захвата частиц ЧД равно $\sigma_{acc,i} = \pi r_{g,i} (c/v)^2$, $r_{g,i} = 2GM_i/c^2$. Характерное время аккреции

ТМ

$$t_{acc}^{-1} \simeq \dot{M}_{DM}/M_{DM} = \frac{3G^2}{c\nu r^3} \sum_i N_i M_i^2 \quad (100)$$

Используя рассчитанное выше распределение плотности, получаем

$$T_{acc}(r)/t_0 \simeq 8 \cdot 10^3 \left(\frac{r}{1\text{пк}} \right)^{2.7} \quad (101)$$

где t_0 - возраст Вселенной. Таким образом, ТМ полностью аккрецируется к настоящему моменту $t_{acc} \sim t_0$ внутри сферы радиуса $R_c \simeq 0.036$ пк. Закон роста плотности ТМ 95 к центру скопления справедлив только при $r \geq R_c$ и $\rho_{DM} = 0$ при $r < R_c$. Аккрецируемая масса ТМ пренебрежимо мала по сравнению с суммарной массой ЧД, и поэтому аккреция ТМ не является существенным фактором роста массы центральной ЧД.

В “испарительной” модели время до гравитационного коллапса скопления $t_e \simeq 40 t_{rel}$ [142]. Коллапсы сферических слоев дают довольно малый вклад в массу ЧД. Действительно, масса центральной ЧД к моменту $z = 15$, когда рост индуцированного гало заканчивается, равна $M_{BH} = 6.9 \cdot 10^4 M_\odot$, эта величина является суммой начальной массы $2.7 \cdot 10^4 M_{odot}$ и суммарной массы коллапсировавших слоев. К моменту формирования больших современных галактик $z \simeq 1.7$ масса равна $M_{BH} = 7.2 \cdot 10^4 M_\odot$. Если индуцированное гало выживает до настоящего момента $z = 0$ оно имеет центральную ЧД с массой $M_{BH} = 7.3 \cdot 10^4 M_\odot$. Таким образом, мы ожидаем, что главным фактором роста сверхмассивных ЧД в галактиках являются слияния центральных ЧД, принадлежащих различным индуцированным гало, а также - аккреция обычной барионной материи.

Рассмотрим теперь процессы слияния индуцированных протогалактик и ПЧД. В предшествующих вычислениях мы показали, что индуцированная галактика с массой формируется вокруг скопления ПЧД к

моменту $z = 15$, и затем они входят в состав больших галактик. Индуцированные галактики являются достаточно массивными для того, чтобы опуститься к центру галактики за хаббловское время под влиянием динамического трения. По мере того, как индуцированная галактика движется к центру галактики, может происходить обдирание ее внешних слоев приливными гравитационными силами со стороны гало галактики. Но ввиду большой плотности индуцированной галактики этот процесс неэффективен. Действительно, условием приливного обдирания частиц на расстоянии r_s от центра индуцированной галактики и на расстоянии r от центра главного большого гало является равенство силы притяжения со стороны индуцированной галактики и дифференциальной приливной силы со стороны гало:

$$r_s \frac{\partial}{\partial r} \frac{GM_H(r)}{r^2} = \frac{GM(r_s)}{r_s^2} \quad (102)$$

где $M(r_s)$ и $M_H(r)$ - профили масс индуцированной галактики и гало большой галактики, соответственно. Профиль плотности гало Галактики имеет вид:

$$\rho_H(r) = \frac{\rho_0}{(r/R_s)(1 + r/R_s)^2} \quad (103)$$

Используя профиль 95, из 102 получаем, что r_s больше радиуса индуцированной галактики 1.8 кпк для любого r . Таким образом, индуцированная галактика как целое может опускаться к центру галактики, что ведет к притоку дополнительной массы в центральную область гало.

8. Темная материя вокруг сверхмассивной черной дыры в центре Галактики

Не исключено, что сверхмассивная ЧД в центре Галактики может иметь догалактическое происхождение – она могла возникнуть при сли-

янии ПЧД меньших масс. Профиль плотности ТМ вокруг этой ЧД зависит от истории ее образования. Поэтому изучение распределение массы ТМ вокруг ближайшей к нам сверхмассивной ЧД может в будущем дать ценную информацию об истории образования ЧД и процессах в ранней Вселенной.

