

УДК 621.374;621.3.048

**РАЗВИТИЕ ПРЕДПРОБИВНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ**

В.В. Лопатин, М.Д. Носков

НИИ высоких напряжений Томского политехнического университета

E-mail: lopatin@hvd.tpu.ru

*В терминах развития неустойчивостей в открытых системах проанализированы существующие представления об инициации и развитии разрядных каналов в жидких и твердых диэлектриках. Аргументируется подход к количественному описанию развития разрядных каналов на основе законов электродинамики и стохастического уравнения, связывающего вероятность фазового перехода диэлектрик-плазма с накопленной энергией. Приведена физико-математическая модель, позволяющая самосогласованным решением уравнений симулировать развитие разрядных каналов. На примерах результатов моделирования продемонстрированы возможности определения параметров и характеристик развивающегося разряда.*

**Введение**

Электрический пробой конденсированных диэлектриков сопровождается ростом стохастически ветвящейся разрядной структуры, состоящей из высокопроводящих плазменных каналов. Рост структуры начинается в области максимальной напряженности поля (как правило, вблизи электрода с наибольшей кривизной). Образование каналов обусловлено фазовым переходом материала из непроводящего состояния в проводящее (расплав, плотная плазма) благодаря взаимодействию носителей заряда с атомами и молекулами среды в сильных электрических полях. На формирование разрядной структуры влияют вид диэлектрика и его свойства, параметры напряжения, геометрия разрядного промежутка и др. Несмотря на многолетние и многоплановые исследования электрического пробоя диэлектриков, количественная теория роста разрядных структур до сих пор не создана. Обусловлено это многими причинами среди которых можно отметить: большое количество взаимосвязанных процессов, происходящих при образовании проводящих каналов; многомасштабность, приводящая к необходимости рассмотрения процессов как на микро-, так и на макроскопических уровнях; неустойчивый стохастический характер фазового перехода диэлектрика в проводящее состояние.

В настоящей работе представлены результаты разработки стохастически-детерминистического подхода, в рамках которого удается создать модели развития разряда, количественно описывающие рост разрядных каналов, изменение электрического поля, движение зарядов и изменение проводимости каналов как самосогласованные и взаимосвязанные процессы.

**Предпробивные неустойчивости, приводящие образованию разрядных каналов.** Основным процессом, ответственным за образование проводящей фазы, являются генерация и взаимодействие носителей зарядов с атомами и молекулами среды в сильном электрическом поле. Генерация электронов, дырок и ионов осуществляется из электродов и проводящей фазы в результате авто- (холодной) и термоавтоэлектронной эмиссии. Кроме этого, носители зарядов могут образовываться и в самом диэлектрике за счет диссоциации молекул, ударной или электростатиче-

ской ионизации собственных, а особенно примесных состояний атомов. Формированию фазы способствует также ионизация существующих и образующихся в диэлектрике под действием сильного поля газовых полостей (включения, микротрещины, пузырьки). Детальный анализ различных механизмов генерации и переноса зарядов в диэлектриках можно найти в монографиях [1–9].

Формирование разрядных каналов в конденсированных диэлектриках обусловлено шнурованием тока благодаря S-образной вольтамперной характеристике (ВАХ) [10, 11]. На участке с отрицательной дифференциальной проводимостью однородное распределение плотности тока является неустойчивым, а устойчивое состояние соответствует распределению тока по контрагированным каналам. Микроскопические процессы взаимодействия носителей зарядов с атомами, атомными и структурными дефектами, макроскопическими неоднородностями, а также поляризационные явления, ответственные за образование S-образной ВАХ и развитие неустойчивостей, зависят от вида диэлектрика и условий пробоя. Доминирующими видами неустойчивостей, развитие которых приводит к пробую, являются тепловая, электромеханическая, ионизационная и перегревная.

