

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С-87

18/III-75
P1 - 8806

З.С.Стругальский, З.Яблонский

2999/2-75

РАСЧЕТ И СРАВНЕНИЕ
С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ
КАСКАДНЫХ КРИВЫХ
ДЛЯ ЖИДКОГО КСЕНОНА

1975

P1 - 8806

З.С.Стругальский, З.Яблонский

РАСЧЕТ И СРАВНЕНИЕ
С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ
КАСКАДНЫХ КРИВЫХ
ДЛЯ ЖИДКОГО КСЕНОНА

Направлено в ЯФ

Пузырьковые камеры, наполненные тяжелыми жидкостями, дают возможность детально проследить процесс развития электронно-фотонных ливней. Особенно легко можно это осуществить с помощью камер, наполненных жидким ксеноном, для которого радиационная единица длины $t_0 = 4$ см, что при обычных длинах камер от 50 до 100 см позволяет следить за развитием ливней на глубинах от 12 до $25 t_0$ единиц. Типичная фотография ливня, зарегистрированного в ксеноновой пузырьковой камере, показана на *рис. 1*.

В результате мы можем сравнивать данные расчета каскадных кривых и флюктуаций средних характеристик процесса развития электронно-фотонных ливней с соответствующими данными, получаемыми из непосредственных измерений на камерных снимках. Целью сравнения является оценка правильности использованных в разных методах расчета приближений и упрощений.

В настоящей работе сравниваются рассчитанные разными способами каскадные кривые с экспериментальными данными для ливней, вызванных гамма-квантами с энергиями E_0 от 40 до 2000 МэВ в жидком ксеноне. Минимальная энергия E^0 учитываемых в эксперименте ливневых электронов - энергия обрезания - составляет $3,1 \pm 1,2$ МэВ. Расчетные каскадные кривые получены для диапазона энергий от 40 до 4000 МэВ при энергиях обрезания ливневых электронов 2,3; 3,5; 4,7 МэВ. Глубина развития ливней отсчитывается от точки генерации создающих ливня гамма-квантов.

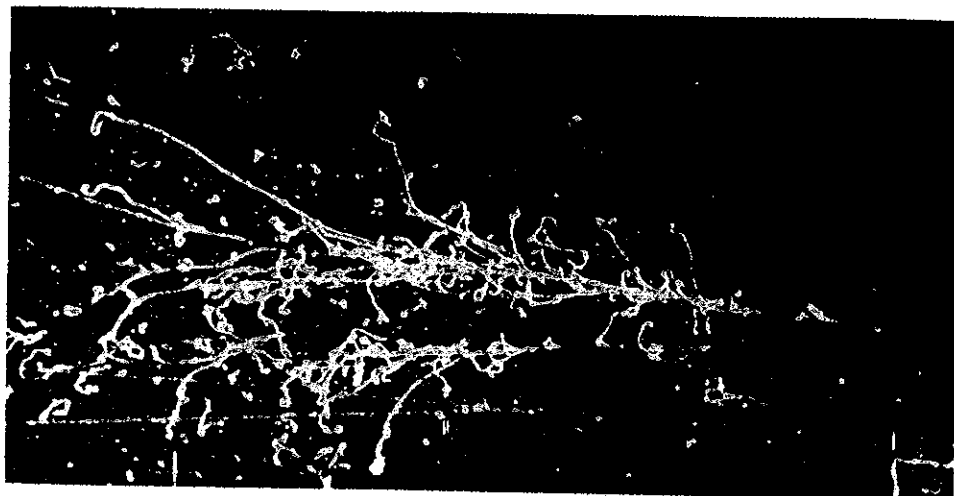


Рис. 1. Типичная фотография электронно-фотонного ливня, зарегистрированного в ксеноновой пузырьковой камере.

1. Метод расчета каскадных кривых

Расчет каскадных кривых проводился методом моментов, подробно описанным в работе С.З.Беленького и И.П.Иваненко /1/. Полученные кривые вычислены с помощью трех моментов t_i^m , $i = 1, 2, 3$. Расчет проводился на электронной вычислительной машине ОДРА-1304. Принимались во внимание следующие физические процессы /1/: 1. Рождение электронно-позитронных пар гамма-квантами при разных значениях энергий; 2. Эффект Комптона; 3. Тормозное излучение при полном экранировании; 4. Ионизационные потери. Для эффективного сечения эффекта Комптона применялась формула Клейна - Нишины. Ионизационные потери принимались постоянными и равными критической энергии β на радиационной единице длины t_0 .

