

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ПОИСК ВСПЛЕСКОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ИСПАРЯЮЩИХСЯ ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР

*В. Б. Петков<sup>a,b</sup>, Э. В. Бугаев<sup>a</sup>, П. А. Климай<sup>a\*</sup>, М. В. Андреев<sup>a,b,c</sup>, В. И. Волченко<sup>a</sup>,  
Г. В. Волченко<sup>a</sup>, И. М. Дзапарова<sup>a,b</sup>, Д. Д. Джаппуев<sup>a</sup>, А. Н. Гапоненко<sup>a</sup>,  
Ж. Ш. Гулиев<sup>a</sup>, Н. Ф. Клименко<sup>a</sup>, А. У. Куджаев<sup>a</sup>, А. В. Сергеев<sup>a,b,c</sup>,  
Н. С. Хаердинов<sup>a</sup>, А. Б. Черняев<sup>a</sup>, А. Ф. Янин<sup>a</sup>*

*<sup>a</sup> Институт ядерных исследований Российской академии наук  
117312, Москва, Россия*

*<sup>b</sup> Терскольский филиал Института астрономии Российской академии наук  
361605, Терскол, Кабардино-Балкарская респ., Россия*

*<sup>c</sup> Международный Центр астрономических и медико-экологических исследований  
Национальной академии наук Украины  
361605, Терскол, Кабардино-Балкарская респ., Россия*

Поступила в редакцию 29 июня 2009 г.

С использованием различных моделей испарения рассчитаны энергетические спектры и временные характеристики всплесков гамма-излучения высокой энергии от испаряющихся первичных черных дыр. Обсуждаются существующие в настоящее время теоретические неопределенности формы спектра испаряемых фотонов. По данным установок «Андырчи» и «Ковер-2» Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН, полученным в режиме регистрации одиночной компоненты космических лучей, проведен поиск всплесков космического гамма-излучения с энергией первичных фотонов около 8 ГэВ. Получены новые верхние пределы для концентрации испаряющихся первичных черных дыр в локальной области космического пространства характерного размера порядка  $10^{-3}$  пк для разных моделей испарения.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Первичные черные дыры (ПЧД) могли рождаться в ранней Вселенной вследствие гравитационного коллапса первичных космологических флуктуаций плотности — тех самых, которые в процессе последующей эволюции Вселенной приводили к появлению ее наблюдаемой структуры (галактик и скоплений галактик). Для рождения заметного количества ПЧД важно, чтобы в ранней Вселенной существовали значительные флуктуации плотности на малых масштабах масс. По современным представлениям флуктуации кривизны и связанные с ними флуктуации плотности возникали в результате инфляционного расширения Вселенной, при этом существенно, что спектр мощности этих флуктуаций полностью

определяется параметрами используемой теоретической модели инфляции и, в первую очередь, формой инфляционного потенциала. Существует достаточно много моделей (см., например, [1] и ссылки в этой работе), в которых предсказывается спектр флуктуаций, обеспечивающий рождение значительного количества ПЧД.

Таким образом, существование или отсутствие ПЧД — вопрос экспериментальный. Их обнаружение позволит получить ценную информацию о процессах, происходивших в ранней Вселенной, прежде всего о закономерностях инфляционного расширения и возникновения наблюдаемой ныне структуры. Необнаружение ПЧД при данном уровне экспериментальной техники также несет в себе полезную информацию и позволяет продвинуться дальше в понимании ранней Вселенной.

\*E-mail: pklimai@gmail.com

Теоретические предсказания вероятности рождения ПЧД сильно зависят от используемой теории гравитации и от используемой модели гравитационного коллапса. Процесс испарения черных дыр [2], на котором основываются многие методы их экспериментального поиска, также до конца не изучен. Поэтому экспериментальное обнаружение ПЧД может стать уникальным тестом для общей теории относительности, космологии и квантовой гравитации [3].

Для прямого поиска ПЧД существенно их распределение в пространстве. Из-за локального увеличения плотности ПЧД в нашей галактике [4] ограничения на их концентрацию, полученные по результатам прямого поиска, могут быть более сильными по сравнению с ограничениями, полученными из измерений диффузного внегалактического гамма-фона, чувствительными лишь к средней плотности ПЧД во Вселенной.

Для анализа экспериментальных данных по вспышкам гамма-излучения с целью поиска испаряющихся первичных черных дыр необходимо использовать ту или иную физическую модель испарения, предсказывающую энергетические и временные характеристики фотонного сигнала. В настоящей работе используются три модели испарения: в первой из них [5] (наиболее известной) предполагается, что в суммарный фотонный спектр от испаряющихся ПЧД вносят большой вклад фотоны, возникающие в процессах фрагментации испаряемых кварков, в двух других [6, 7] учитываются также фотоны, рождающиеся при взаимодействии испаряемых кварков (а также лептонов) друг с другом. Взаимодействия испаряемых частиц существенны, если в процессе испарения вокруг ПЧД образуется нечто вроде фото- или хромосферы (как это и предполагается в работах [6, 7]).

В недавней работе МакГиббон и др. [8] приводятся аргументы (основывающиеся на классическом результате Хокинга [2]) в пользу того, что фото- и хромосферные эффекты пренебрежимо малы и испаряемые частицы практически не взаимодействуют друг с другом. Наша точка зрения (мы постараемся ее обосновать в следующем разделе) состоит в том, что подобные взаимодействия могут быть существенными (и, в частности, вокруг черной дыры может существовать некое подобие тепловой атмосферы). Во всяком случае процессы формирования спектра хокинговского излучения нельзя отделить от процессов взаимодействия испаряемых частиц, происходящих на расстояниях от центра черной

дыры, превышающих (в некоторых моделях значительно) ее гравитационный радиус. Далее в работе при анализе данных мы используем все три модели на равноправной основе. При этом мы не настаиваем на правильности исходных предпосылок хромосферных моделей, разработанных в работах [6, 7]. Нашей целью является лишь демонстрация чувствительности используемого в настоящей работе экспериментального метода (основанного на регистрации фотонов относительно небольших энергий порядка 10 ГэВ) к форме фотонного спектра (имея в виду, что истинная форма этого спектра может отличаться от «канонической», предсказанной в работе [5], и, кроме того, максимальная эффективная температура излучения может сильно отличаться от планковской).

## 2. СПЕКТР ФОТОНОВ ОТ ИСПАРЕНИЯ — ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬ

Знаменитый результат Хокинга [2], согласно которому черная дыра массы  $M$  эмитирует чернотельное излучение, точно соответствующее температуре  $T_H = T_R/4GM$  (где  $T_R$  — безразмерная риндлеровская температура,  $T_R = 1/2\pi$ ), был получен в полуклассическом приближении. Предполагалось, в частности, что эффекты от взаимодействия выходящего излучения с веществом, падающим на черную дыру (эффекты «обратной реакции») малы и не влияют на классическую геометрию коллапса. Хорошо известно, что вывод формулы Хокинга для спектра излучения предполагает явление потери информации [9] и, соответственно, возможность неунитарной эволюции черной дыры. Это является прямым следствием строгой локальности квантовой теории поля, ведущей к тому, что гильбертовы состояния внутри и снаружи горизонта черной дыры существуют независимо и, соответственно, к тому, что квантовомеханическое состояние черной дыры характеризуется матрицей плотности (т. е. не является «чистым»).

