

УДК 537.529:621.317

В.А. Пахотин¹, В.А. Закревский¹, И.А. Харалдин²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

² Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТОКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Проанализированы различные схемы измерения тока пробоя диэлектрических пленок и введено понятие шунтирующего тока разряда конденсатора измерительной ячейки через канал пробоя. Предложена электрическая схема измерения тока пробоя, которая позволяет рассчитать шунтирующий ток и сопротивление канала пробоя на основе результатов измерений параметров импульса тока пробоя.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ, ТОК ПРОБОЯ, МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ, ПАРАМЕТР ИМПУЛЬСА, ШУНТИРУЮЩИЙ ТОК.

Проблема электрической прочности и работоспособности полимерных диэлектриков в сильных электрических полях привлекает внимание исследователей ввиду ее несомненной научной и практической значимости. В физике пробоя диэлектриков к одному из важнейших относится вопрос о величине тока в канале пробоя. Сведения об истинных значениях указанной величины позволят получить дополнительную информацию о механизме явления путем сравнения таких данных с выводами теории пробоя, а также выяснить условия разрушения диэлектриков в электрическом поле и, следовательно, наметить пути повышения их электрической прочности и работоспособности.

Согласно оценкам, плотность тока в канале пробоя микронных размеров может достигать $10^5 - 10^6$ А/см² при длительности пробоя 10^{-7} с [1, 2]. Надежные экспериментальные данные о токах пробоя, по нашему мнению, отсутствуют, поскольку существующие методики регистрации тока в канале пробоя несовершенны и их использование приводит к существенным ошибкам.

Цель настоящей работы — разработка способа измерения истинного тока в кана-

ле пробоя с учетом сопротивления канала пробоя и параметров элементов измерительной схемы.

Для определения тока через образец обычно измеряется падение напряжения на известном сопротивлении R , включенном последовательно с измерительной ячейкой (образцом) [3, 4] (рис. 1, *а*), или используется измеритель тока, через который образец замыкается на землю [5]. Эти методы имеют недостатки, поскольку в обоих случаях не учитывается, что ток пробоя складывается не только из замыкающегося на землю, но и из тока саморазряда конденсатора-образца, который невозможно измерить непосредственно, так как он замыкается в объеме образца.

Назовем этот ток шунтирующим. Иллюстрация этого обстоятельства приведена на рис. 1, *б*. Очевидно, что с учетом изложенного выше при оценке тока пробоя необходимо использовать не схему на рис. 1, *а*, а схему на рис. 1, *в*.

В схеме же на рис. 1, *б* при образовании проводящего канала, имеющего сопротивление R_0 , собственная емкость образца разряжается через этот канал в обход измерительного сопротивления. Поэтому на-

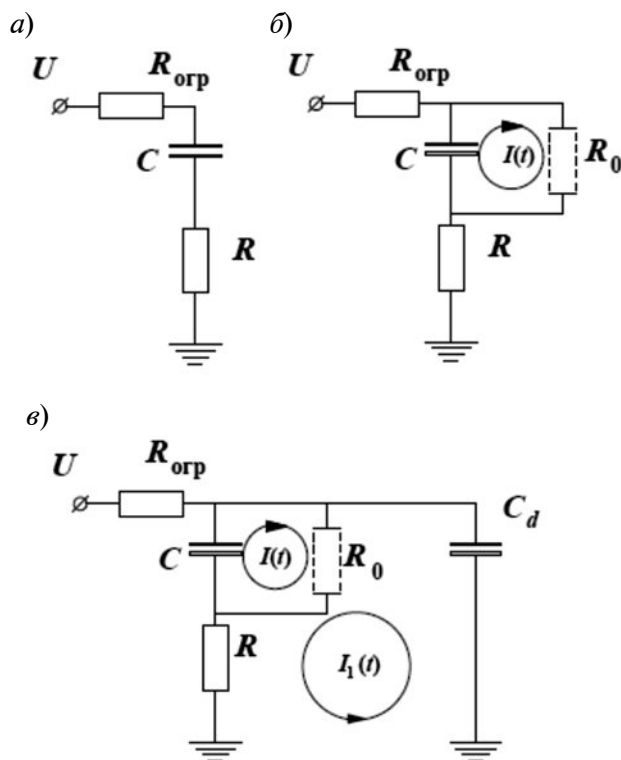


Рис. 1. Схемы измерения тока пробоя:

