

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	10
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	17
3.6.1. Инфляционная модель с “бегущей массой”	17
4.. Краткий обзор ограничений для “дельта-функциональных” ПЧД	21
4.1.. Ограничения по диффузному гамма-фону	22
4.2.. Ограничения по линзированию	24
4.3.. Ограничения по крупномасштабной структуре Вселенной .	24
4.4.. Аккреционные ограничения	24
4.5.. Испарение гравитонов и неоднородности ранней Вселенной	24
4.6.. Гравитационные ограничения LIGO	24
5.. Протяженные массовые распределения	24
5.1.. Ограничения на протяженные массовые распределения . .	24
6.. Реионизация Вселенной с помощью ПЧД	24
7.. Черные дыры в присутствии темной энергии	26

8.. Скопления ПЧД	26
8.1.. Раннее образование квазаров	27
8.2.. Раннее образование галактик	31
9.. Темная материя вокруг сверхмассивной черной дыры в центре Галактики	36
10.Поиск испаряющихся ПЧД в окрестности Земли	39
11.Заключение	42
12.Список литературы	42

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 переход 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, данный случай будет пояснен отдельно в главе ССЫЛКА.

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 являет 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

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

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

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

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

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

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

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 [46, 47], 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. Одним из возможных вариантов подразумевает наличие больших изначальных неоднородностей, так что «закритические» области могли бы остановить расширение и повторно сжаться. В этом контексте, уравнение 6 может быть заменено более точным соотношением

$$M = \gamma M_{PVH} \approx 2.03 \times 10^{15} \gamma \left(\frac{t}{1 \text{ s}} \right) M_\odot \quad (7)$$

Здесь γ – численный коэффициент, который зависит от гравитационного коллапса. **НЕ ЗАКОНЧЕНО...**

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]:

$$\omega \approx e^{-\frac{\gamma^2}{2\langle\delta^2\rangle}} \quad (8)$$

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

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \propto t^{2/3} \quad (9)$$

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:

$$\omega \approx e^{-\frac{\gamma^2}{2\langle\delta^2\rangle}} \quad (10)$$

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

$$\rho_{\text{ВН}} \sim \frac{M}{r_{\text{g}}^3} \sim \frac{\rho_{\text{conf}}}{x^3} \quad (11)$$

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

¹Black hole — черная дыра.

$$\rho_{\max} \sim \frac{\rho_{\text{conf}}}{s_{\text{conf}}^3} \quad (12)$$

Из (11), (12) следует, что для образования черной дыры конфигурация должна быть близка к сферически симметричной:

$$s_{\text{conf}} \leq x \leq 1 \quad (13)$$

Ограничение на неоднородность конфигурации имеет вид [31]:

$$u \leq x^{3/2} \leq 1 \quad (14)$$

Условий (13), (14) 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 (14), и эта вероятность составляет $\omega_u \sim u \sim x^{3/2}$. Полагая, что вероятность реализации конфигурации, удовлетворяющей условию (13), также определяется соответствующим фазовым объемом, получаем, $\omega_s \sim x^5$. Отсюда получаем минимальную вероятность прямого рождения черной дыры на пылевой стадии:

$$\omega_{\text{BH}} \geq \omega_s \cdot \omega_u \sim x^{13/2} \quad (15)$$

Прямой механизм образования первичных черных дыр эффективен в интервале масс $M_{\min} < M < M_{\max}$, где $M_{\min} \sim M_{\text{Pl}} \frac{t_0}{t_{\text{Pl}}}$ 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:

$$\omega_{\text{BH}} \geq [\delta(M)]^{-3/2} \quad (16)$$

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

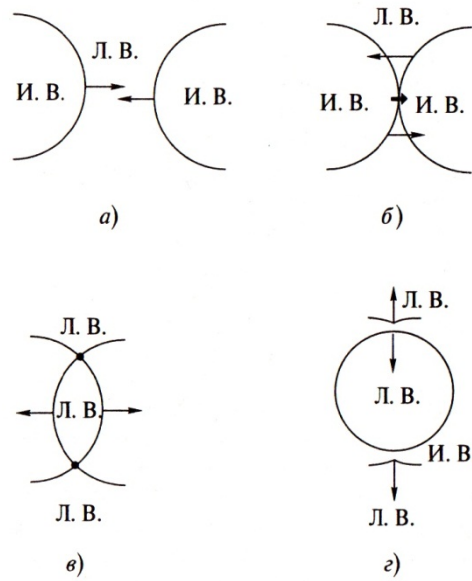


Рис. 1. Формирование мешка ложного вакуума при столкновении стенок двух пузырей.