Во многих работах отмечалось, однако (см., например, [10–12]), что полуклассическое приближение, использованное в работе [2], является слишком грубым: нельзя, вообще говоря, считать, что выходящие из черной дыры частицы не испытывают влияния падающего на дыру вещества. Более того, гравитационные взаимодействия хокинговского излучения (после того, как оно уже «отделилось от горизонта») с падающими на черную дыру частицами могут быть достаточно сильными, вплоть до того,

что эти взаимодействия могут приводить к деформации метрики и к нарушению локальности. Известно, что квантовая гравитационная динамика существенно нелокальна, поэтому естественно предположить, что именно эта нелокальность может после ее учета привести к решению упомянутой выше проблемы потери информации [12].

Приближенный (эффективный) учет эффектов «обратной реакции» реализуется в подходе, в котором постулируется существование граничного условия для всех полей на гиперповерхности, отстоящей от горизонта на расстоянии порядка планковской длины. Примерами такого подхода являются модель «кирпичной стенки» [13], модель «растянутого горизонта» [14] и модель «отскока» [15]. Эти модели основываются на предположении, что сильные гравитационные взаимодействия между квантами полей эффективно формируют этот барьер между горизонтом и «стенкой». Предполагается, кроме того, что процесс образования и испарения черной дыры, с точки зрения удаленного наблюдателя, может быть полностью описан методами стандартной квантовой теории поля с унитарной  $S$ -матрицей и чистыми квантовыми состояниями.

Идея «растянутого горизонта» (иногда используется термин «мембрана») была высказана много лет назад [16], но в то время мембрана рассматривалась как удобная математическая конструкция, а не физический объект, наделенный микрофизическими степенями свободы. Нужно подчеркнуть, что подход, использующий концепцию «растянутого горизонта», имеет смысл только для внешнего наблюдателя (а не для свободно падающего). Самое существенное в этом подходе то, что «растянутый горизонт» может с помощью своих степеней свободы поглощать, термализовать и испускать в виде хокинговского излучения любую квантовомеханическую информацию (не допуская ее потери) [14].

Локальная собственная температура «растянутого горизонта»,  $T_s$ , связана с температурой, измеряемой удаленным наблюдателем (т. е. по определению с температурой Хокинга), соотношением

$$T_s = \frac{dt}{d\tau} T_H, \quad (1)$$

где  $d\tau/dt$  — фактор растяжения времени, связывающий временные интервалы на «растянутом горизонте» с интервалами времени по часам удаленного наблюдателя,

$$\frac{d\tau}{dt} = \frac{\rho_h}{4MG} \sim \frac{\rho_h}{r_h}. \quad (2)$$

В этой формуле  $\rho_h$  — расстояние от «растянутого горизонта» до горизонта,  $r_h$  — гравитационный радиус черной дыры с массой  $M$ . В случае, когда  $\rho_h \sim GM_P \equiv l_P$  ( $M_P$  — масса Планка), имеем

$$\frac{d\tau}{dt} \sim \frac{M_P}{M} \quad (3)$$

и, если  $T_s \sim M_P$  (независимо от массы и размера черной дыры), получаем

$$T_H \sim \frac{M_P^2}{M}. \quad (4)$$

Очень существенно, что по предположению «растянутого горизонта» находится в тепловом равновесии с окружающей его материей в течение большей части времени испарения. Число эмитируемых частиц в единицу времени должно быть пропорционально произведению площади горизонта черной дыры на фактор растяжения времени (для удаленного наблюдателя) [14],

$$\frac{dN}{dt} \sim M^2 \frac{d\tau}{dt} \sim M \quad (5)$$

(если все излученные частицы уходят на бесконечность). С другой стороны, число частиц, реально уходящих на бесконечность, равно

$$\frac{dN}{dt} \sim \frac{L}{E_{typ}} \sim \frac{1}{M}, \quad (6)$$

где  $L$  — светимость черной дыры,  $L \sim 1/M^2$ ,  $E_{typ} \sim T_H \sim M_P^2/M$  — характерная энергия излученных частиц. Из сравнения выражений (5) и (6) следует, что большая часть эмитируемых частиц не уходит на бесконечность, т. е. вокруг «растянутого горизонта» образуется тепловая атмосфера (вследствие повторных взаимодействий эмитируемых частиц с «растянутым горизонтом» и друг с другом).

Следует еще отметить, что в этих моделях черная дыра распадается из «чистого» квантовомеханического состояния, поэтому спектр излучения не обязательно является строго тепловым (по форме), в особенности на финальных стадиях испарения, когда масса черной дыры уже мала.

В общем случае температура  $T_s$  «растянутого горизонта», так же как и расстояние  $\rho_h$ , зависят от микрофизики процесса. Соответственно, максимальное значение температуры Хокинга и форма спектра испаряемых частиц зависят от модели. Понятно, что эта зависимость от модели особенно существенна на конечных стадиях испарения, когда радиус черной

дыры  $r_h$  становится сравнимым с  $\rho_h$ . В этом случае центробежный барьер становится неэффективным и, как следствие, частицы тепловой атмосферы вокруг «растянутого горизонта» постепенно получают возможность уходить на бесконечность. Экспериментальная сигнатура всплеска может быть похожа на предсказанную в хромосферных моделях [6, 7], если максимальное значение  $T_H$  много меньше  $M_P$ . Такая ситуация возможна, в частности, в струнных моделях. В этих моделях предполагается, что «растянутый горизонт» находится на расстоянии порядка  $l_s$  от горизонта событий ( $l_s$  — фундаментальная длина теории струн). Локальная собственная температура на «растянутом горизонте» равна  $T_s = 1/2\pi l_s$  [17]. Обычно предполагается, что струнная константа связи,  $g^2 = Gl_s^2$ , очень мала, так что планковский и струнный масштабы хорошо разделены. Когда в процессе испарения  $T_H$  приближается к  $T_s$  ( $T_s$  по предположению есть температура Хагедорна в струнной теории), радиус черной дыры становится равным  $l_s$ . В этот момент времени квантовомеханическое состояние черной дыры может превратиться в состояние струны, имеющее более высокую энтропию. Возможность такого перехода обсуждается во многих работах (см. работу [18] и ссылки в ней).

Существенно также, что идея соответствия «струна — черная дыра» [19], которая предполагает, что состояния черной дыры и высоковозбужденные состояния фундаментальной струны могут быть идентичными [17, 20], помогает понять физический смысл энтропии черной дыры (т. е. природу «внутренних состояний» черной дыры и степеней свободы «растянутого горизонта»).

Важно отметить, что струны — идеальные объекты для взаимодействия с «растянутым горизонтом» вследствие того, что при приближении к «растянутому горизонту» падающей на черную дыру струны и при соответствующем увеличении ее энергии имеет место расширение размеров струны в поперечной плоскости (а также вследствие того, что амплитуды рассеяния струн имеют реджевское поведение, а их сечения растут с увеличением энергии) [21].

Наиболее существенная в данном контексте особенность этого сценария состоит в том, что струна, возникающая в упомянутом выше фазовом переходе, распадается при температуре Хагедорна, так что импульсы эмитируемых частиц не превышают  $T_s$  (причем  $T_s$  может быть сравнительно малой, порядка 0.1 ТэВ).

