

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБИНЫ МАКСИМУМА КАСКАДНОЙ КРИВОЙ ИЗ МЮОННОЙ КОМПОНЕНТЫ НА ЯКУТСКОЙ УСТАНОВКЕ ШАЛ

А. В. Глушков, А. В. Сабуров*

*Институт космофизических исследований и астрономии им. Ю. Г. Шафера Якутского научного центра Сибирского
отделения Российской академии наук
677891, Якутск, Россия*

Поступила в редакцию 30 апреля 2014 г.

Исследовано пространственное распределение мюонов с порогом $E_\mu \approx 1.0 \cdot \sec \theta$ ГэВ в широких атмосферных ливнях с $E_0 \geq 10^{17}$ эВ за период наблюдений на Якутской установке с ноября 2011 г. по июнь 2013 г. Из него следует, что в области энергий $(1-5) \cdot 10^{17}$ эВ глубина максимума X_m каскадной кривой относительно быстро увеличивается по причине изменения состава космических лучей от преобладающих при $E_0 \approx 10^{17}$ эВ ядер железа к протонам.

DOI: 10.7868/S004445101411008X

1. ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи сверхвысоких энергий ($E_0 \geq 10^{15}$ эВ) исследуются во всем мире на установках широких атмосферных ливней (ШАЛ) более 50 лет. До сих пор точно не известен их массовый состав, без знания которого трудно понять характер ядерных взаимодействий в этой области энергий. Ключом к решению этой проблемы является глубина максимума X_m каскадной кривой ливня. Моделирование ШАЛ показало, что величина X_m является линейной функцией логарифма атомного номера A . Справедливо следующее соотношение:

$$\ln A = \frac{X_m^p - X_m^{exp}}{X_m^p - X_m^{Fe}} \ln 56,$$

где величины X_m получены экспериментально (exp) и расчетным путем для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe). На практике чаще всего используются оптические методы измерения X_m из наблюдений черенковского и ионизационного излучений ШАЛ. Эти методы дали важные результаты о развитии ШАЛ и составе космических лучей (см., например, [1–9]). Однако высокие требования к прозрачности атмосферы и малое календарное время наблюдений существенно ограничивают их информативность. Это особенно актуально в диапазоне энергий

$10^{17} - 10^{18}$ эВ, где ионизационное излучение уже малоэффективно, а статистика ливней с черенковским излучением бедна. В работах [10, 11] показано, что в разные периоды времени состав космических лучей в указанной области энергии мог заметно меняться. В этих условиях измерение X_m с помощью мюонной компоненты может существенно дополнить общую картину развития ШАЛ.

2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Ниже рассмотрены ливни, зарегистрированные за период наблюдений с ноября 2011 г. по июнь 2013 г. Для анализа отобраны 1317 событий с $E_0 \geq 10^{17}$ эВ и зенитными углами $\theta \leq 45^\circ$, оси которых попали в центральный круг установки с радиусом 1 км и были найдены с точностью не хуже 20 м. Энергия первичных частиц находилась из соотношений:

$$E_0 [\text{эВ}] = (4.8 \pm 1.6) \cdot 10^{17} (\rho_{s,600}(0^\circ))^{1.00 \pm 0.02}, \quad (1)$$

$$\rho_{s,600}(0^\circ) [\text{м}^{-2}] = \rho_{s,600}(\theta) \exp((\sec \theta - 1)X_0/\lambda_\rho), \quad (2)$$

$$\lambda_\rho [\text{г/см}^2] = (450 \pm 44) + (32 \pm 15) \lg \rho_{s,600}(0^\circ), \quad (3)$$

где $X_0 = 1020$ г/см²; $\rho_{s,600}(\theta)$ — плотность частиц на расстоянии $R = 600$ м от оси ливня, измеренная наземными сцинтилляционными детекторами,

