

Краткие сообщения

04;05

Электродинамический тепловой пробой конденсаторного диэлектрика

© О.А. Емельянов

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: oae2@mail.wplus.net

(Поступило в Редакцию 18 января 2011 г. В окончательной редакции 24 марта 2011 г.)

Предложен механизм электрического пробоя современных металлопленочных конденсаторов, обладающих известным свойством самовосстановления электрической прочности (self-healing). При повышении рабочего напряжения время процесса самовосстановления возрастает до многих десятков микросекунд и становится существенным прогрев соседних слоев диэлектрика. Движущаяся термоактивационная волна проводимости способствует усилению электрического поля вплоть до пробивных значений. Проведен соответствующий расчет динамики роста напряженности электрического поля для конденсаторов на основе ПЭТФ (PET)-диэлектрика.

Повышение эффективности современных емкостных накопителей энергии тесно связано с увеличением рабочей напряженности электрического поля конденсаторного диэлектрика. Существенным шагом в указанном направлении стало использование тонких (10–50 nm) металлических электродов, напыленных на пленочный диэлектрик, которые обеспечили так называемый эффект самовосстановления электрической прочности конденсатора. При локальном пробое дефектного места диэлектрика возникает последующий микродуговой разряд и тонкий электрод испаряется вследствие высокой плотности тока в зоне пробоя. Испаренная область (зона деметаллизации), образованная после погасания разряда, изолирует канал пробоя от остального конденсаторного электрода. Таким образом, конденсатор восстанавливает свою электрическую прочность. Обычное время процесса самовосстановления составляет 1–10 μs , а площадь зоны деметаллизации — единицы-десятки mm^2 [1,2]. С увеличением рабочей напряженности уровень выделяющегося джоулевого тепла при пробое может оказаться разрушительным для конденсаторной конструкции. Полагают, что катастрофический отказ обусловлен термической деструкцией конденсаторного диэлектрика. Одним из путей решения возникшей проблемы стало применение сегментированной металлизации, которое позволяет снизить уровень тепловыделения при самовосстановлении в современных металлопленочных конденсаторах (МПК) [3-5]. Вместе с тем современные теоретические представления процесса самовосстановления не могут объяснить ряд экспериментальных фактов, поэтому разработка новых конструкций конденсаторов связана в основном с эмпирическими данными [1,6-9]. Известно, что увеличение рабочего напряжения конденсаторного диэлектрика приводит к росту уровня локально выделяемой тепловой энергии, однако эксперименты свидетельствуют о незначительной глубине ($\sim 10 \text{ nm}$)

разрушения поверхности полимерного диэлектрика в зоне деметаллизации [10]. Учитывая, что толщина конденсаторных пленок превышает глубину разрушения на несколько порядков, катастрофический отказ конденсатора вследствие термодеструкции рабочего диэлектрика маловероятен. В условиях увеличения рабочей напряженности более важным аспектом является рост длительности существования микродугового разряда, что обуславливает глубокий прогрессирующий прогрев соседних слоев конденсаторной пленки. Вследствие арениусовского характера зависимости проводимости диэлектрика от температуры и постоянства приложенного напряжения будет происходить перераспределение электрического поля между прогретой и холодной зонами пленочного диэлектрика. По мере прогрева пленки, а вместе с тем распространения зоны высокой проводимости будет наблюдаться увеличение напряженности электрического поля в холодной части диэлектрика. Указанный рост напряженности может превысить величину электрической прочности пленки. По существу имеем дело с определенной формой электродинамического теплового пробоя диэлектрика. Подобному сценарию развития пробоя, объясняющего разрушение современных конструкций МПК, и посвящена настоящая работа.

На рис. 1 представлен фрагмент многослойного конденсаторного диэлектрика в области возникновения локального пробоя. Возникшая плазменная область микродугового разряда вызывает нагрев соседнего слоя диэлектрика. Поскольку экспериментально отмечено незначительное разрушение полимера в зоне разряда, условия теплоотдачи на границе плазма-полимер обеспечивают температуру поверхности T_f , не превышающую существенно температуру деструкции материала диэлектрика (для ПЭТФ (лавсан) $\sim 540\text{--}560 \text{ K}$). Для реальных условий характерный масштаб развития плазменной области разряда вдоль слоя диэлектрика на 2 порядка превышает