Расчетные значения трех моментов, выраженные в радиационных единицах длины, приведены в табл. 1. Каскадные кривые были получены по данным табл. 1 с использованием приближения:

Таблица I

E^0 (МэВ)	2.3			3.5			4.7		
E_0 (МэВ)	t_1^m	t_2^m	t_3^m	t_1^m	t_2^m	t_3^m	t_1^m	t_2^m	t_3^m
40	4.15	26.4	206	3.96	24.5	187	3.80	22.6	170
60	4.41	28.8	217	4.22	26.7	198	4.05	24.7	180
80	4.65	31.1	232	4.44	28.8	211	4.20	26.8	193
100	4.81	33.0	244	4.62	30.6	225	4.45	28.7	206
150	5.15	36.7	269	4.96	34.2	246	4.73	32.1	228
180	5.31	38.5	280	5.12	35.9	258	4.94	33.7	239
200	5.40	39.5	288	5.21	36.9	265	5.03	34.8	246
250	5.60	41.3	302	5.41	39.4	283	5.23	37.0	262
300	5.76	43.3	317	5.57	41.2	296	5.40	38.9	276
500	6.25	49.7	368	6.06	47.3	344	5.88	44.9	323
800	6.71	56.8	425	6.52	53.7	400	6.34	51.2	375
1000	6.92	59.5	452	6.74	56.8	426	6.56	54.2	400
1200	7.11	62.2	477	6.92	59.5	452	6.74	57.0	426
1500	7.31	65.7	508	7.12	62.7	482	6.94	60.6	456
1800	7.51	69.2	539	7.32	66.0	512	7.15	63.1	485
2000	7.59	69.7	541	7.40	66.8	520	7.22	63.9	493
2400	7.78	72.8	571	7.59	68.8	540	7.41	67.0	516
2800	7.93	75.5	599	7.74	72.8	571	7.56	69.5	547
3000	8.00	76.5	611	7.81	73.6	580	7.63	70.7	552
4000	8.29	82.0	663	8.10	78.8	634	7.93	75.7	602

$$N(t) = \gamma t e^{-\gamma t} \cdot \sum_{n=0}^k A_n L_n^1(\gamma t) \quad /1/$$

Значение $\gamma = 0,3$; $N(t)$ - обозначает число электронов и позитронов в ливне на глубине t ; L_n^1 - полиномы Лаггера. Зависимости $\bar{N}(E_0, E^0, t)$ для разных значений энергий E_0 показаны на рис. 2 а/б м/.

2. Экспериментальные данные, использованные для сравнения с кривыми, полученными путем расчета

Для сравнения рассчитанных кривых с кривыми экспериментальными использовались результаты экспериментальных исследований, уже опубликованные ранее [3,4].

