

АСТРОНОМИЯ, АСТРОФИЗИКА И КОСМОЛОГИЯ

Моделирование сцинтилляционного эксперимента Тунка-133

Н. М. Буднев¹, А. Л. Иванова^{1,a}, Н. Н. Калмыков², Л. А. Кузьмичёв²,
В. П. Сулаков², Ю. А. Фомин^{2,b}

¹ НИИ прикладной физики, Иркутский государственный университет.
Россия, 664003, Иркутск, бульвар Гагарина, д. 20.

² Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына.
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: ^aannaiv.86@mail.ru, ^bfomin@eas.sinp.msu.ru

Статья поступила 20.03.2014, подписана в печать 31.03.2014.

Приводится описание проекта сцинтилляционного комплекса модернизированной установки Тунка-133. Представлен программный пакет, разработанный для моделирования регистрации и обработки событий будущей сцинтилляционной частью установки Тунка-133. Описаны основные моменты моделирования. Приведены результаты расчета ШАЛ по программе Aires.

Ключевые слова: космические лучи, широкие атмосферные ливни ШАЛ, установка Тунка-133, моделирование методом Монте-Карло.

УДК: 524.1. PACS: 96.50.sd, 96.50.sb.

Введение

Исследование первичных космических лучей (ПКЛ) в энергетическом диапазоне 10^{16} – 10^{18} эВ имеет существенное значение для понимания природы их происхождения. Если при меньших энергиях космические лучи могут ускоряться в оболочках сверхновых в нашей Галактике, то в этом диапазоне должен происходить переход от галактических к внегалактическим космическим лучам [1–5]. Единственным методом изучения ПКЛ в указанном диапазоне энергий является регистрация широких атмосферных ливней (ШАЛ).

Для регистрации ШАЛ в диапазоне 10^{16} – 10^{18} эВ требуются установки площадью ~ 1 км² и расстоянием между детекторами не более 100 м. Для увеличения количества и качества информации о регистрируемом ШАЛ перспективным представляется регистрация установкой не одной, а нескольких компонент ливня, например черенковского излучения, а также мюонной и электронной составляющих [6].

На установке Тунка-133, расположенной в Тункинской долине (республика Бурятия) в 50 км от озера Байкал, исследование космических лучей сверхвысоких энергий проводится с 2009 г. [7–9]. Установка регистрирует черенковский свет, излучаемый в атмосфере заряженными частицами ШАЛ, и состоит из 175 оптических детекторов, расположенных на площади 3 км². Детекторы объединены в 25 кластеров, по 7 детекторов в каждом. Шесть детекторов одного кластера расположены в вершинах правильного шестиугольника, один в центре. Расстояние между детекторами 85 м.

Дополнение установки Тунка-133 сцинтилляционными детекторами мюонов и электронов позволит в ближайшем будущем получать качественно новые экспериментальные данные о космических лучах в области энергий 10^{16} – 10^{18} эВ.

1. Сцинтилляционные станции в составе установки Тунка-133

В 2013 г. началось развертывание сети сцинтилляционных станций для совместной работы с установкой Тунка-133.

Каждая сцинтилляционная станция установки Тунка-133 [7] будет включать в себя детектор электронов, состоящий из 12 локальных сцинтилляционных детекторов общей площадью 8 м², и детектор мюонов общей площадью 5 м², состоящий из 8 аналогичных локальных детекторов. Мюонный детектор будет располагаться под слоем грунта 1.5 м в непосредственной близости от детектора электронов. Устанавливать сцинтилляционные детекторы электронов планируется в специальных контейнерах на расстоянии не более 30 м от центров внутренних кластеров черенковской установки Тунка-133.

Электроника сцинтилляционной станции во многом совпадает с электроникой кластера установки Тунка-133. Дополнительным является наличие в каждой станции двух шестиканальных аналоговых сумматоров сигналов с детектора электронов. Составляющие электронный детектор 12 локальных сцинтилляционных детекторов разделены на две половины и подключены к двум разным сумматорам. Станции могут передавать информацию как о поступлении «внешнего» триггерного сигнала от ближайшего кластера установки Тунка-133, так и о поступлении сигнала от «локального» триггера детектора электронов. Условие выработки локального триггера — наличие сигнала от релятивистской частицы на выходе каждого сумматора в пределах 100 нс.