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 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:

$$V(\varphi) = \lambda_1(|\varphi|^2 - f^2/2)^2 + \delta V(\theta) \quad (17)$$

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 (17), 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

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 уче-

том квантовых поправок, потенциал может быть записан в виде

$$V = V_0 + \frac{1}{2} m^2 (\ln \phi) \phi^2 \quad (18)$$

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.

$$|m^2| \sim H_I^2 = \frac{V_0}{3M_P^2} \quad (19)$$

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

$$M_s \sim \sqrt{\tilde{m}_s} M_P \sim 10^{11} \text{ ГэВ} \sim 3 \cdot 10^{-8} M_P \quad (20)$$

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

$$M_0 \sim M_s^4 \sim 10^{-30} M_P^4, \quad H_I \approx 10^{-15} M_P \quad (21)$$

Уравнение ренормгруппы для массы инфлатона выглядит следующим образом:

$$m^2(t) = m_0^2 - A \tilde{m}_0 \left[1 - \frac{1}{(1 + \tilde{\alpha}_0 t)^2} \right], \quad t \equiv \ln \frac{\phi}{M_P} \quad (22)$$

(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,

$$\tilde{\alpha}_0 = \frac{B \alpha_0}{2\pi} \quad (23)$$

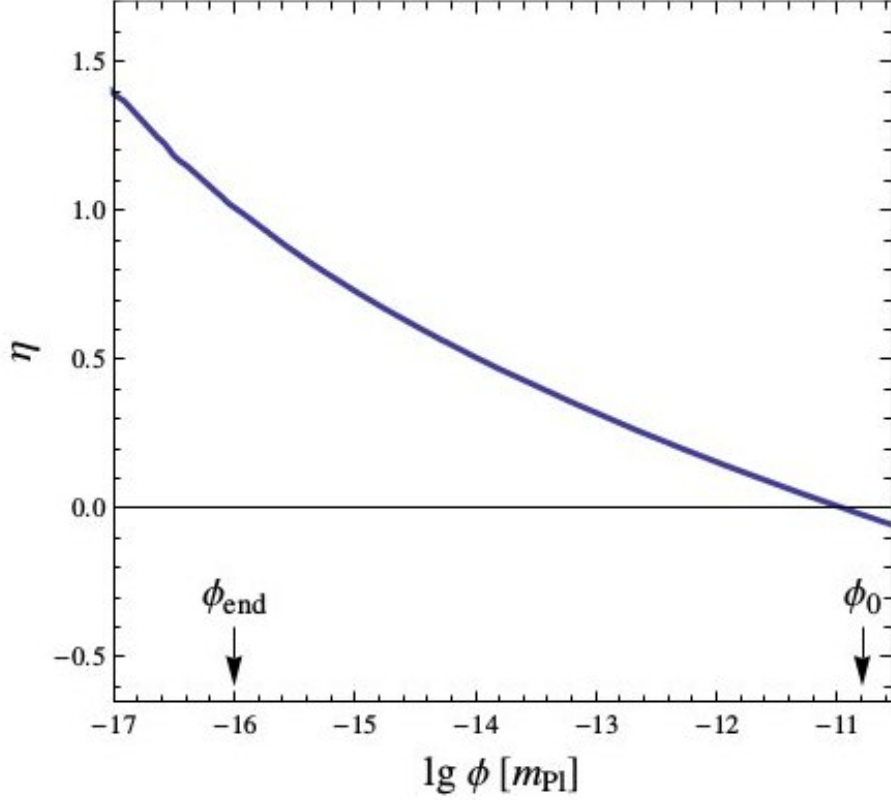


Рис. 2. Зависимость параметра λ от значения поля ϕ . $H_I = 10^{-15} M_P$, $c = 0.062$, $s = 0.040$.

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:

$$V(\phi) = V_0 + \frac{\phi^2}{2} \left[m^2(\ln \phi_0) - c \frac{V_0}{M_P^2} \ln \frac{\phi}{\phi_0} + \dots \right] \quad (24)$$

Здесь константа c определяется соотношением:

$$c \frac{V_0}{M_P^2} = - \frac{d m^2}{d \ln \phi} \Big|_{\phi=\phi_0} \quad (25)$$

В свою очередь, разложение 22 с учетом членов только первого порядка дает ($t_0 = \ln \frac{\phi_0}{M_P}$):

$$m^2(t) = m_0^2 - 4\tilde{m}_0^2 \frac{\tilde{\alpha}_0}{(1 + \tilde{\alpha}_0 t_0)^3} \ln \frac{\phi}{\phi_0} \quad (26)$$

Из 25 и 26 получается выражение для c :

$$c \frac{V_0}{M_P^2} = \frac{4}{3} \tilde{m}_0^2 \frac{\tilde{\alpha}_0}{(1 + \tilde{\alpha}_0 t_0)^3} \quad (27)$$

