

СЦИНТИЛЛЯЦИОННАЯ УСТАНОВКА TUNKA-GRANDE: СТАТУС, РЕЗУЛЬТАТЫ И ПЛАНЫ

Р. Д. Монхоев¹ от имени коллаборации TAIGA

Научно-исследовательский институт прикладной физики, Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

Сцинтилляционная установка Tunka-Grande входит в состав астрофизического комплекса TAIGA (Tunka Advanced Instrument for cosmic rays and Gamma Astronomy), расположенного в Тункинской долине (Республика Бурятия, Россия), в 50 км от озера Байкал. Целью эксперимента является изучение энергетического спектра и массового состава первичных космических лучей, а также поиск диффузного гамма-излучения в диапазоне значений энергии $10^{16}–10^{18}$ эВ. Представлены описание установки и основные научные результаты, полученные за первые 5 лет ее работы.

The Tunka-Grande scintillation array is part of the TAIGA astrophysical complex (Tunka Advanced Instrument for cosmic rays and Gamma Astronomy) located in the Tunka Valley (Republic of Buryatia, Russia), 50 km from Lake Baikal. The purpose of the experiment is to study the energy spectrum and mass composition of primary cosmic rays, as well as to search for diffuse gamma radiation in the energy range $10^{16}–10^{18}$ eV. The paper presents a description of the Tunka-Grande array and the main scientific results obtained during the first 5 years of its operation.

PACS: 96.50.S.–; 96.50.sd

ВВЕДЕНИЕ

Исследование первичных космических лучей (ПКЛ) высоких и сверхвысоких энергий представляет большой интерес с точки зрения понимания механизмов и природы их происхождения, что является одной из важнейших задач современной астрофизики. Регистрация излучения с энергией выше 10^{15} эВ осуществляется при помощи единственно возможного на сегодня метода, основанного на свойстве ПКЛ порождать каскады вторичных частиц в земной атмосфере — так называемые широкие атмосферные ливни (ШАЛ). В своей основе ШАЛ содержит электрон-фотонную, адронную, мюонную и нейтринную компоненты, а также является источником черенковского, ионизационного и радиочастотного излучений. Все эти составляющие, за исключением нейтрино, могут быть непосредственно зарегистрированы наземными установками, а их восстановленные характеристики использованы для определения свойств

¹E-mail: makaay08@rambler.ru

ПКЛ. На сегодня преимущественное значение имеет одновременная регистрация и исследование многих параметров ШАЛ с помощью гибридных установок, к числу которых относится и астрофизический комплекс TAIGA (Tunka Advanced Instrument for cosmic rays and Gamma Astronomy) [1], расположенный в Тункинской долине ($51^{\circ}48'35''$ с. ш., $103^{\circ}04'02''$ в. д., 675 м над уровнем моря), в 50 км от озера Байкал. Комплекс включает в себя широкоугольные черенковские установки «Тунка-133» [2] и TAIGA-HiSCORE (High Sensitivity COsmic Rays and gamma Explorer) [3], сцинтилляционные установки Tunka-Grande [4] и TAIGA-Muon [5], а также атмосферные черенковские телескопы установки TAIGA-IACT (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope) [6].

Работа посвящена установке Tunka-Grande. В ней приведены предпосылки создания и описание эксперимента, методы амплитудной калибровки сцинтилляционных счетчиков, процедура реконструкции параметров ШАЛ и ПКЛ. Основные научные результаты, полученные за первые пять сезонов измерений, представлены в виде дифференциального энергетического спектра ПКЛ и ограничения на поток диффузных гамма-квантов в диапазоне значений энергии 10^{16} – 10^{18} эВ. Дополнительно обсуждаются планы и перспективы исследования ПКЛ в диапазоне значений энергии 10^{16} – 10^{18} эВ.

ПРЕДПОСЫЛКИ СОЗДАНИЯ УСТАНОВКИ TUNKA-GRANDE

В настоящее время значительный интерес вызывает детальное изучение энергетического спектра, массового состава и анизотропии ПКЛ в диапазоне значений энергии 10^{16} – 10^{18} эВ. По современным представлениям именно в этой области осуществляется предполагаемый переход от галактических к внегалактическим источникам ПКЛ [7–9] и наблюдаются расхождения в данных разных экспериментов. Поиск космического гамма-излучения в том же интервале значений энергии определяет еще одно важное направление исследований [10]. Заряженные ПКЛ испытывают влияние галактических и межгалактических магнитных полей, что приводит к искажению траекторий частиц и потере информации о месте их возникновения. Поскольку гамма-кванты являются электрически нейтральными, то, во-первых, они могут быть использованы в качестве указателя на источники ПКЛ, вблизи которых образовались. Во-вторых, диффузное гамма-излучение, не связанное с разрешаемыми локальными объектами, предсказывается теорией [11, 12] и также представляет интерес с точки зрения изучения природы ПКЛ. С другой стороны, поток астрофизических фотонов может служить указанием на состоятельность некоторых моделей «новой физики», связанных, например, с аксионами и аксиноподобными частицами [13], распадом частиц сверхтяжелой темной материи [14, 15], нарушением лоренц-инвариантности [16]. Первые экспериментальные работы по поиску гамма-квантов были начаты более полувека назад [17–19], но до сих пор не обнаружено фотонов от локальных источников с энергией более $1,6 \cdot 10^{15}$ эВ [20, 21] и диффузного излучения выше 10^{15} эВ [22].

В течение трех последних десятилетий в Тункинской долине проводятся исследования в области физики космических лучей, а в последние годы и гамма-астрономии. За период с 1993 по 2012 г. было создано несколько установок, нацеленных на регистрацию черенковского излучения ШАЛ. При этом наиболее значимой из них с точки

зрения изучения диапазона значений энергии 10^{16} – 10^{18} эВ является действующая установка «Тунка-133». В ее состав входит 175 оптических детекторов, сгруппированных в 25 кластеров и размещенных на площади ~ 3 км² (см. рис. 1). К одному из главных результатов работы этой установки относится доказательство более сложной формы энергетического спектра ПКЛ, чем предполагалось ранее. Так, в статье [23] приведен спектр, восстановленный по экспериментальным данным первых семи сезонов измерений (общее время наблюдений ~ 2175 ч), и дано указание на наличие статистически обеспеченных особенностей (изменение наклона спектра) при энергии $\sim 2 \cdot 10^{16}$ и $3 \cdot 10^{17}$ эВ. При этом согласно повторной реконструкции параметров ШАЛ и ПКЛ в 2022 г., положение второго излома сместилось в сторону энергии $\sim 10^{17}$ эВ [24]. И если этот излом может быть связан с переходом от галактических к внегалактическим ПКЛ, то первый в настоящее время не имеет однозначного астрофизического объяснения. Для понимания природы ПКЛ необходимы более точные и надежные экспериментальные данные, в особенности при энергии выше 10^{17} эВ. В связи с этим в период с 2013 по 2016 г. в дополнение к установке «Тунка-133» для исследования энергетического спектра, массового состава и анизотропии ПКЛ, а также поиска диффузного гамма-излучения в диапазоне 10^{16} – 10^{18} эВ была развернута сцинтилляционная установка Tunka-Grande, ориентированная на регистрацию электрон-фотонной и мюонной компонент ШАЛ. Основные преимущества создания новой установки состоят в следующем:

1. Главным недостатком установки «Тунка-133» является относительно малое время работы из-за возможности проведения сеансов наблюдений только в ясные и безлунные ночи. В условиях Тункинской долины это время составляет 5–10% календарного года. В то же время сцинтилляционные детекторы частиц достаточно просты в использовании, всепогодны и позволяют выполнять измерения круглосуточно практически в течение всего года.

2. Параметры ШАЛ, которые могут быть реконструированы по экспериментальным данным установки Tunka-Grande (полное число электронов и мюонов в ШАЛ), весьма чувствительны к сорту первичных ядер и эффективны для выделения гамма-квантов из фона заряженных ПКЛ.

3. Реализация гибридного подхода, заключающегося в одновременной регистрации черенковского излучения, электрон-фотонной и мюонной компонент ШАЛ при совместной работе установок «Тунка-133» и Tunka-Grande, обеспечивает возможность проведения кросс-калибровок и открывает новые возможности в исследовании массового состава ПКЛ [25].

