

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

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ  
**ПЕРВИЧНЫЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ КАК  
ИСТОЧНИКИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ**

Научный руководитель

доцент кафедры №40, к.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_ А.А. Кириллов

Студент

\_\_\_\_\_ Е. В. Васильева

Москва 2025

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>1 Диффузный спектр энергии фотонов от кластеров ПЧД</b>	<b>13</b>
1.1 Область масс $M < M_*$ . . . . .	14
1.2 Область масс $M > M_*$ . . . . .	16
1.3 Суммарный диффузный спектр энергии фотонов . . . . .	18
<b>2 Сравнение с наблюдательными данными</b>	<b>18</b>
<b>3 Заключение</b>	<b>19</b>
<b>Список использованных источников</b>	<b>20</b>

# ВВЕДЕНИЕ

Общепринятая космологическая модель, также называемая моделью Согласия (Concordance Model) или  $\Lambda$ CDM, говорит о том, что Вселенная состоит из 5% барионной материи,  $\sim 25\%$  холодной темной материи (Cold Dark Matter) и  $\sim 70\%$  темной энергии, также называемой энергией вакуума ( $\Lambda$ ) [1]. Состав барионов хорошо известен как по содержанию элементов, образовавшихся в результате первичного нуклеосинтеза ( $\sim 100$  секунд после Большого взрыва), так и по измерениям анизотропии космического микроволнового фона [2]. Но как темная материя, так и темная энергия выходят за рамки Стандартной Модели физики частиц [3]. Однако их существование во Вселенной подтверждается полученными наблюдательными данными.

Наблюдательные свидетельства существования скрытой массы:

- **Кривые вращения галактик.** Скорости объектов (газа и звезд) вращающихся вокруг центров галактик не уменьшаются в зависимости от расстояния до галактических центров, а остаются постоянными вплоть до очень больших радиусов. Аналогичные наблюдения плоских кривых вращения были обнаружены для всех изученных галактик, включая Млечный Путь. Самое простое объяснение заключается в том, что галактики содержат гораздо больше массы, чем можно объяснить наличием ярких звездных объектов в галактических дисках, и эта масса обеспечивает ускорение орбит. Чтобы объяснить полученные данные, галактики должны иметь огромные темные гало, состоящие из темной материи [2].
- **Гравитационное линзирование.** Искривление пространства-времени вблизи любой гравитирующей массы (включая темную материю) отклоняет проходящие лучи света, что заметно смещает и искажает изображения галактик на заднем плане [4].

Существует ряд теоретических моделей, объясняющих природу скрытой массы и механизмы формирования регистрируемого космического излучения. Одним из наиболее обсуждаемых сценариев является аннигиляция или распад частиц тёмной материи, сопровождающиеся рождением частиц стандартной модели. В частности, в реакциях вида  $DM + DM \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$  и  $DM \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$  [5] возникают как  $\gamma$ -кванты, так и электрон-позитронные пары. Подобные процессы могут вносить вклад, например, в наблюдаемый избыток позитронов в диапазоне энергий от 25 до 300 ГэВ, зарегистрированный экспериментом AMS-02 [6].

Форма энергетического спектра  $\gamma$ -излучения существенно зависит от конкретного канала аннигиляции или распада тёмной материи и её массы. Например, на рисунке 1 показано сравнение  $\gamma$ -спектра, ожидаемого при аннигиляции тяжелых нейтрино с массой порядка 47 ГэВ, с измеренным спектром одного из неидентифицированных  $\gamma$ -источников. Спектр данного источника аппроксимируется степенным законом со спектральным индексом  $\Gamma \sim 2$  [7]. Распределение неидентифицированных  $\gamma$ -источников с аналогичными значениями спектрального индекса приведено на рисунке 4. Количество этих источников (более 50% от общего числа неидентифицированных источников) подтверждают данные коллаборации Fermi-LAT 2. Для каталога 4FGL средний спектральный индекс источников  $\Gamma_{4FGL} = 2.2 \pm 0.3$  [8].

Однако, среди неидентифицированных источников все еще остаются источники, чей спектральный индекс  $\Gamma > 2 \pm 3\sigma$ , что говорит о специфической природе таких источников.

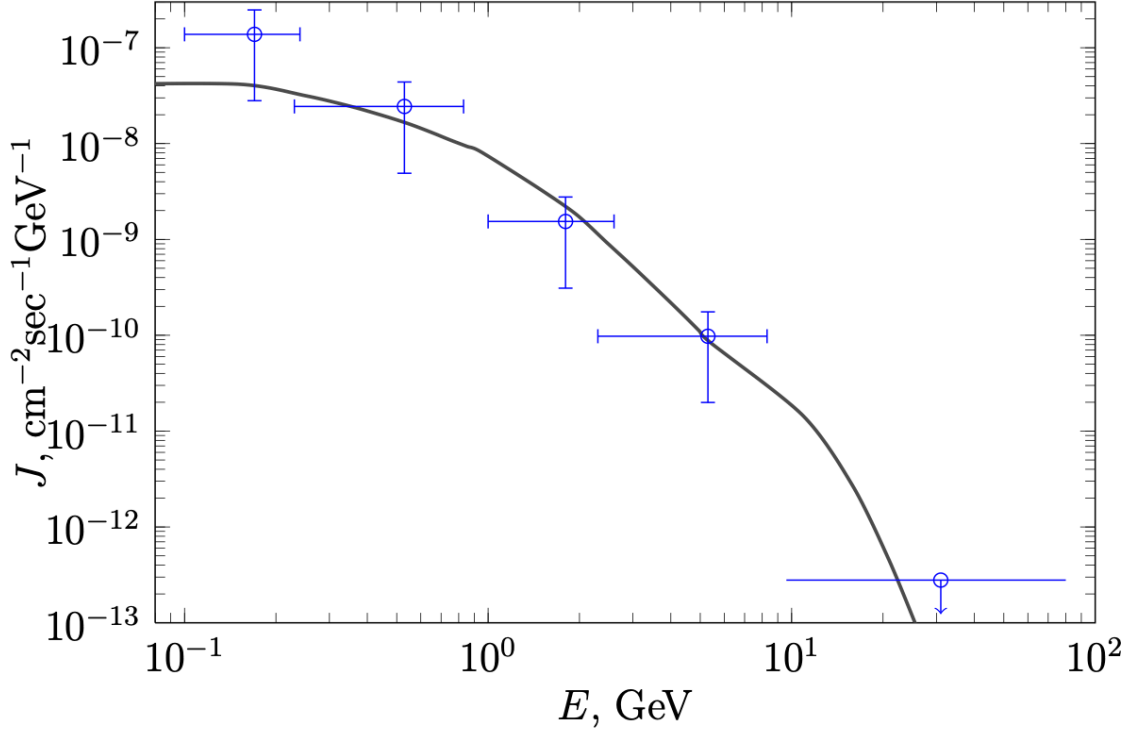


Рисунок 1 — Ожидаемый спектр от  $\nu_4\bar{\nu}_4$ -аннигиляции в сравнении с наблюдаемым спектром от неидентифицированного источника 2FGL J1653.6-0159 [9]