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

$$c = \frac{4}{3} \frac{\tilde{\alpha}_0}{(1 + \tilde{\alpha}_0 t_0)^3} \quad (28)$$

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 26 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,

$$\tilde{\alpha}_0 \ln \frac{\phi_{end}}{\phi_0} \sim \tilde{\alpha}_0 \ln 10^{-6} \sim (-0.1) \quad (29)$$

Используем линейное приближение (уравнение 26) во всей области значений поля инфлатона и введем удобный параметр s , определяемый соотношением:

$$s = c \ln \left(\frac{\phi_*}{\phi_0} \right) \quad (30)$$

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

$$\phi_0 s = \frac{H_I}{2\pi P_R^{1/2}(k_0)} \quad (31)$$

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

$$V = V_0 - \frac{3}{2} c H_I^2 \phi^2 \left[\ln \frac{\phi}{\phi_*} - \frac{1}{2} \right] \quad (32)$$

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

$$f \equiv \frac{\Omega_{PBH}}{\Omega_{CDM}} \approx 4.8 \Omega_{PBH} = 4.11 \times 10^8 \beta'(M) \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (33)$$

Наши ограничения на $f(M)$ приведены на **рисунке** Список приближенных формул для этих пределов приведены в **таблице** 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 рисунке и в таблице показаны только самые жесткие ограничения в разных диапазонах масс, спорные ограничения опускаются. Дополнительные сведения об этих предельных значениях плотности и других параметрах можно найти в работах: **например**, Далее в настоящей работе ограничения сгруппированы по типу и обсуждены в рамках каждой группы в порядке возрастания массы. Поскольку мы также заинтересованы в массовых диапазонах, для которых доля темной материи велика, мы выражаем каждый предел в терминах аналитической функции $f_{max}(M)$ в конкретных диапазонах масс. Одновременно необходимо учитывать, что плотность ПЧД должна быть меньше, чем плотность CDM.

4.1. Ограничения по диффузному гамма-фону

ПЧД с начальной массы будут испаряться по механизму Хокинга на временном масштабе $\tau \propto M^3$, который для $M < M_* \approx 5 \cdot 10^{14}$ меньше, чем современный возраст Вселенной [35]. ПЧД с $M > M_*$ могут объяснять природу темной материи, однако их плотность $f(M_*)$ сильно ограничена данными по наблюдению диффузного гамма-фона[4]. ПЧД

с узким диапазоном масс $M_* < < 1.005M_*$ 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 проинтегрированный по времени 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 . Из работы [11] следует:

$$\frac{dN^\gamma}{dE} = \begin{cases} E^3 M^3 & (E < M^{-1}) \\ E^2 M^2 e^{-EM} & (E > M^{-1}) \end{cases} \quad (34)$$

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

$$\varepsilon(E) = \int_{M_{min}}^{M_{max}} dM \frac{dn}{dM} \frac{dN^\gamma}{dE}(m, E) \quad (35)$$

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

$$\varepsilon(E) \propto f(M) \times \begin{cases} E^3 M^2 & (E < M^{-1}) \\ E^2 M e^{-EM} & (E > M^{-1}) \end{cases} \quad (36)$$

и связанная с ней интенсивность:

$$I(E) \equiv \frac{c E \varepsilon(E)}{4\pi} \propto f(M) \times \begin{cases} E^4 M^2 & (E < M^{-1}) \\ E^3 M e^{-EM} & (E > M^{-1}) \end{cases} \quad (37)$$

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 $I^{obs} \propto E^{-(1+\epsilon)} \propto$

НЕ ЗАКОНЧЕНО...

4.2. Ограничения по линзированию

4.3. Ограничения по крупномасштабной структуре Вселенной

4.4. Аккреционные ограничения

4.5. Испарение гравитонов и неоднородности ранней Вселенной

4.6. Гравитационные ограничения LIGO

5. Протяженные массовые распределения

5.1. Ограничения на протяженные массовые распределения

6. 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. [?]. До сих пор нет однозначного понимания причин реионизации. [?, ?].

Широко известно предположение, что за ионизацию межгалактической среды ответственно ультрафиолетовое излучение первых звезд [?, ?]. Однако в данном предположении затруднительно получить значительную долю ионизации о [?, ?]. Галактики с низкой светимостью и активным формированием звезд при больших z также могут внести значи-

тельный вклад в процесс реионизации [?, ?].

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

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

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 [?], поэтому могут объяснить всю темную материю. ПЧД с массой $> 10^{17}$ г могут быть ограничены на основе приливного захвата ПЧД нейтронными звездами [?], однако данные ограничения встречают контраргументы [?, ?].

НЕ ЗАКОНЧЕНО...