### 3. ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ ИСПАРЯЮЩИХСЯ ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР

#### 3.1. Модели испарения

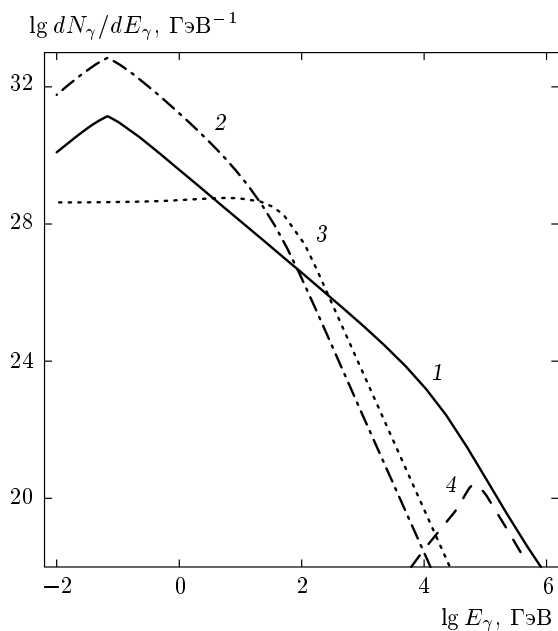
В модели МакГиббон и Веббера [5] (далее MW90) предполагается, что излученные частицы (кварки и лептоны) не взаимодействуют между собой и все излученные кварки распространяются свободно и распадаются независимо друг от друга. Спектр фотонов формируется в результате фрагментации кварков и распада нестабильных адронов, вследствие чего этот спектр не является тепловым. В хромосферных моделях Хеклера [6] (далее H97) и Дагхигх и Капусты [7] (далее DK02) взаимодействующие между собой излученные частицы формируют (почти) тепловую хромосферу, что в результате дробления энергии приводит к более крутому спектру фотонов в области высоких энергий. Спектры излучаемых ПЧД гамма-квантов зависят от времени, остающегося до конца испарения черной дыры  $t_l$ , которое в свою очередь связано с температурой Хокинга:

$$t_l = 4.7 \cdot 10^{11} \left( \frac{T_H}{1 \text{ ГэВ}} \right)^{-3} \text{ с.} \quad (7)$$

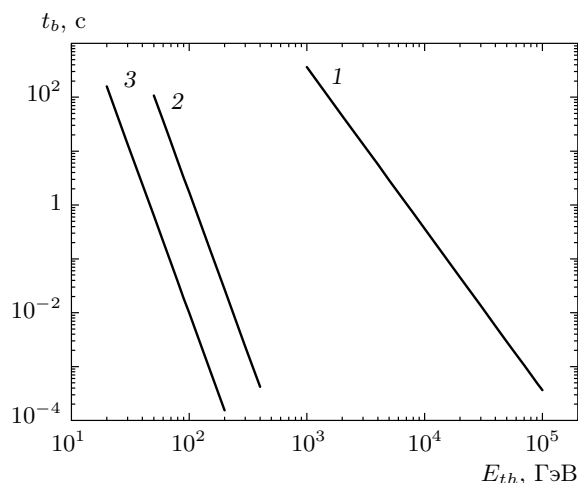
Сравнение проинтегрированных по времени спектров для трех используемых нами моделей испарения приведено в работе [22] и частично показано на рис. 1. Аппроксимационные формулы для спектров приводятся ниже, в разд. 3.3.

#### 3.2. Характеристики всплесков гамма-излучения от испаряющихся первичных черных дыр

Назовем длительностью вспышки для данного порога по энергиям гамма-квантов  $E_{th}$  время, остающееся до конца испарения черной дыры, в течение которого излучаются 99 % гамма-квантов с  $E_\gamma \geq E_{th}$ . Зависимость длительности вспышки от пороговой энергии приведена на рис. 2 для трех моделей испарения. До настоящего времени поиск всплесков высокоэнергичного гамма-излучения от последней стадии испарения ПЧД проводился в экспериментах по регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ) космических лучей на нескольких ливневых установках [23–26] и черенковском телескопе Whipple [27, 28]. Интерпретация результатов



**Рис. 1.** Проинтегрированный по времени спектр фотонов от испаряющейся черной дыры для начальной температуры Хокинга  $T_H = 10$  ТэВ (время жизни черной дыры в этом случае приблизительно равно 0.5 с). 1 — модель без хромосферы MW90, 2 — модель с хромосферой H97, 3 — модель с хромосферой DK02, 4 — спектр прямых фотонов, вычисленный по формуле Хокинга



**Рис. 2.** Длительность вспышки как функция пороговой энергии гамма-квантов для различных моделей испарения: модели без хромосферы MW90 (1), с хромосферой DK02 (2), H97 (3)

таких экспериментов из-за высокой пороговой энергии первичных гамма-квантов может проводиться только в рамках модели испарения без хромосферы, так как хромосферные модели предсказывают слишком малую длительность всплеска высокоэнергичного гамма-излучения, которая много меньше мертвого времени этих установок [22, 29]. 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. Направление 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 гамма-излучения с энергией фотонов больше нескольких ГэВ ([30–32], см. также [33] и ссылки в этой работе). Первые ограничения на концентрацию испаряющихся первичных черных дыр для хромосферных моделей испарения DK02 и H97 с использованием данной методики были получены в работе [29].

### 3.3. Спектры излучаемых гамма-квантов

Энергетические спектры фотонов от испаряющихся ПЧД, используемые в анализе экспериментальных данных, предсказываются теоретическими моделями [5–7]. Соответствующие численные результаты были получены в работе [22]. Для удобства использования для проинтегрированных по времени энергетических спектров фотонов были получены аппроксимационные формулы, кусочно-степенным образом приближающие результаты численных расчетов. Формулы применимы для начальных температур черной дыры  $T_H$ , превышающих несколько ГэВ. В этих формулах энергия фотонов и температура измеряются в ГэВ, а спектр  $dN_\gamma/dE_\gamma$  имеет размерность  $\text{ГэВ}^{-1}$ .

Спектр фотонов в модели MW90 аппроксимируется следующим образом:

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \approx 9 \cdot 10^{35} \begin{cases} T_H^{-3} \left(\frac{T_H}{E_\gamma}\right)^{3/2}, & E_\gamma < T_H, \\ E_\gamma^{-3}, & E_\gamma \geq T_H. \end{cases} \quad (8)$$

Для модели H97 при  $E_\gamma > m_\pi/2$  параметризация имеет вид

$$\lg \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \approx \begin{cases} 36.24 - 1.5 \lg E_\gamma - 1.25 \lg T_H, & \lg E_\gamma \leq 0.5 \lg T_H - 1.55, \\ 34.9 - 2.4 \lg E_\gamma - 0.8 \lg T_H, & 0.5 \lg T_H - 1.55 < \lg E_\gamma < 0.5 \lg T_H - 0.25, \\ 34.5 - 4 \lg E_\gamma, & \lg E_\gamma \geq 0.5 \lg T_H - 0.25. \end{cases} \quad (9)$$

В модели DK02, в отличие от предыдущей модели, спектр стремится к постоянному значению при малых энергиях фотонов. Параметризация имеет вид

$$\lg \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \approx \begin{cases} 36.8 - 2 \lg T_H, & \lg E_\gamma \leq 0.5 \lg T_H - 0.62, \\ 35.56 - 2 \lg E_\gamma - \lg T_H, & 0.5 \lg T_H - 0.62 < \lg E_\gamma < 0.5 \lg T_H + 0.12, \\ 35.8 - 4 \lg E_\gamma, & \lg E_\gamma \geq 0.5 \lg T_H + 0.12. \end{cases} \quad (10)$$

Отметим, что при асимптотически высоких энергиях дифференциальные фотонные спектры обеих хромосферных моделей характеризуются зависимостью  $E_\gamma^{-4}$ , в отличие от модели MW90, в которой, как видно из формулы (8), эта зависимость имеет вид  $E_\gamma^{-3}$ .

