

К-663  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1862/2-71



P 13-5810

5810

С.М. Коренченко, Г.В. Мицельмахер,  
К.Г. Некрасов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ЛИВНЕВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ  
ИСКРОВЫХ КАМЕР

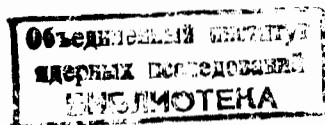
1971

Р 13-5810

С.М. Коренченко, Г.В. Мицельмахер,  
К.Г. Некрасов

**ЛИВНЕВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ  
ИСКРОВЫХ КАМЕР**

Направлено в ПТЭ



Определению ливневой эффективности искровой камеры - эффективности регистрации нескольких частиц, одновременно пересекающих промежутков, - уделялось большое внимание<sup>/1-10/</sup>. Теоретическое исследование ливневой эффективности проводилось Шнейдером<sup>/10/</sup>, но оказалось мало приемлемым для анализа экспериментальных данных. В работах<sup>/1,2,5/</sup> подавление возможных разрядов в камере связывают с действием флюктуаций во времени формирования стримера. Однако это предположение не получило должного развития. Ниже рассматривается феноменологическая модель развития нескольких пробоев в одном промежутке искровой камеры, учитывающая флюктуации во времени формирования стримера.

При изучении запаздывания пробоя, инициированного одной частицей в зазоре искровой камеры, авторами было найдено, что время запаздывания пробоя  $\tau$  имеет разброс  $\Delta\tau$ , величина которого является функцией действующего электрического поля  $E$  (рис. 1). Естественно предположить, что при формировании стримеров от нескольких частиц, одновременно пересекающих один искровой промежуток, время формирования каждого стримера подвержено таким же флюктуациям. Тогда один из них первым завершит свое развитие пробоем, шунтируя остальные низким импедансом искрового канала.

Требования модели можно сформулировать следующим образом:

1) Для фиксированного значения электрического поля флюктуации во времени формирования каждого стримера ограничены интервалом  $(0, 1) = \Delta \tau$  и подчинены единому закону распределения с плотностью вероятности  $\rho(t)$ , причём

$$\int_0^1 \rho(t) dt = 1.$$

2) Из отставших в развитии стримеров только те смогут завершиться пробоем, которые успевают закончить свое формирование в интервале  $(t, t + \delta)$ , отсчитываемом от момента возникновения первого пробоя  $t$ .

Пусть вероятность образования стримера при прохождении одной частицы через искровой промежуток равна  $\eta$ , ( $\eta \leq 1$ ). Тогда вероятность образования  $m$  стримеров при прохождении через промежуток  $n$  частиц определяется формулой биномиального распределения

$$b(m, n, \eta) = \frac{n!}{m!(n-m)!} \eta^m (1-\eta)^{n-m}, \quad (1)$$

где  $m = 0, 1 \dots n$ . Определим теперь вероятность того, что из  $m$  образовавшихся в искровом промежутке стримеров  $k$  завершаются пробоями. Математически задачу, исходя из требований 1), 2), можно сформулировать следующим образом.

На отрезок с координатами  $(0, 1)$  бросаются независимо друг от друга  $m$  точек с плотностью распределения каждой из них на отрезке  $\rho(t)$ . Нужно найти вероятность  $P(k, m)$  того, что  $k$  точек попадут на отрезок  $(t, t + \delta)$ , где  $t$  — наименьшая из координат точек.

Из условия задачи следует, что все  $m$  точек имеют равные шансы занять координату  $t$ . Тогда из  $m-1$  оставшихся точек  $k-1$  ока-

жуются в интервале  $(t, t + \delta)$ , а  $m - k$  точек попадут в интервал  $(t + \delta, 1)$ . Это распределение описывается биномиальной формулой

$$C_{m-1}^{k-1} \left[ \int_t^{t+\delta} \rho(x) dx \right]^{k-1} \left[ \int_{t+\delta}^1 \rho(x) dx \right]^{m-k}.$$

Нетрудно видеть, что искомая вероятность  $P(k, m)$  определяется выражением

$$P(k, m) = \int_0^{1-\delta} m \rho(t) C_{m-1}^{k-1} \left[ \int_t^{t+\delta} \rho(x) dx \right]^{k-1} \left[ \int_{t+\delta}^1 \rho(x) dx \right]^{m-k} dt. \quad (2)$$

Здесь  $k = 1, 2, \dots, m-1$ , а верхний предел интеграла равен  $1 - \delta$ , т.к. для  $t \geq 1 - \delta$   $P(k, m) = 0$ .

