

# Моделирование частичных разрядов в твёрдых и жидких диэлектриках (обзор)

Куперштох А.Л., Карпов Д.И., Медведев Д.А. (Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева Сибирского отделения РАН, Национальный исследовательский Новосибирский государственный университет)

## Введение

Известны три основных типа частичных разрядов (partial discharge, PD) [1,2]. Их схемы приведены на рис. 1. Первый тип – это микроразряды в маленьких кавернах, которые всегда существуют как на поверхности электродов, так и в объеме диэлектрика. Второй тип – частичные разряды в каналах ветвистых структур (стримеров), растущих в объеме диэлектрика. Третий тип – пробой вдоль границ раздела двух разных диэлектриков (обычно твердый диэлектрик – газ). Практически, второй и третий типы частичных разрядов можно рассматривать как незавершенные пробои, так как изолирующие свойства диэлектрика в этом случае нарушены. В данной работе рассматриваются только первый и второй типы частичных разрядов.

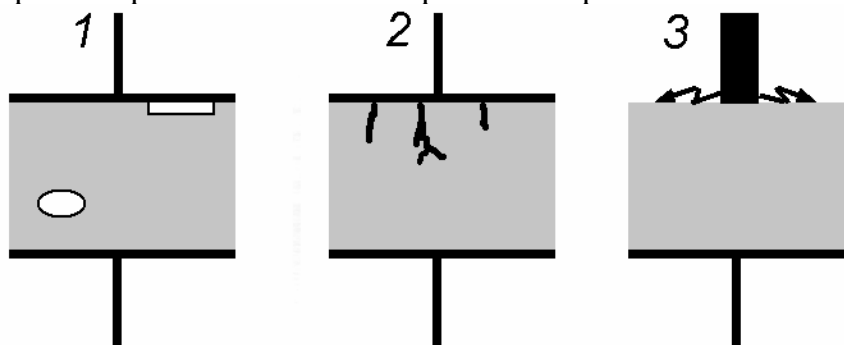


Рисунок 1. Основные типы частичных разрядов.

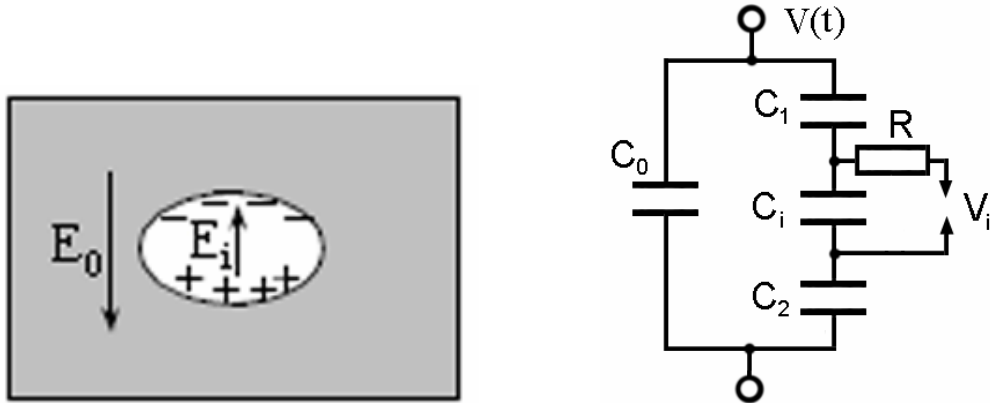
Наиболее полная информация содержится в так называемых “зависимостях от фазы”, которые для всех типов частичных разрядов получены в многочисленных экспериментальных исследованиях.

Маленькие газонаполненные каверны и пузырьки, существующие в конденсированных 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 конденсированных диэлектриков. Кроме того, напряженность электрического поля внутри каверны выше, чем снаружи. Вероятность возникновения микропробоя в каверне зависит от локального электрического поля внутри нее. Во время микропробоя электрическое поле внутри каверны уменьшается из-за накопления зарядов на ее поверхности, и разряд в каверне погасает.

Чтобы исследовать поведение каверн, находящихся внутри твердого диэлектрика, часто используется метод эквивалентной цепи (Whitehead), основанный на рассмотрении дискретных конденсаторов (рис. 2) [3-5].

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 носит детерминированный характер. 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 стохастические критерии возникновения микроразрядов.



**Рисунок 2.** Эквивалентная схема одиночной каверны.

Одна из первых попыток моделирования частичных разрядов методом Монте–Карло на основе метода эквивалентной цепи для каверны была сделана в [4]. Вероятность возникновения частичного разряда принималась пропорциональной перенапряжению. Позже было сделано всего несколько попыток учесть при моделировании принципиально стохастическую природу частичных разрядов [6-10]. 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 [11] учитывалось распределение электрического поля путем решения уравнения Пуассона для одиночной каверны в форме диска. Считалось, что для достаточно больших каверн микроразряд внутри каверны неоднороден, и каждый микроразряд в каверне скорее состоит из основного канала, с обеих сторон оканчивающегося стримерными структурами, ветвящимися вдоль поверхностей каверны. Это подтверждается экспериментами [12] для плоских каверн, в которых картина разряда состояла из множества ярких точек, равномерно распределенных по сечению каверны. Более детальная структура микроразрядов получена в экспериментах [13]. Каждый микроразряд представляет собой проводящий канал между противоположными поверхностями каверны, от концов которого распространяются скользящие по поверхности разветвленные стримерные структуры. Характерный размер области, охваченной поверхностными разрядами каждого элемента, порядка величины зазора между поверхностями.

Стохастические критерии возникновения микроразрядов:

1) Самый первый физически обоснованный стохастический критерий (NPW) роста стримерных структур был предложен в 1984 г. в работе [14]. За один шаг расчета микроразряд возникает в одном из элементов, в которых могут возникнуть

микроразряды, с вероятностью  $p_i \sim r(E_i)$ . Вероятность считалась зависящей только от локального электрического поля  $r(E) \sim (E/E_*)^n$ . Недостатком этого критерия является отсутствие физического времени при развитии процесса.

2) В работе [15] в 1993 г. был впервые предложен критерий с физическим временем. Для всех элементов (каверн, пузырьков и сегментов стримеров), находящихся в этот момент в непроводящем состоянии, рассчитывались стохастические времена запаздывания микроразрядов (пробоев)  $t_i = -\ln(\xi_i)/r(E)$ . Считалось, что микроразряд происходит в одном из элементов, для которого эта случайная величина минимальна. Эта величина  $\Delta t = \min(t_i)$  и принимается в качестве шага по времени. При этом функция распределения плотности вероятностей имеет вид

$$\varphi(t_i) = r(E) \exp(-r(E)t_i). \quad (1)$$

Здесь  $\xi$  – случайное число, равномерно распределенное на интервале от 0 до 1. Функция вероятности микроразряда  $r(E)$  зависит от локального электрического поля внутри элемента и должна быть достаточно резко возрастающей, чтобы качественно описать квазипороговый характер микроразрядов. В общем случае эта функция зависит также от размеров каверны и от давления газов внутри нее.

3) В предложенном нами критерии MESTL (multi-element stochastic time lag) [16,17] за один шаг по времени  $\Delta t$  микроразряды происходят во всех элементах, для которых стохастическое время запаздывания меньше заданного шага по времени  $t_i < \Delta t$ .

4) Ранее был предложен флуктуационный критерий FFC (field fluctuation criterion) [16-18]. Микроразряды происходят в элементах, в которых выполняется соотношение  $E_i > E_* - \delta_i$ , где  $\delta_i$  – случайная величина, плотность вероятностей для которой имеет вид  $\varphi(\delta) = \frac{1}{g_*} \exp(-\delta/g_*)$ . Здесь  $E_i$  – локальное электрическое поле,

а  $E_*$  и  $g_*$  – параметры.

Детальный анализ всех этих критериев был выполнен в работах [16,17].

Что касается частичных разрядов первого типа в жидких диэлектриках, то авторам неизвестны какие либо работы по моделированию этого явления. В ряде работ выполнено моделирование частичных разрядов второго типа [19-22].

## 1. Моделирование частичных разрядов в твердых диэлектриках на переменном напряжении

Рассмотрим частичные разряды на переменном напряжении, соответствующие микроразрядам в маленьких кавернах, случайно распределенных в твердом диэлектрике.