В данном разделе обсуждается метод измерения полной массы ТМ вблизи сверхмассивной ЧД в центре Галактики на основе наблюдений нерелятивистской прецессии орбит S0 звезд совместно с ограничениями на аннигиляционный сигнал от частиц ТМ [143]. Современные телескопы уже в ближайшие несколько лет смогут измерить или получить ограничение на прецессию орбит S0 звезд.

В последние годы произошел значительный прогресс в наблюдениях звезд, гравитационно связанных со сверхмассивной ЧД SgrA* в центре Галактики. В ИК-диапазоне видны несколько так называемых S0 звезд [144–147], движущихся с большими скоростями ($> 10^3$ /) по близким к эллиптическим орбитам. Из величин измеренных параметров кеплеровских орбит S0 звезд следует, что масса сверхмассивной ЧД SgrA* равна M [144–147]. Независимые значения массы M_{BH} и параметра Керра a определяются по квазипериодическим осцилляциям с частотами 11.5 и 19 мин [?, ?] и равны, соответственно, $M_{BH} = (4.2 \pm 0.2) \cdot 10^6 M_\odot$ и $a = 0.65 \pm 0.05$ [148].

В центре Галактики помимо сверхмассивной ЧД SgrA* существуют дополнительные невидимые источники массы такие, как компактные облака газа, тусклые звезды и их остатки, а также распределенная масса ТМ. Дополнительная масса будет приводить к отклонению полного ньютоновского гравитационного потенциала от потенциала точечной массы $U = -GM_{BH}/r$. В результате, гравитационно связанные с ЧД орбиты S0 звезд не будут замкнуты, а будут прецессировать [149]. В течение

ближайшего года или двух незамкнутость орбиты для звезды S0-2 будет измерена, и, тем самым, будет определена полная масса ТМ в пределах орбиты этой звезды размером 0.005 пк. Рассматриваемая нерелятивистская прецессия в зависимости от количества ТМ может значительно превышать релятивистскую прецессию.

Существование быстрых S0 звезд дает возможность реконструкции гравитационного потенциала и измерения распределение массы в центре Галактики методом фитирования их орбит. В [144–146] было проведено многопараметрическое фитирование орбит нескольких S0 звезд, а также выполнено вычисление дополнительной распределенной массы в зависимости от показателя степени профиля плотности, и показано, что распределенная масса в пределах орбиты S0-2 не превышает 3–4 % от массы сверхмассивной ЧД. Ожидаемое измерение прецессии орбиты звезды S0-2 позволит улучшить этот предел на распределенную ТМ на 2–3 порядка, либо уже определит величину этой темной массы.

Численные расчеты угла прецессии орбит S0 звезд за счет протяженного распределения массы уже делались для ряда частных случаев [?]. Далее мы выведем общие аналитические формулы для прецессии орбит звезд на примере степенного профиля ТМ, которые позволяют по измеренному углу прецессии легко найти величину дополнительной распределенной массы.

Независимым дополнительным методом определения распределения ТМ является поиск возможного аннигиляционного сигнала от центра Галактики. Объяснение наблюдавшегося телескопом HESS превышения гамма-сигнала с энергией 1 ТэВ от центра Галактики аннигиляцией частиц ТМ с учетом ограничений по динамике звезд исследовано в [156]. Возможность ограничений на аннигиляцию из динамики звезд или прецессии обсуждалась также в [152]. Мы вычисляем необходимую массу

ТМ для объяснения избытка гамма-излучения от центра Галактики, отмеченного недавно в наблюдениях космического гамма-телескопа Fermi-LAT [157, 158].

9. Поиск испаряющихся ПЧД в окрестности Земли

Существование или отсутствие ПЧД - вопрос экспериментальный. Их обнаружение позволит получить ценную информацию о процессах, происходивших в ранней Вселенной, прежде всего о закономерностях инфляционного расширения и возникновения наблюдаемой ныне структуры. Необнаружение ПЧД при данном уровне экспериментальной техники также несет в себе полезную информацию, и позволяет продвинуться дальше в понимании ранней Вселенной.

Поиск ПЧД, находящихся сегодня на финальной стадии своего испарения, является одной из интересных задач современной экспериментальной физики высоких энергий. Начальная масса такой черной дыры, образовавшейся в ранней Вселенной должна была быть равна $M_* \approx 5 \cdot 10^{14} \text{Г}$.

