

С 332.3

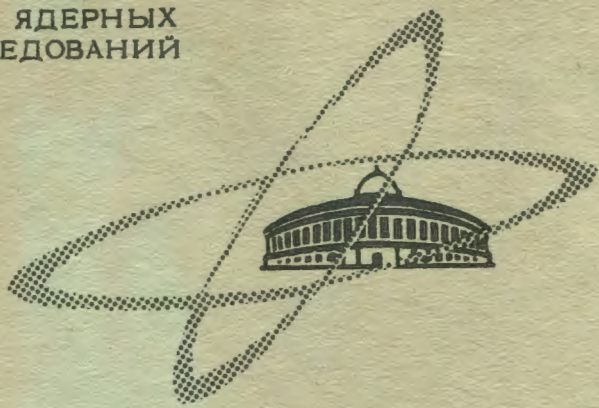
ЯФ, 1969, т. 9, в. 1, с. 120-125

С-482

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 3919



Б.Словинский, З.С.Стругальский, Б.Яновская

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННЫХ
ЛИВНЕЙ, ВЫЗВАННЫХ γ -КВАНТАМИ
С ЭНЕРГИЯМИ 100, 200, 500 И 2000 МЭВ
В ЖИДКОМ КСЕНОНЕ

1968

P1 - 3919

Б.Словинский, З.С.Стругальский, Б.Яновская

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННЫХ
ЛИВНЕЙ, ВЫЗВАННЫХ γ -КВАНТАМИ
С ЭНЕРГИЯМИ 100, 200, 500 И 2000 МЭВ
В ЖИДКОМ КСЕНОНЕ

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Теория развития электронно-фотонных ливней^{/1,2/} позволяет, в основном, проследить только некоторые средние характеристики каскадного процесса и оценить флуктуации продольного развития лавин при небольших атомных номерах среды^{/3/}.

С появлением пузырьковых камер, наполненных тяжелыми жидкостями, стало возможно проследить процесс развития лавин в веществе и на опыте получить информацию о флуктуациях.

Полученные данные найдут также и практическое применение при исследовании процессов с участием γ -квантов больших энергий ($E_\gamma \gg m_0 c^2$), проводимых с помощью пузырьковых камер и других детекторов γ -квантов - искровых камер и черенковских гамма-спектрометров полного поглощения. В тех случаях, когда энергии E_γ γ -квантов в пузырьковой камере измеряются калориметрическим методом^{/4,5/}, особое значение приобретает вопрос о флуктуациях длины частичного развития d_A ливней, в пределах которой выделяется в виде ионизации электронами определенная доля A полной энергии γ -кванта, создавшего ливень. Из-за ограниченности размеров регистрирующего прибора может произойти обрезание ливня по длине развития^{/5/}, что приводит к неконтролируемым ошибкам (если неизвестна флуктуация) в определении E_γ .

Ввиду существенных экспериментальных трудностей, данных по исследованию флюктуаций имеется немного /6,7,8/.

В настоящей работе с помощью ксеноновой пузырьковой камеры изучались флюктуации продольного развития ливней, вызванных γ -квантами с энергиями 100, 200, 500 и 2000 Мэв.

Описание эксперимента

В результате двукратного просмотра двумя независимыми наблюдателями около 15000 снимков с ксеноновой пузырьковой камеры, облученной в пучке π^- -мезонов с импульсом 9 Гэв/с и пучком π^+ -мезонов с импульсом 2,34 Гэв/с, было найдено с эффективностью 96% 203 ливня, удовлетворяющих следующим критериям выбора:

1. Ливни полностью развиваются в камере (расстояние от наблюдаемого конца ливня до ближайшей стенки камеры по оси ливня не меньше трех радиационных единиц для ливней с энергией 100 Мэв, двух - для ливней с энергией 200 Мэв и одной - для ливней с энергией 500 и 2000 Мэв).

Отклонение осей ливней от направления пучковых треков, проходящих почти параллельно плоскости фотографирования, не превышало $\theta \approx 5^\circ$.

2. В области развития выбранного ливня нет никаких фоновых следов от других ливней и взаимодействий.

