### Министерство образования и науки Российской Федерации

### НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ

### УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

### КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

### ЖЕРЕБЦОВА ЕЛИЗАВЕТА СЕРГЕЕВНА

### ПЕРВИЧНЫЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

### Реферат по курсу

### «Космомикрофизика»

### Москва 2017

### Содержание

###  Введение

### Общие сведения о черных дырах

### Проблемы образования первичных черных дыр

### Подходы к определению верхних пределов на спектр масс PBH

### Механизмы формирования ПЧД

### Петли космических нитей

### Столкновения стенок пузырей

### Прямое образование ПЧД на пылевых стадиях

### PBH от неравновесного фазового перехода второго порядка

1. Первичные черные дыры и нуклеосинтез r-процесса

### Заключение

### Список литературы

### Введение

На очень ранних стадиях расширения Вселенной образовывались первичные черные дыры (PBH). Действительно, сейчас Вселенная однородна и изотропна на масштабах порядка космологического горизонта. В то же время, Вселенная имеет хорошо развитую структуру на масштабе галактик и меньших образований. Галактики могут образовываться при росте малых неоднородностей вследствие гравитационной неустойчивости. В таком случае теория требует существования малых, но конечных возмущений фридмановской метрики с амплитудами, содержащими примерно то же число барионов, что и современные галактики, в начале расширения Вселенной вблизи космологической сингулярности. Амплитуда возмущений на меньших масштабах будет еще большей. На том масштабе, где амплитуда возмущений была порядка единицы, мог иметь место гравитационный коллапс первичной материи, когда космологический горизонт оказывался порядка масштаба возмущений. Именно таким образом могли быть образованы первичные черные дыры с массами от массы Планка и выше.

В 1966 г. Зельдовичем и Новиковым и в 1971 г. Хокингом была отмечена возможность образования первичных черных дыр. Первичные черные дыры стали предметом значительного интереса с тех пор как Хокингом (1974, 1975а) было открыто квантовое испарение черных дыр малой массы, поскольку только первичные черные дыры могут обладать такими малыми массами. Процесс Хокинга является существенным для физики ранних стадий расширения Вселенной с одной стороны и как возможный путь регистрации первичных черных дыр во Вселенной с другой стороны. В этой статье обсуждается проблема образования PBH и аккреции материи на них на ранних стадиях эволюции Вселенной, а также связанный с этим процесс роста их масс; особое внимание будет уделяться ограничениям на возможное число первичных черных дыр различных масс, следующим из астрофизических наблюдений [1].

 2. Общие сведения о черных дырах

Черные дыры с широким диапазоном масс могли образоваться в ранней Вселенной в результате большого сжатия, причиной которого был Большой взрыв. Сравнение космологической плотности за время t после Большого Взрыва с плотностью, связанной с черной дырой массы M, показывает, что ПЧД способны упорядочить массу горизонтачастиц в их эпоху формирования:

$$M\_{H}\left(t\right)≈\frac{c^{3}t}{G}≈10^{15}\left(\frac{t}{10^{-23}s}\right)g \left(1\right)$$

Таким образом, ПЧД могли бы охватывать огромный диапазон масс: те, которые были сформированы в планковское время ($10^{-43}$с), имели бы планковскую массу ($10^{-5}$г), тогда как те, которые образовались через 1 с было бы столь же большими, как $10^{5}М\_{ʘ}$, что сравнимо с массой дыр, которые, как считается, находятся в галактических ядрах. Напротив, массы черных дыр, образующихся в нынешнюю эпоху превышают значение $1М\_{ʘ}$. Малые размеры ПЧД стали одной из причин изучение их квантовых свойств Хокингом. Это привело к его знаменитому открытию [71], что черные дыры испускают тепловое излучениепри температуре:

$$T=\frac{ℏc^{3}}{8πGMk}≈10^{-7}\left(\frac{M}{M\_{ʘ}}\right)^{-1}К,\left(2\right)$$

поэтому они испаряются в течение времени:

$$τ\left(M\right)≈\frac{ℏc^{4}}{G^{2}M^{3}}≈10^{64}\left(\frac{M}{M\_{ʘ}}\right)^{3}y.\left(3\right)$$

Только черные дыры размером менее $10^{15}$г испарялись в настоящую эпоху, поэтому из (1) следует, что этот эффект может иметь значение для черных дыр, образовавшихся до $10^{-23}$с. , но некоторые механизмы делают возможным образование PBH позже с массой, меньшей массы в горизонте в период образования PBH. Результат Хокинга был огромным концептуальным достижением, поскольку он связывал три ранее несопоставимые области физики - квантовую теорию, общую теорию относительности и термодинамику. Поскольку, ПЧД с массой $10^{15}$ г будут производить фотоны с энергией порядка 100 МэВ в настоящую эпоху, наблюдательный предел интенсивности фона γ-лучей при 100 МэВ сразу же подразумевает, что их плотность не может превышать $10^{-8}$ раз критическую плотность [2]**.**

### 3. Проблемы образования первичных черных дыр

Здесь основными являются две следующие проблемы:

1. Каковы отклонения от космологической модели Фридмана в начале расширения, ведущие к образованию ПЧД?
2. Как происходит аккреция окружающей материи на уже образовавшуюся первичную черную дыру?

Обе проблемы были сформулированы и проанализированы в первых статьях по ПЧД (Зельдович, Новиков, 1966, 1967). Оказалось, что только численные расчеты могут дать исчерпывающий ответ на оба вопроса.

Гидродинамическая картина образования PBH и последующей аккреции нестационарного газа при простейшем предположении о сферической симметрии рассматриваемого процесса была получена после вычислений в 1977-1978 годы [4].

