

## Метод восстановления массового состава космических лучей высоких энергий (1–100 ПэВ) для детекторов типа СФЕРА

В. С. Латыпова,\* В. И. Галкин†

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра физики космоса  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2  
(Поступила в редакцию 31.05.2023; подписана в печать 29.08.2023)

В настоящей работе представлен метод восстановления массового состава космических лучей высоких энергий (1–100 ПэВ) на основе приписывания массы каждому событию ливня, зарегистрированного с помощью детектора черенковского излучения СФЕРА-2. Для того чтобы оценить ошибки определения массы, используются искусственные события черенковского света широких атмосферных ливней без учета фона ночного неба. Для моделирования искусственных событий используются различные модели ядро-ядерного взаимодействия, предсказания которых могут заметно отличаться. Описанная процедура восстановления массы основана на двух моделях адронного взаимодействия, которые сильно отличаются между собой в диапазоне энергий 1–100 ПэВ. Это модели QGSJET-01 и QGSJETII-04. Таким образом, обеспечена независимость обработки данных от выбора модели ядерного взаимодействия. Разработанный метод восстановления массового состава может быть применен к любому эксперименту типа СФЕРА.

PACS: 96.50.sb, 96.50.sd.

УДК: 524.1.

Ключевые слова: первичные космические лучи, широкие атмосферные ливни, черенковский свет, статистическое моделирование, оценка масс.

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование состава космического излучения сверхвысоких энергий (более  $10^{15}$  эВ) является одной из актуальных задач физики космических лучей. В связи с малой интенсивностью первичных частиц с энергией выше 1 ПэВ ( $\sim 1$  частица на  $\text{м}^2$  на ср в год), их изучение происходит косвенными методами.

Наиболее распространенным методом нахождения параметров потока первичных частиц (таких как энергетический спектр, массовый состав) является измерение различных компонент и излучений широких атмосферных ливней (ШАЛ). Например электронно-фотонной, мюонной, адронной компоненты ШАЛ и флуоресцентного излучения, радиоизлучения, акустических эффектов, излучения Вавилова–Черенкова.

Чаще всего используются наземные установки, например, HiRes [1], TAIGA [2], Telescope Array (TA) [3], AGASA [4], Pierre Auger Observatory (Auger) [5], Якутская установка [6, 7] и другие. В настоящей работе рассматривается воздушный эксперимент СФЕРА-2, который использовал для регистрации ШАЛ оптическое излучение Вавилова–Черенкова, также называемое черенковским светом, отраженное от заснеженной поверхности льда озера Байкал.

Более 50 лет назад было обнаружено изменение наклона энергетического спектра первичных космических лучей (ПКЛ) при энергиях около 3 ПэВ [8]. «Колено» в области энергий выше  $10^{15}$  эВ традиционно

связывают с верхним пределом ускорения на галактических сверхновых. Если излом вызван максимальной энергией, достигаемой в процессе ускорения, то энергетические спектры для отдельных элементов с зарядом  $Z$  будут иметь излом при энергии  $E_c^Z = Z \cdot E_c^p$  [9], с энергией излома  $E_c^p$  для протонов. Сумма потоков всех элементов с их индивидуальными изломами составляет спектр всех частиц. Колено в спектре всех частиц может быть связано с изломом для протонов, а более крутой спектр выше колена может являться следствием последующих изломов для всех элементов, что приводит к относительно гладкому спектру выше колена. Таким образом, причину возникновения изменения крутизны спектра связывают с изменением состава ПКЛ [9, 10], который, в свою очередь, способен дать важную информацию о механизмах ускорения и устройстве источников космических лучей. Вопрос о составе первичных космических лучей сверхвысоких энергий далек от окончательного решения [11–13].

Экспериментальной группе KASCADE-Grande удалось выделить спектры двух групп ядер [14]. Более детальной классификации мешает неопределенность модели сильного взаимодействия. Результаты различных экспериментов по среднему логарифму массового числа в области энергий 10 ПэВ отличаются в несколько раз [15].

На данный момент LHC может разгонять частицы до энергий  $6.8 \times 10^{12}$  эВ на нуклон [16]. Эти данные способствуют улучшению ядерных моделей, однако при энергиях выше  $10^{15}$  эВ нет возможности сверять теоретические модели с реальными данными. Поэтому для моделирования ШАЛ используются различные модели, предсказания которых могут заметно отличаться. В связи с этим, во всех экспериментах с ШАЛ

\* latypova.vs17@physics.msu.ru

† v\_i\_galkin@mail.ru

актуальной проблемой является задача нахождения модельно-независимых критериев, позволяющих идентифицировать ливни от различных первичных ядер.

Метод проекта СФЕРА основан на идее А. Е. Чулакова регистрировать черенковский свет ШАЛ, отраженный от поверхности земли, фотоприемниками, установленными на летательных аппаратах [17]. В эксперименте СФЕРА измеряется пространственное распределение черенковского света ШАЛ и, в частности, интенсивность света в приосевой области, которая является чувствительной характеристикой развития ливня к массе первичной частицы.

В настоящей работе описан метод оценки массы первичного ядра по черенковскому образу в телескопе СФЕРА-2. Метод основан на форме непосредственно измеряемых пространственных распределений. Особенность метода заключается в том, что результат поиска средней массы по выборке не зависит от выбора модели ядерного взаимодействия, поскольку выбран относительный критерий, который слабо зависит от моделей адронного взаимодействия. В дополнение этому алгоритм восстановления массы основан на поперечных распределениях, полученных с использованием двух моделей ядерного взаимодействия, которые сильно различаются между собой в диапазоне энергий 1–100 ПэВ [18]. Это модели QGSJET-01 [19] и QGSJETII-04 [20]. Такая обработка уменьшит систематические погрешности эксперимента в задаче определения массового состава ПКЛ.