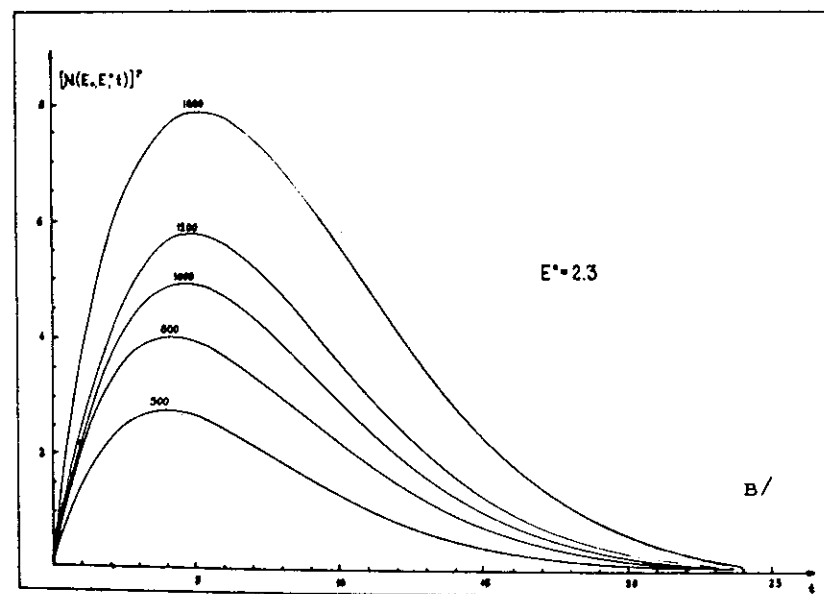
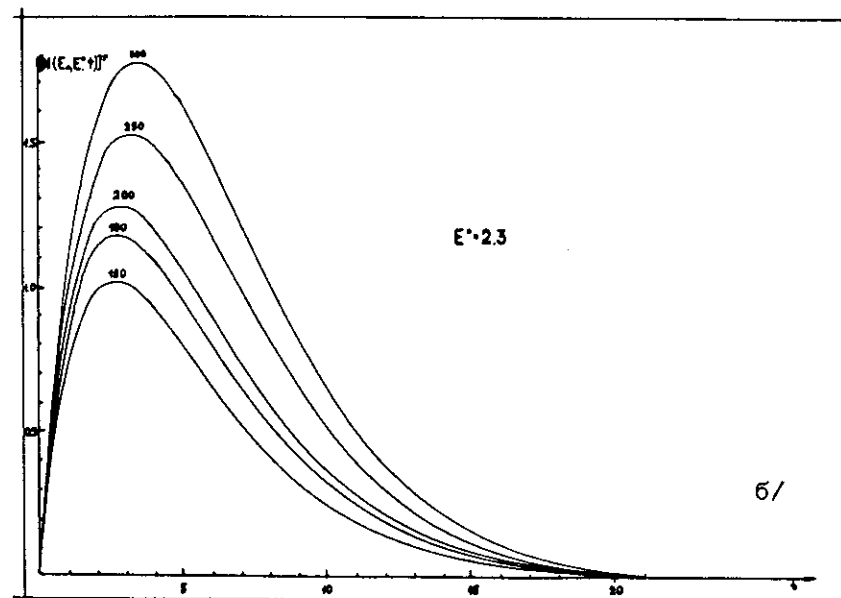
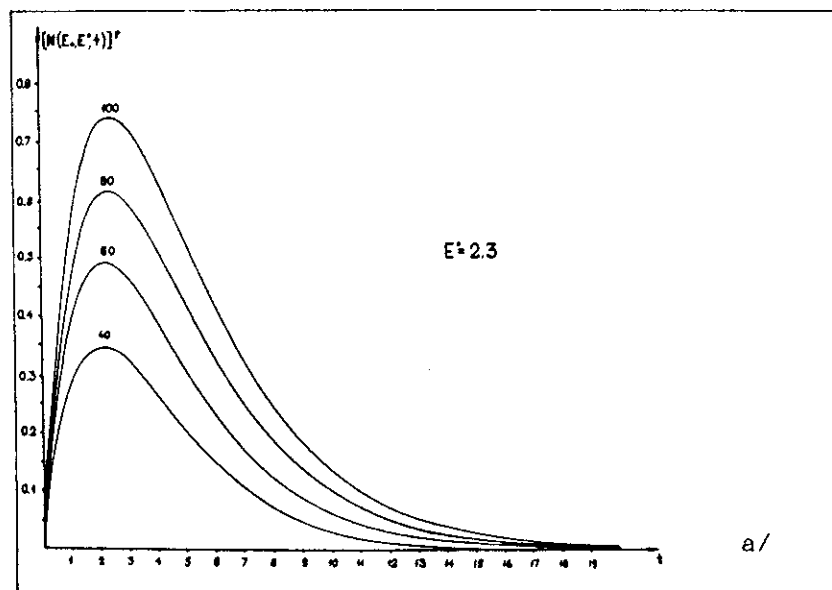


Рис. 2. Каскадные кривые для ливней, развивающихся в жидком ксеноне, рассчитанные методом моментов. Кривые на рисунках 2а/ - 2м/ соответствуют разным значениям E_0 и E^0 . Значения E_0 - числа над кривыми, E^0 - сбоку каждой серии кривых.