Наиболее универсальным видом является тепловая неустойчивость, которая характерна для материалов с сильной зависимостью проводимости от температуры  $\sigma(T)$  и положительной обратной связью между  $\sigma$  и  $T$ . Рост  $\sigma$  приводит к увеличению мощности джоулевого тепловыделения  $\sigma E^2$  и при ограниченном теплоотводе вызывает возрастание температуры. Ограниченный теплоотвод локализует ток, т.е. также способствует шнурованию тока и температуры, что приводит к локальным кипению жидких диэлектриков, плавлению и/или испарению твердых диэлектриков с последующей ионизацией и образованием разрядных каналов. Существующие теории теплового пробоя твердых диэлектриков, обобщенные в [2, 3], являются по сути стационарными критериями достижения температуры плавления, т.е. описывают часть последствий развития тепловой неустойчивости. Примеры моделирования кинетики тепловой неустойчивости, позволяющие проследить количественные измене-

ния параметров состояния диэлектрика, приведены в [12, 13].

Электромеханическая неустойчивость развивается под действием электромеханических (пондеромоторных) сил, возникающих в результате взаимодействия свободных и связанных зарядов с электрическим полем. Электромеханическая неустойчивость развивается, если пондеромоторные силы приводят к изменениям в диэлектрике, которые усиливают их действие. Например, в твердых диэлектриках механические напряжения могут привести к появлению микротрещин. В сильном электрическом поле произойдет ионизация находящегося в них газа и инжекция заряда в микротрещины. Жидкие диэлектрики под действием этой силы приходят в электро-гидродинамическое движение (ЭГД-течение). Кулоновское отталкивание зарядов одного знака создает пониженное давление в жидкости и, совместно с ЭГД-течением и электро-стрикцией, может привести к образованию кавитационных микропузырьков. Ионизация газа в микропузырьках приведет к дальнейшему усилению поля. Теории пробоя, основанные на электромеханической неустойчивости, рассматриваются в работах [9, 14, 15–17].

Ионизационная неустойчивость связана с образованием носителей заряда в результате электростатической и ударной ионизации. Генерация собственных носителей заряда за счет электростатической ионизации маловероятна даже при пробивных напряжениях для твердых диэлектриков  $E_{пр} \approx 10^8$  В/м, но возможна для примесных состояний. Ударная ионизация может происходить, когда электроны под действием электрического поля приобретают кинетическую энергию достаточную для ионизации валентной зоны или примесных уровней. Ионизационная неустойчивость развивается, когда энергия, приобретаемая электроном от электрического поля, больше энергетических потерь взаимодействия со средой. Различные теории ударной и электростатической ионизации, выполненные на основе классических и квантовых представлений, изложены в [1–4, 6–8, 18].

Перегревная электрическая неустойчивость связана с разогревом носителей заряда в диэлектрике. В сильном электрическом поле, даже если нагрев незначителен, диэлектрики обладают значительной проводимостью, обусловленной, как правило, движением холодных электронов в зоне проводимости или дырок в валентной зоне. В случае, когда разогрев носителей заряда приводит к значительному увеличению проводимости, возможно появление отрицательной дифференциальной проводимости. Теория перегревной электрической неустойчивости применяется для описания пробоя полупроводников и диэлектриков [10, 11].

Все существующие модели пробоя носят критерийный характер и базируются на последствии развития какой-либо одной неустойчивости. Хотя в сильных полях все описанные, а возможно и другие неустойчивости могут развиваться одновременно

и синергетично, усиливая друг друга. Кроме того развитие различных типов неустойчивостей стохастично во времени и пространстве и зависит от локальной напряженности электрического поля  $E_c$ . Стохастичность инициирования неустойчивостей связана с флуктуациями параметров состояния вещества, неоднородностью строения диэлектриков и электродов. Для всех типов неустойчивостей характерно наличие пороговой напряженности поля: развитие неустойчивости возможно только когда напряженность электрического поля превышает некоторое критическое значение  $E_c$ . Величина  $E_c$  зависит от вида неустойчивости и свойств диэлектрика. В реальных диэлектриках одна неустойчивость может переходить в другую (например, ионизация происходит в кавитационных пузырьках, перегревная неустойчивость развивается на фоне тепловой и т.д.). В этом случае величина пороговой напряженности  $E_c$  будет уменьшаться. Понижение  $E_c$  может иметь место также благодаря наличию в реальных диэлектриках и на электродах "слабых мест", облегчающих возникновение неустойчивостей. Такими "слабыми местами" являются трещины, пузырьки газа, включения неосновных фаз и другие подобные нарушения.