Возможную концентрацию таких ПЧД во Вселенной можно грубо оценить, например, из ограничения Пэйджа - Хокинга:

$$n_{BH} \lesssim \frac{\rho_c \Omega_{PBH}}{M_*} \sim 10^4 \text{pc}^{-3} \quad (104)$$

что соответствует ограничению на расстояние до ближайшей к нам черной дыры

$$l_{BH} > n_{BH}^{-1/3} \sim 0.1 \text{pc} \quad (105)$$

Разумеется, локальная плотность ПЧД в галактике или в Солнечной

системе может быть выше на несколько порядков, чем средняя внегалактическая плотность, и ограничения 104 и 105 этого не учитывают, не говоря уже о самой модельной зависимости предела Пэйджа-Хокинга.

С точки зрения поиска ПЧД на последних стадиях испарения, интересна не сама их концентрация, а число вспышек в единице объема в единице времени (в окрестности Земли). Грубо, из 104 можно оценить частоту вспышек, считая время жизни ПЧД массы M порядка времени жизни Вселенной ($\sim 10^{10}$ лет):

$$\nu < \zeta_{PВН} \frac{n_{ВН}}{10^{10} yr} < 10^{-6} \cdot \zeta_{PВН} pc^{-3} yr^{-1} \quad (106)$$

где множитель учитывает кластеризацию ПЧД и показывает, во сколько раз локальная плотность ПЧД выше средней плотности во Вселенной.

В литературе имеются разные оценки этого фактора. Традиционно (см., например, [159]) оценивается $\zeta_{PВН} \sim 10^5 - 10^7$, так что частота вспышек из 106 $\nu \lesssim 10 \text{пк}^{-3} \text{год}^{-1}$. Однако, например, в работе [160] показывается, что возможны значительно большие значения $\zeta_{PВН}$, вплоть до 10^{22} , что приводит к соответственному ухудшению предела на ν . Таким образом, становится понятен интерес к прямым экспериментальным пределам.

Зависимость массы черной дыры от времени дается соотношением:

$$\dot{M}_{ВН} \equiv -\frac{\alpha(M_{ВН})}{M_{ВН}^2} \approx -\frac{\pi^2}{30} g_* T_{ВН}^4 \cdot 4\pi r_g^2 \approx -4 \cdot 10^{-5} g_* \frac{m_{Pl}^4}{M_{ВН}^2} \quad (107)$$

Оно может быть проинтегрировано, если известна функция $\alpha(M_{ВН})$. Так, для частиц Стандартной Модели, при энергиях выше 100 ГэВ, $g_* \approx 100$, и $\alpha \approx 4 \cdot 10^{-3} M_{Pl}^4$. Более точно, и переходя к безразмерной константе $\tilde{\alpha}$, запишем:

$$\alpha_{SM}(T \gtrsim 100 \text{ ГэВ}) = \tilde{\alpha} M_{Pl}^4, \quad \tilde{\alpha} = 4.43 \cdot 10^{-3} \quad (108)$$

Время жизни черной дыры с начальной температурой T_H ($T_H > 100$ ГэВ) тогда равно

$$t_l = \frac{M_{Pl}^2}{3\tilde{\alpha}(8\pi T_H)^3} \quad (109)$$

Учитывая связь секунд с энергетическими единицами, $1 \text{ ГэВ} = 6.6 \cdot 10^{-25}$ сек можно переписать это в удобном виде:

$$t_l(s) = 4.7 \cdot 10^{11} \left(\frac{T_Y}{\text{ГэВ}} \right)^{-3} \quad (110)$$

Легко оценить отсюда, что черная дыра с начальной температурой 100 ГэВ проживет 5 дней, с температурой 1 ТэВ – 8 минут, а 10 ТэВ – всего 0.5 секунды. Таким образом, финальная стадия испарения ПЧД со стороны напоминает собой взрыв: в определенный момент наблюдатель замечает дыру, температура и светимость которой резко возрастают, после чего объект пропадает.