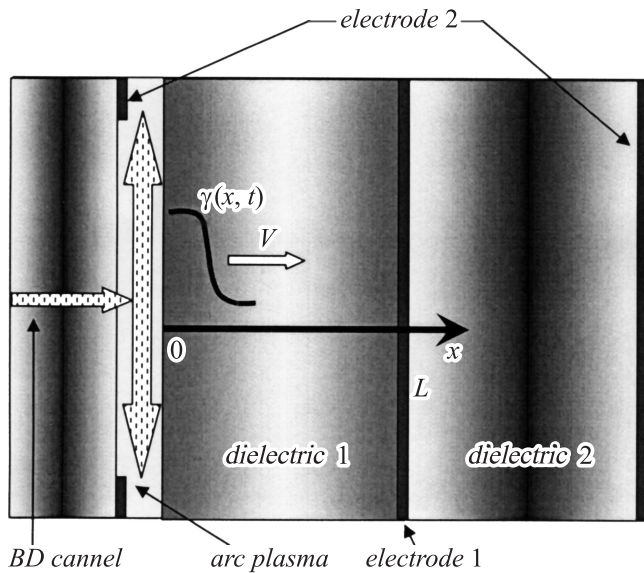


Рис. 1. Возникновение волны проводимости в многослойном диэлектрике (не в масштабе).

толщину полимерной пленки, а плотность джоулевой энергии тепловыделения достаточно однородна. В этом случае можно рассматривать одномерную краевую задачу о проникновении плоской тепловой волны в полимерную пленку, находящуюся под напряжением U . Тогда уравнения, соответствующие граничные и начальные условия модели имеют следующий вид:

$$j(t) = \gamma(x, t)E(x, t) + \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E(x, t)}{\partial t},$$

$$U = \int_0^L E(x, t) dx = \text{const},$$

$$\gamma(x, t) = \gamma_0 \exp\left(-\frac{W}{kT(x, t)}\right), \quad E(x, 0) = \frac{U}{L} = \text{const},$$

$$\rho C_p \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} + q_v,$$

$$T(0, t) = T_f, \quad T_{\infty, t} = T_0,$$

где $j(t)$ — плотность полного тока, $E(x, t)$ — напряженность электрического поля и $T(x, t)$ — температура в диэлектрике, $\gamma(x, t)$ — удельная проводимость, W — энергия активации, ρ, C_p, λ, L — соответственно плотность, теплоемкость, коэффициент теплопроводности и толщина диэлектрика, k — постоянная Больцмана, q_v — плотность энергии диссипации вследствие джоулевых и релаксационных потерь, x, t — координаты пространства и времени. Постановка задачи близка к задачам распространения ионизационных волн в газах [11] или полупроводниках [12], связанных с явлением ударной ионизации на фронте волны. Отличие здесь заключается в природе возникновения волны проводимости — в нашем случае она имеет термоактивационный характер.

Распространение теплового импульса в диэлектриках рассматривалось в [13], где изучались их поляризационные характеристики в области малых изменений температуры и эффект усиления поля в холодной части диэлектрика является несущественным.

Учитывая масштабы, можно рассматривать упрощенную задачу равномерного прогрева слоя диэлектрика, находящегося под постоянной разностью потенциала U . Оценка времени проникновения тепловой волны в ПЭТФ-пленку толщиной $L = 10 \mu\text{m}$ дает величину порядка $100 \mu\text{s}$. Тогда можно оценить движение тепловой волны проводимости средней характерной скоростью прогрева $v \approx 0.1 \text{ m/s}$. Решение задачи дается следующим соотношением для величины напряженности электрического поля:

$$E(x, t) = E(x, 0) \exp[-G(x, t)]$$

$$+ \int_0^t \frac{j(t')}{\epsilon_0 \epsilon} \exp[G(x, t') - G(x, t)] dt',$$

$$G(x, t) = - \int_t^x \gamma(x, t') dx', \quad (1)$$

где плотность тока должна быть найдена из решения соответствующего интегрального уравнения (Вольтерра I рода):

$$U = E_0 F(t) + \int_0^t \frac{j(t')}{\epsilon_0 \epsilon} H(t, t') dt', \quad (2)$$

а ядро $H(t, t')$ и функция $F(t)$ находятся из следующих соотношений:

$$F(t) = \int_0^L \exp[-G(x', t)] dx'$$

$$H(t, t') = \int_0^L \exp[G(x', t') - G(x', t)] dx'. \quad (3)$$

В самом общем случае произвольной зависимости $\gamma(T(x, t))$ найти решение системы (1)–(3) можно численными методами. Однако учитывая характерный масштаб теплового фронта $\sqrt{at} \sim 1 - 2 \mu\text{m}$, значительно меньший толщин $10 - 20 \mu\text{m}$ полимерных диэлектриков высоковольтных конденсаторов, можно рассмотреть задачу проникновения тепла с резким фронтом. В этом случае воспользуемся подходящей модельной функцией $\gamma(x, t) = \gamma_h [1 + \exp((x - vt)/x_0)]^{-1}$, где x_0 — есть пространственный масштаб фронта волны проводимости. Следует отметить, что сильная экспоненциальная зависимость проводимости в полимерах от температуры обеспечивает дополнительное сжатие масштаба фронта $x_0 < \sqrt{at} \ll L$. Переходя в пределе к $x_0 \rightarrow 0$ в соотношениях (1)–(3), получаем аналитическое решение для