**Формулирование модели.** Наиболее эффективным теоретическим методом исследования формирования разрядных структур (РС) является построение дискретных моделей роста и исследование их численными методами. Вследствие стохастичности, нестационарности и неустойчивости роста, нелокальности и нелинейности процессов, приводящих к фазовому переходу диэлектрик-плазма, применение аналитических методов ограничено изучением отдельных аспектов роста с помощью упрощенных моделей. Численные методы дают возможность исследовать более сложные модели развития разряда, рассматривать все стадии формирования РС при различных условиях пробоя.

Для описания роста разрядных каналов можно использовать как детерминистические, так и стохастические модели. Достоинством детерминистических моделей является детальное описание физических процессов. Однако они имеют существенный недостаток, заключающийся в необходимости искусственного инициирования неустойчивости с помощью возмущения начальных или граничных условий. При этом форма образующейся РС однозначно определяется видом возмущения. Стохастические модели описывают основные особенности роста разрядных структур, такие как случайные изгибы и ветвление [19–22]. Однако стохастические модели являются формальными и их применение ограничено исследованиями формы структур.

Для построения модели развития разрядных каналов, когда существенную роль играют взаимосвязанные и нелинейные процессы переноса энергии и заряда, и взаимодействия различных физических полей, был разработан стохастически-детерминистический подход, сочетающий в себе досто-

инства стохастического и детерминистического методов [23–26]. В рамках этого подхода детерминистические методы применяются для описания динамики макроскопических величин поля, зарядов при усреднении флуктуаций и микронеоднородностей среды. Стохастические методы используются для описания на макроскопическом уровне результата неустойчивого нарастания микровозмущений, вызванных флуктуациями и микронеоднородностью среды.

На основе стохастически-детерминистического подхода создана модель развития разряда в конденсированных диэлектриках. Модель описывает рост проводящих каналов, движение электрических зарядов, изменение проводимости каналов и динамику электрического поля, как взаимосвязанные и согласованные процессы. Рост разрядных каналов является следствием фазового перехода диэлектрик-плазма в локальных областях диэлектрика в результате развития одной или нескольких неустойчивостей под действием сильного электрического поля. Основным допущением модели является предположение, что ответственные за развитие неустойчивостей процессы (инжекция заряда, ионизация, нагрев, механическая деформация, изменение агрегатного состояния и т.д.) определяются локальной напряженностью электрического поля  $E_n$ . Интегральный эффект различных процессов, приводящих к образованию разрядного канала, описывается стохастическим законом. Вид функции, выражающий зависимость вероятности роста от  $E_n$ , может быть установлен на основе анализа микроскопических процессов или сравнением экспериментальных характеристик развития разряда с результатами моделирования. Нами была выбрана ступенчатая зависимость вероятности роста каналов от локальной плотности выделенной энергии, которая отражает пороговый характер развития неустойчивостей, приводящих к формированию канала, и учитывает энергетическую сторону процесса. Именно, она позволила достичь достаточно хорошего соответствия результатов моделирования экспериментальным данным. Плотность вероятности  $\omega_n$  роста разрядного канала в том или ином месте диэлектрика принимается прямо пропорциональной квадрату проекции локальной напряженности поля  $E_n$  на направление роста  $\vec{n}$ , если величина проекции превосходит критическое значение  $E_c$ ,  $E_n > E_c$ , и равна нулю, если  $E_n < E_c$ :

$$\omega_n = \alpha \cdot \theta(E_n - E_c) \cdot E_n^2, \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент скорости роста,  $\theta(x)$  – ступенчатая функция ( $\theta(x)=1$  при  $x>0$  и  $\theta(x)=0$  при  $x\leq 0$ ). Стохастический выбор места и направления роста каналов отражает микронеоднородность диэлектрика и неустойчивый характер процессов, приводящих к образованию разрядного канала.