Интересно оценить расстояние, с которого может быть наблюдаена испаряющаяся черная дыра. Пусть мы наблюдаем гамма-кванты от ПЧД, расположенной на расстоянии R , имея детектор эффективной площади $S(\theta)$. Среднее число попавших в детектор фотонов равно, очевидно,

$$\bar{n}(\theta) = \frac{N_\gamma(\theta, t_l)S(\theta)}{4\pi R^2} \quad (111)$$

где

$$N_\gamma(\theta, t_l) = \int_0^\infty \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} P(E_\gamma, \theta) dE_\gamma \quad (112)$$

есть полное число гамма-квантов, которые могут быть зарегистрированы установкой, $P(E_\gamma, \theta)$ - вероятность регистрации гамма-кванта установкой (обычно в первом приближении можно считать, что при $E > E_{th}(\theta)$ все фотоны регистрируются и $P = 1$, а при меньших энергиях $P = 0$). Понятно, что надежное детектирование возможно только при $\bar{n}(\theta) > 1$ – в этом случае можно ожидать приход в течение короткого промежутка

времени нескольких фотонов из одной и той же точки небесной сферы. Понятно также, что фотоны, пришедшие от ПЧД позднее, скорее всего будут иметь более высокую энергию (так как черная дыра со временем становится горячее).

Для конкретных оценок (например, для взятия интеграла в 111) необходимо задаться теоретической моделью испарения гамма-квантов. Таким образом, устанавливаемые пределы на концентрацию ПЧД оказываются модельно-зависимыми.

10. Заключение

11. Список литературы

Список литературы

- [1] D. Rosenberg, J. Rutgers, “Galaxy formation: Was there a big bang shell?,” astro-ph/0012023, 2000.
- [2] S. Veilleux, “The starburst - AGN connection,” astro-ph/001212, 2000.
- [3] M. Stiavelli, “Violent relaxation around a massive black hole,” astro-ph/9801021, 1998.
- [4] M. Merrifield, D. Forbes, A. Terlevich, “The black hole mass - galaxy age relation,” astro-ph/0002350, 2000.
- [5] A. Dolgov, “Phase transitions during inflation and chemically inhomogeneous universe,” hep-ph/0106030, 2001.
- [6] A. Burkert, J. Silk, “Star formation - regulated growth of black holes in protogalactic spheroids,” astro-ph/0011511, 2000.

- [7] T. Ebisuzaki et al., “Missing link found? - the ‘runaway’ path to super-massive black holes,” astro-ph/0106252, 2001.
- [8] Ya. B. Zel’dovich and I. Novikov, Sov. Astron. 10, 602 (1967).
- [9] S. W. Hawking, Nature 248, 30 (1974).
- [10] D. N. Page and S. W. Hawking, Astrophys. J. 206, 1 (1976).
- [11] R. Lehoucq, M. Casse, J. M. Casandjian, and I. Grenier, Astron. Astrophys. 502, 37 (2009), 0906.1648.
- [12] A. Barrau, Astropart. Phys. 12, 269 (2000), astro-ph/9907347.
- [13] C. Bambi, A. D. Dolgov, and A. A. Petrov, Phys. Lett. B670, 174 (2008), [Erratum: Phys. Lett.B681,504(2009)], 0801.2786.
- [14] K. M. Belotsky and A. A. Kirillov, JCAP 1501, 041 (2015), 1409.8601.
- [15] D. B. Cline, D. A. Sanders, and W. Hong, Astrophys. J. 486, 169 (1997).
- [16] R. Bean and J. Magueijo, Phys. Rev. D66, 063505 (2002), astro-ph/0204486.
- [17] M. Ricotti, J. P. Ostriker, and K. J. Mack, Astrophys. J. 680, 829 (2008), 0709.0524.
- [18] A. D. Dolgov (2016), 1605.06749, URL <http://inspirehep.net/record/1464801/files/arXiv:1605.06749.pdf>.
- [19] G. F. Chapline, Nature 253, 251 (1975).
- [20] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, Phys. Rept. 267, 195 (1996), hep-ph/9506380.

