

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРИНО ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР: НОВАЯ ВОЗМОЖНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ХОКИНГА

© 2024 г. Ю. А. Лысый¹, П. А. Кислицын^{1*}, А. В. Иванчик¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 11.11.2024 г.

После доработки 11.12.2024 г.; принята к публикации 12.12.2024 г.

Исследование первичных черных дыр и излучения Хокинга, которое они могут породить, представляет собой важный шаг в понимании роли этих феноменов в космологической эволюции Вселенной. Первичные черные дыры могут быть частью темной материи, зародышами сверхмассивных черных дыр, а также источниками излучения Хокинга, которое, в отличие от излучения других черных дыр, может быть наблюдаемым. При этом в условиях эволюции Вселенной с момента Большого Взрыва и до сегодняшнего дня первичные черные дыры теряют большую часть своей массы в виде излучения нейтрино. Это происходит, потому что для черных дыр с $M < 10^{23}$ г, наряду с излучением безмассовых частиц, добавляется излучение легкой массивной частицы — нейтрино. Причем это излучение оказывается еще и доминирующим, и, поскольку к современному моменту ($t_0 = 13.8$ млрд лет) в значительной степени испарялись лишь черные дыры с массами $\lesssim 10^{15}$ г, в суммарном спектре излучения первичных черных дыр преобладает нейтринная компонента. В настоящей работе мы представляем новые оценки спектров нейтрино, испускаемых первичными черными дырами различных масс, впервые акцентируя внимание на низкоэнергетическом ($E_{\text{kin}} \in [0.01 \div 1]$ эВ) излучении. В результате расчетов было показано, что черные дыры в диапазоне масс $[10^9 \div 10^{11}]$ г испускают нейтрино с интенсивностью, превышающей фоновые потоки от известных астрофизических источников в низкоэнергетическом диапазоне, при этом в диапазоне высоких энергий излучение будет находиться под фоном, не вступая в противоречие с наблюдательными ограничениями. Эти результаты открывают новые возможности для потенциального наблюдения излучения первичных черных дыр и могут стимулировать развитие технологий детектирования нейтрино в низкоэнергетическом диапазоне. Наблюдение нейтрино в этом диапазоне является одной из немногих возможностей подтвердить существование излучения Хокинга.

Ключевые слова: первичные черные дыры, нейтрино, излучение Хокинга.

DOI: 10.31857/S0320010824110015, EDN: LTMFFS

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная космологическая модель на сегодняшний день описывает большинство наблюдаемых явлений, происходящих в масштабах Вселенной. Однако некоторые вопросы продолжают оставаться актуальными, и один из них связан с возможностью существования первичных черных дыр, поскольку именно для них может быть обнаружено предсказанное Хокингом излучение (Хокинг, 1974, 1975), в то время как для черных дыр звездных масс и сверхмассивных черных дыр это излучение ненаблюдаемо при существующих на сегодняшний день технологиях. Кроме этого, первичные черные дыры могут являться составляющей частью темной материи, а также быть зародышами сверхмассивных черных дыр в центрах галактик (подробнее см., например, обзор Карра и др., 2021). Представляет интерес и вопрос генерации первичными черными дырами барионной асимметрии — еще одна проблема современной космологии (Долгов, Поздняков, 2021).

Существование черных дыр солнечных ($[1 \div 100]M_{\odot}$) и промежуточных ($[10^2 \div 10^5]M_{\odot}$) масс, а также сверхмассивных ($[10^5 \div 10^{11}]M_{\odot}$) черных дыр на сегодняшний день практически не вызывает сомнения. Коллапс массивных звезд приводит к образованию черных дыр солнечных масс, слияние черных дыр в двойных системах обеспечивает образование черных дыр промежуточных масс, что не так давно было обнаружено при регистрации гравитационных волн (в качестве обзора последних данных см., например, работу Научной коллаборации LIGO, 2024). Остается не до конца понятным лишь вопрос набора массы сверхмассивными черными дырами. По современным представлениям существование сверхмассивных черных дыр на больших красных смещениях, когда возраст Вселенной составлял $\lesssim 1$ млрд лет, не может объясняться образованием черных дыр солнечной массы и их последующим ростом, однако наблюдения показывают наличие сверхмассивных черных дыр во Вселенной на красных смещениях $z \sim 6-7$. Так, в работе Айлерс и др. (2023) представлена оценка массы сверхмассивной черной дыры, $M \approx 10^{10}M_{\odot}$, в направлении на квазар

*Электронный адрес: pavel.kislitsyn@gmail.com

J0100+2802 на красном смещении $z = 6.327$, что соответствует возрасту Вселенной всего 800 млн лет. В работе Янга и др. (2021) представлен набор из 37 квазаров на сравнимых красных смещениях, где черные дыры имеют массы в диапазоне $[0.3 \div 3.6] \times 10^{10} M_{\odot}$. Одним из возможных объяснений существования сверхмассивных черных дыр в столь ранней Вселенной могли бы стать первичные черные дыры в качестве зародышей (см., например, Айлерс и др., 2023).

