

Поиск сверхкоротких всплесков гамма-излучения от испаряющихся первичных черных дыр

Г. М. Верешков^{+*}, В. Б. Петков^{+×1)}

⁺ Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

[×] Институт астрономии РАН, 119017 Москва, Россия

* Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета, 344090 Ростов-на-Дону, Россия

Поступила в редакцию 5 декабря 2014 г.

Поиск всплесков космического гамма-излучения от испаряющихся первичных черных дыр (ПЧД) для модели испарения с релятивистскими фазовыми переходами проведен по данным ливневой установки Андырчи. Данная модель предсказывает сверхкороткие ($\simeq 10^{-13}$ с) всплески гамма-излучения со спектром, одновременно имеющим максимумы интенсивности при энергиях фотонов 100 МэВ и 100 ГэВ. Такие сверхкороткие всплески гамма-излучения могут быть зарегистрированы расположенными на высоте гор ливневыми установками как ливни с равномерным пространственным распределением. Ограничение на концентрацию испаряющихся ПЧД в локальной области Галактики для данной модели испарения получено по информации за чистое время набора 4.23 г.

DOI: 10.7868/S0370274X15030029

Введение. Экспериментальный поиск первичных черных дыр (ПЧД) основывается на предсказанном Хокингом процессе их испарения [1]. На последней стадии испарения ПЧД генерируются всплески высокоэнергичного γ -излучения. Поскольку расчетные временные и энергетические характеристики таких всплесков зависят от теоретической модели испарения [2–5], методика экспериментального поиска и, соответственно, получаемые ограничения на концентрацию ПЧД в космическом пространстве являются модельно зависимыми.

Ранее на установках Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН был проведен поиск всплесков космического γ -излучения высокой энергии от испаряющихся первичных черных дыр. Получены ограничения на концентрацию испаряющихся ПЧД в локальной области космического пространства для трех моделей испарения [6–9]. В данной работе мы рассматриваем модель испарения, в которой в результате релятивистских фазовых переходов в потоке излучения ПЧД образуется квазистатичная конфигурация ПЧД + перестроенный вакуум [10]. На завершающей стадии эволюции ПЧД происходит взрыв этой конфигурации со временем высвечивания, определяемым наибольшим из масштабов перестройки вакуума: $\tau_\gamma \simeq 10^{-13}$ с. В результате формируются сверхкороткие всплески γ -излучения со спек-

тром, одновременно имеющим максимумы интенсивности на двух характерных энергиях фотонов:

$$\begin{aligned} E_{\gamma(1)} &\simeq 100 \text{ МэВ}, & N_{\gamma(1)} &\simeq 10^{30}, \\ E_{\gamma(2)} &\simeq 100 \text{ ГэВ}, & N_{\gamma(2)} &\simeq 10^{26}, \end{aligned} \quad (1)$$

где N_γ – полное число излученных фотонов с энергией E_γ .

Несмотря на то что большая часть вторичных частиц, рожденных первичными γ -квантами таких энергий, будет поглощена в атмосфере, предсказываемые в данной модели сверхкороткие всплески гамма-излучения могут быть зарегистрированы расположенными на высоте гор ливневыми установками как “плоские” атмосферные ливни (ПАЛ), т.е. ливни с равномерным пространственным распределением. В отличие от обычного широкого атмосферного ливня (ШАЛ), рожденного одной первичной частицей достаточно большой энергии, ПАЛ представляет собой суперпозицию вторичных частиц, рожденных в атмосфере различными γ – квантами, пришедшими на границу атмосферы практически одновременно.

Эксперимент. Установка для регистрации широких атмосферных ливней космических лучей Андырчи расположена на склоне горы Андырчи на высоте ~ 2060 м над уровнем моря. Географические координаты установки 43.28 с.ш. и 42.69 в.д. Установка состоит из 37 сцинтилляционных детекторов на основе пластического сцинтиллятора. Площадь инди-

