

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

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
**ЭФФЕКТЫ ДОМИНАНТНОСТИ ПЕРВИЧНЫХ
ЧЕРНЫХ ДЫР, ИСПАРЯЮЩИХСЯ В ОЧЕНЬ
РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ**

Научный руководитель

д.ф. - м.н., проф.

_____ М. Ю. Хлопов

Студент

_____ Д. Е. Полянский

Москва 2023

Содержание

1	Введение	3
2	Фазовые переходы первого рода как источник ПЧД в ранней вселенной	3
2.1	Образование ПЧД от столкновений пузырей вакуума в фазовых переходах первого рода	3
2.2	Доминирование ПЧД, образованных в конце инфляционной стадии	4
2.3	Стабильные остатки испарения ПЧД	5
3	Образование частиц при испарении ПЧД	6
4	Заключение	7
	Список литературы	8

1 Введение

Чёрная дыра (ЧД) - объект с массой M , помещённый внутрь гравитационного радиуса (или радиуса Шварцшильда)

$$r_g = \frac{2GM}{c^2}. \quad (1)$$

В современной Вселенной ЧД рассматриваются как конечная стадия эволюции звёзд с массами более трёх солнечных. Это накладывает нижнее ограничение на массу ЧД. Однако Я.Б. Зельдович и И.Д. Новиков предположили существование ЧД, образовавшихся в результате неоднородности ранней Вселенной. Такие чёрные дыры называются первичными (ПЧД). Они могут иметь любую массу, превышающую планковскую.

В прошлом семестре были рассмотрены различные механизмы образования ПЧД и возможность их испарения. Ниже представлены более подробные результаты, связанные с образованием ПЧД в фазовых переходах первого рода, возможностью образования стабильных остатков, а также процесс образования частиц при испарении ПЧД.

2 Фазовые переходы первого рода как источник ПЧД в ранней вселенной

2.1 Образование ПЧД от столкновений пузырей вакуума в фазовых переходах первого рода

Во время фазового перехода первого рода, столкновение стенок двух пузырей может приводить к образованию ПЧД. Самое простое описание данного процесса предполагает скалярное поле с двумя невырожденными состояниями вакуума. Истинный вакуум - состояние с меньшей энергией, ложный вакуум - состояние с большей энергией.

Ложный вакуум, благодаря квантовым эффектам, может распасться. Образуется пузырь истинного вакуума и дополнительная энергия, которая переходит в кинетическую энергию стенок пузыря.

Процесс подробнее был рассмотрен в предыдущем семестре или в [1].

Взяв радиус обоих пузырей b' в системе координат, где они образовались одновременно, можно оценить максимальный их размер

$$D_{\max} \approx 2b', \quad (2)$$

и выразить массу образованного мешка

$$M = \frac{4\pi}{3}(b')^3\rho_V, \quad (3)$$

ρ_V - разница энергий истинного и ложного вакуума в единице объёма.

Рассмотрим модель с лагранжианом [2]

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \Phi)^2 - \frac{\lambda}{8}(\Phi^2 - \Phi_0^2)^2 + \varepsilon \Phi_0^3(\Phi + \Phi_0), \quad (4)$$

и оценим

$$\Delta \sim D_{\min} < r_g < 2GM, \quad (5)$$

$c = 1$, $\Delta = 2(\sqrt{\lambda}\Phi_0)^{-1}$ - толщина стенки, выраженная через параметры лагранжиана.

Из (3),(5) можно получить ограничение на массу мешка и параметра лагранжиана λ для возможности образования ПЧД в фазовом переходе первого рода

$$M > (\sqrt{\lambda}G\Phi_0)^{-1} \quad (6)$$

$$\lambda > \left(\frac{\Phi_0}{m_{\text{Pl}}}\right)^2. \quad (7)$$

Далее, рассмотрев распределение по скоростям и массам полученных ПЧД и проведя численное интегрирование, можно получить значение безразмерной массы (параметра распределения): $\mu = 0.32$ [2]. Это позволяет соотнести среднюю массу ПЧД и объем, содержащий её, в момент фазового перехода:

$$\langle M_{\text{РВН}} \rangle = 0.25\mu^3 \rho_V \langle V_{\text{РВН}} \rangle \approx 0.012 \rho_V \langle V_{\text{РВН}} \rangle \quad (8)$$

2.2 Доминирование ПЧД, образованных в конце инфляционной стадии

Во многих инфляционных моделях период инфляции заканчивается фазовым переходом первого рода. В таком переходе, при столкновении пузырей вакуума, образуются ПЧД с вероятностью порядка 1. (Процесс образования рассмотрен в 2.1)

Масса таких ПЧД

$$M_0 = \gamma_1 M_n,$$

M_n - масса пузыря в момент столкновения, $\gamma_1 < 10^{-2}$.