## 1. КРИТЕРИЙ РАЗДЕЛЕНИЯ СОБЫТИЙ ПО МАССАМ

Для ливней с небольшими зенитными углами ( $0 - 20^\circ$ ) с помощью программы CORSIKA7.56 [21] было проведено моделирование пространственно-временного распределения черенковского света на уровне снега. В код CORSIKA закладываются характеристики ФЭУ и прослеживаются только те черенковские фотоны ШАЛ, которые с вероятностью единица выбьют фотоэлектроны из фотокатода. С помощью программы GEANT4 [22–24] происходит прослеживание фотоэлектронов до пикселей мозаики. В результате моделирования рассчитывается функция пространственного распределения (ФПР) ШАЛ — количество фотоэлектронов, попавших в определенные фотоэлектронные умножители (ФЭУ).

Из расчетов известно, что поперечное распределение черенковского света хорошо коррелирует с продольным развитием ливня, поэтому был найден безразмерный параметр, характеризующий форму этого распределения и вычисляемый из непосредственно измеряемого черенковского образа. Это свойство гарантирует минимальные методические искажения экспериментальной информации. Еще одним требованием к критерию является его интегральность: он должен опираться на значительную долю света, содержащуюся в пятне, что

важно с точки зрения подавления как флуктуаций сигнала, так и шума. Наконец, критерий должен слабо зависеть от модели сильного взаимодействия. Этим свойством обладают относительные критерии, основанные на параметрах формы распределения, но не на его абсолютных характеристиках.

Для разделения событий по ядрам рассчитан двумерный критерий. Он представляет из себя два признака  $cri_1$ ,  $cri_2$ , где первый — это отношение интеграла ФПР по области центрального круга радиуса  $r_1$  к интегралу по кольцу с внутренним радиусом  $r_1$  и внешним радиусом  $r_2$  (1). С целью извлечь максимальное количество информации из формы образов черенковского света был добавлен второй признак (2), который является отношением интеграла ФПР по кругу радиусом  $r_0$  ( $0 < r_0 < r_1$ ) к интегралу по кольцу, как у первого признака.

$$cri_1 = \frac{\int_0^{r_1} F_{LDF} dr}{\int_{r_1}^{r_2} F_{LDF} dr} \quad (1)$$

$$cri_2 = \frac{\int_0^{r_0} F_{LDF} dr}{\int_{r_1}^{r_2} F_{LDF} dr} \quad (2)$$

Поскольку критерий является интегральным, необходимо аппроксимировать ФПР черенковского света ШАЛ. Чтобы с высокой точностью описывать события в телескопе СФЕРА, была найдена лучшая аппроксимация, которая с высокой точностью описывает особенности ФПР на снегу [25]. Благодаря найденной аппроксимации на снегу была улучшена аппроксимация распределения света на поверхности светочувствительной части телескопа СФЕРА-2 (3).

$$F_{LDF} = \frac{p_0^2}{(1 + p_1 r + p_2 r^2 + p_3 r^{1.5})^2 (1 + p_4 r^s)}, \quad (3)$$

где  $r$  — это расстояние от изображения оси ливня на мозаике телескопа до конкретного ФЭУ.

Для лучшего разделения событий по трем ядрам проводится оптимизация критерия. Выбираются такие радиусы  $r_0$ ,  $r_1$ ,  $r_2$ , которые имеют ошибки разделения примерно равные друг другу и наименьшие в совокупности одновременно по двум парам ядер  $p - N$  и  $N - Fe$ . События ШАЛ моделируются с определенными первичными параметрами: энергией первичной частицы, углом наклона оси ливня, уровнем наблюдения детектора и определенной моделью адронного взаимодействия. Каждый первичный параметр может быть рассчитан в эксперименте, за исключением модели ядерного взаимодействия. Поэтому радиусы критерия фиксируются для различных моделей адронных взаимодействий.

Радиус мозаики ФЭУ равен 220 мм, поэтому предельная величина внешнего радиуса кольца порядка 200 мм, что соответствует радиусу около 200 м на уровне снежной поверхности для высоты расположения детектора  $h = 500$  м.

Таблица. Лучшие значения  $r_0$ ,  $r_1$ ,  $r_2$  и присущие им ошибки разделения для энергии первичной частицы  $E=10$  ПэВ

	$E = 10$ ПэВ, $\theta = 10 - 20^\circ$			
	h = 500 м $r_0 = 100, r_1 = 120,$ $r_2 = 180$ мм		h = 900 м $r_0 = 80, r_1 = 110,$ $r_2 = 170$ мм	
	p-N	N-Fe	p-N	N-Fe
QGSJET01	0.36	0.30	0.35	0.26
QGSJETII-04	0.33	0.32	0.31	0.31

В таблице приведены оптимальные ошибки разделения двух пар классов (протоны — ядра азота, ядра азота — ядра железа) для разных первичных параметров, высоты расположения детектора и разных моделей адронного взаимодействия. Для разных моделей ядро-ядерного взаимодействия критерий рассчитывается по одинаковым радиусам  $r_0$ ,  $r_1$ ,  $r_2$ .