Во Вселенной с уравнением состояния

p=γε (4),

где численный фактор находится в диапазоне 0<γ<1, вероятность образовать черную дыру из возмущения внутри космологического горизонта равна [3]

$$W\_{ПЧД}≈exp\left\{-\frac{γ^{2}}{2 \left〈δ^{2}\right〉}\right\} \left(5\right).$$

Зависимость процесса образования ПЧД от амплитуды отклонения от плоской модели Фридмана вблизи сингулярности (начала расширения) и от профиля этого отклонения (в случае сферической симметрии) также обсуждается в этой работе. Возмущение метрики вблизи сингулярности рассматривается как сферическая область с сопутствующим 3-пространством постоянной положительной кривизны, то есть, возмущенная область соответствует некоторой части замкнутой модели Фридмана. Амплитуда отклонения может быть характеризована числом, измеряющим вырезанную долю замкнутого пространства положительной кривизны. Эта часть замкнутой Вселенной сшивается с плоской моделью Фридмана через переходную область. Ширина последней, согласно нашим расчетам, является вторым важным параметром задачи.

Предполагается также, что вне возмущенной области решение точно совпадает с плоской моделью Фридмана. Следовательно, возмущение таково, что полная масса вещества внутри возмущенной области в точности такая же какой она бы была в этой области в случае невозмущенной модели Фридмана.

Метрика пространства-времени дается формулой

$$ds^{2}=c^{2}e^{σ}dt^{2}-e^{w}dR^{2}-r^{2}\left(dθ^{2}+sin^{2}θdφ^{2}\right) \left(6\right)$$

Выбрана сопутствующая система координат, *R* -- лагранжев радиус частиц. Уравнение состояния материи *P*=*ε*/3. Невозмущенная метрика описывается следующей формулой

$$ds^{2}=c^{2}dt^{2}-a\left(t\right)\left[dR^{2}+R^{2}\left(dθ^{2}+sin^{2}θdφ^{2}\right)\right] \left(7\right)$$

Отклонения от этой формулы характеризуют возмущения метрики. Вблизи сингулярности в возмущенной области мы полагаем метрику следующей:

$$ds^{2}=c^{2}dt^{2}-a\left(t\right)\left[dR^{2}+R^{2}\left(dθ^{2}+sin^{2}θdφ^{2}\right)\right] \left(8\right)$$

Следовательно, амплитуда возмущения может быть описана с помощью *R*1 -- величины *R* на границе возмущенной области 3-пространства постоянной положительной кривизны (см. Рис. 1). Далее, переходная область простирается в интервале

R1<R<R2,   R2−R1=Δ (9)

где решение постепенно сшивается с внешней невозмущенной областью. Развитие процесса существенно зависит от ширины переходной области. Действительно, если Δ достаточно мало, при возрастании возмущений плотности *δ**ρ* развиваются большие градиенты давленийи бурные гидродинамические явления. Если Δ велико, то градиенты давлений малы.

На Рис.(2-4) показаны результаты вычислений (1978).

Если возмущения метрики малы (малое *R*1=0.75*R**m**a**x*, где *R**m**a**x*=*π*/2, Рис.2), первоначальное возмущение плотности превращается в звуковую волну, распространяющуюся к бесконечности, и черной дыры не образуется. Для больших *R*1=0.80*R**m**a**x*возмущения плотности велики, но первичные черные дыры все же не образуются, возмущение распространяется в виде волнового пакета.

Для *R*1=0.9*R**m**a**x*, Δ=0.5*R*1 (Рис.2,3) образуется ПЧД. На Рис.5 изображена кривая, показывающая при каких *R*1 и Δ образуется первичная черная дыра, а при каких -- нет, а первоначальные возмущения становятся звуковыми волнами. Можно сделать следующие выводы. ПЧД могут возникнуть на РД-стадиитолько при очень больших отклонениях от модели Фридмана, соответствующих

*R*1≈0.85−0.9*R**m**a**x*. (10)

Ширина переходной области оказывает сильное влияние на образование ПЧД. Чем уже Δ, тем больше роль градиентов давления, препятствующих образованию ПЧД. До того, как были выполнены расчеты, делались попытки оценить, какова роль давленияпри образовании ПЧД при помощи автомодельных решений. Было сделано предположение, что давление может вносить вклад в аккрецию газа на PBH в процессе их образования и существенно увеличивать их массы. Carr и Hawking (1974) показали, что не существует автомодельного решения, приводящего к катастрофической аккреции материи на ПЧД, когда ее размер растет столь же быстро как космологический горизонт. Расчеты показывают, что в действительности давление сильно препятствует образованию ПЧД, делая их массы меньше, чем они могли бы быть при том же начальном возмущении, но без давления *P*=0.

Действительно, вблизи сингулярности в пределах пространственного сечения *t*=*c**o**n**s**t* плотность энергии в возмущенной области *R*<*R*1 выше, чем вдали от центра в плоской модели Фридмана, и направленный вовне градиент давления при *R*1 стремится отбросить материю прочь. В переходной области Δ плотность *ρ* минимальна, и на внешней границе области *R*2 направленный внутрь градиент давления порождает аккрецию.

Однако этот эффект менее значим для образования ПЧД, чем вышеупомянутый градиент при *R*1, который приводит к истечению материи из возмущенной области. В результате масса ПЧД, которая в действительности образуется, составляет лишь 0.2−0.3 от ПЧД, которая образовалась бы при полном отсутствии истечения, то есть, в случае *P*=0. Надо подчеркнуть, что размер ПЧД сразу после ее образования намного меньше космологического горизонта.

Когда образуется ПЧД, ее масса составляет около 0.01−0.06 от массы, захваченной сферой с радиусом, равным космологическому горизонту. При таких условиях аккреция на ПЧД замедлена и лишь слегка увеличивает массу ПЧД при последующей эволюции. Расчеты это ясно показывают. Это заключение было доказано для автомодельных решений (Carr, Hawking, 1974).





