

Метод определения параметров первичной частицы широкого атмосферного ливня высокогорной установкой

В. И. Галкин^{1,2,a}, А. С. Борисов³, Р. Бахромзод^{1,4}, В. В. Батраев¹,
С. З. Латипова⁵, А. Р. Мукумов^{1,4}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики космоса. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ). Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

³Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН. Россия, 119991, Москва, Ленинский проспект, д. 53.

⁴Физико-технический институт имени С. У. Умарова АН Республики Таджикистан. Таджикистан, 734063, Душанбе, ул. Айни, д. 299.

⁵Таджикский национальный университет, физический факультет. Таджикистан, 734025, Душанбе, проспект Рудаки, д. 17.

E-mail: ^aglk@dec1.sinp.msu.ru

Статья поступила 04.04.2017, подписана в печать 17.05.2017.

Описывается методика оценки параметров первичной частицы широкого атмосферного ливня комплексной высокогорной установкой, развитая в рамках проекта «Памир-XXI». Результаты работы могут быть полезны как для других высокогорных проектов, так и для метода ШАЛ вообще. Приведены конкретные варианты конфигураций оптических детекторов для регистрации черенковского света ШАЛ и детекторов заряженных частиц, способы обработки их данных и достижимые точности восстановления параметров первичных частиц — энергии, направления и массы/типа. Большая часть результатов касается оптических детекторов, способных работать с ШАЛ от первичных ядер в диапазоне первичных энергий $E_0 = 100$ ТэВ — 100 ПэВ и с ливнями от первичных γ -квантов с энергиями $E_\gamma \geq 30$ ТэВ. Рассмотрены также варианты сетки детекторов заряженных частиц, предназначенной для определения направления и энергии ШАЛ в диапазоне $E_0 = 1$ ПэВ — 1 ЭэВ. Полученные оценки точностей надо рассматривать как верхние пределы реальных экспериментальных точностей.

Ключевые слова: широкие атмосферные ливни, черенковский свет, статистическое моделирование, статистическое распознавание образов.

УДК: 524.1. PACS: 96.50.sb, 96.50.sd.

Введение

Характеристики широкого атмосферного ливня (ШАЛ) на высотах гор заметно отличаются от таковых на уровне моря, что необходимо учитывать при построении методики оценки параметров первичной частицы. Это особенно важно, если ставится задача усовершенствовать существующие методы регистрации или даже выработать новые, основанные на детальном моделировании развития ШАЛ и использующие детекторы разных типов.

Такая задача была поставлена в рамках проекта «Памир-XXI», предполагавшего создание комплексной установки нового поколения в горах Восточного Памира на высоте ~ 4250 м над уровнем моря. На сегодня перспективы реализации проекта неясны, но расчетная и методическая работа продолжается. Результаты могут быть полезны как для других высокогорных проектов, так и для метода ШАЛ вообще.

Проект «Памир-XXI» [1] планировался как комплексное исследование первичного космического излучения (ПКИ) в широком диапазоне энергий 30 ТэВ — 1 ЭэВ и характеристик ядерного взаимо-

действия, не доступных для изучения на ускорителях. Предполагалось использовать сети детекторов заряженных частиц, ионизационный калориметр и оптические детекторы для регистрации различных компонент ШАЛ: электронно-фотонной, мюонной, адронной и черенковского света (ЧС).

Большая высота уровня наблюдения (4250–4260 м над уровнем моря) дает определенные преимущества для решения обеих поставленных задач:

- ливни регистрируются на более ранних стадиях развития, чем на уровне моря, что означает большие плотности заряженных частиц и большие энергии адронов в стволах ливней;
- оптические детекторы приближаются к излучающему ЧС источнику, что позволяет разглядеть больше деталей, чем с уровня моря.

Решено было использовать эти преимущества при выборе измеряемых характеристик, типов используемых детекторов и их расположения на основании детального моделирования развития ШАЛ. Предлагаемые конфигурации оптической части установки и сети детекторов заряженных частиц, а также способы обработки их данных действительно обеспечи-

вают принципиально меньшие неопределенности при оценке энергии, направления и типа первичной частицы, чем дают традиционные методы на меньших высотах наблюдения.

Настоящая работа не касается адронных исследований в стволах ШАЛ. Она рассматривает возможности решения традиционных астрофизических задач: изучения энергетического спектра и массового состава ПКИ и регистрации γ -квантов сверхвысокой энергии как от точечных, так и от диффузных источников. Наша логика решения этих задач несколько отличается от используемой в прошлых и настоящих экспериментах, поэтому мы сочли уместным представить ее здесь для обсуждения.