- [21] J. Preskill, M. B. Wise, and F. Wilczek, *Phys. Lett.* B120, 127 (1983).
- [22] E. Di Valentino, E. Giusarma, M. Lattanzi, A. Melchiorri, and O. Mena, *Phys. Rev. D* 90, 043534 (2014), 1405.1860.
- [23] C. Alcock et al. (MACHO), *Astrophys. J.* 486, 697 (1997), astro-ph/9606165.
- [24] Stojkovic D., Freese K. and Starkman G.D. 2005 *Phys. Rev. D* **72** 045012
- [25] Belotsky K.M. et al. 2014 *Mod. Phys. Lett. A* **29** 1440005
- [26] Belotsky K.M. and Kirillov A.A. 2015 *JCAP* **01** 41
- [27] Хлопов М.Ю. “Основы космомикрoфизики” 2004 *Едиториал УРСС*
- [28] Suzuki H., Takasugi E. and Umetsu H. 1998 *Prog. Theor. Phys.* **100** 491
- [29] Debney G.C., Kerr R.P. and Schild A. 1969 *J. Math. Phys.* **10** 1842
- [30] Зельдович Я.Б. и Подурец М.А. 1965 *Астрoн. ж.* **42** 963
- [31] Khlopov M.Yu. and Polnarev A.G. 1980 *Phys. Lett.* B **97** 383
- [32] Hawking S.W., Moss I.G. and Stewart J.M. 1982 *Phys. Rev. D* **26** 2681
- [33] Moss I.G. 1994 *Phys. Rev. D* **50** 676
- [34] Коноплич Р.В. 1980 *Ядерная физика* **32** 1132
- [35] Watkins R. and Widrow L.M. 1992 *Nucl. Phys.* B **374** 446
- [36] Khlopov M.Yu. 2010 *Res.Astron.Astrophys.* **10** 495
- [37] Vilenkin A. and Shellard E.P.S. “Cosmic Strings and other Topological Defects” 1994 *Cambridge University Press*

- [38] Rubin S.G. 1999 *Grav. Cosm.* **5** 127
- [39] Hawking S.W. 1975 *Comm. Math. Phys.* **43** 199
- [40] Hawking S.W. 1976 *Phys. Rev. D* **13** 191
- [41] Novikov I.D. *et al.* 1979 *Astron. Astrophys.* **80** 104
- [42] Carr B.J. *et al.* 2010 *Phys. Rev. D* **81** 104019
- [43] Hawking S.W. 1974 *Nature* **248** 30
- [44] Markov M.A. 1993 *Phys. Lett. A* **172** 331
- [45] Barrow J.D., Copeland E.J. and Liddle A.R. 1992 *Phys. Rev. D* **46** 465
- [46] Carr B.J., Gilbert J.H. and Lidsey J.E. 1994 *Phys. Rev. D* **50** 4853
- [47] Alexeyev S.O., Pomazanov M.V. 1997 *Phys. Rev. D* **55** 2110
- [48] Dymnikova I.G. 1996 *Int. J. Mod. Phys. D* **5** 4529
- [49] Gould A. 1992 *ApJ* **386** L5
- [50] Barnacka A., Glicenstein J.-F. and Moderski R. 2012 *Phys. Rev. D* **86** 043001
- [51] Capela F., Pshirkov M. and Tinyakov P. 2013 *Phys. Rev. D* **87** 023507
- [52] Capela F., Pshirkov M. and Tinyakov P. 2014 *Phys. Rev. D* **90** 083507
- [53] E. D. Stewart, *Phys. Lett. B* 391, 34 (1997).
- [54] E. D. Stewart, *Phys. Rev. D* 56, 2019 (1997).
- [55] L. Covi and D. H. Lyth, *Phys. Rev. D* 59, 063515 (1999).
- [56] L. Covi, D. H. Lyth and L. Roszkowski, *Phys. Rev. D* 60, 023509 (1999).

- [57] L. Covi, Phys. Rev. D 60, 023513 (1999).
- [58] G. German, G. G. Ross and S. Sarkar, Phys. Lett. B 469, 46 (1999).
- [59] L. Covi, D. H. Lyth, A. Melchiorri and C. J. Odman, Phys. Rev. D 70, 123521 (2004).
- [60] S. Hawking, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 152, 75 (1971).
- [61] B. J. Carr and S. W. Hawking, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 168, 399 (1974).
- [62] A. S. Josan, A. M. Green, and K. A. Malik, Phys. Rev. D79, 103520 (2009), 0903.3184.
- [63] K. J. Mack, J. P. Ostriker, and M. Ricotti, Astrophys. J. 665, 1277 (2007), astro-ph/0608642.
- [64] F. Capela, M. Pshirkov, and P. Tinyakov, Phys. Rev. D87, 123524 (2013), 1301.4984.
- [65] S. Clesse and J. Garcia-Bellido (2016), 1603.05234.
- [66] B. J. Carr, K. Kohri, Y. Sendouda, and J. Yokoyama (2016), 1604.05349.
- [67] B. J. Carr, K. Kohri, Y. Sendouda, and J. Yokoyama, Phys. Rev. D81, 104019 (2010), 0912.5297.
- [68] P. Sreekumar et al. (EGRET), Astrophys. J. 494, 523 (1998), astro-ph/9709257.
- [69] A. W. Strong, I. V. Moskalenko, and O. Reimer, Astrophys. J. 613, 956 (2004), astro-ph/0405441.

