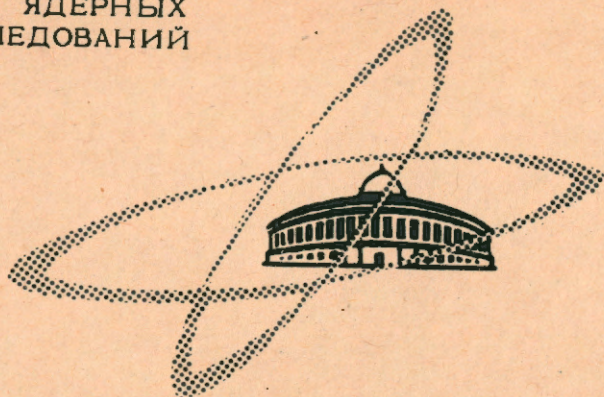


ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Д

Дубна

Р - 2846



О.А. Займидорога, Ю.Д. Прокошкин,
В.М. Цупко-Ситников

ФЛЮКТУАЦИИ В ЛИВНЯХ, ОБРАЗОВАННЫХ
ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ
ОТ 45 ДО 330 МЭВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1966

P - 2846

О.А. Займидорога, Ю.Д. Прокошкин,
В.М. Цупко-Ситников

ФЛЮКТУАЦИИ В ЛИВНЯХ, ОБРАЗОВАННЫХ
ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ
ОТ 45 ДО 330 МЭВ

Направлено в ЖЭТФ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

1. Введение

Существенной чертой каскадного процесса, развивающегося при прохождении электронов высокой энергии через вещество, является наличие значительных флуктуаций числа частиц в ливне, связанных со статистическим характером взаимодействий (рождение пар и тормозное излучение), при которых происходит большая передача энергии.

Существующая каскадная теория^{/1/} довольно точно (по крайней мере, при больших энергиях частиц и для веществ с малым Z) описывает электронно-фотонный ливень в среднем и позволяет определить такие его характеристики, как среднее число частиц, распределение частиц по энергиям и т.д., а также дает возможность качественно проследить характер изменения флуктуаций в числе частиц с толщиной вещества^{/2,3/}. Однако до настоящего времени не развит метод расчета ливней, позволяющий определить вероятностные характеристики ливней^{x/}: флуктуации числа частиц, корреляции этих флуктуаций и др.

Знание вероятностных характеристик ливней необходимо не только для построения полной каскадной теории — оно имеет и прикладное значение. Так, данные о флуктуациях числа электронов на разных глубинах развития ливня необходимы для решения важной методической задачи об эффективности детекторов γ -квантов и электронов (γ -спектрометров, γ -телескопов, "пробежных" телескопов для электронов и др.). Сведения о разбросе полной энергии, выделяемой частицами ливня в толстом слое вещества, или о флуктуациях интенсивности черенковского излучения, испускаемого частицами ливня, используются при конструировании спектрометров полного поглощения и ливневых искровых детекторов, широко применяемых сейчас в опытах на ускорителях.

Сведения о вероятностных характеристиках ливней могут быть получены экспериментальным путем либо в результате моделирования каскадного процесса методом Монте-Карло^{/8/}. В последнее время появились экспериментальные работы, где приводятся данные о флуктуациях числа электронов, вызванных электронами в меди и свинце^{/7,8/}. Данные же о таких характеристиках ливней, как корреляция флуктуаций и зависимость флуктуаций потерь энергии ливня от толщины поглотителя, в печати пока отсутствуют.

x/ Эта задача рассматривалась Фарри^{/4/} и Тяпкиным^{/5/}.

Целью настоящей работы являлось исследование флуктуаций и корреляций флуктуаций в ливнях, вызванных в свинце электронами с энергией от 45 до 330 Мэв.

2. Постановка эксперимента

Для исследования электронно-фотонных ливней использовалась камера Вильсона со свинцовыми пластинами^{/9/}. Эксперименты были проведены на пучке электронов синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Камера Вильсона была облучена электронами с энергиями $E_0 = (330 \pm 20)$, (230 ± 15) , (130 ± 10) и (45 ± 5) Мэв. Методика измерений описана нами в предыдущей работе^{/9/}, где изучались средние характеристики ливней.

Для исследования флуктуаций ливней были отобраны фотографии, на которых расстояние между следами входящих в камеру электронов было достаточно большим, чтобы ливни могли быть надежно разделены. Для $E_0 = 330$ Мэв это расстояние было выбрано равным 50 мм, что обеспечивало разделение соседних ливней по всей длине камеры. Для меньших энергий минимальное расстояние между следами первичных электронов было принято равным 25 мм, что дало возможность разделить соседние ливни до шестого промежутка ($22,7 \text{ г/см}^2 \text{ Рв}$).

Число отобранных таким способом ливней составило для указанных выше энергий 426, 254, 303 и 268 соответственно. Обработка следов электронов на полученных фотографиях ливней была выполнена с использованием тех же критериев отбора, что и при исследовании средних характеристик ливней^{/9/}. При этом энергия обрезания спектра вторичных электронов E составляла около 1 Мэв.

3. Флуктуации потерь энергии

Развитие каскадного процесса при прохождении ливня через вещество сопровождается быстрой потерей энергии ливня. Потери энергии $U(E_0, t)$ ливня, прошедшего в веществе расстояние t (измеренное в радиационных единицах), связаны с числом электронов в ливне $N(E_0, E, t)$ следующим соотношением:

$$U(E_0, t) = \epsilon \int_0^t N(E_0, E, t') \overline{\text{sc}\theta(t')} dt' / p(E_0, E, t'). \quad (1)$$

Здесь ϵ — критическая энергия, $\overline{\text{sc}\theta(t)}$ — усредненное по следам значение секанса угла рассеяния электронов в ливне на глубине t ^{/9/}, $p(E_0, E, t)$ учитывает введение энергии обрезания спектра вторичных электронов.