Движение электрических зарядов и перераспределение электрического поля описываются детерминистически. Электрическое поле создается зарядами, расположенными вдоль каналов разрядной

структуры, на поверхности электродов и в объёме диэлектрика. В зависимости от метода дискретизации при расчетах электрического поля используется принцип суперпозиции полей или теорема Гаусса для электрического поля в диэлектрике:

$$\nabla(\varepsilon\varepsilon_0\vec{E}) = \rho, \quad (3)$$

где  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_0$  – относительная и абсолютная диэлектрические проницаемости,  $\rho$  – плотность зарядов.

Движение зарядов по разрядным каналам и в диэлектрике во время развития разряда определяется законами Ома и сохранения заряда. Изменение объемной плотности заряда  $\rho_V$  в диэлектрике с удельной проводимостью  $\sigma$  описывается уравнением непрерывности:

$$\frac{d\rho_V}{dt} = -\nabla(\sigma \cdot \vec{E}). \quad (4)$$

Динамика линейной плотности заряда  $\rho_L$  вдоль каналов находится из уравнения:

$$\frac{d\rho_L}{dt} = -\frac{d}{dl}(\gamma \cdot E_l), \quad (5)$$

где  $\gamma$  – погонная проводимость канала,  $l$  координата вдоль канала. В точках ветвления выполняется условие равенства нулю алгебраической суммы токов (уравнение Кирхгофа).

Проводимость разрядных каналов изменяется в результате расширения каналов, нагрева, ионизации, электрон-ионной рекомбинации, прилипания электронов и дырок к стенкам каналов и молекулам газа и т.д. Эти процессы зависят от выделения энергии при прохождении по каналам электрического тока и рассеяния энергии в окружающее пространство. Для расчета изменения проводимости применяется модифицированная формула Ромпе-Вейцеля [27] для проводимости искрового канала:

$$\frac{d\gamma}{dt} = \chi \cdot \gamma \cdot E_l^2 - \xi \cdot \gamma, \quad (6)$$

где  $\chi$  и  $\xi$  – параметры возрастания и убывания проводимости, соответственно. Первое слагаемое в правой части уравнения (6) связывает рост проводимости с мощностью джоулева энерговыделения в разрядном канале, а второе описывает экспоненциальное уменьшение проводимости каналов в результате рассеяния энергии. Проводимость вновь образовавшегося канала принимается равной  $\gamma_0$ .

Самосогласованное решение уравнений (1–6) является основой созданного программного обеспечения для 3D-моделирования развития разряда в диэлектриках в физическом времени.

**Параметризация модели.** Модель включает в себя пять параметров:  $E_c$ ,  $\alpha$ ,  $\chi$ ,  $\xi$ ,  $\gamma_0$  которые, вместе с геометрией межэлектродного промежутка, параметрами напряжения, а также пространственным распределением проводимости, проницаемости и объёмного заряда, определяют пространственно-временные и токовые характеристики разряда. Параметры модели имеют достаточно ясную физическую интерпретацию и могут быть оценены из оп-

тических наблюдений и измерений тока. Критическая напряженность поля  $E_c$  является пороговой для развития неустойчивости (напряженность зажигания разряда). Увеличение  $E_c$  приводит к уменьшению количества ветвей и спрямлению каналов разрядной структуры. Параметр скорости роста  $\alpha$  связывает плотность вероятности роста канала с локальной плотностью энергии электрического поля. Увеличение  $\alpha$  ведет к повышению скорости роста каналов. Параметры возрастания и убывания проводимости  $\chi$  и  $\xi$  связывают изменение погонной проводимости разрядного канала с мощностью джоулевого энерговыделения в нем. Величина обратная  $\xi$  равна времени релаксации разрядного канала (характерное время существования проводящего состояния в канале после прекращения энерговыделения). Увеличение параметра  $\chi$  и уменьшение  $\xi$  приводит к росту проводимости разрядных каналов и уменьшению падения напряжения вдоль каналов. В результате происходит увеличение  $E_c$  на концах каналов и ускорение их роста каналов. Начальная проводимость  $\gamma_0$  характеризует состояние только что сформировавшегося при фазовом переходе диэлектрик-плазма проводящего канала. Увеличение  $\gamma_0$  приводит к ускорению нарастания проводимости вновь образовавшихся каналов, но не влияет на  $\gamma$ , уже существующих каналов.