Всего сцинтилляционный комплекс будет содержать 19 сцинтилляционных станций, размещенных на территории черенковской установки Тунка-133 в круге

с радиусом ~ 400 м. Первоначальная площадь сцинтилляционной части установки составит около 0.5 км^2 .

2. Результаты расчета искусственных ливней

Главной задачей при создании программного обеспечения для сцинтилляционной части черенковского эксперимента Тунка-133 была оценка эффективности работы будущей установки, ее энергетического разрешения и других необходимых параметров. В основу программного обеспечения заложены результаты анализа искусственных ливней, полученных с использованием программы Aires, предназначенной для расчета ШАЛ от первичных энергий вплоть до 10^{20} эВ [10]. Преимуществом Aires по сравнению с распространенным пакетом CORSIKA [11] является простота и скорость, а различие в результатах, составляющее не более нескольких процентов, на стадии оценок не представляется существенным.

При работе с программой Aires розыгрыш ШАЛ проводился для шести значений энергии первичной частицы: $\lg E_0 = 16, 16.3, 16.7, 17, 17.3, 17.7$ эВ для первичного протона и первичного ядра железа при трех зенитных углах $\theta = 0, 30$ и 45° . Для вертикальных ливней был проведен дополнительный розыгрыш для значений $\lg E_0 = 15, 15.3, 15.7$, а также 18.0 . Пороговая энергия мюонов была выбрана 0.5 ГэВ. Расчет адронных взаимодействий при сверхвысоких энергиях проводился в рамках модели кварк-глюонных струн QGSJET, удовлетворительно описывающей современные экспериментальные данные об адронных взаимодействиях [12]. Параметры атмосферы соответствовали условиям в Тункинской долине.

В результате анализа данных моделирования были получены зависимости полного числа электронов $N_e(E_0)$ и полного числа мюонов $N_\mu(E_0)$ от энергии первичных частиц в предположении чисто протонного и чисто железного состава КЛ для разных значений зенитного угла θ . При суммировании по всем углам

в предположении равной доли протонов и ядер железа в первичном излучении эти зависимости принимают вид (см. рис. 1)

$$N_e(E_0) \sim (E_0/1 \text{ ПэВ})^{1.14}, \quad (1)$$

$$N_\mu(E_0) \sim (E_0/1 \text{ ПэВ})^{0.96}. \quad (2)$$

Стандартные ошибки в определении значений степени в указанных формулах не превосходят 0.005 .

Величина среднего квадратичного отклонения полного числа электронов хорошо аппроксимируется функцией вида

$$\sigma(N_e/\langle N_e \rangle) \sim \sigma_0(E_0/1 \text{ ПэВ})^{-\beta}. \quad (3)$$

Для вертикальных ливней от первичных протонов $\sigma_0 = 0.50$ и $\beta = 0.1$, а для ливней от первичных ядер железа при $\theta = 45^\circ$, $\sigma_0 = 0.26$ и $\beta_{\max} = 0.01$.

Среднее квадратичное отклонение полного числа мюонов практически не зависит от энергии и зенитного угла θ и чувствительно только к массовому числу.

В программы моделирования и обработки событий ШАЛ была заложена зависимость флуктуаций полного числа электронов от энергии первичных частиц. Однако на первом этапе достаточно принять средние квадратичные отклонения числа мюонов и электронов во всем диапазоне энергий от 10^{16} до $5 \cdot 10^{17}$ эВ равными их усредненным по данному интервалу энергий значениям.