СТРУКТУРА УСТАНОВКИ TUNKA-GRANDE

Установка Tunka-Grande представляет собой массив сцинтилляционных счетчиков, объединенных в 19 станций и размещенных на площади $\sim 0,5$ км² (рис. 1). Каждая станция состоит из двух частей: наземной и подземной. Первая включает в себя 12 счетчиков общей площадью 7,68 м² и регистрирует все заряженные частицы ШАЛ на уровне наблюдения, вторая содержит 8 счетчиков общей площадью 5,12 м², расположена под слоем грунта 1,5 м и нацелена на выделение мюонной компоненты ШАЛ. Пороговая энергия для вертикальных мюонов при этом составляет $\sim 0,5$ ГэВ. Обе

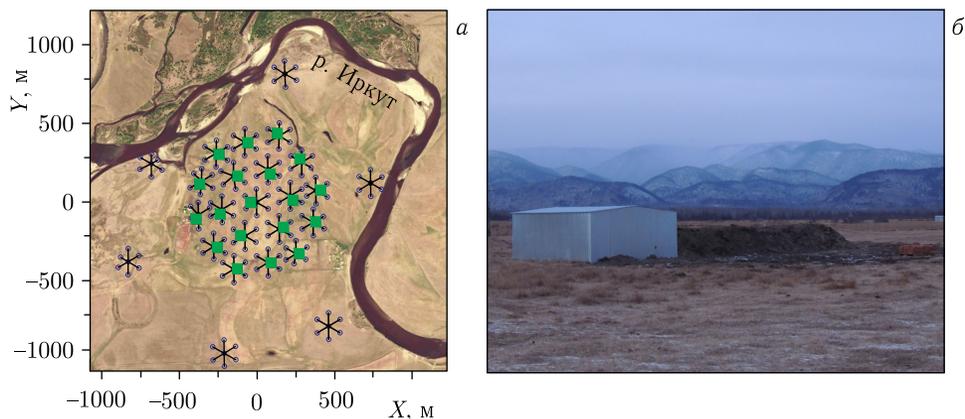


Рис. 1 (цветной в электронной версии). Схематичное расположение станций установки Tunka-Grande относительно оптических детекторов установки «Тунка-133» (а) и внешний вид станции (б). Зеленые квадраты — станции, синие кружки — оптические детекторы. Черными линиями выделены 25 кластеров установки «Тунка-133»

части находятся в непосредственной близости друг от друга и на расстоянии не более 30 м от центра ближайшего кластера установки «Тунка-133».

Сцинтилляционный счетчик состоит из светособирающего дюралюминиевого кожуха толщиной 1 мм в виде усеченной пирамиды, внутренняя поверхность которого покрыта тонким диффузно-отражающим слоем белой эмали. Внутри кожуха размещаются пластмассовый сцинтиллятор NE102A, выполненный в форме плоской пластины размером $800 \times 800 \times 40$ мм, и на расстоянии ~ 30 см от него фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) PHOTONIS XP-3462. На двух центральных счетчиках каждой станции для расширения ее динамического диапазона регистрируемых сигналов располагаются дополнительные ФЭУ с коэффициентом усиления примерно в 10 раз меньшим по сравнению со стандартным. Данный тип детектора в настоящее время также применяется на установке НЕВОД-ШАЛ [26], а ранее успешно использовался в экспериментах KASCADE-Grande [27] и EAS-TOP [28, 29]. В работе [30] подробно исследованы параметры аналогичных счетчиков и показано, что их характеристики позволяют эффективно выделять сигналы от ШАЛ и обеспечивают высокую однородность по амплитуде сигнала по всей площади сцинтиллятора.

Программно-аппаратный комплекс установки Tunka-Grande построен на базе программно-аппаратного комплекса установки «Тунка-133» и позволяет проводить непрерывную оцифровку аналоговых сигналов от сцинтилляционных счетчиков, осуществлять их отбор согласно предварительно установленному триггерному условию, присваивать временные метки и порядковые номера зарегистрированным событиям. Частота дискретизации и разрядность используемого типа аналого-цифрового преобразователя (АЦП) 200 МГц и 12 бит соответственно. Величина входных напряжений АЦП лежит в диапазоне приблизительно от -3 до $+3$ В. Временная синхронизация станций осуществляется с точностью 10 нс. Условие регистрации событий зависит от режима работы установки: «внешний триггер» или «локальный триггер». В первом случае срабатывание отдельно взятой станции происходит при наличии триггерного сигнала от

ближайшего кластера установки «Тунка-133». Такой подход позволяет осуществить одновременное детектирование заряженной компоненты и черенковского излучения ШАЛ. Сеансы наблюдений при этом могут проводиться только в ясные и безлунные ночи. В остальное время используется режим «локальный триггер», в котором каждая станция является независимой с точки зрения набора экспериментальных данных. Условие регистрации событий при этом основано на том, что 12 счетчиков наземной части станции разделены на 2 группы, по 6 счетчиков, и подключены к двум аналоговым сумматорам-усилителям, включающим в себя каналы с коэффициентами передачи 1 и 10. Выработка триггера происходит при наличии сигнала от релятивистской частицы на выходе каждого из каналов с коэффициентом передачи 10 во временном отрезке 500 нс. Темп счета (количество зарегистрированных событий за единицу времени) отдельно взятой станции в режимах работы «внешний триггер» и «локальный триггер» составляет $\sim 0,1$ и 10 Гц соответственно. Здесь также необходимо отметить, что каналы с коэффициентом передачи 1 и дополнительные два ФЭУ, расположенные в центральных счетчиках, формируют второй и третий динамические диапазоны регистрируемых сигналов станции. Детекторы подземной части разделены на 4 пары, каждая из которых подключена к каналу отдельного сумматора-усилителя с коэффициентом передачи 10 и работает в одном динамическом диапазоне.

МЕТОДЫ АМПЛИТУДНОЙ КАЛИБРОВКИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ

Амплитудная калибровка в экспериментах, регистрирующих заряженную компоненту ШАЛ, необходима для обеспечения единого энергетического порога регистрации детекторов и перехода от измеряемых параметров сигналов к числу частиц. На установке Tunka-Grande для проведения калибровки сцинтилляционных счетчиков (в зависимости от динамического диапазона регистрируемых сигналов) используются два метода.

Калибровка счетчиков для первого и второго динамических диапазонов заключается в наборе дифференциальных амплитудных распределений для каждого из 380 детекторов при регистрации одиночных атмосферных мюонов. Наиболее вероятное значение амплитуды импульсов при помощи регулировки напряжения питания ФЭУ устанавливается в единый для всех счетчиков код АЦП и принимается за эквивалент одной заряженной частицы ШАЛ. На рис. 2 показан пример такого распределения, имеющий характерный вид распределения Ландау [31]. Аппроксимация слева выполнена экспоненциальной функцией (зеленый цвет, 1), справа — функцией Мойла (синий цвет, 2) [32].

Калибровка счетчиков для третьего диапазона осуществляется при помощи наносекундного импульсного источника света [33]. Процедура состоит в том, что световые импульсы передаются во внутреннее пространство детектора по волоконно-оптическому кабелю. Частота их следования и мощность засветки задаются внешними генератором сигналов и источником питания. Кабель внутри счетчика направлен вертикально вниз, параллельно ФЭУ, и на фотокатод каждого из них поступают отраженные от стенок кожуха фотоны. Для минимизации возможного влияния эффекта неоднородности светосбора счетчиков на конце кабеля располагается рассеиватель,

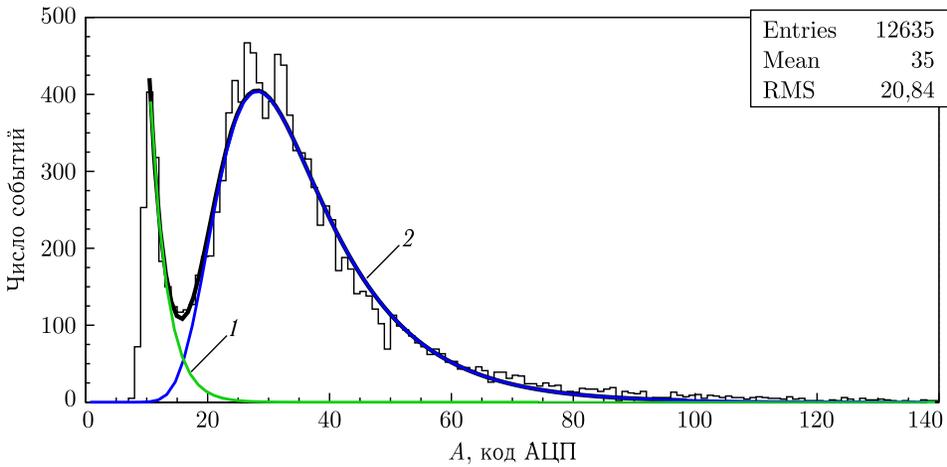


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Пример дифференциального амплитудного распределения для сцинтилляционного счетчика

изготовленный из белого матового органического стекла. На первом этапе калибровки производится набор данных, по которым строятся дифференциальные амплитудные распределения для второго и третьего динамических диапазонов и определяются их средние значения. Далее при помощи регулировки питания ФЭУ среднее значение для третьего диапазона устанавливается на уровне примерно в 10 раз меньшем относительно среднего значения второго диапазона.

