

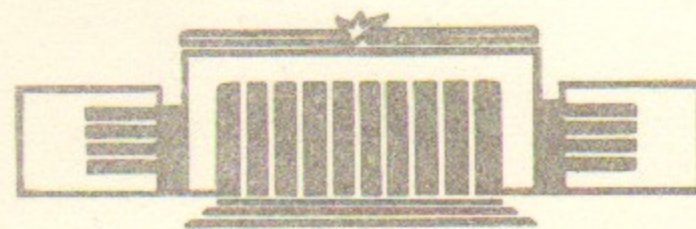
41



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.П.Авроров, В.В.Воробьев  
СТАТИСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
МЕХАНИЗМА ПРОБОЯ ВОДЫ В  
МИКРОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНЕ

ПРЕПРИНТ 83—69



НОВОСИБИРСК



СТАТИСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМА ПРОБОЯ  
ВОДЫ В МИКРОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНЕ

А.П.Авроров, В.В.Воробьев

А Н Н О Т А Ц И Я

Предлагается новый метод анализа статистических распределений величин, характеризующих пробой диэлектриков. Приводятся экспериментальные результаты оптических и статистических исследований пробоя воды и их анализ по предложенной методике. Предлагается механизм инициации пробоя воды, согласующийся с результатами данной работы, основанный на эффекте увеличения степени диссоциации молекул воды в сильном электрическом поле.



## ВВЕДЕНИЕ

В ряде последних работ по исследованию пробоя воды, например в [1+4], получены экспериментальные данные, которые хорошо объясняются "пузырьковой" моделью пробоя. При этом считается, что разряд в воде инициируется разрядом в газовых полостях, которые образуются при воздействии напряжения на исследуемый промежуток. Такое представление пробоя воды требует выяснения механизма вклада энергии в жидкость, обеспечивающего возникновение газовой полости. В случае пробоя с катода этот механизм объясняют обычно эмиссией электронов с катода, приводящей либо к нагреву воды [5], либо к возникновению кавитационных явлений [3]. Для объяснения пробоя воды с анода наиболее разумным, по-видимому, предложением в представлениях данной модели является гипотеза о нагреве воды вследствие повышения её проводимости за счет перескокового механизма движения ионов гидраксония, чему способствует сильное электрическое поле [3]. Однако в работе указывается только на возможность увеличения подвижности ионов гидраксония, но не приводится оценка их концентрации. При этом нельзя провести оценку проводимости воды по этой гипотезе и сравнить её с экспериментом.

Эффективным методом исследования пробоя диэлектриков, позволяющим проводить сравнение теории с экспериментом, является анализ экспериментально выявленных функций распределения характерных параметров пробоя (время запаздывания пробоя, напряженность поля в промежутке) [6]. Однако на данный момент используются весьма упрощенные методы анализа таких функций, например, метод Лауэ [7], применение которых не всегда правомерно.

В данной работе предлагается новый метод анализа статистических распределений времени запаздывания пробоя диэлектриков и приводятся результаты экспериментов по выяснению механизма развития разряда в воде в микросекундном диапазоне.



I. Последовательные процессы.

Определение некоторых характеристик пробоя диэлектриков возможно лишь после выявления их статистических распределений. Наиболее удобным для экспериментального определения при ступенчатом импульсе напряжения является распределение времени запаздывания пробоя при заданном напряжении на промежутке. При этом определяется частота или статистическая вероятность того, что пробой не произойдет за время, равное или меньшее времени  $t$ :

$$W_H = \frac{N_t}{N_0} \quad (I-1),$$

где  $N_0$  — полное число испытаний,

$N_t$  — число испытаний, при которых время запаздывания пробоя равно или больше  $t$ .

Если на основании определенных значений построить график, то получим функцию распределения времени запаздывания пробоя  $P(t_2) = P(t_2 \geq t_1)$ . Эта функция характеризует вероятность того, что случайная величина примет значение, большее некоторого числа  $t_i$ .

В исследованиях по пробоям диэлектриков часто оказывается, что функция распределения имеет вид, подобный нестационарному распределению Пуассона [8]. Естественно при этом строить функцию распределения в координатах  $-\ln P_H, t_2$  (координаты Лауэ). Одно из подобных распределений в указанных координатах (кривая Лауэ) представлено на рис. I. Такое распределение аппроксимируют, как правило, показательным распределением, которое в координатах Лауэ характеризуется прямой:

$$-\ln P_H = \frac{t_2 - t_{\phi, \lambda}}{t}$$

При этом считают, что время  $t$  — это среднестатистическое время запаздывания пробоя, а время  $t_{\phi, \lambda}$  — время формирования пробоя. В работе [9] было высказано соображение, что нестационарный участок  $\Delta t_{\phi}$  кривой Лауэ характеризуется разбросом

времени формирования пробоя. Время формирования пробоя  $t_{\phi}$  обычно связывают с временем развития проводящего канала от момента возникновения свечения в диэлектрике до момента спада напряжения на промежутке. Если принять такое определение времени формирования пробоя, то может оказаться, что время  $\Delta t_{\phi}$ , характеризующее нестационарность распределения, заметно больше разброса времени формирования пробоя. Покажем, что и в этом случае можно указать метод анализа статистического распределения при некоторых, вполне реальных, допущениях.

Пробой любого диэлектрика — это сложное явление, которое вызывается действием нескольких простых последовательных процессов. Каждый из этих процессов имеет свое не флуктуирующее время формирования  $t_{\phi i}$  и свое среднестатистическое время развития  $t_i$ . В качестве примера дадим статистическое описание механизма пробоя, осуществляемого двумя последовательными процессами. Для простоты решения задачи предположим, что эти процессы статистически независимы и статистика их определяется показательным распределением, т.е. стационарным распределением Пуассона. Отообразим последовательность этих процессов на временной оси (рис. 2). Первый процесс с временем формирования  $t_{\phi 1}$  и со среднестатистическим временем развития  $t_1$  не происходит на отрезке  $t'$  (событие 1), но происходит на отрезке  $dt'$  (событие 2). Завершение первого процесса приводит к возникновению с временем формирования  $t_{\phi 2}$  и среднестатистическим временем  $t_2$  второго процесса, который не происходит за время  $t - t'$  (событие 3), но происходит на отрезке  $dt$  (событие 4). На рис. 2 приведены и соответствующие этим событиям вероятности. Вероятность попадания пробоя на элементарный отрезок времени от  $t$  до  $t + dt$  при условии, что первый процесс произошел на участке времени  $dt'$ , определяется произведением вероятностей всех перечисленных событий:

$$dP_{np} = \exp\left(-\frac{t' - t_{\phi 1}}{t_1}\right) \cdot \frac{1}{t_1} dt' \cdot \exp\left(-\frac{t - t_{\phi 2} - t'}{t_2}\right) \cdot \frac{1}{t_2} dt \quad (I-2)$$

Интегрируя это выражение по  $t'$  от  $(t' + t_{\phi 2})$  до  $t$  и по  $t'$  от  $t_{\phi 1}$  до  $(t - t_{\phi 2})$  и переходя затем к противоположному событию, получим выражение для вероятности того, что за время  $t$



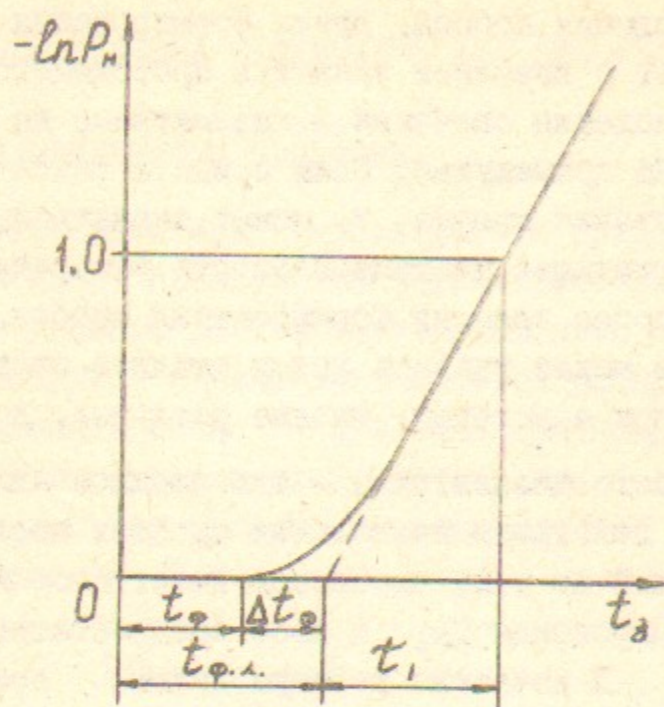


Рис. 1. Нестационарное распределение Пуассона.

$$\frac{\exp(-\frac{t'-t_0}{t_1})}{t'} \cdot \frac{1}{dt'} \cdot \frac{\exp(-\frac{t-t'-t_0}{t_2})}{t} \cdot \frac{1}{dt}$$

Рис. 2. Последовательность событий, характеризующих механизм пробоя во времени и соответствующие им вероятности.