Многие другие интересные гидродинамические явления возникают в ходе образования ПЧД. Например, если принять переходную область очень узкой, тогда возникают ударные волны. В случае низкого давления приливные взаимодействия разрушают сферическую симметрию и предотвращают образование ПЧД для малых возмущений.

**[May be it is better to put here all other possible mechanisms of PBH formation and then discuss observational constraints]**

### 4. Подходы к определению верхних пределов на спектр масс PBH

Другой подход к проблеме первичных черных дыр состоит в определении верхних пределов для спектра масс ПЧД на основе различных наблюдательных данных или космологических следствий их существования. Спектр масс ПЧД представляет большой интерес не только сам по себе, он также однозначно связан с первоначальным спектром адиабатических возмущений при *t*=*t**p**l*, где *t**p**l*≈10−43 с. Каким путем могут быть открыты первичные черные дыры? Те, которые имеют массы *M*>1015 г, образовавшись,не подверглись существенным изменениям к моменту настоящего этапа развития Вселенной. Их потеря массы, вызванная квантовыми эффектами, мала, а рост массы благодаря аккреции вряд ли может быть существенным, как было показано выше [4].

Такие ПЧД могут быть открыты только благодаря их гравитационному притяжению. В настоящее время вклад ПЧД в полную космологическую плотность энергии составляет 0.25 от значения критической плотности, *ρ**c**r**i**t*≈5\*$10^{-30}гсм^{-3}$ (*H*/50 км с−1 Мпс−1)2. Как было впервые показано Зельдовичем и Новиковым (1966), это условие налагает очень сильное ограничение на *ε**P**B**H* в момент их образования. Этот момент *T*0 зависит от массы ПЧД.

Если уравнение состояния в течение эпохи образования первичных чёрных дыр есть p = гс, где 0 < г < 1 (г = 1/3 для радиационно-доминированной стадии), то для того, чтобы происходил коллапс при наличии такого давления, размеры области с повышенной плотностью должны превышать длину Джинса, которая в г 1/2 меньше, чем размер космологического горизонта. Эта оценка означает, что флуктуация плотности должна превосходить величину г на горизонте этой эпохи. Массовую долю ПЧД можно охарактеризовать величиной отношения плотности массы ПЧД к полной плотности массы B. Данное отношение зависит от времени. Пусть Bi - значение отношения B момент образования ПЧД. Если флуктуации вещества имеют гауссово распределение и являются сферически симметричными, то часть областей массы M, которая коллапсирует, описывается формулой:

$$β\_{i}\~ϵ\left(M\right)exp\left\{-\frac{γ^{2}}{2\left[ϵ(M)\right]^{2}}\right\} (11)$$

где е(M) есть амплитуда флуктуации, когда масса материи внутри горизонта есть M. Два важных следствия непосредственно вытекают из этого результата: 1) первичные чёрные дыры образовывались бы более эффективно, если бы уравнение состояния было более мягким, г << 1, например, в течение фазового перехода во Вселенной; 2) спектр масс ПЧД может быть плоским, только если е(М) является почти постоянной величиной, что означает масштабную инвариантность спектра флуктуации.

Будем характеризовать спектр ПЧД в момент их образования величиной *β*(*M*)=(*ε**P**B**H*/*ε**m*)*t*=*t*0, где *ε**P**B**H*(*M*) -- плотность энергии ПЧД с типичными массами отдельной ПЧД порядка *M*, *ε**m* - полная плотность энергии излучения и вещества для Ω=1 (если *β*(*M*)≪1), то *ε**m*∼1/*G**t*2). Здесь мы предполагаем, что основная часть ПЧД сконцентрирована вблизи одного значения массы *M*. В случае широкого спектра ПЧД его амплитуда должна характеризоваться производной *d**β*/*d**M*.

Величина *β*(*M*) представляет всю ту долю материи, которая коллапсировала в первичные черные дыры, имевшие массу *M* в момент их образования. Сплошная кривая на Рис.6 представляет верхний предел на *β*(*M*) для случая Ω*m*=0.1. Верхний предел на *β*(*M*) в интервале 1016 g<*M*<1048 г следует из приведенного выше аргумента (Зельдович, Новиков, 1966) и дается неравенством *β*(*M*)≲10−25*M*1/2 г. Для *M*>1015*M*⊙≈1048 г верхний предел на *β*(*M*) и *ε**P**B**H* может быть существенно улучшен на основе отсутствия 24-часовой крупномасштабной анизотропии в реликтовом фоновом излучении.

Другие способы установить верхний предел на *β* для *M*>1015 г обсуждаются в работе (Carr, 1975), но они не слишком сильно изменяют полученные выше результаты. Ситуация резко меняется в случае ПЧД с массами меньше чем 1015 г, так как, в результате эффекта испарения черных дыр, открытого Хокингом (1975), такие ПЧД уже испарились к настоящему времени. При испарении ПЧД испускают частицы и античастицы с характерными энергиями *E*≈4−6 *T**B**H*, где *T**B**H*=ℏ*c*3/8*π**G**M*≈1013/*M*(г) ГэВ (для шварцшильдовской черной дыры). Время жизни ПЧД *t*1 зависит от ее массы и имеет порядок 10−27 *M*3(г) с.

Верхние пределы на *ε**P**B**H*(*M*) с массами *M*∼1014−1015 г, испаряющиеся после рекомбинации, были получены в работах Chapline, Hawking, Carr. Наиболее сильное ограничение было получено для PBH с массами *M*∼1015 г из наблюдений *γ*-излучения (в предположении, что отсутствует образование кластеров ПЧД в галактических гало). Полная плотность *γ*-излучения, испущенного этими ПЧД не должна превышать наблюдаемой плотности *γ*-излучения космического фона. Этот предел составлял *α*(1015 г)≲10−8, *β*(1015 г)≲10−25. Автор подчеркивает, что коллективные взаимодействия



электронов и позитронов, испущенных при конечном взрыве ПЧД, с межзвездным магнитным полем могут генерировать мгновенную вспышку в диапазоне радиоволн (см. также детальные расчеты этого процесса в работе Blanford).