1. Постановка задачи и логика ее решения

Для изучения характеристик ПКИ и сверхвысокоэнергичного γ -излучения достаточно иметь практические возможности измерить энергию E_0 , направление прихода θ и тип (массу A) первичной частицы и оценить положение \mathbf{x}_{core} оси ШАЛ на уровне наблюдения. Способы получения этой информации известны, кажется, что здесь трудно придумать что-либо новое. Возможно, именно это обстоятельство объясняет некоторые упрощенные представления о цене, которую надо заплатить за знание каждого из этих параметров. В данном случае под ценой надо понимать объем экспериментальных данных, необходимый для измерения того или иного параметра с заданной неопределенностью. Согласно одному из характерных упрощений, цена всех параметров первичной частицы примерно одинакова. Иными словами, считается, что один и тот же набор детекторов позволяет успешно измерить E_0 , θ и A ливня.

Анализ результатов работы многих установок для регистрации ШАЛ начиная с середины прошлого века и до наших дней показывает, что это не так: удается успешно оценивать энергию и направление первичной частицы, а массу первичной частицы оценить, как правило, не удается. Практически это означает, что даже примерное знание массы первичного ядра требует получения гораздо большего объема экспериментальной информации о каждом ливне. Анализ расчетных характеристик ШАЛ [1–3] привел нас к такому же выводу, он также позволил понять причины такой ситуации: информация о массе первичной частицы доносится до уровня наблюдения в основном черенковским светом и энергичными мюонами, но и ее трудно выделить, поскольку она маскируется значительными каскадными флуктуациями.

Это подводит нас к первому важному для постановки задачи детектирования ШАЛ тезису: конструкция детекторов установки, их расположение и методы обработки их данных должны быть оптимизированы относительно самых информационно

требовательных проблем, именно, проблем оценки первичной массы и выделения γ -событий.

Второй важный тезис является естественным продолжением первого: при многокомпонентных измерениях в качестве базовой (эталонной) должна быть выбрана наиболее информационно богатая компонента, каковой в выбранном энергетическом диапазоне является ЧС. Забегая вперед, можно сказать, что измерение характеристик ЧС позволяет решить все поставленные задачи, но небольшой ($\leq 10\%$) рабочий цикл оптических измерений затрудняет получение статистики ШАЛ с энергиями выше 1 ЭэВ.

Отсюда следует третий тезис: необходим набор детекторов заряженных частиц, способный определять характеристики первичной частицы в диапазоне $E_0 \geq 1$ ПэВ; если эта часть установки окажется способной оценивать массу первичной частицы, настройка метода должна основываться на данных эталонной оптической части.

В свете произнесенных тезисов нам необходимо создать набор черенковских детекторов, оптимизированный для решения проблемы оценки массы/типа первичной частицы. Предлагаемый вариант оптической части установки будет анализировать импульсы (пространственно-временное распределение) ЧС и угловые черенковские образы (пространственно-угловое распределение ЧС) и для этого будет включать широкую сеть быстрых оптических детекторов и несколько широкоугольных телескопов.

Широкая сеть детекторов заряженных частиц будет работать при $E_0 \geq 1$ ПэВ для получения оценок E_0 , θ , \mathbf{x}_{core} , которые будут использоваться центральным калориметром и/или мюонными детекторами (предположительно мюонными треккерами) для получения оценки первичной массы A . Метод оценки A по детекторам заряженных частиц следует настраивать по данным оптической части в общей области диапазона первичных энергий.

Описанный ниже предлагаемый вариант установки не является завершенным: построена в общих чертах схема функционирования оптической части, часть детекторов заряженных частиц демонстрирует хорошие точности оценок E_0 , θ , \mathbf{x}_{core} , но пока не может оценивать массу первичной частицы. Обе части построены на основании полного статистического моделирования ШАЛ.

2. Искусственные события ШАЛ

2.1. Генерация событий

Искусственные события для уровня наблюдения 4250 м над уровнем моря моделировались с помощью CORSIKA6.990/QGSJET01 [4] для набора фиксированных энергий от 30 ТэВ до 100 ПэВ и для различных типов первичных частиц: протонов, ядер He, N, S, Fe и γ -квантов. Для каждого события сохранялись пространственно-временное распределение (ПВР) ЧС в квадратной области уровня наблюдения размером 600×600 м с центром на оси ливня,

пространственно-угловое распределение (ПУР) ЧС в квадратной области 500×500 м с центром на оси и стандартный файл частиц CORSIKA. Отказ от стандартного файла CORSIKA для черенковских фотонов обусловлен огромным их числом и, соответственно, неприемлемо большим объемом файла при первичных энергиях выше 1 ПэВ.

Число оптических фотонов можно было бы уменьшить путем генерации их группами (пучками). Однако мы намеренно выбрали генерацию пакетом CORSIKA отдельных черенковских фотонов (параметр CERSIZ = 1), чтобы гарантировать отсутствие нефизических флуктуаций при рассмотрении дифференциальных характеристик ЧС.