Для многих практически важных задач (черенковские спектрометры полного поглощения, ливневые искровые камеры и др.) представляют интерес не полные потери (1)

(определение которых является трудной задачей, т.к. в ливне содержится много мало-энергичных электронов^{/9/}), а та часть потерь $U(E_0, E, t)$, которая выделяется в веществе электронами с энергией выше порога обрезания E . В этом случае соотношение (1) упрощается:

$$U(E_0, E, t) = \epsilon \int_0^t N(E_0, E, t') \overline{\text{sc}\theta(t')} dt'. \quad (2)$$

Величины U были вычислены нами для энергии $E_0 = 330$ и 45 Мэв. Для каждого ливня интеграл (2) вычислялся путем суммирования произведения числа электронов в промежутках между свинцовыми пластинами на полусумму толщин пластин, образующих промежуток. Величины $\overline{\text{sc}\theta(t)}$ были определены на основе измерений пространственных углов θ следов относительно оси ливня.

На рис. 1 приведены полученные распределения числа ливней по величине U для энергии 330 Мэв. Как видно из этого рисунка, с увеличением глубины развития ливня распределения становятся более симметричными, а относительные флуктуации потерь энергии уменьшаются. Так, при $t = 10,2 \text{ г/см}^2$ полуширина распределения составляет 65%, а при $t = 49,8 \text{ г/см}^2$ — 30%. Для энергии $E_0 = 45$ Мэв полуширина распределения потерь при $t = 22,7 \text{ г/см}^2$ (что соответствует поглощению 90% энергии ливня, так же как и для $E_0 = 330$ Мэв при $t = 49,8 \text{ г/см}^2$) оказалась равной 80%. Сравнение этой величины с полученной при $E_0 = 330$ Мэв, показывает, что ширина распределения $\approx E^{-1/2}$.

4. Флуктуации числа электронов

Вероятности $W_N(E, E, t)$ регистрации N электронов на заданной глубине ливня t были определены путем счета числа следов в промежутках между пластинами для каждого ливня. Полученные значения вероятностей приведены в таблице 1. Как видно из рис. 2, в области до максимума каскадной кривой и в меньшей степени в районе максимума отчетливо проявляется эффект выделения вероятностей регистрации ливней с нечетным числом электронов. Этот "четно-нечетный" эффект впервые был отмечен Вильсоном^{/10/} и связан с тем, что при конверсии γ -кванта образуется пара электронов. В случае ливней, вызванных γ -квантами, этот эффект выражается в преобладании ливней с четным числом электронов.

По мере развития ливня и дробления его энергии наряду с образованием пар и тормозным излучением становятся существенными ионизационные потери и другие процессы взаимодействия γ -квантов и электронов с веществом, приводящие к исчезновению "четно-нечетного" эффекта. Наличие этого эффекта является одной из основных трудностей при теоретическом описании ливня на малых глубинах его развития.

Для описания экспериментально полученных зависимостей $W_N(E_0, E, t)$ мы попытались использовать распределение Пуассона (рис. 2). Расхождение между этим распределением и найденными вероятностями особенно велико в области малых толщин. В районе максимума каскадной кривой распределение Пуассона удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, однако за максимумом расхождение снова увеличивается. Таким образом, распределение Пуассона не может быть использовано для описания флюктуаций числа частиц в ливне в сколько-нибудь значительном интервале t .

Использование распределения Фарри^{/4/} для описания флюктуаций ливня представляется еще менее оправданным, особенно на малых толщинах^{/7/}. Это распределение получено для весьма упрощенной схемы каскадного процесса. Схема Фарри игнорирует различие между электронами и фотонами и пренебрегает ионизационными потерями. Распределение Фарри определено только для значений $N > 0$ и не отражает "четно-нечетного" эффекта.

Для описания флюктуаций ливней нами было использовано распределение, описывающее ливень при помощи двух независимых распределений Пуассона, каждое из которых определяет величины $W_N(E_0, E, t)$ только для четных (или нечетных) значений N

Для нечетных N

$$W_N = e^{-a_1} (a_1)^{2j+1} / (2j+1)!, \quad N = 2j+1 \quad (3)$$

и аналогично для четных N . Нормируя это распределение, получаем:

$$W_N = \begin{cases} a(a_1)^{2j+1} / \text{sh} a_1 (2j+1)!, & N = 2j+1; \\ (1-a)(a_2)^{2i} / \text{ch} a_2 (2i)!, & N = 2i. \end{cases} \quad (4a)$$

$$(4b)$$

Величина a_1 связана со средним значением (\bar{N}_1) числа электронов в ливнях с нечетным числом электронов соотношением

$$\bar{N}_1 = a_1 \text{cth} a_1. \quad (5)$$

Аналогично для "четных" ливней:

$$\bar{N}_2 = a_2 \text{th} a_2. \quad (6)$$

Параметр смешивания a в распределении (4) определяется экспериментально.

На рис. 2 приведены "четные" и "нечетные" распределения (4), соответствующие экспериментально полученным величинам W_N . Как видно из этого рисунка, распределение (4) удовлетворительно описывает флюктуации числа электронов в ливне на всех

глубинах его развития. Столь же хорошее согласие было получено и при энергиях $E_0 = 220$ и 45 Мэв. Как показали проведенные нами расчеты, распределение (4) хорошо описывает также флюктуации числа электронов в свинце, полученные при исследовании ливней в пропановой камере^{/7/}.

