

В. Я. УШАКОВ

ИМПУЛЬСНЫЙ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ
ЖИДКОСТЕЙ

ИЗДАТЕЛЬСТВО ТОМСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
Томск — 1975

В первой части монографии (пять глав) дано описание основных физических явлений и процессов, обуславливающих импульсный электрический пробой жидкостей. Рассмотрены источники свободных носителей зарядов и их участие в инициировании разряда, роль газообразования в зажигании и развитии разряда и граничные условия реализации различных механизмов пробоя жидкостей. Описаны динамика развития, структура и основные параметры плазменных образований, вызывающих пробой.

Вторая часть (две главы) посвящена систематизации и анализу данных по электрической прочности жидкостей и разработке рекомендаций по выбору и расчету изоляции высоковольтных импульсных устройств, а также поиску и исследованию способов управляемого инициирования разряда применительно к высокоточным коммутаторам с жидкими диэлектриками.

Редактор — канд. техн. наук, доцент А. А. Дульзон

ПРЕДИСЛОВИЕ

Явление импульсного электрического пробоя жидкостей в последнее время вызывает все возрастающий интерес специалистов в связи с бурным развитием высоковольтной импульсной техники. Высоковольтные микро- и наносекундные импульсы находят широкое применение в экспериментальной физике, электроимпульсной технологии, физике диэлектриков, радиолокации, высокоскоростной фотографии и др.

При формировании импульсов напряжения и тока микросекундной длительности наибольшее распространение получили схемы на конденсаторах с бумажно-масляной и другими видами комбинированной изоляции. При генерировании относительно маломощных наносекундных импульсов амплитудой не более 200—300 кВ в качестве формирующих и передающих линий используются в основном выпускаемые промышленностью кабели с твердой изоляцией. В наносекундных генераторах на более высокие классы напряжения в качестве формирующей и передающей линий перспективно применение линий с жидким диэлектриком в качестве основной изоляции.

В экспериментах по сверхбыстрому нагреву плазмы для получения мощных рентгеновских вспышек и импульсов релятивистских электронов и в ряде других случаев необходимы источники больших импульсных токов ($10^5 \div 10^6$ А) и напряжений ($10^6 \div 10^7$ В) с наносекундными фронтами. В таких генераторах вначале формируется импульс высокого напряжения без высоких требований к форме с последующим преобразованием его с помощью малоиндуктивных накопителей и разрядников. Исключительно высокие значения параметров генерируемых импульсов предъявляют ряд жестких требований к изолирующей среде в накопителе и коммутаторе и к компоновке этих элементов в реальной схеме. Требования к изоляции кратко можно сформулировать следующим образом: 1) высокая электрическая прочность, 2) высокая диэлектрическая проницаемость, 3) малая активная проводимость, 4) сла-

бое разложение под действием электрических разрядов, 5) быстрое восстановление диэлектрических свойств после пробоя. Накопленный к настоящему времени опыт применения в высоковольтной импульсной технике в качестве изоляции различных диэлектрических сред показывает, что указанным выше требованиям отвечают очищенная вода и диэлектрические жидкости, в частности трансформаторное масло. Определение и повышение рабочих градиентов изоляции генераторов импульсов с предельными параметрами диктуется необходимостью уменьшать их габариты и, следовательно, паразитные параметры, без чего невозможны формирование и использование наносекундных импульсов.

В высоковольтных сильноточных наносекундных генераторах с жидкой изоляцией целесообразным с точки зрения упрощения их конструкции, уменьшения индуктивности контура, облегчения проблемы изоляции является осуществление коммутации тока разрядниками с жидким диэлектриком. Причем требования, предъявляемые к мощности генерируемых импульсов, во многих случаях не могут быть выполнены при использовании простых неуправляемых разрядников в жидкости, опыт разработки которых насчитывает несколько десятилетий. Требуется разработка управляемых разрядников, которые позволяют коммутировать ток по нескольким параллельным искровым каналам и тем самым повышать мощность, развиваемую на нагрузке (вакуумный диод, соленоид и др.). Таким образом, две проблемы — проблема изоляции и создания высоковольтных сильноточных быстродействующих разрядников — определяют во многом дальнейшее развитие техники генерирования мощных наносекундных импульсов.

Начало интенсивного развития высоковольтной наносекундной техники (конец 50-х годов) совпало с развертыванием работ по использованию энергии искрового разряда в промышленной технологии. При использовании искры в качестве «рабочего инструмента» развитие разряда в жидкости является первой стадией сложного технологического процесса, а сама жидкость играет роль изолирующей и рабочей среды. При этом характеристики импульсного разряда оказывают влияние на закономерности энерговыделения в искровом канале и в конечном итоге на процесс формирования различного рода импульсных возмущений (гидродинамических, термических, акустических, световых и др.), используемых в технологии.

В это же время стал существенно возрастать интерес к пробую жидкостей при воздействии импульсов грозовых и в особенности внутренних перенапряжений в связи с повышением класса рабочих напряжений ЛЭП и подстанций и тенденцией к снижению уровня изоляции силовых аппаратов.

Уровень представлений об электрическом пробое жидкостей не отвечал этому возрастающему интересу и все более

жестким требованиям, предъявляемым к изоляционным конструкциям с жидкими диэлектриками. В литературе в качестве равнозначных рассматривались около 20 различных теорий пробоя жидкостей, что отражало отсутствие достоверных экспериментальных данных о закономерностях развития разряда и их зависимости от свойств жидкости и условий пробоя. Сведения об электрической прочности технически чистых жидкостей, пригодных для использования в импульсной технике, относились в основном к трансформаторному маслу при пробое его импульсами, воспроизводящими грозовые перенапряжения. По электрической прочности в области наносекундных экспозиций напряжения данных вообще не было. Отсутствовали научные основы управляемого инициирования разряда в жидкости, а формальное перенесение методов, используемых в газовом разряде, не давало желаемого результата.

Изложенное и послужило стимулом к развертыванию в конце 50-х годов исследований электрического пробоя жидкостей в ряде лабораторий в нашей стране и за рубежом.

Настоящая книга посвящена описанию физического механизма формирования и развития импульсного разряда в жидкостях, основных закономерностей, характеризующих их импульсную электрическую прочность, а также обсуждению вопросов применения жидкостей в качестве изоляции в высоковольтной импульсной технике. Книга написана в основном по материалам исследований, выполненных на кафедре «Техника высоких напряжений» и в НИИ высоких напряжений Томского политехнического института автором с коллективом сотрудников В. В. Багиным, В. А. Бутенко, С. В. Ким, В. В. Лопатиным, В. М. Муратовым, В. В. Рюминым, О. П. Семкиной, которым автор выражает глубокую признательность.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие представлений о физическом механизме электрического пробоя жидкостей прошло очень сложный путь и всегда характеризовалось существенным отставанием от теории и практики газового разряда. Еще в начале нашего столетия четко определились два принципиально различных подхода (две школы) к явлению электрического разряда в жидкостях. Согласно одному из них, электрический разряд в жидкости является разрядом в газовых полостях, которые либо присутствуют в жидкости и на электродах, либо образуются при воздействии напряжения (электролиз, вскипание, разложение под действием электронной бомбардировки). Сторонники иного подхода разряд в жидкости рассматривают как следствие лавинообразного размножения свободных носителей зарядов в самой жидкости и используют модель, которая, по существу, является теорией газового разряда, распространенной на жидкую фазу вещества. Они считают, что в сильных полях электроны могут ускоряться в жидкости и ионизовать молекулы и атомы. Электрическую прочность жидкости через длину свободного пробега электронов и поперечное сечение взаимодействия связывают с молекулярной структурой жидкости. Этот механизм разряда в дальнейшем будем называть собственно электрическим.

Макферлейн уже в 1880 году отмечал [230], что при длительном приложении напряжения в пробое жидкостей одновременно участвуют четыре процесса: образование нитей из взвешенных частиц, движение жидкости, образование и движение пузырьков газа и, наконец, искровой разряд. Эта точка зрения была подтверждена экспериментальными исследованиями, послужившими основой для создания ряда неэлектронных теорий пробоя жидкостей: тепловых, газотепловых, вольтализационных, поляризационных и др. Достаточно полные обзоры этих теорий изложены в [120, 35, 132, 16]. Эта точка зрения была преобладающей вплоть до середины 40-х годов.

В то же время внешние аналогии в явлениях, сопровождающих электрический разряд в жидкостях и газах, а также подобие в закономерностях, характеризующих электрическую прочность жидкостей и газов, послужили основанием предпринимать попытки создать теорию пробоя жидкостей, используя теорию Таунсенда [125, 120, 255, 282]. В более поздних исследованиях было установлено, что при импульсном напряжении примеси в жидкости температура, давление газа над жидкостью оказывают существенно меньшее влияние на пробой, чем при длительном воздействии напряжения. Этот факт и установленные А. Ф. Вальтером и Л. Д. Инге [29] и другими малые времена запаздывания пробоя жидкостей ($\sim 10^{-8}$ с) указали на электронный (а не ионный) характер импульсного пробоя и были истолкованы как доказательство ионизационного механизма пробоя. Эти результаты показали также непригодность таунсендовского механизма пробоя для описания разрядных явлений в жидкостях.

А. Ф. Вальтер и Л. Д. Инге высказали гипотезу о том, что при ионизационном механизме пробоя жидкостей начальные электроны, вызывающие ударную ионизацию, появляются в жидкости вследствие эмиссии с катода. Эта гипотеза была поддержана Бекером и Бальтцем [172] и позднее положена в основу ряда теорий пробоя жидкостей [201, 226, 176, 269, 88].

В теории Гудвина и Макфадена [201] предпринята попытка найти аналитическое выражение для критерия пробоя жидкостей с учетом автоэлектронной эмиссии с катода по уравнению Фаулера-Нордгейма и ударной ионизации в жидкости по уравнению Лёба [97]. За пробивную принята такая напряженность поля, при которой возникает нестабильность тока под действием эмиссии и ионизации. В [105, 16] было показано, что в этой теории содержится много ошибок и неверных исходных посылок, поэтому совпадение теоретических и экспериментальных значений электрической прочности является чисто случайным.

В теории Брэга, Шарбо и Кроу [176] устанавливается связь между плотностью тока эмиссии, объемным зарядом и напряженностью поля у катода и анода в отсутствие ионизации. Принимая, что пробой происходит в случае, когда напряженность поля во всем объеме жидкости не меньше некоторой определенной величины, авторы выводят критерий пробоя из условия электронной эмиссии с катода. Рассмотрены три случая, соответствующие катодам с тремя различными эмиссионными способностями: сильный, средний и слабый эмиттеры. Принято, что в первом случае ток подчиняется закону эмиссии с учетом влияния объемного заряда; эта зависимость сохраняется, пока средняя напряженность поля в промежутке не достигнет $\frac{2}{3} E_{\text{пр}} = \frac{2}{3} E_{\text{ср}}$. При $E_{\text{пр}}$ поле у анода

под действием объемного заряда в 1,5 раза превосходит $E_{\text{ср}}$, т. е. достигает пробивного значения. Во втором случае поле у анода достигает величины $E_{\text{пр}}$ при некоторой величине $E_{\text{ср}}$, лежащей между $2/3 E_{\text{пр}}$ и $E_{\text{пр}}$. И, наконец, при слабом эмиттере образование объемного заряда не происходит, и пробой наступает при $E_{\text{ср}} = E_{\text{пр}}$. Лишь в третьем случае процесс зависит от условий на катоде.

По теории Свана [269], основным процессом формирования пробоя также принята автоэлектронная эмиссия с катода, но еще усиленная полем положительных ионов, скапливающихся на диэлектрической или полупроводящей пленке на поверхности катода. Ударная ионизация рассматривается лишь как причина искажения поля у катода. За пробивную здесь принята такая напряженность поля, при которой положительные ионы у катода непрерывно вызывают возрастание эмиссионного тока до пробоя жидкости. При удачном подборе эмпирических коэффициентов в критериальном уравнении вычисленная зависимость $E_{\text{пр}} = f(d)$ для жидкого аргона удовлетворительно совпала с экспериментальной.

Напротив, в теории Льюиса [226] эмиссия электронов с катода вообще не рассматривается. Принято, что при достаточно высоких напряженностях часть электронов получает от поля энергию больше, чем теряет при неионизационных столкновениях с молекулами жидкости. Эти электроны ускоряются до ионизационных энергий и дают начало электронным лавинам. Из всех видов столкновений, вызывающих потерю энергии электроном, рассмотрено рассеяние энергии на возбуждение колебаний («вибраций») молекул среды. Условие пробоя выводится из критерия Хиппеля [211] для твердых диэлектриков, который основан на балансе энергии:

$$qE\lambda = C \cdot h \cdot \nu, \quad (1)$$

где E — напряженность поля, λ — длина свободного пробега электрона, C — произвольная постоянная, $h\nu$ — квант энергии, теряемый электроном на возбуждение молекул. Для углеводородных жидкостей выражение для расчета пробивной напряженности имеет вид

$$E_{\text{пр}} = k \cdot N \sum n_i \cdot Q_i, \quad (2)$$

где N — число молекул в см^3 , n_i — число i -х групп в молекуле, Q_i — поперечное сечение столкновения i -й группы ($i=1, 2, 3$ — индексы, соответствующие группам СН , СН_2 и СН_3), k — постоянная, включающая C (1) и частоту молекулярных вибраций. Подсчет Q_i произведен в предположении, что группы СН , СН_2 , СН_3 расположены по сферической поверхности с радиусом, равным расстоянию между атомами С и Н в соединении С—Н . Получено удовлетворительное совпадение

расчетных и экспериментальных данных по $E_{пр}$ ряда углеводородов.

В теории Г. С. Кучинского [88], разработанной для тонких слоев (10^{-4} — 10^{-2} см) минеральных масел, в основу пробоя положен механизм ударной ионизации. При этом начальные частичные разряды малой интенсивности связываются с процессами ударной ионизации, а возникновение критических разрядов—с резким увеличением интенсивности газовой выделения и образования локальных газовых пузырьков. В качестве критерия пробоя принято условие возникновения в промежутке нестационарного режима, в результате которого увеличение положительного заряда у катода вызывает быстрое увеличение плотности эмиссионного тока, что, в свою очередь, увеличивает плотность объемного заряда и так далее вплоть до пробоя масляной прослойки. На основании исследования характеристик единичных импульсов частичных разрядов автор [88] оценил величину коэффициента объемной ионизации α и нашел выражение для зависимости α от E , что позволило рассчитать $E_{пр}$ тонких прослоек минеральных масел.

Не останавливаясь на подробном анализе упомянутых выше теорий, рассмотренных в обзорах [132, 105, 16, 261], необходимо отметить следующее. В большой серии тщательно выполненных исследований зависимости статической и импульсной электрической прочности спектрально чистых жидкостей и токов проводимости в сильных полях от материала катода, длины разрядного промежутка, молекулярной структуры жидкости и др. [105, 261, 2, 132, 16] не были получены подтверждения основных положений этих теорий. Электрическая прочность даже микронных промежутков оказалась практически независимой от материала катода и его температуры, то есть от эмиссионных способностей катода, хотя в высоковольтной электропроводности диэлектрических жидкостей эмиссия играет решающую роль (см. гл. I). Более того, оказалась несостоятельной применительно к импульсному пробую исходная посылка теорий ионизационного пробоя жидкостей о том, что разряд в однородном поле развивается с катода вследствие инициирования эмиттированными электронами.

Ударная ионизация как основа электрического механизма пробоя жидкости также не была убедительно подтверждена экспериментами. Снижение $E_{пр}$ и увеличение предпробивного тока при увеличении межэлектродного расстояния, отмеченные в ряде ранних экспериментальных работ и привлекаемые для доказательства развития ударной ионизации в жидкости, в более поздних работах истолкованы как следствие несовершенства экспериментов и, в частности, применения сферических, а не плоских электродов. Уменьшение

$E_{пр}$ и рост тока при увеличении расстояния между полусферическими электродами могут быть вызваны увеличением площади электродов, находящихся в сильном поле, и, следовательно, увеличением количества эффективных «слабых звеньев» и эмиттирующих центров [261].

Таким образом, практически единственным критерием достоверности теорий авторы вынуждены считать совпадение расчетных и экспериментальных данных по электрической прочности. Однако экспериментальные данные по электрической прочности даже так называемых «предельно чистых» жидкостей разнообразны и существенно противоречивы и поэтому совпадение их с расчетными величинами в значительной мере является случайным.

В связи с отсутствием прямых экспериментальных доказательств справедливости физической картины собственно электрического пробоя жидкостей, развиваемой в теориях [201, 226, 176, 269] и установленной в ряде работ зависимости электрической прочности от гидростатического давления, даже для дегазированных жидкостей и кратковременного приложения напряжения, гипотеза о неэлектрическом (неионизационном) механизме пробоя жидкостей получила в 60-х годах новое развитие в теориях [216, 261, 221, 236]. Причем границы реализации этой модели разряда были распространены и на область кратковременных воздействий напряжения, вплоть до импульсов микросекундной длительности.

В теории Као [216] принято, что газовый пузырек, находящийся или образующийся в жидкости, при воздействии напряжения удлиняется вдоль силовых линий поля. Чтобы найти математическое выражение для критерия пробоя, автор теории принял допущения: а) при деформации пузырька его объем остается неизменным, б) пробой происходит, когда падение напряжения в пузырьке равно минимуму кривой Пашена (для газа в пузырьке). Теоретически найденная зависимость электрической прочности жидкости от гидростатического давления оказалась подобной экспериментальной. Однако расчет электрической прочности по этой теории затруднителен вследствие того, что в теории не описывается процесс образования газового пузырька и для расчета необходимо знать начальный радиус пузырька, состояние газа в пузырьке и другие трудноопределимые величины. Кроме того, при нарушении условия постоянства объема пузырька во время деформации, а также при межэлектродных расстояниях, много больших длины деформированного пузырька, теория оказывается неприменимой.

Образование газа за счет локального (вблизи геометрических неоднородностей на катоде) разогрева жидкости эмиссионными токами положено в основу полукачественной теории Уотсона и Чербо [261]. Условием пробоя является

нарушение равенства энергии, необходимой для вскипания некоторой массы жидкости m и энергии W , выделяемой в жидкости, а также растягивание газового пузырька до критической длины или до полного перемыкания им межэлектродного промежутка. Энергия W определена как

$$W = A \cdot E^n \cdot \tau_r, \quad (3)$$

где E — напряженность поля; n — показатель, определяемый соотношением между эмиссионным током, ограниченным объемным зарядом, и приложенным полем; τ_r — время, в течение которого некоторая масса m жидкости может находиться вблизи микроострия без замены более холодной жидкостью. Если длительность импульса напряжения больше τ_r , то электрическая прочность жидкости не должна зависеть от длительности импульса. Неопределенность практически всех членов уравнения (3) исключает возможность количественных расчетов по этой теории, а установленный экспериментально факт предпочтительного зажигания импульсного разряда на аноде, а не на катоде ставит под сомнение справедливость исходных посылок этой теории.

Известное явление снижения электрической прочности жидкостей взвешенными твердыми частицами положено в основу теории Кока и Корбея [221]. Принято, что взвешенные частицы — поляризующиеся сферы с диэлектрической проницаемостью, много большей, чем у жидкости — под действием напряжения движутся в область сильного поля. Движению частиц противодействуют диффузия и вязкое трение. За пробивную принята напряженность поля, при которой начинается прогрессивное накопление частиц вблизи очага усиления поля с образованием мостика, вдоль которого происходит пробой. Критерий пробоя записан в виде

$$(E_{\text{пр}}^2 - E_0^2) \cdot t_p = \frac{A \cdot \eta^2}{q^4 \cdot r^7 \cdot N^2}, \quad (4)$$

где $E_{\text{пр}}$ — пробивная напряженность при импульсном воздействии напряжения, E_0 — статическая электрическая прочность, t_p — время разряда, A — постоянная, η — коэффициент вязкости, q — коэффициент усиления поля вблизи геометрических неоднородностей на электроде, r и N — соответственно радиус частиц и их концентрация.

Для пробоя при длительном приложении напряжения критерий имеет вид:

$$E_0^2 = \frac{2kT}{(q^2 - 1)r^3}. \quad (5)$$

В обоих случаях теория дает существенно меньшие значения электрической прочности жидкостей, чем наблюдаемые в эксперименте. Теория предполагает увеличение $E_{\text{пр}}$ с ростом

температуры, что вообще противоречит экспериментальным данным. Кроме того, при импульсном воздействии напряжения образование мостиков из взвешенных частиц представляется нереальным.

Таким образом, и неионизационные теории пробоя основываются на посылах, в большинстве своем не подтвержденных экспериментально.

В заключение краткого анализа теорий пробоя жидкостей необходимо отметить, что ни в одной из них не рассматривается процесс развития разряда, от которого во многом зависят пробивные характеристики, в особенности при кратковременных приложениях напряжения. Ионизационные теории ограничиваются нахождением условия нарастающей ударной ионизации или электронной эмиссии, которое отождествляется с критерием пробоя. Г. И. Сканави [132] подчеркивал, что «...условие возникновения нарастающей ударной ионизации не является достаточным критерием электрического пробоя, даже если природа его чисто ионизационная». В неионизационных теориях с критерием пробоя отождествляются условия прогрессивного газообразования, деформации газового пузыря, образования мостика из примесных частиц и т. д.

История развития физики газового разряда показывает, что достоверная теория пробоя может быть создана лишь на основе детальной физической картины явления, включающей описание развития всех фаз разряда в их временной и пространственной последовательности. Для жидкостей такой подход к исследованию пробоя представляется особенно перспективным, если учесть большое разнообразие и сложность процессов, могущих участвовать в формировании и развитии разряда. Даже в наиболее благоприятном случае — в случае пробоя простых, тщательно очищенных жидкостей — не удается установить столь надежную связь между электрической прочностью и молекулярной структурой, чтобы ее можно было положить в основу теории. Несмотря на тщательную и разнообразную очистку и дегазацию, жидкость, используемая в экспериментах по пробоям, еще далека от «идеальной». Например, в работе [207] показано, что в течение пяти месяцев непрерывной очистки и дегазации жидкости ее проводимость уменьшается, не достигая предела, который можно было бы считать физико-химической константой данной жидкости. Кроме того, положение осложняется отсутствием достаточно разработанной теории вещества в жидком состоянии.

Впервые описание развития разряда в жидкости на основании скоростной фотографической регистрации канала разряда и одновременного осциллографирования напряжения и тока, сопровождающего развитие разряда, дал В. С. Комельков [76, 77].

Разряд в трансформаторном масле и дистиллированной воде в промежутках игла — плоскость и игла — игла при $d = 12 \div 20$ см фотографировался с помощью камеры с механической разверткой типа камеры Бойса. Удовлетворительные развертки были получены при использовании искусственного «торможения» разряда включением в разрядную цепь больших омических сопротивлений R_T ($10^4 \div 1,5 \cdot 10^6$ Ом). Установлено, что пробой промежутка осуществляется процессом, имеющим сходство с лидерным процессом в длинных воздушных промежутках, затем следует яркая вспышка, которую автор приравнивает главному (обратному) разряду в длинных воздушных промежутках; после вспышки устанавливается дуга. При больших R_T после главного разряда наблюдаются повторные пробои. Лидер движется толчками (ступенями) или непрерывно в зависимости от величины R_T . Отмечается, что перерывы в движении лидера обусловлены релаксацией напряжения на промежутке, определяемой параметрами разрядной цепи (R, L, C), процессами захвата электронов молекулами и атомами жидкости, приводящими к старению канала лидера, уменьшению его проводимости и падению градиента в области ионизации, а также торможением лидера барьером из объемного заряда, внедряемого в промежуток зоной ионизации. Размеры зоны ионизации оцениваются величиной $1 \div 2$ см, а эффективная скорость удлинения лидерного канала $1,7 \cdot 10^5$ см/с и $6 \cdot 10^4$ см/с соответственно для положительного и отрицательного лидеров в трансформаторном масле. Результаты этих исследований позволили В. С. Комелькову сделать следующий чрезвычайно важный вывод: «...основная предпосылка, на которой основывались классические теории, а именно пробой — есть нарастание предпробойных токов в промежутке или однолавиный процесс — неверна. В действительности имеет место качественно новое явление, имеющее в своей структуре проводящий канал и область ионизации. Процессы ударной ионизации протекают в локальной перемещающейся области». Было также отмечено, что развитие лидера с игольчатого электрода положительной полярности указывает на то, что эмиссия электронов с катода не является определяющим процессом в механизме разряда в длинных промежутках. Подчеркивается, что разряд в жидкостях оказывается схожим с пробоем не малых, а длинных газовых промежутков типа молнии и может быть использован для ее моделирования.

Позднее Лианг и Андерсен [228, 168] выполнили аналогичные исследования, но для ограничения токов и свечения в завершающей стадии разряда на плоский электрод помещалась изоляционная пластина. Линейная скорость движения пленки в камере Бойса составляла около $4 \cdot 10^3$ см/с. Параметры разряда (скорость, ток, длительность пауз между толчками)

найлены такими же, как в [76, 77], но схема разряда трактуется по-иному. Схема разряда по Лиано и Андерсену включает не три, а пять стадий: 1) «иницирующий» стример, 2) эквивалентный «пилот-стример», 3) ступенчатый стример, 4) обратный разряд, 5) дугу. В момент приложения напряжения к разрядному промежутку с острейшего электрода развивается «иницирующий» стример, который за 1 мкс перекрывает около половины межэлектродного расстояния (3—4 см). С конца отрицательного первичного стримера развивается непрерывное диффузное свечение — «пилот-стример», который настигается серией стримеров с интервалами между ступенями 1—5 мкс. После очередного толчка (ступени) наступает пауза в движении стримера, на протяжении которой стримерный канал не светится. Для отрицательного разряда предполагается, что после остановки ступенчатого стримера с его головки со скоростью $2,5 \cdot 10^5$ см/с развивается «пилот-стример». При развитии положительного стримера скачки потенциала и соответствующие им вспышки стримерного канала также наблюдаются, однако плавный подъем потенциала в этом случае отсутствует. На основании этого авторы заключают об отсутствии «пилота-стримера». Когда ступенчатые стримеры достигают противоположного электрода, наступает главная стадия разряда и дуга.

Вследствие вынужденного применения в [76, 77, 228] искусственного ограничения разрядного тока (торможения разряда), отсутствия данных о параметрах разрядного канала (сечения, продольных градиентах, плотности тока, проводимости и др.), а также различия схем разряда, приведенных в [76, 77 и 228, 168], лидерный механизм пробоя жидкостей в длинных промежутках, установленный В. С. Комельковым, был признан не всеми исследователями этого явления. Например, в [17] на основании осциллографических исследований разряда в жидкостях И. Е. Балыгин делает вывод о том, что лидерный процесс в жидкости, наблюдавшийся в [76], обязан своим происхождением наличию в цепи разряда большого «тормозного» сопротивления и что при отсутствии сопротивления разряд развивается в однолавиной форме. Необоснованность подобных выводов была показана в [45], а их ошибочность — в [136, 142].

Первые экспериментальные исследования разряда в жидкостях с применением методов скоростной фотографии со всей очевидностью показали перспективность такого методического приема. Однако техническое несовершенство имеющихся в то время фотокамер с механической разверткой не позволяло развивать это направление исследований и углублять физическую картину разряда в жидкостях. В последующее десятилетие (примерно с 1953 по 1963 год) большие усилия были потрачены на попытки создания картины и те-

ории пробоя только на основании данных о зависимости электрической прочности и электропроводности тщательно очищенных жидкостей от различных факторов. Результаты этих исследований кратко охарактеризованы выше.

Современная техника физического эксперимента позволяет применять для исследования разряда в жидкостях приборы скоростной фотографии на базе электронно-оптических преобразователей с временным разрешением $\sim 10^{-12}$ с и с усилением по свету $\sim 10^6$, а также методы и приемы наносекундной импульсной техники, высокоскоростной осциллографии и др.

Первые исследования электрического пробоя жидкостей с использованием электронно-оптической аппаратуры были выполнены в Советском Союзе в 1962—1964 гг. в лаборатории высоковольтного газового разряда и молниезащиты ЭНИИ им. Г. М. Кржижановского автором [136, 142]. В дальнейших наших исследованиях физических процессов, обуславливающих импульсный пробой жидкостей, основным методическим приемом является комплексная синхронная запись пространственно-временных картин и электрических параметров разряда с применением высокоскоростной электронной, электронно-оптической и оптической аппаратуры и высоковольтной наносекундной техники (см. приложение 1). Применение такой методики позволило исследовать основные закономерности формирования и развития импульсного разряда в жидкостях в широком интервале изменения длительностей импульсов и длин разрядных промежутков, перекрывающем значительную часть диапазона изменений этих параметров в разрабатываемых в настоящее время реальных конструкциях.

При разработке физической модели явления импульсного разряда в жидкостях, которая может послужить основой для создания в будущем теории пробоя и способствует решению проблем изоляции и управляемого инициирования разряда в жидкостях, основное внимание в исследованиях и соответственно в книге уделено следующим вопросам.

1. Механизм возникновения и основные параметры носителей зарядов, обуславливающих быстрый, близкий к экспоненциальному, рост тока в сильных электрических полях, и их роль в инициировании разряда.

2. Роль газообразования в зажигании и развитии разряда и граничные условия реализации ионизационного и не-ионизационного механизмов импульсного пробоя жидкостей.

3. Динамика развития и основные параметры канала разряда и его зоны ионизации в условиях лидерной формы разряда, а также их изменения в зависимости от длительности импульсов, длины и геометрии разрядного промежутка, свойств жидкости.

4. Влияние на развитие разряда растворимых (ионных)

и нерастворимых (в виде твердых макрочастиц) примесей в жидкости.

В перспективе изучение физики пробоя диэлектриков должно дать возможность рассчитывать электрическую прочность материалов и рабочее напряжение изоляционных конструкций на основании данных об элементарных процессах, лежащих в основе пробоя, и их связи с молекулярной структурой диэлектрика. Однако при современном уровне развития физики пробоя диэлектриков основным методом определения электрической прочности всех изолирующих сред — газообразных, твердых, жидких — является экспериментальный. Лишь по электрической прочности твердых диэлектриков в условиях электротеплового пробоя разработаны и прочно вошли в инженерную практику расчетные методы, предложенные В. А. Фоком, В. Ф. Вальтером, Н. Н. Семеновым [5].

В этих условиях при разработке вопросов применения жидкостей в качестве изоляции в высоковольтных импульсных устройствах представляется полезным анализ и систематизация материалов по импульсной электрической прочности жидкостей на основании данных о физических процессах в разрядном промежутке.

За последнее десятилетие по электрической прочности жидкостей в области микросекундных экспозиций напряжения накоплен значительный экспериментальный материал. Поэтому при рассмотрении вопросов применения жидкостей в изоляционных конструкциях, подвергающихся воздействию импульсов микросекундной длительности, значительная часть информации заимствована автором из отечественной и зарубежной литературы. В существенно меньшей мере это относится к наносекундному диапазону воздействующих импульсов из-за малого объема литературных данных по наносекундной электрической прочности жидкостей [110, 129, 171, 196].

На основании результатов измерения электрической прочности, их анализа с позиций развитой физической модели пробоя, а также опыта разработки и эксплуатации высоковольтных наносекундных генераторов предпринята попытка сформулировать основные рекомендации по применению жидкой изоляции в высоковольтной импульсной технике.

Эти результаты положены также в основу поиска и исследования наиболее эффективных способов увеличения быстродействия сильноточных разрядников с жидкими диэлектриками. В этой проблеме рассмотрены два основных вопроса:

- 1) способы уменьшения времени коммутации;
- 2) способы управляемого инициирования разряда в коммутаторах с жидкими диэлектриками.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В РАЗРЯДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ

ГЛАВА I

ПРИРОДА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДОВ И МЕХАНИЗМ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В ЖИДКОСТЯХ В ПРЕДПРОБИВНЫХ И ПРОБИВНЫХ ПОЛЯХ

При воздействии на жидкость электрического поля формированию разряда предшествует протекание электрического тока с сопровождающими его эффектами, которые оказывают существенное влияние на зажигание и развитие разряда. Исследование токопрохождения в диэлектрических жидкостях позволяет определить основные параметры носителей зарядов и природу их возникновения, изучить механизм электронной эмиссии в жидкость, оценить возможность умножения электронов в объеме жидкости, а также искажение поля в промежутке, вызванное накоплением объемных зарядов. Последнее, в свою очередь, важно для оценки условий и места зажигания разряда. Для жидкостей с повышенной проводимостью (вода, водные электролиты) протекание больших ионных токов вызывает значительные потери энергии, и даже при импульсном воздействии напряжения может вызвать паро- и газообразование на электродах и перед головкой развивающегося разрядного канала.

Начало систематических исследований проводимости жидких диэлектриков относится к концу прошедшего столетия. За это время опубликовано несколько сот оригинальных статей и обзоров. Работы последних 7—8 лет, не отраженные в этих обзорах, представляют особый интерес в связи с применением в них более совершенной экспериментальной техники, позволившей получить новые интересные результаты. Исследована естественная проводимость и наведенная рентгеновскими и γ -лучами, α - и β -частицами, нейтронами при температурах от $-272,17$ до $+227^\circ\text{C}$ и напряженностях поля от 0 до нескольких МВ/см.

Ниже кратко рассмотрим результаты исследований проводимости диэлектрических жидкостей, освещающие вопросы, которые, по нашему мнению, являются одними из важнейших при построении физической картины электрического пробоя жидких диэлектриков.

Проводимость жидких диэлектриков еще в большей мере, чем электрическая прочность, подвержена влиянию условий опыта: степени очистки жидкости, материала, формы и состояния поверхности электродов, уровня естественной радиации, параметров приложенного напряжения и др. Значения проводимости, приводимые разными исследователями для одной и той же жидкости и для одинаковых, казалось бы, условий, часто различаются на несколько порядков.

По данным большинства работ, зависимость тока проводимости в тщательно очищенных жидкостях от напряженности поля подобна таковой для газов, т.е. представляет собой кривую с тремя участками: а) при $E < (1 \div 10)$ кВ/см выполняется закон Ома; б) при $(1 \div 10) < E < 100 \div 200$ кВ/см ток не зависит или слабо зависит от E ; в) при $E > 100 \div 200$ кВ/см наблюдается рост тока вплоть до пробоя.

Первый участок кривой обусловлен ионной проводимостью, вызванной диссоциацией молекул и ионизацией молекул основной жидкости и примесей под действием термической активации и естественной радиации, а также незначительной электронной проводимостью, аналогичной проводимости полупроводников. При определенной скорости нейтрализации носителей зарядов в объеме и на электродах устанавливается квазистационарное состояние, соответствующее второму участку. Необходимо отметить, что этот участок обнаруживается не во всех исследованиях и часто его отсутствие считается отличительной особенностью законов токопрохождения в жидких диэлектриках. В современных работах [261, 254] отсутствие четко выраженного насыщения на кривой $I=f(u)$ связывается с наличием в жидкости примесей.

Для объяснения быстрого (близкого к экспоненциальному) нарастания тока на третьем участке обычно привлекают три процесса: 1) диссоциацию молекул загрязнений или основной жидкости под действием сильного поля, 2) эмиссию электронов с катода, 3) ударную ионизацию в объеме жидкости.

В большинстве опубликованных работ приводятся доказательства обусловленности проводимости жидкостей в сильных полях тем или иным процессом из названных трех. Соответственно теории проводимости базируются на описании либо диссоциации в сильном поле [248, 252], либо эмиссии [172, 191, 202], либо ионизации [120, 201, 214]. На основании обзора работ по проводимости жидкости, выполненных к 1957 г., Льюис [105] пришел к заключению, что три главных процесса в большинстве экспериментов тесно связаны между собой. Последнее, в совокупности с действием неконтролируемых различий в характеристиках жидкостей и электродов, затрудняет создание достоверной теории проводимости жидкостей в сильных полях.

Заметные успехи в исследовании явления проводимости достигнуты в последние годы вследствие применения в измерениях прямоугольных импульсов напряжения малой длительности, когда исключается или сводится к минимуму влияние на измерения таких процессов, как 1) нагревание жидкости; 2) движение макропримесей (катафоретическая проводимость); 3) движение жидкости; 4) искажение поля, вызванное накоплением объемных зарядов вблизи электродов; 5) отложение на электродах продуктов разложения жидкости. Кроме того, благодаря более высокой электрической прочности жидкостей на импульсном напряжении удается исследовать проводимость в полях до 1—2 мВ/см.

Однако измерениям на постоянном напряжении по-прежнему уделяется большое внимание, так как они являются одним из наиболее чувствительных и относительно простых методов контроля степени чистоты жидкостей. Предложено несколько усовершенствований методики измерения проводимости на постоянном напряжении. В ряде работ при исследовании электропроводности жидкостей и измерении подвижности носителей зарядов учитывается движение в электрическом поле самой жидкости. Для уменьшения влияния поляризационных эффектов предложено создавать относительное движение жидкости и электродов (вращением электродов или прокачкой жидкости), а также использовать реверс напряжения.

§ 1-1. ПОДВИЖНОСТЬ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДОВ

Подвижность является одним из основных параметров, позволяющих определить вид носителя заряда (электрон, ион, комплекс и т. д.). В частности, по подвижности отрицательных носителей зарядов в сильных полях можно судить о поведении электронов, эмиттированных с катода в жидкость.

Носителями положительных зарядов являются ионы основной жидкости и примесей, а также ионы и протоны, образующиеся при разложении жидкости в сильном электрическом поле. Подвижность положительных носителей зарядов в этой связи в зависимости от сорта жидкости и методики измерения подвижности изменяется в широких пределах — от десятых долей до 10^{-4} см²/В. с. [105, 16]. В еще более широких пределах (до шести порядков) изменяется подвижность отрицательных носителей зарядов (табл. 1). Это позволило предположить, что носителями отрицательных зарядов в зависимости от условий опыта, природы и состояния жидкости могут быть:

1) свободные электроны, движение которых в жидкости описывается теми же законами, что и в газах [190, 209, 271, 260, 258, 238, 183, 62];

Таблица 1

№№ п/п.	Жидкости	T°K	E, кв/см	μ_+ , см ² /В·с	μ_- , см ² /В·с	Литература						
I	Сжиженные газы											
							1. Аргон	85	0,1—0,2	—	10 ⁻⁴	[189]
								90	0÷4,3	—	(6—7,5)·10 ⁻⁴	[209]
								87,5	12—46	—	(2,4÷2,1)·10 ⁻²	[285]
								90	10—100	—	8—34	[271]
								87,5	10—80	—	35—10	[233]
								87,5	10	2·10 ⁻⁴	—	[190]
							2. Водород	85—115	0,12—0,2	—	(2,2—4,8)·10 ⁻²	[260]
								20,2	0,4—3,6	—	8,45·10 ³	[288]
							3. Азот	14—21,4	2,3	—	(1—1,6)·10 ⁻²	[50]
							4. Гелий	78,2	0—4,3	—	(1,36—2,5)·10 ⁻³	[209]
								4,2	2—25	—	2,5·10 ⁻²	[173]
							II	Углеводороды				
1. н-гексан	норм.	Неоднор. поле	—	(0,5—2)·10 ⁻³	[194]							
	"	500	—	0,85·10 ⁻³	[182]							
	"	(0,8—2)·10 ³	—	(2—4)·10 ⁻³	[237]							
	27°С	2	—	1,4·10 ⁻³	[223]							
	норм.	10 ³	—	9,1·10 ⁻³	[185]							
	норм.	Неодн. поле	—	3·10 ⁻²	[181]							
2. Бензол	норм.	"	—	2·10 ⁻²	[272]							
	норм.	"	—	200	[256]							
	норм.	500	—	0,4·10 ⁻³	[182]							
	норм.	1—3	—	6·10 ⁻⁴	[286]							
	норм.	Неодн. поле	—	0,5	[272]							
3. Si (CH ₂ —CH ₃) ₄	норм.	"	—	93	[272]							
4. С (CH ₃) ₄	"	0,5—12	—	93	[258]							
5. Трансф. масло	норм.	10	—	(0,6—1,1)·10 ⁻⁴	[257]							

2) электроны, находящиеся в ловушках, из которых они периодически освобождаются («перескоковый» механизм движения [237, 239, 223, 267];

3) отрицательные ионы, образовавшиеся вследствие диссоциации или захвата свободного электрона молекулами жидкости и примесей (в основном молекулами растворенного кислорода) [194, 190, 182, 258];

4) комплексы, образованные ионами [198]. Для бензола и его производных значительную роль в проводимости, по мнению [188, 197], могут играть π -электроны.

Первая модель была развита применительно к сжиженным газам, исключая He, проявляющий аномалии из-за сильных квантовых эффектов.

В [270] показано, что модель свободных электронов применима лишь в том случае, если концентрация растворенного O_2 в Ag не выше 10^{-9} . Если это условие не выполняется, то μ уменьшается от 200—400 $см^2/В \cdot с$ до $\sim 10^{-3}$ $см^2/В \cdot с$ и перенос тока определяется моделями 2 или 4.

Для органических жидкостей применимость модели свободных электронов маловероятна как из теоретических соображений, так и на основании данных о подвижности отрицательных носителей зарядов в них. Среди многочисленных работ, посвященных измерению μ_- , лишь в [256] для *n*-гексана найдены значения, соответствующие μ_- свободных электронов, полученные для хорошо очищенных сжиженных газов.

При недостаточно высокой степени очистки жидких углеводородов μ_- составляет $\sim 10^{-3}$ $см^2/В \cdot с$, что близко к значению μ отрицательных ионов.

В этом случае μ_- связана с вязкостью η соотношением, подобным уравнению Стокса:

$$\mu = A \cdot \eta^{-3/2}, \quad (1-1)$$

где A — константа для данной разновидности ионов.

Для тщательно очищенных углеводородов μ_- имеет промежуточные значения между μ свободных электронов и μ отрицательных ионов.

Для описания движения частиц, имеющих 10^{-3} $см^2/В \cdot с < \mu < \sim 10^{-2}$ $см^2/В \cdot с$ Ле-Бланк [223] предложим «перескоковый» механизм движения электронов, при котором электрон проходит в жидкости путь λ , затем попадает в ловушку. Через время τ он освобождается из ловушки и вновь проходит путь λ как свободный электрон. Так как λ много меньше межэлектродного расстояния, то μ_- определяется выражением:

$$\mu_- = \mu_e \frac{\lambda}{V_e \left(\tau + \frac{\lambda}{V_e} \right)}, \quad (2-1)$$

где μ_e — подвижность свободного электрона; V_e — средняя тепловая скорость электрона ($\sim 10^7$ см/с при $t \sim 20^\circ C$).

Пренебрегая $\frac{\lambda}{V_e}$ по сравнению с τ и принимая, что τ уменьшается экспоненциально с увеличением температуры, уравнение (2-1) можно переписать в виде уравнения

$$\mu = \mu_0 \exp(-\Delta W / kT), \quad (3-1)$$

хорошо согласующегося с экспериментом.

Для *n*-гексана, по данным [223]:

$$\mu_0 = 0,3 \pm 0,2 \text{ см}^2/В \cdot с, \quad \Delta W = 0,14 \pm 0,02 \text{ эВ.}$$

Здесь ΔW можно трактовать как среднюю энергию захвата. Вследствие малости ΔW следует ожидать увеличения μ_- с ростом E при $E \sim 1$ МВ/см и выше. Рассматривая только классические процессы и ловушки в виде прямоугольных потенциальных ям, зависимость μ от E можно представить в виде

$$\mu_- = \mu_0 \cdot \exp [-(\Delta W - aE)/kT], \quad (4-1)$$

где a — размер ловушки ($\sim 3 \text{ \AA}$). Туннельный эффект при $E \geq 1$ МВ/см может дополнительно увеличить μ_- . Модель Ле-Бланка подтверждена в ряде работ. В [237] получено удовлетворительное совпадение экспериментальных зависимостей $\mu_- = f(E)$ с рассчитанными по (4-1) (рис. 1-1).

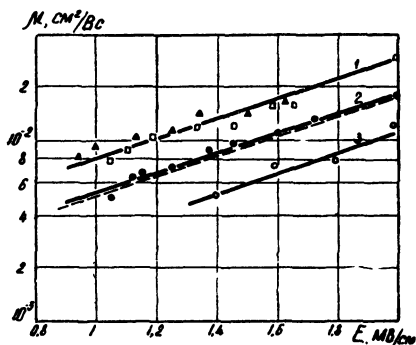


Рис. 1-1. Зависимость подвижности μ в гексане от напряженности поля [237]:

○ — $d=25$ мкм; □ — $d=40$ мкм;
 □ — $d=75$ мкм, △ — $d=100$ мкм.
 Пунктирная прямая рассчитана по (4-1).

Относительно природы ловушек высказано несколько предположений [215]. Для тщательно очищенных углеводородов ловушками могут быть молекулы жидкости, имеющие сродство к электрону. Поскольку для углеводородов не удается снизить содержание растворенного O_2 до концентраций $\leq 10^{-9}$ [260], захват электронов молекулами O_2 должен играть значительную роль. И, наконец, такими ловушками могут быть по-

лости в жидкости, имеющие флуктуационную природу [224].

§ 2-1. ДИССОЦИАЦИЯ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Как указывалось выше, диссоциация молекул основной жидкости и примесей является одной из причин возрастания тока проводимости с ростом напряженности поля. Для электролитов низкой концентрации Онзагер [248] нашел математическую связь константы диссоциации с напряженностью электрического поля E

$$K_q(E) = K_q(0) \left[1 + b + \frac{b^2}{3} + \dots + \frac{(2b)^n}{n!(n+1)!} + \dots \right], \quad (5-1)$$

где $b = \frac{e^3 E}{2\epsilon k^2 T^2}$; ϵ — диэлектрическая проницаемость; $K_q(0)$ — константа диссоциации при $E=0$.

При высоких напряженностях поля (5-1) можно привести к виду

$$K_q(E) = K_q(0) \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \cdot 8b^{-3/4} \cdot \exp(8b)^{1/4}. \quad (6-1)$$

Позднее Пламли [252] нашел связь константы диссоциации с напряженностью поля в виде

$$K_q(E) = K_q(0) \cdot \exp\left[\frac{2q^{3/2} \left(\frac{E}{\epsilon}\right)^{1/2}}{kT}\right]. \quad (7-1)$$

Экспериментальное подтверждение применимости уравнений Онзагера и Пламли для описания вольт-амперных характеристик диэлектрических жидкостей в области сильных полей затруднительно. Если принять, что подвижность ионов не зависит от E , то оба уравнения должны давать зависимость $I=f(E)$ такую же, как и уравнение Шоттки для эмиссии. При этом невозможно разделить эти два механизма генерации носителей зарядов. Для сильно полярных тщательно очищенных жидкостей экспериментальные данные по проводимости в сильных полях (~ 1 МВ/см) хорошо описываются только уравнением Пламли (см. § 5-1).

§ 3-1. ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ЖИДКОСТЬ

Во многих теориях проводимости и пробоя жидких диэлектриков принималось, что эмиссия электронов в жидкость происходит так же, как и в вакуум, а влияние жидкости учитывалось лишь уменьшением работы выхода электронов в жидкость в ϵ раз. Однако введение такой поправки не обеспечивает удовлетворительного совпадения экспериментальных результатов с расчетами по уравнениям Фаулера-Нордгейма и Шоттки [252]. Вследствие этого в многочисленных исследованиях не получен однозначный ответ на вопрос о механизме эмиссии в жидкости [105, 261, 2].

Малые значения работы выхода электронов из металла в жидкость, получаемые в экспериментах (табл. 2), требуют более детального рассмотрения особенностей такой эмиссии.

Морант [240] нашел, что работа выхода из стали в *n*-гексан составляет 0,52 эВ. Это побудило его предположить, что эмиттированные в жидкость электроны попадают на центры захвата с энергией ~ 4 эВ. Необходимо заметить, что на-

Таблица 2

Материал катода	W , эВ	Механизм эмиссии	Литература
Фосфористая бронза, сталь	0,025	Холодная .	[201]
Хром	1—1,2	Шоттки .	[212]
Сталь	0,52	Шоттки .	[240]
Сталь	1,25	Шоттки . .	[280]
Сталь	0,8	Шоттки . .	[113]

личие центров захвата с такой энергией не подтверждено экспериментами.

Выполненный нами анализ процесса выхода электронов из металла в жидкость привел к выводу о необходимости учитывать нелинейную зависимость ϵ жидкости от напряженности поля, создаваемого электроном вблизи поверхности металла и его электрическим изображением, а также проникновение поля в металл. Как будет показано ниже, эти эффекты могут существенно уменьшать работу выхода электронов из металла в жидкость.

А. Изменение работы выхода под действием сил изображения с учетом нелинейной поляризации среды

Работы по нелинейным эффектам в жидких диэлектриках в сверхсильных электрических полях [127] показали, что изменение показателя преломления n в этих условиях можно описывать уравнением

$$n = n_0 + kE^2, \quad (8-1)$$

где n_0 — показатель преломления невозмущенной жидкости, $k = B \cdot \lambda$ (B — постоянная Керра, λ — длина волны света). Это дает возможность использовать (8-1) для учета влияния нелинейной поляризации среды в сильном поле электрона и его электрического изображения на эмиссию из металла в жидкость. В сильных полях второе слагаемое в (8-1) близко к n_0 , что требует учета нелинейной поляризации жидкости.

Известно, что работу выхода W из металла в жидкость с диэлектрической проницаемостью ϵ можно записать как

$$W = W_0 \cdot \epsilon^{-1}, \quad (9-1)$$

где W_0 — работа выхода электронов из металла в вакуум, $\epsilon = n^2$. Выражение для силы электрического изображения $F(x)$ запишется в виде

$$F = - \frac{e^2}{4x^2(n_0 + kE^2)^2}. \quad (10-1)$$

Приведем (10-1) к виду, удобному для дальнейших расчетов:

$$Z(1+Z^2)^2 = -\frac{b}{x^2}, \quad (11-1)$$

где

$$Z = \sqrt{\frac{k}{n_0}} \frac{F}{e}, \quad b = \frac{e}{4n_0^2} \sqrt{\frac{k}{n_0}}. \quad (12-1)$$

Анализ правой части (11-1) при реальных значениях k , n , W_0 показывает, что $z < 1$. При этом (11-1) можно приближенно записать в виде

$$Z \approx -\sqrt{\frac{2}{3}} \operatorname{sh} \frac{1}{3} \left(\operatorname{arsh} 3 \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{b}{x^2} \right). \quad (13-1)$$

Работа выхода из металла в жидкость с учетом нелинейной поляризации среды запишется как

$$W_1 = \int_{x_0}^{\infty} F \cdot dx = F \cdot x \Big|_{x_0}^{\infty} - \int_{x_0}^{\infty} x \cdot dF. \quad (14-1)$$

где

$$x_0 = \frac{300 \cdot e^2}{4W_0}; \quad (15-1)$$

Из (11-1) выражение для x подставим в (14-1) и получим

$$W_1 = -F_0 x_0 + \sqrt{\frac{n_0}{k}} e^2 b \int_{z_0}^{\infty} \frac{d|z|}{\sqrt{|z|(1+|z|^2)}}. \quad (16-1)$$

После интегрирования (16-1) имеем

$$W_1 = -\frac{1}{2n_0} \sqrt{\sqrt{\frac{n_0}{k}} \frac{e^3}{2}} \left(\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{2|z_0|}}{1-|z_0|} + \operatorname{arth} \frac{\sqrt{2|z_0|}}{1+|z_0|} - \frac{\sqrt{2|z_0|}}{1+|z_0|} \right). \quad (17-1)$$

Для упрощения расчета работы выхода по (17-1) с учетом (13-1) и (15-1) z_0 выразим в виде

$$z_0 = -\sqrt{\frac{2}{3}} \operatorname{sh} \frac{1}{3} \left[\operatorname{arsh} \cdot 3,4 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{k}{n_0}} \left(\frac{W_0}{n_0} \right)^2 \right]. \quad (18-1)$$

С учетом (13-1), (18-1) уравнение (17-1) позволяет рассчитать W_1 для конкретных систем металл — жидкий диэлектрик (табл. 3).

Таблица 3

Система	W_0 , эВ	W_0/ϵ , эВ	W , эВ
Fe—н-гексан	4,6	2,42	2,2
Pt—н-гексан	6,3	3,31	2,45
Fe—бензол	4,6	2,04	1,7
Pt—бензол	6,3	2,8	2,06

Из приведенных расчетов и табл. 3 следует, что уменьшение работы выхода электронов из металла в жидкость вследствие нелинейного изменения ϵ жидкости в поле электрона и его изображения тем больше, чем больше работа выхода из металла в вакуум и постоянная Керра.

Б. Изменение работы выхода вследствие проникновения поля в металл

Оценка влияния проникновения поля в металл на автоэлектронную эмиссию в вакуум была произведена в [131]. Показано, что для вакуума это влияние становится существенным лишь при полях $\sim 10^8$ В/см.

Для жидкостей с большой ϵ при импульсном воздействии напряжения, когда средняя напряженность поля в промежутке $E_{cp} \sim 10^6$ В/см, поле у поверхности металла может достигать $\sim 10^8$ В/см вследствие непрерывности нормальной составляющей электрической индукции ($E_0 = D = \epsilon E_{cp}$) и усиления поля на микроостриях катода.

Для корректного учета эффекта проникновения поля в металл при полях $\sim 10^8$ В/см необходимо обосновать применимость уравнения

$$\Delta e\varphi = \frac{eE_0}{\kappa} \cdot e^{-\kappa x}, \quad (19-1)$$

выведенного Моттом [241] для относительно слабых полей и использованного в [131].

В (19-1) $\Delta e\varphi$ — изменение уровня Ферми при наличии поля у поверхности металла, $E_0 = \epsilon E_{cp}$, κ — константа экранирования Томаса-Ферми.

Анализ теории экранирования Томаса-Ферми в рамках квазиклассического приближения показал, что для плоской геометрии электродов эта теория, а следовательно, и уравнение (19-1) справедливы при полях $\sim 10^8$ В/см (см. приложение 2).

Проникновение поля в металл изменяет энергию электронов на уровне Ферми следующим образом:

$$e\varphi_i(E) = -e\varphi_i(O) + \Delta e\varphi_0, \quad (20-1)$$

где $e\varphi_i(E)$ и $e\varphi_i(0)$ — энергии электронов на уровне Ферми при наличии поля и без него соответственно; $\Delta e\varphi_0$ — значение $\Delta e\varphi$ при $x=0$.

С учетом (20-1) работу выхода электронов из металла в жидкость при наличии внешнего поля можно записать

$$W_0' = -W_0 + \Delta e\varphi_0 = -W_0 + e\varepsilon E_{cp} \cdot x^{-1}; \quad (21-1)$$

В табл. 4 приведены значения $\Delta e\varphi_0$ в эВ для трех характерных жидкостей и вакуума при четырех значениях средней напряженности поля.

Таблица 4

Среда	Напряженность поля, В/см			
	$1 \cdot 10^6$	$2, 5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$	$10 \cdot 10^6$
Вода	0,604	1,51	3,02	6,04
Глицерин	0,326	0,815	1,63	3,26
Н-гексан	$1,44 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$	$7,9 \cdot 10^{-2}$	0,144
Вакуум	$7,58 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$	$7,58 \cdot 10^{-2}$

Из табл. 4 следует, что для полярных жидкостей снижение работы выхода электронов из металла вследствие проникновения поля становится существенным уже при полях $\sim 10^6$ В/см.

Вычисленные значения W для жидкостей значительно меньше, чем для вакуума, но больше найденных экспериментально (табл. 2). Дальнейшего уменьшения W на основании реальных физических идей можно достичь, если принять, как это сделал Морант [240], что эмиттированные электроны закрепляются на ловушках, концентрация которых согласно [219] может превосходить $6 \cdot 10^{11}$ см³. Энергии ловушек, согласно литературным данным, должны приниматься равными $\sim 0,1$ —1 эВ. Скорректированные таким образом расчетные значения W близки к экспериментальным. Следует также иметь в виду, что экспериментальные значения W определены на основании измерений токов проводимости в сильных полях. При этом $I=f(E)$, а следовательно, и величина W оказываются зависимыми от ряда трудно контролируемых условий опыта. В частности, умножение электронов в жидкости и диссоциация в сильном поле создают дополнительный ток и вызывают фиктивное уменьшение W , рассчитываемой на основании экспериментальных данных.

В. Влияние состояния поверхности катода и пространственных зарядов

Значения работы выхода электронов в условиях опыта могут существенно отличаться от истинных фотоэлектрических

ких величин для данного металла катода. В результате механической полировки и последующего пребывания на воздухе на поверхности электродов образуется окисная пленка, а при помещении их в углеводородные жидкости еще и диэлектрическая пленка из воскообразных продуктов разложения жидкости. Эта пленка изменяет потенциальный барьер, рис. 2-1.

Кроме того, потенциальный барьер может возрасти вследствие образования на окисной пленке адсорбционного слоя, содержащего полярные молекулы (рис. 2-1).

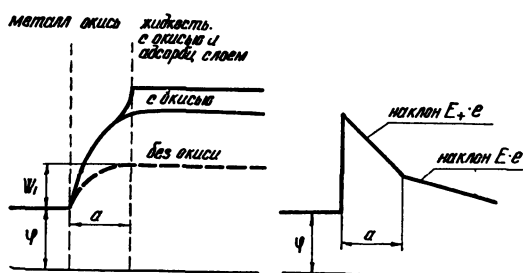


Рис. 2-1. Изменение потенциального барьера под действием окисного слоя адсорбционного слоя на окиси a (по Хапкох) и под действием пространственного заряда положительных ионов b (по [202])

В определенных условиях окисная пленка на катоде может вызвать и обратный эффект. Положительные ионы, образующиеся в жидкости вследствие рассмотренных выше процессов, оседая на поверхности окисной пленки, создают поверхностные заряженные слои. Увеличивая напряженность поля у катода, эти слои повышают интенсивность электронной эмиссии и ток проводимости в сильных полях.

Эти эффекты играют определяющую роль в эмиссии лишь в ограниченной области напряженностей поля, где экспериментальные результаты с определенными приближениями удастся описать видоизмененными уравнениями Фаулера-Нордгейма или Шоттки. При E выше некоторой критической величины ток определяется объемным зарядом эмиттированных электронов.

Для учета ограничения тока эмиссии пространственным зарядом Морант [240] принял, что в дополнение к потенциальному барьеру работы выхода электронов имеется барьер за счет пространственного заряда эмиттированных электронов. Перенеся метод расчета э. д. с. контакта металл — полупроводник на случай контакта металл — изолирующая жидкость, Морант рассчитал суммарную высоту потенциального барьера. Для углеводородных жидкостей высота потенциа-

ного барьера за счет пространственного заряда составляет $\sim 1,0$ эВ.

