

## **Глава 1. Современные представления о закономерностях инициирования и развития разряда в жидких диэлектриках**

### **1.1. Феноменологическое описание развития разряда в жидких диэлектриках**

Несмотря на большой объем накопленного экспериментального материала об электрическом пробое жидких диэлектриков и многочисленные попытки теоретического описания пробоя, общепризнанной физической модели этого явления до сих пор не существует. В каждой монографии [26-30] и оригинальной статье [31-34] по пробое жидкостей, как правило, рассматривается несколько различных теорий, каждая из которых претендует на установление критерия пробоя для тех или иных условий эксперимента. В [30] В. Я. Ушаковым отмечалось, что можно выделить лишь два принципиально различных подхода, которые лежат в основе более 15 теорий пробоя жидкостей, рассматриваемых в литературе. Один фактически заимствован из физики газового разряда и предполагает возможность развития ионизационных процессов в сильном электрическом поле непосредственно в жидкости. Согласно другому подходу разряд в жидкости является следствием разряда в газовых полостях, которые либо уже присутствовали в жидкости, либо образовались вследствие воздействия напряжения (электролиз, вскипание, разложение под действием электронной бомбардировки, электрострикционные явления, ЭГД течения) [26, 31-34]. Ни одному из этих подходов нельзя отдать предпочтение, так как ни первый, ни второй в отдельности не позволяют учесть все существенные черты явления разряда в жидкости. Несомненно, что причиной этого является чрезвычайная сложность и многообразие физических явлений в жидкости на предпробойной стадии. Согласно сложившимся представлениям электрический разряд в жидкости следует рассматривать как последовательность согласованных в пространстве и во времени микро- и макроскопических процессов [32, 35-37], в развитии которых условно можно выделить две основные стадии.

Первая стадия – инициирование разряда – начинается от момента подачи

напряжения от источника на межэлектродный промежуток и включает процессы, развивающиеся в диэлектрике вблизи поверхности электрода и на электроде. В результате вблизи электрода образуются области проводящей фазы. Одной из важнейших характеристик первой стадии является время запаздывания зажигания разряда. На второй стадии в диэлектрике формируется разрядная структура, представляющая собой систему разветвленных плазменных каналов [28, 37-39 и др.]. Форма, скорость роста, электрические и гидродинамические характеристики разрядных структур сильно зависят от условий эксперимента. Именно развитие разрядных структур приводит к образованию «проводящего мостика» в диэлектрике между электродами, и, в конечном итоге, к пробое. Поэтому, ниже рассматриваются основные закономерности развития разрядных структур в жидких диэлектриках.

Пространственные и временные характеристики разряда в жидкости одним из первых описал В.С. Комельков [38, 40], используя скоростную фотографическую регистрацию канала разряда с одновременным осциллографированием тока и напряжения. Им исследовано развитие разряда в дистиллированной воде и трансформаторном масле. Современные исследования охватывают широкий класс веществ: воду различной степени очистки, трансформаторные и кремнийорганические масла, большое количество углеводородов, перфторированные органические соединения и другие жидкости. Диапазон условий, в которых проводились исследования, также достаточно широк. Чаще всего в экспериментах используются электроды «острие – плоскость», плоские и полусферические электроды. Разрядные структуры (или стримеры, как их называют в зарубежной литературе) наблюдаются с помощью теневой фотосъемки в виде областей с коэффициентом преломления, отличающимся от коэффициента преломления среды. Основными характеристиками разрядных структур являются их форма, скорость роста, величина регистрируемого тока, характер и спектр излучения разрядных каналов и другие. Эти характеристики зависят от 1) амплитуды, полярности и формы напряжения, 2) геометрии электродов, 3) химического состава и физических свойств жидкости, 4) внешних давления и температуры, 5)

примесей молекул других веществ, газа, влаги и т.п. Несмотря на разнообразие веществ и экспериментальных условий явления на предпробойной стадии во всех исследованных жидкостях обладают многими общими свойствами [28, 30, 36, 37].

Свойства разрядных структур существенно определяются полярностью электрода, с которого наблюдается их рост (эффект полярности) [30, 41-43]. Для широкого набора экспериментальных условий показано, что при прочих равных условиях инициирование разряда с электрода происходит при существенно меньших по модулю значениях напряжения, если напряжение на электроде – положительной полярности. Этот вывод справедлив для разряда в геометрии электродов острие–плоскость [41, 44], сфера–сфера [42], для импульсного напряжения различной формы [30, 43] и переменного напряжения [45]. Однако, в некоторых случаях [46] наблюдается обратный эффект, когда напряжение пробоя при отрицательной полярности острия оказывается меньше по модулю, чем при положительной полярности. Рассмотрим особенности формирования разрядных структур в жидких диэлектриках.

#### *Форма разрядной структуры и скорость роста*

Наибольший прогресс в исследовании разряда за последние десятилетия был связан с использованием системы электродов «острие – плоскость», так как в этих условиях наиболее просто осуществлять регистрацию разрядных явлений. Для зазоров между электродами в диапазоне от десятых долей миллиметра до сантиметров при положительной полярности напряжения наблюдались разрядные структуры трех основных типов, отличающиеся по форме, скорости роста и электрическим характеристикам. При относительно низких импульсных напряжениях в сильно неоднородных полях наблюдалось формирование первого типа разрядных структур – оптически плотных приэлектродных образований в форме сплошной области с сильно нерегулярной границей [44, 47-51]. Скорость этих структур меньше скорости звука в соответствующей жидкости. Так, для циклогексана при радиусах острия 0.5 – 5 мкм при увеличении напряжения от 10 до 30 кВ скорость роста менялась от 120 до 270 м/с [50], в деионизован-

ной воде при напряжениях 17 – 25 кВ и при радиусе острия 200 мкм регистрировались скорости роста 10 – 100 м/с [47, 52]. В других жидкостях (алканы, диоктилфтолет, нитробензол, тетрахлорэтилен, н-гексан, н-пентан, нафтен, минеральное масло и др.) скорости роста варьируются в диапазоне от 200 до 670 м/с [44, 48-50]. Для каждого значения радиуса острия существует пороговое напряжение  $V_{\text{пор}}$ , выше которого структуры первого типа не образуются (например, для пентана при зазоре 2.5 мм и радиусе острия 3 мкм  $V_{\text{пор}} = 10$  кВ). Показано, что максимальный размер структуры и скорость роста увеличиваются с напряжением. Авторы [48] отмечают, что напряжение  $V_{\text{пор}}$  тем меньше, чем меньше подвижность электронов в жидкости. Развитие разрядных структур первого типа не приводит к пробую.

