03;04;05

Моделирование частичных разрядов в твердых диэлектриках на переменном напряжении

© *А.Л. Куперштох, С.П. Стамателатос, Д.П. Агорис*

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск
University of Patras, GR 26500, Rion, Greece
E-mail: skn@hydro.nsc.ru

Поступило в Редакцию 14 февраля 2006 г.

Предложена новая модель, которая воспроизводит основные стохастические свойства явления частичных разрядов на переменном напряжении. Рассмотрены частичные разряды, соответствующие микроразрядам в маленьких кавернах, случайно распределенных в твердом диэлектрике. Возникновение частичных разрядов внутри каверн моделировалось стохастическим критерием. Чтобы описать распад плазмы в каверне и соответствующее падение проводимости до нуля, использовался простейший критерий порогового типа. В компьютерных экспериментах при подаче переменного напряжения на электроды во внешней цепи наблюдались короткие импульсы тока. Каждый пик соответствовал моменту микроразряда в каверне (частичные разряды).

PACS: 52.80.-s

Следует различать три основных типа частичных разрядов [1–3]: первый тип — это микроразряды в маленьких кавернах, которые всегда существуют как на поверхности электродов, так и в объеме диэлектриков; второй тип — пробои вдоль границ раздела двух разных диэлектриков (обычно твердый диэлектрик — газ); третий тип — частичные разряды в каналах ветвистых структур (стримеров), растущих в объеме диэлектрика. Практически, второй и третий типы частичных разрядов можно рассматривать как незавершенный пробой, так как изолирующие свойства диэлектрика в этом случае нарушены. Наиболее полная информация содержится в так называемых „зависимостях от фазы", которые для всех типов частичных разрядов получены в многочисленных экспериментальных исследованиях. Ряд работ посвящен моделированию частичных разрядов третьего типа [4–7].

В данной работе рассматривается только первый тип частичных разрядов, которые происходят при относительно невысоких напряжениях. Маленькие газонаполненные каверны, существующие в твердых диэлектриках, сильно сказываются на электрической прочности диэлектрика и соответственно на времени жизни оборудования, так как газ внутри каверн имеет электрическую прочность намного ниже, чем у твердого диэлектрика. Кроме того, напряженность электрического поля внутри каверны выше, чем снаружи. Вероятность же воникновения микропробоя в каверне зависит от локального поля внутри нее. Спустя некоторое время после микропробоя разряд в каверне погасает из-за уменьшения электрического поля внутри нее вследствие накопления зарядов на ее поверхности.

Чтобы исследовать поведение каверн, находящихся внутри твердого диэлектрика, часто используется метод эквивалентной цепи (Whitehead), основанный на рассмотрении дискретных конденсаторов [8–10].

Наиболее простым критерием возникновения микроразряда в каверне является хорошо известный критерий порогового поля (field threshold criterion, FTC) $E > E_*$, где E — локальная напряженность электрического поля. Этот критерий является детерминированным. Однако частичные разряды имеют принципиально стохастический характер, что проявляется в случайном распределении моментов возникновения частичных разрядов и сильной вариации амплитуд узких пиков тока, наблюдающихся во внешней цепи. Поэтому для моделирования этих процессов необходимо использовать адекватные методы.

Одна из первых попыток моделирования частичных разрядов метдом Монте-Карло на основе метода эквивалентной цепи каверны была сделана в [9]. Вероятность возникновения частичного разряда принималась пропорциональной перенапряжению. Позже было сделано всего несколько попыток учесть при моделировании принципиально стохастическую природу частичных разрядов [11–15]. Однако в этих работах не принималась во внимание эволюция распределения электрического поля во времени и в пространстве. Поэтому все эти модели не учитывают положение каверны в промежутке и возможное влияние микроразряда в одной из них на другие.

В [16] учитывалось распределение электрического поля путем решения уравнения Пуассона для одиночной каверны в форме диска. Считалось, что для достаточно больших каверн микроразряд внутри каверны неоднороден, а скорее, состоит из ветвящихся стримерных каналов. Действительно, в экспериментах [17] для плоских каверн высотой порядка 1 mm и диаметром 40 mm картина разряда состояла из сотен ярких точек с характерным диаметром порядка 1 mm, равномерно распределенных по сечению каверны.