пробоя не произойдет:

$$P_n = \frac{t_1}{t_1 - t_2} \exp(-\frac{t-t_0}{t_1}) - \frac{t_2}{t_1 - t_2} \exp(-\frac{t-t_0}{t_2}) \quad (I-3),$$

где  $t_\phi = t_{\phi 1} + t_{\phi 2}$ , т.е. полное время формирования пробоя определяется суммой времен формирования отдельных процессов. Выражение (I-3) описывает функцию совместного распределения случайных величин, характеризующих два последовательных процесса. Из этого выражения следует, что невозможно выделить из совместного распределения отдельно для каждого из процессов значения их времен формирования. Средние же времена  $t_1$  и  $t_2$  каждого процесса можно определить, например, подбором их значений в (I-3), сравнивая расчет с экспериментом. Однако в этом случае трудно выявить в механизме пробоя наличие большего, чем два, числа последовательных процессов. Лучше проводить оценки параметров  $t_1$  и  $t_2$  непосредственно по экспериментальному распределению с учетом (I-3).

Пусть выполняется условие

$$t_1 \geq 3 t_2 \quad (I-4)$$

Тогда график (в координатах Лауэ) экспериментального распределения, описываемого выражением (I-3), будет подобен графику, изображенному на рис.1. Рассмотрим (I-3) при условии (I-4) при временах  $t \geq t_\phi + t_1$ . В этом случае вторым членом правой части можно пренебречь. Логарифмируя новое выражение, получим:

$$-\ln P_n \approx \frac{t-t_0}{t_1} - \ln \frac{t_1}{t_1 - t_2} \quad (I-5)$$

Т.о. оказывается, что кривая Лауэ на больших временах аппроксимируется прямой с угловым коэффициентом  $1/t_1$  ( $1/t$  на рис.1), т.е. дальняя часть кривой Лауэ характеризует процесс с большим среднестатистическим временем развития.

Для нахождения времени  $t_2$  приравняем нулю левую часть выражения (I-5). При этом, по точке пересечения построенной прямой с временной осью координат определится время  $t_{\phi.1}$ . Тогда можно записать:

$$\frac{t_1}{t_1 - t_2} = \exp(\frac{t_{\phi.1} - t_0}{t_1}) \quad (I-6)$$



Логарифмируя выражение (I-3) после подстановки в него равенства (I-6), получим:

$$-\ln\left[\exp\left(-\frac{t-t_{\phi,1}}{t_1}\right) - P_H\right] = \frac{t-t_{\phi}}{t_2} - \ln\frac{t_2}{t_1-t_2} \quad (I-7)$$

Подставляя в это выражение при вычисленных уже значениях  $t_{\phi,1}$  и  $t_1$  вместо  $P_H$  экспериментальные значения  $W_H$ , найденные по (I-1), при соответствующих временах  $t$  можно построить график, из которого и определится величина  $t_2$ . Заметим, что построенный таким образом график может оказаться по виду таким же, как и график, характеризующий нестационарное распределение Пуассона (рис. I). Это будет означать, что механизм пробоя осуществляется более чем двумя последовательными процессами.

Обратимся снова к равенству (I-6) и предположим, что выполняется условие

$$(t_{\phi,1} - t_{\phi}) / t_1 < 1 \quad (I-8)$$

Тогда, разложив экспоненту в (I-6) в ряд и взяв два первых члена разложения, получим:

$$t_2 \approx t_{\phi,1} - t_{\phi} \quad (I-9)$$

Отсюда следует, что условие (I-8) выполняется при выполнении условия (I-4). Выражение (I-9) может служить для грубой оценки величины  $t_2$  в случае, когда в совместное распределение основной вклад дают два процесса, а остальные процессы оказывают незначительное влияние. Эта оценка является грубой потому, что она определяется по экспериментально найденному значению времени формирования пробоя  $t_{\phi}^*$ . По своему определению время  $t_{\phi}$  выявляется, когда статистические времена развития всех процессов, составляющих механизм пробоя, равны нулю. Естественно, что вероятность такого события очень мала, поэтому действительное время  $t_{\phi}$  может быть выявлено только при большом числе испытаний.

Сделаем некоторые замечания об ошибках при определении оценок параметров  $t_1$  и  $t_2$ . Будем считать, что распределения этих оценок подчинены нормальному закону. Тогда среднеквадратичное отклонение (с.к.о.) оценки  $t_1$  будет определяться количеством испытаний  $n_1$ , которые характеризуют прямолинейный участок кривой Лауэ:

$$\delta_{t_1^*} = \frac{t_1^*}{\sqrt{n_1}} \quad (I-10)$$

При этом  $n_1$  определяется от момента времени, когда отклонение построенной прямой с угловым коэффициентом  $1/t_1^*$  от кривой Лауэ становится меньше  $\sim \delta_{t_1^*}$ . Время же, в течение которого такое отклонение больше  $\sim 2\delta_{t_1^*}$ , определяет число испытаний  $n_2$ , характеризующих процесс с параметром  $t_2$ . Кроме того, как видно из выражения (I-7), распределение для процесса с параметром  $t_2$  строится с учетом случайной величины  $t_{\phi,1}$ , с.к.о. которой можно принять равной  $\delta_{t_1^*}$ . Исходя из этого, можно принять, что с.к.о. оценки параметра  $t_2$  равно:

$$\delta_{t_2^*} \approx \sqrt{\left(\frac{t_1^*}{\sqrt{n_1}}\right)^2 + \left(\frac{t_2^*}{\sqrt{n_2}}\right)^2} \quad (I-11)$$

Аналогичные рассуждения и вычисления можно провести и для нескольких последовательных процессов. Так для трех последовательных процессов совместное распределение описывается следующим выражением:

$$P_H = \frac{t_1^2}{(t_1-t_2)(t_1-t_3)} \exp\left(-\frac{t-t_{\phi}}{t_1}\right) - \frac{t_2^2}{(t_1-t_2)(t_2-t_3)} \exp\left(-\frac{t-t_{\phi}}{t_2}\right) + \frac{t_3^2}{(t_1-t_3)(t_2-t_3)} \exp\left(-\frac{t-t_{\phi}}{t_3}\right) \quad (I-12)$$

## 2. Параллельные процессы.

Рассмотрим два конкурирующих статистически независимых события. В качестве примера можно указать на возможность осуществления пробоя промежутка либо развитием разряда с анода, либо развитием разряда с катода. Для простоты снова предположим, что эти процессы характеризуются показательными распределениями (рис. 3):

$$P_{H1} = \exp\left(-\frac{t-t_{\phi 1}}{t_1}\right); \quad P_{H2} = \exp\left(-\frac{t-t_{\phi 2}}{t_2}\right) \quad (2-1),$$

и пусть при этом  $t_{\phi 2} > t_{\phi 1}$  (2-2)  
Заметим, что

$$P_{H1} = 0 \text{ при } t \leq t_{\phi 1}, \text{ а } t' = \begin{cases} t_{\phi 2} & \text{при } t \leq t_{\phi 2} \\ t & \text{при } t > t_{\phi 2} \end{cases} \quad (2-3)$$



Вероятность не возникновения пробоя промежутка за время  $t$  — есть вероятность не возникновения как первого, так и второго процессов. Т.е. совместное распределение двух таких процессов определяется произведением их вероятностей:

$$P_H = \exp\left(-\frac{t-t_{\varphi 1}}{\tau_1}\right) \cdot \exp\left(-\frac{t'-t_{\varphi 2}}{\tau_2}\right) \quad (2-4)$$

Логарифмируя это выражение, получим:

$$-\ln P_H = \frac{t-t_{\varphi 1}}{\tau_1} + \frac{t'-t_{\varphi 2}}{\tau_2} \quad (2-5)$$

Т.о. совместное распределение двух конкурирующих процессов в координатах Лауэ характеризуется, при условиях (2-2) и (2-3), ломаной прямой с точкой излома при  $t = t_{\varphi 2}$  (рис. 4). При этом участок прямой в диапазоне  $t_{\varphi 1} + t_{\varphi 2}$  характеризует пробой, осуществляемый первым процессом, а участок прямой при  $t \geq t_{\varphi 2}$  характеризует совместное событие. Продолжив первую прямую в сторону больших  $t$ , можно построить вторую прямую по разности от совместной и первой прямых. Кроме того, параметр  $\tau_2$  можно определить, не прибегая к построению второй прямой, зная угловые коэффициенты совместной и первой прямых. Действительно, выражение (2-5) при  $t \geq t_{\varphi 2}$  можно записать в виде:

$$-\ln P_H = \frac{t_1 + t_2}{t_1 \cdot t_2} \cdot t - \frac{t_{\varphi 1} \cdot t_2 + t_{\varphi 2} \cdot t_1}{t_1 \cdot t_2} \quad (2-6),$$