## 2. АЛГОРИТМ ВОССТАНОВЛЕНИЯ МАССЫ

Целью метода является оценка первичной массы в каждом событии. Однако, как будет показано ниже, СФЕРА-2 не дает такой возможности. По данным детектора СФЕРА-2 можно оценить среднюю массу ПКЛ на значительной выборке событий. Именно поэтому поставлена задача оптимизировать конструкцию детектора СФЕРА-3 таким образом, чтобы уменьшить неопределенность оценки первичной массы в индивидуальном событии.

- Формирование смешанной выборки.

В начале формируется смешанная выборка, которая состоит из смоделированных событий по нескольким ядрам первичных частиц. Для каждой первичной частицы генерируется 6000 событий. Было использовано пять полных выборок опорных ядер: протонов, гелия, азота, серы и железа.

- Определение массы частицы.

Задача о нахождении средней массы по смешанным выборкам событий ШАЛ решается методом «event-by-event». В основном космическими лучами являются ядра химических элементов от легкого ядра, протона, до тяжелого ядра, железа. Каждому индивидуальному событию присваивается определенная масса частицы из этого промежутка ядер. Для смешанной выборки событий ШАЛ получается распределение этих событий по присвоенным массам ядер.

- Оценка массы известных ядер.

Для разных первичных параметров, известных при моделировании, таких как первичная энергия, диапазон зенитных углов, высота расположения детектора, получаются разные массовые распределения. По полученному массовому распределению рассчитывается среднее значение массового числа. По выборочным средним происходит переход к массам известных ядер. Данный этап необходим для минимизации ошибок оцененных масс.

- Оценка средней массы по всей смешанной выборке.

По найденным параметрам, которые минимизируют ошибки оценки известных из моделирования масс, рассчитываются выборочные средние по всей смешанной выборке.

### 2.1. Определение массы частицы

Ниже произведен разбор метода на одной модели ядерного взаимодействия QGSJET01. Рассчитаны события протонов, гелия, азота, серы и железа с энергией 10 ПэВ, углом наклона  $10^\circ - 20^\circ$ , высотой наблюдения детектора 900 м. Для каждого индивидуального события ШАЛ рассчитываются вещественные критерийные параметры  $cri_1$ ,  $cri_2$ .

Для перехода от двумерного признакового пространства к массам в качестве функции, зависящей от  $cri_1$ ,  $cri_2$ , взят радиус (4). Гистограмма рассчитанного радиуса  $R_C$  по смоделированным событиям нескольких ядер приведена на рис. 1, а.

$$R_C(cri_1, cri_2) = \sqrt{cri_1^2 + cri_2^2} \quad (4)$$

Поиск массы частицы происходит по наибольшей плотности вероятности распределения  $R_C$ . Поскольку из моделирования известны распределения лишь по нескольким ядам, необходимо знать распределения и для остальных ядер в промежутке от протона до железа. Для этого плотности вероятности распределений смоделированных событий известных ядер параметризуются бета-распределением (5). Бета-распределение имеет два параметра:  $a$  (parameter Beta a),  $b$  (parameter Beta b) и определено в интервале от 0 до 1.

$$\begin{cases} F(\rho_{norm}) = \frac{\rho_{norm}^{a-1}(1-\rho_{norm})^{b-1}}{\int_0^1 \rho_{norm}^{a-1}(1-\rho_{norm})^{b-1} d\rho_{norm}} \\ \rho_{norm} \in [0, 1] \end{cases} \quad (5)$$

Каждое из распределений известных ядер на рис. 1, а приводится к интервалу (0, 1), и его интеграл нормируется на единицу. Фиксируются начало и конец распределений  $R_C$ , определяемые по размаху выборок соответствующих распределений. Полученные функции плотности вероятности аппроксимируются бета-распределением. На графике 1, б представ-

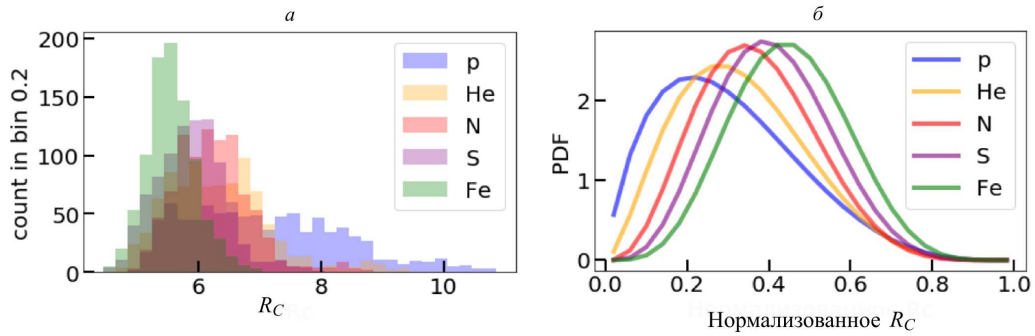


Рис. 1. *a* — Гистограмма радиусов  $R_C$  по известным ядрам; *b* — PDF (Probability Density Function) — плотность распределения вероятности  $R_C$ , нормированная для каждого известного ядра в отдельности по радиусам