*E-mail: a.v.glushkov@ikfia.ysn.ru

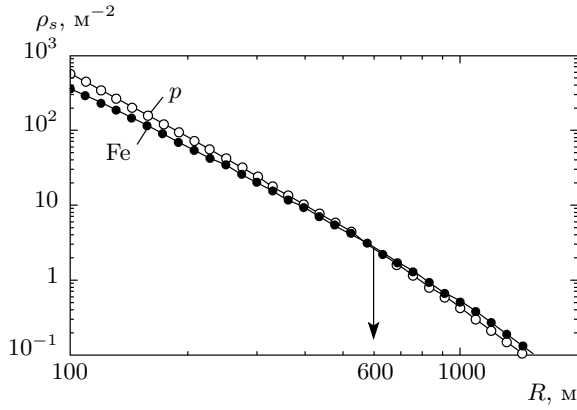


Рис. 1. ФПР заряженных частиц в ливнях с $E_0 = 10^{18}$ эВ и $\cos \theta = 0.9$ для первичных протонов (светлые кружки) и ядер железа (темные кружки), вычисленные по модели QGSJET-II-04

в единицах отклика этих детекторов при прохождении одного вертикального релятивистского мюона. Точность определения $\rho_{s,600}(0^\circ)$ в индивидуальных ШАЛ была не хуже 10%. Соотношение (1) однозначно связывает величины $\rho_{s,600}(0^\circ)$ и E_0 при любом составе космических лучей благодаря тому, что на расстоянии приблизительно 600 м от оси ШАЛ функции пространственного распределения (ФПР) всех заряженных частиц пересекаются между собой. Это видно на рис. 1, где в качестве примера показаны ФПР в ливнях с $E_0 = 10^{18}$ эВ и $\cos \theta = 0.9$ для первичных протонов и ядер железа, вычисленные по модели QGSJET-II-04. Координаты оси и $\rho_{s,600}(\theta)$ находились по преобразованной функции Линсли [12]:

$$f_s(R, \theta) [\text{M}^{-2}] = \rho_{s,600}(\theta) \frac{600}{R} \left(\frac{R_M + 600}{R_M + R} \right)^{b_s - 1}, \quad (4)$$

где R_M — мольеровский радиус. Последний зависит от температуры T и давления P как

$$R_M [\text{M}] = \frac{7.5 \cdot 10^4}{P} \frac{T}{273}. \quad (5)$$

Значение R_M определялось в каждом ливне (для Якутска $\langle T \rangle \approx -18^\circ\text{C}$ и $\langle R_M \rangle \approx 70$ м). В формуле (4) b_s — параметр, определенный ранее [13]:

$$b_s = 1.38 + 2.16 \cos \theta + 0.15 \lg(\rho_{s,600}(\theta)). \quad (6)$$

Исследовано пространственное распределение мюонов с порогом $E_\mu \approx 1.0 \cdot \sec \theta$ ГэВ. На рис. 2 темными квадратами показаны плотности мюонов $\lg(\langle \rho_\mu(300) \rangle / \langle E_0 \rangle)$ на расстоянии 300 м от оси ливней в группах со средними значениями $\langle E_0 \rangle$ и