На рис. 3 показан пример спектра плотностей ШАЛ, полученный по экспериментальным данным наземной части отдельно взятой станции в режиме работы «локальный триггер», после проведения амплитудной калибровки счетчиков. События ото-

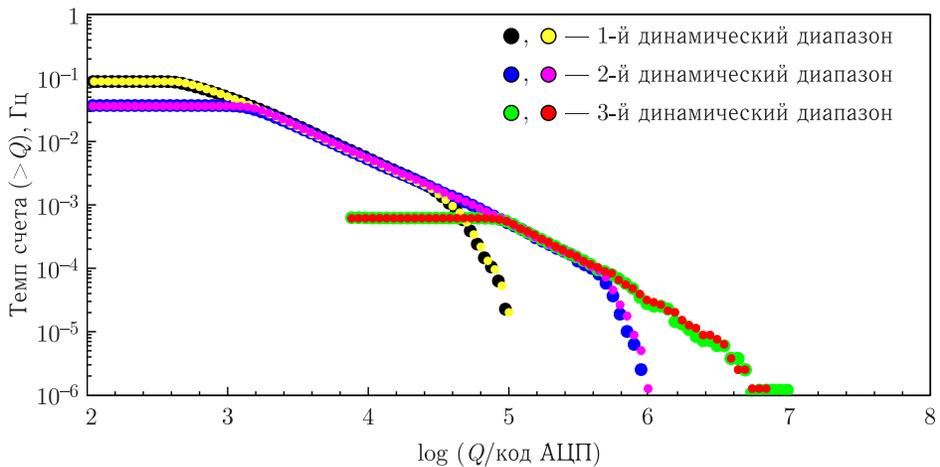


Рис. 3. Пример спектра плотностей ШАЛ по экспериментальным данным наземной части отдельно взятой станции

браны с условием дополнительной регистрации ШАЛ не менее чем одной соседней станцией. Время наблюдения составляет ~ 220 ч. Указанные на рисунке динамические диапазоны разбиты на две группы и соответствуют двум половинам счетчиков. В качестве измеряемого параметра сигналов от детекторов используется площадь импульса Q . Из рис.3 следует, что применяемые методы амплитудной калибровки и конфигурация динамических диапазонов являются весьма эффективными для задач установки Tunka-Grande. Предельная плотность регистрируемых частиц ШАЛ в линейной области динамических диапазонов составляет $\sim 20, 200$ и 12000 частица/м² соответственно.

Амплитудная калибровка счетчиков проводится не менее одного раза за календарный год либо в случае замены ФЭУ. Контроль за стабильностью работы всех 380 детекторов осуществляется один раз в сутки при проведении сеансов наблюдений.

ПРОЦЕДУРА РЕКОНСТРУКЦИИ ПАРАМЕТРОВ ШАЛ И ПКЛ

Процедура реконструкции параметров ШАЛ. На основе зарегистрированных установкой Tunka-Grande событий проводится реконструкция следующих основных параметров ШАЛ:

- 1) координаты положения оси ШАЛ в плоскости установки x и y ;
- 2) зенитный и азимутальный углы прихода оси ШАЛ θ и φ ;
- 3) число частиц электрон-фотонной компоненты ШАЛ N_e ;
- 4) число частиц мюонной компоненты ШАЛ N_μ ;
- 5) параметр возраста ШАЛ s ;
- 6) плотность частиц на расстоянии 200 м от оси ШАЛ ρ_{200} .

Процедура реконструкции параметров ШАЛ была разработана на стадии проектирования установки Tunka-Grande на базе успешного опыта работы установки ШАЛ-МГУ [34]. В настоящее время без значимых изменений она применяется для всех зарегистрированных событий. Процедура включает в себя 3 этапа. На первом для каждого ливня определяются общее количество сработавших станций во временном окне 5 мкс и плотность частиц в их наземных и подземных частях. Затем по полученным данным, если число станций составляет не менее трех, вычисляется нулевое приближение для направления прихода оси ШАЛ, координат ее положения в плоскости установки и полного числа частиц электрон-фотонной компоненты. Учет кривизны фронта ливня производится согласно выражению, аналогичному используемому на установке KASCADE-Grande [27]:

$$T(r) = m \left(1 + \frac{r}{30}\right)^n, \quad (1)$$

где r — расстояние от станции до оси ШАЛ; $m = 0,05$ и $n = 2,251$ — фиксированные параметры функции.

Ключевыми элементами при нахождении N_e и дальнейшей процедуры являются функции пространственного распределения частиц (ФПР). Для задач установки Tunka-Grande используется экспериментально полученная на установке ШАЛ-МГУ

ФПР электронов [35], схожая с функцией Нишимуры–Каматы–Грейзена [36, 37]

$$\rho_e(r) = N_e f_e(r) = N_e C_{\text{норм}} \left(\frac{r}{R_M} \right)^{s+\alpha(r)-2} \left(1 + \frac{r}{R_M} \right)^{s+\alpha(r)-4,5}, \quad (2)$$

где $C_{\text{норм}}$ — нормировочный коэффициент; $R_M = 80$ м — мольеровский радиус; s — параметр возраста ШАЛ; $\alpha(r)$ — эмпирическая поправка к параметру s .

В качестве ФПР мюонов используется функция Грейзена [37, 38]

$$\rho_\mu(r) = N_\mu f_\mu(r) = N_\mu C_{\text{норм}} \left(\frac{r}{R_G} \right)^{-a} \left(1 + \frac{r}{R_G} \right)^{-b}, \quad (3)$$

где $C_{\text{норм}}$ — нормировочный коэффициент; $R_G = 180$ м — радиус Грейзена; $a = 0,61$ — фиксированный параметр; b — варьируемый параметр со средним значением 2,6 и среднеквадратичным отклонением 0,3 [39].

На втором этапе с помощью выбранной ФПР для электронов при фиксированном $s = 1$, а также метода максимального правдоподобия вычисляется первое приближение для θ , φ , x , y и N_e . Все расчеты при этом выполняются в плоскости установки, перпендикулярной направлению прихода оси ШАЛ. Определение значений указанных параметров во втором приближении в рамках третьего этапа происходит аналогично предыдущему шагу. Отличие заключается в том, что в этом случае при реализации метода максимального правдоподобия параметр s является свободным. На третьем этапе также вычисляются плотность частиц на расстоянии 200 м от оси ШАЛ и полное число мюонов.

Заключительной частью процедуры реконструкции является пересчет полученных значений N_e, N_μ, ρ_{200} с учетом зенитного направления прихода оси ШАЛ:

$$f(\theta) = \exp \left(\frac{t}{\lambda} (\sec(\theta) - 1) \right), \quad (4)$$

где $t = 960$ г/см² — глубина атмосферы; $\lambda = 260$ г/см² и $\lambda = 1050$ г/см² — пробег поглощения электронов и мюонов соответственно.