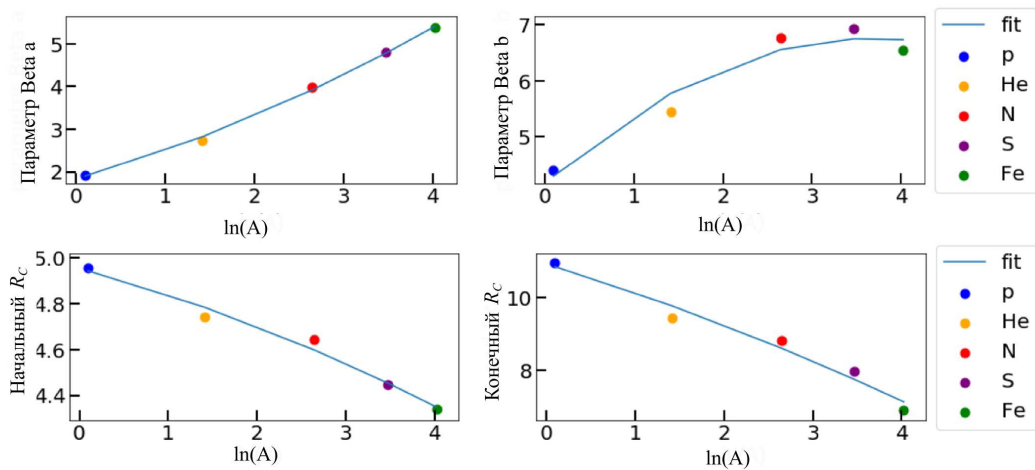


Рис. 2. Аппроксимации параметров бета-распределения

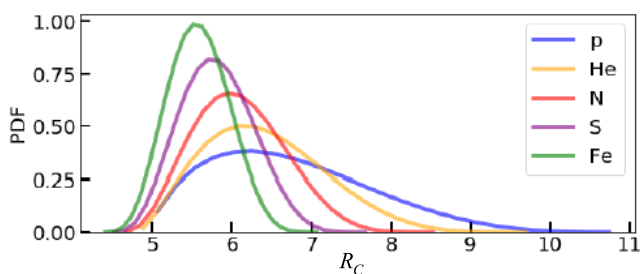


Рис. 3. Функция плотности распределения ненормализованных радиусов

лены результирующие аппроксимации плотностей вероятности опорных ядер (Probability Density Function (PDF) — плотность распределения вероятности  $R_C$ ). Кривые плавно переходят друг в друга от легкого ядра протона к тяжелому ядру железа. Всего до железа включительно располагается 26 химических элементов. Для каждого из 26 ядер необходимо знать параметры бета-распределения. Поэтому проводится аппроксимация квадратичной функцией четырех пара-

метров бета-распределения ( $a$ ,  $b$ , границы распределений). Зависимость параметров бета-распределения от логарифма массы и их аппроксимация представлены на рис. 2.

После аппроксимации границ распределений становится возможен переход к ненормализованным радиусам. На рис. 3 показаны плотности распределения известных ядер, рассчитанных по параметрам бета-распределения, полученным в результате использования аппроксимаций. Отличия от оригинальных параметризованных распределений не превышают 10%.

На основе этого можно решить задачу определения массы частицы по максимуму плотности распределения. Каждому событию ШАЛ присваивается значение радиуса  $R_C$ . Будем выбирать одно из 26 ядер от протона до ядра железа. Для каждого ядра имеем значения параметров распределения по функциям рис. 2 и можем вычислить значение плотности вероятности для данного  $R_C$ . Выбираем ядро, имеющее наибольшую плотность вероятности. Таким образом, распределение  $R_C$  делится на области, в которых значения  $R_C$  соответствуют определенному ядру. Следовательно, подсчитав значения  $R_C$  для любого события можно определить, какому ядру оно принадлежит.



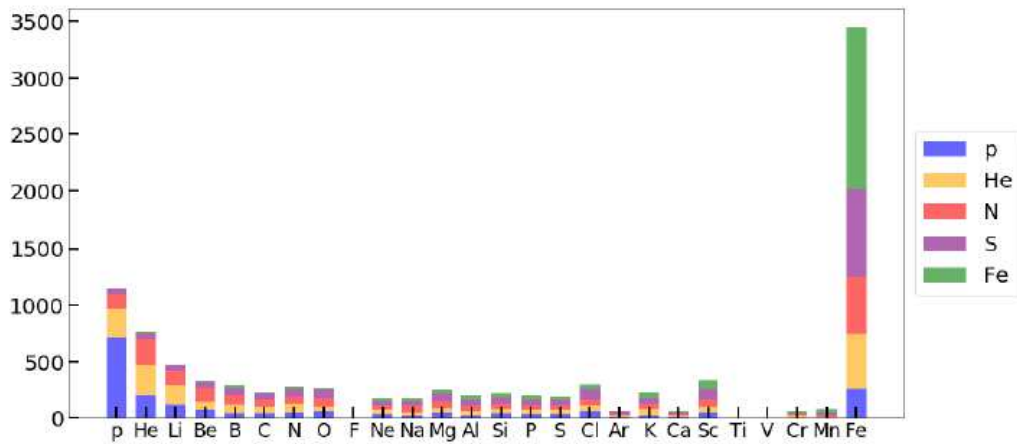


Рис. 4. Массовое распределение смоделированных событий ШАЛ в выборке. Цветом показано истинное ядро, а по оси абсцисс предсказанное

В результате получается распределение смоделированных событий ШАЛ по массам. На гистограмме на рис. 4 цветом показано истинное ядро, а по оси абсцисс предсказанное. Для данных детектора СФЕРА-2 оценка первичной массы в каждом событии не является возможной. Однако возможно проводить оценку средней массы ядер на значительной выборке событий ШАЛ.

