

04:05

Длительность стадии формирования разрядного канала при электрическом пробое твердых диэлектриков

© В.М. Рожков

Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики,
630102 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 11 июня 2002 г.)

Приведен расчет длительности стадии формирования разрядного канала для диэлектриков толщиной 0.01–0.5 mm с использованием терминов лавинно-стримерной теории электрического пробоя. Предполагается, что в этой стадии статистическое время запаздывания — это время от момента, когда испытательное напряжение достигло уровня пробивного, до момента возникновения стримера, а время формирования — от момента возникновения стримера до момента замыкания электродов каналом разряда.

Введение

В [1] предложен новый подход к описанию электрического пробоя (ЭП) твердых диэлектриков (ТД), в котором использованы новые определения первой и второй стадий ЭП. В известных теориях первая стадия — формирование разрядного канала наиболее полно описывается лавинно-стримерным механизмом, в соответствии с которым длительность этой стадии определяется временем разряда

$$t_{\text{dis}} = t_{\text{st}} + t_f, \quad (1)$$

где t_{st} — статистическое время запаздывания разряда, равное времени от момента, когда испытательное напряжение $U_{t\text{st}}$ становится равным напряжению пробоя U_{br} , до момента появления первого эффективного электрона; t_f — время формирования разряда, равное времени от момента появления первого эффективного электрона, до момента замыкания электродов проводящим каналом [2,3].

Под эффективным электроном понимается электрон, способный создать электронную лавину размерами, достаточными для возникновения стримера. Время формирования определяют соотношением

$$t_f = \frac{d}{v_{\text{mid}}}, \quad (2)$$

где d — толщина ТД, v_{mid} — средняя скорость разряда, а статистическое время запаздывания — соотношением

$$t_{\text{st}} = \frac{1}{\nu(n_0)} = \frac{1}{\nu} \exp \frac{n_0}{\bar{n}}, \quad (3)$$

где \bar{n} — среднее количество электронов в лавине; n_0 — минимальное количество электронов в лавине, необходимое для возникновения стримера; ν — число начальных свободных электронов, образующихся в ТД в 1 s; $\nu(n_0)$ — число лавин в секунду, размер которых больше n_0 .

Постановка задачи

Пример расчета t_{st} по (3), выполненный в [2, с. 759], довольно сложен, поэтому методика расчета не получила распространения. Между тем величина t_{st} составляет существенную долю в оценке длительности стадии формирования ЭП и ТД с толщиной меньше 20–30 μ и требует своей оценки. Ниже предлагаются новые соотношения для t_{st} и t_f , более пригодные для практических расчетов, например параметров изоляционных материалов толщиной не менее 0.01 mm.

Обоснование и расчет длительности начальной стадии пробоя

Предположим, что на ТД (рис. 1) подается испытательное напряжение со скоростью нарастания 5–10 kV/s, что соответствует режиму ЭП ТД на фронте косоугольной волны. Момент, когда $U_{t\text{st}} = U_{\text{br}}$ примем за $t = 0$. В этот момент в ТД в межэлектродном промежутке уже имеются свободные электроны, вызванные главным образом эмиссией из микровыступов катода и способные начать ударную ионизацию. В случае, показанном на рис. 1, а, таких электронов 3, но эффективным будем только первый, так как только он проходит путь d_1 , достаточный для создания лавины с количеством электронов n_0 , которое необходимо для возникновения стримера со стороны анода. В случае, показанном на рис. 1, б, толщина диэлектрика d_2 больше, чем d_1 , и количество электронов, способных вызвать ионизацию, тоже больше, например 4. Все они, кроме четвертого, являются эффективными, но период лавины с количеством электронов n_0 образует третий электрон, находящийся на расстоянии d_1 от анода.

Принимая скорость движения электронной лавины к аноду и скорость движения стримера от анода к катоду примерно равными между собой и равными v_{mid} [2,3], получим, что время формирования разрядного канала в случае а (рис. 1) будет $t_{f,a} = 2d_1/v_{\text{mid}}$, а в случае б — $t_{f,b} = d_1/v_{\text{mid}} + d_2/v_{\text{mid}}$.

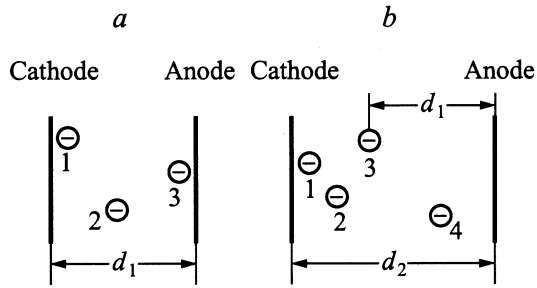


Рис. 1. Межэлектродное пространство в момент начала пробоя.