Точность восстановления параметров ШАЛ. Установка «Тунка-133» обладает высокой, экспериментально подтвержденной точностью реконструкции параметров ШАЛ и ПКЛ [23]. Заявленные ошибки определения направления прихода оси ливня и ее положения в плоскости установки составляют не более 0,12° и 6 м соответственно, а энергетическое разрешение ~ 10%. Указанные величины справедливы при условии, что энергия ПКЛ выше 10¹⁶ эВ, зенитный угол прихода оси ШАЛ лежит в интервале 0–45°, а ее положение находится в пределах круга радиусом 450 м относительно центра установки. Основная идея анализа совместных событий установок «Тунка-133» и Tunka-Grande заключается в предположении, что достоверность восстановления характеристик ШАЛ по данным установки «Тунка-133» значительно выше, чем по данным сцинтилляционной установки. При прочих равных условиях это достигается за счет природы наблюдаемых явлений и плотности размещения детекторов. Действительно, главным преимуществом черенковской установки является регистрация потока света, интегрированного по всем глубинам развития ливня в атмосфере,

что обеспечивает значительное сглаживание флуктуаций, присущих развитию заряженной компоненты ШАЛ. Исходя из этого значения восстановленных параметров ШАЛ и ПКЛ по данным установки «Тунка-133» могут быть приняты как опорные. При таком подходе появляется возможность решить две первостепенные задачи установки Tunka-Grande. Во-первых, оценить точность восстановления параметров ШАЛ, во-вторых, определить методику реконструкции энергии ПКЛ. Для достижения указанных целей за период с октября 2016 г. по апрель 2017 г. был проведен поиск совместных событий, отвечающих следующим критериям отбора:

1) восстановленный зенитный угол прихода оси ШАЛ по данным установки Tunka-Grande находится в интервале $0-35^\circ$;

2) восстановленное положение оси ШАЛ по данным установки Tunka-Grande располагается в круге радиусом 350 м относительно центра установки;

3) восстановленная энергия ПКЛ по данным установки «Тунка-133» выше 10^{16} эВ.

С учетом этих требований за ~ 475 ч наблюдений было выделено 6226 событий, на основе которых оценена точность реконструкции направления прихода оси ШАЛ и ее положения в плоскости установки.

Точность восстановления направления прихода оси ШАЛ была определена через величину ψ_{68} . Этот параметр представляет собой значение в распределении угла ψ , меньше которого находится 68 % искомых событий:

$$\psi = \arccos \left(\frac{\alpha_G \alpha_T + \beta_G \beta_T + \gamma_G \gamma_T}{\sqrt{\alpha_G^2 + \beta_G^2 + \gamma_G^2} \sqrt{\alpha_T^2 + \beta_T^2 + \gamma_T^2}} \right), \quad (5)$$

где α , β и γ — направляющие косинусы:

$$\alpha = \sin \theta \cos \varphi, \quad (6a)$$

$$\beta = \sin \theta \sin \varphi, \quad (6б)$$

$$\gamma = \cos \theta. \quad (6в)$$

Здесь и далее нижние индексы T и G принадлежат параметрам ШАЛ и ПКЛ, восстановленным по данным установок «Тунка-133» и Tunka-Grande соответственно.

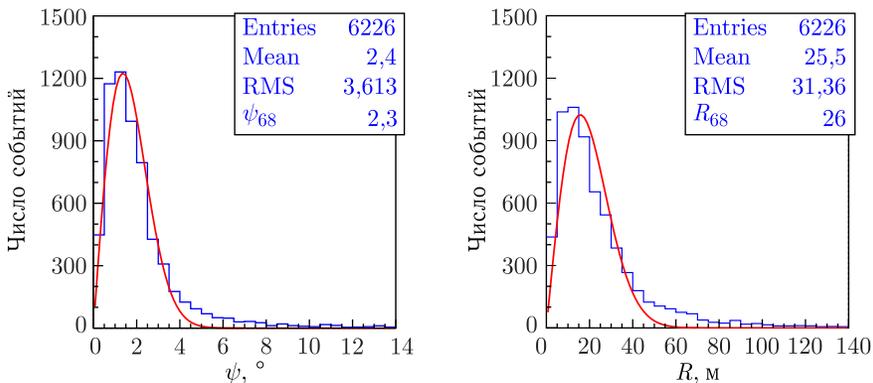


Рис. 4. Распределения по параметрам ψ (слева) и R (справа)

Точность реконструкции положения оси ШАЛ по аналогии с направлением ее прихода была определена через параметр R_{68} , вычисляемый из распределения расстояний R :

$$R = \sqrt{(x_G - x_T)^2 + (y_G - y_T)^2}. \quad (7)$$

На рис. 4 приведены распределения по параметрам ψ и R , аппроксимированные функцией Рэля [40]. В соответствии с рис. 4 точность определения направления прихода оси ШАЛ и ее положения в плоскости установки $\sim 2,3^\circ$ и 26 м соответственно.

Методика реконструкции энергии ПКЛ. При анализе экспериментальных данных в качестве основной характеристики необходимо иметь измеряемый параметр,

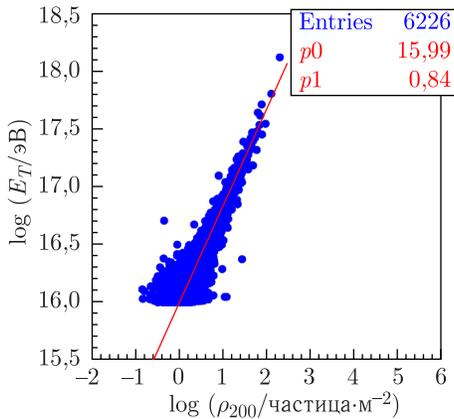


Рис. 5. Зависимость энергии ПКЛ от параметра ρ_{200}

с помощью которого с достаточной точностью возможно определить энергию ПКЛ. Так, на компактных сцинтилляционных установках с детекторами, находящимися на относительно небольших расстояниях друг от друга, таким параметром часто является полное восстановленное число заряженных частиц ШАЛ. На установках же, где наблюдается значительное разнесение регистрационных пунктов между собой, принято определять плотность частиц на некотором удаленном от оси ШАЛ диапазоне расстояний. Для установки Tunka-Grande были апробированы обе методики. В первом случае энергия ПКЛ определялась через число частиц электрон-фотонной компоненты ШАЛ N_E . Полученные результаты показали, что реконструируемая энергия сильно зависит от формы используемой ФПР и ее флуктуаций. В связи с чем по аналогии с установкой «Тунка-133» была применена вторая методика, заключающаяся в использовании плотности частиц ρ_{200} на расстоянии 200 м от оси ШАЛ. На рис. 5 показана экспериментальная зависимость энергии E_T , восстановленной по данным установки «Тунка-133», от параметра ρ_{200} , восстановленного по данным установки Tunka-Grande. Аппроксимация реализована степенной функцией с параметрами p_0 и p_1 .

Исходя из рис. 5, для определения энергии ПКЛ по данным установки Tunka-Grande было предложено следующее выражение:

$$\log(E/\text{эВ}) = \log(\rho_{200}/\text{частица} \cdot \text{м}^{-2}) \cdot 0,84 + 15,99. \quad (8)$$

Энергетическое разрешение в случае использования формулы (8) $\sim 36\%$.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПКЛ

Для определения дифференциального энергетического спектра ПКЛ и поиска диффузных гамма-квантов был проведен анализ экспериментальных данных, полученных с помощью установки Tunka-Grande за период наблюдений 2017–2021 гг. с применением следующих критериев отбора:

1) экспериментальные данные набраны в режиме работы станций «локальный триггер»;

2) восстановленный зенитный угол прихода оси ШАЛ находится в интервале $0-35^\circ$;

3) восстановленное положение оси ШАЛ располагается в круге радиусом 350 м относительно центра установки;

4) восстановленная энергия ПКЛ лежит в области выше 10^{16} эВ.

С учетом вышеизложенных требований за ~ 8900 ч наблюдений было отобрано $\sim 240\,000$ ШАЛ, из них ~ 2000 ливней с энергией первичных частиц выше 10^{17} эВ.

Восстановленный по данным установки Tunka-Grande энергетический спектр ПКЛ и его сравнение с результатами других экспериментов представлены на рис. 6 и 7.

