

## Ограничения на концентрацию испаряющихся первичных черных дыр для хромосферных моделей испарения

В. Б. Петков, Э. В. Бугаев, П. А. Климай<sup>1)</sup>, Д. В. Смирнов

Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 декабря 2007 г.

По данным установки “Андырчи”, полученным в режиме регистрации одиночной компоненты космических лучей за 2005.4 суток чистого времени набора информации, проведен поиск всплесков космического гамма-излучения с энергией первичных фотонов  $\geq 10$  ГэВ. Распределение флуктуаций темпа счета установки согласуется с ожидаемым от фона космических лучей, за исключением одного события с отклонением в  $7.9\sigma$ . Получены ограничения на концентрацию испаряющихся первичных черных дыр в локальной области Галактики для хромосферных моделей испарения.

PACS: 97.60.Lf, 98.70.Rz

**Введение.** Первичные черные дыры (ПЧД) могут рождаться в ранней Вселенной вследствие гравитационного коллапса первичных космологических флуктуаций плотности. Теоретические предсказания вероятности этого рождения сильно зависят от используемой теории гравитации и от используемой модели гравитационного коллапса. Процесс испарения черных дыр, на котором основывается их экспериментальный поиск, также до конца не изучен. Таким образом, обнаружение ПЧД позволит получить ценную информацию о ранней Вселенной и может стать уникальным тестом общей теории относительности, космологии и квантовой гравитации [1]. Для прямого поиска ПЧД существенно их распределение в пространстве. Вследствие возможных эффектов кластеризации, плотность ПЧД в нашей галактике может быть на много порядков больше средней плотности ПЧД во Вселенной [2], поэтому ограничения на концентрацию ПЧД, полученные по результатам прямого поиска, могут быть гораздо сильнее ограничений, найденных из измерений диффузного внегалактического  $\gamma$ -фона.

На последней стадии испарения ПЧД генерируются всплески высокоэнергичного  $\gamma$ -излучения. Поскольку расчетные временные и энергетические характеристики таких всплесков зависят от теоретической модели испарения [3], методика экспериментального поиска и, соответственно, получаемые ограничения на концентрацию ПЧД в космическом пространстве являются модельно зависимыми. В модели без хромосферы [4] испаряемые частицы не взаимодействуют между собой, все кварки распространяются свободно и фрагментируют независимо друг

от друга. Спектр фотонов формируется в результате фрагментации кварков и распада нестабильных адронов, вследствие чего этот спектр не является тепловым. В хромосферных моделях DK02 [5] и H97 [6] взаимодействующие между собой испаряемые частицы формируют квази-хромосферу, что приводит к сильному дроблению энергии и, в результате, к крутому спектру фотонов в области высоких энергий. Спектры излучаемых ПЧД  $\gamma$ -квантов зависят от времени, остающегося до конца испарения черной дыры. Более подробный анализ моделей испарения проведен в работе [3]. Назовем длительностью вспышки для данного порога  $E_{th}$  время, остающееся до конца испарения черной дыры, в течение которого излучаются 99%  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma \geq E_{th}$ . Зависимость длительности вспышки от пороговой энергии приведена на рис.1 для трех моделей испарения. До настоящего времени поиск всплесков высокоэнергичного  $\gamma$ -излучения от последней стадии испарения ПЧД проводился в экспериментах по регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ) космических лучей на нескольких ливневых установках [7] и черенковском телескопе Whipple [8]. Интерпретация результатов таких экспериментов, из-за высокой пороговой энергии первичных  $\gamma$ -квантов, может проводиться только в рамках модели испарения без хромосферы, так как хромосферные модели предсказывают слишком малую длительность всплеска высокоэнергичного  $\gamma$ -излучения, которая много меньше мертвого времени этих установок. Для прямого поиска событий от ПЧД в рамках хромосферных моделей может быть применена методика поиска выбросов в суммарном темпе счета при работе установок в режиме регистрации одиночной компоненты космических лучей. На-