На рис. 3б приведена найденная в настоящей работе зависимость величин a_1 и a_2 от толщины t при $E_0 = 330$ Мэв. Совместно с найденной зависимостью параметра a от t (рис. 3а) функции $a_1(t)$ и $a_2(t)$ дают описание флюктуаций числа электронов в ливне на всех толщинах t .

5. Корреляции флюктуаций

Флюктуации числа электронов в ливне на заданной глубине не являются независимыми, а коррелированы с флюктуациями числа электронов на меньших глубинах. Знание этих корреляций необходимо при создании многослойных счетчиков электронов и γ -квантов, ливневых искровых камер и т.д.

Корреляции флюктуаций в ливнях удобно характеризовать функцией $W_{KN}(E_0, E, t_0, t)$, определяемой как вероятность зарегистрировать N электронов на глубине t , если на глубине t_0 было зарегистрировано K электронов. Значения $W_{KN}(E_0, E, t_0, t)$ найдены нами для четырех энергий первичных электронов. Так же, как и вероятности $W_N(E_0, E, t)$ они хорошо описываются распределениями (4). Полученные при $E_0 = 330$ Мэв значения параметров a_1^k , a_2^k и a^k , характеризующих эти распределения, приведены на рис. 4. При трех других значениях E_0 зависимости a_1^k , a_2^k и a^k от t имеют аналогичный характер.

Как видно из рис. 4, поведение ливней, имеющих различные значения K , существенно различается только на расстоянии $6-8$ г/см² от точки t_0 . Даже в случае больших флюктуаций корреляции флюктуаций в ливнях оказываются существенными лишь на расстоянии около одной радиационной единицы. Подобное затухание корреляций имеет место для всех исследованных энергий E_0 .

Дополнительные сведения о корреляции флюктуаций в ливнях может дать сопоставление флюктуаций в точке t_0 и среднего числа электронов на глубине t , т.е. сравнение каскадных кривых $\bar{N}_K(E_0, E, t_0, t)$ для ливней, которые имеют на глубине t_0 различное число электронов K . Как видно из рис. 5, различие в величинах \bar{N}_K существенно сглаживается на расстоянии одной радиационной единицы от t_0 . Однако влияние значительных флюктуаций на последующее развитие ливня может быть прослежено и на большем расстоянии: ливни с малым числом K смещены в область больших толщин t . Этот эффект отчетливо виден при малых t_0 , при смещении же t_0 в область, расположенную за максимумом каскадной кривой, он постепенно исчезает.

В заключение авторы пользуются случаем поблагодарить А.И. Токарскую и Е.А. Шваневу за помощь в обработке экспериментального материала. Двое из нас (О.З. и В.Ц.) выражают благодарность профессору Х.Р. Позе за интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

- С.З. Белецкий, И.П. Иваненко. УФН, 89, 59 (1959).
- Н.М. Герасимова. ЖЭТФ, 43, 500 (1962).
- Н.М. Герасимова. ЖЭТФ, 44, 240 (1963).
- W.H. Furry. Phys. Rev., 52, 563 (1937).
- А.А. Тяпкин. Диссертация, Дубна, 1958.
- J.C. Butcher, H. Messel. Nuclear Physics, 20, 15 (1960).
- H. Lengeler, W. Tejessy, M. Deutschman. Z. Physik, 175, 283 (1963).
- H. Thom. Phys. Rev., 136, В 447 (1964).
- О.А. Займидорога, Ю.Д. Прокошкин, В.М. Цупко-Ситников. Препринт ОИЯИ, Р-2833, Дубна, 1966; ЖЭТФ (в печати).
- R.R. Wilson, Phys. Rev., 86, 216 (1952).

Рукопись поступила в издательский отдел
1 августа 1966 г.