В работах [23,24] был предложен новый подход, с помощью которого можно моделировать основные стохастические свойства явления частичных разрядов на переменном напряжении в кавернах компактной формы. В предложенной модели непосредственно рассчитывается распределение электрического поля между

электродами в диэлектрике, содержащем  $N$  каверн. Для описания стохастического характера возникновения частичных разрядов в кавернах использовался критерий MESTL. В приведенных расчетах использовалась зависимость  $r(E) = BE^4$ . Предполагалось, что при возникновении микропробоя газ внутри каверны превращался в проводящую плазму с постоянной электропроводностью  $\sigma_0$ .

Ряд диссипативных процессов в плазме (излучение, эрозия стенок каверны и т. д.) приводят к распаду плазмы. В настоящее время достаточно сложно описать эти явления точно, поэтому мы использовали простейший критерий порогового типа. 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  $\varphi$  и напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$  в области между электродами на каждом шаге по времени решалось уравнение Пуассона совместно с уравнениями переноса электрического заряда

$$\operatorname{div}(\varepsilon \nabla \varphi) = -4\pi q, \quad \frac{\partial q}{\partial t} = -\operatorname{div} \mathbf{j}, \quad \mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E}, \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi. \quad (2)$$

Здесь  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $q$  – плотность электрического заряда. Предполагалось, что электропроводность  $\sigma$  и плотность тока  $\mathbf{j}$  отличны от нуля только внутри каверн. Задача решалась в двумерной прямоугольной области. На поверхности нижнего электрода потенциал  $\varphi = 0$ , а на верхнем электроде равен значению поданного напряжения  $V(t)$ . В направлении  $x$  использовались периодические граничные условия.

Неявное по времени конечно-разностное уравнение для переноса заряда

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

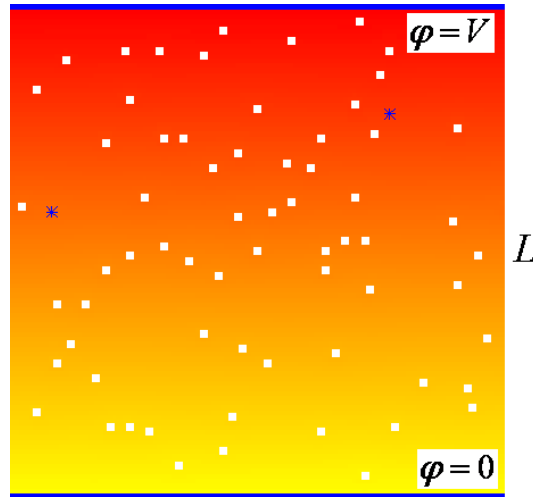
(в сокращенной форме записи) подставлялось в конечно-разностную аппроксимацию уравнения Пуассона на верхнем временном слое. Получившиеся в результате неявные уравнения [16]

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

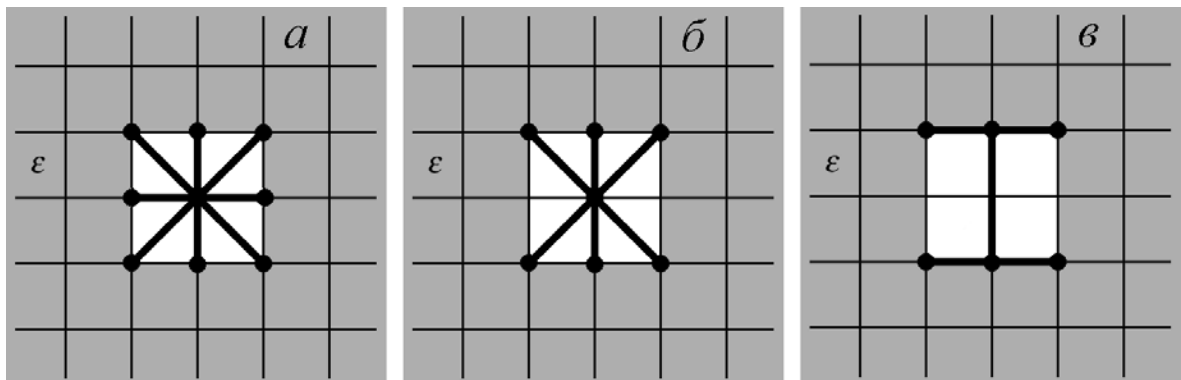
решались методом итераций относительно величин  $\varphi_{i,j}^{n+1}$  на следующем временном слое. Затем новые значения плотности заряда  $q_{i,j}^{n+1}$  вычислялись, используя (3). Такая конечно-разностная схема обеспечивает сохранение заряда и более устойчива, чем явная по времени.

Исследовался набор маленьких каверн компактной формы, случайно распределенных в объеме твердого диэлектрика между двумя плоскими электродами (рис. 3) [23,24]. На электроды подавалось переменное напряжение  $V = V_0 \sin(2\pi ft)$ , амплитуда которого была достаточна для возникновения частичных разрядов. Использовались значения параметров:  $f = 50$  Гц,  $\varepsilon = 2$ ,  $B = 10^5$ ,  $E_{cr} = 0.1$ . Здесь и далее мы будем использовать систему произвольных единиц для напряжения и тока. Расчеты проводились на сетке  $100 \times 100$ . Соответственно, расстояние между

электродами  $L$  равно 100 единиц шага сетки. Используемые в расчетах варианты структур проводящих каналов, возникающих при микроразряде в каверне, показаны на рис. 4. Размеры каверн  $2 \times 2$ . Экспериментальным наблюдениям, показанным на рис. 5 [13], более всего соответствует вариант (в).



**Рисунок 3.** Случайное расположение каверн для типичного варианта расчетов. Распределение потенциала показано изменением цвета от желтого до красного.  $N = 68$ . Размер сетки  $100 \times 100$ .

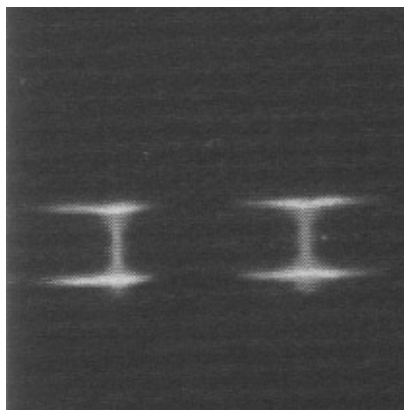


**Рисунок 4.** Используемые в расчетах варианты структур проводящих каналов, возникающих при микроразряде в каверне.

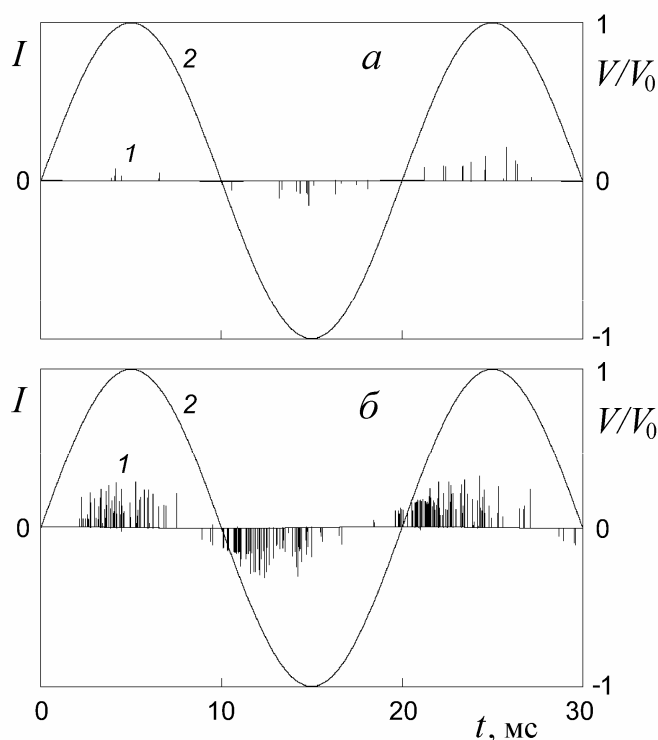
В проведенных компьютерных экспериментах наблюдались короткие импульсы тока во внешней цепи. Каждый пик соответствовал моменту микроразряда в каверне (частичные разряды). Результаты моделирования для структур  $a$ ,  $б$  и  $в$  (рис. 4) отличались только длительностью импульсов тока и их амплитудами.