Первичные черные дыры среди всех прочих выделены в отдельную проблему, поскольку наблюдательных подтверждений их существования пока не найдено, а механизмы их образования содержат значительные неопределенности и зависят от принимаемых физических условий в среде, где они образовывались. Обычно считается, что первичная черная дыра массы M могла образоваться в ранней Вселенной, когда масса, заключенной внутри космологического горизонта, была сопоставима с M . Карр и др. (2021) описывают несколько возможных способов образования первичных черных дыр из вещества внутри космологического горизонта на определенный момент времени. Так, например, черные дыры с массой $\sim 10^{10}$ г могли образоваться на временах $\sim 10^{-28}$ с, когда температура плазмы была $T \sim 10^{11}$ ГэВ/к. Таким образом, спектр масс первичных черных дыр может быть достаточно широким, а излучение Хокинга черных дыр с массами от $M_{\text{Pl}} \approx 10^{-5}$ г до 10^{15} г может проявляться в наблюдениях. При этом первичные черные дыры больших масс практически не теряют массу за время жизни Вселенной посредством излучения Хокинга (см. табл. 1). Возможности обнаружения излучения Хокинга детально обсуждаются, например, в работе Карра и др. (2021), причем эти исследования сосредоточены на наблюдениях в высокоэнергетическом диапазоне ($E_{\text{kin}} \gtrsim 1$ МэВ). В нашей работе мы сосредоточимся на низкоэнергетическом диапазоне $E_{\text{kin}} \in [0.01 \div 1]$ эВ, где излучение Хокинга в нейтрино может превышать фоновые потоки, не вступая в противоречие с другими наблюдениями.

Нейтрино является еще одним явлением, притягивающим сегодня интерес физиков. Главным образом это связано с удивительными свойствами нейтрино, для описания которых может потребоваться построение теории за рамками Стандартной модели. На стадии подготовки находятся многие амбициозные эксперименты по детектированию нейтрино в различных диапазонах энергии. Коллаборация JUNO (2016), Прото-коллаборация Гипер-Камиоканде (2018), Коллаборация DUNE (2020) ставят своими целями изучение нейтрино с энергиями $\gtrsim 1$ МэВ, а Коллаборация PTOLEMY (2019) стремится обнаружить сигнал космологических нейтрино с энергиями $\sim 10^{-3}$ эВ. Особый интерес в последние годы представляет изучение так называемых стерильных нейтрино. Они не взаимодействуют с обычным веществом, но могут осциллировать в нейтрино Стандартной модели и тем са-

мым оказывать существенное влияние на оценки космологических параметров (см., например, Черников, Иванчик, 2022; Иванчик и др., 2024). Вопрос существования стерильных нейтрино, однако, сегодня не может быть полностью закрыт, поскольку результаты экспериментов плохо согласуются между собой, а иногда и полностью противоречат друг другу. Так, например, Серебров и др. (2021) указывают на надежное подтверждение существования четвертого типа нейтрино, с чем согласуются и результаты Барина и др. (2022), но Коллаборация STEREO (2023) и Коллаборация PROSPECT (2024) сообщают, что гипотеза существования легких стерильных нейтрино может быть отвергнута. В будущем независимые эксперименты смогут прояснить эту противоречивую ситуацию.

СПЕКТР МАСС ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР

При образовании первичных черных дыр в первые мгновения жизни Вселенной они могли иметь различные массы. Распределение черных дыр по массе определяется моделью их образования и влияет на форму суммарного спектра их излучения. Отсутствие наблюдаемых подтверждений излучения позволяет ограничить множество допустимых спектров масс, а также вклад первичных черных дыр в темную материю. Впервые это было сделано в работах Хокинга (1971), Чаплина (1975) и позже было выполнено Долговым, Силком (1993), которые, в частности, показали, что спектр масс первичных черных дыр в их модели является лог-нормальным. С тех пор ограничения распространенности первичных черных дыр и их спектр масс активно исследуются (см., например, Новиков и др., 1979; Карр и др., 2010, 2021). Для описания спектра масс первичных черных дыр обычно используются такие распределения, как логнормальное, степенное, монохроматическое. Для упрощения вычислений в нашей работе исследовалось монохроматическое распределение, что, как ожидается, лишь количественно может сдвигать результат, но корректно воспроизводит все особенности на качественном уровне.

Наиболее часто встречающиеся в литературе спектры масс первичных черных дыр следующие:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dM} &= n_{\text{ПВН}} \delta(M - M_0) \text{ — монохроматическое,} \\ \frac{dn}{dM} &= n_{\text{ПВН}} \frac{\gamma - 1}{M_{\text{max}}^{\gamma-1} - M_{\text{min}}^{\gamma-1}} M^{\gamma-2} (M_{\text{min}} \leq M \leq M_{\text{max}}) \text{ —} \\ &\text{степенное,} \\ \frac{dn}{dM} &= n_{\text{ПВН}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2 M} \exp\left(-\frac{\ln^2(M/M_{\text{BH}})}{2\sigma^2}\right) \text{ —} \\ &\text{лог-нормальное,} \end{aligned}$$

где $n_{\text{ПВН}}$ — концентрация первичных черных дыр, а M_0 , M_{min} , M_{max} , γ , M_{BH} , σ — параметры распределений.

