

И. Л. РОЗЕНТАЛЬ

О ЯДЕРНО-КАСКАДНОМ ПРОЦЕССЕ В ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЯХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 24 VIII 1951)

Было показано (^{1, 2}), что ядерно-каскадный процесс играет большую роль в развитии широких атмосферных ливней (ш. а. л.). В настоящей статье производится расчет зависимости числа частиц в различных компонентах ш. а. л. от высоты, основанный на представлении о ядерно-каскадном процессе, введенном в работах (^{1, 2}).

В основу расчета положена следующая модель ядерно-каскадного процесса. 1. Первичной частицей является нуклон с энергией E_0 . 2. В состав ядерно-активной компоненты ш. а. л. входят нуклоны и π -мезоны; эффективное сечение взаимодействия этих частиц равно примерно геометрическому сечению ядра воздуха (^{3, 4}). 3. При взаимодействии ядерно-активной частицы с энергией E_i с ядром воздуха образуется $(E_i/M)^\gamma$ частиц (⁵⁻⁷) ($\gamma = \text{const}$); M — энергия покоя нуклона, которую в дальнейшем мы примем за единицу. 4. Все возникающие в результате такого взаимодействия частицы имеют одинаковую энергию $E_i^{(1-\gamma)}$. 5. Доля энергии b , переходящая в каждом акте к нуклонам, не зависит от энергии падающей частицы. 6. Заряженные π -мезоны распадаются с временем жизни $\sim 1 \cdot 10^{-8}$ сек., образуя при распаде μ -мезоны. 7. $\frac{1}{3}$ π -мезонов является нейтральными; они сразу же после возникновения распадаются на два фотона (⁸), которые, размножаясь согласно электромагнитной каскадной теории, образуют электронно-фотонную компоненту ш. а. л. 8. Ядерно-активные частицы, обладающие энергией $E_i \leq E_c$ [$E_c = 10$ — критическая энергия для ядерно-каскадного процесса], при столкновении с ядрами воздуха не образуют π -мезонов и нуклонов, способных к дальнейшему ядерному взаимодействию, а создают «звезды», т. е. ядерно-активные частицы малых энергий.

При последующем расчете не учитываются ионизационные потери проникающих частиц, а также уменьшение числа μ -мезонов вследствие их распада налету.

В дальнейшем используются следующие обозначения: $P_i^{(H)}(l)$; $P_i^{(\pi)}(l)$; $P_i^{(\mu)}(l)$ — соответственно, число нуклонов (протонов, нейтронов), заряженных π - и μ -мезонов с энергией E_i на глубине l от границы атмосферы. За единицу глубины принимается величина L , равная среднему пробегу ядерно-активных частиц между двумя последовательными столкновениями с ядрами атомов воздуха. $P_i^{(e)}(l)$ — число электронов на глубине l , созданных при размножении фотонов, возникших при распаде нейтральных мезонов с энергией E_i . $N^{(H)}(l)$; $N^{(\pi)}(l)$; $N^{(\mu)}(l)$ — соответственно, полное число нуклонов, заряженных π - и μ -мезонов с энергией $E_i > E_c$; $N^{(e)}(l)$ — полное число электронов в ливне. $a = L/T$, где T — длина, равная радиационной единице.

Определим вероятность W_i распада на пути dl π -мезона с энер-

гией E_i . Используя известное соотношение $H = k \ln \frac{l_0}{l}$ (l_0 и l — соответственно, полная глубина атмосферы и глубина данного уровня, выраженные в $\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$; $k = 18400$, если H выражено в м), легко получить: $W_i = \frac{k}{E_i s} \frac{dl}{l}$ (s — средний пробег относительно распада π -мезона с энергией $E_i = 1$). Для дальнейшего удобно ввести обозначения $k_i = \frac{k}{E_i s}$. После этих предварительных замечаний напомним уравнения, соответствующие описанной выше модели и определяющие функции распределения ядерно-активных частиц по высоте:

$$\frac{dP_i^{(H)}(l)}{dl} = -P_i^{(H)}(l) + bE_0^\gamma (1-\gamma)^{i-1} [P_{i-1}^{(H)}(l) + P_{i-1}^{(\pi)}(l)], \quad (1)$$

$$\frac{dP_i^{(\pi)}(l)}{dl} = -P_i^{(\pi)}(l) \left(1 + \frac{k_i}{l}\right) + \frac{2}{3} (1-b) E_0^\gamma (1-\gamma)^{i-1} [P_{i-1}^{(H)}(l) + P_{i-1}^{(\pi)}(l)].$$