7. Черные дыры в присутствии темной энергии

8. Скопления ПЧД

Механизм образования ПЧД в процессе коллапса замкнутых доменных стенок был предложен в [60–63]. 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 [60, 61].

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.

8.1. 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 [64] поставило перед теорией формирования галактик сложные вопросы. Светимость квазара на красном смещении $z = 6.41$ соответствует аккреции на ЧД с массой $3 \cdot 10^9 M_\odot$ [65]. Раннее формирование ЧД с массами $\sim 10^9 M_\odot$ приводит к трудностям для обычных астрофизических сценариев формирования сверхмассивных ЧД [66–69]. Поэтому сценарии с массивными догалактическими ПЧД [70, 71] 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 [63], показан на рис. 3. Для сравнения показана масса ТМ $M_{DM}(r_i)$ внутри сферических слоев с теми же радиусами. Ра-

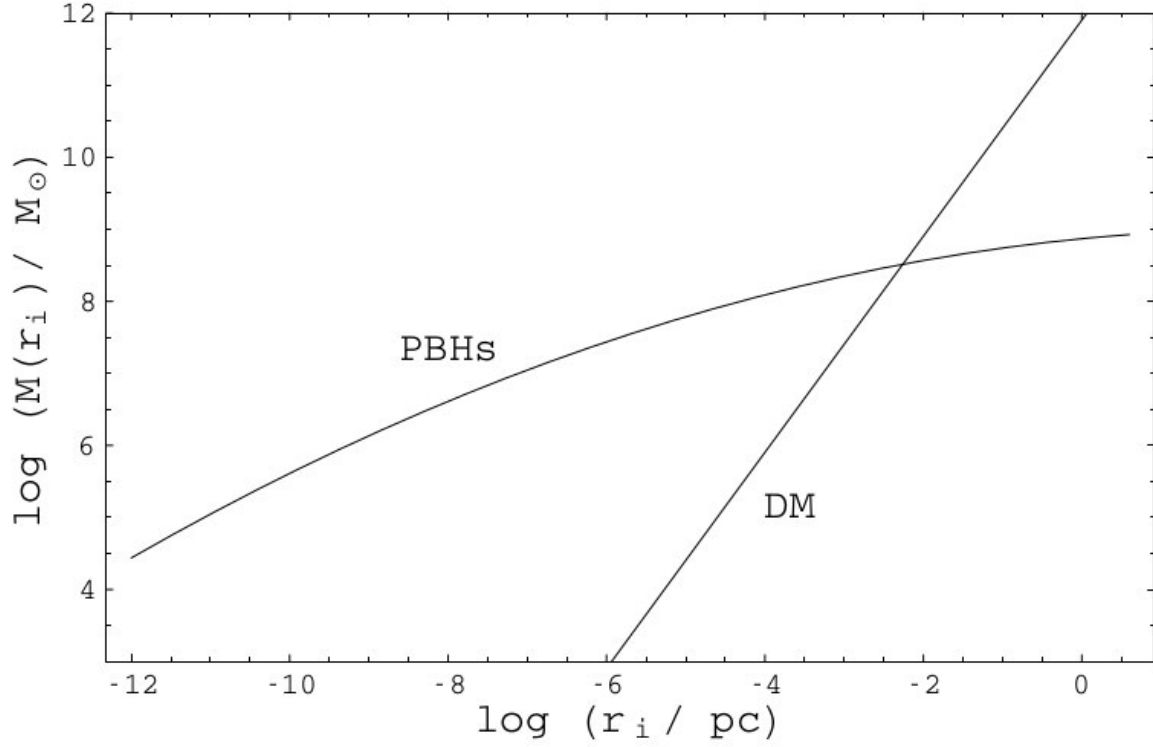


Рис. 3. Начальный профиль массы $M_h(r_i)$ скопления ПЧД и профиль массы $M_{DM}(r_i)$ ТМ.

диус r_i выражен в физических масштабах в момент t_i (когда температура Вселенной была равна T_i), когда этот радиус пересекает космологический горизонт. Отметим, что оболочки на рис. 3 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. 3, в действительности не реализуется.

Исследуем гравитационную динамику скопления ПЧД и окружающий 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 уравнение Фридмана (для \ddot{a}) можно переписать уравнение эволюции сферического слоя

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{G(M_h + M)}{r^2} - \frac{8\pi G \rho_r r}{3} + \frac{8\pi G \rho_\Lambda r}{3} \quad (38)$$

в виде

$$\frac{d^2 b}{dz^2} + \frac{db}{dz} S(z) + \left(\frac{1 + \delta_h}{b^2} - b \right) \frac{\Omega_{m,0}(1+z)}{2E^2(z)} = 0 \quad (39)$$

где функция

$$S(z) = \frac{1}{E(z)} \frac{dE(z)}{dz} - \frac{1}{1+z} \quad (40)$$

и величина возмущения $\delta_h = M_h/M_{DM}$. В предельном случае $\varepsilon_\Lambda = 0$ уравнение 39 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 39. Начинаем рассмотрение эволюции скопления с большого красного смещения z_i , когда рассматриваемый слой пересекает горизонт $r \sim ct$. Начальные условия показаны на рис. 3.