СОСТАВ И СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ ХОКИНГА

Квантовая структура материи и взаимодействий вблизи горизонта событий черной дыры приводит к возникновению излучения Хокинга (Хокинг, 1974, 1975) — квази-чернотельного излучения всех частиц Стандартной модели. Температура этого излучения обратно пропорциональна массе черной дыры:

$$T = \frac{\hbar c^3}{8\pi k G M_{\text{BH}}} \approx 6.2 \times 10^{-8} \frac{M_{\odot}}{M_{\text{BH}}} \text{ К.} \quad (1)$$

Здесь $M_{\odot}$ — масса Солнца, M_{BH} — масса черной дыры, $\hbar$ — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана, G — гравитационная постоянная, c — скорость света.

Время испарения черной дыры может быть оценено по формуле (см., например, Бернал и др., 2022)

$$\tau \sim t_0 \left(\frac{M_{\text{BH}}}{10^{15} \text{ г}} \right)^3, \quad (2)$$

где $t_0 \approx 13.8$ млрд лет — современный возраст Вселенной. Стоит, однако, отметить, что данная формула может использоваться только для оценки времени испарения по порядку величины, поскольку не учитывает изменение состава излучения Хокинга по мере испарения черной дыры, что подробнее описано далее.

По современным представлениям испарение черных дыр происходит следующим образом. Безмассовые частицы излучаются всеми черными дырами, при этом частицы с наименьшим спином рождаются легче всего (см., например, Харлоу, 2016). В Стандартной модели такими частицами являются фотоны, однако стоит упомянуть гипотетические частицы-переносчики гравитационного взаимодействия — гравитоны. В работе Пэйджа (1976а) сделан вывод, что для невращающихся черных дыр звездных масс посредством гравитонов излучается $\approx 2\%$ всего излучения, при этом Пэйдж учитывал в оценках только известные на тот момент электронные и мюонные нейтрино, которые предполагались безмассовыми. Также Пэйдж (1976b) показал, что для вращающихся черных дыр состав излучения может существенно отличаться в сторону увеличения вклада гравитонов, но такие черные дыры теряют свой момент значительно быстрее, чем массу. Это позволяет использовать для расчетов приближение невращающейся черной дыры. Для массивных частиц процесс их излучения имеет пороговый характер, экспоненциально подавленный при низких температурах. Частицы с массой m_i начнут излучаться, когда размер черной дыры уменьшится до комптоновской длины волны этой частицы, что эквивалентно условию $kT \sim m_i c^2$. Для нейтрино с массой $0.1 \text{ эВ}/c^2$ такой пороговой массой черной дыры будет $\sim 10^{23} \text{ г}$, а, например, для рождения электронов и позитронов определяющей будет масса $\sim 10^{16} \text{ г}$ (см. табл. 1). Таким образом, следующими за фотонами частицами, которые будут излучаться черными дырами по мере уменьшения их массы, станут нейтрино. При этом,

как будет показано далее, мгновенные спектры нейтрино превосходят спектры фотонов, важной причиной чего является значительное (в 3 раза) превосходство количества степеней свободы нейтрино над количеством степеней свободы фотонов.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧАСТИЦ

Полное излучение частиц сорта i имеет две компоненты:

$$\frac{d^2 N_i}{dE dt}(E_i, T) = \frac{d^2 N_i^{\text{pri}}}{dE dt}(E_i, T) + \frac{d^2 N_i^{\text{sec}}}{dE dt}(E_i, T), \quad (3)$$

где первое слагаемое отвечает за первичное излучение, представляющее собой непосредственно излучение Хокинга, а второе слагаемое — излучение вследствие распада калибровочных бозонов и тяжелых лептонов первичного излучения, а также рождения адронов из кварков и глюонов, называемое вторичным излучением.

Черные дыры излучают частицы на протяжении всего времени испарения, поэтому процесс рождения излучения растянут по времени. Учитывая расширение Вселенной и распределение черных дыр в пространстве, регистрируемый на сегодняшний день на Земле поток частиц будет выражаться формулой (Карр и др., 2021; Бернал и др., 2022)

$$\frac{d\Phi}{dE_\nu}(E_\nu) = \frac{c}{4\pi} n_{\text{PBH}}^0 \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt (1+z) \frac{d^2 N}{dt dE_\nu}(t, E_\nu(1+z)), \quad (4)$$

где n_{PBH}^0 — средняя по Вселенной концентрация первичных черных дыр на момент образования, умноженная на фактор $(1+z)^{-3}$, описывающий расширение Вселенной с момента образования черной дыры до сегодняшнего момента, т.е. эта величина описывает концентрацию первичных черных дыр на сегодняшний момент в том случае, если масса черной дыры $\gtrsim 10^{15} \text{ г}$, однако не имеет отношения к сегодняшней концентрации первичных черных дыр малой массы ($\lesssim 10^{15} \text{ г}$); $t_{\min}$ — время начала суммирования спектра, принятое в данной работе равным 1 с, т.е. времени отщепления нейтрино (см., например, Бернал и др., 2022). В более ранние моменты ($t \lesssim 1 \text{ с}$, что соответствует температуре $T \gtrsim 2 \text{ МэВ}$) скорости электрослабых реакций выше темпа расширения Вселенной, из-за чего рождающиеся черными дырами нейтрино быстро термализуются и становятся частью фона. Верхний предел интегрирования $t_{\max}$ определяется временем испарения черной дыры: для тех черных дыр, которые к сегодняшнему моменту уже испарились, $t_{\max}$ равно моменту их испарения, а для еще не испарившихся черных дыр $t_{\max}$ равно возрасту Вселенной на текущий момент.

