

## К ВОПРОСУ О "МОЛОДЫХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЯХ"

В. С. Асейкин, Г. Я. Горячева, Р. А. Нам,  
С. И. Никольский, В. И. Соколовский, В. И. Яковлев

Генерация  $\gamma$ -квантов высокой энергии адронами в воздухе привлекла всеобщее внимание после работ /1,2/ английской и японской групп, в которых сообщалось о крутом падении энергетического спектра  $\gamma$ -квантов при энергии  $E > 10^{12}$  эв.

Исследования /3,4/ "молодых атмосферных ливней", генерируемых адронами с энергией  $E > 10^{12}$  эв, привели к предположению о том, что со значительной вероятностью (0,25) осуществляются акты взаимодействия, в которых двум-четырем  $\pi^0$ -мезонам передается около 60-70% энергии налетающей частицы. Такой вывод трудно согласовать с данными о распределении доли энергии налетающего нуклона в электронно-фотонный каскад при взаимодействии как с легкими /5/, так и с тяжелыми ядрами /6/.

В настоящей работе, проведенной на комплексной установке "ШАЛ" /7/, были исследованы "молодые атмосферные ливни" практически на той же высоте наблюдения (3333 м над уровнем моря) и по тем же критериям, что и работах /3,4,8/.

1. Ионизация наиболее энергичной электронно-фотонной лавины  $\Gamma_{\text{лавл}}^{\text{max}}$  в 1 ряду калориметра должна удовлетворять условию  $\Gamma_{\text{лавл}}^{\text{max}} / I_1^{\Sigma} > 0,6$ , где  $I_1^{\Sigma}$  - суммарная ионизация в первом ряду. Этот критерий позволяет отбирать события с большой передачей энергии малому числу  $\pi^0$ -мезонов.

2. Для ограничения толщины эффективного слоя ге-

нерации  $\Delta h_{эф}$  накладывалось условие на поперечный размер  $\Delta x$  наиболее энергичной электронно-фотонной лавины:  $\Delta x \leq 0,65$  м. При среднем значении поперечного импульса  $P_1 \sim 3 \cdot 10^8$  эв/с для энергий взаимодействующих адронов  $\sim 10^{12}$  эв это условие соответствует  $\Delta h_{эф} \sim 100$  г/см<sup>2</sup>. С ростом энергии  $\Delta h_{эф}$  увеличивается, но не сильнее, чем пропорционально энергии взаимодействующей частицы.

3. Отбирались лишь такие события, в которых центры наиболее энергичной электронно-фотонной лавины лежат дальше 20 см от краев калориметра.

4. При выделении "молодых ливней" накладывалось дополнительное условие  $I_{лав1}^{max}/I_{лав2}^{max} > I$ , где  $I_{лав2}^{max}$  - ионизация наиболее энергичной электронно-фотонной лавины во втором ряду калориметра. Это условие, хотя и отбирает весьма эффективно лавины, инициируемые  $\gamma$ -квантами высокой энергии в воздухе, не исключает полностью возможность регистрации событий, инициируемых адронами и  $\mu$ -мезонами высоких энергий в свинцовом поглотителе толщиной  $\sim 80$  г/см<sup>2</sup>, расположенном над первым рядом ионизационных камер калориметра. Анализ показывает, что при выполнении последнего условия вклад событий, инициируемых адронами, не превышает 2% от полного потока регистрируемых событий. Абсолютная интенсивность адронов взята согласно работе /9/. Вклад событий от мюонов составляет  $\leq 1\%$  /8/.

Таким образом, отобранные по вышеприведенным критериям события представляют собой электронно-фотонные лавины с большой концентрацией энергии.