Здесь i — целое число, пробегающее все значения от 1 до m ; m определяется из уравнения $E_0^{(1-\gamma)^m} \approx E_c$.

Воспользовавшись соотношениями $P_0^{(H)}(l) = e^{-l}$; $P_0^{(\pi)}(l) = 0$, можно решить систему уравнений (1):

$$P_i^{(H)}(l) = \frac{bE_0^{[1-(1-\gamma)^i]}}{i!} \prod_{r=1}^{i-1} \left[b + \frac{2}{3} (1-b) \frac{r}{r+k_r} \right] e^{-l^i}, \quad (2)$$

$$P_i^{(\pi)}(l) = \frac{2}{3} \frac{(1-b) E_0^{[1-(1-\gamma)^i]}}{i!} \prod_{r=s}^{i-1} \left[b + \frac{2}{3} (1-b) \frac{r}{r+k_r} \right] \frac{i}{i+k_i} e^{-l^i}.$$

Так как $\frac{dP_i^{(\mu)}(l)}{dl} = P_i^{(\pi)}(l) \frac{k_i}{l}$, то легко получить:

$$P_i^{(\mu)}(l) = \frac{2}{3} \frac{(1-b) E_0^{[1-(1-\gamma)^i]}}{i!} + \prod_{r=1}^{i-1} \left[b + \frac{2}{3} (1-b) \frac{r}{r+k_r} \right] \frac{ik_i}{i+k_i} \left[(i-1)! - \sum_{r=0}^{i-1} \frac{(i-1)!}{(i-r-1)!} e^{-l^{i-r-1}} \right]. \quad (3)$$

Для вычисления функции распределения электронов целесообразно путь, пройденный ливнем, измерять в радиационных единицах, т. е. ввести новую переменную $t = al$ ($a = \text{const}$). В таком случае:

$$P_i^{(e)}(t) = \frac{2}{3} \frac{(1-b) E_0^{[1-(1-\gamma)^i]}}{(i-1)!} + \prod_{r=1}^{i-1} \left[b + \frac{2}{3} (1-b) \frac{r}{r+k_r} \right] \frac{e^{-t/a}}{a^i} \int_0^t e^{+t_1/a} (t-t_1)^{i-1} \pi \left(\frac{E_i}{2}; t_1 \right) dt_1. \quad (4)$$

$\pi(E_i/2; t_1)$ — полное число электронов в лавине, образованной фотоном с энергией $E_i/2$, если лавина прошла путь t_1 . Интеграл в (4) можно вычислить, заменив верхний предел на ∞ и воспользовавшись соотношением, выведенным С. З. Беленьким⁽⁹⁾:

$$\int_0^\infty \pi \left(\frac{E_i}{2}; t_1 \right) t_1^n dt_1 = \varepsilon_i \frac{(1+1/\sigma_0)}{q^{n+1}} (\ln \varepsilon_i)^n, \quad (5)$$

где $\varepsilon_i = \frac{qE_i}{2\beta}$; $q = 2,29$; $\sigma_0 = 0,77$; $\beta = 0,07$.