Соображения Моранта, основанные на полукачественных измерениях и расчетах, дополнены и видоизменены в последующих работах. Наибольший интерес здесь представляют измерения токов эмиссии в жидкости в эмиссионных трубках при строгом контроле за состоянием электродов и степенью

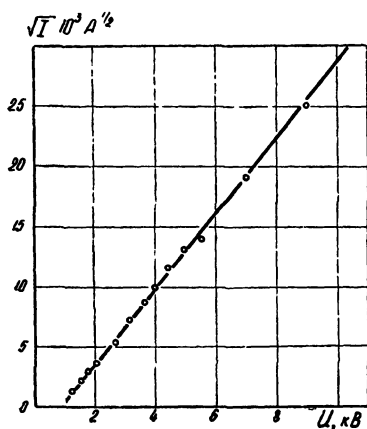


Рис. 3-1. Токи с острейного катода в бензоле, ограниченные пространственным зарядом [205]

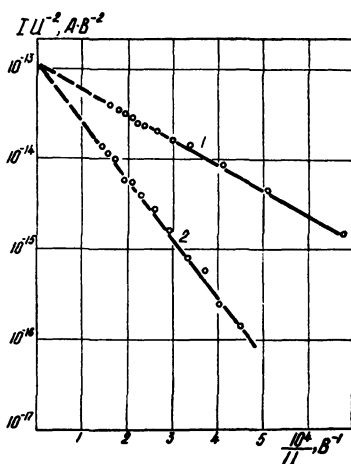


Рис. 4-1. Токи холодной эмиссии с лезвия в бензол 1 и тетраметилсилан 2 [259]

чистоты жидкости [205, 219, 259]. В [205] исследованы токи эмиссии с вольфрамового острейного эмиттера с радиусом $\sim 10^{-4}$ см в сжиженные газы (H_2 , D_2 , He , Ar , N_2 , O_2) и бензол при напряжениях 1-13 кВ и межэлектродном расстоянии $\sim 0,3$ см. Установлено, что только при эмиссии в H_2 и $U \leq 3$ кВ токи описываются уравнением Фаулера-Нордгейма. При $U > 3$ кВ в H_2 токи ограничены пространственным зарядом. Во всех других жидкостях токи ограничены пространственным зарядом во всем исследованном диапазоне изменения U (рис. 3-1). В [259] исследована эмиссия с линейного эмиттера (стальные лезвия с радиусом закругления $(2 \div 2,5) \cdot 10^{-6}$ см) в бензол и тетраметилсилан. При изменении U от 1,45 кВ до 8,35 кВ токи хорошо описываются уравнением Фаулера-Нордгейма (рис. 4-1). Показано [259], что противоречия с результатами [205] обусловлены низкой степенью очистки жидкостей, использованных в исследованиях [205]. Наличие примесей, захватывающих эмиттированные электроны, уменьшает подвижность носителей зарядов и ведет к формированию

нию малоподвижного пространственного заряда, ограничивающего ток эмиссии. В [205] дано выражение для тока, ограниченного пространственным зарядом, в сферическом конденсаторе

$$I = \frac{3}{32} \cdot 10^{-9} \frac{\alpha \cdot \varepsilon \cdot \mu}{R} (U - U_{\text{вак}})^2, \quad (22-1)$$

где $\alpha\mu$ — телесный угол, в который эмитируются электроны ($\alpha=0,6$); R — радиус внешней сферы, см; U — приложенное напряжение, В; $U_{\text{вак}}$ — напряжение, создающее ток холодной эмиссии в жидкость, равный I при отсутствии объемного заряда.

§ 4-1. ТОК ПРОВОДИМОСТИ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ

Одним из наиболее спорных положений в интерпретации проводимости диэлектрических жидкостей является вопрос о возможности умножения электронов в объеме жидкости вследствие ударной ионизации.

На основании оригинальных исследований и анализа литературных данных Никурадзе [120] пришел к выводу, что $j=f(E)$ в области высоких E определяется ударной ионизацией в жидкости. Связь плотности тока j с напряженностью поля дана в виде

$$j = j_0 \cdot e^{ad} = j_0 \cdot e^{c(E-E_0) \cdot d}, \quad (23-1)$$

где j_0 — ток насыщения; E_0 — граничная напряженность поля между 2 и 3-м участками зависимости $j=f(E)$; C — постоянная для данной жидкости. Отклонение экспериментальных точек от прямой в координатах $\ln I - E$ в [120] объяснено рекомбинацией и захватом электронов молекулами жидкости и примесей. Точка зрения Никурадзе впоследствии подверглась критике по следующим причинам: а) величина $E_0=80-100$ кВ/см недостаточна для развития ударной ионизации при малых длинах свободного пробега электронов, характерных для жидкостей; б) очистка жидкостей была неудовлетворительной; в) наблюдаемые закономерности могли быть удовлетворительно объяснены с других позиций (например, диссоциацией, эмиссией).

В более поздних работах получены результаты как подтверждающие умножение электронов в объеме жидкости [214, 201, 202 и др.], так и отвергающие его [29, 279] и др. Большая часть этих измерений выполнена при $E \leq 0,25 E_{\text{пр}}$. Совершенствование методики измерения токов проводимости, в частности использование импульсной техники, позволило

выполнить измерения при E , близких к $E_{пр}$ [212, 202, 280, 199, 210]. В [202] установлено, что вплоть до пробивных напряженностей поля (1,06 МВ/см) отсутствует резкое возрастание тока в н-гексане, которое свидетельствовало бы об интенсивной ударной ионизации; при $E=0,8-1,06$ МВ/см α , по крайней мере, меньше 2. В [212] измерения токов в н-гексане выполнены при E до 1,5 МВ/см. Увеличение тока с ростом α объяснено развитием ударной ионизации. Однако использование в [202, 212] полусферических электродов могло вызывать возрастание тока при увеличении d и по другой причине. При высоких E площадь катода, эмиттирующая электроны, возрастает при увеличении d и это может обуславливать $I=f(d)$ при $E=const$. В [280] измерена импульсная проводимость н-гексана при $E=0,1-1,4$ МВ/см на импульсах длительностью (1,5—10) мкс. Расстояние между плоскими электродами изменялось от $6,45 \times 10^{-3}$ см до $64,5 \cdot 10^{-3}$ см. При $E \leq 1,2$ МВ/см ударная ионизация не проявлялась. Лишь при $E > 1,3$ МВ/см отмечены признаки начала ударной ионизации, которые, по мнению авторов [280], требуют дополнительной проверки, так как точность измерений не позволяла определять $\alpha d < 0,1$.

В [199] измерен ток проводимости в жидком Аг, наведенный α -частицами от Pu^{239} , помещаемого в центр катода. Измерения выполнены при различных E вплоть до $E_{пр}$ при $d = (2,24-12,45) \cdot 10^{-2}$ см. Из рис 5-1 следует, что при малых E , когда ток определяется в основном радиацией, кривые $I=f(E)$ при разных d совпадают. При $E > 120$ кВ/см (для $d = 6,1 \cdot 10^{-2}$ см) и $E > 265$ кВ/см (для $d = 2,24 \cdot 10^{-2}$ см) наблюдается ускоренный рост тока, который, по мнению автора [199], может свидетельствовать о развитии ударной ионизации. Приблизительно вычисленные значения αd составляют 0,06 (при $E = 140$ кВ/см) и 0,1 (при $E = 160$ кВ/см).

Из приведенного анализа вытекает важное следствие — вклад ударной ионизации в проводимость диэлектрических жидкостей невелик даже при полях, близких к пробивным. Это говорит о том, что пробой является качественно отличным от проводимости явлением, и отождествление его критерия с условием нарастающей предпробивной ионизации не-

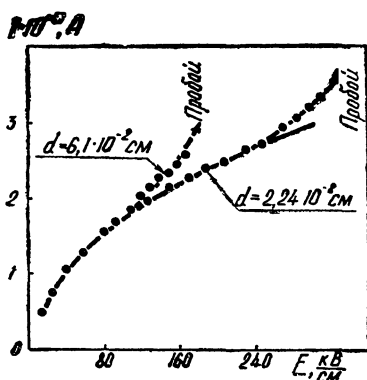


Рис. 5-1. Зависимость тока проводимости от E в жидком Аг при двух межэлектродных расстояниях [139]

правомочно. Это следствие анализа роли ударной ионизации в высоковольтной проводимости согласуется с выводами [76, 77], основанными на результатах исследования динамики развития разряда. Изложенные в гл. II и III материалы о зажигании и развитии разряда развивают это положение.

§ 5-1. ИМПУЛЬСНАЯ ВЫСОКОВОЛЬТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ВОДЫ И ВОДНЫХ ЭЛЕКТРОЛИТОВ

Ток проводимости в воде и водных электролитах можно разделить на три составляющие, а удельную электропроводность соответственно записать как

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3, \quad (24-1)$$

где γ_1^- — наведенная проводимость, связанная с движением ионов растворенного вещества; γ_2^- — собственная проводимость воды, обусловленная движением ионов H_3O^+ (протонная проводимость) и OH^- ; γ_3^- — электронная составляющая проводимости, создаваемая эмиссией и ионизацией.

Каждая из этих составляющих сложным образом зависит от напряженности поля, температуры и времени приложения напряжения. Для электролитов и воды умеренной очистки, когда низковольтная электропроводность γ превосходит $10^{-5} \div 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, т. е. много больше γ_2 ($\sim 5 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$), электропроводность описывается закономерностями, характерными для сильных электролитов. Теория сильных электролитов базируется на представлении о практически полной диссоциации молекул растворенного вещества. При бесконечном разведении удельная электропроводность (γ) раствора пропорциональна концентрации (C), а эквивалентная электропроводность $\lambda = \frac{\gamma \cdot 10^3}{C}$ определяется, согласно закону

Кольрауша, суммой подвижностей ионов обоих знаков. Для реальных растворов наблюдаются расхождения, пропорциональные \sqrt{C} вплоть до растворов 0,001N. Эти отклонения вызваны силами кулоновского взаимодействия между ионами, формирующими вокруг любого иона ионную атмосферу (релаксационный эффект), а также электрофоретическим эффектом, заключающимся в том, что ион перемещается в среде, движущейся в противоположном направлении. Наиболее совершенная теория этих эффектов развита Онзагером [249] и позволяет истолковать результаты измерений электропроводности сильных разбавленных электролитов.

В сильных электрических полях, когда ионная атмосфера нарушается при движении иона, а новая не успевает образоваться, Вин [284] обнаружил рост электропроводности электролитов при увеличении напряженности поля, завися-

щий от концентрации, валентности, а также природы раствора. Теория эффекта Вина для сильных электролитов с учетом релаксационного и электрофоретического эффектов развита Онзагером и Вильсоном [249, 283]. Выражение для эквивалентной ионной электропроводности (λ_j) получено в виде

$$\lambda_j = \lambda_j^0 - \frac{e_j^2 \cdot x}{2\epsilon kT} \cdot \lambda_{j\infty} \cdot g(x) - \frac{96500 |e_j|}{6 \sqrt{2} \cdot 300 \pi \eta} \cdot f(x), \quad (25-1)$$

где e_j — заряд иона; $\frac{1}{x}$ — радиус ионной атмосферы; η , ϵ — вязкость и диэлектрическая проницаемость раствора соответственно, $\lambda_{j\infty}$ — предельная эквивалентная электропроводность иона при бесконечном разведении; $g(x)$ и $f(x)$ — специальные функции, выражаемые однозначно через x [161], где

$$x = \frac{E \cdot Z \cdot e}{kT}. \quad (26-1)$$

Здесь E — напряженность поля, Z — валентность иона.

Для бинарных электролитов (25-1) переходит в выражение

$$\lambda = \lambda_\infty - \frac{(e_i)^2 \cdot x \cdot \lambda_\infty}{2\epsilon kT}; \quad g(x) = \frac{96500 \cdot k(e_j) \cdot 2x}{6 \sqrt{2} \cdot 300 \cdot \pi \cdot \eta} \cdot f(x). \quad (27-1)$$

Представления Дебая-Гюккеля и теория Онзагера основаны на анализе электростатического поля иона как поля точечного заряда и, как показывает опыт, очень хорошо согласуются с практикой до концентраций порядка 0,001Н, хуже — до концентраций 0,01Н и практически не применимы для $C > 0,01Н$.

Наиболее успешные попытки распространить теоретические представления об электропроводности в электролитах на область средних концентраций основаны на учете конечных размеров ионов, их структуры и взаимодействия с молекулами воды. Например, уравнение Робинсона-Стокса [161] для 1-1-электролитов обеспечивает хорошую точность вплоть до $C = 0,05Н$. Для растворов с $Z > 1$ при $C > 0,01Н$ нет физических представлений, описывающих изменение электропроводности от C , E , частоты изменения поля в рамках разумных расхождений с опытными данными.

Экспериментальные исследования электропроводности в сверхсильных полях ($\sim 1 \div 2$ МВ/см) осложнены рядом вторичных эффектов: ростом температуры раствора, электролизом и т. д., масштаб влияния которых в ряде случаев существенно выше, чем масштаб эффекта Вина. Для того, чтобы распространить кондуктометрию на область сильных по-

лей, ограничиваются областью низких и средних концентраций и применяют комплекс мер для устранения вторичных процессов [284]. При изучении электропроводности и закономерностей протекания тока для выяснения влияния сопровождающих его эффектов на формирование и развитие разряда не следует подчинять условия эксперимента задаче устранения этих процессов.

В [44, 40] при измерении токов высоковольтной проводимости применены стальные, тщательно полированные электроды Роговского диаметром 0,3 см при расстояниях между электродами $d=0,02$ см. Результаты представлены в виде зависимостей $\gamma_{в.в.} = f(E)$ и $\gamma_{в.в.} = f(t)$, где

$$\gamma_{в.в.} = \frac{R_{н.в.} \cdot \gamma \cdot I(t)}{U(t)}, \quad (28-1)$$

Здесь $R_{н.в.}$ и γ — низковольтное сопротивление разрядной ячейки и электропроводность, измеренные на частоте 10 кГц по принципам низковольтной кондуктометрии; $I(t)$ — активная составляющая тока через разрядную ячейку в момент времени t ; $U(t)$ — падение напряжения на испытуемом промежутке в момент времени t . По изложенным выше соображениям в большинстве случаев $\gamma_{в.в.}$ следует трактовать не как удельную высоковольтную электропроводность, а лишь как коэффициент, характеризующий меру нелинейности сопротивления ячейки.

Измерения выполнены по методике, описанной в приложении 1. Разработанный для этой цели генератор (см. табл. 20, №4) вследствие малого волнового сопротивления (4,16 Ом) позволял получать даже на малоомной нагрузке (~ 100 Ом) прямоугольный импульс напряжения со спадом не более 5% на длине 240 нс при $\tau_{\phi} = 7 \div 10$ нс.

Сильные водные электролиты приготавливались растворением в дистиллированной воде ($\gamma \leq 6 \cdot 10^{-5}$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$) солей типа ч. д. а. двух различных типов: а) с одинаковыми анионами и с различными катионами разной валентности (NaCl, CdCl₂, ZnCl₂, FeCl₃, TeCl₄); б) с одинаковыми катионами, но с различными анионами (KBr, KCl, NaJ, NaBr, NaF, NaNO₃, Na₂SO₄, Na₃PO₄). Проведены две серии экспериментов: а) при постоянной низковольтной проводимости $1,4 \cdot 10^{-2}$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$ и $1,4 \cdot 10^{-3}$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$; б) при постоянной концентрации $C=0,16$ г-ион/л. Все измерения, исключая специальные, выполнены при температуре электролитов 18°С.

Исследовано изменение во времени предпробивного тока для каждого из перечисленных электролитов при 4÷6 значениях напряженности поля от 0,1 до 1,2 МВ/см. Емкостная составляющая тока определена путем осциллографической регистрации тока в дистиллированной воде и расчетным пу-

тем, как $I_c = C \frac{dU}{dt}$ (изменением C промежутка с ростом t пренебрегалось). Выделенная активная составляющая тока связывалась с ионной проводимостью вплоть до момента броска тока, соответствующего пробоею промежутка, и использовалась для вычисления $\gamma_{в.в}$. Основанием для этого послужили электронно-оптические исследования (см. § 2-II, 3-II), показавшие, что формирование разрядного канала в таких электродных системах, искажающего поле и превносящего значительную электронную составляющую тока, происходит лишь за 5—10 нс до полного пробоя. Другими видами электропроводности, рассмотренными применительно к диэлектрическим жидкостям, здесь можно пренебречь в силу их малости по сравнению с электролитической проводимостью.

Анализируя экспериментальные результаты для электролитов с $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ (рис. 6-I, а) и $1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ (рис. 6-I, б), можно отметить характерную для них разницу в ходе зависимости $\gamma_{в.в}$ от t : для первой группы электролитов $\frac{d^2\gamma}{dt^2}$ по мере роста t меняет знак, для второй группы $\frac{d\gamma}{dt}$ непрерывно возрастает. Для интерпретации этого факта и расчетной оценки температур, достижимых в промежутке в предразрядное время, проведен анализ функции $\gamma_{в.в} = f(t)$ для 1-1-электролитов, основанный на классических воззрениях [249, 161] на природу электропроводности сильных электролитов*.

Выражение (27-1) можно записать в виде

$$\lambda = \lambda_{\infty} - (B_1 \cdot \lambda_{\infty} - B_2) \cdot \sqrt{C}, \quad (29-1)$$

где B_1 и B_2 — коэффициенты релаксационного и электрофоретического торможения соответственно.

С учетом поправки Робинсона-Стокса [161]

$$\lambda = \lambda_{\infty} - (B_1 \cdot \lambda_{\infty} - B_2) \frac{\sqrt{C}}{1 + \kappa \cdot a}, \quad (30-1)$$

где $(1 + \kappa \cdot a)$ — член, учитывающий конечный радиус иона; a — параметр, имеющий физическую сущность среднего диаметра ионов или среднего расстояния сближения ионов ($a \approx 3 \div 5,5 \text{ \AA}$ при $C > 0,1 \text{ Н}$ для 1-1-электролитов).

В [161] для бинарных 1-1-электролитов приведена аппроксимация, связывающая λ_{∞} с температурой $t^{\circ}\text{C}$ степенным рядом:

$$\lambda_{\infty} = \lambda_{\infty}^{25^{\circ}} + \beta_1(t^{\circ} - 25) + \beta_2(t^{\circ} - 25)^2 + \beta_3(t^{\circ} - 25)^3. \quad (31-1)$$

* Анализ выполнен с участием доц. Б. В. Семкина.

Ограничиваясь в выражении (31-1) с погрешностью не более 3% в диапазоне $18^\circ < t < 100^\circ \text{C}$ членом второго порядка, с учетом (30-1) имеем

$$\lambda(t^\circ) = \alpha_p^\circ [\lambda_\infty^{25} + \beta_1(t^\circ - 25) + \beta_2(t^\circ - 25)^2] - \alpha_3. \quad (32-1)$$

Анализ функции $\alpha_p^\circ = \frac{1 - B_1(T) \sqrt{C}}{1 + x(T) \cdot a}$, где T — абсолютная температура, показал, что при $18^\circ < t < 100^\circ$ для 1-1-электролитов в области используемых нами концентраций с погрешностью $< 0,8\%$ можно принять $\alpha_p^\circ \neq f(t^\circ)$. Функцию $\alpha_3 = \frac{B_2(T) \sqrt{C}}{1 + x \cdot a}$ с погрешностью $< 1\%$ в области $18^\circ < t < 100^\circ \text{C}$ удалось разложить в ряд

$$\alpha_3(t^\circ) = \alpha_{03} + \alpha_{13} \cdot t^\circ + \alpha_{23} \cdot t^{02}. \quad (33-1)$$

Это позволило составить для $\lambda(t^\circ)$ алгебраическое уравнение второго порядка.

Среднюю температуру в объеме V цилиндра, основанием которого служит электрод, а высотой — межэлектродное расстояние, можно определить, полагая теплоемкость $C_V = f(t^\circ)$, как

$$t^\circ(t) = 18^\circ + \frac{\int_0^t I(t) \cdot U(t) \cdot dt}{C_V \cdot V}, \quad (34-1)$$

Для прямоугольного импульса напряжения, действующего на электролит, с учетом (28-1)

$$t^\circ(t) = 18^\circ + \xi \int_0^t \lambda(t) \cdot dt; \quad (35-1)$$

где $\xi = \frac{U^2 \cdot C}{C_V \cdot V \cdot \gamma \cdot R_{н.в}} = f(t^\circ)$, C — концентрация раствора.

Вводя подстановку $Z = \int_0^t \lambda(t) \cdot dt$, имеем нелинейное дифференциальное уравнение первого порядка с постоянными коэффициентами:

$$\frac{dZ}{dt} = \lambda_0 + \alpha Z + \beta Z^2,$$

вид решения которого определяется знаком $\Delta = 4\lambda_0\beta - \alpha^2$. Анализ показал, что во всех интересующих нас случаях $\alpha^2 > 4\lambda_0\beta$ и справедливо

$$t^\circ(t) = 18^\circ + \frac{\xi (V \sqrt{-\Delta} - \alpha)}{2\beta} \{ \exp [V \sqrt{-\Delta} (t - t_{т.в})] \} \times \\ \times \{ 1 - \exp [V \sqrt{-\Delta} (t - t_{т.в})] \}^{-2}, \quad (36-1)$$

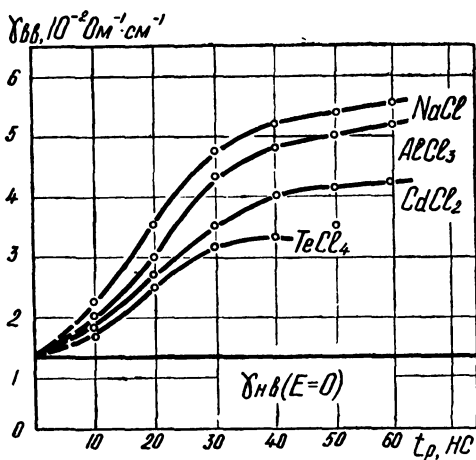
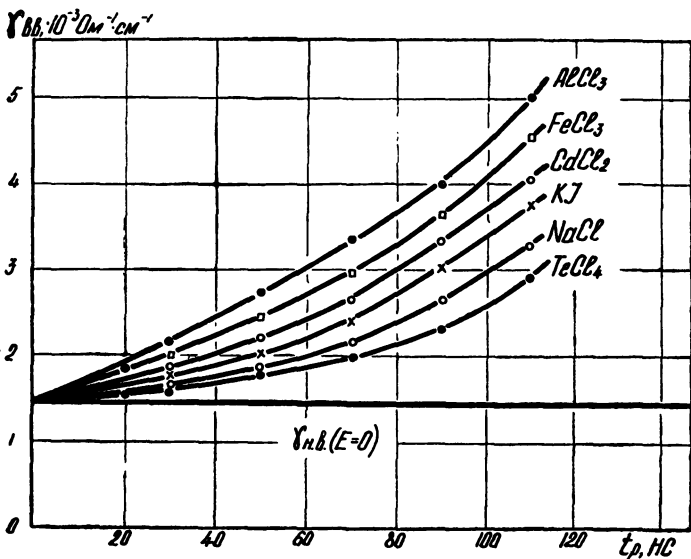


Рис. 6-1. Изменение во времени высоковольтной проводимости γ в в. водных электролитах:

а — $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$,
 $E = 0,98 \text{ МВ/см}$;

б — $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$,
 $E = 1,23 \text{ МВ/см}$

$$\gamma(t) = \frac{-\Delta \cdot c \cdot 10^{-3}}{\beta} \cdot \exp[\sqrt{-\Delta}(t-t_{\text{т.в}})] \times$$

$$\{ \times [1 - \exp[\sqrt{-\Delta}(t-t_{\text{т.в}})]]^{-2}, \quad (37-1)$$

где $t_{\text{т.в}}$ — время до теплового взрыва, определяемое из начальных условий: $t=0, Z=0$ как

$$t_{\text{т.в}} = \frac{1}{\sqrt{-\Delta}} \ln \frac{\alpha - \sqrt{-\Delta}}{\alpha + \sqrt{-\Delta}}. \quad (38-1)$$

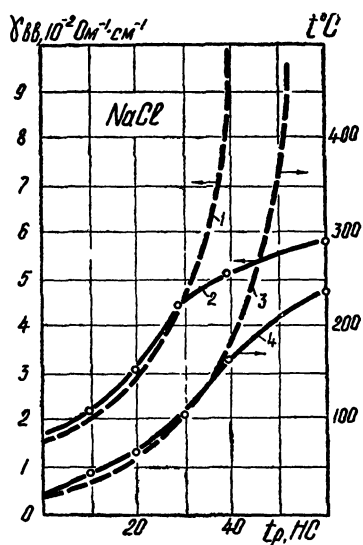
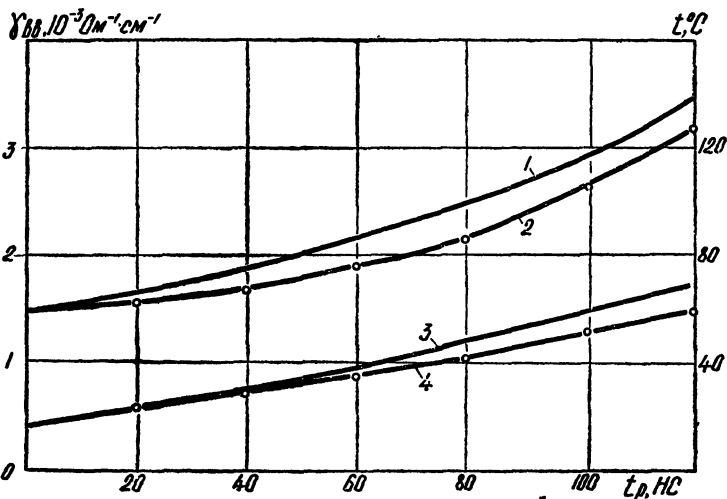


Рис. 7-1. Расчетные 1, 3 и экспериментальные 2, 4 зависимости высоковольтной проводимости $\gamma_{в.в.}$ и температуры t° раствора от времени приложения напряжения:

- а — $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$,
 $E = 1,23 \text{ МВ/см}$;
 б — $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$,
 $E = 0,94 \text{ МВ/см}$.

На рис. 7-1, а приведены результаты расчетных и экспериментальных оценок $\gamma_{в.в.}$ и t° для раствора NaCl с $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, показывающие их удовлетворительное совпадение во всем интервале t . Наблюдаемые незначительные расхождения обусловлены отклонением формы реальных электродов от плоской, погрешностями в определении объема электролита и конечной (отличной от нуля) длительностью фронта импульса.

Для растворов с $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ при определенном t экспериментальная зависимость $\gamma_{в.в} = f(t)$ проявляет насыщение и существенно отклоняется от расчетной (рис. 7-1, б). Ориентировочные расчеты искажений, вносимых диффузией, конвективной теплоотдачей на электроды и гидродинамическим течением в области межэлектродного пространства, показали, что ни один из названных процессов не позволяет объяснить этот эффект. Наиболее вероятной причиной насыщения кривой $\gamma_{в.в} = f(t)$ является образование на электродах и в промежутке газопаровой фазы (см. § 1-II; 2-V).

В приведенных расчетах коэффициенты $\beta_1, \beta_2, \lambda_\infty, \sqrt{C}, \alpha_{03}, \alpha_{01}$ и др., входящие в уравнения для определения электропроводности и температуры, для растворов NaCl и $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ и $1,4 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ рассчитаны как с учетом, так и без учета эффекта Вина. Установлено, что для 1-1-электролитов рост проводимости в полях $0,1 \div 1 \text{ МВ/см}$ обусловлен в основном увеличением подвижности ионов с повышением температуры. При этом эффект Вина оказывает незначительное влияние на подвижность носителей зарядов. При $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ это связано с малым временем релаксации ионных атмосфер ($\sim (1 \div 4) \cdot 10^{-10} \text{ с}$). Даже поля с $E \sim 1 \text{ МВ/см}$ для таких растворов можно полагать «слабыми», т. е. такими, при которых заметно не уменьшается релаксационное и электрофоретическое торможение. При $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ время релаксации существенно выше ($\sim (2 \div 4) \cdot 10^{-9} \text{ с}$). Однако коэффициент электропроводности таких растворов близок к 1 и абсолютная доля эффекта Вина в общем росте электропроводности в поле также мала. Для водных растворов сильных электролитов типа 2-1, 3-1, 4-1 коэффициент электропроводности при $\gamma = 10^{-2} \div 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ существенно меньше 1, что не позволяет пренебрегать для таких электролитов эффектом Вина в области исследованных нами концентраций и полей.

Аналитическое решение с оценкой влияния эффекта Вина в концентрированных растворах с валентностью ионов $Z > 2$ не имеет смысла, так как степень теоретических приближений для этих растворов не позволяет дать однозначный ответ. Поэтому была проведена обработка экспериментальных данных и анализ зависимости $\gamma_{в.в} = f(E)$ для растворов различных солей. На рис. 8-1 приведена диаграмма изменения $\gamma_{в.в}$ для десяти электролитов с $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ (цифры — значения $\gamma_{в.в}$ в $\text{Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$), а на рис. 9-1 — зависимость $\gamma_{в.в}$ от E для пяти электролитов с $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ при $t = 60 \text{ нс}$. Этот анализ, подробно изложенный в [130], а также приведенные выше результаты измерений и расчетов показывают, что в электролитах с $C > 0,1 \text{ Н}$ нелинейный рост тока обусловлен повышением температуры с ростом экспозиции напряжения и E и для каждого раствора определяется законом роста подвижностей ионов растворенных солей с повышением t° , а

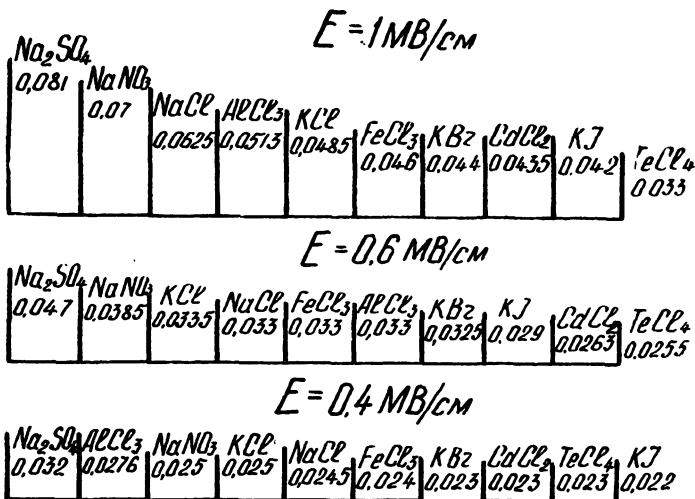


Рис. 8-1. Диаграмма изменения $\gamma_{\text{в}}$ в десяти электролитах с $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ (цифры — значения $\gamma_{\text{в}}$ в $\text{Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$)

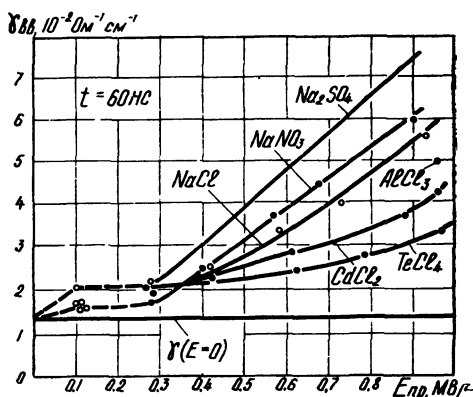


Рис. 9-1. Зависимость $\gamma_{\text{в}}$ от E для электролитов с $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ ($t = 60 \text{ нс}$)

при определенных условиях еще и образованием газовой фазы на электродах и в объеме. Высоковольтное поведение ряда электролитов (например, CdCl_2 , TeCl_4) может в значительной мере определяться характерными для них отклонениями от теоретического (идеального) сильного электролита (неполная степень диссоциации, образование гидроксидов и сложных ионов и др.). При $0,01 \text{ Н} < C < 0,1 \text{ Н}$ нелинейный рост тока в сильных полях определяется сочетанием эффекта Вина и роста температуры растворов.

При этом растворы солей с большей валентностью, как правило, обнаруживают больший рост $\gamma_{\text{в}}$, так как в отсутствие поля взаимное торможение ионов у них велико. При $0,0001 \text{ Н} < C < 0,01 \text{ Н}$ нелинейный рост тока в полях вплоть до 10^6 В/см при $t < 10^{-6} \text{ с}$ практически целиком определяется эффектом Вина и с высокой точностью может быть рассчитан по теории Онзагера.

Для очищенной воды, когда $C < 0,0001N$, $\gamma \leq 10^{-5} \div 10^{-6}$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$, изменение проводимости от E , T° и t в основном определяется γ_2 и γ_3 (24-1). Изменение собственной проводимости воды γ_2 от E в статическом режиме ($t \rightarrow \infty$) описывается уравнением Пламли (7-1), которое удовлетворительно согласуется с результатами измерений при $t > 3 \cdot 10^{-5}$ с вплоть до $E \approx 10^6$ В/см [177].

При изучении влияния тока проводимости и связанных с ним эффектов (разогрев, электролиз) на импульсный пробой жидкостей важным является вопрос о зависимости электропроводности от длительности воздействия поля на данный объем жидкости.

Кинетическое уравнение диссоциации воды в сильном электрическом поле запишем в виде

$$\frac{dn_+}{dt} = K_D \cdot n_{H_2O} - k_R \cdot n_+ \cdot n_-, \quad (39-1)$$

где n_{H_2O} , n_+ и n_- — соответственно концентрация нейтральных молекул, ионов гидроксония и гидроксила, 1/см 3 ; K_D и K_R — константы скорости диссоциации и рекомбинации; причем

$$n_+ \cdot n_- = \frac{k_D}{k_R} \cdot n_{H_2O} = K \cdot n_{H_2O}, \quad (40-1)$$

где $K_{n_{H_2O}}$ — константа диссоционного равновесия для воды. В принятых нами обозначениях $K \cdot n_{H_2O}$ согласно [252] можно записать как

$$kn_{H_2O} = 3,6 \cdot 10^{41} \cdot \exp\left(-\frac{9,66 \cdot 10^3}{T} + \frac{\sqrt{E}}{T}\right), \quad [cm^{-3}], \quad (41-1)$$

где E — [В/см], T — [°К]. Константу скорости рекомбинации согласно [65] определим как

$$k_R = \pi r_0^2 \bar{V}_T = \frac{\pi \cdot 4 \cdot e^4}{9 \cdot \epsilon^2 \cdot k^2 \cdot T^2} \cdot \sqrt{\frac{8}{\pi} \cdot \frac{kT}{M_{H_2O}}} \approx 3,88 \cdot 10^{-10} [cm^3/c]. \quad (42-1)$$

Из (40-1, 41-1 и 42-1) определим $k_D n_{H_2O}$

$$k_D \cdot n_{H_2O} = k_R \cdot k \cdot n_{H_2O}. \quad (43-1)$$

Решая (39-1) при условии, что E и T не зависят от времени и $n_+ = n_-$, получим

$$\begin{aligned} n_+ &= \sqrt{kn_{H_2O} \cdot th} \sqrt{kn_{H_2O} \cdot k_R \cdot t} = \\ &= \sqrt{kn_{H_2O} \cdot that}. \end{aligned} \quad (44-1)$$

Определим время установления нового диссоционного равновесия τ , принимая его равным $3\tau_0$ и учитывая, что при $at \gg \gg 1$ $that \cong 1 - e^{-2at} = 1 - t^{-\tau_0}$.

$$\tau_0 = \frac{1}{2a} = \frac{1}{2\sqrt{kn_{H_2O} \cdot k_R}} = 2,15 \cdot 10^{-5} \cdot e^{\frac{-0,5\sqrt{E}}{T}}$$

Для наглядности в табл. 5 представлена зависимость τ_0 от E при $T=300^\circ K$ и новые установившиеся значения n_+ и γ_2 .

Таблица 5

$E, \text{В/см}$	0	10^6	$1 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^7$	10^8
$\tau_0, \text{С}$	$3,45 \cdot 10^{-5}$	$1,21 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{-7}$	$3,72 \cdot 10^{-9}$	$1,7 \cdot 10^{-9}$	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$3,63 \cdot 10^{-12}$
$n_+, \text{см}^{-3}$	$6 \cdot 10^{13}$	$3,18 \cdot 10^{14}$	$1,2 \cdot 10^{16}$	$1,07 \cdot 10^{17}$	$2,4 \cdot 10^{18}$	$2,5 \cdot 10^{19}$	$1,07 \cdot 10^{21}$
$\tau, \text{Ом}^{-1} \times \text{см}^{-1}$	$0,54 \cdot 10^{-7}$	$4,93 \cdot 10^{-7}$	$1,09 \cdot 10^{-5}$	$0,97 \cdot 10^{-4}$	$0,19 \cdot 10^{-3}$	$2,28 \cdot 10^{-2}$	0,98

Данные табл. 5 показывают, что при высоких напряженностях поля собственная проводимость воды может превосходить наведенную проводимость, если время воздействия поля превосходит $\tau(E)$. Это повышение γ может привести к тепловому и электролизному газообразованию даже при воздействии коротких импульсов напряжения. Несмотря на то, что напряженности полей, определяемые разностью потенциалов и геометрией разрядного промежутка, даже в области наносекундных длительностей импульсов не превосходят нескольких мегавольт на сантиметр, локальные поля вблизи микроострий на электродах и вблизи головки канала разряда могут достигать величин, указанных в табл. 5 (см. § 2-I, 4-III). Эти данные будут использованы в § 2-V при анализе процессов в зоне ионизации развивающегося разрядного канала.

ГЛАВА II

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ НА СТАДИИ ЗАЖИГАНИЯ РАЗРЯДА

§ 1-II. ПРЕДРАЗРЯДНОЕ ПАРО- И ГАЗООБРАЗОВАНИЕ В ЖИДКОСТИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НАПРЯЖЕНИЯ

Вопрос о возможности образования газа в жидкости при кратковременном воздействии напряжения и его роли в иницировании и развитии разряда является одним из принципиальных в физике импульсного пробоя жидкостей. При постоянном и переменном напряжениях решающая роль газа в

пробое недегазированных жидкостей доказана и подробно рассмотрена в ряде экспериментальных и теоретических работ [35, 120, 132]. Также не вызывает сомнения важная роль газа, образующегося в результате вскипания и электролиза, при пробое жидкостей с высокой электропроводностью ($\gamma > 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$) при длительности воздействия напряжения $> 10 \div 20$ мкс, когда канал разряда продвигается с дозвуковыми скоростями [266, 213, 106, 141, 86, 93, 34]. При меньших γ и t образование паро-газовой фазы в предпробивной период кажется маловероятным. Однако некоторые результаты исследований импульсного пробоя жидкостей указывают на возможность образования и влияния на пробой газовой фазы и при этих условиях. К таким результатам можно отнести следующие.

1. Электрическая прочность как недегазированных [69], так и дегазированных [217, 227, 7, 218] жидкостей увеличивается с ростом гидростатического давления. Согласно [218] это увеличение наблюдается лишь при скорости увеличения напряженности поля менее $4 \frac{\text{кВ/см}}{\text{мкс}}$, а по данным [69] — при длительности импульса более 10^{-6} с.

2. При увеличении температуры $E_{\text{пр}}$ уменьшается [217, 69, 186, 201].

3. Согласно [280] при E , близких $E_{\text{пр}}$, даже в тщательно очищенных изолирующих жидкостях плотность введенной энергии вблизи микровыступов на электродах достигает $10^2 \frac{\text{Вт} \cdot \text{с}}{\text{см}^3}$, что может привести к локальному вскипанию жидкости за несколько микросекунд.

4. Методом скоростной теневой съемки установлено образование локальных оптических неоднородностей в промежутке, в ряде случаев неотжествимых с плазмой [17, 181, 244, 204, 222, 195, 180]. Имеются данные, приводящие и к прямо противоположным выводам.

1. При кратковременных импульсах напряжения $E_{\text{пр}}$ не зависит от P и t° (вплоть до t° кип.) [218, 69, 178].

2. Электрическая прочность жидкостей не зависит от содержания в них газа. Наличие в жидкости кислорода или воздуха даже повышает $E_{\text{пр}}$ [193, 263] и др.

3. Излучение света из технически чистых жидкостей в сильных полях не зависит от P . Это показывает, что микропузыри газа, если таковые и имеются в жидкости, не оказывают решающего влияния на развитие ионизации [187].

Таким образом, каждая из двух противоположных точек зрения имеет свой набор экспериментальных доказательств, не позволяющих, однако, сделать однозначный вывод. Многие закономерности, характеризующие электрическую прочность жидкостей и привлекаемые в качестве косвенных доказа-

тельств участия или, напротив, неучастия газообразования в развитии разряда, могут быть объяснены и без привлечения этого процесса. Факт образования оптической неоднородности в промежутке также нельзя отождествлять с возникновением газа, если это не подтверждено дополнительными доказательствами. Образование таких неоднородностей может быть связано с локальным изменением коэффициента преломления света вследствие повышения плотности среды под действием электрострикционных сил, уменьшения плотности жидкости из-за ее нагревания. В связи с этим вопрос о роли газообразования в импульсном пробое жидкостей может быть решен при комплексных исследованиях, включающих накопление прямых и косвенных экспериментальных доказательств при сопоставимых условиях опыта и их теоретический анализ.

В исследованиях, проведенных автором и его сотрудниками, для решения этого вопроса выполнены:

- 1) измерения импульсных предпробивных токов (§ 5-I);
- 2) расчет изменения в течение воздействия импульса температуры жидкости (§ 5-I);
- 3) расчет изменения во времени собственной электропроводности воды при высоких напряженностях поля (§ 5-I);
- 4) оптические исследования явлений в разрядном промежутке на стадиях, предшествующих развитию разряда (§ 1-II);
- 5) оценка электролизного газообразования (§ 1-II, 2-V);
- 6) расчет вероятности спонтанного парообразования в жидкости за время t при данной температуре t° (§1-II);
- 7) исследование закономерностей, характеризующих электрическую прочность жидкостей и критичных к механизму пробоя (§ 1-V);
- 8) предпринята попытка расчетного определения граничных условий реализации ионизационного (собственно электрического) пробоя жидкостей (§ 2-V).

Эти исследования условно можно разделить на две части. В первой части (§ 5-I, 1-II) рассмотрение ведется относительно усредненных по межэлектродному объему жидкости напряженностей поля, плотностей тока, электропроводностей.

Во второй части (гл. V) на основании результатов исследования пространственно-временной структуры разряда (гл. III, IV) процессы газообразования рассматриваются с учетом локальных полей, создаваемых вблизи головки развивающегося разрядного канала.

Основной объем исследований роли газообразования в зажигании и развитии импульсного разряда выполнен для воды и водных электролитов. Этот выбор обусловлен несколькими причинами: 1) вода и водные электролиты находят все более широкое применение как изолирующая и рабочая среда в высоковольтной импульсной технике, и поэтому выяснение природы их пробоя представляет большой практический инте-

рес; 2) эти жидкости обладают повышенной проводимостью по сравнению с диэлектрическими жидкостями (на 6÷12 порядков), и поэтому предразрядное газообразование при импульсных напряжениях для них является более вероятным, чем для диэлектрических жидкостей; 3) для воды и водных электролитов в литературе имеются более полные сведения о физических параметрах, необходимых для соответствующих теоретических расчетов.

Экспериментально исследовано предпробивное газообразование в водных растворах NaCl ($\gamma=10^{-2}\div 10^{-4}$ Ом⁻¹см⁻¹), очищенной воде ($\gamma=10^{-6}\div 10^{-5}$ Ом⁻¹см⁻¹) и химически чистом н-гексане [153]. Жидкость и электроды дегазации не подвергались. Расстояние между полусферическими стальными электродами диаметром 0,2 см составляло $(1,6\div 3,6)\times 10^{-2}$ см. Неоднородное поле образовано молибденовой иглой с радиусом вершины $2\cdot 10^{-4}$ см и полусферой диаметром 0,2 см. Генератор обеспечивал прямоугольный импульс без отражений амплитудой $3\div 25$ кВ с фронтом 10 нс и длительностью 0,67 мкс и 1,85 мкс (табл. 20, № 3). Скоростное фотографирование явлений в межэлектродном промежутке проводилось теневым методом в режиме лупы времени с помощью СФР-2М, оптически сопряженного с микроскопом установки МКУ-1 (табл. 21, № 5). Минимальный размер регистрируемой оптической неоднородности составляет 10^{-3} см. В отдельных экспериментах применялся усилитель света У-72М.

В зависимости от сочетания электропроводности жидкости, напряженности и конфигурации электрического поля и длительности импульса наблюдались три различных комплекса предпробивных явлений.

Для электролитов с $\gamma=10^{-2}\div 10^{-3}$ Ом⁻¹см⁻¹ при $\tau_n=0,67$ мкс и 1,85 мкс и $E\approx(0,8\div 0,9)E_{пр}$ наблюдается образование оптических неоднородностей в виде пленок и пузырьков на электродах, которые перерождаются за время действия импульса в газовый пузырь, перемыкающий электроды и расширяющийся со временем (после окончания импульса) до размеров, превосходящих поле зрения оптической системы. При уменьшении E до $0,5E_{пр}$ газовые образования фиксируются лишь через ~ 1 мкс (t_n) после окончания импульса.

Для электролита с $\gamma=10^{-4}$ Ом⁻¹см⁻¹, дистиллированной воды и н-гексана не было установлено образование газа в однородном поле во время действия импульса напряжения. Образование газа наблюдается через 0,15 мкс после окончания импульса при $E > (0,7\div 0,9)E_{пр}$ (рис. 1-II). Время t_n и минимальная напряженность, при которой они фиксируются, уменьшаются с ростом электропроводности жидкости. В электролите с $\gamma=10^{-4}$ Ом⁻¹см⁻¹ и дистиллированной воде образование газа наблюдается на катоде и аноде в виде несколь-

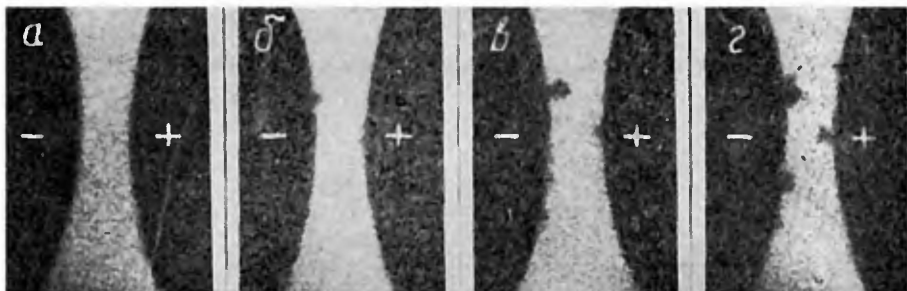


Рис. 1-II. Картина развития газовых образований в дистиллированной воде с $\gamma=10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ в промежутке сфера—сфера длиной $2,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $\tau_u=1,85 \text{ мкс}$, $E=0,83 \text{ МВ/см}$:

a — $t = 0 \text{ мкс}$; *б* — $t = 2 \text{ мкс}$; *в* — $t = 2,4 \text{ мкс}$; *г* — $t = 3,6 \text{ мкс}$

ких пузырей, которые в дальнейшем могут сливаться в один. При $\tau_u=1,85 \text{ мкс}$ возникновение пузырей на катоде и аноде фиксируется практически одновременно. При $t=0,67 \text{ мкс}$ пузыри на катоде фиксируются на $0,4 \div 0,8 \text{ мкс}$ раньше, чем на аноде. Причем объем газа на катоде несколько превосходит объем газа на аноде. В гексане образование газа наблюдается только на катоде в виде единичных пузырей. Они возникают при $E \geq 0,97 E_{\text{пр}}$ ($E_{\text{пр}} = 1 \text{ МВ/см}$) через время $t_n = 0,15 \text{ мкс}$.

Рост газовых пузырей в данных жидкостях происходит в течение $1 \div 5 \text{ мкс}$, затем их размер уменьшается, и они, не покидая разрядного промежутка, исчезают спустя $1 \div 24 \text{ мкс}$. Газ на аноде исчезает раньше, чем на катоде.

В поле электродов игла — плоскость даже в н-гексане и дистиллированной воде ($\gamma=1,5 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$) образование газа наблюдается в течение воздействия импульса напряжения (рис. 2-II) в виде многочисленных пузырьков газа, создающих древовидную структуру вблизи иглы. При отсутствии пробоя эта структура со временем преобразуется в газовый пузырь, перемикающий электроды.

Возникновение на электродах оптических неоднородностей во время действия импульса напряжения при $\gamma=10^{-2} \div 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, перерождающихся за время $\sim 0,8 \text{ мкс}$ в газовый пузырь, может быть истолковано как тепловой взрыв (спонтанное парообразование), обусловленный перегревом жидкости токами проводимости. Расчет температуры электролита по уравнению (34-I), без учета усиления поля на микрон неоднородностях поверхности электродов, показывает, что к моменту появления неоднородности она достигает 116° C (при $\gamma=10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$) и 135° C (при $\gamma=10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$), а к моменту пробоя — 205° C соответственно (табл. 6).

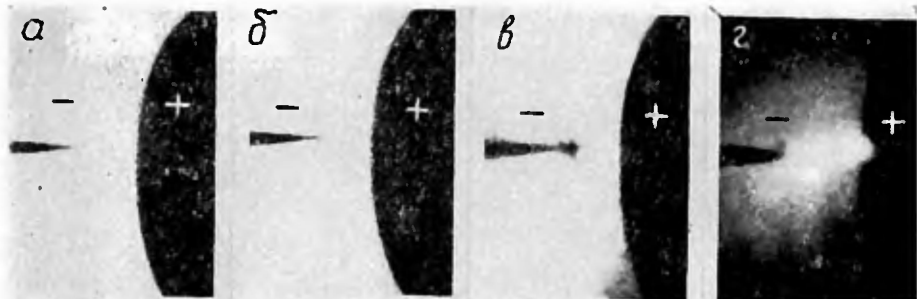


Рис. 2-II. Картина предпробивных явлений в н-гексане в промежутке — острие + полусфера длиной $2,4 \cdot 10^{-2}$ см, $\tau_{ц} = 1,85$ мкс, $U = 21,6$ кВ:
 а— $t=0$ мкс; б— $t=0,4$ мкс; в— $t=0,8$ мкс; г— $t=1,2$ мкс

Таблица 6

$\gamma, \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}
$E, \text{ МВ/см}$	0,19	0,45	0,71	0,83
$d, \text{ мм}$	0,36	0,36	0,22	0,22
$V_{\text{экс т.}} \text{ см}^3$	$> 6,4 \cdot 10^{-4}$	$> 6,4 \cdot 10^{-4}$	$3,3 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-7}$
$V_{\text{расч.}} \text{ см}^3$	$8,0 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-7}$
$T_{t=tn}, \text{ }^\circ\text{C}$	116	135		
$T_{t=1,6 \text{ мкс.}} \text{ }^\circ\text{C}$	205	182	44	21

Полученные величины $T_{t=tn}^0$ близки к приведенным в § 5-I для температуры, соответствующей расхождению расчетных и экспериментальных зависимостей $\gamma_{в.в} = f(t)$.

Рассчитаем температуру, при которой вероятность образования газового пузыря за время действия импульса в данном объеме жидкости близка к 1.

Примем следующие допущения:

- 1) жидкость однородна, т. е. не содержит макропримесей;
- 2) температуру кипения, коэффициент поверхностного натяжения, теплоту парообразования жидкости примем равными таковым для воды;
- 3) пузырь имеет сферическую форму при наличии электрического поля.

Под спонтанным парообразованием понимается процесс образования зародышей паровой фазы в перегретой жидкости, имеющий флуктуационный характер. Необходимы достаточно большие размеры пузыря, чтобы скомпенсировать энергетически невыгодный эффект образования поверхности раздела между жидкостью и паром. Существует минимальный критический размер зародыша, находящегося в неустойчивом равновесии с перегретой жидкостью, так как при размерах

зародыша, больших или меньших критического размера, устойчива та или другая фаза. Вероятность W флуктуационного образования критического зародыша пара пропорциональна

$$\exp\left(-\frac{A_{\min}}{kT}\right),$$

где A_{\min} — работа, необходимая для его образования.

Согласно [94] для образования пузыря пара в слабо перегретой жидкости необходимо затратить работу

$$A_{\min} = \frac{16 \pi \sigma^3 (v')^2}{3 (v - v')^2 (\delta P)^2} = \frac{4 \pi \sigma}{3} r_{\text{кр}}^2, \quad (1-2)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости при температуре $T^\circ\text{K}$, $\frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2}$, V' и V — молекулярные объемы пара и жидкости соответственно, см^3 , δP — степень метастабильности жидкости; $r_{\text{кр}}$ — радиус критического зародыша, см.

Степень метастабильности δP можно определить разностью температуры T метастабильной фазы, в равновесии с которой находится критический зародыш, и температуры T_0 равновесия обеих фаз при плоской поверхности раздела (температура кипения при нормальном давлении). Согласно формуле Клаузиуса-Клайперона δT и δP связаны соотношением:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{1}{T} \frac{q}{v' - v}, \quad (2-2)$$

где q — молекулярная теплота парообразования при температуре T , $\text{Эрг}/\text{молекулу}$.

Помня, что молекулярный объем пара больше молекулярного объема жидкости ($V' \gg V$), и считая пар идеальным газом $V' = \frac{kT}{P}$, имеем

$$\frac{dP}{d(kT)} = \frac{P \cdot q}{(kT)^2}. \quad (3-2)$$

Проинтегрировав (3-2), считая $q = q(T_0) = \text{const}$, найдем связь между δP и δT .

$$P = P_0 \exp \left[q \left(\frac{1}{kT_0} - \frac{1}{kT} \right) \right], \quad (4-2)$$

$$\delta P = P - P_0 = P_0 \left[\left(\exp \frac{q \delta T}{kT_0 T} \right) - 1 \right]. \quad (5-2)$$

Подставив выражение для δP из (5-2) в (1-2), получим энергию образования пузыря пара в перегретой жидкости

$$A_{\min} = \frac{16 \pi \sigma^3}{3 \rho_0^2 \left[\left(\exp \frac{q \delta T}{k T_0 \cdot T} \right) - 1 \right]^2}$$

Следует учесть, что в (1-2) $\sigma = f(T)$ по закону

$$\sigma = 125 \ln \frac{T_k}{T}; \quad \frac{\partial \rho}{\partial T}, \quad (7-2)$$

где T_k — критическая температура жидкости.

Выше определен экспоненциальный член в выражении для вероятности спонтанного образования зародыша критического радиуса. Точного выражения для предэкспоненциального множителя для вероятности спонтанного парообразования не существует, поэтому, следуя [64], возьмем следующее выражение:

$$B = \frac{4}{3 \pi r_{кр}^3 \tau_0}, \quad (8-2)$$

где $r_{кр}$ — радиус критического зародыша, см; τ_0 — время его роста до критического размера, с.

Время τ_0 согласно [126] можно определить по формуле

$$\tau_0 = \frac{r_{кр}^2}{4\kappa}, \quad (9-2)$$

где κ — температуропроводность жидкости, $\text{см}^2/\text{с}$.

Вероятность образования зародыша пара критического радиуса в перегретой жидкости в единице объема за 1 с будет иметь вид

$$W = \frac{3\kappa}{\pi r_{кр}^5} \exp \left(- \frac{4}{3} \frac{\pi \sigma \cdot r_{кр}^2}{kT} \right). \quad (10-2)$$

Из (1-2) и (6-2) определим

$$r_{кр} = \frac{2\sigma}{\rho_0 \left[\left(\exp \frac{q \delta T}{k T_0 \cdot T} \right) - 1 \right]}. \quad (11-2)$$

Определим вероятность образования зародыша пара критического радиуса для разных степеней перегрева при следующих данных [91]: $q = 6,75 \cdot 10^{-13}$ Эрг/молекулу, $T_0 = 373^\circ \text{K}$, $P = 10^6$ Эрг/см³, $T_k = 647,1^\circ \text{K}$, $\kappa = 1,63 \cdot 10^{-3}$ см²/с.

Данные расчета показывают, что предэкспоненциальный множитель дает очень малый вклад в вероятность спонтанного парообразования и поэтому ошибка, вносимая некоторым произволом в выборе предэкспоненциального члена (10-2), также мала.

Таблица 7

	$\delta, \text{T}^\circ\text{C}$					
	50	100	150	180	200	220
$\sigma, \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2}$	53,2	39,4	27	19,6	15,3	10,8
$r_{\text{кр}}, \text{см}$	$2,86 \cdot 10^{-5}$	$5,25 \cdot 10^{-6}$	$1,29 \cdot 10^{-6}$	$5,61 \cdot 10^{-7}$	$3,1 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-7}$
$A_{\text{min}}, \text{Эрг}$	$1,82 \cdot 10^{-7}$	$4,56 \cdot 10^{-9}$	$1,9 \cdot 10^{-10}$	$2,6 \cdot 10^{-11}$	$6,16 \cdot 10^{-12}$	$1,31 \cdot 10^{-12}$
$\frac{A_{\text{min}}}{\text{кТ}}$	$3,1 \cdot 10^6$	10^4	$2,63 \cdot 10^3$	$3,42 \cdot 10^2$	78	16
$W, \frac{1}{\text{см}^3 \cdot \text{с}}$	$10-1,35 \cdot 10^6$	$10-3,02 \cdot 10^4$	$10-1,1 \cdot 10^3$	10-110	0,54	10^{28}

Как видно из таблицы, спонтанное парообразование проявляется лишь при температурах, близких к 300°C .

В [94] показано, что все формулы для спонтанного парообразования в объеме применимы и для парообразования на поверхности, если в последних заменить σ на $\sigma_{\text{эфф}}$ и в предэкспоненциальном множителе вместо $\frac{4}{3} \pi r_{\text{кр}}^3$ записать $4\pi r_{\text{кр}}^2$; $\sigma_{\text{эфф}}$ полностью определяется значением краевого угла на границе между поверхностью жидкости и поверхностью твердого тела.

$$\sigma_{\text{эфф}} = \sigma \left(\frac{1 + \cos\theta}{2} \right)^{2/3} \cdot (2 - \cos\theta)^{1/3}. \quad (12-2)$$

При неполном смачивании жидкостью поверхности твердого тела $\sigma_{\text{эфф}}$ меньше и парообразование должно происходить в основном на электродах. Стальные обезжиренные электроды хорошо смачиваются водой, водными электролитами и большинством органических жидкостей; краевой угол при этом не превосходит 90° . При $\theta = 90^\circ$ $\sigma_{\text{эфф}} = \sqrt{\frac{1}{2}} \sigma$, в результате чего A_{min} уменьшается в 2 раза, а температура спонтанного парообразования для рассматриваемого нами случая уменьшается на 20°C .

