

01;0.5;05.2

©1993

ВЛИЯНИЕ ВНЕДРЕННОГО ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА НА ФОРМИРОВАНИЕ РАЗРЯДНОЙ СТРУКТУРЫ В ДИЭЛЕКТРИКАХ

В.Р.Кухта, В.В.Лопатин, М.Д.Носков

Известно, что объемные заряды в конденсированных диэлектриках, формируемые инжекцией носителей из электродов, посторонними источниками ионизирующих излучений, пучками заряженных частиц или предшествующими незавершенными разрядами, могут оказывать сильное влияние на электрическую прочность $E_{пр}$ и развитие разряда. Точно оценить это влияние достаточно сложно вследствие отсутствия количественной теории пробоя конденсированных сред, а также из-за трудностей, возникающих при определении параметров объемного заряда, и стохастического характера всех ответственных за зажигание и развитие разряда процессов.

В работе исследуется развитие разряда в диэлектрике с предварительно сформированным макроскопическим объемным зарядом. Как частный случай, рассматривается влияние на повторный разряд объемного заряда, внедренного в диэлектрик предшествующими незавершенными и распавшимися разрядными каналами. Предлагаемый подход основан на обобщении предложенной в [1] и развитой в [2,3] фрактальной модели развития разряда. В рамках фрактальной модели пробоя разряд в диэлектрике описывается стохастическим процессом роста фрактальной структуры. Стохастичность модели отражает имеющие место в реальном пробое как флуктуации параметров плазмы в развивающихся разрядных каналах, так и флуктуации состояния диэлектрика. Основным допущением фрактальной модели является то, что ответственные за развитие разряда процессы, связанные с ионизацией, инжекцией заряда, изменением состояния вещества диэлектрика и т.д., определяются только локальной напряженностью поля вблизи разрядных каналов. То есть, вероятность роста разрядной структуры в любой точке можно выразить через локальную напряженность поля E и параметры, определяющие свойства диэлектрика. В качестве первого приближения принимается [1-3], что вероятность роста разрядной структуры P пропорциональна локальной напряженности поля E в степени η , если она превышает критическое значение $E > E_c$, и равна 0,

если $E < E_c$

$$P \sim \begin{cases} E^\eta, & \text{при } E > E_c \\ 0, & \text{при } E < E_c. \end{cases} \quad (1)$$

Значения интегрального параметра роста разрядной структуры η и E_c определяются свойствами диэлектрика и процессами, происходящими при зажигании и развитии разряда. Распределение потенциала поля φ в диэлектрике рассчитывается согласно уравнению Пуассона $\Delta\varphi = -4\pi\rho$, где ρ — определяет плотность свободных зарядов в диэлектрике.

Эффективность применения фрактальной модели для оценки влияния объемного заряда обусловлена разделением всех определяющих развитие разряда факторов на глобальные, связанные с распределением электрического поля, и локальные, описываемые вероятностью роста P .

Основные приближения фрактальной модели связаны с учетом динамики движения зарядов по разрядным каналам. В настоящей работе рассматривается случай, когда их проводимость значительно превосходит проводимость диэлектрика, а характерные времена движения зарядов много меньше времени развития разряда. При этих условиях распределение заряда по разрядным каналам и в непосредственной близости от них можно учесть, полагая потенциал разрядной структуры равным потенциалу иницирующего электрода [1].

Фрактальная модель пробоя реализована как двумерная дискретная модель роста на квадратной решетке. Структура разряда растет на одно ребро или диагональ решетки за один шаг. Вероятность роста определяется E , равной разности потенциалов между узлами, деленной на расстояние между ними. На каждом шаге роста потенциалы $\Phi_{i,j}$ во всех узлах (i, j) решетки рассчитывались по уравнению Пуассона методом итерации по формуле:

$$\Phi_{i,j} = \frac{1}{4} (\Phi_{i+1,j} + \Phi_{i-1,j} + \Phi_{i,j+1} + \Phi_{i,j-1} + \rho_{i,j}). \quad (2)$$

Здесь $\rho_{i,j}$ — условный заряд в узле с координатами (i, j) . Граничными условиями для уравнения (2) являются потенциалы электродов и структуры разряда. Причем, также как и в [3] конечная проводимость разрядной структуры учитывалась введением падения напряжения между электродом и разрядными каналами. Отметим, что в случае отсутствия внедренных зарядов $\rho_{j,j} = 0$ формула (2) соответствует уравнению Лапласа $\Delta\Phi = 0$, использовавшемуся в [1-3].

