

Г. Т. ЗАЦЕПИН и Л. И. САРЫЧЕВА

О ВЫСОТНОМ ХОДЕ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 17 VI 1954)

В работах И. Л. Розенталя ⁽¹⁾ было впервые осуществлено вычисление зависимости числа частиц и состава лавин, образованных первичными протонами заданной энергии, от глубины в атмосфере и проведено сравнение состава этих лавин с экспериментальными данными по широкому атмосферным ливням.

Однако экспериментальные данные относятся не к фиксированным энергиям первичных частиц E_0 , а к ливням, содержащим на заданной глубине фиксированное число частиц. Вследствие этого полученные в работах ⁽¹⁾ результаты не дают возможности вычислить величины, непосредственно наблюдаемые на опыте, в первую очередь, величину, характеризующую высотный ход ливней. Этот же недостаток имеется и в других работах ⁽²⁾, где сделана попытка построить количественную теорию широких атмосферных ливней.

В настоящей заметке выясняется вопрос о связи числа ливней с заданным числом частиц, наблюдаемых на произвольной глубине в атмосфере, с энергетическим спектром первичных частиц космических лучей.

Пусть энергетический спектр первичных частиц космических лучей определяется функцией вида

$$F(y_0) dy_0 = Be^{-\gamma y_0} dy_0 \quad \left(y_0 = \ln \frac{E_0}{\beta} \right),$$

где B и γ — функции, медленно меняющиеся с y_0 .

Будем применять далее следующие обозначения: x_0 — глубина в атмосфере, на которой произошло столкновение с ядром атома воздуха первичной ядерно-активной частицы, давшей начало ливню. Коротко будем называть x_0 глубиной места зарождения ливня; x — глубина места наблюдения.

Если эффективное сечение взаимодействия первичных частиц не зависит от энергии и соответствует коэффициенту поглощения μ_0 , то число первичных частиц заданной энергии, испытавших столкновение на глубине x_0 в атмосфере, будет

$$\Phi(y_0, x_0) dx_0 dy_0 = Be^{\gamma y_0} e^{-\mu_0 x_0} \mu_0 dx_0 dy_0. \quad (1)$$

Предположим, что функция $N(y_0, x_0, x)$ дает число заряженных частиц на глубине x в лавине, возникшей от первичной частицы с энергией, соответствующей y_0 , и испытавшей столкновение с атомным ядром на глубине x_0 .

Если роль распадных процессов в развитии ливня слабо меняется с глубиной места зарождения ливня x_0 , то $N(y_0, x_0, x) \cong N(y_0, x - x_0)$.

Для определения величины y_0 через N целесообразно аппроксимировать функцию $N(y_0, x - x_0)$ в форме, принятой в каскадной электроно-фотонной теории:

$$N = A e^{y_0 s + \lambda (x - x_0)},$$

где A , s и λ являются, в свою очередь, медленно меняющимися функциями y_0 и $(x - x_0)$, детальный вид которых определяется механизмом развития ядерно-каскадных лавин. Отсюда

$$y_0 = \frac{1}{s} \{ \ln N - \ln A - \lambda (x - x_0) \}. \quad (2)$$

Подставив (2) в (1), получим число столкновений первичных частиц с ядрами атомов воздуха в интервале глубин $x_0, x_0 + dx_0$, приводящих к зарождению ливней, содержащих на глубине x число частиц N :

$$\Phi(x_0) dx_0 d \ln N = \frac{B}{s} A^{\frac{\gamma}{s}} N^{-\frac{\gamma}{s}} e^{\frac{\gamma}{s} \lambda x} \mu_0 e^{-(\mu_0 + \frac{\gamma}{s} \lambda) x_0} dx_0 d \ln N.$$

Проинтегрировав по x_0 , получим полное число ливней на глубине x , имеющих заданное число частиц. Интегрирование можно выполнить, считая величины A , s , λ постоянными. Ошибка, допущенная при этом, невелика, если интервал x_0 , вносящий существенный вклад в интеграл, невелик. Анализ решения показал, что последнее условие выполняется.