Для вычисления мгновенных спектров нейтрино, излучаемых черными дырами, использовался открытый код BlackHawk (Арби, Оффингер, 2019, 2021). Он

Таблица 1. Сравнительные характеристики черных дыр и их излучений

Масса	Радиус Шварцшильда	Температура	Время испарения ¹
$10^9 M_\odot$	20 а.е.	6×10^{-17} К	$\sim 10^{82} t_0$
$4 \times 10^6 M_\odot$	0.08 а.е.	1×10^{-14} К	$\sim 10^{75} t_0$
$M_\odot$	3 км	6×10^{-8} К	$\sim 10^{55} t_0$
$M_\oplus \approx 6 \times 10^{27}$ г	0.9 см	0.02 К	$\sim 10^{38} t_0$
4.5×10^{25} г [†]	67 мкр	2.7255 К ($T_{\text{СМВ}}^0$)	$\sim 10^{32} t_0$
10^{23} г	0.1 мкм	1×10^3 К	$\sim 10^{24} t_0$
2×10^{16} г ^{††}	20 фм	5×10^9 К	$\sim 10^4 t_0$
10^{15} г	1 фм	1×10^{11} К	$\sim t_0$
10^{13} г	1×10^{-15} см	1 GeV/k	$\sim 10^4$ лет
10^{11} г	1×10^{-17} см	100 GeV/k	~ 1 нед
10^9 г	1×10^{-19} см	10^4 GeV/k	~ 1 с
$*M_{\text{Pl}} \sim 10^{-5}$ г	$*2l_{\text{Pl}} \sim 10^{-33}$ см	$*T_{\text{Pl}}/8\pi \sim 10^{19}$ GeV/k	$**[t_{\text{Pl}} \div \infty]$

¹ Оценка порядка величины времени испарения согласно $\tau \sim t_0 \left(\frac{M}{10^{15} \text{ г}} \right)^3$ (см., например, работу Бернала и др., 2022), где $t_0 \approx 13.8$ млрд лет — возраст Вселенной.

* Представлены результаты экстраполяции теории излучения Хокинга на планковский масштаб. Более обоснованные значения требуют использования квантовой гравитации.

[†] В современную эпоху для черных дыр с большими массами ($M > 4.5 \times 10^{25}$ г) излучение Хокинга будет полностью компенсироваться поглощением реликтового излучения, и они не только не будут испаряться, но и будут набирать массу.

^{††} Для черных дыр с меньшими массами ($M < 2 \times 10^{16}$ г) к излучению фотонов и нейтрино добавляется излучение $e^\pm$ -пар.

** Излучение Хокинга может останавливаться при достижении минимальной массы, образуя остаток — т.н. планкион. В случае дальнейшего испарения, черная дыра полностью испарится за время порядка планковского.

$M_\odot \approx 2 \times 10^{33}$ г — масса Солнца.

$M_\oplus$ — масса Земли.

$M_{\text{Pl}}, l_{\text{Pl}}, T_{\text{Pl}}, t_{\text{Pl}}$ — планковские масса, длина, температура и время.

рассчитывает рождение всех частиц Стандартной модели посредством излучения Хокинга и вторичные спектры излучения частиц. Вторичные спектры рассчитывались при использовании таблиц адронизации RUTHIA (Хёстранд и др., 2015), используемых внутри кода BlackHawk. Таблицы RUTHIA рассчитаны для температур плазмы от 5 ГэВ/к до 10^5 ГэВ/к и как раз подходят для анализа излучения черных дыр исследуемых масс. Стоит отметить, что в соответствии со Стандартной моделью при расчетах спектров излучения масса нейтрино считается равной нулю, однако для черных дыр с массами $M \ll 10^{23}$ г наличие массы не влияет на спектры излучения нейтрино. Тем не менее наличие массы нейтрино может влиять на распространение нейтрино по Вселенной. Например, нейтрино может захватываться гравитационным потенциалом галактик.