3. Моделирование и обработка «зарегистрированных» событий ШАЛ

Процедура моделирования работы сцинтилляционного комплекса заключается в следующем. Энергия первичной частицы разыгрывается по спектру с одним изломом при энергии $2 \cdot 10^{15}$ эВ [13, 14]. Заложенный дифференциальный энергетический спектр первичных космических лучей (ПКЛ) имеет вид $I(E_0) \sim E_0^{-(\gamma+1)}$ [14]. Показатель $\gamma = 1.5$ при $E_0 \leq 2 \cdot 10^{15}$ эВ и $\gamma = 2$ после излома. Существующие

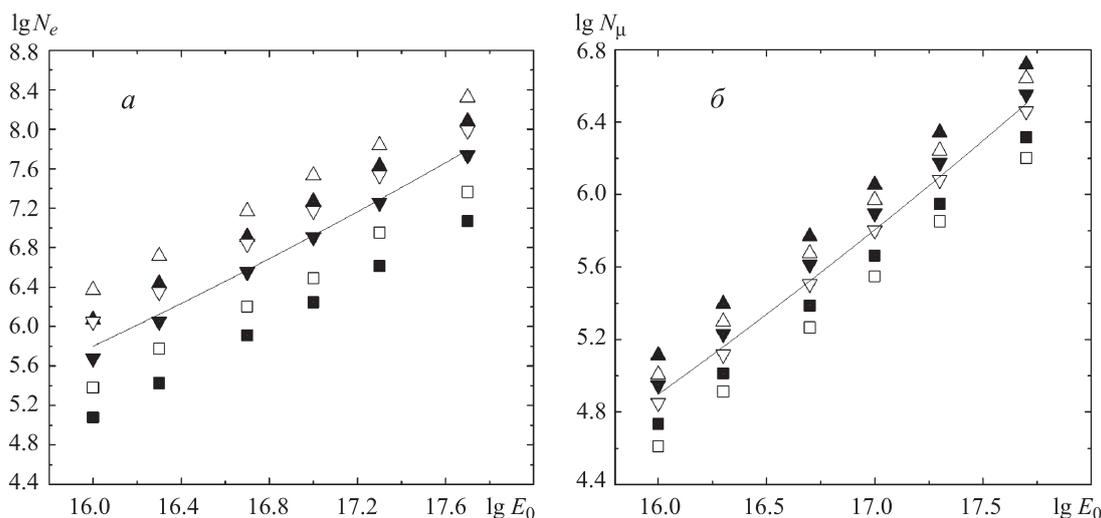


Рис. 1. Полное число электронов и полное число мюонов в зависимости от E_0 . Сплошными линиями показаны аппроксимирующие степенные функции, связывающие полное число частиц в ливне, усредненное по всем углам и сортам ядер, с энергией первичных частиц. Точки соответствуют усредненным по 100 ливням полному числу электронов (а) или мюонов (б) для ливней от первичных протонов или ядер железа, падающих под различными зенитными углами: \triangle — p, $\theta = 0^\circ$; ∇ — p, $\theta = 30^\circ$; \square — p, $\theta = 45^\circ$; \blacktriangle — Fe, $\theta = 0^\circ$; \blacktriangledown — Fe, $\theta = 30^\circ$; \blacksquare — Fe, $\theta = 45^\circ$

экспериментальные данные показывают, что при энергии $\sim 10^{17}$ эВ излом в парциальных энергетических спектрах, входящих в состав ПКЛ, достигается уже и для железа, однако показатель спектра всех частиц сохраняет в области $10^{17}-10^{18}$ эВ примерно то же значение, что и при энергиях $10^{16}-10^{17}$ эВ ($\gamma + 1 \approx 3$), а содержание протонов и ядер железа примерно сопоставимо [3, 4, 15].

При моделировании направления прихода первичной частицы азимутальный угол разыгрывается равномерно от 0 до 360° , а в качестве распределения по зенитному углу θ используется эмпирическое соотношение $W(\theta) \sim \cos^n \theta$, где $n = 8$.

Положение оси ливня в плоскости установки разыгрывается равномерно в площади квадрата: -500 — $+500$ м по оси x и по оси y . Начало координат в центре установки.