C – емкость образца диэлектрика; C_d – дополнительный конденсатор; R – сопротивление измерительного резистора; $R_{огр}$ – ограничительное сопротивление; R_0 – сопротивление канала пробоя; U – напряжение источника напряжения; $I(t)$ – шунтирующий ток пробоя (не замыкающийся на землю), $I_1(t)$ – измеряемый ток пробоя

дежное измерение тока пробоя в подобной схеме невозможно. Без учета сопротивления R_0 трудно объяснить явление пробоя и регистрацию значительных токов, потому что при отсутствии R_0 разряд емкости C (релаксация энергии, накопленной образцом) должен происходить через большое сопротивление $R_{огр}$. Последнее используется в опытах по изучению пробоя для предохранения источника напряжения U от повреждения. Высокое значение указанного сопротивления определяет небольшой ток источника при пробое.

В схеме на рис. 1, б напряжение на измерительном резисторе R будет определяться и напряжением, создаваемым шунтирующим током $I(t)$ на сопротивлении канала пробоя, поэтому имеется принципиальная возможность определять ток пробоя путем измерения напряжения на резисторе R или протекающего через него тока $I_1(t)$.

В связи с тем, что в процессе пробоя со-

противление канала значительно изменяется за очень короткий промежуток времени, строгий анализ приведенной схемы требует использования неких физических моделей и аппарата дифференциальных уравнений для задач с переменным параметром. Эту задачу, которая представляет самостоятельный интерес, предполагается решить в отдельной работе с использованием численных методов.

В настоящей работе ограничимся лишь рассмотрением электрической цепи, представленной на рис. 2, где исследуемый образец диэлектрика представлен конденсатором C и сопротивлением канала пробоя R_0 .

Примем, что в момент времени $t = 0$ сопротивление образца мгновенно изменяется от R_i до R_0 , причем $R_i \gg R_0$. При этом конденсаторы C и C_d , полностью заряженные до напряжения U , разряжаются. Задача состоит в том, чтобы определить параметры

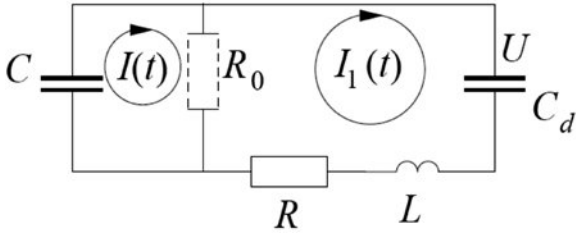


Рис. 2. Эквивалентная схема при измерении тока пробоя:

R_0 – некоторое среднее фиксированное сопротивление, которое определяет ток на завершающей фазе пробоя; L – индуктивность проводов цепи либо какого-либо измерительного датчика (например, импульсного трансформатора)

импульса тока, протекающего по измерительному сопротивлению R , и (или) по индуктивности L , и по полученным формулам рассчитать R_0 и амплитуду шунтирующего тока разряда $I(t)$.

Обозначим мгновенные напряжения на конденсаторах C и C_d как $U_c(t)$ и $U_d(t)$, тогда выражения для токов будут таковы:

$$\begin{cases} I(t) = C \frac{dU_c(t)}{dt}; \\ I_1(t) = C_d \frac{dU_d(t)}{dt}. \end{cases} \quad (1)$$

Сначала рассмотрим случай, когда индуктивность отсутствует. Введем следующие обозначения:

p – оператор Лапласа;

u_c, u_d – образы напряжений соответственно $U_c(t)$ и $U_d(t)$;

$$A_0 = R_0 R C C_d;$$

$$B_0 = (R_0 + R)C_d + R_0 R;$$

$$p_1 = \frac{1}{2A_0} (\sqrt{B_0^2 - 4A_0} - B_0);$$

$$p_2 = 1 / (p_1 A_0).$$

Для данной цепи начальные условия выбираются с учетом направления обхода контуров: $U_c(0) = U$, $U_d(0) = -U$, и будет справедлива система операторных уравнений:

$$\begin{cases} p \cdot u_d + U = -\frac{u_c + u_d}{R \cdot C_d}; \\ p \cdot u_c - U = -\frac{(R + R_0)u_c + R_0 u_d}{R \cdot C \cdot R_0}. \end{cases} \quad (2)$$