Рост разрядных структур исследовался методом компьютерного моделирования. Развитие разряда имитирова-

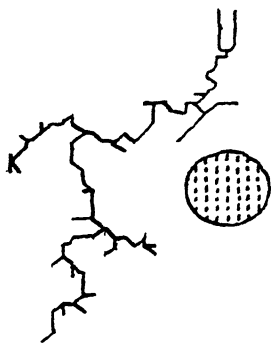


Рис. 1. Структура разряда с предварительно внедренным объемным зарядом, $\eta = 2$.

лось в геометрии острие–плоскость. Распределение значений $\rho_{i,j}$ на решетке соответствовало расположенному перед острием заряду той же полярности. Типичная картина разрядной структуры представлена на рис. 1. Моделирование выполнялось при различных условиях пробоя, значениях плотности и размеров внедренного заряда.

В процессе роста измерялись величины потенциалов, напряженности поля и плотности заряда в различных точках разрядной структуры и диэлектрика. Установлено, что траектория разрядной структуры заметно отклоняется от заряженной области. Степень отклонения растет с увеличением величины внедренного заряда. Данный эффект начинает наблюдаться, когда напряженность поля, создаваемого внедренным зарядом, на порядок меньше напряженности на концах разрядных каналов. Этот факт можно объяснить статистическим законом накопления слабого фактора при стохастическом процессе роста.

Разработанная модель была использована для исследования влияния остаточного объемного заряда от незавершенных разрядов на развитие последующих разрядных структур. Рост первичной разрядной структуры осуществлялся на свободной от зарядов решетке $\rho_{i,j} = 0$. В результате формировалась характерная древовидная структура (рис. 2, а). Затем, после остановки роста находилось распределение заряда, внедренного в диэлектрик. Поскольку в рассматриваемой модели динамика зарядов в разрядных каналах учитывается через распределение потенциала, то возможно воспользоваться соотношением (2) для оценки зарядов в принадлежащих структуре разряда узлах. Компьютерные исследования показывают, что практически весь заряд сосредоточен на концах разрядных каналов. На следующем этапе осуществлялся повторный рост разрядной

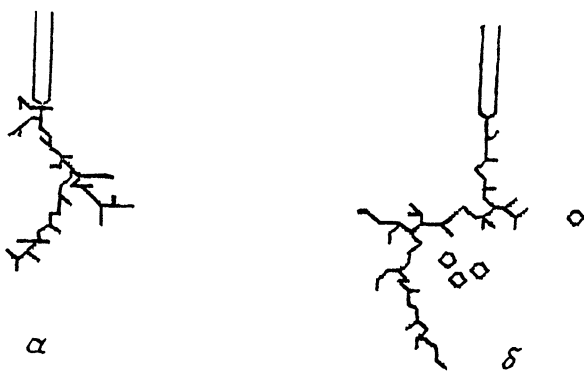


Рис. 2. Структура разряда при $\eta = 2$;

a — незавершенный разряд;

b — повторный рост структуры разряда;

(0) — области с максимальным остаточным зарядом.