Для вероятности  $P(m, m)$  получим выражение

$$P(m, m) = \int_0^{1-\delta} m \rho(t) \left[ \int_t^{t+\delta} \rho(x) dx \right]^{m-1} dt + \int_{1-\delta}^1 m \rho(t) \left[ \int_t^1 \rho(x) dx \right]^{m-1} dt, \quad (3)$$

где первое слагаемое есть условие попадания всех  $m$  точек в интервал  $(t, t + \delta)$  на отрезке  $(0, 1 - \delta)$ , а второе слагаемое утверждает, что на отрезке  $(1 - \delta, 1)$  может оказаться только  $m$  точек.

Решение задачи о распределении на отрезке бросаемых точек дает возможность записать вероятность образования  $k$  пробоев при пересечении искрового промежутка  $n$  частицами  $P_n(k)$  в виде

$$P_n(0) = b(0, n, \eta), \quad (4)$$

$$P_n(k) = b(k, n, \eta) P(k, k) + \sum_{m=k+1}^n b(m, n, \eta) P(k, m),$$

$$P_n(n) = b(n, n, \eta) P(n, n).$$

Здесь  $k=1,2,\dots,n-1$  ;  $P(1,1) \equiv 1$  , а сомножители определяются выражениями (1), (2), (3).

Для вычисления интегралов (2), (3) требуется задание функции  $\rho(t)$  , реальный вид которой неизвестен. Однако можно думать, что приемлемость модели можно проверить, используя равномерное распределение флуктуаций ( $\rho(t) = \text{const}$  ). В этом случае интегралы (2), (3) выражаются через биномиальные коэффициенты, подстановка которых в (4) дает

$$P_n(0) = b(0, n, \eta), \quad (5)$$

$$P_n(k) = b(k, n, \eta) [b(k-1, k, \delta) + b(k, k, \delta)] + \quad (6)$$

$$+ \sum_{m=k+1}^n b(m, n, \eta) b(k-1, m, \delta),$$

$$P_n(n) = b(n, n, \eta) [b(n-1, n, \delta) + b(n, n, \delta)], \quad (7)$$

где условия формул (4) сохраняют силу. Из выражений (5), (6), (7) следует, что распределение вероятностей наблюдать некоторое число пробоев от  $n$  частиц определяется двумя параметрами. Один из них,  $\eta$  , хорошо известен и является эффективностью регистрации одной частицы. Другой - параметр шунтирования  $\delta$  - новый параметр, физический смысл которого еще необходимо раскрыть. Пока достаточно напомнить, что параметр  $\delta$  есть отношение времени спада электрического поля до величины, прерывающей развитие стримеров, к величине разброса времени запаздывания пробоя. При экспериментальном определении ливневой эффективности обычно ограничиваются получением зависимости, которая представлена формулой (7). Сравнение экспериментальных данных <sup>/2,4,6,7,8/</sup>

с полученными по формуле (7) показывает, что для неона параметр  $\delta$  остается постоянным ( $\delta = 0,95 \pm 1$ ) при изменении в больших пределах величины зазора промежутков (от 10 до 1 см), задержки высоковольтного импульса  $t_z$ , величины очищающего напряжения  $V_{оч}$  (рис. 2-4). Можно предположить, что  $\delta$  останется неизменным и для зазора  $d < 1$  см, хотя данные работы<sup>/9/</sup> соответствуют (7) при  $\delta = 0,7$  для зазора  $d = 0,5$  см (рис. 5). Этот результат подтверждает вывод, что ливневая эффективность уменьшается с уменьшением величины зазора камеры<sup>/4/</sup>. Однако следует напомнить действие еще одного механизма подавления пробоев, особенно сильного для камер с малой величиной зазора. Это разброс величины зазора смежных промежутков при параллельном включении их в цепь питания. По данным работы<sup>/11/</sup>, в камере, наполненной неоном, при зазоре  $d = 1,2$  см 15%-ный разброс величины зазора смежных промежутков приводил к полному подавлению пробоев промежутка с большим зазором. В камере с зазором 0,5 см<sup>/9/</sup> разброс оценивается в 5%, что вполне может объяснить уменьшение параметра шунтирования  $\delta$ . Очевидно, в этом случае нарушается первое требование модели, т.е. математическое ожидание функций  $\rho(t)$  оказывается различным.

Оценка параметра шунтирования по данным ливневой эффективности искровой камеры, наполненной аргоном с добавкой 0,4% ацетилена<sup>/8/</sup> (рис. 6), дала  $\delta = 0,62$ , а для воздуха<sup>/3/</sup>  $\delta = 0,06$ .