Наименьшая ошибка при интегрировании будет допущена, если мы возьмем фиксированные значения A , s , λ , соответствующие глубине зарождения ливня $x_{0\text{эф}}$, определяемой из условия, что до этой глубины зарождается половина всех ливней:

$$\int_0^{x_{0\text{эф}}} \Phi(x_0) dx_0 = \frac{1}{2} \int_0^x \Phi(x_0) dx_0,$$

откуда

$$x_{0\text{эф}} = \frac{\ln \left(\frac{1 + e^{-(\mu_0 + \frac{\gamma}{s} \lambda) x}}{2} \right)}{\mu_0 + \frac{\gamma}{s} \lambda} \approx \frac{0,69}{(\mu_0 + \frac{\gamma}{s} \lambda) x \gg 1} \mu_0 + \frac{\gamma}{s} \lambda.$$

Для ливней, наблюдаемых в нижней половине атмосферы, $x_{0\text{эф}} \approx 100$ г/см², т. е. примерно в 2 раза больше, чем в случае пренебрежения зависимостью энергии от глубины места зарождения. Этот факт может иметь существенное значение при рассмотрении пространственного расхождения частиц в ливнях.

Определив таким образом $x - x_{0\text{эф}}$, получаем из условия $N(y_0, x - x_0) = N$ эффективные значения y_0 , A , s и λ .

Число ливней с заданным числом частиц N на глубине x будет:

$$\begin{aligned} C(N, x) d \ln N &= \frac{B}{s} \mu_0 A^{\frac{\gamma}{s}} N^{-\frac{\gamma}{s}} e^{\frac{\gamma}{s} \lambda x} d \ln N \int_0^x e^{-(\mu_0 + \frac{\gamma}{s} \lambda) x_0} dx_0 = \\ &= \frac{\mu_0}{s \left(\mu_0 + \frac{\gamma}{s} \lambda \right)} B A^{\frac{\gamma}{s}} N^{-\frac{\gamma}{s}} d \ln N \left(e^{\frac{\gamma}{s} \lambda x} - e^{-\mu_0 x} \right). \end{aligned}$$

Если распадные процессы в развитии ядерно-каскадных лавин несущественны, то учет того обстоятельства, что первичные частицы, образующие ливни с заданным числом частиц на глубине наблюдения, приходят под различными углами θ к вертикали, сводится к увеличе-

нию пути таких ливней до величины $x/\cos\theta$. В нижней половине атмосферы второй член в скобках составляет $\sim 1\%$ от первого члена, поэтому им можно пренебречь. Используя соотношение

$$e^{-x/\cos\theta} \simeq e^{-x \cos^* \theta}, \quad x \gg 1$$

получаем полное число ливней, приходящих по всем направлениям:

$$C_{\text{полн}} = \frac{2\pi\mu_0 B A \frac{\gamma}{s}}{s \left[1 + \left(\mu_0 + \frac{\gamma}{s} \lambda \right) \right] \left(\mu_0 + \frac{\gamma}{s} \lambda \right)} N^{-\frac{\gamma}{s}} e^{\frac{\gamma}{s} \lambda x}.$$

При наличии зависимости $N = A e^{\gamma_0 s + \lambda(x-x_0)}$ эта формула позволяет найти по экспериментальным данным не только показатель первичного спектра γ для любой области энергии, но и определить численное значение коэффициента B .

Таким образом, от теории требуется рассчитать зависимость $N(\gamma_0, x_0, x)$. Учитывая слабое влияние распадных процессов при очень высоких энергиях частиц в первой стадии развития ливня, можно ограничиться случаем

$$N(\gamma_0, x - x_0) = N_x(\gamma_0, z),$$

где $z = x - x_0$, $x_0 \cong 100$ г/см².