3. Выбранный ливень имеет суммарную длину следов электронов и позитронов ΣR_{\pm} , заключенную в одном из четырех интервалов: 17 ± 2 см, 33 ± 5 см, 84 ± 13 см и 334 ± 48 см в камере. Этому соответствуют полные энергии γ -квантов, генерирующих ливни: 100 ± 15 Мэв, 200 ± 30 Мэв, 500 ± 75 Мэв и 2000 ± 300 Мэв /4,5/.

В каждом случае измерялись суммы длин пробегов ΣR_{\pm} электронов и позитронов ливня, длина конверсии γ -кванта и потенциальная длина развития ливня. Точность двукратного измерения ΣR_{\pm} на обеих стереопроекциях не хуже 5%. Длины конверсии и потенциальные длины развития измерялись с помощью микроскопов ЦЕЙСС-УММ с точностью не хуже чем 1 мм.

В процессе измерения картина каждого ливня в масштабе 1 : 1 на экране просмотрно-измерительного стола была разделена на участки отрезками параллельных прямых, перпендикулярных к оси ливня, с расстояниями между ними, равными 2 см^{x/}. Началом отсчёта являлась точка генерации первичного γ -кванта в одном классе измерений, и точка конверсии первичного γ -кванта - в другом. Измерялись суммарные длины пробегов электронов и позитронов ΣR_{\pm}^{Δ} в пределах каждого участка $d_{\Delta} + 2$ см, соответствующего данной длине частичного развития d_{Δ} в проекции изображения на экран. Кроме этого считались числа электронов и позитронов, пересекающих плоскости, перпендикулярные оси ливня в точках пересечения с осью отрезков прямых, отделяющих области, на которых велись измерения. Длины пробегов учитываемых электронов и позитронов были, в соответствии с ранее определенными минимально наблюдаемыми^{/5/}, не меньше $0,5 \pm 0,2$ см, что соответствует минимальной энергии электронов и позитронов $E = 3 \pm 1,2$ Мэв.

^{x/}Такая ширина участков - минимальная с точки зрения оптимальной точности измерения длин пробегов частиц.

Суммарным длинам пробегов $\Sigma R_{\pm}^{\Lambda'}$, определенным в плоскости экрана смотрового стола, соответствуют некоторые энергии ливней $E_{\gamma}^{\Lambda''}$, выделенные на участке $d_{\Lambda''} + x$ в камере. $d_{\Lambda''}$ имеет значение, близкое к $d_{\Lambda'}$, а x - значение, близкое к 2 см. Разницы значений $d_{\Lambda'} - d_{\Lambda''} = \Delta_1$ и $2 - x = \Delta_2$ зависят от угла Θ и при значениях $\Theta = 0$, $\Delta_1 = 0$ и $\Delta_2 = 0$. В случае выбранного нами диапазона для значений Θ значения Δ_1 и Δ_2 близки к 0 и ими можно пренебречь в границах точности определения ΣR_{\pm} .

Экспериментальные данные

Распределение выбранных при просмотре ливней по энергиям приведено в таблице 1.

Таблица 1

E_{γ} (Мэв)	100	200	500	2000
Число ливней	100	75	23	5

А. Каскадные кривые

На рис. 1 показаны каскадные кривые - зависимость числа электронов и позитронов с энергиями больше E в ливнях, созданных γ -квантами при энергиях E_{γ} от глубины развития ливня t - $N(E_{\gamma}, E, t)$. Экспериментальные точки получены с учётом и без учёта многократного рассеяния электронов и позитронов в среде. Сплошные кривые - рассчитанные по методу моментов при $E = 5,5$ Мэв для E_{γ} , равных 100,

200, 500 и 2000 Мэв^{/8/}, пунктирные кривые - рассчитанные по методу Монте-Карло для $E = 11$ Мэв при E_γ , равных 100, 200 и 500 Мэв^{/10/}.

На рис. 2 показана зависимость $N(E_\gamma, E, t)$ без учёта флуктуаций в длинах конверсии первичных γ -квантов, т.е. число электронов и позитронов в ливне на данной глубине определялось, начиная с точки конверсии первичного γ -кванта.

Б. Флуктуации $\frac{\delta N^2}{N}$.