Решив эту систему уравнений и перейдя к оригиналам, получим, что

$$U_d(t) = \frac{U}{p_1 - p_2} (p_1 \exp(p_2 t) - p_2 \exp(p_1 t)); \quad (3)$$

$$U_c(t) = \frac{U}{A_0(p_1 - p_2)} [(A_0 p_2 + R C_d) \times \exp(p_1 t) - (A_0 p_1 + R C_d) \exp(p_2 t)]; \quad (4)$$

$$\frac{dU_d(t)}{dt} = \frac{U p_1 p_2}{p_1 - p_2} (\exp(p_2 t) - \exp(p_1 t)); \quad (5)$$

$$\frac{dU_c(t)}{dt} = \frac{U}{R_0 C (p_1 - p_2)} [p_1 (R_0 C p_2 + 1) \times \exp(p_1 t) - p_2 (R_0 C p_1 + 1) \exp(p_2 t)]. \quad (6)$$

Выражения (5), (6) позволяют определить токи по формулам (1), (2).

Для определенности положим, что $R = 500$ Ом, $C = 100$ пФ, $C_d = 1000$ пФ, $U = 1000$ В. Сопротивление R_0 , методика измерения которого есть предмет настоящей статьи, зависит от толщины образца и свойств полимера. Поэтому предположим, что сопротивление канала пробоя может иметь значение от десятков Ом и выше. На рис. 3 представлены графики токов $I_1(t)$ и $I(t)$ для двух значений R_0 . Как видно, токи $I_1(t)$ и $I(t)$ заметно различаются по амплитуде при $R_0 \ll R$. Но возможность непосредственного измерения имеется только для тока $I_1(t)$. Поскольку он имеет импульсный характер с небольшой длительностью, то на практике проще всего измерять параметры импульса, например, с помощью осциллографа.

Момент времени, соответствующий экстремальному значению тока, равен

$$\tau_m = \frac{\ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)}{p_2 - p_1}. \quad (7)$$

Следовательно, амплитудное значение тока составит

$$I_1(\tau_m) = U C_d p_2 \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{p_2}{p_2 - p_1}}. \quad (8)$$

Когда экспериментально получено значение амплитуды тока, то сопротивление канала пробоя можно определить путем численного решения уравнения (8) отно-

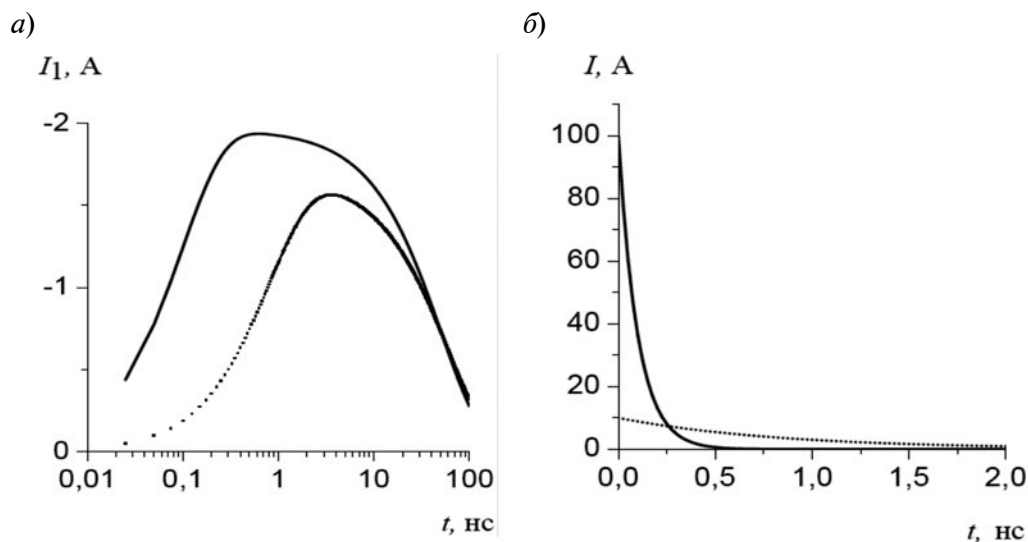


Рис. 3. Изменение со временем токов I_1 (а), I (б) для двух значений R_0 , Ом: 10 (сплошная линия), 100 (точки)