¹⁾ e-mail: vpetkov@inr.ru

видуального детектора 1 м^2 . Расстояние между детекторами в горизонтальной плоскости $\sim 40 \text{ м}$. Полная площадь установки составляет $5 \cdot 10^4 \text{ м}^2$. Детекторы предназначены как для временных измерений (с целью определения направления прихода ШАЛ), так и для измерения энерговыделения (с целью определения положения оси и полного числа частиц в ливне). Наиболее вероятное энерговыделение в детекторе от одиночных частиц космических лучей $\approx 10 \text{ МэВ}$. Порог срабатывания детектора составляет $\approx 5 \text{ МэВ}$. Ливневой триггер вырабатывается при срабатывании ≥ 4 детекторов во временных воротах длительностью 3.2 мкс . Частота триггера $\sim 9 \text{ с}^{-1}$. Эффективное угловое разрешение установки для таких событий составляет 3.8° . Мертвое время установки на одно ливневое событие не зависит от мощности ливня и равно 1 мс . Подробное описание установки и ее рабочих характеристик приведено в работе [11].

Вероятности регистрации $P(E_\gamma, \theta)$ в гипотетическом детекторе Андырчи бесконечной площади вторичных частиц, рожденных первичными γ -квантами с энергией E_γ и падающих на установку под зенитным углом θ , были получены посредством моделирования электромагнитных каскадов в атмосфере и детекторе. Для моделирования электромагнитных каскадов в атмосфере использовалась программа CORSIKA [12]. Характеристики дошедших до уровня установки вторичных частиц поступали на вход программы расчета отклика детектора установки, в которой рассчитывалось энерговыделение в детекторе. Зависимость вероятности регистрации вторичных частиц, рожденных первичными γ -квантами с энергиями 100 МэВ и 100 ГэВ , от зенитного угла представлена на рис. 1а. На рис. 1б приведена зависимость от зенитного угла полного числа фотонов от испаряющейся ПЧД, которые могут быть зарегистрированы установкой. Из рисунка видно, что вклад фотонов с энергией 100 МэВ составляет меньше 10% . В данной работе мы будем рассматривать только фотоны с энергией 100 ГэВ .

Расчет спектра энерговыделений в детекторе от вторичных частиц, рожденных первичными фотонами с энергией 100 ГэВ , показал, что основное количество событий в спектре находится в диапазоне до 20 МэВ . Зависимость доли таких событий от зенитного угла $Q(\theta)$ приведена на рис. 2. Поэтому для подавления фона обычных ШАЛ среди зарегистрированных установкой ливневых событий отбирались такие события, в которых энерговыделение в каждом из сработавших детекторов не превышало 20 МэВ . При таком отборе отбраковывается более 80% обычных ШАЛ. Применение данного условия отбора (рис. 3)

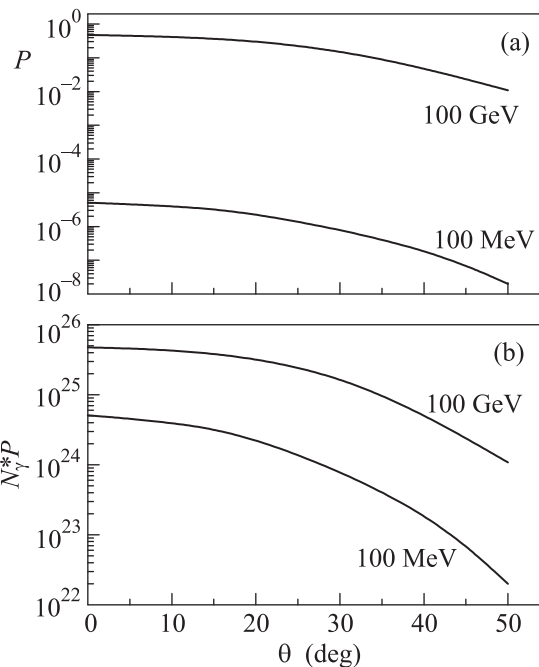


Рис. 1. (а) – Зависимость от зенитного угла вероятности регистрации вторичных частиц, рожденных первичными γ -квантами с энергиями 100 МэВ и 100 ГэВ , в гипотетическом детекторе Андырчи бесконечной площади. (б) – Зависимость от зенитного угла полного числа фотонов от испаряющейся ПЧД, которые могут быть зарегистрированы установкой