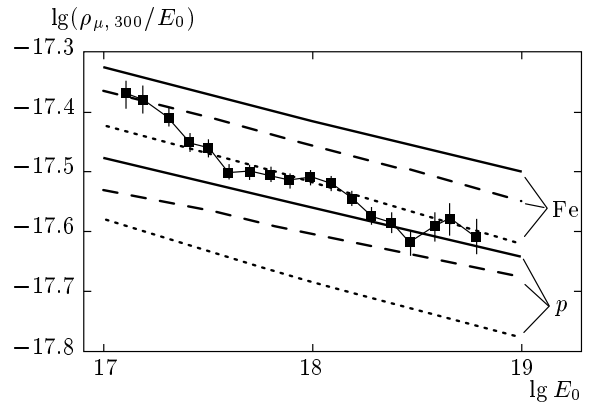


Рис. 2. Плотности мюонов с порогом $1.0 \cdot \sec \theta$ ГэВ на расстоянии от оси 300 м, нормированные на E_0 , в ливнях с зенитным углом $\langle \cos \theta \rangle = 0.9$ и разными первичными энергиями (темные квадраты). Средние ФПР строились в бинах с шагом $h = \Delta \lg E_0 = 0.2$, которые последовательно сдвигались по энергии на $0.5h$. Результаты расчетов по моделям QGSJET-II-04 (сплошные линии), QGSJET-01 (штриховые), SIBILL (пунктирные) для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe)

$\langle \cos \theta \rangle = 0.9$. Нормирование на первичную энергию дает более наглядное и удобное для дальнейшего анализа представление мюонных данных. Средние ФПР строились в бинах с шагом $h = \Delta \lg E_0 = 0.2$, которые последовательно сдвигались по энергии на $0.5h$. Это делалось для более детального исследования степени согласия эксперимента с той или иной моделью развития ШАЛ. Величины $\langle \rho_\mu(300) \rangle$ получены из аппроксимаций средних ФПР. При построении ФПР плотности мюонов в отдельных ливнях умножались на нормировочный коэффициент $\langle E_0 \rangle / E_0$ и усреднялись между собой в бинах $\Delta \lg R = 0.04$. Средние плотности мюонов находились по формуле

$$\langle \rho_\mu(R_i) \rangle [\text{M}^{-2}] = \frac{\sum_{n=1}^{N_1} \rho_n(R_i)}{N_1 + N_0}, \quad (7)$$

где N_1 и N_0 — число ненулевых и нулевых показаний мюонных детекторов на расстояниях от оси в интервалах $(\lg R_i, \lg R_i + 0.04)$. Нулевые показания N_0 относятся к случаям, когда детекторы не зарегистрировали ни одного мюона, но находились в режиме ожидания. Средние ФПР мюонов аппроксимировались функцией

$$\rho_\mu(R, \theta) = f_\mu(R, \theta) \left(\frac{2000 + 600}{2000 + R} \right)^{6.5} \quad (8)$$

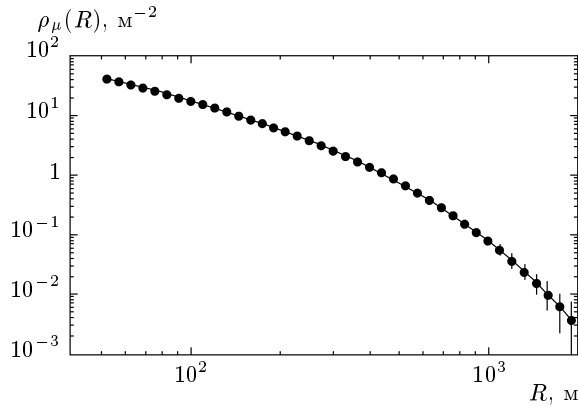


Рис. 3. Точки — ФПР мюонов с порогом $1.0 \cdot \sec \theta$ ГэВ, вычисленная по модели QGSJET-01 для первичных протонов с энергией $E_0 = 10^{18}$ эВ и $\cos \theta = 0.9$. Линия — аппроксимация (8) с $b_\mu = 2.0$

с соотношением Грейзена [14]

$$f_\mu(R, \theta) = \rho_{\mu,600}(\rho) \left(\frac{600}{R}\right)^{0.75} \times \left(\frac{R_0 + 600}{R_0 + R}\right)^{b_\mu - 0.75}, \quad (9)$$