где  $\frac{t_1 + t_2}{t_1 \cdot t_2} = \frac{1}{t} = \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2}$  есть угловой коэффициент совместной прямой. Отсюда находим:

$$\frac{1}{t_2} = \frac{1}{t} - \frac{1}{t_1} \quad (2-7)$$

### 3. Зависимость от площади электродов.

В работе [10] приводится статистический метод определения зависимости электрической прочности диэлектриков от площади электродов. Однако использование при этом плотности распределения пробивного напряжения привело к усложнению получения конечного результата. Если же воспользоваться функцией распределения времени запаздывания пробоя  $P_H(t_3)$ , то

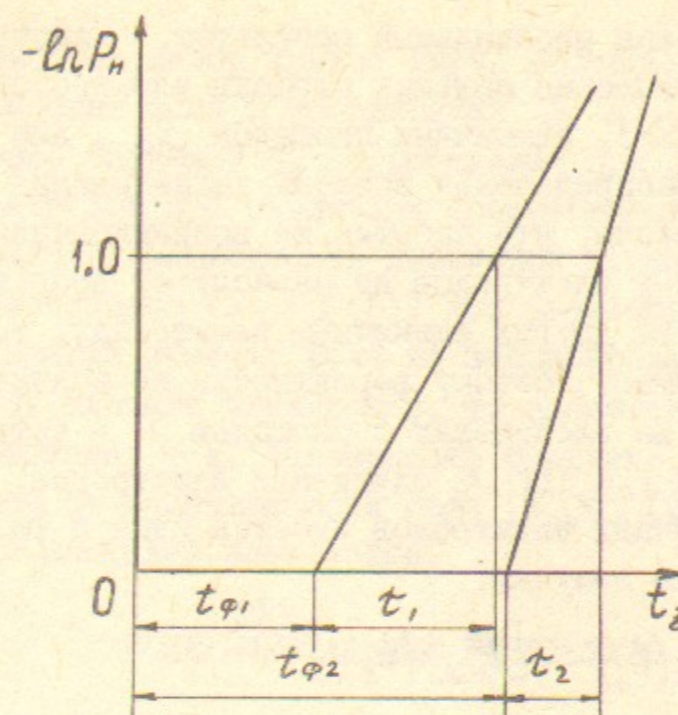


Рис. 3. Показательные распределения для двух конкурирующих событий.

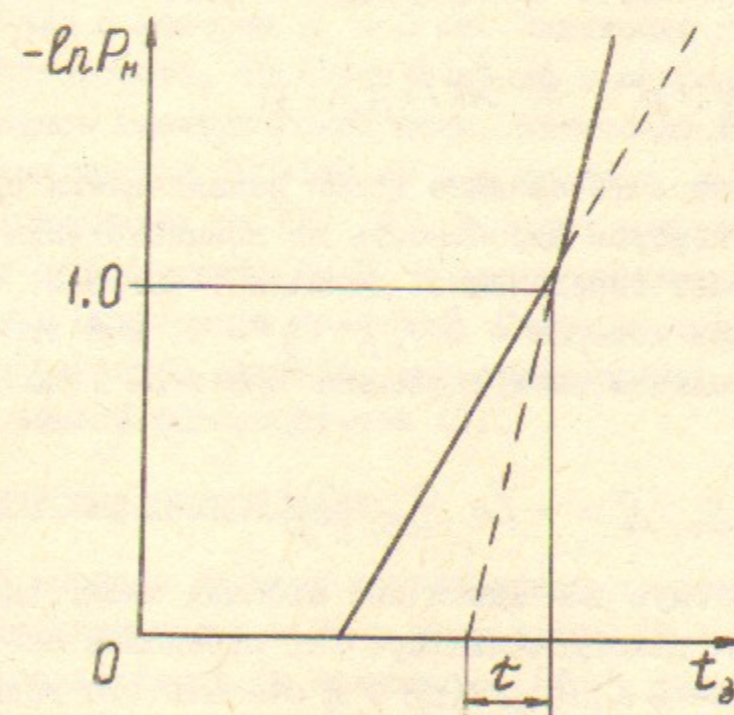


Рис. 4. Совместное распределение (сплошная линия) двух конкурирующих событий.



сразу же получается необходимый результат. Действительно, пусть имеется некоторая большая площадь электродов  $S$ . Разобьем её на  $n = S/S_0$  единичных площадок  $S_0$ , для которых известна функция распределения времени запаздывания пробоя  $P_{n|S_0}(t_3)$ . Естественно, что событие не возникновения пробоя на одном из единичных электродов не зависит от событий не возникновения пробоя на других единичных электродах, т.е. все эти события независимы. Поэтому вероятность не возникновения пробоя за время  $t$  на электродах с площадью  $S$  — есть произведение вероятностей  $P_{n|S_0}(t_3)$   $n$  единичных электродов. А так как для каждого единичного электрода имеется одна и та же функция распределения, то получим:

$$P_{n|S}(t_3) = [P_{n|S_0}(t_3)]^{S/S_0} \quad (3-1)$$

Т.о., зная функцию распределения для промежутка с единичной площадью электродов и задаваясь значением  $S/S_0$ , можно построить функцию распределения для промежутка с площадью электродов, равной  $S$ . Заметим, что и в данном случае удобнее работать с кривыми Лауэ. Логарифмируя выражение (3-1), получим:

$$\ln P_{n|S}(t_3) = \frac{S}{S_0} \ln P_{n|S_0}(t_3) \quad (3-2)$$

Будем характеризовать среднее время запаздывания пробоя  $\bar{t}_3$  временем, при котором вероятность не возникновения пробоя  $P_{n|S}(\bar{t}_3)$  достигает определенной величины. Выберем в качестве  $\bar{t}_3(S)$  время, при котором  $-\ln P_{n|S}(t_3) = 1$ , как это имеет место при показательном распределении. При этом условии из (3-2) получим:

$$S_0/S = -\ln P_{n|S_0}(t_3) \quad (3-3)$$

Если на кривой Лауэ для единичной площади электродов выбрать некоторое время запаздывания пробоя, определив соответствующее ему значение  $-\ln P_{n|S_0}(t_3)$ , и считать это время средним временем запаздывания пробоя  $\bar{t}_3(S_i)$  для некоторой площади электродов  $S_i$ , то величина этой площади и будет определяться выражением (3-3). Отсюда следует, что кривая Лауэ характеризует также и зависимость среднего времени запаздывания пробоя  $\bar{t}_3$  от площади электродов  $S$  для данной напряженности поля.

Пусть имеется набор кривых Лауэ, построенных при различных напряженностях поля в координатах  $S_0/S, \bar{t}_3$  (рис.5). Выберем некоторое значение  $\bar{t}_3$  и определим при этом значения площадей электродов при различных напряженностях поля. Таким образом выявляется зависимость пробивной напряженности поля от площади электродов ( $E_{np} = f(S)$ ) при различных средних временах запаздывания пробоя. Если же зафиксировать на этих графиках величину площади электродов, то выявится вольт-секундная характеристика, т.е. зависимость среднего времени запаздывания пробоя от напряженности поля ( $E_{np} = f(\bar{t}_3)$ ) при различных значениях площадей электродов.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

### 1. Схема установки.

Схема экспериментальной установки представлена на рис.6. В разрядной камере (1), заполненной водой с удельным сопротивлением  $\rho \sim 10^7 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , размещались электроды (3) из нержавеющей стали с зазором  $d = 3 \text{ мм}$ . Электроды изготавливались по профилю Роговского, что обеспечивало в исследуемом промежутке однородное электрическое поле. Ступенчатый импульс напряжения с амплитудой 100-140 кВ и с фронтом  $t_{\text{фр}} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$  подавался на промежуток от ГИИ (4). Импульс напряжения регистрировался на осциллографе С8-2, с согласованным на 75 Ом входом, с помощью омического делителя. Свечение в промежутке, сопровождающее развитие разряда, регистрировалось ФЭУ-30 и интегральной съемкой фотоаппаратом (5).