Зависимость относительных флуктуаций числа частиц $l_g \frac{\delta N^2}{N}$ в ливнях от глубины их развития t показана на рис. 3 и 4. Сплошные кривые на рис. 4 - теоретические кривые, соответствующие отношению $l_g \frac{E_\gamma}{E} = 2$ и $l_g \frac{E_\gamma}{E} = 3$ /11/. На рис. 5 а), б), в), г) даны зависимости флуктуаций числа частиц от глубины t с учётом и без учёта многократного рассеяния электронов и позитронов в среде, но без учёта флуктуаций длин конверсии первичных γ -квантов.

В. Относительные дисперсии σ_A / \bar{A} и σ_d / d .

Относительная дисперсия доли A полной энергии лавины σ_A / \bar{A} на средней глубине развития ливня (отсчитываемой от точки конверсии γ -кванта), на которой выделяется в среднем A % полной энергии лавины, показана на рис. 6.

Дисперсия длины частичного развития ливня σ_d / d на глубине d_A (отсчитываемой от точки конверсии первичного γ -кванта), на которой выделяется в среднем доля \bar{A} полной энергии лавины, показана на рис. 7.

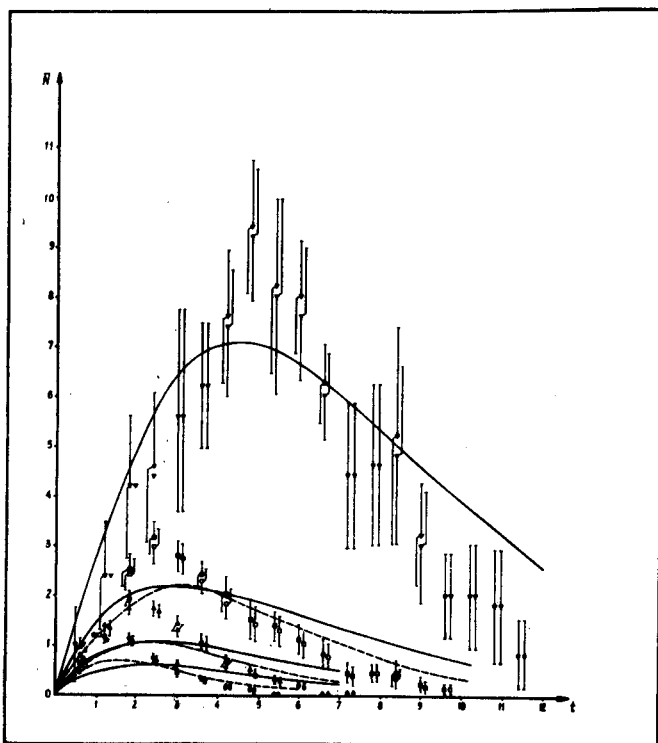


Рис. 1. Каскадные кривые, соответствующие ливням при энергиях 100 $\phi\phi$, 200 $\phi\phi$, 500 $\phi\phi$, и 2000 Мэв $\phi\phi$, вызванным γ -квантами в ксеноне. Светлыми обозначениями отмечены экспериментальные точки, найденные без учёта многократного рассеяния, темными - с учётом многократного рассеяния. Сплошные кривые - каскадные кривые, рассчитанные по методу моментов при энергиях электронов и позитронов $E \geq 5,5$ Мэв^{9/}. Штрихованные кривые - рассчитанные по методу Монте-Карло для $E \geq 11$ Мэв^{10/}.