структуры на решетке с зарядами, оставшимися в узлах от предшествующих разрядных каналов. При этом наблюдается значительное отклонение направления роста разрядных каналов от областей сосредоточения заряда (рис. 2, *b*). То есть внедренный в диэлектрик незавершенным пробоем заряд создает поле, значительно искажающее и увеличивающее траекторию последующих разрядов. Такой эффект характерен для материалов с низкой проводимостью σ , где наблюдается медленная релаксация внедренных зарядов. Это, разумеется, относится к диэлектрикам, в которых незавершенный пробой не вызывает макроскопических разрушений: растрескивания, образования науглерожженных или заполненных газом больших полостей, которые сами по себе оказывают более сильное влияние на перераспределение поля, чем объемные заряды. К таким диэлектрикам относятся газы, жидкости, полимеры и часто стекла. Хорошо наблюдается он и в деионизованной воде со сравнительно небольшим максвелловским временем релаксации заряда $\epsilon\epsilon_0/\sigma \sim 15$ мкс (ϵ — относительная диэлектрическая постоянная). В воде в сантиметровых промежутках и поле острие-плоскость при низкой вероятности импульсного пробоя $P \leq 0.2$ реализуются условия, когда наблюдается развитие дендрито-подобной разрядной структуры, ее остановка и распад, затем развитие новой разрядной структуры и т.д., то есть осуществляется серия последовательных незавершенных разрядов. Последовательность незавершенных разрядов с временем релаксации $\sim 10^{-5}$ с наблюдалась в оптических исследованиях предпробивных процессов при времени воздействия прямоугольного импульса ≥ 100 мкс [4]. Последующие разрядные структуры очень редко по-

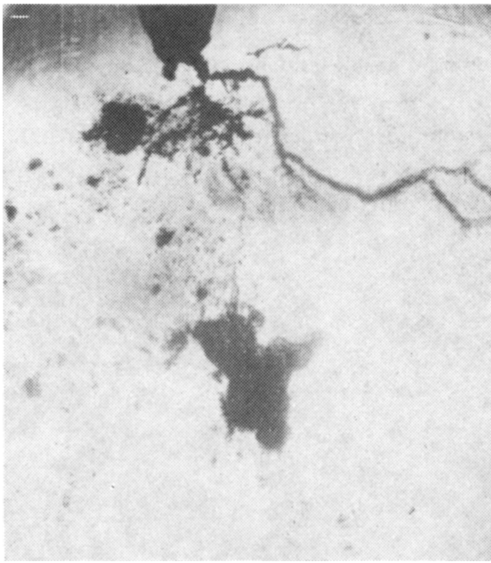


Рис. 3. Лазерная теневая картина разряда в деионизованной воде, 70 мкс от начала прямоугольного импульса напряжения амплитудой 30 кВ, радиус острия 250 мкм, длина промежутка острие-плоскость (внизу) — 6 см, экспозиция кадра 1 нс. Темные диффузные области — продукты распада предшествующих каналов, от которых отклоняется последующий разрядный канал.

вторяют траектории каналов предшествующей, несмотря на сохранение в промежутке газообразных продуктов распада разрядных каналов (пузырьков) от предшествующей структуры, рис. 3. Особенно ярко отклонение траектории проявляется вблизи головок каналов предшествующей разрядной структуры, где согласно компьютерному моделированию находится основная часть внедренного заряда.

Соответствие результатов компьютерного моделирования и оптических исследований указывают на возможность получения количественных данных, характеризующих влияние объемных зарядов.

Таким образом в рамках фрактальной модели пробоя диэлектриков возможно воспроизводить не только развитие древовидных [1], кустообразных [2] разрядных структур и переход их друг в друга [3], но и учитывать влияние внедренных в диэлектрик объемных зарядов. Применение фрактальной модели должно оказаться тогда полезным при описании частичных, незавершенных разрядов, разрядов в изоляции при радиационном воздействии и космических условиях.

Список литературы

- [1] *Niemeyer L., Pietronero L., Wiesmann H.J.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 1033–1036.
- [2] *Wiesmann H.J., Zeller H.R.* // J.Appl. Phys. 1986. V. 60. P. 1770–1773.
- [3] *Кузта В.Р., Лопатин В.В., Носков М.Д.* // Письм в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 19. С. 71–73.
- [4] *Гаевилов И.М., Кузта В.Р., Лопатин В.В., Петров П.Г., Ушаков В.Я.* // Изв.вузов. Физика. 1989. № 1. С. 88–92.

НИИ высоких
напряжений при
Томском политехническом
университете

Поступило в Редакцию
17 июня 1993 г.
В окончательной редакции
24 сентября 1993 г.