В расчетах [23,24] регистрировались: временная 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. 6. Спустя некоторое время после микропробоя разряд в каверне погасал из-за уменьшения электрического поля до  $E_{cr}$  внутри нее. При увеличении напряжения частичные разряды происходили чаще (рис. 6,б). Возрастали также амплитуды импульсов тока. Заметим, что в первом

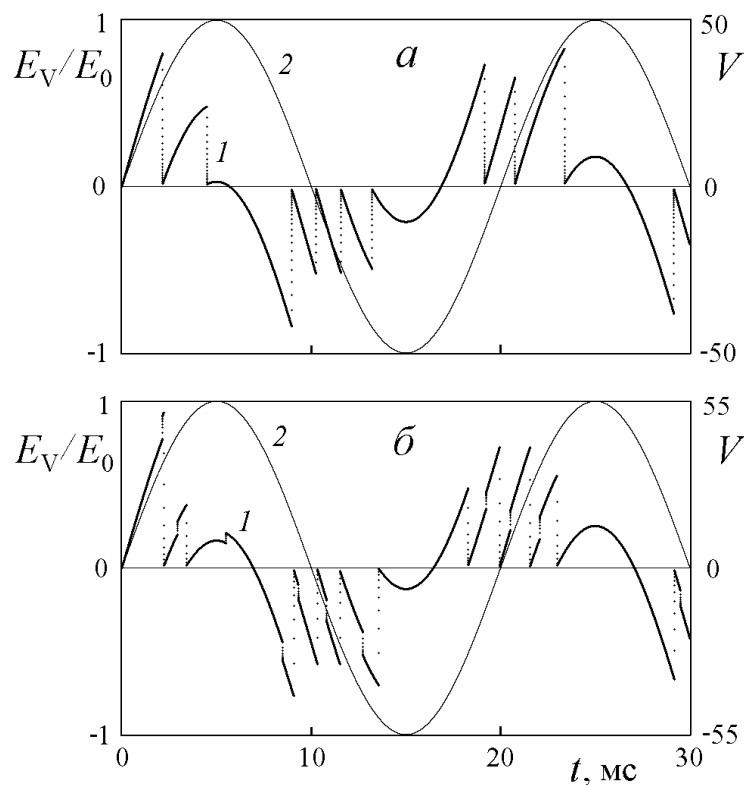
полупериоде напряжения практически все частичные разряды происходили в кавернах, не имеющих на их поверхности свободного заряда. Поэтому распределение частичных разрядов по фазе очевидно отличается от распределений в последующих полупериодах. Моменты времени и амплитуды частичных разрядов, наблюдаемые при компьютерном моделировании, носят стохастический характер. Две каверны на рис. 3, которые случайно оказались одновременно проводящими, помечены знаком \*. Очевидно, что соответствующий пик тока больше по амплитуде, чем обычно.



**Рисунок 5.** Фотография светящихся структур проводящих каналов, возникающих при микроразряде в плоской щели (вид сбоку) [13]. Размеры кадра  $1 \times 1$  см. Толщина плоской газовой каверны в форме диска примерно 2.6 мм.



**Рисунок 6.** Частичные разряды на первых трех полупериодах напряжения (кривые 1). Приложенное напряжение (кривые 2): а)  $V_0 = 10$ ,  $N = 70$ ; б)  $V_0 = 20$ ,  $N = 75$ .



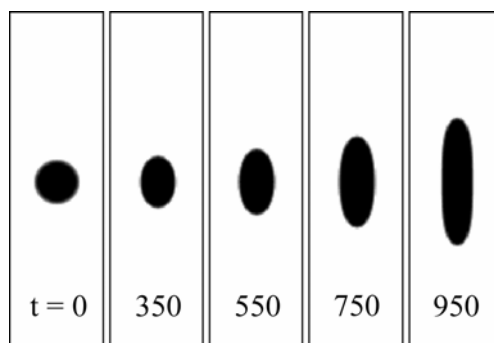
**Рисунок 7.** Относительная величина электрического поля (кривые 1): а) внутри одиночной каверны, находящейся в твердом диэлектрике,  $V_0 = 50$ ; б) внутри одной из спаренных каверн,  $V_0 = 55$ ,  $\epsilon = 2$ .

Чтобы детально исследовать процесс, моделировалось также поведение одиночной каверны в электрическом поле [24]. Зависимость относительной величины электрического поля в одиночной каверне показана на рис. 7,а. До первого микрозаряда в каверне электрическое поле внутри нее несколько больше, чем текущее значение невозмущенного однородного электрического поля между электродами  $E = E_0 \sin(2\pi ft)$  вследствие того, что диэлектрическая проницаемость  $\epsilon > 1$ , а форма каверны близка к компактной. Здесь  $E_0 = V_0 / L$  – амплитуда переменного электрического поля в твердом диэлектрике. Например, для сферической незаряженной полости величина электрического поля внутри нее  $E_i = 3E_0\epsilon / (2\epsilon + 1)$ . Если напряжение было достаточно большим, но оставалось ниже характерного напряжения пробоя твердого диэлектрика, микрозаряды в каверне происходили несколько раз за период (рис. 7,а). Значения электрического поля внутри каверны, при которых происходили частичные разряды, имели случайный разброс в некотором диапазоне. Соответственно, амплитуда пиков тока тоже изменялась стохастически. На рис. 7,б 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, возрастает, что увеличивает вероятность пробоя второй каверны.

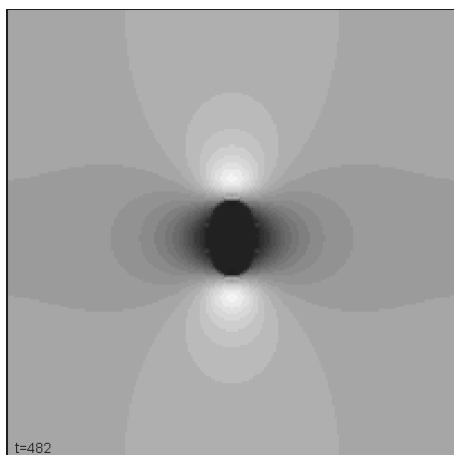
## 2. Моделирование частичных разрядов в жидких диэлектриках на постоянном напряжении

### 2.1. Частичные разряды в жидком диэлектрике в одиночной паровой каверне

Чтобы разобраться в деталях процесса, сначала исследовалось поведение одиночной сферической каверны в жидком диэлектрике при постоянном напряжении [23]. Электрическая прочность газов много меньше, чем у жидкостей. Поэтому, если размер парового пузырька больше некоторого критического значения, может произойти электрический пробой – микроразряд. В этих расчетах мы использовали ФТС критерий возникновения микроразряда. Во время микроразряда вещество в пузырьке находится в проводящем состоянии, и в окрестности границы пузырек-жидкость накапливаются свободные заряды. Из-за этого пузырек начинает деформироваться под действием электрических сил. Как и в случае твердых диэлектриков использовалась простейшая модель диссипативных процессов в плазме микроразряда, т.е. при  $E < E_{cr}$  микроразряд прекращался.



**Рисунок 8.** Поведение одиночной сферической каверны в жидком диэлектрике под действием импульса постоянного напряжения. Темный цвет соответствует меньшей плотности. Размер кадров  $55 \times 200$ . Здесь и далее время приведено в единицах временных шагов.