Еще одним возможным сценарием, который объясняет природу СМ, являются первичные черные дыры (ПЧД) или их кластеры. Черные дыры рождают и излучают тепловой спектр частиц с температурой  $T \propto 1/M$  [10]. То есть, по мере уменьшения массы увеличивается температура и, соответственно, расширяется спектр испускаемых частиц:

- $10^{15} \text{ г} < M < 10^{17} \text{ г}$  — в том числе испускаются электроны, но не испускаются мюоны;
- $10^{14} \text{ г} < M < 10^{15} \text{ г}$  — в том числе испускает мюоны, которые распадаются на электроны и нейтрино;
- $M \lesssim 5 \times 10^{14} \text{ г}$  — начинают испускаться пионы, а затем, при дальнейшем уменьшении массы, и другие адроны [11].

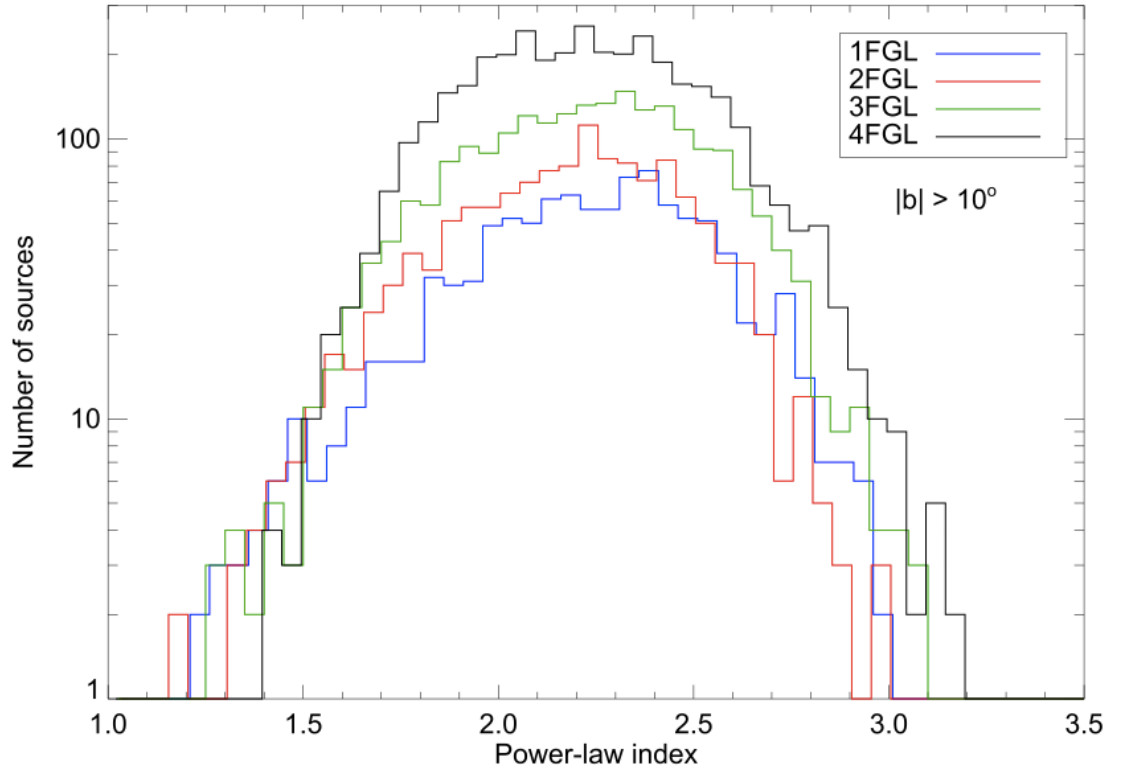


Рисунок 2 — Распределения спектрального индекса для источников в каталогах 1FGL (синий), 2FGL (красный), 3FGL (зеленый) и 4FGL (черный) [8]

Спектральный индекс их излучения в диапазоне больше 100 МэВ  $\Gamma = 3$  [12] (спектр энергии представлен на рисунке 3). Распределение неидентифицированных гамма-источников с аналогичными значениями спектрального индекса приведено на рисунке 5.

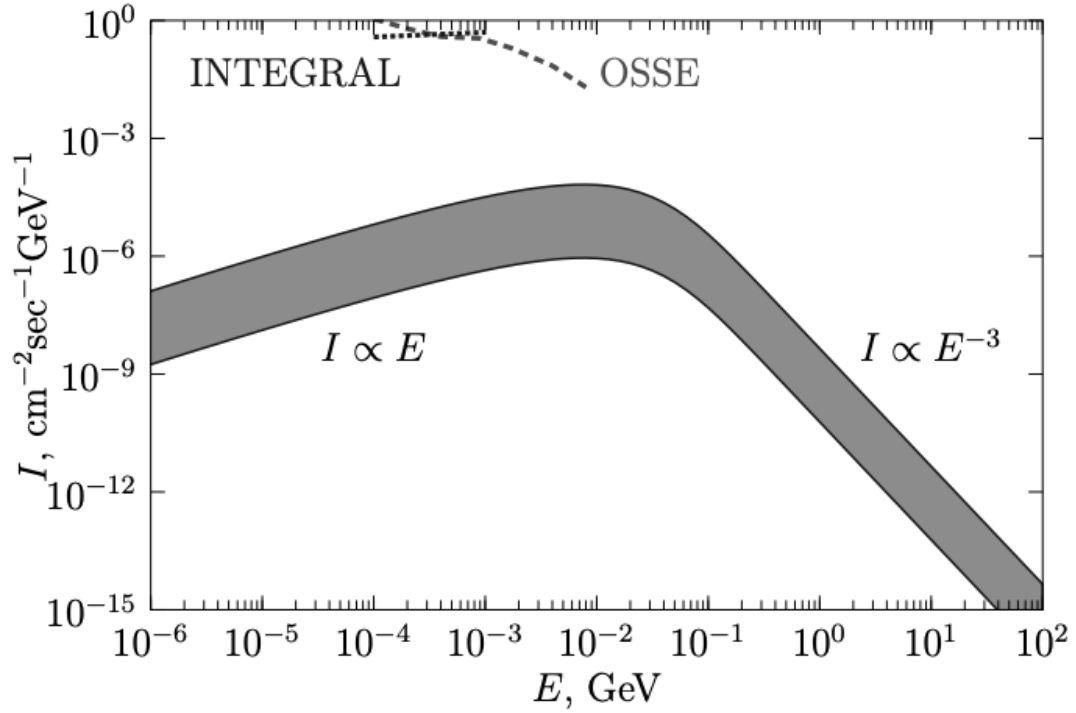


Рисунок 3 — Ожидаемый спектр фотонов от кластера ПЧД [9]