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

$$\rho = 8\rho_{m,0}(1+z_s)^3 b_s^{-3} \quad (41)$$

и эффективный (вириальный) радиус объекта равен

$$r_c = \left(\frac{3MDM}{4\pi\rho} \right)^{1/3} \quad (42)$$

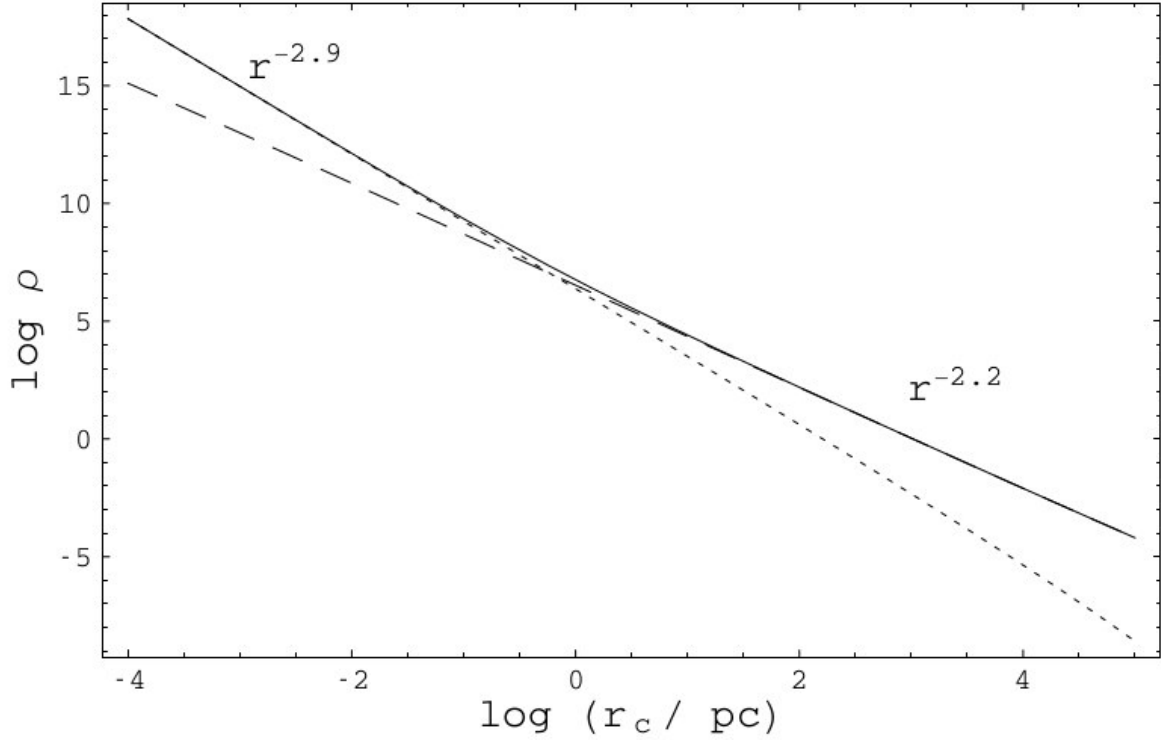


Рис. 4. Итоговый профиль плотности (3.67) индуцированной гало (ρ в единицах $M_\odot \text{ пк}^{-3}$) в зависимости от расстояния до центра скопления r_c для ТМ (штрихованная линия), для ПЧД (точечная линия) и для суммы плотностей (сплошная линия). Также показаны асимптотические степенные зависимости.

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 $\delta_h > 1$ ($M_{DM} < M_h$), 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

$$\rho_{DM}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{dM_{DM}(r)}{dr} \quad (43)$$

где функция $M_{DM}(r_c)$ определяется решением уравнения 39. Аналогично ТМ может быть найден профиль плотности ЧД и суммарный профиль плотности. Соответствующие результаты показаны на рис. 4, где плотность выражена в единицах $M_\odot \text{пк}^{-3}$, а расстояние от центра – в пк. Как видно на рис. 4, 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 $z \sim 1.6$.