- [70] R. J. Nemiroff, G. F. Marani, J. P. Norris, and J. T. Bonnell, Phys. Rev. Lett. 86, 580 (2001), astro-ph/0101488.
- [71] G. F. Marani, R. J. Nemiroff, J. P. Norris, K. Hurley, and J. T. Bonnell, Astrophys. J. Lett. 512, L13 (1999), astro-ph/9810391
- [72] A. Barnacka, J. F. Glicenstein, and R. Moderski, Phys. Rev. D86, 043001 (2012), 1204.2056.
- [73] B. Paczynski, Astrophys. J. 304, 1 (1986).
- [74] C. Alcock et al. (MACHO), Astrophys. J. 542, 281 (2000), astro-ph/0001272.
- [75] C. Alcock et al. (MACHO), Astrophys. J. Lett. 499, L9 (1998), astro-ph9803082.
- [76] K. Jedamzik, Phys. Rev. D55, 5871 (1997), astro-ph/9605152.
- [77] P. Widerin and C. Schmid (1998), astro-ph/9808142.
- [78] K. Jedamzik and J. C. Niemeyer, Phys. Rev. D59, 124014 (1999), astro-ph/9901293.
- [79] C. Hamadache et al., Astron. Astrophys. 454, 185 (2006), astro-ph/0601510.
- [80] P. Tisserand et al. (EROS-2), Astron. Astrophys. 469, 387 (2007), astro-ph/0607207.
- [81] C. Alcock et al. (MACHO), Astrophys. J. Lett. 550, L169 (2001), astro-ph/0011506.
- [82] S. Calchi-Novati et al. (The POINT-AGAPE), Astron. Astrophys. 443, 911 (2005), astro-ph/0504188.

- [83] L. Wyrzykowski, S. Kozłowski, J. Skowron, V. Belokurov, M. C. Smith, A. Udalski, M. K. Szymański, M. Kubiak, G. Pietrzyński, I. Soszyński, et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 397, 1228 (2009), 0905.2044.
- [84] S. C. Novati, L. Mancini, G. Scarpetta, and L. Wyrzykowski, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (2009), 0908.3836.
- [85] L. Wyrzykowski et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 407, 189 (2010), 1004.5247.
- [86] L. Wyrzykowski et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 413, 493 (2011), 1012.1154.
- [87] K. Griest, A. M. Cieplak, and M. J. Lehner, *Astrophys. J.* 786, 158 (2014), 1307.5798.
- [88] K. Griest, A. M. Cieplak, and M. J. Lehner, *Phys. Rev. Lett.* 111, 181302 (2013).
- [89] S. Dong et al., *Astrophys. J.* 664, 862 (2007), astro-ph/0702240.
- [90] J. J. Dalcanton, C. R. Canizares, A. Granados, C. C. Steidel, and J. T. Stocke, *Astrophys. J.* 424, 550 (1994).
- [91] R. Barkana and A. Loeb *Phys. Rep.* 349 (July, 2001) 125–238, arXiv:astro-ph/0010468
- [92] J. S. Bolton and M. G. Haehnelt, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 382 (Nov., 2007) 325–341, arXiv:astro-ph/0703306
- [93] A. Venkatesan, J. Tumlinson, and J. M. Shull, *Astrophys. J.* 584 (Feb., 2003) 621–632, arXiv:astro-ph/0206390

- [94] A. Sokasian et al., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 350 (May, 2004) 47–65, arXiv:astro-ph/0307451
- [95] M. Ricotti and J. P. Ostriker, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 350 (May, 2004) 539–551, arXiv:astro-ph/0310331
- [96] T. Fang and R. Cen, *Astrophys. J. Lett.* 616 (Dec., 2004) L87–L90, arXiv:astro-ph/0405565
- [97] X. Fan, C. L. Carilli, and B. Keating, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 44 (Sept., 2006) 415–462, arXiv:astro-ph/0602375
- [98] D. P. Stark et al., *Astrophys. J.* 663 (July, 2007) 10–28, arXiv:astro-ph/0701279
- [99] M. Dijkstra, Z. Haiman, and A. Loeb, *Astrophys. J.* 613 (Oct., 2004) 646–654, arXiv:astro-ph/0403078
- [100] S. G. Djorgovski, M. Novello, S. Perez Bergliaffa, and R. Ruffini, eds., p. 422. Feb., 2005. arXiv:astro-ph/0409378
- [101] M. Ricotti, J. P. Ostriker, and K. J. Mack, *Astrophys. J.* 680 (June, 2008) 829–845, arXiv:0709.0524
- [102] X. Fan et al., *Astron. J.* 122 (Dec., 2001) 2833–2849, arXiv:astro-ph/0108063
- [103] J. S. B. Wyithe and A. Loeb, *Astrophys. J.* 586 (Apr., 2003) 693–708, arXiv:astro-ph/0209056
- [104] A. Meiksin, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 356 (Jan., 2005) 596–606, arXiv:astro-ph/0409256