За последние годы было предложено множество сценариев ранней Вселенной, в которых формируются первичные черные дыры. Такие механизмы включают в себя, например, создание ПЧД из начальных неоднородностей плотности [13]. До наших дней сохранились только черные дыры с массой более  $M = 4.6 \times 10^{14}$  г на момент их рождения. Черные дыры с меньшей начальной массой полностью испарились в результате излучения Хокинга [14].

Так, существование или несуществование ПЧД и их кластеров должно дать важную информацию о различных теориях ранней Вселенной. Однако, так как ПЧД не были обнаружены в результате прямых наблюдений, это может означать, что их излучение слишком слабое или они находятся достаточно далеко, чтобы их невозможно было идентифицировать как точечные источники — что означает их вероятный вклад в диффузный гамма-фон.

За последние десятилетия исследования космических источников гамма-излучения (ГИ) продвинулись далеко вперед. Например, если второй ката-

лог COS-B (1981 г.) включал в себя 25 источников, уже в третьем каталоге EGRET (1999 г.) их было 271 [15]. Самый же актуальный на данный момент каталог 4FGL-DR4 (2024 г.), опубликованный коллаборацией Fermi-LAT, содержит 7194 источников [16]. На рисунке 6 можно наглядно увидеть разницу между каталогами SAS-2 (1972 г.), COS-B, EGRET и Fermi-LAT.

Доминирующим источником фотонов в гамма-диапазоне является диффузное Галактическое излучение, при этом большинство диффузных фотонов генерируется в плоскости Галактики. Наблюдаемое диффузное гамма-излучение состоит из нескольких компонентов:

- Вклад от неразрешённых и слабых источников гамма-излучения,
- Настоящее Галактическое диффузное излучение, возникающее в межзвёздной среде,
- Внегалактическое излучение, природа которого пока не установлена.

Настоящее диффузное Галактическое излучение возникает при взаимодействии энергичных частиц КЛ, в основном  $p$ ,  $\alpha$  и  $e^\pm$ , с межзвёздным газом – через распад нейтральных пионов  $\pi^0$ .

Внегалактическое излучение представляет собой суперпозицию всех источников  $\gamma$ -излучения, как отдельных, так и рассеянных, от края Млечного Пути до края наблюдаемой Вселенной. Гарантированный вклад вносят известные классы внегалактических источников  $\gamma$ -излучения, включая активные ядра галактик, галактики с активным звездообразованием и различные  $\gamma$ -всплески [17].

Чувствительность к точечным источникам у телескопа Fermi-LAT ограничена значением  $6 \times 10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , исходя из которого, зная спектр излучения ПЧД, возможно получить максимальное расстояние, на котором ПЧД видна, как точечный источник [12]:



$$R_m = \left( \frac{1}{4\pi} \frac{\dot{N}}{F_{min}} \right)^{1/2} = 3 \times 10^3 \text{ пк}, \quad (1)$$

где  $F_{min} = 6 \times 10^{-9} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  - чувствительность к точечным источникам телескопа Fermi-LAT,  $\dot{N} = 6.6 \times 10^{36} \text{ с}^{-1}$  - скорость испускания фотонов кластером ПЧД.

Это значение сильно меньше радиуса темного гало Галактики, что позволяет им пренебречь в математических расчетах.

Если произвести простую оценку — отнести все кластеры ПЧД на расстояние (1) — то окажется, что поток от них будет равен  $J_b = 10^{-4} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}$ , что по порядку величины сходится с величиной диффузного гамма-фона [17].

**Целью** данной работы является расчет спектра энергии фотонов, излучаемых кластером первичных черных дыр, а также доказательство возможности постановки ограничений на параметры модели.

