

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

РЕФЕРАТ НА ТЕМУ

Первичные Черные Дыры как кандидаты в скрытую массу

Преподаватель,
д.ф.-м.н., профессор

_____ М. Ю. Хлопов

Студент

_____ К. К. Казакова

Москва 2023

Содержание

1	Введение	3
1.1	ПЧД как скрытая масса	4
2	Образование ПЧД	6
2.1	Первичные неоднородности	6
2.2	Коллапс при фазовом переходе квантовой хромодинамики . . .	7
2.3	Коллапс скалярного поля	8
2.4	Коллапс доменных стенок	9
3	Ограничения на ПЧД	12
3.1	Ограничения по испарению	12
3.2	Ограничения по линзированию	12
3.3	Динамические ограничения	12
3.4	Гравитационно-волновые ограничения	12
4	Свидетельства наблюдения ПЧД	13
4.1	Линзирование	13
4.2	Наблюдения LIGO/Virgo	13
4.3	Кластеры ПЧД	13
5	ПЧД и частицы скрытой массы	14
5.1	Решение проблемы точной подстройки ПЧД	14
6	Заключение	15
	Список используемых источников	18

1 Введение

Черная дыра (ЧД) представляет собой область в пространстве и времени, обладающую настолько сильным гравитационным полем, что даже фотоны не в состоянии покинуть эту область [1]. Граница, перейдя которую объекты перестают быть причинно связанными с нами (наблюдателем), называется горизонтом событий ЧД. Если какой-либо объект находится внутри этой границы, он будет перемещаться только внутри черной дыры. Хотя объект из внешнего пространства может проникнуть за горизонт событий, он уже не сможет вернуться обратно. Иными словами, ЧД — это сферические объекты массой M (в модели Шварцшильда) [2], помещенные внутрь гравитационного радиуса r_g (или радиуса Шварцшильда):

$$r_g = \frac{2GM}{c^2}. \quad (1.1)$$

Черные дыры классифицируются на два типа: астрофизические и первичные. Астрофизические черные дыры образуются в результате коллапса массивных звезд, масса которых составляет порядка 10 солнечных масс, или же в результате коллапса больших звездных скоплений в центрах галактик. Однако, в 1966 году Зельдович и Новиков предложили модель образования черных дыр, в которой образование происходит на ранних этапах развития Вселенной, до образования крупномасштабных структур [3]. Такие ЧД называются первичными черными дырами (ПЧД). Исторически это была первая модель образования ПЧД, но авторы в последующем не развивали идею ввиду того, что их расчеты указывали на то, что аккреция повышает массу ПЧД на много порядков, и, как следствие, на избыток сверхмассивных черных дыр, чего не наблюдается. Впоследствии Б. Карр и С. Хокинг показали [4], что значительного прироста массы из-за процесса аккреции не происходит, тем самым вернув интерес к существованию ПЧД. Долгое время ПЧД считались гипотетическими объектами, отсутствие информации о которых тем не менее позволяло получить ограничения на физические процессы в ранней

Вселенной и на эффекты неоднородности. Однако в последние годы внимание к ПЧД стало очень широким, так как появились свидетельства того, что некоторые явления могут быть объяснены только ПЧД [5].

На массу ПЧД, образовавшуюся в момент времени t , существует верхнее ограничение: масса ЧД не может превзойти массу Хаббловского горизонта в момент её образования:

$$M \sim \frac{c^3 t}{G} \sim 10^{15} \left(\frac{t}{10^{-23} \text{ s}} \right) g. \quad (1.2)$$

Таким образом, ПЧД могли бы иметь массу $M_{Pl} \sim 10^{-5} g$, если бы они образовались за Планковское время ($t \sim 10^{-43} \text{ s.}$), $1 M_{\odot}$ если бы они образовались в эпоху КХД ($t \sim 10^{-5} \text{ s.}$) и $10^5 M_{\odot}$ если бы они образовались за $t \sim 1 \text{ s.}$ Таким образом, ПЧД могут охватывать широкий диапазон масс и являются единственными, которые могут иметь массу меньше массы Солнца.

Различные механизмы образования и дальнейшая эволюция ПЧД рассмотрены в таких работах, как [5–7].

1.1 ПЧД как скрытая масса

Первичные черные дыры представляют особый интерес для космологии, особенно ПЧД с массой более 10^{15} грамм, которые почти не подвержены излучению Хокинга. Так как скрытая масса до сих пор не объяснена, ведется активный поиск кандидатов на роль скрытой массы. Астрофизические ЧД не могут объяснить всю скрытую массу, так как они образуются из барионов и подчиняются хорошо известному ограничению первичного нуклеосинтеза, согласно которому на барионы приходится не более 5% от критической плотности [8].