Кроме того, преимущественное газообразование на электродах обусловлено локальным усилением полей ($10 \div 10^4$, [116, 229]) и электролизом.

Для оценки вклада электролиза в газообразование определен объем газа к моменту прекращения роста газового пузыря по регистрограммам и результаты сопоставлены (см.

табл. 6) с данными приближенных расчетов электролизного газообразования по уравнению:

$$V = 2 \frac{22,4 \cdot I \cdot t \cdot 10^3}{e N_A}, \text{ см}^3, \quad (13-2)$$

где I — предпробивной ток по экспериментальным данным, А; t — длительность импульса, с; e — заряд электрона; N_A — число Авогадро.

Ввиду малости объема мономолекулярный слой адсорбированного поверхностью электродов газа не учитывался.

Из сопоставления следует, что при больших электропроводностях экспериментальные значения существенно превосходят расчетные. При $\gamma = 10^{-5} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ расчетные и экспериментальные данные удовлетворительно совпадают.

Наиболее вероятным механизмом образования газа на катоде в гексане является разложение жидкости вследствие бомбардировки ее молекул эмиттированными с катода электронами и ионизации. В электродной системе острие — плоскость, когда острие является анодом, образование газа связано с разложением жидкости под действием ионизации. Это подтверждается экспериментами, показывающими, что область оптической неоднородности вблизи остриевых электродов излучает свечение, регистрируемое электронно-оптическим усилителем.

Более высокие значения температуры спонтанного парообразования в объеме жидкости и на электродах по сравнению с рассчитанными по результатам измерений энерговыделения в жидкости показывают важную роль локальных усилений поля на неоднородностях поверхности электродов. Анализ процессов с учетом локальных усилений поля дан в § 2-V.

§ 2-II. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ В ПРОМЕЖУТКЕ И ЗАЖИГАНИЕ РАЗРЯДА

Как показано в § 1-II, в зависимости от условий эксперимента и свойств жидкости зажигание импульсного разряда может быть обусловлено ионизацией либо в предварительно образующихся газо-паровых полостях на электродах, либо в самой жидкости (электрический механизм пробоя). Граничные условия пробоя, при которых зажиганию разряда предшествует газообразование, определенные на основании данных § 5-I, 1-II, 1-V, 2-V, приведены в § 2-V.

Исследования [155] показывают, что в первом случае в условиях однородного поля разряд зажигается на том электроде, на котором газообразование идет наиболее интенсивно. Запаздывание зажигания разряда при этом в основном определяется образованием на электроде газового пузыря (или

пленки) и ростом его до некоторого критического размера [1]. Ионизация и сопровождающее ее свечение занимают весь объем газового образования, т. е., как и газовые образования, они могут быть либо локализованными, либо охватывающими значительную часть поверхности электрода (рис. 3-II). (Закономерности развития разряда в этих условиях обсуждаются в § 1-V и 2-V). Факт зажигания разряда в однородном поле на катоде отмечен в [265]. И также объясняется преимущественным газообразованием вблизи катода.

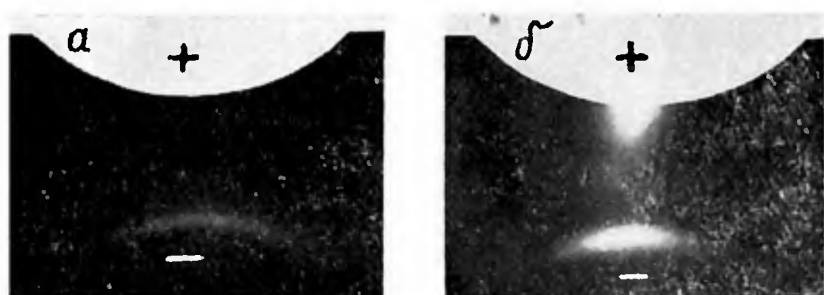


Рис. 3-II. Картина наносекундного пробоя водного раствора NaCl с $\gamma = 6 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ в однородном поле в условиях интенсивного предразрядного газообразования ($d = 0,1 \text{ см}$). Время разряда 50 нс, время от начала подъема напряжения до окончания экспонирования ЭОП равно 40 нс (а) и 48 нс (б)

При электрическом механизме пробоя зажигание разряда следует связывать с процессами в самой жидкости и на границе металл — жидкость. Поскольку работа выхода электронов из металла в жидкость существенно меньше энергии ионизации жидкости (§ 3-I), при напряженностях поля много меньше пробивной, в жидкость инжeksiруются электроны. Малая подвижность отрицательных носителей зарядов в жидкостях (исключая сверхчистые сжиженные газы) даже при $E \approx 1-2 \text{ МВ/см}$ означает, что эти электроны захватываются молекулами жидкости и примесей (§ 1-I). Образующиеся при этом малоподвижные отрицательные частицы не могут вызвать ударную ионизацию, о чем свидетельствуют также малые значения αd , найденные экспериментально (§ 4-I). Более того, сформированный ими отрицательный объемный заряд должен уменьшать напряженность поля в прикатодной области и затруднять зажигание разряда на катоде. Следует ожидать, что основные характеристики зажигания разряда — напряженность зажигания U_3 , время запаздывания зажигания — t_3 , место зажигания (катод или анод) — во многом определяются соотношением между полем, задаваемым разностью потенциа-

лов и геометрией промежутка, и полем, созданным отрицательным объемным зарядом.

При малых напряженностях ($<10^4$ — 10^5 В/см) перераспределение поля в промежутке определяется в основном соотношением между подвижностями положительных и отрицательных носителей зарядов. Поскольку подвижность отрицательных носителей заряда больше, чем положительных, а изменение плотности заряда пропорционально скорости, определяемой как $V = \mu E$, то с ростом E следует ожидать усиления поля у анода. В [273] с помощью зондов исследовано распределение потенциала в бензоле и трансформаторном масле в промежутках от 1 до 4 см при напряжении $20 \div 100$ кВ. При $E < 10$ кВ/см распределение поля в промежутке практически не отличается от равномерного. При увеличении E распределение потенциала в промежутке становится асимметричным, причем при $E = 25$ кВ/см поле у анода более чем в 1,5 раза превышает поле у катода. Асимметричность распределения поля усиливается при увеличении промежутка.

Учитывая малые значения работы выхода электронов из металла в жидкость (§ 3-1) и наличие на поверхности даже зеркально полированных электродов геометрических микро-неоднородностей с коэффициентом усиления поля 10 — 10^4 [116, 229], уже при средних полях 10^4 — 10^5 В/см перераспределение поля в основном определяется эмиссией электронов с катода.

Необходимо, однако, отметить, что экспериментальные исследования распределения поля дают неоднозначные результаты. В исследованиях, основанных на использовании эффекта Керра, зачастую отмечается усиление поля у катода либо вообще не обнаруживается изменение распределения поля.

Теоретически перераспределение поля в промежутке с жидкостью рассмотрено в [176, 205]. В [176] решена задача о перераспределении поля для установившегося режима и одномерного случая (плоскопараллельные электроды бесконечной площади, отстоящие друг от друга на расстоянии d). Решение выполнено без учета образования положительных ионов вследствие ионизации.

Уравнение Пуассона для этого случая можно записать в виде

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = - \frac{4\pi\rho}{\epsilon}, \quad (14-2)$$

где φ — потенциал; ϵ — диэлектрическая проницаемость; ρ — плотность объемного заряда, определяемая как

$$\rho = - \frac{j}{\mu \frac{d\varphi}{dx}}$$

При граничных условиях

$$\begin{aligned}\varphi &= 0 \text{ при } x=0, \\ \varphi &= \varphi_0 \text{ при } x=d, \\ -\frac{d\varphi}{dx} &= E_0 \text{ при } x=0\end{aligned}$$

решение (14-2) имеет вид

$$\varphi = \frac{\varepsilon\mu}{12\pi j} \left[\left(\frac{8\pi j x}{\varepsilon\mu} + E_0^2 \right)^{3/2} - E_0^3 \right]. \quad (15-2)$$

При условии полного экранирования катода эмиссионным объемным зарядом поле на катоде E_0 принято равным нулю. Тогда при $x=d$ $E = -\frac{3}{2} \frac{\varphi_0}{d}$, то есть поле у анода в 1,5 раза превышает среднее поле.

В [205] решалась задача о перераспределении поля в системе отрицательное острие — плоскость. Авторам не удалось точно определить постоянную при первом интегрировании. Приближенное решение, полученное с помощью разбивки на три отдельных интеграла и вычисления численным методом на ЭВМ, имеет вид

$$\varphi = \varphi_{\text{вак}} + 98 (R/\varepsilon\mu\beta)^{1/2} \cdot I_0^{1/2}, \quad (16-2)$$

где I_0 — ток, нА; φ — потенциал, В; $\beta\pi$ — телесный угол, в котором происходит накопление объемного заряда; R — расстояние от центра симметрии; $\varphi_{\text{вак}}$ — потенциал электрода с радиусом R , создающий поле $E_{\text{вак}}$, при котором ток автоэлектронной эмиссии в вакуум равен I_0 .

Численные расчеты по уравнению (16-2) трудно осуществимы вследствие неопределенности входящих в него членов.

Допущения, сделанные в [176, 205] при расчете перераспределения поля, придают этим расчетам полукачественный оценочный характер. Однако точный расчет напряженности поля на электродах и в промежутке, который мог бы послужить основой при выводе критерия зажигания разряда, в настоящее время не представляется возможным из-за отсутствия достоверных данных по многим параметрам, необходимым для таких расчетов.

Например, весьма противоречивы данные о подвижности носителей зарядов (§ 1-1); точный расчет E_0 затруднен необходимостью учета микрогеометрии электродов, а также влияния оксидного слоя на поверхности электродов (§ 3-1); связь тока, ограниченного объемным зарядом, с напряжением (или напряженностью), по данным разных авторов, различна. В этих условиях результаты исследования перераспределения поля и оценочных расчетов могут быть использованы для ка-

чественного анализа результатов экспериментального исследования зажигания разряда в жидкости. В частности, данные о перераспределении поля и поведении эмиттированных электронов в жидкости дают основание предполагать преимущественное зажигание разряда на аноде. Причем, поскольку работа выхода электронов из металла в жидкость уменьшается с ростом диэлектрической проницаемости среды (§ 3-1), следует ожидать, что эффект полярности в зажигании разряда наиболее ярко выражен в жидкостях с высокой диэлектрической проницаемостью.

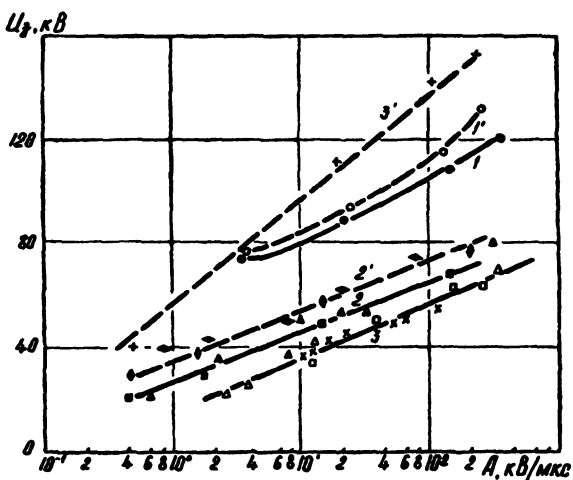


Рис. 4-II. Зависимость напряжения зажигания разряда (U_3) от крутизны косоугольного импульса для трансформаторного масла (1,1'), этилового спирта (2,2') и очищенной воды (3,3') при положительной и отрицательной (пунктир) полярностях импульса. (Радиус вершины острейного электрода $r=200$ мкм)

Экспериментальные результаты подтверждают основные следствия, вытекающие из анализа процессов, предшествующих зажиганию разряда. В [145] установлено, что напряжение зажигания разряда (U_3) с электрода отрицательной полярности выше, чем с электрода положительной полярности (рис. 4-II). Отчетливо проявляется закономерность — при увеличении ϵ жидкости отличие в U_3 для электродов разной полярности возрастает. Если для трансформаторного масла ($\epsilon=2,3$) различие U_3^+ и U_3^- не превосходит 10%, то для этилового спирта ($\epsilon=36$) оно достигает 30%, а для очищенной воды ($\epsilon=80$) — 250%. В разрядных промежутках с однородным полем эффект полярности проявляется в том, что разряд зажигается с анода [7, 155]. Более того, даже в электродной системе острый катод — плоский анод в опреде-

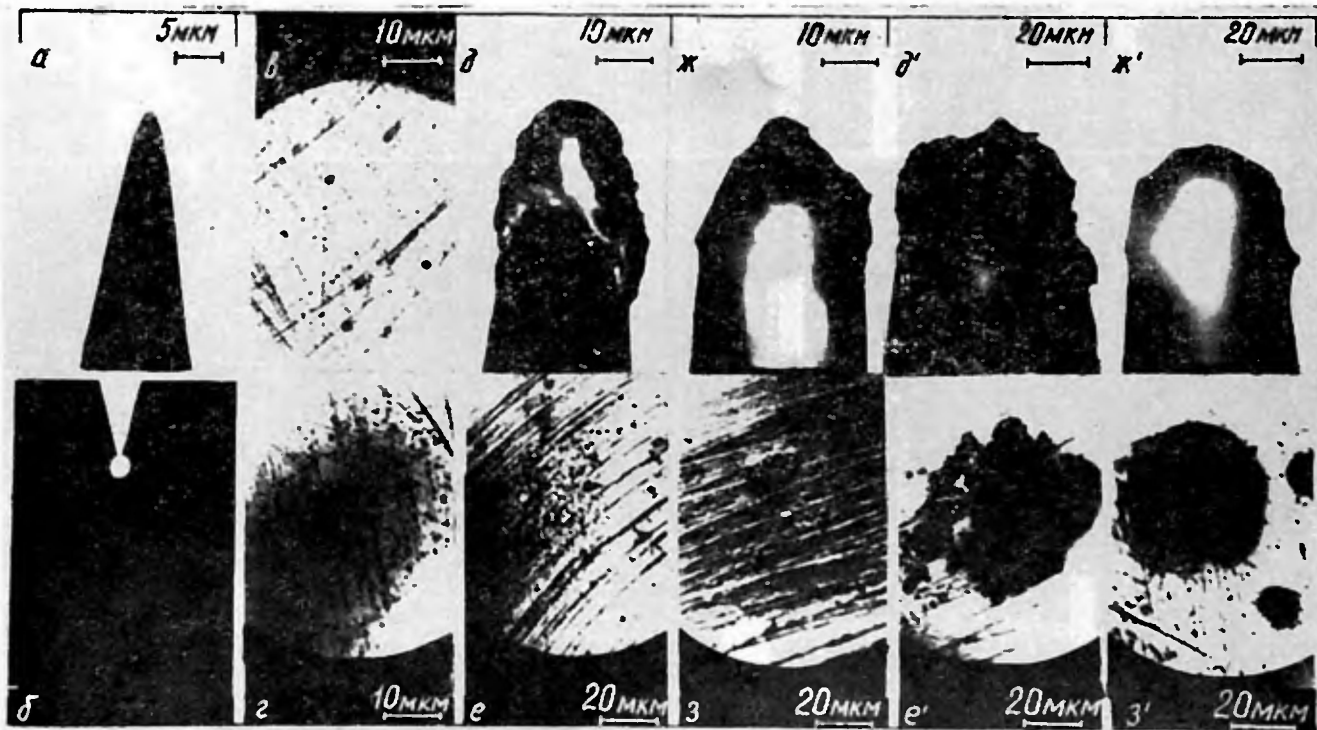


Рис. 5-II. Микрофотографии электродов

a — исходное острие; *б* — факел вблизи острейшего электрода; *в, г* — плоские катод и анод после одиночного прерванного разряда в однородном поле; *д, е* — острый катод и плоский анод после одиночного прерванного разряда при $E_{ср} = 0,75$ МВ/см; *д', е'* — то же, но при $E_{ср} = 0,9$ МВ/см; *ж', з'* — острый анод и плоский катод после одиночного прерванного разряда при $E_{ср} = 0,35$ МВ/см; *ж'', з''* — то же, но при $E_{ср} = 0,45$ МВ/см

ленных условиях наблюдается зажигание разряда на аноде (рис. 1-IV, а). Экспериментально такое явление удавалось наблюдать при $U/d > 0,8$ МВ/см после того, как свечение с острейшего катода пересечет около 70% межэлектродного расстояния. Вероятность возникновения анодного свечения в такой электродной системе возрастает при уменьшении d .

Размеры, форма и интенсивность первичного свечения, возникающего вблизи электрода (или электродов) и регистрируемого с помощью ЭОП, зависят от напряженности поля в приэлектродной области, скорости его изменения во времени и в пространстве, полярности электрода, с которого зажигается разряд, свойств жидкости.

При малых радиусах закругления электрода ($0,5 \div 25$ мкм) первичное свечение имеет приблизительно сферическую форму; диаметр свечения составляет 50—150 мкм (рис. 5-II, б). (Это сферическое свечение ниже будем называть факелом). В дальнейшем из факела в глубь промежутка развиваются контрагированные слабосветящиеся каналы (см. гл. III, IV). При радиусах закругления острия больше 25—40 мкм первичное свечение менее интенсивно и носит характер диффузной оболочки вокруг кончика острия. При благоприятном режиме регистрации в диффузном свечении просматриваются многочисленные хаотически расположенные яркие образования (микрофакелы). С течением времени один или несколько микрофакелов преобразуются в факелы, дающие начало разрядным каналам. Количество микрофакелов, преобразующихся в факелы, и время, необходимое для такого преобразования, в основном определяются геометрией и полярностью электрода, скоростью увеличения его потенциала, свойствами жидкости. При уменьшении кривизны поверхности электрода (в пределе до плоскости) при постоянном потенциале количество микрофакелов уменьшается, а время преобразования микрофакела в факел увеличивается. В случае плоских электродов наблюдается развитие только одного факела, преобразующегося в разрядный канал; время зажигания разряда t_3 (от начала подъема напряжения до появления факела) при этом является основной составляющей времени разряда t_p . Например, при пробое воды и гексана в однородном поле ($d \approx 0,4$ мм) с временем разряда ~ 50 нс анодный факел возникает за 4—6 нс до начала коммутации, т. е. t_3 составляет $\sim 90\%$ от t_p . Зависимость t_3 от максимальной напряженности поля вблизи острия (E_{\max}), изменяемой радиусом вершины острейшего электрода (r_0), показана на рис. 6-II. При малых r_0 и $U/d \approx 0,4 \div 1,3$ МВ/см t_3 составляет единицы наносекунд при временах разряда $\sim 30 \div 60$ нс. В области больших радиусов (малых E_{\max}) t_3 стремится к t_3 для плоских электродов, а в области малых r_0 (больших E_{\max}) — к некоторой постоянной величине. Оба предела зависят от свойств жид-

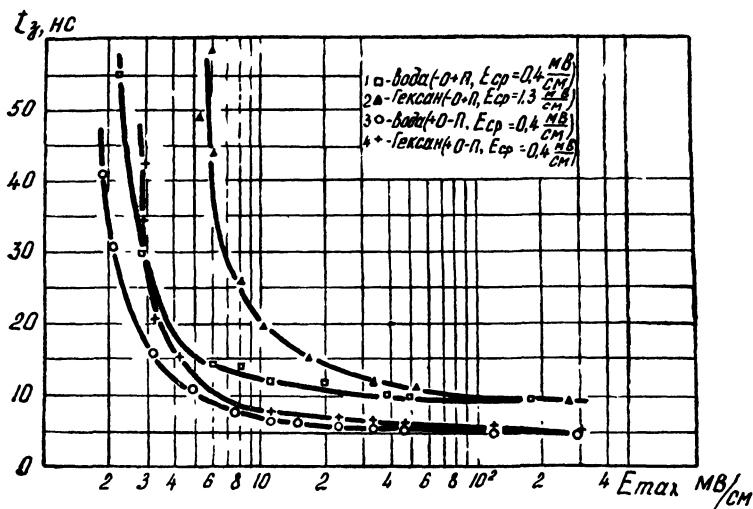


Рис. 6-II. Зависимость времени запаздывания зажигания разряда t_3 от напряженности поля вблизи острейшего электрода, изменяемой радиусом его закругления

кости, полярности электрода и параметров импульса напряжения. Описанные закономерности можно объяснить следующим образом.

Изменение кривизны поверхности электрода при постоянном потенциале практически не изменяет напряженность поля на поверхности микроострий и условия возникновения микрофакелов. (Отождествление микрофакелов с процессами вблизи микроострий на электродах носит предположительный характер, так как регистрация этих объектов лежит на пределе разрешающей способности применяемой оптической аппаратуры). Однако при малых радиусах закругления электрода усредненная напряженность поля вблизи него становится соизмеримой с полями вблизи микроострий. Это создает примерно равные благоприятные условия для преобразования нескольких микрофакелов в факелы, дающие начало развитию разрядных каналов. При увеличении скорости подъема потенциала электрода t_3 уменьшается, а количество одновременно образующихся факелов возрастает.

Поскольку для зажигания разряда, как и для пробоя в целом, характерно явление запаздывания, то напряжение зажигания U_3 зависит от скорости подъема напряжения на промежутке (крутизны фронта импульса напряжения, A) (рис. 4-II). Интересно отметить, что уменьшение U_3 наблюдается при уменьшении A лишь до некоторого предела. В области малых крутизн ($< 2 \text{ кВ/мкс}$) зависимость $U_3(A)$ носит сложный характер (рис. 7-II). Существует область крутизн,

где уменьшение A ведет к увеличению U_3 . Аномальный ход зависимости $U_3(A)$ будет обсужден в § 1-VI. Там же будет показано, что сложный характер зависимости $U_3(A)$ обуславливает наличие экстремумов у вольт-секундных характеристик разрядных промежутков с неоднородным полем в жидкости.

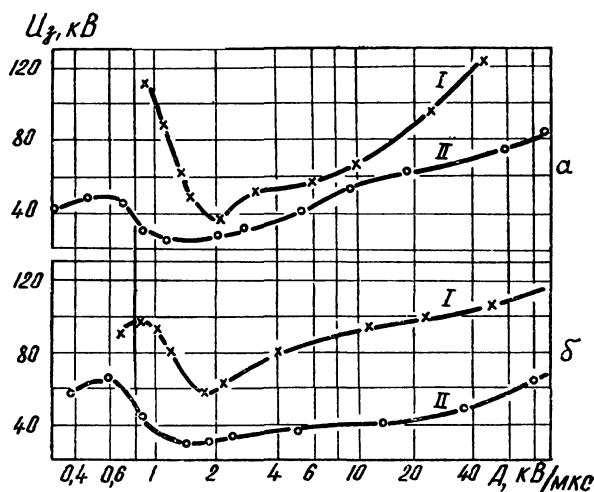


Рис. 7-II. Зависимость U_3 от крутизны косоугольного импульса положительной а и отрицательной б полярностей. Разряд по поверхности органического стекла в трансформаторном масле в поле с преобладающей тангенциальной I и нормальной II составляющими

Влияние свойств жидкости на зажигание разряда такое же, как и на импульсный пробой в целом, т. е. в жидкостях, обладающих более высокой электрической прочностью, зажигание разряда наиболее затруднительно. Наибольшее количество факелов и одновременно развивающихся разрядных каналов наблюдается в воде при положительной полярности острейшего электрода и высокой скорости подъема напряжения на промежутке.

Как уже отмечалось во введении, в [76, 77] на основании факта развития лидера с положительного острейшего электрода сделан вывод о том, что механизм эмиссии не является главным в зажигании разряда, а механизм прорастания канала разряда вообще не может быть связан с эмиссией катода, от которого головка лидера отделена плазмой канала. В [76, 77] допускается, что катодная эмиссия имеет какое-то значение для зажигания разряда у отрицательного электрода. Эти выводы базировались на экспериментах с длинными разрядными промежутками и резко неоднородными полями. Вероятно, вследствие этого и вследствие переоценки аналогий

в разрядных явлениях в газах и жидкостях в последующих работах по пробое жидкостей предполагалось, что разряд в однородном поле формируется на катоде вследствие эмиссии электронов. Отсутствие оптической аппаратуры с необходимым временным разрешением не позволяло прямым экспериментом проверить это предположение. Это ошибочное предположение нашло отражение в многочисленных безуспешных попытках найти связь электрической прочности жидкостей с работой выхода электронов из металла [105], а также в теориях пробоя жидкости [176, 201, 269]. Эксперименты с применением высокоскоростной электронно-оптической аппаратуры показали, что лишь в условиях интенсивного предразрядного газообразования на катоде наблюдается преимущественное зажигание разряда вблизи его.

В условиях электрического механизма пробоя роль эмиссии сводится к ослаблению поля у катода объемным зарядом отрицательных ионов, образующихся при захвате эмиттированных электронов молекулами среды. Следствием этого является преимущественное зажигание разряда с анода.

Роль приэлектродных процессов в пробое возрастает при увеличении степени однородности поля и уменьшении длины промежутка. Микрогеометрия электродов, прежде всего тщательность обработки поверхности, оказывает существенное влияние только на начальные стадии ионизации и, в частности, на количество микрофакелов и величину потенциала электрода, при котором они возникают. Макрогеометрия электрода и скорость возрастания его потенциала при прочих неизменных условиях определяют скорость образования факелов и их количество и, следовательно, время запаздывания зажигания разряда и количество одновременно развивающихся разрядных каналов. Через эти характеристики зажигание разряда оказывает влияние на пробой и его основные характеристики — пробивное напряжение и время разряда.

§ 3-II. ВЗРЫВНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ЭЛЕКТРОДОВ ПРИ ЗАЖИГАНИИ РАЗРЯДА И ПЕРЕНОС МАТЕРИАЛА ЭЛЕКТРОДОВ

Анализ состояния электродов после воздействия разряда, прерванного на различных стадиях развития, в том числе на стадии образования факела, показал, что при наносекундных экспозициях напряжения возникновению факела соответствует разрушение электрода. Это явление наблюдается при любой форме и полярности электрода, на котором зажигается разряд. Однако наиболее достоверные количественные измерения удалось выполнить в случае острых электродов с малыми углами конуса ($\theta \leq 30^\circ$) и радиусами вершины ($r_0 \leq 10^{-3}$ см) [102].

1. Катодные явления

После однократного приложения импульса к разрядному промежутку в очищенной воде ($\rho=5 \cdot 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) острый катод приобретает вид, показанный на рис. 5-II, ∂ , ∂' . Видно, что часть металла унесена с катода, а его вершина приобретает каплевидную форму. При многократном воздействии импульса электрод приобретает плоскую форму с многочисленными скругленными выступами. Результаты оценки массы m

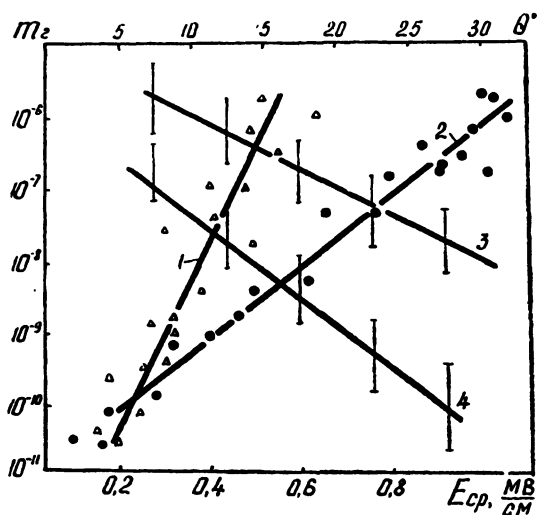


Рис. 8-II. Зависимость массы унесенного с острия металла от средней напряженности поля (кривые 1, 2 — $\theta=8-13^\circ$) и от угла конуса (3 — $E_{ср}=0,37 \text{ МВ/см}$, (4 — $E_{ср}=0,5 \text{ МВ/см}$) при положительной 1, 3 и отрицательной 2, 4 полярностях острия

унесенного с катода металла при однократном воздействии импульса представлены на рис. 8-II. При постоянном угле конуса $\theta=8 \div 13^\circ$ m возрастает при увеличении $E_{ср}$ (кривая 2), а при постоянной средней напряженности ($E_{ср}=0,6 \text{ МВ/см}$) уменьшается при увеличении θ (кривая 4). При увеличении количества импульсов, вызывающих разрушение острия, масса металла, уносимого за один прерванный разряд, уменьшается (рис. 9-II).

На поверхности плоского катода в системе острие — плоскость при прерванном разряде образуются неоднородности (рис. 5-II, e , e'). Исследования методом меченых атомов показали, что эти неоднородности представляют собой частицы металла, перенесенного с анода. (Расположение электродов

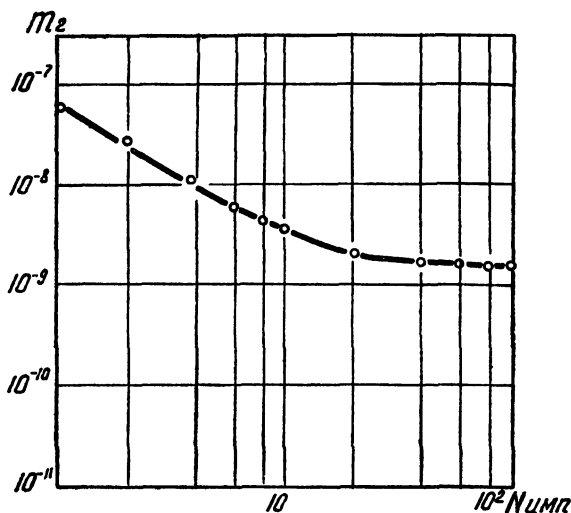


Рис. 9-II. Зависимость массы унесенного с острейшего катода металла от номера импульса, $E_{\text{ср}} = 0,48$ МВ/см

горизонтальное). При воздействии первого импульса амплитудой 200 кВ и длительностью 36 нс масса этого металла составляет примерно $4 \cdot 10^{-9}$ г при $d=0,63$ см и $\Theta=7^\circ$. При повторном воздействии $m \approx 2,3 \cdot 10^{-9}$ г. Масса металла, унесенная с анода, при этом составляет соответственно $6 \cdot 10^{-7}$ г и $3,8 \cdot 10^{-7}$ г.

В однородном поле в отдельных экспериментах методом прерванного разряда удастся наблюдать неоднородности на катоде (рис. 5-II, з). Количественные измерения здесь затруднены ввиду малости времени между зажиганием разряда и полным пробоем.

2. Анодные процессы

В идентичных условиях количество металла, унесенного с острейшего анода, значительно больше, чем с катода (рис. 8-II). Так же, как и при обратной полярности электродов, в прерванном разряде наблюдается перенос металла с острейшего электрода на плоскость (рис. 5-II, з, з'). При $U=200$ кВ, $d=0,325$ см и $\Theta=30^\circ$ масса перенесенного на анод металла составляет $0,9 \cdot 10^{-9}$ г при первом импульсе и $0,4 \cdot 10^{-9}$ г при втором. Масса унесенного с катода металла при этом составляет $4,2 \cdot 10^{-8}$ г и $2,1 \cdot 10^{-8}$ г соответственно. Форма острая, как и в случае острейшего катода, стабилизи-

руется после воздействия нескольких импульсов, диаметр вершины при этом составляет 25—50 мкм.

При положительной полярности плоскости в системе —О+П на стадии возникновения анодного факела не удалось осуществить прерванный разряд и проконтролировать состояние поверхности анода ввиду малости отрезка времени между появлением анодного факела и встречей его с катодным свечением.

Возникновение факела на аноде в однородном поле сопровождается образованием кратеров (рис. 5-II, з).

Качественные картины изменения формы острых катода и анода для воды и гексана идентичны. Однако масса уносимого с электрода металла в гексане меньше, чем в воде.

Принципиально возможными процессами разрушения электродов являются: 1) отрыв металла в сильном электрическом поле пондеромоторными силами, 2) электрохимическое травление [205], 3) взрыв электродов под действием резистивного (джоулева) разогрева эмиссионным током [192, 72], током ионизации и током зарядки емкости разрядного промежутка. Массу металла, отрываемого силами поля, можно рассчитать по уравнению, приведенному к геометрии острия [101]:

$$m_{\max} = \frac{\pi \rho \cdot \varepsilon}{3 \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} \cdot \frac{U^3}{(8 \pi P_{\text{кр}})^{3/2}}, \quad (17-2)$$

где ρ — плотность металла; P — прочность металла на разрыв при статической нагрузке (данные по $P_{\text{кр}}$ при длительностях нагрузки $\sim 10^{-8}$ с отсутствуют).

Расчет по (17-2) дает величину $\sim 4 \cdot 10^{-12}$ г для воды и $1 \cdot 10^{-13}$ г для гексана. Эта величина, даже без учета кратковременности нагрузки, значительно меньше наблюдаемой в эксперименте.

Оценки массы металла, уносимого с острия вследствие электрохимического травления, по закону Фарадея даже в предположении, что весь предпробивной ток, наблюдаемый в экспериментах (~ 10 А), имеет ионный характер, дают величину $\sim 10^{-10}$ г. Эта величина более близка к наблюдаемым в эксперименте. Однако образующиеся на плоских электродах кратеры и локальные неоднородности не укладываются в рамки данной модели, которой следует отвести вспомогательную роль.

Проанализируем возможность взрывного разрушения электродов вследствие их резистивного разогрева и природу токов, вызывающих этот разогрев. Учитывая кратковременность воздействия напряжения, нелинейность законов изменения физических констант материала электрода и жидкости, а также тока, протекающего через электрод, расчет теплового разрушения электродов представляет собой нелинейную не-

стационарную задачу. В [101] при исследовании разрушения острых электродов в вакууме найдена аналитическая связь между массой унесенного с эмиттера металла, физическими постоянными материала и током, протекающим в промежутке. Задача решена при следующих допущениях: 1) масса унесенного металла определяется сечением острия, в котором достигается температура плавления, $T_{пл}$; 2) весь ток протекает через вершину острия; 3) удельное сопротивление материала связано с температурой соотношением $\rho = \chi_0 \cdot T$, а удельная теплоемкость C не зависит от температуры. Не связывая природу тока, вызывающего разогрев острия, с эмиссией и принимая те же допущения, воспользуемся методикой расчета [101].

Уравнение теплового баланса для острия в воде, по которому протекает ток, можно записать без учета конвективного теплоотвода и теплоотвода излучением поверхности острия, роль которого при $T \leq T_{пл}$ пренебрежимо мала:

$$dc \frac{\partial T}{\partial t} = k_m \cdot \Delta T + j^2(t) \cdot \chi_0 \cdot T + k_b \cdot \Delta T, \quad (18-2)$$

где d — плотность материала острия; k_m , k_b — коэффициенты теплопроводности металла и жидкости соответственно;

$j(t) = \frac{i(t)}{S}$ — плотность тока в острие.

В сферической системе координат $S = 4\pi \cdot r^2 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{4}$; с учетом того, что $\kappa \Delta T \approx \frac{3T}{r^2} k$, определим отношение количества

выделяемого тепла Q_b к отводимому Q_0 через острие и жидкость

$$\frac{j^2(t) \cdot \chi_0 T}{\Delta T (k_m + k_b)} = \frac{i^2(t) \cdot \chi_0}{48 \pi^2 \sin^4 \frac{\theta}{4} (k_m + k_b) \cdot r^2}. \quad (19-2)$$

В [158] экспериментально найдено, что характеристики начальных стадий электрического взрыва проволок (до стадии расширения продуктов взрыва) при временах $\leq 10^{-7}$ с не зависят от теплопроводности и теплоемкости среды, в которой осуществляется взрыв. Это означает, что в условиях описанных выше экспериментов теплоотводом из области эффективного разогрева острия можно пренебречь. (Согласно [91] для воды $k_b \leq 10^{-2}$ Дж/см·с·град., а для молибдена $k_m = 1,4$ Дж/см·с·град.). При $\chi_0 = 2,3 \cdot 10^{-8}$ Ом·см/град. отношение Θ_b/Q_0 равно

$$\frac{Q_B}{Q_0} = 3,42 \cdot 10^{-11} \frac{i^2(t)}{r_1^2 \cdot \sin^4 \frac{\Theta}{4}}. \quad (20-2)$$

В условиях описанных выше экспериментов, когда $I_{cp} = 10 \text{ A}$, а длина оплавленного и унесенного конуса острья $r_1 = 10^{-3} \div 10^{-2} \text{ см}$ при любых реальных значениях Θ , $\frac{Q_B}{Q_0} \gg 1$, т. е. при длительности воздействия напряжения $10^{-9} \div 10^{-7} \text{ с}$ потерями тепла можно пренебречь. В этом случае для расчета массы уносимого с острья металла можно воспользоваться окончательным выражением, полученным в [101]:

$$m = \frac{1}{6\sqrt{\pi} \sin \frac{\Theta}{4}} \left[\frac{d^{1/3} \cdot x_0}{C \ln \frac{T_n}{T_0}} \int_0^{tu} i^2(t) \cdot dt \right]^{3/4}. \quad (21-2)$$

Несмотря на ряд аналогий в закономерностях разрушения электродов и образования факелов в вакууме и жидкостях, существует ряд важных особенностей, обусловленных наличием в промежутке жидкости: 1) в равных условиях острый электрод разрушается сильнее, чем катод; 2) в однородном поле разряд зажигается на аноде; 3) в неоднородных полях зажигание разряда на остром аноде происходит при меньших E . Эти особенности показывают, что развитая в [192, 72, 101] применительно к вакуумному пробоя физическая модель разрушения электродов в неизменном виде не может быть перенесена на случай пробоя жидкостей. Эксперименты показывают, что электронная эмиссия с катода не является определяющим процессом в разрушении электродов в жидкости. Аналогии в закономерностях разрушения электродов в воде и гексане указывают на несущественную роль токов ионной проводимости, которая отличается у этих жидкостей на 8—10 порядков.

Таким образом, необходимо принять, что резистивный разогрев электродов вызван током ионизации и током зарядки геометрической и динамической емкости разрядного промежутка. Ток, вызывающий разогрев острья, определяется как

$$i(t) = i_u(t) + C \frac{dU}{dt} + U \frac{dC}{dt}. \quad (22-2)$$

Графическим методом найдено значение интеграла $\int_0^{tu} i^2(t) \cdot dt$ (ток в этом случае осциллографировался без компенсации емкостной составляющей) и по (21-2) определена масса металла, уносимого с острья. Расчет дает значения, удовлетворительно совпадающие с экспериментальными. Раз-

личие не превосходит 1,5—3 крат ($m_{\text{расч}} > m_{\text{эксп}}$) и может быть объяснено тем, что емкость C содержит неучтенную составляющую, образованную токопроводами, системами электрододержателей и т. д., а также принятыми при выводе (21-2) допущениями.

Уменьшение скорости нарастания напряжения может привести при определенных условиях к тепловому равновесию которое, естественно, исключает оплавление, а тем более разрушение электродов. Значительную роль при этом будет играть отвод энергии ударной волной и конвективный теплообмен в жидкости. В [181] при длительности импульса 10^{-6} с ($-O+\Pi$, $U=30$ кВ, $d=0,1 \div 0,2$ см) наблюдалось оплавление острейшего катода под действием прерванного разряда в гексане. В контрольных экспериментах при $U=100$ кВ, $d=10$ см, $r \approx 10^{-4}$ см с прерванным разрядом в воде и трансформаторном масле при $\tau_u = 5 \cdot 10^{-4}$ с никаких видимых нарушений острейшего электрода не было обнаружено [24].

Раскрывая (20-2), можно найти приближенное условие теплового равновесия и, следовательно, критерий разрушения электрода в виде

$$\frac{5,4 \cdot 10^5 \cdot I_{\text{ср}}}{r_1 \sin^2 \frac{\Theta}{4}} > 1, \quad (23-2)$$

где $I_{\text{ср}}$ — усредненный во времени ток, протекающий по острю; r_1 — расстояние от вершины конуса до сечения острия.

При $r=10^{-4}$ см, $\Theta=12^\circ$ граничная величина усредненного тока составляет $2 \cdot 10^{-2}$ А. Плотность тока при радиусе закругления острия $r=10^{-4}$ см составляет примерно 10^6 А/см². Известно, что критическая плотность тока, необходимая для взрыва проволок, составляет $\sim 10^8$ А/см². Различие этих значений обусловлено тем, что в выполненном выше анализе условием разрушения электродов является достижение температуры плавления, а не температуры сублимации металла, а также допущениями, сделанными при выводе (21-2) (например, принят линейный закон увеличения удельного сопротивления металла с ростом температуры).

§ 4-II. ВЛИЯНИЕ МАТЕРИАЛА ЭЛЕКТРОДОВ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОЧНОСТЬ ЖИДКОСТЕЙ

Вследствие взрывного разрушения электродов и поступления их материала в плазму развивающегося разряда следует ожидать существования связи электрической прочности жидкостей в коротких промежутках с термодинамическими характеристиками материала электродов; в условиях однородного поля — со свойствами материала анода, в электрод-

ных системах типа О—П— со свойствами материала острейшего электрода.

С целью проверки этого предположения и оценки роли взрывного разрушения электродов в импульсном пробое жидкостей выполнены измерения импульсной электрической прочности очищенной воды ($\rho=10^6$ Ом·см) и гексана при различных материалах электродов. Полусферические электроды диаметром 0,2 см изготавливались из нержавеющей стали, молибдена, алюминия, меди и свинца. Длина разрядного промежутка в воде составляла $2,92 \cdot 10^{-2}$ см, в гексане — $1,9 \cdot 10^{-2}$ см. Измерения выполнены на прямоугольном импульсе с $\tau_{\phi}=10$ нс. Время разряда в каждом случае поддерживалось примерно постоянным и равным 500 нс. Для каждой пары электродов выполнено 30 измерений. Электроды заменялись через 10 пробоев. Для электродов из различных материалов режим полирования и время между окончанием полирования и измерениями обеспечивались неизменными ($t \approx 5$ мин).

Таблица 8

Анод	Катод	$E_{\text{пр}}$, МВ/см, вода	$E_{\text{пр}}$, МВ/см, гексан	Уд. теплота сублимации, Дж/г	Уд. теплота испарения, Дж/г
Сталь	Сталь	0,95	1,52	—	—
Мо	Мо	0,85		6980	5280
Al	Al	0,8		11900	9300
Cu	Cu	0,77	1,0	5350	4840
Pb	Pb	0,75		960	860
Cu	Сталь	0,82	1,05		
Сталь	Cu	0,91	1,45		
Pb	Сталь	0,81			
Сталь	Pb	0,89			

Результаты измерений и термодинамические характеристики металлов представлены в табл. 8. (Данные по энергиям сублимации взяты из [91], а по энергиям испарения из [166]).

Из анализа данных табл. 8 следует, что:

- 1) основное влияние на электрическую прочность жидкостей оказывает материал анода;
- 2) изменение в широких пределах термодинамических свойств материала электродов незначительно изменяет электрическую прочность жидкостей;
- 3) существует тенденция к уменьшению электрической прочности жидкостей при уменьшении удельной теплоты сублимации и испарения материала анода.

Исключение в этом ряду составляет алюминий, имеющий высокую удельную теплоту сублимации и испарения, но обеспечивающий относительно низкие значения электрической

прочности разрядного промежутка. Наиболее вероятной причиной этой аномалии является искажение поля в промежутке «кусами», образующимися из окисной пленки при разрушении ее во время разряда. Анализ состояния электродов в процессе измерений показывает, что на алюминиевых электродах последующие разряды осуществляются с кромок кратера, образующегося от первого пробоя. Образование кратеров на электродах из других металлов не вызывает образования «усов» и практически каждый последующий пробой происходит с нового участка поверхности электродов. Это явление наблюдалось во всех экспериментах в условиях однородного или слабо неоднородного поля (см., например, [150, 156]).

Таким образом, результаты исследования влияния материала электродов на импульсную электрическую прочность жидкостей подтверждают тепловую природу разрушения электродов и указывают на важную роль в пробое продуктов разрушения, поступающих в плазму развивающегося разряда. Можно предположить, что пары и макрочастицы металла электрода, имеющие малые, по сравнению с жидкостью, потенциалы ионизации (5—8 эВ), ионизируются в плазме разрядного канала и тем самым увеличивают ее проводимость и облегчают пробой.

ГЛАВА III

РАЗВИТИЕ РАЗРЯДА В ОБЛАСТИ МИКРОСЕКУНДНЫХ ЭКСПОЗИЦИЙ НАПРЯЖЕНИЯ (ЛИДЕРНЫЙ ПРОЦЕСС)

Процесс формирования плазменных образований, замыкающих межэлектродный промежуток (развитие разряда), является одной из важнейших составных частей явления электрического пробоя. Параметры разрядного канала и закономерности его развития во времени и пространстве во многом определяют импульсную электрическую прочность жидкостей. Кроме того, параметры развивающегося разрядного канала предопределяют используемые в практических целях свойства искрового канала как источника различного рода импульсных возмущений.

В [76, 77] установлено, что заторможенный разряд в жидкости в длинных промежутках на импульсах микросекундной длительности имеет значительное сходство с разрядом в газах в длинных промежутках. Используя установившуюся в газовом разряде терминологию, автор [76, 77] назвал процесс развития разряда в длинных промежутках в жидкости лидер-

ным процессом. В [143, 136, 142] показано, что и при отсутствии в разрядной цепи тормозных сопротивлений в длинных промежутках на импульсах микросекундной длительности разряд представляет собой двухстадийный лидерный процесс, с характерным для него ступенчатым удлинением лидерного канала. Дальнейшие исследования проводились с целью уточнения пространственной структуры и динамики развития лидерного канала и его зоны ионизации (первичных каналов), определения основных параметров лидерного и первичного каналов и прослеживания их изменения в зависимости от параметров импульса напряжения, длины и геометрии разрядного промежутка, свойств жидкости. На основании результатов исследований предложены схема и физическая картина лидерного процесса в жидкости и предпринята попытка теоретического описания основных фаз развития этого процесса. Исследовано развитие разряда в жидкостях в широком диапазоне изменения длин разрядных промежутков (1—17 см) и экспозиций напряжения ($0,5 \div 300$ мкс) по методике, описанной в приложении 1 (раздел А). Исследован разряд в типовых разрядных промежутках острие — плоскость (О — П) и острие — острие (О — О) в трансформаторном масле, этиловом спирте, очищенной ($\gamma = 3,5 \cdot 10^{-6} \div 3,5 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$) и водопроводной ($\gamma = 3,5 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$) воде и водных электролитах ($\gamma = 3,5 \cdot 10^{-4} \div 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$), а также поверхностный разряд в трансформаторном масле в электродных системах с преобладающей нормальной либо тангенциальной составляющими электрического поля. Подложкой служили листы органического стекла толщиной (δ) 10; 20; 30 и 40 мм, текстолита ($\delta = 6; 12$ мм), электрокартона ($\delta = 3$ мм), фарфора ($\delta = 10$ мм). Пробой и перекрытие осуществлялись на хвосте импульсов, близких к стандартному (1,5/70 мкс и 1,8/80 мкс) при $U_{50\%} \leq U \leq 5U_{50\%}$, а также на экспоненциальном фронте импульса при изменении времени разряда от 0,5 мкс до 300 мкс (пробой на косоугольных импульсах). Исследован разряд при обеих полярностях острейного электрода.

§ 1-III. ДИНАМИКА РАЗРЯДА

1. Разряд в трансформаторном масле

Примеры получаемых во время экспериментов записей картин разряда в трансформаторном масле в промежутках $+O - П$ и $-O + П$ на импульсе 1,5/70 мкс при U , близком к пятидесятипроцентному пробивному ($U_{50\%}$), приведены на рис. 1-III, 2-III. Вслед за первым свечением, возникающим вблизи острия на фронте волны напряжения (см. § 2-II), к плоскости прорастает отшнурованный канал с приблизительно пос-

тоянной скоростью $(1-1,3) \cdot 10^5$ см/с ($U \approx U_{50\%}$). Развитие его примерно до половины длины промежутка сопровождается непрерывным свечением, на фоне которого наблюдаются нерегулярные вспышки. На рис. 1-III такие вспышки (a) видны в момент t_2 . Удлинение канала во второй половине промежутка сопровождается регулярными вспышками ($t_3, t_4,$

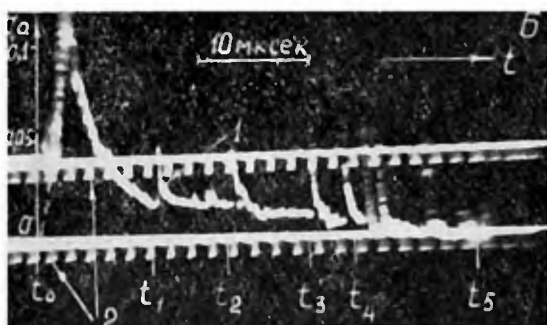
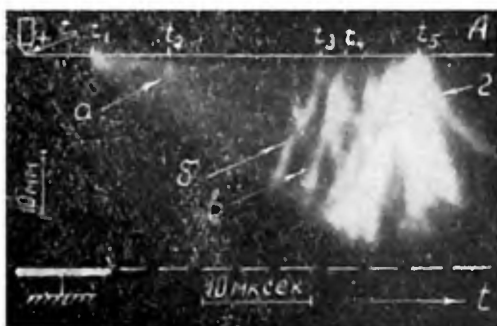


Рис. 1-III. Разряд в трансформаторном масле в системе +О —П при $d=5$ см и $U=1,4$, $U_{50\%}=175$ кВ:
 А — временная развертка; Б — осциллограммы тока I и калибровочных меток 2

t_5, \dots) с интервалами в 2—4 мкс. В дальнейшем такой характер удлинения канала будем называть ступенчатым. Вспышкам канала соответствуют кратковременные импульсы тока, амплитуда которых возрастает по мере движения лидера в глубь промежутка от 0,05 до 0,2 А. На протяжении пауз между вспышками через промежуток течет ток 0,001—0,005 А. В случае, показанном на рис. 1-III, канал лидера не дошел до плоскости из-за среза напряжения параллельным промежуток в момент t_5 . Срез напряжения (отсечка) сопровожда-

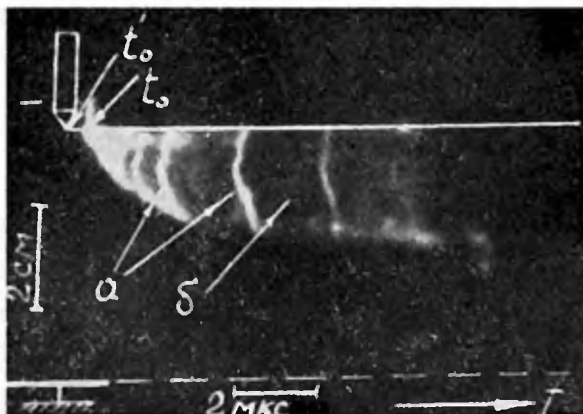


Рис. 2-III. Временная развертка начальной стадии разряда в трансформаторном масле в системе —О +П при $d = 5$ см и $U = U_{50\%} = 145$ кВ

ется интенсивной вспышкой лидерного канала δ , вызванной ионизацией в поле избыточных объемных зарядов и протеканием емкостного тока. Это явление наблюдается независимо от того, на паузу или очередной толчок приходится момент среза напряжения. Яркость вспышки в момент среза напряжения значительно превосходит яркость лидерного канала в момент толчка. На статическом снимке прерванного разряда фиксируется свечение канала большого диаметра, которое вуалирует тонкую структуру разрядной фигуры, развивавшейся до среза напряжения. Как показано в [157], описанное явление представляет собой основной источник ошибок при исследовании пространственной структуры разряда по статическим снимкам и фигурам Лихтенберга с использованием метода отсечки.

Многочисленные факелы на остром электроде дают начало развитию большого количества каналов, но по мере развития разряда рост большинства из них замедляется или вообще прекращается и противоположного электрода достигают лишь один — два канала. Разрядный канал в процессе развития многократно ветвится, что проявляется особенно ярко после прохождения им около половины промежутка. При уменьшении амплитуды импульса 1,5/70 мкс до величины, соответствующей 5—10% -й вероятности пробоя, увеличивается участок межэлектродного промежутка, перекрываемый равномерно (во времени) светящимся каналом, и уменьшается яркость вспышек канала. При этом отчетливо видно, что вновь образующиеся участки лидерного канала (вблизи его головки) светятся значительно интенсивней остальной части.

Напротив, при амплитудах импульса более $(1,5-2)U_{50\%}$ свечение канала носит дискретный характер с самого начала его развития. Канал возникает на фронте волны импульса и в течение ~ 2 мкс распространяется в глубь промежутка со скоростью $(1-5) \cdot 10^6$ см/с (рис. 2-III). При этом он вспыхивает через интервалы $0,27-0,3$ мкс. В дальнейшем эффективная скорость движения канала уменьшается приблизительно на порядок, а паузы между вспышками возрастают до $1-2$ мкс. Изменение средней скорости удлинения канала при увеличении амплитуды импульса показано на рис. 3-III (кривая 1).

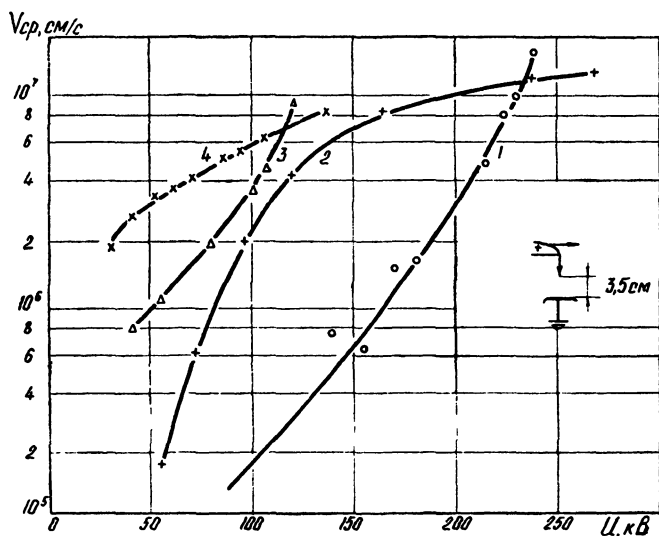


Рис. 3-III. Зависимость средней скорости развития лидера от амплитуды импульса в трансформаторном масле 1, бензиловом спирте 2, глицерине 3 и дистиллированной воде 4

Кинетика разрядных процессов на косоугольных импульсах малой крутизны в целом подобна описанной. Специфика условий развития лидера при постоянно увеличивающемся потенциале высоковольтного электрода проявляется прежде всего в том, что мгновенная скорость лидера по мере приближения его головки к плоскости увеличивается. Изменение длины лидерного канала $l_{л}$ во времени t удовлетворительно описывается уравнением

$$l_{л} = \alpha [\exp(\beta \cdot t) - 1], \quad (1-3)$$

где α и β — постоянные, зависящие от крутизны и полярности импульса напряжения, свойств жидкости.

При $A=4$ кВ/мкс мгновенная скорость положительного лидера изменяется вдоль промежутка от

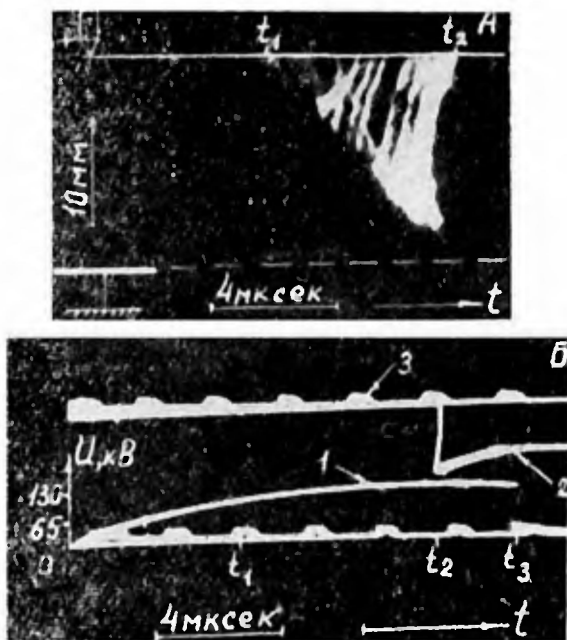


Рис. 4-III. Картина разряда в трансформаторном масле на косоугольном импульсе с $A = 4$ кВ/мкс в промежутке +О — П при $d=3$ см: А — временная развертка; Б — осциллограммы напряжения 1, затворного импульса ЭОП 2 и калибровочных меток 3

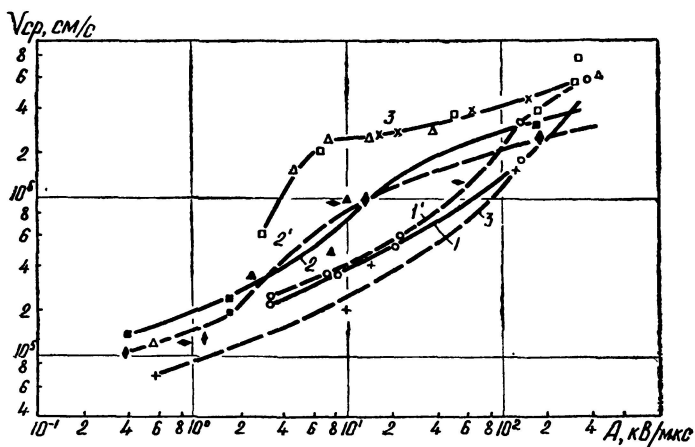


Рис. 5-III. Зависимость средней скорости развития лидера от крутизны импульса для трансформаторного масла 1, 1', этилового спирта 2, 2' и дистиллированной воды 3, 3' при положительной и отрицательной (пунктир) полярностях

$(1,5 \div 1,6) \cdot 10^5$ см/с вблизи острия до $(4,5-5) \cdot 10^5$ см/с вблизи плоскости (рис. 4-III). Непрерывное на начальных фазах развития разряда свечение канала в дальнейшем сопровождается вспышками через 1,5 мкс. При увеличении A средняя скорость прорастания лидера увеличивается по закону, отображенному на рис. 5-III (кривые 1, 1'). Свечение лидерного канала становится дискретным с самого начала его развития, паузы между вспышками лидерного канала при этом постепенно сокращаются. При $A=400$ кВ/мкс у положительного лидера паузы составляют $0,05 \div 0,06$ мкс, у отрицательного лидера при $A=400$ кВ/мкс они не различимы. При всех условиях эксперимента положительный и отрицательный лидеры в трансформаторном масле по своим характеристикам отличаются незначительно. Для отрицательного лидера характерными являются меньшая скорость развития, меньшая ветвистость канала и меньшая длительность пауз между его вспышками.