Суммарный спектр, учитывающий эволюцию излучения по мере расширения Вселенной, вычислялся в соответствии с формулой (4) с помощью скрипта “stack.c”, написанного в дополнение к основным процедурам BlackHawk его авторами. Представленный скрипт рассчитывает излучение в предположении отсутствия взаимодействия излучаемых частиц с другими частицами по мере распространения по Все-

ленной. Концентрация первичных черных дыр $n_{\text{РВН}}^0$ для каждой массы выбиралась максимальной, но при этом не противоречащей существующим ограничениям из работы Карра др. (2021). На рис. 1 представлены значения определяемых из ограничений концентраций первичных черных дыр, исследуемых в данной работе. В наиболее важном диапазоне масс первичных черных дыр ($[10^9 \div 10^{11}]$ г, см. рис. 2) самое жесткое, и, следовательно, определяющее ограничение обеспечивается наблюдениями распространенностей первичных элементов.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Первое, на что важно обратить внимание, — это то, что для черных дыр исследуемого диапазона масс излучение нейтрино всегда превосходит излучение фотонов. На рис. 3 представлены суммарные мгновенные спектры нейтрино и фотонов для черных дыр различных масс. Условие $kT \sim m_\nu c^2$ определяет границу масс черных дыр, начиная с которой происходит эффективное рождение нейтрино. Выражение массы черной дыры из этого условия: $M_{\text{ВН}} = \frac{M_{\text{Pl}}}{8\pi} \left(\frac{m_\nu}{M_{\text{Pl}}} \right)^{-1}$, где M_{Pl} — масса Планка. Принимая $m_\nu = 0.1$ эВ (порядок верхнего предела на сумму масс нейтрино из ра-

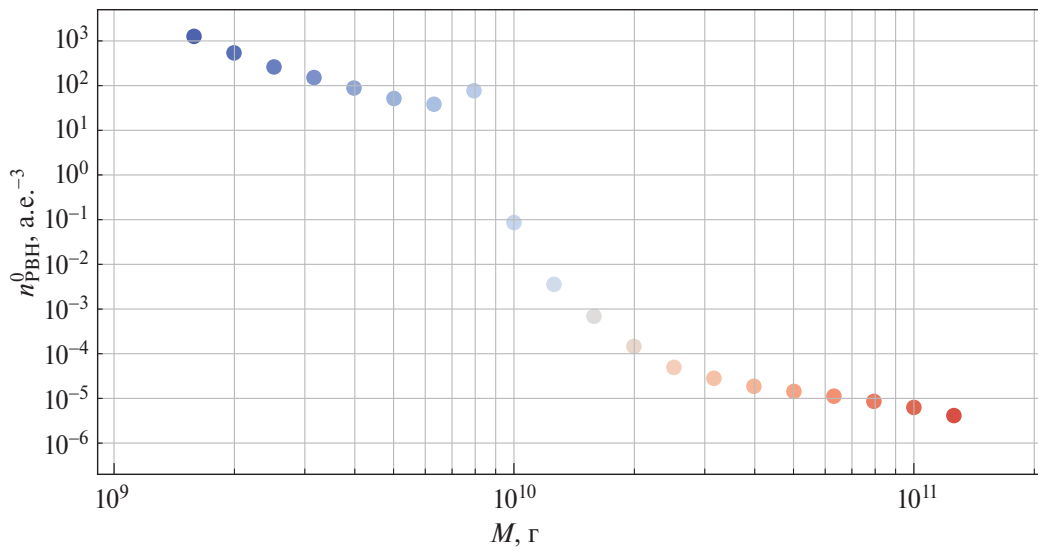


Рис. 1. Средние по Вселенной концентрации первичных черных дыр для набора монохроматических распределений с различными массами. Значения рассчитывались по данным из работы Карра и др. (2021) и соответствуют существующим ограничениям, полученным на основе различных астрофизических наблюдений.

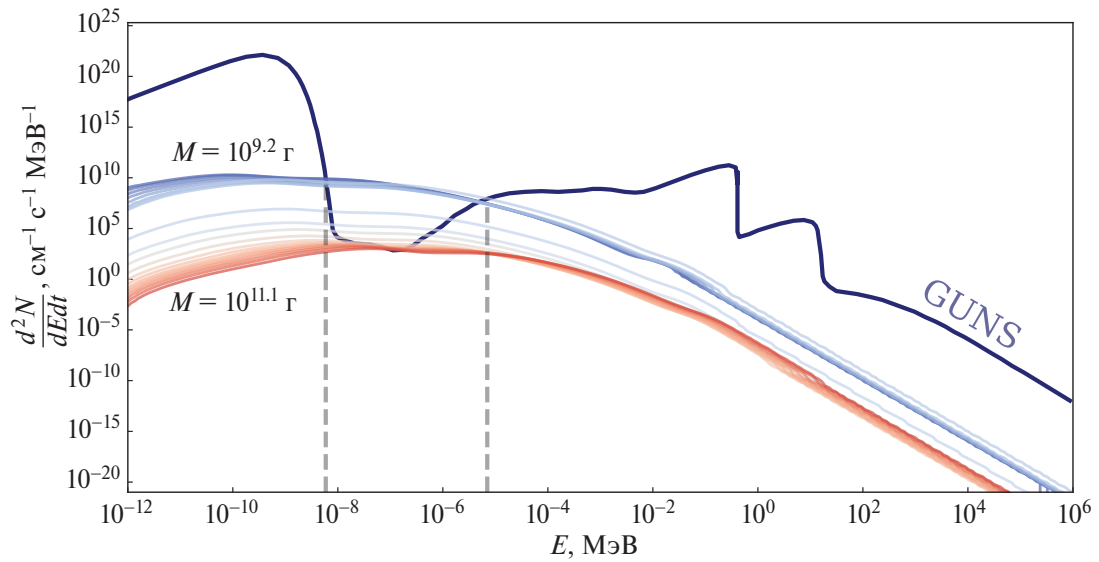


Рис. 2. Спектральная плотность потока нейтрино от первичных черных дыр, достигающего наблюдателя на Земле, в приближении безмассовых нейтрино. Тонкие кривые соответствуют различным монохроматическим спектрам масс черных дыр. Показаны кривые для распределений черных дыр с массами в диапазоне $[10^{9.2} \text{ г}; 10^{11.1} \text{ г}]$ с логарифмическим шагом 0.1. Темной синей кривой показан фон нейтрино (Grand Unified Neutrino Spectrum), обусловленный иными источниками, взятый из работы Иванчика и др. (2024).