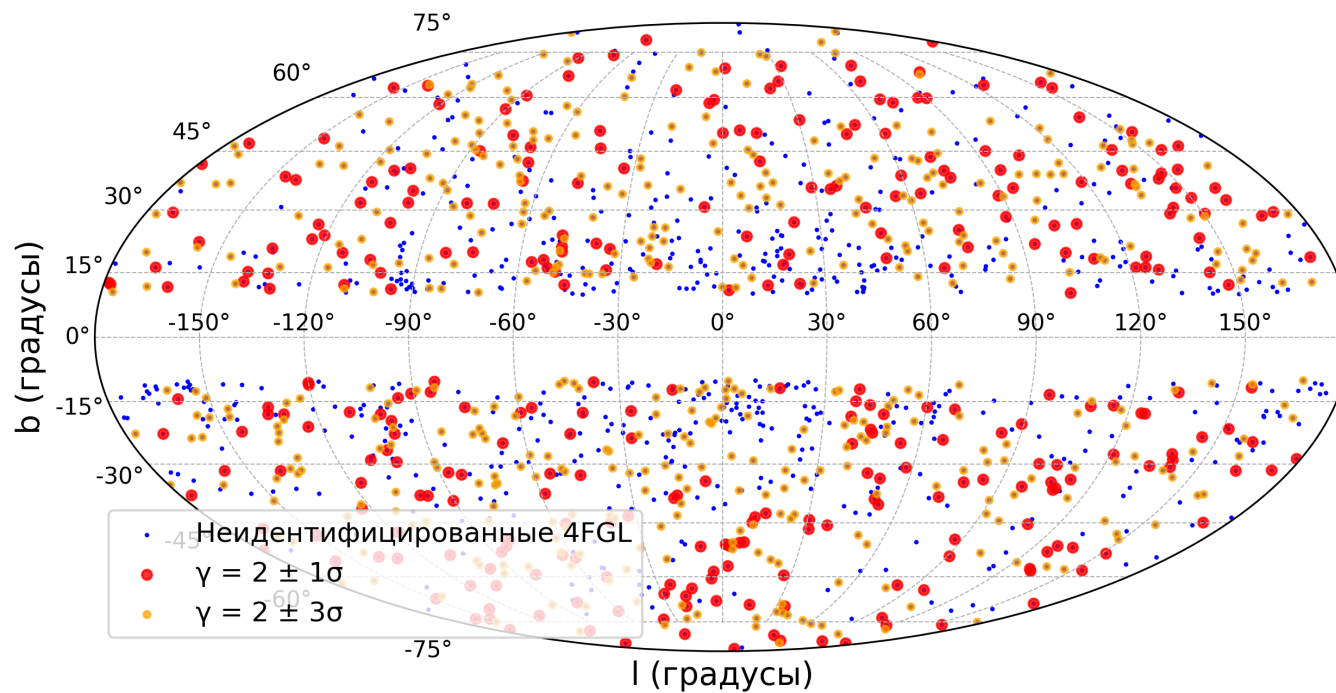


Рисунок 4 — Карта небесной сферы неидентифицированных источников гамма-излучения. Спектральный индекс  $\Gamma = 2$ . Общее число неидентифицированных источников в каталоге 4FGL-DR4: 1387. Число источников, имеющих спектральный индекс  $\Gamma = 2 \pm 1\sigma$ : 326. Число источников, имеющих спектральный индекс  $\Gamma = 2 \pm 3\sigma$ : 443

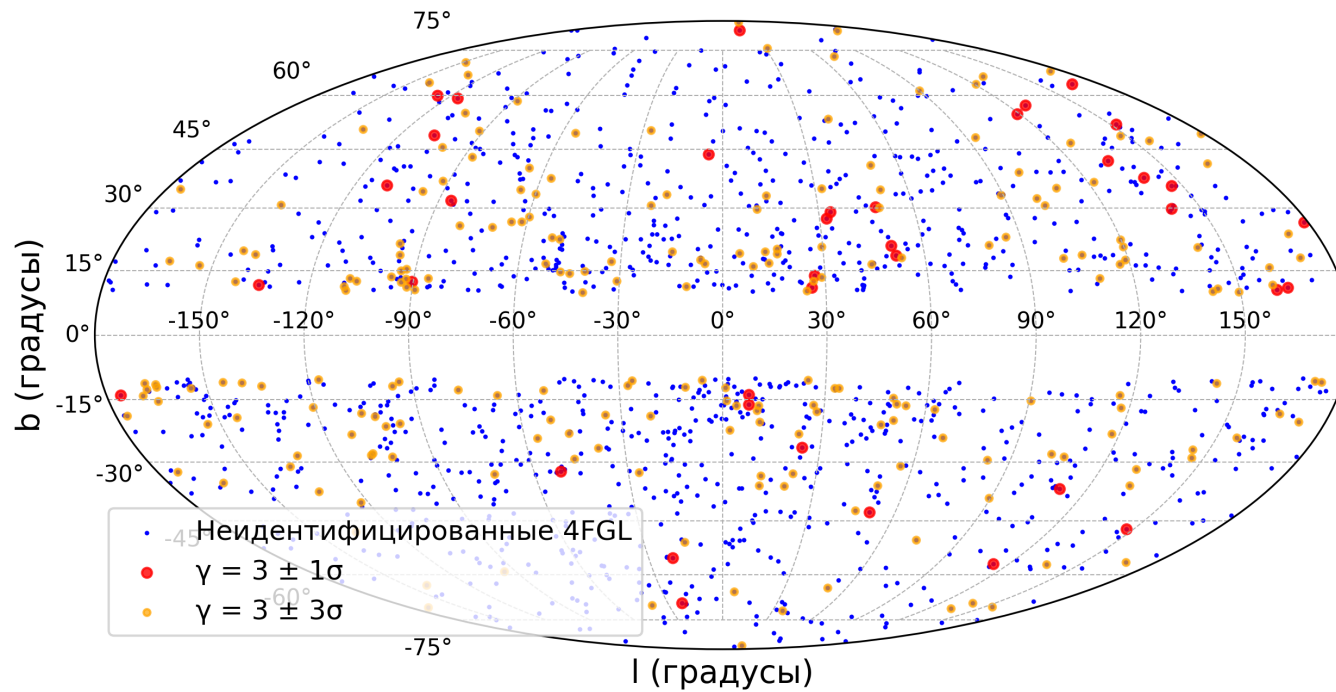


Рисунок 5 — Карта небесной сферы неидентифицированных источников гамма-излучения. Спектральный индекс  $\Gamma = 3$ . Общее число неидентифицированных источников в каталоге 4FGL-DR4: 1387. Число источников, имеющих спектральный индекс  $\Gamma = 3 \pm 1\sigma$ : 38. Число источников, имеющих спектральный индекс  $\Gamma = 2 \pm 3\sigma$ : 222