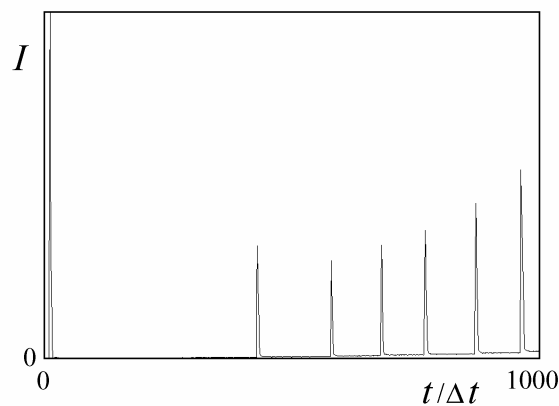




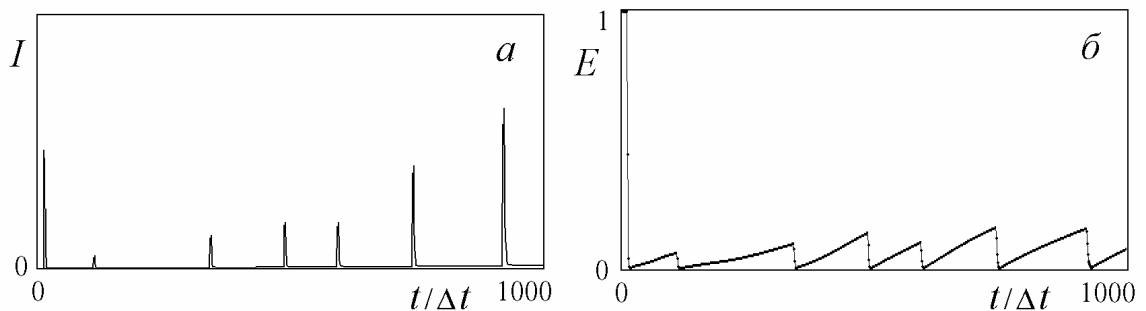
**Рисунок 9.** Распределение вертикальной проекции электрического поля внутри и вне парового пузырька в момент времени после одного из микрозарядов. Более высокие значения электрического поля показаны светлыми тонами. Сетка  $200 \times 200$ .  $t = 430$ .

Для моделирования электрогидродинамических течений использовался метод решеточных уравнений Больцмана (LBM), который развивался авторами в течение ряда лет [23,25,26].

Динамика деформации и роста пузырька показана на рис. 8. Использовались параметры  $E_* = 0.2$ ,  $E_{cr} / E_* = 0.5$ . Размеры сетки были  $200 \times 200$ . Начальный радиус сферического пузырька  $R_0 = 15$  ячеек. Распределение вертикальной проекции электрического поля внутри и вне парового пузырька в момент времени после одного из микрозарядов показано на рис. 9. Более высокие значения электрического поля наблюдаются вблизи полюсов пузырька.



**Рисунок 10.** Частичные разряды в одиночном паровом пузырьке, находящемся в жидком диэлектрике, под действием импульса постоянного напряжения. Модель с пороговым критерием возникновения микрозарядов FTC.



**Рисунок 11.** а) частичные разряды в одиночном паровом пузырьке, находящемся в жидком диэлектрике, под действием импульса постоянного напряжения. б) напряженность электрического поля в центральной части пузырька. Модель со стохастическим критерием возникновения микрозарядов FFC ( $E_* = 0.2$ ,  $g / E_* = 0.1$ ,  $E_{cr} / E_* = 0.04$ ).  $V = 200$ .

Графики тока во внешней цепи приведены на рис. 10 (FTC критерий) и 11,а (FFC критерий). Первый микрозаряд происходит после очень короткой задержки после подачи напряжения. При использовании критерия FFC амплитуды пиков и

временные интервалы между ними имеют стохастический характер. Амплитуда пика тока зависит от мгновенного значения электрического поля в полости перед моментом микроразряда и от размеров пузырька. Медленно возрастающая составляющая тока объясняется удлинением со временем пузырька (рис. 10), у которого вблизи полюсов имеются электрические заряды. По мере увеличения скорости роста пузырька значение постоянной составляющей тока растет (рис. 10 и 11,а).

Изменение напряженности электрического поля в центральной части пузырька показано на рис. 11,б. После погасания микроразряда электрическое поле имеет значение  $E_{cr}$ . Затем электрическое поле возрастает из-за удлинения пузырька, а также из-за диффузии зарядов, накопившихся на его поверхности при пробое, внутрь жидкой фазы.

## **2.2. Возникновение микропузырьков парогазовой фазы на поверхности электрода в сильном электрическом поле из-за действия электростатических сил**

Одним из механизмов зарождения электрического пробоя в жидкости является пузырьковый механизм. При этом пузырьки газа могут либо присутствовать на электродах изначально, либо возникать в жидкости после подачи напряжения. После образования пузырьков происходит их рост под действием электрического поля. Когда пузырьки достигают некоторого критического размера, появляются условия для пробоя газа внутри них. Пробой газа в пузырьке приводит к локальному усилению электрического поля в жидкости. При определенных условиях становится возможным последующий пробой жидкого диэлектрика.

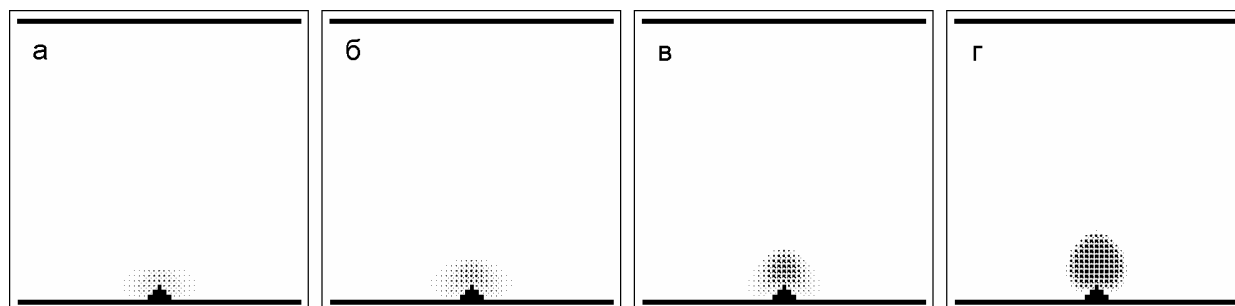
Один из механизмов образования пузырьков (тепловой) связан с локальным тепловыделением в жидкости за счет нагрева ее электрическим током. Когда температура становится выше температуры кипения жидкости при данном давлении, в жидкости начинают расти пузырьки паровой фазы.

Другая возможность пересечь кривую фазового равновесия – локальное понижение давления в сильных электрических полях при действии электрических сил на заряд, инжектированный с поверхности электрода. При этом жидкость вблизи электрода может попасть в метастабильное состояние даже при начальной температуре, что приводит к фазовому переходу жидкости и к возникновению микропузырьков на поверхности электрода (электростатическая кавитация). На принципиальную возможность образования пузырьков за счет электростатической кавитации указывалось в [27-31].

Если в электрическом поле с поверхности электрода происходит инжекция заряда, то вещество начинает двигаться под действием возникающих электростатических сил. При этом в жидкости возникают волны сжатия и разрежения. В области, прилегающей к электроду, особенно вблизи выступов, связанных с шероховатостью электродов, возникают области пониженного давления, величина которого может быть достаточно большой, чтобы при заданной температуре привести к фазовому переходу жидкости и, соответственно, к возникновению микропузырьков парогазовой фазы на поверхности электрода

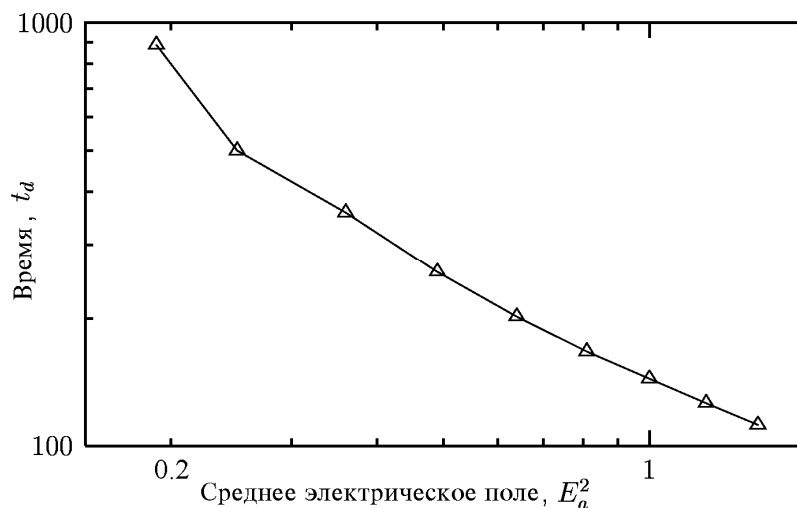
(кавитация). В сильных электрических полях, возможно даже появление областей отрицательного давления.

В расчетах использовалась модификация метода LBE, которая описывает фазовые переходы, и тем самым дает возможность прямого моделирования процесса электростатической кавитации. Расчет проводился в квадратной области между двумя электродами сверху и снизу на сетке  $65 \times 65$  узлов. Граничные условия по оси  $x$  периодические. Начальная плотность вещества соответствовала жидкой фазе. Инжекция заряда с острия, расположенного на нижнем электроде (рис. 12), моделировалась введением электропроводности ячеек, прилегающих к острию.