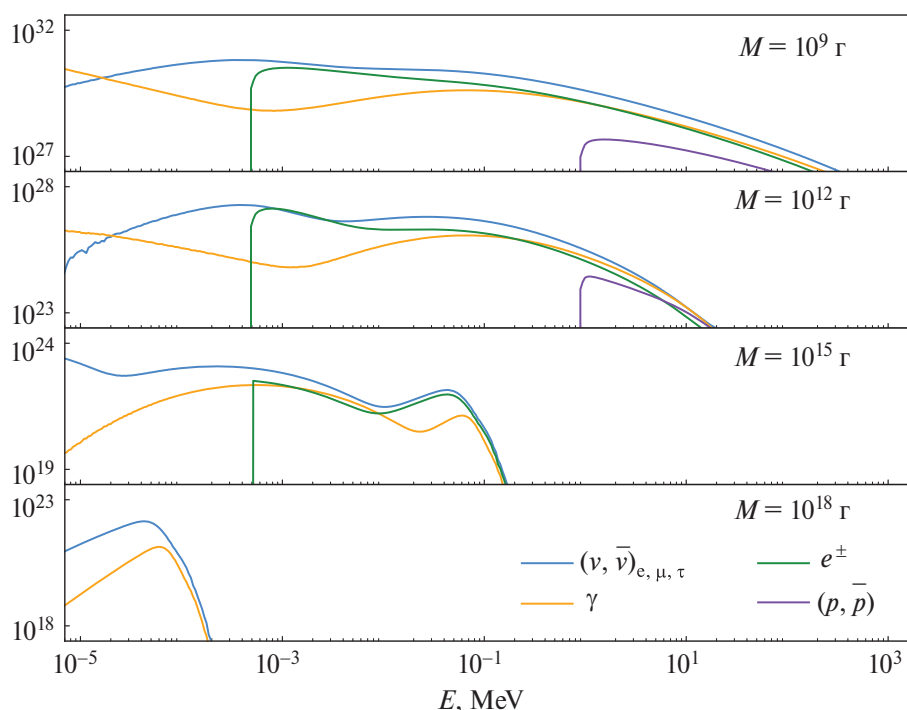


Рис. 3. Мгновенные спектры стабильных частиц от черных дыр с массами $\{10^9, 10^{12}, 10^{15}, 10^{18}\}$ г. Голубая кривая показывает суммарное излучение нейтрино и антинейтрино всех сортов, оранжевая кривая показывает излучение фотонов, зеленая кривая показывает излучение электронов и позитронов, а фиолетовая — излучение протонов и антипротонов.

боты коллаборации Planck, 2020), масса черной дыры будет $M_{\text{ВН}} \approx 10^{23}$ г. Это значит, что для черных дыр, которые сегодня продолжают испаряться или уже испарились ($M \lesssim 10^{15}$ г), нейтрино излучается больше, чем фотонов. Черные дыры больших масс обладают слишком низкой температурой, и наблюдение их излучения Хокинга недоступно современным приборам (см. табл. 1). Именно это дает возможность использования нейтрино для установления более жестких ограничений на распространенность первичных черных дыр, чем иные ограничения, связанные с наблюдением электромагнитного излучения.

На рис. 2 представлены суммарные спектры излучения нейтрино от первичных черных дыр различных монохроматических распределений масс в диапазоне от $10^{9.2}$ г до $10^{11.3}$ г с логарифмическим шагом 0.1. Черные дыры меньших масс испаряются за время $\lesssim 1$ с, и все излучение нейтрино в этом временном промежутке будет находиться в термодинамическом равновесии и не сможет быть наблюдаемым. При массах $> 10^{11.1}$ г излучение нейтрино первичных черных дыр не превосходит фоновое излучение других источников. Для сравнения приведен также Объединенный Спектр Нейтрино (Grand Unified Neutrino Spectrum — GUNS, подробнее см. Витальяно и др., 2020; Иванчик и др., 2024) — суммарный наблюдаемый или теоретически рассчитанный поток нейтрино, рождающийся благодаря различным астрофизическим явлениям,

как космологическим, так и локальным. Из представленного графика можно увидеть, что излучение нейтрино первичных черных дыр превосходит фон нейтрино в диапазоне энергий $[10^{-2} \div 1]$ эВ. Стоит отметить, что учет массы нейтрино может влиять на поведение спектров, поскольку массивные нейтрино могут стать нерелятивистскими и быть захвачены гравитационным потенциалом Галактики. Однако этот эффект не должен влиять на диапазон энергий $[10^{-2} \div 1]$ эВ.