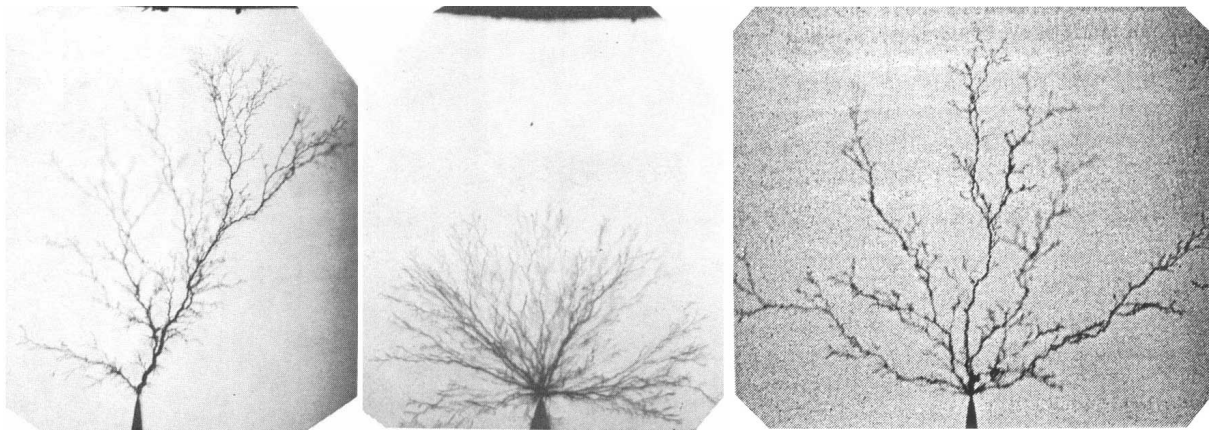


Рис. 1.1. Разрядные структуры второго типа в жидкостях: (а) в виде дерева в кремнийорганическом масле, (б) «радиального» типа в трансформаторном масле, (в) «промежуточной» формы в н-гексане [53,84].

При более высоких напряжениях в сильно неоднородных полях (радиус острия  $r_0 \sim 10$  мкм и меньше, коэффициент неоднородности поля – отношение максимальной напряженности поля к средней напряженности поля между электродами –  $f > 100$ ) наблюдалось формирование второго типа разрядных структур. Они состоят из нескольких основных разрядных каналов с небольшим количеством более тонких ответвлений [36, 37, 44, 47-55, и др.]. В иностранной литературе их часто называют нитевидными (“filamentary”) структурами. Диаметр разрядных каналов увеличивается от 1 – 3 мкм на кончиках до 50 – 70 мкм у основания. Типичные картины структур второго типа в трансформаторном

масле, н-гексане и кремнийорганическом масле, взятые из работы [53], показаны на рис. 1.1. Видно, что пространственная структура разряда существенно зависит от вида жидкости. Разрядные структуры в кремнийорганическом масле образованы одним – двумя основными каналами, распространяющимися от острия (рис. 1.1,а). В трансформаторном масле при тех же экспериментальных условиях многочисленные каналы из острия формировали радиальную пространственную структуру (рис. 1.1,б). В н-гексане разрядная структура имела промежуточную форму: наблюдался одновременный рост небольшого количества каналов, ветвящихся в меньшей степени, чем в кремнийорганическом масле (рис. 1.1,в). Для всех структур наблюдаются разветвленность разрядных каналов, непредсказуемость ветвлений, пространственная нерегулярность, что свидетельствует о стохастическом характере роста, что, очевидно, является следствием сильной неравновесности явления.

В трансформаторном масле [45, 53], пентане и циклогексане [56-58] с увеличением амплитуды прямоугольного импульса напряжения увеличивается число ветвей, исходящих из острия, и структура стремится заполнить полусферическую область с центром на кончике острия. При радиусах острия  $< 3-5$  мкм и напряжениях меньших порогового напряжения инициирования нитевидных каналов, структуры второго типа образуются из разрядных структур первого типа. Аналогично, в деионизованной воде при радиусе острия 200 мкм наблюдалось формирование более быстрых разрядных каналов из структур первого типа [47].

Скорость роста разрядных структур второго типа равна нескольким километрам в секунду. Например, в алканах, бензоле, нитробензоле, трансформаторном и нефтяном минеральном масле, пентане, н-гексане, циклогексане и др. жидкостях были зафиксированы скорости роста 1–5 км/с. С увеличением амплитуды напряжения скорость роста разрядов увеличивается. В минеральном масле и углеводородах (2,2,4-триметилпентане, н-гексадекане, н-гептане, циклогексане, н-пентане) скорость увеличивалась примерно пропорционально напряжению, однако для трансформаторного масла эта зависимость была значи-

тельно слабее [55, 58].

В ряде жидкостей при постоянном напряжении зарегистрировано постоянство скорости роста во времени [55].

Для разрядных структур второго типа вероятность пробоя увеличивается с напряжением. В области, соответствующей переходу от первого типа структур ко второму, при одном значении напряжения могут наблюдаться два типа структур. При этом, с увеличением напряжения вероятность инициирования структур первого типа уменьшается, а второго – увеличивается [52].

При напряжениях, превышающих напряжение пробоя с вероятностью 50%, как в сильно неоднородных полях ( $40 < f < 380$ ), так и в слабонеоднородных полях ( $1.8 < f < 40$ ) наблюдалось развитие структур разряда третьего типа [28, 30, 39, 40, 54, 59-61]. Они состоят из одной – двух основных ветвей, образованных ярко светящимися каналами диаметром 60–90 мкм, и напоминают по форме деревья. На кончиках стволовых каналов наблюдались многочисленные слабосветящиеся каналы диаметром 3–6 мкм, образующие структуры в форме веера. Рост разрядной структуры происходит толчками. Рост начинается с образования на электроде веера первичных нитевидных каналов, из которого затем формируется стволовой канал. Затем рост останавливается. Из вершины канала развивается новая напоминающая веер система первичных каналов, и процесс продолжается. Каждый шаг роста сопровождается импульсами тока и синхронными вспышками света. Скорость развития структур третьего типа – десятки километров в секунду. В [39, 61] показано, что скорость роста максимальна вблизи электрода, с которого начался разряд ( $v = 10 - 40$  км/с), и уменьшается по мере ее продвижения вглубь разрядного промежутка до  $v \sim 1 - 5$  км/с. Структуры в форме деревьев со скоростью роста  $v > 10$  км/с также наблюдались в толуоле, н-гексане, циклогексане и других жидких углеводородах [36, 48, 49, 51, 62]. В перфторированных полиэфирах скорость структур третьего типа достигала 30 км/с [46]. Рост структур третьего типа завершается пробоем жидкости. В деионизованной воде регистрировались скорости роста структур  $v \sim 100$  км/с, их развитие также происходило толчками, из-за чего средняя ско-

рость роста была 0.1 – 1 км/с [47]. Структуры третьего типа наблюдались в экспериментах с межэлектродными зазорами от сантиметров до десятков сантиметров. Развитие структур третьего типа внешне напоминает лидерный процесс в длинных газовых промежутках, на что указывали еще авторы работ [39, 40].