тока

$$j(t) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon U}{L \tau} \left[1 - \left(\frac{t_0 - t}{t_0} \right) \exp \left(\frac{(t_0 - t)^2}{2t_0 \tau} \right) \left(\exp \left(\frac{-t_0}{2\tau} \right) + \sqrt{\frac{\pi t_0}{2\tau}} \left(\operatorname{erf} \left\{ \sqrt{\frac{t_0}{2\tau}} \right\} - \operatorname{erf} \left\{ \frac{t_0 - t}{\sqrt{2t_0 \tau}} \right\} \right) \right) \right], \quad (4)$$

где $t_0 = L/v$ — время пробега волны проводимости, $\tau = \varepsilon_0 \varepsilon / \gamma_h$ — максвелловское время релаксации, а $\operatorname{erf}\{\bullet\}$ — интеграл вероятности. Используя (1)–(3), можно получить соответствующее решение для напряженности поля в диэлектрике. Это решение, включающее специальные функции мнимого аргумента, имеет достаточно громоздкий вид и в настоящей работе не приводится.

Эволюцию пространственного распределения поля можно вычислить на основе реальных условий использования полимерных пленочных диэлектриков в высоковольтных конденсаторах. В пленке ПЭТФ толщиной $L = 10 \mu\text{m}$ примем величину начальной рабочей напряженности $E_0 = 100 \text{ V}/\mu\text{m}$. Значение энергии активации проводимости полимера в рассматриваемой области температур $W \approx 1.49 \text{ eV}$, диэлектрическая проницаемость ПЭТФ имеет значение $\varepsilon \approx 3.6$. При температуре $T_f = 540 \text{ K}$ амплитуда волны проводимости $\gamma_h \approx 1.3 \cdot 10^{-6} (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$, а значению начальной температуры в пленке $T_0 = 300 \text{ K}$ соответствует $\gamma_r \approx 1.1 \cdot 10^{-17} (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$. Приведенные данные взяты из результатов экспериментальных исследований [14,15]. На рис. 2 приведена функция $E(x, t)$, построенная на основе полученного точного решения для конкретных принятых значений. Сечения этой поверхности, соответствующие различным значениям времени, даны на рис. 3.

Скачок напряженности на фронте волны отсутствует, так как реальная среда не успевает мгновенно реагировать на движение скачка поля во времени [16]. Профиль напряженности электрического поля при различных временах распространения волны проводимости

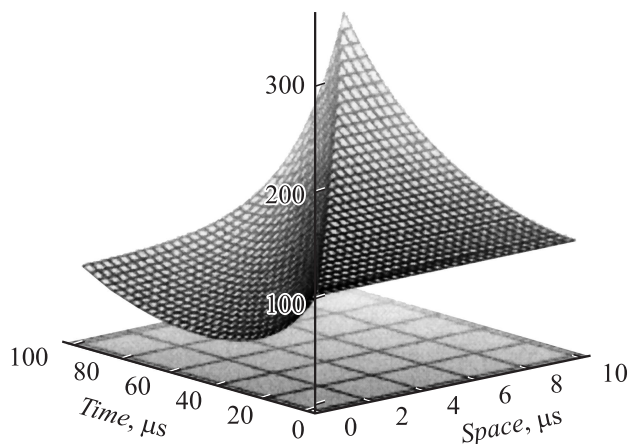


Рис. 2. Пространственно-временное распределение электрического поля.