Т А Б Л И Ц А
Величины $\omega_{\mu}^{(k)}, \mu = 1, 2, \dots, k$

Но, №	3,4	6,8	10,15	13,6	18,1	22,7	29,4	38,6	49,8
0	0,100±0,027	0,314±0,028	0,580±0,080	0,728±0,042	0,911±0,017	0,963±0,012	0,985±0,007		
1	0,078±0,030	0,500±0,080	0,276±0,027	0,194±0,024	0,045±0,013	0,026±0,01	0,011±0,007		
2	0,067±0,016	0,127±0,020	0,116±0,020	0,071±0,016	0,022±0,009	0,011±0,006	0,004±0,004		
3	0,049±0,013	0,045±0,013	0,019±0,008	0,007±0,005	0,007±0,005	0	0		
4	0	0,015±0,007	0,004±0,004	0	0,011±0,007	0	0		
5	0	0	0,004±0,004	0	0,004±0,004	0	0		
6	0,066±0,014	0,132±0,019	0,181±0,022	0,277±0,030	0,400±0,085				
1	0,693±0,027	0,465±0,029	0,380±0,028	0,351±0,032	0,373±0,035				
2	0,138±0,021	0,238±0,025	0,266±0,026	0,282±0,030	0,186±0,028				
3	0,066±0,014	0,136±0,020	0,140±0,012	0,073±0,017	0,031±0,013				
4	0,017±0,008	0,023±0,009	0,027±0,010	0,013±0,008	0,005±0,005				
5	0	0,003±0,003	0	0,004±0,004	0,005±0,005				
6	0	0	0,003±0,003	0	0				
7	0	0,003±0,003	0,003±0,003	0	0				
0	0,047±0,013	0,067±0,016	0,107±0,020	0,131±0,022	0,220±0,031	0,325±0,043			
1	0,621±0,030	0,558±0,030	0,250±0,027	0,237±0,028	0,317±0,035	0,291±0,042			
2	0,226±0,026	0,286±0,028	0,282±0,028	0,360±0,031	0,277±0,034	0,222±0,038			
3	0,090±0,018	0,180±0,024	0,234±0,027	0,165±0,024	0,113±0,024	0,12 ± 0,08			
4	0,012±0,007	0,055±0,014	0,091±0,018	0,081±0,018	0,106±0,018	0,034±0,017			
5	0,004±0,004	0,055±0,014	0,028±0,010	0,028±0,010	0,062±0,018	0,008±0,008			
6	0	0,004±0,004	0,003±0,005	0	0,011±0,007	0			
0	0,019±0,006	0,039±0,009	0,068±0,012	0,064±0,012	0,115±0,016	0,190±0,020	0,324±0,023	0,480±0,023	0,605±0,024
1	0,670±0,023	0,563±0,023	0,198±0,020	0,191±0,019	0,182±0,019	0,230±0,02	0,253±0,021	0,280±0,022	0,242±0,021
2	0,145±0,018	0,21 ± 0,02	0,214±0,02	0,220±0,020	0,220±0,020	0,210±0,020	0,205±0,020	0,160±0,018	0,108±0,015
3	0,019±0,006	0,246±0,021	0,262±0,021	0,264±0,022	0,220±0,020	0,160±0,018	0,137±0,017	0,031±0,008	0,040±0,010
4	0,012±0,005	0,078±0,013	0,119±0,015	0,127±0,016	0,139±0,018	0,106±0,015	0,059±0,011	0,036±0,009	0,009±0,005
5	0,002±0,002	0,040±0,010	0,101 ± 0,015	0,090±0,014	0,083±0,013	0,064±0,012	0,010±0,005	0,018±0,006	0
6	0	0,016±0,007	0,031±0,008	0,019±0,006	0,026±0,007	0,019±0,006	0,007±0,005	0,007±0,005	0
7	0	0,014±0,006	0,009±0,005	0,021±0,007	0,019±0,006	0,014±0,006	0,007±0,005	0	0
8	0	0	0,002±0,002	0,005±0,003	0	0,005±0,003	0,005±0,003	0	0
9	0	0	0,004±0,002	0,002±0,002	0	0	0	0	0

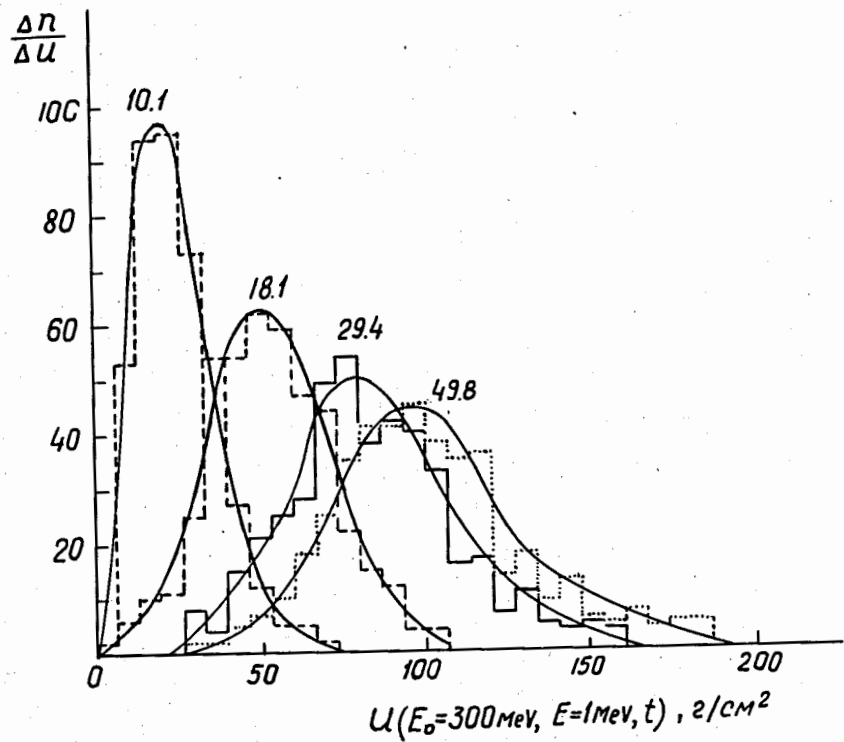


Рис. 1. Зависимость от толщины поглотителя распределения числа ливней по величине $U(E_0, E, t)$ для энергии первичных электронов 330 Мэв. Для наглядности через экспериментальные точки гистограмм проведены кривые. Цифры у кривых дают значение толщины поглотителя в g/cm^2 .