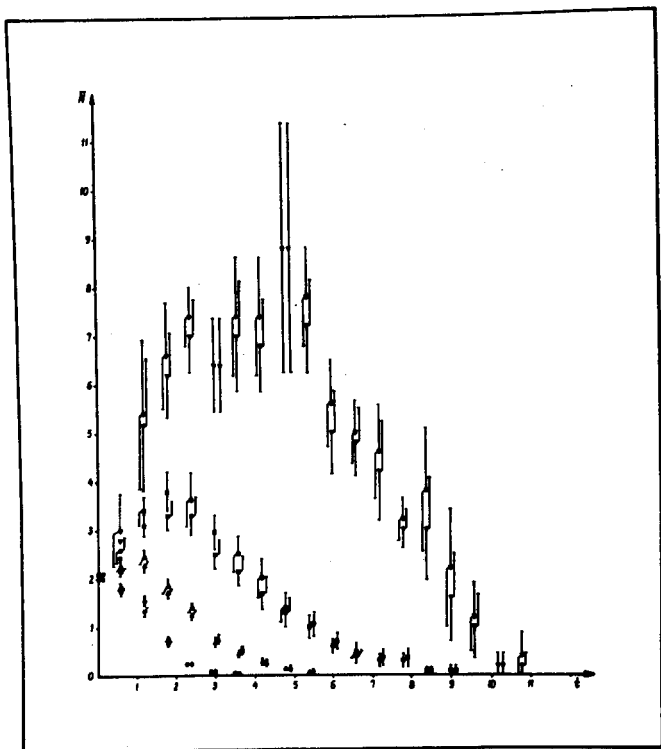


Рис. 2. Каскадные кривые, соответствующие ливням, вызванным γ -квантами в ксеноне, без учёта флюктуаций в длинах конверсии первичных γ -квантов. Обозначения см. на рис. 1.

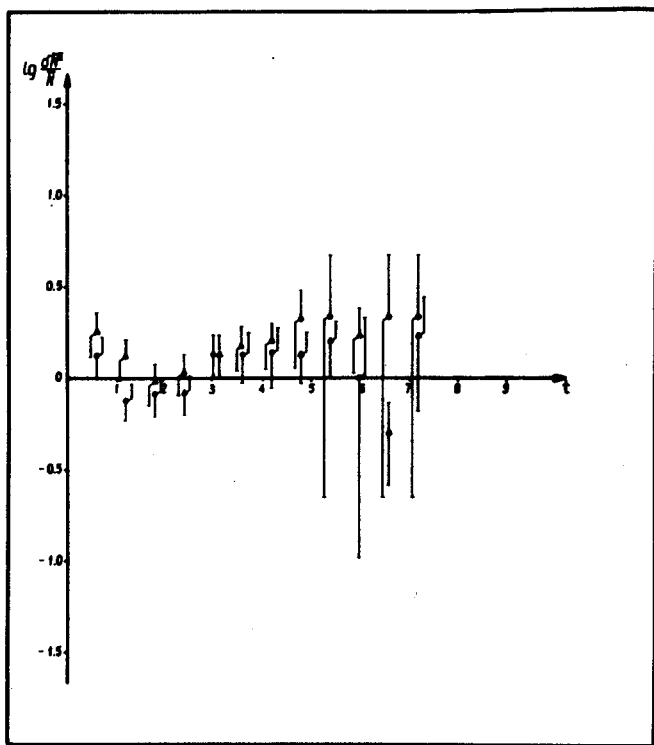


Рис. 3. Флюктуации $\lg \frac{\delta N^2}{N^2}$ в ливнях, вызванных γ -квантами при энергиях 100 ● и 200 Мэв ▲ в жидком ксеноне. Учтено многократное рассеяние.