Таким образом, интерес к ПЧД связан с тем, что они являются одними из кандидатов на роль скрытой массы, так как были сформированы в эпоху преобладания радиации до первичного нуклеосинтеза, и избегают этого ограничения. Поэтому ПЧД относят к одной из форм небарионной скрытой массы, которая ведет себя как любая другая форма холодной скрытой массы,

даже несмотря на то, что они являются тяжелыми.

Сравнительно недавно были рассмотрены многочисленные ограничения [9] на долю скрытой массы $f(M)$ в ПЧД массой M . Эти ограничения предполагают, что существует только несколько диапазонов масс, где f может быть значительной: небольшой диапазон ($10^{17} - 10^{23}$) г., средний диапазон ($10 - 10^5 M_\odot$) и огромный диапазон ($M > 10^{11} M_\odot$).

Следует подчеркнуть, что неиспаряющиеся ПЧД могут представлять большой космологический интерес, даже если они обеспечивают лишь малую долю скрытой массы. Например, они бы могли сыграть определенную роль в образовании сверхмассивных ЧД в ядрах галактик. Также возможно, что скрытая масса содержит некоторую смесь ПЧД и слабо взаимодействующих массивных частиц Вимпов (WIMP) [10].

2 Образование ПЧД

Условием формирования ПЧД в ранней Вселенной является преобладание энергии гравитации над силами внутреннего давления (т.е. преобладание над внутренней энергией). Если рассмотреть область Вселенной с размером R , то гравитационную энергию можно будет записать в виде $U_g \sim GM^2/R \sim G\rho^2 R^5$, где ρ – плотность среды. Внутреннюю энергию релятивистского вещества можно записать в виде $U_p = pV$, где $p = c^2\rho/3$. Тогда $U_p \sim c^2\rho R^3$. Таким образом, можно записать условие формирования ПЧД:

$$\frac{G\rho R^2}{c^2} > 1. \quad (2.1)$$

2.1 Первичные неоднородности

Этот механизм образования ПЧД основан на коллапсе первичных неоднородностей в горячей плазме и возникает в рамках стандартной космологии Большого взрыва. Рассмотрим область Вселенной радиуса R . Соответствующая гравитационная энергия имеет значение порядка:

$$\Omega \sim -\rho^2 R^5, \quad (2.2)$$

а кинетическая энергия расширения этой области имеет значение порядка:

$$T \sim \rho R^3 \dot{R}^2, \quad (2.3)$$

где ρ – плотность энергии. Во вселенной, в которой доминирует излучение, давление и плотность энергии пропорциональны R^{-4} , так как параметр уравнения состояния $\omega = 1/3$, а само уравнение состояния имеет вид:

$$p = \omega\rho. \quad (2.4)$$

Если плотность вещества достаточно велика, то гравитационные силы могут превзойти кинетическую энергию расширения и силы давления. В результате в такой области Вселенной происходит "остановка" расширения. Для того, чтобы превзойти силы давления, гравитационная энергия должна быть больше внутренней энергии, которая для $p = 1/3\rho$ имеет значения порядка $U \sim \rho R^3$. Таким образом необходимым условием коллапса является:

$$\rho R^2 > \sim 1. \quad (2.5)$$

Недостатком данной модели является то, что спектр масс генерируемых ЧД близок к монохроматическому, то есть данная модель не позволяет объяснить существование ЧД различных масс. Также в рамках данной модели невозможно генерировать кластеры ЧД. По этой причине эта модель также не может объяснить темп слияний ЧД, наблюдаемый LIGO/Virgo [11]. Исторически это самый первый механизм генерации, и он не требует дополнительных предположений за рамками стандартной теории Большого взрыва.

2.2 Коллапс при фазовом переходе квантовой хромодинамики

Одно время считалось, что фазовый переход в квантовой хромодинамике (КХД) в момент времени 10^{-5} с может быть первого порядка. Это означало бы, что кварк-глюонная плазма и адроны могут сосуществовать. Причем космическое расширение будет происходить при постоянной температуре за счет преобразования кварк-глюонной плазмы в адроны. При этом скорость звука убывает, а эффективное давление уменьшается, что существенно снижает порог δ_c для коллапса. Получение ПЧД при фазовых переходах в КХД 1-го порядка впервые было предложено Кроуфордом и Шраммом [12], а затем вновь рассмотрено Джедамзиком [13]. В настоящее время считается маловероятным, что фазовый переход КХД является переходом 1-го порядка, но все же можно ожидать некоторого смягчения в уравнении состояния.