Однако в настоящее время этот механизм может быть использован для улучшения вышеупомянутого предела только при дополнительных предположениях об образовании кластеров ПЧД в гало галактик и о значении межзвездного магнитного поля в окрестности ПЧД. Кроме того, сильное ограничение на спектр ПЧД в области масс 1013 г<*M*<1014 г следует из рассмотрения влияния высокотемпературного излучения ПЧД на кинетику рекомбинации (Насельский).

ПЧД в диапазоне масс 1011 г <*M*<1013 г испаряются до рекомбинации, но испущенное излучение не достигает состояния равновесного распределения, поскольку плотности чисел барионов и электронов малы и тормозное излучение не может дать достаточного числа фотонов в области спектра Рэлея-Джинса. Таким образом, испущенные фотоны должны искажать спектр фонового излучения.

Сравнение с наблюдаемым спектром фонового электромагнитного излучения показывает, что в обсуждаемой области масс *α*(*M*)<10−2−1, *β*(*M*)*M*/*M**p**l*<10−2−1 (Зельдович, Старобинский, 1976). Некоторые ограничения сверху на *ε**P**B**H* в области масс 109 г <*M*<1012 г могут быть получены, если принять во внимание влияние испущенных ПЧД адронов высоких энергий (Зельдович и др., 1977) и нейтрино (Вайнер и Насельский, 1977) на нуклеосинтез гелия (Зельдович и др., 1977; Вайнер и Насельский, 1977) и дейтерия (Зельдович и др., 1977) в ранней Вселенной. Нетрудно проверить, что в принятой модели с ограниченным числом истинно элементарных частиц взаимодействие между частицами, испущенными единичной черной дырой достаточно малой массы несущественно, даже если эти частицы являются адронами. Действительно, если *T**B**H*≫*m**p* (или массы кварка), все испускаемые частицы являются ультрарелятивистскими.

С другой стороны, частицы могут излучаться только одна за другой при характеристических интервалах Δ*t*=*δ*−1*r**g*/*c* при *δ* около (2−4)10−2, если основную долю излученных частиц составляют адроны и число элементарных адронов примерно 10-20. Из-за дискретности процесса излучения в момент рождения частица эффективно окружена вакуумной полостью размера около *δ*−1*r**g* и при *r*>*δ*−1*r**g* плотность числа ранее испущенных частиц есть *n*(*r*)≈*δ**r*−1*g**r*−2(4*π*)−1. Внутренняя граница полости расширяется с ультрарелятивистской скоростью. Принимая во внимание, что относительные скорости частиц в системе покоя ПЧД малы (порядка *c**m*2*p*/*E*2, где *E* - характеристическая энергия частиц, *E*∼(4−6)*T**B**H*≫*m**p*) и предполагая сечение сильного взаимодействия близким к (ℏ/*m**π**c*)2, можно вычислить число столкновений любой испущенной частицы со всеми остальными частицами, излученными той же самой черной дырой.

Оно оказывается *ν*=4*π**δ*2(*m**p*/*m**π*)2(*m**p**T**B**H*/*E*2)<1, если *T**B**H*>*m**p*. Таким образом, малые ПЧД впрыскивают нуклоны высоких энергий в окружающее пространство. Адронное испарение PBH было рассмотрено в работе Голубкова и др. «Цветная эмиссия первичных черных дыр». [6]

 Антинуклоны, испущенные ПЧД с массами *M*∼109−1010 г (*t*1∼1−103 с) аннигилируют с фоновыми нуклонами и увеличивают отношение числа нейтронов к числу протонов в фоновом веществе без изменения плотности полного барионного числа *n**p*+*n**n*, поскольку излучение ЧД симметрично по отношению к барионному заряду с точностью до несущественных статистических флуктуаций [если нет специального механизма, связанного с CP-нарушением (Hawking, 1975; Зельдович, 1976)]. Это приводит к возрастанию доли первичного He4. Тогда из сравнения с наблюдаемой долей He4 (доля массы *Y*He4<30%) можно получить следующий предел:  *α*(*M*)<10−2*t*11/6Ω, для 109 *g*<*M*<1010g (*t*1 здесь и ниже выражено в секундах).

Ограничения на спектр PBH, полученные из рассмотрения влияния нейтрино *ν**e* и антинейтрино *ν*ˉ*e*ˉ высоких энергий, испущенных PBH на отношение *n*/*p* и нуклеосинтез He4, примерно в 103 раз слабее, если Ω=0.1. Сильное ограничение на *ε**P**B**H* в области 1010г<*M*<1013 г может быть получено из распространенности дейтерия. В этом случае наиболее интересный для нас процесс --- это расщепление ядер первичного He4 ультрарелятивистскими нуклонами и антинуклонами, испущенными PBH. Нейтроны, рожденные этим процессом (а также первоначально испущенные PBH), быстро захватываются фоновыми протонами, образуя ядра дейтерия. [7]

Обе проблемы были сформулированы и проанализированы в первых статьях по PBH (Зельдович, Новиков, 1966, 1967). Оказалось, что только численные расчеты могут дать исчерпывающий ответ на оба вопроса.(Помимо PBH в литературе обсуждаются также белые дыры. Было показано, что квантовые эффекты вблизи сингулярности (Зельдович и др., 1974) как и аккреция (Eardley, 1974) существенны для белых дыр, благодаря чему они быстро становятся разновидностью черных дыр.)

