

УДК 539.171

МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРА ПРОТОНОВ ПКЛ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ $> 10^{16}$ ЭВ

А. М. Анохина¹, Р. А. Антонов¹, Е. А. Бонвеч¹, В. И. Галкин¹,Т. А. Джатдоев¹, А. А. Кириллов¹, Т. М. Роганова¹,Д. В. Чернов¹, С. Б. Шаулов

Анализируются критерии отбора протонных событий из общего потока событий от первичных ядер космических лучей с зенитными углами $\theta < 20^\circ$ в области энергий $E_0 \approx 10^{16}$ эВ. Эти критерии конкретизируются для случая геометрии эксперимента СФЕРА-2. Расчеты по моделям QGSJET-I и QGSJET-II показывают, что критерии, основанные на форме поперечного распределения черенковского света, позволяют регистрировать более 10% протонных событий и отбрасывать 99% ядерных.

Введение. Измерение химического состава первичных космических лучей (ПКЛ) и энергетических спектров отдельных первичных ядер или групп ядер является одной из основных задач физики космических лучей. Решение ее важно для построения реалистических моделей генерации, ускорения и распространения ПКЛ. Особый интерес с точки зрения выбора модели представляет определение состава ПКЛ при энергиях $10^{15} - 10^{16}$ эВ, в так называемой области "колена" [1], где показатель спектра всех частиц увеличивается примерно на 0.4 по мере повышения энергии и где по общепризнанным моделям ускорения КЛ должно наблюдаться утяжеление ядерного состава, пока экспериментально не подтвержденное.

Данные о составе КЛ в этой области энергий противоречивы. Например, по данным установки KASCADE при энергии 10^{16} эВ = 10 ПэВ спектр протонов меньше по интенсивности приблизительно в 10 раз, чем спектр ядер гелия, а также ядер групп углерода

¹Физический факультет МГУ; НИИЯФ.

и железа [2]. Среднее массовое число ПКЛ, рассчитанное по этим данным, повышается по мере увеличения энергии сразу после “колена” (3–4 ПэВ).

С другой стороны, в эксперименте “Тунка” делается иной вывод: в интервале энергий 1–8 ПэВ среднее массовое число ПКЛ уменьшается, а выше 8 ПэВ оно резко увеличивается с ростом энергии [3]. В последующей работе той же группы [4] результаты при энергиях > 10 ПэВ прежние, а при более низких энергиях средний массовый состав практически неизменен.

Метод, использованный в работах [3, 4], основан на корреляции полуширины импульса черенковского света (ЧС) на большом расстоянии от оси ливня с положением максимума ливня. Хорошо известно, что функция поперечного распределения (ФПР) ЧС также чувствительна к массе первичного ядра. Однако детекторы черенковского света наземных установок собирают свет лишь с малой доли площади ливня, поэтому детальное восстановление ФПР ЧС затруднительно. В эксперименте СФЕРА-2 для определения состава ПКЛ предполагается использовать форму ФПР ЧС, так как детекторы установки способны обзирать около половины площади ливня. Принцип действия этого телескопа основан на идее регистрации черенковского света ШАЛ, отраженного от снежной поверхности [7]. Оптическая схема установки СФЕРА-2 выполнена в виде камеры Шмидта с зеркалом диаметром 1.5 м и мозаики 109 ФЭУ в фокальной поверхности зеркала. Таким образом, с помощью этой установки возможно измерять величину, пропорциональную интегральному количеству черенковского света в пределах поля зрения каждого из детекторов мозаики.

В данной работе с помощью метода Монте-Карло исследованы критерии, позволяющие выделять некоторую известную долю протонов из общей массы ядер ПКЛ. Рассмотрен уровень оз. Байкал ($H_0 = 455$ м н.у.м.) и пространственное разрешение детектора $\delta r = 80$ м, соответствующее варианту размещения установки СФЕРА-2 на высоте 1 км над снежной поверхностью оз. Байкал. При этом диаметр поля зрения телескопа составляет ≈ 1 км, диаметр поля зрения одного ФЭУ ≈ 50 м, расстояние между центрами полей зрения ФЭУ ≈ 85 м.

1. *Моделирование.* С помощью кода CORSIKA 6.50 [8] по моделям ядерного взаимодействия QGSJET-I/GHEISHA [9, 10] и QGSJET-II/GHEISHA (в дальнейшем, для

краткости, QGSJET-I и QGSJET-II, соответственно) путем полного статистического моделирования был получен банк модельных событий ШАЛ.