В разрядных промежутках длиной в десятки сантиметров при развитии разряда с острия четко выделяются структуры четырех типов [63-65]. При относительно низких напряжениях наблюдались структуры, аналогичные медленным структурам первого типа в коротких промежутках. При несколько более высоких напряжениях из структуры первого типа в процессе роста формируется мало ветвящаяся филаментарная структура. Скорость роста этой структуры медленно увеличивается с напряжением и лежит в интервале  $v = 2 - 4$  км/с. При дальнейшем повышении напряжения на электроде сначала формируется разряд в виде большого числа почти неразветвленных каналов, расходящихся от электрода в виде веера. При этом, разрядные каналы заполняют полусферическую область вокруг острия. Скорость роста структуры  $v \approx 10$  км/с. Затем рост этого типа разряда прекращается и в продолжение сформировавшейся структуры в разрядный промежуток распространяется слабо ветвящаяся (нитевидная) структура. Существует критическое напряжение, при котором вместо нитевидной структуры из веерообразной структуры развивается быстрый разряд четвертого типа в виде слабо ветвящегося канала. Вершина этого быстрого канала движется с ускорением, причем средняя скорость  $v > 100$  км/с.

Разрядные структуры с острого электрода отрицательной полярности можно разделить на медленные и быстрые. В [50] в пентане и циклогексане при напряжениях -5—-7 кВ для зазора 5 мм наблюдалось образование из начального тонкого канала на острие структуры, напоминающей по форме пузырек. Аналогичные явления наблюдались также в кремнийорганических жидкостях [66]. Скорость движения границы «пузырька» 10 м/с. Если радиус острия  $> 5$  мкм, то сначала между «толстым» острием и пузырьком образуется тонкий канал диаметром 3 мкм. При напряжениях -7 – -12 кВ и радиусах 0.5 – 5 мкм формируются структуры в виде полусферы или в форме пагоды. При напряжениях выше

10 кВ (по абсолютной величине) или радиусов острия  $> 5$  мкм наблюдается рост структур в виде сплошной области с сильно изрезанной границей (напоминающих структуры первого типа с положительного острия). Скорость роста структуры 18 – 60 м/с. Эти приэлектродные структуры являются, по-видимому, результатом развития электрогидродинамических течений, которые возникают, вследствие инъекции заряда с острия. Регистрируемая форма структур указывает на неустойчивость границы жидкость–структура.

Другой вид медленных разрядных структур наблюдался в миллиметровых зазорах в трансформаторном масле, н-гексане, циклогексане, 1-гексене, бензоле и других жидкостях [37, 44, 55, 62]. Структуры выглядели как плотные области, по форме напоминающие кусты с большим количеством ветвей, распространяющиеся со скоростью роста 40 – 260 м/с. Инициирование разряда происходит при напряжениях в 2–4 раза выше, чем в аналогичных условиях для положительного острия. Скорость структур, так же как и при положительной полярности, увеличивается с напряжением. Скорость роста медленных разрядных структур всегда меньше скорости звука в жидкости, если приложенное напряжение меньше напряжения пробоя  $V < V_{пр}$ , и может быть больше скорости звука при  $V > V_{пр}$  [37]. Скорость медленных структур с отрицательного электрода высокая ( $v > 100$  м/с) вблизи электрода, резко падает в середине промежутка и снова увеличивается по мере приближения к противоположному плоскому электроду [37, 55].

При повышении напряжения по абсолютной величине форма разрядных структур изменяется, так же как и для положительной полярности острия. Так, в бензоле при  $V = -44$  кВ наблюдалось развитие структур в форме кустов, распространявшихся со скоростью 100 – 200 м/с, а при  $V = -48$  кВ – разряды в форме деревьев со скоростью 1.1 км/с [44]. Скорости свыше 10 км/с зарегистрированы в галогенированных компаундах, циклогексане и алканах [37]. Древоподобные структуры часто формируются из ранее образовавшейся около электрода структуры в форме куста. Авторы работы [62] зафиксировали образование из первичного куста разряда со скоростями до 100 км/с, замыкавшего ме-



жэлектродный промежуток.

Форма и скорость роста разряда зависят как от молекулярной структуры жидкости, так и от присутствия в жидкости примесей. В [67] исследована зависимость характеристик роста разрядных структур от молекулярной структуры жидкостей на примере углеводородов. Сравнивались предельные углеводороды (н-гексан, н-гептан, н-октан, н-декан) с олефинами и углеводородами с тройной связью. Показано, что скорость роста практически не зависит от наличия двойной или тройной связи. Однако с увеличением кратности связи заметно уменьшается количество ветвей разрядной структуры во всех четырех типах жидкостей. Кроме того, увеличивается расстояние от электрода, на котором происходит остановка роста разрядной структуры (незавершенный разряд). В работах [36, 37, 55] исследовано влияние на разряд примесей с различными свойствами. Было показано, что при добавлении в изооктан, белое масло, Marcol 70 примеси с низким потенциалом ионизации увеличивается скорость роста разрядных структур с положительного электрода. При этом структура может стать менее разветвленной [36]. Эти же добавки не влияют на разряд с отрицательного электрода. В этих же работах отмечается, что добавки молекул-акцепторов электронов не влияют на свойства разряда с положительно электрода. В то же время, электроотрицательные добавки увеличивают скорость роста разрядов с электрода отрицательной полярности в 10 раз (Marcol 70+C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>Cl), разрядные структуры становятся менее разветвленными [55]. Эти наблюдения наиболее ярко доказывают, что механизмы, ответственные за пробой с отрицательного и положительного электрода, разные.

Во всех случаях отмечается пространственная нерегулярность структуры разряда, невозпроизводимость ее деталей от эксперимента к эксперименту, непредсказуемость ветвлений разрядных каналов. Случайное время инициирования и остановки роста разрядной структуры при незавершенном разряде, непредсказуемость остановок при толчкообразном развитии разрядной структуры также являются неотъемлемыми чертами развития разряда и свидетельствуют о вероятностном характере этого явления.

Таким образом, форма разрядной структуры является важной характеристикой разряда в жидкости, которая тесно связана с динамикой развития разряда. Форма разрядной структуры согласована со скоростью роста. Очевидно, что форма и динамика разрядных структур зависят от свойств диэлектрика. Однако, подобие структур по форме и близкие значения скорости их роста в жидких диэлектриках с различным химическим составом при сходных условиях эксперимента свидетельствует о существовании общих закономерностей развития проводящих структур в жидкостях. Одним из самых общих факторов, определяющих динамику роста, является распределение электрического поля в межэлектродном промежутке. Поэтому, в [68] сделано предположение о том, что рост разрядной структуры управляется только распределением напряженности электрического поля по периметру разрядной структуры.