8.2. 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

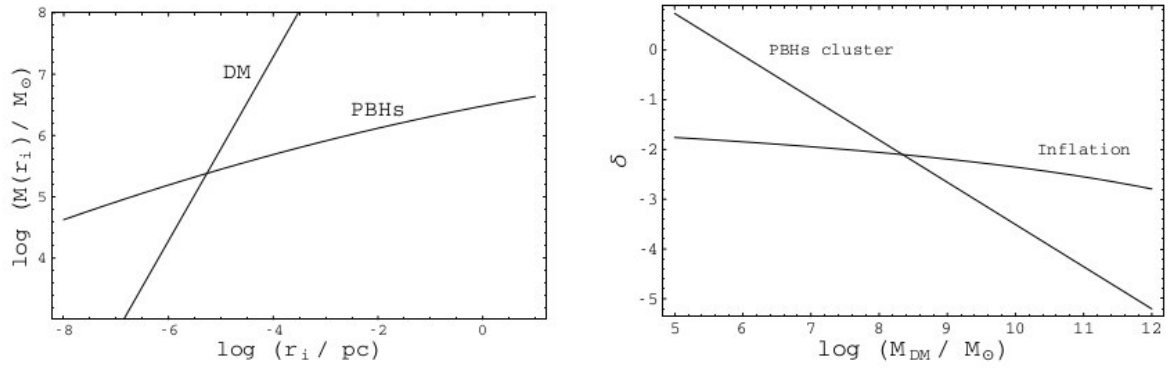


Рис. 5. Слева представлены начальное распределение ПЧД $M_h(r_i)$ и ТМ $M_{DM}(r_i)$. Справа представлено распределение флуктуаций плотности энергии на момент t_{eq} равенства плотности энергии материи и излучения. Сравниваются две величины - суммарная флуктуация плотности в присутствии скопления ПЧД и стандартная флуктуация плотности как результат инфляционной стадии.

ПЧД образуются сверхмассивные ЧД в центре галактик.

Предполагается, что скопления ПЧД образуются по механизму, предложенном в [61, 72]. Используемые далее начальные данные взяты из работ [60–63], где рассматривался инфляционный потенциал типа “Мексиканская шляпа”. Начальное распределение по массам $M_h(r_i)$ ПЧД в скоплении представлено на рис. 5 (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 39 показаны на рис. 6. Здесь также имеет место процесс, сходный со “вторичной аккрецией”. В результате скопление ЧД оказывается окруженным гало ТМ. Результаты представлены на правом рис. 6, где плотность выражена в

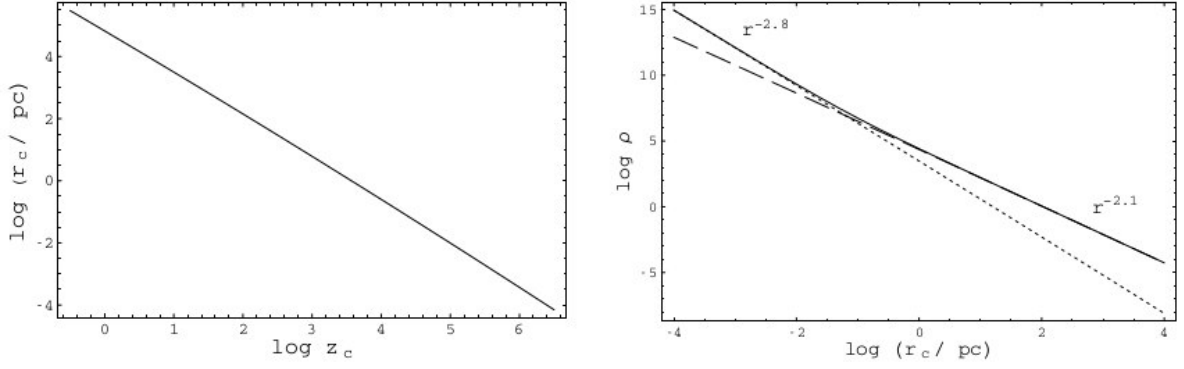


Рис. 6. На левом рисунке показан вириальный радиус r_c протогалактики как функция красного смещения z . На правом рисунке показан конечный профиль плотности 43 в зависимости от расстояния до центра скопления r_c в протогалактике (ρ в единицах M_\odot/pc^3). ТМ - пунктирная линия, ЧД - точки, суммарная плотность - непрерывная линия. Также отмечено асимптотическое поведение плотности

$M_\odot/\text{пк}^3$, а расстояние от центра - в пк. Профиль фитируется следующим законом

$$\rho_{DM}(r) = 2.3 \cdot 10^4 \left(\frac{r}{1_{\text{пк}}} \right)^{-2.13} M_\odot \text{пк}^{-3} \quad (44)$$

$$\rho_{BH}(r) = 2.9 \cdot 10^3 \left(\frac{r}{1_{\text{пк}}} \right)^{-2.85} M_\odot \text{пк}^{-3} \quad (45)$$