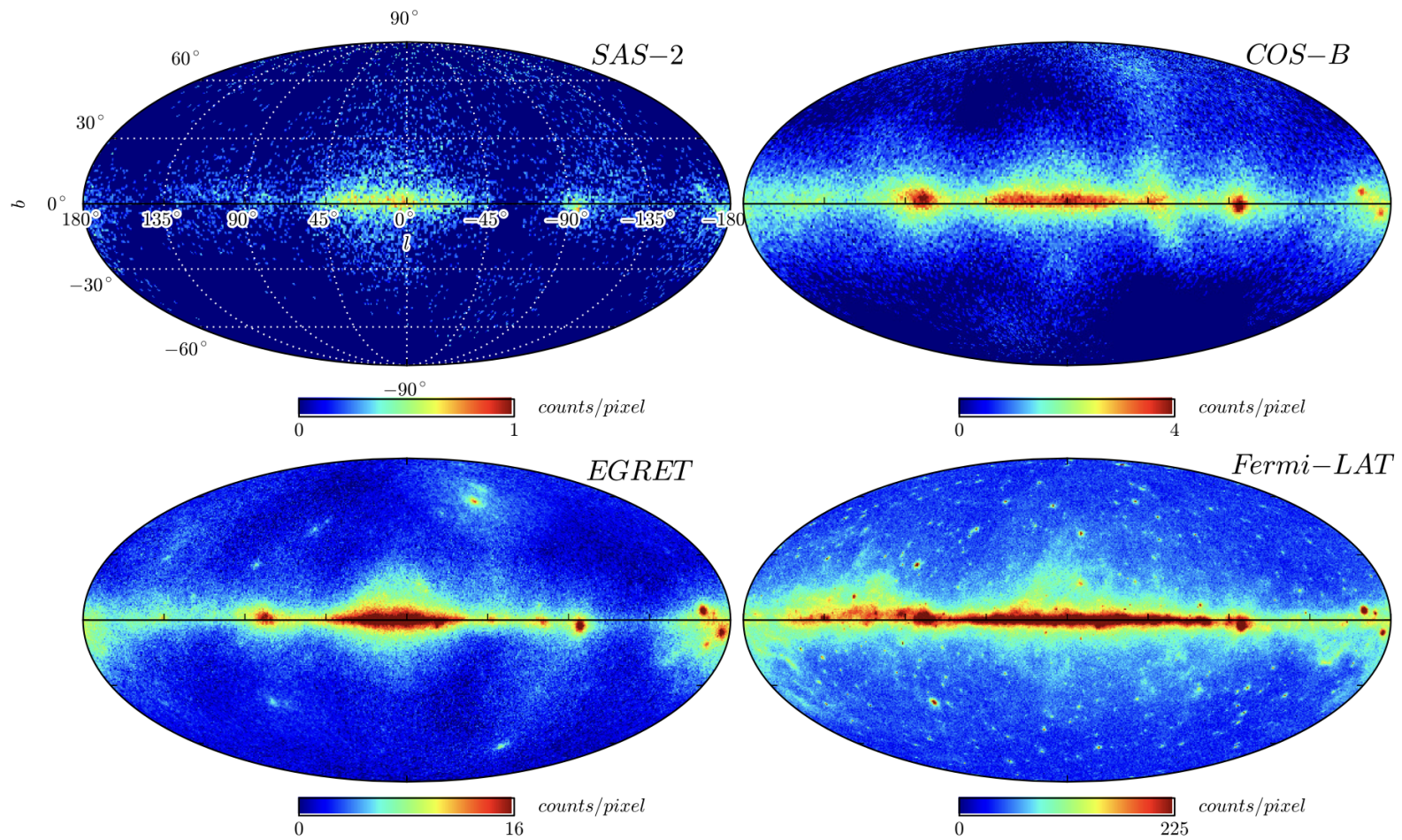


Рисунок 6 — Карты небесной сферы источников гамма-излучения, полученные SAS-2, COS-B, EGRET (энергии выше 50 МэВ) и Fermi-LAT (энергии выше 360 МэВ, 4 года наблюдений) [18]

# 1. ДИФФУЗНЫЙ СПЕКТР ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ ОТ КЛАСТЕРОВ ПЧД

Спектр энергии фотонов, излучаемых кластером первичных черных дыр [12]:

$$J = \frac{1}{\Delta\Omega} \int \frac{d\dot{N}}{dE} \Big|_{cl} n_d r^2 d\Omega dr = \frac{1}{4\pi} \int \frac{d\dot{N}}{dE} \Big|_{cl} n_d dr \quad (2)$$

Где плотность кластеров в единице объема пространства:

$$n_d = \frac{3}{4\pi} \frac{N_{cl}}{l_h^3} \quad (3)$$

Для одной первичной черной дыры известны: интенсивность излучения фотонов первичной черной дырой (4), температура (5), а также площадь, занимаемая первичной черной дырой (6).

$$\frac{d\dot{N}}{dE} = \frac{\sigma}{2\pi^2} \frac{E^2}{\exp(\frac{E}{T}) - 1}, \quad (4)$$

$$T = \frac{1}{8\pi} \frac{m_{pl}^2}{M} = 21 \frac{M_*}{M}, \quad (5)$$

$$\sigma = \frac{27\pi M^2}{m_{pl}^4} \quad (6)$$

Известными считаем константы: число кластеров ПЧД  $N_{cl} \sim 10^5$ , радиус гало Галактики  $l_h \sim 100 \times 10^3$  пк, масса Планка  $m_{pl} \sim 10^{22}$  МэВ  $\sim 2 \times 10^{-5}$  г.

Подставим выражения для площади (6) в выражение для интенсивности (4):

$$\frac{d\dot{N}}{dE} = \frac{\sigma}{2\pi^2} \frac{E^2}{\exp(\frac{E}{T}) - 1} = \frac{27M^2}{2\pi m_{pl}^4} \frac{E^2}{\exp(\frac{E}{T}) - 1} \quad (7)$$

Полученное выражение не имеет размерности. Для ее восстановления домножим на

$$\left(\frac{c}{\hbar c}\right) = \left(\frac{3 \times 10^8 \text{ м/с}}{200 \text{ МэВ фм}}\right) = 1.5 \times 10^{21} \text{ МэВ}^{-1} \text{ с}^{-1}.$$

Учитывая также, что  $\exp(E/T) \gg 1$ , получим:

$$\frac{d\dot{N}}{dE} = \frac{27M^2}{2\pi m_{pl}^4} \frac{E^2}{\exp(\frac{E}{T})} \left(\frac{c}{\hbar c}\right) \quad (8)$$

Интенсивность (7) является интенсивностью излучения фотонов одной ПЧД. Для того, чтобы получить интенсивность излучения фотонов кластером ПЧД, требуемое для вычисления спектра (2), необходимо интегрировать выражение для интенсивности по массе:

$$\left.\frac{d\dot{N}}{dE}\right|_{cl} = \int_{M_{min}}^{M_{max}} \frac{d\dot{N}}{dE} \frac{dN}{dM} dM \quad (9)$$

Максимальная масса ПЧД (верхний предел интегрирования) не ограничена, что позволяет сделать переход  $M_{max} \rightarrow \infty$ . Спектр масс ПЧД в кластере [12]:

$$\frac{dN}{dM} \propto \frac{N_{in}}{M_*} \frac{(M/M_*)^2}{(1 + (M/M_*)^3)^{4/3}}, \quad (10)$$

где  $M_* = 10^{15} \text{ Г}$  и  $N_{in} = 4.4 \times 10^{17}$ .

Разделим выражение (9) на сумму двух интегралов:

$$\left.\frac{d\dot{N}}{dE}\right|_{cl} = \int_{M_{min}}^{M_*} \frac{d\dot{N}}{dE} \frac{dN}{dM} dM + \int_{M_*}^{\infty} \frac{d\dot{N}}{dE} \frac{dN}{dM} dM \quad (11)$$

## 1.1 Область масс $M < M_*$

Рассмотрим  $M < M_*$ , то есть первый интеграл из выражения (11):

$$\int_{M_{min}}^{M_*} \frac{d\dot{N}}{dE} \frac{dN}{dM} dM \quad (12)$$

Из ограничения на массу сверху  $M < M_*$  следует,  $M/M_* \ll 1$  что позволяет преобразовать выражение (10):

$$\frac{dN}{dM} \propto \frac{N_{in}}{M_*} \frac{(M/M_*)^2}{(1 + (M/M_*)^3)^{4/3}} = \frac{N_{in}}{M_*} \left( \frac{M}{M_*} \right)^2 \quad (13)$$