- [105] C. J. Willott et al., *Astron. J.* 134 (Dec., 2007) 2435–2450, arXiv:0706.0914
- [106] P. Madau et al., *Astrophys. J.* 604 (Apr., 2004) 484–494, arXiv:astro-ph/0310223
- [107] S. G. Rubin, M. Y. Khlopov, and A. S. Sakharov, *Grav. Cosmol.* S 6 (2000) 51–58, arXiv: hep-ph/0005271
- [108] S. G. Rubin, A. S. Sakharov, and M. Y. Khlopov, *Sov. Phys. JETP* 92 (June, 2001) 921–929, arXiv:hep-ph/0106187
- [109] M. Y. Khlopov, S. G. Rubin, and A. S. Sakharov, *Astropart. Phys.* 23 (Mar., 2005) 265–277, arXiv:astro-ph/0401532
- [110] V. I. Dokuchaev, Y. N. Eroshenko, and S. G. Rubin, *Grav. Cosmol.* 11 (June, 2005) 99–104, arXiv:astro-ph/0412418
- [111] A. Natarajan and D. J. Schwarz, *Phys. Rev. D* 81 no. 12, (June, 2010) 123510, arXiv:1002.4405
- [112] B. J. Carr, K. Kohri, Y. Sendouda, and J. Yokoyama, *Phys. Rev. D* 81 no. 10, (May, 2010) 104019, arXiv:0912.5297 [astro-ph.CO]
- [113] P. Pani and A. Loeb, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 6 (June, 2014) 26, arXiv:1401.3025
- [114] F. Capela, M. Pshirkov, and P. Tinyakov, *ArXiv e-prints* (Mar., 2014) , arXiv:1403.7098
- [115] [26] G. Defillon, E. Granet, P. Tinyakov, and M. H. G. Tytgat, *ArXiv e-prints* (Sept., 2014) , arXiv:1409.0469 [gr-qc]

- [116] G. Weidenspointner et al., *Astron. Astrophys.* 450 (May, 2006) 1013–1021, astro-ph/0601673
- [117] L. Titarchuk and P. Chardonnet, *Astrophys. J.* 641 (Apr., 2006) 293–301, astro-ph/0511333
- [118] C. Bambi, A. D. Dolgov, and A. A. Petrov, 670 (Dec., 2008) 174–178, arXiv:0801.2786
- [119] K. M. Belotsky, A. A. Kirillov, and S. G. Rubin, *Phys. of Atom. Nucl.* 78 (2015) 229
- [120] K. M. Belotsky et al., *Grav. Cosmol.* 17 (Jan., 2011) 27–30
- [121] K. M. Belotsky et al., *Astropart. Phys.* 35 (Aug., 2011) 28–32
- [122] B. J. Carr, *ArXiv Astrophysics e-prints* (Nov., 2005) , astro-ph/0511743
- [123] M. Y. Khlopov, *Research in Astronomy and Astrophysics* 10 (June, 2010) 495–528, arXiv:0801.0116
- [124] K. M. Belotsky et al., *Mod. Phys. Lett. A* 29 (2014) 1440005, arXiv:1410.0203
- [125] V. I. Dokuchaev, Y. N. Eroshenko, and S. G. Rubin, *ArXiv e-prints* (Sept., 2007) , arXiv:0709.0070
- [126] W. Blum, W. Riegler, and L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*. Springer, 2008
- [127] V. Berezhinsky and V. Ginzburg, *Astrophysics of cosmic rays* . North-Holland, 1990
- [128] J. H. MacGibbon and B. R. Webber, *Phys. Rev. D* 41 (May, 1990) 3052–3079

