

УДК 537.591.15

## ЗАВИСИМОСТЬ ФОРМЫ СПЕКТРА ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ ПО ЧИСЛУ ЧАСТИЦ ОТ ВЫБОРА ФУНКЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Н. Н. Калмыков, Г. В. Куликов, В. П. Сулаков, Ю. А. Фомин

(НИИЯФ)

E-mail: sulakov@eas.sinp.msu.ru

**Исследована форма спектра широких атмосферных ливней космических лучей по числу частиц при использовании функции пространственного распределения Нишимуры–Каматы–Грейзена для электронно-фотонной каскадной теории и функции, рассчитанной в работе [1] с учетом ядерно-каскадного процесса.**

### Введение

Одной из важных проблем изучения широких атмосферных ливней (ШАЛ) космических лучей является необходимость детального знания функции пространственного распределения (ФПР) заряженных частиц, поскольку с ее помощью определяется полное число частиц в ливне на уровне наблюдения. Это число служит мерой энергии первичной частицы. Хотя ядерно-каскадный процесс играет существенную роль в развитии ливня в атмосфере, до настоящего времени в большинстве работ используется ФПР Нишимуры–Каматы–Грейзена (НКГ), полученная в чистой электронно-фотонной каскадной теории. В настоящей работе исследована форма спектра ШАЛ по числу частиц. Использована функция НКГ и функция, рассчитанная в работе [1] с учетом ядерно-каскадного процесса.

Мы использовали экспериментальные данные, полученные на установке ШАЛ МГУ, чтобы исследовать, как форма ФПР влияет на вид спектра ШАЛ по числу частиц  $N_e$ .

Описание установки ШАЛ МГУ дается в [2]. Установка покрывает площадь примерно  $0.5 \text{ км}^2$  и включает в себя 77 детекторов плотности заряженных частиц  $\rho$ , используемых для определения полного числа частиц  $N_e$  в ливне. Каждый детектор состоит из счетчиков Гейгера–Мюллера различной площади, чтобы измерять диапазон плотностей  $\rho$  от 0.5 до  $1500 \text{ частиц/м}^2$ . Направление прихода частиц ливня определяется с помощью системы сцинтилляционных детекторов.

Проведенный ранее анализ показал, что экспериментальные ФПР довольно хорошо описываются функцией, предложенной Грейзенем [3] и имеющей вид

$$\rho \sim x^{s-2}(1+x)^{s-4.5}(1+\beta x),$$

где  $s$  — параметр возраста,  $x = r/r_0$ ,  $r_0 = 80 \text{ м}$  над уровнем моря и  $\beta \sim 0.2-0.4$ . Однако наилучшее согласие может быть достигнуто для эмпирической

ФПР, имеющей более сложную форму

$$\rho \sim x^{s-2}(1+x)^{s-4.5}[x(1+x)]^\alpha,$$

где параметр  $\alpha$  зависит от расстояния от оси ливня [4].

Тем не менее ФПР НКГ

$$\rho \sim x^{s-2}(1+x)^{s-4.5},$$

полученная в чистой электронно-фотонной каскадной теории [5], до настоящего времени используется в большинстве экспериментальных работ, хотя ядерно-каскадный процесс играет существенную роль в развитии ШАЛ в атмосфере.

### Обсуждение

В настоящей работе для анализа экспериментальных данных мы использовали ФПР электронов [1], рассчитанную с учетом ядерно-каскадного процесса в ливне на основе развиваемого авторами так называемого скейлингового формализма [6]. Эта функция имеет вид

$$\rho = N_e \cdot 0.28 R_{\text{ms}}^{-1.2} \left(\frac{r}{R_{\text{ms}}}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{r}{R_{\text{ms}}}\right)^{-3.33} \times \left[1 + \left(\frac{r}{10R_{\text{ms}}}\right)^2\right]^{-0.6}$$

и характеризуется единственным параметром — среднеквадратичным радиусом  $R_{\text{ms}}$ . Как показывают расчеты [7],  $R_{\text{ms}}$  зависит от глубины максимума средней каскадной кривой и тем самым от энергии первичной частицы. Нормированные ФПР электронов в ШАЛ от первичного протона представлены на рис. 1 для диапазона энергий  $10^{15}-10^{17} \text{ эВ}$ , представляющего интерес для ливней, изучаемых на установке ШАЛ МГУ. Как видно из рис. 1, форма ФПР зависит от первичной энергии достаточно слабо. В частности, в существенном для