5. Механизмы формирования ПЧД
Для того, чтобы сформировать первичные черные дыры, высокая плотность. В этом разделе будут описаны несколько способов достижения этого: флуктуации большой плотности, космические петли.
При доминировании излучения, если флуктуация плотности достаточно велика, то гравитация преодолевает силы давления, а флуктуация уменьшается,образуя первичную черную дыру после ее попадания в горизонт [30]. Фазовые переходы на стадии инфляции приводят к увеличению амплитуды флуктуаций плотности.

5.1 Петли космических нитей

Петли космических нитей - это одномерные топологические дефекты, которые могут возникать при фазовых переходах в самой ранней Вселенной. При возникновении структуры из космических нитей длинные нити самопересекаются и образуют космические петли. Существует небольшая вероятность того, что колебательная петля космической нити будет в конфигурации, где все ее размеры меньше радиуса Шварцшильда, что приведет к образованию ПЧД с массой, примерно равной массе горизонта. Количество образующихся ПЧД зависит от массы на единицу длины нитей, μ, что связано с масштабом нарушения симметрии. Петли космических нитей могут разрушаться, чтобы сформировать ПЧД в любой момент во время доминирования излучения**.**

5.2 Столкновенияпузырей

 В процессе фазового перехода первого рода столкновения стенок пузырей могут приводить к образованию ПЧД концентрируя кинетическую энергию стенок в пределах ее гравитационного радиуса. Однако, для такой концентрации требуются особые условия столкновения, скажем, одновременное столкновение нескольких стенок, что сильно подавляет вероятность образования ПЧД.

 Простейший пример, приводящий к космологическому фазовому переходу первого рода с рождением пузырей, дает теория скалярного поля с двумя невырожденными состояниями вакуума. Состояние с меньшей энергией является истинным вакуумом, а состояние с большей энергией соответствует ложному вакууму. Будучи стабильным на классическом уровне, состояние ложного вакуума распадается из-за квантовых эффектов, которые приводят к появлению пузырей истинного вакуума и их последующему расширению в области ложного вакуума. Потенциальная энергия ложного вакуума превращается в кинетическую энергию стенок, тем самым, делая за короткое время их скорость расширения ультрарелятивистской. Пузырь продолжает расширяться до тех пор, пока не столкнется с другим пузырем. Как показали Hawking et al., (1982) и Moss (1994) черная дыра может рождаться напрямую при одновременном столкновении нескольких стенок. Исследования (Коноплич и др., 1998; 1999) позволили найти механизм, благодаря которому черные дыры могут быть сформированы с вероятностью порядка 1 в столкновении стенок только двух пузырей. Это приводит к интенсивному образованию черных дыр, имеющему существенные космологические следствия [3].

5.3 Прямое образование ПЧД на пылевых стадиях

Идея прямого образования ПЧД на пылевой стадии, впервые предложенная в (Khlopov, Polnarev, 1980) состоит в следующем. Как мы уже указывали ранее, масса внутри космологического горизонта находилась бы как раз в пределах своего гравитационного радиуса, если бы не было расширения. Идея Зельдовича и Новикова (1966) состояла в остановке релятивистского расширения, которой соответствует в однородной и изотропной Вселенной экспоненциально малая вероятность. Другой возможностью является изучение условий на пылевой стадии, при которых рост флуктуаций приводит к образованию столь однородных и изотропных конфигураций, что при обособлении от расширения они сжимаются в пределы своего гравитационного радиуса.

Прямое рождение ПЧД означает, что после того как флуктуация плотности выросла до величины порядка 1 и обособилась от общего космологического расширения конфигурация сжимается под свой гравитационный радиус. К моменту t1, когда начинается сжатие, конфигурация может быть охарактеризована следующими величинами:

1) средняя плотность р1, равная по порядку величины средней космологической плотности на время t1;

2) размер конфигурации r1 ;

3) отклонение от сферичности s, определяемое как

$$s=max\left\{\left|γ\_{1}-γ\_{2}\right|, \left|γ\_{1}-γ\_{3}\right|, \left|γ\_{2}-γ\_{3}\right|\right\} (12)$$

где $γ\_{1}, γ\_{2, }γ\_{3}$ определяют деформацию конфигурации вдоль трех основных ортогональных осей;

4) неоднородность и плотности распределения внутри конфигурации, определенная как

$$u\~\frac{δρ\_{1}}{ρ\_{1}} (13)$$

Образование черной дыры в результате сжатия соответствует средней плотности

$$ρ\_{ЧД}\~\frac{M}{r\_{g}^{3}}\~\frac{ρ\_{1}}{x^{3}} (14)$$

где

$$x=\frac{r\_{g} }{r\_{1} } (15)$$

И

$r\_{g}=\frac{2GM}{c^{2}}$ (16)

является гравитационным радиусом рассматриваемой конфигурации с массой М .

Для образования черной дыры конфигурация должна быть очень близка к сферически симметричной.

