

# Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 5 — 1963

## ФИЗИКА

В. В. ГУЖАВИН, И. П. ИВАНЕНКО

### ВЛИЯНИЕ ПРИРОДЫ ПЕРВИЧНОЙ ЧАСТИЦЫ ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННОГО КАСКАДНОГО ЛИВНЯ НА ФОРМУ ФУНКЦИЙ УГЛОВОГО И ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Рассмотрена задача о влиянии природы первичной частицы каскадного ливня на форму функций углового и пространственного распределения на различных глубинах  $t$ . Показано, что в приближении  $E_0 \neq \infty$  функции углового и пространственного распределения частиц в ливне, образованном первичным фотоном большой энергии  $E_0$ , значительно отличаются от аналогичных функций в ливне, образованном первичным электроном, в широком интервале глубин  $t$ .

В настоящее время анализ многих экспериментальных данных по космическим лучам требует все более полного и точного знания различных характеристик электронно-фотонных каскадных ливней. В частности, изучение ядерно-активного компонента в центральных областях широких атмосферных ливней тесно связано с исследованием трехмерного развития каскадных ливней. В связи с этим в последние годы многие работы по электромагнитной каскадной теории были посвящены расчетам функций углового и пространственного распределения частиц в каскадных ливнях [1—3]. Искомые функции распределения электронов и фотонов были получены в широком диапазоне значений каскадного параметра  $s$  как в приближении  $E_0 = \infty$  [1—3], так и для различных значений отношения  $E_0/E$  [2, 3] (здесь  $E_0$  — энергия первичной частицы, вызвавшей ливень,  $E$  — энергия вторичных частиц). Однако во всех этих работах не была последовательно и до конца рассмотрена важная задача о влиянии различных начальных условий на трехмерное развитие каскадных ливней. Было лишь известно, что полное число как электронов, так и фотонов на различных глубинах  $t$  слоя вещества, в котором развивается ливень, может достаточно сильно (в 2—3 раза) зависеть от того, генерирован ли данный ливень электроном или фотоном. Однако задача о влиянии природы первичной частицы на самую форму функций углового и пространственного распределения частиц на различных глубинах  $t$  ранее совершенно не рассматривалась.

Полученное нами в работе [3] аналитическое решение задачи об угловом распределении электронов и фотонов на различных стадиях развития каскадного ливня, образованного первичным электроном или фотоном с конечной энергией  $E_0$ , позволяет последовательно учесть влияние различных начальных условий на форму функций трехмерной каскадной теории. В работе было показано, что в приближении  $E_0 = \infty$  нормированные на единицу функции углового распределения электронов без учета ионизационных потерь на любой глубине  $t$  не зависят от типа

первичной частицы, вызвавшей ливень, а для нормированных функций углового распределения фотонов такой вывод справедлив лишь для глубин  $t > 1$ . Следовательно, природу первичной частицы в приближении  $E_0 = \infty$  важно учитывать лишь при расчетах функций углового распределения на малых глубинах  $t < 1$ \*. Однако, если эти функции рассчитывать для случая  $E_0 \neq \infty$ , то оказывается, что природа первичной частицы существенно влияет на форму функций углового распределения в широком интервале изменения глубины  $t$ . В таблице приведены значения величины  $\Delta_p = \{F_p^H(E_0, z, \bar{s})\}^\Gamma / \{F_p^H(E_0, z, \bar{s})\}^P$ , характеризующей влияние типа первичной частицы на форму интегральных по  $E$  функций углового распределения электронов, в зависимости от аргумента  $z$  при фиксированных значениях  $E_0/E$  и  $t$ . Функции  $\{F_p^H(E_0, z, \bar{s})\}^\Gamma$  и  $\{F_p^H(E_0, z, \bar{s})\}^P$  являются нормированными функциями углового распределения электронов в зависимости от аргумента  $z = E\theta/21$  Мэв в ливнях, генерированных соответственно первичным фотоном и электроном с энергией  $E_0$ . Параметр  $\bar{s}$  определяет глубину  $t$  из известного соотношения одномерной каскадной теории  $t = -\ln \frac{E_0}{E} / \lambda'_1(\bar{s})$ , где  $\lambda'_1(\bar{s})$  — известная табулированная функция [4]. Как видно из таблицы, значения  $\Delta_p$  достаточно велики, особенно при малых значениях  $z$ , т. е. при малых углах  $\theta$ . Лишь в случае очень больших значений  $E_0$ , когда  $E_0/E \rightarrow \infty$ , а глубины  $t$  очень велики, влияние природы первичной частицы на форму функций углового распределения практически можно не учитывать, так как в этом случае осуществляется переход к приближению  $E_0 = \infty$ .