сительно R_0 . Если же на практике можно измерить τ_m , то R_0 нетрудно найти из уравнения (7). Амплитудное значение шунтирующего тока будет равно

$$I(0) = \frac{U}{R_0}. \quad (9)$$

Интересен случай, когда $R \rightarrow 0$. Тогда из системы уравнений (2) получим:

$$I(t)C_d = CI_1(t), \quad (10)$$

т. е. токи перераспределяются в соответствии с величинами емкостей. Уменьшение токов происходит с одной и той же постоянной времени:

$$I_1(t) = \frac{UC_d}{R_0(C+C_d)} \exp\left(-\frac{t}{R_0(C+C_d)}\right); \quad (11)$$

$$I(t) = \frac{UC}{R_0(C+C_d)} \exp\left(-\frac{t}{R_0(C+C_d)}\right).$$

Из выражений (11) следует, что при $C = C_d$ токи разряда выравниваются и по каналу пробоя протекает удвоенный ток. Если же $C \ll C_d$, то шунтирующим током можно пренебречь. Отсюда следует, что при измерительном сопротивлении, много меньшем сопротивления канала пробоя, возможно непосредственное измерение истинного тока пробоя.

Соединительные провода обладают ин-

дуктивностью и на высоких частотах могут вносить заметное сопротивление. Например, индуктивность отрезка прямого медного провода длиной $l_0 = 10$ см и диаметром $2r = 1$ мм, рассчитанная по формуле [7]

$$L = \frac{\mu_0 l_0}{2\pi} \ln\left(\frac{2l_0}{r} - 1\right), \quad (12)$$

составляет приблизительно $1,2 \cdot 10^{-7}$ Гн. На частоте 1 ГГц реактивное сопротивление будет $2\pi \cdot 10^9 \cdot 1,2 \cdot 10^{-7} \approx 752$ Ом. Для измерения тока в проводнике можно использовать импульсный трансформатор. Очевидно, что его сопротивление будет еще выше. Необходимо подчеркнуть, что сопротивление, вносимое индуктивностью, пропорционально скорости изменения тока, которая должна быть максимальна именно в момент пробоя. Поэтому индуктивность может функционировать как гасящее сопротивление. Таким образом индуктивность может оказывать влияние на сам процесс пробоя, и при измерении тока пробоя ее необходимо учитывать.

Чтобы снизить погрешность, вносимую реактивным сопротивлением, исследователи прибегают к методам измерений тока, позволяющим либо скомпенсировать индуктивность [8], либо уменьшить ее величину. Однако компенсация возможна только при относительно больших мощ-

ностях пробоя, когда влиянием самих индукционных датчиков можно пренебречь. Чтобы снизить величину индуктивности, прибегают к укорочению проводников и использованию светоизлучающих диодов в качестве датчиков тока [9]. Такой метод неэкономичен и требует применения широкополосных фотоэлектронных умножителей. В связи с этим следует отметить, что имеются работы по измерению радиоволн, вызванных протеканием тока в процессе пробоя [10]. Предлагаемый авторами метод позволяет вообще избавиться от соединительных проводов. Однако недостатком метода является относительно узкая полоса частот, используемая при измерениях; вследствие этого при случайном характере возникновения тех или иных новых частот электромагнитных волн трудно согласовать настроенный радиочастотный тракт приемника с полезным сигналом. Так что все же остается актуальной проблема влияния индуктивности на возможность измерения тока пробоя.

При наличии индуктивности порядок уравнений (2) возрастает:

$$\begin{cases} p^2 \cdot u_d + p \cdot U = -\frac{u_c + u_d}{L \cdot C_d}; \\ p \cdot u_c - U = \frac{(p \cdot u_d + U)C_d R_0 - u_c}{C \cdot R_0}. \end{cases} \quad (13)$$