### 2.2. Оценка массы известных ядер

По каждому из пяти известных массовых распределений (рис. 4) рассчитаны выборочные средние  $\langle M \rangle$ . На графике 5, а отображена зависимость сдвига истинной массы  $A_{true}$  относительно полученного выборочного среднего. Данную зависимость легко аппроксимировать квадратичной функцией  $fit(\langle M \rangle)$ . К каждому выборочному среднему добавляется значение в соответствии с этой аппроксимацией. Так получаем оценку массы известных ядер  $A_{est}$ .

$$A_{est} = \langle M \rangle + fit(\langle M \rangle) \tag{6}$$

В качестве оценивающей метрики использована сумма абсолютных отклонений оцененных масс от истинных значений  $E_{abs}$ . Оцененные массы отклоняются от реальных значений масс менее, чем на 1 а.е.м. по пяти известным ядрам, рассчитанным по одной модели адронного взаимодействия (рис. 5, б).

$$E_{abs} = \sum_{i=1}^5 |A_{est}^i - A_{true}^i|, \tag{7}$$

где  $i$  соответствует ядрам p, He, N, S, Fe.

Из этого следует вывод, что у предложенного метода есть возможность оценивать среднюю массу по выборке. Рассмотрим данный метод, используя данные обеих моделей адронного взаимодействия.

### 3. УНИВЕРСАЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ ОЦЕНКИ МАССЫ ПО ДВУМ МОДЕЛЯМ АДРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Ниже произведен разбор метода оценки массы первичной частицы с использованием двух моделей ядерного взаимодействия QGSJET01 и QGSJETII-04. Рассчитаны события протонов, гелия, азота, серы и железа с энергией 10 ПэВ, углом наклона 10 – 20°, высотой наблюдения детектора 900 м.

Для построения универсального алгоритма оценки массы, общего для двух моделей адронного взаимодействия, проводится оптимизация всех четырех аппроксимаций параметров бета-распределения. Оптимизация включает в себя перебор функций, лежащих между двумя аппроксимациями каждого из четырех параметров, характеризующих каждую из двух моделей взаимодействия, и имеет своей целью выбрать те из них, которые приводят к минимальным ошибкам средней массы на смешанных выборках событий, разыгранных по двум моделям.

В качестве оценивающей метрики использована сумма абсолютных отклонений оцененных масс от истинных значений (8).

$$E_{abs} = \sum_{i=1}^{10} |A_{est}^i - A_{true}^i|, \tag{8}$$

где  $i$  соответствует ядрам p, He, N, S, Fe модели QGSJET01 и аналогичному набору ядер модели QGSJETII-04.

Первый этап оптимизации проводился между аппроксимациями для каждой модели взаимодействия по 5 точкам (p, He, N, S, Fe). На рис. 6 показаны заштрихованные области, в которых проходил поиск оптимальных (минимизирующих метрику) аппроксимаций параметров бета-распределения. Для каждого параметра среди полученного множества функций между

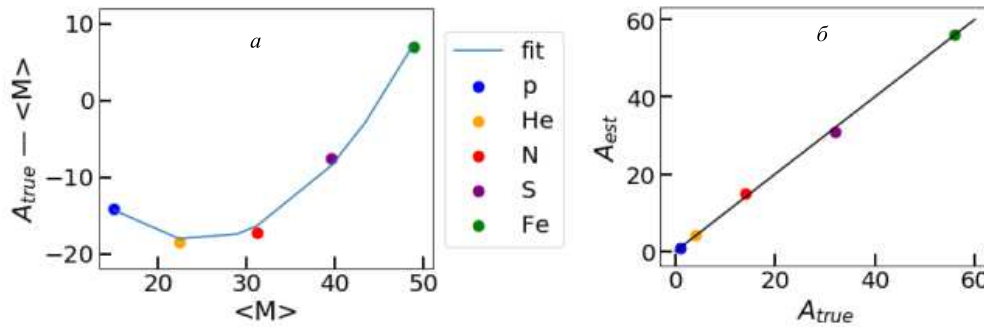


Рис. 5. *a* — Разность между истинной массой и выборочным средним в зависимости от выборочного среднего и её аппроксимация; *б* — Оцененные массы  $A_{est}$  относительно истинных масс  $A_{true}$ ; сплошная линия — это диагональ под углом  $45^\circ$

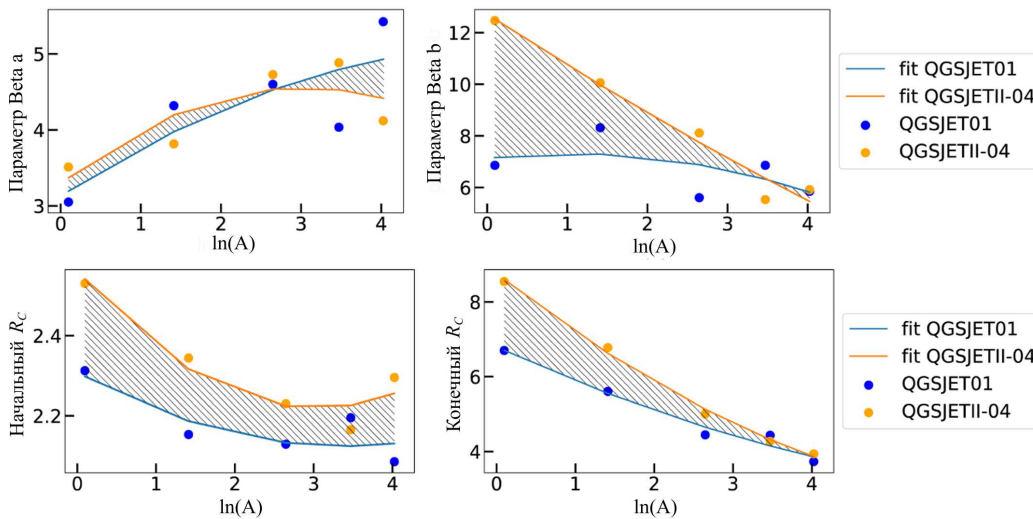


Рис. 6. Оригинальные аппроксимации параметров двух моделей. Заштрихованные участки показывают области, в которых проходил первичный поиск оптимальных (минимизирующих метрику) аппроксимаций параметров бета-распределения