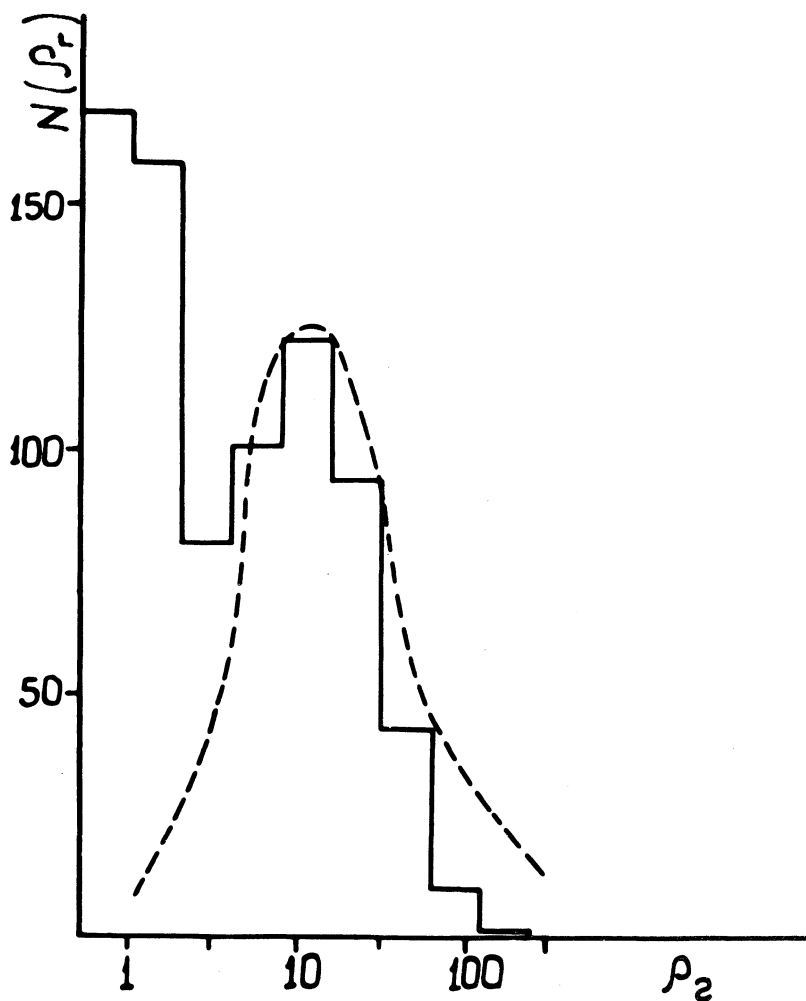
Обсуждаемые данные содержат 780 событий с энергией  $E > I$  Тэв, полученных за  $\sim 650$  часов работы установки.

При определении энергии электронно-фотонных каскадов  $E$  мы различали несколько различных случаев. 1. Если каскад плавно спадает до глубины  $\sim 30$  т-единиц, то он считался чистым электронно-фотонным каскадом, и его энергия определялась по обыч-

ным калориметрическим формулам. 2. Если на продолжении электронно-фотонного каскада есть ядерная лавина, но между ними есть ряды с нулевой ионизацией, а электронно-фотонный каскад поглощается в слое  $\sim 30 t$ -единиц, считалось, что ядерная лавина не подпигывает этот каскад. 3. Если между электронно-фотонным каскадом и ядерной лавиной нет рядов с нулевой ионизацией, то искался минимум в распределении ионизации, начиная с верхних рядов. Обычно этот минимум располагается не глубже  $30 t$ -единиц, и в электронно-фотонный каскад суммировалась ионизация вплоть до этого минимума.

При определении энергии ядерно-активной компоненты за начало ядерного каскада принимался ряд с минимальной ионизацией, как это отмечалось выше. Кроме того, суммировалась оставшаяся ионизация в калориметре для ядерных лавин, не лежащих на продолжении электронно-фотонного каскада. Вся принятая методика определения энергии электронно-фотонных каскадов из атмосферы и ядерно-активной компоненты лавины вела к завышению энергии электронно-фотонного каскада и занижению энергии вторичных адронов.