В соответствии с вышеприведенными рекомендациями, в системе уравнений (13) сопротивление R принято равным нулю. Несмотря на это, строгое решение этой системы остается довольно громоздким. Для уменьшения объема формул введем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} A &= R_0 L C C_d; \\ B &= L C_d; \\ D &= R_0 (C + C_d); \\ \alpha &= (B^2 - 3AD)^{0,5}; \\ \beta &= 27A^2 - 9ABD + 2B^3; \gamma = B / (3A); \end{aligned}$$

$$s_1 = \frac{2\alpha}{3A} \cos \left[\frac{1}{3} \arccos \left(-\frac{\beta}{2\alpha^3} \right) \right] - \gamma;$$

$$s_2 = -\frac{2\alpha}{3A} \sin \left[\frac{1}{3} \arcsin \left(-\frac{\beta}{2\alpha^3} \right) + \frac{\pi}{3} \right] - \gamma;$$

$$s_3 = -\frac{2\alpha}{3A} \sin \left[\frac{1}{3} \arcsin \left(-\frac{\beta}{2\alpha^3} \right) \right] - \gamma,$$

где s_1, s_2, s_3 – корни характеристического уравнения

$$As^3 + Bs^2 + Ds + 1 = 0.$$

Тогда решение системы (13) можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} U_d(t) &= \sum_{i=1}^3 -\frac{U}{G_i} e^{s_i t} C R_0 (C_d L s_i^2 + 1) + \\ &+ \sum_{i=1}^3 -\frac{U}{G_i} e^{s_i t} C_d (L s_i + R_0); \end{aligned} \quad (14)$$

$$U_c(t) = \sum_{i=1}^3 \frac{U R_0}{G_i} e^{s_i t} C (C_d L s_i^2 + 1) + \sum_{i=1}^3 \frac{U R_0}{G_i} e^{s_i t} C_d,$$

где $G_i = 3As_i^2 + 2Bs_i + D$.

Соответствующие токи $I_1(t), I(t)$ определяются с помощью формул (1).

На рис. 4 представлены графики напряжений $U_c(t), U_d(t)$ и токов $I(t), I_1(t)$ при конкретных значениях емкостей C, C_d , сопротивления R_0 , индуктивности L и напряжения источника U . Видно, что колебательные процессы начинаются только после саморазряда емкости образца (разряда конденсатора C) (кривая I). Несмотря на отсутствие измерительного сопротивления, шунтирующий ток I значительно превышает измеряемый ток I_1 . Анализ выражений (14) показал, что при $C \ll C_d$ и $L > C_d R_0^2/4$ ток $I_1(t)$ хорошо описывается выражением

$$I_1(t) = -2 \frac{U \sqrt{C_d} e^{-\frac{R_0 t}{2L}}}{\sqrt{4L - C_d R_0^2}} \sin \left(\frac{\sqrt{4L - C_d R_0^2}}{2\sqrt{C_d L}} t \right). \quad (15)$$

Очевидно, что затухание колебаний определяется преимущественно сопротивлением канала пробоя R_0 и индуктивностью L . Поэтому, измерив на опыте время затухания колебаний, можно найти значение R_0 и величину шунтирующего тока $I(t)$.

Для случая $C \ll C_d$ и $L < C_d R_0^2/4$ графики токов $I_1(t), I(t)$ представлены на рис. 5. Данные кривые можно рассматривать как результат наложения тока с быстро затухающими колебаниями (из-за наличия индуктивности) на некий ток в отсутствие индуктивности цепи. Период таких колебаний следует выражению

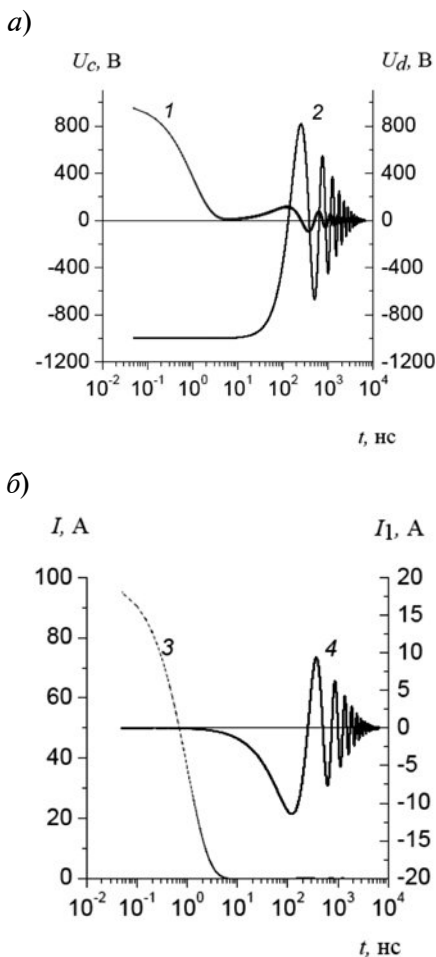


Рис. 4. Зависимости от времени напряжений U_c (1), U_d (2) и токов I (3), I_1 (4) при $C = 100$ пФ, $C_d = 1000$ пФ, $R_0 = 10$ Ом, $L = 6,3$ мкГн, $U = 1$ кВ