оригинальными аппроксимациями нашлась такая, которая способствовала лучшей оценке масс. Вокруг этой функции выбирались различные граничные функции, между которыми проводился поиск еще лучшей промежуточной функции. Граничные функции выбирались под разными наклонами, не похожими на оригинальные аппроксимации параметров моделей. В результате вторичной оптимизации нашлись функции для всех четырех параметров (рис. 7), благодаря которым точнее оцениваются массы по выборке событий, разыгранных по двум моделям.

После применения этих функций в расчетах выборочных средних, получились отклонения от истинных масс (рис. 8, *a*), расположенные на параболе. Оцениваемая масса рассчитывается как сумма выборочного среднего и значения в соответствии с получившейся квадратичной аппроксимацией. Так получаются оценки масс известных ядер.

В результате первичной оптимизации были получены оценки масс. Абсолютные отклонения состави-

ли  $E_{abs} = 38$  а.е.м. После вторичной оптимизации оцененные массы отклоняются от реальных значений масс в сумме на 27 а.е.м. по пяти известным ядрам, рассчитанным по двум моделям ядерного взаимодействия (рис. 8, *б*). Это означает, что средняя абсолютная ошибка равна 2.7 а.е.м. на выборке из 10000 событий.

#### 4. ТОЧНОСТЬ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СРЕДНЕЙ МАССЫ ПО ВЫБОРКЕ ИЗ СЛУЧАЙНОГО КОЛИЧЕСТВА РАЗНЫХ ЯДЕР

С помощью описанного выше универсального алгоритма оценки массы по двум моделям ядерного взаимодействия проведена оценка средней массы по смешанной выборке.

Составлено 100 выборок событий с различным соотношением ядер водорода, гелия, азота, серы и железа. Таким образом, зафиксировано истинное среднее массовое число  $\bar{A}_{true}$  для каждой выборки.

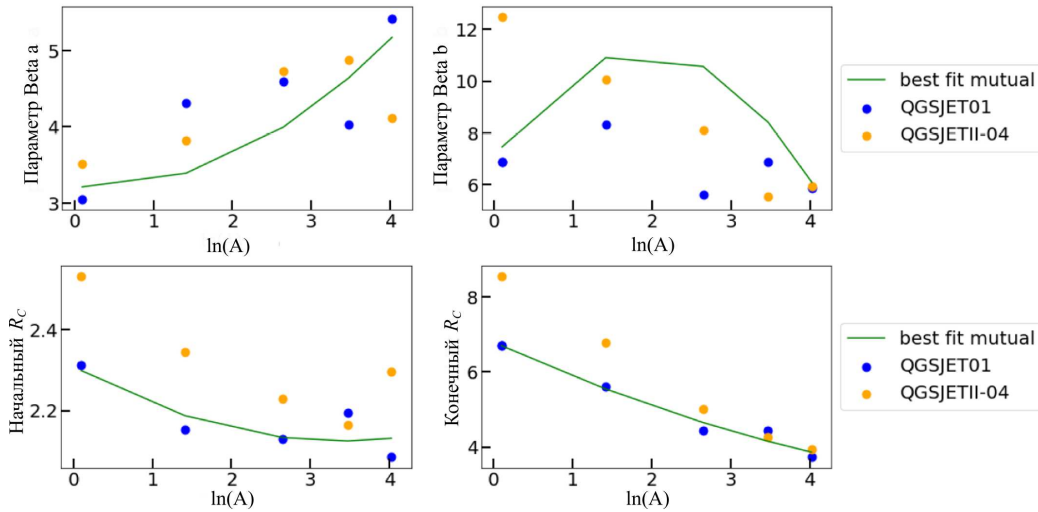


Рис. 7. Лучшие аппроксимации параметров бета-распределения, получившиеся в результате вторичной оптимизации

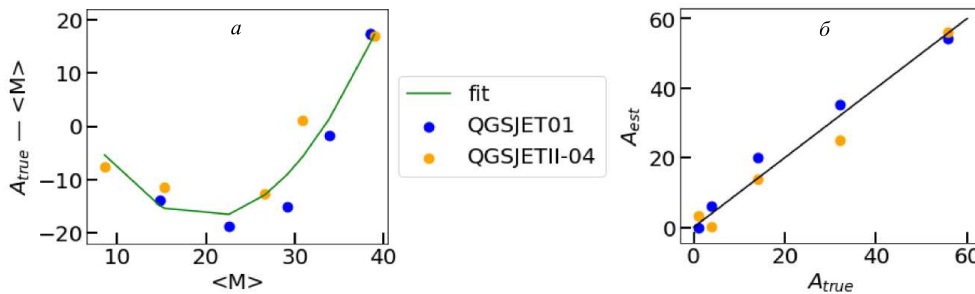


Рис. 8. *a* — Разность между истинной массой и выборочным средним в зависимости от выборочного среднего и её аппроксимация; Результат применения аппроксимаций, полученных в результате вторичной оптимизации; *б* — Оцененные массы  $A_{est}$  относительно истинной массы  $A_{true}$ ; сплошная линия — это диагональ под углом  $45^\circ$

По имеющимся аппроксимациям бета-параметров (рис. 7) были рассчитаны функции плотности вероятности для всех 26 ядер. После чего были определены области распределения  $R_C$ , которые соответствуют максимуму распределения определенного ядра. Для каждого события из смешанной выборки рассчитываются критериальные параметры  $cri_1, cri_2$ , после чего они конвертируются в радиус  $R_C$ . Таким образом определено, какому ядру принадлежит каждое событие из смешанной выборки.