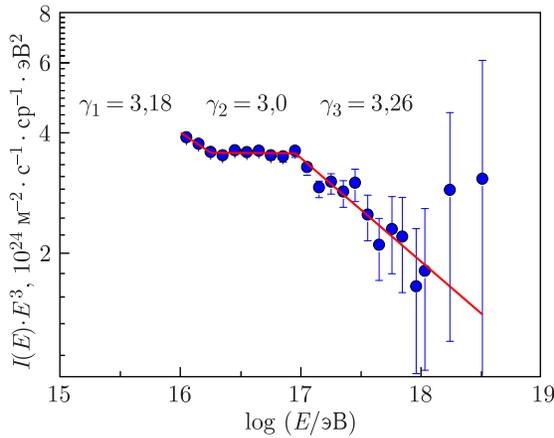


Рис. 6. Дифференциальный энергетический спектр ПКЛ, восстановленный по экспериментальным данным установки Tunka-Grande

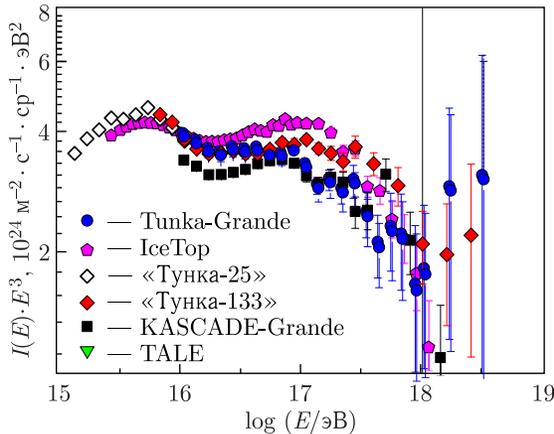


Рис. 7. Сравнение дифференциальных энергетических спектров ПКЛ, полученных на установках Tunka-Grande, IceTop (SIBYLL 2.1) [41], «Тунка-25» [42], «Тунка-133» (QGSJET-II-04) [24], KASCADE-Grande (QGSJET-II) [43] и TALE (QGSJET-II-03) [44]

Из рис. 6 следует, что спектр определен в интервале значений энергии $10^{16} - 10^{18}$ эВ и имеет достаточно сложную форму, которую можно описать степенным законом с тремя различными спектральными индексами γ . До и после энергии $\sim 2 \cdot 10^{16}$ эВ $\gamma_1 \approx 3,18$ и $\gamma_2 \approx 3,0$ соответственно, в области выше 10^{17} эВ $\gamma_3 \approx 3,26$. На рис. 7 видно, что полученный спектр не противоречит измерениям других экспериментов. Все приведенные результаты демонстрируют статистически обеспеченные особенности в области $\sim 2 \cdot 10^{16}$ и 10^{17} эВ. И если второй излом может быть связан с переходом от галактических к внегалактическим ПКЛ, то первый в настоящее время не имеет астрофизического объяснения. Существующие различия в интенсивности потока ПКЛ на рис. 7, вероятно, связаны с систематическими ошибками измерения энергии первичных частиц. Так, в статье [45] показано, что систематическое отличие определения энергии ПКЛ по данным установок «Тунка-133» и KASCADE-Grande составляет 4% и даже такое отличие приводит к заметным расхождениям в интенсивности потока ПКЛ.

ОГРАНИЧЕНИЕ НА ПОТОК ДИФFUЗНЫХ ГАММА-КВАНТОВ

За всю историю поиска космических гамма-квантов не было обнаружено частиц от локальных источников с энергией выше $1,6 \cdot 10^{15}$ эВ и диффузного излучения выше 10^{15} эВ. Эта ситуация, помимо астрофизических аспектов, также обусловлена тем, что сам процесс выделения гамма-квантов из фона заряженных частиц является весьма нетривиальным. На данный момент существует несколько экспериментальных методов гамма-адронного разделения. Один из них основан на регистрации и анализе мюонной компоненты ШАЛ, так как число мюонов в ливне, порожденном гамма-квантом, на порядок меньше, чем в адронном ливне. Это различие обусловлено тем, что фотонные ШАЛ развиваются за счет электромагнитного взаимодействия и единственным источником мюонов в них являются фотоядерные реакции. Исходя из этого с целью поиска диффузных гамма-квантов с энергией выше 10^{16} эВ по данным установки Tunka-Grande был проведен анализ обедненных мюонами событий. Для оценки эффективности регистрации и выделения кандидатов в фотонные ШАЛ в два этапа было реализовано компьютерное моделирование установки методом Монте-Карло. На первом шаге генерировались ШАЛ, на втором определялся отклик сцинтилляционных счетчиков и станций при прохождении через них частиц искусственных ливней. Для решения этих задач в качестве программного обеспечения были выбраны пакеты CORSIKA [46] (версия 7.7401) и Geant4 [47, 48], которые в настоящее время являются широко используемыми инструментами в области физики высоких энергий.

ШАЛ генерировались для первичных гамма-квантов, протонов и ядер железа в диапазоне значений энергии $16,5 \leq \log(E/\text{эВ}) \leq 17,5$ и интервале зенитных углов $0 - 35^\circ$. Спектр всех первичных частиц был разыгран по степенному закону с единым спектральным индексом $\gamma = 3$. Взаимодействия адронов при низких энергиях (до 80 ГэВ) рассчитывались с помощью модели GHEISHA [49], при высоких (выше 80 ГэВ) — с использованием модели QGSJET-II-04 [50]. Моделирование электромагнитных взаимодействий проводилось с применением модели EGS4 [51]. Итоговое количество событий в созданном банке искусственных данных составило ~ 4600 лив-

ней на каждый тип первичной частицы. С помощью программного пакета Geant4 была задана полная геометрия станций, максимально приближенная к реальности [52]. В этом случае в качестве моделей взаимодействий использовался встроенный список физических процессов FTFP_BERT.

Для поиска кандидатов в фотонные ШАЛ был определен критерий их отбора. За эквивалент числа мюонов N_{sum} было принято суммарное энерговыделение в подземных частях сработавших станций в каждом событии, отнесенное к наиболее вероятному энерговыделению, соответствующему прохождению одиночного вертикального мюона через сцинтилляционный счетчик (см. рис. 2). Следует отметить, что параметр N_{sum} может принимать дробные значения вследствие флуктуаций энергетических потерь частиц ШАЛ. При вычислении числа мюонов также было введено условие на удаленность станций на расстояние более 70 м относительно положения оси ливня. Данное условие связано с результатами модельных расчетов, которые показывают, что вблизи оси весомую часть в суммарное энерговыделение подземных счетчиков вносят высокоэнергичные частицы электрон-фотонной и адронной компонент ливня. На рис. 8 представлена зависимость числа N_{sum} , полученная как из искусственно сгенерированных, так и из экспериментальных данных, от параметра ρ_{200} . Безмюонные ШАЛ на графике соответствуют $\log(N_{\text{sum}}) = -1$ и $\log(N_{\text{sum}}) = -1,15$. На приведенном рисунке также показан результат аппроксимации событий от первичных гамма-квантов степенной функцией с параметрами $p0$ и $p1$.

Из рис. 8 следует, что смоделированные и экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются между собой. Аппроксимирующая функция с параметрами $p0 = -0,3021$ и $p1 = 1,09$ была выбрана в качестве критерия отбора кандидатов в фотонные ШАЛ, поскольку позволяет исключить из рассмотрения искусственные события от первичных протонов и ядер железа. В таком подходе эффективность выделения ливней от гамма-квантов практически при любом значении параметра ρ_{200} составляет $\sim 50\%$.