Величины параметров модели зависят от вида диэлектрика и характера процессов, происходящих в диэлектрике и каналах в ходе развития разряда. Значения параметров модели можно определить с помощью детального анализа микроскопических процессов или на основе сравнения результатов моделирования и данных, полученных в ходе экспериментальных исследований развития разряда. Нами использован второй способ: значения параметров модели выбираются таким образом, чтобы описать экспериментально регистрируемые пространственно-временные и токовые характеристики развития разряда.

**Примеры моделирования.** На основе предложенной модели были созданы различные двух- и трехмерные решеточные и нерешеточные численные алгоритмы и разработаны компьютерные программы, с помощью которых были определены закономерности, связывающие пространственно-временные и токовые характеристики роста разрядных структур с величиной напряжения, неоднородностью проводимости и проницаемости, а также распределением объемного заряда в диэлектрике [22–26]. Трехмерные модели позволяют количественно описывать характеристики развитие разряда с помощью физических единиц измерения. Двухмерные модели допускают только качественные исследования в условных единицах измерения.

Результат моделирования роста анодной разрядной структуры в жидком диэлектрике показан на рис. 1. Повышение напряжения приводит к росту фрактальной размерности разрядных структур, увеличению скорости роста каналов и тока. Ток и

заряд каналов увеличиваются в процессе роста. Развитие токовой неустойчивости в каналах при повышении напряжения может привести к трансформации кустообразной структуры в древовидную [22]. На рис. 2 приведена траектория разрядного канала, внедренного в твердый диэлектрик, находящийся под слоем жидкости. Такая геометрия характерна для электроразрядных технологий бурения, дробления и отбойки горных пород.

Неоднородность пространственного распределения диэлектрической проницаемости и проводимости диэлектрика, а также присутствие в нем заряженных областей (объемных зарядов) оказывают заметное влияние на развитие разряда. Расположенное между электродами сферическое включение с повышенной проницаемостью притягивает растущую структуру, а с пониженной проницаемостью отталкивает. Барьеры с повышенной проницаемостью, расположенные перпендикулярно оси межэлектродного промежутка, приводят к искривлению и удержанию разрядной структуры в барьерном слое (рис. 3).

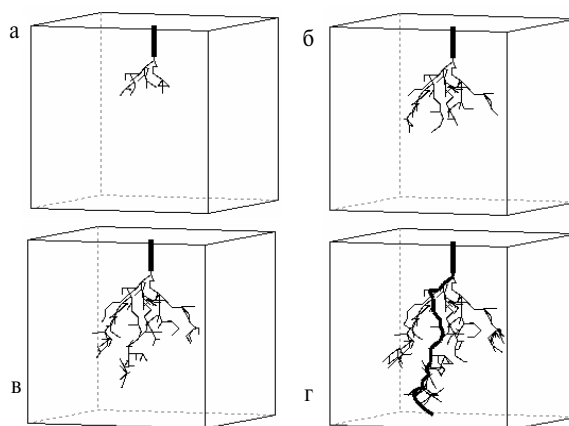


Рис. 1. Типичная картина развития разрядной структуры в комбинированном диэлектрике для времени: а) 393; б) 418; в) 429; г) 436 нс. Напряжение пробоя 200 кВ, межэлектродное расстояние 2 см

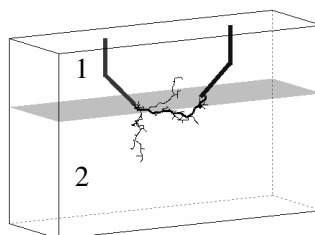


Рис. 2. Развитие разряда: 1) жидкая; 2) твердая фаза

Неоднородность пространственного распределения диэлектрической проницаемости и проводимости диэлектрика, а также присутствие в нем заряженных областей (объемных зарядов) оказывают заметное влияние на развитие разряда. Расположенное между электродами сферическое включение с повышенной проницаемостью притягивает растущую структуру, а с пониженной проницаемостью отталкивает. Барьеры с повышенной прони-

цаемостью, расположенные перпендикулярно оси межэлектродного промежутка, приводят к искривлению и удержанию разрядной структуры в барьерном слое (рис. 3) [23].