Рис. 2 б/ и в/

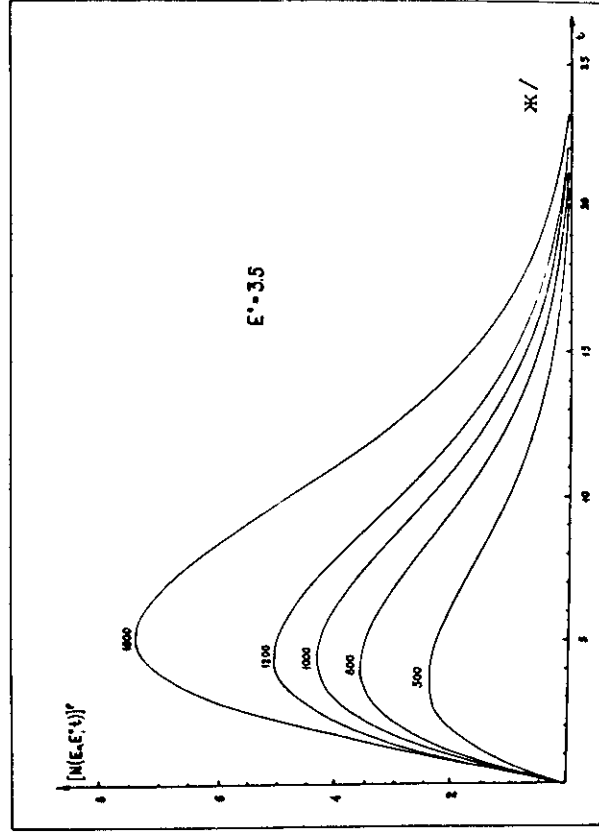
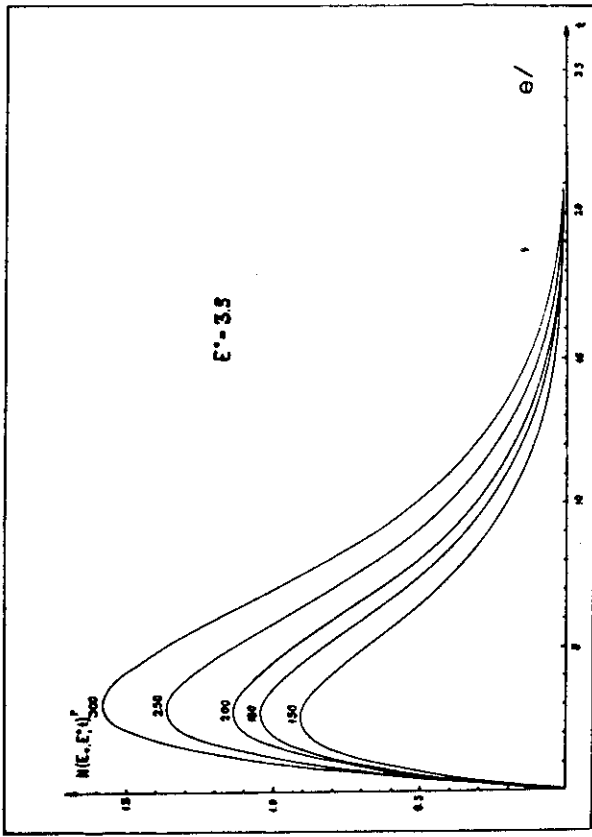