В данной работе предложен новый подход, с помощью которого можно моделировать основные стохастические свойства частичных разрядов на переменном напряжении в кавернах компактной формы с характерным размером менее 1 mm. В предложенной модели непосредственно рассчитывается распределение электрического поля между электродами в диэлектрике, содержащем каверны. Кроме того, для описания стохастического характера возникновения частичных разрядов в кавернах использовался более современный критерий MESTL (multi-element stochastic time lag) [18,19]. Для всех каверн, находящихся в этот момент в непроводящем состоянии, рассчитывалось стохастическое время запаздывания микропробоя в соответствии с функцией распределения плотности вероятностей $F(t_i) = r(E)\exp(-r(E)t_i)$, что эквивалентно случайной величине $t_i = -ln(\xi_i)/r(E)$. Здесь и далее ξ — случайное число, равномерно распределенное на интервале от 0 до 1. За один шаг по времени Δt микроразряды происходят во всех кавернах, для которых стохастическое время запаздывания меньше шага по времени $t_i < \Delta t$. Функция вероятности пробоя $r(E)$ зависит от локального электрического поля внутри каверны и должна быть достаточно резко возрастающей, чтобы качественно описать квазипороговый характер микроразрядов. В данной работе использовалась зависимость $r(E) = BE^4$. В общем случае эта функция зависит также от размеров каверны и от давления газов внутри нее. Предполагалось, что при возникновении микропробоя газ внутри каверны превращался в проводящую плазму с постоянной электропроводностью σ_0.

Ряд диссипативных процессов (излучение, эрозия стенок каверны и т.д.) приводят к распаду плазмы. В настоящее время достаточно сложно описать эти явления точно, поэтому мы использовали простейшую модель. Если электрическое поле внутри полости уменьшалось до значений, меньших критического E_{cr}, предполагалось, что микроразряд заканчивается и проводимость становится равной нулю (подразумевается полный распад плазмы из-за уменьшения энерговыделения по сравнению с потерями энергии). Таким образом, предложенная модель качественно описывает импульсный характер проводимости.

Для расчета распределения потенциала электрического поля φ и соответственно электрического поля $\mathbf{E}$ в области между электродами на каждом шаге по времени решалось уравнение Пуассона совместно с уравнениями переноса электрического заряда

$$\operatorname{div}(\varepsilon\nabla\varphi) = -4\pi q, \qquad \frac{\partial q}{\partial t} = -\operatorname{div}\mathbf{j}, \qquad \mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E}, \qquad \mathbf{E} = -\nabla\varphi. \quad (1)$$

Здесь ε — диэлектрическая проницаемость, q — плотность электрического заряда. Предполагалось, что электропроводность σ и плотность тока $\mathbf{j}$ отличны от нуля только внутри каверн. Задача решалась в двумерной прямоугольной области. Использовались следующие граничные условия. Потенциал φ был равен нулю на поверхности нижнего электрода и равен поданному напряжению V на поверхности верхнего электрода. В направлении x использовались периодические граничные условия.

Неявное по времени конечно-разностное уравнение для переноса заряда

$$q^{n+1} = q^n + \operatorname{div}(\sigma\nabla\varphi^{n+1})\Delta t \quad (2)$$

(в сокращенной форме записи) подставлялось в конечно-разностную аппроксимацию уравнения Пуассона на верхнем временнóм слое, как это было предложено в [18]. Здесь Δt — шаг по времени. Получившиеся в результате уравнения

$$\operatorname{div}(\varepsilon\nabla\varphi^{n+1}) = -4\pi\big(q^n + \Delta t \operatorname{div}(\sigma\nabla\varphi^{n+1})\big) \quad (3)$$

решались методом итераций относительно величин $\varphi_{i,j}^{n+1}$ на следующем временнóм слое. Затем новые значения плотности заряда $q_{i,j}^{n+1}$ вычислялись с использованием (2). Такая схема обеспечивает сохранение заряда и более устойчива, чем явная по времени.

Исследовался набор каверн, случайно распределенных в объеме твердого диэлектрика между двумя плоскими электродами (рис. 1). На электроды подавалось переменное напряжение $V = V_0 \sin(2\pi f t)$, амплитуда которого была достаточна для возникновения частичных разрядов. Расчеты проводились на сетке 100×100. Соответственно расстояние между электродами L равно 100 единицам шага сетки. Использовались значения параметров: $f = 50\,\mathrm{Hz}$, $\varepsilon = 2$, $B = 10^5$, $E_{cr} = 0.1$. Здесь и далее мы будем использовать систему произвольных единиц для напряжения и тока.

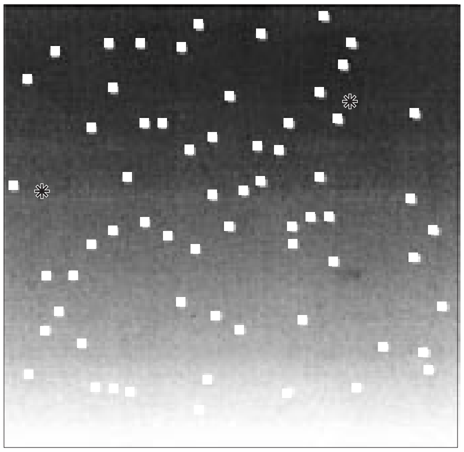

Рис. 1. Положение каверн для типичного варианта расчетов. Изменение потенциала от $\varphi = 0$ на нижнем электроде до $\varphi = V_0$ на верхнем электроде показано оттенками серого. $N = 68$. Размер сетки 100×100.