## 4. ЭКСПЕРИМЕНТ

### 4.1. Описание установок

Эксперимент проведен на ливневых установках «Андырчи» и «Ковер-2» Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН, расстояние между установками в горизонтальной плоскости приблизительно 1 км. Обсерватория расположена на Северном Кавказе в долине реки Баксан (Приэльбрусье) в точке с географическими координатами 43.28° с. ш. и 42.69° в. д. Для целей данной работы использовалась информация, полученная при работе установок в режиме регистрации одиночной компоненты космических лучей.

Установка «Андырчи» находится на склоне горы на высоте 2060 м над уровнем моря (глубина в атмосфере 800 г/см<sup>2</sup>) и состоит из 37 сцинтилляционных детекторов. Пластмассовый сцинтиллятор площадью 1 м<sup>2</sup> и толщиной 5 см просматривается одним фотоумножителем типа ФЭУ-49Б. Наиболее вероятное энерговыделение в детекторе от одиночных частиц порядка 10 МэВ, порог срабатывания детектора составляет 5 МэВ. Средний темп счета детектора на этом пороге 308 с<sup>-1</sup>. Для регистрации одиночной компоненты космических лучей каждую секунду измеряется суммарный темп счета всех детекторов установки. Поиск гамма-всплесков по данной методике проводится в условиях большого фона космических лучей ( $\bar{\omega} = 11390$  с<sup>-1</sup> за период наблюдения), что требует высокой стабильности и надежности работы всей аппаратуры. Контроль осуществля-

ется посредством одновременных измерений (также каждую секунду) темпов счета четырех частей установки, содержащих 10, 9, 9 и 9 детекторов. Использование такой информации позволяет исключить секундные точки с неразумно большими отклонениями в темпе счета между частями установки, т. е. исключить события, возникшие вследствие: а) неисправностей индивидуальных детекторов и каналов регистрации; б) неисправностей каналов измерения темпов счета отдельных частей установки; в) несинхронных импульсных электромагнитных помех, возникших в индивидуальных детекторах или наведенных на их сигнальные кабели. Следует отметить, что синхронные электромагнитные помехи, возникшие в кабелях питания регистрирующей системы или наведенные на сигнальные кабели всех детекторов установки, таким способом не отсекаются. Подробное описание установки и ее рабочих характеристик приведено в работе [34].

Установка «Ковер-2» [35, 36] расположена на высоте 1700 м над уровнем моря, что соответствует глубине в атмосфере 840 г/см<sup>2</sup>. Центральная часть установки (собственно «Ковер») находится в здании под крышей толщиной 29 г/см<sup>2</sup> и состоит из 400 жидкостных сцинтилляционных детекторов, расположенных в виде квадрата со стороной 14 м и полностью покрывающих площадь 196 м<sup>2</sup>. Площадь одного детектора 0.7 × 0.7 м<sup>2</sup>, толщина 0.3 м. В шести выносных пунктах (ВП) с тонкой крышей ( $\sim 1.2$  г/см<sup>2</sup>) находятся 108 таких же детекторов, общая площадь ВП составляет 54 м<sup>2</sup>. Наиболее вероятное энерговыделение в жидкостном сцинтилляционном детекторе от одиночных частиц — около 50 МэВ. Мюонный детектор (МД) общей площадью 175 м<sup>2</sup> состоит из 175 детекторов такого же типа, как и применяемые на установке «Андырчи». Детекторы расположены в подземном туннеле с толщиной поглотителя 500 г/см<sup>2</sup>, что соответствует пороговой энергии мюонов 1 ГэВ для вертикального направления.

Для регистрации одиночной компоненты космических лучей была использована система сбора информации эксперимента по исследованию вариаций интенсивности вторичных частиц космического излучения на установке «Ковер-2». Более подробно система сбора информации и особенности регистрации частиц в данном эксперименте описаны в работе [37]. В данной работе использовалась информация, полученная следующим образом. Аналоговые сигналы детекторов установки «Ковер» суммируются и после дискриминатора с порогом 15 МэВ приходят на счетчики, расположенные в крейте КАМАК. Средний темп счета детекторов установки «Ковер» составляет  $38600 \text{ с}^{-1}$ . Аналоговые сигналы всех шести ВП поступают на сумматоры двух групп ВП (по три ВП в группе) и на сумматор всех ВП. Сигналы с сумматоров групп после дискриминатора с порогом 10 МэВ приходят на счетчики. Сигналы с сумматора всех ВП разветвляются на два канала. В первом канале сигналы после прохождения дискриминатора с порогом 10 МэВ поступают на счетчик. Во втором канале сигналы после прохождения фильтра ВЧ (1 МГц) приходят на дискриминатор с порогом 10 МэВ и затем на счетчик. Сравнение числа отсчетов по каналам регистрации с различной частотной характеристикой электронного тракта используется для контроля присутствия в каналах регистрации электромагнитной помехи, размывающей пороги дискриминации сигналов [37]. Средний темп счета всех ВП составляет  $17200 \text{ с}^{-1}$ .

Аналоговые сигналы детекторов МД суммируются и дискриминируются с порогом в области минимума спектра амплитуд (около 5 МэВ для детекторов этого типа). Затем логические импульсы по кабелю длиной 50 м поступают в центральное здание на счетчик. Средний темп счета детекторов МД составляет  $19500 \text{ с}^{-1}$ . Для регистрации импульсных электромагнитных помех, возникающих как в питающих напряжениях регистрирующей системы, так и в сигнальных кабелях, в эксперименте используется блок «Регистратор электромагнитных помех». Логические сигналы с выхода этого блока также поступают на счетчик, опрашиваемый компьютером вместе с другими каналами один раз в секунду.

#### 4.2. Отклик установок на всплески гамма-излучения от испаряющихся первичных черных дыр

Вероятности регистрации  $P(E_\gamma, \theta)$  вторичных частиц, рожденных первичными гамма-квантами с энергией  $E_\gamma$  и падающих на установки бесконеч-

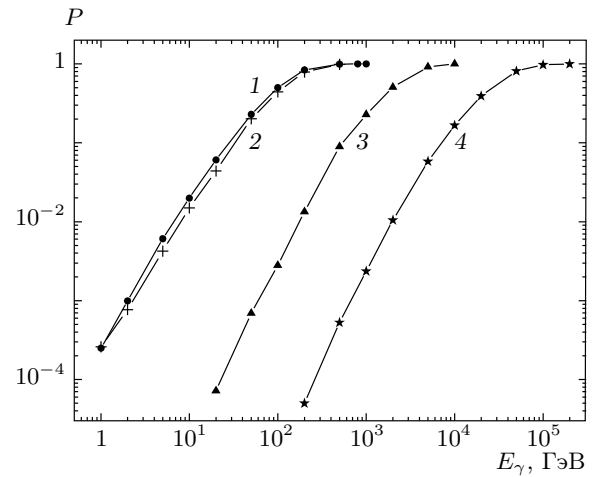


Рис. 3. Вероятность регистрации детектором бесконечной площади сигнала от гамма-квантов, приходящих с вертикального направления, как функция первичной энергии гамма-кванта: ВП (1), «Андырчи» (2), «Ковер» (3), МД (4)

ной площади под зенитным углом  $\theta$ , были получены посредством моделирования электромагнитных каскадов в атмосфере и детекторах установок. Для моделирования электромагнитных каскадов в атмосфере использовалась программа CORSIKA [38]. Характеристики дошедших до уровня установки вторичных частиц поступали на вход программы расчета отклика детекторов каждой установки, в которой вычислялось энерговыделение в детекторах. На рис. 3 приведены вероятности регистрации нашими установками событий от первичных гамма-квантов, пришедших с вертикального направления, как функции их энергии. Для оценки эффективной энергии первичных гамма-квантов, регистрируемых установками, возьмем медианную энергию первичных гамма-квантов, источник которых находится в зените, и спектр гамма-квантов степенной с показателем  $-2.7$  [23]. Регистрируемые установкой «Андырчи» и выносными пунктами гамма-кванты имеют эффективную энергию 8 ГэВ. Для установки «Ковер» и МД эффективные энергии равны соответственно 200 ГэВ и 2000 ГэВ.