Рис. 2 е/ и ж/

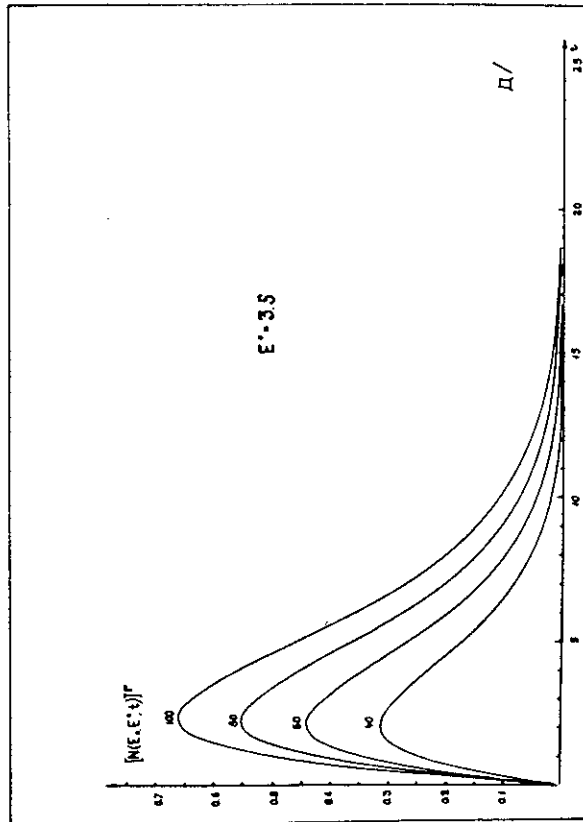
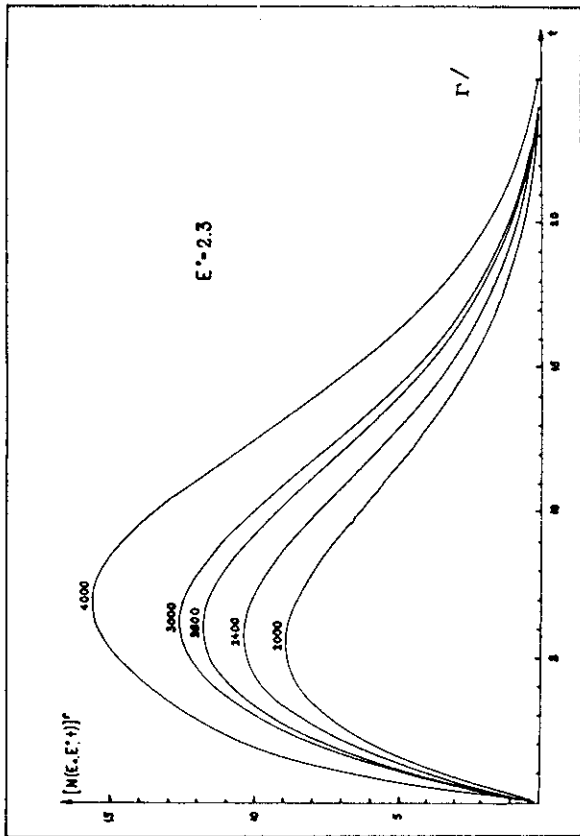