Достоинством предлагаемой модели является возможность определения ливневой эффективности по данным простого эксперимента с регистрацией двух частиц в одном промежутке или одной частицы в вдвоенном промежутке. Влияние параметра шунтирования на биномиальное распределение вероятностей показано на рис. 7.

## Выводы

1. Предлагаемая модель не противоречит экспериментальным данным по определению ливневой эффективности.
2. Величина ливневой эффективности определяется заданием двух параметров, один из которых - эффективность регистрации одной частицы, а другой - параметр шунтирующего действия.

## Литература

1. Ю.Д. Бажков и др. ПТЭ, №1, 36 (1963).
2. В.Н. Болотов, Н.И. Девишев. ЖЭТФ, 46, 1990 (1964).
3. Y.I. Matsukava. Appl.Phys.Japan., 2, 4, 239 (1963).
4. Б.З. Копелиович и др. Сообщение ОИЯИ, P13-4369, Дубна, 1969.
5. М.И. Дайон и др. Искровая камера, Атомиздат, М., 1967.
6. H. Feissner, F. Ferrero. Nucl.Instr. and Meth., 20, 161 (1963).
7. А.Г. Гапотченко и др. ПТЭ, №6, 58 (1968).
8. Ю.Т. Киселев и др. ПТЭ, №2, 207 (1967).
9. С.М. Коренченко и др. Сообщение ОИЯИ, P13-5170, Дубна, 1970.
10. F. Schneider. Preprint CERN, AR/Int. GS/63-9 (1963).
11. Spark Chamber Symp. Rev.Scient.Instr., 32, 480 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 мая 1971 года.



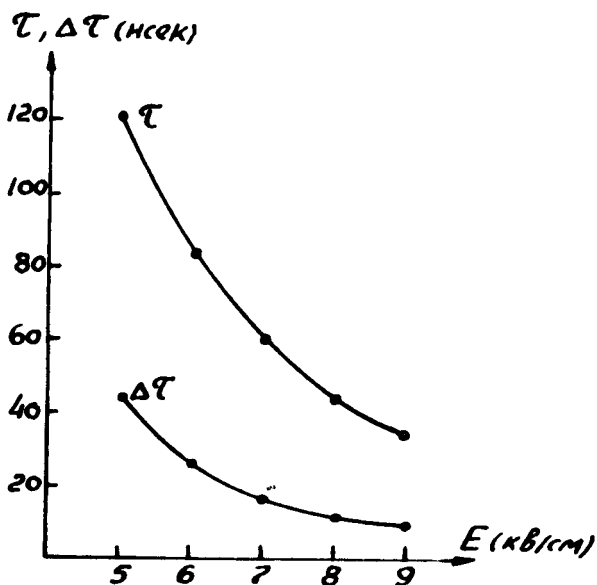


Рис. 1. Зависимость времени запаздывания пробоя  $\tau$  и разброса запаздывания  $\Delta\tau$  от величины электрического поля. Зазор:  $d = 0,5$  см. Газ: неон, 760 тор.

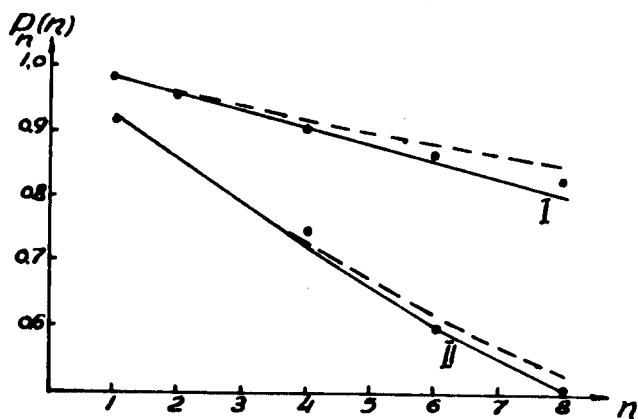


Рис. 2. /4/ Ливневая эффективность. Зазор:  $d = 2$  см. Газ: неон, 760 тор.  
 I.  $V_{оч} = 0$ ,  $t_s = 0,6$  мксек,  $\eta = 0,98$ ,  $\delta = 0,95$ . II.  $V_{оч} = 20$  в,  
 $t_s = 2$  мксек,  $\eta = 0,92$ ,  $\delta = 0,95$ . Пунктирные линии:  $\delta = 1$ .