Далее с использованием данных предварительных расчетов моделируется полное число электронов и полное число мюонов в ШАЛ. Полное число электронов в каждом индивидуальном ливне разыгрывалось по логарифмически нормальному распределению, параметры которого определялись так, чтобы имело место соответствие со средним значением N_e по формуле (1) и средним квадратичным отклонением 0.37, отражающим флуктуации полного числа электронов в рассматриваемом диапазоне энергий [16]. Полное число мюонов разыгрывалось аналогичным образом, но со средним значением N_μ по формуле (2) и средним квадратичным отклонением 0.2. При этом учитывались расчетные пробеги поглощения полного числа электронов и мюонов, не противоречащие данным работы [17]. Значение поправочного коэффициента, отражающего, во сколько раз число частиц при данном массовом составе отличается от числа частиц при чисто протонном составе ПКЛ, для электронов составляет 0.9, а для мюонов 1.3.

В качестве функции пространственного распределения (ФПР) электронов берется эмпирическая функция с параметром s , зависящим от расстояния [18]:

$$\rho(r) = N_e \cdot C_{\text{норм}} \cdot \left(\frac{r}{R_m}\right)^{s(r)-2} \cdot \left(1 + \frac{r}{R_m}\right)^{s(r)-4.5}, \quad (4)$$

где $R_m = 80$ м, $s(r) = s_0 + \alpha(r)$, зависимость $\alpha(r)$ приведена в работе [18].

Используемая в программе аппроксимация экспериментальной ФПР заряженных частиц обеспечивает лучшее описание флуктуаций плотности числа электронов с ростом расстояния от оси ливня по сравнению с применявшимися ранее [18].

В качестве ФПР мюонов используется функция Грейзена [19], параметры которой определяются по данным расчетов:

$$\rho_\mu = N_\mu \cdot C_{\text{норм}} \cdot \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-a} \cdot \left(1 + \frac{r}{R_0}\right)^{-b}, \quad (5)$$

где $R_0 = 180$ м и $a = 0.61$ фиксированы, а b варьируется со средним значением 2.6 и $\sigma(b) = 0.3$. Параметры s_0 и b в ФПР электронов и ФПР мюонов связаны с возрастом ШАЛ и растут по мере развития ливня в атмосфере.

Далее находятся плотности электронов и мюонов в ШАЛ в детекторах установки и происходит розыгрыш числа частиц, попавших в эти детекторы.

Число частиц m , попавших в каждый сцинтилляционный счетчик детектора электронов и в каждый мюонный детектор, моделируется по закону Пуассона [20] с параметром $\langle m \rangle = \rho \sigma \cos \theta$ при $\rho \sigma \leq 25$ либо по нормальному распределению [20] при $\rho \sigma > 25$, где ρ — плотность числа мюонов на 1 м^2 , а σ — площадь сцинтилляционного счетчика в случае работы с детектором электронов либо мюонного детектора.

После розыгрыша числа частиц в каждом детекторе разыгрываются задержки времени прихода частиц относительно плоского фронта ШАЛ с учетом крутизны фронта, которая зависит от числа частиц и точности измерения времени прохождения частицы через детектор. Предполагалась точность измерения времени 10 нс. Величина задержки для каждого отдельного счетчика разыгрывается по распределению Гаусса со средним значением

$$\tau_{\text{geom } i,k} [\text{нс}] = \frac{1}{0.3} \times (\cos \varphi \cdot \sin \theta \cdot x_{i,k} + \sin \varphi \cdot \sin \theta \cdot y_{i,k} + \cos \theta \cdot z_{i,k}), \quad (6)$$

где $x_{i,k}$, $y_{i,k}$, $z_{i,k}$ — координаты локальных сцинтилляционных детекторов, $i = 1, \dots, 19$ — номер детектора, $k = 1, \dots, 12$ — номер локального детектора, и средним квадратичным отклонением, равным 10 нс. В качестве задержки, характеризующей детектор электронов в целом, выбиралась минимальная из всех задержек в отдельных сцинтилляционных счетчиках.

Далее производится розыгрыш случайных совпадений для детекторов электронов и мюонов с учетом среднего темпа счета детектора и заданного временного окна для регистрации ШАЛ.

