

СПЕКТР ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ ПО ЧИСЛУ ЧАСТИЦ НА УРОВНЕ МОРЯ

Г. Б. Христиансен, Г. В. Куликов, В. И. Соловьева

В работе приводятся экспериментальные результаты по исследованию спектра широких атмосферных ливней по числу частиц N в интервале $10^6 \div 10^8$. Полученные данные свидетельствуют об изменении формы спектра по числу частиц в области $N > 10^7$.

Впервые возможность изменения спектра широких атмосферных ливней (ШАЛ) по числу частиц N в области $N > 10^7$ была отмечена в работе [1]. Авторы анализировали спектр по N в интервале $N = 10^6 \div 10^8$, полученный в работе [2]; однако, спектр [2] исследован с недостаточной точностью, так как установка [2, 3] имела малое количество детекторов, расположенных на большой площади.

В дальнейшем спектр по N исследовался в работах [4, 5], результаты работы [4] получены с малой статистической точностью, результаты Якутской установки [5] относятся к интервалу $N = 10^7 - 10^{10}$. Для исследования же особенности спектра по N в области $N \geq 10^7$, по-видимому, необходимы, чтобы спектр ливней регистрировался примерно в интервале $10^6 \div 10^8$, причем на одной и той же установке.

Для более детального изучения структуры ШАЛ и вида спектра в области $N \geq 10^7$ установка МГУ была в 1967 г. модернизирована: были увеличены эффективные площади регистрации осей ШАЛ и число детекторов.

Характерной особенностью новой установки является: 1) возможность регистрации ливней в широком диапазоне ливней по числу частиц $N = 10^5 \div 10^8$, 2) измерение в индивидуальном ливне плотностей потоков заряженных частиц в интервале расстояний, где сосредоточено более (60 ÷ 80)% полного потока частиц в ливне.

Подробное описание установки дается в работе [6]. Приведем здесь только краткое описание.

Для определения N служит наземная установка, состоящая из 6000 годоскопических счетчиков. Суммарная площадь счетчиков $\sim 100 \text{ м}^2$.

Группы годоскопических счетчиков площади σ (σ – площадь одного счетчика), являются детекторами заряженных частиц. По соотношению числа сработавших счетчиков и полного числа счетчиков детектора непосредственно измеряется плотность потоков заряженных частиц.

Детекторы заряженных частиц размещаются в 53 пунктах симметрично относительно центра установки на площади круга радиуса 200 м (рис. 1).

Применение счетчиков различной площади σ и большое количество счетчиков в каждом пункте регистрации позволяют определять плотности потоков частиц с хорошей точностью в диапазоне $0,5 \div 1500 \text{ ч/м}^2$.

На установке имеется также система быстродействующих сцинтилляторов для определения наклона оси ливня: зенитного угла θ и азимутального ϕ [7]. При регистрации индивидуального ливня мы имеем распределение плотностей потоков частиц на площади 120000 м^2 , где расположены пункты регистрации.

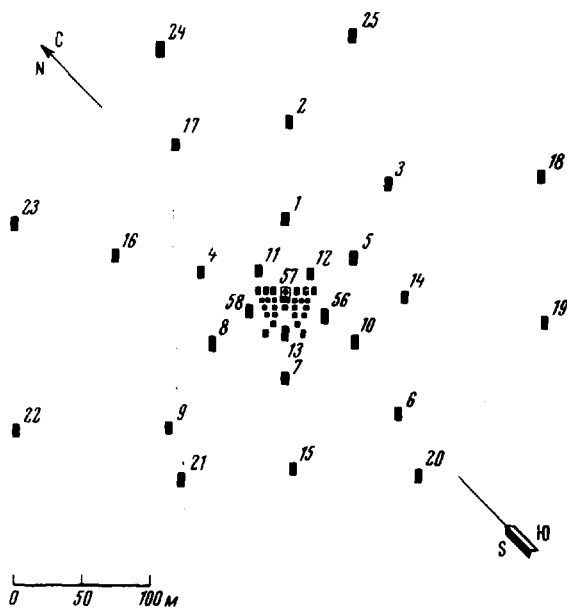


Рис. 1

Для определения координат оси x_0, y_0 , и полного числа частиц в ливне N ищется минимум следующего выражения в зависимости от параметров x_0, y_0, N :

$$\sum_{c=1}^n [\rho_D(x_j, y_j) - \rho_c(N, r_{j,0})]^2,$$

где $\rho_D(x_j, y_j)$ — плотность частиц, зарегистрированных в j -ом пункте с координатами x_j, y_j ; $\rho_c(N, r_{j,0})$ — плотность частиц, вычисленная по средней функции для ливня с числом частиц N и координатами оси x_0, y_0 , для j -го пункта, $r_{j,0} = [(x_j - x_0)^2 + (y_j - y_0)^2]^{1/2}$
 n — число пунктов регистрации.