В результате моделирования получены трехмерные гистограммы плотности числа черенковских фотонов, состоящие из 480 x 480 пространственных бинов, размером 2.5 м x 2.5 м каждый. В каждом пространственном бине фотоны распределены по 100 временным интервалам в соответствии с временной задержкой, которая отсчитывается от момента прихода оси ливня на уровень отражения. Ширина временной ячейки составляет 5 нс. Последняя, 101 ячейка, является интегральной, т. е. содержит все черенковские фотоны с задержкой более 500 нс. Таким образом, в процессе моделирования собирается информация о пространственно-временном распределении света ШАЛ от первичных ядер различного типа, энергии и направления прихода, необходимая для обработки данных установки СФЕРА-2. Распределение направлений прихода ливней изотропно.

Часть набора искусственных событий, а именно, события от протонов и ядер гелия с энергией 10 ПэВ и зенитными углами $\theta < 20^\circ$, была использована для построения критерия выделения протонных событий, основанного на информации об интегральном по времени поперечном распределении $\rho(\vec{r})$ черенковского света ливней. Представленные ниже распределения получены по следующей выборке событий: 134 ливня от протонов и ядер гелия, рассчитанных по модели QGSJET-I, а также 165 протонных событий и 152 ливня от ядра гелия с использованием QGSJET-II, всего 585 ливней. Ливни, близкие к вертикали, дают практически азимутально-симметричные образы ($\rho(\vec{r}) \approx \rho(r)$, где r – расстояние от оси ливня), которые можно анализировать, сравнивая количество света в кольцах различных радиусов и ширин, описанных вокруг центра симметрии (оси ливня).

2. Критерии для выделения протонных ливней. Для описания формы ФПР ЧС введем параметр η , который имеет физический смысл крутизны ФПР ЧС

$$\eta(r_1, r_2, r_3, r_4) = \frac{\int_{r_1}^{r_2} 2\pi r \cdot \rho(r) dr}{\int_{r_3}^{r_4} 2\pi r \cdot \rho(r) dr},$$

$$r_4 \geq r_3 + \delta r, \quad r_3 \geq r_2, \quad r_2 \geq r_1 + \delta r,$$

равной отношению чисел черенковских фотонов в двух кольцах. Кольца характеризуются четырьмя параметрами: (r_1, r_2) – внутренний и внешний радиусы меньшего кольца, соответственно; (r_3, r_4) – внутренний и внешний радиусы большего кольца. При этом δr – характерное пространственное разрешение установки.

Плотность вероятности случайной величины η для протонов спадает при больших значениях η медленнее, чем в случае ядер гелия. Этот факт позволяет выделять известную часть протонов. Доля выделенных событий оказывается вполне определенной при фиксированном критерии, а граничное значение критерия не слишком сильно зависит от модели взаимодействия ядро-ядро.

Для выделения протонов выбирается значение η_c так, чтобы все искусственные события от ядер гелия имели $\eta < \eta_c$. Тогда в области энергий ≈ 10 ПэВ критерий $\eta > \eta_c$ будет отбирать протонные события с примесью ядер гелия $\sim 1/N_{He}$ или 0.75% для случая модели QGSJET-I и 0.66% в случае QGSJET-II.

Для статистики наклонных ливней ($20^\circ < \theta < 60^\circ$) критерии отбора должны быть другими, так как условие азимутальной симметрии ФПР ЧС в случае наклонных ливней нарушается. В настоящей работе мы ограничиваемся анализом событий с зенитными углами $\theta < 20^\circ$.

3. Полученные результаты. В работе [11] для исследования разделимости ливней от первичных протонов, ядер азота и железа использовалась величина $\eta_0 \equiv \eta$ (0, 130, 250, 350 м). Там же было показано, что эта величина слабо зависит от энергии в области энергий вблизи “колена”. В настоящей работе построено семейство критериев η , полученное изменением параметров (r_1, r_2, r_3, r_4) в интервале от 0 до 600 м с шагом по каждому параметру $\Delta r_i = 10$ м ($i = 1 - 4$), исследована применимость величины η_0 к задаче о разделении первичных протонов и ядер гелия, а также проведен анализ семейства критериев и выбор оптимального.

Действительно, небольшое число используемых параметров позволяет оптимизировать критерий с помощью прямого перебора в пределах семейства. Применение построенной таким образом процедуры позволяет найти глобальный максимум доли выделяемых протонов, как безусловный, так и с наложением дополнительных условий.

На рис. 1 приводится сравнение критерия η_0 (а), (б) и оптимизированных критериев (в), (г). Изображены гистограммы распределений величины η , причем левый столбец (а), (в) соответствует случаю модели QGSJET-I, правый – QGSJET-II (б, г). Параметры оптимизированных критериев $\eta_1 = \eta$ (0, 80, 80, 320 м) в случае QGSJET-I и $\eta_2 = \eta$ (80, 160, 160, 240 м) для QGSJET-II. Во всех случаях $\delta r = 80$ м. Около каждой гистограммы для протонов указана доля ϵ выделенных протонных событий, выходящих за границу распределения ядер гелия.