Массив ПВР ЧС имеет размерность $600 \times 600 \times 300$, причем первые два измерения делят большой квадрат на 360 000 квадратов площадью 1 м^2 , а последнее воспроизводит форму импульса ЧС в диапазоне задержек 0–300 нс с шагом 1 нс. Таким образом, сохраняется вся информация с интересующей нас части уровня наблюдения с нужным пространственно-временным разрешением. Аналогично массив ПУР ЧС имеет размерность $250 \times 250 \times 108 \times 108$. Здесь первые два измерения разбивают квадрат 500×500 м уровня наблюдения на $250 \times 250 = 62\,500$ квадратов площадью 4 м^2 ($250 = 500/2$), последние два воспроизводят квадратное поле зрения черенковского телескопа размером $27 \times 27^\circ$, разделенное на квадратные ячейки размером $0.25 \times 0.25^\circ$ ($108 = 27/0.25$). Малый угловой размер ячейки был выбран с тем расчетом, чтобы позже можно было определить оптимальный ее размер объединением нескольких соседних ячеек в одну.

2.2. Обработка событий

Обработка пространственно-временных данных по ЧС и частицам требует выбора моделей поперечного распределения (ПР) и временного фронта (ВФ) и их флуктуаций. Модели строятся на основании выборки искусственных событий с одинаковыми первичными параметрами. При обработке отдельных событий эти модели подгоняются к данным распределенной сети детекторов, что позволяет получать оценки E_0 , θ и \mathbf{x}_{core} .

В большинстве случаев использовались простые полиномиальные аппроксимации для ПР (индивидуального, среднего и флуктуаций)

$$F_{LD}(R) = a_0/(1 + a_1R + a_2R^2 + a_3R^3) \quad (1)$$

и для ВФ (индивидуального, среднего и флуктуаций)

$$F_{TF}(R) = R(a_0 + a_1R + a_2R^2), \quad (2)$$

где R — расстояние от оси до детектора.

Модели полностью оправдали себя при обработке ЧС во всем рассмотренном диапазоне первичных энергий. Эти же модели (1), (2) использовались для обработки данных по частицам. В этом случае модель (1) может давать нефизические знакоперемен-

ные аппроксимации при обработке индивидуальных ПР частиц при $E_0 \sim 1$ ПэВ, что иногда приводит к отрицательным полным числам частиц. Это объясняется большими флуктуациями плотностей частиц в индивидуальных событиях в пороговой области по первичным энергиям и гибкостью полиномиальной аппроксимации. Для обеспечения знакопостоянства аппроксимаций ПР частиц была использована более традиционная модель, близкая к модели Нишимуры–Каматы–Грейзена [5, 6]

$$\tilde{F}_{LD}(R) = \frac{a_0}{R^{a_1} (1 + R/a_2)^{a_3}}. \quad (3)$$

Определение направления ливня (или направления первичной частицы) происходит одновременно с поиском положения оси путем аппроксимации измеренных времен прихода фронта моделью ВФ и измеренных чисел черенковских фотонов/фотоэлектронов/частиц/энерговыведений частиц моделью ПР. В процессе аппроксимации меняются не только направляющие косинусы ливня и координаты оси, но и параметры моделей. В результате получаются направление ливня, положение его оси и наилучшие аппроксимации ВФ и ПР для каждого события. ПР затем интегрируется в пределах круга некоторого радиуса для получения оценки E_0 . Время прихода ВФ в детекторе определяется как момент превышения интегралом от импульса ЧС или числа частиц уровня 50% от полного интеграла.

Обработка ПУР ЧС не требует модельных функций, она заключается в нахождении длинной оси черенковского пятна и вычислении интегралов по определенным его областям. При этом важную роль играет оценка направления первичной частицы, полученная по пространственно-временным данным.

3. Возможности высокогорной установки для регистрации ШАЛ

3.1. Оптическая часть установки

Оптическая часть использует ПВР и ПУР ЧС для оценки параметров первичной частицы, для чего, по нашему мнению, требуются два набора оптических детекторов (рис. 1).

Объемы выборки искусственных событий составляют от 200 для $E_0 = 30\text{--}100$ ТэВ до 30 для $E_0 = 100\text{--}1\text{ ПэВ}$, но имеющаяся обильная информация о каждом событии позволяет использовать его много раз. Например, при фиксированной геометрии сетки быстрых оптических детекторов данные о ПВР ЧС одного и того же события в детекторы сетки выбираются по-разному в зависимости от расположения центра сетки по отношению к оси ливня.