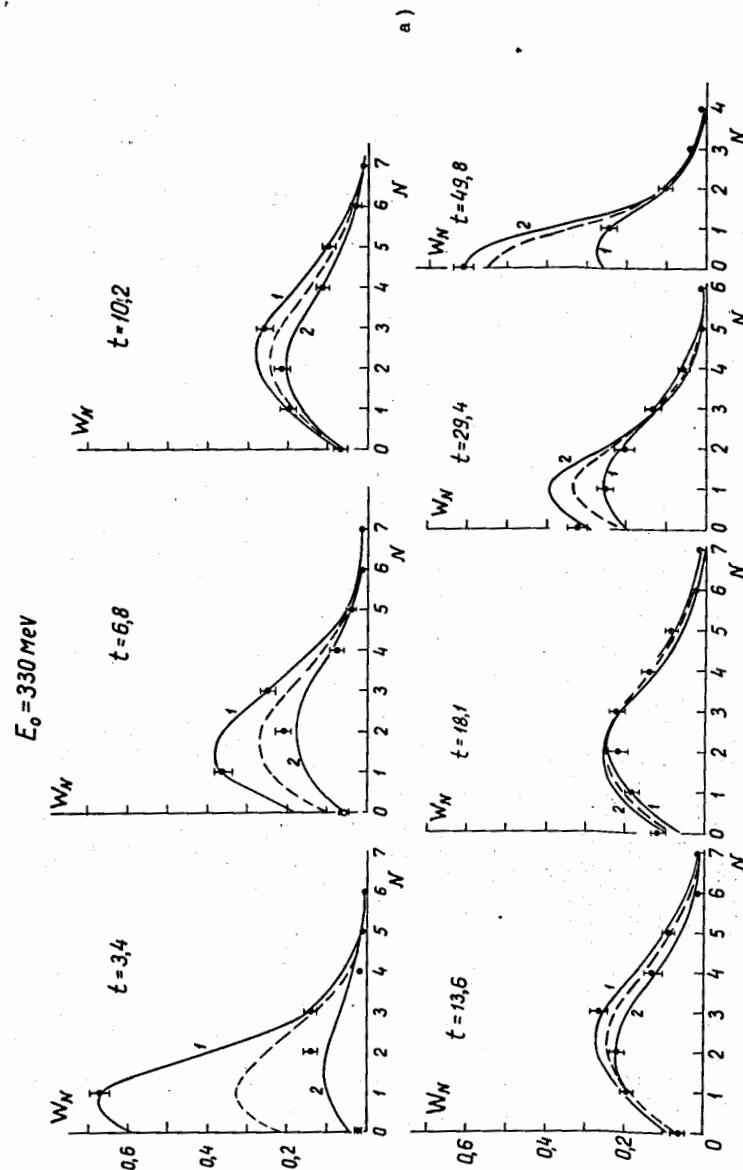


Рис. 2. Экспериментальные вероятности наблюдения N электронов для разных толщин поглотителя. а) — энергия первичных электронов 330 Мэв, б) — 180 Мэв. Пунктирные кривые — распределения Пуассона. Сплошные кривые: 1 — "нечетные" и 2 — "четные" распределения Пуассона. На рис. 2б для $t = 13,6$ и $18,1 g/cm^2$ распределения Пуассона и "нечетные" и "четные" распределения 1 и 2 совпадают.

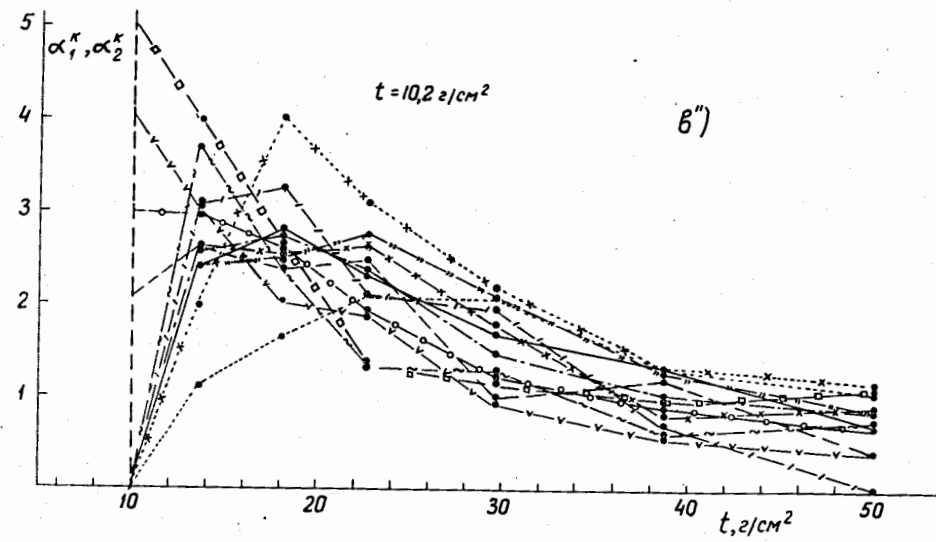
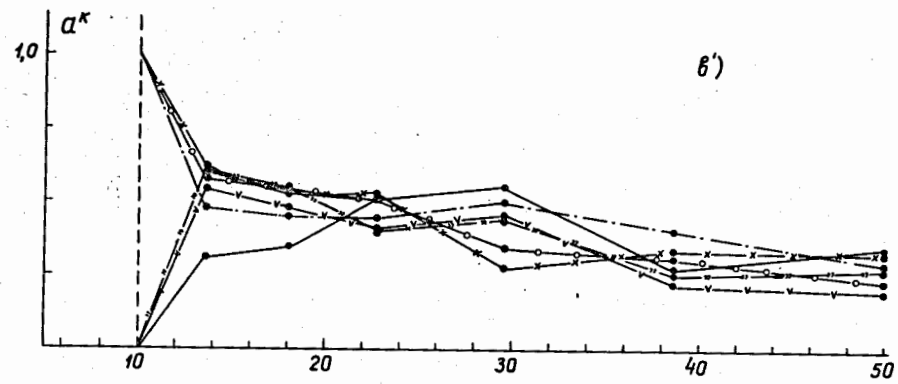


Рис. 4.