На графике 9, *a* прослеживается линейная зависимость рассчитанных выборочных средних от истинных средних масс разных выборок. Поэтому проводится аппроксимация зависимости сдвига истинных средних масс  $\bar{M} - \bar{A}_{true}$  от выборочных средних масс  $\bar{M}$  по смешанным выборкам, в которых события различных ядер взяты в разных пропорциях. Полученная зависимость аппроксимируется линейной функцией  $fit(\bar{M})$ .

Из каждого выборочного среднего вычитается значение в соответствии с этой аппроксимацией. Так получаем оценку средней массы по смешанной выборке

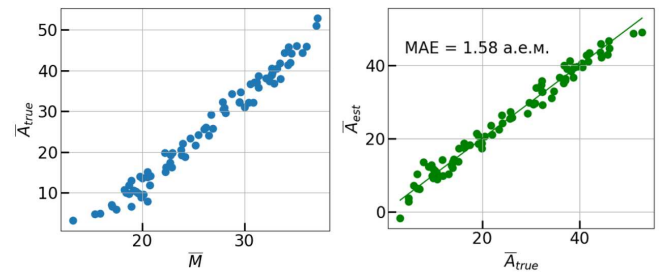


Рис. 9. *a* — выборочные средние  $\bar{M}$  относительно истинных средних масс  $\bar{A}_{true}$ ; *б* — Оцененные средние массы  $\bar{A}_{est}$  относительно истинных средних масс  $\bar{A}_{true}$ ; сплошная линия — это диагональ под углом  $45^\circ$

$\bar{A}_{est}$ .

$$\bar{A}_{est} = \bar{M} - fit(\bar{M}) \tag{9}$$

На рис. 9, *б* приведена зависимость оцененных средних масс  $\bar{A}_{est}$  от истинных. Средняя абсолютная ошибка (MAE) оценки среднего массового числа по выборке равна 1.6 а.е.м.

Ошибка определения среднего массового числа порядка 1 а.е.м. является несравнимым результатом для экспериментов, нацеленных на изучение массовой компоненты ШАЛ в диапазоне энергий 1–100 ПэВ. Оценка приведена для искусственных событий, в которых не учтен фон ночного неба.

В дальнейшем будет проведен эксперимент СФЕРА-3, более приспособленный для разделения первичных частиц по массам. Разработанный алгоритм получения оценок средних масс первичных частиц может быть успешно применен для экспериментов, подобных СФЕРА.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлен метод восстановления массового состава космических лучей высоких энергий (1–100 ПэВ) на основе приписывания массы каждому событию ливня с помощью детектора черенковского излучения СФЕРА-2.

Для того чтобы оценить ошибки определения массы, используются искусственные события черенковского света ШАЛ без учета фона ночного неба. С целью уменьшения всех возможных ошибок процедуры определения первичной массы были изучены особенности ФПР черенковского света ШАЛ от частиц высокой энергии по искусственным событиям как на снегу, так и в мозаике телескопа СФЕРА-2. Определены наиболее точные аппроксимации ФПР. Аппроксимация ФПР в мозаике телескопа улучшена в сравнении со старой версией. Разделение на группы ядер с помощью обновленной аппроксимации происходит на 2–4% лучше, чем раньше [26]. Уточнение модели ФПР в мозаике телескопа позволило увеличить размерность критерия. С целью извлечь максимальное количество информации из формы образов черенковского света использован двумерный критерий разделения событий по массам.

Предложенный алгоритм восстановления первичной

массы основан на плотности распределения критерийных параметров. Чем лучше с помощью критерия происходит разделение событий первичных частиц, тем точнее происходит оценка средней массы по выборке.

До сих пор реальные характеристики ядро-ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях в деталях плохо изучены, особенно для наиболее энергичных вторичных частиц, отвечающих за развитие ШАЛ в атмосфере. Поэтому для моделирования ШАЛ используются различные модели, предсказания которых могут заметно отличаться. Описанная процедура восстановления массы основана на двух моделях адронного взаимодействия, которые сильно отличаются между собой в диапазоне энергий 1–100 ПэВ. Это модели QGSJET-01 и QGSJETII-04. Таким образом, обеспечена независимость обработки экспериментальных данных от выбора модели ядерного взаимодействия.

С помощью универсального алгоритма оценки массы по двум моделям ядерного взаимодействия проведена оценка средней массы по смешанной выборке. Средняя абсолютная ошибка определения средних масс по выборкам, в которых события различных ядер встречаются в разных пропорциях, равна 1.6 а.е.м. Следовательно, задача о правильном восстановлении средней массы по спектру приписанных масс может быть успешно решена. Разработанный метод восстановления массового состава может быть применен к любому эксперименту типа СФЕРА.

### Благодарности

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова <https://parallel.ru/cluster>.

Авторы выражают благодарность Российскому Научному Фонду (грант РНФ №23-72-00006) за поддержку работы.