$$T = \frac{2\pi}{\text{Im } s_1}. \quad (16)$$

Время затухания колебаний в e раз определяется реальной частью s_1 :

$$\tau = -\frac{1}{\text{Re } s_1}. \quad (17)$$

Длительность спада тока I_1 определяется величиной третьего корня s_3 :

$$\tau_1 = -\frac{1}{\text{Re } s_3}. \quad (18)$$

Измерив в ходе эксперимента T , τ и τ_1 , из выражений (16) – (18) можно определить корни характеристического уравнения s_1, s_2, s_3 и сопротивление канала пробоя.

Действительно, корни s_1, s_2 являются

комплексно-сопряженными, поэтому

$$\begin{aligned} s_1 &= -\frac{1}{\tau} + i \frac{2\pi}{T}; \\ s_2 &= -\frac{1}{\tau} - i \frac{2\pi}{T}. \end{aligned} \quad (19)$$

Третий корень является действительным числом, поэтому

$$s_3 = -\frac{1}{\tau_1}. \quad (20)$$

Далее, используя теорему Виета, находим, что

$$-\frac{B}{A} = s_1 + s_2 + s_3, \quad (21)$$

или

$$\frac{1}{R_0} = C \left(\frac{2}{\tau} + \frac{1}{\tau_1} \right). \quad (22)$$

Из соотношения (22) находим R_0 и шунтирующий ток по формуле (9). В качестве примера оценим R_0 по кривой I на рис. 5. Быстрые колебания затухают за время $\tau \approx 2,5$ нс, а ток спадает за время $\tau_1 \approx 12$ нс. Правая часть равенства (22) будет равна приблизительно $0,1 \text{ Ом}^{-1}$, что соответствует $R_0 \approx 10 \text{ Ом}$.

При некоторых значениях индуктивности протекание токов может иметь апериодический характер. Чтобы выявить условия возникновения этого режима, рассмотрим поведение дискриминанта Δ характеристического уравнения

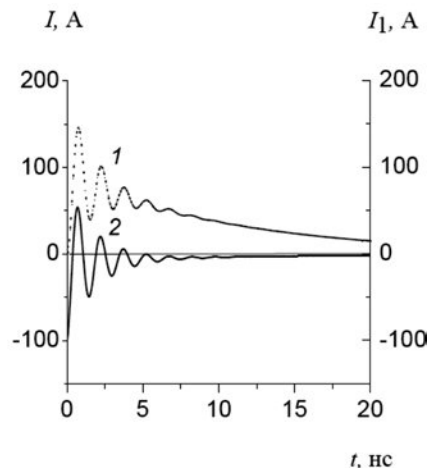


Рис. 5. Расчетные зависимости от времени величин I_1 (1), I (2) для $C = 100$ пФ, $C_d = 1000$ пФ, $R_0 = 10$ Ом и $L < C_d R_0^2/4$

$$As^3 + Bs^2 + Ds + 1 = 0.$$

Выражение для указанного дискриминанта имеет вид:

$$\Delta = -\frac{1}{A^4} [27A^2 + 2AD(2D^2 - 9B) + B^2(4B - D^2)]. \quad (23)$$

Отсутствие колебаний в исследуемой цепи возможно лишь при неотрицательных значениях Δ . Для заданных параметров цепи $\Delta \geq 0$ в интервале индуктивностей

$$\delta L = \frac{R_0^2}{4C_d^2} \sqrt{C_d^3(C_d - 8C)^3} \quad (24)$$

протекание токов может иметь аperiodический характер при центральном значении $L_m = 3,65 \cdot 10^{-8}$ Гн. Заметим, что как δL , так и L_m квадратично зависят от сопротивления канала пробоя. Поэтому при увеличении R_0 , например до 20 Ом, центральное значение индуктивности увеличится в четыре раза и достигнет индуктивности отрезка прямого медного провода длиной $l_0 = 10$ см и диаметром $2r = 1$ мм (12). Следовательно, аperiodический режим вполне достижим экспериментально. При этом зависимость $I_1(t)$ напоминает по форме одну из кривых на рис. 3, а и практически совпадает с током в цепи, не содержащей конденсатора C (поскольку $C \ll C_d$):