Так как спектр излучаемых ПЧД гамма-квантов  $dN_\gamma/dE_\gamma$  зависит от времени  $t_l$ , остающегося до конца испарения ПЧД, то регистрируемый установкой спектр (функция отклика установки)  $P(E_\gamma, \theta)dN_\gamma/dE_\gamma$  также зависит от  $t_l$ . Здесь  $\theta$  — зенитный угол, под которым ПЧД видна с установки. Полное число излученных ПЧД гамма-квантов, которые могут быть зарегистрированы установкой,

$$N_\gamma(\theta, t_i) = \int_0^\infty \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} P(E_\gamma, \theta) dE_\gamma, \quad (11)$$

также зависит от  $t_i$ .

Пусть площадь установки равна  $S(\theta)$  и ПЧД находится на расстоянии  $R$ . Тогда среднее число зарегистрированных установкой гамма-квантов равно

$$\bar{n}(\theta) = \frac{N_\gamma(\theta, t_i)S(\theta)}{4\pi R^2}, \quad (12)$$

что дает превышение над средним темпом счета установки  $\bar{\omega}$  в единицах среднеквадратичного отклонения:

$$f(\theta) = \frac{\bar{n}(\theta)}{\sqrt{\bar{\omega}}} = \frac{N_\gamma(\theta, t_i)S(\theta)}{4\pi R^2 \sqrt{\bar{\omega}}}. \quad (13)$$

Отсюда можно получить отношение превышений над фоном в единицах среднеквадратичного отклонения для различных установок, которое не зависит от  $R$ . Оценим относительную чувствительность установок к всплескам гамма-излучения от испаряющихся ПЧД для односекундных интервалов набора информации  $\Delta t = 1$  с, предполагая, что данный интервал совпадает с интервалом времени  $t_i$ , остающимся до конца испарения ПЧД. Тогда, в зависимости от зенитного угла и модели испарения с хромосферой, при увеличении темпа счета на ВП на  $f$  стандартных отклонений возрастание темпа счета на установке «Андырчи» будет находиться в пределах  $(1.02-1.2) f$ . Для хромосферных моделей испарения при любом зенитном угле превышение на установке «Ковер» будет меньше, чем  $0.02 f$ , а на МД — меньше, чем  $0.0001 f$ .

Для модели без хромосферы при увеличении темпа счета на ВП на  $f$  стандартных отклонений возрастание темпа счета на установке «Андырчи» будет находиться в пределах  $(0.93-0.96) f$  в зависимости от зенитного угла. В этой же модели при любом зенитном угле возрастание темпа счета на установке «Ковер» будет меньше, чем  $0.4 f$ , а на МД — меньше, чем  $0.04 f$ .

Таким образом, при поиске событий от испаряющихся ПЧД в рамках рассматриваемых моделей испарения достаточно использовать только данные установок «Андырчи» и ВП.

### 4.3. Временной интервал для поиска гамма-всплесков от первичных черных дыр

Выбор интервала  $\Delta t$ , в течение которого следует проводить поиск гамма-всплесков от испаряющихся ПЧД на данной установке, зависит как от дли-

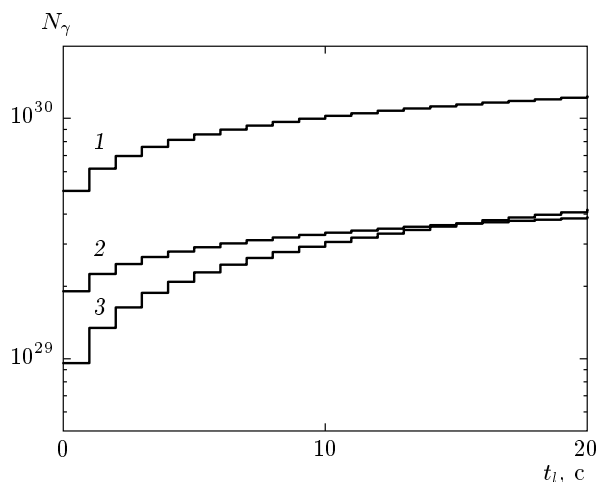
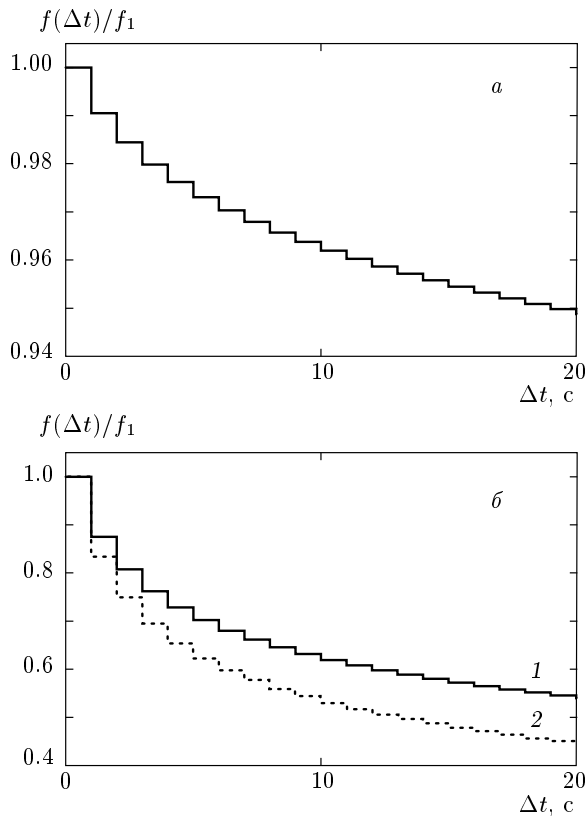


Рис. 4. Полное число излученных ПЧД гамма-квантов, которые могут быть зарегистрированы установкой «Андырчи» при  $\theta = 0$ , как функция времени  $t_i$ , остающегося до конца испарения черной дыры: модели DK02 (1), H97 (2), MW90 (3)

тельности всплесков, так и от их временного профиля. Длительность всплесков гамма-излучения от испаряющихся ПЧД, которые могут регистрироваться установками «Андырчи» и ВП, превышает  $10^4$  секунд для всех рассматриваемых моделей испарения. Следует заметить, что поиск всплесков большей длительности (десятки секунд и более) в наземных экспериментах, особенно при работе установок в режиме регистрации одиночной компоненты космических лучей, затруднен из-за наличия короткопериодических вариаций интенсивности космических лучей [32, 33]. На рис. 4 для рассматриваемых моделей испарения приведены зависимости от  $t_i$  полного числа излученных ПЧД гамма-квантов (т. е. интегральные временные профили гамма-излучения), которые могут быть зарегистрированы установкой «Андырчи» с вертикального направления. Даже при достаточно большом изменении длительности интервала (с 1 с до 20 с) число гамма-квантов возрастает приблизительно в 2 раза для модели H97, в 2.4 раза для модели DK02 и в 4.2 раза для модели MW90, в то время как число фоновых событий увеличивается пропорционально длительности интервала. Зависимости превышения над фоном в единицах среднеквадратичного отклонения от длительности интервала  $f(\Delta t)$  (нормированные на превышение для  $\Delta t = 1$  с) приведены на рис. 5 для модели без хромосферы и хромосферных моделей. Из рисунка видно, что в нашем эксперименте поиск событий от испаряющихся ПЧД следует проводить на односекундных интервалах.