Обе величины больше t_f в (2) и, казалось бы, должны привести к увеличению расчетного значения t_{dis} в (1), но этого можно избежать, если изменить формулировки понятий t_{st} и t_f .

Время формирования разрядного канала предлагается определять не от момента появления эффективного электрона, что весьма неопределенно в твердых телах, а от момента возникновения стримера. Время же движения первой электронной лавины, создающей n_0 электронов на пути d_1 и дающей начало стримера, логичнее отнести как составляющую величину в статистическое время запаздывания разряда. Такой же вывод следует, например, из анализа экспериментально полученных кривых зависимости длины канала разряда в каменной соли от времени, когда статистическое время запаздывания длится до момента возникновения канала разряда [3, рис. 36]. Аналогичная зависимость длины канала разряда от времени, но для пропилен была описана в [4]. Там же отмечено, что все процессы в диэлектрике, предшествующие появлению канала разряда, следует относить к статистическому времени запаздывания.

Таким образом, применительно к лавинно-стримерной теории предлагается считать, что t_f — это время от момента возникновения канала разряда до момента замыкания электродов проводящим каналом и определять это время формулой (2).

Что касается времени t_{st} , то учтем, что при увеличении толщины ТД количество электронов n в (3) растет, а n_0 остается постоянным, поэтому, согласно (3), t_{st} уменьшается [2,3]. Аналогичный вывод следует и из анализа рис. 1. Расстояние d_1 от первого эффективного электрона до анода не изменяется при увеличении d_2 , следовательно, время движения первой мощной лавины остается постоянным, независимым от толщины. Тогда у ТД с толщиной $d \gg d_1$ этим временем можно пренебречь по сравнению с t_f точно так же, как пренебрегают t_{st} в виде (3) при больших толщинах ТД. При уменьшении d_2 , а затем и d_1 величина \bar{n} уменьшается, t_{st} растет и становится больше t_f . В этом случае (1) становится обязательной для применения. Толщина d_1 на рис. 1 является критической толщиной d_{crit} , так как при $d < d_{crit}$ ни один свободный электрон в диэлектрике не

сможет создать лавину, достаточную для возникновения стримера и анода.

Предлагаемое увеличение t_{st} за счет прохождения электронной лавиной промежутка $d_1 = d_{crit}$ следует отразить в (3) дополнительным слагаемым

$$t'_{st} = \frac{1}{v} \exp \frac{n_0}{\bar{n}} + \frac{d_{crit}}{v_{mid}}. \quad (4)$$

Формула (4) показывает, что статистическое время запаздывания ЭП — это время от момента, когда $U_{t, st}$ достигает уровня U_{br} , до момента, когда возникает канал разряда, т.е. возникает стример.

Критическая толщина ТД может быть найдена из условия возникновения ЭП в нем, записанного на основе лавинно-стримерного механизма пробоя [3]

$$E_{br} = \frac{en_{crit}}{k4\pi\epsilon_0\epsilon\lambda_{i,e}^2}, \quad (5)$$

где E_{br} — напряженность электрического поля, равная пробивной $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ кулон-заряд электрона; n_{crit} — критическое количество электронов в лавине при критической толщине ТД; $\lambda_{i,e}$ — длина свободного пробега электронов между двумя актами ионизации, рассчитанная по экспериментальным данным; $\epsilon_0 = 8.86 \cdot 10^{-12}$ — электрическая постоянная; ϵ — диэлектрическая проницаемость ТД; $k = 0.1-1$ — коэффициент, отражающий соотношение между E_{br} и E на головке стримера в момент его возникновения.

Так как электронная лавина образуется в процессе ударной ионизации, то

$$n_{crit} = 2^{\frac{d_{crit}}{\lambda_{i,e}}}.$$

Тогда

$$d_{crit} = 1.44\lambda_{i,e} \cdot \ln n_{crit}, \quad (6)$$

где n_{crit} находится из (5) для конкретного ТД.

В таблице приведены результаты расчетов n_{crit} и d_{crit} для некоторых ТД в виде изоляционных материалов, имеющих электрическую прочность выше 1 MV/cm. Считается, что именно при таких полях в ТД могут развиваться процессы ударной ионизации. При расчетах было принято: коэффициент $k = 0.5$; $\epsilon = 2.2$ для

Характеристики ТД на стадии формирования канала разряда

Диэлектрик	d, μ	$E, MV/cm$	$n_{crit} \times 10^{-5}$	d_{crit}, μ	t_{st}, ns	t_f, ns
Полиэтилен	500	6.5 [5]	0.8	6.5	0.65	50
—”—	500	3.5 [6]	1.31	11.9	1.19	50
—”—	50	6.5	0.8	6.5	0.65	5
—”—	50	3.5	1.31	11.9	1.19	5
—”—	10	4.0	1.14	10.2	1.02	1
ПЭТ-КЭ	50	1.6	6.67	38.7	3.87	5
ПЭТ-КЭ	10	1.7	5.74	34.4	3.44	1
Фторопласт	20	1.2 [6]	20.8	105	10.5	2
—”—	10	1.2	20.8	105	10.5	1
—”—	10	1.3 [6]	11.1	70	7	1