2. Разряд в воде и этиловом спирте

Разряд в дистиллированной воде в промежутке $+O - П$ при U , близком к $U_{50\%}$, сопровождается регулярными вспышками лидерного канала с момента его зарождения до касания плоскости (рис. 6-III). Временная развертка на рис. 6-III включена с задержкой относительно начала разрядных процессов и поэтому на эпограммах кроме пространственно-временных картин видны статические картины развившихся до момента t_0 разрядных процессов. Разрядные процессы представляют собой развитие от острия многочисленных лидерных каналов, вспыхивающих через $0,2 \div 0,4$ мкс. Лидер состоит из канала a и яркой сферической головки b . На быстрых временных развертках видно (рис. 6-III, B), что во время каждой очередной вспышки головка лидерного канала продвигается в глубь промежутка со скоростью $(0,8 \div 2) \cdot 10^7$ см/с в течение $0,01 \div 0,03$ мкс, после чего наступает пауза, на протяжении которой свечение канала значительно ослабляется. Во время следующей ступени головка лидерного канала начинает свое движение от той точки в пространстве, в которой прекратилось движение головки канала во время предшествующего толчка. Во время вспышки лидерный канал имеет четкую левую границу a , плавно переходящую в диффузное свечение b с уменьшающейся яркостью. Скорость распространения свечения по каналу превосходит 10^8 см/с и лежит за пределами разрешающей способности эпографа, вследствие чего не удалось экспериментально установить направление его распространения. Эффективная скорость удлинения лидерного канала при прогрессивном разви-

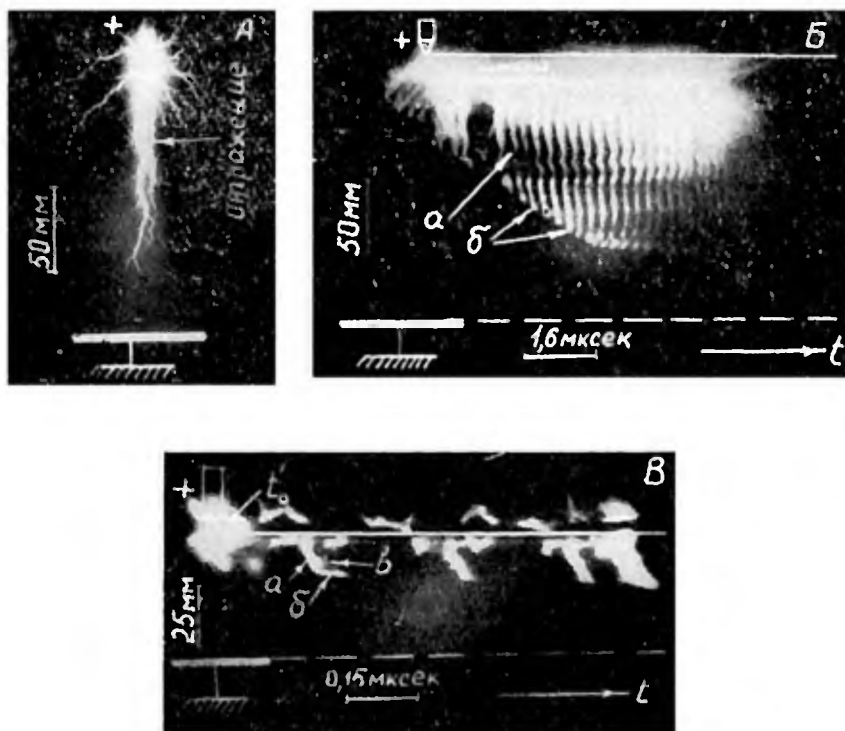


Рис. 6-III. Оптическая картина развития лидерного процесса в очищенной воде в промежутке +О—П при $U=U_{50\%}$:

А — статический снимок; Б — временная развертка; Б' — высокоскоростная развертка лидера (А, Б — $d=16,5$ см, $U=70$ кВ; Б' — $d=5$ см, $U=40$ кВ)

тии процесса остается примерно постоянной вдоль промежутка и равной $(1,5-2) \cdot 10^6$ см/с.

Характерным для разряда в воде с отрицательного острия является аномально низкая скорость развития лидера, составляющая при $U \approx U_{50\%}$ $6 \cdot 10^4$ см/с. В процессе развития отрицательного лидера его канал вспыхивает через $0,1-0,15$ мкс. На медленных временных развертках изображение разряда представляет собой равномерно светящийся треугольник, а на статических снимках — ветвистое образование со специфической пузырчатой («инееобразной») структурой. Из-за малой скорости развития отрицательного лидера промежутки +П—О обладает прочностью в 3—4 раза большей, чем промежутки +О—П. (Разряд с отрицательного острия исследован в перевернутой системе электродов для устранения скользящих разрядов по изоляции электрода или по поверхности воды).

При обеих полярностях острейного электрода развитие разряда в дистиллированной воде сопровождается увеличением тока от 10—15 А (в момент зажигания разряда) до 30—50 А (к моменту касания лидером плоскости).

Для разряда в водопроводной воде характерно непрерывное развитие лидера, существенно меньший эффект полярности, большая величина предразрядных токов (80—200 А). (Более подробно см. в § 1-V, 2-V).

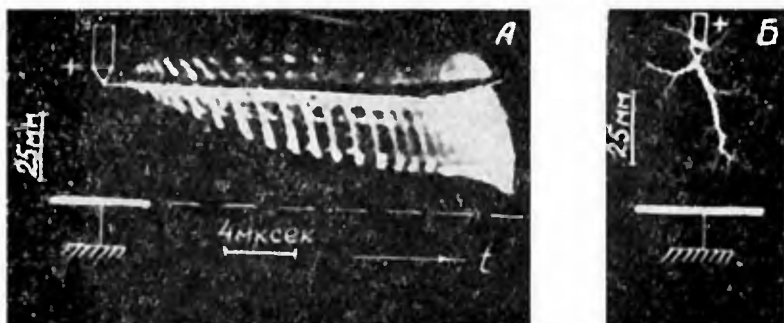


Рис. 7-III. Картина разряда в этиловом спирте в системе +О —П при $d = 5$ см и $U = U_{50\%} = 80$ кВ:

А — временная развертка; Б — статический снимок.

В этиловом спирте, занимающем по ряду физико-химических свойств промежуточное положение между трансформаторным маслом и дистиллированной водой, разряду присущи черты разрядов в обеих этих жидкостях. Эффект полярности при пробое спирта, так же как и масла, выражен слабо. Структура разрядного процесса в целом и отдельных его элементов в спирте в системе +О —П и —О +П подобна структуре разряда в воде в системе +О —П. Характерная картина разрядных явлений в спирте приведена на рис. 7-III. Во время каждой ступени головка канала в течение 0,04—0,06 мкс продвигается в глубину промежутка со скоростью $3 \cdot 10^7$ см/с, а лидерный канал при этом светится по всей длине. Паузы в движении лидера составляют 1,1—1,3 мкс. Каждой ступени лидера соответствует импульс тока амплитудой 4—8 А. При $U = U_{50\%}$ большую часть межэлектродного промежутка лидер проходит с эффективной скоростью $(2—2,5) \cdot 10^5$ см/с.

При увеличении амплитуды импульса скорость развития лидера увеличивается (рис. 3-III, кривая 4), а паузы между ступенями сокращаются. При $U \approx 1,5 U_{50\%}$ они не различимы на зопограммах.

Кинетика разряда в воде и спирте на *косоугольных импульсах* существенно зависит от их крутизны. При $A \leq 10 \div$

$\div 15$ кВ/мкс лидер развивается так же, как и на волне 1,5/70 мкс при $U \approx U_{50\%}$. При одинаковых параметрах волны напряжения скорость прорастания лидера в этиловом спирте ниже, чем в воде (рис. 5-III, кривые 2, 2' и 3, 3'), а паузы между толчками в 4—5 раз продолжительней. При увеличении A длительность пауз между 'ступенями' уменьшается. В дистиллированной воде при $A = 6 \div 8$ кВ/мкс, а в спирте при $A = 10 \div 15$ кВ/мкс происходит смена толчкообразного лидерного процесса на непрерывный, что сопровождается перегибом кривых $V_{cp} = f(A)$ (рис. 5-III, кривые 2, 3, 3').

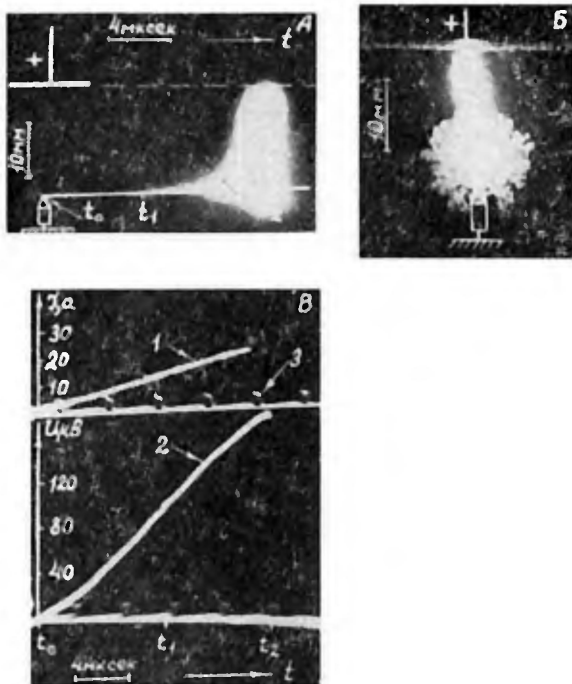


Рис. 8-III. Картина разряда в дистиллированной воде в промежутке + П — О при $A = 11$ кВ/мкс и $d = 2$ см

Заслуживает внимания явление, описанное в [143, 154] и состоящее в том, что при больших напряжениях и больших крутизнах косоугольных импульсов в воде наблюдается одновременное развитие от острия большого числа лидерных каналов, образующих «сферу», довольно хорошо воспроизводящую картину силовых линий поля в промежутке О — П (рис. 8-III). В случае, показанном на рис. 8-III, в течение

10 мкс от острия в глубь промежутка со скоростью $8 \cdot 10^4$ см/с прорастали многочисленные лидерные каналы, образующие «сферу». После того, как «сфера» перекрыла около 0,8 см, из нее выделился один канал, перекрывший оставшийся промежуток со скоростью $\sim 10^7$ см/с. При увеличении A густота лидерных каналов возрастает и увеличивается промежуток, перекрываемый одиночным каналом. Образование такой «сферы» ведет к взаимному торможению разрядных каналов, что влияет на ход вольт-секундной характеристики разрядных промежутков с неоднородным полем в воде (§1-VI).

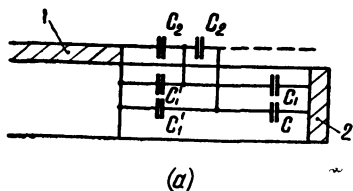
3. Разряд по поверхности твердого диэлектрика

Представленные выше материалы показывают, что динамика развития разряда в жидкостях в первую очередь определяется параметрами импульса напряжения (перенапряжение и крутизна) и свойствами жидкости. Можно предположить, что влияние этих факторов проявляется через изменение тока, протекающего по каналу разряда. Проверить это предположение можно исследованием кинетики поверхностного разряда, когда изменением удельной поверхностной емкости подложки и соотношения между нормальной и тангенциальной составляющими поля для одной и той же жидкости и импульсов с неизменными параметрами можно в широких пределах изменять ток в канале разряда. Полный ток состоит из тока ионизации и емкостного тока. (Током ионной проводимости в случае трансформаторного масла можно пренебречь). Емкостный ток можно разделить на две составляющие — ток зарядки емкости, образованной каналом разряда и противоположным электродом, замыкающийся через жидкость (I_{c_2}), и ток, замыкающийся на заземленный электрод через твердый диэлектрик (I_{c_1}), рис. 9-III. Составляющая I_{c_2} много меньше I_{c_1} в применяемых нами электродных конструкциях. Для оценки доли I_{c_1} в полном токе примем, что емкость C_1 образована двумя параллельными цилиндрическими проводниками, отстоящими друг от друга на расстоянии, равном толщине диэлектрической подложки (рис. 10-III). Один из цилиндров удлиняется со скоростью развития лидерного канала, а длина второго (ориентирующий заземленный электрод) равна длине пути перекрытия. (Рассмотрим конструкцию с преобладающей нормальной составляющей).

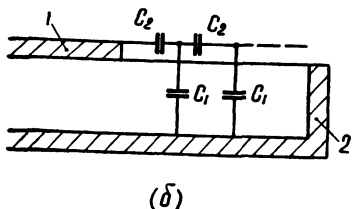
I_{c_1} можно представить в виде

$$I_{c_1} = C_1 \frac{dU}{dt} + U \frac{dc_1}{dt}, \quad (2-3)$$

а $\frac{dc_1}{dt}$ как



(a)



(б)

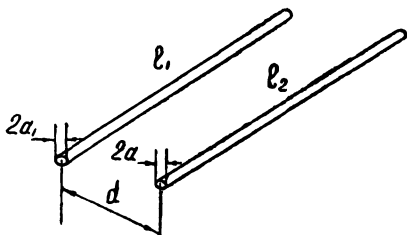


Рис. 9-III. Схема замещения для системы с преобладающей тангенциальной a и нормальной b составляющими \vec{E}

Рис. 10-III. Система для оценки емкостной составляющей тока

$$\frac{dc_1}{dt} = \frac{dl}{dt} \cdot \frac{dc_1}{dl} = V(t) \frac{dc_1}{dl}. \quad (3-3)$$

С учетом принятых допущений, продифференцировав выражение для емкости двух параллельных проводников [67], имеем

$$I_{C_1} = C_1(t) \frac{dU}{dt} + U \cdot v(t) \cdot 2\pi\epsilon \frac{l_1 - l_1 \cdot l_2 \left(\beta_1 + l_1 \frac{d\beta_{II}}{dl_2} + 2l_1 \frac{d\beta_{III}}{dl_2} \right)}{(l_2 \beta_1 + l_1 \beta_{II} + 2l_2 \beta_{III})^2}, \quad (4-3)$$

где

$$\beta_I = \text{Arsh} \frac{l_1}{a_1} + \frac{a_1}{l_1} - \sqrt{1 + \left(\frac{a_1}{l_1}\right)^2}, \quad (5-3)$$

$$\beta_{II} = \text{Arsh} \frac{l_2}{a_2} + \frac{a_2}{l_2} - \sqrt{1 + \left(\frac{a_2}{l_2}\right)^2}, \quad (6-3)$$

$$\begin{aligned} \beta_{III} = & \text{Arsh} \frac{l_1}{d} + \frac{l_2}{l_1} \text{Arsh} \frac{l_2}{d} - \left(\frac{l_2}{l_1} - 1 \right) \text{Arsh} \frac{l_2 - l_1}{d} + \\ & + \frac{d}{l_1} + \sqrt{\left(\frac{d}{l_1}\right)^2 + \left(\frac{l_2}{l_1} - 1\right)^2} - \sqrt{\left(\frac{d}{l_1}\right)^2 + 1} - \\ & - \sqrt{\left(\frac{d}{l_1}\right)^2 + \left(\frac{l_2}{l_1}\right)^2}, \end{aligned} \quad (7-3)$$

$$\frac{d\beta_{II}}{dl_2} = \frac{l_2^2 + a_2^2 - a_2 \sqrt{l_2^2 + a_2^2}}{l_2^2 \sqrt{l_2^2 + a_2^2}}, \quad (8-3)$$

$$\frac{d\beta_{III}}{dl_2} = \frac{1}{\sqrt{d^2 + l_1^2}} + \frac{1}{l_1} \left(\operatorname{Arsh} \frac{l_2}{d} - \operatorname{Arsh} \frac{l_2 - l_1}{d} \right). \quad (9-3)$$

Решая (4-3) при реальных значениях параметров $l_1=7$ см, $l_2=4$ см, $a_1=0,3$ см, $a_2=0,005$ см, $d_1=1$ см, $\varepsilon=3,5$, $U=120$ кВ, $\frac{dU}{dt} \approx A \approx 35$ кВ/мкс, $V=2$ см/мкс, имеем

$$C_1 \frac{dU}{dt} = 0,27 \text{ А}; \quad UV \frac{dc}{dl} = 1,45 \text{ А.}$$

Измерения тока в аналогичных условиях дают полный ток $I=2,8$ А. Видно, что ток, замыкающийся через твердый диэлектрик и зависящий от $C_{уд}$, составляет значительную часть ($\sim 60\%$) в полном токе лидера и, следовательно, изменением его величины можно в широких пределах изменять полный ток через развивающийся разрядный канал.

На импульсах типа стандартного поверхностный разряд в трансформаторном масле во многом подобен разряду в объеме сильнополярных жидкостей. При $U \geq U_{50\%}$ разряд от момента возникновения первых световых явлений и до завершения пробоя представляет собой дискретный во времени лидерный процесс (рис. 11-III). Разряд начинается на фронте импульса с образования вблизи острия (момент t) яркосветящегося канала 1 длиной около 2—4 см. На быстрой временной развертке видно (рис. 11-III, B), что этот канал образуется серией лидерных толчков с постепенно возрастающей длительностью пауз между ступенями (от 0,15—0,1 мкс до 0,25÷0,5 мкс). Эффективная скорость удлинения канала на этом участке составляет $(0,8—1,5) \cdot 10^7$ см/с. При развитии разряда на хвосте импульса напряжения паузы между ступенями составляют 3÷5 мкс, а эффективная скорость удлинения канала — $(0,4 \div 1) \cdot 10^6$ см/с. Лидер состоит из канала 3 и яркосветящейся головки 4, вытянутой вдоль оси промежутка. Длина головки примерно соответствует приращению яркосветящегося канала за очередную ступень. В паузах между вспышками канала наблюдается слабое непрерывное свечение, аналогичное фиксируемому при разряде в толще трансформаторного масла.

При напряжении, недостаточном для полного перекрытия, с некоторого момента времени t_2 (рис. 11-III, B, Г) пространственная и временная структура лидерного канала меняется: а) свечение развивающегося канала практически непрерывно, хотя периодические усиления яркости и имеют место; б) интенсивность этого свечения значительно меньше, чем вспышек лидерного канала; в) на конце канала отсутствует

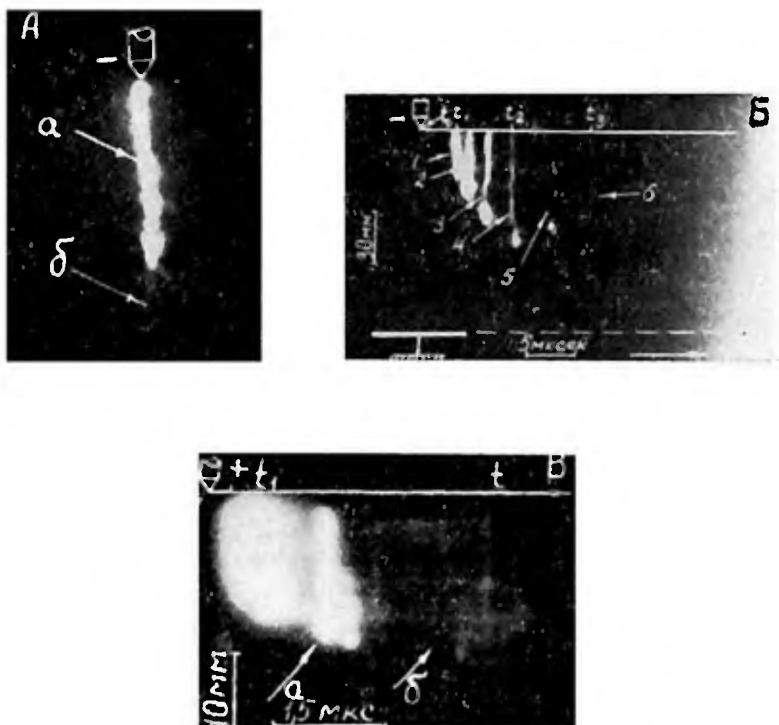


Рис. 11-III. Картина разряда в трансформаторном масле по поверхности органического стекла в поле с преобладающей тангенциальной составляющей: А — эпограмма лидера, снятая в кадровом режиме работы затвора; Б, В — временные развертки лидера (α — лидерный канал, β — первичный канал)

образование типа головки. Слабосветящийся канал может развиваться до противоположного электрода, не вызывая полного перекрытия (см. § 5-III). На кадровых фотографиях таких разрядов (рис. 11-III, А) видны два участка, различающиеся интенсивностью свечения, — более яркий участок А соответствует прогрессивному развитию лидера с периодическими вспышками его канала и слабосветящийся участок В — наступающей с момента t_2 (рис. 11-III, Б, В.) фазе «безвспышечного» развития канала.

В поле с преобладающей нормальной составляющей подобное явление можно наблюдать при существенно меньшем напряжении, которое уменьшается при увеличении удельной поверхностной емкости. При неизменной амплитуде импульса увеличение $C_{уд}$ ведет к увеличению средней амплитуды импульсов тока лидерных ступеней и эффективной скорости

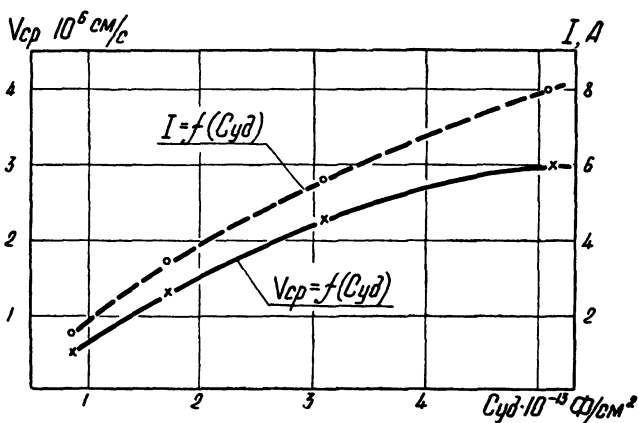


Рис. 12-III. Зависимость скорости и тока поверхностного разряда от удельной поверхностной емкости. Система — О+П, $d=10 \text{ см}$.

лидера (рис. 12-III). При обеспечении постоянства $C_{уд}$ кинетика поверхностного разряда и разрядные характеристики практически не зависят от материала подложки (см. § 4-VI).

Увеличение перенапряжения во всех случаях ведет к увеличению доли разрядного промежутка, перекрываемого быстрым процессом, к уменьшению пауз между ступенями лидера, увеличению амплитуды импульсов тока и эффективной скорости развития лидера (рис. 13-III).

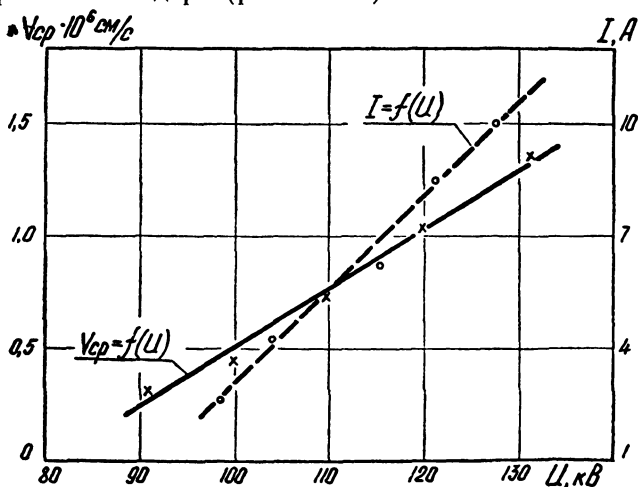


Рис. 13-III. Зависимость средней скорости и тока разряда по поверхности органического стекла в поле с преобладающей нормальной составляющей от амплитуды импульса напряжения. Система — О+П, $d=10 \text{ см}$

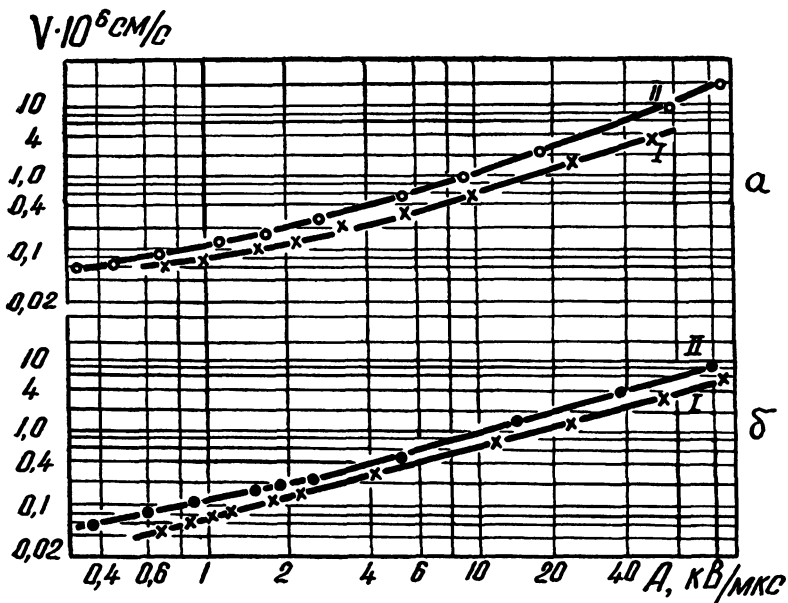


Рис. 14-III. Зависимость средней скорости развития поверхностного разряда с острия положительной *a* и отрицательной *б* полярности от крутизны волны в поле с преобладающей тангенциальной *I* и нормальной *II* составляющими

На косоугольных импульсах в зависимости от крутизны фронта динамика поверхностного разряда подобна динамике разряда в сильно полярных жидкостях (большие крутизны) либо в трансформаторном масле (малые крутизны). При уменьшении *A* увеличивается участок, перекрываемый каналом со слабым непрерывным свечением, и уменьшается средняя скорость развития разряда (рис. 14-III). В поле с преобладающей тангенциальной составляющей переход к этой форме разряда происходит при больших крутизнах фронта. Поверхностный разряд с положительного острия в целом подобен разряду с отрицательного электрода.

Связь динамики поверхностного разряда (скорости, длительности пауз между вспышками канала, закономерностей смены безвспышечной фазы развития толчкообразным процессом, яркости свечения) с током, протекающим по каналу разряда, подтверждает предположение о том, что величина тока является определяющим параметром в изменении динамики развития разряда при изменении свойств среды и параметров импульса напряжения.

Во всех рассмотренных выше случаях замыкание электродов в системе *O* — *П* осуществляется лидером (или лидера-

ми), развивающимся от острия. Встречное развитие процессов с плоскости, как это наблюдается в коротких сильноперенапряженных промежутках —О +П (гл. IV) и в длинной искре в воздухе [135], не отмечено.

В системе О—О наблюдается встречное развитие положительных и отрицательных лидеров. Место встречи зависит от соотношения величин напряжения зажигания и скоростей развития разряда с электродов положительной и отрицательной полярности. По структуре и закономерностям развития лидеры в системе О—О идентичны лидерам, развивающимся с острия соответствующей полярности в промежутках +О—П и —О+П.

Количественные данные о динамике лидерного процесса сведены в табл. 9.

Таблица 9

Диэлектрик	Электродная система	d , см	Средняя амплит. импульсов тока, А	Средняя скорость лидера, 10^6 см/с	Длительность пауз между вспышками, мкс	кВ
Транс. масло	+О—П	5	0,1	1,3	3,4	125
	—О+П	5	0,08	1,0	2	145
	+О—О	5	0,15	1,3/1,0	3,4/2	180
Этиловый спирт	+О—П	5	8	2,5	1,3	70
	—О+П	5	9	2	1,1	80
	—О—П	5	6	2,5/2	1,3/1,1	100
Дистиллированная вода ($\rho=3 \cdot 10^5$ Ом·см)	+О—П	5	10	19	0,3	40
	+П—О	16,5	21	19	0,3	70
	+О—О	5	16	0,6	0,15	160
	+О—О	16,5	14	19/0,6	0,3/0,15	110
Водопроводная вода ($\rho=3 \cdot 10^3$ Ом·см)	+О—П	5	80	8	—	60
	+О—П	16,6	100	8	—	110
	+П—О	5	90	2,5	—	135
	+О—О	5	85	8/2,5	—	120
Тр. масло, преоблад. тангенц. составляющая	+О—П	7	2,8	3,7	—	210
	—О+П	7	2,1	2,8	—	230
Тр. масло, преоблад. нормальн. составл. ($C_{уд}=3,1 \times 10^{-13}$ Ф/см ²)	+О—П	7	5,2	5,9	—	155
	—О+П	7	4,3	4,3	—	160

§ 2-III. ЗОНА ИОНИЗАЦИИ ЛИДЕРА

Согласно [78] для развития высокопроводящего лидерного канала в воздухе ионизационные процессы перед его головкой должны генерировать определенное количество заряженных частиц, а величина напряжения на электродах должна быть достаточной для обеспечения необходимой скорости удаления этого заряда из промежутка. При этом роль источника заряженных частиц играет импульсная корона и корона лидера (стримерная зона) с характерным для них наличием элементов — высокоионизированного стебля, развивающегося со скоростью порядка 10^8 см/с, и ветвей, распространяющихся в глубь промежутка на расстоянии в десятки и сотни сантиметров от головки лидера со скоростью $(5 \div 10) \cdot 10^3$ см/с.

Данные о кинетике разряда в жидкости (§ 1-III) показывают, что лидерный канал также представляет собой вторичное явление, которому предшествует предварительная ионизация определенного объема жидкости. Однако если термин «импульсная корона» применять только к явлению, обладающему комплексом таких признаков, как высокая скорость развития (10^8 — 10^9 см/с) и большое количество (десятки) одновременно развивающихся ветвей, способность развиваться в полях со средней напряженностью порядка единиц киловольт на сантиметр и др. [135], то необходимо принять, что при разряде в жидкости импульсная корона (стримерная зона) отсутствует.

Термин «корона», использовавшийся в ряде работ применительно к разряду в жидкости, относился к совершенно иным физическим явлениям. Например, в [117] «коронной» названа ветвистая структура, образованная многочисленными лидерными каналами, в [105] — постулированный Лио и Андерсоном [228] «иницирующий стример», в [288] — разветвления, которыми оканчивается лидерный канал. Как показали высокоскоростные развертки (рис. 2-III, 12-III), «иницирующий стример» в масле в действительности представляет собой лидерный процесс, развивающийся на фронте волны напряжения со скоростью $\geq 10^6$ см/с, лежащей за пределами временного разрешения применяемой в [228] камеры Бойса.

Применяемые в настоящих исследованиях ЭОП обладают чувствительностью, достаточной для регистрации импульсной короны в воздухе через разрядную камеру из оргстекла, заполненную водой или спиртом, а максимум излучения в жидкостях лежит в области длин волн 4500—3000 Å [98], близкой к максимуму спектральной чувствительности ЭОП. Отсутствие на эопограммах разряда в жидкостях элементов, тождественных импульсной короне, указывает на малые размеры зоны ионизации в жидкости. Об этом же свидетельствуют следующие экспериментальные факты.

1. Эффективная скорость движения головки лидерного канала в жидкости остается практически постоянной вдоль всего промежутка, исключая финальный скачок и участок разрядного промежутка, перекрываемый лидерным каналом, развивающимся на фронте волны напряжения (косоугольные импульсы не рассматриваются). В то же время в длинных воздушных промежутках, где размеры зоны ионизации соизмеримы с межэлектродным расстоянием, касание ею плоскости сопровождается быстрым увеличением лидерного тока и скорости движения головки лидера [137, 78, 3].

2. Установка на пути движения лидера в жидкости диэлектрического барьера не изменяет структуру и скорость развития лидера вплоть до подхода его к барьеру на расстояние $0,2 \div 0,6$ см. После этого лидер почти под прямым углом изменяет направление движения и в дальнейшем развивается как поверхностный разряд. Положение барьера в разрядном промежутке практически не влияет на картину разряда, но определяет электрическую прочность промежутка [152].

В воздухе в разрядных промежутках с барьером задолго до подхода лидера к барьеру наблюдается его торможение и изменение траектории движения под действием поля избыточных объемных зарядов, внедряемых зоной ионизации и оседающих на барьере [79].

3. При синхронной записи временных разверток лидера и осциллограмм напряжения на зонде, расположенном на пути движения головки лидера, установлено, что потенциал зонда существенно возрастает только в момент подхода к нему головки лидерного канала (см. § 3-III).

Таким образом, необходимо принять, что единственным процессом, обеспечивающим предварительную ионизацию жидкости перед толчкообразно удлиняющимся лидерным каналом, является процесс прорастания со скоростью $10^5 \div 10^7$ см/с тонких слабосветящихся нитей, называемых в дальнейшем *первичными каналами*.

В условиях прогрессивного развития лидера первичные каналы до преобразования в лидерные развиваются на длину не более 3—6 мм (при межэлектродных расстояниях в несколько сантиметров). Лишь в некоторых специфических условиях первичные каналы могут продвигаться в глубь промежутка на несколько сантиметров без преобразования в лидерный канал. Такое явление наблюдается, например, при развитии объемного или поверхностного разряда в трансформаторном масле на косоугольных импульсах малой крутизны в начале разрядного процесса (рис. 4-III), а также на хвосте импульса, типа стандартного, при напряжениях, меньших или близких к минимальному пробивному (или напряжению перекрытия), рис. 11-III.

В этих случаях удается получить отчетливые фоторазверт-

ки этих каналов. На стадии вспышечного преобразования первичных каналов в лидерный их фоторазвертки в паузах между вспышками удается получить лишь в том случае, когда интенсивность вспышек лидерного канала недостаточна для создания на экране засвечивающего фона (разряд в трансформаторном масле).

Пространственную структуру зоны ионизации удалось выявить сопоставлением фоторазверток незавершенных разрядов с фотоснимками, полученными статической камерой и контактным способом (по фигурам Лихтенберга). Установлено (см., например, рис. 11-III, 15-III), что область перед лидерным каналом представляет собой пучок из 3—6 тонких каналов, один из которых преобразуется в лидерный канал. Остальные каналы прекращают развитие и гаснут. Участок первичного канала, преобразуемый в лидерный, ярко вспыхивает. Эта вспышка из-за засвечивающего фона на экране ЭОП регистрируется как сферическая или эллипсоидная головка на конце лидерного канала.

В первых публикациях автора по лидерному процессу в жидкости [143, 136] эта вспышка была ошибочно отождествлена с зоной ионизации лидера.

В случае, если первичный канал достигает противоположного электрода при напряжении, меньшем или близком $U_{50\%}$, пробой или перекрытие со срезом напряжения на промежутке происходит лишь после преобразования первичного канала в лидерный процессом, развивающимся с плоскости (§ 5-III). При этом можно с удовлетворительной точностью рассчитать средние продольные градиенты потенциала E_{pc} в первичном канале. Истинная величина E_{cp} будет находиться между величинами, рассчитанными как

$$E_{cp\max} = \frac{U_{ост} - \Delta U}{k \cdot d - l_d} \quad \text{и} \quad E_{cp\min} = \frac{U_{ост}}{k \cdot d} \quad (10-3)$$

Здесь $U_{ост}$ — напряжение на промежутке в момент касания первичным каналом плоскости; ΔU — падение напряжения в лидерном канале длиной l_d , измеренное с помощью зонда (см. § 3-III); d — длина промежутка; $k = 1,2 \div 1,3$ — коэффициент, учитывающий извилистость канала.

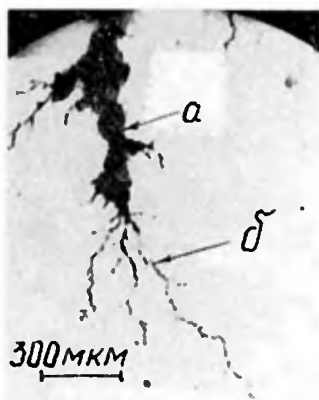


Рис. 15-III. Микрофотография следов поверхностного разряда в трансформаторном масле на фотопластинке:

a — лидерный канал, *б* — первичный канал

Для импульса 1,5/70 мкс и $U \approx U_{50\%}$ такие расчеты дают следующие величины: а) разряд в объеме масла — $E_{\min} \approx 15$ кВ/см, $E_{\max} = 17$ кВ/см, б) поверхностный разряд в масле в поле с преобладающей тангенциальной составляющей — $E_{\min} \approx 10$ кВ/см, $E_{\max} \approx 16$ кВ/см. Как будет показано в § 3-III, измерение продольных градиентов потенциала в первичном канале с помощью зонда невозможно, так как разряд через первичный канал емкости зонда преобразует его в лидерный, имеющий градиенты 2—8 кВ/см при аналогичных условиях.

Диаметр первичных каналов, измеренный по фигурам Лихтенберга, снимкам статической камерой и фоторазверткам через поперечную щель, составляет 1—5 мкм. До преобразования первичного канала в лидерный его диаметр практически не изменяется по длине и во времени. Плотность тока в первичном канале составляет $(2—10) \cdot 10^3$ А/см².

При расчете плотности тока в первичном канале ток, регистрируемый в промежутке до преобразования первичного канала в лидерный или в паузах между толчками лидера ($\sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ А), делился на число одновременно развивающихся первичных каналов (порядка 6).

Проводимость вещества первичного канала, усредненная по его сечению и определяемая как

$$\gamma = \frac{4I}{\pi D^2 \cdot E_{\text{ср}}}, \quad (11-3)$$

составляет 0,1—0,8 Ом⁻¹см⁻¹.

Механизм развития первичного канала и преобразования его в лидерный рассмотрен в § 4-III.

§ 3-III. ПАРАМЕТРЫ ЛИДЕРНОГО КАНАЛА

Для выяснения процессов развития разряда в длинных промежутках необходимо иметь данные об основных параметрах канала лидера, в частности о продольных градиентах потенциала, плотности тока, скорости расширения канала, о проводимости плазмы канала.

1. Развитие разряда в электродной системе с зондом

Поскольку измерение продольных градиентов потенциала в лидерном канале производилось с помощью зонда, щуп ко-

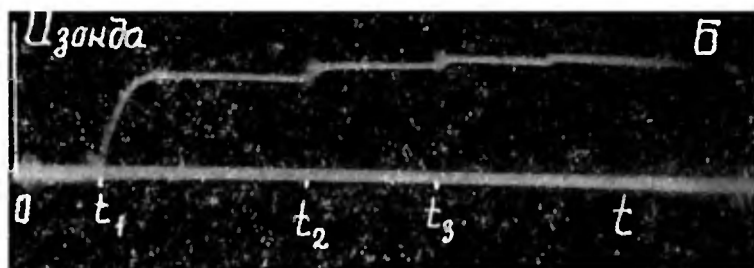
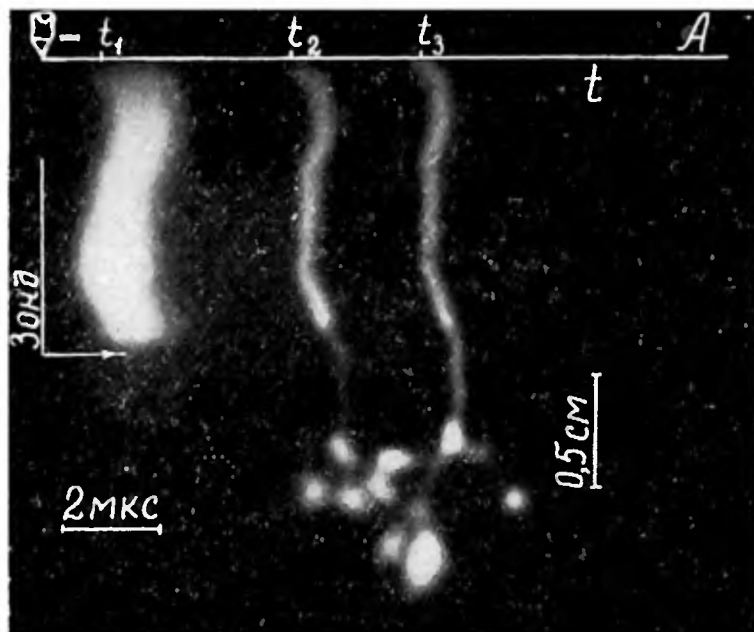


Рис. 16-III. Фоторазвертка *a* и осциллограмма потенциала лидерного канала *б* поверхностного разряда в трансформаторном масле в поле с преобладающей нормальной составляющей

торого вводился в канал, потребовались предварительные исследования степени искажения зондом естественного разрядного процесса. Установлено, что основное влияние зонда на развитие разряда обусловлено его связью с землей через малую, но конечной величины емкость, а также разрядом емкости зонда через канал. В «обратной» схеме регистрации — плоскость под высоким потенциалом, острый электрод заземлен — первый фактор проявляется в том, что разряд к плоскости может развиваться не с острейшего электрода, а с со

щупа зонда. Вероятность такой ситуации тем выше, чем ближе зонд к плоскости. Вследствие этого «обратная» схема в подобных измерениях не применялась. В «прямой» схеме разряд во всех случаях развивается с высоковольтного острейшего электрода. Влияние зонда проявляется в том, что разряд в промежутке острие — зонд развивается с повышенной скоростью, т. е. установка зонда в этом случае повышает напряженность поля в промежутке острие — зонд (рис. 16-III). При удалении зонда от острия его влияние уменьшается. При $U \approx U_{50\%}$ и удалении зонда от острия на расстояние около половины межэлектродного и более зонд практически не влияет на развитие разряда вплоть до касания его разрядным каналом. В момент касания зонда канал вспыхивает как вследствие разряда через него емкости зонда, так и вследствие разряда источника по цепи канал — зонд — земля (рис. 16-III). При дальнейшем развитии разряда в глубь промежутка яркость участка канала между зондом и острием приблизительно такая же, как у участка лидерного канала, вновь образованного преобразованием первичного канала. Эти результаты и данные оценок токов, замыкающихся через зонд, показывают, что ошибка в измерении градиентов потенциала в лидерном канале лежит в допустимых пределах, хотя некоторое занижение градиентов и будет иметь место. Более существенно влияние зонда на развитие первичного канала. Если в промежутке без зонда разряд начинается с первичного канала, не преобразующегося в лидерный, то установка зонда ускоряет преобразование канала. Если создать условия, при которых в промежутке острие — зонд будет все-таки развиваться первичный канал, то в момент касания им зонда происходит его преобразование в лидерный канал. Ток разряда емкости зонда при этом значительно превосходит ток первичного канала. Для измерения градиентов в первичном канале с помощью зонда необходим зонд со столь малой емкостью, что выполнить его не представляется возможным. Поэтому оценка градиентов потенциала в первичном канале производилась по методу, примененному в [78] для оценки градиентов в лидерном канале длиной искры в воздухе (§ 2-III).

2. Продольные градиенты потенциала

Исследована зависимость градиентов от полярности, длины лидерного канала, формы импульса напряжения (импульс 1,8/80 мкс и косоугольный с крутизной $A = 1,5 \div 20$ кВ/мкс), времени развития лидера, а также от формы поля (разряд в масле, поверхностный разряд в масле в поле с преобладаю-

щей тангенциальной либо нормальной составляющей). Установлено, что различие в значениях продольных градиентов в канале положительного и отрицательного разряда лежит в пределах погрешности измерений зондовым методом.

Изменение средних продольных градиентов $E_{\text{ср}}$ по длине канала поверхностного разряда, развивающегося на хвосте импульса 1,8/80 мкс при $U \approx U_{50\%}$, показано на рис. 17-III.

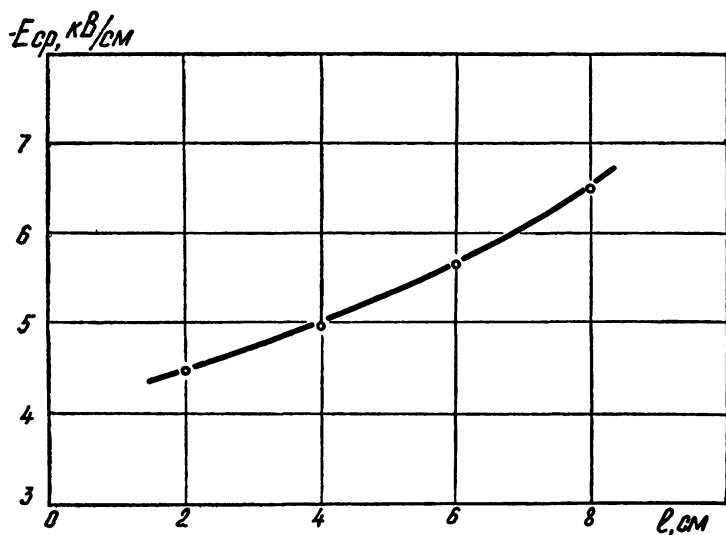


Рис. 17-III. Изменение средних продольных градиентов потенциала по длине канала поверхностного разряда

(Промежуток 10 см, полярность острия отрицательная, поле с преобладающей нормальной составляющей, $C_{\text{уд}} = 3,1 \cdot 10^{-13}$ Ф/см²). Видно, что $E_{\text{ср}}$ увеличивается от 4,5 до 6,5 кВ/см при изменении расстояния от острия до зонда в пределах 2÷8 см. Напротив, градиенты в канале разряда, развивающегося на фронте косоугольного импульса, уменьшаются при увеличении расстояния от острия до зонда (рис. 18-III). Причем с ростом крутизны импульса градиенты уменьшаются при прочих неизменных условиях (рис. 19-III). Для данного отрезка канала градиенты уменьшаются в процессе прогрессивного развития лидера на косоугольном импульсе (рис. 20-III). Таким образом, из данных рис. 17-III—20-III следует, что градиенты потенциала в лидерном канале определяются «возрастом» канала, т. е. временем от его образования до замера градиентов, величиной и

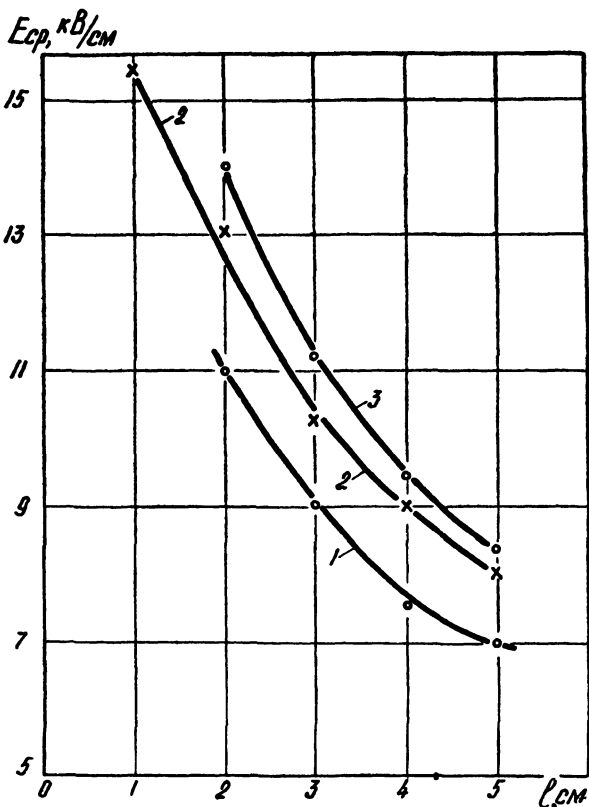


Рис. 18-III. Изменение градиентов потенциала E_{cp} по длине l лидера поверхностного разряда в масле в поле с преобладающей нормальной 1 и тангенциальной 2 составляющими и разряда в объеме масла 3. Положительный косоугольный импульс с крутизной 6 кВ/мкс ($d=7$ см)

скоростью изменения напряжения на промежутке. О связи E_{cp} с величиной лидерного тока и, следовательно, о степени нелинейности сопротивления канала можно судить, сравнивая между собой значения E_{cp} (рис. 20-III) для поверхностного разряда в воде 1, поверхностного разряда в масле в поле с преобладающей нормальной 2 и тангенциальной 3 составляющими, разряда в объеме масла 4. Большим значениям лидерных токов соответствуют меньшие градиенты (рис. 20-III), большие скорости разряда и меньшие значения импульсного пробивного напряжения (табл. 9).

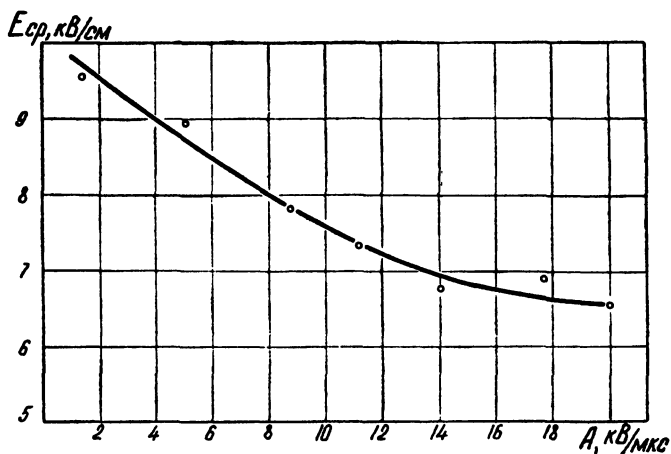


Рис. 19-III. Зависимость $E_{ср}$ в канале положительного поверхностного разряда в масле в поле с преобладающей нормальной составляющей ($C_{уд}=3,1 \cdot 10^{-13}$ Ф/см²) от крутизны импульса напряжения

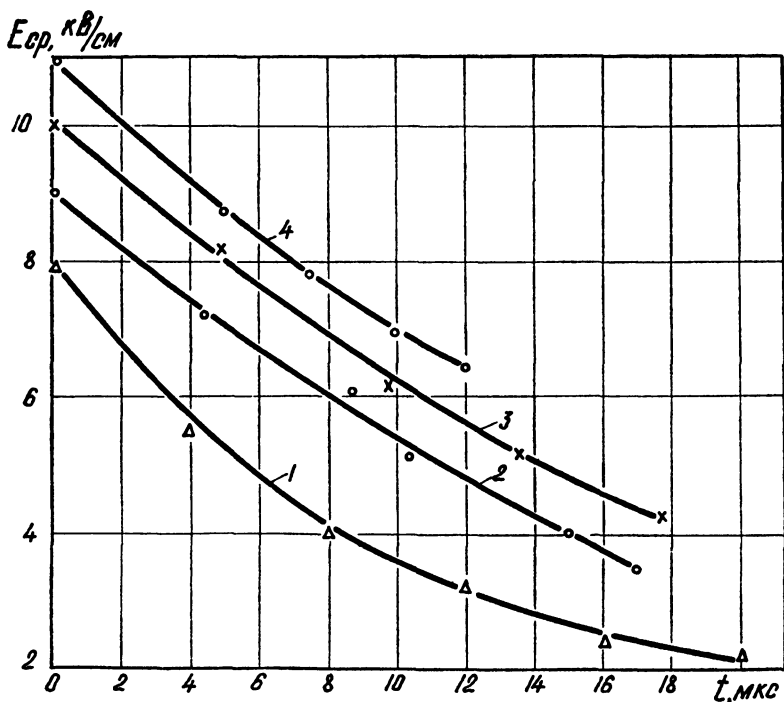


Рис. 20-III. Изменение во времени $E_{ср}$ в канале поверхностного разряда в воде 1 и масле 2, 3 в поле с преобладающей тангенциальной 1, 3 и нормальной 2 составляющими, 4 — в канале лидера объемного разряда в масле. Положительный косоугольный импульс с $A=5$ кВ/мкс ($d=7$ см, $l=3$ см)

3. Скорость расширения канала, плотность тока, проводимость

Для измерения скорости расширения канала в процессе его преобразования в лидерный использован метод щелевой развертки. Съемка велась при повышенной скорости временной развертки ЭОП (60 нс на экран УМИ-93).

Известны трудности точного определения диаметра канала разряда оптическими способами. Эти трудности обусловлены: 1) возможным несоответствием размеров свечения размерам плазменных образований, 2) несоответствием размеров объекта съемки размерам изображения вследствие несовершенства реальных оптических систем (см. приложение 1). Принципиально возможными источниками искажений в оптических измерениях размеров плазменных образований являются процессы, развивающиеся со скоростью ударной волны. Эти процессы развиваются за границами регистрируемых плазменных образований и могут сопровождаться высвечиванием. Однако для плотных сред, каковыми являются жидкости, толщина переходного слоя от плазмы к слабозмущенной жидкости при длительностях процессов приблизительно 10^{-7} с не превосходит десятых долей микрона [117]. Размеры изображения канала, получаемого с помощью эопографа, пересчитывались по уравнению (6) для определения действительных размеров разрядного канала. В отдельных экспериментах начальный и конечный диаметры канала разряда оценивались по фотографиям статической камерой и по фигурам Лихтенберга, получаемым одновременно с фоторазвертками. Результаты измерений различными методами отличаются не более чем на $20 \div 25\%$.

Для оценки изменения во времени основных параметров канала щелевая развертка сопровождалась синхронной записью тока и напряжения. Образец щелевой развертки и осциллограммы тока разряда в масле показан на рис. 21-III. Вследствие малой яркости свечения первичного канала он не фиксируется на сверхскоростных щелевых развертках. На рис. 21-III не зарегистрирован также и ток, сопровождающий развитие первичного канала, поскольку он примерно на три порядка меньше тока лидерного толчка и его запись должна осуществляться при более высокой чувствительности схемы регистрации. Моменту t_0 соответствует начало преобразования первичного канала в лидерный; в момент t_0 начинается расширение канала приблизительно от 3 мкм до ~ 50 мкм. Максимум лидерного тока примерно на 8—12 нс опережает расширение канала до максимума (точнее, до момента резкого уменьшения скорости расширения канала). По мере уменьшения тока яркость лидерного канала уменьшается, что воспринимается на фоторазвертках как уменьшение его диа-

метра. В принципе не исключено, что уменьшение плотности тока в канале и его охлаждение сопровождаются уменьшением диаметра канала (схлопыванием). Однако экспериментально это предположение проверить не удалось из-за малой интенсивности свечения канала в паузах между толчками, недостаточной для получения щелевых сверхскоростных разверток.

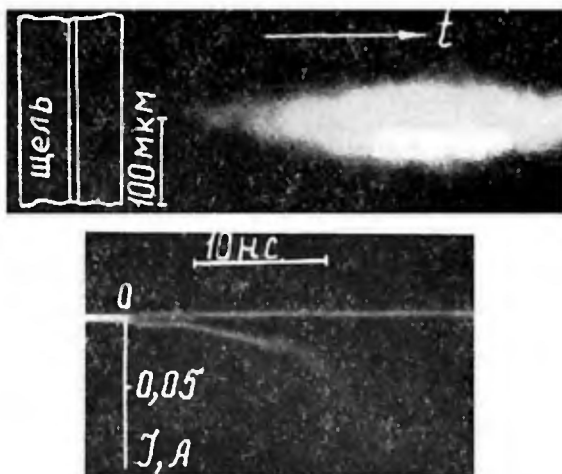


Рис. 21-III. Щелевая развертка и осциллограмма тока лидерного толчка в масле. Положительный косоугольный импульс с $A=6$ кВ/мкс

На рис. 22-III, а, б даны результаты обработки пятнадцати* щелевых разверток и осциллограмм тока разряда в масле в системе +О—П (а) и поверхностного разряда в масле в поле с преобладающей нормальной составляющей ($C_{уд} = 3,1 \cdot 10^{-13}$ ф/см²) (б). Длина промежутка 7 см, импульс напряжения — косоугольный с крутизной $A=40$ кВ/мкс. За начало временной оси принято начало быстрого роста тока. Обработка производилась до максимального расширения канала. Характерно, что плотность тока в канале в процессе его преобразования в первые 5—10 нс увеличивается от $(7 \div 10) \cdot 10^3$ до $(1 \div 5) \cdot 10^5$ А/см², проходит через максимум и затем уменьшается. (Здесь и ниже большие значения приводимых параметров относятся к поверхностному разряду.)

* Малое количество измерений вызвано чрезвычайной сложностью получения сверхскоростных разверток явления, которое развивается за наносекундные времена и, являясь фрагментом разрядного процесса длительно в несколько микросекунд, обладает большой пространственной и временной нестабильностью.

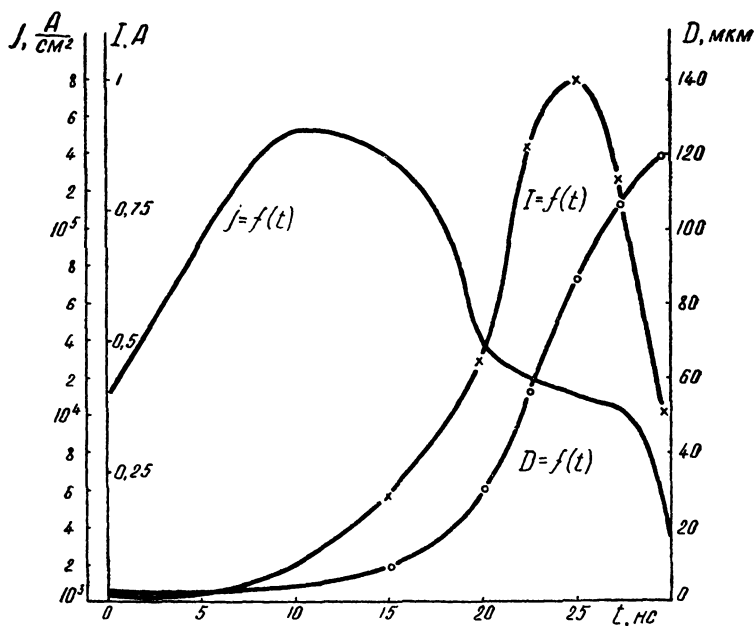
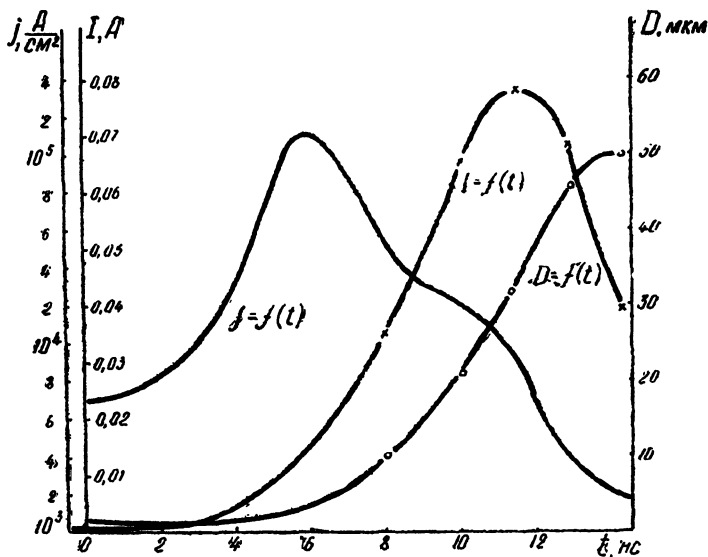


Рис. 22-III. Изменение на протяжении лидерного толчка диаметра канала D , тока I и плотности тока j :
 а — разряд в толще масла в электродной системе +О —П;
 б — поверхностный разряд в поле с преобладающей нормальной составляющей при $C_{уд} = 3,1 \cdot 10^{-13}$ Ф/см² ($d = 7$ см, $A = 40$ кВ/см)

На спадающей ветви кривой $j=j(t)$ четко проявляются три участка: первый и третий участки характеризуются быстрым уменьшением плотности тока, на втором участке продолжительностью 3—8 нс скорость изменения плотности тока существенно меньше. Граница между вторым и третьим участками примерно соответствует максимуму тока ($\frac{dI}{dt}=0$).