Поскольку варианты данных формируются сдвигом сетки по ковру 600×600 м с минимальным шагом 1 м по x и/или по y , то 1) вариантов может быть очень много ($\sim 100\,000$) и 2) они не являются полностью независимыми в силу корреляций между соседними вариантами. Однако сравнение результатов для разного количества вариантов данных от каждого

Таблица 1

Неопределенности положения оси (м) и направления первичной частицы (град)

Событие/сигнал	Полож. оси, среднее	Полож. оси, ср. кв. откл.	Перв. напр., среднее	Перв. напр., ср. кв. откл.
60 ТэВ p , ЧС, фотоны	1.6	0.93	0.044	0.033
60 ТэВ p , ЧС + ФНН	2.6	1.9	0.076	0.064
60 ТэВ p , ЧС + ФНН > 200, фэл	2.4	1.6	0.069	0.055
30 ТэВ γ , ЧС, фотоны	1.0	0.59	0.030	0.020
30 ТэВ γ , ЧС + ФНН	1.8	1.3	0.058	0.052
30 ТэВ γ , ЧС + ФНН > 200, фэл	1.5	1.1	0.051	0.046

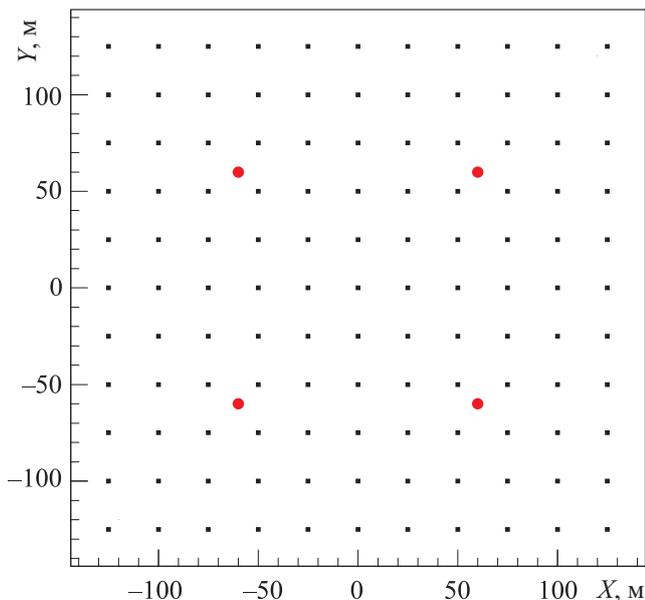


Рис. 1. Расположение оптических детекторов установки: 1) прямоугольная сеть из 11×11 широкоугольных быстрых детекторов площадью $\sim 1 \text{ м}^2$ и апертурой $\sim 1 \text{ ср}$, расположенных с шагом 25 м (квадраты), позволяющая определить направление оси ливня с точностью лучше 0.1° , ее положение с точностью $\sim 1 \text{ м}$ и первичную энергию с точностью не хуже 15%, а также позволяет анализировать форму импульса ЧС; 2) угловые черенковские телескопы (кружки) с зеркалами площадью $\sim 4 \text{ м}^2$, диаметром поля зрения около 30° и диаметром пиксела $\sim 0.8^\circ$, удаленные друг от друга на расстояния $\sim 100 \text{ м}$ и обеспечивающие анализ ПУР ЧС на небольших расстояниях от оси, чувствительного к массе первичной частицы

события не выявило существенных отличий в моментах распределений, характеризующих неопределенности первичных параметров. Поэтому в приводимых ниже результатах для каждого события были использованы все допустимые варианты данных, что гарантировало непредубежденный учет различных относительных геометрий «детектор–ливень».

3.2. Результаты работы сети быстрых оптических детекторов

Неопределенности оценки координат и направления оси сетью быстрых оптических детекторов вычислялись как путем обработки «сырого» ПВР ЧС

в фотонах, так и после добавления к нему фона ночного неба ($10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$) и преобразования суммы в фотоэлектроны. В последнем случае предполагалось, что фон флуктуирует по Пуассону, как и число выбиваемых фотоэлектронов. Неопределенности координат и направлений оси удовлетворяют заданным требованиям ($\sim 1 \text{ м}$ и $< 0.1^\circ$). Результаты для чистого ЧС в фотонах и черенковского сигнала с фоном ночного неба (ФНН, $10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$) в фотоэлектронах почти одинаковы для $E_0 \geq 1 \text{ ПэВ}$.

Для первичных энергий 30–100 ТэВ влияние фона заметно, но неопределенности все-таки лежат в заданных пределах, что позволяет надеяться на регистрацию γ -квантов в этом диапазоне (табл. 1).

Первичная энергия E_0 оценивается по интегралу $CL300 = \int_0^{300} R dR F_{LD}(R)$ от ПР ЧС в круге радиуса 300 м с центром на оси. Параметры ПР получаются в результате одновременного приближения моделями ПР ЧС и ВФ ЧС данных по пространственно-временному распределению ЧС в каждом ливне. Неопределенности CL300 для $E_0 \geq 1 \text{ ПэВ}$ не чувствуют ФНН и преобразования черенковских фотонов в фотоэлектроны (табл. 2). Для диапазона

Таблица 2

Неопределенности оценки E_0 по CL300 для $E_0 \geq 1 \text{ ПэВ}$, %

E_0 , ПэВ	Протон	Ядро азота	Ядро железа
1	15	10	8
10	14	8	5

Таблица 3

Неопределенности оценки E_0 по CL300 для $E_0 = 30\text{--}100 \text{ ТэВ}$, %

E_0 , ТэВ, первая частица	ЧС, фотоны	ЧС + ФНН, фэл	ЧС + ФНН > 200, фэл
60, p	18	20	18
100, p	13	16	16
30, γ	5	10	9
50, γ	2	9	8

30–100 ТэВ ситуация меняется: сложение черенковских фотонов с фоновыми и преобразование суммы в фотоэлектроны увеличивает неопределенности (табл. 3). Введение нижнего порога (например, 200 фотоэлектронов) по суммарному сигналу для каждого быстрого детектора несколько уменьшает неопределенности.