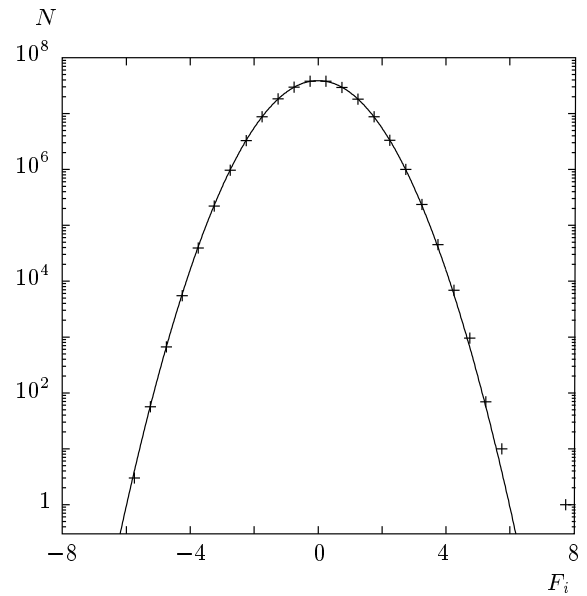


**Рис. 5.** Зависимости превышения над фоном в единицах среднеквадратичного отклонения от длительности интервала наблюдения, нормированные на превышение для односекундного интервала: *a* — модель без хромосферы MW90, *б* — хромосферные модели, DK02 (1), H97 (2)

#### 4.4. Предварительный анализ экспериментальных данных

Для поиска отклонений в темпе счета установки «Андырчи» используется параметр  $F_i$ , который представляет собой отклонение в единицах  $\sigma$  (пуассоновского стандартного отклонения) 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 минут в первом приближении можно пренебречь и средний темп счета достаточно велик, можно ожидать, что параметр  $F_i$  подчиняется нормальному распределению со средним значением  $V = 0$  и среднеквадратичным отклонением  $\sigma = 1.0$ . Для характеристики отклонений в темпе счета между частями установки используется параметр  $D_i$ :

$$D_i = \frac{1}{4} \sum_{j=1}^4 (F_i^j - \bar{F}_i)^2,$$



**Рис. 6.** Экспериментальное распределение по параметру  $F_i$  для установки «Андырчи»; линия — аппроксимация распределением Гаусса со средним значением  $V = -(0.0025 \pm 0.0004)$  и среднеквадратичным отклонением  $\sigma = 1.01$

где  $F_i^j$  — отклонение  $j$ -й части установки,  $\bar{F}_i$  — 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  $D_i \leq D_{bound}(F_i)$ , значения  $D_{bound}(F_i)$  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, т. е. частично исключить аппаратные 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 приблизительно 0.01 % событий.

На рис. 6 приведено экспериментальное распределение по параметру  $F_i$  за время набора информации с 79 дня 1996 года по 68 день 2006 года (2290.1 суток чистого времени). Экспериментальные данные хорошо аппроксимируются приблизительно до  $6\sigma$  (стандартных отклонений) нормальным распределением со средним значением  $V = -(0.0025 \pm 0.0004)$  и среднеквадратичным отклонением  $\sigma = 1.01$ . Единственное событие с большим превышением в темпе счета «Андырчи» ( $7.9\sigma$ ) бы-

ло зарегистрировано 17 апреля 2002 г. в 17:31:29 UT, гамма-всплески на космических аппаратах в этот момент не наблюдались.

При поиске односекундных отклонений в суммарном темпе счета ВП используется тот же параметр  $F_i$ . Для исключения ложных событий, вызванных сбоями в работе аппаратуры и электромагнитными помехами, были использованы следующие условия отбора.

1) Исключались секундные точки с большими отклонениями в темпе счета между двумя группами ВП. Для характеристики отклонений в темпе счета между двумя группами ВП использовался параметр

$$d_i = (F_{1i} - F_{mi})^2 + (F_{2i} - F_{mi})^2,$$

где  $F_{1i}$  и  $F_{2i}$  — отклонение первой и второй групп ВП,  $F_{mi}$  — среднее значение этих отклонений за  $i$ -ю секунду 15-минутного интервала. В последующей обработке использовались только те секундные точки, для которых выполнялось условие  $d_i < 15$ , которое было выбрано в результате моделирования методом Монте-Карло, при этом полезные события (секундные точки) могут быть отброшены с вероятностью  $2 \cdot 10^{-4}$ .

2) Исключались секундные точки с большими отклонениями между темпами счета всех ВП, измеренными с применением фильтра ВЧ и без него. Величина отклонения в единицах  $\sigma$  не должна превышать 0.6, при этом полезные события могут быть отброшены с вероятностью  $3 \cdot 10^{-3}$ .

3) Исключались секундные точки, для которых с помощью блока «Регистратор электромагнитных помех» была зарегистрирована помеха, как для данной секунды, так и предыдущей или последующей.

На рис. 7 приведено экспериментальное распределение по параметру  $F_i$  за время набора информации с 69 дня 2006 года по 65 день 2009 года (849.9 суток чистого времени). Приблизительно до  $5\sigma$  экспериментальные данные хорошо аппроксимируются нормальным распределением со средним значением  $V = -(0.0028 \pm 0.0003)$  и среднеквадратичным отклонением  $\sigma = 1.03$ . Выбросы с большими превышениями в темпе счета ВП отсутствуют, но экспериментальное распределение имеет негауссовы «хвосты», которые доходят приблизительно до  $7\sigma$ .

#### 4.5. Событие с большим превышением в темпе счета установки «Андрычи»

На рис. 8 в единицах среднеквадратичного отклонения приведено число срабатываний ВП и «Андрычи» за каждую секунду 15-минутного интервала,

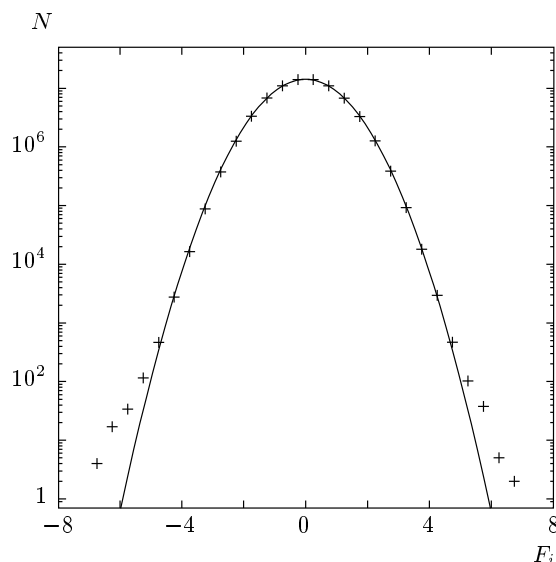


Рис. 7. Экспериментальное распределение по параметру  $F_i$  для ВП; линия — аппроксимация распределением Гаусса со средним значением  $V = -(0.0028 \pm 0.0003)$  и среднеквадратичным отклонением  $\sigma = 1.03$