Нижний предел плотности тока в лидерном канале можно определить, если принять, что сечение лидерного канала в паузах между ступенями остается примерно равным сечению вновь образованного участка лидера, а ток через лидерный канал создан развитием первичных каналов и составляет $\approx 10^{-2} \div 10^{-3}$ (последнее следует из экспериментов). В этом случае $j_{\min} = 30 \div 80 \text{ А/см}^2$. Средняя скорость расширения канала во время преобразования составляет $(3-5) \cdot 10^5 \text{ см/с}$. Следовательно, расширение канала на стадии преобразования в лидерный имеет ударный характер и должно сопровождаться образованием ударных волн в жидкости. Наличие ударных волн на стадии развития разряда экспериментально было установлено в [117, 181].

Данные о плотности тока и средних продольных градиентах в лидерном канале позволяют оценить усредненную по сечению электропроводность плазмы лидерного канала во время образования ступени. При различных условиях эксперимента ее величина для лидера в трансформаторном масле лежит в пределах $2 \div 10 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, что примерно на порядок выше электропроводности вещества первичного канала.

§ 4-III. К ТЕОРИИ ЛИДЕРНОГО ПРОЦЕССА В ЖИДКОСТИ

Обобщая результаты экспериментального исследования развития разряда в области микросекундных длительностей импульсов и в длинных разрядных промежутках, можно составить схему разряда (рис. 23-III) и дать ей следующее качественное описание.

Разряд происходит в форме лидерного процесса, имеющего две, существенно различные стадии развития. Первая стадия — непрерывное развитие со скоростью $10^5 \div 10^7 \text{ см/с}$ от электрода в глубь промежутка контрагированных первичных каналов диаметром $1 \div 5 \text{ мкм}$. Развитие первичных каналов в диэлектрических жидкостях сопровождается протеканием тока $\sim 10^{-3} \div 10^{-4} \text{ А}$; плотность тока при этом составляет $(1 \div 8) \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$, средние продольные градиенты потенциала — $(1,5-1,8) \cdot 10^4 \text{ В/см}$. Удельная проводимость вещества первичного канала — $0,1 \div 0,8 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$. В процессе развития первичного канала в его основании создаются некоторые критические условия, связанные с повышением температуры

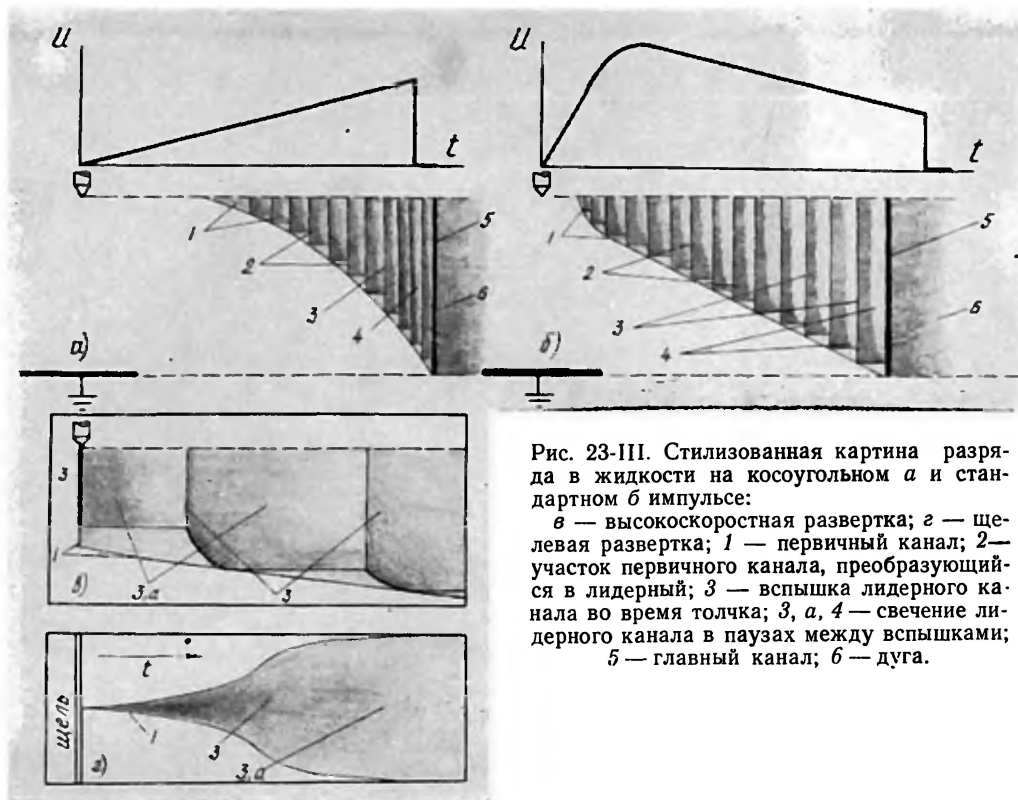


Рис. 23-III. Стилизованная картина разряда в жидкости на косоугольном *а* и стандартном *б* импульсе:

в — высокоскоростная развертка; *г* — щелевая развертка; *1* — первичный канал; *2* — участок первичного канала, преобразующийся в лидерный; *3* — вспышка лидерного канала во время толчка; *3, а, 4* — свечение лидерного канала в паузах между вспышками; *5* — главный канал; *6* — дуга.

и давления, приводящие к ударному расширению канала со скоростью $(1-6) \cdot 10^5$ см/с до 50—100 мкм (рис. 23-III, з), увеличению тока на 3÷4 порядка, яркой вспышке канала 2, 3. Преобразование первичного канала, представляющее собой вторую стадию лидерного процесса, от основания первичного канала распространяется к его головке со скоростью $(1\div 3) \cdot 10^7$ см/с (рис. 23-III, в). Этим заканчивается первая ступень толчкообразного развития лидерного канала 3, 3, а, с продольными градиентами потенциала 2—8 кВ/см и удельной проводимостью вещества $2\div 10$ Ом⁻¹см⁻¹. В последующем первичный канал развивается с головки лидерного канала, и его преобразование в лидерный осуществляется аналогично описанному. Скорость развития первичного канала, паузы между толчками лидера и, следовательно, эффективная скорость удлинения лидерного канала зависят от свойств жидкости и параметров импульса напряжения (§ 1-III).

Очевидно, что теоретическое описание этого процесса и, следовательно, теория импульсного пробоя жидкостей в умеренно коротких промежутках должна включать описание таких последовательных стадий разряда, как: 1) зажигание разряда, 2) развитие первичного канала, 3) преобразование первичного канала в лидерный, обеспечивающее вынос потенциала высоковольтного электрода в глубь промежутка. Ни одна из существующих сегодня теорий пробоя жидкостей не описывает развитие разряда как многостадийный процесс. Критерии пробоя, выведенные в этих теориях, фактически являются критериями зажигания разряда. С некоторыми допущениями эти критерии могут быть отождествлены лишь для определенного сочетания условий пробоя: а) постоянное напряжение, б) однородное или слабонеоднородное поле, в) короткие промежутки. Точный вывод критерия зажигания разряда затруднен отсутствием данных о полях, определяемых микрогеометрией электродов, о подвижности носителей зарядов в жидкости и др.

Ниже предпринята попытка теоретического описания развития первичного канала и преобразования его в лидерный.

1. Развитие первичного канала

Одним из параметров первичного канала, поддающихся достаточно точным экспериментальным оценкам, является удельная проводимость вещества в канале, поэтому теоретический анализ процесса развития первичного канала целесообразно свести к ее определению.

Независимо от исходной геометрии поля зарождение вблизи электрода первичного канала делает поле резко неоднородным, и развитие ионизационных процессов в жидкости

прежде всего определяется напряженностью поля вблизи головки первичного канала. Распределение поля вблизи головки первичного канала можно отождествить с распределением поля вблизи острейшего электрода соответствующей полярности с учетом падения напряжения в канале. При положительной полярности острия (соответственно первичного канала) распределение поля в основном определяется приложенным напряжением и геометрией электродной системы, а при отрицательной полярности — невозмущенным полем и полем эмиттированного отрицательного заряда.

Поскольку форма головки первичного канала удовлетворительно аппроксимируется гиперболоидом вращения, а ее радиус r_0 много меньше межэлектродного расстояния d , можно записать

$$E_{\text{макс}} = \frac{U - \Delta U}{1,15 \cdot r_0 \lg \frac{4d'}{r_0}} \quad (12-3)$$

где U — потенциал острейшего электрода; ΔU — падение напряжения в разрядном канале, равное

$$\Delta U = E_{\text{ср}}^n \cdot l_n + E_{\text{ср}}^{n,k} \cdot l_{n,k}. \quad (13-3)$$

Здесь l_n и $l_{n,k}$ — длина лидерного и первичного каналов в рассматриваемый момент времени; $E_{\text{ср}}^n$ и $E_{\text{ср}}^{n,k}$ — средние продольные градиенты в лидерном и первичном каналах.

Принимая согласно данным § 1-III, 2-III, 3-III для разряда в трансформаторном масле, развивающегося на положительном импульсе 1,5/70 мкс при $U = U_{50\%}$, $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-4}$ см, $U = 1,25 \cdot 10^5$ В, $E_{\text{ср}}^n = 5 \cdot 10^3$ В/см, $E_{\text{ср}}^{n,k} = 1,6 \cdot 10^4$ В/см, $d = 5$ см, $l_n = 2$ см, $l_{n,k}^{\text{ср}} = 0,3$ см из (12-3) с учетом (13-3), имеем $E_{\text{макс}} \approx 1,3 \cdot 10^8$ В/см. Оценки показывают, что во всех описанных в § 1-III, 2-III, 3-III экспериментах $E_{\text{макс}}$ имеет порядок 10^8 В/см.

Учитывая малую концентрацию свободных электронов в жидкости, производимых естественной радиацией и термической ионизацией при нормальных ($\sim 20^\circ$ С) температурах, и высокую напряженность локального поля, можно предположить, что наиболее вероятным механизмом образования первичных электронов в жидкости вблизи анода и головки положительного первичного канала является автоионизация. Для конденсированных сред вероятность автоионизации за единицу времени W согласно [159] можно записать как

$$W(E) = 4,6 \cdot 10^{-13} \cdot A \cdot \frac{E^{10/3}}{I_0^{5/2}} \cdot 10^{-1,75 \cdot 10^7 \cdot B \cdot I_0^{3/2}/E}, \quad (14-3)$$

где A и B — константы порядка единицы; I_0 — потенциал ионизации.

Основанием для применения уравнения (14-3) при анализе автоионизации в жидкости является существование в жидкости ближнего порядка в структуре, на который распространяется зонная теория, развитая для твердых диэлектриков. В [205] рассчитана вероятность автоионизации в жидкости исходя из зонной модели и модели невзаимодействующих молекул. Получено, что расчет по зонной модели обеспечивает лучшее согласие с экспериментом и дает уравнение, подобное (14-3).

Изменение во времени концентрации заряженных частиц за счет автоионизации через вероятность W и концентрацию нейтральных частиц в жидкости n_0 запишется как

$$\frac{dn}{dt} = n_0 \cdot W(E). \quad (15-3)$$

Используя уравнение непрерывности для заряда

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \mathbf{j} = 0, \quad (16-3)$$

где $\rho = \frac{\varepsilon}{4\pi} \cdot \text{div} \nabla E$, $\mathbf{j} = e \cdot n \mathbf{V}$ — плотность тока, созданного избыточным зарядом, перемещающимся со скоростью V .

Уравнение (16-3) можно записать как

$$\frac{dE}{dt} + \frac{4\pi j}{\varepsilon} = 0. \quad (17-3)$$

Так как для сильного поля $V = \sqrt{\frac{2e\lambda}{m}} E$, уравнение (17-3) приобретает вид

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \ln \sqrt{\frac{2e\lambda}{m}} E; \quad (18-3)$$

или, введя обозначение $\frac{4\pi}{\varepsilon} e \sqrt{\frac{2e\lambda}{m}} = C$, имеем

$$\frac{dE}{dt} = -C n \sqrt{E}. \quad (19-3)$$

Уравнение (19-3) можно записать в виде

$$\frac{dE}{dn} \cdot \frac{dn}{dt} = -C n \sqrt{E}. \quad (20-3)$$

Подставляя (15-3) в (20-3), имеем

$$\frac{dE}{dn} = -\frac{C \cdot n \sqrt{E}}{n_0 \cdot W(E)}. \quad (21-3)$$

Интегрируя (21-3), получаем

$$n^2 = -2 \frac{A_1 \cdot n_0}{C} \int_{E_0}^E E^{1/6} \cdot \exp\left(-\frac{B_1}{E}\right) dE, \quad (22-3)$$

где $A_1 = 4,6 \cdot 10^{-13} \cdot I_0^{-5/2} = 4,6 \cdot 10^{-15,5} \left[\frac{\text{см}^{10/3}}{B^{10/3} \cdot c} \right]$;

$$B_1 = 1,75 \cdot 10^7 \cdot 2,3 \cdot I_0^{3/2} \approx 4 \cdot 10^{8,5} [B/\text{см}];$$

$$C = \sqrt{300} \frac{4\pi}{e} e \sqrt{\frac{2e\lambda}{m}} \approx 1 \cdot 10^{-2} \left[\frac{B^{1/2} \cdot \text{см}^{5/2}}{C} \right]. \quad (23-3)$$

Здесь λ определена из выражения:

$$\lambda = \frac{1}{\sigma_{\text{ем}} \cdot N_{\text{м}}}, \quad (23-3a)$$

где $\sigma_{\text{ем}}$ — сечение взаимодействия электрона с молекулой углерода; $N_{\text{м}}$ — концентрация молекул. Определим $\sigma_{\text{ем}}$ по [2] как

$$\sigma_{\text{ем}} = 2r \cdot l (n-1). \quad (24-3)$$

Здесь $r = 2,45 \cdot 10^{-8}$ см — половина расстояния между осями молекул, $l = 1,23 \cdot 10^{-8}$ см — длина связи С—С, спроектированная на ось цилиндра, n — число атомов углерода в молекуле.

Учитывая, что средний молекулярный вес трансформаторного масла равен ~ 280 [100] и, следовательно, $n \approx 20$, получим $\sigma_{\text{ем}} = 1,15 \cdot 10^{-14}$ см².

Тогда λ из (23-3a) будет равна

$$\lambda = \frac{1}{1,15 \cdot 10^{-14} \cdot 1,86 \cdot 10^{21}} \approx 4,7 \cdot 10^{-8} \text{ см.}$$

Интегрируя (22-3) при условии, что при $E = E_0$ (до начала автоионизации, т. е. при $t = 0$) $n = 0$, имеем

$$n^2 = \frac{2A_1 \cdot n_0}{CB_1} \left[E_0^{3/6} \cdot \exp\left(-\frac{B_1}{E_0}\right) \left(1 - \frac{29}{6} \frac{E_0}{B_1} + \frac{29 \cdot 35 \cdot E_0^2}{6^2 \cdot B_1^2}\right) - E_0^{29/6} \cdot \exp\left(-\frac{B_1}{E}\right) \left(1 - \frac{29}{6} \frac{E}{B_1} + \frac{29 \cdot 35}{6^2 \cdot B_1^2}\right) \right]. \quad (25-3)$$

Концентрацию заряженных частиц в головке первичного канала можно определить из (25-3), пренебрегая вторым членом в квадратных скобках, поскольку $E = E_{\text{сп}}^{\text{п.к}}$ много меньше E_0 :

$$n^2 \approx \frac{2A_1 \cdot n_0}{CB_1} E_0^{3/6} \left(1 - \frac{29}{6} \frac{E_0}{B} + \frac{29 \cdot 35 \cdot E_0^2}{6^2 \cdot B_1^2}\right) \exp\left(-\frac{B_1}{E_0'}\right). \quad (26-3)$$

Зная концентрацию заряженных частиц, можно определить усредненную по сечению величину проводимости вещества в первичном канале по уравнению

$$\gamma = \frac{n_1 \cdot e^2 \cdot \bar{\lambda}_1}{2m \bar{V}_1 \cdot 9 \cdot 10^{11}}, \quad [\text{Ом}^{-1} \text{см}^{-1}]. \quad (27-3)$$

Здесь m — масса электрона; $\bar{\lambda}_1$ — длина свободного пробега электронов в веществе первичного канала; \bar{V}_1 — средняя скорость теплового движения электронов при температуре $T^\circ \text{K}$,

$$\bar{V}_1 = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}. \quad (28-3)$$

Для определения $\bar{\lambda}_1$, \bar{V}_1 и n_1 необходимо знать температуру вещества первичного канала.

Для объема жидкости вблизи головки первичного канала, где имеет место автоионизация, т. е. где напряженность поля E равна

$$E = E_0 \left(1 - \frac{2E_0}{B_1}\right), \quad (29-3)$$

энергетический баланс можно записать в виде

$$\frac{\epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot E_0^2}{2} = C'_v \cdot \Delta T, \quad (30-3)$$

предполагая отсутствие потерь энергии из этой области.

Физическое условие (29-3) означает, что n , определенная из (26-3), уменьшается в e раз на границе определенного таким образом объема. Для рассматриваемых условий, когда $\epsilon = 2,3$, $E_0 = 1,3 \cdot 10^8 \text{ В/см}$, $C'_v \approx 2,98 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{град.}$, $\Delta T = 530^\circ \text{K}$, а $T = 823^\circ \text{K}$. Здесь C'_v — теплоемкость трансформаторного масла при постоянном объеме [100].

Очевидно, что вследствие высокой температуры вещества на головке первичного канала, превышающей критическую температуру жидкости, она должна расширяться и, следовательно, температура вещества первичного канала вблизи головки будет отличаться от рассчитанной по (30-3). Считая процесс адиабатическим, найдем изменение температуры по уравнению

$$T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\sigma-1}. \quad (31-3)$$

Здесь индексом 1 обозначены температура T и объем V до расширения, σ — показатель адиабаты для газа.

Поскольку нам неизвестны литературные данные о величине σ для газа (точнее, плазмы), получившегося из трансформаторного масла, примем ее равной таковой для ионизованного газа, образующегося из воды, имея в виду сходство рассматриваемого явления развития первичного канала в этих жидкостях. Согласно [117] $\sigma=1,26$.

V_1 — приближенно равен объему конуса, т. е.

$$V_1 = \frac{1}{3} \pi r_1^2 \cdot \Delta l, \quad (32-3)$$

$$V_2 = \pi r_0^2 \cdot \Delta l, \quad (33-3)$$

где Δl — приращение длины канала, r_0 — радиус первичного канала, $r_1 = r_0 \cdot \sin \Theta$, угол Θ определяется из уравнения

$$E = E_0 \cdot \cos \Theta = E_0 \left(1 - \frac{2E_0}{B_1} \right). \quad (34-3)$$

Из уравнений (32-3), (33-3), (34-3) получаем $\frac{V_1}{V_2} = 0,12$.

Из (31-3) определим T_2

$$T_2 = 823 \cdot 0,12^{0,26} \approx 475^\circ \text{ К}.$$

Используя полученные выше данные о расширении головки первичного канала и температуре, определим параметры $\bar{\lambda}_1$, \bar{V} и n_1 плазмы первичного канала и, следовательно, γ по (27-III). Расчет V_1 , $\lambda_1^{\#}$ и n_1 при найденных параметрах вещества первичного канала дает $V_1 = 1,36 \cdot 10^7$ см/с, $n_1 = 3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, $\lambda_1 = 3,9 \cdot 10^{-7}$ см. Тогда удельная проводимость вещества первичного канала равна $0,121$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$, а плотность тока, определяемая как $j = \gamma E_{\text{ср}}$, равна $2,18 \cdot 10^3$ А/см 2 .

Несколько заниженные значения расчетных величин по сравнению с экспериментальными обусловлены неучетом ударной ионизации, производимой электронами, образующимися в результате автоионизации. С другой стороны, в расчетах не учтены и процессы, уменьшающие проводимость и плотность тока, — рекомбинация и диффузия носителей зарядов из первичного канала.

Необходимо отметить, что предположение о решающей роли автоионизации в образовании носителей зарядов перед головкой положительного первичного канала нуждается в дальнейших доказательствах и уточнениях как в направлении выявления и учета процессов, которые могут снижать критическую напряженность поля, необходимую для автоионизации, так и в направлении уточнения величины напряженности поля в зоне ионизации первичного канала.

При развитии первичного канала с электрода отрицательной полярности, когда напряженность поля вблизи катода

или головки первичного канала существенно уменьшается вследствие экранирующего действия эмиссионного объемного заряда, автоионизация не реализуется.

Необходимо принять, что при отрицательной полярности острейшего электрода, когда напряженность поля у катода и вблизи головки первичного канала даже с учетом влияния эмиссионного объемного заряда достигает $\sim 10^7$ В/см, эмиттированные электроны набирают энергию, необходимую для ударной ионизации молекул и атомов жидкости. Теории ускорения электронов в жидкости и ионизации электронным ударом были разработаны Т. Льюисом [226], Г. С. Кучинским [88], Д. Сваном [269].

Изложенные выше данные о процессах и явлениях в разрядном промежутке показывают решающую роль в зажигании и разитии разряда локальных полей вблизи микроострий на электродах и на головке первичного канала. Это означает, что не средние макроскопические, а локальные поля должны фигурировать в теоретических расчетах по ударной ионизации в жидкости.

2. Преобразование первичного канала в лидерный

Наибольшую трудность для физической интерпретации и математического описания представляет первая фаза процесса преобразования первичного канала в лидерный, которая ведет к увеличению тока в промежутке примерно на 3—4 порядка и является некоторым «спусковым» механизмом для развития ступени лидера.

Несмотря на лучшую изученность состава плазмы газового разряда, механизм образования лидерного канала в воздухе также окончательно не установлен [6, 165, 251]. Длительное время считалось, что приращение лидерного канала происходит за счет прогрева основания ветви короны (стримерного канала) электронным током до температуры термической ионизации [6]. Однако оценки температуры канала стримера перед возникновением лидерного процесса, произведенные в [165] в предположении, что вся энергия, приобретаемая электроном от поля, превращается в кинетическую энергию частиц в канале стримера, показывает, что эта температура не превышает $700 \div 1000^\circ$ К. Такая температура явно недостаточна для термической ионизации. В [165] высказано предположение, что по мере нагревания каналов стримеров за счет протекания тока в стадии импульсной короны происходит их расширение. При этом увеличивается отношение продольных градиентов потенциала к плотности нейтральных частиц в канале и, как следствие, увеличивается коэффициент ударной ионизации. При некотором критическом отношении E_{cp}/n_a

возникает новый ионизационный процесс, преобразующий участок стримерного канала в лидерный канал.

Для разряда в жидкости эта физическая модель неприменима вследствие непрерывного характера развития первичного канала и протекающего по нему тока. Расширение первичного канала в этом случае приводило бы не к увеличению продольных градиентов в его основании, а к их уменьшению из-за увеличения длины свободного пробега электронов в веществе первичного канала. К тому же, как показывают эксперименты, в процессе развития первичного канала его диаметр остается практически неизменным вплоть до преобразования в лидерный канал.

Оценим изменение температуры первичного канала во времени (и, следовательно, по длине канала) с учетом тепловыделения и потерь энергии.

Вследствие низкой температуры плазмы на головке первичного канала ($\sim 475^\circ \text{K}$) потерями энергии на излучение можно пренебречь. Можно также пренебречь потерями энергии и за счет конвективного теплоотвода, поскольку последний при малых временах, характерных для рассматриваемых явлений, может осуществляться лишь при ударных расширениях первичного канала. Таким образом, необходимо принять, что основным механизмом потерь энергии из первичного канала является теплоотвод за счет теплопроводности.

Изменение температуры первичного канала T во времени с учетом теплоотвода запишем в виде [71]

$$T = \frac{\gamma \cdot E^2 \cdot r_0^2}{4k_j} \left(\ln \frac{4\tau}{\delta} + \frac{1}{2\tau} + \frac{1}{2\tau} \ln \frac{4\tau}{\delta} + \dots \right), \quad (35-3)$$

где γ — проводимость плазмы первичного канала; $E = E_{\text{ср}}^{\text{п.к}}$ — продольные градиенты потенциала в первичном канале радиуса r_0 ; k — коэффициент теплопроводности жидкости; $\delta = e^Z = 1,78$ (Z — постоянная Эйлера); $\tau = \frac{\kappa \cdot t}{r_0^2} + \tau_0$ (κ — коэффициент температуропроводности; t — текущее время; τ_0 — константа, определяемая из начального условия: $T = T_0$ при $t = 0$).

Оценим T к началу преобразования первичного канала, приняв $T_0 = 475^\circ \text{K}$, $t = 3 \cdot 10^{-6}$ с, $\kappa = \frac{K}{\rho \cdot C_V} = 8 \cdot 10^{-4}$ см²/с, ($K = 1,27 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Дж}}{\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}}$, $\rho = 0,85$ г/см³, $C_V = 1,88$ Дж/г, [91]), $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-4}$ см. При таких условиях $\tau_0 = 8,25$, а $T = 514^\circ \text{K}$. Итак, повышение температуры первичного канала в процессе его развития составляет всего $\sim 40^\circ$. Очевидно, что такое повышение температуры не может вызвать термическую ионизацию или заметно увеличить давление в канале

и вызвать его расширение. Наиболее вероятным процессом, приводящим к преобразованию первичного канала в лидерный, представляется повышение градиента потенциала в основании первичного канала вследствие рекомбинации носителей зарядов и вызванного этим уменьшения проводимости по мере продвижения головки первичного канала в глубь промежутка.

Уход электронов из зоны проводимости вследствие рекомбинации происходит как на низкие, так и на высокие энергетические уровни. Изменение концентрации электронов за счет рекомбинации на основной уровень описывается уравнением

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha n_a \cdot n_e - \beta n_e^2 n_+, \quad (36-3)$$

где n_e , n_+ и n_a — соответственно концентрация электронов, положительных ионов и атомов (молекул); α — константа скорости ионизации; β — константа скорости рекомбинации.

Согласно [65]

$$\alpha = \sigma_e \cdot \bar{V}_e \left(\frac{I_0}{kT_e} + 2 \right) \exp \left(- \frac{I_0}{kT_e} \right), \quad (37-3)$$

где V_e — средняя скорость движения электронов; σ_e — эффективное сечение взаимодействия.

$$\beta = 1,1 \cdot 10^{-14} \frac{g_a}{q_+} \left(\frac{I_0}{kT_e} + 2 \right) C, \quad (38-3)$$

где g_a и g_+ — статистические веса атома (молекулы) и иона соответственно; C — константа, равная $\sim 5 \cdot 10^{-17}$.

Для сильно неравновесной плазмы, из которой состоит первичный канал, оценка α дает величину $\sim 10^{-100}$ см³/с, а $\beta \approx 3 \cdot 10^{-28}$ см⁶/с. При данных значениях α и β решение уравнения (36-3) имеет вид

$$n_e = \frac{n_{e_0}}{\sqrt{1 + \beta n_{e_0}^2 \cdot \tau}} \quad (39-3)$$

Запишем $\beta n_{e_0}^2 = \frac{1}{\tau_0}$; при значениях $n_{e_0} \sim 10^{17}$ см⁻³, характерных для плазмы первичного канала, $\tau_0 \approx 3,3 \cdot 10^{-7}$ с. За время развития первичного канала ($\sim 3 \cdot 10^{-6}$ с) концентрация электронов уменьшается за счет рекомбинации на основной уровень до величины $3,16 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Такие изменения концентрации не вызовут существенного повышения продольных градиентов, т. е. не могут быть определяющими в механизме образования ступени лидера.

В то же время уход электронов из зоны проводимости наиболее вероятен на высокие энергетические уровни, т. е. на уровни, соответствующие возбужденному состоянию атомов и молекул. Как показано в [65], число рекомбинаций на эти уровни равно

$$Z_{\text{рек}} = \beta_1 \cdot n_e^2 \cdot n_+, \left[\frac{1}{\text{см}^3 \cdot \text{с}} \right], \quad (40-3)$$

где
$$\beta_1 = \frac{5,2 \cdot 10^{-23}}{T^{3/2} \cdot \text{тыс.} \cdot \text{град}}, \left[\frac{\text{см}^6}{\text{с}} \right]. \quad (40-3a)$$

Подставив (40-3) в (36-3) и опуская первый член, получим уравнение, совпадающее с (39-3), т. е.

$$n_e = \frac{n_{e_0}}{\sqrt{1 + \beta_1 \cdot n_{e_0}^2 \cdot \tau}}. \quad (39-3a)$$

Оценка τ_0 в этом случае дает величину $\sim 8,4 \cdot 10^{-14}$ с, концентрация электронов в зоне проводимости плазмы первичного канала за время $3 \cdot 10^{-6}$ с уменьшится до $1,67 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. Необходимо учесть, что уход электронов на возбужденные уровни будет означать рекомбинацию лишь в том случае, если за ним последует их радиационный переход на основной уровень. Время жизни такого возбужденного уровня, оцененное по уравнению [65]

$$\tau^* = \frac{N^5}{1,6 \cdot 10^{10}}, \quad (41-3)$$

где N — номер уровня, который можно определить как

$$N = \sqrt{\frac{I_0}{kT}},$$

составляет $4,5 \cdot 10^{-5}$ с при $T = 500^\circ \text{K}$ и $1,4 \cdot 10^{-6}$ с при $T = 2000^\circ \text{K}$.

Вследствие высокой скорости ухода электронов из зоны проводимости на возбужденные уровни повышается градиент потенциала и температура в первичном канале, что, в свою очередь, приводит к двум конкурирующим эффектам — уменьшению скорости перехода на возбужденные уровни и увеличению скорости ухода электронов на основной уровень за счет уменьшения τ^* .

При повышении градиентов потенциала до некоторой критической величины ($\sim (1 \div 5) \cdot 10^6$ В/см) в плазме первичного канала начинается ударная ионизация и интенсивный прогрев вплоть до температуры термической ионизации. Повышение плотности тока и давления в канале вызывает его ударное расширение. Этим заканчивается образование ступе-

ни лидера. В дальнейшем эти процессы повторяются с частотой, зависящей от приложенного напряжения и скорости его изменения во времени и от величины тока, протекающего по каналу (включая емкостный ток).

§ 5-III. ПРОЦЕССЫ В ПЕРЕХОДНОЙ СТАДИИ ОТ ЛИДЕРА К ДУГЕ

В момент касания лидерным каналом плоскости или встречи двух развивающихся навстречу друг другу лидерных каналов начинается качественно новая — главная стадия разряда. При напряжении больше $U_{50\%}$ для всех исследованных жидкостей главная стадия разряда принципиально не отличается от соответствующей стадии длинной искры в воздухе и характеризуется высокой интенсивностью свечения канала, быстрым изменением тока в цепи. Максимальный ток в главной стадии превышает ток при металлическом замыкании разрядного промежутка. Это превышение обусловлено нейтрализацией объемного заряда, внедренного в промежуток лидером, зарядом другого знака, наведенным на поверхности противоположного электрода, а также разрядом через канал электродной емкости.

Оптические явления в промежутке, характерные для этой стадии разряда, показаны на рис. 24-III. Вслед за финальным скачком t_1 лидерный канал ярко вспыхивает (б), начинается спад напряжения на промежутке и устанавливается дуга в. На временных развертках со скоростью $5 \cdot 10^7$ см/с левая граница яркого свечения в главной стадии разряда а параллельна статическому изображению лидера г, вызвавшего пробой промежутка, значит, скорость распространения свечения по каналу в главной стадии больше 10^9 см/с. Учитывая близость параметров лидерного канала в жидкости и в воздухе, можно предположить, что скорость распространения свечения в главной стадии в жидкости близка к таковой в длинной искре в воздухе и в молнии ($\sim 0,2-0,5$ С).

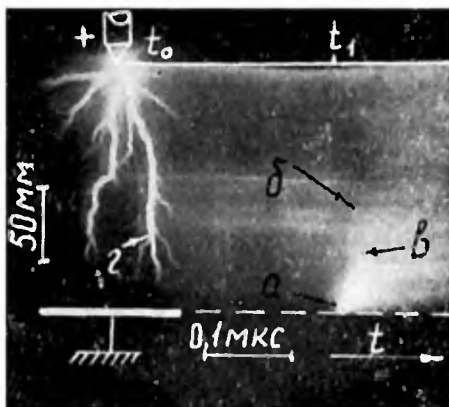


Рис. 24-III. Картина завершеного разряда в дистиллированной воде при $U = U_{50\%}$.

При $U \leq U_{50\%}$, когда в трансформаторном масле преобразование первичных каналов в лидерный с некоторого момента времени может прекратиться (рис. 11-III, 15-III), изоляционные свойства промежутка полностью нарушаются только после преобразования слабопроводящего первичного канала

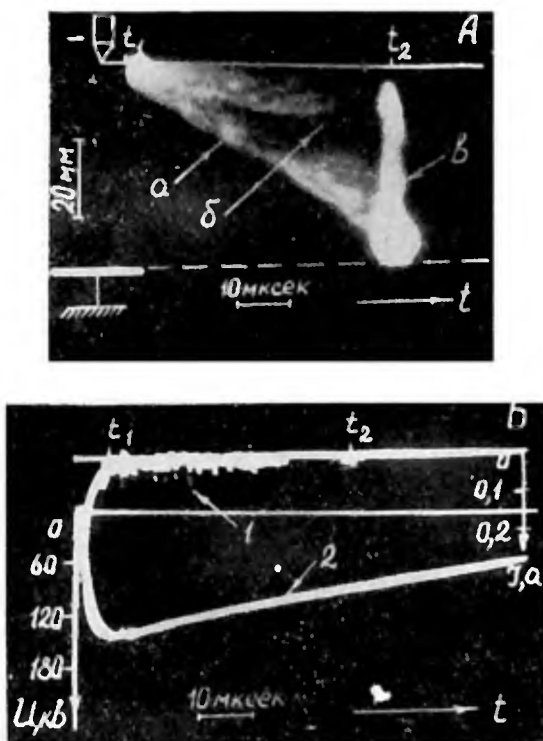


Рис. 25-III. Картина незавершенного разряда в трансформаторном масле при малой скорости временной развертки:

А — зограмма разряда; Б — осциллограмма тока 1 и напряжения 2

в высокопроводящий. Явления, сопровождающие эту фазу разряда, иллюстрирует рис. 25-III. В случае, показанном на рис. 25-III, к плоскости развивались два канала: а и б, свечение которых достаточно интенсивно только вблизи головки. В момент t_2 канал а достиг плоскости, что вызвало яркую вспышку в и серию импульсов тока амплитудой 0,1—0,2 А. Яркое свечение охватило ~ 90 — 95% длины канала; напряжение на промежутке при этом не срезалось и разрядные явления в промежутке прекратились. При более высокой

скорости временной развертки (рис. 26-III) свечение канала в момент касания плоскости расчленивается на серию следующих друг за другом (через 1,2—5 мкс) со стороны плоскости вспышек. Яркость вспышек уменьшается, но они охватывают все больший участок канала. Подобные вспышки повторяются от 3 до 6 раз. Пробой промежутка происходит только в том случае, когда вспышки достигают острия или «неостывшего»

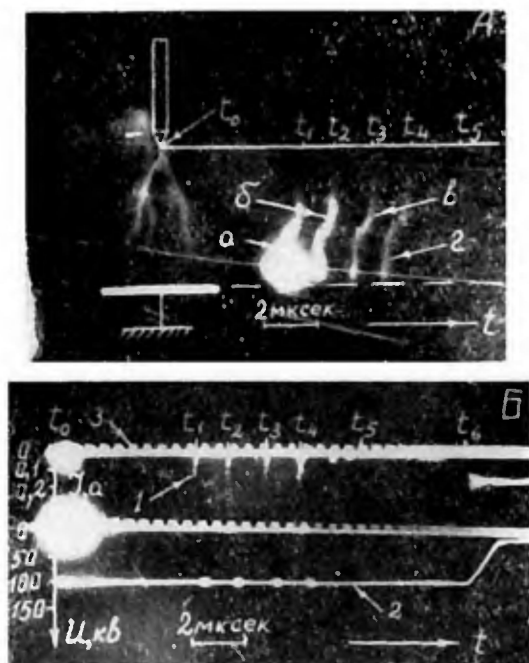


Рис. 26-III. Картина завершеного разряда в трансформаторном масле при $U = U_{50\%}$. А — временная развертка; Б — осциллограмма напряжения и тока

участка лидерного канала, развивавшегося от острия. На рис. 26-III после четырех вспышек (а—г) с интервалами 1,3 мкс наступила пауза длительностью 8,7 мкс и затем произошел пробой со срезом напряжения на промежутке. Вероятно, в момент t_6 произошла еще одна вспышка, охватившая весь или большую часть канала и вызвавшая завершение разряда. (Затвор ЭОП закрыт в момент t_5 .)

При положительной полярности острия явления в целом подобны описанным, но число повторных вспышек канала обычно составляет 1—2. Описанные явления подобны явле-

ниям, наблюдающимся во время преобразования первичного канала в лидерный. Как и последние, они связаны с повторной ионизацией в веществе первичного канала, приводящей к повышению плотности тока, температуры, давления и в конечном итоге к расширению канала и образованию высокопроводящего плазменного шнура, замыкающего электроды.

Эти явления не следует отождествлять с отмеченным ранее [76, 77, 16] процессом попеременного обрыва и зажигания дуги в жидких диэлектриках при наличии в цепи значительных ограничивающих сопротивлений. В этом случае электроды замкнуты проводящим каналом и изоляционные свойства промежутка нарушены. Однако из-за искусственного ограничения тока величина его недостаточна для поддержания высокой проводимости канала. При определенных условиях канал охлаждается и гаснет. Повторное его зажигание происходит при восстановлении напряжения на промежутке.

Новые материалы о развитии разряда в жидкости в области микросекундных экспозиций напряжения и длинных разрядных промежутках показывают, что лидерный процесс в жидкостях и газах существенно различается лишь первой стадией. Как известно [135, 78, 3], первой стадией лидерного процесса в газах является развитие с электрода или с головки лидерного канала импульсной короны (стримерной зоны). Ветви короны представляют собой стримерные образования, распространяющиеся в глубь промежутка с высокой скоростью ($10^8 \div 10^9$ см/с) благодаря фотонным процессам. Вследствие высокой плотности жидкостей и поглощения в них высокоэнергетических фотонов на длинах порядка 10^{-4} см роль фотонных процессов мала и скорость перемещения головки первичного канала составляет $10^5 \div 10^7$ см/с, т. е. не превосходит скорость движения электронов. Последующие фазы лидерного процесса и стадия главного разряда в жидкостях и газах качественно подобны. Отличия в количественных характеристиках обусловлены в основном разной скоростью гидродинамического расширения разрядного канала в этих средах.

ГЛАВА IV

РАЗВИТИЕ НАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЯДА

Тот факт, что развитие разряда в жидкости при микросекундных экспозициях напряжения включает относительно медленные процессы — прогрев первичного канала и его гидродинамическое расширение, — показывает, что закономерности

развития разряда в жидкости должны быть чрезвычайно чувствительными к длительности воздействия напряжения. Это должно проявляться особенно сильно при длительностях импульсов, соизмеримых с характеристическими временами развития указанных процессов, т. е. при $t < 10^{-7}$ с. Следует ожидать, что в области наносекундных экспозиций напряжения прогрев и преобразование первичного канала в лидерный будут «отставать» от распространения первичного канала в глубь промежутка. В этих условиях замыкание разрядного промежутка может осуществляться только первичными каналами и, следовательно, лидерный процесс не будет иметь место.

Экспериментальная проверка этого предположения выполнена по методике, описанной в разделе В (приложение 1). Исследован разряд в воде ($\rho = 5 \cdot 10^6$ Ом·см) и химически чистом гексане при длительностях импульса $2 \div 60$ нс ($\tau_{\text{ф}} \approx 2$ нс). Разрядные промежутки образованы стальными полусферами $\varnothing 0,8$ см ($d = 0,03 \div 0,12$ см), электродами острие — плоскость ($d = 0,07 \div 0,8$ см) и лезвие — плоскость ($d = 0,15 \div 0,5$ см). Использованы молибденовые и вольфрамовые острия с радиусом закругления вершины $5 \div 30$ мкм. Длина лезвий составляла 1,5 см. (Изготавливались из лезвий марки «Perma»).

§ 1-IV. РАЗВИТИЕ РАЗРЯДА В УСЛОВИЯХ НЕОДНОРОДНОГО ПОЛЯ

Вслед за возникновением вблизи острейшего электрода факела (§ 2-II) наблюдается развитие свечения в глубь промежутка. Яркость этого свечения, в отличие от разряда в области микросекундных экспозиций напряжения, не проявляет периодических флуктуаций (по крайней мере, с периодом более 3 нс).

При отрицательной полярности острия свечение носит эллипсовидный характер (рис. 1-IV, А). Изменение во времени длины l и диаметра D катодного свечения при различных d и E показано на рис. 2-IV. Из рис. 2-IV видно, что при увеличении длины разрядного промежутка скорость удлинения свечения возрастает, а расширения, напротив, уменьшается. При всех условиях эксперимента скорость удлинения катодного свечения возрастает по мере его продвижения к плоскости. При радиусах вершины острейшего электрода менее 10 мкм и определенной чувствительности оптической системы видна ветвистая структура эллиптического свечения (рис. 3-IV). Диаметры наиболее ярких контрагированных каналов, оцененные по снимкам с экрана ЭОП с соответствующим пересчетом (см. приложение 1), изменяются в пределах 10—50 мкм.

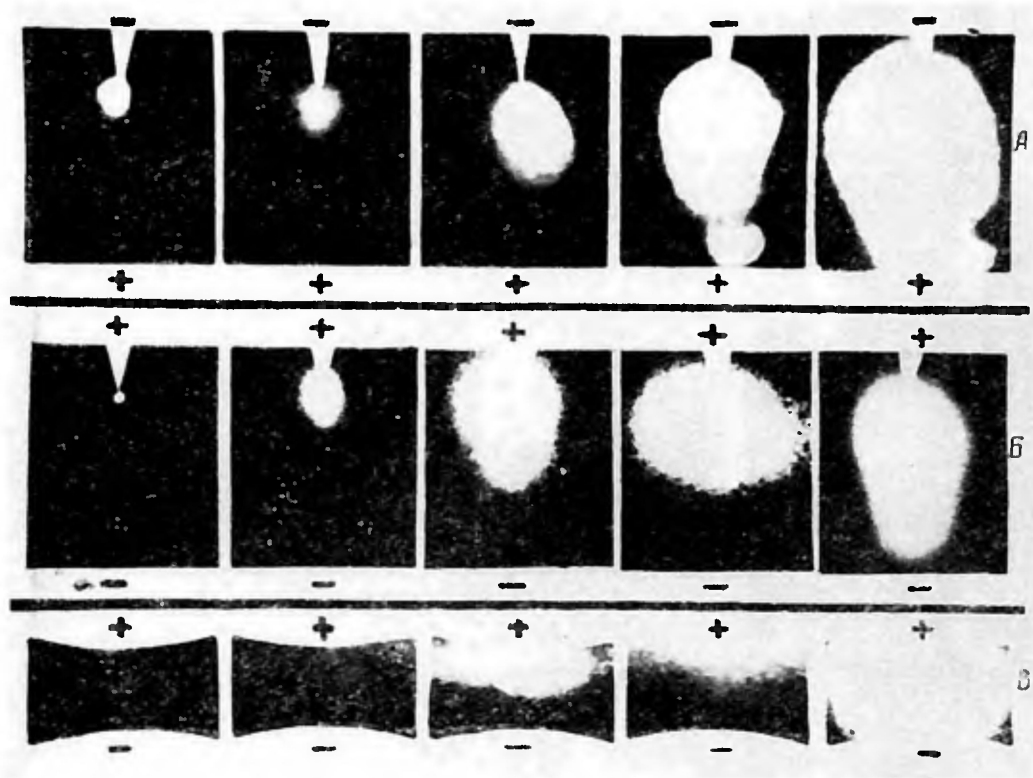


Рис. 1-IV. Последовательные стадии развития разряда в неоднородном *A*, *B* и однородном *B* поле:

A— $E_{\text{ср}}=1,2$ МВ/см, $d=0,15$ см, интервал между кадрами 10 нс; *B*— $E_{\text{ср}}=0,35$ МВ/см, $d=0,32$ см, интервал между кадрами 10 нс; *B*— $E_{\text{ср}}=3,5$ МВ/см, $d=0,07$ см, интервал между кадрами 2 нс

Развитие катодного свечения при средних напряженностях поля $E_{\text{ср}} \approx 0,8$ МВ/см сопровождается протеканием тока 1—5 А.

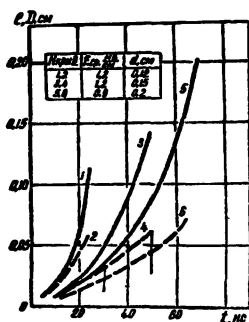


Рис. 2-IV. Изменение во времени длины l и диаметра D катодного свечения при различных d и E



Рис. 3-IV. Пространственная структура катодного свечения

При $E_{\text{ср}} > 0,8$ МВ/см после пересечения катодным свечением около $2/3$ межэлектродного промежутка на плоском аноде возникает свечение, распространяющееся навстречу катодному со скоростью $\sim 10^7$ см/с (рис. 1-IV, А). В момент встречи катодного и анодного свечения начинается коммутация.

Разряд с острия положительной полярности характеризуется рядом особенностей.

1. В сферическом анодном свечении применяемой оптической аппаратурой не удается выявить ветвистую структуру.

2. Скорость удлинения в 4—7 раз, а расширения в 10—20 раз у анодного свечения больше, чем у катодного, при одинаковых E (сравни рис. 2-IV и 4-IV).

3. Развитие анодного свечения сопровождается протеканием тока до 30 А (при $E_{\text{ср}} \approx 0,4$ МВ/см).

4. При всех условиях экспериментов отсутствуют какие-либо световые явления на плоском катоде. Коммутация в промежутке $+O - П$ начинается в момент касания анодным свечением плоскости.

5. При увеличении E время коммутации t_k в промежутке $+O - П$ увеличивается (§ 1-VII).

При замене острейного электрода лезвием характерные проявления эффекта полярности сохраняются. При отрицательной полярности лезвия увеличение E приводит к увеличе-

нию количества одновременно развивающихся каналов до 3—7 и тока, сопровождающего их развитие, до (25—75) А. При положительной полярности лезвия на стадии зажигания разряда наблюдается практически однородное свечение по всей длине лезвия. Это свечение в процессе развития к катоду становится дискретным по длине лезвия и состоит из 10÷15 отдельных сгустков. Развитие разряда в этом случае сопровождается током до 300 А. Регистрация оптических картин и наблюдение следов эрозии электродов показывают, что при положительной полярности лезвия в 60—70% случаев коммутация осуществляется по 2—3 каналам, в то время как при отрицательном лезвии — практически всегда по одному каналу. При $E_{cp} = 0,7$ МВ/см с положительного лезвия развивается 15 локализованных свечений, а при отрицательной — 3. При этом время коммутации t_k составляет соответственно 12 и 3 нс.

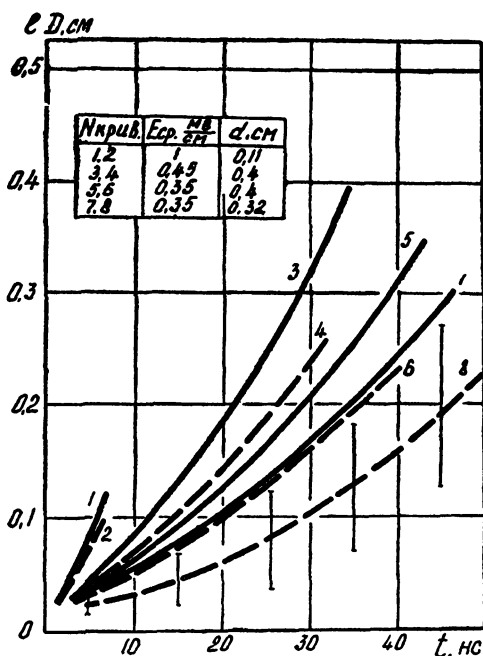


Рис. 4-IV. Изменение во времени длины l и диаметра D анодного свечения при различных d и E

этом время коммутации t_k составляет соответственно 12 и 3 нс.

§ 2-IV. РАЗВИТИЕ РАЗРЯДА В УСЛОВИЯХ ОДНОРОДНОГО ПОЛЯ

Анодный факел, возникающий в однородном поле при $E=1,5\div 3$ МВ/с за 6—9 нс до начала коммутации, дает начало распространению к катоду свечения со средней скоростью $\sim 10^7$ см/с ($E=2,5\text{—}3$ МВ/см), рис. 5-IV. Диаметр свечения, регистрируемого с экрана ЭОП, возрастает в процессе развития канала к катоду со скоростью $\sim 6\cdot 10^6$ см/с. Изменение во времени длины и диаметра анодного свечения при различных d и E показано на рис. 6-IV. (Ввиду значительной нестабильности момента зажигания разряда в однородном поле за $t=0$ принято начало коммутации.)

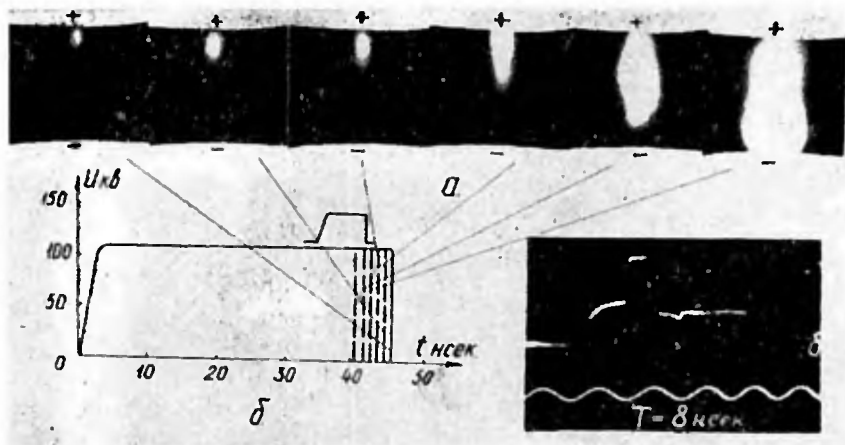


Рис. 5-IV. Картина разряда в воде в промежутке с однородным полем a и суперпозиция рабочего и затворного импульсов $b, в$, $E = 2$ МВ/см

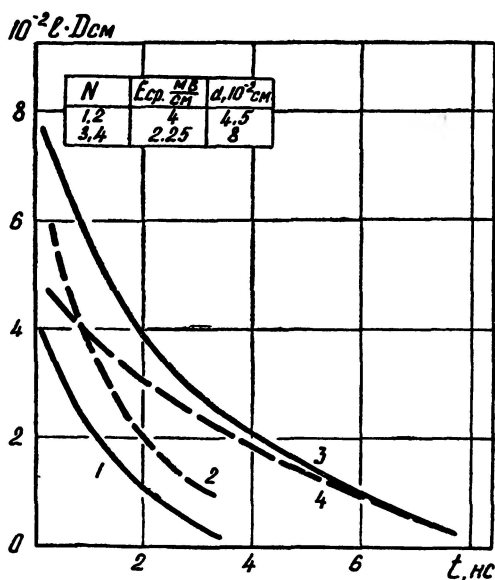


Рис. 6-IV. Изменение во времени длины l и диаметра D анодного свечения в воде в однородном поле при двух значениях E и d

Отношение максимальных размеров свечения l/D пропорционально E , то есть при уменьшении E анодное свечение ста-

новится более контрагированным. Эта закономерность подтверждается результатами работ [7, 1], в которых описано развитие разряда в воде при $E < 0,5$ МВ/см. При $E > 3$ МВ/см отношение l/D меньше единицы. Начальная фаза разряда при этом представляет собой слабое диффузное свечение поверхности анода, которое, практически в неизменном виде, развивается к катоду (рис. 1-IV, B). При касании катода этим свечением начинается коммутация. Время коммутации в этом случае еще сильнее, чем в промежутке $+O-P$, зависит от E . При $E = 4$ МВ/см $t_k = 15-20$ нс, а при $E = 2$ МВ/см $= 3$ нс. В промежутке с однородным полем, как и в промежутке $+O-P$, тонкую структуру свечения экспериментально выявить не удалось.

Разрядные явления в гексане подобны описанным для воды, но сопровождаются меньшими (более чем на порядок) токами и имеют меньшие размеры свечения. В промежутках с неоднородным полем для разряда в гексане характерен меньший эффект полярности.

§ 3-IV. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Гипотезу о том, что при наносекундных экспозициях напряжения разряд представляет собой развитие многочисленных первичных каналов, экспериментально удалось подтвердить только для разряда с отрицательного электрода. Характер регистрируемого анодного свечения не дает оснований считать его дискретным в пространстве. Можно высказать два предположения: 1) свечение соответствует сплошному ионизованному объему жидкости, 2) анодное свечение создано большим количеством тонких каналов, которые не удается зарегистрировать из-за малых расстояний между ними и ограниченного пространственного разрешения применяемой оптической аппаратуры.

Для проверки этого предположения можно применить энергетический анализ условий образования плазмы в промежутке и с его помощью оценить объем жидкости, превращаемой в плазму при выделении известного (из экспериментов) количества энергии. Вследствие кратковременности развития разряда при наносекундных экспозициях напряжения потерями энергии из канала, рассмотренными в § 4-III, пренебрегаем.

Для расчета величины удельной энергии каналаобразования по методике, примененной автором [32] для твердых диэлектриков, необходимо составить схему энергетических затрат на образование плазмы из молекул жидкости. Удельная энергия образования плазмы (энергия перехода в плазменное состояние единицы объема жидкости) при адиабатическом процессе определится как

$$\epsilon_{уд} = \frac{W_m \cdot N_A}{M} \cdot \rho, \quad (1-4)$$

где W_m — энергия диссоциации и ионизации атомов одной молекулы вещества; N_A — число Авогадро; M — молекулярный вес жидкости; ρ — плотность.

Не учитывая затраты энергии на разрыв слабых ассоциативных водородных связей молекул воды (структуры ближнего порядка), расчет энергетических затрат можно произвести по термохимическому циклу Гарбера-Борна [123].

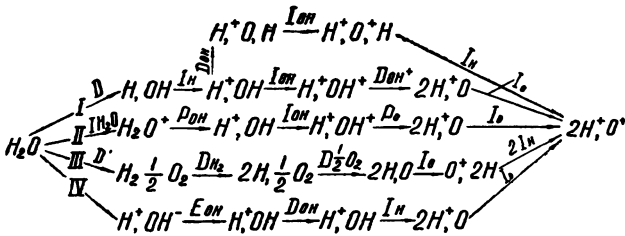


Рис. 7-IV. Схема разложения молекулы воды

На рис. 7-IV представлена схема превращения воды в ионы H^+ и O^+ . Процесс I начинается с диссоциации молекулы H_2O на атом H и гидроксильную группу OH , затем следует ионизация атома H , ионизация OH , диссоциация образовавшегося положительного иона на катион и атом кислорода и ионизация последнего. Наиболее выгодным для образования электронов является процесс II — ионизация молекулы с дальнейшим распадом на H^+ и OH . Значения потенциала ионизации I , энергии диссоциации D , сродства к электрону E и протону P , взятые из литературы [30, 114, 119], приведены в табл. 10.

Таблица 10

	I , эВ	D , эВ	E , эВ	P , эВ	$\epsilon_{уд}$ Дж/см ³	$W_{уд}$ Дж/см ³
H_2O	12,6	H, OH $H_2, 1/2O_2$ H^+, OH^-	5,14 2,5 17	0,95	2,7 · 10 ⁵	0,3—3
H_2	15,42		4,5	7,3		
H	13,6		—	3		
OH	13,18		4,37	—		
O_2	12,2		5,15	6,2		
O	13,6		—	4,8		
OH^+			4,93			

Энергия полной ионизации молекулы H_2O в этом случае определится как

$$\begin{aligned}
 W_{H_2O} &= D_{H_2O} + I_H + I_{OH} + D_{OH} + I_O = I_{H_2O} + P_{OH} + I_{OH} + P_O + \\
 &+ I_O = D_{H_2} + \frac{1}{2} O_2 + \frac{1}{2} D_{O_2} + I_O + D_{H_2} + I_H + I_H = \\
 &= D_{H^+ + DH} + E_{OH} + D_{OH} + I_H + I_O \approx 50,4 \text{ эВ.} \quad (2-4)
 \end{aligned}$$

Значения удельной энергии, необходимой для полной ионизации вещества ($\epsilon_{уд}$), оцененные по (1—4 ÷ 3—4), приведены в табл. 10.

В этих оценках не учтена потенциальная энергия, определяемая силами Ван-дер-Ваальса, так как ее величина в жидкостях мала [160]. В [32] получено, что даже у ионных кристаллов и аморфных твердых диэлектриков величина потенциальной энергии сил отталкивания не превышает 10% от величины $\epsilon_{уд}$.

Поскольку концентрация электронов в плазме первичного и лидерного каналов (n_e) по порядку величины составляет $10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$, то при концентрации частиц в воде $3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ удельная энергия каналаобразования $W_{уд}$, определяемая как $W_{уд} = \frac{1}{3} \frac{n_e}{n_0} \cdot \epsilon_{уд}$, составляет $0,3 \div 3 \text{ Дж/см}^3$.

Величины энергии каналаобразования и энергии, выделяемой в промежутке, позволяют оценить объем образовавшейся плазмы с концентрацией электронов n_e , как

$$V = \frac{W_{\text{выд}}}{W_{\text{уд}}}, \quad (3-4)$$

и записать условие сплошности регистрируемого в промежутке свечения объемом V в виде

$$\frac{W_{\text{выд}}}{W_{\text{уд}} V} \geq 1. \quad (4-4)$$

Энергию, выделяющуюся в разрядном промежутке, можно определить как

$$W_{\text{выд}} = E_{\text{ср}} \cdot l \int_0^t i(t) \cdot dt. \quad (5-4)$$

Здесь $E_{\text{ср}}$ — средний градиент потенциала в плазменном образовании; l — длина свечения, $\int_0^t i(t) \cdot dt \approx I_{\text{ср}} \cdot t$ ($I_{\text{ср}}$ — усредненная величина тока, протекающего через плазму за время t). Аппроксимируя разрядное свечение в однородном поле цилиндром диаметром D и длиной l , выражение (5-4) запишем как

$$W_{\text{выд}} = \frac{4 \cdot I_{\text{ср}}^2 \cdot l \cdot t}{\pi D^2 \cdot \gamma}, \quad (6-4)$$

а условие (5-4) в виде

$$\frac{16 I_{\text{ср}}^2 \cdot t}{\pi^2 D^4 \cdot \gamma \cdot W_{\text{уд}}} \geq 1. \quad (7-4)$$

Величину γ выбираем из известных минимальных и максимальных значений γ плазмы элементов лидерного разряда (§ 2-III, 3-III), т. е. $\gamma_{\text{мин}} < \gamma < \gamma_{\text{макс}}$. За $\gamma_{\text{мин}}$ принимаем проводимость вещества первичного канала, замыкание промежутка которым не вызывает среза напряжения (§ 5-III), а $\gamma_{\text{макс}}$ — проводимость вещества лидерного канала. Тот факт, что переключение промежутка рассматриваемым плазменным образованием сопровождается затянутой коммутацией, показывает, что его проводимость не превосходит $\gamma_{\text{лид}}$.