#### *Электрические характеристики разрядных структур*

Решающим для выяснения механизмов пробоя жидкостей является вопрос о напряженности электрического поля, при которой начинается формирование канала разрядной структуры. Наиболее полно на этот вопрос отвечают эксперименты по инициированию пробоя при геометрии электродов «острие–плоскость». При радиусе кривизны острия  $r < 10$  мкм разряд всегда иницируется на вершине острого электрода. Напряженность электрического поля  $E$  на вершине острия можно оценить, используя известное приближение гиперболоида вращения над плоскостью [69]:

$$E = \frac{2V}{r \ln(4d/r)}, \quad (1.1)$$

где  $V$  – напряжение на разрядном промежутке,  $d$  – расстояние от острия до плоскости. Разрядные структуры первого типа образуются при напряженности поля 8 – 34 МВ/см в циклогексане [50] и близких значениях в н-пентане [48]. Для инициирования с острия структур второго типа при тех же значениях радиуса кривизны острия требуются более высокие значения  $E$ . С увеличением радиуса острия поле на его вершине  $E$ , при котором фиксируется инициирование разряда, уменьшается [50], в то же время напряжение инициирования уве-

личивается. Значения  $E > 12$  МВ/см, при которых происходит инициирование разряда с острия, приводятся во многих исследованиях, в частности в [36]. В [48] показано, что среднее поле в промежутке, при котором происходит пробой, не связано напрямую с полем, при котором происходит инициирование разрядной структуры. Для разряда в пентане и циклогексане с отрицательного острия образование структуры, напоминающей пузырек, регистрировалось в полях с  $E = 10 - 20$  МВ/см [50]. Инициирование медленных разветвленных структур с отрицательного острия происходит при  $E > 5$  МВ/см [37].

Интересно соотнести значения  $E$ , при которых регистрировалось инициирование разрядных структур с полями, при которых начинаются процессы генерации свободных зарядов в жидкой фазе. По данным [70], при напряженности поля  $E > 10^7$  В/см становится существенной автоионизация в жидкости (70 МВ/см – жидкий  $H_2$ , 50 МВ/см – жидкий Ar, 80 МВ/см – жидкий He). В полях  $E > 10$  МВ/см в циклогексане, бензоле, жидких молекулярных водороде, кислороде, азоте, а также в жидком аргоне и гелии полученные в [70-72] зависимости тока от напряженности электрического поля хорошо описывались формулой Фаулера-Нордгейма для инжекции из электрода. В [72] инжекция исследована в геометрии «острие–плоскость» с радиусами острия от 0.1 до 4 мкм. По данным этих авторов, в циклогексане при радиусе  $< 0.5$  мкм ( $E > 20$  МВ/см) наблюдается инжекция, если острие – катод, и автоионизация, если острие положительной полярности.

В ряде жидкостей (например, в жидкостях с высокой подвижностью электронов) возможно размножение электронов ударной ионизацией. Так, в [73, 74] при  $E > 400$  кВ/см в жидком ксеноне регистрировалось зарождение электронных лавин. В жидком аргоне размножение электронов регистрировалось при  $E > 2-3$  МВ/см [75]. Авторы [76, 77] предполагают развитие электронных лавин в пентане, пропане, циклогексане, декане, полибутене, нитрогене, жидком аргоне в поле  $E \approx 7$  МВ/см.

Синхронно с токами во многих работах регистрировалось свечение разрядной структуры. Для разрядных структур первого типа токи импульсные,

свечение – в виде отдельных вспышек. Для чистых циклогексана, диоктилфталата и этих же веществ с примесями (нитробензол, тетрахлорэтилен и др.), а также для других жидких углеводородов зарегистрированы импульсы тока амплитудой до  $i \sim 0.5$  мА [37, 44, 48, 49, 56-58]. При этом, в циклогексане начальный ток был непрерывным, до 200 мкА, затем становился импульсным.

В коротких промежутках ( $d < 1$  см) в области напряжений, соответствующих переходу от медленных разрядов первого типа к разрядам второго типа, в н-гексане регистрировались токи  $i = 10 - 30$  мА [44]. В циклогексане, н-пентане, минеральном масле, циклопентане, н-декане и других жидкостях токи, сопровождающие рост структур второго типа,  $i \sim 1-5$  мА [37, 48, 49, 55-58]. При этом, в отличие от структур первого типа, токи и свечение содержат непрерывную компоненту на протяжении всего времени развития разряда. С учетом диаметра каналов разрядной структуры плотность тока в каналах оценивается значением  $j \approx 10$  А/мм<sup>2</sup>. В [45] при пробое трансформаторного масла измерены токи  $i \sim 3$  мА на переменном напряжении в условиях сильно неоднородного поля. Токи для структур второго типа в форме одного слабо ветвящегося канала квазипостоянны. Если одновременно растут много ветвей структуры, то ток растет примерно пропорционально их числу [45, 49].

В длинных зазорах в минеральном масле токи для второго типа структур содержат непрерывную компоненту  $i \sim 0.01$  А, на которую накладываются отдельные импульсы длительностью 10–100 нс, амплитуда которых до 10 А и растет со временем. Рост сопровождается слабым свечением и отдельными вспышками света, синхронно с импульсами тока [63, 64, 78]. В [37] для зазоров  $d > 0.8$  м ток непрерывен при напряжении 1 МВ (импульс 1/40 мкс), и ток состоит из импульсов при 800 кВ/см (100/2500 мкс). Для разрядных структур третьего типа форма токов аналогична второму типу структур, однако импульсы тока следуют чаще. Для структур третьего типа при разряде с электрода положительной полярности регистрировались токи 0.05 – 0.1 А, при этом плотность тока в некоторых жидкостях  $j > 1000$  А/см<sup>2</sup> [60].

В длинных промежутках при развитии быстрых структур регистрировался

непрерывный ток  $i \sim 1$  А, увеличивающийся по мере роста разрядной структуры [36, 63, 64, 78]. В [36, 60, 61, 79] импульсы тока авторы связывают со ступенчатым характером роста этого типа разрядных структур.

В целом, для любого типа разрядной структуры импульсы тока носят нерегулярный, стохастический характер, что можно связать с характером распространения структуры в разрядном промежутке. Обзор экспериментальных данных показывает, что каждому типу разрядных структур соответствуют свои электрические характеристики.

В некоторых экспериментах также оценивался полный заряд разрядных структур. Например, структурам на рис. 1.1, полученным в миллиметровых межэлектродных промежутках, соответствуют заряды: для кремнийорганического масла  $Q \approx 0.5$  нКл, для трансформаторного масла  $Q \approx 1$  нКл при напряжении 22 кВ, для н-гексана  $Q \approx 0.4$  нКл при напряжении 16 кВ [53]. В [63] измерен полный заряд, накапливавшийся в структурах в длинных промежутках. Его величина увеличивается с напряжением от  $Q \approx 0.1$  до  $Q \approx 1$  мкКл, по-видимому, за счет увеличения числа ветвей медленных структур ( $v = 1 - 5$  км/с). Для быстрых разрядов со скоростью роста  $v > 100$  км/с заряд структуры резко падает по сравнению с филаментарными структурами при сравнимых значениях напряжения. Это вероятнее всего связано с резким уменьшением числа ветвей у быстрых структур. Однако, заряд быстро растущей структуры в пересчете на один канал больше заряда канала медленной структуры [63, 64, 78].