Если размер пузырей сравним с эффективным хаббловским радиусом, в котором в конце инфляции сосредоточена масса M_{end} , то

$$M_0 = \gamma_1 M_{\text{end}}. \quad (9)$$

Можно переписать в виде [3]

$$M_0 = \frac{\gamma_1}{2} \frac{m_{\text{Pl}}^2}{H_{\text{end}}}, \quad (10)$$

где H_{end} - постоянная Хаббла в конце инфляции. Введём долю общей плотности, содержащейся в форме ПЧД в момент их образования

$$\beta_0 = \gamma_1 e^{-1}, \quad (11)$$

e^{-1} - численный фактор подавления.

На РД-стадии относительный вклад ПЧД в полную космологическую плотность растёт как масштабный фактор $\alpha \sim a(t)$, который, в свою очередь, пропорционален \sqrt{t} . Тогда, взяв $t_{\text{end}} \approx \frac{1}{H_{\text{end}}}$, получим, что к моменту

$$t_1 \approx (\beta_0^2 H_{\text{end}})^{-1} \quad (12)$$

более половины полной плотности приходится на ПЧД. ($\alpha \sim 1$) Т.е. t_1 - время начала стадии доминирования ПЧД. Она продлится вплоть до момента их полного испарения

$$t_2 = \frac{1}{g} \left(\frac{M_0}{m_{\text{Pl}}} \right)^3 t_{\text{Pl}}. \quad (13)$$

Произведём оценку на время испарения и массу при условии того, что 1% от энергии пузыря пошёл на образование ПЧД ($\gamma_1 = 0.01$). Взяв $H_{\text{end}} \approx 4 \cdot 10^{-6} m_{\text{Pl}}$, и используя (10) (11), получаем

$$M \approx 0.4 \text{ г}. \quad (14)$$

Теперь по (13) оценим момент окончания доминирования ПЧД

$$t_e \approx 10^{-28} \text{ с}. \quad (15)$$

2.3 Стабильные остатки испарения ПЧД

Испарение ПЧД может привести к различным конечным состояниям. Обычно предполагается, что испарение продолжается до тех пор, пока ПЧД полностью не исчезнет, но можно предположить, что при испарении ПЧД остается стабильный остаток. Возьмём его массу

$$m_{\text{rel}} = k m_{\text{Pl}}, \quad (16)$$

считая, что $k \cong 1 \div 10^3$.

Можем оценить долю общей плотности Вселенной, приходящейся на остатки ПЧД, образованных в фазовых переходах первого рода после инфляции. Считая, что на РД-стадии $\alpha \sim a(t) \sim \sqrt{t}$, получаем:

$$\alpha_{\text{rel}} = k \left(\frac{m_{\text{Pl}}}{M_0} \right) \left(\frac{t_{\text{eq}}}{t_2} \right)^{1/2}, \quad (17)$$

где $t_{\text{eq}} = 47 \cdot 10^3$ лет - время начала современной МД-стадии. При $t < t_{\text{eq}}$ должно выполняться $\alpha_{\text{rel}} < 1$. Подставив (10), (13), (17), перепишем это условие в виде

$$\frac{H_{\text{end}}}{m_{\text{Pl}}} < \frac{0.6\gamma_1}{k^{2/5}g^{1/5}} \left(\frac{t_{\text{Pl}}}{t_{\text{eq}}} \right)^{1/5} \leq 5 \cdot 10^{-12} \gamma_1. \quad (18)$$