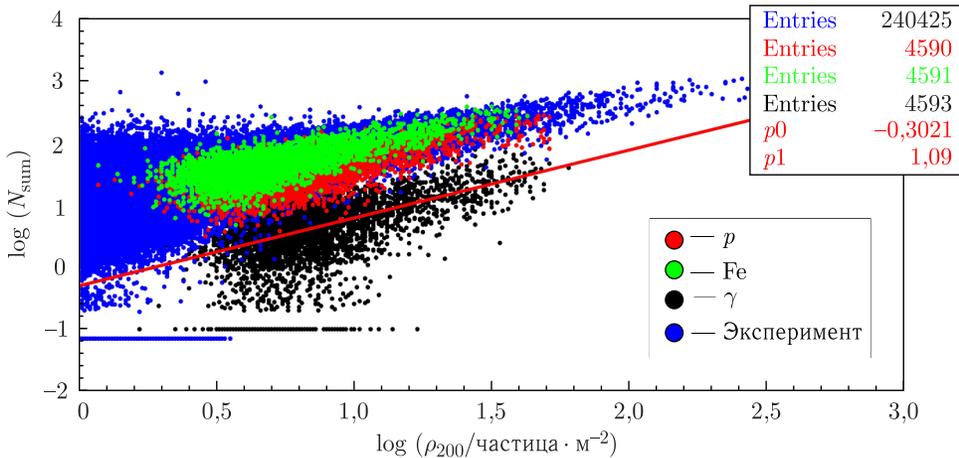


Рис. 8. Зависимость числа N_{sum} от параметра ρ_{200} , полученная по смоделированным и экспериментальным данным

Поиск кандидатов в фотонные ШАЛ проводился в четырех областях значений параметра ρ_{200} : $\rho_{200}/\text{частица} \cdot \text{м}^{-2} > 0,75, > 1, > 1,25, > 1,5$. При выбранных критериях в экспериментальных данных не было обнаружено событий от первичных гамма-квантов, поэтому был оценен верхний предел на их интегральный поток F_γ , в том числе относительно интегрального потока ПКЛ F_{CR} . Расчеты проводились на основе выражения, использованного при аналогичных измерениях в экспериментах CASA-MIA [53] и KASCADE-Grande [54]:

$$\frac{F_\gamma}{F_{\text{CR}}} < \frac{N_{90}}{N_{\text{tot}} \varepsilon_\gamma} \left(\frac{E_{\text{CR}}}{E_\gamma} \right)^{-\beta}, \quad (9)$$

где N_{90} — верхний предел на число первичных гамма-квантов при использовании стандартного метода Фельдмана–Казинса [55] на уровне достоверности 90%; N_{tot} — общее количество зарегистрированных событий; ε_γ — эффективность отбора кандидатов в фотонные ШАЛ; E_γ и E_{CR} — средняя энергия гамма-квантов и ПКЛ; β — спектральный индекс интегрального потока ПКЛ.

Для определения средней энергии гамма-квантов по экспериментальным данным из модельных расчетов по аналогии с рис. 5 было получено следующее выражение:

$$\log(E_\gamma/\text{эВ}) = \log(\rho_{200}/\text{частица} \cdot \text{м}^{-2}) \cdot 0,92 + 15,84. \quad (10)$$

Учет отношения энергий в неравенстве (9) связан с тем, что при одинаковой энергии гамма-кванты производят ШАЛ с большим числом частиц на уровне наблюдения, чем заряженные ПКЛ. Также необходимо отметить, что для всех четырех выбранных значений параметра ρ_{200} эффективность отбора кандидатов в фотонные ШАЛ $\varepsilon_\gamma \approx 0,5$, индекс $\beta = 2$, верхний предел $N_{90} = 2,44$ и эффективность регистрации гамма-квантов $\approx 100\%$. Полученные результаты, в том числе их сравнение с измерениями других экспериментов, приведены в таблице и на рис. 9.

Результат поиска диффузных гамма-квантов по экспериментальным данным установки Tunka-Grande. Интегральный поток F_γ нормирован на $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$

$\log(\rho_{200})$	N_{tot}	$\log(E_{\text{CR}}/\text{эВ})$	$\log(E_\gamma/\text{эВ})$	F_γ/F_{CR}	$F_\gamma \cdot 10^{-13}$
$> 0,75$	12548	16,62	16,53	$< 0,00026$	$< 3,84$
$> 1,00$	4584	16,83	16,76	$< 0,00077$	$< 3,84$
$> 1,25$	1565	17,04	16,99	$< 0,0025$	$< 3,84$
$> 1,50$	551	17,25	17,22	$< 0,0077$	$< 3,84$

Из рис. 9 следует, что полученные верхние пределы по порядку величины находятся на одном уровне с аналогичными измерениями экспериментов KASCADE-Grande, ШАЛ-МГУ и Pierre Auger Observatory. Следует также подчеркнуть, что все представленные ограничения базируются на компьютерном моделировании ШАЛ и в значительной степени зависят от используемых моделей адронных взаимодействий. Дополнительный вклад в систематические ошибки измерений вносят погрешность реконструкции энергии и существующая неопределенность массового состава ПКЛ (рис. 10).

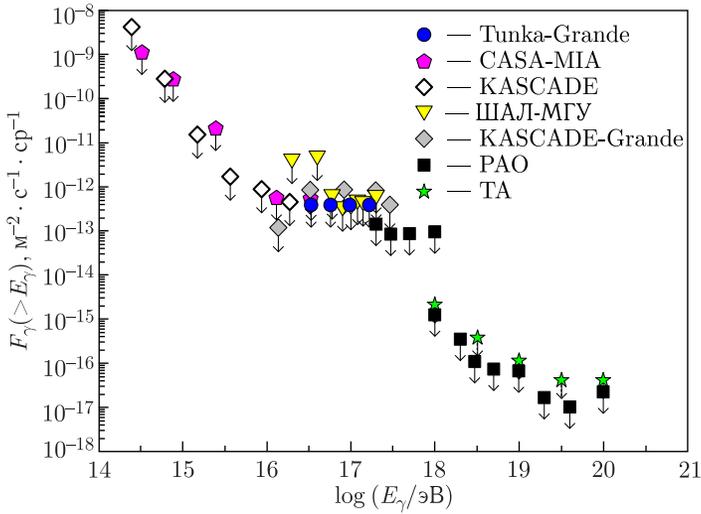


Рис. 9. Ограничение на интегральный поток диффузных гамма-квантов по экспериментальным данным установки Tunka-Grande (уровень достоверности 90%, QGSJET-II-04) и его сравнение с аналогичными измерениями экспериментов CASA-MIA (уровень достоверности 90%) [53], KASCADE (уровень достоверности 90%, QGSJET-II-02) [54], ШАЛ-МГУ (уровень достоверности 90%, QGSJET-II-04) [56], KASCADE-Grande (уровень достоверности 90%, QGSJET-II-02) [54], Pierre Auger Observatory (уровень достоверности 95%, EPOS LHS) [57] и Telescope Array (уровень достоверности 95%, QGSJET-II-03) [58]

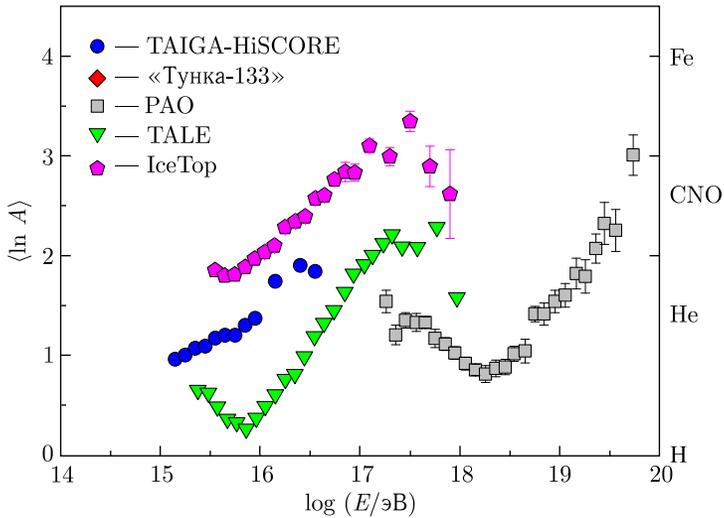


Рис. 10. Зависимость среднего логарифма атомной массы $\langle \ln A \rangle$ от энергии ПКЛ, полученная по экспериментальным данным установок TAIGA-HiSCORE (QGSJET-II-04) [62], «Тунка-133» (QGSJET-II-04) [62], Pierre Auger Observatory (EPOS-LHS) [63], TALE (EPOS-LHS) [64] и IceTop (SIBYLL 2.1) [41]

ПЛАНЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПКЛ В ДИАПАЗОНЕ ЗНАЧЕНИЙ ЭНЕРГИИ 10^{16} – 10^{18} эВ

Ниже перечислены планы, а также перспективы исследования ПКЛ в диапазоне значений энергии 10^{16} – 10^{18} эВ по экспериментальным данным установки Tunka-Grande.