### 2. Оптическая регистрация.

Большой разброс времени запаздывания пробоя ( $\Delta t_3 \gg 1 \text{ мкс}$ ) при низкой напряженности поля в промежутке ( $E < 0.45 \text{ МВ/см}$ ) затруднял использование (в отличие от [1], где  $E = 0.45 \text{ МВ/см}$ ) кадрового ЭОП с короткой экспозицией. В этом случае регистрация свечения разряда в воде проводилась с помощью интегральной съемки фотоаппаратом. Направление распространения лидера определялось по направлению его боковых ветвей. Оказалось, что при временах запаздывания пробоя  $t_3 \leq 2,5 \text{ мкс}$  пробой формируется, как и в [1], лидером, возникшем на аноде. Однако при



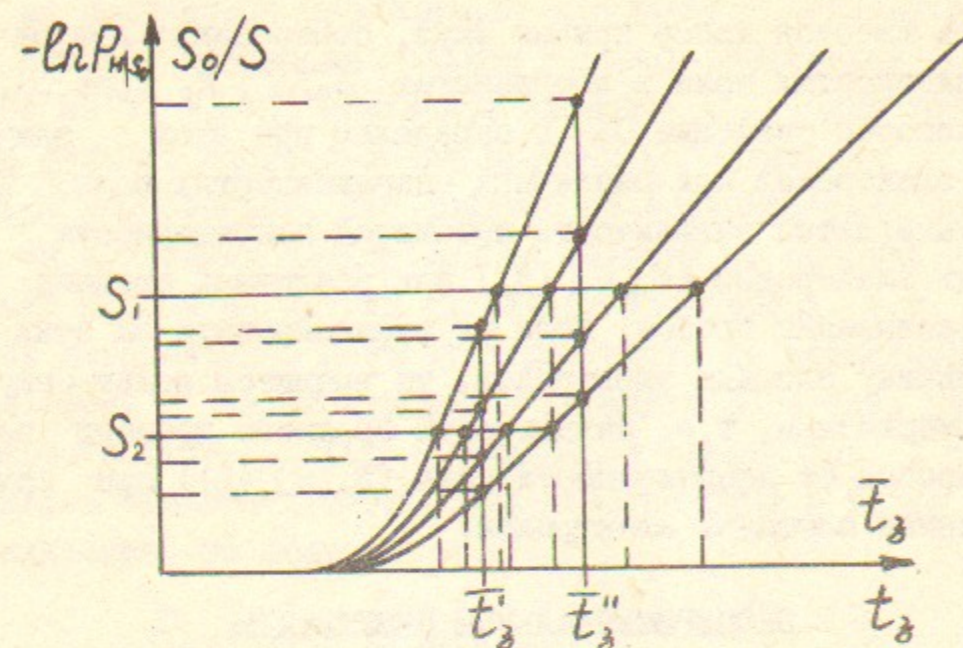


Рис. 5. Зависимости среднего времени запаздывания пробоя от площади электродов для различных напряженностей поля.

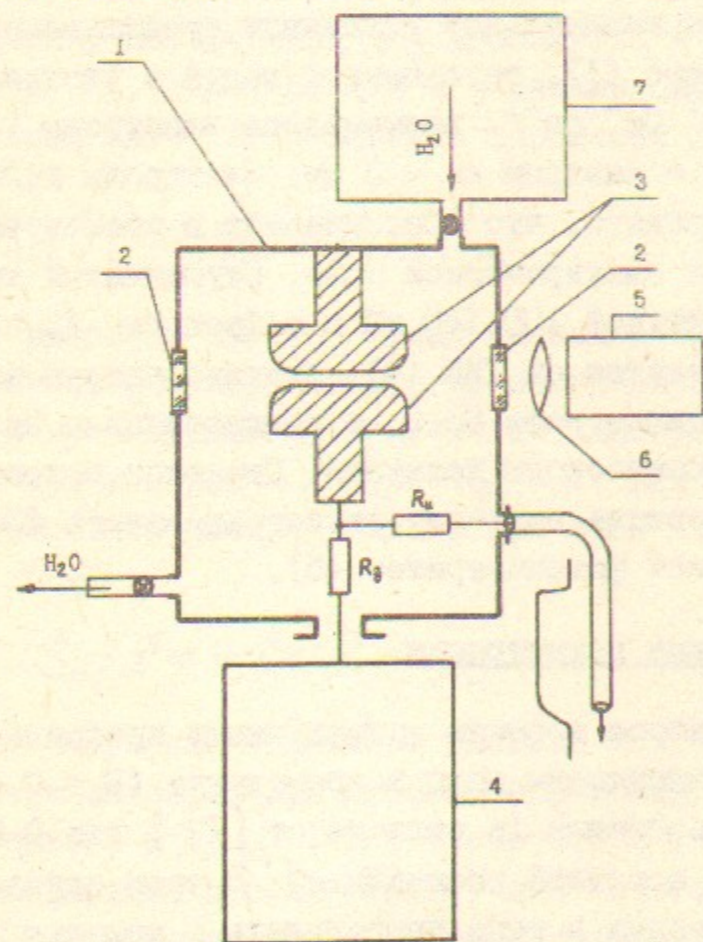


Рис. 6. Схема установки. 1 - разрядная камера; 2 - окна; 3 - электроды; 4 - ГИН; 5, 6 - оптический регистратор; 7 - система водоочистки.

$t_3 > 2.5$  мкс появляются пробой, которые формируются лидером, возникшим на катоде. При  $E_0 = 0.33$  МВ/см удалось зарегистрировать развитие с катода незавершенных лидеров, расположенных несколько в стороне от основного канала пробоя. На рис. 7 представлена серия интегральных фотографий, полученных в следующих друг за другом опытах по пробоям промежутка. Отметим, что незавершенный лидер в каждом из этих опытов развивается с одного и того же локального места на катоде, при этом основной пробой возникает каждый раз в новом месте. С увеличением времени запаздывания пробоя незавершенный лидер распространяется дальше в глубь промежутка. Когда время запаздывания пробоя становится большим, то уже рассматриваемый лидер приводит к основному пробоя промежутка. В следующем опыте лидер в данном месте уже не возникает. По приведенным фотографиям можно грубо оценить скорость развития лидера с катода, если предположить, что момент возникновения лидера в рассматриваемом локальном месте не меняется от опыта к опыту. Оказывается, что лидер с катода ускоряется по мере своего развития, однако его средняя скорость,  $v_{cp} \sim 10^5$  см/с, существенно меньше средней скорости лидера, распространяющегося от анода [1].

Длительность предпробивного свечения в промежутке регистрировалась ФЭУ-30, который настраивался на момент возникновения этого свечения. При этом были выявлены два типа сигналов, различного характера которых наиболее отчетливо проявился при  $E_0 = 0.33$  МВ/см (рис. 8). Первый, когда свечение в промежутке возникает незадолго до момента спада напряжения на промежутке, и второй, когда свечение возникает существенно раньше момента спада напряжения.

#### СТАТИСТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

На рис. 9 представлены, в координатах Лауэ, распределения времени запаздывания пробоя, построенные по результатам экспериментов, проведенных при различных фиксированных значениях напряженности поля в промежутке. Каждое распределение строилось по результатам 500 испытаний. Отметим, что характер этих распределений соответствует нестационарному распределению Пуассона. В этих экспериментах одновременно проводилась и реги-



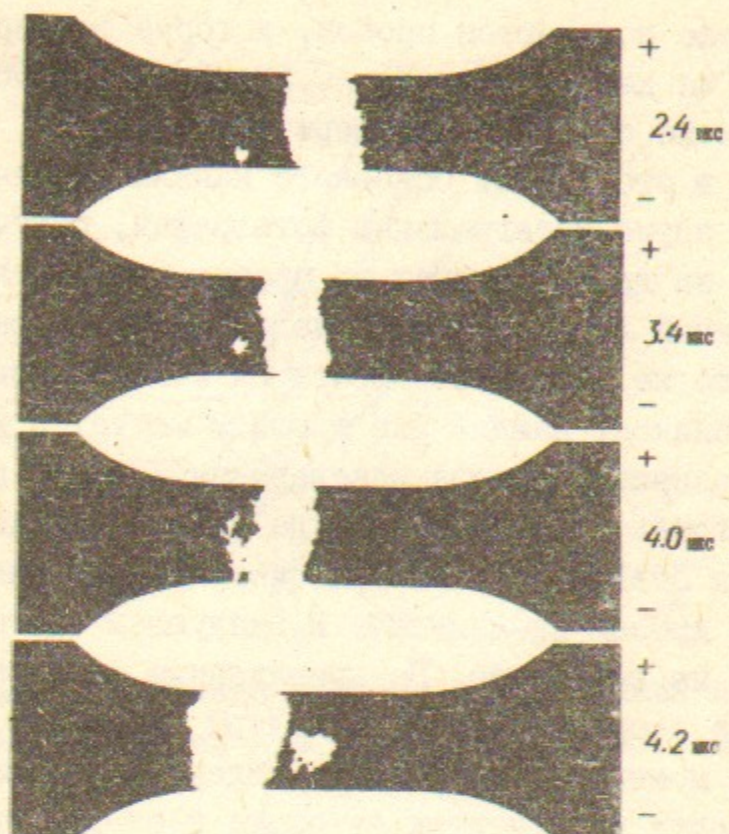


Рис. 7. Интегральные снимки пробоя воды в последовательных опытах.