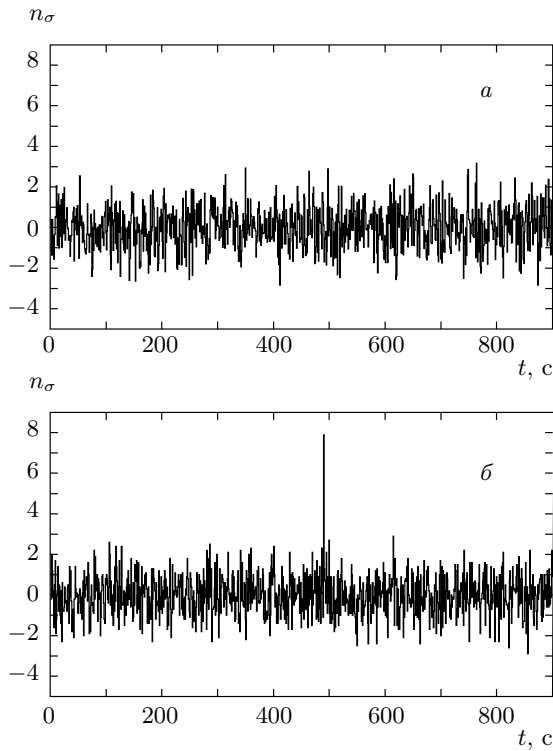
ла, в котором по данным «Андрычи» был обнаружен выброс значимостью  $7.9\sigma$ . Если предположить, что это событие вызвано гамма-всплеском от испаряющейся ПЧД (см. также [29]), то, учитывая, что установки «Андрычи» и ВП просматривают один и тот же участок небесной сферы, превышение в темпе счета ВП должно быть в диапазоне  $(6.6-7.7)\sigma$  в зависимости от модели испарения (с хромосферой). Для модели без хромосферы превышение в темпе счета ВП, в зависимости от зенитного угла, должно быть в диапазоне  $(8.2-8.5)\sigma$ . Поскольку для данного 15-минутного интервала отсутствуют превышения в темпе счета ВП свыше  $3.2\sigma$ , выброс в темпе счета «Андрычи» не может быть объяснен как событие от испаряющейся ПЧД.

#### 4.6. Эффективный объем пространства, просматриваемый установками

Сделаем оценку максимального расстояния  $R_{max}(\theta)$ , с которого может быть зарегистрирована вспышка из  $n$  гамма-квантов под данным зенитным углом:

$$R_{max}(\theta) = \sqrt{\frac{N_\gamma(\theta)S(\theta)}{4\pi n}}, \quad (14)$$

где  $S(\theta)$  — площадь установки, а  $N_\gamma(\theta)$  вычисляется по формуле (11) для  $t_l = 1$  с. На рис. 9 приведены



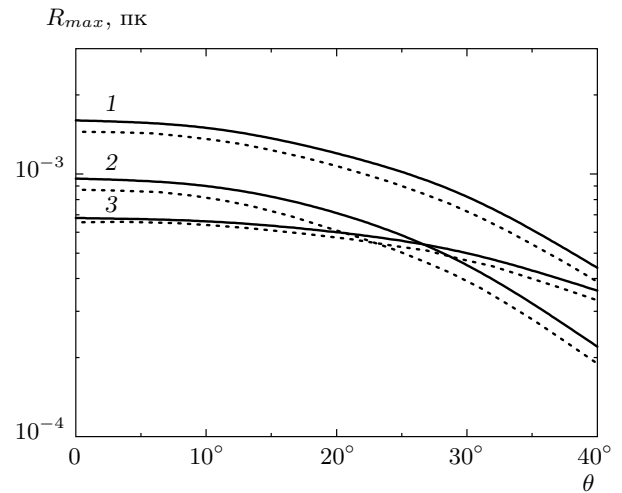
**Рис. 8.** Число срабатываний установок в единицах среднеквадратичного отклонения за каждую секунду 15-минутного интервала, в котором был обнаружен выброс по данным установки «Андырчи»: *a* — ВП, *b* — «Андырчи»

зависимости максимального расстояния от зенитного угла для «Андырчи» ( $n = 640$ ) и ВП ( $n = 918$ ) для рассматриваемых моделей испарения.

В общем случае при вычислении просматриваемого установками эффективного объема пространства  $V_{eff}$  учитываются флуктуации в числе зарегистрированных событий [23]:

$$V_{eff} = \int d\Omega \int_0^{\infty} dR R^2 F(n, \bar{n}(\theta, R)). \quad (15)$$

Здесь  $F(n, \bar{n}(\theta, R))$  — пуассоновская вероятность регистрации  $n$  и более событий при среднем значении  $\bar{n}(\theta, R)$  (формула (12)). Исходя из того, что в эксперименте не обнаружено превышений в темпе счета установки «Андырчи» больше, чем шесть стандартных отклонений, просматриваемый установкой эффективный объем пространства составляет  $1.2 \cdot 10^{-10}$  пк<sup>3</sup> для модели Н97,  $5.6 \cdot 10^{-10}$  пк<sup>3</sup> для модели DK02 и  $8.1 \cdot 10^{-11}$  пк<sup>3</sup> для модели MW90. В случае ВП, где отсутствуют превышения свыше семи стандартных отклонений, эффективный объем



**Рис. 9.** Максимальное расстояние, с которого может быть зарегистрирована вспышка из  $n$  гамма-квантов, как функция зенитного угла. Сплошные линии — «Андырчи» ( $n = 640$ ), пунктирные — ВП ( $n = 918$ ); модели DK02 (1), H97 (2), MW90 (3)

пространства составляет  $7.6 \cdot 10^{-11}$  пк<sup>3</sup> для модели Н97,  $4.1 \cdot 10^{-10}$  пк<sup>3</sup> для модели DK02 и  $7.1 \cdot 10^{-11}$  пк<sup>3</sup> для модели MW90.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для поиска использовались данные установок «Андырчи» и «Ковер-2» Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН, полученные за чистое время набора информации 8.6 лет в режиме регистрации одиночной компоненты космических лучей. Отсутствие событий, которые можно было бы рассматривать как события от ПЧД, позволяет получить верхние пределы для концентрации испаряющихся ПЧД в локальной области космического пространства характерного размера  $10^{-3}$  пк.

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

$$N = \rho_{PBN} T V_{eff}, \quad (16)$$

где  $\rho_{PBN}$  — концентрация испаряющихся ПЧД. Предполагая, что испаряющиеся ПЧД равномерно распределены в локальной области Галактики, и учитывая, что обе установки просматривают один и тот же участок небесной сферы в разное время, верхний предел  $\rho_{lim}$  для концентрации испаряющихся

**Таблица.** Полученные в работе экспериментальные пределы для концентрации ПЧД для разных теоретических моделей испарения

Модель испарения	$\rho_{lim}, \text{пк}^{-3} \cdot \text{г}^{-1}$
MW90 [5]	$6.8 \cdot 10^9$
H97 [6]	$5 \cdot 10^9$
DK02 [7]	$10^9$

ся ПЧД на доверительном уровне 99 % вычислим по формуле

$$\rho_{lim} = \frac{4.6}{V_A T_A + V_{VP} T_{VP}}, \quad (17)$$

где чистое время наблюдения составляет  $T_A = 6.27$  г. для «Андырчи» и  $T_{VP} = 2.34$  г. для ВП. Подставляя в выражение (17) значения эффективного объема пространства, вычисленные для каждой из моделей испарения, получаем на доверительном уровне 99 % верхние пределы для трех моделей испарения, приведенные в таблице. Из результатов видно, что получаемые ограничения довольно сильно зависят от формы спектра испаряемых фотонов (см. рис. 1).