- [1] Abbasi R.U., Abu-Zayyad T., Archbold G., Atkins R. et al. // *Astrophys. J.* **622**, N 2. 910. (2005).
- [2] Chernov D.V., Korosteleva E.E., Kuzmichev L.A. et al. // *Mod. Phys. A.* **20**, N 29. 6799. (2005).
- [3] Tsunesada Y., Abreu P., Aglietta M. et al. // *Proc. of science, 37th Int. Cosmic Ray Conf.* **395**. 337. (2021).
- [4] Takeda M., Sakaki N., Honda K. et al. // *Astropart. Phys.* **19** 4. 447. (2003).
- [5] Ahn E.-J. // *Proc. of 33rd Int. Cosmic Ray Conf.* 438. (2013).
- [6] Ivanov A. // *EPJ Web of Conf.* **53**. 04003. (2013).
- [7] Knurenko S.P., Petrov Z.E., Sidorov R. et al. // *Proc. of the 33rd Int. Cosmic Ray Conf., Rio de Janeiro, Brazil, July 2013.* **33**. 392.
- [8] Куликов Г.В., Христиансен Г.Б. // *ЖЭТФ.* **35**, № 3(9). 635. (1958).
- [9] Johannes B., Engel R., Horandel J.R. // *Prog. Part. Nucl. Phys.* **63**, 293. (2009).
- [10] Andreas H., Heinigerd R., Markus R. // *Reports on Progress in Physics* **66**, N 7. 1145. (2003).
- [11] Fowler J.W., Fortson L.F., Jui C.C.H. et al. // *Astropart. Phys.* **15**, N 1. 49. (2001).
- [12] Tokuno H., Kakimoto F., Ogio S. et al. // *Astropart. Phys.* **29**, N 6. 453. (2008).
- [13] Tsunesada Y., Kakimoto F., Furuhashi F. et al. // *Proc. of the 30th Int. Cosmic Ray Conf., Mexico City,* **4**. 127. (2008).
- [14] Apel W.D., Arteaga-Velzquez J.C., Bekk K. et al. // *Phys. Rev. D.* **87**. 081101. (2013).
- [15] Thoudam S., Rachen J.P., Vliet A. et al. // *A&A.* **A33**, **595**. (2016).
- [16] Marta S.-G., Roderik B., Francesco C., Anton L. //



- JASoW [IPAC2021](#). 2528. (2021).
- [17] Чудаков А.Е. // Возможный метод регистрации ШАЛ по черенковскому излучению, отраженному от заснеженной поверхности Земли // Экспериментальные методы исследования космических лучей сверхвысоких энергий: Материалы Всесоюз. симп., 19-23 июня 1972 г. Якутск. фил. Сиб. отд. АН СССР. С. 69. (1974).
- [18] Pierog T., Enge R.I., Heck D., Gevorg P. // [Future of Monte Carlo Simulations of Atmospheric Showers](#). Karlsruhe Institute of Technology, AtmoHEAD 2014, Palazzo del Bo, Padova, Italy, (2014).
- [19] Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **52B**. 17. (1997).
- [20] Ostapchenko S. // Phys. Rev. **D89**. 074009. (2014).
- [21] Heck D. et al. // CORSIKA Wissenschaftliche Berichte. Forschungszentrum Karlsruhe FZKA 6019. (1998).
- [22] Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // [NIMA](#) **506** 250 (2003).
- [23] Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. // [IEEE Trans. Nucl. Sci.](#) **53** 270 (2006).
- [24] Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. [NIMA](#) **835** 186 (2016).
- [25] Латыпова В.С., Галкин В.И. // Ученые записки физического ф-та Московского ун-та. N 4. 2241603. (2022).
- [26] Галкин В.И., Кобякова Е.А., Латыпова В.С. // Ученые записки физического ф-та Московского ун-та. **3**. 2030202 (2020).

## A method for reconstructing the high-energy cosmic rays mass composition (1–100 PeV) for detectors of the SPHERE type

V. S. Latypova<sup>a</sup>, V. I. Galkin<sup>b</sup>

*Department of Space Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia*

*E-mail: <sup>a</sup>latypova.vs17@physics.msu.ru, <sup>b</sup>v\_i\_galkin@mail.ru*

A method for restoring the high energy cosmic rays mass composition (1–100 PeV) based on attribution mass for each shower event using the SPHERE-2 Cherenkov radiation detector is presented. To estimate the errors in determining the mass, the simulated events of extensive air showers Cherenkov light without taking into account the background of the night sky was used. Since the model of the nucleus-nucleus interaction is used to simulate artificial events, the result of the average mass estimation may vary. The mass restoring procedure is based on two models of hadronic interaction, which are very different from each other in the energy range of 1–100 PeV. These are the QGSJET-01 and QGSJETII-04 models. Thus, the independence of data processing from the choice of the nuclear interaction model is ensured. The developed method for restoring the mass composition can be applied to any experiment of the SPHERE type.

PACS: 96.50.sb, 96.50.sd.

*Keywords:* extensive air showers, Cherenkov light, Monte Carlo simulation, mass estimate.

*Received 31 May 2023.*

### Сведения об авторах

1. Латыпова Василиса Сергеевна — студентка; тел.: (495) 939-36-06, e-mail: latypova.vs17@physics.msu.ru.
2. Галкин Владимир Игоревич — доктор физ.-мат. наук, доцент, профессор; тел.: (495) 939-36-06, e-mail: v\_i\_galkin@mail.ru.