#### *Гидродинамические характеристики разрядных каналов*

Гидродинамические явления играют существенную роль в развитии разряда в жидкости, и, в связи с этим, изучаются достаточно давно теоретически [31, 33, 34] и экспериментально [62, 80а, 80-83 и др.]. Наибольший интерес для данной работы представляют исследования роли гидродинамических явлений в инициировании и развитии быстрых разрядных структур, распространение которых приводит к замыканию разрядного промежутка. Известно, что давление в жидкости влияет на инициирование разряда, как с анода, так и с катода. Так-

же, в [80а, 80] показано, что повышение давления в жидкости приводит к повышению напряжения пробоя  $V_{пр}$ . Например, вследствие увеличения давления в н-гексане от 100 кПа до 5 МПа  $V_{пр}$  увеличилось более чем в 2 раза, при этом также увеличилась скорость роста разрядной структуры с катода с 0.25 до 2.5 км/с [62].

Многие экспериментальные результаты указывают на расширение разрядных каналов в процессе их роста. В [51, 55, 56, 62] зарегистрированы ударные волны, источниками которых служат каналы разрядных структур. Форма ударных волн для каналов, продвигающихся со сверхзвуковой скоростью, является конической (конус Маха) с тангенсом угла раствора конуса, равным отношению скорости вершины канала к скорости звука в жидкости. Поскольку за фронтом ударной волны всегда существует течение жидкости, это косвенным образом свидетельствует о расширении разрядного канала.

В работах [56-58] проведены систематические исследования расширения отдельного разрядного канала во время его роста. Исследовались структуры второго типа в н-пентане и циклогексане в миллиметровых промежутках. Показано, что скорость роста не зависит от величины давления в жидкости, а только от приложенного напряжения, что свидетельствует в пользу гипотезы о зарождении разряда в жидкой фазе. Однако, средняя длина разрядных структур уменьшается с давлением. При повышенном давлении амплитуда токов уменьшается, так же как и интенсивность свечения. При увеличении давления в н-пентане наблюдалось значительное уменьшение максимального диаметра каналов разрядной структуры. Отсюда авторы делают важный вывод о том, что в каналах разрядных структур вещество имеет плотность заметно ниже, чем в окружающей их жидкости. Аналогичные результаты были получены для циклогексана, трансформаторного и кремнийорганического масел.

Также, в [47, 52, 56, 84] наблюдался распад разрядных структур с последующим образованием множества пузырьков на месте разрядных каналов, а в работе [83] показано, что из искусственно созданного пузырька возможно развитие разрядной структуры. Эти факты также свидетельствуют о более низкой

плотности вещества в канале, чем в жидкости.

Таким образом, имеющиеся на сегодняшний день экспериментальные факты позволяют сделать следующие выводы:

- инициирование и развитие разряда в жидкости относится к классу сильно неравновесных, нелинейных процессов, поэтому для адекватного описания разряда необходимо использовать как детерминистические, так и стохастические уравнения;
- распространение разрядных структур обусловлено самосогласованным развитием микроскопических (диссоциация, ионизация, рекомбинация, излучение и др.) и макроскопических процессов (перераспределение электрического поля, протекание тока, гидродинамические течения и др.) в диэлектрике и разрядных каналах;
- основным фактором, управляющим процессом роста структур, является распределение электрического поля в разрядном промежутке в каждый момент времени, которое определяется экспериментальными условиями, формой разрядной структуры и свойствами плазмы в ее каналах. Поэтому, описание формирования разрядных структур представляет самостоятельную исследовательскую задачу вне зависимости от механизма образования проводящей фазы в диэлектрике;
- накопленного экспериментального материала достаточно для построения феноменологической макроскопической модели, однако, его недостаточно для создания последовательной строгой теоретической модели, основанной на расчете микроскопических процессов в жидкости и разрядной структуре.

## **1.2. Статистические методы обработки экспериментальных данных о пробое жидких диэлектриков**

Способность диэлектрика сохранять свои изоляционные свойства при воздействии сильных электрических полей принято характеризовать его электрической прочностью. Однако, хорошо известно, что среднее значение напряженности поля, при которой происходит пробой диэлектрика, определяется экспериментальными условиями, такими как форма и размеры электродов, расстоя-

ние между ними, амплитуда и форма приложенного напряжения [26, 28, 35, 85-93]. Поэтому, электрическая прочность жидкого диэлектрика зависит от условий, при которых проводится ее измерение. Другой важной особенностью пробоя является вероятностный характер получаемых в экспериментах его характеристик. Хорошо известно, что предпробойные процессы в диэлектрике имеют стохастическую природу [94]. Многочисленные экспериментальные данные указывают на значительную роль этих процессов в развитии разряда, например, статистическое время запаздывания пробоя, пространственная нерегулярность и невоспроизводимость от эксперимента к эксперименту формы разрядной структуры (параграф 1.1.), нерегулярная форма токов и свечения разряда и другие. Поэтому, адекватное описание закономерностей развития разряда должно основываться на использовании функций распределения вероятностей для таких случайных процессов. При этом, электрическая прочность диэлектрика характеризуется средними значениями измеряемых величин.

Инициирование разряда на поверхности электрода также следует рассматривать как стохастический процесс. Продолжительность стадии инициирования разряда (время запаздывания зажигания  $t_3$ ) есть случайная величина, плотность вероятности которой зависит от средней напряженности электрического поля между электродами, от распределения электрического поля по поверхности электродов, состояния поверхности электродов и др. Для узких зазоров между электродами, когда время формирования разрядной структуры  $t_{\phi} \ll t_3$ , эта стадия определяет электрическую прочность.

Многие авторы предпринимали попытки описать вероятностные закономерности пробоя, используя различные статистические распределения. Хорошо известны работы, в которых применялись статистика экстремальных значений [92] или вейбулловское распределение [86, 89, 90, 93, 95, 96] для описания статистики пробоев в жидкостях. Эти подходы позволяют получить частные распределения вероятностей пробоя по времени запаздывания, амплитуде приложенного напряжения и т.п. Тем не менее, описание статистических свойств пробоя с помощью статистики экстремальных значений или вейбулловских



функций обладает рядом существенных недостатков. Во-первых, при обосновании этих статистических методов (теория слабых мест) не проводится различий между стадией формирования разрядной структуры в межэлектродном промежутке и стадией инициирования разряда на поверхности электрода, несмотря на явные различия процессов в каждой из них. Во-вторых, получаемые из анализа экспериментальных данных параметры распределений вероятностей зависят как от свойств тестируемого диэлектрика, так и от конкретных условий эксперимента (формы напряжения, геометрии электродов и др.). В результате, невозможно выделить характеристики собственно диэлектрика в сильных электрических полях. С другой стороны, невозможно применять параметры, полученные при одних экспериментальных условиях, для описания пробоя в других условиях. В работах [85, 89, 93, 97, 98] двухпараметрические распределения Вейбулла были модифицированы так, чтобы получить совместные распределения вероятностей для времени и напряжения пробоя. Одновременно в этих работах сделаны попытки частично учесть влияние на вероятность пробоя эффективной площади поверхности электрода, с которой происходит инициирование разряда, и формы импульса напряжения (в случае линейно нарастающего напряжения – скорости нарастания, для прямоугольных импульсов напряжения – длительности импульса). Однако, авторам не удалось сформулировать единый подход, который бы позволил рассчитать, каким образом конкретные условия эксперимента, такие как форма импульса напряжения, параметры разрядного промежутка, влияют на вероятности пробоя.