Прямой поиск всплесков гамма-излучения от ПЧД, находящихся на последней стадии испарения, ранее проводился в экспериментах на ливневых установках CYGNUS [23] (пороговая энергия первичных фотонов  $E_\gamma \approx 50$  ТэВ), HEGRA ([25],  $E_\gamma \approx 30$  ТэВ), Tibet ([24],  $E_\gamma \approx 10$  ТэВ) и «Андырчи» ([26],  $E_\gamma \approx 60$  ТэВ). Авторы всех этих работ при интерпретации результатов экспериментов и получении ограничений на концентрацию ПЧД использовали теоретическую модель MW90.

На черенковском телескопе Whipple [28] для  $E_\gamma \approx 1$  ТэВ был получен верхний предел для концентрации ПЧД, равный  $1.08 \cdot 10^6 \text{пк}^{-3} \cdot \text{г}^{-1}$ , также с использованием модели MW90. В рамках этой модели предел Whipple является лучшим на сегодняшний день.

Поиск вспышек гамма-излучения от ПЧД проводился ранее также и в таких экспериментах, как EGRET [39] и SGARFACE [40]. Такие эксперименты чувствительны к вспышкам с  $E_\gamma \sim 100$  МэВ и длительности порядка микросекунд. Подобные вспышки от ПЧД можно ожидать только в модели, использующей гипотезу Хагедорна [41] о существовании предельной температуры ( $T_c \approx 100\text{--}200$  МэВ) и экспоненциальном росте плотности состояний. В этом случае получаемые экспериментальные пределы ока-

зываются много лучше предела Whipple, например, предел EGRET [39] составляет  $0.05 \text{пк}^{-3} \cdot \text{г}^{-1}$ .

Характерное отличие настоящей работы состоит в том, что используемый экспериментальный метод чувствителен к фотонам сравнительно низких энергий (порядка 10 ГэВ). Учитывая существующие теоретические неопределенности, мы считаем необходимым проводить поиск гамма-всплесков от ПЧД на разных установках и при разных энергиях регистрируемых частиц. В разд. 2 отмечается, что теоретически возможны сценарии испарения, в которых характерные энергии эмитируемых фотонов лежат именно в области 10–100 ГэВ. Вследствие этого, ограничения, полученные в настоящей работе, имеют самостоятельное значение, наряду с ограничениями, полученными ранее на установках с высоким энергетическим порогом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 06-02-16135, 08-07-90400, 09-02-90900). Работа также была поддержана Программой фундаментальных исследований Президиума РАН «Физика нейтрино и нейтринная астрофизика» и Государственной программой поддержки ведущих научных школ (грант НШ-321.2008.2).

## ЛИТЕРАТУРА

1. E. Bugaev and P. Klimai, Phys. Rev. D **78**, 063515 (2008).
2. S. W. Hawking, Nature **248**, 30 (1974); Comm. Math. Phys. **43**, 199 (1975).
3. B. J. Carr, Lect. Notes Phys. **631**, 301 (2003).
4. J. R. Chisholm, Phys. Rev. D **73**, 083504 (2006).
5. J. H. MacGibbon and B. R. Webber, Phys. Rev. D **41**, 3052 (1990).
6. A. F. Heckler, Phys. Rev. Lett. **78**, 3430 (1997).
7. R. G. Daghigh and J. I. Kapusta, Phys. Rev. D **65**, 064028 (2002).
8. J. H. MacGibbon, B. J. Carr, and D. N. Page, Phys. Rev. D **78**, 064043 (2008).
9. S. W. Hawking, Phys. Rev. D **14**, 2460 (1976).
10. G. 't Hooft, Int. J. Mod. Phys. A **11**, 4623 (1996).
11. S. B. Giddings and M. Lippert, Phys. Rev. D **69**, 124019 (2004).
12. S. B. Giddings, Phys. Rev. D **74**, 106005 (2006).

13. G. 't Hooft, Nucl. Phys. B **256**, 727 (1985).
14. L. Susskind, L. Thorlacius, and J. Uglum, Phys. Rev. D **48**, 3743 (1993).
15. C. R. Stephens, G. 't Hooft, and B. F. Whiting, Class. Quant. Grav. **11**, 621 (1994).
16. *Черные дыры — мембранный подход*, под ред. К. Торна, Р. Прайса, Д. Макдоналда, Мир, Москва (1981).
17. L. Susskind, arXiv:hep-th/9309145.
18. T. Damour and G. Veneziano, Nucl. Phys. B **568**, 93 (2000).
19. G. T. Horowitz and J. Polchinski, Phys. Rev. D **55**, 6189 (1997).
20. E. Halyo, B. Kol, A. Rajaraman, and L. Susskind, Phys. Lett. B **401**, 15 (1997).
21. L. Susskind, Phys. Rev. D **49**, 6606 (1994).
22. E. Bugaev, P. Klimai, and V. Petkov, Proc. 30<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf., ed. by R. Caballero et al., Universidad Nacional Autonoma de Mexico, Mexico City, Mexico (2008), Vol. 3 (OG part 2), p. 1123; arXiv:0706.3778 [astro-ph].
23. D. E. Alexandreas, G. E. Allen, D. Berley et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2524 (1993).
24. M. Amenomori, Z. Cao, B. Z. Dai et al., Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf., Rome, Italy (1995), Vol. 2, p. 112.
25. B. Funk, J. Gonzalez, H. Krawczynski et al., Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf., Rome, Italy (1995), Vol. 2, p. 104.
26. В. Б. Петков, Э. В. Бугаев, П. А. Климай и др., Письма в АЖ **34**, 563 (2008).
27. V. Connaughton, C. W. Akerlof, S. Biller et al., Astropart. Phys. **8**, 179 (1998).
28. E. T. Linton, R. W. Atkins, H. M. Badran et al., J. Cosmology Astropart. Phys. **0601**, 013 (2006).
29. В. Б. Петков, Э. В. Бугаев, П. А. Климай и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 3 (2008).
30. M. Aglietta, B. Alessandro, P. Antonioli et al., Astrophys. J. **469**, 305 (1996).
31. V. V. Alexeenko, A. B. Chernyaev, V. B. Petkov et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **110**, 472 (2002).
32. В. Б. Петков, В. В. Алексеенко, В. И. Волченко и др., Кинематика и физика небесных тел **4**, 234 (2003).
33. S. Vernetto, Astropart. Phys. **13**, 75 (2000).
34. В. Б. Петков, В. И. Волченко, Г. В. Волченко и др., ПТЭ **49**(6), 50 (2006).
35. Е. Н. Алексеев, П. Я. Глемба, А. С. Лидванский и др., Изв. АН СССР, сер. физ. **40**, 994 (1976).
36. Д. Д. Джаппуев, В. В. Алексеенко, В. И. Волченко и др., Изв. РАН, сер. физ. **71**, 542 (2007).
37. Н. С. Хаердинов, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук, ИЯИ РАН, Москва (2006).
38. D. Heck, G. Schatz, T. Thouw et al., Report FZKA-6019, Forschungszentrum, Karlsruhe (1998).
39. C. E. Fichtel et al., Astrophys. J. **434**, 557 (1994).
40. M. Schroedter et al., Astropart. Phys. **31**, 102 (2009).
41. R. Hagedorn, Nuovo Cim. Suppl. **3**, 147 (1965).