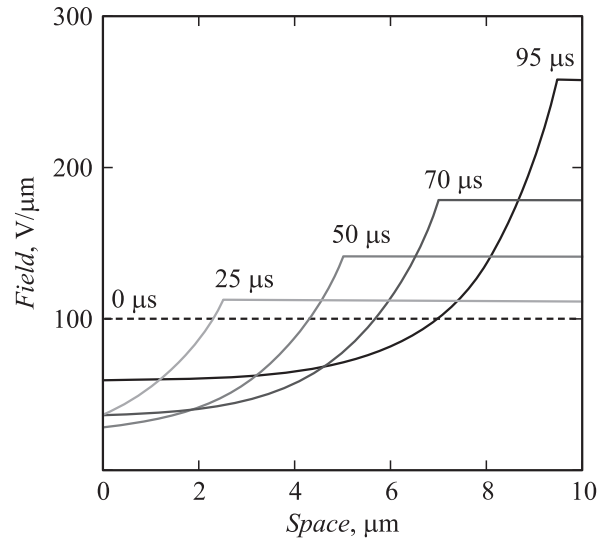


Рис. 3. Волны напряженности электрического поля в различные моменты времени.

в полимерной пленке свидетельствует, что значение напряженности на фронте к концу прогрева достигает почти трехкратного увеличения относительно значения исходной рабочей напряженности в диэлектрике. При этом коэффициент увеличения поля может быть точно вычислен

$$\eta = \frac{E(L, t_0)}{E_0} = \exp \left(\frac{-t_0}{2\tau} \right) + \sqrt{\frac{\pi t_0}{2\tau}} \operatorname{erf} \left\{ \frac{t_0}{2\tau} \right\} \approx 2.75 \quad (5)$$

и зависит только от безразмерного параметра отношения времени пробега волны $t_0 = L/v$ к максвелловскому времени релаксации диэлектрика, имеющему значение для рассматриваемого случая $\tau \approx 20 \mu\text{s}$. Этот же параметр можно рассматривать как отношение масштаба системы (толщины диэлектрика) к пространственному масштабу релаксации объемного заряда $l_p = v\tau \approx 2 \mu\text{m}$, накапливающегося в прогреваемой области. Таким образом, предложенная модель может объяснить развитие пробоя высоковольтных МПК: при длительностях процесса самовосстановления, составляющего многие десятки микросекунд, возможно глубокое распространение термоактивационной волны проводимости в диэлектрике и значительное усиление поля в его холодной части. Пробой, однако, может произойти и в толще диэлектрика, если температурная зависимость электрической прочности существенно снижается с ростом температуры. Указанное обстоятельство требует дополнительных исследований.

В заключение следует отметить, что подобный характер пробоя связан с распространением термоактивационной волны проводимости, и по существу расширяет представления статической теории теплового пробоя III рода, много лет назад разработанной проф. С.Н. Койковым [17].

Авторы выражает признательность проф. Ю.К. Голикову за полезное обсуждение тематики предлагаемой работы.

Список литературы

- [1] *Kammermaier J., Rittmayer G., Birkle S.* // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 66(4). P. 1594–1609.
- [2] *Connoly J., Dunn M.* // IEEE Int. Conf. Breakd. Solid Dielectrics. 1998. P. 110–113.
- [3] *Fothergill J.* et al. // Final Report for EPSRS Grant GR/M74238/01. 2002. 6 p.
- [4] *Kong M.G., Lee Y.P.* // J. of Appl. Phys. 2001. Vol. 90. N 6. P. 3069–3078.
- [5] *Drugge B., Fuhrmann H., Laihonon S., Mood J.* // Energize. Aug. 2005. P. 36–40.
- [6] *Sassoulas P.-O.* // IEEE 7th Int. Conf. on Solid Diel. 2001. P. 275–278.
- [7] *Christen T., Carlen M.* // Recent Res. Devel. Applied Physics. 2003. N 6. P. 517–546.
- [8] *Tortai J.-H., Bonifaci N., Denat A.* // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97. P. 053 304.
- [9] *Peng B., Lin F., Li H., Dai L., Chen Y., Han Y.* // IEEE Trans. DEI. 16(3). 2009. P. 882-6.
- [10] *Белько В.О.* Исследование закономерностей электродинамического разрушения электродов металлопленочных конденсаторов. Автореф. канд. дис. СПб., 2010. 167 с.
- [11] *Brau F., Davidovitch B., Ebert U.* // Phys. Rev. E. Vol. 78. P. 056–212.
- [12] *Кюрегян А.С.* // Письма в ЖЭТФ. Т. 86. В. 5. С. 360–364.
- [13] *Leal Ferreira F.* // Phys. Rev. B. Vol. 42. N 12. P. 7317–21.
- [14] *Neagu E.* // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 87. N 6. P. 2914.
- [15] *Сажин Б.И.* Электрические свойства полимеров. Л., 1986. 224 с.
- [16] *Островский Л.А.* // УФН. 1975. Т. 116. Вып. 2. С. 315–326.
- [17] *Койков С.Н.* // Тр. V Всес. конф. „Физика диэлектриков“. М., 1958. С. 230–234.