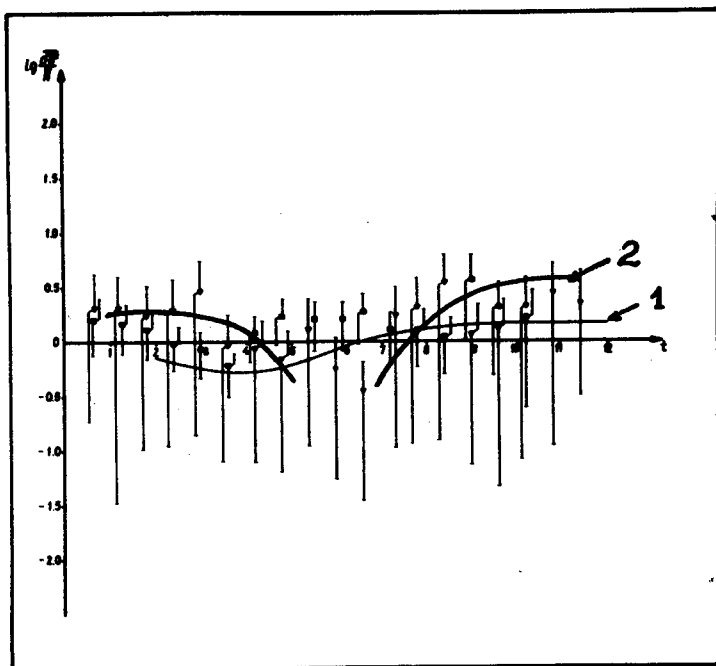


Рис. 4. Флюктуации $\lg \overline{\frac{\delta N^2}{N}}$ в ливнях, вызванных γ -квантами при энергиях 500 \blacksquare и 2000 Мэв \blacktriangledown в жидком ксеноне. Учтено многократное рассеяние. Сплошной кривой 1 показана теоретическая зависимость, рассчитанная при условии $\lg \frac{E\gamma}{E} = 2$, кривой 2 - при $\lg \frac{E\gamma}{E} = 3$ /11/. Экспериментальные точки соответствуют $\lg \frac{E\gamma}{E} = 2.5$ и $\lg \frac{E\gamma}{E} = 2.76$.

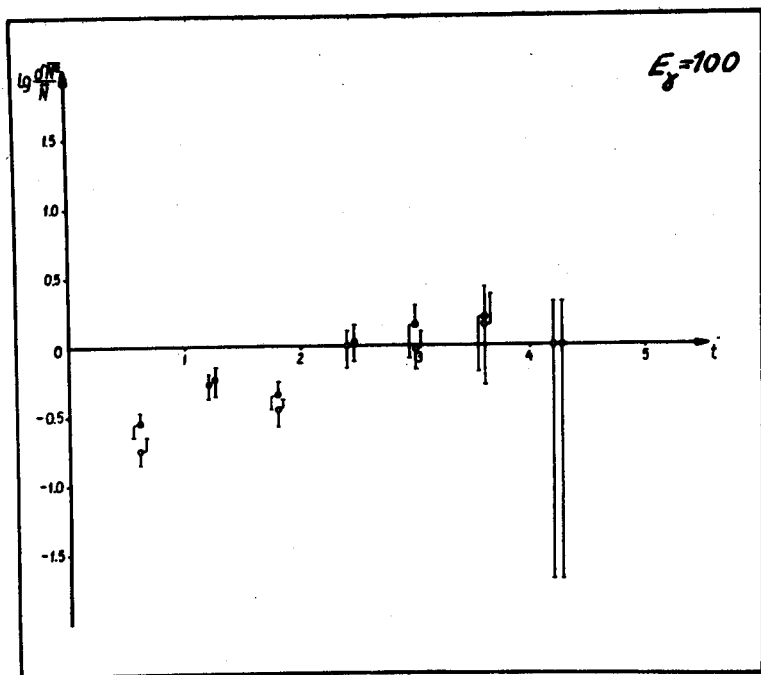


Рис. 5а. Флюктуации $\lg \frac{\delta N^2}{N}$, определенные без учёта разброса длин конверсии первичных γ -квантов в ливнях, вызванных γ -квантами в жидком ксеноне. Учтено многократное рассеяние. Обозначения те же, что и на рис. 1.