Подставим полученный спектр масс и интенсивность излучения фотонов одной ПЧД (8) в выражение для интенсивности излучения фотонов кластером ПЧД (9), получим:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\dot{N}}{dE} \right|_{cl} &= \int_{M_{min}}^{M_{max}} \frac{27M^2}{2\pi m_{pl}^4} \frac{E^2}{\exp(\frac{E}{T})} \left( \frac{c}{\hbar c} \right) \frac{N_{in}}{M_*} \left( \frac{M}{M_*} \right)^2 dM = \\ &= \frac{27}{2\pi} \left( \frac{c}{\hbar c} \right) N_{in} \int_{M_{min}}^{M_{max}} \frac{E^2 M^2}{m_{pl}^2 m_{pl}^2} \times \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \times \frac{1}{M_*} \left( \frac{M}{M_*} \right)^2 \frac{M_*}{M_*} dM = \\ &= \frac{27}{2\pi} \left( \frac{c}{\hbar c} \right) N_{in} \left( \frac{E}{m_{pl}} \right)^2 \frac{M_*}{m_{pl}^2} \int_{M_{min}}^{M_{max}} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \times \left( \frac{M}{M_*} \right)^4 dM \quad (14) \end{aligned}$$

Введем первую замену  $\tilde{M} = M/M_*$ :

$$\left. \frac{d\dot{N}}{dE} \right|_{cl} = \frac{27}{2\pi} \left( \frac{c}{\hbar c} \right) N_{in} \left( \frac{E}{m_{pl}} \right)^2 \left( \frac{M_*}{m_{pl}} \right)^2 \int_{\tilde{M}_{min}}^{\tilde{M}_{max}} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \tilde{M}^4 d\tilde{M} \quad (15)$$

Рассмотрим отдельно экспоненту  $\exp(-E/T)$ , подставляя выражение для температуры (5) и введем вторую замену :

$$\exp\left(-\frac{E}{T}\right) = -\frac{8\pi M_* E}{m_{pl}^2} \tilde{M} = -\beta(E) \tilde{M} = -\tilde{\mu}$$

Тогда выражение (15) принимает вид:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\dot{N}}{dE} \right|_{cl} &= \frac{27}{2\pi} \left( \frac{c}{\hbar c} \right) N_{in} \left( \frac{E}{m_{pl}} \right)^2 \left( \frac{M_*}{m_{pl}} \right)^2 \frac{1}{\beta^5(E)} \int_{\tilde{\mu}_{min}}^{\tilde{\mu}_{max}} \tilde{\mu}^4 \exp(-\tilde{\mu}) d\tilde{\mu} = \\ &= \frac{27N_{in}}{2\pi(8\pi)^5} \left( \frac{c}{\hbar c} \right) \left( \frac{m_{pl}}{E} \right)^3 \left( \frac{m_{pl}}{M_*} \right)^3 \times I(\tilde{\mu}) = A(E) \times I(\tilde{\mu}) \quad (16) \end{aligned}$$

Пределы интегрирования  $\tilde{\mu}_{min}$  и  $\tilde{\mu}_{max}$ :

$$\tilde{\mu}_{max} = \frac{8\pi M_* E}{m_{pl}^2} = \frac{8\pi E \times 10^{15}\Gamma}{2 \times 10^{-5}\Gamma \times 10^{22}\text{МэВ}} = 0.13 E_{\text{МэВ}} \quad (17)$$

$$\tilde{\mu}_{min} = \frac{8\pi M_{min} E}{m_{pl}^2} = \frac{8\pi E \times M_{min}}{2 \times 10^{-5}\Gamma \times 10^{22}\text{МэВ}} = 1.3 \times 10^{-16} E_{\text{МэВ}} M_{\Gamma}^{min} \quad (18)$$

Интеграл  $I(\tilde{\mu})$  имеет аналитическое решение:

$$\begin{aligned} I(\tilde{\mu}) &= \int_{\tilde{\mu}_{min}}^{\tilde{\mu}_{max}} \tilde{\mu}^4 \exp(-\tilde{\mu}) d\tilde{\mu} = \\ &= [-\exp(-\tilde{\mu}) (\tilde{\mu}^4 + 4\tilde{\mu}^3 + 12\tilde{\mu}^2 + 24\tilde{\mu} + 24)]_{\tilde{\mu}_{min}}^{\tilde{\mu}_{max}} = [-\exp(-\mu) P_4(\mu)]_{\tilde{\mu}_{min}}^{\tilde{\mu}_{max}} \end{aligned} \quad (19)$$

Константа  $A$ :

$$\begin{aligned} A(E) &= \frac{27 N_{in}}{2\pi(8\pi)^5} \left(\frac{c}{\hbar c}\right) \left(\frac{m_{pl}}{E}\right)^3 \left(\frac{m_{pl}}{M_*}\right)^3 = \\ &= \frac{27 \times 4.4 \times 10^{17}}{2^{16}\pi^6} \times 1.5 \times 10^{21} \text{МэВ}^{-1} \text{с}^{-1} \times \left(\frac{10^{22} \text{МэВ}}{E}\right)^3 \left(\frac{2 \times 10^{-5} \Gamma}{10^{15} \Gamma}\right)^3 = \\ &= 2.26 \times 10^{39} E_{\text{МэВ}}^{-3} \text{МэВ}^{-1} \text{с}^{-1} \end{aligned} \quad (20)$$

## 1.2 Область масс $M > M_*$

Рассмотрим  $M > M_*$ , то есть второй интеграл из выражения (11):

$$\int_{M_*}^{\infty} \frac{d\dot{N}}{dE} \frac{dN}{dM} dM \quad (21)$$

Из ограничения на массу снизу  $M > M_*$  следует,  $M/M_* \gg 1$  что позволяет преобразовать выражение (10):

$$\frac{dN}{dM} \propto \frac{N_{in}}{M_*} \frac{(M/M_*)^2}{(M/M_*)^4} = \frac{N_{in}}{M_*} \frac{1}{(M/M_*)^2} = \frac{N_{in}}{M_*} \left(\frac{M_*}{M}\right)^2 \quad (22)$$



Подставим полученный спектр масс и интенсивность излучения фотонов одной ПЧД (8) в выражение для интенсивности излучения фотонов кластером ПЧД (9), получим:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\dot{N}}{dE} \right|_{cl} &= \int_{M_{min}}^{M_{max}} \frac{27M^2}{2\pi m_{pl}^4} \frac{E^2}{\exp(\frac{E}{T})} \left( \frac{c}{\hbar c} \right) \frac{N_{in}}{M_*} \left( \frac{M_*}{M} \right)^2 dM = \\ &= \frac{27}{2\pi} \left( \frac{c}{\hbar c} \right) N_{in} \left( \frac{E}{m_{pl}} \right)^2 \left( \frac{M_*}{m_{pl}^2} \right) \int_{M_{min}}^{M_{max}} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) dM \quad (23) \end{aligned}$$