Недавно Бирнс и др. [14] обсудили, как это смягчение может привести

к значительному скачку в массовой функции. Масса ПЧД, формирующейся в эпоху КХД, составляет:

$$M \approx 0.9 \left(\frac{\gamma}{0.2} \right) \left(\frac{g_*}{10} \right)^{-1/2} \left(\frac{\xi}{5} \right)^2 M_\odot, \quad (2.6)$$

где g_* нормировано, а $\xi = M_{Pl}/(k_B T) \approx 5$ – отношение массы протона к температуре фазового перехода КХД. Записанное выражение для массы ПЧД по своему значению близко к массе Чандрасекара. То есть в этом случае фазовый переход КХД приводит к формированию ПЧД, масса которых близка к массам звёзд. Вследствие этого наблюдаемые звёзды и ненаблюдаемые ПЧД имеют схожую массу.

Следует упомянуть, что разработан механизм, который объединяет космологическую инфляцию и конфайнмент кварков для производства ПЧД [15]. В этом сценарии образуются ПЧД, масса которых меньше, чем значение, получаемое по формуле (2.6).

2.3 Коллапс скалярного поля

Суперсимметричные расширения стандартной модели [16; 17] в общем случае предсказывают, что в ранней Вселенной скалярный конденсат может образоваться и фрагментировать на Q -шары, прежде чем распасться. Если Q -шары доминируют в плотности энергии в течение некоторого времени, то относительно большие флуктуации их концентрации могут привести к образованию ПЧД. Подобную роль могут играть и другие скалярные поля, не связанные с суперсимметрией. Для произвольного заряженного скалярного поля этот механизм может приводить к образованию черных дыр во всем диапазоне масс, допускаемом наблюдательными ограничениями, с достаточным избытком для объяснения всей скрытой массы в некоторых диапазонах параметров. В случае суперсимметрии диапазон масс ограничен сверху величиной 10^{23} г.

2.4 Коллапс доменных стенок

Доменная стенка — это нетривиальная полевая конфигурация, связывающая различные вакуумы потенциала [18]. Пример доменной стенки в виде гиперболического тангенса для Хиггсовского поля представлен на рисунке 1. Данный механизм обусловлен фазовыми переходами второго рода. Для его реализации потенциал соответствующего поля должен обладать хотя бы двумя вакуумами одинаковой энергии.

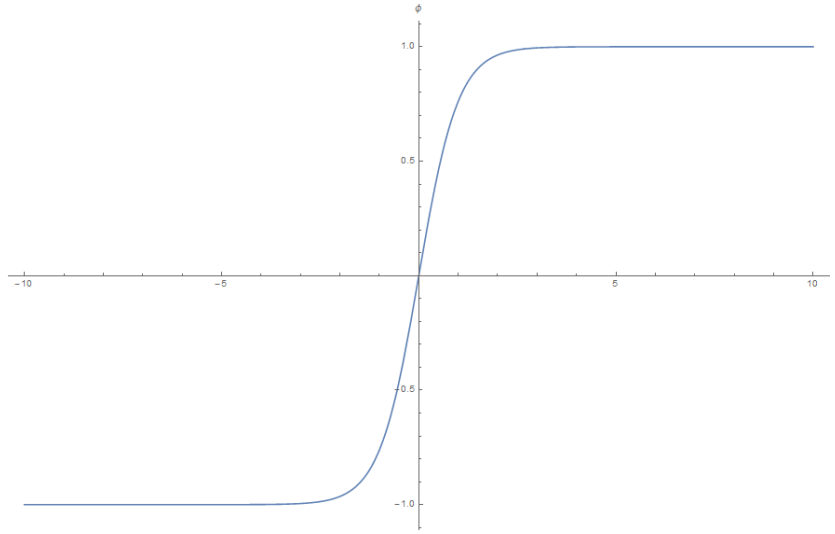


Рисунок 1 — Доменная стенка в виде гиперболического тангенса для Хиггсовского поля.

Идея данного механизма генерации ПЧД заключается в производстве доменных стенок, которые могут коллапсировать в ПЧД после пересечения ими Хаббловского горизонта.

Существует два способа создания доменной стенки. Первый из них основан на спонтанном нарушении симметрии [19]. Второй способ основан на идее квантовых флуктуаций соответствующего поля на стадии космологической инфляции [20].