Условие (7-4) не выполняется как для катодного, так и для анодного свечений при наблюдаемых в экспериментах $I_{\text{ср}}$ и D и изменении γ и $W_{\text{уд}}$ в разумных пределах.

Например, в однородном поле при $E=4$ МВ/см за время $t=3$ нс диаметр анодного свечения достигает $5 \cdot 10^{-2}$ см, что сопровождается протеканием тока $I_{\text{ср}} \approx 3$ А. Принимая $\gamma = 1$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$, $W_{\text{уд}} = 0,3$ Дж/см 3 и подставляя указанные значения в (7-4), получаем в левой части неравенства $2,3 \cdot 10^{-2}$.

При разряде в неоднородном поле объем плазменного образования можно вычислить, аппроксимируя анодное свечение сферической моделью ($l=D$), а катодное — эллиптической.

Невыполнение условия (7-4) однозначно указывает на то, что регистрируемое в промежутке свечение образовано большим количеством тонких каналов. Выражение (6-4) позволяет грубо оценить истинное сечение плазмы и диаметр отдельных каналов. Обозначив диаметр отдельного канала D' , а их количество — n , можно записать

$$\frac{16 I_{\text{ср}}^2 \cdot t}{\pi^2 \gamma_{\text{мин}} \cdot W'_{\text{уд}}} > n^2 (D^1)^2 > \frac{16 I_{\text{ср}}^2 \cdot t}{\pi^2 \cdot \gamma_{\text{макс}} \cdot W''_{\text{уд}}}; \quad (8-4)$$

где $W'_{\text{уд}}$ и $W''_{\text{уд}}$ — энергия каналообразования при концентрации электронов в плазме соответственно 10^{17} и 10^{18} см $^{-3}$.

Из (8-4) имеем

$$5,3 \cdot 10^{-7} > n^2 (D^1)^2 > 4,8 \cdot 10^{-9} \quad (9-4)$$

Разрешающая способность применяемой оптической аппаратуры достаточна, чтобы выявить ветвистую структуру анодного свечения при $n=10$. Принимая $n=20$ и $n=100$, из (9-4) для D' получим ($60 > D' > 17$) мкм и ($26 > D > 10$) мкм.

Результаты измерений (для системы —О +П) и оценок (для систем +О — П и С — С) диаметра разрядных каналов при наносекундном пробое согласуются с данными о критических напряженностях поля на головке развивающегося канала, необходимых для ионизации жидкости (§ 4-III).

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И МАКРОПРИМЕСЕЙ НА ИМПУЛЬСНЫЙ ПРОБОЙ ЖИДКОСТЕЙ

Как показано в предыдущих разделах, электропроводность жидкостей является одним из основных параметров, определяющих механизм импульсного пробоя жидкостей. Исследование закономерностей разряда при изменении γ в широких пределах важно для определения границ реализации различных механизмов пробоя жидкостей и оценки применимости в качестве изоляции в высоковольтных импульсных устройствах жидкостей с повышенной проводимостью.

Поскольку жидкости в процессе эксплуатации загрязняются не только растворимыми, но и нерастворимыми примесями, важным для теории и практики разряда в жидкости является установление влияния на развитие разряда макропримесей.

Вопрос о влиянии на электрическую прочность других свойств жидкостей — плотности, структуры молекул, диэлектрической проницаемости и др.— подробно обсуждался в ряде оригинальных работ и обзоров [132, 16, 105, 261, 39].

§ 1-V. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ. ОСОБЕННОСТИ ПРОБОЯ ВОДНЫХ ЭЛЕКТРОЛИТОВ

Уменьшение электрической прочности диэлектриков при увеличении электропроводности свидетельствует об электро-тепловой форме пробоя или решающей роли в пробое вторичных эффектов, вызванных ионным током. При импульсных воздействиях напряжения длительностью порядка десятков микросекунд и менее для диэлектрических жидкостей различного химического состава разрядные характеристики (пробивное напряжение, скорость развития разряда и др.) не коррелируют с электропроводностью (табл. 11).

Таблица 11

Жидкости	Бензил. спирт	Дистилл. вода	Этиловый спирт	Глицерин	Трансф. масло
$\gamma, \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-6}$	$4,3 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$6,4 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-14}$
$V_{л}^{+}, \text{ см/с}$	$2 \cdot 10^5$	$1,4 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^5$
$V_{л}^{-}, \text{ см/с}$	$1,7 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$	$3,3 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$

(Данные табл 11 получены при пробое в электродных системах $+O - П$ и $-O + П$ при $d=5$ см на импульсе $1,2/70$ мкс при $t_p=30$ мкс). Этот результат можно объяснить тем, что при данных γ и t не выполняются условия предразрядного газообразования вследствие вскипания и электролиза. При больших γ и t , когда в предразрядный период наблюдается образование в жидкости газа (§ 5-I, 1-II), следует ожидать наличия зависимости разрядных характеристик от γ . Литературные данные о влиянии γ на электрическую прочность жидкостей с повышенной проводимостью (обычно водные электролиты) противоречивы.

При увеличении γ водных электролитов в [162, 107, 84] отмечено уменьшение пробивного напряжения, а в [275, 141], напротив, увеличение. Более сложная зависимость разрядных характеристик водных электролитов от их γ отмечена в [213, 245]. В [213] установлено, что при увеличении γ от $4 \cdot 10^{-3}$ до $9,5 \cdot 10^{-3}$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$ скорость разряда в водном растворе $CuSO_4$ возрастает, достигает максимума при $\gamma=7 \cdot 10^{-3}$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$, а затем уменьшается. Согласно [245], зависимость $U_{пр}$ от концентрации водного раствора $NaCl$ имеет минимум при $C \approx 0,1N$. Это означает, что закономерности, установленные в [213] и [245], противоположны. В названных работах источниками высоковольтных импульсов служили ГИН либо единичные конденсаторы, разряжаемые на исследуемый объект через открытые воздушные разрядники.

Исследования, выполненные автором с сотрудниками, показали, что указанные противоречия обусловлены в основном двумя причинами: а) сложным характером связи $E_{пр}$ (или $U_{пр}$) с γ , зависящей к тому же от геометрии поля и полярности импульса; б) недостатками методического характера, присущими процитированным работам. Вследствие больших предпробивных токов в электролитах зависимость электрической прочности от их проводимости может определяться не столько физическими процессами в разрядном промежутке, сколько зависящей от γ и параметров разрядного контура (Z_v , C , сопротивления исследуемого объекта) деформацией импульса вследствие падения напряжения в разрядном контуре. Это положение иллюстрируют результаты исследований [245]. В связи с этим очевидна некорректность экспериментов по пробое электролитов, в которых не устранена значительная деформация импульса напряжения.

Применение в экспериментах генераторов импульсных напряжений с малым Z_v (табл. 21, № 1, 4) позволяло воздействовать на разрядный промежуток в электролите практически недеформируемым прямоугольным импульсом с $\tau_u=240$ нс и $\tau_\phi=7 \div 10$ нс и косоугольным импульсом с $\tau_\phi=0,5 \div 50$ мкс.

На рис. 1-V приведены зависимости $E_{пр}$ и $U_{пр}$ от γ водного раствора $NaCl$ при наносекундном пробое в однородном

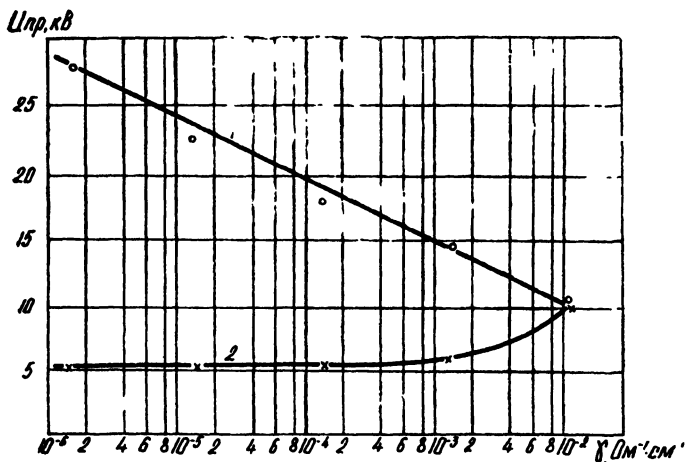
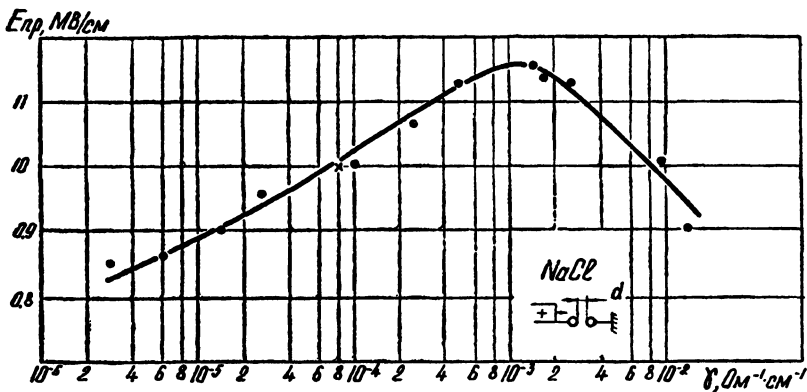


Рис. 1-V. Зависимость электрической прочности водного раствора NaCl от проводимости:

a — однородное поле, $t_p = 70$ нс, $d = 0,02$ см; *b* — неоднородное поле, $t_p = 90$ нс, $d = 0,015$ см (1 — $\text{—O} + \Pi$; 2 — $\text{+O —}\Pi$)

поле (рис. 1-V, *a*) и неоднородном поле электродов острие — плоскость (рис. 1-V, *b*). В однородном поле зависимость $E_{\text{пр}} = f(\gamma)$ имеет четко выраженный максимум при $\gamma \approx 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$. Для промежутка $\text{—O} + \Pi$ зависимость описывается уравнением $U_{\text{пр}} = A + B \cdot \lg \frac{1}{\gamma}$, подобным приведенному в [162]. При положительной полярности острья (рис. 1-V, *b*, кривая 2) $U_{\text{пр}}$ снижается при уменьшении γ от $10^{-2} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ до $10^{-4} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$. Дальнейшее уменьшение γ практически не изменяет $U_{\text{пр}}$.

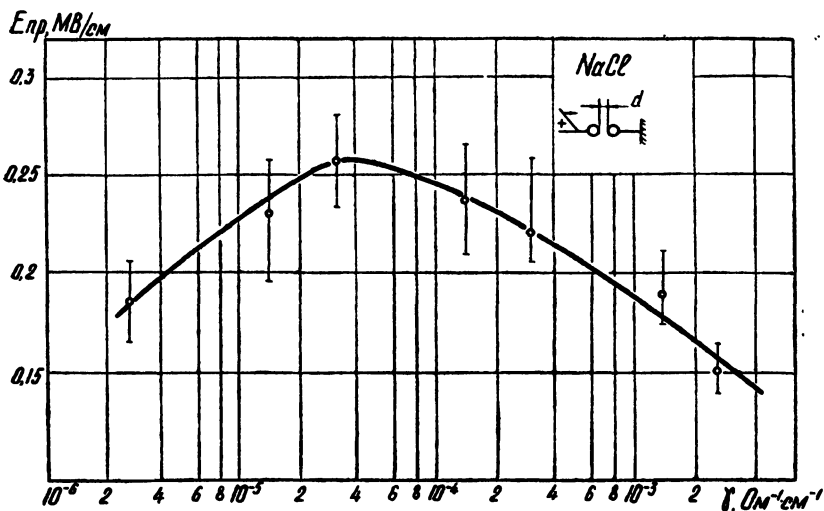


Рис. 2-V. То же, что и на рис. 1-V, а, но при $A = 1,47$ кВ/мкс, $d = 0,25$ см

Аналогичные результаты получены при измерении на ко-согнутых импульсах, однако максимум $E_{\text{пр}} = f(\gamma)$ соответствует $\gamma = (3 \div 5) \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ (рис. 2-V). Данные для резко неоднородного поля ($d = 0,25$ см) при обеих полярностях импульса и двух крутизнах импульса приведены в табл. 12.

Таблица 12

$\gamma, \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$	Полярность остря	$E_{\text{ср. пр.}} \text{ кВ/см}$	
		$A = 10 \text{ кВ/мкс}$	$A = 1 \text{ кВ/мкс}$
10^{-3}	+	200	130
	-	—	—
10^{-4}	+	108,5	76,5
	-	334	110
$7 \cdot 10^{-6}$	+	106	75
	-	676	304

Для выяснения природы импульсного пробоя электролитов, характеризующегося столь сложной зависимостью $E_{\text{пр}} = f(\gamma)$, исследованы зависимости $E_{\text{пр}}$ от физико-химических свойств и температуры растворов, длительности импульса, а также закономерности развития разряда [155].

1. Зависимость $E_{\text{пр}}$ (или $t_{\text{р}}$ при $E = \text{const}$) от температуры является одним из общепринятых критериев определения природы пробоя (электротепловой или электрический механизм пробоя). В области электрического пробоя $E_{\text{пр}}$ большинства диэлектриков или не зависит от t° , или слабо возрастает с ростом температуры [132], а в области теплового пробоя уменьшается.

Время, необходимое для теплового пробоя, приближенно можно оценить из соотношения

$$t_p = \frac{C \cdot \rho}{0,24 \cdot a \cdot \gamma_0 \cdot E^2}, \quad (1-5)$$

выведенного в [52] для адиабатического случая в предположении, что температура диэлектрика при пробое стремится к бесконечности. В (1-5) C , ρ , γ — удельная теплоемкость, плотность и электропроводность раствора при температуре среды T_0 ; a — постоянный коэффициент в экспоненте $\gamma = \gamma_0 \cdot e^{a(T-T_0)}$. Для определения a исследована температур-

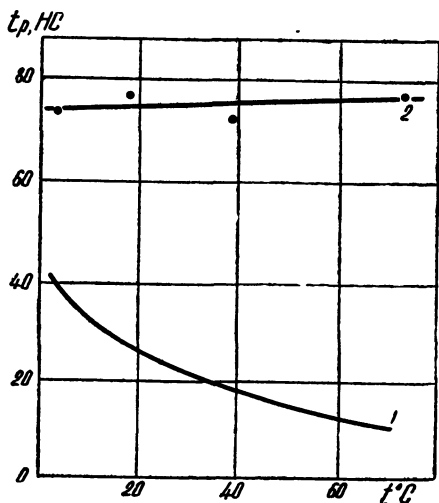


Рис. 3-V. Расчетная 1 и экспериментальная 2 зависимость t_p от температуры водного раствора ($\gamma = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, $E = 0,84 \text{ МВ/см}$)

ная зависимость низковольтной электропроводности раствора NaCl при $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. Найденное значение $a = 0,0168 \text{ 1/град}$ хорошо совпадает с данными, используемыми в расчетах [85]. Такая зависимость, рассчитанная для раствора NaCl с $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, представлена на рис. 3-V (кривая 1). Кривая 2 показывает экспериментальную зависимость $t_p = f(t^\circ \text{C})$ (при $E = 0,84 \text{ МВ/см}$).

2. Зависимость электрической прочности электролитов от их физико-химических свойств при микросекундных экспозициях напряжения не об-

наружена в одних работах [108 и др.] и установлена в других [141, 20].

В [155] исследована зависимость наносекундной электрической прочности от длительности воздействия напряжения для растворов 15 солей различного химического состава (§ 5-1). Некоторые из полученных результатов для электролитов с $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ представлены на рис. 4-V. сопоставление относительного расположения кривых (рис. 6-1) и кривых $E_{пр} = f(t)$ показывает отсутствие корреляции между предпробивной высоковольтной проводимостью, определяющей, при прочих равных условиях, разогрев и электролиз электролита, и его электрической прочностью.

3. Закономерности развития разряда в электролитах с проводимостью, соответствующей правой ветви зависимости

$E_{пр} = f(\gamma)$, имеют ряд особенностей по сравнению с закономерностями разряда в воде, описанными в гл. II, III, IV. Наиболее существенными из них являются следующие.

1. Разряд в однородном поле развивается не с анода, а с катода. Начальные фазы разряда представляют собой красноватое диффузное свечение, занимающее значительную часть поверхности катода. Последующие фазы разряда отличаются от таковых для воды большей яркостью свечения и большим диаметром разрядного канала, рис. 3-II.

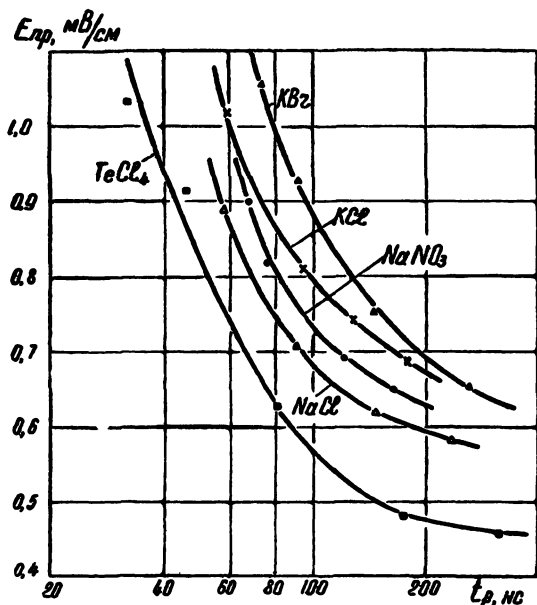


Рис. 4-V. Зависимость $E_{кр}$ от t_p для водных растворов различных солей с $\gamma = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$

2. Ступенчатый лидерный процесс сменяется непрерывным. Характерно, что с ростом γ скорость развития разряда с положительного электрода уменьшается, а с отрицательного возрастает, что уменьшает различие в их значениях.

3. Существенно различна пространственная структура положительного (рис. 5-V, а) и отрицательного (рис. 5-V, б) разрядов. Канал отрицательного разряда имеет своеобразную пузырчатую структуру, не наблюдаемую в других диэлектриках. Напротив, древовидная структура положительного разряда подобна структуре разрядных каналов в газах, аморфных твердых диэлектриках и изолирующих жидкостях при электрической форме пробоя.

Рядом авторов [141, 84, 20, 106] проводились исследования разряда в воде и водных электролитах с помощью ско-

ростных фоторегистраторов типа СФР. Оптическая чувствительность и временное разрешение этих приборов недостаточны для детального исследования динамики развития и структуры разряда. Тем не менее получены новые материалы, дополняющие картину разряда в воде и водных электролитах в больших разрядных промежутках при микросекундных экспозициях напряжения. Наибольший интерес из них представляют следующие:

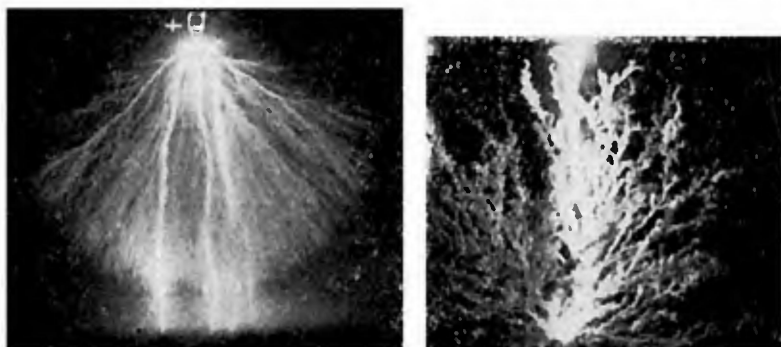


Рис. 5-V. Статические картины разряда в водном растворе NaCl
с $\gamma=1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$:

a — в промежутке +О —П; *b* — в промежутке +П —О.

1. Пробой проводящих недегазированных жидкостей ($\gamma=2 \cdot 10^{-5} \div 2 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$) в длинных промежутках ($d=3,5 \div 13 \text{ см}$) с неоднородным полем не связан с предварительным образованием сплошного газового мостика даже при временах в несколько десятков микросекунд. Газовые пузырьки образуются вблизи электрода или головки канала разряда. Ионизация этих пузырьков способствует развитию разрядного канала [141].

2. Серией работ Г. А. Остроумова и его сотрудников [137, 106, 108] показано, что при длительности воздействия напряжения в десятки микросекунд интенсивность развития канала разряда («кисти», по терминологии авторов) уменьшается при увеличении концентрации растворов. Пробой происходит в газе, содержащемся в ветвях проросшей «кисти». Высказано предположение, что в образовании газового пузыря при малых концентрациях главную роль играют процессы электролитического газовыделения, а при средних и больших — парообразования.

3. По данным И. П. Кужекина [84], в воде с $\gamma=2,5 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ при напряженностях поля $8 \div 36 \text{ кВ/см}$ у острых электродов наблюдается образование газовых пу-

зырьков. Через сотни—тысячи микросекунд от момента приложения напряжения вблизи острия возникает свечение, расширение которого до противоположного электрода приводит к пробое промежутка. Такой механизм пробоя трактуется как электротепловой.

При $E=36 \div 180$ кВ/см имеет место лидерная форма разряда; причем образованию лидеров предшествует свечение высоковольтного электрода. Если $E > 180$ кВ/см, то свечение до возникновения лидеров не наблюдается. При малых E движение лидеров ступенчатое, при больших — непрерывное.

Изложенные в настоящем параграфе экспериментальные материалы, результаты исследования предразрядного газообразования (§ 1-II) и данные расчетов тепловых процессов на головке развивающегося разрядного канала (§ 2-V) позволяют определить примерные граничные условия, при которых важную роль в зажигании и развитии разряда играют процессы газообразования (см. § 2-V).

§ 2-V. МЕХАНИЗМЫ ПРОБОЯ ЖИДКОСТЕЙ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ИХ РЕАЛИЗАЦИИ

Результаты выполненных исследований позволяют заключить, что в зависимости от сочетания таких основных параметров, как длительность воздействия напряжения и проводимость среды, возможны два различных механизма импульсного пробоя жидкостей — собственно электрический и электротепловой.

Электрический пробой — это пробой, обусловленный развитием ионизации в объеме жидкости. В § 4-III дан анализ процессов, происходящих в зоне ионизации, и описание развития первичного канала в глубь промежутка в предположении, что первичная ионизация идет в объеме жидкости.

Электротепловой пробой — это пробой, обусловленный развитием ионизации в газовой фазе, предварительно образовавшейся вследствие вскипания или электролиза. Электротепловой пробой складывается из двух разделенных во времени и пространстве процессов — образования газо-паровой полости или скопления микропузырьков на электроде или вблизи головки разрядного канала и развитие в них ионизации с образованием плазмы.

Для определения границ реализации электрического и электротеплового механизмов пробоя жидкостей при импульсных воздействиях напряжения необходимо решить два вопроса: 1) возможен ли разогрев жидкости до $T_{кр}$ при заданных E , τ_1 , $\gamma(E, t)$? 2) может ли образоваться газовая фаза со свойствами, отличными от свойств жидкости (например, плотность, диэлектрическая проницаемость), за время τ_1 воз-

действия поля E на данный объем жидкости при условии, что $T \geq T_{кр}$?

Если время существования поля E в данном объеме жидкости τ_2 , определяемое скоростью развития плазменных образований, меньше τ_1 , то необходимо принять, что реализуется электрический механизм пробоя. Под E будем понимать локальное поле вблизи головки развивающегося разрядного канала, определяемое его геометрическими размерами, потенциалом электрода и падением напряжения в канале.

По соображениям, указанным в § 1-II, расчет проведем для очищенной воды с проводимостью γ , состоящей из наведенной проводимости γ_1 и собственной проводимости γ_2 (см. уравнение (24-1)).

Необходимо отметить, что уравнение (41-1), дающее связь константы диссоциации i , следовательно, электропроводности γ с температурой и напряженностью поля, получено обобщением экспериментальной зависимости константы диссоциации воды от температуры [91] и уравнения Пламли [252]. Учитывая, что уравнение (41-1) будет использовано нами при анализе процессов на головке первичного канала и вблизи микроострий на электродах, где напряженности поля значительно превосходят 10^6 В/см, требуется определить предельную напряженность поля, при которой применимо уравнение (41-1). Уравнение Пламли отражает увеличение константы диссоциации воды за счет уменьшения энергии кулоновского взаимодействия ионов в воде при наличии внешнего электрического поля. Очевидно, что уменьшение этой энергии не может быть больше энергии кулоновского взаимодействия. Это означает, что при напряженностях поля, выше величины, соответствующей полному снятию барьера, увеличение E не будет повышать константу диссоциации. Энергия электрической диссоциации молекулы воды имеет две составляющие — энергию активации молекулы H_2O , которая равна энергии испарения (0,43 эВ, [91]), и энергию кулоновского взаимодействия, которая согласно расчетам по циклу Габера-Борна составляет 0,4 эВ. Без предварительной активации молекулы воды энергия ее разрыва на ионы составляет 16,8 эВ.

Поскольку, согласно (7-1), $\Delta W = 2q^3 a \left(\frac{E}{\epsilon} \right)^{1/2}$, то предельная напряженность поля, при которой справедливы уравнения (7-1) и (41-1), определенная приравниванием $\Delta W = 0,4$ эВ, равна $2,23 \cdot 10^7$ В/см.

С учетом полученных выше ограничений величины E определим изменение электропроводности воды на головке первичного канала с учетом предварительного нагрева за время от момента зарождения первичного канала до подхода его головки к рассматриваемой точке разрядного промежутка. Для упрощения расчета на первом этапе пренебрегаем вре-

менем установления нового диссоционного равновесия τ (45-1), а также зависимостью γ от T° .

Скорость изменения температуры воды запишем в виде

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\gamma_2 E^2}{C_v}. \quad (2-5)$$

Здесь C_v — теплоемкость воды; $E = f(r, t)$; а $\gamma_2 = (\mu_+ + \mu_- \cdot e \cdot n_+)$, где $\mu_+ = 3,62 \cdot 10^{-3}$ см²/В·с, $\mu_- = 2,05 \cdot 10^{-3}$ см²/В·с, а n_+ , согласно (40-1) и (41-1), с учетом $n_- = n_+$, равно $n_+ = \sqrt{K \cdot n_{H_2O}}$. Тогда с учетом уравнения Пламли (41-1)

$$\gamma_2 = 0,54 \exp\left(-\frac{4,83 \cdot 10^3}{T} + \frac{4,4}{T} \sqrt{\frac{E}{\varepsilon}}\right). \quad (3-5)$$

Так как ε уменьшается с ростом температуры, выражение $\sqrt{\varepsilon} \cdot T$ слабо зависит от T . Для упрощения расчетов примем

$$\sqrt{\varepsilon(T)} \cdot T = \sqrt{\varepsilon(T_0)} \cdot T_0 = 2,65 \cdot 10^3. \quad (4-5)$$

Уравнение (3-5) с учетом (4-5) и принятых допущений запишем в виде

$$\gamma_2 = 0,54 \cdot \exp\left(-\frac{4,83 \cdot 10^3}{T_0} + 1,66 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E}\right), \quad (5-5)$$

где E — в [В/см], T — в [°K], γ_2 — в [0_м⁻¹ · см⁻¹].

Согласно (12-3) E запишем в виде

$$E \cong \frac{A}{r} = \frac{A}{r_0 + V \cdot t} \quad (6-5)$$

и, вводя обозначение $\frac{A}{r} = E_0$, получим

$$E = E_0 \cdot \frac{1}{1 + \frac{V}{r_0} \cdot t}, \quad (7-5)$$

В (6-5) и (7-5) r_0 — радиус головки первичного канала, V — скорость его движения в глубь промежутка, E — напряженность на головке первичного канала.

Уравнение (2-5) с учетом (3-5) и (7-5) при $T_0 = 300^\circ \text{K}$ примет вид

$$\frac{dT}{dt} = \frac{0,54 \cdot 10^{-7} \cdot E_0^2}{C_v} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{V}{r_0} \cdot t\right)^2} \cdot \exp\left(1,66 \cdot 10^{-3} \sqrt{E_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{V}{r_0} \cdot t}}\right). \quad (8-5)$$

Интегрируя (8-5), получим

$$\begin{aligned} \Delta T = & \frac{0,54 \cdot 10^{-7} E_0^2}{C_v} \left(\frac{r_0}{V} \cdot \frac{2}{1,66 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E_0}} \right) \cdot \\ & \cdot \exp(1,66 \cdot 10^{-3} \sqrt{E_0}) \cdot \left\{ \left(1 - \frac{1}{1,66 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E_0}} \right) - \right. \\ & \left. - \left(1 - \frac{\sqrt{1 + \frac{V}{r_0} \cdot t_0}}{1,66 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E_0}} \right) \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{V}{r_0} \cdot t_0}} \right. \\ & \left. \cdot \exp \left[-1,66 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E_0} \cdot \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{V}{r_0} \cdot t_0}} \right) \right] \right\}, \quad (9-5) \end{aligned}$$

где t_0 — время, в течение которого первичный канал достигает рассматриваемой точки, сравнимое с временем развития разряда, т. е. $\frac{V}{r_0} \cdot t_0 \gg 1$.

Максимальное повышение температуры будет равно

$$\begin{aligned} \Delta T = & \frac{\gamma_2(E_0) \cdot E_0^2}{C_v} \left[\left(1 - \frac{1}{1,66 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E_0}} \right) \cdot \right. \\ & \left. \cdot \frac{r_0}{V} \cdot \frac{2}{1,66 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E_0}} \right], \quad (10-5) \end{aligned}$$

а с учетом наведенной проводимости γ_1

$$\begin{aligned} \Delta T = & \frac{E_0^2}{C_v} \cdot \frac{r_0}{V} \left[\left(1 - \frac{1}{1,66 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E_0}} \right) \cdot \right. \\ & \left. \cdot \frac{2 \cdot \gamma_2(E_0)}{1,66 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E_0}} + \gamma_1 \right]. \quad (11-5) \end{aligned}$$

Из (10-5) видно, что при $E_0 \geq 10^7$ В/см выражением в круглых скобках можно пренебречь, а оставшийся множитель в квадратных скобках является длительностью τ_1 приложения поля E_0 к объему жидкости с характерным размером

$$r = \frac{2r_0}{1,66 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E_0}} \quad (12-5)$$

Теперь представляется возможность проинтегрировать уравнение (2-5) с учетом зависимости γ_2 от температуры. Выражение (5-5) запишем в виде

$$\gamma_2(E_0, T) = \gamma(E_0, T_0) \cdot e^{-\frac{B}{T} + \frac{B}{T_0}}, \quad B = 4,83 \cdot 10^3 \text{ } ^\circ\text{K}. \quad (13-5)$$

Интегрирование (2-5) с учетом (13-5) дает выражение

$$B \left\{ e^{-\frac{B}{T_0}} \left[E_i \left(\frac{B}{T_0} \right) - E_i \left(\frac{B}{T_1} \right) \right] - \frac{T_0}{B} + \frac{T_1}{B} l^{-B \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_1} \right)} \right\} = \\ = \gamma_2(E_0, T_0) \cdot E_0^2 \cdot C_v^{-1} \cdot t, \quad (14-5)$$

где $E_i \left(\frac{B}{T_0} \right)$ и $E_i \left(\frac{B}{T_1} \right)$ — интегральные показательные функции от положительного аргумента, которые имеют асимптотическое разложение.

$$E_i(x) \approx \frac{e^x}{x} \left(1 + \frac{1}{x} + \frac{2!}{x^2} + \frac{3!}{x^3} + \dots \right)$$

при $x \gg 1$; при $x \rightarrow 0$ $E_i(x) \approx \ln \gamma x$,

где γ — постоянная Эйлера.

Так как $\frac{B}{T_1} > 1$ (конечная температура воды T_1 всегда меньше критической температуры), выражение (14-5) примет вид

$$T_0 \left[\frac{T_0}{B} + \left(\frac{T_0}{B} \right)^2 \cdot 2! + \left(\frac{T_0}{B} \right)^3 \cdot 3! + \dots \right] - T_1 \cdot l^{-\frac{B}{T_0} + \frac{B}{T_1}} \left[\left(\frac{T_1}{B} \right) + \left(\frac{T_1}{B} \right)^2 \cdot 2! + \left(\frac{T_1}{B} \right)^3 \cdot 3! + \dots \right] = \gamma_2(E_0, T_0) \cdot E_0^2 \cdot C_v^{-1} \cdot t. \quad (15-5)$$

Перепишем (15-5) в виде

$$\frac{\gamma_2(E_0, T_0) \cdot E_0^2 \cdot B \cdot t}{C_v \cdot T_0^2 \left[1 + \frac{T_0}{B} \cdot 2! + \left(\frac{T_0}{B} \right)^2 \cdot 3! + \dots \right]} = \\ = 1 - \left[\exp \left(-\frac{B}{T_0} + \frac{B}{T_1} \right) \right] \cdot \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^2 \cdot \\ \cdot \frac{1 + \left(\frac{T_1}{B} \right) \cdot 2! + \left(\frac{T_0}{B} \right)^2 \cdot 3! + \dots}{1 + \left(\frac{T_0}{B} \right) \cdot 2! + \left(\frac{T_0}{B} \right)^2 \cdot 3! + \dots} \quad (16-5)$$

Как видно из (16-5), характерное время развития тепловых процессов вблизи головки первичного канала равно

$$\tau = \frac{C_v \cdot T_0^2 \left[1 + \frac{T_0}{B} \cdot 2! + \left(\frac{T_0}{B} \right)^2 \cdot 3! \right]}{\gamma_2(E_0, T_0) \cdot E_0^2 \cdot B}, \quad (17-5)$$

и означает, что за это время электропроводность $\gamma_2(E_0, T)$ увеличивается в e раз.

Из выражения (16-5) следует, что время t повышения температуры воды за счет собственной проводимости на величину $\Delta T > \frac{T_0^2}{B} = 18,6^\circ$ остается практически постоянным и равным τ (17-5).

Исходя из этого и из анализа (17-5) следует, что роль наведенной проводимости в тепловых процессах на головке канала становится заметной при

$$\gamma_1 > \left(1 - \frac{1}{1,66 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E_0}}\right) \cdot \frac{2 \cdot \gamma_2(E_0)}{1,66 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E_0}}, \quad (18-5)$$

т. е. при $E_0 = 2,23 \cdot 10^7$ В/см $\gamma_1 > 3,1 \cdot 10^{-5}$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$.

Из-за больших математических трудностей не удалось найти аналитическое выражение, которое описывало бы вклад наведенной проводимости в тепловые процессы на головке разрядного канала.

Для воды с $\gamma_1 < 3,1 \cdot 10^{-5}$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$ выполненные расчеты позволяют определить максимальную скорость продвижения разрядного канала, созданного ионизацией в предварительно образующемся газе, т. е. максимальную скорость развития разряда при электротеплом пробое. Эту скорость можно определить как

$$V_{\text{э.т}}^{\text{max}} = \frac{r}{\tau_{\text{min}}}, \quad (19-5)$$

где r — определяется выражением (12-5); τ_{min} — минимальное время нагрева воды до некоторой температуры T_1 , обусловленного собственной проводимостью, при $E_0 = 2,23 \cdot 10^7$ В/см, которое можно принять равным времени $\tau = 1,57 \cdot 10^{-9}$ с при $T_0 = 300^\circ$ К (17-5).

Рассчитаем r по (12-5), с учетом (12-5), принимая $U = 4 \cdot 10^4$ В, согласно экспериментальным данным, обобщенным в табл. 11:

$$r = \frac{2 \cdot 0,174 U}{1,66 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E_0} \cdot E_0} = \frac{2 \cdot 0,174 \cdot 4 \cdot 10^4}{1,66 \cdot 10^{-3} \cdot E_0^{3/2}} = 7,9 \cdot 10^{-5} \text{ см} \quad (20-5)$$

Тогда $V_{\text{э.т}}^{\text{max}} = 5 \cdot 10^4$ см/с.

Из уравнений (20-5), (19-5) и (17-5) с учетом введенных для $\gamma_2 = f(E)$ ограничений по E для $V_{\text{э.т}}^{\text{max}} = f(E)$ можно записать

$$V_{\text{э.т}}^{\text{max}} = \text{const}_1 \cdot \sqrt{E_0} \cdot \exp 1,66 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E_0} \text{ при } E_0 \leq 2,23 \cdot 10^7 \text{ В/см,}$$

$$V_{\text{э.т}}^{\text{max}} = \text{const}_2 \cdot \sqrt{E_0} \text{ при } E_0 \geq 2,23 \cdot 10^7 \cdot \text{В/см.} \quad (21-5)$$

Из (21-5) видно, что скорость разряда при электротеплом пробое существенно зависит от E_0 лишь при

$E_0 \leq 2,23 \cdot 10^7$ В/см. Сравнение расчетных значений $V_{з.г}^{\max}$ с результатами измерений скорости развития разряда в воде (табл. 11) показывают, что выведенное выше условие электротеплового пробоя выполняется лишь при развитии разряда с электрода отрицательной полярности.

Это обусловлено тем, что развитие ионизации перед головкой отрицательного разрядного канала в воде затруднено более сильным, по сравнению с другими жидкостями, запирающим действием эмиттированных зарядов (§ 3-I, 2-II). Как уже отмечалось (§ 1-III, 1-V), картина и закономерности разряда в воде и водных электролитах с электрода отрицательной полярности существенно отличаются от таковых для разряда в воде с электрода положительной полярности и в диэлектрических жидкостях при обеих полярностях импульса.

В табл. 13 приведены предельные экспозиции напряжения, при которых реализуется электрический механизм пробоя жидкостей с различной проводимостью, приближенно определенные на основании комплексного изучения разряда.

Таблица 13

Класс жидкостей	γ , Ом ⁻¹ см ⁻¹	Предельная экспозиция напряжения
Диэлектрические спектрально чистые	$10^{-14} \div 10^{-18}$	Любая, включая постоянное напряжение
Диэлектрические технически чистые	$10^{-9} \div 10^{-13}$	$(5 \div 10) \cdot 10^{-4}$
Очищенная вода	$10^{-5} \div 10^{-7}$	$(1 \div 10) \cdot 10^{-5}$
Водные электролиты	$10^{-2} \div 10^{-4}$	$(0,5 \div 5) \cdot 10^{-7}$

При этих условиях для разряда характерны следующие закономерности, совокупность которых наиболее просто может быть объяснена лишь с позиций электрического механизма пробоя.

1. До развития ионизации (а также эмиссии и взрывного разрушения электродов) не наблюдается образования газа в жидкости.

2. Разряд развивается с высокой скоростью, достигающей 10^7 см/с и более.

3. Разрядные характеристики зависят от тех физико-химических свойств жидкостей (плотности, длины молекулярных цепей, диэлектрической проницаемости и др.), которые влияют на электронные процессы в жидкости, в частности, на эмиссию, автоионизацию и ускорение электронов до ионизационных энергий.

4. Отсутствует зависимость электрической прочности от температуры жидкости вплоть до $t_{к.п}^{\circ}$.

5. Отсутствует зависимость $E_{пр}$ от проводимости жидкости или даже увеличение $E_{пр}$ с ростом γ .

6. Отсутствует связь между предпробивной высоковольтной проводимостью и электрической прочностью.

7. Существуют две формы разряда — лидерная и безлидерная (в форме первичных каналов), объяснить которые с позиций теплового пробоя затруднительно.

В дополнение к материалам по ионизационному механизму пробоя жидкостей, представленным в гл. III-1, IV-1, необходимо отметить следующее. В случае, когда определяющим в развитии разряда является механизм ударной ионизации (разряд с отрицательного электрода), должна существовать зависимость пробивного напряжения от отношения межэлектродного расстояния к длине свободного пробега электронов. Поскольку плотность жидкостей примерно в 2000 раз выше плотности воздуха, казалось бы, что и их электрическая прочность также должна быть в 2000 раз больше прочности воздуха, то есть $3 \cdot 10^4 \text{ В/см} \times 2000 = 6 \cdot 10^7 \text{ В/см}$. В действительности жидкие диэлектрики в условиях электрического пробоя имеют прочность $\sim 10^6 \text{ В/см}$. Это расхождение обусловлено тем, что в жидкостях поведение свободных электронов значительно отличается от их поведения в газах. Как известно, при движении электронов в газе значительная доля их кинетической энергии, накопленной в электрическом поле, при столкновениях с молекулами расходуется на возбуждение излучений и диссоциацию молекул, так как энергетические уровни возбуждения молекул и атомов газа лежат существенно ниже ионизационного потенциала. Вследствие этого даже в сильных электрических полях лишь небольшая часть столкновений приводит к ионизации. Эти явления, препятствуя ударной ионизации в газе, увеличивают его электрическую прочность.

В жидкостях очень мало различие между энергией возбуждения и энергией ионизации молекул и атомов и поэтому накоплению энергии свободных электронов в поле препятствует в основном рассеяние электронов на собственных тепловых колебаниях молекул. В газах эти процессы не могут оказывать заметного влияния на ударную ионизацию, так как электрон на пути свободного пробега накапливает энергию, достаточную для возбуждения или ионизации [132].

На ионизацию и ионизационный пробой в жидкостях оказывают влияние: 1) снижение работы выхода электронов из металла в жидкость в основном за счет поляризации среды и проникновения поля в металл; 2) облегчение условия ускорения электронов в сильно полярных жидкостях по цепочкам из ориентированных полярных молекул [169, 206]; 3) подпитка развивающегося канала емкостным током и током проводимости; 4) изменение напряженности поля в жидкости, содержащей твердые взвешенные частицы, вследствие поляризации и накопления заряда на границе частица — жидкость.

§ 3-V. ВЛИЯНИЕ МАКРОПРИМЕСЕЙ. ИМПУЛЬСНЫЙ ПРОБОЙ СУСПЕНЗИИ

Как известно, при импульсных воздействиях напряжения макропримеси в жидкостях при концентрациях, соответствующих технически чистым диэлектрикам, практически не влияют на их электрическую прочность. При применении жидкостей в качестве рабочей среды в промышленной технологии, основанной на использовании энергии искрового разряда, они загрязняются частицами обрабатываемого материала. При этом концентрация взвешенных частиц достигает таких значений, при которых даже импульсная электрическая прочность зависит от содержания примесей [121, 42]. Аналогичная ситуация возникает при использовании жидкостей в коммутаторах и при испытании жидкостей на электрическую прочность, если не обеспечивается необходимая скорость замены жидкости в рабочем зазоре. Жидкости в этом случае загрязняются продуктами эрозии электродов и разложения жидкостей под действием искры. Образованные в этих условиях суспензии являются сложными многокомпонентными системами; взвешенные в жидкости примеси могут отличаться по гранулометрическому и минеральному составу, форме частиц, физическим свойствам. В таких суспензиях возможны процессы агрегирования частиц (коагуляция, грануляция), структурообразования коллоидной фракции (тиксотропия), накопления объемного заряда на макронеоднородностях (в результате адсорбции ионов и электронов). Соли, кислоты, щелочи, содержащиеся в качестве примесей в твердых частицах, увеличивают концентрацию носителей зарядов. Поляризуясь в электрическом поле, при длительном воздействии напряжения частицы могут образовывать мостики, замыкающие электроды. При импульсных напряжениях, как видно из табл. 14, примесные частицы можно считать неподвижными. (В табл. 14 приведены результаты оценок смещения Δx сферических частиц радиусом a за время действия импульсного напряжения τ_u для различных условий, реализуемых в наших исследованиях*. Расчеты подробно изложены в [11, 74]).

Таблица 14

Жидкости	r , см	τ_u , с	E , В/см	Δx , см
Трансформаторное масло	$10^{-3} \div 10^{-1}$	10^{-8}	10^6 $5 \cdot 10^7$	$10^{-15} \div 10^{-17}$ 10^{-7}
Касторовое масло	$5 \cdot 10^{-3}$	10^{-6}	10^5	$1,97 \cdot 10^{-11}$
Глицерин	$5 \cdot 10^{-3}$	10^{-6}	10^5	$2,12 \cdot 10^{-11}$
Вода	$5 \cdot 10^{-3}$	10^{-6}	10^5	$3,71 \cdot 10^{-9}$

* Исследования выполнены совместно с проф. М. П. Тонконогим и С. В. Ким в Томском политехническом институте и в Карагандинском политехническом институте.

В этом случае, рассматривая неоднородности как очаги искажения поля, т. е. как некоторые «слабые звенья», для анализа зависимости $E_{пр}$ от концентрации примесей C можно воспользоваться уравнением надежности твердой изоляции [60].

$$P(E) = \exp \left\{ - \frac{d \cdot S}{0,482 V_0} \cdot Z \cdot \exp \left(- \frac{0,482 \cdot \ln \frac{0,65}{C^{5/3}}}{Z} \right) \right\}, \quad (22-5)$$

где

$$Z = \left[\ln \frac{1 - \frac{1}{v}}{1 - \frac{A \cdot E \cdot e^{-BT} \cdot \ln 2 \cdot W \cdot e^{BT+1} (A \cdot BE)^{-1}}{W - 2kT \cdot \ln t / \tau_0}} \right]^{0,82}.$$

Здесь $P(E)$ — вероятность отсутствия пробоя при средней напряженности поля E ; S , d — площадь и расстояние между электродами соответственно, $V_0 = 2 \cdot a \cdot S_0$ — элементарный объем диэлектрика (a — радиус примесной частицы; S_0 — площадь сечения элементарного цилиндра); τ_0 , W — время релаксации и энергия связи; A и B — постоянные, зависящие от структуры диэлектрика; $v = \frac{\gamma_1 + jW \epsilon_1}{\gamma_2 + jW \epsilon_2}$

(γ_1 , ϵ_1 и γ_2 , ϵ_2 — проводимость и диэлектрическая проницаемость включения и основного материала соответственно).

Анализ уравнения (22-5) показывает, что уменьшение пробивной напряженности поля (при заданной t) или времени разряда (при $E = \text{const}$) с ростом C описывается кривой с насыщением. В ряде случаев это подтверждается экспериментально.

Однако такой подход к анализу явления импульсного пробоя суспензий является в значительной мере формальным, так как не включает рассмотрение ряда физических процессов в промежутке с временами установления, соизмеримыми с длительностью импульсов. Как показано в [140], такими процессами являются: а) накопление свободных и связанных зарядов на границе твердое тело — жидкость, определяющее соотношение между средним полем в неоднородном диэлектрике и локальным полем, б) взаимодействие полей взвешенных частиц при определенных концентрациях, когда расстояния между частицами становятся соизмеримыми с их размерами.

Указанные процессы должны влиять на развитие импульсного разряда в суспензиях. Существенным при этом является соотношение между временем релаксации τ и длительностью импульса τ_u . Для упрощения аналитического исследования поляризационных явлений в суспензии рассмотрим модель

двухкомпонентного диэлектрика, содержащего сферические включения. Время установления поляризационных процессов с учетом проводимости оценим по уравнению

$$\tau = \frac{\epsilon \cdot \epsilon_0}{\gamma}, \quad (23-5)$$

используя для вычисления ϵ и γ формулу

$$(1-V) \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_2} \right)^{1/3} = \frac{\epsilon_1 - \epsilon}{\epsilon_1 - \epsilon_2}, \quad (24-5)$$

предложенную в [33].

В (23-5) и (24-5) V — объемная концентрация примеси, ϵ , ϵ_1 , ϵ_2 — диэлектрическая проницаемость суспензии, дисперсной фазы и жидкой среды соответственно.

Например, концентрации $C=1\%$ стеклянных шариков, взвешенных в касторовом масле, соответствует время релаксации $\tau=2 \cdot 10^{-5}$ с, в глицерине — $\tau=1,12 \cdot 10^{-6}$ с. Очевидно, что усреднение напряженности поля в неоднородном диэлектрике с учетом ϵ и γ смеси не позволяет описать поведение суспензий в импульсном электрическом поле, так как в этом случае не учитывается различие между средней (макроскопической) напряженностью поля в жидкости и напряженностью локального поля. Для такого описания расчленим действие внутреннего поля на две составляющие: поле жидкой фазы с учетом поляризации свободных (ионы, электроны) и связанных (слабо связанные ионы, диполи) зарядов в жидкости и локальное поле, обусловленное дипольным моментом примесей.

1. Установление электрического поля в двухкомпонентной сферически симметричной системе на экспоненциальном фронте импульса напряжения

Рассмотрим распределение напряженности поля в граничном слое уединенной сферы с радиусом a , электропроводностью γ_1 и диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , помещенной в среду с γ_2 и ϵ_2 . Задавая поле экспонентной $E = E_0 \cdot l^{\beta \cdot t}$ и считая задачу квазистационарной ($\beta < 10^8$ с $^{-1}$), связь между полем E_1 (внутри сферы) и E_2 (в среде), для тонкого слоя сферически симметричной системы твердое тело — жидкость найдем из решения уравнения Лапласа; связь E_1 и E_2 запишем в виде

$$E_1 + E_2 = 3 \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2} E_0 \cdot e^{\beta \cdot t}. \quad (25-5)$$

Для поля в граничном слое твердой фазы получено уравнение

$$h_1''' + h_1'' E_1' + h_2 E_1' + h_3 E_1 = h_4 \cdot e^{\beta \cdot t}, \quad (26-5)$$

где h — постоянные.

Уравнения (25-5), (26-5) не учитывают проводимости среды, что является их существенным недостатком. Однако можно полагать, что γ , как и изменение ϵ во времени, не может существенно влиять на связь E_1 и E_2 , поскольку их значения должны входить только в коэффициент при $E_0 \cdot e^{\beta \cdot t}$. Полагая, что в каждый момент времени ϵ_1 и ϵ_2 строго фиксированны, легко показать, что значение $\frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2}$ изменяется в пределах $0,5 \div 1,0$. Более существенным является временная зависимость E_1 и E_2 , определяемая микроскопическими процессами, протекающими по границе раздела твердой и жидкой фаз. Влияние этих процессов учтем из условия непрерывности полного тока. Согласно [41] плотность полного тока

$$j = \gamma E + \epsilon_0 \cdot \frac{dE}{dt} + \frac{dP}{dt}, \quad (27-5)$$

где

$$P = P_6 + P_m, \quad P_6 = 3\epsilon_0 \frac{\epsilon_\infty - 1}{\epsilon_\infty + 2} E_{cp},$$

$$P_m = \frac{n_0 \cdot q_0^2 \delta^2 (\epsilon + 2)}{36 kT \tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \int_0^t E \cdot e^{-\frac{\alpha}{\tau}} \cdot d\alpha.$$

Здесь P_6 — вектор быстро устанавливающейся поляризации; P_m — вектор медленно устанавливающейся поляризации; E — напряженность среднего макроскопического поля; τ — время релаксации; n_0 — концентрация слабо связанных ионов; q_0 — заряд иона; δ — расстояние между двумя положениями равновесия.

Решение найдено при допущении, что

$$\frac{qE \cdot \delta}{2} < kT, \quad E = \frac{\epsilon_{ст} + 2}{3} E_{cp}, \quad (28-5)$$

где $\epsilon_{ст}$ — статическая диэлектрическая проницаемость.

Методом Лагранжа решение дифференциального уравнения (26-5) отыскивалось в виде

$$E = \sum_{i=1}^3 e^{r_i t} \int_0^t \frac{W_{ni}(t) \cdot f(t)}{W(t)} dt + \sum_{i=1}^3 C_i^* e^{r_i t}, \quad r_1 \neq r_2 = r_3, \quad (29-5)$$

$$E = e^{r_1 t} \int_0^t \frac{W_{ni}(t) \cdot f(t)}{W(t)} \cdot dt + C_4^* \cdot e^{r_1 t} +$$

$$+ e^{\alpha t} \int_0^t \frac{W_{ni}(t) \cdot f(t)}{W(t)} dt \cdot \cos \rho \cdot t + C_5 e^{\alpha t} \cdot \cos \rho t +$$

$$+ e^{\alpha t} \int_0^t \frac{W_{ni}(t) \cdot f(t)}{W(t)} \cdot dt \cdot \sin pt + C_6^* \cdot e^{\alpha t} \cdot \sin pt, \quad (30-5)$$

$$r_4 \neq 0, \quad r_{5,6} = \alpha \pm i\rho,$$

где C_i^* — постоянные интегрирования, определяемые из начальных условий

$$E = E_0|_{t=0}, \quad E' = \beta E_0|_{t=0}, \quad E'' = \beta^2 E|_{t=0},$$

$W_{ni}(t)$ — алгебраическое дополнение элементов n -й строки определителя $W(t)$ системы Лагранжа; $i=1, 2, 3$; $n=3$. Значения C_i^* определяются параметрами разрядной цепи ГИН, диэлектрическими свойствами твердой и жидкой фазы и времени релаксации. Решение уравнения (30-5) приведено в [140]. На рис. 6-V, 7-V представлены результаты расчетов на ЭВМ изменения во времени распределения поля в двухкомпонентной сферически симметричной системе.

Рис. 6-V соответствует системе: жидкая фаза — дистиллированная вода, твердая — кварц. В твердой фазе напряженность поля (E_1) растет по экспоненте, а в жидкости (E_2) имеет минимум.

Перераспределение поля между компонентами можно объяснить накоплением заряда в пограничном слое, вызванным установлением релаксационной поляризации и проводимостью. Это перераспределение становится заметным при экспозициях напряжения от 10^{-8} до 10^{-5} с, т. е. при временах, сравнимых со временем установления тепловой поляризации.

Влияние диэлектрических свойств жидкости на распределение поля более отчетливо прослеживается на рис. 7-V.

В полярной среде (дистиллированная вода) $\lg \frac{E_1}{E_2} > 0$, а

в слабополярной (трансформаторное масло) $\lg \frac{E_1}{E_2} < 0$.

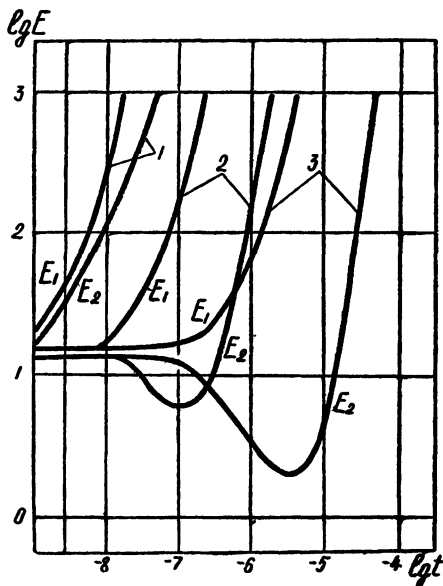


Рис. 6-V. Распределение напряженности поля в граничном слое сферически симметричной системы кварц (E_1) — вода (E_2):
 1 — $\beta = 10^8 \text{ с}^{-1}$; 2 — $\beta = 10^6 \text{ с}^{-1}$;
 3 — $\beta = 10^5 \text{ с}^{-1}$

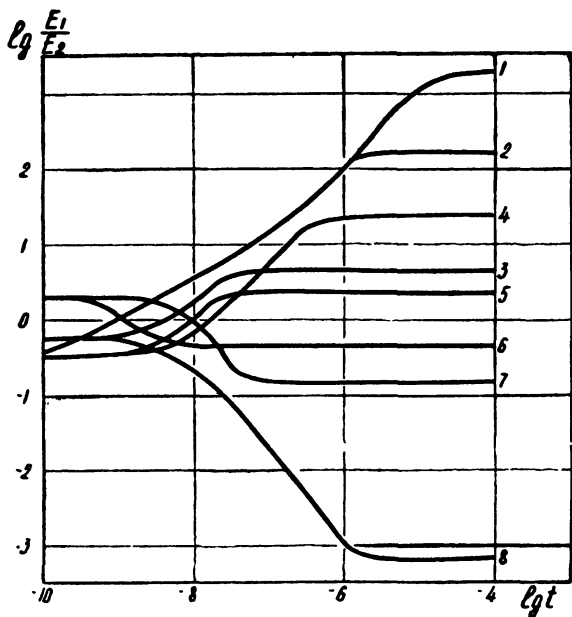


Рис. 7-V. Изменение во времени отношения напряженностей полей в граничном слое сферически симметричной системы твердое тело (E_1) — жидкость (E_2) от времени:
 1, 2, 3 — песчаник — дистиллированная вода; 4, 5 — кварц — дистиллированная вода; 6, 7, 8 — кварц — трансформаторное масло (1, 8— $\beta=10^4$ с $^{-1}$; 2, 4, 7— $\beta=10^5$ с $^{-1}$; 5, 6— $\beta=10^6$ с $^{-1}$; 3— $\beta=10^7$ с $^{-1}$)

Приведенные расчеты не позволяют оценить влияние проводимости на распределение поля между фазами; однако, несмотря на это и на ряд принятых допущений, на их основании можно предположить, что при определенных условиях поляризация частиц примесей оказывает существенное влияние на формирование и развитие импульсного разряда в суспензиях. Аналитически эти условия могут быть определены лишь решением задачи о перераспределении поля с учетом установления поляризации для системы взаимодействующих макрочастиц в жидкости. Поскольку точное решение этой задачи невозможно, найдем выражение для напряженности поля, созданного уединенной поляризованной частицей и средним полем в жидкости, и качественно проанализируем взаимодействие полей частиц в зависимости от характеристик суспензии (концентрации, ϵ и γ жидкой и твердой фаз).

Дипольный момент частицы найдем из решения уравнения Лапласа в сферических координатах

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \Theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\sin \Theta \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial \Theta} \right) = 0. \quad (31-5)$$

Внутри сферы уравнение (31-5) имеет решение φ_1 , а в жидкой среде — φ_2 . Эти решения подчиняются условиям

$$\varphi_1|_{r=a} = \varphi_2|_{r=a}, \quad (32-5)$$

$$\gamma_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} \Big|_{r=a} = \gamma_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} \Big|_{r=a}. \quad (33-5)$$

Дипольный момент частицы обусловлен накоплением связанного заряда с поверхностной плотностью $\sigma_{св}$ и свободного заряда с поверхностной плотностью σ_c .