1. В настоящее время при анализе экспериментальных данных установки Tunka-Grande используются ШАЛ с восстановленными зенитным углом в диапазоне 0 – 35° и координатами положения оси в круге радиусом 350 м относительно центра установки. В ближайшее время планируется пересмотреть методы реконструкции параметров ШАЛ с целью изменения критериев отбора событий без потери качества получаемой информации. Так, предполагается увеличить рассматриваемые диапазоны зенитных углов до 45° и координат положения оси ШАЛ до 600 м. По сравнению с существующими критериями это повысит статистику событий \sim в 4 раза. За один календарный год работы установки при этом ожидается \sim 2000 ШАЛ от первичных частиц с энергией выше 10^{17} эВ. Увеличение статистики событий позволит уточнить энергетический спектр ПКЛ и провести повторный поиск диффузных гамма-квантов в диапазоне значений энергии 10^{16} – 10^{18} эВ.

2. Приведенные на рис. 7 энергетические спектры ПКЛ, восстановленные по экспериментальным данным установок Tunka-Grande, IceTop, «Тунка-133», KASCADE-Grande и TALE, демонстрируют наличие двух статистически обеспеченных особенностей при энергии $\sim 2 \cdot 10^{16}$ и 10^{17} эВ, которые пока не имеют однозначного астрофизического объяснения. Для понимания природы этих изломов необходима надежная оценка элементного состава ПКЛ [59]. В связи с этим по экспериментальным данным установки Tunka-Grande, в том числе набранным при совместных с установкой «Тунка-133» сеансах наблюдений, планируется проведение детального исследования массового состава космического излучения в диапазоне значений энергии 10^{16} – 10^{18} эВ. Ожидается, что полученные результаты позволят объяснить существующие различия в данных разных экспериментов (см. рис. 10) и помогут найти корректное астрофизическое объяснение формы энергетического спектра ПКЛ.

3. В 2019 г. в рамках развития астрофизического комплекса TAIGA в дополнение к установке Tunka-Grande начато строительство сцинтилляционной установки TAIGA-Muon. Предполагаемая суммарная площадь новых детекторов заряженных частиц ШАЛ составит ~ 2000 м² [60]. Это позволит не только увеличить эффективность установки Tunka-Grande для исследования ПКЛ в диапазоне значений энергии 10^{16} – 10^{18} эВ, но и понизить энергетический порог регистрации первичных частиц до $\sim 10^{15}$ эВ [61].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные выводы состоят в следующем.

1. Созданная установка Tunka-Grande является эффективным инструментом для изучения энергетического спектра, массового состава и анизотропии ПКЛ, а также поиска диффузных гамма-квантов в диапазоне значений энергии 10^{16} – 10^{18} эВ.

2. Анализ совместных с установкой «Тунка-133» событий показал, что точность реконструкции параметров ШАЛ, таких как направление прихода оси ливня и ее

положение в плоскости детекторов по экспериментальным данным установки Tunka-Grande не хуже $2,3^\circ$ и 26 м соответственно.

3. При анализе совместных с установкой «Тунка-133» событий была определена методика реконструкции энергии ПКЛ по экспериментальным данным установки Tunka-Grande. Энергетическое разрешение установки Tunka-Grande не превышает 36 %.

4. По экспериментальным данным установки Tunka-Grande, полученным за первые 5 сезонов измерений, восстановлен дифференциальный энергетический спектр ПКЛ и определен верхний предел на поток диффузных гамма-квантов в диапазоне значений энергии 10^{16} – 10^{18} эВ. Результаты не противоречат аналогичным измерениям других экспериментов и подтверждают сложную структуру энергетического спектра в этом диапазоне энергий.

5. Дальнейшие исследования нацелены на детальное изучение массового состава ПКЛ в диапазоне значений энергии 10^{16} – 10^{18} эВ.

Работа выполнена на УНУ «Астрофизический комплекс МГУ–ИГУ» (соглашение ЕВ 075-15-2021-675), поддержана РНФ (23-72-00016 (разд. 5 и 6), 23-72-00019 (разд. 7)), Минобрнауки России (соглашение ЕВ-075-15-2021-675), гос. задание (FZZE-2020-0017, FZZE-2023-00004, FSUS-2020-0039, FSUS-2022-0015).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kuzmichev L. et al.* Experimental Complex TAIGA // *Phys. At. Nucl.* 2020. V. 83, No. 9. P. 1375–1382.
2. *Berezhnev S. F. et al.* The Tunka-133 EAS Cherenkov Light Array: Status of 2011 // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2012. V. 692. P. 98–105.
3. *Astapov I. I. et al.* The TAIGA-HiSCORE Array Prototype: Status and First Results // *Bull. Russ. Acad. Sci.* 2017. V. 81, No. 4. P. 460–463.
4. *Monkhoev R. D. et al.* The Tunka-Grande Experiment // *J. Instrum.* 2017. V. 12, No. 06. P. C06019.
5. *Ivanova A. et al.* Design Features and Data Acquisition System of the TAIGA-Muon Scintillation Array // *J. Instrum.* 2020. V. 15, No. 06. P. C06057.
6. *Kuzmichev L. et al.* Cherenkov EAS Arrays in the Tunka Astrophysical Center: From Tunka-133 to the TAIGA Gamma and Cosmic Ray Hybrid Detector // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2020. V. 952. P. 161830.
7. *Blasi P.* Origin of Very High- and Ultra-High-Energy Cosmic Rays // *Phys.* 2014. V. 15. P. 329–338.
8. *Drury L. O.* Origin of Cosmic Rays // *Astropart. Phys.* 2012. V. 39–40. P. 52–60.
9. *Ptuskin V. S.* The Origin of Cosmic Rays // *Phys. Usp.* 2010. V. 53, No. 9. P. 958–961.
10. *Ginzburg V. L., Dogel V. A.* Some Aspects of Gamma-Ray Astronomy // *Sov. Phys. Usp.* 1989. V. 32. P. 385–415.
11. *Berezinsky V. S., Gaisser T. K., Halzen F., Stanev T.* Diffuse Radiation from Cosmic Ray Interactions in the Galaxy // *Astropart. Phys.* 1993. V. 1. P. 281–288.
12. *Halzen F., Protheroe R. J., Stanev T., Vankov C. P.* Cosmology with 100-TeV Gamma-Ray Telescopes // *Phys. Rev. D.* 1990. V. 41. P. 342.
13. *Fairbairn M., Rashba T., Troitsky S. V.* Photon–Axion Mixing and Ultra-High-Energy Cosmic Rays from BL Lac Type Objects — Shining Light through the Universe // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 84. P. 125019.

14. Kalashev O. K., Kuznetsov M. Yu. Constraining Heavy Decaying Dark Matter with the High Energy Gamma-Ray Limits // *Phys. Rev. D*. 2016. V. 94, No. 6. P.063535.
15. Bérat C., Bleve C., Deligny O., Montanet F., Savina P., Torrès Z. Diffuse Flux of Ultra-High-Energy Photons from Cosmic-Ray Interactions in the Disk of the Galaxy and Implications for the Search for Decaying Super-Heavy Dark Matter // *Astrophys. J.* 2022. V.929, No.1. P.55.
16. Galaverni M., Sigl G. Lorentz Violation in the Photon Sector and Ultra-High Energy Cosmic Rays // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P.021102.
17. Ginzburg V.L. Astrophysical Aspects of Cosmic-Ray Research (First 75 Years and Outlook for the Future) // *Sov. Phys. Usp.* 1988. V. 31. P. 491–510.
18. Hillas A. M. Evolution of Ground-Based Gamma-Ray Astronomy from the Early Days to the Cherenkov Telescope Arrays // *Astropart. Phys.* 2013. V. 43. P. 19–43.
19. Bykov A. M. et al. Cherenkov Gamma-Ray Telescopes: Past, Present, Future. The ALEGRO Project // *Tech. Phys.* 2017. V. 62, No. 6. P. 819–836.
20. Cao Z. et al. Ultrahigh-Energy Photons up to 1.4 PeV from 12 γ -Ray Galactic Sources // *Nature*. 2021. V. 594, No. 7861. P. 33–36.
21. Cao Z. et al. PeV Gamma-Ray Emission from the Crab Nebula // *Science*. 2021. V. 373, No. 6553. P. 425–430.
22. Amenomori M. et al. First Detection of Sub-PeV Diffuse Gamma Rays from the Galactic Disk: Evidence for Ubiquitous Galactic Cosmic Rays beyond PeV Energies // *Phys. Rev. Lett.* 2021. V. 126, No. 14. P. 141101.
23. Budnev N. M. et al. The Primary Cosmic-Ray Energy Spectrum Measured with the Tunka-133 Array // *Astropart. Phys.* 2020. V. 117. P. 102406.
24. Prosin V. V. et al. Energy Spectrum of Primary Cosmic Rays According to the Data of the TAIGA Astrophysical Complex // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2023. V. 87, No. 7. P. 1043–1045.
25. Atrashkevich V. B., Kalmykov N. N., Khristiansen G. B. Method for Studying the Chemical Composition of the Primary Cosmic Radiation at and above 10^{17} eV // *JETP Lett.* 1981. V. 33. P. 225–227.
26. Amelchakov M. B. et al. The NEVOD-EAS Air-Shower Array // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2022. V. 1026. P. 166184.
27. Apel W. D. et al. The KASCADE-Grande Experiment // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2010. V. 620. P. 202–216.
28. Aglietta M. et al. UHE Cosmic Ray Event Reconstruction by the Electromagnetic Detector of EAS-TOP // *Nucl. Instr. Meth. A*. 1993. V. 336. P. 310–321.
29. Castellina A. Cosmic Rays and High Energy Physics: The EAS-TOP Data // *Nucl. Phys. B. Proc. Suppl.* 2003. V. 122. P. 243–246.
30. Likiy O. I. et al. Investigating the Characteristics of Scintillation Detectors for the NEVOD-EAS Experiment // *Instr. Exp. Tech.* 2016. V. 59, No. 6. P. 781–788.
31. Landau L. On the Energy Loss of Fast Particles by Ionization // *J. Phys.* 1944. V. 8. P. 201–205.
32. Moyal J. E. Theory of Ionization Fluctuations // *Phil. Mag. Ser. 7*. 1955. V. 46, No. 374. P. 263–280.
33. Lubsandorzhev B. K., Poleshuk R. V., Shaibonov B. A. J., Vyatchin Y. E., Zablotsky A. V. A LED Flasher for TUNKA Experiment // 30th Intern. Cosmic Ray Conf. 2007. V. 5. P. 1117–1120.
34. Vernov S. N. et al. New Installation of Moscow State University for Studying Extensive Air Showers with Energies to 10^{18} eV // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 1980. V. 44N3. P. 80–85.