- [129] Rubin S. G., Khlopov M. Yu., Sakharov A. S. Grav. Cosmol. S. 2000. Vol. S6. P. 51-58. arXiv:hep-ph/0005271.
- [130] Rubin S. G., Sakharov A. S. and Khlopov M. Y. J. Exp. Theor. Phys. 2001. Vol. 92. P. 921-929.
- [131] Khlopov M. Yu. and Rubin S. G. Kluwer Academic Publishers, 2004, Vol. 144, Dordrecht
- [132] Khlopov M. Yu., Rubin S. G. and Sakharov A. S. Astroparticle Physics. 2005. Vol. 23. P. 265-277. arXiv:astro-ph/0401532.
- [133] Fan X. et al. AJ. 2001. Vol. 122. P. 2833-2849. arXiv:astro-ph/0108063.
- [134] Willott C. J, McLure R. J. and Jarvis M. J. Astrophys. J. 2003. Vol. 587. P. L15-L18. arXiv:astro-ph/0303062.
- [135] Докучаев В. И. Успехи физических наук. 1991. Vol. 161. С. 1–52.
- [136] Eisenstein D. J. and Loeb A. Astrophys. J. 1995. Vol. 443. P. 11-17. arXiv:astro-ph/9401016.
- [137] Vestergaard M. Astrophys. J. 2002. Vol. 571. P. 733-752. arXiv:astro-ph/0204106.
- [138] Dietrich M. et al. Astrophys. J.. 2002. Vol. 581. P. 912-924. arXiv:astro-ph/0208348.
- [139] Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Астрон. журн. 1966. Т. 43. С. 758-760.
- [140] Carr B. J. Astrophys. J. 1975. Vol. 201. P. 1-19.

- [141] Rubin S. G. I. Ya Pomeranchuk and Physics at the Turn of the Century // Eds.: A. Berkov, N. Narozhny, and L. Okun. Singapore, World Scientific, 2003. arXiv:astro-ph/0511181.
- [142] Spitzer L. and Saslaw W.C. Astrophys. J. 1966. Vol. 143. P. 400-419.
- [143] Докучаев В. И., Ерошенко Ю. Н. Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101. С. 875-880. arXiv:1508.05725 [astro-ph.HE].
- [144] Ghez A. M., et al. Astrophys. J. 2008. Vol. 689. P. 1044-1062. arXiv:0808.2870 [astro-ph].
- [145] Gillessen S. et al. Astrophys. J. 2009. Vol. 692. P. 1075-1109. arXiv:0810.4674 [astro-ph].
- [146] Gillessen S. et al. Astrophys. J. 2009. Vol. 707. P. L114-L117. arXiv:0910.3069 [astro-ph.GA].
- [147] Meyer L. et al. Science. 2012. Vol. 338. P. 84-87. arXiv:1210.1294 [astro-ph.GA].
- [148] Dokuchaev V. I. Gen. Relativ. Gravit. 2014. Vol. 46. P. 1832. arXiv:1306.2033 [astro-ph.HE].
- [149] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика // (М.: Физматлит, 2004).
- [150] Rubilar G. F. and Eckart A. Astron. Astrophys. 2001. Vol. 374. P. 95-104.
- [151] Mouawad N. et al. Astron. Nachr. 2005. Vol. 326. P. 83-95. arXiv:astro-ph/0402338.
- [152] Zakharov A. F. et al. Phys. Rev. D. 2007. Vol. 76. P. 062001. arXiv:0707.4423 [astro-ph].

- [153] Gualandris A., Gillessen S., Merritt D. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2010. Vol. 409. P. 1146-1154. arXiv:1006.3563 [astro-ph.GA].
- [154] de Paolis F. et al. Gen. Rel. Gravit. 2011. Vol. 43. P. 977-988. arXiv:1011.1545 [astro-ph.GA].
- [155] Borka D. et al. JCAP. 2013. Vol. 11. P. 050. arXiv:1311.1404 [astro-ph.GA].
- [156] Hall J., Gondolo P. Phys. Rev. D. 2006. Vol. 74. P. 063511. arXiv:astro-ph/0602400.
- [157] Daylan T. et al. Physics of the Dark Universe. 2016. Vol. 12. P. 1-23 arXiv:1402.6703 [astro-ph.HE].
- [158] Fields B. D., Shapiro S. L., Shelton J. Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 113. P. 151302. arXiv:1406.4856 [astro-ph.HE].
- [159] F. Halzen, E. Zas, J. H. MacGibbon and T. C. Weekes, Nature 353, 807 (1991).
- [160] J. R. Chisholm, Phys. Rev. D 73, 083504 (2006).