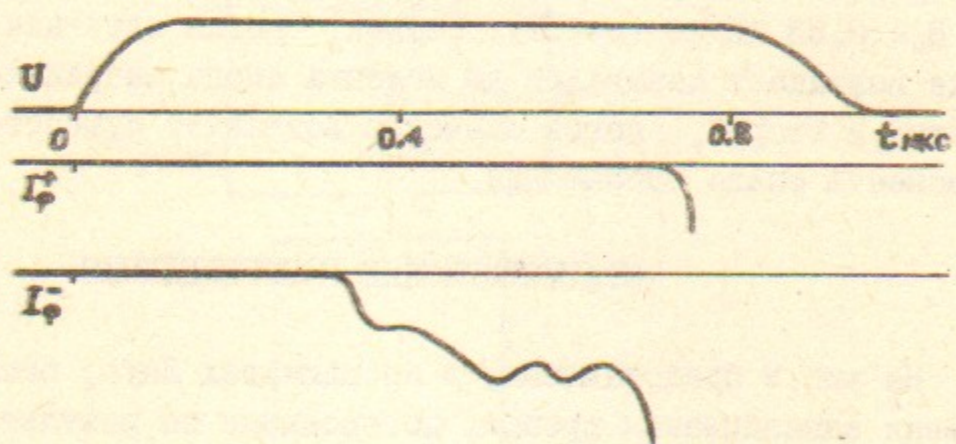


Рис. 8. Два типа сигналов ФЭУ.

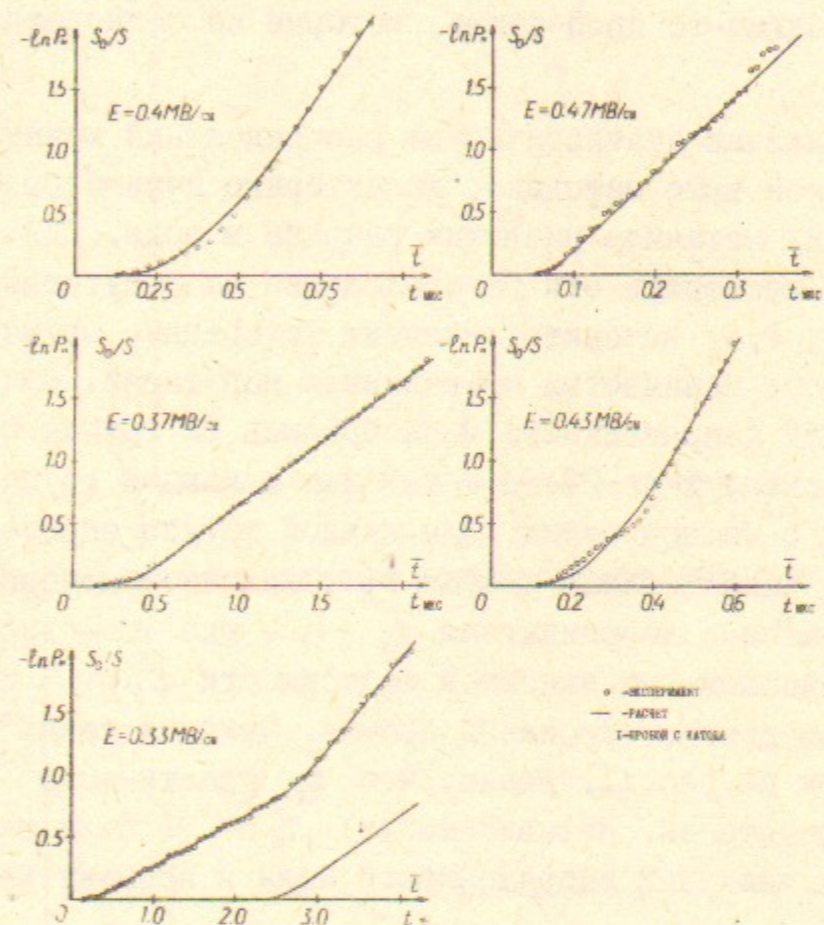


Рис. 9. Статистические распределения, построенные по результатам экспериментов.



страция времени свечения предпробивной стадии. Одно из распределений этого времени представлено на рис.10. Подобные же распределения для других значений напряженности поля мало отличаются друг от друга. Оказалось, что характерное время нестационарности распределений времени запаздывания пробоя заметно превышает разброс времени свечения предпробивной стадии. Из этого следует, что рассматриваемая нестационарность определяется еще какими-то процессами, которые не сопровождаются свечением.

При наличии статистических распределений можно определить, по изложенной выше методике, характерные параметры процессов, составляющих механизм развития разряда в воде. Однако прежде необходимо проверить эти распределения на отсутствие последствия [8], т.е. выяснить, зависит ли среднее время запаздывания пробоя от количества проведенных испытаний. Для этого при определенной напряженности поля брались 22 группы последовательных испытаний по 22+23 испытания в каждой группе при 500 испытаниях в полной серии. Для каждой группы определялось среднее время запаздывания пробоя  $\bar{t}_3$ , величина которого наносилась на график с координатами  $\bar{t}_3, n$ , где  $n$  - число испытаний. В предположении линейной зависимости  $\bar{t}_3$  от  $n$  по методу наименьших квадратов строилась прямая. Один из таких графиков представлен на рис.11. Видно, что  $\bar{t}_3$  практически не зависит от числа испытаний. Независимость  $\bar{t}_3$  от  $n$  была выявлена и для других значений напряженности поля в промежутке.

#### АНАЛИЗ СТАТИСТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Анализ статистических распределений (рис.9) позволил выявить зависимость пробивной напряженности поля  $E_{np}$  от площади электродов  $S/S_0$  и, после нахождения среднего времени запаздывания пробоя  $\bar{t}_3$ , вольт-секундную характеристику  $E_{np} = f(\bar{t}_3)$ . В условиях данных экспериментов в диапазоне напряженностей  $E_{np} = 0.33 \pm 0.43$  МВ/см и при площади электродов  $S_0 = 2$  см<sup>2</sup> эти зависимости описываются выражениями:

$$E_{np}^+ \approx \frac{0.48}{\bar{t}_3^{0.08} (S/S_0)^{0.1}}$$

при  $\bar{t}_3 = 0.2 \pm 0.6$  мкс,  $S/S_0 = 4 \pm 100$ ;

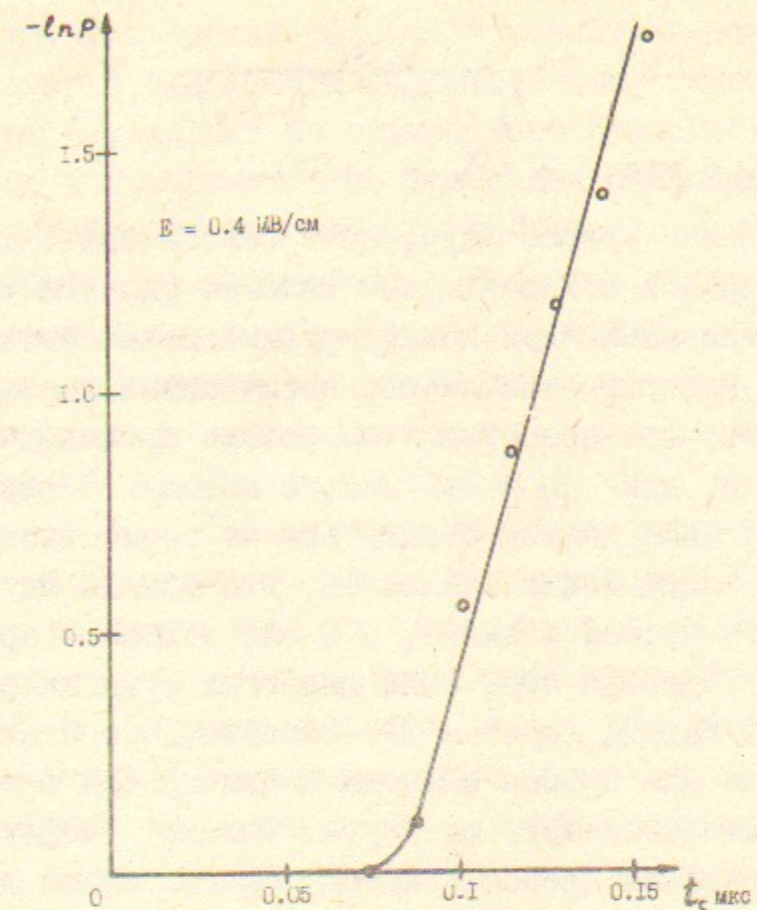


Рис.10. Распределение длительности предпробивного свечения.