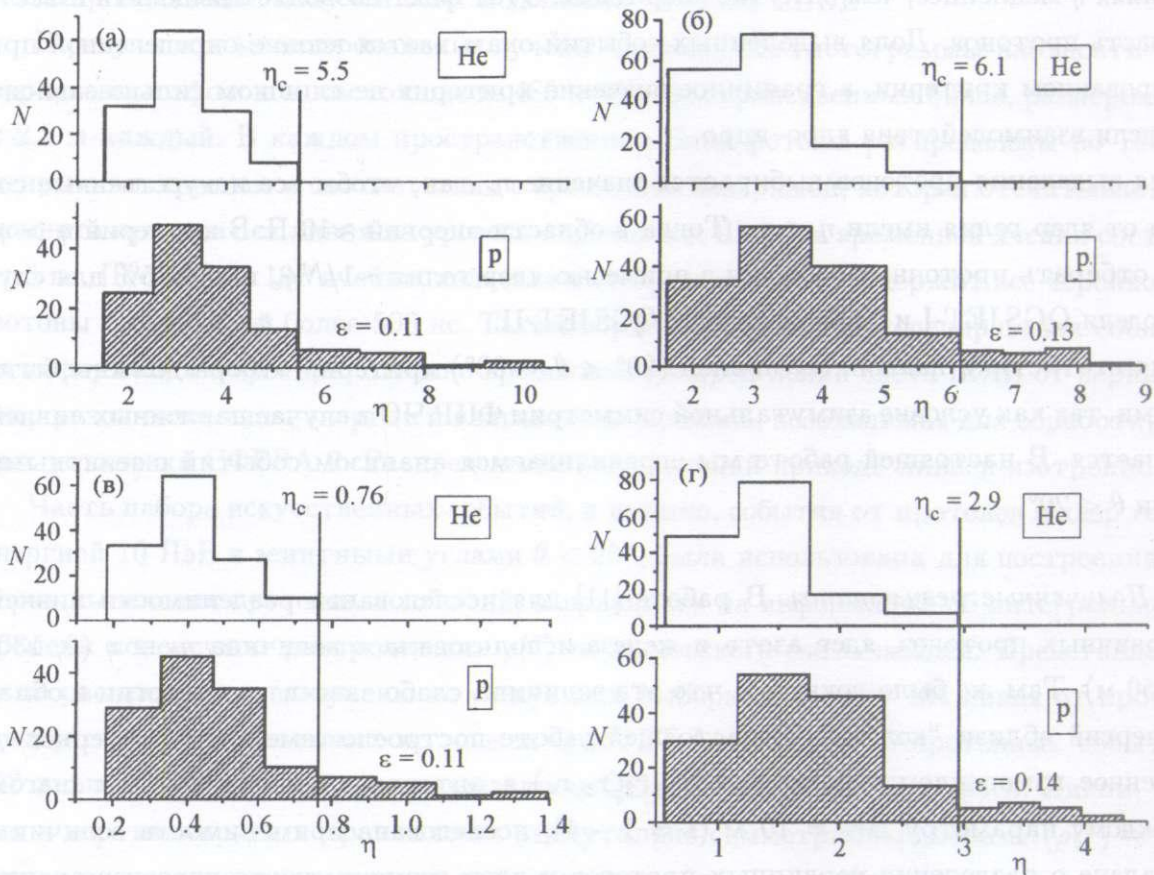


Рис. 1. Гистограммы распределения величины η для случая первичных протонов (заштрихованы) и ядер гелия (не заштрихованы) для моделей QGSJET-I (а), (в) и QGSJET-II (б), (г). Верхняя половина рисунка (а), (б) построена для критерия η_0 (0, 130, 250, 350 м), нижняя (в), (г) – для критериев, оптимизированных по числу выделенных протонных событий. Внизу слева η_1 (0, 80, 80, 320 м), справа η_2 (80, 160, 160, 240 м). Порог отделения протонов обозначен вертикальной линией с указанием численного значения. Во всех случаях указана ϵ – доля выделенных протонных событий.

Среди подмножества критериев, обеспечивающих одинаковое количество выделенных протонных событий, предпочтение отдается, в первую очередь, классификаторам с наименьшим значением r_1 , во вторую очередь – с наименьшим значением r_2 , затем r_3 , и, наконец, r_4 . Это дополнительное условие вызвано необходимостью повышения отношения сигнал/шум, которое максимально на оси ливня с зенитным углом $\theta < 20^\circ$.

Было показано, что доля выделенных протонных событий приблизительно одинакова для обеих моделей ядро-ядерного взаимодействия и слабо зависит от конкретного критерия.