Если массивные частицы представляют собой бесстолкновительный газ, уравнение состояния может не измениться, когда плотность приближается к $ρ\_{ЧД}$. В этом случае для формирования черной дыры достаточно, чтобы сжатие конфигурации под гравитационный радиус произошло до момента tcaus, когда в центре конфигурации образуется каустика. Соответствующее ограничение имеет вид

$$t\_{caus}>t\_{ЧД }(17)$$

Сжимающаяся почти сферическая пылевая конфигурация описывается решением Толмена. Анализ (Khlopov, Polnarev, 1980; Полнарев, Хлопов, 1985) толменовского решения показал, что как условие (4.35), так и (4.36) сводятся к одному и тому же ограничению на неоднородность

конфигурации на момент £цд

Спектр масс ПЧД, образовавшихся за счет прямого механизма на ранней пылевой стадии, можно связать со спектром флуктуаций плотности, которые формируются в частности на инфляционной стадии. Можно показать (Khlopov, Polnarev, 1980), что образование ПЧД за счет прямого механизма сильно подавлено для флуктуаций в пределах космологического горизонта до начала пылевой стадии, так же как и для флуктуаций, которые не успели вырасти до единицы до конца этой стадии. Таким образом, прямой механизм эффективен только в следующем интервале масс ПЧД

$$M\_{0}<M<M\_{max} (18)$$

Минимальную массу Мо составляет масса, заключенная под космологическим горизонтом на момент начала пылевой стадии t0,

$$M\_{0}=\frac{4π}{3}ρ\left(t\_{0}\right)t\_{0}^{3}\~m\_{Pl}\frac{t\_{0}}{t\_{Pl}} (19)$$

Максимальная масса определяется неявно из условия того, что амплитуда возмущения массы М , «выходящего из-под горизонта» с начальной амплитудой 6(М), достигает 1 непосредственно в период окончания пылевой стадии te . Это условие имеет вид

$$t\_{e}\~t\left(M\_{max}\right)\left[δ\left(M\_{max}\right)\right]^{-\frac{3}{2}} (20)$$

Следует заметить, что механизм прямого образования ЧД является универсальным, поскольку не зависит от формы нерелятивистской материи и от периода ее доминантности во Вселенной.

Однако его формальное применение к современной Вселенной приводит к очень низкой минимальной вероятности образования черных дыр с массой порядка массы сверхскопления галактик.

С другой стороны, этот механизм обеспечивает универсальную модельно независимую проверку для неоднородностей на пылевых стадиях в очень ранней Вселенной. Чувствительность этой проверки на основе астрофизических данных сильно возрастает при анализе возможных эффектов испарения ПЧД.

Поскольку ПЧД ведут себя как пылевая материя, уравнение состояния Вселенной принимает вид Р=0 начиная с момента t1. Доминантность ПЧД-пылевой стадии заканчивается к моменту полного испарения ПЧД:

$$t\_{2}=\frac{1}{g}\left(\frac{M\_{0}}{m\_{Pl}}\right)^{3}t\_{Pl }(21)$$

где g — эффективное число степеней свободы безмассовой частицы в это время.

В принципе, на ПЧД-доминированной стадии могут образовываться черные дыры и с большей массой. Однако, вероятность образования таких более массивных ПЧД будет пренебрежимо мала для не ультра­ фиолетового спектра возмущений плотности. В случае если начальный спектр не растет к малым масштабам, амплитуда начальных возмущений на постинфляционной стадии не превышает

$$δ≅10^{-6} (22)$$

Для такой малой амплитуды вероятность прямого образования черной дыры на пылевой стадии весьма мала.

Существует набор наблюдательных ограничений на максимальную разрешенную долю ПЧД в общей плотности, соответствующих различным диапазонам масс ПЧД. Первая группа ограничений основывается на анализе эффектов ис­парения ПЧД за счет эффекта Хоукинга, а вторая группа — на анализе только гравитационных эффектов ПЧД.

Испарение ПЧД приводит к потенциально наблюдаемым астрофизическим следствиям. Наблюдения устанавливают верхний предел максимального числа ПЧД, допустимого в период их испарения. ПЧД с массой

$$M\_{ev}\leq 5∙10^{14} г (23)$$

должны были испариться к современной эпохе.

Для более массивных ПЧД эффект испарения не значителен, и они должны присутствовать во Вселенной и в настоящее время. Универсаль­ное ограничение на них следует из условия, что их плотность не должна превышать верхний предел на полную плотность, которая в случае про­стого инфляционного сценария составляет

$$Ω\_{ПЧД}\leq 1 (24)$$

С другой стороны, ограничение (Зельдович, Старобинский, 1976), полученное из условия того, что испарение ПЧД не приводит к перепро­изводству энтропии во Вселенной, дается выражением

$$β\left(М\right)<10^{-8}\left(\frac{10^{11} г}{М}\right) (25)$$

и подразумевает, что испаряющиеся ПЧД могут быть доминирующей частью космологической плотности в период их образования, только если их масса не превышает 103 г. В принципе, это означает, что вся наблюдаемая энтропия Вселенной может быть обусловлена испарением ПЧД малых масс. Так что, ПЧД с массой

$$M<10^{3} г (26)$$

могли бы рождаться в ранней Вселенной с вероятностью порядка 1, не вступая в противоречие наблюдательных ограничений. Более того, можно было бы приписать наблюдаемую энтропию Вселенной испарению ПЧД малой массы.

 Для ПЧД, рожденных в результате фазового перехода первого рода в конце инфляции, условие того, что наблюдаемая энтропия является результатом испарения ПЧД, подразумевает следующий нижний предел на энергетический масштаб инфляции

$$\frac{H\_{end}}{m\_{Pl}}\geq 10^{-9}γ\_{1} (27)$$

существование стабильных остатков испаре­ния ПЧД трудно совместимо с наличием фазового перехода первого рода в конце инфляции [3].

5.4 PBH от неравновесного фазового перехода второго порядка

Особый интерес представляет механизм образования ПЧД в неравновесном фазовом переходе второго рода, поскольку он может обеспечить образование массивных и даже сверхмассивных ПЧД. В этом механизме ПЧД производятся путем самоколлапсирования замкнутых доменных стенок. Если есть два вакуумных состояния системы, есть две возможности для заполнения этих состояний в ранней Вселенной: при обычных условиях теплового фазового перехода Вселенная содержит оба состояния, заполненные с равной вероятностью. Другая возможность выходит за рамки чисто термодинамического условия равновесия, когда два вакуумных состояния заселены островами менее вероятного вакуума, окруженные морем другого, более предпочтительного, вакуума. Необходимо эффективно определить корреляционную длину скалярного поля, которая приводит к фазовому переходу и, следовательно, образованию топологических дефектов, и единственным необходимым ингредиентом для этого является существование эффективного плоского направления (направлений), вдоль которого скалярный потенциал равен нулю во время инфляции. Оба вакуума вырождаются, но фаза, соответствующая e-folding 60, определяет более вероятную, а области другого вакуума появляются в результате колебаний на последовательных ступенях инфляции, так что они занимают значительно меньший общий объем.