Переходя снова к прежним единицам глубины, получаем:

$$P_i^{(e)}(l) = \frac{2}{3} \frac{(1-b) E_0^{1-(1-\gamma)^i}}{(i-1)!} + \prod_{r=1}^{i-1} \left[b + \frac{2}{3} (1-b) \frac{r}{r+k_r} \right] e^{-l} \frac{1 + \frac{1+1/\sigma_0}{a_i} \varepsilon_i}{aq} \left(l - \frac{1+1/\sigma_0}{a^2 q} \ln \varepsilon_i \right)^{i-1}. \quad (6)$$

Соответственно формулам (2), (3) и (6):

$$N^{(H)}(l) = \sum_{i=0}^m P_i^{(H)}(l), \quad N^{(\pi)}(l) = \sum_{i=1}^m P_i^{(\pi)}(l), \quad (7)$$

$$N^{(\mu)}(l) = \sum_{i=1}^m P_i^{(\mu)}(l), \quad N^{(e)}(l) = \sum_{i=1}^m P_i^{(e)}(l).$$

На рис. 1 *A* и *Б* представлены высотные зависимости различных компонент ш. а. л., вычисленные по формулам (7) для значений $\gamma = \frac{1}{4}$; $E_0 = 10^7$ (10^{16} эв) и $E_0 = 10^6$ (10^{15} эв), соответственно. Кривые, изображенные на рис. 1 *B*, вычислялись при предположении $\gamma = \frac{1}{2}$ * и $E_0 = 10^{16}$ эв. При вычислении использовались следующие численные значения параметров: $b = 0,75$, $L = 82$ г (¹¹) и, следовательно, $a = 2,4$.

Сравнение с экспериментальными данными. В табл. 1 сведены экспериментальные данные о ш. а. л. и результаты описанных вычислений.

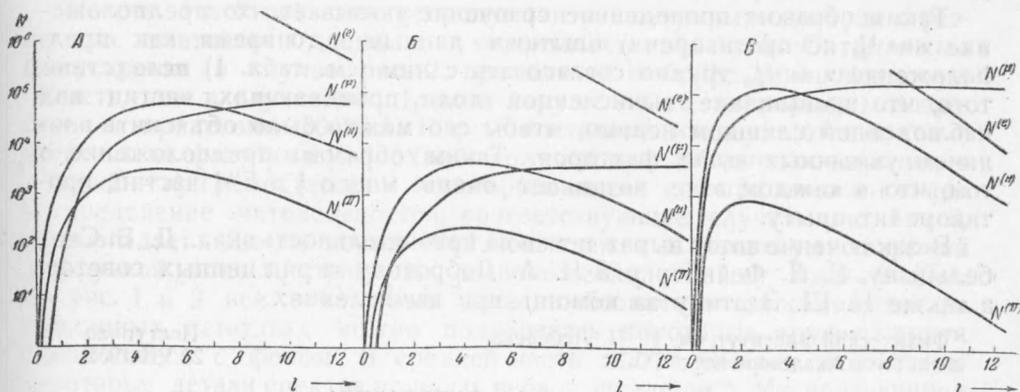


Рис. 1. Зависимости различных компонент широких атмосферных ливней от глубины l (от границы атмосферы). *A* — $\gamma = \frac{1}{4}$, $E_0 = 10^{16}$ эв; *Б* — $\gamma = \frac{1}{4}$, $E_0 = 10^{15}$ эв; *Б* — $\gamma = \frac{1}{2}$, $E_0 = 10^{16}$ эв

Необходимо отметить, что при сопоставлении вычисленных величин с опытными данными следует ожидать некоторого превышения доли протекающих частиц над наблюдаемой из-за влияния следующих факторов: 1) распада μ -мезонов, который не учитывался при расчетах; 2) обычно процент проникающих частиц измеряется в центральных участках ливня, где он меньше, чем на периферии (¹⁶), в то время как подсчет дает интегральное число частиц.

В последней строке табл. 1 приводится значение отношения числа

* Значение $\gamma = \frac{1}{2}$ было получено для несколько другой модели Гейзенбергом (⁶).