Следует отметить, что величина  $\Delta_p$ , по определению, является отношением функций, нормированных согласно условию

$$\int_0^\infty \{F_p^H(E_0, z, \bar{s})\}^{\Gamma, P} z dz = 1. \quad (1)$$

Значения величины  $\Delta_p = \{F_p^H(E_0, z, \bar{s})\}^\Gamma / \{F_p^H(E_0, z, \bar{s})\}^P$   
 $E_0/E = 10$

$\bar{s}$	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6
$\frac{t}{z}$	1,11	1,66	2,33	3,14	4,16	5,46
$10^{-4}$	3,94	3,31	2,87	2,47	2,17	1,91
$10^{-3}$	3,75	3,17	2,78	2,42	2,12	1,88
$10^{-2}$	3,27	2,74	2,49	2,20	1,96	1,76
$10^{-1}$	1,89	1,79	1,75	1,62	1,52	1,44
1	1,06	1,05	1,04	1,04	1,03	1,01
10	0,85	0,84	0,83	0,82	0,80	0,79

\* Здесь, как и в дальнейшем, глубина  $t$  выражается в радиационных единицах длины [4].

$$E_0/E = 10^3$$

$\bar{s}$	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6
$\frac{t}{z}$	1,88	3,30	4,98	6,93	9,42	12,49	16,39
$10^{-4}$	3,12	2,66	2,34	2,07	1,84	1,64	1,50
$10^{-3}$	2,24	2,10	1,93	1,80	1,67	1,53	1,41
$10^{-2}$	1,43	1,51	1,48	1,44	1,39	1,34	1,28
$10^{-1}$	1,14	1,15	1,17	1,17	1,16	1,15	1,14
1	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
10	0,95	0,94	0,93	0,93	0,92	0,92	0,92

$$E_0/E = 10^5$$

$\bar{s}$	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6
$\frac{t}{z}$	3,76	6,60	9,95	13,95	18,84	24,98	32,79
$10^{-1}$	1,50	1,56	1,55	1,52	1,46	1,38	1,30
$10^{-3}$	1,26	1,32	1,34	1,33	1,31	1,27	1,23
$10^{-2}$	1,14	1,17	1,19	1,19	1,19	1,15	1,14
$10^{-1}$	1,05	1,07	1,08	1,08	1,08	1,07	1,06
1	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
10	0,97	0,97	0,97	0,97	0,96	0,95	0,95

Если же для анализа экспериментальных данных окажется важным знать отношение абсолютных величин функций углового распределения электронов с энергией выше  $E$  в ливнях от различных первичных частиц, т. е. отношение

$$\Delta'_p = \{N_p(E_0, E, t, \theta)\}^T / \{N_p(E_0, E, t, \theta)\}^p,$$

то можно показать, что

$$\Delta'_p = \Delta_p \cdot \frac{B(\bar{s})}{\lambda_1(\bar{s}) + \sigma_0},$$

где величина  $B(\bar{s})/[\lambda_1(\bar{s}) + \sigma_0]$  вычисляется легко, так как она является комбинацией функций одномерной каскадной теории, зависящих от известного параметра  $\bar{s}$  и рассчитанных в [4]. Значения  $\Delta_p$ , необходимые для расчета  $\Delta'_p$ , вычисляются значительно более сложным способом, и их следует брать непосредственно из приведенной таблицы.