Качественно рассмотрим первый способ генерации. Спонтанное нарушение симметрии приводит к изменению формы потенциала. После того, как температура падает ниже определенного значения, потенциал приобретает, возможно, несколько минимумов одинаковой энергии. Это может привести к генерации доменных стенок [21]. В 1993 году А. Долгов предложил модель, в которой впервые космологическая инфляция и механизм бариогене-

зиса Аффлика-Дайна были применены к формированию ПЧД, а полученный спектр масс в данной модели дается выражением:

$$\frac{dN}{dM} = \mu^2 \exp \left[-\gamma \ln^2 \frac{M}{M_0} \right], \quad (2.7)$$

где γ это безразмерная константа [22], а $M_0 \sim 10M_\odot$ [23]. Последнее значение было теоретическим предсказанием. На сегодняшний день это единственный спектр масс, который находится в хорошем соответствии с наблюдаемыми массами ЧД.

Качественно рассмотрим второй способ генерации доменных стенок, основанный на квантовых флуктуациях поля на стадии космологической инфляции. В данном случае не происходит нарушения симметрии, однако этот механизм также генерирует доменные стенки.

Предположим, что в начальный момент времени поле находится на вершине потенциала. Во время космологической инфляции из-за большого значения параметра Хаббла классическое движение поля "заморожено". Таким образом, уравнение движения поля на стадии инфляции имеет вид (предполагая изотропию пространства):

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'(\phi) \approx 3H\dot{\phi} + V'(\phi) = 0. \quad (2.8)$$

Классическое движение поля после космологической инфляции приведет к тому, что поле "скатится" в один из минимумов потенциала. Однако, на стадии космологической инфляции имеют место квантовые флуктуации поля, которые впервые рассмотрены в работе Андрея Линде [20]. В этой работе квантовые флуктуации рассмотрены как "блуждания которые подчиняются уравнению Фоккера-Планка. В результате квантовых флуктуаций поле может оказаться в области "скатывания" в альтернативный вакуум потенциала. В результате в одной области пространства поле будет "скатываться" в один вакуум потенциала, а в другой области пространства в альтернативный вакуум, что и приведет к формированию доменной стенки.

Механизм коллапса доменных стенок позволяет получить ПЧД в широком спектре масс, однако этот механизм требует тонкой настройки пара-

метров.

Кратко рассмотрим процесс формирования доменной стенки. Характерный масштаб исчезающих флуктуаций на стадии инфляции это H_{inf}^{-1} . В случае формирования исчезающей флуктуации в момент времени t' на стадии инфляции, по окончании космологической инфляции размер этой флуктуации будет в $e^{N_{\text{inf}} - H_{\text{inf}} t'}$ раз больше. Таким образом, доменная стенка изначально превосходит Хаббловский горизонт по размеру, следовательно доменная стенка как целое изначально не является причинно связанной между своими "частями". В дальнейшем стенка находится в состоянии покоя относительно Хаббловского расширения. Со временем Хаббловский горизонт превосходит по размеру доменную стенку, и она оказывается полностью внутри космологического горизонта. Далее стенка будет стремиться минимизировать свою поверхностную площадь и сжиматься. В конечном итоге, если характерная толщина стенки $d < r_g$, где r_g — радиуса Шварцшильда, соответствующий доменной стенке, то образуется черная дыра. В случае, если $d > r_g$, то черная дыра не образуется, а доменная стенка будет излучать до тех пор, пока не испарится полностью.