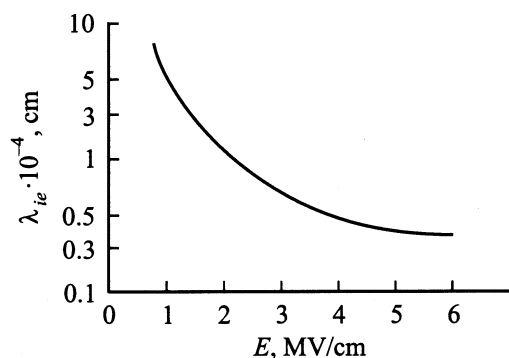


Рис. 2. Зависимость длины свободного пробега электронов от напряженности поля.

полиэтилена, 2.0 — для фторопласта, 3 — для пленки ПЭТ-КЭ; $v_{mid} = 10^4$ м/с. Экспериментальные значения длины свободного пробега электронов $\lambda_{i.e}$ находились по кривой, приведенной на рис. 2. Кривая построена по усредненным данным зависимости $\lambda_{i.e}$ от напряженности электрического поля, полученных многими авторами в экспериментах [2,3,5]. Учитывая очевидную сложность в расчетах статистического времени запаздывания по (4) из-за слагаемого, соответствующего выражению (3), формула (4) была приведена к виду

$$t_{st} = d_{crit}/v_{dis.c}. \quad (7)$$

Погрешностью (7) по сравнению с (4) пренебрегалось, так как наличие предпробивных токов в ТД [3,5] автоматически означает наличие в разрядном промежутке хотя бы одного электрона, способного создать мощную электронную лавину при критической толщине диэлектрика. Кроме того, в (7) вместо средней скорости v_{mid} используется так называемая скорость разряда с катода $v_{dis.c}$. Известно [3], что скорость разряда при ЭП растет с ростом перенапряжения (превышение импульсного испытательного напряжения над постоянным испытательным напряжением) и растет во время действия испытательного напряжения. Интервал t_{st} — это начало процесса ЭП, следовательно, скорость там должна быть минимальной. Исходя из физических представлений об ЭП, изменение скорости разряда можно объяснить изменением характера электрических полей в ТД в различные интервалы времени. В интервале времени до момента t_{st} инжекция электронов в диэлектрик идет с микровыступов катода (в указанном диапазоне толщин ТД роль последних велика), поэтому поле в ТД можно отнести к типу „отрицательное острие–плоскость“. После момента t_{st} около анода начинает накапливаться положительный объемный заряд, который усиливает электрическое поле в ТД, превращая его в поле типа „положительное острие–плоскость“. В таком поле скорость движения зарядов всегда выше скорости зарядов в первом названном поле.

Это совпадает с экспериментально обнаруженной разницей скоростей разряда с катода $v_{dis.c}$ и с анода $v_{dis.a}$ при ЭП ТД [7]. Движение электронов от катода к аноду в течение времени t_{st} можно интерпретировать как разряд с катода, скорость которого меньше скорости звука в ТД [7]. Движение стримера от анода к катоду соответствует разряду с анода со скоростью $v_{dis.a} = v_{mid}$, причем $v_{dis.a}$ выше скорости звука. Строгого соотношения для $v_{dis.c}$ в [7] не дано, поэтому в расчетах по (7) использовано максимально возможное значение $v_{dis.c}$, равное скорости звука в конкретном ТД. Согласно [8], для полиэтилена скорость звука равна $2.48 \cdot 10^3$ м/с; для фторопласта — $1.34 \cdot 10^3$ м/с; для пленки ПЭТ-КЭ данных нет, поэтому принято значение $2.48 \cdot 10^3$ м/с.

Анализ данных таблицы показывает, что 1) общий характер изменения всех величин в таблице в зависимости от соотношения между d и d_{crit} не противоречит физическим представлениям об ЭП ТД, т.е. подтверждается правомерность введения понятий n_{crit} и d_{crit} и правомерность оценки статистического времени запаздывания выражением (7); 2) расчетное значение d_{crit} делит ТД на „толстые“, если $d > d_{crit}$, и „тонкие“, если $d < d_{crit}$, примерно в той области толщин, которая наблюдается в экспериментах [3]; 3) резкое увеличение времени t_{dis} (1) за счет t_{st} и ТД с толщиной $10 \div 20 \mu\text{m}$ соответствует экспериментальным данным в [2,3] и соответствует в пределе микросекундного времени формирования ЭП в диэлектрических пленках [9]; 4) время t_{dis} убывает с ростом величины пробивного поля при $d < d_{crit}$, что наблюдается в диэлектрических пленках [9]; 5) соотношения между t_{st} и t_f хорошо отражают рассмотренные выше качественные соотношения между этими величинами при изменении толщины ТД.