Рассмотрим отдельно экспоненту  $\exp(-E/T)$ , подставляя выражение для температуры (5) и введем замену:

$$\exp\left(-\frac{E}{T}\right) = -\frac{8\pi E}{m_{pl}^2} M = -\alpha(E)M = -\mu$$

Тогда выражение (23) принимает вид:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\dot{N}}{dE} \right|_{cl} &= \frac{27}{2\pi} \left( \frac{c}{\hbar c} \right) N_{in} \left( \frac{E}{m_{pl}} \right)^2 \left( \frac{M_*}{m_{pl}^2} \right) \frac{1}{\alpha(E)} \int_{\mu_{min}}^{\mu_{max}} \exp(-\mu) d\mu = \\ &= \frac{27}{16\pi^2} \left( \frac{c}{\hbar c} \right) N_{in} \left( \frac{EM_*}{m_{pl}^2} \right) \int_{\mu_{min}}^{\mu_{max}} \exp(-\mu) d\mu = B(E) \times K(\mu) \quad (24) \end{aligned}$$

Константа В:

$$\begin{aligned} B(E) &= \frac{27}{16\pi^2} \left( \frac{c}{\hbar c} \right) N_{in} \left( \frac{EM_*}{m_{pl}^2} \right) = \\ &= \frac{27}{16\pi^2} \times 1.5 \times 10^{21} \text{МэВ}^{-1} \text{с}^{-1} \times 4.4 \times 10^{17} \times \left( \frac{E \times 10^{15} \text{Г}}{10^{22} \text{МэВ} \times 2 \times 10^{-5} \text{Г}} \right) = \\ &= 5.6 \times 10^{35} \times E_{\text{МэВ}} \text{МэВ}^{-1} \text{с}^{-1} \quad (25) \end{aligned}$$

Пределы интегрирования:

$$\mu_{max} = \alpha(E) \times M_{max} = \alpha(E) \times \infty = \infty \quad (26)$$

$$\mu_{min} = \tilde{\mu}_{max} = \frac{8\pi M_* E}{m_{pl}^2} = \frac{8\pi E \times 10^{15}\Gamma}{2 \times 10^{-5}\Gamma \times 10^{22}\text{МэВ}} = 0.13 E_{\text{МэВ}} \quad (27)$$

Интеграл  $K(\mu)$  имеет аналитическое решение:

$$\begin{aligned} K(\mu) &= \int_{\mu_{min}}^{\mu_{max}} \exp(-\mu) d\mu = [-\exp(-\mu)]_{0.13 E_{\text{МэВ}}}^{\infty} = -0 + \exp(-0.13 E_{\text{МэВ}}) = \\ &= \exp(-0.13 E_{\text{МэВ}}) \end{aligned} \quad (28)$$

### 1.3 Суммарный диффузный спектр энергии фотонов

Подставляя в уравнение (2) полученные решения (19), (20), (28), (25) для интенсивности излучения фотонов кластером ПЧД (9)

$$\begin{aligned} J &= \frac{1}{\Delta\Omega} \int \frac{d\dot{N}}{dE} \Big|_{cl} n_d r^2 d\Omega dr = \frac{1}{4\pi} \int_0^{l_h} \frac{d\dot{N}}{dE} \Big|_{cl} n_d dr = \frac{1}{16\pi^2} \frac{3N_{cl}}{l_h^2} \frac{d\dot{N}}{dE} \Big|_{cl} = \\ &= \frac{1}{16\pi^2} \frac{3N_{cl}}{l_h^2} \times [A(E) \times I(\tilde{\mu}) + B(E) \times K(\mu)]. \end{aligned} \quad (29)$$

Интегрируя по энергии, получим интегральный поток:

$$\Phi = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{1}{16\pi^2} \frac{3N_{cl}}{l_h^2} \times [A(E) \times I(\tilde{\mu}) + B(E) \times K(\mu)] = 1.2 \times 10^{-5} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}, \quad (30)$$

где  $E_{min} = 100 \text{ МэВ}$  и  $E_{max} = 10^4 \text{ МэВ}$ .

## 2. СРАВНЕНИЕ С НАБЛЮДАТЕЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

На рисунке 7 показано сравнение полученного спектра энергии фотонов (29) и данных коллабораций EGRET и FERMI-LAT.

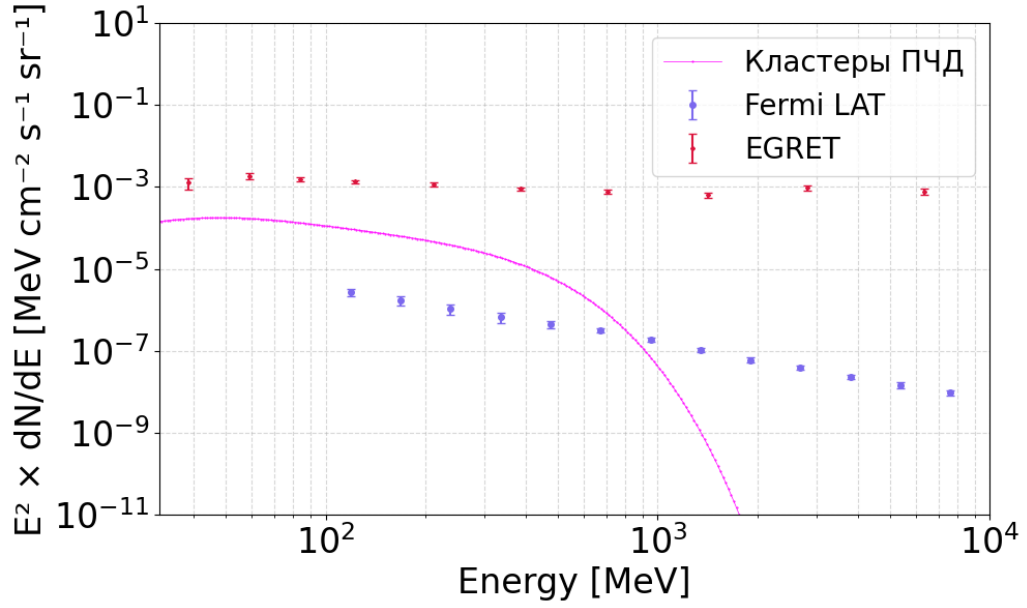


Рисунок 7 — Спектр энергии фотонов, излучаемых кластером первичных черных дыр

Полученный спектр (29) лежит ниже старых данных EGRET, что объяснимо более низкой чувствительностью, в сравнении с современным телескопом Fermi-LAT, а также другой моделью диффузного фона, используемой в этом каталоге. При этом, в диапазоне до 1 ГэВ, полученный спектр превышает данные Fermi-LAT, что однозначно позволяет накладывать ограничения на параметры модели: количество кластеров ПЧД, число ПЧД в кластере, минимальная масса ПЧД.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было проведено исследование вклада кластеров первичных черных дыр, однородно распределенных по гало Галактики, в диффузный гамма-фон в диапазоне от 30 до  $10^4$  МэВ с целью получения теоретического спектра излучения фотонов кластером ПЧД. Проводится сравнение предказанного фона с наблюдательными данными гамма-телескопов EGRET

и Fermi-LAT. Результат сравнения представлен на рисунке 7.