Событие ШАЛ считалось «зарегистрированным», если происходила выработка локального триггера хотя бы на трех сцинтилляционных станциях.

По итогам моделирования формировались файлы выходных данных о зарегистрированных ШАЛ, параметры которых затем восстанавливались с помощью программы обработки событий.

Программа обработки данных включает в себя: а) вычисление основных параметров ШАЛ: направления прихода, положения оси в плоскости установки, полного числа заряженных частиц, полного числа мюонов с энергией > 0.5 ГэВ; б) восстановление энергии первичной частицы; в) сопоставление исходных распределений по E_0 , N_e , N_μ , θ , φ и полученных в результате обработки; г) оценку ошибок определения параметров в зависимости от энергии первичной частицы и построение спектров по E_0 , N_e , N_μ с использованием восстановленных параметров ШАЛ и сравнение их с исходными спектрами.

На первом этапе обработки событий по данным детекторов электронов вычисляется направление прихода ливня в предположении плоского фронта ШАЛ. Для этого находятся три станции с наибольшим зарегистрированным числом заряженных частиц и решается система трех уравнений, связывающих времена прихода частиц в отобранные детекторы с направлением оси ШАЛ. Затем вычисляются положение оси ШАЛ

в плоскости установки, полное число электронов N_e и мюонов N_μ . При этом используется метод максимума функции правдоподобия [20]. По полному числу электронов вычисляется восстановленное значение энергии первичной частицы E_0 .

Для получения необходимой статистики было разыграно и обработано $5 \cdot 10^6$ «зарегистрированных» событий. В таблице приводятся некоторые результаты

Средние ошибки восстановления параметров ШАЛ, образованных первичными протонами и ядрами железа с энергией $16 < \lg E_0 < 18$

Ошибка	Среднее значение	Число событий
dE_0/E_0	0.152	1 338 259
dN_e/N_e	0.104	1 338 259
dN_μ/N_μ	0.254	164 980
ΔR , м	17.12	1 338 259
$d\theta\varphi$, град	1.370	1 338 259
Δs	0.011	1 338 259

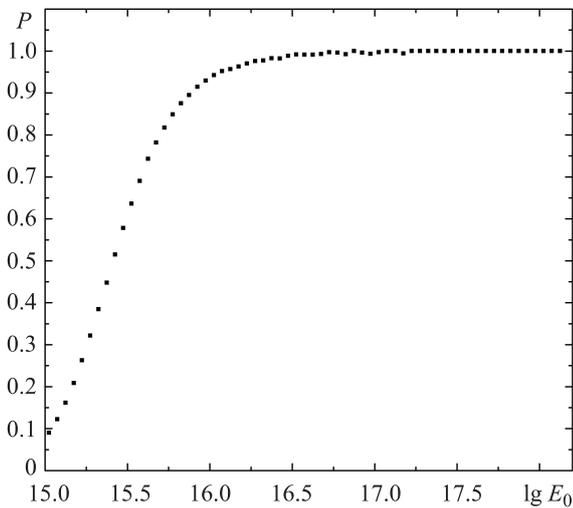


Рис. 2. Эффективность регистрации ШАЛ в зависимости от энергии первичной частицы

данной обработки, позволяющие оценить средние характеристики установки и в том числе отражающие качество самого моделирования.

Эффективность регистрации событий в зависимости от величины энергии первичной частицы, сгенерированной ШАЛ, представлена на рис. 2. Из графика видно, что эффективная регистрация событий по всей площади установки (с вероятностью не менее 95%) начинается с энергии 10^{16} эВ.

При восстановлении энергетического спектра ПКЛ по данным новой установки в программу моделирования был заложен более сложный энергетический спектр с двумя изломами (второй — при $E_0 = 7 \cdot 10^{17}$ эВ) и особенностью параболического вида в интервале энергий от $E_{01} = 1.2 \cdot 10^{17}$ эВ до $E_{02} = 2 \cdot 10^{17}$ эВ. Показатель спектра после первого излома $\gamma = 2$, после второго излома $\gamma = 2.3$. Коэффициенты квадратичной функции при моделировании находятся из граничных условий и требования, чтобы максимальная амплитуда особенности не превышала значение энергетического спектра при $E_0 = E_{01}$ более чем на 20% (см. рис. 3).