<sup>1)</sup>e-mail: pklimai@gmail.com

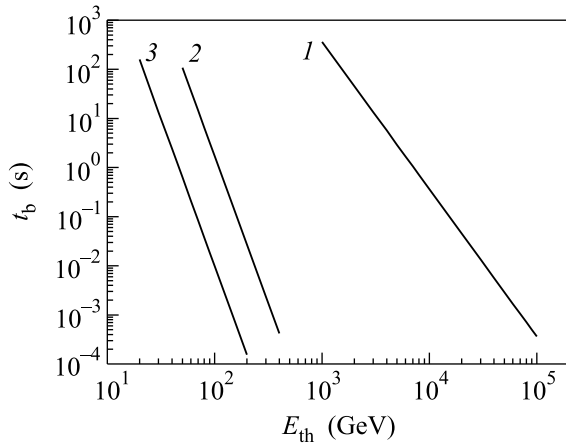


Рис.1. Длительность вспышки как функция пороговой энергии гамма-квантов для различных моделей испарения: 1 – модель без хромосферы [4], 2 – модель с хромосферой DK02 [5], 3 – модель с хромосферой H97 [6]

правление прихода частиц при работе в таком режиме не определяется, эффективная энергия первичных гамма-квантов зависит, в основном, от высоты расположения установки над уровнем моря. Ранее такая методика применялась при поиске всплесков космического  $\gamma$ -излучения с энергией фотонов больше нескольких ГэВ [9–11].

**Эксперимент.** Ливневая установка “Андырчи” Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН расположена на высоте 2060 м над уровнем моря и состоит из 37 сцинтилляционных детекторов площадью 1 м<sup>2</sup> каждый. Для регистрации одиночной компоненты космических лучей каждую секунду измеряется суммарный темп счета всех детекторов установки. Поиск  $\gamma$ -всплесков по данной методике проводится в условиях большого фона космических лучей ( $\bar{\omega} = 11440 \text{ с}^{-1}$  за период наблюдения), что требует высокой стабильности и надежности работы всей аппаратуры. Контроль осуществляется посредством одновременных измерений (также каждую секунду) темпов счета четырех частей установки, содержащих 10, 9, 9 и 9 детекторов. Подробное описание установки и ее рабочих характеристик приведено в работе [12]. Вероятности регистрации  $P(E_\gamma, \theta)$  вторичных частиц, рожденных первичными  $\gamma$ -квантами с энергией  $E_\gamma$  и падающих на установку под зенитным углом  $\theta$ , в гипотетическом детекторе “Андырчи” бесконечной площади, были получены посредством моделирования электромагнитных каскадов в атмосфере и детекторе [11]. Вследствие относительно плавной зависимости вероятности регистрации гамма-квантов от энергии медианная энергия регистрируемых установкой первичных  $\gamma$ -квантов зависит от их

энергетического спектра. В случае источника в зените и степенного спектра с показателем  $-2.0$  медианная энергия первичных  $\gamma$ -квантов равна 10 ГэВ.

Для поиска отклонений в темпе счета установки с длительностью  $\Delta t \leq 1$  с используется параметр  $F_i$ , который представляет собой отклонение в единицах пуассоновской сигмы числа отсчетов  $k_i$  за  $i$ -ю секунду 15-минутного интервала от среднего за интервал  $\bar{k}$ :  $F_i = (k_i - \bar{k})/\sqrt{\bar{k}}$ . Поскольку вариациями интенсивности космических лучей за 15 мин в первом приближении можно пренебречь и средний темп счета достаточно велик, можно ожидать, что параметр  $F_i$  подчиняется распределению Гаусса со средним значением  $V = 0$  и среднеквадратичным отклонением  $\sigma = 1.0$ . Для характеристики отклонений в темпе счета между частями установки используется параметр  $D_i$ :  $D_i = \frac{1}{4} \sum_{j=1}^4 (F_i^j - \bar{F}_i)^2$ , где  $F_i^j$  есть отклонение  $j$ -й части установки и  $\bar{F}_i$  – среднее четырех значений  $F_i^j$  за  $i$ -ю секунду 15-минутного интервала. В последующей обработке использовались только те секундные точки, для которых выполнялось условие  $D_i \leq D_{\text{bound}}(F_i)$ , значения  $D_{\text{bound}}(F_i)$  были получены методом Монте-Карло в предположении справедливости распределения Пуассона для  $k_i$ . Это условие дает возможность исключить точки с неразумно большими отклонениями в темпе счета между частями установки, то есть исключить аппаратурные погрешности. Полезные события (секундные точки) могут быть отброшены с вероятностью  $2 \cdot 10^{-9}$  для всех событий и с вероятностью  $1.3 \cdot 10^{-3}$  для событий с  $F_i \geq 5$ . Из всего объема экспериментальных данных по этому условию было отброшено  $\sim 0.01\%$  событий.