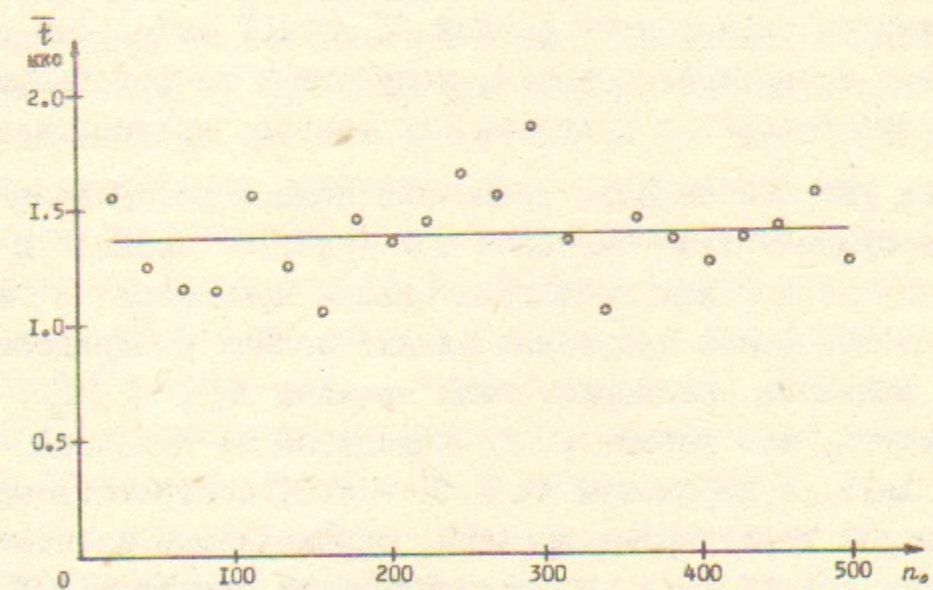


Рис.11. Зависимость среднего времени запаздывания пробоя от числа испытаний.



$$E_{кр}^+ \approx \frac{0.38}{\bar{t}_3^{0.12} (S/S_0)^{0.35} (S/S_0)^{0.1}}$$

при  $\bar{t}_3 > 0.6$  мкс,  $S/S_0 = 1+100$ .

Обратимся к кривой Лауэ, построенной при  $E = 0.33$  МВ/см. Форма этой кривой с характерным изломом указывает на возможность существования двух конкурирующих механизмов пробоя. Действительно, как уже отмечалось, оптическими исследованиями было выявлено, что пробой в этом режиме происходит не только с анода, но и, при  $\bar{t}_3 > 2,5$  мкс, с катода. Естественно, что эти два механизма должны отразиться на совместной функции распределения. Тогда можно заключить, что кривая Лауэ до излома характеризует пробой с анода, а после излома — пробой с катода. Учитывая это, была выявлена функция распределения для пробоя с катода (кривая I). Заметим, что статистические распределения для пробоя с анода и для пробоя с катода значительно отличаются друг от друга. Однако нефлуктуирующее время формирования пробоя с катода много больше такого же времени для пробоя с анода. Если предположить, что большую часть времени формирования пробоя с катода занимает время движения лидера от катода до анода, то вычисленная при этом скорость лидера оказывается равной  $v \approx 10^5$  см/с. Эта оценка совпадает с оценкой скорости, полученной из фотографий на рис. 7, что говорит о правильности взятого предположения.

Как уже отмечалось, сравнение полных распределений (рис. 9) с распределениями сигналов ФЭУ (рис. 10) привело к выводу о наличии нескольких последовательных процессов в механизме пробоя воды. Более подробный анализ полных распределений позволяет выделить три характерных времени  $t_1'$ ,  $t_2'$ ,  $t_3'$ . Следует подчеркнуть, что параметр  $t_1'$  находится из линейной части кривой Лауэ, а параметры  $t_2'$  и  $t_3'$  — это, соответственно, большее и малое характерные времена, определяемые из нестационарной части кривой Лауэ. Из распределений сигналов ФЭУ определялись характерные времена свечения  $t_c$  предпробивной стадии. Оказалось, что оценки параметров  $t_c$ , найденные для различных напряженностей поля в промежутке, близки к оценкам параметра  $t_3'$ , найденных из полных распределений при соответствующих напряженностях поля. Т.о. можно заключить, что параметр  $t_3'$  ха-

рактеризует тот физический процесс в механизме развития разряда в воде, который сопровождается свечением. Отметим, что параметр  $t_3'$  при нахождении из совместного распределения определяется по 5+20 испытаниям, в то время как параметр  $t_c$  при нахождении из распределения сигналов ФЭУ определяется по  $\sim 300$  испытаниям. Поэтому в дальнейшем в качестве оценки параметра  $t_3'$  бралась оценка параметра  $t_c$ . При наличии предварительных оценок  $t_1'$  и  $t_2'$  выбирались различные значения этих параметров, близкие к полученным оценкам, и строился ряд расчетных кривых Лауэ по выражению (I-12), где в качестве  $t_3$  использовалась оценка параметра  $t_c$ . По наиболее близкому приближению расчетных кривых к экспериментальным распределениям и определялись окончательные значения искомых параметров. Значения выявленных при анализе статистических распределений параметров представлены в таблице I. Обратим внимание на то, что величина  $t_1'$  при увеличении напряженности поля вначале уменьшается, а затем остается постоянной. Величина же  $t_2'$ , соответственно, вначале постоянная, а затем уменьшается. При этом значение  $t_1'$  при больших полях равно значению  $t_2'$  при малых полях.

Как уже отмечалось, параметры  $t_1'$  и  $t_2'$  характеризуют статистические распределения, но с конкретными физическими процессами они пока не соотнесены. Может оказаться, например, что длительность первого процесса при низкой напряженности поля больше длительности второго процесса, а при высокой напряженности поля, наоборот, длительность второго процесса больше длительности первого процесса. В этом случае параметр  $t_1'$  при малых значениях  $E_0$  будет характеризовать первый процесс (параметр  $t_2'$ , соответственно, второй процесс), а при больших значениях  $E_0$  — второй процесс ( $t_1'$  — первый процесс). Учитывая такую возможность, естественно принять, что характерный параметр  $t_1$  одного из процессов, уменьшаясь в начале роста  $E_0$ , продолжает уменьшаться и при дальнейшем росте  $E_0$ . Характерный же параметр  $t_2$  другого процесса, не меняясь в начале роста  $E_0$ , остается постоянным и при больших значениях  $E_0$ . Тогда значения параметров, относящихся к конкретным физическим процессам, будут такими, как представлено в таблице 2.

Сопоставим результаты, представленные на рис. 9, рис. 10 и в таблице 2. Оказывается, что параметр  $t_1$  при  $E_0 = 0.33$  МВ/см



Табл.1

№ п/п	$E_0$ МВ/см	$t_1$ мкс	$t_2$ нс	$t_c$ нс	$\bar{t}_3$ мкс
1	0.33	2.70±0.16	150±10	60±4	3.10±0.13
2	0.37	1.00±0.06	150±10	60±4	1.35±0.06
3	0.40	0.24±0.02	150±15	50±3	0.62±0.03
4	0.43	0.15±0.02	90±15	40±2	0.44±0.02
5	0.47	0.15±0.01	10±2	20±2	0.23±0.01

Табл.2

№ п/п	$E_c$ МВ/см	$t_1$ мкс	$t_2$ нс	$t_3$ нс	$\bar{t}_3$ мкс
1	0.33	2.70±0.16	150±10	60±4	3.10±0.13
2	0.37	1.00±0.06	150±10	60±4	1.35±0.06
3	0.40	0.24±0.02	150±15	50±3	0.62±0.03
4	0.43	0.09±0.02	150±20	40±2	0.44±0.02
5	0.47	0.01±0.002	150±10	20±2	0.23±0.01

и при  $E_0 = 0.37$  МВ/см определяется из линейного участка кривых Лауэ совместных распределений. Параметр  $t_2$  также, при  $E_0 = 0.47$  МВ/см, определяется из линейного участка кривой Лауэ совместного распределения. Т.е. можно сказать, что статистика процессов с характерными параметрами  $t_1$  и  $t_2$  описывается показательным распределением. Статистика же явления, сопровождающегося предпробивным свечением, описывается нестационарным распределением Пуассона (рис.10). Однако и здесь можно указать по крайней мере два более простых последовательных процесса: первый – пробой "микропузырьков" [4]; второй – развитие лидера в воде. Следовательно, и в этом случае можно говорить о показательном распределении. С другой стороны, из табл.2 видно, что параметры  $t_1$ ,  $t_2$  и  $t_3$  по-разному меняются при изменении напряженности поля. Т.е. можно сделать вывод, что последовательные процессы, составляющие механизм развития пробоя воды, не зависят друг от друга. Отсюда можно заключить, что при выводе совместного распределения для последовательных процессов предположение о показательном характере распределений для отдельных процессов и их независимости оказывается в данном случае правомерным.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим вначале вопрос о месте инициации пробоя воды, для чего обратимся к интегральным снимкам на рис.7. Здесь отмечалась четкая локализация места возникновения незавершенного лидера в последовательных опытах. Это указывает на то, что инициация разряда в воде происходит с жестко зафиксированных на поверхности электродов неоднородностей. Кроме того, отметим, что эти неоднородности не исчезают при протекании через них тока незавершенного лидера, но исчезают при протекании через них тока основного пробоя. Из этих результатов следует, что в качестве иницирующих пробой неоднородностей могут служить микроострия на поверхности электродов.