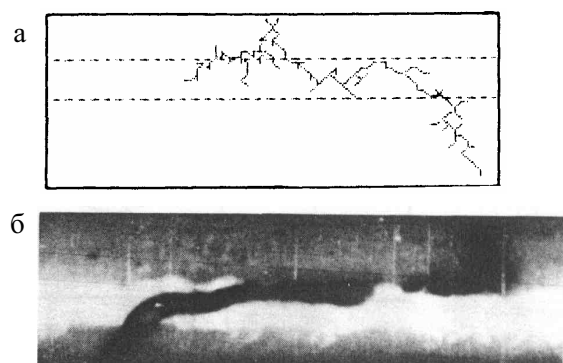


Рис. 3. Удержание разрядной структуры в барьерном слое: а) моделирование,  $\epsilon_6/\epsilon=15$ ; б) эксперимент (след канала пробоя),  $\epsilon_6/\epsilon=4,3$ , толщина диэлектрика  $1,1 \cdot 10^{-3}$  м

Влияние включений с повышенной проводимостью на развитие разряда зависит от соотношений между временем формирования разрядной структуры  $\tau_s$ , максвелловским временем релаксации заряда во включении  $\tau_{in}$  (определяется проводимостью включения) и временем релаксации заряда в каналах  $\tau_{ch}$  (определяется погонной проводимостью). Включение практически не оказывает влияния на развитие разряда, если  $\tau_{in} > \tau_s$ . В противном случае ( $\tau_{in} < \tau_s$ ), включение с повышенной проводимостью притягивает разрядную структуру (рис. 4). Когда погонная проводимость невысока ( $\tau_{ch} > \tau_s$ ), рост каналов, достигших включения, прекращается и происходит обход барьера растущей структурой. Если проводимость разрядных каналов высока ( $\tau_{ch} < \tau_s$ ), а включение имеет очень высокую проводимость ( $\tau_{in} \ll \tau_{ch}$ ), то после касания включения возможно инициирование роста структуры с противоположной стороны включения [28].

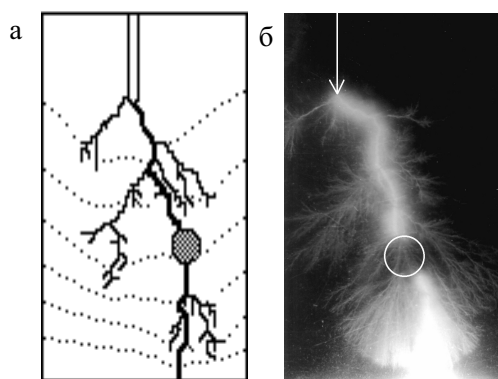


Рис. 4. Разряд в диэлектрике с проводящим включением: а) моделирование; б) эксперимент

В заряженном диэлектрике при высокой плотности заряда и малых размерах заряженной области, разрядные каналы полностью заполняют область с внедренным зарядом (рис. 5). Уменьшение плотности заряда приводит к линейному уменьшению размеров структуры (рис. 6). Скорость роста каналов, их проводимость и сила разрядного тока увеличивается при повышении плотности заряда  $\rho$ .

нению размеров структуры (рис. 6). Скорость роста каналов, их проводимость и сила разрядного тока увеличивается при повышении плотности заряда  $\rho$ .