**Рисунок 12.** Образование и рост кавитационного парогазового пузырька в области сильного электрического поля.  $t = 80$  (а), 100 (б), 120 (в), 140 (г). Сетка  $65 \times 65$  узлов.

На рис. 12 представлены результаты расчетов [31-33] последовательных стадий процесса образования и роста парогазового пузырька в области сильного электрического поля (возле острия) за счет разрыва жидкости (кавитации) под действием растягивающих электрических напряжений. Темным цветом показана область газовой фазы. Внутри пузырька плотность падает на три порядка по сравнению с начальной.



**Рисунок 13.** Зависимость времени формирования  $t_d$  пузырька заданного размера от квадрата среднего электрического поля.

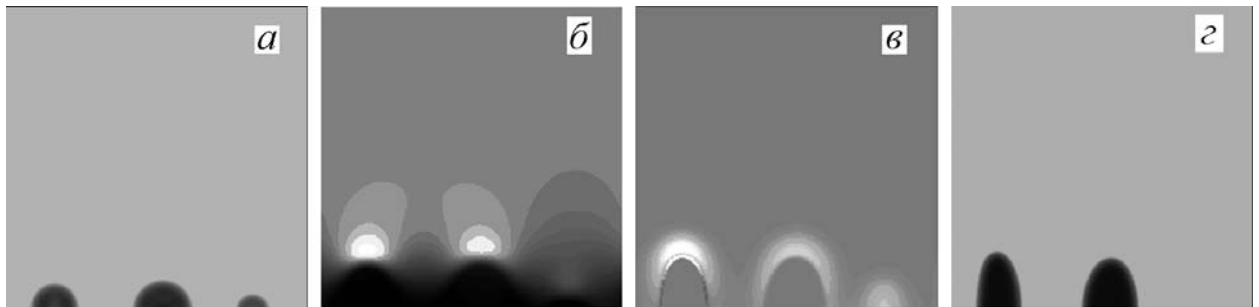
На рис. 13 показана зависимость времени формирования пузырьков от величины приложенного напряжения. Среднее электрическое поле в промежутке  $E_a = V/d$ , где  $V$  – приложенное напряжение, а  $d$  – межэлектродное расстояние.

Время формирования  $t_d$  пузырька определенного размера ( $R \approx 5$  шагов сетки) резко возрастает при уменьшении напряженности электрического поля [33]. Если напряженность поля меньше критического значения ( $E_a^2 < 0.2$  в наших расчетах), то пузырек не образовывался. При полях, больших критического, время  $t_d$  получилось обратно пропорциональным средней объемной плотности энергии электрического поля в жидкости  $t_d \sim E_a^{-2}$  (рис. 13). Такого типа зависимость  $t_d \sim (jE)^{-1}$  приведена в [34] для пробоя жидкого аргона и воды. В нашем случае  $j$  пропорционально  $E$  и, следовательно, выделение энергии пропорционально  $E^2$ .

Так как электрическая прочность газа гораздо ниже, чем жидкости, то в образовавшихся пузырьках после того, как они вырастут до критического размера, может произойти частичный электрический разряд.

### 2.3. Частичные разряды в жидких диэлектриках, связанные с пробоем газа в пузырьках, находящихся на поверхности электродов

В жидкости всегда существуют микропузырьки преимущественно на поверхности электродов. Микроразряды, происходящие в пузырьке, приводят к его электрической поляризации и удлинению под действием электрического поля. Усиление электрического поля вблизи полюса полусферического пузырька приводит к его дальнейшему удлинению. Электрическое поле внутри пузырька возрастает, и могут происходить последующие микроразряды. В стандартной пузырьковой модели инициирования пробоя [35] предполагается, что этот процесс может привести к зарождению стримеров в жидких диэлектриках.

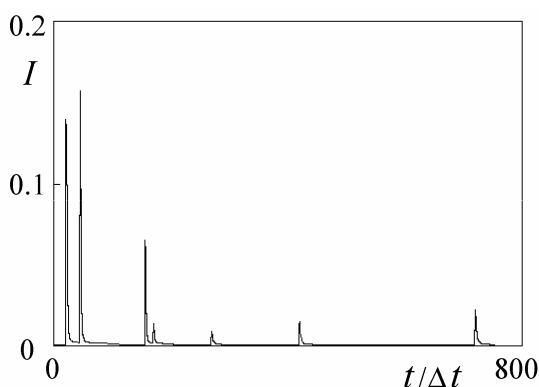


**Рисунок 14.** Форма пузырьков (распределение плотности) при  $t = 0$  (а) и  $t = 854$  (г). Распределение вертикальной проекции электрического поля при  $t = 416$  (б). Распределение плотности электрических зарядов при  $t = 747$  (в).  $V = 50$  (произвольных единиц).

Было выполнено моделирование развития пузырьков по модели импульсной проводимости на двумерной решетке размером  $200 \times 200$  [36]. Микроразряды в пузырьках происходили в соответствии с критерием FFC с параметрами  $E_* = 1$ ,  $g = 0.08$  и  $E_{cr} = 0.0025$  (в произвольных единицах). Был выбран жидкий диэлектрик с диэлектрической проницаемостью близкой к  $\epsilon = 1$ , чтобы детально исследовать динамику свободных зарядов (без влияния поляризационных зарядов).

Эволюция пузырьков под действием электрического поля показана на рис. 14. На нижнем заземленном электроде были случайным образом размещены три полусферических пузырька случайных размеров (рис. 14,*а*). После нескольких микрозарядов внутри пузырьков их форма изменяется (рис. 14,*з*). На рис. 14,*б* показано распределение вертикальной проекции электрического поля в момент времени  $t=416$ . Более высокие значения электрического поля вблизи полюсов пузырьков показаны светлыми тонами. Распределение плотности электрических зарядов в межэлектродном промежутке показано на рис. 14,*в* при  $t=747$ . Светлые области соответствуют высокой плотности отрицательного заряда. После каждого микрозаряда внутри пузырька новая порция заряда инжектировалась в пузырек с прилегающей поверхности электрода. Заряды, накопленные на границе пузырек-жидкость и продиффундировавшие в жидкость, вовлекают ее в движение, растягивая пузырек в направлении поля.

На рис. 15 показана динамика электрического тока во внешней цепи. Каждый пик соответствует микрозаряду в одном из пузырьков. Непрерывная составляющая тока связана с диффузией свободных зарядов в жидкость, а также с непрерывным удлинением пузырьков. Амплитуда импульсов тока для первого микрозаряда в каждом пузырьке заметно выше, чем при последующих микрозарядах.



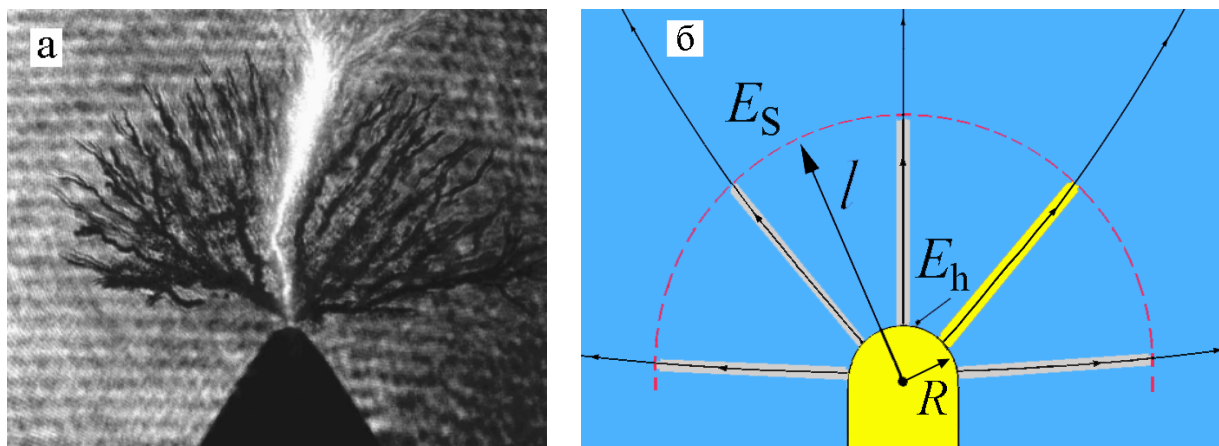
**Рисунок 15.** Электрический ток во внешней цепи для варианта расчетов, показанного на рис. 14.