Флуктуации фоновых событий безмассового скалярного поля могут обеспечить неравновесное переопределение длины корреляции и привести к возникновению островков одного вакуума в море другого. Несмотря на такое переопределение, сам фазовый переход имеет место в эпоху Фридмана-Робертсона-Уокера (FRW). После фазового перехода два вакуума отделены стенкой, и такая закрытая стенка, разделяющая остров с менее вероятным вакуумом, может быть очень большой. После пересечения горизонта стены начинают сокращаться из-за поверхностного натяжения. В результате, если стена не выделяет значительную часть своей энергии в виде внешних скалярных волн, почти вся энергия такой замкнутой стенки может быть сконцентрирована в небольшом объеме в пределах ее гравитационного радиуса, что является необходимым условием для ПЧД образования. Массовый спектр ПЧД, который может быть создан таким способом, зависит от потенциала скалярного поля, который параметризует плоское направление во время инфляции и запускает фазовый переход на стадии FRW. Вселенная из-за существования расширения проходит через период инфляции, а затем обосновывается стандартной геометрией FRW. Пусть комплексное скалярное поле φ, а не инфлатон, с большой радиальной массой $\sqrt{λf>H\_{i}}$, которая имеет потенциал мексиканской шляпы

$V\left(φ\right)=λ\left(φ^{2}-\frac{f^{2}}{2}\right),$ (28)

который обеспечивает спонтанное нарушение симметрии U(1) в период инфляции, соответствующее масштабам современного космологического горизонта. Поэтому мы имеем дело только с фазой этого комплексного поля $θ=\frac{φ}{f}$, которое параметризует потенциал

$$V\left(φ\right)=Λ^{4}\left(1-cos\frac{φ}{f}\right) (29)$$

При этом условии мы приходим к выводу, что корреляционная длина фазового перехода второго порядка со спонтанно нарушенной U(1) -симметрией превышает существующий космологический горизонт, а все глобальные U(1)-строки находятся за пределами нашего горизонта. Если предположить, что $m\ll H\_{i}$, то это означает, что во время инфляции потенциальная энергия поля φ намного меньше, чем величина космологического трения, вследствие этого потенциалом пренебрегают, пока Вселенная не будет описываться фазой FRW. Во время инфляции и долгое время Hi очень велико (по предположению) по сравнению с потенциалом. Отсюда следует, что мы можем отбросить градиентный член в уравнении движения

$´+3H´+\frac{dV}{dθ}=0$ (30)

и полученное уравнение решается при θ0 = θNmax, где θNmax - произвольная постоянная. В стандартном предположении горизонт зарождается в Nmax e-складках во время инфляционной эпохи. Данный горизонт встроен в огромный горизонт инфляции, созданный экспоненциальным взрывом одного случайного горизонта. Из этого следует, что θNmax будет одинаковым по горизонту между инфляциями. Не ограничивая общности, положим θNmax<π и рассмотрим квантовые флуктуации фазы θ на фоне де-Шицца. В вакуумном состоянии θ возникают квантовые флуктуации из-за граничных условий пространства де-Шицца. Эти флуктуации иногда упоминаются как вклад в «температуру Хокинга» пространства де-Шицца, но нет истинных термических эффектов. Это делает динамику фазы θ сильно неравновесной, приводящую к нетепловому распределению шкал, населенных различными вакуумами в постинфляционной Вселенной. Средняя амплитуда таких флуктуаций для безмассового поля генерируется в течение каждого временного интервала $H\_{i}^{-1}:δθ=\frac{H\_{i}}{2πf}$. Общее количество шагов во временной интервал Δt задается формулой N=HiΔt - выглядит как одномерное броуновское движение. Каждый домен характеризуется средним значением фазы θNmax. В половине этих областей фазы развиваются к π, а в других областях - к нулю. Этот процесс дублируется в каждом объеме размера H-1 во время следующего электронного сгиба. Теперь при любом заданном масштабе l=k-1 размер распределения фазового значения θ можно описать гауссовским законом:

$$P\left(θ\_{l}\right)=\frac{1}{σ\_{l}\sqrt{2π}}exp\left(\frac{-\left(θ\_{N\_{max}}-θ\_{l}\right)^{2}}{2σ\_{l}^{2}}\right) (31)$$

6. Первичные черные дыры и нуклеосинтез r-процесса

Первичные черные дыры (ПЧД) могут учитывать все или часть темной материи (ТМ). Если ПЧД захватывается нейтронной звездой (НЗ), она оседает в центр и растет до тех пор, пока энергия ядерной материи не уменьшится при аккреции. Нарушения НЗ ПЧД в среде, богатой ТМ, такие как галактические центры (GC) и карликовые сфероидальные галактики, создают условия для нуклеосинтеза r-процесса, тем самым предлагая решение долговременной головоломки. Переходные процессы, сопровождающие события нарушения NS и позитроны, полученные в этих событиях, предлагают возможность сценария NS ПЧД. Было продемонстрировано, что внутри быстро вращающегося миллисекундного пульсара (MSP), ПЧД приобретает материю. Возникающий пульсар вызывает ~ 0,1 М -0.5 М вещества, богатого нейтронами, который должен быть испущен без значительного нагрева и только умеренного излучения нейтрино.