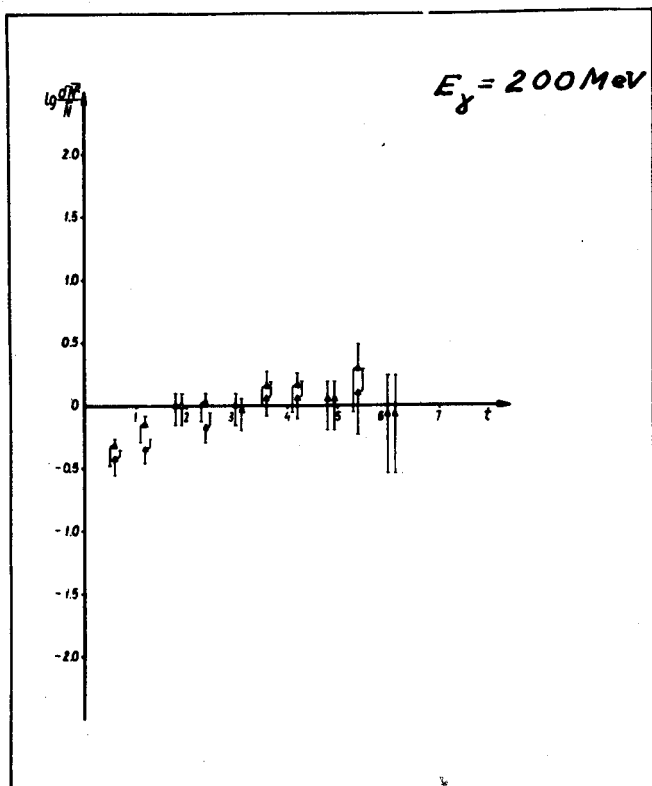


Рис. 56. Флюктуации $\lg \frac{\overline{\delta N^2}}{N}$, определенные без учёта разброса длин конверсии первичных γ -квантов в ливнях, вызванных γ -квантами в жидком ксеноне. Учтено многократное рассеяние. Обозначения те же, что и на рис. 1.

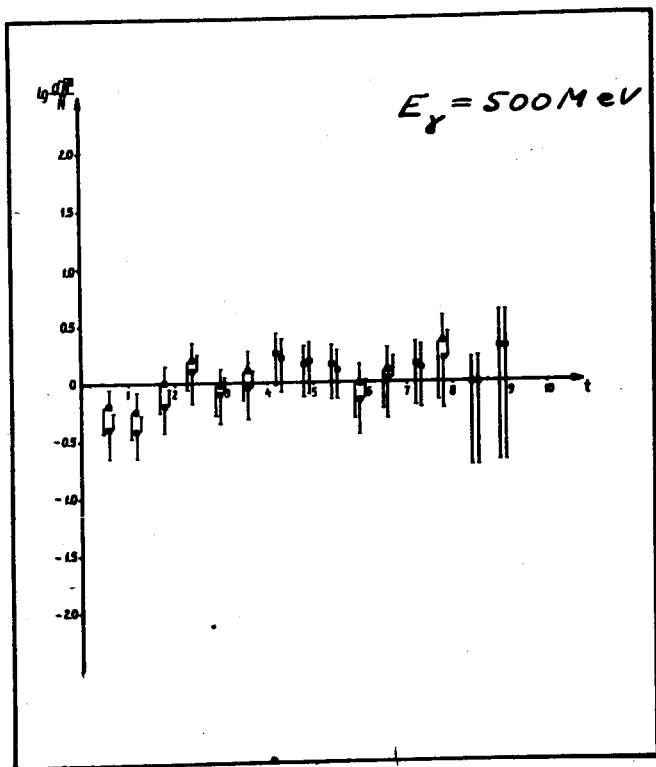


Рис. 5в. Флюктуации $\lg \frac{N_2}{N_1}$, определенные без учёта разброса для конверсии первичных γ -квантов в ливнях, вызванных γ -квантами в жидком ксеноне. Учтено многократное рассеяние. Обозначения те же, что и на рис. 1.