На рис.2 приведено экспериментальное распределение по параметру  $F_i$  за 9 лет набора информации

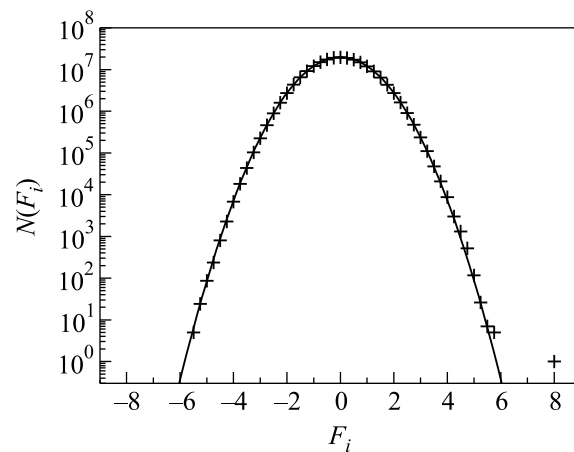


Рис.2. Распределение по параметру  $F_i$  за 9 лет набора информации; линия – фит распределением Гаусса

(2005.4 суток чистого времени). Экспериментальные данные хорошо фитируются до  $\sim 6\sigma$  распределением Гаусса со средним значением  $V = -(0.0025 \pm 0.0004)$  и среднеквадратичным отклонением  $\sigma = 1.006$ . Единственное событие с большим отклонением ( $7.9\sigma$ ) было зарегистрировано 17 апреля 2002 г. в 17:31:29 УТ,  $\gamma$ -всплески на космических аппаратах в этот момент не наблюдались.

**Ожидаемый от ПЧД сигнал.** Пусть ПЧД находится на расстоянии  $r$  от установки и видна с нее под зенитным углом  $\theta$ . Тогда среднее число регистрируемых установкой  $\gamma$ -квантов равно

$$\bar{n}(\theta, r) = \frac{S(\theta)}{4\pi r^2} N(\Delta t, \theta), \quad (1)$$

где  $N(\Delta t, \theta)$  есть полное число излученных ПЧД гамма-квантов, которые могут быть зарегистрированы установкой,

$$N(\Delta t, \theta) = \int_0^{\infty} dE P(E_\gamma, \theta) \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}(\Delta t). \quad (2)$$

Здесь  $(dN_\gamma/dE_\gamma)(\Delta t)$  – спектр  $\gamma$ -квантов, излученных за остающееся до конца испарения ПЧД время  $\Delta t$ , а  $S(\theta)$  – площадь установки. Число всплесков, зарегистрированных за полное время наблюдения  $T$ , можно представить в виде

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

где

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

– эффективный объем пространства, просматриваемый установкой,  $\rho_{pbh}$  – концентрация испаряющихся ПЧД, а  $F(n, \bar{n}) = e^{-\bar{n}} \bar{n}^n / n!$  – пуассоновская вероятность регистрации  $n$  событий при среднем значении  $\bar{n}$ .

**Ограничения на концентрацию ПЧД для хромосферных моделей.** Верхний предел на концентрацию ПЧД (если не рассматривать единичный выброс в темпе счета) можно получить из отсутствия событий с отклонениями  $\geq 6\sigma$  для  $\Delta t = 1$  с, то есть при вычислении просматриваемого установкой эффективного объема пространства (4) возьмем  $n = 6\sigma = 642$ . Если испаряющиеся ПЧД равномерно распределены в локальной области Галактики, то верхний предел  $\rho_{\text{lim}}$  на концентрацию испаряющихся ПЧД на 99% доверительном уровне вычисляется по формуле

$$\rho_{\text{lim}} = 4.6/V_{\text{eff}} T, \quad (5)$$

где чистое время наблюдения  $T = 5.5$  лет. Подставляя в (5) значения  $V_{\text{eff}}$ , вычисленные для каждой из хромосферных моделей испарения, получим, что на 99% доверительном уровне верхний предел для модели испарения DK02 равен  $1.8 \cdot 10^{12} \text{ пк}^{-3} \cdot \text{год}^{-1}$ , для модели H97:  $1.7 \cdot 10^{13} \text{ пк}^{-3} \cdot \text{год}^{-1}$ .