Миллисекундные пульсары - это старые нейтронные звезды, которые раскрутились до высоких вращательных частот посредством аккреции (аккумулирования) массы от бинарной звезды компаньона.

Вытягиванием массы и угловым моментом от звезды в бинарной системе, миллисекундный пульсар живет как высоко намагниченная старая нейтронная звезда с экстремальной вращательной частотой. Они имеют скорости вращения между 1.4 и 10 миллисекунд.

Это обеспечивает благоприятную настройку для нуклеосинтеза r-процесса, происходящего на галактических временных масштабах, что может уклониться от нескольких проблем, которые поставили под сомнение ведущие предлагаемые участки производства r-процесса, такие как нагретые нейтрино ветры от сверхновых коллапсов ядра или бинарного компактного объекта слияния (COM). Необычное распределение распространенности r-процессов в сферических галактиках сверхтонкого карлика (UFD) объясняется, темпами захвата ПЧД в этих системах. Скорости также согласуются с недостаточностью пульсаров в GC. Аналогичное распределение материала r-процесса в UFD можно ожидать от сбоев NS из-за черных дыр, создаваемых в интерьерах NS путем аккреции темной материи частицы на NS, хотя скорости и последствия для свойств темной материи, разумеется, различны. Вероятность захвата ПЧД зависит как от ПЧД, так и от плотности НЗ. Известно, что среды с темной материей, такие как GS и карликовые сфероидальные галактики, несут NS. Исключением является молодой магнетар, возраст которого мал по сравнению с временными масштабами захвата ПБГ. НЗ найдены на диске и гало, а также в глобулярных кластерах, где плотность темного вещества слишком низкая, что приводит к существенному уменьшению популяции пульсаров. Позитроны, испускаемые нагретыми нейтронами, могут вызывать наблюдаемую линию 511 кэВ из ГХ. Последними стадиями гибели нейтронной звезды могут быть происхождение некоторых из недавно наблюдаемых быстрых радиопакетов (FRB), а также рентгеновских и γ-лучевых переходных процессов. Последующее расщепление ядерного вещества может сопровождаться раскалыванием ядерного вещества в килоновском, но в отличие от COMs эти события не связаны с существенным высвобождением нейтрино или гравитационного излучения. Поэтому будущие наблюдения гравитационных волн и килоновых будут способны различать сценарии r-процесса. Миллисекундные пульсары ответственны за преобладающий вклад в нуклеосинтез, инициированный индуцированным ПЧД центробежным выбросом богатого нейтронами материала, поскольку MSPs имеют самые высокие угловые скорости во время захвата ПЧД. Наиболее заметные участки r-процесса производства должны иметь высокую плотность MSP, а также ПЧД. Последние прослеживают пространственное распределение DM. Плотность DM очень высока в GC и в UFD. С другой (MSPdensity) является высокой в молекулярных облаках, включая центральную молекулярную зону (CMZ) и глобулярные кластеры. Хотя CMZ находится внутри GC с чрезвычайно высокой плотностью DM, наблюдения показывают, что содержание DM в шаровых скоплениях довольно низкое. Продукт плотности DM и плотности MSP все еще достаточен для того, чтобы обеспечить некоторый r -процесс нуклеосинтезиса как UFD, так и шаровых скоплений, но мы считаем, что CMZ составляет от 10% до 50% от общего объема галактического производства. Мы включаем вклады от GC (CMZ) и остальной части ореола (которые могут быть сопоставимы в пределах неопределенностей). CMZ имеет приблизительный размер ~ 200 пк и расположен рядом с GC, где скорости сверхновой являются самыми высокими. Поскольку пик DM достигает максимума в GC, CMZ является местом частых взаимодействий PBH-MSP. Скорость образования пульсара в CMZ составляет 1 (7% от скорости образования Галактики), что согласуется с потоком γ-излучения GeV, наблюдаемым из GC с помощью крупномасштабного телескопа Ферми. Следовательно, мы ожидаем, что в течение времени жизни Галактики будет производиться N NSs, т. Примерно 30% - 50% этих НС становятся MSP, а количество MSP с определенным периодом вращения может быть оценено из популяционной модели. Моделирование и наблюдения UFD подразумевают, что в 2000 году в каждой из этих систем в каждой из этих систем было произведено ~ 2000 сверхновых коллапса ядра в 10 UFD, и мы оцениваем долю быстро вращающихся MSP с использованием модели популяции. [5]

Заключение

Первичные черные дыры (ПЧД) были источником интенсивного интереса в течение почти 50 лет, 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 (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 могут образовываться с помощью различных механизмов.

Вопрос о раннем происхождении ЧД остается открытым. В отличие от черных дыр, являющихся результатом эволюции звезд и звездных систем. Масса ПЧД может быть произвольной: от планковской массы до массы, заключенной внутри современного горизонта.

До сих пор нет убедительных доказательств того, что ПЧД обеспечивают темную материю, поэтому исследование первчиных черных дыр является актуальной задаче в космомикрофизике.

Список литературы

[1] Anne M. Green (2014) Primordial Black Holes: sirens of the early Universe, Preprint: arXiv:1403.1198

[2] B.J.Carr (2004) Primordial Black Holes - Recent Developments

[3] М. Ю. Хлопов (2011) Основы космомикрофизики, стр 115-116

[4] Новиков И.Д. Первичные черные дыры

[5] George M. Fuller et. Al (2017) Primordial Black Holes and r-Process Nucleosynthesis

[6] Hadron evaporation of PBHs was considered in Golubkov et al Color emission by primordial black holes. Gravitation & Cosmology (2000), V. 6, Supplement. PP. 101-106

[7] Chechetkin et al Phys.Lett and Rivista Nuovo Cimento, 1982