Обработка совместных функций распределения времени запаздывания пробоя позволила выявить три последовательные стадии в механизме развития разряда в воде. Только одна из этих стадий, которая характеризуется параметром  $t_3$ , сопоставляется с



экспериментально выявленным физическим процессом — процессом формирования плазменного образования. До этой стадии протекают две более медленные стадии с параметрами  $t_1$  и  $t_2$ , которые вносят основной вклад в совместные распределения. Так как эти стадии не сопровождаются свечением, то нельзя говорить, что разряд инициируется ионизационными процессами. В работе [4] более подробно изучалась оптическая неоднородность (о.н.), возникающая перед появлением свечения в промежутке. Эта о.н. интерпретируется авторами как микропузырек. В этом случае в механизм развития разряда в воде до момента появления свечения в промежутке должны включаться два процесса — процесс вклада в некоторый объем воды энергии, необходимой для возникновения микропузырька, и процесс возникновения самого микропузырька.

Из табл. 2 видно, что параметр  $t_1$ , в отличие от параметра  $t_2$ , зависит от напряженности поля в промежутке. С другой стороны, так как вклад энергии, приводящий к образованию микропузырька, происходит вблизи микроострия, то, естественно, этот процесс зависит от напряженности поля  $E_a$  на вершине микроострия. Поле же  $E_a$  пропорционально среднему полю в промежутке  $E_0$  и равно  $E_a = \mu \cdot E_0$ , где  $\mu$  — коэффициент усиления поля на острие [11]. Поэтому именно к стадии начального вклада энергии, т.е. к стадии инициации разряда, следует отнести параметр  $t_1$ . Среднеквадратичный разброс времени протекания этой стадии, который в случае показательного распределения также характеризуется параметром  $t_1$ , определяется в этом случае разбросом коэффициента усиления  $\mu$  микроострий, инициирующих разряд. Параметр  $t_2$  относится тогда к стадии формирования газовой полости и характеризует среднестатистическое время возникновения микропузырька.

Рассмотрим процесс вклада энергии в воду вблизи микроострия. Предположим, что вблизи микроострия после подачи импульса напряжения на промежуток, вследствие высокой напряженности поля  $E_a$ , занимающего область порядка радиуса ( $\zeta$ ) острия, увеличилась проводимость воды. Это приводит к вытеснению поля из рассматриваемой области и, соответственно, к повышению поля в следующей области, расположенной на расстоянии  $\sim \zeta + 2\zeta$  от поверхности вершины микроострия. Характер вытеснения поля при этом описывается выражением:

$$E(t) \approx \mu \cdot E_0 \cdot \exp\left(-\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon} t\right) \quad (4-1),$$

где  $\sigma$  — проводимость воды.

При вытеснении поля из области вблизи микроострия в этой области выделяется энергия, которая в ней была первоначально запасена. Кроме того, через эту же область от внешнего источника протекают заряды, обеспечивающие повышение поля в последующей подобной области, что приводит к дополнительному выделению энергии в рассматриваемой области. Поэтому плотность энергии, выделяющейся вблизи вершины острия, можно описать выражением:

$$w = 2 \frac{\varepsilon \mu^2 E_0^2}{8\pi} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{8\pi\sigma}{\varepsilon} t\right) \right] \quad (4-2)$$

Для дальнейшего анализа обратимся к результату постоянства параметра  $t_2$  при изменении напряженности поля в промежутке. Этот результат можно объяснить, если считать, что условия, при которых происходит возникновение микропузырька, не изменяются при изменении напряженности поля в промежутке. Исходя из этого, можно принять, что вклад энергии в рассматриваемую область происходит только до некоторого критического значения  $w_{кр}$ . Тогда из выражения (4-2) можно определить среднее время нагрева воды до критического состояния, при котором происходит процесс формирования микропузырька:

$$\bar{t}_n = -\frac{\varepsilon}{8\pi\sigma} \ln \left[ 1 - \frac{w_{кр}}{2\varepsilon\mu^2 E_0^2 / 8\pi} \right] \quad (4-3)$$

В этом выражении основной неизвестной величиной является проводимость воды. Выяснение закона изменения проводимости воды при наложении электрического поля на промежуток может дать ответ на механизм инициации разряда в воде. Заметное увеличение проводимости воды дает эффект увеличения степени диссоциации молекул воды на ионы  $H^+$  и  $OH^-$  в сильном электрическом поле [12]. Хорошее совпадение расчетных оценок по выражению (4-3) с результатами экспериментов данной работы оказывается при использовании для проводимости воды уравнения Плумля [12] в виде [2]:



$$\sigma = 0.54 \cdot \exp\left(-\frac{4.83 \cdot 10^3}{T} + \frac{4.4}{T} \sqrt{\frac{E}{\varepsilon}}\right) \quad (4-4),$$

где  $T$  — температура воды в  $^{\circ}\text{K}$ .

Возьмем для  $W_{кр}$  величину  $W_{кр} \approx 0.8 \cdot 10^3$  Дж/см<sup>3</sup>, что соответствует нагреву воды до температуры  $T \approx 500^{\circ}\text{K}$ . Теперь, подставляя в выражение (4-3) в качестве среднего времени нагрева воды значения параметра  $t_i$ , определенные из экспериментов, соответствующие им значения напряженности поля  $E_0$  в промежутке, а также значения проводимости воды, вычисленные по выражению (4-4), определяем средние значения коэффициента усиления инициирующих острий. Оказалось, что при изменении напряженности поля в используемом в данных экспериментах диапазоне, вычисленные значения  $\bar{\mu}$  практически не изменяются, оставаясь при выбранном значении  $W_{кр}$  в пределах  $\bar{\mu} = 33 \pm 37$ . При этом, для упрощения оценок, в выражение (4-4) в качестве  $T$  представлялось значение комнатной температуры  $T_0 = 300^{\circ}\text{K}$ . Отметим, что вычисленные значения  $\mu$  имеют, например, острия на механически обработанных поверхностях [11]. Таким образом результаты экспериментов и приведенные оценки указывают на возможность инициации пробоя воды за счет эффекта увеличения степени диссоциации молекул воды в сильном электрическом поле.

Проведенные оценки относятся к формированию пробоя с анода. Для рассмотрения же вопроса об инициации пробоя с катода имеется только одно статистическое распределение, выявленное при напряженности поля  $E_0 = 0.33$  МВ/см, и, соответственно, только одно значение параметра  $t_i = 2.5$  мкс. Все же некоторые замечания можно сделать и для этого случая. Как уже отмечалось, статистические распределения для пробоя с анода и для пробоя с катода мало отличаются друг от друга (рис. 9), поэтому можно говорить, что и инициация пробоя с катода осуществляется электротепловым механизмом. Отличие же пробоя с катода от пробоя с анода определяется различием в скоростях развития лидеров с катода и с анода. При выяснении механизма вклада энергии вблизи отрицательного острия необходимо учитывать возможность эмиссии электронов с острия. В этом случае, вследствие малой подвижности электронов в воде ( $K_e \approx 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/В·с), будет происходить экранировка острия. Если, например, поле на острие с коэффициентом усиления  $\mu \sim 40$  снизится при экранировке на  $\leq 10\%$ ,

то выделившейся в воде энергии будет недостаточно для образования микропузырька. Однако такое малое снижение не мешает увеличению ионной проводимости воды, что приведет к такому же механизму вклада энергии, как и вблизи положительного острия. Если же поле на таком острие снизится при экранировке в 2 раза, то выделившейся при этом энергии будет уже достаточно для образования микропузырька. Оценим для этого случая время выделения энергии. Определим предварительно концентрацию эмиттированных в воду электронов по уравнению Пуассона:

$$\varepsilon \frac{\Delta E}{\Delta x} \approx 4\pi n_e e$$

При  $\Delta E \sim 5 \cdot 10^6$  В/см и при размере области, занимаемой облаком электронов, равном примерно радиусу острия  $\Delta x \approx 2 \cdot 10^{-5}$  см, получим  $n_e \sim 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Зная  $n_e$ , можно определить электронную проводимость воды:

$$\sigma = K_e \cdot n_e \cdot e \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}.$$

Теперь из выражения (4-3) найдем, что время нагрева воды до критического состояния при эмиссии такого количества электронов равно  $t_n \approx 10^{-8}$  с, что существенно меньше экспериментально найденного параметра  $t_i \approx 2.5 \cdot 10^{-6}$  с. Из этого следует, что эмиссия электронов при  $E_0 = 0.33$  МВ/см не влияет на инициацию пробоя с катода, механизм же инициации пробоя с анода возможен и при пробое с катода.