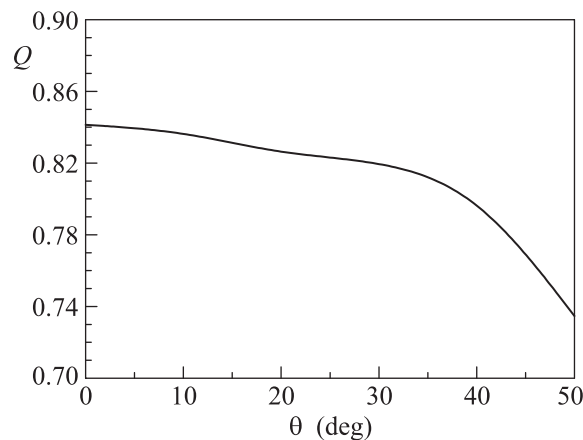


Рис. 2. Зависимость от зенитного угла доли событий с энерговыделением до 20 МэВ в спектре энерговыделений в детекторе от вторичных частиц, рожденных первичными γ -квантами с энергией 100 ГэВ

приводит также к заметному уменьшению максимального количества сработавших детекторов в зарегистрированных установкой ливнях. Распределения по количеству сработавших детекторов для отобранных таким образом ливней были получены для ше-

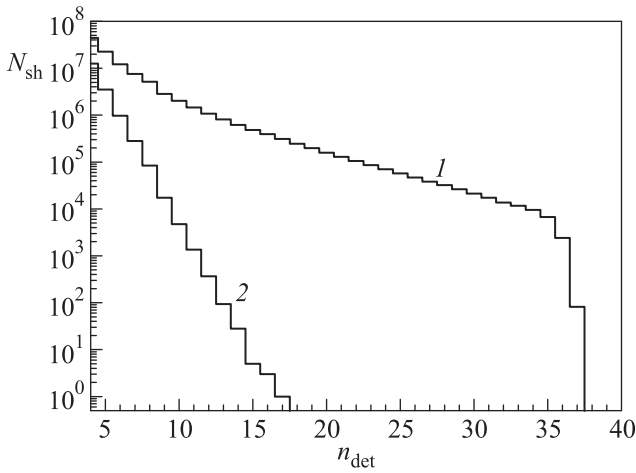


Рис. 3. Распределения ШАЛ по количеству сработавших детекторов для $\theta \in [0^\circ, 10^\circ]$: 1 – все ливни, 2 – ливни, в которых энерговыделение в каждом из сработавших детекторов не превышает 20 МэВ (максимальное количество сработавших детекторов равно 17)

сти диапазонов по зенитному углу θ (от 0° до 60°) с шагом $\Delta\theta = 10^\circ$ за чистое время набора информации 4.23 г. Максимальные значения числа сработавших детекторов $m'(\theta)$ в таких ливнях составляют для этих диапазонов, соответственно, 17, 19, 18, 17, 21, 22.

Ограничения на концентрацию испаряющихся ПЧД. Пусть ПЧД находится на расстоянии r от установки и видна с нее под зенитным углом θ . Средняя плотность γ -квантов, вторичные частицы от которых могут быть зарегистрированы установкой Андырчи, равна

$$\bar{\rho}_\gamma(\theta, r) = \frac{N_\gamma}{4\pi r^2} P(\theta) Q(\theta), \quad (2)$$

где N_γ – количество γ -квантов с энергией $E_\gamma = 100$ ГэВ (используется значение из выражения (1)), $P(\theta)$ – вероятности регистрации в гипотетическом детекторе Андырчи бесконечной площади вторичных частиц от таких γ -квантов, $Q(\theta)$ – вероятность того, что энерговыделение в детекторе составляет меньше 20 МэВ.