В расчетах регистрировались: временна́я последовательность всех частичных разрядов в кавернах, их положение в промежутке и ток во внешней цепи. Типичные узкие импульсы тока, возникающие при каждом микроразряде в кавернах твердого диэлектрика, показаны на рис. 2. Спустя некоторое время после микропробоя разряд в каверне погасал из-за поверхностных зарядов, возникающих на ее поверхности, и соответствующего уменьшения поля внутри нее. Узкие пики тока фиксировались в момент каждого микроразряда. При увеличении напряжения частичные разряды происходили чаще (рис. $2, b$). Возрастали также амплитуды импульсов тока. Заметим, что в первом полупериоде напряжения практически все частичные разряды происходили в кавернах, не имеющих на их поверхности свободного заряда. Поэтому распределения частичных разрядов по фазе очевидно отличаются от распределений в последующих полупериодах. Моменты времени и амплитуды частичных разрядов, наблюдаемых при компьютерном моделировании, действительно носят стохастический характер. Две каверны, которые случайно оказались одновременно проводящими, помечены на рис. 1 знаком $*$. Очевидно, что соответствующий пик тока больше по амплитуде, чем обычно.

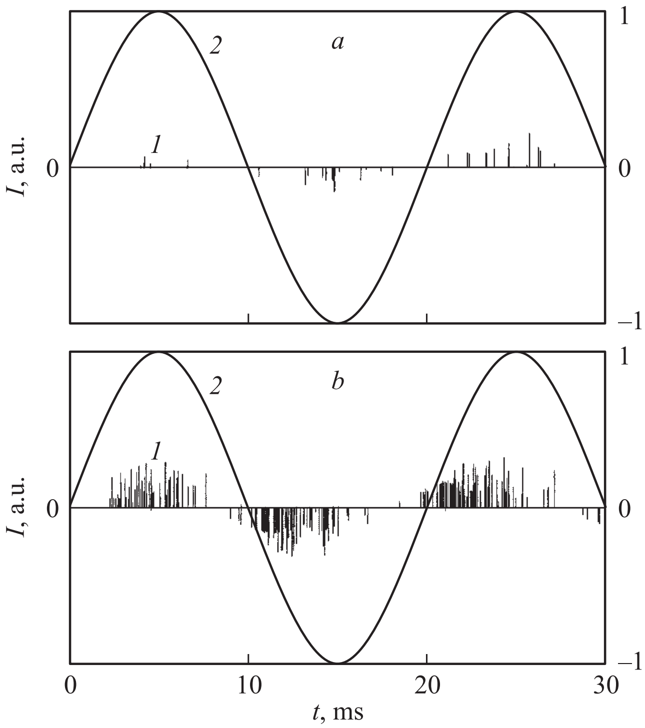

Рис. 2. Частичные разряды на первых трех полупериодах напряжения (кривые *1*). Приложенное напряжение (кривые *2*). *a* — $V_0 = 10$, $N = 70$; *b* — $V_0 = 20$, $N = 75$.

Чтобы детально исследовать процесс, моделировалось также поведение одиночной каверны в электрическом поле. Зависимость относительной величины электрического поля в одиночной каверне показана на рис. 3, *a*. До первого микроразряда в каверне электрическое поле внутри нее несколько больше, чем текущее значение невозмущенного однородного электрического поля между электродами $E = E_0 \sin(2\pi f t)$ вследствие того, что диэлектрическая проницаемость $\varepsilon > 1$, а форма каверны близка к компактной. Здесь $E_0 = V_0/L$ — амплитуда переменного электрического поля в твердом диэлектрике. Например, хорошо известен результат для электрического поля внутри сферической незаряженной полости: $E_V = 3E\varepsilon/(2\varepsilon + 1)$. Если напряжение было доста-