Показано, что дифференциальный спектр энергий фотонов превышает данные, полученные гамма-телескопом Fermi-LAT, в диапазоне энергий  $E < 1$  ГэВ, что позволяет сделать вывод о возможности наложения ограничений по наблюдательным данным на представленную модель. В первую очередь, можно ограничить параметры: количество кластеров ПЧД, число ПЧД в кластере, минимальная масса ПЧД.

Полученные данные важны для дальнейшего исследования природы происхождения неидентифицированных источников гамма-излучения, а также для исследования диффузного гамма-фона.

В будущей работе планируется учесть, что концентрация источников в гало Галактики не постоянна и зависит от расстояния от центра Галактики — пространственного распределения плотности гало темной материи (профиль Наварро-Фрэнк-Уайта). Также необходимо учесть вклад основных известных составляющих диффузного гамма-фона, например, блазаров, что позволит наложить еще более строгие ограничения на параметры текущей модели.

# СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Leauthaud A., Riess A.* Looking beyond lambda // Nature Astronomy. — 2025. — Aug. — Vol. 9, no. 8. — P. 1123–1128. — ISSN 2397-3366. — DOI: 10.1038/s41550-025-02627-2.
2. *Freese K.* Status of dark matter in the universe // International Journal of Modern Physics D. — 2017. — Mar. — Vol. 26, no. 06. — P. 1730012. — ISSN 1793-6594. — DOI: 10.1142/s0218271817300129.
3. Exploring the Quantum Universe: Pathways to Innovation and Discovery in Particle Physics / H. Murayama [et al.]. — 06/2023. — DOI: 10.2172/2368847.
4. *Massey R., Kitching T., Richard J.* The dark matter of gravitational lensing // Reports on Progress in Physics. — 2010. — July. — Vol. 73, no. 8. — P. 086901. — ISSN 1361-6633. — DOI: 10.1088/0034-4885/73/8/086901.
5. Extragalactic gamma-ray signal from dark matter annihilation: a power spectrum based computation / P. D. Serpico [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters. — 2012. — Mar. — Vol. 421, no. 1. — P. L87–L91. — ISSN 1745-3933. — DOI: 10.1111/j.1745-3933.2011.01212.x.
6. Towards Understanding the Origin of Cosmic-Ray Positrons / M. Aguilar [et al.] // Physical Review Letters. — 2019. — Jan. — Vol. 122, no. 4. — ISSN 1079-7114. — DOI: 10.1103/physrevlett.122.041102.
7. DISCOVERY OF AN ULTRACOMPACT GAMMA-RAY MILLISECOND PULSAR BINARY CANDIDATE / A. K. H. Kong [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2014. — Oct. — Vol. 794, no. 2. — P. L22. — ISSN 2041-8213. — DOI: 10.1088/2041-8205/794/2/122.

8. Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog / S. Abdollahi [et al.] // The Astrophysical Journal Supplement Series. — 2020. — Mar. — Vol. 247, no. 1. — P. 33. — ISSN 1538-4365. — DOI: 10.3847/1538-4365/ab6bcb.
9. *Belotsky K., Kirillov A., Khlopov M.* Gamma-ray evidence for dark matter clumps // Gravitation and Cosmology. — 2014. — Jan. — Vol. 20, no. 1. — P. 47–54. — ISSN 1995-0721. — DOI: 10.1134/s0202289314010022.
10. *Hawking S. W.* Particle creation by black holes // Communications In Mathematical Physics. — 1975. — Aug. — Vol. 43, no. 3. — P. 199–220. — ISSN 1432-0916. — DOI: 10.1007/bf02345020.
11. Constraints on primordial black holes from the Galactic gamma-ray background / B. J. Carr [et al.] // Physical Review D. — 2016. — Aug. — Vol. 94, no. 4. — ISSN 2470-0029. — DOI: 10.1103/physrevd.94.044029.
12. Clusters of black holes as point-like gamma-ray sources / K. Belotsky [et al.] // Astroparticle Physics. — 2011. — Aug. — Vol. 35, no. 1. — P. 28–32. — ISSN 0927-6505. — DOI: 10.1016/j.astropartphys.2011.05.001.
13. *Hawking S.* Gravitationally Collapsed Objects of Very Low Mass // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1971. — Apr. — Vol. 152, no. 1. — P. 75–78. — ISSN 1365-2966. — DOI: 10.1093/mnras/152.1.75.
14. *MacGibbon J. H.* Quark- and gluon-jet emission from primordial black holes. II. The emission over the black-hole lifetime // Physical Review D. — 1991. — July. — Vol. 44, no. 2. — P. 376–392. — ISSN 0556-2821. — DOI: 10.1103/physrevd.44.376.
15. *Salvetti D.* Classifying Unidentified Gamma-ray Sources : PhD thesis / Salvetti David. — Pavia U., 2014. — arXiv: 1603.00231 [astro-ph.HE].

16. Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog Data Release 4 (4FGL-DR4) / J. Ballet [et al.] // arXiv e-prints. — 2023. — July. — arXiv:2307.12546. — DOI: 10.48550/arXiv.2307.12546. — arXiv: 2307.12546 [astro-ph.HE].
17. THE SPECTRUM OF ISOTROPIC DIFFUSE GAMMA-RAY EMISSION BETWEEN 100 MeV AND 820 GeV / M. Ackermann [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2015. — Jan. — Vol. 799, no. 1. — P. 86. — ISSN 1538-4357. — DOI: 10.1088/0004-637x/799/1/86.
18. Development of the Model of Galactic Interstellar Emission for Standard Point-source Analysis of Fermi Large Area Telescope Data / F. Acero [et al.] // Astrophys. J. Suppl. — 2016. — Apr. — Vol. 223, no. 2. — P. 26. — DOI: 10.3847/0067-0049/223/2/26. — arXiv: 1602.07246 [astro-ph.HE].