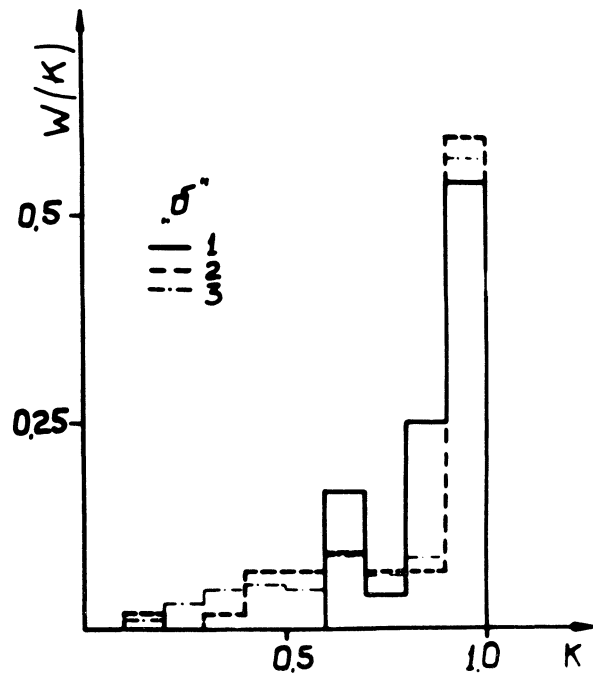
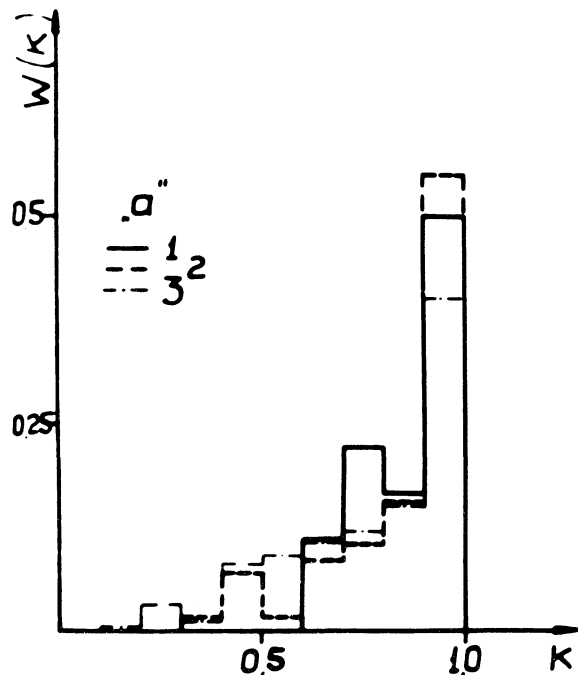
Для выяснения характера распределения по мощности сопровождающих отобранные события воздушных ливней использовалась информация центрального ковra сцинтилляционных и годоскопических счетчиков общей площадью  $100 \text{ м}^2$ . На рис. 1 приведено распределение плотности потока частиц в ливнях, сопровождающих отобранные события. Обращает на себя внимание большое число событий с малой плотностью потока частиц в ливне, сопровождающем лавину высокой энергии в калориметре. Можно было бы считать, что события с  $R_L < 2$  (то-есть с числом частиц в ливне  $N < 1000$ ) наиболее характерны для явления, получившего название "молодых атмосферных ливней". Поэтому в дальнейшем анализе мы выделим такие события в отдельную группу. Основанием для такого разделения явилось и то, что рассчитанный в "обычных" предположениях /10/ спектр