3.3. Результаты работы угловых черенковских телескопов

Использование угловых черенковских телескопов для решения задачи о массовом составе не является общепринятым в методе ШАЛ, но широко используется в черенковской γ -астрономии [7–10]. Предлагаемый вариант метода обработки ПУР ЧС для оценки массы первичной частицы и выделения γ -событий на фоне ядерных практически одинаков для обеих задач и заметно отличается от устоявшейся γ -астрономической методики. Это обстоятельство требует некоторых пояснений. Поскольку была поставлена задача найти оптимальное решение проблемы массового состава ПКИ на основе характеристик ЧС, естественно было использовать достижения черенковской γ -астрономии, но при этом учесть особенности источника ЧС-ливня от первичного ядра, наблюдаемого на высоте гор. Необходимо было также найти наиболее чувствительный критерий для выделения групп первичных масс.

Обычно в качестве меры первичной массы используется положение максимума X_{\max} ШАЛ. Такой

выбор обусловлен давно известным фактом, что положение максимума среднего каскада однозначно зависит от массы ядра и первичной энергии для заданной модели адронного взаимодействия [11–15]. X_{\max} используется в методе ШАЛ уже много десятилетий и является концентрированным выражением среднего подхода к обработке данных: оценка параметров ливня выполняется на основании средних расчетных характеристик, данные группируются на основании этих оценок, физические выводы делаются по средним величинам в каждой группе. Такой подход применялся [16], применяется [17, 18] и планируется к применению [19] за неимением достойной альтернативы.

X_{\max} как мера первичной массы имеет ряд существенных недостатков, главные из которых — ее значительные флуктуации в индивидуальных ливнях при недостаточной корреляции с первичной массой и непосредственная ненаблюдаемость (за исключением флуоресцентных наблюдений при предельно высоких энергиях). Это можно трактовать как недостаточную чувствительность X_{\max} к A , усугубляемую дополнительными погрешностями при ее вычислениях на основе непосредственно наблюдаемых величин.

Мы попытались найти новую меру первичной массы, максимально свободную от этих двух недостатков. Мера выбиралась из показателей формы черенковского пятна в поле зрения телескопа, чем гарантировалась ее непосредственная наблюдаемость.

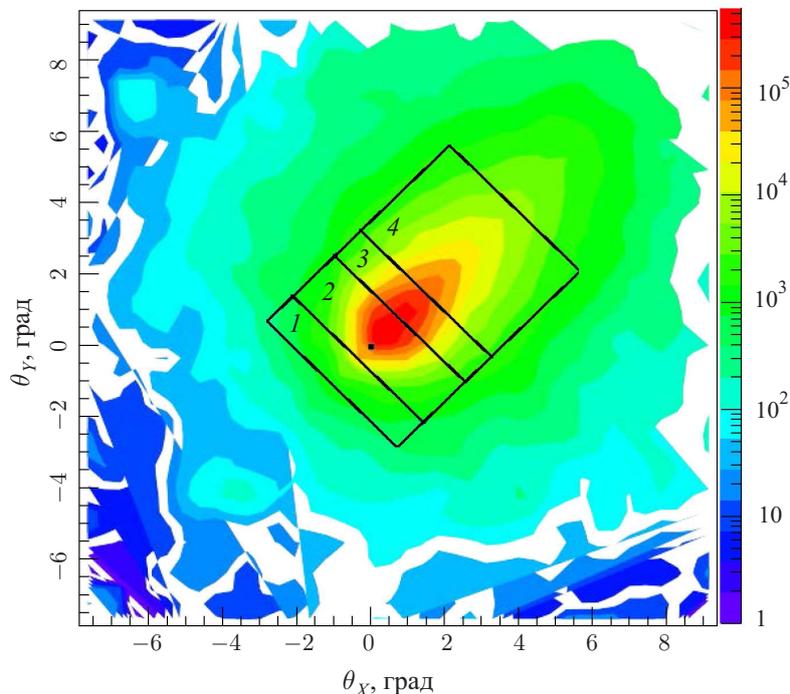


Рис. 2. Образ ливня и прямоугольные области интегрирования, выстроенные вдоль длинной оси пятна. Черный квадрат в центре поля зрения отмечает направление прихода ливня. Пятно ЧС нарезано прямоугольниками 1, 2, 3, 4 поперек его длинной оси. Полоса, образованная прямоугольниками, имеет ширину 5° . Внешняя сторона прямоугольника 1 отстоит от направления прихода на 1.5° . Образ интегрируется по областям, интегралы S_i образуют отношения r_{ij} . Ширины прямоугольников варьируются до получения r_{ij} , дающего наилучшее разделение образов от различных первичных частиц

Максимальная чувствительность достигалась поиском максимума разделения черенковских образов от разных ядер по различным параметрам телескопа и процедуры обработки.