### 3. Частичные разряды при росте стримерных структур

В диэлектрических жидкостях в сильных электрических полях с напряженностью  $\sim 1\text{МВ/см}$  и выше происходит формирование стримеров – системы тонких паровых и плазменных каналов, растущих в диэлектрике, как правило, от одного из электродов к другому. Каналы случайным образом ветвятся, образуют сложные по конфигурации пространственные структуры разных типов в зависимости от амплитуды и формы импульса приложенного напряжения. Скорости распространения стримеров также варьируются в диапазоне от  $\sim 100$  м/с при относительно низких напряжениях до  $\sim 300$  км/с при высоких напряжениях. Высокая напряженность поля на кончиках каналов обеспечивается переносом электрического заряда вдоль каналов от электрода к кончикам вследствие частичных разрядов, которые стохастически происходят в разных участках каналов. Развитие стримера сопровождается характерными для частичных разрядов вспышками света и

синхронными с ними импульсами тока.

В сильных электрических полях возможен механизм, когда вначале происходит анизотропный спинодальный распад жидкости с образованием веера парогазовых каналов, и только затем – электрический пробой одного из них (рис. 16,а).



**Рисунок 16.** а) стримерная структура в жидкости [37]. Время между кадрами 3 нс. б) модель роста стримера по механизму анизотропного спинодального распада.

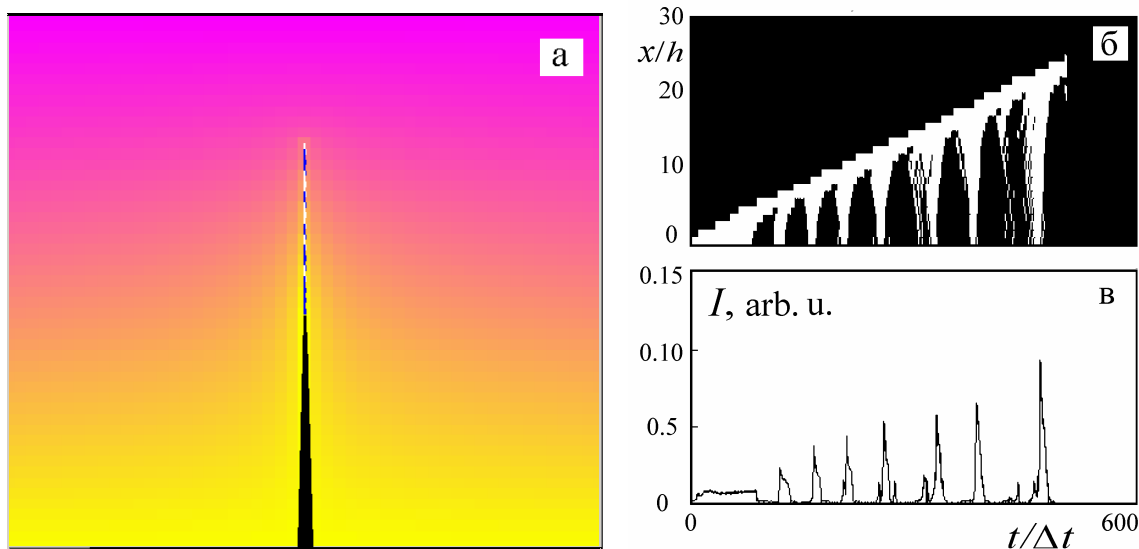
Для описания частичных разрядов в стримерах нами было предложено две модели.

В первой модели частичные разряды моделируются с использованием стохастических критериев роста стримеров, предложенных в работах [17,18,36]. Рост стримера моделируется на кубической пространственной сетке, на которой в каждый момент времени с помощью уравнения Пуассона вычисляется текущий потенциал электрического поля. Паровые каналы моделируются сегментами структуры, связывающими соседние узлы расчетной сетки, один из узлов уже принадлежит структуре стримера, а второй принадлежит диэлектрику. Сегменты структуры могут проводить электрический ток. Рост начинается с одного из электродов. На каждом шаге возможно появление новых сегментов стримера в соответствии с одним из стохастических критериев, описанных во Введении.

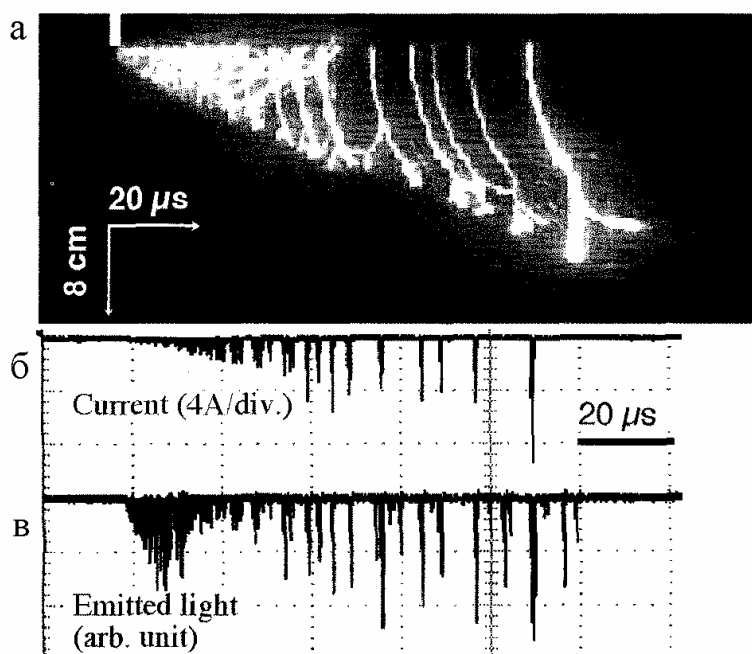
Новые сегменты структуры становятся проводящими, т.е. в них происходит частичный разряд, до тех пор, пока поле в них вследствие релаксации заряда не упадет до критической величины  $E_{cr}$ , при которой разряд прекращается. Для расчета переноса зарядов вдоль каналов стримера использовались закон Ома и закон сохранения заряда. Проводимость сегмента канала во время частичного разряда считалась постоянной и одинаковой. Рост стримерной структуры сопровождается изменением конфигурации электрического поля в межэлектродном промежутке, что приводит к увеличению напряженности поля  $E$  в непроводящих участках стримеров. Если в сегменте структуры локальное электрическое поле  $E > E_* - \delta$  (критерий FFC), в ней происходит следующий частичный разряд.

Специально исследовалось развитие линейного канала (рис. 17,а) при постоянном напряжении между электродами, что позволило на качественном уровне исследовать динамику частичных разрядов в отдельной ветке стримера. Рост начинался с острейного электрода. На рис. 17,а непроводящие сегменты канала

показаны синим цветом, области проводимости – белым. Цветом показано распределение электрического потенциала в центральном сечении расчетной области между электродами. Разряд возникает в одном из звеньев канала и распространяется вдоль канала в одну или в обе стороны. На рис. 17,б представлена  $x-t$  диаграмма, на которой видны «волны проводимости» – распространение области проводимости вдоль канала. В проводящих участках канала происходит перенос заряда. Каждая волна сопровождается импульсом тока во внешней цепи.



**Рисунок 17.** Пробой в форме линейного канала: а) проводящие участки показаны белым цветом; б) «волны проводимости» в линейном канале; в) импульсы тока во внешней цепи.



**Рисунок 18.** Развитие стримера в минеральном масле (O. Lesaint et al. [38]): а) фоторазвертка свечения; б) ток в цепи; в) сигнал с фотодатчика.

На рис. 18 представлены экспериментальная регистрограмма свечения стримерной структуры (рис. 18,а) и соответствующие импульсы тока во внешней цепи (рис. 18,б) при пробое в минеральном масле. Излучение исходит от плазмы в тех участках каналов стримера, в которых происходит разряд. Наблюдаются «волны свечения», которые, очевидно, соответствуют «волнам проводимости». Результаты, показанные на рис. 17,б,в качественно согласуются с этими экспериментами.