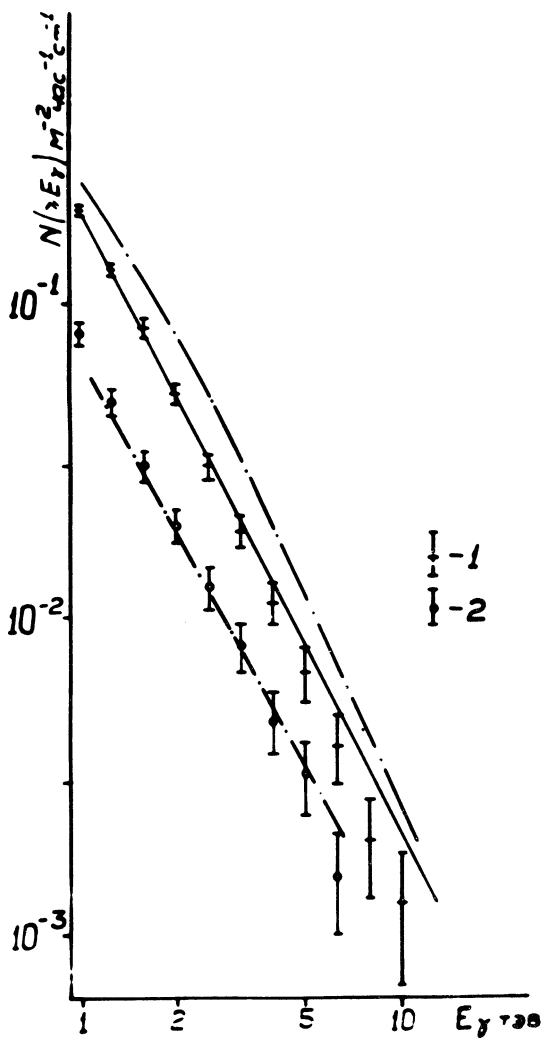
Р и с. 1. Распределение наблюдаемых событий по величине сопровождающего их широкого атмосферного ливня. Число частиц в ливне  $N = 10^3 \rho_2$ .

широких атмосферных ливней, сопровождающих адрон с энергией  $10^{12} - 2 \cdot 10^{12}$  эв на уровне наблюдения, оказывается весьма близким к спектру ливней, сопровождающих большую часть наблюдаемых электронно-фотонных каскадов (рис. 1). При сравнении с расчетом мы не учитывали первичные  $\alpha$ -частицы и ядра, так как критерии отбора электронно-фотонных лавин должны исключать такие случаи. Однако распределение в отобранных событиях энергии между электронно-фотонной и ядерно-активной компоненты оказывается мало чувствительным к величине ливневого сопровождения. Анализировалось распределение величина  $K = E_{\gamma} / (E_{\gamma} + E_{\text{я-а}})$ , где  $E_{\gamma}$  - энергия электронно-фотонной, а  $E_{\text{я-а}}$  - энергия ядерно-активной компоненты данного события. Как можно видеть на рис. 2, распределения  $K$  для событий с разным сопровождением в атмосфере в пределах статистической точности совпадают между собой. Исключение составляют события с энергией  $E_{\gamma} = 1 + 2$  Тэв. В этом энергетическом интервале доля событий с  $K \geq 0,9$  и с плотностью потока частиц в сопровождающем ливне  $\rho_{\Gamma} \leq 2$  ниже, чем во всех остальных случаях. Возможно, что это связано с тем, что с ростом первичной энергии уменьшается угловое расхождение  $\gamma$ -квантов и, соответственно, увеличивается вклад многочастичных каскадов из атмосферы. Для каскадов с энергией  $E \geq 4$  Тэв характерно незначительное уменьшение доли событий с  $K \geq 0,9$  и исчезновение событий  $K < 0,6$ . Вероятность того, что последняя особенность событий с  $E_{\gamma} \geq 4$  Тэв носит случайный характер, составляет  $\sim 1\%$ .

Если обратиться к энергетическому спектру зарегистрированных событий, то, как можно видеть на рис. 3, он несколько смягчается в области энергий  $E_{\gamma} > 3$  Тэв. События, в которых сопровождающий широкий атмосферный ливень имеет среднюю плотность потока частиц в окрестности ствола ливня  $\rho_{\Gamma} \leq 2$ , могут быть отождествлены со случаями взаимодействий первичных протонов в глубине атмосферы. Мы взяли данные /10/



Р и с. 2. Наблюдаемое распределение доли энергии  $K$ , содержащейся в электронно-фотонной компоненте "молодых атмосферных ливней", для различных значений энергии  $E$  этой компоненты. 1 -  $E_{\gamma} > 4$  Тэв; 2 -  $E_{\gamma} = 2 + 4$  Тэв; 3 -  $E_{\gamma} = 1 + 2$  Тэв. Гистограмма "а" для событий с малым сопровождением в атмосфере ( $\bar{p}_T \leq 2 \text{ м}^{-2}$ ), "б" - для  $\bar{p}_T \geq 3 \text{ м}^{-2}$ .