Проинтегрировав по энергии разницу между плотностью потока нейтрино от первичных черных дыр и фоновым излучением в диапазоне энергий, где эта разница положительна (для примера пунктирными серыми прямыми выделен диапазон интегрирования для спектра черных дыр с массой $10^{9.2}$ г), можно получить поток нейтрино, превосходящий фон. Это представлено на рис. 4, откуда видно, что максимальное превышение над фоном соответствует диапазону масс $[10^{9.2}; 10^{9.9}]$ г.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполненного исследования были получены следующие выводы:

1. В составе излучения Хокинга черных дыр с массами $\lesssim 10^{23}$ г преобладает излучение нейтрино. Благодаря этому, излучение Хокинга первичных чер-

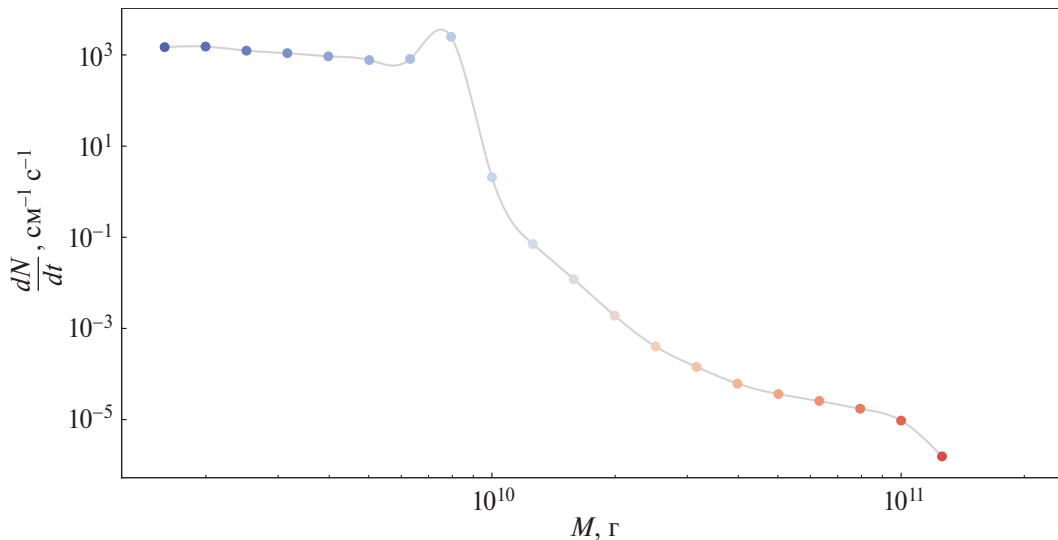


Рис. 4. Суммарный поток нейтрино всех энергий, превышающий фон. Цвета точек соответствуют цветам кривых на рис. 2. Серая кривая показывает сплайновую интерполяцию.

ных дыр потенциально может наблюдаться в нейтринной составляющей, будучи при этом недетектируемым в электромагнитном излучении.

2. Все черные дыры, представляющие практический интерес для наблюдения излучения Хокинга ($M_{\text{BH}} \lesssim 10^{15}$ г), будут испаряться преимущественно в нейтринную компоненту.
3. Существует потенциальная возможность обнаружить нейтринный сигнал излучения Хокинга первичных черных дыр в диапазоне энергий $[10^{-2} \div 10^1]$ эВ. При этом при более высоких энергиях излучение будет находиться под суммарным фоном иных астрофизических источников нейтрино.

В настоящее время диапазон энергий $[10^{-2} \div 10^1]$ эВ не является целью наблюдений существующих или планируемых экспериментов по исследованию нейтрино. Коллаборация PTOLEMY (2019) планирует изучать космологические нейтрино с более низкими энергиями ($\sim 10^{-3}$ эВ), в то время как эксперименты Коллаборации JUNO (2016), Протоколлораии Гипер-Камиоканде (2018), Коллаборации DUNE (2020) направлены на существенно более высокоэнергетические нейтрино ($\gtrsim 1$ МэВ). Однако, несмотря на отсутствие подходящих инструментов, представленное теоретическое предсказание может стимулировать развитие способов детектирования нейтрино и в этом диапазоне энергий. При отсутствии ожидаемого сигнала в наблюдениях, можно будет значительно улучшить современные ограничения на распространенность первичных черных дыр. Если же наблюдения будут согласовываться с предсказанным излучением нейтрино, то это может стать первым

случаем детектирования излучения Хокинга, что подтвердит его существование. Кроме этого, наблюдения позволят судить о начальной массе первичных черных дыр, времени их образования, что в свою очередь открывает новые возможности заглянуть в еще более ранние мгновения существования Вселенной, чем те, которые доступны на текущий момент.