где $R_0 = 280$ м, b_μ — параметр. Наиболее подходящие значения b_s , $\rho_{s,600}(\theta)$ в формуле (4) и b_μ , $\rho_{\mu,600}(\theta)$ в формуле (9) находились методом наименьших квадратов. Поскольку точки на рис. 2 не являются независимыми, для χ^2 -теста использовалась каждая вторая точка. Ошибки на рис. 2 включают в себя всю их совокупность, связанную со статистикой событий и усреднением данных. Линиями показаны ожидаемые величины, вычисленные по моделям QGSJET-01 [15], QGSJET-II-04 [16] (соответственно штриховые и сплошные линии) и SIBILL [17] из пакета программ CORSIKA (версии 6.990 [18]) для первичных протонов и ядер железа. В расчетах для каждого набора первичных параметров (масса первичной частицы, энергия, зенитный угол) было разыграно по 200 ливней. С целью ускорения расчетов был задействован механизм статистического прореживания (hinning) со следующими параметрами: $E_i/E_0 = 10^{-5}$, $w_{max} = 10^4$, где E_i — минимальная энергия вторичных частиц, рассматриваемая кодом CORSIKA при задействовании алгоритма статистического прореживания, w_{max} — максимальный статистический вес частиц, отобранных этим алгоритмом. При пересчете в плотность учитывалось число частиц, приходящих на детектор заданной площади.

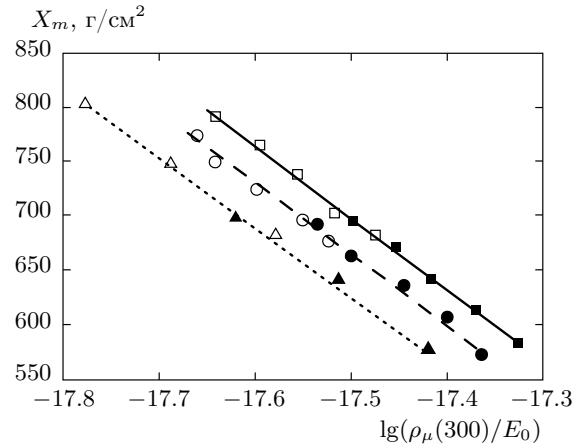


Рис. 4. Зависимости глубины максимума X_m от логарифма нормированной на первичную энергию плотности мюонов $\rho_\mu(300)$ с порогом $1.0 \cdot \sec \theta$ ГэВ в ливнях с $E_0 = 10^{17}-10^{19}$ эВ и $\cos \theta = 0.9$ для первичных протонов (светлые значки) и ядер железа (темные значки), вычисленные по моделям QGSJET-II-04 (квадраты), QGSJET-01 (кружки) и SIBILL (треугольники). Линии — линейные аппроксимации (10)

Теоретические ФПР описываются функцией (8) в широком диапазоне расстояний от оси ШАЛ. На рис. 3 точками показана ФПР с порогом $1.0 \cdot \sec \theta$ ГэВ, вычисленная по модели QGSJET-01 для первичных протонов с энергией $E_0 = 10^{18}$ эВ и зенитным углом $\cos \theta = 0.9$. Линия — аппроксимация (8) с $b_\mu = 2.00 \pm 0.01$. Такая же картина наблюдается при других зенитных углах ШАЛ, составах и энергиях первичных частиц.

Расчеты показывают, что в рамках любой модели развития ШАЛ между глубиной максимума X_m и логарифмом нормированной на E_0 плотности мюонов имеется линейная зависимость при любом составе первичных частиц:

$$X_m = a \lg(\rho_\mu/E_0) + b \sec \theta + c. \quad (10)$$

Константы a и b при $\theta \leq 45^\circ$ остаются постоянными, c зависит от модели развития ШАЛ. Это видно на рис. 4 для $\cos \theta = 0.9$. Данные эксперимента на рис. 2 не согласуются с результатами модели SIBILL ни при каком составе первичных частиц космических лучей. Эта модель дает значительно меньшее число мюонов по абсолютной величине. Две другие модели гораздо лучше согласуются с экспериментом, поэтому далее мы рассмотрим только их.