Во второй модели, описывающей пробой в сильных электрических полях, использовался критерий роста по механизму анизотропного спиноподобного распада [39-42]. Вследствие нелинейной зависимости диэлектрической проницаемости жидкости от плотности в сильном электрическом поле возникают силы Гельмгольца, перпендикулярные локальной напряженности поля. Если локальная напряженность поля больше некоторого критического значения  $E_S$ , происходит разрыв сплошности среды. Таким образом, в жидкой среде формируется веер парогазовых каналов (рис. 16). Для «чистой» жидкости без растворенных газов величина  $E_S$ , достаточная для такого анизотропного распада, определяется выражением [39]

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T = \frac{E_S^2 \rho}{8\pi} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2}\right)_T, \quad (5)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость жидкости,  $p$  – давление,  $\rho$  – плотность среды. Для жидкости с растворенным газом величина критического поля  $E_S$  существенно меньше, как показано в работах [41-42].

В модели роста мы считали, что если напряженность поля на кончике канала вдоль рассматриваемого сегмента расчетной сетки

$$E > E_S, \quad (6)$$

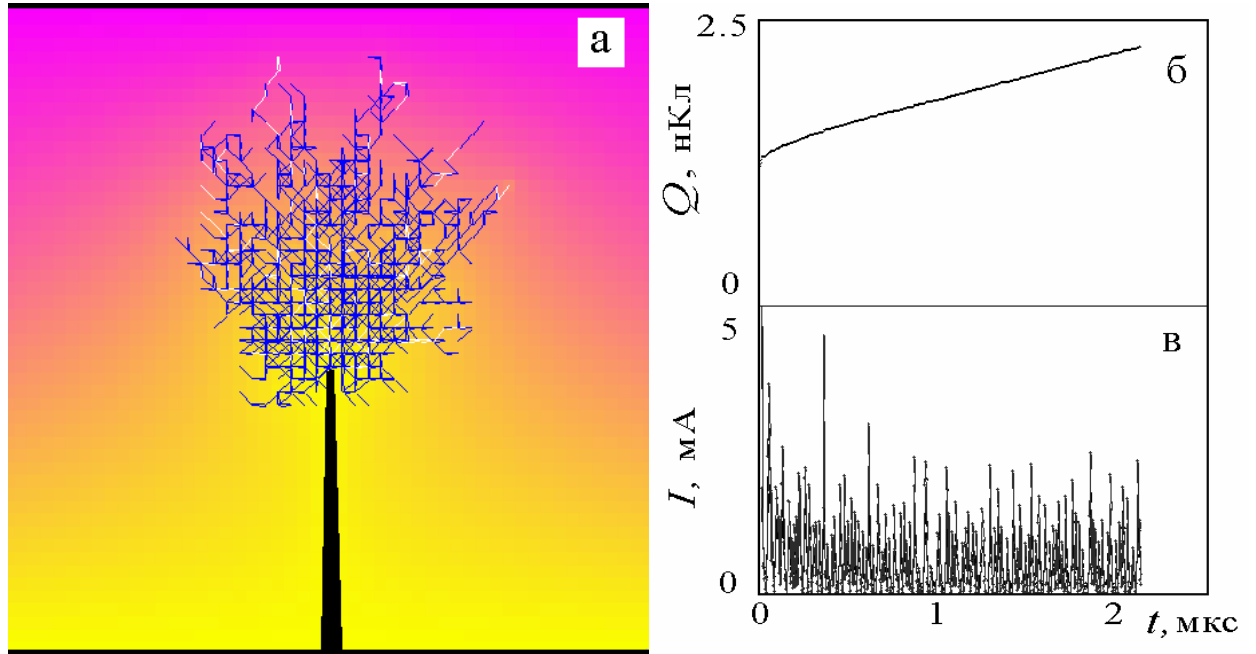
то возникает новый первоначально непроводящий сегмент стримерной структуры. Значение  $E_S$  рассчитывается из формулы (5).

Затем в этом сегменте плотность вещества падает с течением времени экспоненциально, что моделирует расширение канала. Первый частичный разряд в сегменте структуры происходит при условии  $E_i / \rho_i > A_* - \delta_i$  (аналог закона Пашена). Здесь  $E_i$  – напряженность поля в сегменте канала в данный момент времени,  $\rho_i$  – текущая плотность вещества в сегменте,  $\delta_i$  – случайная величина, которая в нашей модели подчиняется статистическому закону редких событий. Когда напряженность электрического поля падает до критической величины  $E_{cr}$ , разряд в сегменте прекращается. Все последующие разряды в этом сегменте происходят согласно стохастическому критерию FFC.

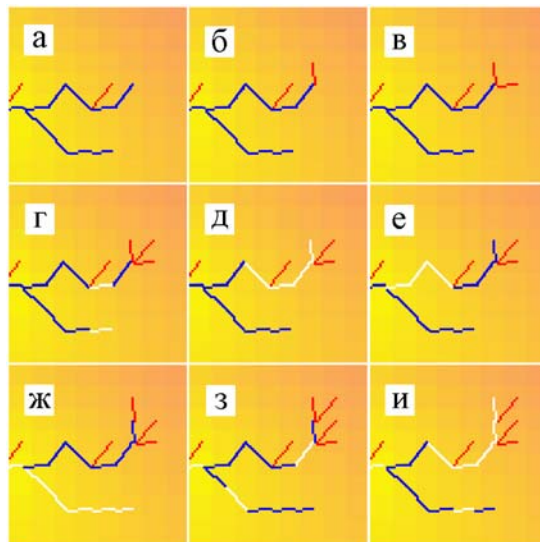
На рис. 19,а показано развитие ветвящейся стримерной структуры при постоянном напряжении. Рост происходит по механизму анизотропного спиноподобного распада. Цветом показано распределение электрического потенциала в центральном сечении электродного промежутка. Видно, что в данный момент большая часть структуры не проводит ток (сегменты синего цвета). В процессе роста перенос заряда вдоль ветвей структуры происходит вследствие частичных разрядов в каналах стримера. На рис. 19,в показан график тока во внешней цепи от времени. Ток состоит из отдельных импульсов, соответствующих частичным разрядам.



На рис. 20 показана динамика роста отдельной ветки стримерной структуры. Показано формирование новых паровых каналов (красным цветом), которое происходит согласно критерию (6). Белым цветом показано возникновение частичных разрядов в сегментах структуры. Происходит распространение проводящих зон вдоль ветвей структуры.



**Рисунок 19.** а) развитие стримера с учетом ветвлений каналов. б) полный заряд структуры. в) импульсы тока во внешней цепи.



**Рисунок 20.** Рост участка стримерной структуры. Красные сегменты – первоначальные каналы низкой плотности. Синие сегменты – непроводящие каналы. Белые сегменты – проводящие каналы.

## 4. Заключение

Предложена новая модель, которая воспроизводит основные стохастические свойства явления частичных разрядов на переменном и импульсном напряжениях. Рассмотрены частичные разряды, соответствующие микрозарядам 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. После того, как к образцу твердого диэлектрика было приложено переменное напряжение, в процессе расчетов наблюдались короткие импульсы тока во внешней цепи. Каждый пик соответствовал моменту микрозаряда в одной из каверн (частичные разряды). Как и ожидалось, амплитуды пиков тока и интервалы между ними имеют стохастический характер.

Впервые путем численных экспериментов продемонстрировано возникновение пузырьков парогазовой фазы на поверхности электрода из-за фазового перехода при локальном понижении давления под действием электростатических сил.

Продемонстрировано поведение пузырьков в жидком диэлектрике в случае возникновения микрозарядов внутри них. Явление множественных частичных разрядов в пузырьке, присутствующем в жидком диэлектрике, возможно даже при постоянном напряжении, что объясняется уменьшением электрического поля внутри него из-за его удлинения, а также из-за диффузии носителей заряда с поверхности пузырька вглубь жидкой фазы.

При развитии стримерных структур (второй тип частичных разрядов) при пробое одного из сегментов структуры вдоль нее распространяются волны ионизации (частичные разряды в отдельных сегментах структуры), что сопровождается импульсами тока во внешней цепи.