**Возможное событие от ПЧД.** Предположим, что событие с отклонением  $7.9\sigma$  вызвано  $\gamma$ -всплеском от испаряющейся ПЧД. Тогда в модели испарения без хромосферы [4] получаем среднюю концентрацию испаряющихся ПЧД  $2.9 \cdot 10^{12} \text{ пк}^{-3} \cdot \text{год}^{-1}$ , которая на много порядков выше, чем полученные ранее в нескольких экспериментах верхние пределы [7, 8].

В рамках хромосферных моделей в этом случае средняя концентрация испаряющихся ПЧД составляет  $\bar{\rho} = 7.8 \cdot 10^{11} \text{ пк}^{-3} \cdot \text{год}^{-1}$  для модели DK02 и  $\bar{\rho} = 7.2 \cdot 10^{12} \text{ пк}^{-3} \cdot \text{год}^{-1}$  для модели H97. Следует заметить, что в эксперименте на установке EAS-TOP [9] был также обнаружен единичный выброс в суммарном темпе счета установки, для  $\Delta t = 2$  с отклонение составило  $20.6\sigma$ . Если рассматривать этот выброс как событие от ПЧД, то средняя концентрация испаряющихся ПЧД составляет  $\bar{\rho} = 6.2 \cdot 10^{12} \text{ пк}^{-3} \cdot \text{год}^{-1}$  в модели DK02 и  $\bar{\rho} = 3.7 \cdot 10^{13} \text{ пк}^{-3} \cdot \text{год}^{-1}$  в модели H97. Несмотря на заметное различие (более чем на порядок) в средних значениях, существует пересечение 99% доверительных интервалов для каждой из моделей. Таким образом, если предположить, что события с большими отклонениями в суммарном темпе счета установок EAS-TOP и “Андырчи” вызваны  $\gamma$ -всплесками от испаряющейся ПЧД, то средняя концентрация испаряющихся ПЧД находится в диапазоне  $7.5 \cdot 10^{10} - 5.2 \cdot 10^{12} \text{ пк}^{-3} \cdot \text{год}^{-1}$  для модели DK02 и  $4.5 \cdot 10^{11} - 4.8 \cdot 10^{13} \text{ пк}^{-3} \cdot \text{год}^{-1}$  для модели H97.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 06-02-16135). Работа также была поддержана Программой фундаментальных исследований Президиума РАН “Нейтринная физика” и Государственной программой поддержки ведущих научных школ (грант # НШ-4580.2006.02).

1. B. J. Carr, Lect. Notes Phys. **631**, 301 (2003).
2. J. R. Chisholm, Phys. Rev. D **73**, 083504 (2006).
3. E. Bugaev, P. Klimai, and V. Petkov, Proc. 30th ICRC, Merida, Mexico (в печати); arXiv:0706.3778[astro-ph] (2007).
4. J. H. MacGibbon and B. R. Webber, Phys. Rev. D **41**, 3052 (1990).
5. R. G. Daghigh and J. I. Kapusta, Phys. Rev. D **65**, 064028 (2002).
6. A. F. Heckler, Phys. Rev. Lett. **78**, 3430 (1997).

7. В. Б. Петков, Э. В. Бугаев, П. А. Климай и др., Письма в АЖ (в печати).
8. E. T. Linton, R. W. Atkins, H. M. Badran et al., *J. of Cosmology and Astroparticle Physics* **01**, 013 (2006).
9. M. Aglietta, B. Alessandro, P. Antonioli et al., *ApJ* **469**, 305 (1996).
10. V. V. Alexeenko, A. V. Chernyaev, V. B. Petkov et al., *Nucl Phys. (Proc. Suppl.) B* **110**, 472 (2002).
11. В. Б. Петков, В. В. Алексеенко, В. И. Волченко и др., *Кинематика и физика небесных тел* **4**, 234 (2003).
12. В. Б. Петков, В. И. Волченко, Г. В. Волченко и др., *ПТЭ* **6**, 50 (2006).