Природа первичной частицы ливня аналогично влияет и на форму функций углового распределения фотонов. Введем определения:

$$\lg [E_p^n(E_0, x_r, \bar{s})]^{r,p} \quad \Delta_\Gamma = \frac{\{F_\Gamma^n(E_0, z, \bar{s})\}^\Gamma}{\{F_\Gamma^n(E_0, z, \bar{s})\}^p}, \quad \Delta'_\Gamma = \frac{\{N_\Gamma(E_0, E, t, \theta)\}^\Gamma}{\{N_\Gamma(E_0, E, t, \theta)\}^p}.$$

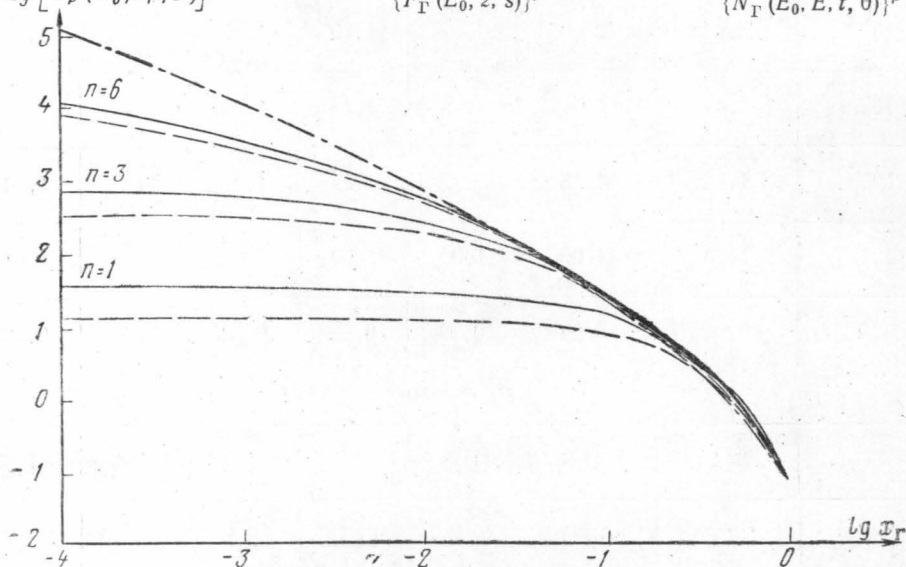


Рис. 1

Здесь  $\{F_\Gamma^n(E_0, z, \bar{s})\}^\Gamma$  и  $\{F_\Gamma^n(E_0, z, \bar{s})\}^p$  — нормированные аналогично (1) функции углового распределения фотонов в ливнях, вызванных соответственно первичным фотоном и первичным электроном, а  $\{N_\Gamma(E_0, E, t, \theta)\}^\Gamma$  и  $\{N_\Gamma(E_0, E, t, \theta)\}^p$  — аналогичные функции углового распределения полного числа фотонов с энергией свыше  $E$ . Сравнение величин  $\Delta_\Gamma$  и  $\Delta'_\Gamma$  с соответствующими величинами для электронов показало, что

$$\Delta_\Gamma = \Delta_p; \quad \Delta'_\Gamma = \Delta'_p.$$

Исследование поведения функций пространственного распределения электронов и фотонов в ливнях от различных первичных частиц показало, что на эти функции влияние природы первичной частицы сказывается точно так же, как и на функции углового распределения. Все соотношения, полученные нами выше для функций углового распределения, справедливы и для функций пространственного распределения.

В качестве примера применения полученных соотношений на рис. 1 приведены интегральные по  $E$  функции пространственного распределения электронов  $\{F_p^n(E_0, x_r, \bar{s})\}^{r,p}$  в максимуме развития каскадного ливня (параметр  $\bar{s} = 1$ ) в приближении  $A$  каскадной теории [5]. По оси абсцисс отложен логарифм величины  $x_r = Er/21$  Мэв, где  $r$  — расстояние от оси ливня, выраженное в радиационных единицах, по оси ординат — логарифм нормированных на единицу функций  $\{F_p^n(E_0, x_r, \bar{s})\}^{r,p}$ , которые были рассчитаны для различных значений отношения  $E_0/E =$