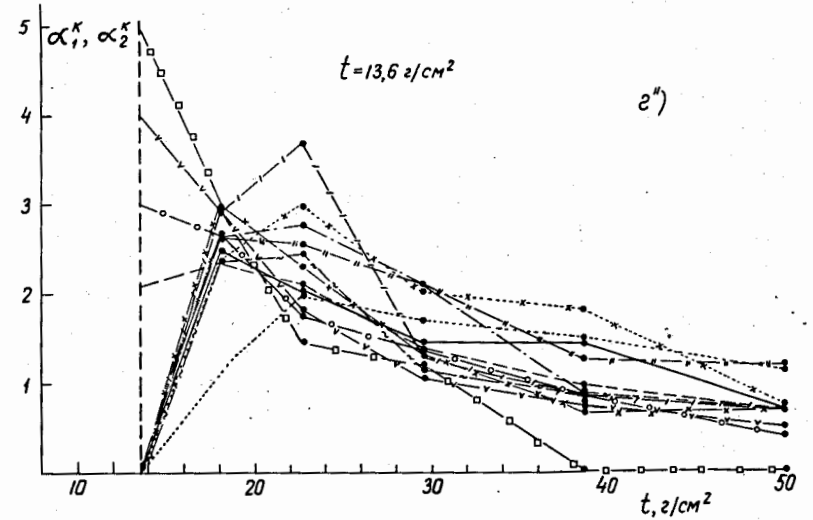
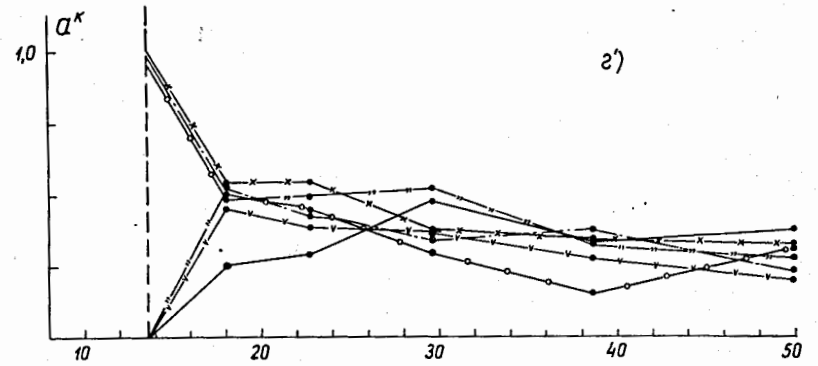


Рис. 4.

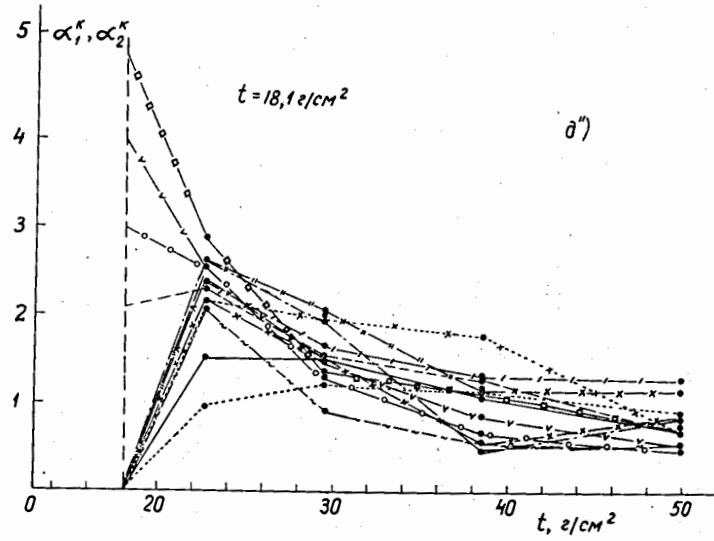
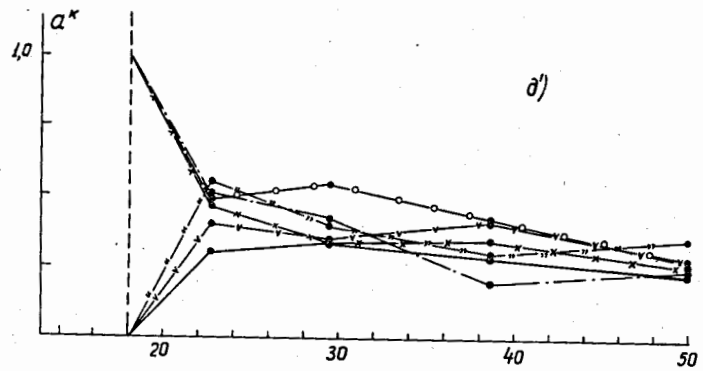


Рис. 4.

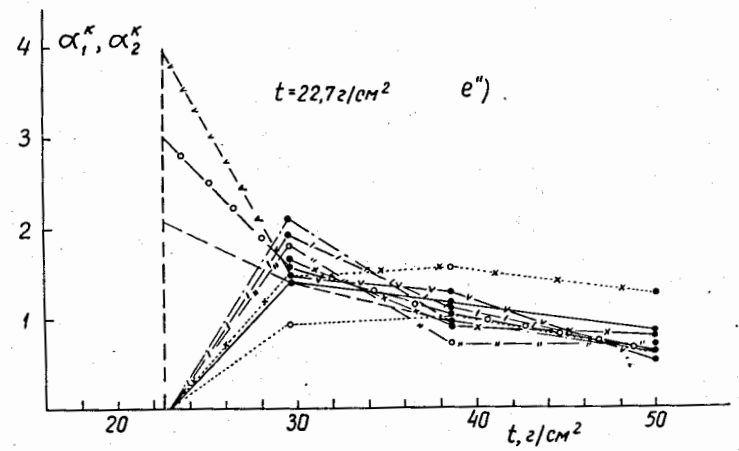
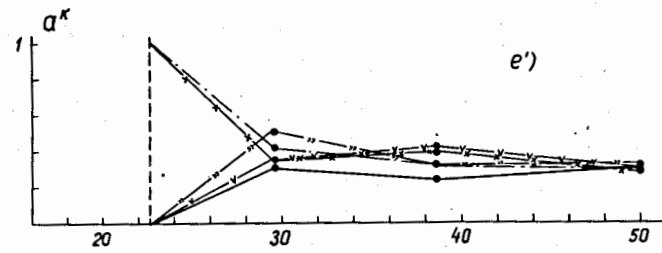


Рис. 4.