Процедура обработки угловых образов ЧС $F(\psi, \theta)$ заключается в вычислении интегралов

$$S_i = \int_{-2.5^\circ}^{2.5^\circ} d\psi \int_{\theta_{A_i}}^{\theta_{B_i}} d\theta F(\psi, \theta), \quad i = 1, 2, 3, 4,$$

по прямоугольным областям поля зрения телескопа в окрестности черенковского пятна и использовании их отношений $r_{ij} = S_i/S_j$ в качестве признаков, характеризующих события. Использовался размер пиксела $0.75 \times 0.75^\circ$, поскольку именно это разрешение приводило к наилучшему разделению событий от различных ядер и выделению γ -событий в предварительном анализе [1]. На рис. 2 показана геометрия обработки образа.

Были найдены оптимальные по $\theta_{A_i}, \theta_{B_i}, \theta_{A_j}, \theta_{B_j}$ критерии \tilde{r} разделения для пар классов p -N и N-Fe с первичными энергиями 1 и 10 ПэВ для различных R , принадлежащие классу Байесовых классификаторов, минимизирующих вероятность ошибки решения [20]. Оптимальное отношение \tilde{r} зависит от пары E_0 и R . В каждом случае граница между классовыми распределениями значений критерия \tilde{r} выбиралась так, чтобы вероятности ошибок классификации (например, $P\{p \rightarrow N\}$ и $P\{N \rightarrow p\}$) были равны. Поэтому табл. 4 содержит только одно значение вероятности ошибки для каждого сочетания параметров. Вероятности ошибок для чистого сигнала ЧС несколько меньше, чем для суммы ЧС + ФНН, преобразованной в фотоэлектроны. Анализ показал, что интервалы интегрирования $[\theta_{A_i}^{opt}, \theta_{B_i}^{opt}]$, $[\theta_{A_j}^{opt}, \theta_{B_j}^{opt}]$ вдоль длинной оси пятна, соответствующие оптимальным r_{ij} , в основном зависят от R и можно определить универсальный признак $r = r(R)$, не зависящий от пары классов и первичной энергии и демонстрирующий почти оптимальное поведение.

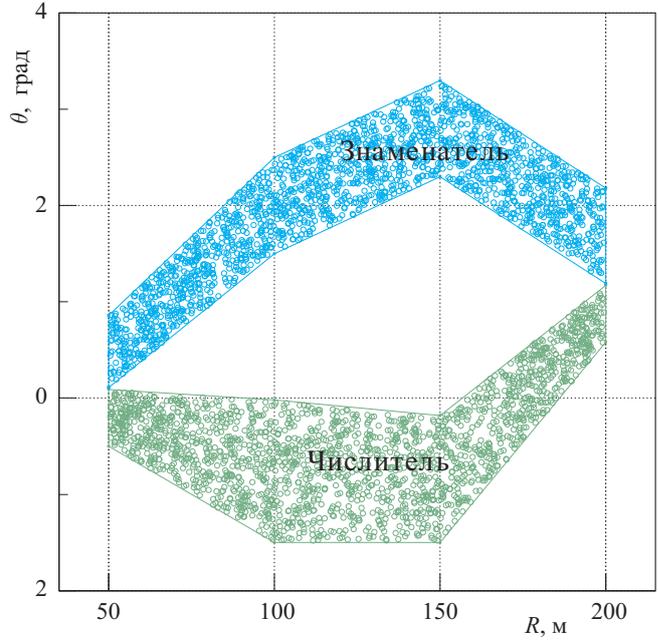


Рис. 3. Интервалы интегрирования вдоль продольной оси пятна для универсального признака r , разделяющего пары p -N и N-Fe с энергиями 1 и 10 ПэВ, в зависимости от R . Нижняя область: интервал $[\theta_{A_i}^{uni}, \theta_{B_i}^{uni}]$ для интеграла в числителе. Верхняя область: интервал $[\theta_{A_j}^{uni}, \theta_{B_j}^{uni}]$ для интеграла в знаменателе

Таблица 5
Вероятности $P\{p \rightarrow \gamma\}/P\{\gamma \rightarrow p\}$
(Все выборки состояли из 400 образов)

Пара	50 м	100 м
30 ТэВ γ – 60 ТэВ p	0.0025/0.343	0.0025/0.498
50 ТэВ γ – 100 ТэВ p	0.0025/0.310	0.0025/0.513

На рис. 3 приведены интервалы интегрирования для универсального признака $[\theta_{A_i}^{uni}, \theta_{B_i}^{uni}]$, $[\theta_{A_j}^{uni}, \theta_{B_j}^{uni}]$ в зависимости от R .