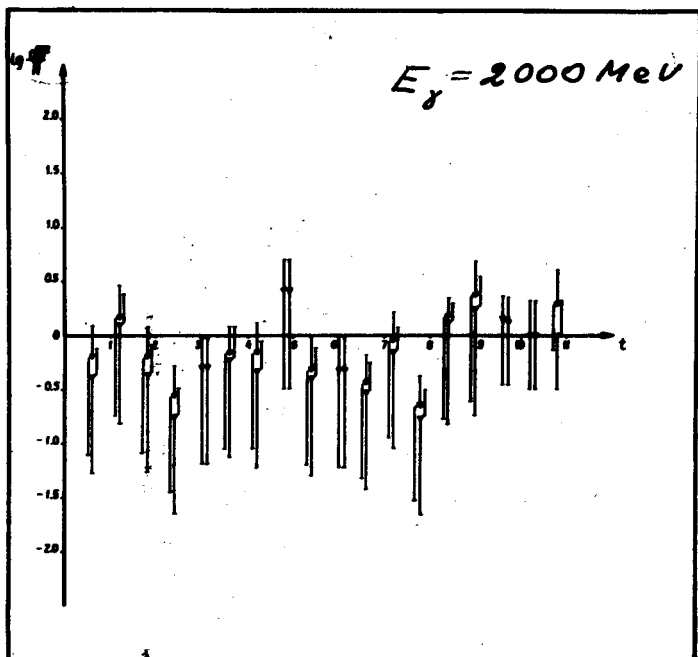


Рис. 5г. Флюктуации l_g $\frac{\overline{\delta N^2}}{N}$, определенные без учёта разброса для конверсии первичных γ -квантов в ливнях, вызванных γ -квантами в жидком ксеноне. Учтено многократное рассеяние. Обозначения те же, что и на рис. 1.

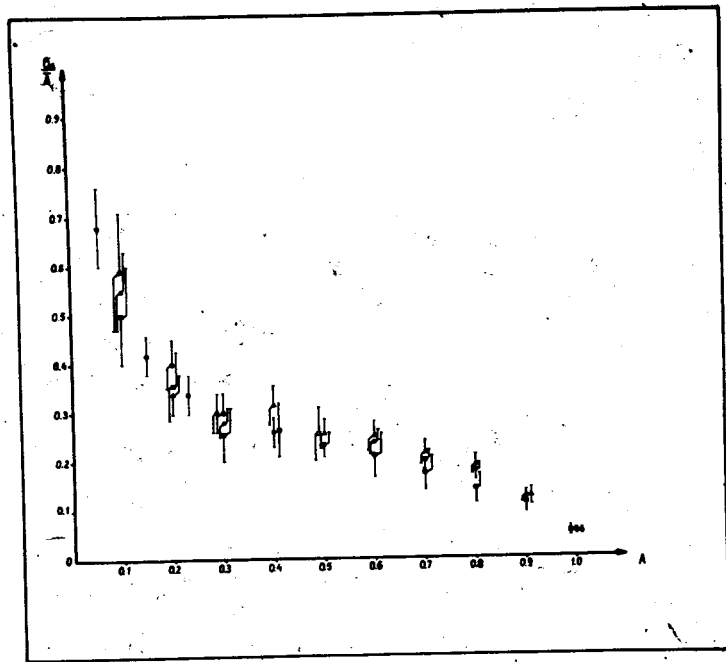


Рис. 6. Относительная дисперсия доли полной энергии $\frac{\sigma_A}{\bar{A}}$ на глубине развития ливня (отсчитываемой от точки конверсии первичного γ -кванта), на которой выделяется в среднем доля \bar{A} . $\circ - E_\gamma = 100$ Мэв; $\Delta - E_\gamma = 200$ Мэв, $\square - E_\gamma = 500$ Мэв; \bullet - относительные флуктуации в ливнях с $E_\gamma = 330$ Мэв, рассчитанные по литературным данным /8/.