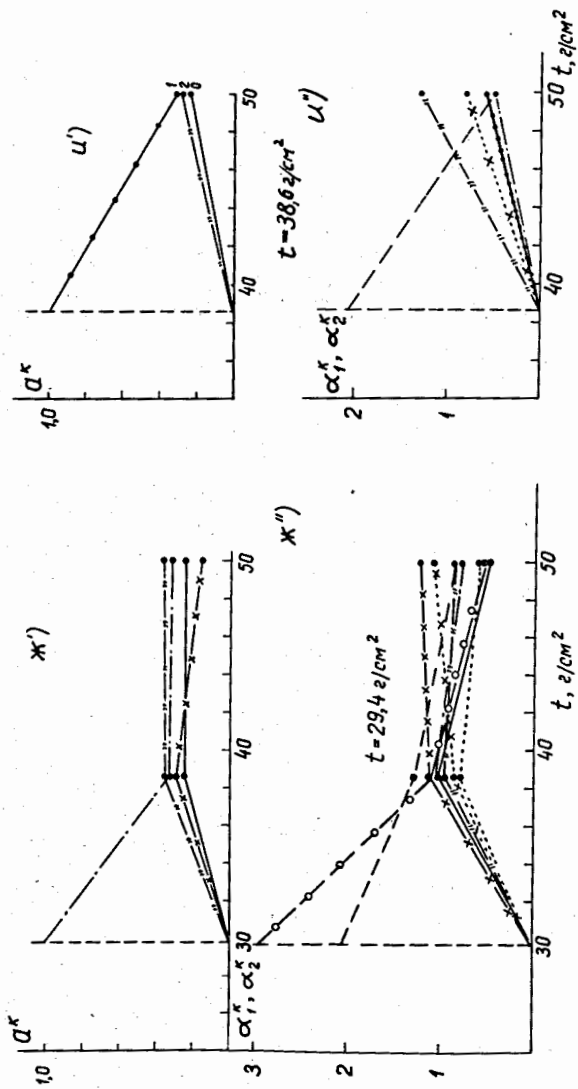


Рис. 4.

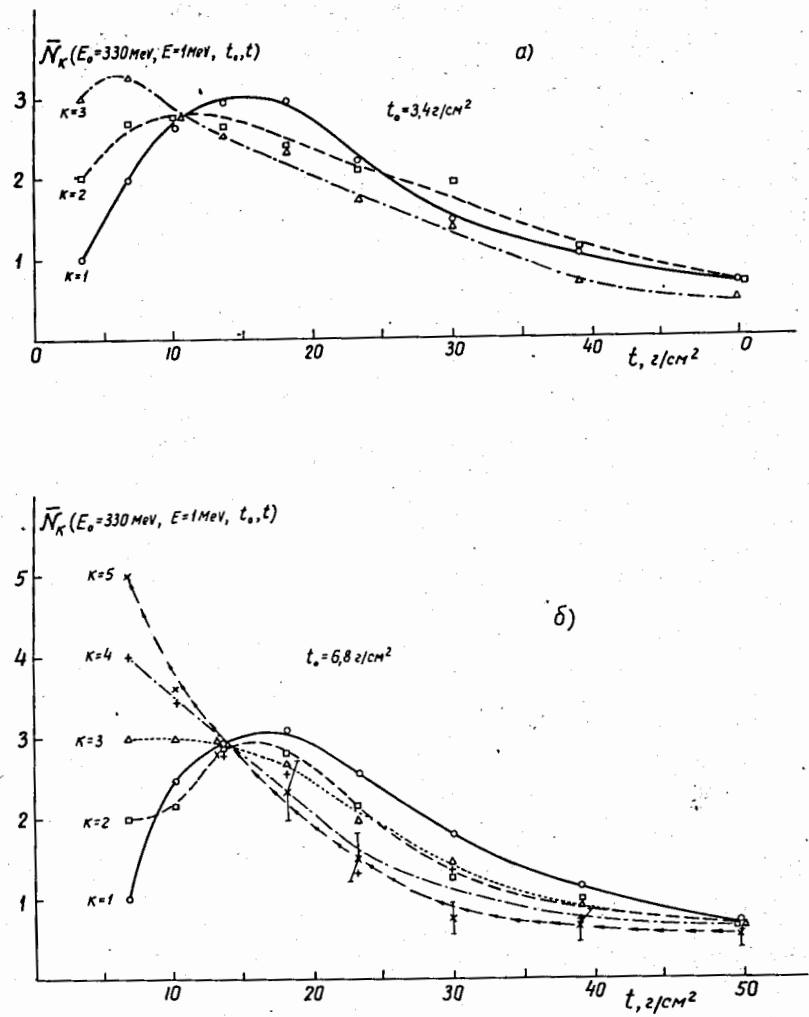


Рис. 5. Зависимость среднего числа электронов $\bar{N}_k(E_0, E, t_0, t)$ от толщины поглотителя t для флуктуирующего числа электронов k на глубине t_0 . Значения t_0 указаны на рисунках цифрами. Энергия первичных электронов - 330 Мэв.