Восстановленный по смоделированным событиям дифференциальный спектр КЛ представлен на рис. 3, б.

Рис. 3, а отвечает энергетическому спектру, построенному по 600 000 событий с энергией первичной частицы $E_0 > 10^{16}$ эВ. Число событий при $E_0 > 10^{17}$ эВ составляет около 6000, что примерно соответствует статистике за год непрерывной работы сцинтилляционной установки. При $16 < \lg E_0 < 17$ показатель степени исходного энергетического спектра $\gamma_{\text{theor}} = 2$, показатель степени спектра, построенного по смоделированным событиям, прошедшим критерий отбора, $\gamma_{\text{reg}} = 1.99$, показатель степени построенного по восстановленным событиям спектра $\gamma_{\text{calc}} = 2.00$. При $17.2 < \lg E_0 < 17.7$ имеем $\gamma_{\text{theor}} = 2$, $\gamma_{\text{reg}} = 1.97$, $\gamma_{\text{calc}} = 1.97$, после второго излома $\gamma_{\text{theor}} = 2.3$, $\gamma_{\text{reg}} = 2.37$, $\gamma_{\text{calc}} = 2.38$. Стандартные ошибки в определении показателя степени γ для смоделированного и восстановленного спектров не превосходят 0.007 для энергетического интервала $16.0 < \lg E_0 < 17.0$, 0.03 для интервала $17.2 < \lg E_0 < 17.7$ и 0.1 для $\lg E_0 > 17.7$.

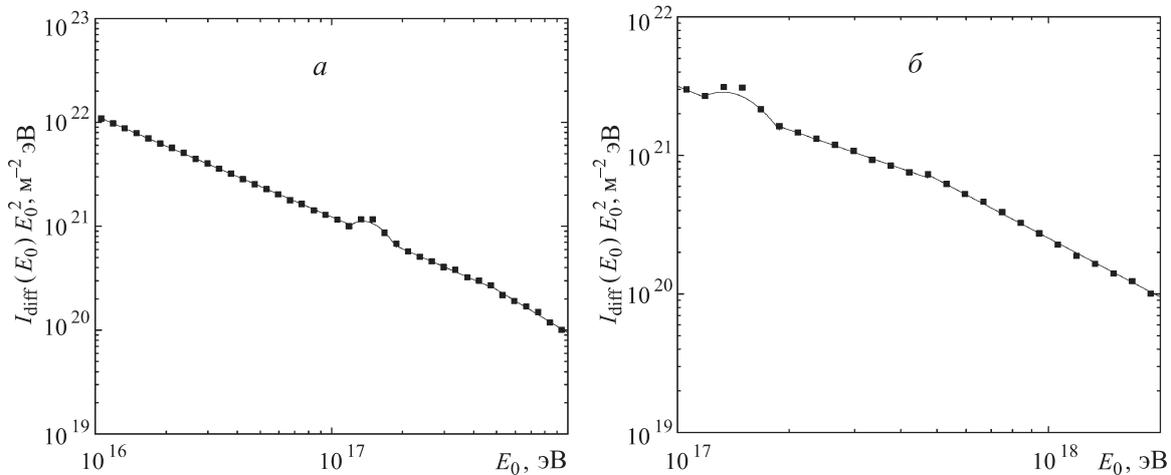


Рис. 3. Восстановленный в программе обработки событий дифференциальный энергетический спектр (квадраты) и спектр, построенный по смоделированным событиям, для которых выполнено условие срабатывания установки (сплошные линии)

На рис. 3, б приведен энергетический спектр, построенный для 17 000 событий с $E_0 > 10^{17}$ эВ. Такая статистика примерно отвечает ожидаемому числу событий, которые будут регистрироваться сцинтилляционным комплексом за 3 года непрерывной работы. При $17.2 < \lg E_0 < 17.7$ имеем $\gamma_{\text{theor}} = 2$, $\gamma_{\text{reg}} = 1.98$, $\gamma_{\text{calc}} = 1.99$, после второго излома $\gamma_{\text{theor}} = 2.3$, $\gamma_{\text{reg}} = 2.37$, $\gamma_{\text{calc}} = 2.37$. Стандартные ошибки в определении показателей γ_{reg} и γ_{calc} составляют не более 0.007 для γ_{calc} энергетического интервала $17.2 < \lg E_0 < 17.7$ и 0.04 для $\lg E_0 > 17.7$.