При $r \rightarrow \infty$ $\varphi_2(r, \Theta) = -E_{ср} \cdot r \cdot \cos \Theta$. Решения φ_1 и φ_2 , удовлетворяющие уравнению (31-5) и граничным условиям (32-5), (33-5), имеют вид

$$\varphi_1 = -3 \frac{\gamma_2}{\gamma_1 + 2\gamma_2} E_{ср} \cdot r \cdot \cos \Theta,$$

$$\varphi_2 = -E_{ср} \cdot r \cdot \cos \Theta + \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + 2\gamma_2} \cdot E_{ср}. \quad (34-5)$$

На границе раздела фаз ($r=a$) напряженность поля в твердой среде $E_1 = 3 \frac{\gamma_2}{\gamma_1 + 2\gamma_2} E_{ср}$, в жидкой $E_2 = 3 \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + 2\gamma_2} E_{ср}$.

По E_1 и E_2 найдем поверхностную плотность связанных зарядов

$$-\sigma_{m_1} = P_{2n} - P_{1n} = 3\epsilon_0 \left[\frac{(\epsilon_2 - 1)\gamma_1 - (\epsilon_1 - 1)\gamma_2}{\gamma_1 + 2\gamma_2} \right] E_{ср}, \quad (35-5)$$

а также плотность свободных зарядов, обусловленных различием в проводимости первой и второй фаз:

$$\sigma_{m_2} = D_{2n} - D_{1n} = 3\epsilon_0 \left[\frac{\epsilon_2 \cdot \gamma_1 - \epsilon_1 \gamma_2}{\gamma_1 + 2\gamma_2} \right] E_{ср}. \quad (36-5)$$

Вектор поляризации равен

$$P = \sigma_{m_2} + |\sigma_{m_1}| = 3\epsilon_0 \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + 2\gamma_2} \cdot E_{ср}, \quad (37-5)$$

а дипольный момент

$$\mu = \int_V P \cdot dV = 4\pi\epsilon_0 \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + 2\gamma_2} \cdot E_{ср}. \quad (38-5)$$

Выражение (38-5) согласно [87] можно представить в виде

$$\mu = 4\pi\epsilon_0 \left[\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2} + \frac{3(\epsilon_2 \cdot \gamma_1 - \epsilon_1 \cdot \gamma_2)}{(\epsilon_1 + 2\epsilon_2)(\gamma_1 + 2\gamma_2)} \right] a^3 \cdot E_{\text{ср}}. \quad (39-5)$$

Первый член учитывает дипольный момент, вызванный поляризационными процессами (накопление связанного заряда), второй — дополнительный дипольный момент, обусловленный накоплением свободного заряда и изменением его плотности по границе раздела твердой и жидкой фазы.

Напряженность локального поля складывается из поля жидкости и поля поляризованной частицы:

$$E_{\text{л}} = E_{\text{ср}} + E_{\text{р}}, \quad (40-5)$$

где $E_{\text{ср}} = \frac{U}{d}$; $E_{\text{р}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2\mu}{r^3}$ — поле диполя, образованного свободными и связанными зарядами в граничном слое.

$$E_{\text{л}} = \left(1 + 2R \frac{a^3}{r^3} + 2Q \cdot \frac{a^3}{r^3} \right) E_{\text{ср}}. \quad (41-5)$$

Здесь

$$R = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2}, \quad Q = \frac{3(\epsilon_2 \cdot \gamma_1 - \epsilon_1 \cdot \gamma_2)}{(\epsilon_1 + 2\epsilon_2)(\gamma_1 + 2\gamma_2)}.$$

Вычисленные значения R и Q для исследованных суспензий приведены в табл. 15 (I, II — техническое стекло, I— $\epsilon = 3,8$; $\gamma = 10^{-8}$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$; II— $\epsilon = 7,6$; $\gamma = 10^{-11}$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$).

Таблица 15

Коэффициент в уравнении (41-5)	Дистиллированная вода		Глицерин		Касторовое масло	
	I	II	I	II	I	II
R	-0,465	-0,434	-0,452	-0,404	-0,619	-0,188
Q	-0,035	-0,068	+0,059	-0,059	+1,06	-0,388

Уравнение (41-5) и табл. 15 показывают, что напряженность локального поля в зависимости от диэлектрической проницаемости и проводимости фаз, а также концентрации примеси может быть больше или меньше средней напряженности поля.

При малой концентрации сферических частиц в жидкости $C = \frac{m_{\text{Г}}}{m_{\text{Г}} + m_{\text{ж}}} \cdot 100\% \approx \frac{m_{\text{Г}}}{m_{\text{ж}}} \cdot 100\%$, расстояние между их центрами $Z = \frac{1}{\sqrt[3]{n_0}} \left(n_0 = \frac{3 \cdot C}{400\pi a^3} \cdot \frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_{\text{Г}}} \right)$ — число частиц, попадающих в единицу объема жидкости при равномерном их распре-

лении по объему; ρ_t , $\rho_{ж}$ — плотность твердой и жидкой фазы), а отношение расстояния между их центрами к удвоенному радиусу частиц равно

$$\frac{Z}{2a} = 3,75 \sqrt[3]{\frac{\rho_t}{\rho_{ж} \cdot c}}. \quad (42-5)$$

Значения $\frac{Z}{2a}$ для стеклянных шариков, взвешенных в глицерине, касторовом масле, дистиллированной воде при их различной концентрации представлены в табл. 16.

Допустим, что $\frac{r^3}{a^3} = \left(\frac{Z}{2a}\right)^3$. Из табл. 16 видно, что при содержании твердой фазы менее 0,1% параметр $\frac{a^3}{r^3}$ не превышает $10^{-3} \div 10^{-4}$. В этом случае локальное поле на расстоянии $Z/2$ от центра частицы практически равно среднему, т. е. суспензии таких концентраций следует рассматривать как систему невзаимодействующих частиц — «слабых звеньев», для которых применимо уравнение надежности изоляции (22-5).

Таблица 16

Концентрация стеклянных шариков, %	$Z/2a$		
	дистиллированная вода	глицерин	касторовое масло
0,01	23,6	21,5	23,9
0,1	10,94	10,0	11,1
0,4	6,9	6,3	7,0
1,2	4,8	4,35	4,85
2	4,05	3,68	4,1

При концентрациях более 0,1%, когда расстояние между частицами становится соизмеримым с размерами частиц, напряженность поля, создаваемого одной частицей на расстоянии $Z/2$ от ее центра, определяется свойствами жидкой и твердой фаз. В результате взаимодействия полей частиц действительная напряженность поля в жидкости будет меньше E_d , рассчитанной по (41-5). Поскольку $Z = C^{-1/3}$, при увеличении концентрации в области больших C расстояние между частицами уменьшается незначительно и, следовательно, ослабление поля, вызванное взаимодействием полей частиц, при увеличении концентрации носит насыщающийся характер.

Из проведенных расчетов и анализа следует, что при экспозициях напряжения, соизмеримых с временами установления медленной поляризации ($\sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ с) следует ожидать сложный характер зависимости электрической прочно-

сти суспензий от их концентрации. Влияние поляризационных эффектов должно обнаруживаться при концентрациях более 0,1%.

2. Зависимость $U_{пр}$ суспензий от $C\%$ при различных экспозициях напряжения

Испытуемые суспензии содержали в качестве дисперсной фазы кварц, медистый песчаник (сульфидную руду), измельченные до крупности 0,074 мм — 100%, а также стеклянные шарики диаметром 0,035 ÷ 0,070 мм. Жидкая фаза представлена трансформаторным и касторовым маслом, глицерином, технической ($\gamma = 2,15 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$) и очищенной ($\gamma = 4,0 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$) водой. Пробой осуществлялся в электродных системах С—С, —О+П, +О—П при $d = 0,08 \div 1,5 \text{ см}$.

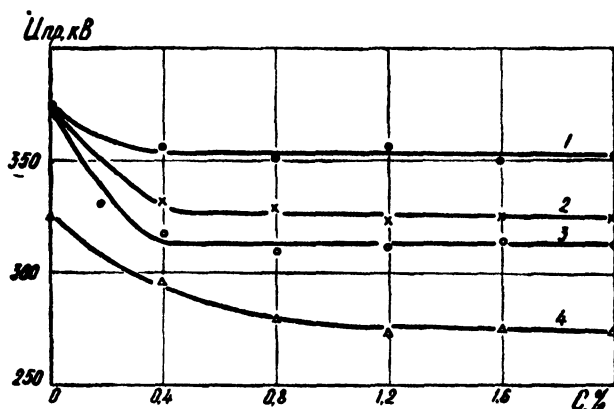


Рис. 8-V. Зависимость пробивного напряжения суспензий от концентрации твердой фазы. $t_p = 15 \text{ нс}$, электродная система С—С, $d = 0,2 \text{ см}$;

- 1 — стеклянные шарики — трансформаторное масло;
 2 — медистый песчаник — трансформаторное масло;
 3 — песчаник — трансформаторное масло; 4 — кварц — дистиллированная вода

В качестве источников высокого напряжения применены наносекундный генератор (№ 2, табл. 21) и ГИН по схеме Архадьева-Маркса ($C_p = 1,2 \text{ нф}$, $U_n = 400 \text{ кВ}$), позволяющие получать импульсы с фронтом $2 \cdot 10^{-9} \div 2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$. Обработка результатов измерений выполнена по Стюденту.

При наносекундных экспозициях напряжения зависимости $U_{пр} = f(C)$ при изменении C от 0 до 2,0% для всех исследованных суспензий и конфигураций поля представляют собой кривые с насыщением (рис. 8-V). Качественно эти зависимости хорошо описываются уравнением (22-5). Характер зависимо-

сти $U_{пр} = f(C)$ при экспозициях напряжения более 10^{-6} сыл-люстрируют кривые рис. 9-V. Как видно из рис. 9-V, при увеличении C пробивное напряжение вначале снижается, как и при наносекундных экспозициях напряжения, но затем увеличивается, проявляя насыщение при концентрации, больше некоторой критической. Концентрации, соответствующие характерным точкам, зависят от свойств суспензий; для области минимума $C = 0.35 - 1,2\%$, для области насыщения $C = 1,2 \div 2\%$.

Таким образом, экспериментальные результаты (более подробно они изложены в [140, 139]) подтверждают основные следствия, вытекающие из приведенного расчета и анализа.

Если взаимодействие полей частиц твердой фазы мало, они могут рассматриваться как независимые «слабые звенья», а концентрационная зависимость электрической прочности может описываться уравнением надежности изоляции. Такие условия реализуются при экспозициях напряжения, меньших времени установления медленной поляризации (рис. 8-V), а также при малых концентрациях частиц (левая ветвь кривых на рис. 9-V). В условиях, когда экспозиция напряжения достаточна для установления медленной поляризации и концентрация частиц твердой фазы обеспечивает взаимодействие их полей, уменьшающее неоднородность поля в жидкости, электрическая прочность возрастает при увеличении концентрации, проявляя насыщение, когда расстояние между частицами становится соизмеримым с их размерами.

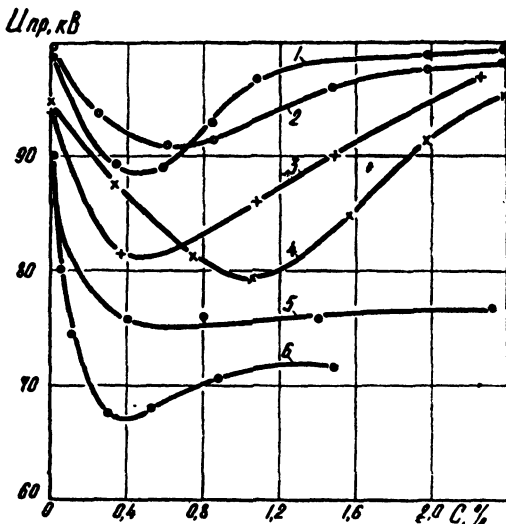


Рис. 9-V. Зависимость пробивного напряжения суспензий от концентрации твердой фазы:

$t_p = 60 \div 80$ мкс ($A = 1,2$ кВ/мкс), электродные системы —О +П (1, 2), +О —П (3, 4), С—С (5, 6), $d = 2$ см. Жидкая фаза — трансформаторное масло, твердая фаза — песчаник (1, 3, 6) и кварц (2, 4, 5)

ИМПУЛЬСНАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ЖИДКОСТЕЙ ЖИДКОСТИ КАК ИЗОЛЯЦИЯ В ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ УСТРОЙСТВАХ

Как отмечалось в предисловии, основные проблемы, связанные с применением жидкостей в качестве изолирующей и рабочей среды в высоковольтной импульсной технике, в общем виде можно сформулировать следующим образом: 1) достижение максимальных рабочих градиентов изоляции, 2) создание возможности управляемого инициирования разряда с высокой временной стабильностью.

Первая проблема является традиционной для высоковольтного аппаратостроения, однако в высоковольтной импульсной технике она особенно актуальна. Для получения импульсов напряжения с амплитудой $10^5 \div 10^7$ В и фронтом $10^{-8} \div 10^{-9}$ с, для обеспечения на нагрузке мощностей $10^{11} \div 10^{13}$ Вт необходима очень тщательная компоновка схемы и высокие плотности запасаемой в накопителе энергии. Квадратичная зависимость плотности энергии в емкостном накопителе от напряженности поля в диэлектрике $\left(W = \frac{\epsilon E_{\text{пр}}^2}{8\pi} \right)$ показывает, что электрическая прочность $E_{\text{пр}}$ является определяющей характеристикой при проектировании генераторов импульсов напряжения и тока с особо жесткими параметрами (прежде всего, для получения мощных пучков релятивистских электронов и импульсов рентгеновского излучения).

В электроимпульсной технологии электрическая прочность диэлектрических материалов (изоляции, рабочей среды, обрабатываемого материала) в большинстве случаев является параметром, определяющим технологическую схему и конструкцию, режим обработки и др.

Вторая проблема — проблема управляемого инициирования разряда в жидкости — сравнительно новая. Возникла она в связи с необходимостью уменьшать индуктивное и активное сопротивление разрядников в высоковольтных высоко-точных наносекундных устройствах за счет осуществления коммутации тока по нескольким параллельным каналам.

В электроимпульсной технологии управляемое инициирование разряда позволяет локализовать разряд и тем самым повысить стойкость изоляции высоковольтных электродов [4] и регулировать параметры канала разряда, предопределяющие энерговыделение в искре [117].

Во второй части книги рассмотрены эти две важные проблемы на основании изложенных выше материалов об основных физических явлениях и процессах в разрядном промежутке, обуславливающих импульсный пробой жидкостей, и результатов экспериментального исследования импульсной электрической прочности жидкостей и способов управляемого инициирования разряда в жидкости.

ГЛАВА VI

ИМПУЛЬСНАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ

При рассмотрении вопросов импульсной электрической прочности жидкостей автор стремился показать природу влияния основных факторов на электрическую прочность жидкостей и тем самым дать возможность априорной оценки поведения жидкой изоляции в реальных конструкциях, а также в наиболее удобной форме дать исходные материалы для расчета и проектирования изоляционных конструкций импульсных устройств (в виде графиков, эмпирических уравнений, таблиц, рекомендаций). В этой связи там, где это представлялось возможным, материалы излагались в следующей последовательности: анализ влияния на электрическую прочность жидкостей того или иного фактора с позиций развитой физической картины разряда, иллюстрация основных результатов анализа экспериментальными данными, формулирование практических рекомендаций, связанных с обсуждаемой закономерностью.

Рассматривается электрическая прочность жидкостей в диапазоне длительностей импульсов $5 \cdot 10^{-9} \div 5 \cdot 10^{-5}$ с.

Особенности поведения изоляции при наносекундных длительностях импульсов, выявленные в процессе эксплуатации наносекундных генераторов и при испытаниях на образцах, послужили стимулом для рассмотрения вопросов наносекундной электрической прочности жидких и твердых диэлектриков, напряжений перекрытия твердых диэлектриков в жидкости и электрической прочности изоляционных конструкций при многоимпульсных воздействиях.

При исследовании наносекундной электрической прочности основным измерениям предшествовала отработка режимов испытания диэлектриков и методов обработки экспери-

ментальных данных, обеспечивающих получение достоверных результатов [150, 156, 12]. Методика экспериментов позволяла измерять основные величины (амплитуду импульсов, время разряда) с погрешностью, не превышающей 16% с надежностью 0,95. Каждая точка на приводимых графиках (кроме специально оговариваемых) является среднеарифметической из 12—15 измерений. Исследованиями [12, 11] установлен нормальный закон распределения времен разряда при наносекундном пробое и перекрытии диэлектриков, что позволило дополнительно характеризовать результаты большинства измерений полосой отклонений и коэффициентом вариации (σ %).

§ 1-VI. ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ ОТ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСА НАПРЯЖЕНИЯ

Характерной особенностью импульсного пробоя жидкостей, по сравнению с пробоем газов, является зависимость электрической прочности от длительности воздействия напряжения в более широком временном интервале. При импульсном пробое газов в однородном поле явление запаздывания разряда начинает проявляться при длительностях импульсов $\leq 10^{-6} \div 10^{-7}$ с и объясняется инерционностью электронно-лавиновых процессов и развития стримера. При пробое жидкостей в однородном поле при временах, примерно на порядок больших, чем в газах, наблюдается быстрый рост электрической прочности. Причем при больших t также наблюдается зависимость $E_{пр} = f(t)$, хотя и менее выраженная. По аналогии с газовым разрядом запаздывание разряда в жидкости при $t \leq 10^{-5} \div 10^{-6}$ с объяснялось инерционностью электронно-лавиновых процессов. Смещение точки перегиба кривой $E_{пр}(t)$ в область больших t и более крутой ход зависимости $E_{пр} = f(t)$ в жидкостях оставались необъяснимыми. Поскольку, как показано в гл. III и IV, вынос потенциала электрода на головку разрядного канала и в конечном итоге скорость и, соответственно, время запаздывания разряда в значительной мере определяются скоростью прогрева и гидродинамического расширения первичного канала и преобразования его в высокопроводящий канал, эти относительно медленные процессы должны привлекаться при анализе особенностей вольтсекундных характеристик разрядных промежутков в жидкости. Вследствие того, что плотность жидкостей примерно в 2000 раз выше, чем газов при атмосферном давлении, скорость расширения канала разряда в жидкостях существенно меньше, чем в газах при одинаковой мощности, развиваемой в канале разряда. В результате этого в жидкостях при длительности

импульса, существенно больших, чем в газах, ограниченная скорость расширения канала будет препятствовать образованию высокопроводящего канала и ограничивать скорость распространения разряда в глубь промежутка. Для обеспечения высокой скорости развития первичных каналов, соответствующей малым длительностям импульсов, при высоких продольных градиентах потенциала в этих каналах, требуется значительное повышение напряжения на разрядном промежутке.

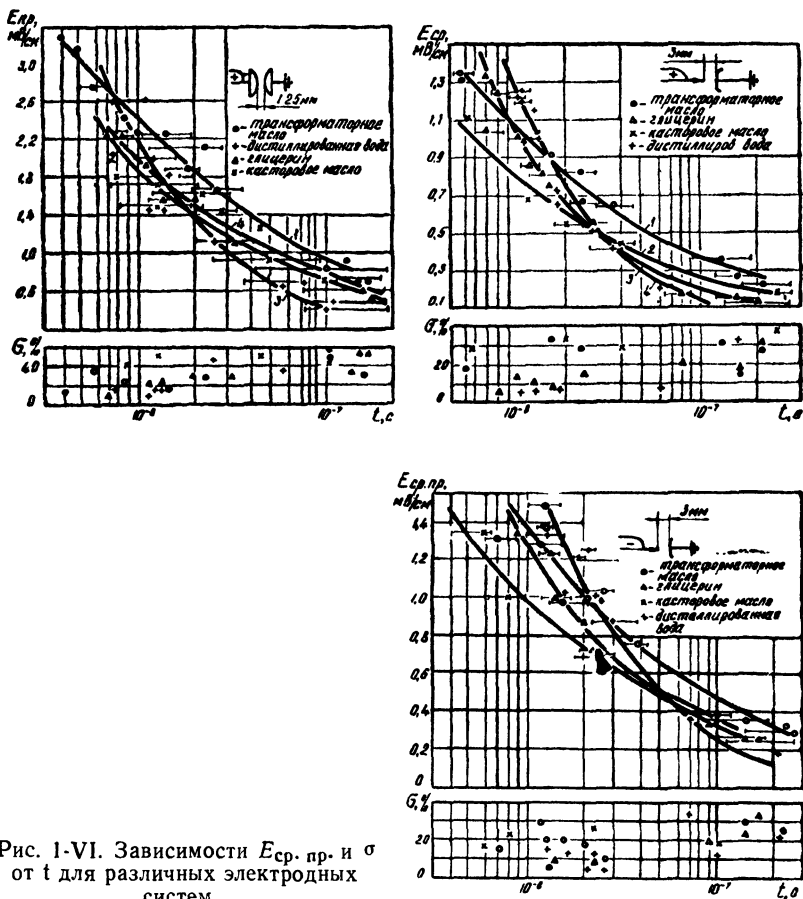


Рис. 1-VI. Зависимости $E_{ср. пр.}$ и σ от t для различных электродных систем

Кроме того, уменьшение длительности воздействия напряжения уменьшает роль в пробое газообразования и процессов, связанных с примесями в жидкости, что также расширяет диапазон длительностей воздействия напряжения, где электрическая прочность жидкостей зависит от t . Обусловленный этими двумя причинами и запаздыванием разряда крутой ход

вольтсекундных характеристик особенно ярко проявляется в наносекундной области экспозиций напряжения, рис. 1—VI.

Приведенные на рис. 1—VI данные показывают, что при длительности импульса в несколько наносекунд электрическая прочность даже технически чистых жидкостей превосходит 1 МВ/см, а при $t \approx 4$ нс и $d = 1,25$ мм в однородном поле она достигает 4 МВ/см. Данные по наносекундной электрической прочности жидкостей при $t = 3 \div 100$ нс удовлетворительно описываются уравнением вида

$$\lg E_{\text{пр}} = A - B \cdot \lg t, \quad (1-6)$$

где

$$A = k_1 - k_2 \lg d, \quad B = k_3 - k_4 \lg d.$$

Здесь $E_{\text{пр}}$ имеет размерность МВ/см, t — нс, d — см. Значения коэффициентов k_1, k_2, k_3, k_4 для четырех исследованных жидкостей и трех типовых разрядных промежутков приведены в табл. 23 (приложение 3).

Относительно хода вольтсекундных характеристик изолирующих жидкостей в области микросекундных длительностей импульсов исторически в высоковольтной практике сложились такие представления, по которым электрическая прочность жидкостей асимптотически приближается к статической электрической прочности. Однако тот факт, что при равной длительности воздействия напряжения уровень прочности жидкостей различен при воздействии импульсов разной формы показывает, что длительность является важным, но не единственным параметром импульса, определяющим электрическую прочность жидкости. Это обстоятельство послужило одним из стимулов к поиску параметров импульсного напряжения, однозначно определяющих характер пробивных процессов в жидкости и, в итоге, ее электрическую прочность. Кроме того, повышение роли внутренних перенапряжений с переходом энергосистем на сверхвысокие напряжения потребовали поиска испытательных импульсов, воспроизводящих наиболее опасные воздействия на изоляцию внутренних перенапряжений.

В [15] было установлено, что в длинных воздушных промежутках характер разрядных процессов и пробивное напряжение существенно зависят от крутизны косоугольных импульсов напряжения.

Исследования разряда в жидкостях на косоугольных волнах [143, 145, 147] указали на сильную зависимость от крутизны волны характеристик разряда и пробивного напряжения. Уменьшение крутизны (от 600 до 0,4 кВ/мкс) ведет к уменьшению напряжения зажигания разряда U_3 (рис. 4-II) и эффективной скорости развития лидера $V_{\text{ср}}$ (рис. 5-III). Изменение пространственно-временной структуры разряда и

параметров лидерного канала при изменении A описано в гл. III.

Важно при этом, что U_3 и V_{cp} не зависят от длины межэлектродного промежутка при изменении последней в широких пределах (1—17 см). Пренебрегая отклонением реального экспоненциального импульса от идеального косоугольного, пробивное напряжение можно представить в виде

$$U_{np} = U_3(A) + A \cdot \frac{d}{V_{cp}(A)}, \quad (2-6)$$

где d — межэлектродное расстояние.

Подставив в (2-6) аналитические выражения зависимостей $U_3(A)$ и $V_{cp}(A)$, получим уравнение, позволяющее рассчитывать U_{np} однотипных промежутков различной длины в функции от крутизны импульса напряжения. Для трансформаторного масла, очищенной воды и этилового спирта при пробое их в электродных системах +О—П и —О+П зависимости $U_3(A)$ и $V_{cp}(A)$ имеют вид

$$U_3 = \alpha(\lg A)^2 + \beta \lg A + \gamma, \quad (3-6)$$

$$V_{cp} = \frac{1}{\delta} A^{1-\lambda+\varphi(\lg A)^\psi}, \quad (4-6)$$

а зависимость $U_{np}(A)$, соответственно

$$U_{np} = \alpha(\lg A)^2 + \beta \lg A + \gamma + d \cdot \delta \cdot A^{-\lambda+\varphi(\lg A)^\psi}, \quad (5-6)$$

U_{np} имеет размерность кВ, A — кВ/мкс, d — см.

Значения коэффициентов приведены в табл. 24 (приложение 3). Для удобства расчета U_{np} (5-6) можно представить в виде $U_{np} = B + C \cdot d$. Значения коэффициентов B и C при различных A сведены в табл. 25 (приложение 3).

Сопоставление расчетных вольтсекундных характеристик (пунктир) с экспериментально найденными автором и приведенными в [69, 99, 162] для трансформаторного масла (рис. 2-VI) и очищенной воды ($\rho = 3 \cdot 10^5$ Ом·см) (рис. 3-VI) указывает на их удовлетворительное совпадение в широком временном интервале (0,2 ÷ 40 мкс) при изменении d в пределах 0,5 ÷ 5 см. При $d < 0,5$ см напряженность поля вблизи острейшего электрода становится зависимой от d , что и обуславливает расхождение расчетных и экспериментальных кривых. При изменении d в более широком интервале начинает сказываться зависимость V от напряжения на промежутке и, следовательно, от длины промежутка (см. также § 2-VI).

Для распространения предложенного метода расчета U_{np} на другие жидкости и электродные системы с иной геометрией электродов достаточно экспериментально определить зависимости $U_3(A)$ и $V_p(A)$ для одного межэлектродного рас-

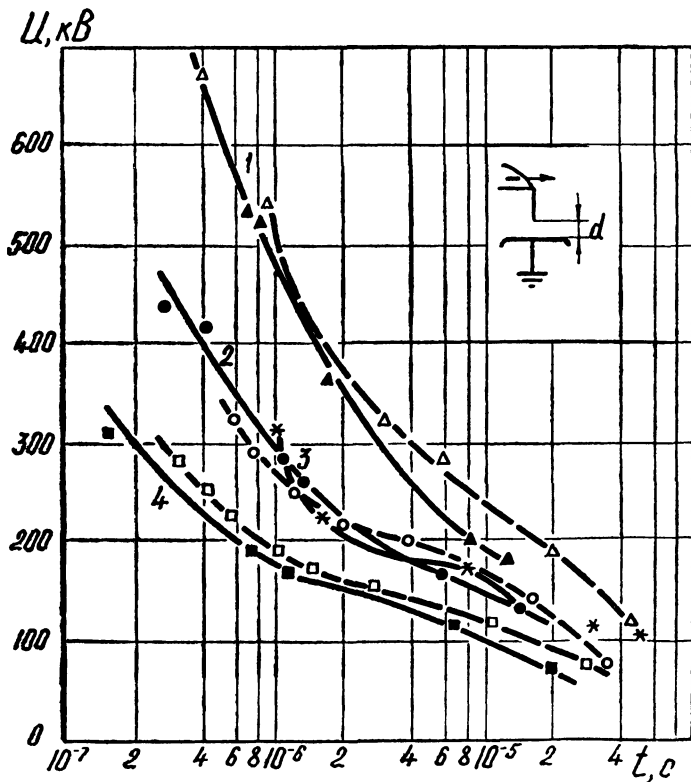
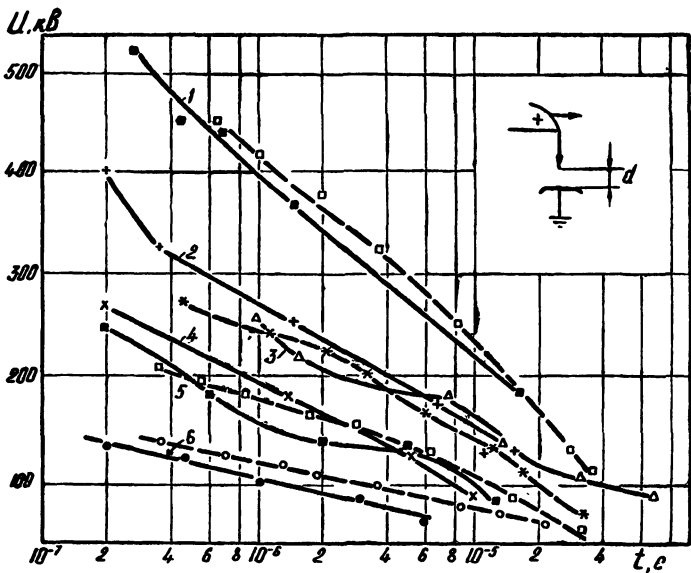


Рис. 2-VI. Расчетные (пунктир) и экспериментальные вольтсекундные характеристики трансформаторного масла:
 1 — $d=4$ см [99]; 2 — $d=2$ см [99]; 3 — $d=2$ см (измерения автора); 4 — $d=1$ см [69]; 5 — $d=1$ см [99]; 6 — $d=0,3$ см [99]

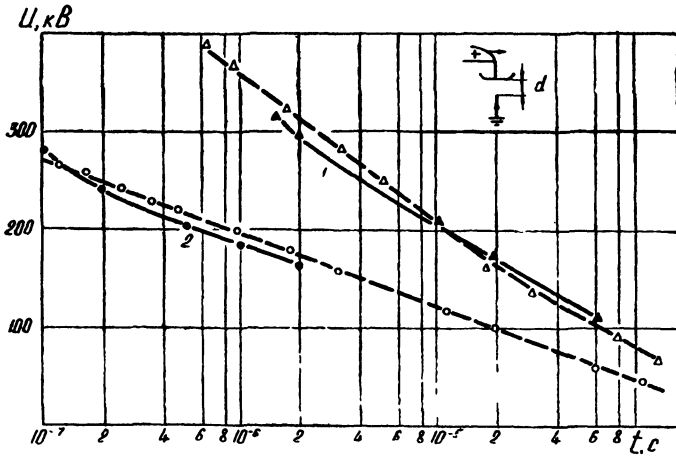
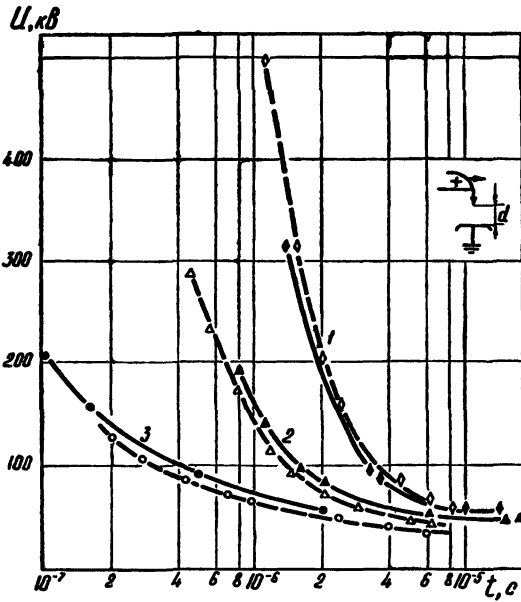


Рис. 3-VI. То же, что на рис. 2-VI, но для очищенной воды: 1 — $d=5$ см (измерения автора); 2 — $d=2$ см (измерения автора); 3 — $d=0,5$ см [162]

стояния. В случаях, когда необходимо иметь вольтсекундные характеристики однопольных промежутков при большом разнообразии значений межэлектродного расстояния, применение этого расчетно-экспериментального метода значительно сокращает объем экспериментальных работ. В перспективе,

когда удастся теоретически найти критерий зажигания разряда и все количественные характеристики этой фазы пробоя, а также выразить скорость развития разряда через параметры элементарных процессов, уравнение (2-6) позволит априорно определять пробивное напряжение изоляционных промежутков.

В случае электротеплового пробоя коротких промежутков с однородным полем импульсами микросекундной длительности, когда зажигание разряда и пробой могут быть отождествлены с удовлетворяющим практические расчеты приближением, зависимость электрической прочности от длительности импульса может быть рассчитана из условия вскипания жидкости.

Время, необходимое для вскипания воды и, следовательно, для пробоя (согласно принятому допущению) можно определить по уравнению (1-5), которое дает связь $E_{пр}$ и t . Например, для водопроводной воды, когда $T=100^{\circ}\text{C}$, $T_0=20^{\circ}\text{C}$, $\gamma=2 \cdot 10^{-4}\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, $a=0,011$, согласно [86] можно записать

$$E_{пр} = 10^3 \cdot t^{-1/2}. \quad (6-6)$$

Расчетные и экспериментальные данные удовлетворительно совпадают при времени воздействия напряжения более 10 мкс и межэлектродных расстояниях от десятых долей до единиц миллиметра.

Для электродных систем типа острие — плоскость в водопроводной воде в [84] предложены полуэмпирические уравнения для определения напряжения, при котором начинается пробой, времени разряда и энергии, выделяющейся в промежутке. Уравнения применимы при малой скорости возрастания напряжения ($\leq 10 \div 15 \text{ кВ/см}$).

Для электродов с большой поверхностью, создающих слабонеоднородное поле, Дж. Мартин и др. из *AWRE* (Научно-исследовательского центра по разработке атомного оружия, Олдермастон, Великобритания) предложили эмпирические уравнения, позволяющие рассчитывать $E_{пр}$ очищенной воды ($\gamma \approx 10^{-6}\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$) при длительности импульса от десятых долей микросекунды и выше

$$E_{пр}^+ = \frac{0,3}{t^{1/3} S^{1/10}}; \quad E_{пр}^- = \frac{0,6}{t^{1/3} \cdot S^{1/10}}, \quad (7-6)$$

где $E_{пр}^+$ и $E_{пр}^-$ — пробивная напряженность поля при положительной и отрицательной полярностях импульса соответственно, МВ/см, t — эффективное время, в течение которого напряженность поля превышает $0,63 E_{пр}$, мкс; S — эффективная площадь соответствующего электрода, напряженность на котором больше $0,9 E_{пр}$, см². В американских публикациях по генерированию мощных электронных пучков и термоядер-

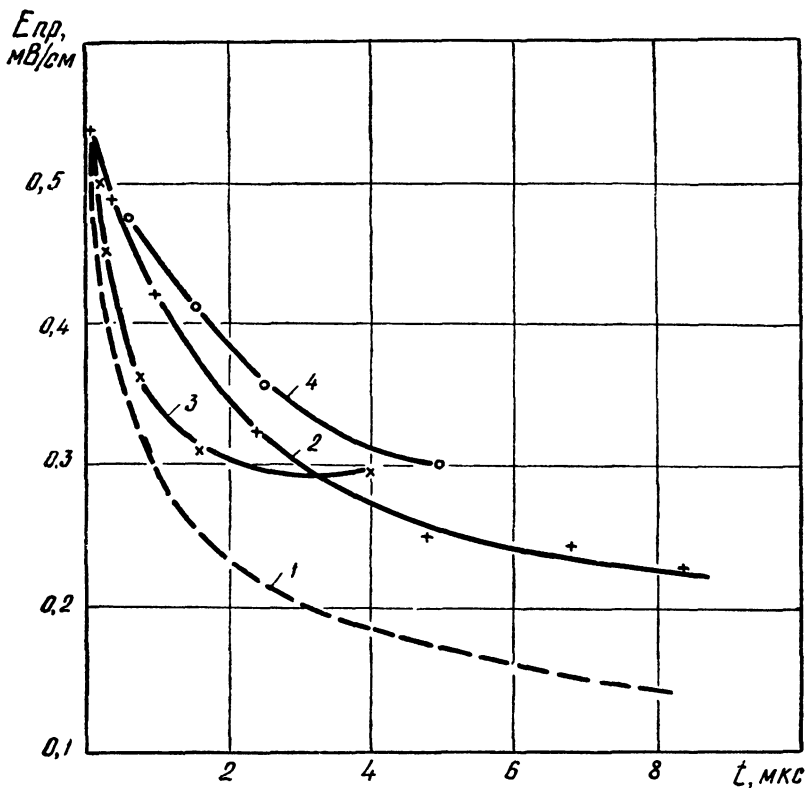


Рис. 4-VI. Зависимости $E_{пр}$ от t для очищенной воды ($\rho \approx 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) в однородном поле:

1 — расчет по уравнению (7-VI), $S_{эф} \approx 50 \text{ см}^2$; 2 — $S_{эф} = 45 \text{ см}^2$; $d = 1,5 \text{ см}$ (измерения автора); 3 — $S_{эф} = 14 \text{ см}^2$; $d = 0,5 \text{ см}$; 4 — $S_{эф} \approx 70 \text{ см}^2$, $d = 1,5 \div 5 \text{ см}$ [138]

ному синтезу [225, 262] отмечается, что предложенные Дж. Мартином и др. эмпирические уравнения позволяют проектировать емкостные накопители энергии с достаточно высокой степенью надежности.

Очевидно, что уравнения (7-6) применимы лишь в том случае, когда межэлектродное расстояние изменяется в небольших пределах, поскольку в этих уравнениях не учтено влияние на $E_{пр}$ межэлектродного расстояния (§ 2-VI).

Представляет практический интерес сопоставить результаты расчетов $E_{пр}$ по (7-6) с экспериментальными данными, полученными в различных лабораториях. Результаты такого сопоставления приведены на рис. 4-VI. Поскольку в электродных системах с однородным и слабонеоднородным полем разряд зажигается на аноде (§ 2-II), то при расчетах $E_{пр}$ по

(7-6) использовано первое уравнение (т. е. для $E_{\text{пр}}^+$). Видно, что уравнения (7-6) дают более сильную зависимость $E_{\text{пр}}$ от длительности импульса, чем это наблюдается в экспериментах. Удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных кривых наблюдается при $t=0,1 \div 1$ мкс. В области наносекундных экспозиций напряжения расчетные значения $E_{\text{пр}}$ в 2÷5 раз выше полученных экспериментально и описанных уравнением (1-6).

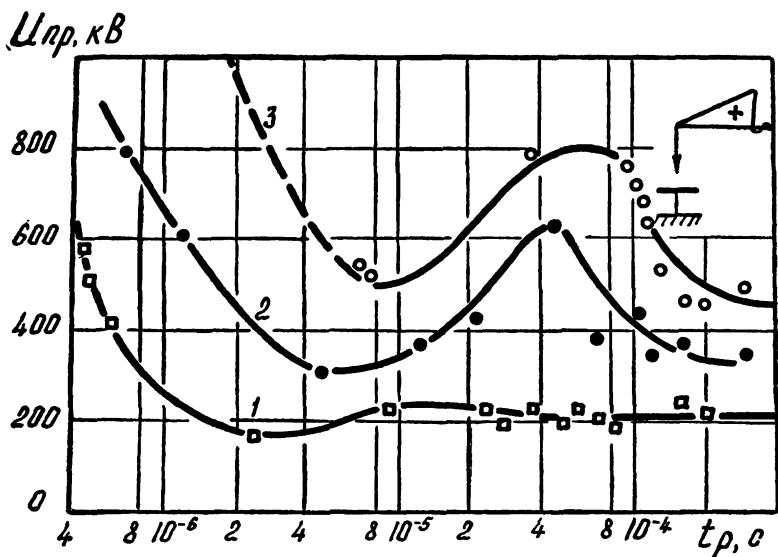


Рис. 5-VI. Вольтсекундные характеристики трансформаторного масла: 1 — $d = 5$ см; 2 — $d = 15$ см; 3 — $d = 25$ см [70]

При длительностях импульсов в десятки, сотни микросекунд зависимости пробивного напряжения и напряжения перекрытия в изолирующих жидкостях от крутизны импульса (а следовательно, и от времени разряда) носят сложный характер [70, 232, 208, 26]. На рис. 5-VI представлены вольтсекундные характеристики разрядного промежутка $+O - \Pi$ в трансформаторном масле при межэлектродных расстояниях 5 см (кривая 1), 15 см (кривая 2) и 25 см (кривая 3) [70]. На рис. 6-VI приведены зависимости напряжений перекрытия ($U_{\text{пер}}$) органического стекла ($\delta=1$ см) в трансформаторном масле в асимметричном промежутке ($d=7$ см) с преобладающей тангенциальной (I) и нормальной (II) составляющими напряженности поля [26]. Буквами *a*, *b*, *в* обозначены кривые, проведенные на уровне 90, 50 и 10% — вероятности перекрытия соответственно. (Напряжения перекрытия на промышленной частоте составляют для случая I — 110 кВ эфф,

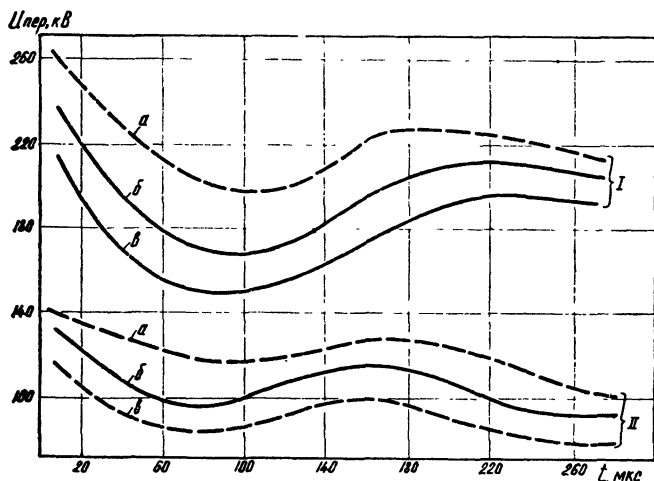
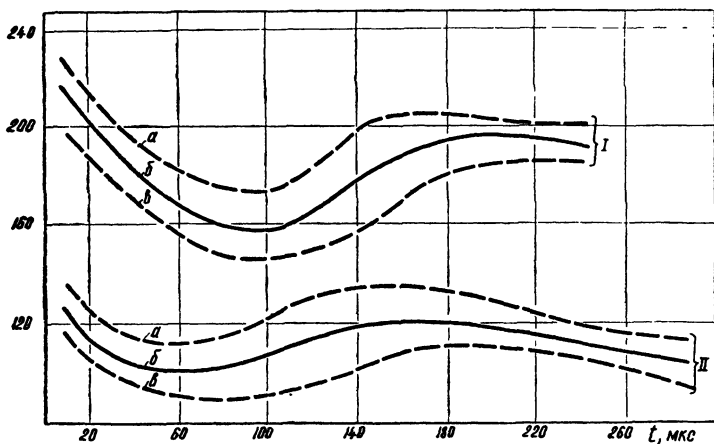


Рис. 6-VI. Зависимость напряжения перекрытия органического стекла в трансформаторном масле в поле с преобладающей тангенциальной I и нормальной II составляющими поля от длительности положительных а и отрицательных б косоугольных импульсов

для случая II—72 кВэфф. Каждая зависимость получена обработкой данных 500—520 отдельных измерений.

Как и в случае пробоя в толще масла, кривые $U_{\text{пер}} = f(t)$ имеют три характерных участка. При увеличении t от 3 до 80÷100 мкс $U_{\text{пер}}$ уменьшается, что можно объяснить явлением запаздывания разряда. Увеличение t до 160—200 мкс сопровождается ростом $U_{\text{пер}}$. Дальнейшее увеличение t вызывает плавное снижение $U_{\text{пер}}$, что можно объяснить возрастанием роли относительно медленных вторичных процессов, свя-

занных с примесями в жидкости. Для объяснения увеличения $U_{\text{пер}}$ на втором участке потребовались специальные исследования.

В большинстве работ аномальное снижение электрической прочности диэлектриков в области критических крутизн связывается с уменьшением напряженности внешнего поля полем избыточных объемных зарядов. Достаточно обосновано это объяснение лишь для воздушных промежутков. В [14] измерениями объемного заряда при различных A установлена корреляция между значением $U_{\text{пр}}$ и величиной объемного заряда. В [175] предположено, что при $A_{\text{кр}}$ скорость дрейфа объемного заряда совпадает со скоростью выноса в глубь промежутка поля головки канала. При этом объемный заряд усиливает основное поле, в результате чего пробой происходит при наименьшем $U_{\text{пр}}$. Согласно [96] для длинных импульсов с пологим фронтом наличие минимума у кривых $U_{\text{пр}} = f(t)$ определяется сложной зависимостью «предлидерного времени» от амплитуды напряжения, т. е. основное влияние объемного заряда проявляется на стадии зарождения лидера. Напротив, согласно [175] его влияние наиболее существенно на стадии развития лидера. В [14] показано влияние объемного заряда в обеих стадиях.

Для жидкостей предложенные объяснения либо основаны на аналогиях с газовым разрядом [70], либо носят чисто умозрительный характер [232, 208].

Поскольку, как показано выше, при разряде в жидкости отсутствует элемент разряда, подобный импульсной короне в воздухе и способный с большой скоростью вынести объемный заряд в глубь промежутка, нет оснований связывать аномальный ход вольтсекундных характеристик с особенностями образования объемного заряда, действующего на поле лидера. Действительно, (см § 1-III), при уменьшении крутизны косугольной волны скорость развития лидера монотонно уменьшается, структура разряда не претерпевает иных изменений, кроме обусловленных уменьшением тока и связанным с этим затруднением преобразования первичного канала в лидерный. Напротив, для напряжения зажигания разряда характерен сложный вид зависимости от A (рис. 7-II), повторяющий в общих чертах ход зависимости $U_{\text{пер}} = f(A)$ (рис. 7-VI). Области аномального снижения $U_{\text{пер}}$ соответствует наименьшее значение U_3 .

Вследствие этого аномальный ход вольтсекундных характеристик в жидкости следует связывать с процессами зажигания разряда, определяющими величину U . Можно предположить, что подъем $U_{\text{ер}}$ и $U_{\text{п}}$ в правой части ковшеобразной кривой $U_{\text{пр}} = f(t)$ обусловлен ослаблением поля у электрода объемным зарядом, образующимся вследствие эмиссии и первичной ионизации (при зажигании разряда на катоде)

Цпер, кВ

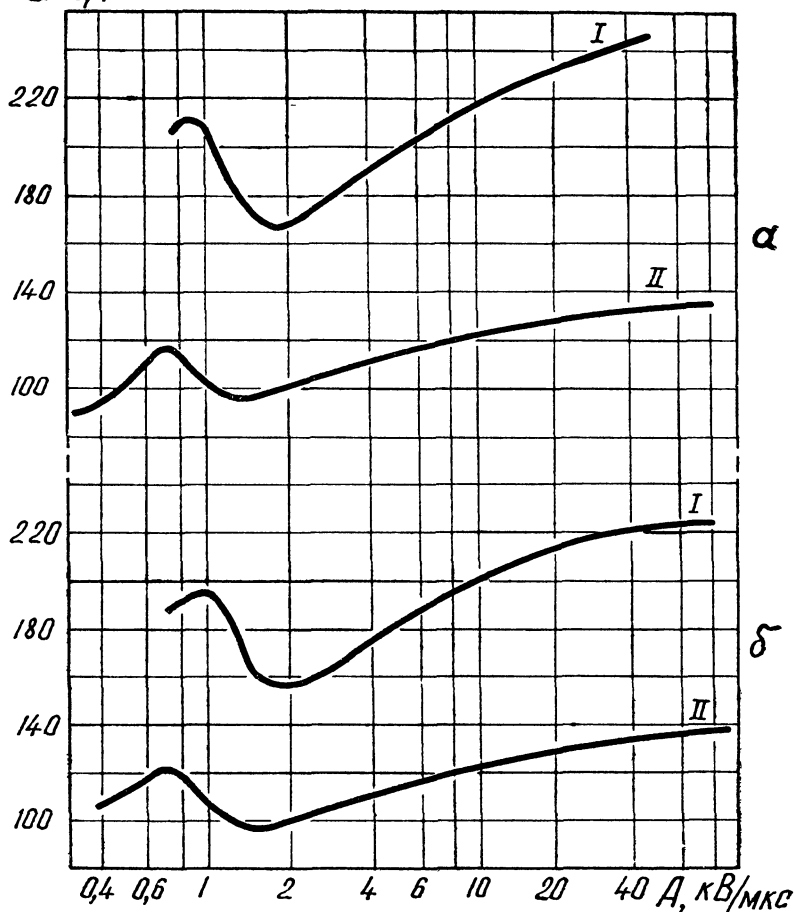


Рис. 7-VI. Зависимость напряжения перекрытия органического стекла в трансформаторном масле в поле в преобладающей тангенциальной I и нормальной II составляющими поля от крутизны положительных а и отрицательных б косоугольных импульсов

или только вследствие ионизации (при зажигании разряда на аноде). Как отмечалось в § 2-II, первичная ионизация, проявляющаяся в форме микрофакелов, начинается при существенно меньших потенциалах электрода, чем возникает факел, дающий начало развитию первичного и лидерного каналов. При малых скоростях подъема напряжения (малых крутизнах импульсов) длительно существующая ионизация вблизи микро неоднородностей создает большой избыточный объемный заряд, экранирующий острый электрод и за-

трудняющий развитие факела. Очевидно, что в этой модели тормозящее действие объемного заряда должно проявляться тем больше, чем выше коэффициент неоднородности поля (макроскопического). Предложенная модель представляется вполне правдоподобной, поскольку при уменьшении неоднородности поля минимум на кривых $U_{\text{пр}} = f(t)$ проявляется в меньшей мере [208], а в однородном поле он вообще не обнаруживается [232].

Таким образом, сложный характер зависимостей $U_{\text{пр}} = f(t)$ и $U_{\text{пер}} = f(t)$ определяется тремя конкурирующими процессами — вторичными процессами в жидкости, уменьшающими $U_{\text{пр}}$, запаздыванием разряда и образованием объемного заряда до возникновения канала разряда, увеличивающими $U_{\text{пр}}$.

§ 2-VI. ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ ОТ ГЕОМЕТРИИ РАЗРЯДНОГО ПРОМЕЖУТКА И УСЛОВИЙ НА ЭЛЕКТРОДАХ

1. Влияние на $E_{\text{пр}}$ макро- и микрогеометрии электродов

В жидкостях, как и в других диэлектрических средах, увеличение неоднородности поля вызывает уменьшение $U_{\text{пр}}$. Особенностью жидкостей в этом отношении по сравнению с газами является более сильная зависимость электрической прочности от микро- и макрогеометрии электродов, отмеченная во многих работах (например, [122, 247]). Объяснить это можно отсутствием в жидкости импульсной короны, объемный заряд которой способен экранировать электрод и исказить распределение поля, заданное геометрией электродов, а также большой плотностью жидкостей, вследствие чего локальные поля, действующие в малых объемах, способны зажечь разряд.

В § 2-II было показано, что одна из основных составляющих времени разряда — запаздывание зажигания разряда t_3 — для данной жидкости определяется микро- и макрогеометрией электрода и скоростью подъема напряжения на разрядном промежутке. Очевидно, что влияние геометрии электродов на электрическую прочность разрядного промежутка будет наибольшим в случаях, когда t_3 в суммарном времени разряда составляет значительную часть. Согласно материалам § 2-II следует ожидать, что влияние на электрическую прочность жидкостей микро- и макрогеометрии электродов будет увеличиваться при уменьшении длины разрядного промежутка, уменьшении неоднородности поля, увеличении скорости возрастания напряжения (перенапряжения). Экспериментальные данные подтверждают следствия, вытекающие из результатов исследования зажигания разряда. В [247] уста-

новлено, что пробивное напряжение разрядных промежутков острее — плоскость ($d=3\div 9,7$ см) в масле на импульсах 1,2/50 и 1,2/450 мкс уменьшается в среднем на 25—40% при уменьшении радиуса вершины острейшего электрода более чем на два порядка (от 2,5 до 0,01 мм). Исследования, проведенные Р. Э. Клейном в Томском политехническом институте, показали, что при пробое трансформаторного и солярового масел в промежутках О — П ($d=1\div 2$ см) на импульсах микросекундного диапазона изменения $U_{пр}$ при уменьшении r_0 от 3 до 0,05 мм лежат в пределах разброса*. Выполненные автором измерения показали, что на прямоугольных импульсах длительностью 50÷60 нс при межэлектродных расстояниях порядка 1 мм увеличение r_0 от единиц до сотен микрон вызывает увеличение $U_{пр}$ в 1,5—2 раза.

Микрогеометрия электродов, влияние которой на $U_{пр}$ проявляется в коротких промежутках с однородным и слабнеодородным полями, определяется качеством обработки поверхности, кристаллической структурой металла электродов. Как показано в [134], электрическая прочность диэлектриков (газы, конденсаторное масло) существенно возрастает (в 1,5—3 раза) при использовании электродов из монокристаллов.

Известно, что одним из способов уменьшения очагов усиления локального поля на электродах из поликристаллических металлов является их тренировка разрядами. Эта операция (иногда называемая кондиционированием) широко применяется в экспериментах по пробое вакуума и в некоторых электровакуумных приборах. В ряде работ [196, 105, 178, 278] тренировка электродов применялась при измерении электрической прочности жидкостей. Воздействие на электроды разрядов, предшествующих основным измерениям, призвано повысить $E_{пр}$ и уменьшать разброс $E_{пр}$ и t_p . В разных работах рекомендуются существенно различные режимы кондиционирования. Например, количество рекомендуемых тренирующих разрядов лежит в пределах 5÷100. Анализ экспериментальных данных и сам механизм кондиционирования указывают на то, что этот эффект зависит от большого количества факторов: материала электродов, их площади, качества обработки поверхности, длительности воздействия напряжения, количества и скорости выделения энергии в искровом канале, свойств жидкости. Причем положительный эффект наблюдается не во всех жидкостях. Увеличение и стабилизация времени разряда (при $E=\text{const}$) в очищенной воде наблюдалось после воздействия 15—20 разрядов. В трансформаторном масле, как видно из рис. 8-VI, явление «кондиционирования» не проявляется в исследованном интервале числа разрядов. Применены электродные системы сфера — сфера (\varnothing 0,8 см) и

* Частное сообщение.

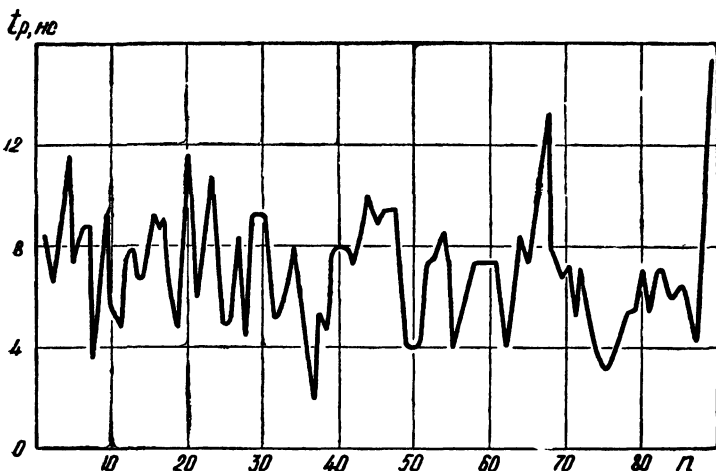


Рис. 8-VI. Зависимость t_p от n для трансформаторного масла, заменяемого после каждого пробоя ($E_{по}=2,78$ МВ/см, $d=0,15$ см, диаметр электродов 0,8 см)

электроды Роговского ($\varnothing 2,6$ см); электроды изготавливались из нержавеющей стали. Во время тренировки жидкость заменялась после каждого пробоя отсосом из межэлектродного пространства и добавлением в камеру порций свежей жидкости. Можно предположить, что в масле «кондиционирование» не наблюдается вследствие того, что во время тренирующих разрядов наряду с разрушением и оплавлением микроострий на электродах отлагаются продукты разложения углеводородов, препятствующие стабилизации свойств поверхности электродов.

Изложенное показывает, что тренировка электродов не является эффективным способом повышения и стабилизации величины $E_{пр}$ жидкостей.

2. Влияние диэлектрических покрытий и барьеров на E_p изоляционных промежутков

В ряде случаев более эффективным способом уменьшения влияния микрогеометрии электродов и повышения $E_{пр}$ жидкостей является покрытие электродов тонким слоем высокопрочного твердого диэлектрика. В [59] показано, что пробивное напряжение трансформаторного масла и напряжение перекрытия твердых диэлектриков в системе коаксиальных цилиндров на импульсах микросекундной длительности увеличивается на 20÷25% при покрытии электродов слоем бакелитового лака толщиной 120÷150 мкм. Увеличение пробив-

ного напряжения трансформаторного масла в промежутках со слабонеоднородным полем на импульсах 0,5/2 и 1/50 мкс при покрытии электродов диэлектрическими пленками отмечено также в [268].

Необходимо учитывать, что электрическая прочность изоляционных промежутков с покрытыми электродами, представляющих собой один из видов комбинированной изоляции, зависит от перераспределения поля по слоям жидкого и твердого диэлектриков и соотношения их $E_{пр}$ при заданной длительности импульсов. Особенность сильно полярных жидкостей, в частности воды, как компоненты в комбинированной изоляции, заключается в их повышенной, по сравнению с твердыми диэлектриками, электропроводности и диэлектрической проницаемости. Это обуславливает перегрузку слоев твердого диэлектрика, работающего в последовательной комбинации с сильно полярными жидкостями. В [242] отмечается, что покрытие электродов диэлектрической пленкой несколько повышает импульсную электрическую прочность изоляционного промежутка в воде, однако это повышение неустойчиво и не всегда является следствием низкого качества изготовления покрытия.

При анализе действия барьеров на импульсное пробивное напряжение изоляционных промежутков в жидкости необходимо иметь в виду, что, согласно результатам выполненных исследований (в § 2-III и [152]), определяющим фактором в «барьерном эффекте» в жидкости является действие барьера, как механической преграды, препятствующей развитию канала разряда. (Под «барьерным эффектом» понимается повышение пробивного напряжения разрядного промежутка установкой в нем тонких диэлектрических преград). Поскольку в жидкостях в отличие от газов зона ионизации чрезвычайно мала, зарядка барьера и его запирающее действие (встречным полем) мало, что проявляется в существенно меньшем «барьерном эффекте» в жидкости [122, 164, 152] по сравнению с газами. Условием пробоя изоляционного промежутка с барьером в жидкости является пробой барьера под действием поля, сосредоточенного на головке первичного канала. Наибольшего упрочнения за счет барьера можно достичь при минимальном отношении $\epsilon_{ж}/\epsilon_{тв.д}$ и применении в качестве барьера высокопрочных материалов. Например, при целлулоидовом барьере в трансформаторном масле U_p^u повышается на 24—30%, а в очищенной воде всего на $8 \div 19\%$. Применение высокопрочной майларовой пленки в комбинации с водой в формирующей линии [264] позволило повысить рабочие градиенты изоляции, увеличить ее сопротивление, сохранить высокой диэлектрическую проницаемость.