Авторы [88] исследовали статистические закономерности пробоя *n*-гексана на постоянном напряжении с электрода в виде острия. Они использовали функцию распределения, в которой среднее значение статистического времени запаздывания пробоя обратно пропорционально функции электрического поля на вершине острия  $f(E)$ . Таким образом,  $f(E)$  имела смысл плотности вероятности времени запаздывания инициирования разряда.

В развитие этого подхода авторами [8, 99, 100] сделано предположение, что стохастический процесс инициирования разряда можно описать с помощью

макроскопической функции  $\mu(E)$ . Эта функция имеет смысл плотности вероятности инициирования разряда за малый промежуток времени с малого элемента площади электрода, вблизи которого локальная напряженность электрического поля равна  $E$ . Конкретная форма функции  $\mu(E)$  определяется физической природой микроскопических процессов, происходящих у поверхности электрода. Из определения  $\mu(E)$  следует, что функция, предложенная в [88], связана с  $\mu(E)$  соотношением  $f(E) = \int_S \mu(E) dS$ , где интегрирование производится по всей площади электродов  $S$ .

Используя  $\mu(E)$ , возможно рассчитать вероятность инициирования разрядной структуры с электрода заданной формы при известной форме импульса напряжения. Кроме того, для условий эксперимента, при которых время формирования разрядной структуры существенно меньше времени запаздывания инициирования разряда, можно рассчитать электрическую прочность диэлектрика, усредняя напряжения пробоя с распределением вероятностей, зависящим от  $\mu(E)$  [8, 25, 99]. Поэтому, можно сделать вывод о перспективности применения подхода с использованием  $\mu(E)$  для описания пробоя диэлектриков.

В [100] этот стохастический подход применялся для исследования пробоя МОП-структур. По гистограммам напряжений пробоя между плоскими электродами при ступенчатом напряжении восстановлена  $\mu(E)$  для  $\text{SiO}_2$ . Для описания электрической прочности жидких диэлектриков функция  $\mu(E)$  использована в [99], однако авторы не восстанавливали значения этой функции для конкретных жидкостей вследствие недостатка надежных экспериментальных данных.

Таким образом, необходимо более детально исследовать возможность применения функции  $\mu(E)$  для описания пробоя в жидкостях. Для этого необходимо апробировать новые методы восстановления значений  $\mu(E)$  по данным о пробоях, полученным при различных условиях экспериментов, рассчитать зависимости  $\mu(E)$  для ряда жидкостей.

### 1.3. Модели роста разрядных структур в конденсированных диэлектриках

Анализ экспериментальных данных (параграф 1.1) показывает, что распространение разрядных структур определяется не только процессами на кончиках разрядных каналов. Форма разрядной структуры, скорость ее распространения, ветвления определяются распределением электрического поля во всем разрядном промежутке. Задача о развитии стримера и лидера в длинных газовых промежутках с учетом перераспределения электрического поля и микроскопических процессов в сильном поле на вершине стримера, исследуется достаточно давно [101]. При моделировании рассматриваются, как правило, двумерная или квази-трехмерная (цилиндрически симметричная) модели, в которых стример распространяется линейно. Существенным достижением этих моделей является то, что скорость распространения вершины и радиус стримера получаются автоматически как результат самосогласованного решения уравнений эволюции плотности числа заряженных частиц с уравнением Пуассона для потенциала электрического поля. При этом, коэффициенты ионизации, диссоциации, прилипания электронов, и т.д. зависят только от локальной напряженности электрического поля и давления. Тем не менее, реалистической физической модели, в которой параметры стримера определяются только величиной приложенного напряжения, геометрией электродов, полярностью напряжения и другими внешними параметрами, не создано. Кроме того, в этих моделях, как правило, не учитывается ряд физических процессов (газодинамические течения, излучение плазмы), которые сопровождают развитие разряда.

В жидкостях даже эта программа до сих пор не может быть реализована в полной мере, поскольку информация о дрейфовых скоростях ионов и кинетических коэффициентах (например, коэффициентах ударной ионизации и рекомбинации) является весьма неполной. Попытка описания самосогласованного распространения волны ионизации в воде на основе расчета генерации зарядов за счет термодиссоциации в сильном электрическом поле была предпринята в [102]. Полученные результаты плохо согласуются с данными о напряженностях пробоя воды. В [103] исследована динамика положительного стримера в жид-

ком аргоне. При этом основные коэффициенты (ионизации и рекомбинации) были получены авторами путем аппроксимации зависимостей, полученных в экспериментах для области слабых полей, либо из косвенных данных о напряжении зажигания коронного разряда в жидком аргоне. В [104, 105] теоретически получены выражения для коэффициентов ударной ионизации Таунсенда в жидкостях с высокой подвижностью, таких как жидкие аргон, криптон и ксенон. Полученные результаты затем использовались для численного моделирования развития коронного разряда с катода в жидком аргоне [106]. Расчеты выполнялись в квазиодномерной реализации, что является существенным недостатком модели. Развитие этих кинетических по сути моделей в направлении более адекватного описания разряда в жидкостях наталкивается также и на другие принципиальные трудности.

Во-первых, необходимо учитывать сложную пространственную организацию (нерегулярность и сильную разветвленность) разрядной структуры, поскольку вследствие этого происходит экранирование отдельных каналов, и уменьшение локального поля на их вершинах. Однако, из-за значительного различия пространственных и временных масштабов явлений применение обычных численных методов для решения уравнений, описывающих разряд, становится чрезвычайно сложной задачей. Так, при характерном начальном диаметре разрядного канала  $D_k \sim 1$  мкм характерное время фазового превращения области диэлектрика в область проводящей фазы  $\tau_k \sim D_k/v_k = 1$  нс ( $v_k$  – скорость продвижения головки канала). При этом перераспределение электрического поля, вызванное процессами в канале, происходит во всем промежутке, т.е. на масштабах 1 – 10 мм и более, а время развития разряда варьируется очень сильно и может быть от  $\sim 10$  нс до  $\sim 100$  мкс и более. Поэтому, упомянутые модели не позволяют смоделировать разрядную структуру сложной пространственной конфигурации.

Во-вторых, сам механизм ветвлений остается неизученным. В [107] предпринята попытка описания ветвления линейного канала в рамках кинетической модели. Фрагментация фронта ионизации происходит в результате развития

ионизационной неустойчивости, обусловленной нелинейной зависимостью коэффициента ударной ионизации от напряженности электрического поля. Однако, дальнейшее развитие ветвей после распада фронта ионизации моделировать не удалось. Таким образом, модели, основанные на расчете микроскопических процессов зарядообразования в диэлектрике, в настоящее время не позволяют описать рост ветвящейся разрядной структуры.