Восстановление энергетического спектра ПКЛ возможно и по данным о мюонной компоненте ШАЛ. Однако в принятой конфигурации будущего сцинтилляционного комплекса вероятность срабатывания не менее трех электронных детекторов (условие срабатывания всего комплекса) выше аналогичной вероятности для мюонных детекторов, и, кроме того, число мюонов восстанавливается с худшей точностью (см. таблицу). Поэтому такой подход не имеет особого смысла.

Заключение

Существующие на сегодня методики регистрации реальных ШАЛ таковы, что в итоге доступными экспериментаторам оказываются лишь фрагменты информации, которая содержится в индивидуальном событии. Восстанавливать по этим фрагментам наиболее вероятные параметры исходной первичной частицы возможно только путем использования результатов теоретических расчетов.

В ходе анализа разыгранных ШАЛ с использованием программы Aires были найдены расчетные зависимости полного числа электронов N_e и полного числа мюонов N_μ от энергии первичной частицы E_0 . Полученные результаты дают возможность исходя из данных о полном числе заряженных частиц оценить значение энергии первичной частицы в каждом индивидуальном событии ШАЛ.

Использованные в нашей работе аппроксимации ФПР электронов и мюонов позволяют с достаточной точностью восстанавливать как полное число электронов и мюонов в индивидуальных ливнях, так и энергетический спектр ПКЛ.

Для событий с энергией выше 10^{16} эВ энергия первичной частицы восстанавливается с точностью не хуже 15%, полное число электронов 10%, полное число мюонов 25%. Такая точность в определении N_μ позволяет осуществлять анализ массового состава ПКЛ традиционным методом, исследуя распределения по N_μ при фиксированном N_e , как это делалось, например, на установке ШАЛ МГУ [21, 22]. Абсолютная ошибка в определении положения оси ШАЛ не превышает 17 м при энергии 10^{16} эВ и снижается до 5 м при энергии 10^{17} эВ.

Включение сцинтилляционных детекторов в состав установки Тунка-133 позволит регистрировать сразу три компоненты ШАЛ и, следовательно, даст возможность получать качественно новые экспериментальные данные о космических лучах в области энергий

$10^{16} - 10^{18}$ эВ. Более детально этот и другие вопросы, связанные с совместным использованием сцинтилляционной и черенковской части установки, будут рассмотрены в нашей следующей работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства Российской Федерации (договор 14.В25.31.0010), РФФИ (гранты 14-02-00372 и 13-02-00214) и Программы стратегического развития ИГУ.