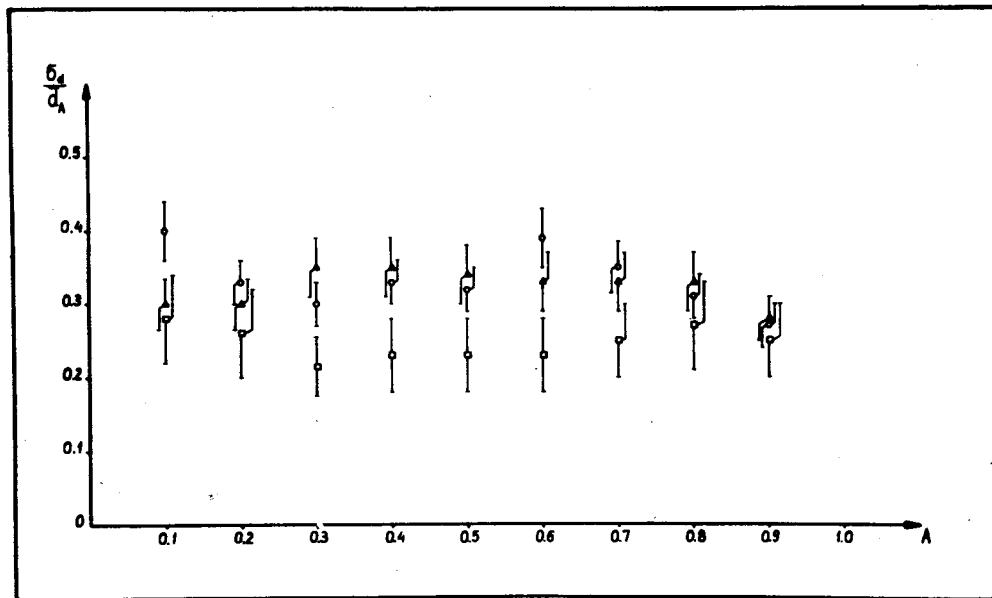


Рис. 7. Относительные дисперсии длин частичного развития ливней σ_d / \bar{d} на глубине (отсчитываемой от точки конверсии первичного γ -кванта), на которой выделяется в среднем доля A полной энергии лавины. Обозначения см. на рис. 6.

Обсуждение экспериментальных данных

Полученные данные обеспечены достаточной статистикой для некоторых выводов, касающихся развития лавин в веществе лишь при энергиях 100, 200 и 500 Мэв. Приведенные ниже итоги относятся именно к этим лавням.

На основании полученного набора сведений можно перечислить следующие свойства каскадного процесса в среде:

1. Учёт рассеяния электронов и позитронов средой не искажает заметно, в границах наших точностей, полученные без учёта этого рассеяния каскадные кривые.

2. Флюктуации $\ell_g \frac{\delta N^2}{N}$ - минимальные в области максимума продольного развития ливней (рис. 3 и 4). В этом районе ℓ они близки пуассоновским. Учёт разброса длин конверсий первичных γ -квантов заметно влияет на флюктуации (рис. 3,4,5а),5б),5в),5г)); разброс в длинах конверсии увеличивает флюктуации во всей области значений ℓ .

3. Относительная дисперсия σ_A / \bar{A} доли полной энергии лавины \bar{A} , соответствующей некоторой средней глубине d_A , зависит от \bar{A} , стремясь к минимальному значению при \bar{A} , стремящемся к 1.

На характер этой зависимости не влияет энергия ливней. Подобный пробог имеют эти величины, полученные по данным другой работы^{/8/} (рис. 6).

Дисперсия d_A , σ_d / d почти не зависит от значения \bar{A} .

Л и т е р а т у р а

1. В. Rossi and K. Greisen. *Rev. Mod. Phys.*, 13, 240 (1941).
2. С.З. Беленький, И.П.Иваненко. *УФН*, 69, 591 (1959).
3. Н.М.Герасимова. *ЖЭТФ*, 43, 500 (1962); 44, 240 (1963).
4. З.С.Стругальский. *Мат. совещание по методике пузырьковых камер. Препринт ОИЯИ 796, Дубна 1961; Л.П.Коновалова, Л.С.Охрименко, З.С.Стругальский. Препринт ОИЯИ Р-700, Дубна, 1961; ПТЭ*, 6, 261 (1961).
5. О. Czyzewski, J. Danysz, Z. Strugalski, *Acta Physica Pol.* 24, 509 (1963); И.А.Ивановская, Т.Канарек, Л.С.Охрименко, Б.Словинский, З.С.Стругальский, И.В.Чувилло, З.Яблонский, *Препринт ОИЯИ Р1-3317, Дубна 1967.*
6. P.A. Bender, *Nuovo Cim.*, 2, 980 (1965).
7. Siddheshwar Lal, A Subramanian, *Nuovo Cim.*, 26, 1245 (1962).
8. W. Blocker, R.W. Kenney, W.K.H. Panovsky. *Phys. Rev.*, 29, 3 (1950).
9. Z. Jablonski, *Nuclear Phys.*, 81, 620 (1966).
10. D.T. Crawford, H. Messel. *Phys. Rev.*, 128, 2352 (1962).
11. W. Heitler. *The Quantum Theory of Radiation, Oxford, 1954.*

Рукопись поступила в издательский отдел

11 июня 1968 года.