Рис. 2 г/ и д/

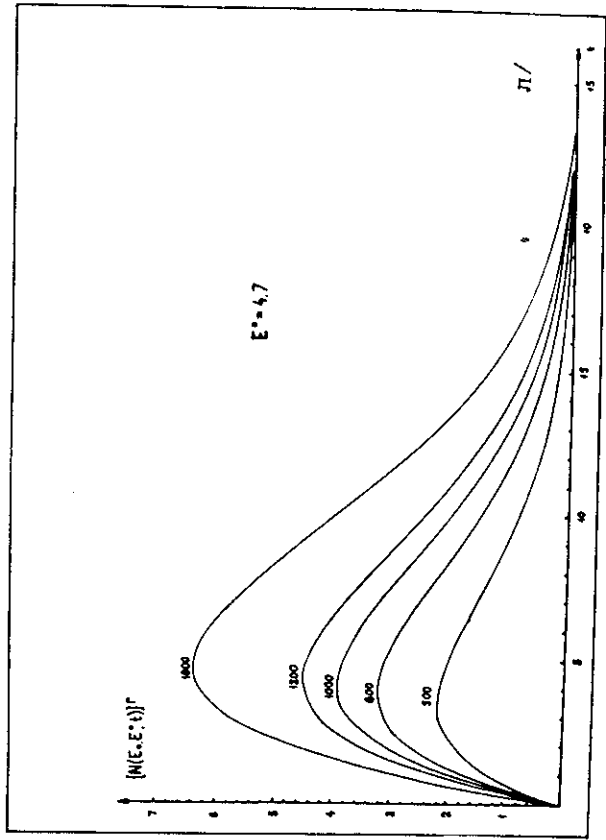
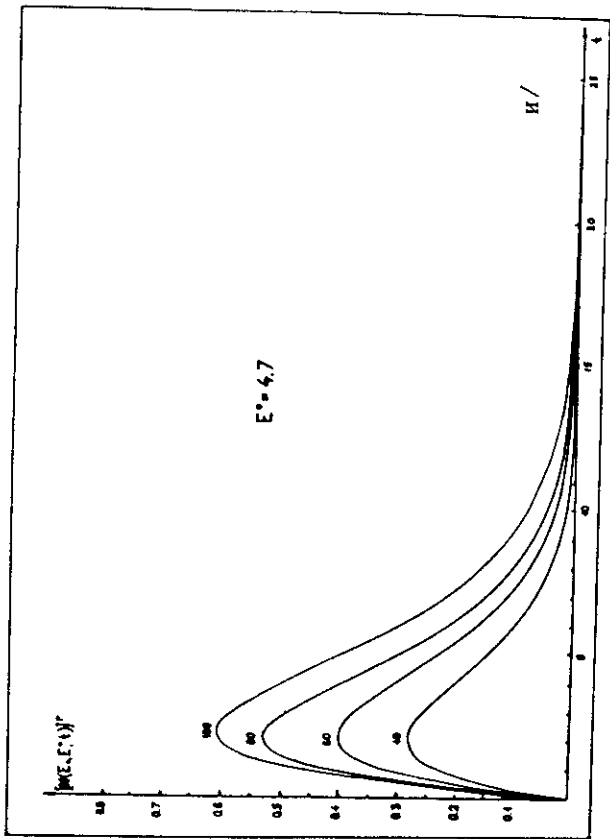
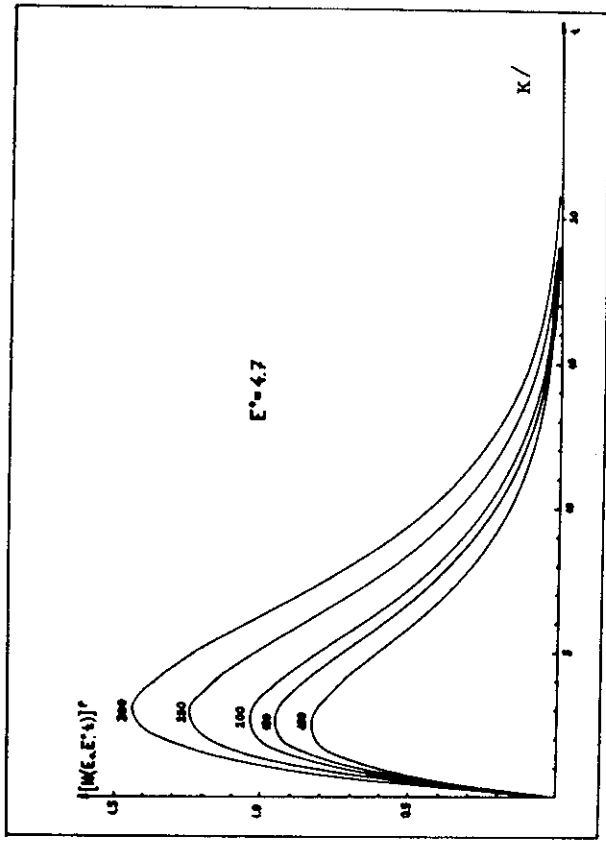
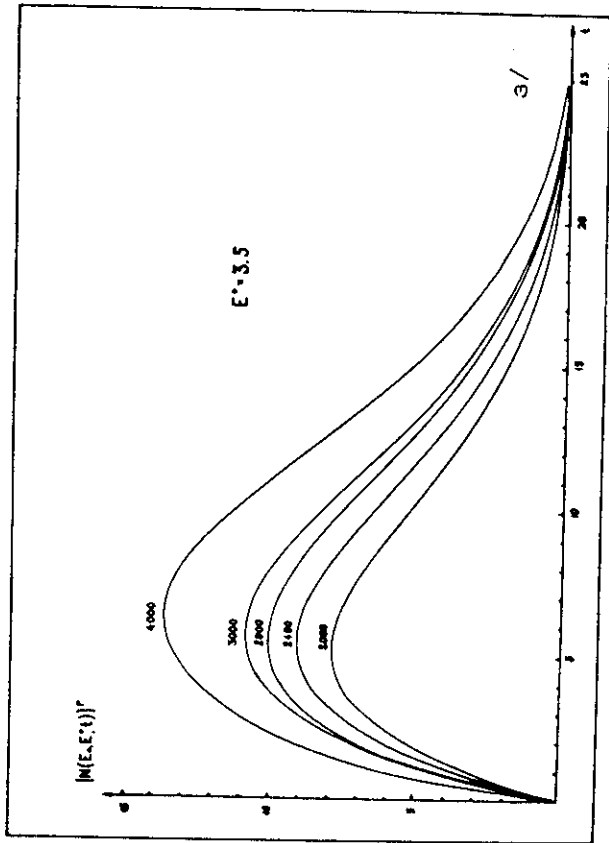