## Литература

1. Kreuger F. H., Gulski E., Krivda A. Classification of partial discharges // IEEE Trans. Electrical Insulation. 1993. V. 28, N 6. P. 917–931.
2. Niemeyer L. A generalized approach to partial discharge modeling // IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation. 1995. V. 2, N 4. P. 510–528.
3. Gemant A., Von Philipoff W. Die Funkenstrecke mit Vorkondensator // Zeitschrift für Technische Physik. 1932. V. 13. P. 425–430.
4. Hikita M., Yamada K., Nakamura A., Mizutani T., Oohasi A., Ieda M. Measurements of partial discharges by computer and analysis of partial discharge distribution by the Monte Carlo method // IEEE Trans. Electrical Insulation. 1990. V. 25, N 3. P. 453–468.
5. Agoris D. P., Hatzargyriou N. D. Approach to partial discharge development in closely coupled cavities embedded in solid dielectrics by lumped capacitance model // IEE Proceedings – A. 1993. V. 140, N 2. P. 131–134.
6. Fruth B., Niemeyer L. The importance of statistical characteristics of partial discharge data // IEEE Trans. Electrical Insulation. 1992. V. 27, N 1. P. 60–69.

7. Gutfleish F., Niemeyer L. Measurement and simulation of PD in epoxy voids // IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation. 1995. V. 2, N 5. P. 729–743.
8. Heitz C. A generalized model for partial discharge processes based on a stochastic process approach // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 32. P. 1012–1023.
9. Okamoto T., Kato T., Yokomizu Y., Suzuoki Y. Fluctuation analysis of partial discharge pulse occurrence with an integral equation // Electr. Eng. Japan. 2001. V. 136, N 1. P. 16–28.
10. Cavallini A., Montanari G. C. Effect of supply voltage frequency on testing of insulation systems // IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation. 2006. V. 13, N 1. P. 111–121.
11. Wu K., Suzuoki Y., Dissado L. A. The contribution of discharge area variation to partial discharge patterns in disk-voids // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37, N 13. P. 1815–1823.
12. Morshuls P. H. F., Kreuger F. H. Transition from streamer to Townsend mechanisms in dielectric voids // J. Phys. D: Appl. Phys., 1990, Vol. 23, N 12. P. 1562–1568.
13. Zanin A. L., Liehr A. W., Moskalenko A. S., Purwins H.-G. Voronoi diagrams in barrier gas discharge // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81, N 18. P. 3338–3340.
14. Niemeyer L., Pietronero L., Wiesmann H. J. Fractal dimension of dielectric breakdown // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52, N 12. P. 1033–1036.
15. Biller P. Fractal streamer models with physical time // Proc. of the 11th Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids, IEEE No. 93CH3204–5. Baden-Dättwil, Switzerland, 1993. P. 199–203.
16. Karpov D. I., Kupershtokh A. L. Models of streamers growth with "physical" time and fractal characteristics of streamer structures // Conf. Record of the 1998 IEEE Int. Symp. on Electrical Insulation, IEEE No. 98CH36239, Arlington, USA, 1998. P. 607–610.
17. Kupershtokh A. L., Charalambakos V., Agoris D., Karpov D. I. Simulation of breakdown in air using cellular automata with streamer to leader transition // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34, N. 6. P. 936–946.
18. Куперштох А. Л. Флуктуационная модель пробоя жидких диэлектриков // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18, N 19. С. 91–96.
19. Van Brunt R. J. Stochastic properties of partial discharge phenomena // IEEE Trans. Electrical Insulation. 1991. V. 26, N 5. P. 902–948.
20. Suwarno, Suzuoki Y., Komori F., Mizutani T. Partial discharges due to electrical treeng in polymers: phase-resolved and time-sequence observation and analysis // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 2922–2931.
21. Noskov M. D., Malinovski A. S., Sack M., Schwab A. J. Self-consistent modeling of electrical tree propagation and PD activity // IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation. 2000. V. 7. P. 725–733.
22. Носков М. Д., Малиновский А. С., Закк М., Шваб А. Й. // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 2. С. 121–128.
23. Kupershtokh A. L., Stamatelatos C., Agoris D. P. Stochastic model of partial discharge activity in liquid and solid dielectrics // Proc. of the 15th IEEE Int. Conf. on Dielectric Liquids, Coimbra, Portugal, 2005. P. 135–138.

24. Куперштох А. Л., Стамателатос С. П., Агорис Д. П. Моделирование частичных разрядов в твердых диэлектриках на переменном напряжении // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 15. С. 74–81.
25. Kupershtokh A. L., Medvedev D. A. Lattice Boltzmann equation method in electrohydrodynamic problems // J. Electrostatics. 2006. Vol. 64, N 7/9. P. 581–585.
26. Kupershtokh A. L., Karpov D. I., Medvedev D. A., Stamatelatos C. P., Charalambakos V. P., Pyrgioti E. C., Agoris D. P. Stochastic models of partial discharge activity in solid and liquid dielectrics // IET Sci. Meas. Technol., 2007, V 1, N 6. pp. 303–311.
27. Krasucki Z. Breakdown of liquid dielectrics // Proceedings of Royal Society. 1966. V. A294, N 1438. P. 393–404.
28. Sinkevich O. A., Smirnov P. V. Heterogeneous mechanism of electrical breakdown of liquid dielectrics // Journal of Moscow Physical Society. 1996. V. 6. P. 101.
29. Коробейников С. М. Инжекционный ток и образование пузырьков в сильных резко неоднородных электрических полях // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 5. С. 75–80.
30. Medvedev D. A., Kupershtokh A. L. Use of the lattice Boltzmann equation method to simulate charge transfer and electrohydrodynamic phenomena in dielectric liquids // Proc. of the 2nd Int. Workshop on Electrical Conduction, Convection, and Breakdown in Fluids, Grenoble, France, 2000. P. 60–63.
31. Медведев Д. А., Ершов А. П., Куперштох А. Л. Численное исследование гидродинамических и электрогидродинамических неустойчивостей // Динамика сплошной среды. 2002. Т. 120. С. 93–103.
32. Medvedev D. A., Kupershtokh A. L. Modeling of electrohydrodynamic flows and micro-bubbles generation in dielectric liquid by lattice Boltzmann equation method // Proc. of the 14th Int. Conf. on Dielectric Liquids, IEEE No. 02CH37319. Graz, Austria, 2002. P. 45–48.
33. Kupershtokh A. L., Medvedev D. A. Simulation of growth dynamics, deformation and fragmentation of vapor microbubbles in high electric field // Доклады VII Международной научной конференции "Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей", Санкт-Петербург, Изд-во СПбГУ, 2003. С. 156–159.
34. Jones H. M., Kunhardt E. E. Development of pulsed dielectric breakdown in liquids // J. Phys. D: Appl. Phys., 1995. V. 28, N 1. P. 178–188.
35. Коробейников С. М. О роли пузырьков в электрическом пробое жидкостей. Предпробойные процессы // Теплофизика высоких температур. 1998. Т. 36, № 3. С. 362–367.
36. Kupershtokh A. L., Karpov D. I. Models of pulse conductivity of streamers propagating in dielectric liquid // Proc. of the 15th IEEE Int. Conf. on Dielectric Liquids, Coimbra, Portugal, 2005. P. 87–90.
37. An W., Baumung K., Bluhm H. Underwater streamer propagation analyzed from detailed measurements of pressure release // J. Appl. Phys. 2007. V. 101, N 5. P. 053302.
38. Lesaint O., Saker A., Gournay P., Tobazéon R., Aubin J., Mailhot M. Streamer propagation and breakdown under ac voltage in very large oil gaps // IEEE Trans. Diel. Electr. Insul. 1998. V. 5, N 3. P. 351–359.

39. Kupershtokh A. L., Medvedev D. A. Anisotropic instability of a dielectric liquid in a strong uniform electric field: Decay into a two-phase system of vapor filaments in a liquid // *Phys. Rev. E*. 2006. V. 74, N 2. P. 021505.
40. Карпов Д. И., Куперштох А. Л. Анизотропный спиновальный распад полярного диэлектрика в сильном электрическом поле: метод молекулярной динамики // *Письма в ЖТФ*. 2009. Т. 35. Вып. 10. С. 87–94.
41. Куперштох А. Л. Трехмерное моделирование методом LBE на гибридных GPU-кластерах распада бинарной смеси жидкого диэлектрика с растворенным газом на систему парогазовых каналов // *Вычислительные методы и программирование*. 2012. Т. 13. № 3. С. 384–390.
42. Kupershtokh A. L. Three-dimensional LBE simulations of a decay of liquid dielectrics with a solute gas into the system of gas-vapor channels under the action of strong electric fields // *Computers and Mathematics with Applications*. 2014. V. 67, N 2. P. 340–349.