Величины	Экспериментальные значения		Теоретические значения (формулы (7), рис. 1)					
	$H = 3-4$ км	на уровне моря	$\gamma = \frac{1}{4}; E_0 = 10^{14}$ эв		$\gamma = \frac{1}{4}; E_0 = 10^{14}$ эв		$\gamma = \frac{1}{2}; E_0 = 10^{14}$ эв	
			$H=3,5$ км	на уровне моря	$H=3,5$ км	на уровне моря	$H=3,5$ км	на уровне моря
$\frac{N^{(H)} + N^{(\pi)} + N^{(\mu)}}{N^{(H)} + N^{(\pi)} + N^{(\mu)} + N^{(e)}}$	0,01—0,015 (12, 13)	0,03 (13)	0,017	0,11	0,018	0,14	0,33	0,93
$\frac{N^{(\mu)}}{N^{(H)} + N^{(\mu)}}$	0,3—0,5 (14, 15)	—	0,6	0,08	0,5	0,05	0,06	0,05
$\frac{N^{(\pi)} + N^{(прот)}}{N^{(нейтр)}}$	~ 1 (15)	—	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1

заряженных ядерно-активных частиц к нейтральным: $\frac{N^{(прот)} + N^{(\pi)}}{N^{(нейтр)}}$; теоретическое значение этого отношения вычислялось в предположении, что половина нуклонов в ш. а. л. является нейтронами. Следует отметить, что из наших расчетов вытекает быстрый высотный ход ядерно-активной компоненты. Это заключение хорошо согласуется с данными Тонжиоржи (17).

Таким образом, проведенное сравнение указывает, что предположение $\nu = 1/4$ не противоречит опытным данным, в то время как предположение $\nu = 1/2$ трудно согласовать с ним (см. табл. 1) вследствие того, что превышение вычисленной доли проникающих частиц над наблюдаемой слишком велико, чтобы его можно было объяснить влиянием указанных выше факторов. Таким образом, предположение о том, что в каждом акте возникает очень много [$> E^{1/2}$] частиц, противоречит опыту.

В заключение автор выражает свою признательность акад. Д. В. Скобельцыну, Е. Л. Фейнбергу и Н. А. Добротину за ряд ценных советов, а также И. Ш. Златину за помощь при вычислениях.

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

Поступило
24 VII 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Г. Т. Зацепин, ДАН, 67, 993 (1949). ² Н. Г. Биргер, В. И. Векслер, Н. А. Добротин, Г. Т. Зацепин, Л. В. Курносова, А. Л. Любимов, И. Л. Розенталь и Л. Х. Эйбус, ЖЭТФ, 19, 826 (1949). ³ С. А. Азимов, В. Ф. Вишневский и Ю. П. Хилько, ДАН, 78, 231 (1951). ⁴ U. Camerini, P. H. Fowler, W. O. Lock and H. Muirhead, Phil. Mag., 41, 413 (1951). ⁵ H. W. Lewis, J. R. Oppenheim and S. A. Wouthuysen, Phys. Rev., 73, 127 (1948). ⁶ W. Heisenberg, Zs. f. Phys., 126, 569 (1949). ⁷ E. Fermi, Prog. Theor. Phys., 5, 570 (1950). ⁸ A. G. Carlson, J. E. Hooper and D. T. King, Phil. Mag., 41, 701 (1950). ⁹ С. З. Бельский, ЖЭТФ, 19, 940 (1949). ¹⁰ W. Heisenberg, Kosmische Strahlung, Berlin, 1943, S. 23. ¹¹ K. Greisen, Phys. Rev., 77, 713 (1950). ¹² Г. Т. Зацепин, С. А. Кучай и И. Л. Розенталь, ДАН, 61, 47 (1948). ¹³ G. Cocconi, V. Cocconi-Tongiorgi and K. Greisen, Phys. Rev., 75, 1063 (1949). ¹⁴ Г. Т. Зацепин и Л. И. Сарычева, ДАН, 69, 635 (1949). ¹⁵ K. Greisen, W. D. Walker and S. P. Walker, Phys. Rev., 80, 535 (1950). ¹⁶ Д. М. Алексеев, Г. Т. Зацепин и И. Г. Морозов, ДАН, 63, 345 (1948). ¹⁷ V. Cocconi-Tongiorgi, Phys. Rev., 75, 1532 (1949).