Рис. 2 з/ и и/

Рис. 2 к/ и л/

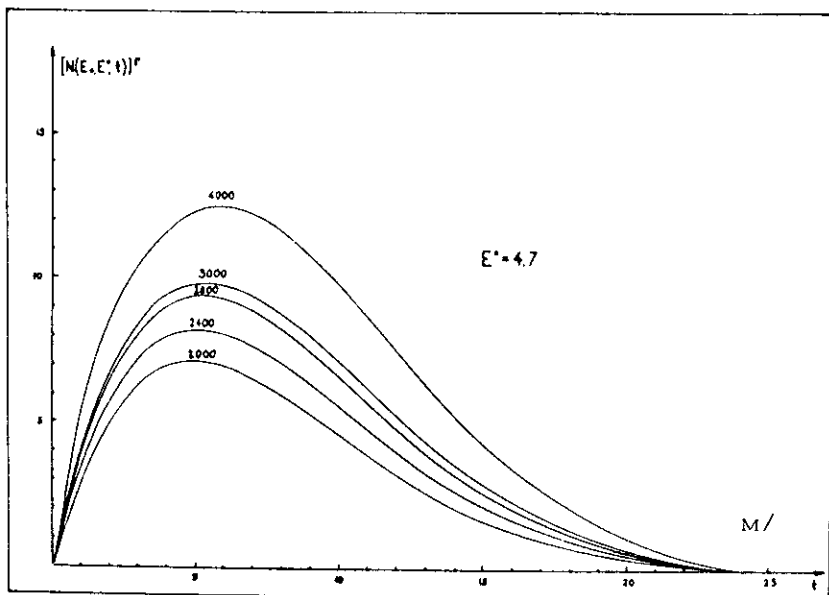


Рис. 2 м/

3. Обсуждение результатов

В табл. 2 приведены зависимости среднего числа частиц \bar{N}_3 от глубины развития ливня t , полученные путем измерений, выполненных на снимках с ксеноновой пузырьковой камеры. Рядом с ними даны аналогичные зависимости, рассчитанные методом моментов - \bar{N}_M и методом Монте-Карло - \bar{N}_K . Значения \bar{N}_M были рассчитаны для первичных энергий E_0 , равных энергиям, при которых были получены соответствующие экспериментальные данные. Значения \bar{N}_K были получены в работе Д.Ф. Крауфорда и Г.Месселя^{/3/} для свинца при энергиях E_0 , немного отличающихся от энергий ливней, исследованных на опыте. С целью использования расчетных кривых для свинца с

Таблица 2

E_0 (МэВ)	40 ± 6		50	80 ± 12		100
t (t_0)	\bar{N}_3	\bar{N}_M	\bar{N}_K	\bar{N}_3	\bar{N}_M	\bar{N}_K
0.5	0.6 ± 0.2	0.16	0.28	0.4 ± 0.2	0.27	0.37
1.0	0.7 ± 0.2	0.25	0.36	0.7 ± 0.2	0.43	0.58
1.5	0.6 ± 0.2	0.30	0.35	1.0 ± 0.2	0.52	0.64
2.0	0.4 ± 0.2	0.31	0.27	0.8 ± 0.2	0.55	0.60
2.5	0.2 ± 0.1	0.30	0.22	0.6 ± 0.2	0.55	0.52
3.0	0.1 ± 0.1	0.29	0.18	0.4 ± 0.1	0.53	0.46
4.0				0.4 ± 0.1	0.45	0.32
5.0				0.2 ± 0.1	0.36	0.25
6.0				0.1 ± 0.1	0.27	0.16

Таблица 2, продолжение

E_0 (МэВ)	150 ± 22		200	300 ± 45		500
t (t_0)	\bar{N}_3	\bar{N}_M	\bar{N}_K	\bar{N}_3	\bar{N}_M	\bar{N}_K
0.5	0.8 ± 0.2	0.40	0.45	0.8 ± 0.2	0.59	0.57
1.0	1.5 ± 0.2	0.66	0.86	1.0 ± 0.2	1.01	1.02
1.5	1.8 ± 0.2	0.81	1.04	1.8 ± 0.3	1.29	1.42
2.0	1.6 ± 0.2	0.89	1.12	2.3 ± 0.3	1.46	1.77
2.5	1.4 ± 0.2	0.91	1.04	2.6 ± 0.4	1.55	2.02
3.0	1.3 ± 0.2	0.90	0.93	2.0 ± 0.3	1.59	2.09
3.5	0.6 ± 0.2	0.86		1.7 ± 0.3	1.57	
4.0	0.4 ± 0.2	0.81	0.67	1.8 ± 0.3	1.53	2.09
5.0	0.1 ± 0.1	0.69	0.51	0.8 ± 0.2	1.38	1.77
6.0				0.4 ± 0.2	1.19	1.36
7.0				0.2 ± 0.1	0.99	1.00
8.0				0.1 ± 0.1	0.81	0.72