$$I_1(t) \approx UC_d \left[k_1 \frac{Lk_1 + R_0}{2Lk_1 + R_0} \exp(k_1 t) + k_2 \frac{Lk_2 + R_0}{2Lk_2 + R_0} \exp(k_2 t) \right], \quad (25)$$

где

$$k_1 = \frac{\sqrt{C_d R_0^2 - 4L} - \sqrt{C_d} R_0}{2\sqrt{C_d} L};$$

$$k_2 = -\frac{\sqrt{C_d R_0^2 - 4L} + \sqrt{C_d} R_0}{2\sqrt{C_d} L}.$$

Для определения сопротивления канала пробоя в данном случае можно использо-

вать измеренное значение момента времени, соответствующего экстремальному значению тока, либо значение экстремума тока. С целью приближенной оценки сопротивления канала достаточно воспользоваться следующей формулой для тока:

$$I_1(t) \approx \frac{4Ut}{C_d R_0^2} \exp\left(-\frac{2t}{C_d R_0}\right), \quad (26)$$

полученной путем предельного перехода зависимости (25) при $L \rightarrow C_d R_0^2/4$.

Наибольшее значение тока по формуле (26) составляет $I_{1m} = 2U/(eR_0)$ и позволяет легко определить R_0 .

Итак, в работе проанализированы различные схемы измерения тока пробоя и введено понятие шунтирующего тока разряда конденсатора измерительной ячейки через канал пробоя. Предложена электрическая схема измерения тока пробоя, позволяющая рассчитывать шунтирующий ток и сопротивление канала пробоя на основе результатов, получаемых при измерениях параметров импульса тока пробоя.

При определенных условиях, а именно – в отсутствие индуктивности цепи, а также при величине измерительного сопротивления, много меньшей сопротивления канала пробоя, установлена возможность непосредственного измерения истинного тока пробоя; однако реальное измерение этой величины может вызвать затруднения.

При наличии небольших значений емкости и индуктивности период колебаний тока в измерительной цепи может оказаться сравнимым с длительностью пробоя. Таким образом индуктивность может влиять на сам процесс пробоя. Это обстоятельство необходимо учитывать при создании измерительных устройств для исследования явления пробоя при постоянном напряжении.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ. Грант РФФИ № 13-08-00448.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Закревский В.А., Сударь Н.Т. Электрическое разрушение тонких полимерных пленок // Физика твердого тела. 2005. Т. 47. Вып 5. С. 931–936.

2. Веттегрень В.И., Закревский В.А., Смирнов А.Н., Сударь Н.Т. Образование проводящего канала в полимерной диэлектрической пленке под влиянием электрического поля // Физика твер-

дого тела. 2010. Т. 52. Вып. 8. С. 1650–1655.

3. **Кучинский Г.С.** Частичные разряды в высоковольтных конструкциях. Л.: Энергия, 1979. 224 с.

4. **Riehl N., Baessler H., Spanning W.** Non-destructive breakdown in mylar film // *Z. Angew. Phys.* 1969. Vol. 27. P. 261-267.

5. **Liu D., Kao K.C.** High-field hole injection, conduction, and breakdown in polyethylene films fabricated by plasma polymerization // *J. Appl. Phys.* 1991. Vol. 69. P. 2489-2496.

6. **Райзер Ю.П.** Физика газового разряда; 2-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1992. 592 с.

7. **Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А.** Расчет индуктивностей. Справочная книга. Л.:

Энергоатомиздат, 1986. 488 с.

8. **Проскурин Б.Б., Кривовяз В.И., Егоров А.Г.** Измеритель электрических параметров высоковольтных импульсов при пробое диэлектриков // *Приборы и техника эксперимента.* 1992. № 2. С. 143–146.

9. **Yamada H., Fujiwara T., Suzuoki Y.** Electrical breakdown time delay and breakdown propagation velocity in polypropylene under a highly non-uniform field condition // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1993. Vol. 26. P. 1328-1330.