В-третьих, в этих моделях не учитываются гидродинамические процессы, изменение состояния вещества при фазовом переходе диэлектрик–проводящий канал и другие процессы, сопровождающие развитие разрядного канала в жидкости.

Альтернативой микроскопическому описанию разряда в жидкости может служить макроскопический подход, который на основании самых общих физических представлений о процессах в разрядном промежутке позволит воспроизвести феноменологическую картину явления. В рамках такого полуфеноменологического описания распределение электрического поля в диэлектрике описывается уравнениями макроскопической электродинамики; при этом свойства диэлектрика и разрядных каналов описываются такими макроскопическими величинами как относительная диэлектрическая проницаемость, удельная электропроводность и т.п. Рост плазменных каналов в диэлектрике рассматривается как мгновенный переход объема вещества из диэлектрического в проводящее состояние при выполнении некоторого критерия, описывающего «локальный пробой» этого объема диэлектрика. Наиболее существенной чертой развития разрядных структур является сильная неравновесность этого процесса. Стандартные методы описания таких явлений (если не вдаваться в детальное описание микроскопических процессов) обычно основаны на использовании элементов теории вероятностей<sup>1</sup>. В [68] Нимейером, Пьетронеро и Висманом (НПВ) впервые предложена стохастическая модель роста разрядных структур для описания стримерного пробоя газов. В основе модели лежит предположение, что при неизменных внешних условиях (давление, температура и т.п.)

---

<sup>1</sup> См., например, Балеску Р. Равновесная и неравновесная статистическая механика. Т. 2.– М.: Мир, 1978.– 400 с.

рост структуры определяется только напряженностью локального электрического поля по периметру проводящей фазы. Рост проводящей структуры описывается дискретным в пространстве и во времени стохастическим процессом. На каждом шаге по времени к структуре присоединяется один новый узел пространственной сетки, принадлежащий области диэлектрика. Электрический потенциал узла становится равным потенциалу электрода, с которого начался рост. Вероятность образования нового элемента структуры из узла структуры в направлении  $\vec{l}$  равна:

$$p(E_l) = \frac{E_l^n}{\sum_l E_l^n}, \quad (1.2)$$

где  $E_l$  – проекция электрического поля на направление  $\vec{l}$ . Суммирование проводится по всему периметру проводящей структуры и по всевозможным направлениям роста. Ветвление и искривление разрядных каналов в модели НПВ получаются автоматически. Выбор закона для вероятности роста в виде (1.2) авторы объясняют следующим образом. Степенная функция является однородной, что в результате приводит к образованию разрядных структур со свойствами, удовлетворяющими условию подобия [108-110]. Возникающие в этом случае в процессе роста бесконечные структуры обладают фрактальными свойствами (лапласовские фракталы).

Несмотря на чрезвычайно упрощенное описание предпробойных процессов, модель НПВ впервые позволила воспроизвести процесс формирования ветвистых фрактальных структур, напоминающих структуры разряда в диэлектриках (например, фигуры Лихтенберга при поверхностном разряде в газах) [68, 108-113]. Заметим, что аналогичные вероятностные модели развиваются для описания неравновесной агрегации, образования дендритов в процессе затвердевания в переохлажденном расплаве и других явлений.<sup>2</sup>

Тем не менее, модель НПВ не позволяет описать зависимость формы структур разряда от напряжения, подаваемого на разрядный промежуток. Ана-

<sup>2</sup> См., например, Фракталы в физике/ Под ред. Л. Пьетронеро, Э. Тозатти.– М.: Мир, 1988.– 672 с.

лиз экспериментальных данных (параграф 1.1.) показывает, что внутри канала существует падение напряжения от основания к вершине и, значит, релаксация заряда в реальных разрядных структурах происходит постепенно и согласованно с изменением локального поля на кончиках разрядной структуры. Поле на кончиках, в свою очередь, определяет скорость роста структуры вглубь диэлектрика. В модели НПВ невозможно реализовать режимы, наблюдаемые в эксперименте, например, незавершенный разряд. Кроме того, модель не в состоянии воспроизвести многообразие форм разрядных структур, наблюдаемых в экспериментах по пробое конденсированных диэлектриков.

Для описания незавершенных разрядов в твердых диэлектриках и развития слабо разветвленных разрядных структур в жидкости модель НПВ была модифицирована в [112]. В этой работе использовался вероятностный закон роста (1.2), однако кандидатами на присоединение к структуре разряда являются только те связи на решетке, для которых электрическое поле  $E_l$  превышает некоторое критическое значение  $E_{кр}$ . Введение критической напряженности  $E_{кр}$  приводит к уменьшению вероятности ветвления каналов структуры. Для того, чтобы моделировать прекращение роста, вдоль каналов разряда вводится падение напряжения на постоянную величину  $E_{п}$  вдоль каждого элемента, соединяющего соседние узлы структуры. В случае, когда оба параметра модели  $E_{кр}$  и  $E_{п}$  отличны от нуля, увеличение  $E_{п}$  приводит к более интенсивному ветвлению каналов. При  $E_{кр} = E_{п}$  каналы плотно заполняют пространство, образуя структуры в форме кустов. В действительности, напряженность электрического поля в разрядных каналах должна меняться со временем вследствие релаксации заряда. Поэтому, постоянство  $E_{п}$  не отражает реальную динамику зарядов в каналах.

В работах [114-116] отмечалось, что модель НПВ и модель, предложенная в [112], позволяют описать геометрические характеристики структур электрического разряда, но не дают возможности моделировать динамику роста. В работе [113] использован критерий роста НПВ, и каждому шагу роста приписывалась постоянная величина временного интервала  $\tau$ . Покажем, что такая мо-

дель противоречит экспериментальным данным. Действительно, на каждом временном шаге в модели НПВ обязательно возникает новый элемент проводящей структуры. Среди всех возможных реализаций процесса роста выделим такие, при которых от электрода к электроду (например, в геометрии острие–плоскость) распространяется линейный канал. Время роста канала будет равно  $t = \tau d/h$ , где  $d$  – расстояние между электродами,  $h$  – шаг сетки. Это время  $t$ , а, следовательно, и средняя скорость роста, не зависит от величины приложенного напряжения. В экспериментах же скорость роста существенно зависит от напряжения. Следовательно, для корректного описания динамики структуры разряда в модели НПВ необходимо использовать специальный алгоритм, позволяющий вычислить для каждого шага «машинного» времени роста соответствующий интервал «физического» времени. Под «физическим» временем, таким образом, понимается последовательность чисел, определяющих длительность каждого шага формирования проводящей структуры в стохастической модели роста и вычисляемых по определенным правилам.

Критерий роста разрядной структуры должен включать в себя как способ реализации случайного процесса выбора нового проводящего элемента, так и длительность интервалов «физического» времени для каждого шага роста.