Число всплесков, зарегистрированных за полное время наблюдения T , можно представить в виде

$$N = \rho_{pbh} T V_{\text{eff}}, \quad (3)$$

где

$$V_{\text{eff}} = \int d\Omega \int_0^\infty dr r^2 F[m, \bar{n}(\theta, r)] \quad (4)$$

есть эффективный объем пространства, просматриваемый установкой, ρ_{pbh} – концентрация испаряю-

щихся ПЧД, а $F[m, \bar{n}(\theta, r)]$ – вероятность срабатывания m и более детекторов в установке от ПАЛ со средней плотностью γ -квантов $\rho_\gamma(\theta, r)$. Здесь

$$\bar{n}(\theta, r) = \rho_\gamma(\theta, r) S_d(\theta) \quad (5)$$

есть среднее число частиц в детекторе, $S_d(\theta)$ – площадь детектора. При регистрации ливней с равномерным пространственным распределением вероятность срабатывания m и более детекторов на установке с полным числом детекторов M можно представить в виде

$$F[m, \bar{n}(\theta, r)] = \sum_{k=m}^M C_M^k (1 - e^{-\bar{n}(\theta, r)})^k (e^{-\bar{n}(\theta, r)})^{(M-k)}, \quad (6)$$

где для установки Андырчи $M = 37$.

При вычислении эффективного объема возьмем $m \equiv m(\theta) = m'(\theta) + 1$. Это означает, что все зарегистрированные установкой ливни являются обычными ШАЛ и события, которые можно было бы рассматривать как события от испаряющихся ПЧД, отсутствуют. В таком случае эффективный объем просматриваемого установкой пространства V_{eff} равен $1.55 \cdot 10^{-11}$ пк³. Если испаряющиеся ПЧД равномерно распределены в локальной области Галактики, то верхний предел ρ_{lim} на концентрацию испаряющихся ПЧД на 99-процентном доверительном уровне вычисляется по формуле

$$\rho_{\text{lim}} = \frac{4.6}{T V_{\text{eff}}}. \quad (7)$$

В нашем случае $\rho_{\text{lim}} = 7.0 \cdot 10^{10}$ пк⁻³ г⁻¹.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований президиума РАН “Фундаментальные свойства материи и астрофизика”.

1. S. W. Hawking, Nature **248**, 30 (1974); Com. Math. Phys. **43**, 199 (1975).
2. J. H. MacGibbon and B. R. Webber, Phys. Rev. D **41**, 3052 (1990).
3. A. F. Heckler, Phys. Rev. Lett. **78**, 3430 (1997).
4. R. G. Daghigh and J. I. Kapusta, Phys. Rev. D **65**, 064028 (2002).
5. E. Bugaev, P. Klimai and V. Petkov, Proc. of the 30th International Cosmic Ray Conference, ed. by R. Caballero et al., Universidad Nacional Autonoma de Mexico, Mexico City, Mexico (2008), v. 3, p. 1123; arXiv:0706.3778 [astro-ph].
6. В. Б. Петков, Э. В. Бугаев, П. А. Климай, Д. В. Смирнов, Письма в ЖЭТФ **87**, 3 (2008).

7. В. Б. Петков, Э. В. Бугаев, П. А. Климай, М. В. Андреев, В. И. Волченко, Г. В. Волченко, А. Н. Гапоненко, Ж. Ш. Гулиев, И. М. Дзапарова, Д. В. Смирнов, А. В. Сергеев, А. Б. Черняев, *Письма в АЖ* **34**, 563 (2008).
8. В. Б. Петков, Э. В. Бугаев, П. А. Климай, А. Н. Гапоненко, П. С. Стриганов, *Препринт ИЯИ РАН 1209/2008*, ИЯИ РАН, М. (2008).
9. В. Б. Петков, Э. В. Бугаев, П. А. Климай, М. В. Андреев, В. И. Волченко, Г. В. Волченко, И. М. Дзапарова, Д. Д. Джапшув, А. Н. Гапоненко, Ж. Ш. Гулиев, Н. Ф. Клименко, А. У. Куджаев, А. В. Сергеев, Н. С. Хаердинов, А. Б. Черняев, А. Ф. Янин, *ЖЭТФ* **137**, 460 (2010).
10. O. D. Lalakulich, V. B. Petkov and G. M. Vereshkov, *ASP Conference Series* **312**, 453 (2004).
11. В. Б. Петков, В. И. Волченко, Г. В. Волченко, Ж. Ш. Гулиев, И. М. Дзапарова, С. Н. Карпов, В. А. Козярицкий, А. Н. Куреня, Д. В. Смирнов, А. Б. Черняев, А. Ф. Янин, *ПТЭ* **6**, 50 (2006).
12. D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, *Report FZKA 6019*, Forschungszentrum, Karlsruhe (1998).