Из рис. 2 и рис. 4 вытекает зависимость $X_m(E_0)$, изображенная на рис. 5 темными квадратами. Для

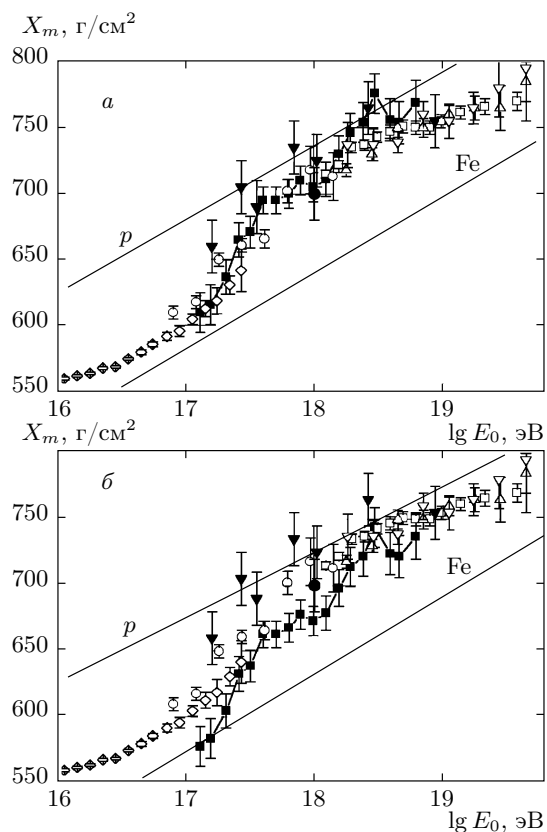


Рис. 5. Зависимости глубины максимума развития ШАЛ от энергии первичной частицы: ■ — полученный нами результат; ▼ и • — результаты измерений [2, 19]; ○ — HiRes MIA [5]; □ — данные PAO [7]; △ — HiRes [7]; ▽ — ТА [8]; ◇ — Тунка-133 ШАЛ [9]. Линии — результаты расчетов по моделям QGSJET-II-04 (а), QGSJET-01 (б) для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe). Они относятся лишь к данным Якутской установки

сравнения приведены данные других экспериментов. Темными треугольниками показаны результаты [2], полученные из ФПР черенковского излучения ШАЛ в 1974–1977 гг. Светлые кружки относятся к данным MIA [5] за период наблюдений 1994–1997 гг. Светлые квадраты — данные обсерватории им. Пьера Оже (PAO, Pierre Auger Observatory) [6], светлые треугольники вверх — HiRes (High Resolution Echelle Spectrometer) [7], светлые треугольники вниз — ТА (Telescope Array) [8]. Все три последние установки измеряют X_m непосредственно с помощью ионизационного излучения ШАЛ. Светлыми ромбами показаны данные установки Тунка-133, полученные из ФПР черенковского излучения ШАЛ [9]. Темным кружком показана величина X_m , найденная из $\rho_\mu(300)$ ранее [19]. Мюо-

ны существенно дополняют и уточняют общую картину.