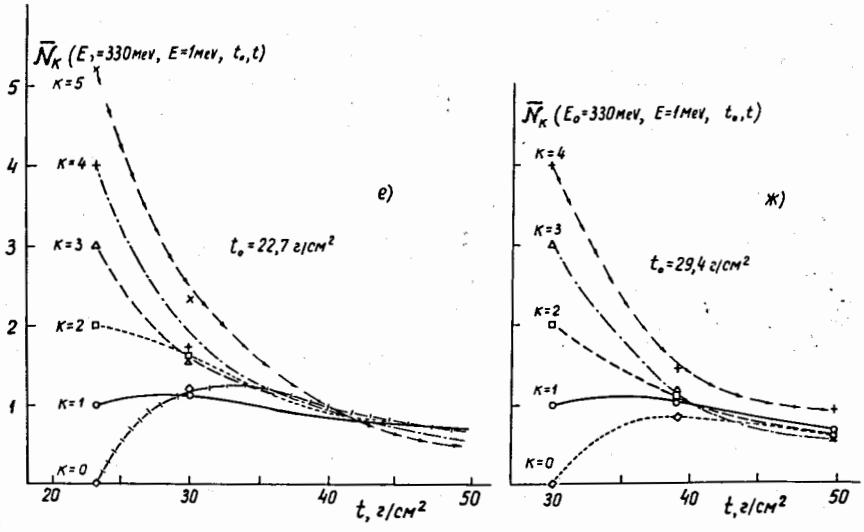
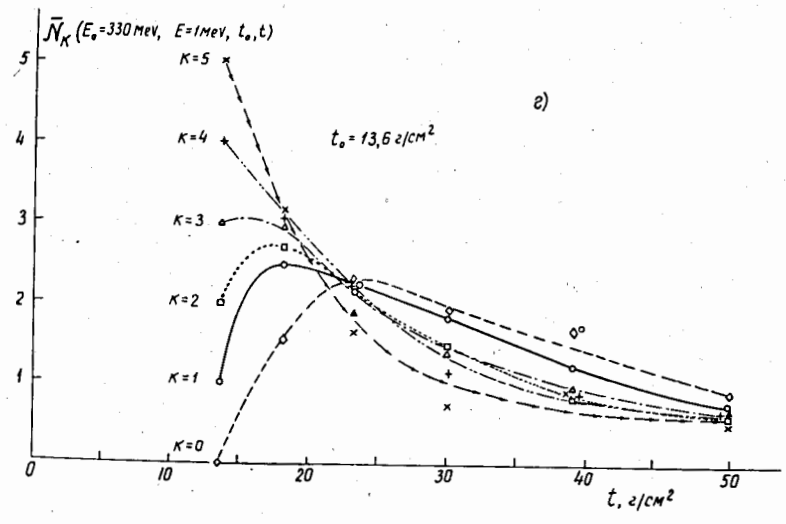
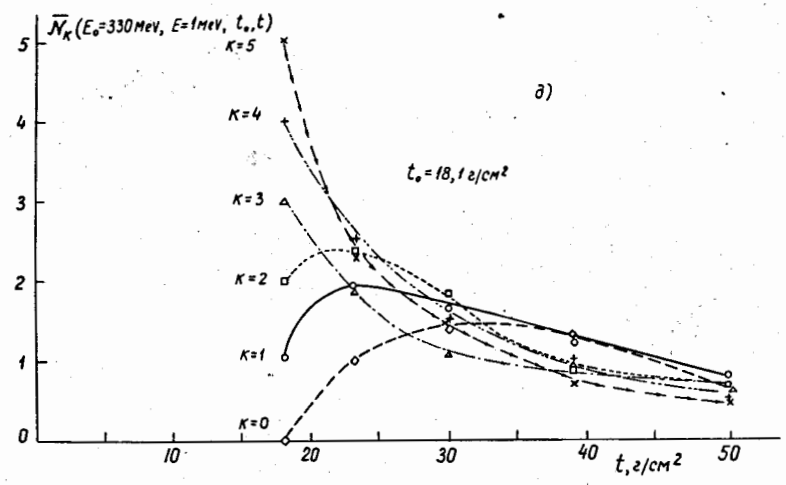
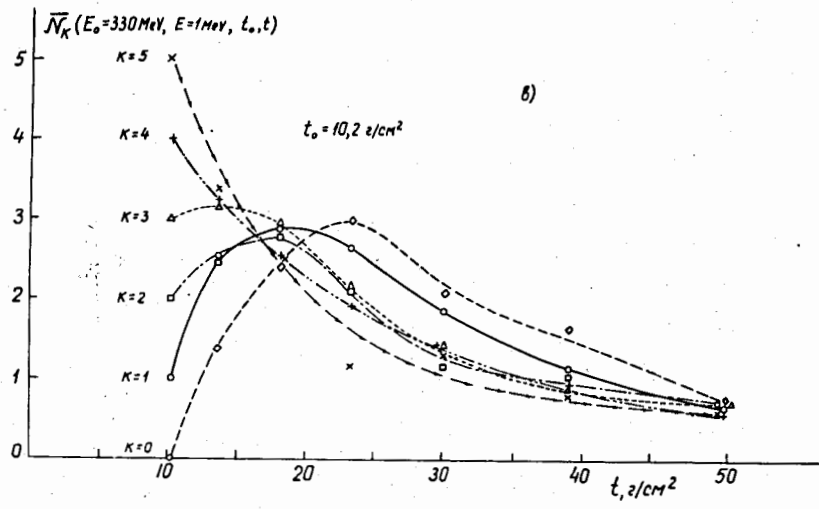


Рис. 5.

Рис. 5.