3 Ограничения на ПЧД

3.1 Ограничения по испарению

3.2 Ограничения по линзированию

3.3 Динамические ограничения

3.4 Гравитационно-волновые ограничения

4 Свидетельства наблюдения ПЧД

4.1 Линзирование

4.2 Наблюдения LIGO/Virgo

4.3 Кластеры ПЧД

5 ПЧД и частицы скрытой массы

5.1 Решение проблемы точной подстройки ПЧД

6 Заключение

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Banados M., Teitelboim C., Zanelli J.* The Black hole in three-dimensional space-time // *Phys. Rev. Lett.* — 1992. — Vol. 69. — P. 1849–1851. — arXiv: [hep-th/9204099](https://arxiv.org/abs/hep-th/9204099).
2. *Ortín T.* The Schwarzschild Black Hole // *Gravity and Strings*. — 2nd ed. — Cambridge University Press, 2015. — P. 291–317. — (Cambridge Monographs on Mathematical Physics).
3. *Zel'dovich Y. B., Novikov I. D.* The Hypothesis of Cores Retarded during Expansion and the Hot Cosmological Model // *Soviet Astron. AJ* (Engl. Transl.), — 1967. — Vol. 10. — P. 602.
4. *Hawking S.* Black hole explosions? // *Nature*. — 1974. — Mar. — No. 24. — P. 30–31. — URL: <https://doi.org/10.1038/248030a0>.
5. *Khlopov M. Y.* Primordial black holes // *Research in Astronomy and Astrophysics*. — 2010. — May. — Vol. 10, no. 6. — P. 495–528. — URL: <https://doi.org/10.1088%2F1674-4527%2F10%2F6%2F001>.
6. *Carr B., Kuhnel F.* Primordial black holes as dark matter candidates // *SciPost Phys. Lect. Notes*. — 2022. — Vol. 48. — P. 1. — arXiv: [2110.02821](https://arxiv.org/abs/2110.02821) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/2110.02821)].
7. *Krasnov M. A., Nikulin V. V.* Mechanisms of Producing Primordial Black Holes and Their Evolution // *Particles*. — 2023. — Vol. 6, no. 2. — P. 580–594. — ISSN 2571-712X. — URL: <https://www.mdpi.com/2571-712X/6/2/33>.
8. *Cybert R. H., Fields B. D., Olive K. A.* Primordial nucleosynthesis in light of WMAP // *Physics Letters B*. — 2003. — Vol. 567, no. 3. — P. 227–234. — ISSN 0370-2693. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026930300916X>.
9. *Carr B.* [et al.]. Constraints on primordial black holes // *Reports on Progress in Physics*. — 2021. — Dec. — Vol. 84, no. 11. — P. 116902. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6633/ac1e31>.

10. *Pospelov M., Ritz A., Voloshin M. B.* Secluded WIMP Dark Matter // Phys. Lett. B. — 2008. — Vol. 662. — P. 53–61. — arXiv: [0711.4866 \[hep-ph\]](#).
11. *Abbott B. P.* [et al.]. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Vol. 116, no. 6. — P. 061102. — arXiv: [1602.03837 \[gr-qc\]](#).
12. *Crawford M., Schramm D. N.* Spontaneous generation of density perturbations in the early Universe // Nature. — 1982. — Vol. 298. — P. 538–540.
13. *Jedamzik K.* Primordial black hole formation during the QCD epoch // Phys. Rev. D. — 1997. — Vol. 55. — P. 5871–5875. — arXiv: [astro-ph/9605152](#).
14. *Byrnes C. T.* [et al.]. Primordial black holes with an accurate QCD equation of state // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2018. — Aug. — Vol. 2018, no. 08. — P. 041. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2018/08/041>.
15. *Dvali G., Kühnel F., Zantedeschi M.* Primordial black holes from confinement // Physical Review D. — 2021. — Dec. — Vol. 104, no. 12. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.123507>.
16. *Cotner E., Kusenko A.* Primordial Black Holes from Supersymmetry in the Early Universe // Physical Review Letters. — 2017. — July. — Vol. 119, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.031103>.
17. *Cotner E., Kusenko A.* Primordial black holes from scalar field evolution in the early universe // Physical Review D. — 2017. — Nov. — Vol. 96, no. 10. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.103002>.
18. *Vilenkin A.* Gravitational Field of Vacuum Domain Walls // Phys. Lett. B. — 1983. — Vol. 133. — P. 177–179.
19. *Higgs P. W.* Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons // Phys. Rev. Lett. / ed. by J. C. Taylor. — 1964. — Vol. 13. — P. 508–509.

- 20. *Linde A. D.* Scalar Field Fluctuations in Expanding Universe and the New Inflationary Universe Scenario // Phys. Lett. B. — 1982. — Vol. 116. — P. 335–339.
- 21. *Rubin S. G., Khlopov M. Y., Sakharov A. S.* Primordial black holes from nonequilibrium second order phase transition // Grav. Cosmol. / ed. by M. Y. Khlopov, M. E. Prokhorov, A. A. Starobinsky. — 2000. — Vol. 6. — P. 51–58. — arXiv: [hep-ph/0005271](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0005271).
- 22. *Dolgov A., Postnov K.* Why the mean mass of primordial black hole distribution is close to $10M_{\odot}$ // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2020. — July. — Vol. 2020, no. 07. — P. 063. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2020/07/063>.
- 23. *Dolgov A. D.* Massive and supermassive black holes in the contemporary and early Universe and problems in cosmology and astrophysics // Physics-Uspekhi. — 2018. — Feb. — Vol. 61, no. 2. — P. 115. — URL: <https://dx.doi.org/10.3367/UFNe.2017.06.038153>.