10. **Miyata T., Otani H.** Microwave sensor for detecting a discharge occurring in an electrical apparatus. US Patent № 5726576, G01R 31/12 (20060101); G01R 29/08 (20060101), 1998.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ПАХОТИН Владимир Александрович – доктор технических наук, старший научный сотрудник Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.

194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26
v.pakhotin@mail.ioffe.ru

ЗАКРЕВСКИЙ Владимир Александрович – доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.

194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26
v.zakrevsky@mail.ioffe.ru

ХАРАЛДИН Иван Алексеевич – студент магистратуры Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
ikharaldin@gmail.com

Pakhotin V.A., Zakrevskii V.A., Kharaldin I.A. SOME FEATURES OF MEASUREMENT OF BREAKDOWN CURRENT THROUGH DIELECTRICS

Some different circuits for measurement of breakdown current through dielectric films have been analyzed and a notion for shunting discharge current in a capacitor measuring cell flowing along the breakdown canal was introduced. A circuitry for measurement of breakdown current was put forward. It permits one to work out the shunting current and the breakdown canal resistance using the results of measurements of pulse parameters of breakdown current.

ELECTRICAL BREAKDOWN, BREAKDOWN CURRENT, MEASURING PROCEDURE, PULSE PARAMETER, SHUNTING CURRENT.

REFERENCES

1. **Zakrevskiy V.A., Sudar' N.T.** Elektricheskoe razrushenie tonkikh polimernykh plenok. *Fizika tverdogo tela*, 2005, Vol. 47, Iss. 5, pp. 931-936. (rus)

2. **Vettegren' V.I., Zakrevskiy V.A., Smirnov A.N., Sudar' N.T.** Obrazovanie provodyashchego kanala v polimernoy dielektricheskoy plenke pod vliyaniem elektricheskogo polya. *Fizika tverdogo tela*, 2010, Vol. 52, Iss. 8, pp. 1650-1655. (rus)

3. **Kuchinskiy G.S.** Chastichnye razryady v vysokovol'tnykh konstruktsiyakh. Leningrad, Energiya, 1979, 224 p. (rus)

4. **Riehl N., Baessler H., Spanning W.** Non-destructive breakdown in mylar film. *Z. Angew. Phys.* 1969, Vol. 27, pp. 261-267.

5. **Liu D., Kao K.C.** High-field hole injection, conduction, and breakdown in polyethylene films fabricated by plasma polymerization. *J. Appl. Phys.* 1991, Vol. 69, pp. 2489-2496.

6. **Rayzer Yu.P.** Fizika gazovogo razryada; 2-e izd., pererab. i dop. Moscow, Nauka, 1992, 592 p. (rus)

7. **Kalantarov P.L., Tseytlin L.A.** Raschet in-

дуктивностей. Справочная книга. Ленинград, Энергоатомиздат, 1986, 488 с. (rus)

8. **Proskurin B.B., Krivovvaz V.I., Egorov A.G.** Измеритель электрических параметров высоковольтных импульсов при пробое диэлектриков. *Приборы и техника эксперимента*, 1992, № 2, pp. 143-146. (rus)

9. **Yamada H., Fujiwara T., Suzuoki Y.** Electrical

breakdown time delay and breakdown propagation velocity in polypropylene under a highly non-uniform field condition. *J. Phys. D: Appl. Phys*, 1993, Vol. 26, pp. 1328-1330. (rus)

10. **Miyata T., Otani H.** Microwave sensor for detecting a discharge occurring in an electrical apparatus. US Patent No. 5726576, G01R 31/12 (20060101); G01R 29/08 (20060101), 1998.

THE AUTHORS

PAKHOTIN Vladimir A.

Ioffe Physical Technical Institute of the Russian Academy of Sciences
26 Polytekhnicheskaya Str. St. Petersburg, 194021, Russia
v.pakhotin@mail.ioffe.ru

ZAKREVSKII Vladimir A.

Ioffe Physical Technical Institute of the Russian Academy of Sciences
26 Polytekhnicheskaya Str. St. Petersburg, 194021, Russia
v.zakrevsky@mail.ioffe.ru

KHARALDIN Ivan A.

St. Petersburg State Polytechnical University
29 Politekhnikeskaya Str. St. Petersburg, 195251, Russia
ikharaldin@gmail.com