Функция $N_x(\gamma_0, z)$ зависит от следующих характеристик: 1) эффективного сечения ядерно-активных частиц; 2) множественности процесса рождения частиц в актах ядерных столкновений и их энергетического спектра; 3) состава частиц, рождающихся в таких актах. Расчеты были проведены в предположении, что: 1) эффективное сечение постоянно и соответствует значению μ_0 для первичных частиц; 2) полная множественность рождающихся частиц определяется теорией Ферми — Ландау: $n = a E_0^{1/4}$; 3) π^0 -мезоны составляют $1/3$ от полного числа рожденных π -мезонов.

В первом приближении, как это и было сделано в работе (1), расчеты могут быть проведены, исходя из предположения, что частицы, рождающиеся в акте столкновения, имеют моноэнергетический спектр. Однако ошибочно предполагать, что при этом можно энергию E вторичных частиц считать $E_i = E_{i-1}/n$ и для значения n брать полное число рожденных частиц. В действительности вклад в дальнейшее развитие ливня, вносимый каждой частицей, приблизительно пропорционален ее энергии, вследствие чего основной вклад вносит лишь часть частиц с энергией большей, чем средняя.

Можно ввести понятие эффективной энергии вторичных частиц, определенное таким образом, что половина энергии уносится частицами, имеющими энергию меньшую $E_{\text{эф}}$, а половина — большую, чем $E_{\text{эф}}$, и поставить в соответствие этой эффективной энергии эффективную множественность $n_{\text{эф}}$ такую, чтобы $n_{\text{эф}} E_{\text{эф}} = E_0$.

Для проверки чувствительности результатов к такому приближенному учету спектра расчеты были проведены для двух вариантов: 1) $n_{\text{эф}} = 1/2 n_{\text{полн}}$, 2) $n_{\text{эф}} = 1/10 n_{\text{полн}}$. Оказалось, что число ливней, содержащих 10^7 частиц, возрастает от уровня моря до высоты 3860 м в первом варианте расчетов в 30 раз, а во втором варианте расчетов в 20 раз, в то время как на опыте число таких ливней возрастает в 15 раз.

Следует заметить, что в обоих вариантах расчетов получающиеся каскадные кривые действительно удовлетворительно аппроксимируются выбранной нами функцией $A e^{\gamma_0 s + \lambda(x-x_0)}$.

При аппроксимации энергетического спектра первичных частиц степенной функцией с показателем γ рассчитанные во втором варианте данные о спектре ливней по числу частиц как на уровне моря, так и на высотах гор (3—4 км) лучше всего согласуются с экспериментальными значениями о спектре плотностей ливней при значении $\gamma = 1,6 \div 1,7$, тогда как при использовании электронно-фотонной схемы развития получается $\gamma = 1,8 \div 2,0$.

Подводя итог полученным результатам, следует сделать следующие выводы:

1. Средняя глубина зарождения ливней в атмосфере, отбираемых регистрирующими установками, зависит от регистрирующей системы. При обычных методах регистрации ливней средняя глубина зарождения ливней соответствует $x_0 \cong 100$ г/см².

2. Опубликованные в ряде работ результаты расчетов не согласуются с экспериментальными данными по высотному ходу ливней. Приближенный учет энергетического спектра частиц, получающегося по теории Ландау, уменьшает указанное разногласие.

3. Анализ спектра плотностей ливней на основе расчетов ядерно-каскадных лавин приводит к некоторому уменьшению показателя степени для первичного энергетического спектра, по сравнению со старыми оценками. Нами получено значение $\gamma = 1,6—1,7$ для области энергий $10^{14}—10^{16}$ эв.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило
25 II 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ И. Л. Розенталь, ДАН, **80**, 731 (1951); И. Л. Розенталь, ЖЭТФ, **23**, 440 (1952). ² E. Amaldi, L. Mezzetti, G. Stoppini, Nuovo Cim., **10**, № 6, 803 (1953).