Тот же подход к обработке образов ЧС позволяет подавить как минимум 99% фона ядерных ливней при регистрации γ -событий с энергией 30–100 ТэВ.

Таблица 4
Вероятности неправильной классификации для пар p -N и N-Fe, $E_0 = 1, 10$ ПэВ
(Объемы всех выборок — 240 образов)

Сигнал	Критерий	E_0	1 ПэВ				10 ПэВ			
		$R, м$	50	100	150	200	50	100	150	200
ЧС, фотоны	оптимальный	p -N	0.05	0.10	0.15	0.17	0.09	0.13	0.17	0.21
		N-Fe	0.05	0.10	0.15	0.15	0.004	0.04	0.09	0.12
ЧС + ФНН, фотоэлектроны	оптимальный	p -N	0.05	0.11	0.15	0.17	0.09	0.13	0.17	0.20
		N-Fe	0.05	0.10	0.15	0.16	0.01	0.04	0.09	0.13
ЧС, фотоны	универсальный	p -N	0.06	0.10	0.16	0.18	0.09	0.13	0.18	0.21
		N-Fe	0.05	0.11	0.15	0.16	0.004	0.05	0.10	0.12
ЧС + ФНН, фотоэлектроны	универсальный	p -N	0.05	0.11	0.15	0.17	0.09	0.13	0.17	0.20
		N-Fe	0.05	0.11	0.17	0.16	0.01	0.05	0.10	0.13

Таблица 6

**Неопределенности оценки направления δ_{dir} и положения δ_{loc} оси
и первичной энергии δ_{E_0} сетью из 5×5 детекторов частиц
для ШАЛ от протонов 1 и 10 ПэВ**

E_0 , ПэВ	Без учета детектора, 60 ливней			С учетом детектора, 10 ливней		
	δ_{dir} , град	δ_{loc} , м	δ_{E_0} , %	δ_{dir} , град	δ_{loc} , м	δ_{E_0} , %
1	0.45	1.2	19	0.51	1.0	14
10	0.15	0.6	12	0.18	0.3	12

В этом случае граница между классовыми распределениями γ -квантов и протонов располагается на оси критерия так, чтобы в γ -области оставалось только одно протонное событие. Лучшие результаты для суммы ЧС+ФНН, преобразованной в фотоэлектроны, показаны в табл. 5.

4. Возможности сети детекторов заряженных частиц

Был рассмотрен фрагмент сети детекторов заряженных частиц размером 5×5 детекторов площадью 1×1 м каждый с целью оптимизации шага сети и оценки нижних пределов неопределенностей оценок координат оси, ее направления и первичной энергии. Исследовались два варианта обработки пространственно-временного распределения частиц.

1. По данным CORSIKA были определены числа заряженных частиц и моменты прихода фронта частиц в каждый из детекторов; по этим «измеренным» данным оценивались координаты и направление оси, а также ПР частиц, которое затем интегрировалось для получения оценки E_0 .

2. Все упавшие на детекторы частицы были прослежены через их объемы (2 мм Al + 2 см полистирола) с помощью пакета GEANT4 [21], по выделенным энергиям и центрам масс импульсов ионизации оценивались те же параметры, что и в пункте 1.

Использовались ливни от протонов 1 и 10 ПэВ. Методом 1 было обработано по 60 событий, методом 2 — по 10. В обоих случаях каждое событие использовалось 1600 раз (число разных положений сетки относительно оси ливня). Рассмотрены три шага сетки: 10, 15 и 20 м. Ось ливня всегда оставалась в пределах сетки. Шаг 15 м показал наилучший суммарный результат в обоих случаях, неопределенности показаны в табл. 6. E_0 оценивалась по интегралу от ПР частиц в круге радиуса 100 м для 1 и от ПР ионизации для варианта 2.

Заключение

1. Предлагаемая оптическая часть «Памир-XXI» позволяет достичь требуемых точностей определения координат оси (~ 1 м), ее направления (лучше 0.1°) и первичной энергии ($\lesssim 15\%$) в целевом энергетическом диапазоне 30 ТэВ — 100 ПэВ. С помощью этого набора детекторов можно разделить поток первичных ядер на три группы по массе (1–100 ПэВ) и подавить не менее 99% фоновых ядерных событий при отборе γ -событий (30–100 ТэВ).

2. Рассмотренная сеть детекторов частиц способна оценить для ливней 10 ПэВ положение оси с точностью ~ 1 м, направление прихода с точностью $\sim 0.2^\circ$ и первичную энергию с точностью лучше 15%. Предпочтительный шаг сетки 15 м.

3. Вопрос о возможности оценивать первичную массу по данным детекторов частиц пока открыт. Предположительно для этой цели будут использованы трековые детекторы мюонов и/или центральный калориметр с высоким пространственным решением.