Автор работы [114], проводя аналогию между временем возникновения нового элемента разрядной структуры и статистическим временем запаздывания пробоя, предложил критерий роста, в котором время задержки возникновения каждого нового элемента вычислялось по формуле:

$$\tau_i = -\ln(\xi_i)/r(E_i), \quad (1.3)$$

где  $\xi_i$  – случайная величина, равномерно распределенная в интервале от 0 до 1. Функция  $r(E)$  пропорциональна вероятности присоединения к структуре нового элемента за малый промежуток времени и определяется свойствами диэлектрика в сильном электрическом поле напряженности  $E$ . В работе [114] использована функция  $r(E) = E^\eta/\mathcal{G}$ , пропорциональная вероятности роста в модели НПВ, постоянная величина  $\mathcal{G}$  задает масштаб времени при моделировании пробоя в



конкретном диэлектрике. На каждом шаге роста только один элемент, тот, который имеет наименьшее время задержки, добавлялся к проводящей структуре. Соответствующее новому элементу значение

$$\tau = \min_i \{\tau_i\} \quad (1.4)$$

и принималось за интервал «физического» времени.

В критерии, предложенном в [114], возникновение нового элемента в электрическом поле  $E_i$  за время  $0 \leq t \leq t_i$  подчиняется закону Пуассона для редких событий и происходит с вероятностью:

$$P(E_i, t_i) = 1 - \exp(-r(E_i) \cdot t_i). \quad (1.5)$$

В работах [115, 116] В.В. Лопатиным и М.Д. Носковым было предложено вычислять длительность интервала физического времени на каждом шаге роста по формуле:

$$\overline{\Delta t} = \mathcal{G} \cdot \left( \sum_{i=1}^N E_i^2 \right)^{-1}. \quad (1.6)$$

Фактически, авторы в качестве интервала физического времени взяли среднее значение времени для  $N$  элементов, для каждого из которых время возникновения подчинено распределению Пуассона для редких событий (1.5). В этой модели авторы по сути дела использовали функцию  $r(E) = E^2/\mathcal{G}$ . Способы введения физического времени (1.3), (1.4) и (1.6) позволяют качественно правильно описать динамику роста разрядной структуры, например, такой эффект как ускорение роста при приближении структуры к противоположному электроду, который обусловлен усилением поля на кончиках разрядных каналов. В рассматриваемых критериях шаг физического времени уменьшается для сильных полей согласно (1.3) и (1.6), что эквивалентно увеличению скорости роста.

Следует отметить, что уменьшение шага физического времени приводит к резкому увеличению времени вычислений. Этого недостатка лишен флуктуационный критерий роста [117-120], в котором шаг по времени постоянный, однако, в отличие от критерия НПВ, он не связан ультимативно с появлением каждого нового элемента, вследствие чего ход физического времени не нарушает-

ся. В отличие от критерия НПВ флуктуационный критерий допускает образование на одном и том же шаге роста нескольких новых элементов разрядной структуры. Во флуктуационном критерии используется более резкая, экспоненциальная зависимость вероятности роста от локального электрического поля; в результате структуры получаются менее ветвистыми, более похожими на филаментарные разрядные структуры.

В [7] показано, что имеются, по-видимому, только два способа ввести «физическое» время в стохастические модели роста разрядных структур при электрическом разряде. Один из них заключается в следующем: сначала выбирается шаг времени  $\tau$ , а затем в качестве новых элементов структуры берутся те, которые успевают возникнуть за этот интервал времени согласно одному из стохастических критериев роста. Другой способ заключается в том, что за интервал «физического» времени выбирается функция времени запаздывания возникновения новых элементов. В этом случае на одном шаге роста к структуре присоединится только один новый элемент. На основе такой классификации все критерии роста могут быть разделены на две группы. Критерии первой группы допускают появление за шаг по времени нескольких элементов и могут быть названы многоэлементными. Вторая группа включает те критерии роста, в которых за шаг по времени возникает только один новый элемент проводящей структуры (одноэлементные критерии).

В [2, 119] авторы дополняют стохастические модели роста уравнением для переноса электрических зарядов вдоль ветвей разрядной структуры за счет конечной электропроводности. В [119, 120] электропроводность считалась постоянной, а в [2-4, 9] значение электропроводности каждого элемента проводящей структуры изменялась со временем в соответствии с законом Вайцеля–Ромпе [121]. В этих работах продемонстрирована важная роль электропроводности каналов (которая, в свою очередь, определяется физическими процессами внутри каналов) в динамике роста разрядных структур. Однако, их можно рассматривать лишь как первые попытки учета электрических характеристик каналов в стохастической модели формирования разрядной структуры. В дальнейшем не-

обходимо систематическое исследование роли проводимости каналов в развитии разряда в жидкости.

Используя стохастическую модель роста авторы [1, 9, 54, 116, 122-124] исследовали следующие эффекты: трансформация кустообразной разрядной структуры в древовидную [54, 122], удержание разрядной структуры на границе сред с различными диэлектрическими проницаемостями [123] и проводимостями [1], влияние на рост структур включений с диэлектрической проницаемостью, отличной от проницаемости основной среды [9, 116], а также влияние объемных зарядов в жидкости [124].

**Выводы.** Таким образом, стохастические модели роста разрядных структур, основанные на использовании вероятностных критериев образования проводящей фазы в диэлектриках и уравнениях электродинамики, качественно верно отражают основные черты формирования структур разряда – стохастический характер роста, пространственную нерегулярность структур, возможность ветвления разрядных каналов, самосогласованный характер роста и перераспределения электрического поля в разрядном промежутке. Поэтому, стохастические модели роста разрядных структур следует считать перспективными для описания предпробойных явлений.

На сегодняшний день следует выделить ряд общих недостатков стохастических моделей роста разрядных структур. Во-первых, модель формулировалась одинаковым образом как при описании разряда в конденсированных диэлектриках, так и в газах, без учета свойств этих сред. Например, при описании разрядов в жидкости необходимо учитывать значительную роль гидродинамических процессов в развитии разрядных структур. Во-вторых, не проводилось систематического количественного сравнения результатов моделирования с экспериментами в жидкостях, что не позволяет верифицировать модель для конкретных экспериментальных условий. В-третьих, в моделях практически не учитывается имеющаяся на сегодняшний день информация о микроскопических процессах, происходящих как в каналах разрядов, так и на их вершинах.

В настоящей работе поставлены следующие задачи. Провести системати-

ческие исследования стохастических закономерностей инициирования разрядных структур в жидких диэлектриках, методом компьютерного моделирования воспроизвести разрядные структуры различных форм. Разработать метод, который позволит приближенно описать расширение участков разрядных каналов в жидкости вследствие джоулева нагрева. Провести систематическое сравнение результатов моделирования разрядных структур с развитием импульсного разряда в жидкостях. Используя стохастическую модель роста исследовать роль электропроводности каналов разряда в формогенезе и динамике разрядных структур. Следует отметить, что настоящая работа посвящена, главным образом, описанию формирования первичных или нитевидных (“filamentary”) разрядных структур. Преобразование первичных каналов в быстрый разряд, развивающийся ступенчато и напоминающий лидерный процесс в газах, не рассматривается (см. главу 5).