$= 10^n$  в ливнях от первичных частиц различного типа. Значения  $n$  указаны на кривых,  $s = 1, 0$ . Сплошные кривые соответствуют ливню от первичного фотона (верхний индекс  $\Gamma$ ), пунктирные — ливню от первичного электрона (верхний индекс  $p$ ). Штрих-пунктирная кривая соответствует предельному случаю  $E_0/E = \infty$  (приближение  $E_0 = \infty$ ). Как видно из рисунка, на расстояниях  $r$  от оси, удовлетворяющих условию  $x_r \ll 1$ , т. е. для  $r \ll 21 \text{ Мэв}/E$ , в ливне от первичного фотона функции пространственного распределения идут значительно выше аналогичных функций от первичного электрона. Этот эффект наиболее зна-

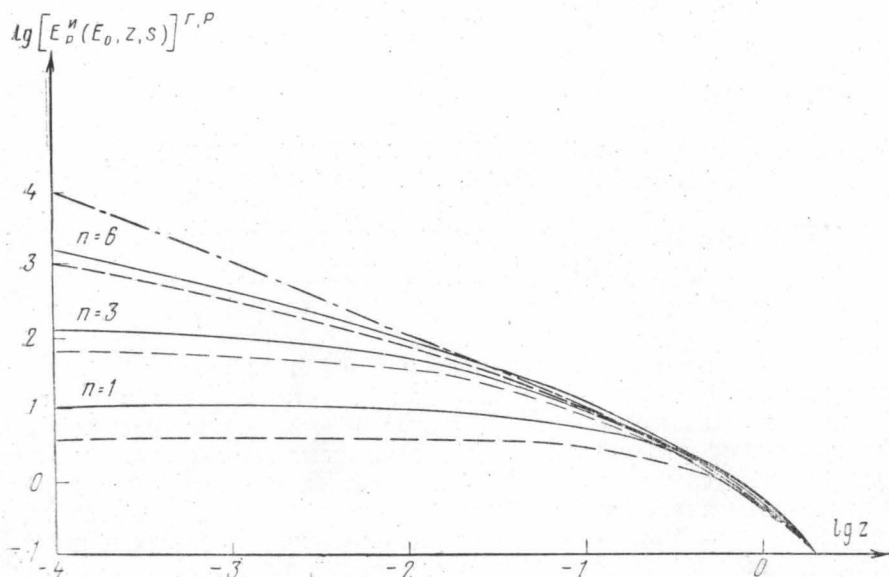


Рис. 2

чителен при  $E_0/E = 10$  и постепенно уменьшается при увеличении отношения  $E_0/E$ , исчезая лишь в случае  $E_0/E = \infty$ .

На рис. 2 приведены интегральные по  $E$  функции углового распределения электронов  $\{F_p^n(E_0, z, s)\}^{\Gamma, p}$  также в максимуме развития каскадного ливня в приближении  $A$ . По оси абсцисс отложен логарифм величины  $z = E\theta/7 \text{ Мэв}$ , где  $\theta$  — угол отклонения частиц от оси ливня, выраженный в радианах; по оси ординат — логарифм нормированных функций  $\{F_p^n(E_0, z, s)\}^{\Gamma, p}$ . Остальные обозначения, приведенные на рисунке, совпадают с аналогичными обозначениями рис. 1. Из рис. 2 следует, что тип первичной частицы ливня оказывает заметное влияние на форму функций углового распределения при углах  $\theta$ , удовлетворяющих условию  $E\theta/7 \text{ Мэв} \ll 1$ , т. е. для  $\theta \ll 7 \text{ Мэв}/E$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Nishimura J., Kamata K. Suppl. Progr. Theor. Phys., 6, 93, 1958.
2. Гужавин В. В., Иваненко И. П. Тр. Международной конференции по космическим лучам, т. 2. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 253.
3. Гужавин В. В., Иваненко И. П. ЖЭТФ, 40, 1682, 1961.
4. Беленький С. З. Лавинные процессы в космических лучах. Гостехиздат, М., 1948.
5. Росси Б., Грейзен К. Взаимодействие космических лучей с веществом. ГИТТЛ, 1948.

Поступила в редакцию  
23. 10 1962 г.

НИИЯФ