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. 5) уравнения

$$\nu \sigma_{eq}(M) = \frac{9}{10} \frac{M_c}{M} \quad (46)$$

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

$$g(z) \approx \frac{5}{2} \Omega_m \left[\Omega_m^{4/7} \Omega_\Lambda + (1 + \Omega_m/2)(1 + \Omega_\Lambda/70) \right]^{-1}, \quad \Omega_m = \Omega_{m,0}(1+z)^3/E^2(z) \quad (47)$$

Это происходит при $z = 15$, так что весь интервал значений, показанный на рис. 5 и рис. 6 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 44. 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. 6 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

$$\dot{M}_{DM} = \sum_i N_i \sigma_{acc,i} v \rho_{DM} \quad (48)$$

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 $\sigma_{acc,i} = \pi r_{g,i}^2 (c/v)^2$, $r_{g,i} = 2GM_i/c^2$. Характерное время аккреции

ТМ

$$t_{acc}^{-1} \simeq \dot{M}_{DM}/M_{DM} = \frac{3G^2}{c\nu r^3} \sum_i N_i M_i^2 \quad (49)$$

Используя рассчитанное выше распределение плотности, получаем

$$T_{acc}(r)/t_0 \simeq 8 \cdot 10^3 \left(\frac{r}{1\text{пк}} \right)^{2.7} \quad (50)$$

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 44 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 $t_e \simeq 40 t_{rel}$ [73]. 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:

$$r_s \frac{\partial}{\partial r} \frac{GM_H(r)}{r^2} = \frac{GM(r_s)}{r_s^2} \quad (51)$$

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

$$\rho_H(r) = \frac{\rho_0}{(r/R_s)(1 + r/R_s)^2} \quad (52)$$

Используя профиль 44, из 51 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.

9. 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 [74]. 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 [75–78], 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 [75–78]. 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 $a = 0.65 \pm 0.05$ [79].

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 [80]. В течение ближай-

шего года или двух незамкнутость отбиты 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 [75–77] 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 [87]. Возможность ограничений на аннигиляцию из динамики звезд или прецессии обсуждалась также в [83]. Мы вычисляем необходимую массу

ТМ для объяснения избытка гамма-излучения от центра Галактики, отмеченного недавно в наблюдениях космического гамма-телескопа Fermi-LAT [88, 89].

10. 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:

$$n_{BH} \lesssim \frac{\rho_c \Omega_{PBH}}{M_*} \sim 10^4 \text{pc}^{-3} \quad (53)$$

что соответствует ограничению на расстояние до ближайшей к нам черной дыры

$$l_{BH} > n_{BH}^{-1/3} \sim 0.1 \text{pc} \quad (54)$$

Разумеется, локальная плотность ПЧД в галактике или в Солнечной

системе может быть выше на несколько порядков, чем средняя внегалактическая плотность, и ограничения 53 и 54 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 53 можно оценить частоту вспышек, считая время жизни ПЧД массы M порядка времени жизни Вселенной ($\sim 10^{10}$ лет):

$$\nu < \zeta_{PВН} \frac{n_{ВН}}{10^{10} \text{ yr}} < 10^{-6} \cdot \zeta_{PВН} \text{ pc}^{-3} \text{ yr}^{-1} \quad (55)$$

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, [90]) оценивается $\zeta_{PВН} \sim 10^5 - 10^7$, так что частота вспышек из 55 $\nu \lesssim 10 \text{ пк}^{-3} \text{ год}^{-1}$. Однако, например, в работе [91] 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:

$$\dot{M}_{ВН} \equiv -\frac{\alpha(M_{ВН})}{M_{ВН}^2} \approx -\frac{\pi^2}{30} g_* T_{ВН}^4 \cdot 4\pi r_g^2 \approx -4 \cdot 10^{-5} g_* \frac{m_{Pl}^4}{M_{ВН}^2} \quad (56)$$

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:

$$\alpha_{SM}(T \gtrsim 100 \text{ ГэВ}) = \tilde{\alpha} M_{Pl}^4, \quad \tilde{\alpha} = 4.43 \cdot 10^{-3} \quad (57)$$

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

$$t_l = \frac{M_{Pl}^2}{3\tilde{\alpha}(8\pi T_H)^3} \quad (58)$$

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

$$t_l(s) = 4.7 \cdot 10^{11} \left(\frac{T_Y}{\text{ГэВ}} \right)^{-3} \quad (59)$$

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,

$$\bar{n}(\theta) = \frac{N_\gamma(\theta, t_l)S(\theta)}{4\pi R^2} \quad (60)$$

где

$$N_\gamma(\theta, t_l) = \int_0^\infty \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} P(E_\gamma, \theta) dE_\gamma \quad (61)$$

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 60) необходимо задаться теоретической моделью испарения гамма-квантов. Таким образом, устанавливаемые пределы на концентрацию ПЧД оказываются модельно-зависимыми.