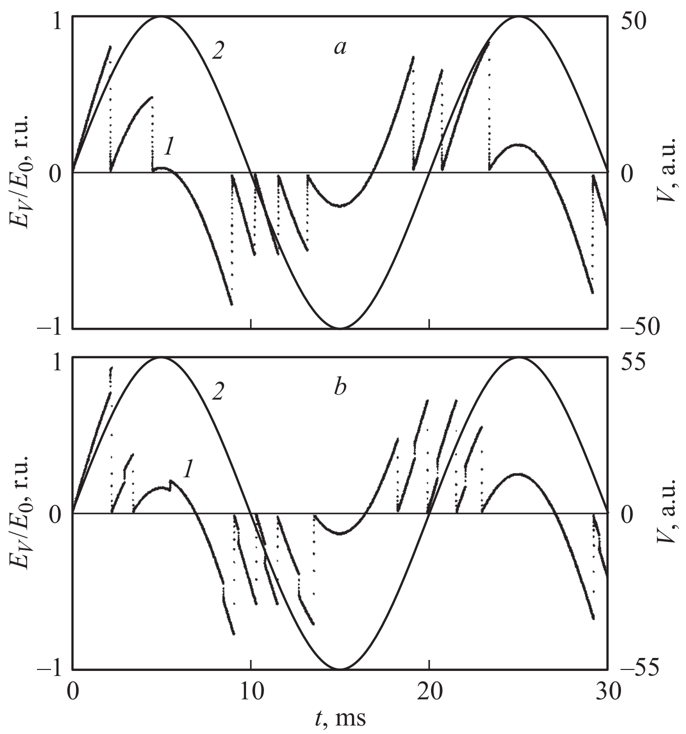

Рис. 3. Относительная величина электрического поля (кривые *1*): *a* — внутри одиночной каверны, находящейся в твердом диэлектрике, $V_0 = 50$; *b* — внутри одной из спаренных каверн, $V_0 = 55$. Приложенное напряжение (кривые *2*). $\varepsilon = 2$.

точно большим, но оставалось ниже характерного напряжения пробоя твердого диэлектрика, микроразряды в каверне происходили несколько раз за период (рис. 3, *a*). Значения электрического поля внутри каверны непосредственно перед каждым частичным разрядом имели некоторый случайный разброс. Соответственно амплитуда пиков тока тоже изменялась стохастически. На рис. 3, *b* показано изменение электрического поля внутри одной из спаренных (близко расположенных вдоль поля) каверн. При частичном пробое в одной из каверн электрическое поле в другой, как правило, увеличивается, что увеличивает вероятность пробоя второй каверны.

Список литературы

[1] *Bartnikas R., Novak J.P.* // IEEE Trans. Electrical Insulation. 1993. V. 28. P. 956–968.
[2] *Kreuger F.H., Gulski E., Krivda A.* // IEEE Trans. Electrical Insulation. 1993. V. 28. P. 917–931.
[3] *Niemeyer L.* // IEEE Trans. Dielectrics and Electricalt Insulation. 1995. V. 2. P. 510–528.
[4] *Van Brunt R.J.* // IEEE Trans. Electrical Insulation. 1991. V. 26. P. 902–948.
[5] *Suwarno, Suzuoki Y., Komori F., Mizutani T.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 2922–2931.
[6] *Noskov M.D., Malinovski A.S., Sack M., Schwab A.J.* // IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation. 2000. V. 7. P. 725–733.
[7] *Носков М.Д., Малиновский А.С., Закк М., Шваб А.Й.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 2. С. 121–128.
[8] *Gemant A., Van Philipoff W.* // Zeitschrift für Technische Physik. 1932. V. 13. P. 425–430.
[9] *Hikita M., Yamada K., Nakamura A., Mizutani T., Oohasi A., Ieda M.* // IEEE Trans. Electrical Insulation. 1990. V. 25. P. 453–468.
[10] *Agoris D.P., Hatziargyriou N.D.* // IEE Proceedings — A. 1993. V. 140. N 2. P. 131–134.
[11] *Fruth B., Niemeyer L.* // IEEE Trans. Electrical Insulation. 1992. V. 27. P. 60–69.
[12] *Gurfleish F., Niemeyer L.* // IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation. 1995. V. 2. P. 729–743.
[13] *Heitz C.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 32. P. 1012–1023.
[14] *Okamoto T., Kato T., Yokomizu Y., Suzuoki Y.* // Electr. Eng. Japan. 2001. V. 136. P. 16–28.
[15] *Cavallini A., Montanari G.C.* // IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation. 2006. (in press).
[16] *Wu K., Suzuoki Y., Dissado L.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. N 13. P. 1815–1823.
[17] *Morshuls P.H.F., Kreuger F.H.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1990. V. 23. N 12. P. 1562–1568.
[18] *Karpov D.I., Kupershtokh A.L.* // Conf. Record 1998. IEEE Int. Symposium on Electrical Insulation. IEEE N 98CH36239. Arlington, USA, 1998. V. 2. P. 607–610.
[19] *Kupershtokh A.L., Charalambakos V., Agoris D., Karpov D.I.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34. N 6. P. 936–946.