Дополнительно следует отметить, что погрешность в расчете d_{crit} , вызванная неопределенностью коэффициента k в (5), составляет не более 14% при $k = 0.1$ и 5% при $k = 1$ относительно значения d_{crit} , приведенного в таблице.

Изменение расчетных соотношений для t_{st} и t_f позволяет по-новому подойти к расчету длительности стадии формирования ЭП и ТД с толщиной $d < d_{crit}$, т.е. у „тонких“ диэлектриков. В [3] для описания ЭП у таких ТД предлагается многолавино-стримерный механизм, при котором возникновение стримера у анода связано с накоплением большого положительного объемного заряда под действием многих электронных лавин. При этом также вводится понятие критической толщины ТД, но только качественно без аналитического выражения для расчета этой толщины. Вместо этого приводится формула, определяющая время разряда

$$t_{dis} = \frac{m}{v_0 \lambda_i^2}, \quad (8)$$

где m — число электронных лавин, необходимое для образования стримера; λ_i — длина свободного пробега электронов; v_0 — число электронов, „снятых“ полем с единицы площади катода в 1 с.

Однако расчет по (8) связан с большими трудностями из-за сложности определения m и v_0 . Кроме того, в [10] было показано, что зависимость тока пробоя от времени, полученная на основе многолавино-стримерного механизма, имеет падающий характер, чего не должно быть. Поэтому расчетные соотношения для описания ЭП в ТД при $d < d_{\text{crit}}$, приведенные в [3], оказываются практически непригодными. Вместе с тем интересно, что методика расчета t_{dis} по (1), (2) и (7) при $d < d_{\text{crit}}$ также отражает многолавино-стримерный механизм развития ЭП. Действительно, если ТД имеет $d < d_{\text{crit}}$, то это означает, что возникновение критического количества электронов n_{crit} происходит не за счет одной лавины, а за счет нескольких. Сколько этих лавин, можно не определять. Но через d_{crit} , которое в этом случае носит характер гипотетической толщины, по (7) можно рассчитать время, через которое на анод поступит n_{crit} электронов, т.е. рассчитать статистическую составляющую времени развития ЭП. Если к этому времени добавить время t_f (2), то получим время разряда. Это значительно проще расчета t_{dis} по (8).

Новые соотношения для t_{st} и t_f могут быть использованы и в других теориях ЭП ТД, в частности, как это реализовано в [1].

Выводы

1. В лавинно-стримерной теории ЭП ТД для упрощения расчетов предлагается считать, что статистическое время запаздывания ЭП — это время от момента, когда испытательное напряжение достигает уровня пробивного, до момента возникновения стримера, а время формирования разряда — это время от момента возникновения стримера до момента замыкания электронов каналом разряда.

2. Уточнение понятие критической толщины d_{crit} ТД, т.е. такой толщины, при которой электрон на пути к аноду создает электронную лавину с количеством электронов, достаточным для возникновения стримера. Получено выражение, связывающее d_{crit} с материалом диэлектрика и его электрической прочностью. Критическая толщина делит ТД на „толстые“ и „тонкие“.

3. Получено выражение для статистического времени запаздывания ЭП ТД, зависящее от критической толщины диэлектрика и отличающееся от известного более простым видом.

4. При расчете времени запаздывания предлагается использовать скорость электронов, меньшую, чем их скорость при формировании разряда.

Список литературы

- [1] Рожков В.М. // Электротехника. 2000. № 3. С. 37–40.
- [2] Сканава Г.И. Физика диэлектриков (область сильных полей). М.: ГИФМЛ, 1958. 907 с.
- [3] Воробьев А.А., Воробьев Г.А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М.: Высшая школа, 1966. 224 с.
- [4] Hiroshi Y., Taniya F., Yasuo S. // J. Phys. D. 1993. Vol. 26. N 8. P. 1328.
- [5] Воробьев Г.А., Несмелов Н.С. // Изв. вузов. Физика. 1979. № 1. С. 90–98.
- [6] Справочник по электротехническим материалам. Т. 2 / Под ред. Ю.В. Корицкого, В.В. Пасынкова, Б.М. Тареева. М.: Энергия, 1974.
- [7] Вершинин Ю.Н. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 2. С. 170–174.
- [8] Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
- [9] Корзо В.Ф., Черняев В.Н. Диэлектрические пленки в микроэлектронике. М.: Энергия, 1977. 367 с.
- [10] Рожков В.М. // Электротехника. 1997. № 5. С. 54–58.