В качестве дальнейшего развития исследований по данной теме планируется изучение спектров нейтрино первичных черных дыр расширенных спектров масс, оценка влияния ненулевой массы нейтрино на спектр излучения, а также включение в анализ взаимодействия нейтрино с окружением по мере распространения по Вселенной.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензентам за внимательное прочтение и полезные замечания, позволившие улучшить текст настоящей работы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-12-00166.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Айлерс и др. (A.-C. Eilers, R.A. Simcoe, M. Yue, et al.), *Astrophys. J.* **950**, Iss. 1, id. 68, 9 (2023).
2. Арби, Оффингер (A. Arbey and J. Auffinger), *Europ. Phys. J. C* **79**, Iss. 8, article id. 693, 26 (2019).
3. Арби, Оффингер (A. Arbey and J. Auffinger), *Europ. Phys. J. C* **81**, Iss. 10, article id. 910 (2021).
4. Баринов и др. (V.V. Barinov, B.T. Cleveland, S.N. Danshin, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **128**, Iss. 23, article id. 232501 (2022).

5. Бернал и др. (N. Bernal, V. Muñoz-Alborno, S. Palomares-Ruiz, et al.), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2022**, Iss. 10, id. 068, 37 (2022).
6. Витальяно и др. (E. Vitagliano, I. Tamborra, and G. Raffelt), *Rev. Modern Phys.* **92**, Iss. 4, article id. 045006 (2020).
7. Долгов, Поздняков (A.D. Dolgov and N.A. Pozdnyakov), *Phys. Rev. D* **104**, Iss. 8, article id. 083524 (2021).
8. Долгов, Силк (A. Dolgov and J. Silk), *Phys. Rev. D (Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology)* **47**, Iss. 10, 4244 (1993).
9. Иванчик и др. (A.V. Ivanchik, O.A. Kurichin, and V.Yu. Yurchenko), *Radiophys. Quant. Electron.* **66**, Iss. 9, 639 (2024).
10. Иванчик и др. (A.V. Ivanchik, O.A. Kurichin, and V.Yu. Yurchenko), *Universe* **10**, Iss. 4, id. 169 (2024).
11. Карр и др. (B.J. Carr, K. Kazunori, S. Yuuiti, et al.), *Rep. Progr. Phys.* **84**, Iss. 11, id. 116902, 53 (2021).
12. Карр и др. (B.J. Carr, K. Kazunori, S. Yuuiti, et al.), *Phys. Rev. D* **81**, Iss. 10, id. 104019 (2010).
13. Коллаборация DUNE (B. Abi, R. Acciarri, M.A. Acero, et al.), *J. Instrument.* **15**, Iss. 08, T08008 (2020).
14. Коллаборация JUNO (F. An, G. An, Q. An, et al.), *J. Phys. G: Nuclear and Particle Phys.* **43**, Iss. 3, article id. 030401 (2016).
15. Коллаборация Planck (N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, et al.), *Astron. Astrophys.* **641**, id. A6, 67 (2020).
16. Коллаборация PROSPECT (M. Andriamirado, A.B. Balantekin, C.D. Bass, et al.), eprint arXiv:2406.10408 (2024).
17. Коллаборация PTOLEMY (M.G. Betti, M. Biasotti, A. Bosca, et al.), *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, Iss. 07, article id. 047 (2019).
18. Коллаборация STEREO (H. Almazan, L. Bernard, A. Blanchet, et al.), *Nature* **613**, Iss. 7943, 257 (2023).
19. Научная коллаборация LIGO (R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, et al.), *Phys. Rev. D* **109**, Iss. 2, article id. 022001 (2024).
20. Новиков и др. (I.D. Novikov, A.G. Polnarev, A.A. Starobinsky, et al.), *Astron. Astrophys.* **80**, 104 (1979).
21. Прото-коллаборация Гипер-Камиоканде (K. Abe, Ke. Abe, H. Aihara, et al.), eprint arXiv:1805.04163 (2018).
22. Пэйдж (D.N. Page), *Phys. Rev. D* **13**, Iss. 2, 198 (1976).
23. Пэйдж (D.N. Page), *Phys. Rev. D (Particles and Fields)* **14**, Iss. 12, 3260 (1976b).
24. Серебров и др. (A.P. Serebrov, R.M. Samoilov, V.G. Ivochki, et al.), *Phys. Rev. D* **104**, Iss. 3, article id. 032003 (2021).
25. Харлоу (D. Harlow), *Rev. Modern Phys.* **88**, Iss. 1, id. 015002 (2016).
26. Хёстранд и др. (T. Sjostrand, S. Ask, J.R. Christiansen, et al.), *Comput. Phys. Communicat.* **191**, 159 (2015).
27. Хокинг (S. Hawking), *MNRAS* **152**, 75 (1971). <https://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1971MNRAS.152...75H>
28. Хокинг (S.W. Hawking), *Nature* **248**, Iss. 5443, 30 (1974).
29. Хокинг (S.W. Hawking), *Communicat. Math. Phys.* **43**, Iss. 3, 199 (1975).
30. Чаплин (G.F. Chapline), *Nature* **253**, Iss. 5489, 251 (1975).
31. Черников, Иванчик (P.A. Chernikov and A.V. Ivanchik), *Astron. Lett.* **48**, Iss. 12, 689 (2022).
32. Янг и др. (J. Yang, F. Wang, X. Fan, et al.), *Astrophys. J.* **923**, Iss. 2, id. 262, 22 (2021).