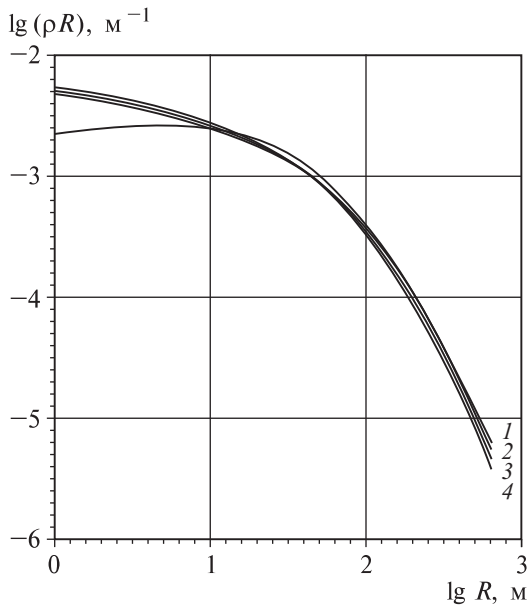


Рис. 1. Нормированные ФПР: НКГ,  $s = 1.2$  (1) и из работы [5]:  $E_0 = 10^{15}$  эВ,  $R_{ms} = 153$  м (2);  $10^{16}$  эВ, 141 м (3) и  $10^{17}$  эВ, 129 м (4) соответственно

нас диапазоне расстояний 3–300 м от оси ливня различие в ФПР не превышает 20%. Для примера на рис. 1 представлен также график функции НКГ для  $s = 1.2$ , которая имеет более пологий ход на малых расстояниях от оси ливня.

Далее мы сравнили теоретические ФПР с экспериментальными ФПР заряженных частиц, которые были построены в широком диапазоне по числу частиц  $N_e = 10^5 - 3 \cdot 10^7$  при разбиении ливней на узкие интервалы, равные  $\Delta \lg N_e = 0.2$ . При этом  $N_e$  в каждом ливне определялось методом максимального правдоподобия с использованием в качестве априорной ФПР функции НКГ.

Сравнение расчетных и экспериментальных ФПР приведено на рис. 2 для нескольких интервалов по  $N_e$ . Значение  $R_{ms}$  в каждом интервале находилось следующим образом. Зная среднее  $N_e$  для функции НКГ в каждом интервале, мы переходили к первичной энергии  $E_0$  в рамках модели кварк-глюонных струн [8] и затем к  $R_{ms}$  согласно [1]. Теоретические  $N_e$  в каждом интервале по числу частиц определялись методом наименьших квадратов. Результаты сравнения показывают, что расчетные функции плохо описывают эксперимент, особенно на малых расстояниях от оси ливня. Функции НКГ, как видно из рис. 2, описывают экспериментальные ФПР значительно лучше.

Для получения спектра по числу частиц при использовании предлагаемых в [5] ФПР желательно в каждом ливне определить параметры  $R_{ms}$  и  $N_e$ . Однако при использовании метода максимального правдоподобия для нахождения  $R_{ms}$  оказалось, что наблюдается большой разброс в значениях  $R_{ms}$ , значительно превышающий предсказанный теорией,

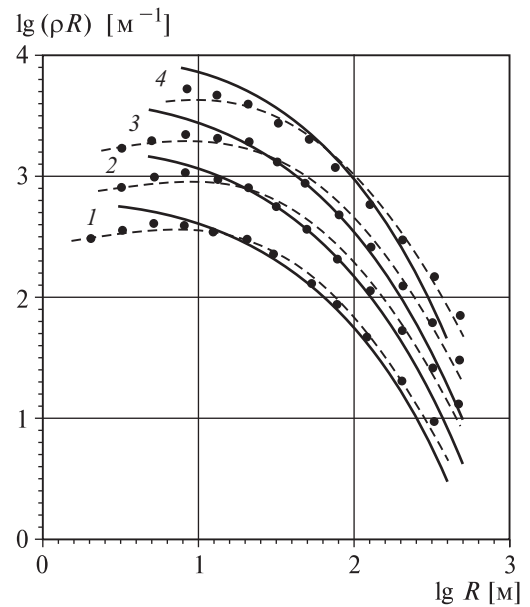


Рис. 2. ФПР из работы [5] (сплошная кривая) и НКГ (пунктир) для  $\lg N_e = 5.2-5.4$  (1),  $5.6-5.8$  (2),  $6.0-6.2$  (3) и  $6.4-6.6$  (4)