В качестве средней функции $\rho_c(N, r_{j,0})$ была принята функция, полученная нами в работе [8]. Выбор этой функции продиктован тем, что в работе [9] было показано, что средняя функция пространственного распределения частиц не может быть описана функцией Нишимуры и Каматы с единым параметром s , а является суперпозицией 2-х функций с разными s : на расстояниях от оси $r < 100 \text{ м}$ $s \sim 1,20$ на расстояниях $r > 100 \text{ м}$ $s = 1,30$. Этот результат получился потом подтверждение в теоретических расчетах функций пространственного распределения частиц для ядерно-каскадных процессов [10].

Полное число частиц в ливне N , определенное с помощью функции $\rho_{c1}(N, r_{j,0})$ отличается не более чем, на 10% от N , вычисленное по средней функции работы [9].

Точность определения параметров ливня путем розыгрыша искусственных ливней с учетом флуктуаций функции пространственного распределения реальных ливней составляла для $N - 20\%$, для $x_0, y_0 - 10\%$. Спектр полученный с помощью определения N по стандартной функции не меняет своей формы, если N определять с учетом флуктуаций функции пространственного распределения: учет флуктуаций только несколько занижает абсолютную интенсивность ливней [11].

На рис. 2 приведен дифференциальный спектр ливней, полученный в настоящей работе для интервала $N = 10^7 - 10^8$. На этом же рисунке приведены экспериментальные данные, полученные нами ранее на той же установке в интервале $N = 10^6 - 10^7$ [12].

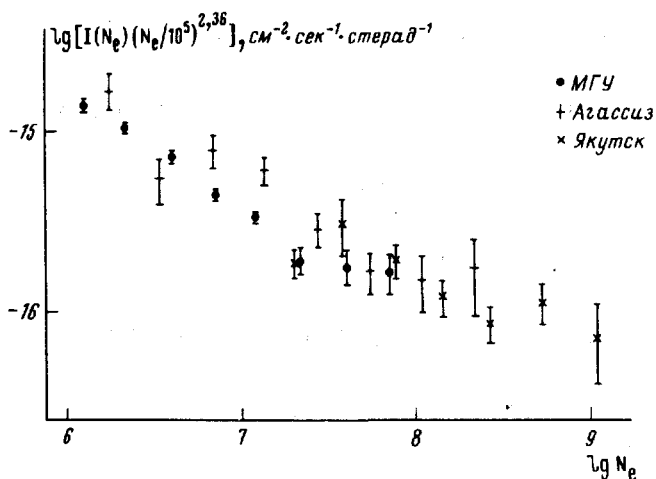


Рис. 2

Как видно из рисунка спектр имеет степенной вид и показатель спектра меняет свое значение. В интервале $N = 10^6 - 10^7$ показатель равен $3,00 \pm 0,10$, для области $N > 10^7$ показатель $- 2,60 \pm 0,15$. На этом же рисунке приведены данные работы [2] и работы [5]. Как видно из рисунка, экспериментальные данные этих работ подтверждают изменение спектра в области $N \geq 10^7$.

Как известно, изучение спектра по числу частиц является одним из методов исследования первичного космического излучения. Полученное изменение спектра по числу частиц N , связано с изменением спектра первичного космического излучения. Это подтверждается исследованием зависимости потоков мюонов N_μ от N . В исследуемом интервале N эта зависимость описывается единым степенным законом: $N_\mu \sim N^\alpha$, где $\alpha = \text{const}$ [9]. Изменение первичного спектра можно объяснить тем, что в космическом излучении, которое является суперпозицией частиц галактического и метagalактического происхождения, начинают преобладать метagalактические частицы [2].

Институт ядерной физики
Московского

государственного университета
им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
30 июля 1973 г.

Литература

- [1] Г.В.Куликов, Г.Б.Христиансен. ЖЭТФ, 35, 635, 1958.
 - [2] G. Clark, J. Earl, W. Kraushaar, et al. Nature, 180, 406, 1957.
 - [3] G. Clark, J. Earl, W. Kraushaar, et al. Phys. Rev., 122, 637, 1961.
 - [4] Г.Б.Христиансен. Диссертация, 1964; С.Н.Вернов, Г.Б.Христиансен, А.Т.Абросимов и др. Изв. АН СССР, сер. физ. 24, 1876. 1965.
 - [5] Т.А.Егоров. Диссертация, Якутск, 1973.
 - [6] С.Н.Вернов, Г.Б.Христиансен, А.Т.Абросимов и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 458, 1968.
 - [7] С.Н.Вернов, Г.Б.Христиансен, А.Т.Абросимов и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 2087, 1964.
 - [8] А.Т.Абросимов, Н.Н.Горюнов, В.А.Дмитриев и др. ЖЭТФ, 34, 1077, 1958.
 - [9] Г.Б.Христиансен, О.В.Беденеев, Г.В.Куликов и др. Proc. ICCR Hobart, 6, 2097, 1971.
 - [10] Л.Г.Деденко, И.А.Дымова, Г.Б.Христиансен. Изв. АН СССР, сер. физ., 37, №7, 1973.
 - [11] С.Н.Вернов, Г.Б.Христиансен, А.Т.Абросимов и др. Canad. J. of Phys., 66, 197, 1967.
 - [12] Г.Б.Христиансен, А.Т.Абросимов, В.Б.Атрашкевич и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 1935, 1964.
-