11. Заключение

12. 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] Rubin S. G., Khlopov M. Yu., Sakharov A. S. Grav. Cosmol. S. 2000. Vol. S6. P. 51-58. arXiv:hep-ph/0005271.
- [61] Rubin S. G., Sakharov A. S. and Khlopov M. Y. J. Exp. Theor. Phys. 2001. Vol. 92. P. 921-929.
- [62] Khlopov M. Yu. and Rubin S. G. Kluwer Academic Publishers, 2004, Vol. 144, Dordrecht
- [63] Khlopov M. Yu., Rubin S. G. and Sakharov A. S. Astroparticle Physics. 2005. Vol. 23. P. 265-277. arXiv:astro-ph/0401532.
- [64] Fan X. et al. A.J. 2001. Vol. 122. P. 2833-2849. arXiv:astro-ph/0108063.
- [65] Willott C. J, McLure R. J. and Jarvis M. J. Astrophys. J. 2003. Vol. 587. P. L15-L18. arXiv:astro-ph/0303062.
- [66] Докучаев В. И. Успехи физических наук. 1991. Vol. 161. С. 1–52.
- [67] Eisenstein D. J. and Loeb A. Astrophys. J. 1995. Vol. 443. P. 11-17. arXiv:astro-ph/9401016.
- [68] Vestergaard M. Astrophys. J. 2002. Vol. 571. P. 733-752. arXiv:astro-ph/0204106.
- [69] Dietrich M. et al. Astrophys. J.. 2002. Vol. 581. P. 912-924. arXiv:astro-ph/0208348.

- [70] Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Астрон. журн. 1966. Т. 43. С. 758-760.
- [71] Carr B. J. Astrophys. J. 1975. Vol. 201. P. 1-19.
- [72] 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.
- [73] Spitzer L. and Saslaw W.C. Astrophys. J. 1966. Vol. 143. P. 400-419.
- [74] Докучаев В. И., Ерошенко Ю. Н. Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101. С. 875-880. arXiv:1508.05725 [astro-ph.HE].
- [75] Ghez A. M., et al. Astrophys. J. 2008. Vol. 689. P. 1044-1062. arXiv:0808.2870 [astro-ph].
- [76] Gillessen S. et al. Astrophys. J. 2009. Vol. 692. P. 1075-1109. arXiv:0810.4674 [astro-ph].
- [77] Gillessen S. et al. Astrophys. J. 2009. Vol. 707. P. L114-L117. arXiv:0910.3069 [astro-ph.GA].
- [78] Meyer L. et al. Science. 2012. Vol. 338. P. 84-87. arXiv:1210.1294 [astro-ph.GA].
- [79] Dokuchaev V. I. Gen. Relativ. Gravit. 2014. Vol. 46. P. 1832. arXiv:1306.2033 [astro-ph.HE].
- [80] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика // (М.: Физматлит, 2004).
- [81] Rubilar G. F. and Eckart A. Astron. Astrophys. 2001. Vol. 374. P. 95-104.

- [82] Mouawad N. et al. *Astron. Nachr.* 2005. Vol. 326. P. 83-95. arXiv:astro-ph/0402338.
- [83] Zakharov A. F. et al. *Phys. Rev. D.* 2007. Vol. 76. P. 062001. arXiv:0707.4423 [astro-ph].
- [84] Gualandris A., Gillessen S., Merritt D. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2010. Vol. 409. P. 1146-1154. arXiv:1006.3563 [astro-ph.GA].
- [85] de Paolis F. et al. *Gen. Rel. Gravit.* 2011. Vol. 43. P. 977-988. arXiv:1011.1545 [astro-ph.GA].
- [86] Borka D. et al. *JCAP.* 2013. Vol. 11. P. 050. arXiv:1311.1404 [astro-ph.GA].
- [87] Hall J., Gondolo P. *Phys. Rev. D.* 2006. Vol. 74. P. 063511. arXiv:astro-ph/0602400.
- [88] Daylan T. et al. *Physics of the Dark Universe.* 2016. Vol. 12. P. 1-23 arXiv:1402.6703 [astro-ph.HE].
- [89] Fields B. D., Shapiro S. L., Shelton J. *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 113. P. 151302. arXiv:1406.4856 [astro-ph.HE].
- [90] F. Halzen, E. Zas, J. H. MacGibbon and T. C. Weekes, *Nature* 353, 807 (1991).
- [91] J. R. Chisholm, *Phys. Rev. D* 73, 083504 (2006).