Величины $\delta r = r_2 - r_1$ и r_4 близки по физическому смыслу двум важным характеристикам детектора: пространственному разрешению и радиусу поля зрения, соответственно. Поэтому представляет интерес вместо четырехмерного пространства параметров исследовать двухпараметрическое семейство критериев $(r_2 - r_1, r_4)$. При этом конкретные значения величин r_1 , r_2 и r_3 выбираются из условия максимальности доли выделенных событий, как описано выше.

Была исследована упрощенная модель детектора, характеризующаяся двумя величинами: 1) пространственным разрешением δr (не превышает характерного диаметра одного элемента картинки) и 2) радиусом эффективного поля зрения R ; флуктуации и шумы, вносимые реальным детектором, не учитывались. Было обнаружено, что на достигнутой статистике модельных событий величина ϵ слабо зависит от параметров $(r_1 - r_2, r_4)$ в практически важной области $\delta r \geq 40$ м и уменьшается от 0.12 до 0.10 при увеличении δr от 40 до 280 м в случае модели QGSJET-I и от 0.15 до 0.10 в случае модели QGSJET-II при изменении δr в тех же пределах.

Вариант $\delta r = 280$ м соответствует предельному случаю, когда имеются всего два чувствительных элемента детектора, сигналы в которых равны количеству черенковских фотонов в кольцах с внутренними и внешними радиусами (0 м, 280 м) и (280 м, 560 м), соответственно. Таким образом, показано, что различия формы ФПР ЧС между выделенными протонными событиями, с одной стороны, и событиями от ядер гелия, с другой стороны, сохраняются на больших масштабах расстояний.

Следует отметить, что плотность вероятности величины η для более тяжелых ядер, чем гелий, быстрее спадает с ростом η , поэтому с помощью изложенного метода возможно также построить критерий для выделения ядер гелия, а также "легкой компоненты" – совокупности протонов и ядер гелия, из массы более тяжелых ядер.

4. *Заключение и выводы.* На основании полного статистического моделирования поперечного распределения черенковского света ШАЛ от первичных протонов и ядер гелия с энергией 10 ПэВ по двум моделям ядро-ядерного взаимодействия QGSJET-I и QGSJET-II построены критерии выделения фиксированной доли протонных событий с зенитными углами $< 20^\circ$ при полном (с точностью до имеющейся статистики) подавлении событий от ядер. Критерий отделения $\eta(r_1, r_2, r_3, r_4)$ может быть выбран таким

образом, чтобы порог отделения протонов также слабо зависел от модели взаимодействия (например, критерий η_0). Показано, что отличие ФПР ЧС между выделенными протонными событиями и ядрами гелия сохраняется до масштабов расстояний ≤ 300 м.

Показано, что установки типа СФЕРА-2 при размещении на высоте 1 км над уровнем отражения способны, в принципе, выделять не менее 10% протонных событий из общей массы ядер при энергиях ≈ 10 ПэВ. При этом флуктуации и шумы не учитывались. Результаты данного анализа актуальны и для других установок, способных детально измерять поперечное распределение черенковского света ШАЛ.

Авторы благодарят РФФИ за частичную поддержку работы (гранты 06-02-16198-а и НШ 959.2008.2).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Г. В. Куликов, Г. Б. Христиансен, *ЖЭТФ* **35**, 635 (1958).
- [2] H. Ulrich, T. Antoni, W. D. Apel, et al., Proc. 27th ICRC, Hamburg, 2001, 97 (Univ. of Hamb., Hamburg, 2001).
- [3] Е. Е. Коростелева, дисс. канд. ф.-м. н. (НИИЯФ МГУ, Москва, 2005).
- [4] В. В. Просин, дисс. докт. ф.-м. н. (НИИЯФ МГУ, Москва, 2006).
- [5] R. A. Antonov, D. V. Chernov, E. E. Korosteleva, et al., *Radiation Physics and Chemistry* **75**, 887 (2006).
- [6] D. V. Chernov, R. A. Antonov, E. A. Bonvech, et al., Proc. 30th ICRC, Mexico City, 2007, (Universidad Nacional Autonoma de Mexico, Mexico City, 2008), p. 941.
- [7] А. Е. Чудаков, Экспериментальные методы исследования космических лучей сверхвысоких энергий. Материалы Всесоюзного симпозиума, 1972, (ЯФСО, Якутск, АН СССР, 1972), стр. 69.
- [8] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, et al., *Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA 6019* (1998).
- [9] N. N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko, A. J. Pavlov, *Nuclear Physics B* **52**, 17 (1997).
- [10] H. C. Fesefeldt, Technical Report No. PITHA 85-02 RWTH (1985).
- [11] A. M. Anokhina, R. A. Antonov, E. A. Bonvech, et al., Proc. 30th ICRC, Mexico City, 2007 (Universidad Nacional Autonoma de Mexico, Mexico City, 2008), p. 945.

Поступила в редакцию 24 февраля 2009 г.