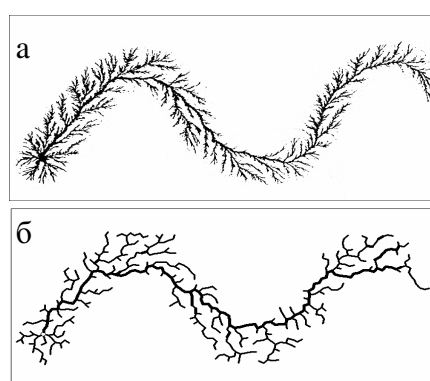


Рис. 5. Формирование разрядной структуры вдоль заряженной полосы: а) эксперимент, б) моделирование. Размер образца  $80 \times 60$  мм,  $\rho = 0,8$  мкКл/см<sup>2</sup>

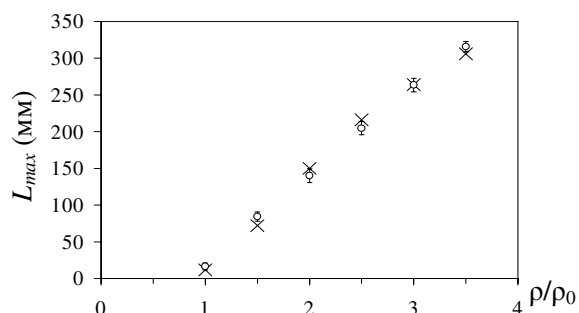


Рис. 6. Зависимость длины разрядной структуры  $L_{max}$  от относительной плотности объемного заряда: x – эксперимент, o – моделирование

### Заключение

Предложена и развивается феноменологическая модель, описывающая формирование разрядных каналов в конденсированных диэлектриках. Рост и контракция каналов происходит в результате фазового перехода диэлектрик-плазма, сопровождаемого токовой неустойчивостью. Вероятность фазового перехода определяется удельной плотностью энергии, накопленной и выделенной в локальных областях диэлектрика. Полевые и зарядовые характеристики описываются уравнениями электродинамики. Такой стохастически-детерминистический подход позволил сформулировать физико-математическую модель, связывающую параметры напряжения, свойства диэлектрика, геометрию промежутка с пространственно-временными характеристиками развивающихся разрядных каналов, перераспределением поля и зарядов в диэлектрике и каналах. Достоинство модели – самосогласованное дискретное решение уравнений, сделавшее возможным компьютерное моделирование развития разряда в разных условиях. Параметры моделирования при этом выбираются из сравнения с экспериментом.

Анализ результатов моделирования показал, что предложенная модель адекватно описывает основные закономерности формирования разрядных каналов. Предложенная модель и полученные результаты могут быть использованы для создания методов оценки электрической прочности изоляции в зависимости от геометрии электродов, вида прикладываемого напряжения, свойств диэлектрика и условий пробоя; проектирования электродных систем технологических электроразрядных устано-

вок, предназначенных для фрагментации композитных материалов, бурения, резания, дробления горных пород и искусственных материалов; изучения и прогнозирования разрядных явлений в диэлектрических деталях аппаратов, подверженных воздействию пучков заряженных частиц.

*Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 05-08-50203) и CRDF (грант № RUE 1-1360(2)-TO-04).*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воробьев А.А., Завадовская Е.К. Электрическая прочность твердых диэлектриков. – М.: ГИТТЛ, 1956. – 312 с.
2. Сканави Г.И. Физика диэлектриков (Область сильных полей). – М.: ГИФМЛ, 1958. – 907 с.
3. Франц В. Пробой диэлектриков. – М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. – 207 с.
4. Воробьев А.А., Воробьев Г.А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. – М.: Высшая школа, 1966. – 224 с.
5. Вершинин Ю.Н. Электрический пробой твердых диэлектриков. – Новосибирск: Наука, 1968. – 210 с.
6. Адамчевский И., Электрическая проводимость жидких диэлектриков. – Л.: Энергия, 1972. – 296 с.
7. O'Dwyer I.I. The theory of electrical conduction and breakdown in solid dielectrics. – Oxford: Clarendon Press, 1973. – 384 p.
8. Dissado L., Fothergill J.C. Electrical degradation and breakdown in polymers. – London: Peregrinus, 1992. – 601 p.
9. Ушаков В.Я., Клишкин В.Ф., Коробейников С.М., Лопатин В.В. Пробой жидкостей при импульсном напряжении. – Томск, НТЛ, 2005. – 488 с.
10. Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Миронов А.Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. – М.: ГИФМЛ, 1972. – 325 с.
11. Вершинин Ю.Н. Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков. – Екатеринбург: УрО РАН, 2000. – 258 с.
12. Zebouchi N., Hoand T.G., Bui Ai. Thermoelectronic Breakdown with pressure and charge effects in polyethylene // J. Appl. Phys. – 1997. – V. 81. – № 5. – P. 2363–2369. Zebouchi N., Malec D. Combination of thermal and electromechanical mechanisms to analyze the dielectric breakdown // J. Appl. Phys. – 1998. – V. 83. – № 11. – P. 6190–6192.
13. Носков М.Д., Лопатин В.В., Чеглаков А.А., Шаповалов А.В. Исследования роста разрядного канала при тепловом пробое диэлектрика // Известия вузов. Физика. – 2003. – № 1. – С. 87–90.
14. Zeller H.R., Schneider W.R. Electrofracture mechanics of dielectric aging // J. Appl. Phys. – 1984. – V. 56. – P. 455–459.
15. Watson P.K., Chadband W.G., Sadeghzadeh-Arighi M. The role of electrostatic and hydrodynamic forces in the negative-point breakdown of liquid dielectrics // IEEE Trans. Elect. Insul. – 1991. – V. 26. – № 4. – P. 543–559.
16. Fothergill J.C. Filamentary electromechanical breakdown // IEEE Trans. Elect. Insul. – 1991. – V. 26. – № 6. – P. 1124–1129.
17. Lewis T.J. A new model for the primary process of electrical breakdown in liquids // IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation. – 1998. – V. 5. – № 3. – P. 306–315.
18. Ушаков В.Я. Импульсный электрический пробой жидкостей. – Томск, 1975. – 256 с.
19. Niemeyer L., Pietronero L., Wiesman H.J. Fractal dimension of dielectric breakdown // Phys. Rev. Lett. – 1984. – V. 52. – № 12. – P. 1033–1036.
20. Кухта В.Р., Лопатин В.В., Носков М.Д. Фрактальная модель трансформации разрядных структур в воде // Письма в ЖТФ. – 1992. – Т. 18. – В. 19. – С. 71–73.
21. Куперштох А.Л. Флуктуационная модель пробоя жидких диэлектриков // Письма в ЖТФ. – 1992. – Т. 18. – В. 19. – С. 91–96.
22. Kukhta V.R., Lopatin V.V., Noskov M.D. Simulation on the electrical discharge development in inhomogeneous dielectrics // J. Appl. Phys. – 1995. – V. 28. – P. 1187–1195.
23. Карпов Д.И., Лопатин В.В., Носков М.Д. Влияние высокопроводящих барьеров на развитие дендритов в диэлектрике // Электричество. – 1995. – № 7. – С. 59–61.
24. Кухта В.Р., Лопатин В.В., Носков М.Д., Плешков О.И. Феноменология и моделирование импульсного разряда в воде // Известия вузов. Физика. – 1996. – ? 4 (приложение). – С. 63–70.
25. Lopatin V.V., Noskov M.D., Badent R., Kist K., Schwab A.J. Positive discharge development in insulating oil. Optical observation and simulation // IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation. – 1998. – V. 5. – № 2. – P. 250–255.
26. Noskov M.D., Malinovski A.S., Cooke C.M., Wright K.A., Schwab A.J. Experimental study and simulation of space charge stimulated discharge // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 92. – № 9. – P. 4926–4934.
27. Rompe R., Weizel W. Über das Teoplorsche Funkengesetz // Zs. Physik B. – 1944. – V. 122. – P. 636–639.
28. Курец В.И., Лопатин В.В., Носков М.Д. Влияние локальных неоднородностей на траекторию канала разряда при электроимпульсном разрушении материалов // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. – 2000. – № 3. – С. 81–87.