Таблица 2, продолжение

E_0 (МэВ)	1600 ± 240		2000	2000 ± 300	
	\bar{N}_3	\bar{N}_M	\bar{N}_K	\bar{N}_3	\bar{N}_M
0.5	1.2 ± 0.4	1.53	0.67	1.4 ± 0.4	1.71
1.0	2.5 ± 0.5	2.75	1.42	3.0 ± 0.7	3.15
1.5	3.5 ± 0.6	3.72	2.45	3.8 ± 0.8	4.35
2.0	4.3 ± 0.6	4.49	3.56	4.6 ± 0.8	5.35
3.0	5.5 ± 0.5	5.49	5.64	7.0 ± 0.9	6.78
4.0	6.5 ± 0.5	5.95	6.95	8.9 ± 0.9	7.57
5.0	6.5 ± 0.4	6.02	7.05	9.2 ± 0.9	7.85
6.0	5.2 ± 0.4	5.81	6.34	8.2 ± 0.9	7.73
7.0	4.5 ± 0.5	5.41	5.47	6.7 ± 0.7	7.33
8.0	3.3 ± 0.5	4.90	4.67	5.5 ± 0.9	6.72
9.0	2.2 ± 0.5	4.33	3.52	3.0 ± 0.8	6.0
10.0	1.0 ± 0.3	3.74	2.58	2.2 ± 0.8	5.24
11.0				1.3 ± 0.5	4.48
12.0				0.3 ± 0.2	3.75

экспериментальными кривыми для жидкого ксенона проводилась соответствующая трансформация с помощью формулы

$$\frac{E_0^{Xe}}{\beta^{Xe}} \cdot f^{Xe} = \frac{E_0^{Pb}}{\beta^{Pb}} \cdot f^{Pb}, \quad /2/$$

где f определяет спектр Тамма-Беленького для энергии обрезания в данной среде - т.н. равновесный спектр^{6/}.

Из сравнения приведенных в табл. 2 значений следует, что расчет дает правильное положение максимума развития ливней. На малых глубинах развития ливней, перед максимумом, и на больших глубинах развития ливней, в хвосте кривых, имеются резкие различия между значениями \bar{N}_3 , \bar{N}_M и \bar{N}_K . Различия могут появляться за счет неточности в расчете третьего момента и за счет

Таблица 2, продолжение

E_0 (МэВ)	500 ± 60		1000 ± 150	
	\bar{N}_3	\bar{N}_M	\bar{N}_3	\bar{N}_M
0.5	1.0 ± 0.4	0.76	0.4 ± 0.1	1.11
1.0	1.0 ± 0.1	1.34	1.3 ± 0.2	2.02
2.0	2.5 ± 0.3	2.06	2.7 ± 0.3	3.31
2.5	3.0 ± 0.3	2.26	4.1 ± 0.4	3.73
3.0	2.7 ± 0.2	2.37	4.7 ± 0.5	4.03
4.0	2.0 ± 0.2	3.40	5.6 ± 0.6	4.30
5.0	1.5 ± 0.2	2.26	5.6 ± 0.5	4.27
6.0	1.1 ± 0.1	2.03	5.5 ± 0.5	4.03
7.0	0.5 ± 0.1	1.77	3.8 ± 0.4	3.66
8.0			2.5 ± 0.4	3.23
9.0			1.2 ± 0.3	2.78
10.0			0.2 ± 0.1	2.34

применяемых приближений. Метод Монте-Карло приводит к лучшему согласию с экспериментальными данными.

Литература

1. С.З.Беленький, И.П.Иваненко. УФН, 69, 591 /1959/.
2. В.Гейтлер. Квантовая теория излучения. ИЛ, Москва, 1956.
3. Б.Словинский, З.С.Стругальский, Б.Яновская. ЯФ, 9, 120 /1969/.
4. З.Огжевальский, З.С.Стругальский. ОИЯИ, P1-4077, Дубна, 1968.
5. D.E.Stawford, H.Messel. Nuclear Physics, 61, 145 (1965).
6. С.З.Беленький. Лавинные процессы в космических лучах, ОГИЗ, Москва, 1948.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 апреля 1975 года.