Но, с другой стороны, существует ограничение на долю общей плотности, приходящейся на ПЧД в момент их образования [1]

$$\beta(M) < 10^{-8} \left(\frac{10^{11}\text{г}}{M} \right). \quad (19)$$

Из (19) можно видеть, что ПЧД с массами $M < 10^3$ г могут быть доминирующей частью космологической плотности в момент их образования. Тогда можно сделать предположение о том, что почти вся наблюдаемая энтропия Вселенной обусловлена испарением этих ПЧД. Воспользовавшись (10), получим нижнюю оценку на энергетический масштаб инфляции

$$\frac{H_{\text{end}}}{m_{\text{Pl}}} > 10^{-9} \gamma_1. \quad (20)$$

Условия (18) и (20) противоречат друг другу. Можно сделать вывод о том, что предположение о наличии стабильных остатков испарения ПЧД несовместимо с теорией образования ПЧД в фазовых переходах первого рода в конце инфляции.

3 Образование частиц при испарении ПЧД

Испарение ПЧД, открытое С.Хокингом, вводит множество новых эффектов. Например, ПЧД становятся источниками частиц, излучая как чёрное тело с температурой

$$T_{\text{eva}}(M) = \frac{1}{8\pi GM} \approx 10^{13} \left(\frac{1\text{г}}{M} \right) \text{ ГэВ}. \quad (21)$$

Тогда любая частица с массой $m < T_{\text{eva}}$ может быть создана гравитационным полем испаряющейся черной дыры независимо от её параметров. Это обеспечивает механизм для обильного образования сверхслабо взаимодействующих частиц.

Ограничение на относительный вклад ПЧД в полную космологическую плотность в период их испарения $\alpha(M) = \frac{\rho_{\text{ПЧД}}}{\rho_{\text{tot}}}$ создаёт ограничения на относительный вклад ПЧД в период их образования $\beta(M)$. Например, если они образуются и испаряются на РД-стадии, то ограничение на $\beta(M)$ можно задать как [4]

$$\beta(M) = \alpha(M) \frac{m_{\text{Pl}}}{M}. \quad (22)$$

Видно, что даже нестрогие ограничения на $\alpha(M)$ сильно ограничивают $\beta(M)$.

Если испарение ПЧД приводит к образованию стабильного гравитино [5], то этот факт позволяет нам отследить существование ПЧД, испаряющихся в очень ранней Вселенной. Таким образом, если инфляционная стадия заканчивается фазовым переходом первого рода, то испарение ПЧД массой 1 г приводит к образованию гравитино с массой $m = \frac{10^{13}}{g}$ ГэВ, где $g \sim 10^2$ -число испущенных гравитино.

Взяв на относительный вклад ПЧД в полную космологическую плотность в период их образования $\beta_0 \geq 10^{-3}$, оценим вклад гравитино в полную космологическую плотность

$$\frac{\rho_g}{\rho_{\text{tot}}} \sim \frac{\beta_0}{g} \geq 10^{-5}. \quad (23)$$

Из этих расчётов видно, что стабильное сверхтяжелое гравитино может начать доминировать на РД-стадии, но это противоречит наблюдениям. Следовательно, нужно корректировать нынешнюю модель или рассматривать другие сценарии.

4 Заключение

В данной работе рассмотрен механизм образования ПЧД в фазовых переходах первого рода, оценены время начала и окончания стадии доминирования таких ПЧД. Получен результат, противоречащий теории возникновения стабильных остатков испарения. В последней части работы рассмотрен процесс образования частиц при испарении ПЧД, в частности, гравитино. Получены результаты, расходящиеся с наблюдаемыми данными.

Список литературы

- [1] М.Ю.Хлопов, *Основы космомикрoфизики*, ЕДИТОРИАЛ УРСС (2004).
- [2] M.Y. Khlopov, *Primordial black holes, Research in Astronomy and Astrophysics* **10** (2010) 495.
- [3] M.Y. Khlopov, R.V. Konoplich, S.G. Rubin and A.S. Sakharov, *First order phase transitions as a source of black holes in the early universe*, 1999.
- [4] M. Khlopov, *What comes after the Standard Model?*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **116** (2021) 103824.
- [5] S.V. Ketov and M.Y. Khlopov, *Cosmological Probes of Supersymmetric Field Theory Models at Superhigh Energy Scales*, *Symmetry* **11** (2019) 511.