и во многих случаях  $R_{ms}$  практически не определяется. Кстати, на трудность нахождения  $R_{ms}$  обращают внимание и сами авторы работы [7]. В то же время параметр  $s$  в отдельном ливне при использовании функции НКГ определяется с хорошей точностью. Именно по этой причине спектр по числу частиц был получен при использовании рассчитанных ФПР с фиксированным значением  $R_{ms}$  (брались значения  $R_{ms}$ , соответствующие интервалу первичных энергий  $E_0 = 10^{15} - 10^{17}$  эВ).

Спектры ШАЛ по числу частиц для почти вертикальных ливней с зенитным углом меньше  $18^\circ$  представлены на рис. 3. Как видно из рисунка, спектр, полученный с использованием теоретической функции [1], имеет форму, весьма отличную от результатов других работ, особенно в области до излома. На рис. 3 для сравнения показан также спектр, полученный с использованием функции

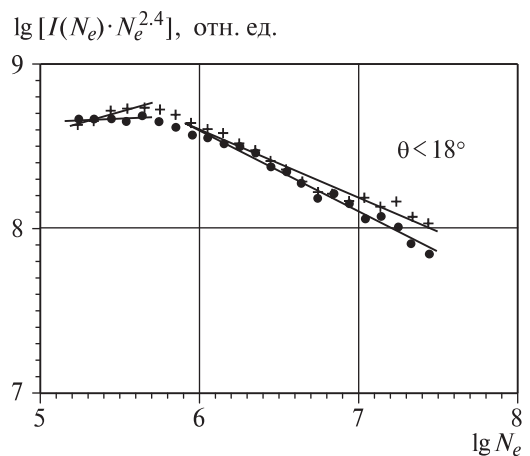


Рис. 3. Спектры ШАЛ по полному числу частиц. Крестики — ФПР [5], кружки — ФПР НКГ

НКГ, имеющий излом при  $N_e \sim 4 \cdot 10^5$ , величина которого  $0.50 \pm 0.02$  находится в согласии с нашими предыдущими результатами [9]. Показатели дифференциального спектра по числу частиц до и после излома для различных ФПР приведены в таблице.

| ФПР | До излома | После излома |
|-----|-----------|--------------|
| [1] | -2.12     | -2.81        |
| НКГ | -2.37     | -2.87        |

### Заключение

Таким образом, мы приходим к заключению, что ФПР, рассчитанные в [1] и нацеленные на описание ФПР на больших расстояниях от оси ливня в эксперименте AGASA, плохо согласуются с экспериментальными данными при меньших расстояниях. Возможно, это связано с большей остротой ФПР в [1] по сравнению с ФПР Нишимуры-Каматы-Грейзена.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 05-02-16401).

### Литература

1. Raikin R.I., Lagutin A.A., Inoue N., Misaki A. // Proc. 27th ICRC. Hamburg, 2001. **1**. P. 290.
2. Vernov S.N., Khristiansen G.B., Atrashkevich V.B. et al. // Proc. 16th ICRC. Kyoto, 1979. **8**. P. 129.
3. Greisen K. // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1966. **10**. P. 63.
4. Fomin Yu.A., Kalmykov N.N., Kalmykov V.N. et al. // Proc. 28th ICRC. Tsukuba, 2003. **1**. P. 119.
5. Kamata K., Nishimura J. // Progr. Theor. Phys. Suppl. 1958. **6**. P. 93.
6. Lagutin A.A., Plyasheshnikov A.V., Melentieva V.V. et al. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1999. **75A**. P. 290.
7. Raikin R.I., Lagutin A.A., Inoue N., Misaki A. // Proc. 27th ICRC. Hamburg, 2001. **1**. P. 294.
8. Калмыков Н.Н. и Остапченко С.С. // Ядерная Физика. 1993. **56**. С. 105.
9. Fomin Yu.A., Khristiansen G.B., Kulikov G.V. et al. // Proc. 22nd ICRC. Dublin, 1991. **2**. P. 85.

Поступила в редакцию  
15.02.06