Результаты на рис. 5 в целом говорят о том, что в области энергий 10^{17} – 10^{18} эВ состав космических лучей, вероятно, быстро меняется в сторону легких ядер. Наши ранние измерения [2, 19] не противоречат современным данным. Видно, что модель QGSJET-II-04 лучше согласуется со всеми экспериментами, чем QGSJET-01. Однако строго такой выбор модели сделать пока нельзя. Следует подчеркнуть, что приведенные на рис. 5 результаты расчетов относятся лишь к данным Якутской установки ШАЛ. Из них можно сделать ложный вывод о том, что данные HiRes указывают на «утяжеление» состава при энергиях выше 10^{19} эВ. На самом деле состав близок к протонному составу [11]. Этот вывод вытекает из более корректного сравнения рассмотренных выше данных в терминах $\ln A$. В работе [20] дана оценка $\ln A$ из мюонных данных, полученных на Якутской установке в 1978–2005 гг. Она не противоречит сказанному выше о том, что состав космических лучей при $E_0 \leq 2.3 \cdot 10^{18}$ эВ заметно тяжелее, чем в области больших энергий (где он, возможно, близок к протонному).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение мюонных данных Якутской установки с современными моделями ШАЛ еще раз показало важность этой компоненты для изучения развития ливней и состава космических лучей. Результаты на рис. 2 демонстрируют определенное согласие эксперимента с моделями QGSJET-II-04 и QGSJET-01 во всем диапазоне энергий $E_0 \approx 10^{17}$ – 10^{19} эВ. Значения глубины максимума развития ШАЛ на рис. 5, найденные в рамках этих моделей, достаточно близки к мировым данным [5–9]. Наши результаты по мюонам существенно дополнили общую картину. На рис. 5a отчетливо видно быстрое изменение состава космических лучей с ростом первичной энергии в области $(1-5) \cdot 10^{17}$ эВ в сторону легких ядер. Вероятно, это связано с переходом от галактических космических лучей к внегалактическим. Экспериментальные и расчетные ФПР мюонов хорошо описываются функцией (8) в широком диапазоне расстояний от оси ШАЛ (рис. 3). Метод нахождения X_m из мюонных данных является простым и эффективным. При достаточной статистике он, на наш взгляд, вполне альтернативен методу получения $\langle X_m \rangle$ из ФПР черенковского излучения ШАЛ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РАН по программе «Фундаментальные свойства материи и астрофизика», РФФИ (грант № 13-02-12036офи-м-2013), а также гранта Президента Республики Саха (Якутия) для молодых ученых, специалистов и студентов.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. V. Glushkov, V. M. Grigoriev, N. N. Efimov et al., Proc. 16th ICRC **8**, 158 (1979).
2. A. V. Glushkov, N. N. Efimov, I. T. Makarov, and M. I. Pravdin, Proc. 19th ICRC **7**, 48 (1985).
3. M. N. Dyakonov et al., Proc. 23th ICRC **4**, 303 (1993).
4. T. K. Gaisser et al., Phys. Rev. D **47**, 1919 (1993).
5. T. Abu-Zayyad et al., Astrophys. J. **557**, 686 (2001).
6. J. Abraham et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 091101 (2010).
7. E. Barcikowski et al., Europhys. J. Web Conf. **53**, 01006 (2013).
8. C. Jui et al., Proc. APS DPF Meeting, arXiv: 1110.0133.
9. V. V. Prosin et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A (2013), <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2013.09.018>.
10. А. В. Глушков, М. И. Правдин, Письма в ЖЭТФ **95**, 499 (2012).
11. А. В. Глушков, А. В. Сабуров, Письма в ЖЭТФ **98**, 661 (2013).
12. J. Linsley et al., J. Phys. Soc. Jpn. **17**, Suppl. A-III, 91 (1962).
13. А. В. Глушков, О. С. Диминштейн, Н. Н. Ефимов и др., в *Сб. науч. трудов, ЯФ СО АН СССР, Якутск* (1976), с. 45.
14. K Greisen, Ann. Rev. Nucl. Sci. **10**, 63 (1960).
15. N. N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko, and A. I. Pavlov, Nucl. Phys. B — Proc. Suppl. **52**, 17 (1997).
16. S. S. Ostapchenko, Phys. Rev. D **83**, 014018 (2011).
17. D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle et al., FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe (1988).
18. H. Ulrich, T. Antoni, W. D. Apel et al., Proc. 27th ICRC **2**, 97 (2001).
19. А. В. Глушков, Л. Г. Деденко, Н. Н. Ефимов и др., Изв. АН СССР **50**, 2166 (1986).
20. L. G. Dedenko, G. F. Fedorova, T. M. Raganova et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **39**, 095202 (2012).