Список литературы

1. Borisov A.S., Galkin V.I. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2013. **409**, N 1. 012089.
2. Antonov R.A., Beschapov S.P., Bonvech E.A. et al. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2013. **409**, N 1. 012088.
3. Галкин В.И., Джатдоев Т.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. **75**. С. 338. (Galkin V.I., Dzhatdоеv T.A. // *Bull. Rus. Ac. Sci. Phys.* 2011. **75**. P. 309.
4. Heck D., Pierog T.. CORSIKA User's Guide. Karlsruhe Institut für Technologie, 2011.
5. Greisen K. // *Prog. Cosmic Ray Phys.* 1956. **3**. P. 1.
6. Kamata K., Nishimura J. // *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 1958. **6**. P. 93.
7. Weekes T.C. // *Ap. J.* 1989. **342**. P. 379.
8. Aharonian F.A., Hofmann W., Konopelko A.K. et al. // *Astropart. Phys.* 1997. **6**. P. 343.
9. Aleksić J., Ansoldi S., Antonelli L.A. et al. // *Astropart. Phys.* 2016. **72**. P. 61.
10. Acciari V.A., Beilicke M., Blaylock G. et al. // *Ap. J.* 2008. **679**, N 2. P. 1427.
11. Linsley J. // *Proc. 15th ICCR.* 1977. **12**. P. 89.
12. Linsley J. // *Proc. 15th ICCR.* 1979. **9**. P. 274.
13. Linsley J., Watson A.A. // *Phys. Rev. Lett.* 1981. **46**. P. 459.
14. Walker R., Watson A.A. // *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 1981. **7**. P. 1297.
15. Unger M. // *EPJ Web of Conferences*, 2013. **53**. 04009.
16. Apel W.D., Arteaga J.C., Bekk K. et al. // *Astropart. Phys.* 2011. **34**. P. 476.
17. Ivanov A. (for the Yakutsk array group) // *EPJ Web of Conferences*, 2013. **53**. 04003.
18. Antokhonov B.A., Besson D., Beregnev S.F. et al. // *Nucl. Instr. and Meth.* 2011. **A 639**. P. 42.
19. Zha M. (for the LHAASO Collaboration) // *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* 2012. **10**. P. 147.
20. Фукунага К. Введение в статистическую теорию распознавания образов. М.: Наука, 1979.
21. GEANT4 Collaboration // GEANT4 User's Guide for Application Developers. Version 10.1, 2014.

A method for estimation of the parameters of the primary particle of an extensive air shower by a high-altitude detector**V. I. Galkin**^{1,2,a}, **A. S. Borisov**³, **R. Bakhromzod**^{1,4}, **V. V. Batraev**¹, **S. Z. Latipova**⁵, **A. R. Muqumov**^{1,4}¹ *Department of Space Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.*² *D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.*³ *P. N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences. Moscow 119991, Russia.*⁴ *S. U. Umarov Physical-Technical Institute, Tajik Academy of Sciences. Dushanbe 734063, Tajikistan.*⁵ *Faculty of Physics, Tajik National University. Dushanbe 734025, Tajikistan.*
E-mail: ^a glk@dec1.sinp.msu.ru.

A method for estimation of the parameters of the primary particle of an extensive air shower (EAS) by a high-altitude detector complex is described. This method was developed as part of the Pamir-XXI project. The results may be useful for other high-altitude projects and the EAS method in general. The specific configurations of optical detectors for Cherenkov EAS radiation and charged-particle detectors, the methods for data processing, and the attainable accuracy of reconstruction of parameters of primary particles (energy, direction, mass/type) are presented. The results primarily cover optical detectors that are suitable for studying EASs from primary nuclei in the range of energies $E_0 = 100 \text{ TeV} - 100 \text{ PeV}$ and showers from primary γ -quanta with energies of $E_\gamma \geq 30 \text{ TeV}$. Grids of charged-particle detectors designed to determine the EAS direction and energy in the $E_0 = 1 \text{ PeV} - 1 \text{ EeV}$ range are also considered. The obtained accuracy estimates are the upper limits of the actual experimental accuracies.

Keywords: extensive air showers, Cherenkov light, statistical modeling, statistical pattern recognition.

PACS: 96.50.sb, 96.50.sd.

*Received 4 April 2017.*English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2018. **72**, No. 2. Pp. 179–186.**Сведения об авторах**

1. Галкин Владимир Игоревич — доктор физ.-мат. наук, доцент, профессор; тел.: (495) 939-36-06, e-mail: v_i_galkin@mail.ru.
2. Борисов Александр Сергеевич — ст. науч. сотрудник; тел.: (499) 132-64-16, e-mail: asborisov55@mail.ru.
3. Бахромзод Ризои — аспирант; e-mail: rbd-tnu@mail.ru.
4. Батраев Владимир Вадимович — студент; e-mail: batraev6@mail.ru.
5. Латипова Сарвиноз Зикуллоевна — ассистент; e-mail: latipova_s@mail.ru.
6. Мукумов Аъзам Рустамович — аспирант; e-mail: azam.muqumov@mail.ru.