35. Fomin Yu. A., Kalmykov N. N., Karpikov I. S., Kulikov G. V., Kuznetsov M. Yu., Rubtsov G. I., Sulakov V. P., Troitsky S. V. Full Monte Carlo Description of the Moscow State University Extensive Air Shower Experiment // *J. Instrum.* 2016. V. 11, No. 08. P. T08005.
36. Kamata K., Nishimura J. The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers // *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 1958. V. 6. P. 93–155.
37. Greisen K. Cosmic Ray Showers // *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 1960. V. 10, No. 1. P. 63–108.
38. Grieder P. Extensive Air Showers. High Energy Phenomena and Astrophysical Aspects // A Tutorial, Reference Manual and Data Book. V. I and II. 2010. V. 1. P. 1118.
39. Budnev N. M., Ivanova A. L., Kalmykov N. N., Kuzmichev L. A., Sulakov V. P., Fomin Yu. A. Simulation of the Tunka-133 Scintillation Experiment // *Moscow Univ. Phys. Bull.* 2014. V. 69, No. 4. P. 357–362.
40. Lord Rayleigh F. R. S. XII. On the Resultant of a Large Number of Vibrations of the Same Pitch and of Arbitrary Phase // *Phil. Mag. Ser. 1.* 1880. V. 10. P. 73–78.
41. Aartsen M. G. et al. Cosmic Ray Spectrum and Composition from PeV to EeV Using 3 Years of Data from IceTop and IceCube // *Phys. Rev. D.* 2019. V. 100, No. 8. P. 082002.
42. Budnev N. et al. Tunka-25 Air Shower Cherenkov Array: The Main Results // *Astropart. Phys.* 2013. V. 50–52. P. 18–25.
43. Apel W. D. et al. The Spectrum of High-Energy Cosmic Rays Measured with KASCADE-Grande // *Astropart. Phys.* 2012. V. 36. P. 183–194.
44. Abbasi R. U. et al. The Cosmic-Ray Energy Spectrum between 2 PeV and 2 EeV Observed with the TALE Detector in Monocular Mode // *Astrophys. J.* 2018. V. 865, No. 1. P. 74.
45. Apel W. D. et al. A Comparison of the Cosmic-Ray Energy Scales of Tunka-133 and KASCADE-Grande via Their Radio Extensions Tunka-Rex and LOPES // *Phys. Lett. B.* 2016. V. 763. P. 179–185.
46. Engel R., Heck D., Huege T., Pierog T., Reininghaus M., Riehn F., Ulrich R., Unger M., Veberič D. Towards a Next Generation of CORSIKA: A Framework for the Simulation of Particle Cascades in Astroparticle Physics // *Comput. Softw. Big Sci.* 2019. V. 3, No. 1. P. 2.
47. Agostinelli S. et al. Geant4 — a Simulation Toolkit // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2003. V. 506. P. 250–303.
48. Allison J. et al. Recent Developments in Geant4 // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2016. V. 835. P. 186–225.
49. Heck D. Low Energy Hadronic Interaction Models // *Nucl. Phys. B. Proc. Suppl.* 2006. V. 151. P. 127–134.
50. Ostapchenko S. QGSJET-II: Physics, Recent Improvements, and Results for Air Showers // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2013. V. 52. P. 02001.
51. Nelson W. R., Hirayama H., Rogers D. W. O. The Egs4 Code System. 1985.
52. Monkhoev R. et al. Geant4 Simulation of the Tunka-Grande Experiment // *J. Phys. Conf. Ser.* 2021. V. 2103, No. 1. P. 012001.
53. Chantell M. C. et al. Limits on the Isotropic Diffuse Flux of Ultrahigh-Energy Gamma Radiation // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 79. P. 1805–1808.
54. Apel W. D. et al. KASCADE-Grande Limits on the Isotropic Diffuse Gamma-Ray Flux between 100 TeV and 1 EeV // *Astrophys. J.* 2017. V. 848, No. 1. P. 1.
55. Feldman G. J., Cousins R. D. A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals // *Phys. Rev. D.* 1998. V. 57. P. 3873–3889
56. Fomin Yu. A., Kalmykov N. N., Karpikov I. S., Kulikov G. V., Kuznetsov M. Yu., Rubtsov G. I., Sulakov V. P., Troitsky S. V. Constraints on the Flux of $\sim 10^{16}$ – $10^{17.5}$ eV Cosmic Photons from the EAS-MSU Muon Data // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 95, No. 12. P. 123011.
57. Abreu P. et al. A Search for Ultra-High-Energy Photons at the Pierre Auger Observatory Exploiting Air-Shower Universality // *PoSI.* 2021. V. CRC2221. P. 373.

58. *Abbasi R. U. et al.* Constraints on the Diffuse Photon Flux with Energies above 10^{18} eV Using the Surface Detector of the Telescope Array Experiment // *Astropart. Phys.* 2019. V. 110. P. 8–14.
59. *Astapov I. I. et al.* Cosmic-Ray Research at the TAIGA Astrophysical Facility: Results and Plans // *J. Exp. Theor. Phys.* 2022. V. 134, No. 4. P. 469–478.
60. *Budnev N. M. et al.* The TAIGA Experiment: From Cosmic Ray Physics to Gamma Astronomy in the Tunka Valley // *Phys. Part. Nucl.* 2018. V. 49, No. 4. P. 589–598.
61. *Astapov I. et al.* Identification of Electromagnetic and Hadronic EASs Using Neural Network for TAIGA Scintillation Detector Array // *J. Instrum.* 2022. V. 17, No. 05. P. P05023.
62. *Prosin V. et al.* Primary Cosmic Rays Energy Spectrum and Mean Mass Composition by the Data of the TAIGA Astrophysical Complex // 21st Intern. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, May 23–27 2022; arXiv:2208.01689.
63. *Yushkov A.* Mass Composition of Cosmic Rays with Energies above $10^{17.2}$ eV from the Hybrid Data of the Pierre Auger Observatory // *PoSI.* 2020. V. ICRC2019. P. 482.
64. *Abbasi R. U. et al.* The Cosmic-Ray Composition between 2 PeV and 2 EeV Observed with the TALE Detector in Monocular Mode // *Astrophys. J.* 2021. V. 909, No. 2. P. 178.

Получено 22 ноября 2022 г.