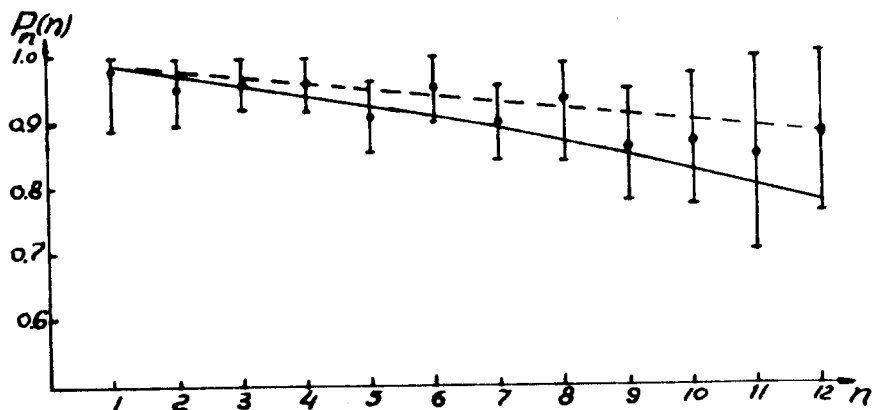


Рис. 3. /6/ Ливневая эффективность. Зазор:  $d=1$  см. Газ: 80% неон+20% гелий, 760 тор.  $V_{оч}=0$ ,  $t_3 = 0,3$  мксек,  $\eta = 0,99$ ,  $\delta = 0,95$ . Пунктирная линия:  $\delta=1$ .

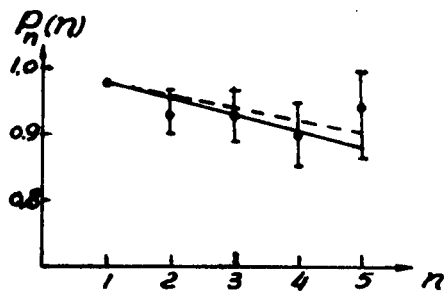


Рис. 4. /7/ Ливневая эффективность. Зазор:  $d = 1,2$  см. Газ: неон, 760 тор.  $\eta = 0,98$ ,  $\delta = 0,95$ . Пунктирная линия:  $\delta = 1$ .

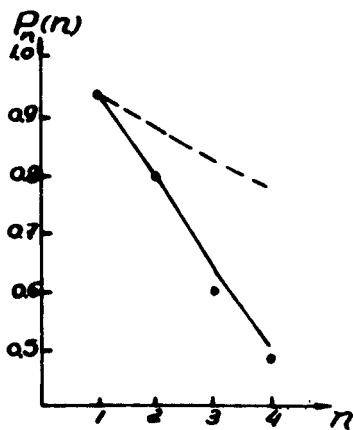


Рис. 5. /8/ Ливневая эффективность. Зазор:  $d = 0,5$  см. Газ: неон, 800 тор.  $V_{оч} = 20$  в,  $t_3 = 0,4$  мксек,  $\eta = 0,94$ ,  $\delta = 0,7$ . Пунктирная линия:  $\delta = 1$ .

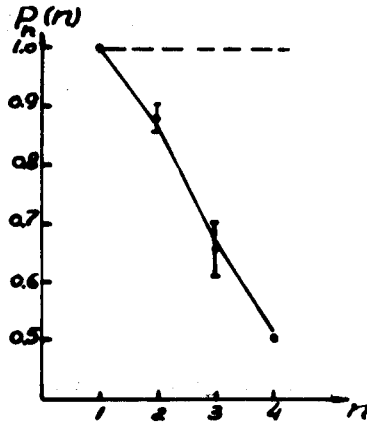


Рис. 6. /8/ Ливневая эффективность. Зазор:  $d = 1$  см. Газ: аргон + 0,4% ацетилен.  $\eta=1$  ,  $\delta = 0,62$ . Пунктирная линия:  $\delta=1$  .

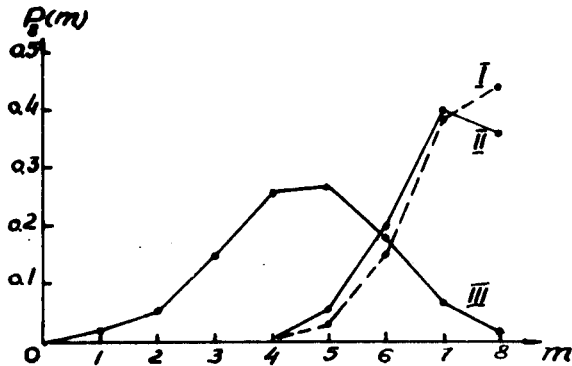


Рис. 7. Влияние параметра шунтирования  $\delta$  на биномиальное распределение. 1.  $\eta=0,9$  ,  $\delta=0,9$  . 2.  $\eta=0,9$  ,  $\delta=1$  . 3.  $\eta=0,9$  ,  $\delta=0,5$  .