Р и с. 3. Энергетический спектр "молодых атмосферных ливней". 1 - все события; 2 - случаи с малым сопровождением. Штрих-пунктир - ожидаемое число электронно-фотонных каскадов из атмосферы.

о спектре первичных протонов в глубине атмосферы и распределение передачи энергии от нуклонов в электронно-фотонный каскад согласно измерениям /8/. Для согласования наблюдаемой интенсивности электронно-фотонных каскадов из атмосферы с ожидаемой нужно предположить, что эффективный слой генерации составляет  $\sim 160$  г/см<sup>2</sup>. При том же эффективном слое, с учетом доли нуклонов, входящих в первичные  $\alpha$ -частицы и более тяжелые ядра, ожидаемый поток электронно-фотонных лавин при любом сопровождении широким атмосферным ливнем на 30-40% превосходит наблюдаемый (рис. 3). Это расхождение нельзя считать существенным, так как в части событий сопровождающий широкий атмосферный ливень может нарушить установленные критерии отбора событий, что не принималось во внимание при оценке ожидаемой интенсивности.

Интерпретация "молодых атмосферных ливней" с точки зрения обычного распределения коэффициента передачи энергии в электронно-фотонный каскад во взаимодействиях адронов с ядрами сталкивается с некоторыми затруднениями при объяснении высоких значений  $K$  ( $\langle K \rangle \approx 0,8$ ). Ожидаемое значение  $\bar{K} = 0,5$ . Однако, расчетное значение  $K$  получено без учета вторичных взаимодействий, которыми в слое атмосферы  $\geq 100$  г/см<sup>2</sup> пренебрегать нельзя. В измерениях методика определения  $K$  ведет к завышению наблюдаемой величины, так как не учитывается ни роль "подпитки" электронно-фотонного каскада, ни выход ядерных каскадов из калориметра. Количественный расчет, учитывающий вторичные взаимодействия, возможен лишь путем трехмерной симуляции развития каскада. Более точный анализ экспериментальных данных также требует детальных предположений о характеристиках наблюдаемых в калориметре событий, но величины указанных выше поправок составляют 10-30% и, следовательно, делать какие-либо выводы на основании различия ожидаемого и наблюдаемого  $K$  преждевременно.

Поступила в редакцию  
7 июля 1971 г.



## Л и т е р а т у р а

1. Дж. Дьюти, С. М. Фишер и др. Тр. Межд. конф. по космическим лучам, т. 1, стр. 28, 1959 г., изд. АН СССР.
2. И. Фуджимото, С. Хасегава и др. Тр. Межд. конф. по космическим лучам, т. 1, стр. 38, 1959 г., изд. АН СССР.
3. Х. П. Бабаян, Я. С. Бабецки и др. Изв. АН СССР, сер. физ. 26, 558, (1962).
4. Н. Л. Григоров, М. А. Кондратьева и др. Тр. Межд. конф. по космическим лучам, т. 1, стр. 122, 1960 г.
5. И. Н. Фетисов. Диссертация. ФИАН, 1970 г.
6. Р. А. Нам, С. И. Никольский, В. И. Соколовский, В. П. Павлюченко, В. И. Яковлев. Письма в ЖЭТФ, 9, 338 (1969).
7. Т. П. Аминева, В. С. Асейкин, и др. Тр. ФИАН, 46, 156 (1970).
8. Х. П. Бабаян, Н. Г. Бояджан и др. ЖЭТФ, 46, 1525 (1964).
9. В. И. Яковлев. Диссертация. ФИАН, 1969 г.
10. Е. А. Мурзина, С. И. Никольский, Е. И. Тукиш, В. И. Яковлев. Ядерная физика, 1, 1079 (1965).