Рассмотрим результаты, полученные при оптических исследованиях процесса развития лидера в промежутке. Прежде всего отметим ускорение лидера при его распространении. Так как процесс развития проводящего канала в диэлектрике определяется напряженностью поля на головке такого канала [13], то факт его ускорения указывает на увеличение этой напряженности. Отсюда следует, что лидер подпитывается от внешнего источника. Исходя из этого положения и зная скорость  $V$  развития лидера и его радиус  $r_k$ , можно оценить такие параметры канала лидера, как проводимость  $\sigma_k$ , продольная напряженность поля  $E_k$  и протекающий по каналу ток  $I_k$ . Действительно, энергия, запасаемая в головке лидера, равна:

$$\mathcal{E}_a = \frac{\varepsilon E_a^2}{8\pi} \cdot \frac{2}{3} \pi r_a^3 \quad (4-5),$$

где индекс  $a$  относится к головке лидера.



Точно такая же по величине энергия тратится в проводящем канале при подпитке головки канала в момент продвижения лидера:

$$E_k = j_k^2 \frac{l_k}{\sigma_k} \frac{l_k}{S_k} \Delta t \quad (4-6),$$

где  $l_k$  — длина лидера,  $S_k$  — площадь поперечного сечения лидера,  $\Delta t$  — время выделения энергии вблизи головки лидера, равное  $\Delta t = z_a/v$ . Ток в канале определяется переносом заряда, сосредоточенного в головке лидера, при распространении лидера в промежутке:

$$j_k = \frac{dq}{dt} \approx \frac{q_a}{\Delta t} \approx \frac{q_a v}{z_a} \quad (4-7)$$

Заряд  $q_a$  связан с напряженностью поля на головке лидера соотношением:

$$q_a \approx \varepsilon \cdot z_a^2 E_a \quad (4-8)$$

Подставляя (4-8) в (4-7), получим:

$$j_k \approx \varepsilon E_a z_a v \quad (4-9)$$

Тогда энергия, которая тратится в канале за время  $\Delta t$ , будет равна:

$$E_k \approx \varepsilon^2 E_a^2 z_a^3 \frac{l_k}{S_k} \frac{1}{\sigma_k} v \quad (4-10)$$

Приравняв выражение (4-10) к выражению (4-5), получим:

$$\sigma_k \approx \frac{12 \varepsilon l_k}{S_k} v \quad (4-11)$$

Значение продольной напряженности поля в проводящем канале можно оценить, приравняв ток, определяемый параметрами головки лидера (выражение (4-9)), току, определяемому параметрами канала:

$$\varepsilon E_a z_a v = \sigma_k E_k S_k \quad (4-12)$$

Напряженность поля на головке лидера, при условии, что  $E_a \gg E_k$ , а  $l_k \ll d$  ( $d$  — зазор промежутка), можно представить в виде:

$$E_a \approx (E_0 - E_k) \frac{l_k}{z_a} \quad (4-13)$$

Подставив это выражение в (4-12), получим:

$$E_k \approx 0.08 \cdot E_0 \quad (4-14)$$

Плотность тока лидера оценивается из выражения:

$$j = \sigma_k E_k$$

или, с учетом (4-11) и (4-14), из выражения:

$$j \approx 0.1 \varepsilon \frac{l_k}{S_k} v E_0 \quad (4-15)$$

При  $l_k = 0.1$  см,  $z_k = 5 \cdot 10^{-3}$  см,  $v = 10^7$  см/с,  $E_0 = 4 \cdot 10^5$  В/см из приведенных выражений получаем:  $\sigma_k \approx 10$  Ом<sup>-1</sup>·см<sup>-1</sup>;  $E_k \approx 3 \cdot 10^4$  В/см,  $j \approx 4 \cdot 10^4$  а/см<sup>2</sup>, при этом  $j_k = j S_k \approx 3$  а. Полученные оценки значений параметров канала лидера близки к экспериментально найденным в работе [2] значениям.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проводились статистические исследования пробоя воды в однородном электрическом поле в микросекундном диапазоне с регистрацией предпробивного свечения в промежутке с помощью ФЭУ и интегральной съемки фотоаппаратом. По результатам экспериментов строились статистические распределения времени запаздывания пробоя и длительности предпробивного свечения. Для анализа подобных распределений предложены новые методы. Так какое-либо сложное явление, например, пробой диэлектрика, разбивается на ряд простых, следующих друг за другом процессов. Предполагается, что эти процессы статистически независимы и статистика их определяется показательным распределением со своими, для каждого процесса характерными параметрами. На основании этих представлений находится аналитическое описание статистического распределения сложного явления. Выяснилось, что экспериментальные распределения, выявленные в этой работе, описываются полученными аналитическими выражениями, причем для этих распределений оказалось справедливым предположение о независимости последовательных процессов.

Предложен метод выявления конкурирующих событий из совместного распределения. Этот метод позволил из экспериментального распределения времени запаздывания пробоя, полученного



для  $E_0 = 0.33$  МВ/см, выделить распределения отдельно для пробоя с анода и для пробоя с катода.

Дается также и статистический метод определения зависимости среднего времени запаздывания пробоя от площади электродов, при проведении экспериментов с постоянной площадью электродов. Показано, что график этой зависимости однозначно характеризуется статистическим распределением, построенным в координатах  $\ln P_n, t_3$ .

Регистрация свечения в промежутке, проведенная с помощью интегральной съемки фотоаппаратом при  $E_0 = 0.33$  МВ/см, показала, что при временах запаздывания пробоя  $t_3 > 2.5$  мкс пробой может развиваться не только с анода, как это имеет место при  $t_3 < 2.5$  мкс, но и с катода. Анализ некоторых серий интегральных снимков с незавершенными лидерами позволил сделать вывод о влиянии на инициацию пробоя микроострий, присутствующих на поверхностях электродов.

Оптически зарегистрированное ускорение лидера по мере его продвижения в глубь промежутка указывает на подпитку лидера от внешнего источника. С учетом этого заключения в работе приводятся оценки параметров лидерного канала по экспериментально измеренным значениям скорости его развития и диаметра канала лидера.

При анализе экспериментальных статистических распределений времени запаздывания пробоя по предложенной методике были выявлены характерные времена трех последовательных стадий в механизме развития пробоя. Эти стадии интерпретируются как: 1) процесс вклада энергии в воду вблизи микроострия или инициация пробоя, 2) процесс формирования микропузырька, приводящего к пробую, 3) процесс развития лидера в воде. Полученная зависимость характерного времени развития первого процесса вблизи анода от напряженности поля в промежутке хорошо объясняется предлагаемым механизмом инициации пробоя воды, основанном на эффекте увеличения степени диссоциации молекул воды на ионы  $H^+$  и  $OH^-$  в сильном электрическом поле.

Изучение результатов экспериментов, полученных для случая пробоя с катода при  $E_0 = 0.33$  МВ/см, привело к выводу о возможности такого же механизма инициации пробоя вблизи катода, как

и при пробое с анода. Различие же во временах запаздывания пробоя с анода и с катода, при одной напряженности поля в промежутке, определяется различием в скоростях распространения анодного и катодного лидеров.



## Литература

1. Алхимов А.П., Воробьев В.В., Клишкин В.Ф., Пономаренко А.Г., Солоухин Р.И. ДАН СССР, 1970, 194, 5, с.1052.
2. Ушаков В.Я. Импульсный электрический пробой жидкостей. Томск, изд.ТГУ, 1975.
3. Яншин Э.В., Овчинников И.Т., Вершинин Ю.Н. ДАН СССР, 1974, 214, 6, с.1303.
4. Клишкин В.Ф., Пономаренко А.Г., Солоухин Р.И. В сб.: "Газо-динамика и физическая кинетика", Новосибирск, ИГиЛМ СО АН СССР, 1974, с.165.
5. Sharbough A., Watson P. Progress in Dielectrics. London, 1962, vol. 4, p. 199.
6. Lewis T.J., Ward B.W. Proc.Roy.Soc., 1962, SA, 269, N1337, p.233.
7. Мик Дж., Крегс Дж. Электрический пробой в газах. М., изд. иностр.лит., 1960.
8. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М., гос.изд. физ.-мат. лит., 1962.
9. Бугаев С.П., Месяц Г.А. ЖТФ, 1967, 37, 10, с.1861.
10. Зингерман А.С. ЖТФ, 1948, 8, с.1029.
11. Сливков И.Н. Электроизоляция и разряд в вакууме. М., Атомиздат, 1972.
12. Plumley H. Phys. Rev., 1941, 59, p. 200.
13. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М., Атомиздат, 1975.

А.П.Авроров, В.В.Воробьев

## СТАТИСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМА ПРОБОЯ ВОДЫ В МИКРОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНЕ

Препринт  
№83-69

Работа поступила - 15 июня 1983 г.

---

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов  
Подписано к печати 17.6-1983 г. МН 17602  
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.2,0 печ.л., 1,6 учетно-изд.л.  
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 69.

---

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90