Список литературы

1. Калмыков Н.Н., Котсоми Х., Сулаков В.П., Фомин Ю.А. // Изв. РАН. Серия физ. 2009. **73**, № 5. С. 584.
2. Berezhnev S.F., Besson D., Korobchenko A.V. et al. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2012. **A 692**. P. 98.
3. Apel W.D., Arteaga-Vel'azquez J.C. et al. (KASCADE Gr. Col.) // Astropart. Phys. 2012. P. 183.
4. Apel W.D., Arteaga-Vel'azquez J.C. et al. (KASCADE Gr. Col.) // Phys. Rev. Lett. 2011. **107**.
5. Kuzmichev L.A., Sveshnikova L.G., Korosteleva E.E. et al. // J. Phys.: Conference Series. 2013. **409**. № 1. P. 012062.
6. Атрашкевич В.Б., Калмыков Н.Н., Христиансен Г.Б. // ЖЭТФ. 1981. **33**, № 4. С. 236.
7. Berezhnev S.F., Besson D., Budnev N. et al. // 33rd Int. Cosmic Ray Conf. Rio de Janeiro, 2013.
8. Berezhnev S.F., Epimakhov S.N., Karpov N.I., Kalmykov N.N. et al. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. Sect. A. **692**. P. 98.
9. Буднев Н.М., Вишневецкий Р., Гресс О.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. **69**, № 3. С. 347.
10. <http://www.fisica.inpl.edu.ar/auger/aires/doc/UsersManual.pdf>.
11. http://www-ik.fzk.de/corsika/usersguide/corsika_tech.html.
12. Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I. // Nucl. Phys. 1997. **B52**. P. 17.
13. Куликов Г.В., Христиансен Г.Б. // ЖЭТФ. 1958. **35**, № 4(10). С. 635.
14. Fomin Yu.A., Kalmykov N.N., Khristiansen G.B. et al. // Proc. 16th European Cosmic Ray Symposium. Madrid, 1998. P. 261.
15. Berezhnev S.F., Besson D., Budnev N.M. et al. (Tunka-133 col.) // Proc. 32 ICRC. Beijing, 2011. **7**. P. 208.
16. Калмыков Н.Н. // ЯФ. 1969. **10**, № 1. С. 121.
17. Зотов М.Ю., Калмыков Н.Н., Куликов Г.В., Сулаков В.П. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2009. № 6. С. 70 (Zotov M.Yu., Kalmykov N.N., Kulikov G.V., Sulakov V.P. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2009. **64**, N 6. С. 632).
18. Калмыков Н.Н., Куликов Г.В., Сулаков В.П., Фомин Ю.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. **77**, № 5. С. 695.
19. Грейзен К. Физика космических лучей / Под ред. Дж. Вильсона. М., 1958. **30**. С. 7.
20. Ермаков С.М., Михайлов Г.А. Курс статистического моделирования. М., 1976.
21. Fomin Yu.A., Kalmykov N.N., Khristiansen G.B. et al. // J. Phys. G: Nucl. and Particle Phys. 1996. **22**, N 12. P. 1839.
22. Калмыков Н.Н., Кузьмичёв Л.А., Куликов Г.В. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2010. № 4. С. 40 (Kalmykov N.N., Kuzmichev L.A., Kulikov G.V. et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2010. **65**, N 4. P. 275).

Simulation of the Tunka-133 scintillation experiment**N. M. Budnev¹, A. L. Ivanova^{1,a}, N. N. Kalmykov², L. A. Kuzmichev², V. P. Sulakov², Yu. A. Fomin^{2,b}**¹ *Research Institute of Applied Physics, Irkutsk State University, Irkutsk 664003, Russia.*² *D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.**E-mail: ^aannaiv.86@mail.ru, ^bfomin@eas.sinp.msu.ru.*

The project of the scintillation complex of the upgraded Tunka-133 detector is described. Software for simulation of recording and processing of events by the future scintillation part of the Tunka-133 detector is presented. Highlights of the simulation are given. Results of the simulation of extensive air showers using Aires software are listed.

Keywords: cosmic rays, extensive air showers, EAS, Tunka-133 installation, Monte Carlo simulation.

PACS: 96.50.sd, 96.50.sb.

Received 20 March 2014.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 4(2014).

Сведения об авторах

1. Буднев Николай Михайлович — доктор физ.-мат. наук, директор института, профессор; тел.: (3952) 33-21-70, e-mail: nbudnev@api.isu.ru.
2. Иванова Анна Леонидовна — аспирант; тел.: (3952) 33-21-70, e-mail: annaiv.86@mail.ru.
3. Калмыков Николай Николаевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-23-69, e-mail: kalm@eas.sinp.msu.ru.
4. Кузьмичёв Леонид Александрович — доктор физ.-мат. наук, зав. отделом; тел.: (495) 939-10-72, e-mail: kuz@dec1.sinp.msu.ru.
5. Сулаков Владимир Петрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-44-96, e-mail: sulakov@eas.sinp.msu.ru.
6. Фомин Юрий Анатольевич — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-57-30 e-mail: fomin@eas.sinp.msu.ru.