При уменьшении длительности импульсов до наносекунд положительные эффекты от применения последовательных

комбинаций жидких и твердых диэлектриков практически исчезают вследствие того, что в этих условиях твердые и жидкие диэлектрики имеют соизмеримую электрическую прочность (§ 5-VI).

3. «Эффект площади» электродов

Уравнение надежности изоляции (22-6), основанное на статистической теории экстремальных значений, показывает, что вероятность безотказной работы, а при одноимпульсном воздействии — электрическая прочность изоляции — уменьшается с увеличением объема диэлектрика, а равно и с увеличением площади электродов при неизменном коэффициенте неоднородности поля. Увеличение площади электродов увеличивает количество «слабых звеньев», облегчающих пробой. В роли «слабых звеньев» выступают примесные частицы (твердые, жидкие, газообразные) в объеме жидкости и «слабые места» на поверхности электродов, под которыми следует понимать геометрические неоднородности поверхности электродов, остатки полирующих агентов (абразив, окись хрома и др.), продукты окисления металла электродов, а также адсорбированные газ и влагу. Экспериментальные данные об «эффекте площади» электродов противоречивы. В [231] «эффект площади» электродов не обнаружен на постоянном, переменном и импульсном напряжениях, в [200, 276] обнаружен на постоянном и переменном напряжениях, но не установлен на импульсном напряжении; в [281] эффект установлен на всех трех типах напряжения.

Определенный вывод в данной ситуации может быть сделан на основании экспериментов на различных типах напряжения при прочих сопоставимых условиях.

В [156] исследовано влияние площади электродов на электрическую прочность трансформаторного масла для трех типов напряжения: переменного (на стандартной установке УПУ-ИМ), импульсов микросекундной длительности ($t_p \approx \approx 2$ мкс) и прямоугольных наносекундных импульсов ($\tau_{\phi} = = 2$ нс, $\tau_{\psi} = 35$ нс).

Рабочие промежутки образованы четырьмя парами стальных электродов Роговского с разной площадью. Максимальный диаметр электродов выбирался из условия неискажения межэлектродной емкостью фронта наносекундного импульса. Относительные площади электродов по наибольшему диаметру составляли: 1,13; 1,88; 3,14; 5,24 см². Поверхность электродов тщательно полировалась; время окисления электродов на воздухе обеспечивалось постоянным.

Экспериментальные результаты представлены на рис. 9-VI. Предварительная статистическая проверка результатов изме-

рений на электродах с разной площадью на принадлежность их к одной и той же или разным генеральным совокупностям показывает, что «эффект площади» при данных условиях эксперимента присутствует на переменном напряжении и на импульсах микросекундной длительности и отсутствует при пробе на наносекундных импульсах. Методом наименьших квадратов найдено уравнение, удовлетворительно описывающее кривые рис. 9-VI:

$$E_{\text{пр}} = \frac{A}{S^{5/4}} + B, \quad (8-6)$$

где A и B — постоянные для данного типа напряжения и величины напряженности поля. Коэффициент B равен критической напряженности поля для заданных d , t и степени чистоты масла, при которой дальнейшее увеличение площади не ведет к снижению $E_{\text{пр}}$. Коэффициент $A = 200 \cdot \text{tg} \alpha$, где α — угол наклона спрямленной зависимости в координатах

$$S' = S^{5/4} \text{ и } E' = A \cdot S + B,$$

A и B зависят от E (соответственно от t), что видно из табл. 17.

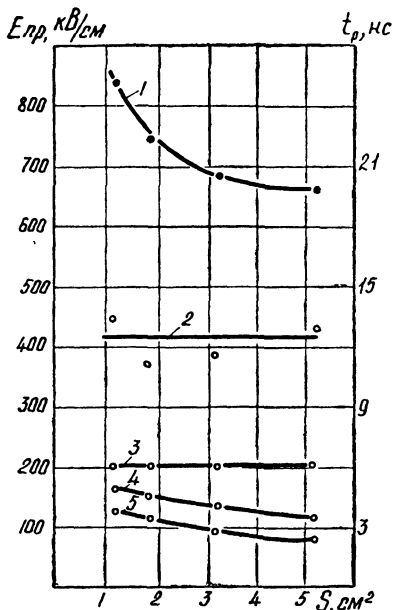


Рис. 9-VI. Зависимость $E_{\text{пр}}$ и $t_{\text{р}}$ от площади электродов при пробе трансформаторного масла:

1 — $t = 2,5$ мкс, $d = 0,15$ см;
 2 — $t = 12,3$ нс, $d = 0,15$ см;
 3 — $t = 6$ нс, $d = 0,06$ см; 4 — переменное напряжение, $d = 0,04$ см; 5 — переменное напряжение, $d = 0,09$ см

Таблица 17

$E_{\text{пр}}$, кВ/см	A , кВ/см · см ^{5/2}	B , кВ/см	$\text{tg} \alpha$	эффект, %
104	60	75,7	0,3	32
139	66	109	0,33	28,4
725	525,5	620	1,26	21
2300	0	2300	0	0

Результаты экспериментов показывают, что количественно «эффект площади» электродов зависит от длительности воздействия напряжения. При длительном воздействии напряжения в промежутке могут выстраиваться мостики из инород-

ных включений, условия пробоя по которым или вдоль которых облегчены. При импульсных воздействиях напряжения, когда примесные макрочастицы можно рассматривать неподвижными, рост длительности воздействия напряжения увеличивает искажение поля примесными частицами при их поляризации (§ 3-V) и, как следствие, снижает $E_{пр}$ жидкости. При наносекундном пробое основную роль в «эффекте площади» электродов должны играть «слабые места» на поверхности электродов (в однородном поле — на поверхности анода). Однако вследствие того, что инициирование разряда происходит вблизи отдельных микроострий, количество которых велико

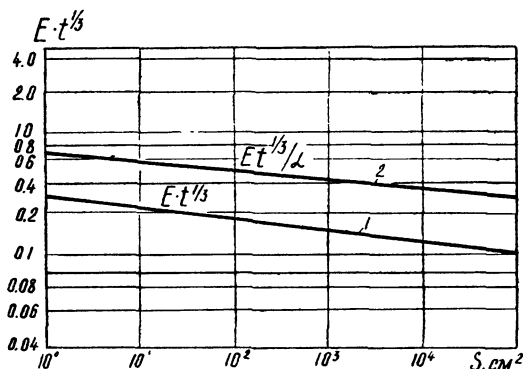


Рис. 10-VI. Зависимость $E \cdot t^{1/3}$ трансформаторного масла от S для слабонеоднородного 1 и однородного 2 полей [235, 242]

у электродов достаточно больших размеров, сравнительно небольшие изменения S не могут значительно изменить количество центров инициирования и повлиять на пробой. При изменении площади электродов в широких пределах следует ожидать существование «эффекта площади» электродов и в наносекундной области экспозиций напряжения. На рис. 10-VI приведены зависимости $E_{пр}$ трансформаторного масла от площади электродов, изменяемой в пределах пяти порядков [235, 242]. Под площадью электродов S понимается эффективная площадь, на которой напряженность поля составляет не менее 90% от $E_{пр}$.

Зависимости обобщены следующим образом: 1) все электроды подобны (для чего вводится коэффициент неоднородности поля $\alpha = \frac{E_{\max}}{E_{\text{ср}}}$); 2) при построении зависимостей (рис. 10-VI) использовался некоторый монотонно возрастающий импульс длительностью t , определяемой как время подъема напряжения от $0,63 E_{пр}$ до $E_{пр}$. На рис. 10-VI, заимствованном

из [242], обобщены результаты исследований, выполненных в Научно-исследовательском центре по разработке атомного оружия (AWRE, Великобритания), и данные, полученные в процессе выполнения программы «Гермес» (США).

В ряде последних публикаций отмечается, что заложенная в уравнениях (7-6) зависимость $E_{\text{пр}} = f(S)$ сильнее наблюдаемой на практике.

Из рассмотрения «эффекта площади» электродов вытекает следствие — чем выше неоднородность диэлектрика, тем больше снижается $E_{\text{пр}}$ при увеличении площади электродов. Этим объясняется установленный в ряде работ экспериментальный факт — электрическая прочность сильнонеоднородных диэлектриков в неоднородном поле может превышать их электрическую прочность в электродных системах, создающих однородное поле. Этот факт отмечен при пробое суспензий [139], ранее он отмечался при пробое керамики [18] и бетонов [61].

4. Зависимость $E_{\text{пр}}$ от расстояния между электродами

Общей закономерностью для всех диэлектрических сред (газов, жидкостей, твердых диэлектриков) является уменьшение электрической прочности при увеличении межэлектродного расстояния.

Привлечение механизма ударной ионизации электронами для объяснения природы электрического пробоя диэлектриков априорно предполагает повышение электрической прочности с уменьшением межэлектродного расстояния, так как нарастание числа электронов в лавине подчиняется закону $n = n_0 \cdot e^{ad}$. Из этого соотношения следует, что при малых межэлектродных расстояниях требуется более высокая напряженность поля для того, чтобы в лавине был создан критический объемный заряд, необходимый для преобразования ее в стример. Этот фактор в конденсированных средах должен действовать в области микронных зазоров. Многочисленные экспериментальные данные показывают, что наибольшее электрическое упрочнение наблюдается именно в этой области межэлектродных расстояний [37, 132, 105]. Однако, как отмечалось во введении, один этот факт не может быть доказательством обусловленности пробоя развитием ударной ионизации, так как уменьшение E с ростом d следует из анализа и других процессов.

1. При неизменной площади электродов увеличение d увеличивает объем диэлектрика, находящегося в сильном поле, и количество «слабых звеньев», облегчающих пробой.

2. В реальных условиях эксперимента увеличение d влечет за собой либо увеличение площади электрода, если стремятся

обеспечить постоянство коэффициента неоднородности поля, либо увеличение неоднородности поля, если площадь электродов остается неизменной. В обоих случаях $E_{пр}$ должно уменьшаться при увеличении d .

3. Уменьшение E_p при увеличении d следует из рассмотрения физической картины развития разряда. Как показано в § 2-II, 1-VI, напряжение зажигания $U_з$ и время запаздывания зажигания разряда $t_з$ при радиусах закругления электродов, много меньших межэлектродного расстояния, не зависят от расстояния между электродами. При анализе вклада в зависимость $E_{пр} = f(d)$ второй фазы пробоя — развития разряда необходимо иметь в виду следующее. Скорость развития разряда для данной жидкости определяется в основном напряженностью поля на головке первичного канала. Последняя, в свою очередь, зависит от приложенного к промежутку напряжения и падения напряжения в канале разряда. При увеличении d и длины канала разряда падение напряжения в нем (ΔU) увеличивается; для компенсации падения напряжения требуется увеличение напряжения. Однако увеличение длины промежутка, длины канала разряда и, следовательно, времени его развития способствует прогреву канала и уменьшению продольных градиентов потенциала в нем,

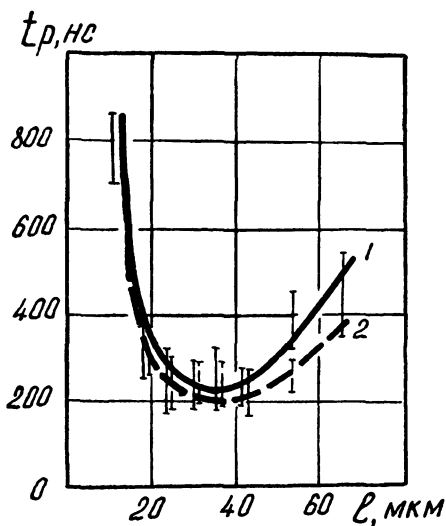


Рис. 11-VI. Зависимость времени разряда в воде ($\nu = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$) от межэлектродного расстояния при $E = 1 \text{ МВ/см}$. Электроды из платины 1 и нержавеющей стали 2

рис. 18-III, 20-III. Это означает, что необходимое для компенсации ΔU повышение напряжения на промежутке связано с его длиной нелинейной зависимостью.

Зависимости $U_{пр} = f(d)$ или $E_{пр} = f(d)$ являются важными для практики характеристиками. Результаты их экспериментального изучения содержатся во многих работах, посвященных измерениям импульсной электрической прочности жидкостей. Как отмечалось выше, электрическое упрочнение жидкостей при уменьшении d наиболее отчетливо проявляется при малых межэлектродных расстояниях. В качестве иллюстрации на рис. 11-VI показана полученная в [44] зависимость

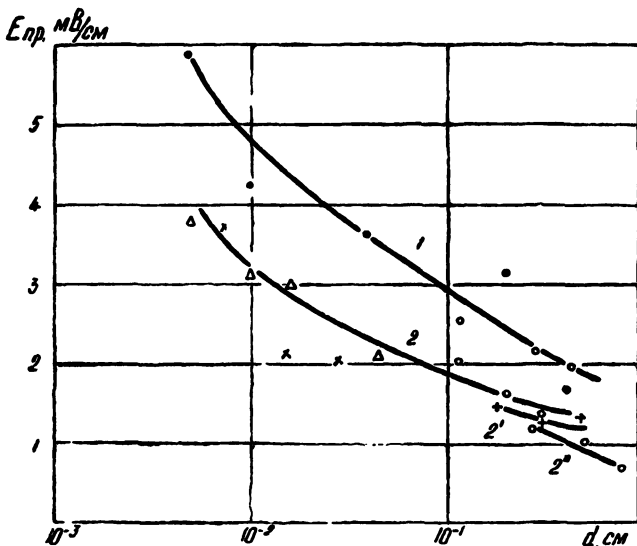


Рис. 12-VI. Зависимость $E_{пр}$ от d при $t_p = 10$ нс для трансформаторного масла 1 и дистиллированной воды 2, 2', 2'' в однородном поле 1, 2 и в системах $-O + \Pi$ (2') и $+O - \Pi$ (2'') (x — данные [110], o — данные [129])

времени разряда в воде от межэлектродного расстояния при $E = \text{const}$. Эта зависимость подобна таковой для газов и твердых диэлектриков [38]. На рис. 12-VI приведена зависимость $E_{пр} = f(d)$ при $t_p = 10$ нс для трансформаторного масла и очищенной воды. При больших межэлектродных расстояниях зависимость $E_{пр} = f(d)$ не прослеживается, если d изменяется в узких пределах [143, 92, 138]. Это дает основание применять формулы (7-6) при проектировании накопителей с водяным диэлектриком.

§ 3-VI. ВЛИЯНИЕ СВОЙСТВ И СОСТОЯНИЯ ЖИДКОСТЕЙ НА ИХ ИМПУЛЬСНУЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОЧНОСТЬ

1. Влияние свойств жидкости на $E_{пр}$

Установление связи электрической прочности жидкостей с атомно-молекулярной структурой позволило бы прогнозировать диэлектрические свойства жидкостей по известным физико-химическим константам и вести направленный поиск и синтезирование жидкой изоляции. Однако в настоящее время такие надежные связи не удается установить из-за влияния на пробой различного рода примесей, всегда присутствующих

в жидкости, многообразия процессов, обуславливающих пробой жидкостей (см. часть первую), а также из-за отсутствия хорошо разработанной теории жидкой фазы вещества. При импульсных воздействиях напряжения, вследствие инерционности вторичных процессов, роль примесей в пробое уменьшается, но и в этом случае результаты позволяют говорить лишь о тенденциях изменения электрической прочности при переходе к жидкостям, отличающимся теми или иными физико-химическими свойствами.

Как показано в § 2-V, 1-VI, в условиях электротеплового и электрохимического механизмов пробоя жидкостей их электрическая прочность уменьшается с ростом электропроводности. При электрическом механизме пробоя и в условиях перехода от электрического пробоя к электротепловому разрядные характеристики либо не зависят от γ (табл. 11), либо эта зависимость носит сложный характер, определяемый длительностью импульса, геометрией разрядного промежутка и др. (рис. 1-V; 2-V).

Вопреки распространенному мнению, уменьшение электропроводности воды очень тщательной очисткой не является эффективным способом повышения электрической прочности изоляционных конструкций с однородным и слабонеоднородным полем. Оптимальная величина γ воды должна определяться с учетом требуемой величины сопротивления элемента с водяным диэлектриком и затрат на получение и сохранение в конструкции воды с малой γ .

Необходимо учитывать, что жидкости, обладающие высокой собственной проводимостью, как правило, имеют высокую диэлектрическую проницаемость. Одно это дает основание искать связь электрической прочности жидкостей с диэлектрической проницаемостью ϵ . При длительном воздействии напряжения высокая ϵ и, как следствие, высокая γ облегчает газообразование вследствие вскипания и электролиза и уменьшает $E_{пр}$. Если длительность экспозиции напряжения недостаточна для образования газа при данной γ , то и в этом случае повышенная ϵ облегчает развитие разряда и уменьшает $E_{пр}$. Как показано в § 1-III, при развитии первичного и лидерного каналов через них протекает не только ионизационный ток и ток проводимости жидкости, но и емкостный ток, замыкающийся на канал. В жидкостях с высокой ϵ этот ток может достигать значительных величин, вследствие чего плотность тока в первичном и лидерном каналах возрастает. Следствием этого является более быстрое преобразование первичного канала в лидерный, большая скорость прорастания их в глубь промежутка и, следовательно, меньшая электрическая прочность. Кроме того, пробой в высокополярных жидкостях может облегчаться процессами, указанными в § 2-V.

А. Ф. Вальтером и Л. Д. Инге [29] экспериментально было установлено, что жидкости с большей диэлектрической проницаемостью обладают меньшей электрической прочностью. Исследования выполнены для ксилола, толуола, трансформаторного масла, трикрезилфосфата, нитробензола и глицерина в микронных промежутках при различных длительностях воздействия напряжения. Наибольшее влияние ϵ на $E_{\text{пр}}$ отмечено при длительном воздействии напряжения. Позднее в [243] установлено, что электрическая прочность жидкостей на постоянном и переменном напряжениях связана с диэлектрической проницаемостью соотношением:

$$\lg E_{\text{пр}} = -0,0588 \cdot \epsilon + 3,026. \quad (9-6)$$

Испытаниям подвергались 22 хорошо очищенные жидкости, ϵ которых лежит в пределах 1,88—15,06. Длина разрядного промежутка составляла десятые доли миллиметра.

В дополнение к исследованиям предразрядных явлений, зажигания и развития разряда в характерных представителях полярных и неполярных жидкостей, описанным в предыдущих главах диссертации, автором [144] измерены электрическая прочность и скорость развития разряда для набора жидкостей с сильно отличающейся ϵ : трансформаторного масла ($\epsilon=2,3$), касторового масла ($\epsilon=4,4$), бензилового спирта ($\epsilon=16,3$), этилового спирта ($\epsilon=26,4$), глицерина ($\epsilon=56$), очищенной воды ($\epsilon=80$). Эксперименты проводились при изменении длительности импульса и длины промежутка в широких пределах ($t=7 \cdot 10^{-5} \div 5 \cdot 10^{-9}$ с, $d=0,15 \div 5$ см).

На рис. 13-VI, а, б представлены зависимости скорости развития разряда (рис. 13-VI, а) и средней 50%-ной пробивной напряженности (рис. 13-VI, б) на импульсах 1,5/70 мкс в разрядных промежутках +О —П (1) и —О +П (2) при $d=5$ см. При положительной полярности острия зависимость $V_{\text{ср}}$ от ϵ можно представить уравнением

$$\lg V_{\text{ср}} = 0,151\epsilon + 5,07, \text{ см/с}. \quad (10-6)$$

Зависимость $E_{\text{ср. пр}}$ от ϵ при изменении ϵ от 2 до 16 можно представить уравнением, подобным (9-6):

$$\lg E_{\text{ср. пр}} = -0,092 \cdot \epsilon + 4,67, \text{ кВ/см}. \quad (11-6)$$

При отрицательной полярности острия эти зависимости имеют более сложный вид вследствие аномально высокого эффекта полярности при пробое воды. При уменьшении длительности импульса различие в электрической прочности полярных и неполярных жидкостей сокращается (рис. 1-VI) и при $t < 10^{-7}$ с связь $E_{\text{пр}}$ с ϵ не прослеживается. Эта закономерность объясняется действием нескольких факторов.

При уменьшении времени воздействия напряжения t (соответственно и увеличении $E_{\text{пр}}$ вследствие запаздывания раз-

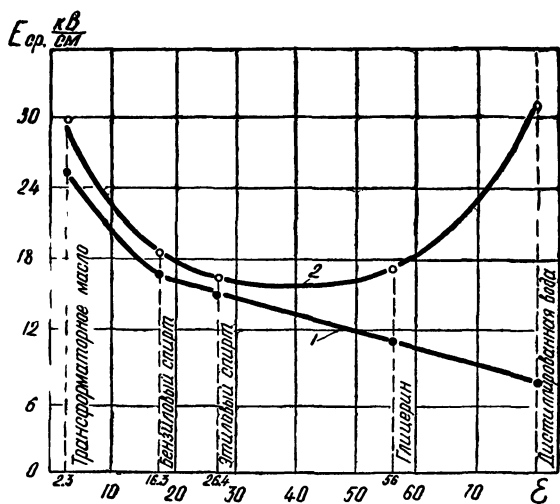
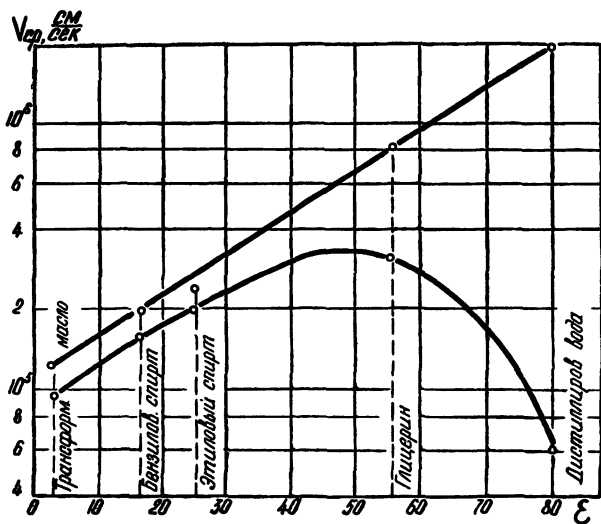


Рис. 13-VI. Зависимость средней скорости развития разряда a и средней пробивной напряженности b в системах +O —П (1) и —O +П (2) от ϵ жидкостей

ряда) эмиссионный ток ограничен объемным зарядом (§ 3-1) и через работу выхода электронов в жидкость практически не связан с ее ϵ . При наносекундных импульсах подпитка канала током проводимости и емкостным током, зависящая от ϵ , не играет значительной роли вследствие того, что термические и гидродинамические процессы не успевают развиться за время формирования разряда. И, наконец, при уменьше-

нии экспозиции напряжения до $t \leq 10^{-9}$ с начинает сказываться частотная зависимость ϵ [242].

При кратковременных воздействиях напряжения жидкости, существенно различающиеся своими физико-химическими свойствами, имеют примерно одинаковую электрическую прочность, рис. 1-VI. Из последнего вытекает важное для проектирования высоковольтных наносекундных устройств следствие — электрическая прочность жидкостей не может быть основным критерием при выборе жидкостей в качестве изоляции таких устройств. В зависимости от конкретных условий выбор должен определяться такими свойствами жидкости, как электропроводность, диэлектрическая проницаемость, стабильность в электрическом поле и при воздействии искры, нетоксичность и др.

2. Влияние загрязнений на $E_{пр}$

Важным для практики является вопрос о влиянии на электрическую прочность состояния жидкости: степени загрязнения, гидростатического давления, температуры. При изменении этих характеристик в широких пределах, их влиянием на электрическую прочность априорно нельзя пренебрегать даже на импульсном напряжении. Как показано в § 3-V, твердые взвешенные частицы при больших концентрациях оказывают значительное и сложное влияние на $E_{пр}$.

Таблица 18

$U_{ст. проб.}$ кВ	13	16	35	45
t_p , нс	16	18	16	18

Естественное увлажнение изоляционных масел не изменяет их импульсную электрическую прочность. В качестве примера в табл. 18 сопоставлено пробивное напряжение трансформаторного масла в стандартном испытательном пробойнике и время разряда при воздействии прямоугольных наносекундных импульсов. (Увлажненность масла и $U_{ст. проб}$ регулировались временем выдержки предварительно высушенного масла на воздухе).

Известно [132], что при длительном воздействии напряжения $E_{пр}$ масла снижается в 10 раз при содержании влаги 0,03%. Это означает, что обеспечиваемое в описываемых опытах уменьшение прочности масла в $\sim 3,5$ раза достигалось при содержании в нем влаги не более 0,01%. Столь малые изменения концентрации примесей, как это следует из § 3-V,

не могут заметно изменить прочность масла (и, следовательно, t_p при $E = \text{const}$). При больших концентрациях влаги в трансформаторном масле, соответствующих эмульсиям типа «вода в масле» ($C \leq 30-40\%$) и «масло в воде» ($C \geq 30-40\%$), импульсная электрическая прочность системы уменьшается с ростом концентрации влаги. Снижение электрической прочности достигает 40—50% при длительности импульса $\sim 10^{-5}$ с и практически исчезает при $t \leq 10^{-8}$ с.

В [99] приведены данные об электрической прочности эмульсий типа «масло в воде» в промежутке острие — плоскость ($d = 1$ см) при воздействии импульсов длительностью $10^{-5} \div 10^{-7}$ с. Установлено, что при содержании в воде 2% масла $U_{пр}$ снижается по сравнению с $U_{пр}$ воды в среднем на 10%, а при $C = 5\%$ — на 25%.

Данные о влиянии примесей на импульсную электрическую прочность показывают, что требования, предъявляемые к очистке жидкостей, используемых в качестве изоляции в высоковольтных импульсных устройствах, могут быть снижены до минимума. Лишь в условиях интенсивного загрязнения жидкости продуктами разложения искрой (например, в коммутаторах) и частицами обрабатываемого материала (в электроимпульсной технологии) необходима замена и очистка жидкости.

3. Влияние гидростатического давления на электрическую прочность жидкостей

Повышение гидростатического давления до $150 \div 200$ атм, осуществляемое в экспериментах по пробою жидкостей [69, 217, 227, 7] и достижимое в конструкциях с жидкой изоляцией, не изменяет свойств самих жидкостей вследствие их практической несжимаемости. Поэтому повышение электрической прочности жидкостей с ростом давления, отмеченное в [69, 217, 227, 7], следует связывать с газом, содержащимся в жидкости и на электродах до приложения поля и образующимся в результате вскипания и электролиза под действием тока проводимости. Повышение давления может изменять условия образования газа, точку равновесия между молекулярно растворенным газом и газом в виде пузырьков и условия развития ионизации в газовых включениях.

Необходимо иметь в виду, что лидерный канал в жидкости представляет собой газо-паровое ионизованное образование с незначительным избыточным давлением. Повышение гидростатического давления может изменять электрофизические параметры лидерного канала и, как следствие, разрядные характеристики в жидкости даже в случае ионизационного механизма пробы.

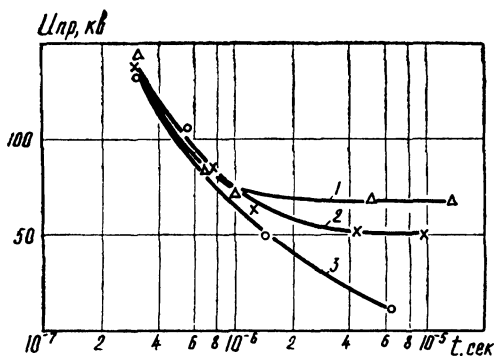


Рис. 14-VI. Вольтсекундные характеристики воды ($\gamma = 1,67 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$) в поле электродов +О —П при различных давлениях и температурах: 1 — $t^\circ = 20^\circ \text{ С}$, $P = 150 \text{ кг/см}^2$; 2 — $t = 20^\circ \text{ С}$, атмосферное давление; 3 — $t^\circ = 100^\circ \text{ С}$, атмосферное давление [69]

В § 1-II показано преимущественное газообразование на электродах. Это означает, что наибольшее влияние газ оказывает на стадии зажигания разряда. Поскольку, согласно § 2-II, в однородном поле основная часть времени разряда приходится на подготовку условий для зажигания разряда,

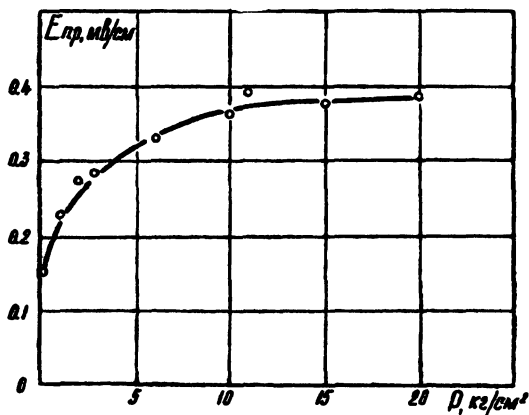


Рис. 15-VI. Зависимость $E_{\text{пр}}$ воды ($\gamma = 5 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$) от давления в однородном поле при $t = 0,2 \text{ мкс}$, $d = 0,8 \div 1,2 \text{ см}$ [92]

наибольшее влияние давления на электрическую прочность должно проявляться в однородном поле. Действительно, повышение давления над водой до 150 кг/см^2 в неоднородном поле увеличивает пробивное напряжение на $40 \div 50\%$ (рис. 14-VI), а в однородном поле в 2 раза (рис. 15-VI) [92].

Результаты исследования газообразования в жидкости дают однозначные связи эффекта от избыточного давления с длительностью импульса, электропроводностью, температурой и степенью дегазации жидкостей, подтверждаемые экспериментально.

Повышение гидростатического давления может быть рекомендовано в качестве способа увеличения рабочих градиентов изоляции высоковольтных устройств в следующих случаях: а) высокая проводимость жидкости (вода, глицерин), б) большая площадь электродов, в) большая длительность воздействия напряжения ($>0,5 \div 1$ мкс).

4. Влияние температуры жидкости на $E_{пр}$

Как уже отмечалось в § 1-II, 1-V и 2-V, при электрическом механизме пробоя жидкостей их электрическая прочность либо не зависит от температуры, либо даже повышается с ростом температуры. Повышение температуры облегчает условия образования газа в жидкости вследствие:

а) уменьшения прироста температуры за счет выделения энергии от протекающего тока, необходимого для вскипания, б) повышения электропроводности жидкости, в) уменьшения растворимости газа в жидкости. Эти эффекты способствуют развитию в жидкости электротеплового пробоя и снижают электрическую прочность. В [69, 151] исследованы вольтсекундные характеристики воды при температурах 5, 20, 60 и 98°C и трансформаторного масла при температурах 5, 20, 60 и 140°C.

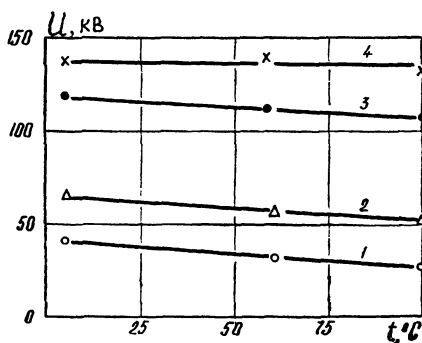


Рис. 16-VI. Зависимость $U_{пр}$ воды ($\gamma = 1,67 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$) от температуры в поле электродов +O —П при различной длине косоугольного импульса:
1 — 7 мкс; 2 — 1,5 мкс; 3 — 0,6 мкс; 4 — 0,3 мкс [151]

Исследования выполнены для электродной системы +O —П ($d=1$ см) при длительностях импульсов $0,3 \div 10$ мкс. Из рис. 16-VI видно, что при уменьшении t влияние температуры на $U_{пр}$ уменьшается и при $t \leq 0,5$ мкс оно вообще не обнаруживается. Влияние температуры на $U_{пр}$ трансформаторного масла обнаруживается при более высоких значениях t и длительности импульса по сравнению с водой.

Таким образом, возможные повышения t жидкостей при

их использовании в качестве изоляции (например, при высокой частоте срабатывания импульсного устройства) не могут существенно снизить электрическую прочность воды, если $t^{\circ}\text{C}$ не достигает температуры кипения, а длина рабочего импульса близка к 1 мкс (и менее).

§ 4-VI. НАПРЯЖЕНИЕ ПЕРЕКРЫТИЯ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ В ЖИДКОСТИ

В любой высоковольтной конструкции, использующей жидкость в качестве основной изоляции или рабочей среды, присутствуют несущие и изолирующие элементы из твердых диэлектриков. При этом необходимо считаться с возможностью возникновения поверхностного разряда на границе между твердым диэлектриком и жидкостью. Условия возникновения поверхностного разряда во многом определяют электрическую прочность всей изоляционной конструкции, ее габариты и надежность в работе.

1. Влияние на $U_{\text{пер}}$ свойств твердого диэлектрика

Поскольку в случае разряда по границе раздела твердый диэлектрик — жидкость канал разряда и его зона ионизации контактируют с твердым диэлектриком, существенным является вопрос о степени влияния свойств твердого диэлектрика на электрическую прочность такой конструкции. В высоковольтной технике преобладает точка зрения, согласно которой поверхностный разряд существенно отличается от объемного вследствие участия в разрядных процессах термической ионизации поверхностных слоев твердого диэлектрика под действием бомбардировки заряженными частицами плазмы развивающегося канала, а также вследствие искажения поля в промежутке избыточными зарядами, абсорбируемыми поверхностью твердого диэлектрика. Эта точка зрения была перенесена на разряд в жидкости из газового разряда. Так, например, согласно гипотезе Теплера [274], поддержанной рядом исследователей и вошедшей в учебники по ТВН, термическая ионизация является следствием выделения тепла за счет «трения» заряженных частиц о поверхность твердого диэлектрика.

Материалы гл. III показывают, что по закономерностям развития импульсный поверхностный разряд в жидкости подобен разряду в объеме жидкости. Различия касаются лишь количественных характеристик. Так же, как и при разряде в объеме жидкости, зона ионизации мала и объемный заряд локализован в непосредственной близости от головки первичного и лидерного каналов, развивающихся по поверхности твер-

дого диэлектрика. Поэтому следует ожидать, что поверхностные свойства диэлектрической подложки, которые определяют процесс зарядки поверхности, в жидкости не будут оказывать значительного влияния на напряжение перекрытия. Более сильным должно быть влияние удельной поверхностной емкости диэлектрика ($C_{уд}$), величина которой определяет емкостный ток через первичный и лидерный каналы и, как следствие, скорость преобразования первичного канала в лидерный, скорость удлинения канала и в итоге разрядные характеристики — напряжение перекрытия, время разряда.

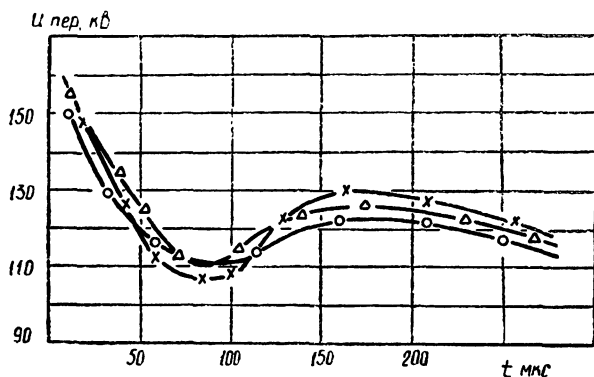


Рис. 17-VI. Вольтсекундные характеристики перекрытия твердых диэлектриков с различными поверхностными свойствами в трансформаторном масле на косоугольных импульсах

На рис. 17-VI показаны вольтсекундные характеристики перекрытия твердых диэлектриков с различными поверхностными свойствами в трансформаторном масле. Электродная система с преобладающей нормальной составляющей, длина пути перекрытия — 10 см, полярность косоугольного импульса — отрицательная. Для того, чтобы устранить влияние на $U_{пер}$ объемных свойств твердого диэлектрика (прежде всего ϵ), подбором толщины диэлектрической подложки поддерживалась постоянная величина $C_{уд}$. Подложки изготавливались из органического стекла, текстолита и фарфора. На рис. 17-VI видно, что при постоянстве $C_{уд}$ величина $U_{пер}$, в пределах точности эксперимента, не зависит от материала образцов твердого диэлектрика.

На рис. 18-VI показаны вольтсекундные характеристики перекрытия в трансформаторном масле образцов из органического стекла при четырех значениях толщины подложки и,

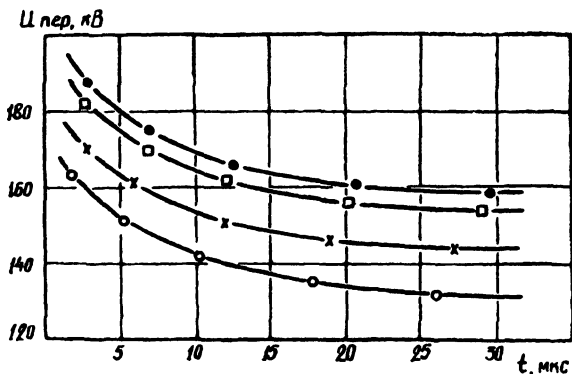


Рис. 18-VI. Вольтсекундные характеристики перекрытия органического стекла в трансформаторном масле в поле с преобладающей нормальной составляющей:

● — $C_{vd} = 0,86 \cdot 10^{-13} \text{ Ф/см}^2$, □ — $C_{vd} = 1,7 \cdot 10^{-13} \text{ Ф/см}^2$,
 × — $C_{уд} = 3,1 \cdot 10^{-13} \text{ Ф/см}^2$, ○ — $C_{уд} = 5,1 \cdot 10^{-13} \text{ Ф/см}^2$

следовательно, при четырех значениях $C_{уд}$. Электродная система с преобладанием нормальной составляющей поля, длина пути перекрытия — 10 см, положительный импульс 1,8/80 мкс. Увеличение $C_{уд}$ приводит к снижению величины $U_{пер}$ при прочих равных условиях. Влияние на $U_{пер}$ диэлектрической проницаемости твердого диэлектрика для данной жидкости увеличивается при увеличении нормальной составляющей поля, а в конструкциях с преобладающей тангенциальной составляющей оно увеличивается по мере уменьшения неоднородности поля.

2. Влияние на $U_{пер}$ конфигурации поля

В изоляционных конструкциях, содержащих твердые и жидкие диэлектрики, конфигурацию поля можно изменять тремя способами: 1) геометрией электродов, 2) относительным расположением электродов, твердого диэлектрика и жидкости, 3) соотношением между диэлектрической проницаемостью и электропроводностью твердого диэлектрика и жидкости. Эффективность и направление действия третьего способа во многом определяются скоростью изменения напряжения. Известно, что на постоянном напряжении и переменном напряжении малой частоты распределение напряжения вдоль поверхности твердого диэлектрика происходит по активным проводимостям, а на импульсном и высокочастотном напряжениях — по емкостям. Эскизы электродных систем и образцов с их емкостными схемами замещения, соответствующие

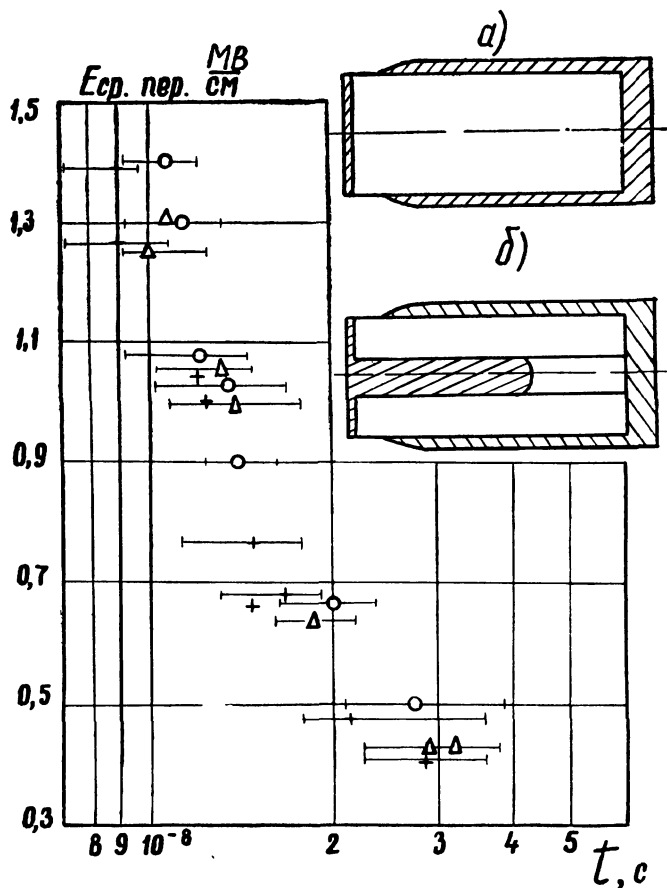


Рис. 19-VI. Зависимость $E_{ср. пер}$ для твердых диэлектриков в дистиллированной воде в поле с преобладающей нормальной составляющей, $d = 0,3$ см:
 ○ — органическое стекло; △ — фторопласт-4; + — полиэтилен.
 (На поле рисунка эскиз электродных систем с преобладающей тангенциальной a и нормальной b составляющими)

щие двум характерным случаям расположения твердого диэлектрика в электрическом поле, показаны на рис. 10-III: а) на большей части перекрываемой разрядом поверхности преобладает тангенциальная составляющая поля, б) преобладает нормальная составляющая поля. Распределение напряжения вдоль поверхности определяется соотношением емкостей C_1, C_2, C_1' (рис. 10-III). Увеличение емкости C_1 приводит к возрастанию токов на землю, в результате чего токи через емкости C_2 уменьшаются по мере удаления от высоковольтного электрода (1), что увеличивает неравномерность

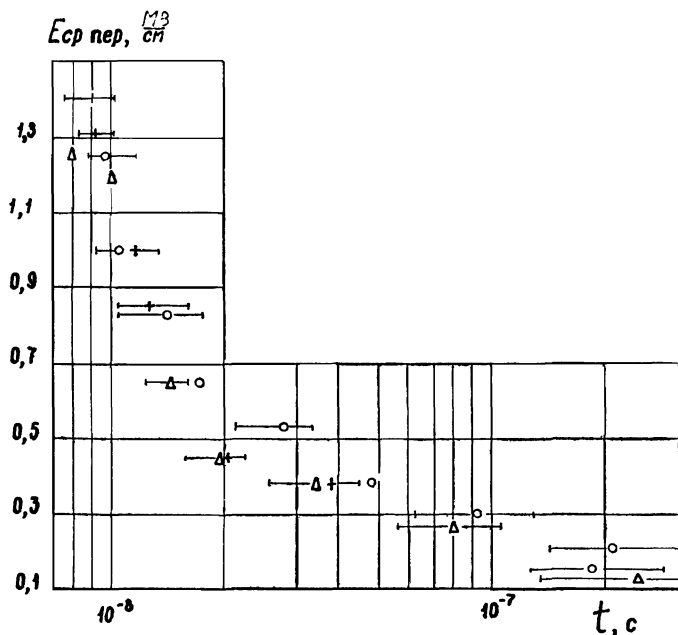


Рис. 20-VI. То же, что на рис. 19-VI, но для поля с преобладающей тангенциальной составляющей

распределения напряжения вдоль поверхности диэлектрика. Токи, протекающие по емкостям C'_1 , частично компенсируют токи через емкости C_1 , тем самым выравнивая распределение поля. При увеличении емкости C_2 уменьшается влияние на распределение напряжения и на $U_{пер}$ емкостей C_1 и C'_1 и, следовательно, диэлектрической проницаемости твердого диэлектрика и соотношения между нормальной и тангенциальной составляющими поля. Распределение напряжения будет приближаться к равномерному. Аналогичный эффект должен наблюдаться в случае, когда поверхность твердого диэлектрика или жидкость обладает повышенной проводимостью.

Экспериментальное исследование влияния на $U_{пер}$ (или $E_{cp,пер}$) конфигурации поля, изменяемой тремя указанными выше способами, выполнены для импульсов наносекундной длительности ($5 \div 260$ нс). Измерены $U_{пер}$ образцов из органического стекла, полиэтилена и фторопласта-4 в трансформаторном и касторовом маслах, глицерине и дистиллированной воде ($\rho = 10^5$ Ом·см). Конструкции с преобладающей тангенциальной составляющей созданы электродами Роговского, кольцо — кольцо (рис. 19-VI, а) и острие — острие (острия стоят на одной поверхности образца). Поле с преобладающей нормальной составляющей образовано электродами кольцо —

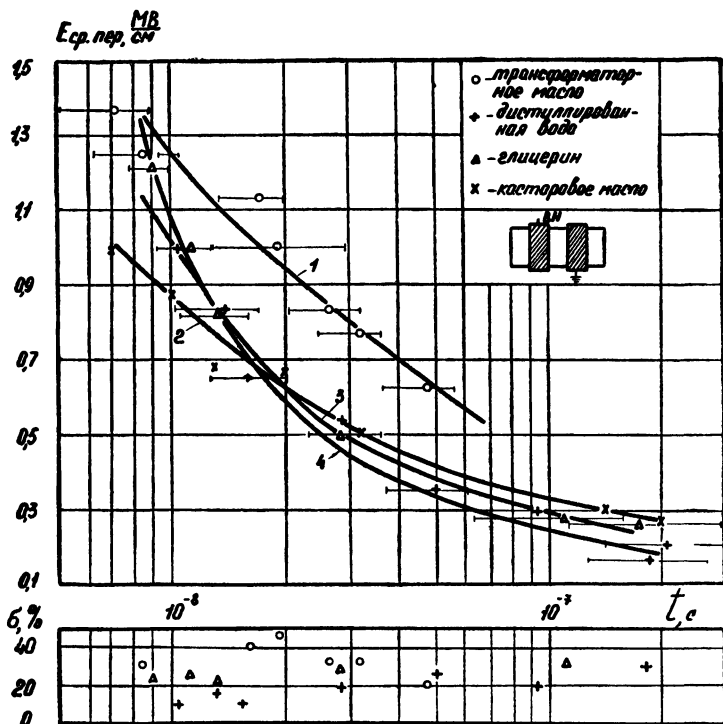


Рис. 21—VI. Зависимость E и σ от t при перекрытии органического стекла в различных жидкостях, $d = 0,3$ см

стержень ($K - C$), рис. 19-VI, б. Длина пути перекрытия изменялась от 0,3 до 1,8 см. Отношение диаметров электродов в системе $K - C$ изменялось от 5,2 до 3,2. В слабополярных жидкостях установленные закономерности перекрытия качественно подобны известным из литературы для более длительных воздействий напряжения — $U_{\text{пер}}$ увеличивается при уменьшении $C_{\text{уд}}$, увеличении тангенциальной составляющей поля, уменьшении неоднородности поля, определяемой геометрией электродов. Однако в жидкостях с повышенной диэлектрической проницаемостью и электропроводностью закономерности, характеризующие $U_{\text{пер}}$, имеют ряд особенностей. Установлено, что при перекрытии в воде и глицерине изменение свойств твердого диэлектрика, удельной поверхностной емкости и соотношения между нормальной и тангенциальной составляющими поля практически не изменяет $E_{\text{ср. пер}}$ (рис. 19-VI, 20-VI). Вольтсекундные характеристики перекрытия твердого диэлектрика в жидкостях относительноным расположением и формой подобны вольтсекундным характеристикам пробоя соответствующих жидкостей (рис. 21-VI). В [53] так-

же отмечалось, что напряжение перекрытия в водопроводной воде ($\rho=10^4$ Ом·см) на импульсах микросекундной длительности практически не зависит от ϵ , поверхностных свойств твердого диэлектрика и его толщины, а также от соотношения между нормальной и тангенциальной составляющими поля. Напряжение перекрытия оказалось зависящим только от тех параметров, от которых зависит пробивное напряжение воды при разряде в объеме — от полярности импульса, межэлектродного расстояния, от соотношения между постоянной RC разряда емкости источника через сопротивление утечки разрядного промежутка и времени запаздывания поверхностного разряда. Для системы коаксиальных цилиндров напряжение перекрытия центрирующих шайб на импульсах микросекундной длительности в водопроводной воде также оказалось независящим от материала и формы изоляторов [59]. Для удобства использования в расчетах данных по напряжениям перекрытия твердых диэлектриков в жидкости в области наносекундных экспозиций напряжения результаты измерений обобщены в виде уравнения

$$\lg E_{\text{ср. пер}} = A - B \cdot \lg t, \quad (12-6)$$

где $A = K_1 - K_2 \lg d$, $B = K_3 - K_4 \lg d$, K_1 , K_2 , K_3 и K_4 — коэффициенты, зависящие от геометрии поля и сочетания жидкость — твердый диэлектрик. Числовые значения коэффициентов приведены в табл. 26 (приложение 3) и в [13]. При расчете и проектировании изоляционных конструкций необходимо принимать во внимание следующее:

1. В соответствии с емкостной схемой замещения системы жидкость — твердый диэлектрик при увеличении отношения ϵ жидкости к ϵ твердого диэлектрика поле в жидкости усиливается, а в твердом диэлектрике уменьшается. При длительных воздействиях напряжения и импульсах микросекундной длительности, когда электрическая прочность твердых диэлектриков выше прочности жидкостей, уменьшение отношения $\epsilon_{\text{ж}}/\epsilon_{\text{тв.д}}$ повышает $U_{\text{пер}}$ изоляционной конструкции. При наносекундных экспозициях напряжения прочности твердых и жидких диэлектриков близки. В этом случае для повышения надежности работы изоляционных конструкций необходимо увеличивать отношение $\epsilon_{\text{ж}}/\epsilon_{\text{тв.д}}$. Кроме того, конструкция изолятора, работающего в жидкости, должна обеспечивать минимальную величину составляющей напряженности поля, нормальной к поверхности изолятора.

2. Учитывая, что напряжение импульсного перекрытия в сильнополярных и проводящих жидкостях не зависит от свойств твердого диэлектрика, а в неполярных жидкостях эта зависимость выражена слабо, выбор твердых диэлектриков в комбинированной изоляции такого типа должен опреде-

ляться механической прочностью, технологичностью, электрической прочностью при сквозном пробое, стойкостью к воздействию незавершенных и завершенных разрядов.

§ 5-VI. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ИЗОЛЯЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ И КОНСТРУКЦИИ ПРИ МНОГОИМПУЛЬСНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Электрическое старение диэлектриков и надежность электроизоляционных конструкций представляют собой самостоятельные сложные проблемы, рассмотрение которых выходит за рамки настоящей работы. Применительно к постоянному и переменному напряжениям эти вопросы подробно рассмотрены в [83, 56, 66]. В последние годы, в основном в связи с нуждами электроимпульсной технологии, значительное внимание стало уделяться вопросам многоимпульсной прочности диэлектриков, их старению и надежности работы при воздействии импульсов микросекундной длительности [28, 58, 57, 55]. Ряд особенностей поведения высоковольтных изоляционных конструкций при воздействии на них импульсов наносекундного диапазона заставляют хотя бы кратко рассмотреть вопрос об электрической прочности таких конструкций при многоимпульсных воздействиях.

Рабочие градиенты и надежность изоляционных конструкций, использующих жидкость в качестве основной изоляции, а твердые диэлектрики — в качестве несущих элементов, определяются свойствами жидкости, границы раздела между твердым и жидким диэлектриками и твердого диэлектрика. На постоянном и переменном напряжениях и не очень коротких импульсах (микросекундного диапазона) при ограниченном ресурсе работы конструкции наиболее прочным звеном является твердый диэлектрик. Однако сопоставление вольтсекундных характеристик жидких и твердых диэлектриков указывает на существование тенденции к уменьшению различий в их электрической прочности при уменьшении длительности воздействия напряжения. На основании этого можно ожидать, что в области экспозиций напряжения, где жидкости и твердые диэлектрики становятся равнопрочными, пробой и сопровождающее его разрушение твердых диэлектриков являются основными причинами выхода из строя изоляционных конструкций, а вопросы многоимпульсной прочности диэлектриков приобретают актуальность.

В [13] измерена электрическая прочность технических твердых диэлектриков на импульсах наносекундной длительности при напряжениях в сотни киловольт.

Данные по одноимпульсной наносекундной электрической прочности получены для органического стекла, фторопласта-4, полиэтилена, гетинакса и винипласта в электродных систе-

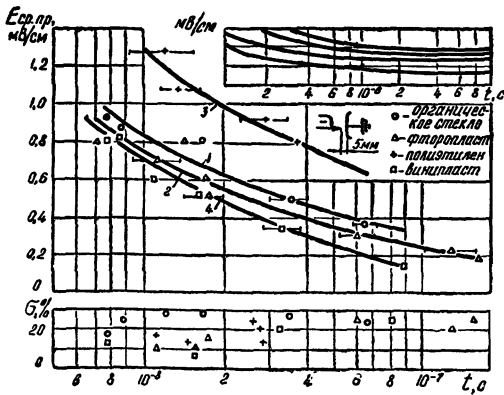
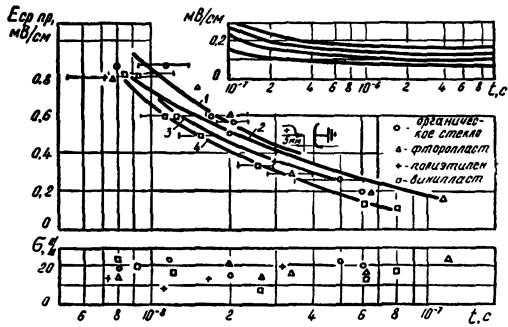
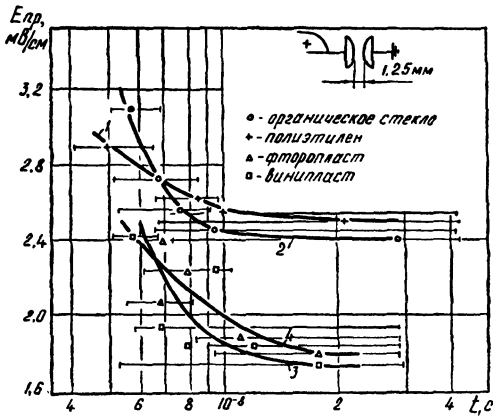


Рис. 22-VI. Вольтсекундные характеристики пробоя твердых диэлектриков в поле С-С (а), +О -П (б), -О +П (в)

мах: полусфера — полусфера (С — С) и острие — плоскость при обеих полярностях импульса при толщине образцов $0,05 \div 0,8$ см. Полусферические лунки в образцах нарезались сферической фрезой диаметром 1 см. Поверхность лунок полировалась пастой ГОИ, а окончательная доводка производилась при помощи фетра с маслом. После полировки образцы тщательно протирались спиртом, а поверхность лунок покрывалась аквадагом. Для испытания в резконеоднородном поле в образце высверливалась коническая лунка, поверхность которой специальной обработке не подвергалась. Длительность прямоугольных импульсов изменялась от 5 до 100 нс.

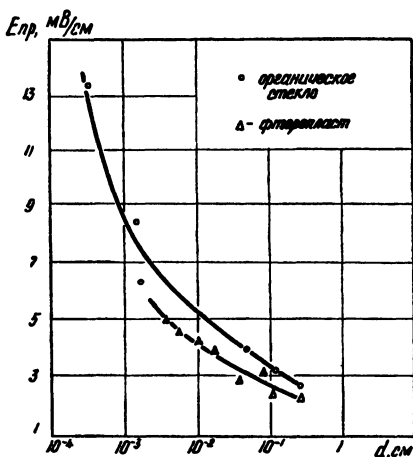


Рис. 23-VI. Зависимость $E_{пр}$ от толщины диэлектрика в однородном поле при $t = 5$ нс (зачерненные значки — данные [137])

факта электрического упрочения диэлектриков в тонком слое эти данные удовлетворительно совпадают с результатами измерений [37] в микронных слоях (рис. 23-VI). В резконеоднородном поле наблюдается монотонное увеличение средней пробивной напряженности при уменьшении t от 100 до 5 нс (рис. 22-VI, б, в). Данные по наносекундной прочности твердых диэлектриков позволили предпринять попытку распространить на эту область экспозиций напряжения метод энергетического анализа электрической прочности твердых диэлектриков, разработанный Ю. Н. Вершининым [32]. Сопоставление экспериментально найденных пробивных напряженностей с рассчитанными по (13-6) приведено в табл. 19.

$$U_{пр} = K_{п} \cdot K(t, d) (\dot{A}_c)^{1,1}, \quad (13-6)$$

где

$$K(t, d) = 3,55 \cdot d^{0,365} \cdot t^{-0,11},$$

$K_{п}$ — коэффициент, учитывающий форму поля и полярность импульса; \dot{A}_c — удельная энергия каналаобразования. Из табл. 19 следует, что между удельной энергией кана-

лообразования A_c , определяемой структурой твердых диэлектриков, и их наносекундной прочностью существует корреляция при пробое в неоднородном поле и в поле $-O + П$. В поле $+O -П$ подобной корреляции не наблюдается. Абсолютные значения $E_{ср,пр}$, полученные расчетами и экспериментально, имеют значительные расхождения, особенно в резконеоднородном поле (расчетные и экспериментальные значения $E_{ср,пр}$ получены для $t=100$ нс и $d=0,5$ см — для неоднородного поля и $d=0,125$ см — для однородного поля). Кроме того, при $t < 100$ нс форма расчетных и экспериментальных вольтсекундных характеристик различна (см. кривые 1—4 на поле рис. 22-VI, б, в).

Таблица 19

Твердый диэлектрик	$\frac{\sigma_{A_c}}{\text{ккал/см}^3}$	С-С					
		-O+П		+O -П			
МВ/см							
Полиэтилен . . .	40,5	2,25	2,5	0,65	0,55	0,43	0,18
Орг. стекло . . .	36,4	1,88	2,4	0,48	0,35	0,32	0,18
Фторопласт . . .	27,6	1,21	1,75	0,43	0,25	0,28	0,19
Винипласт . . .	21,5	0,915	1,65	0,33	0,16	0,22	0,12

Указанные расхождения затрудняют применение данного метода для расчета наносекундной электрической прочности. Поэтому для удобства использования данных по $E_{пр}$ твердых диэлектриков в расчетах они обобщены в виде эмпирического уравнения, подобного уравнению (12-6). Значения коэффициентов K_1, K_2, K_3 и K_4 сведены в табл. 27 (приложение 3).

Вследствие того, что в наносекундном диапазоне длительностей воздействия напряжения жидкие и твердые диэлектрики становятся равнопрочными, оказываются неприемлемыми для наносекундных устройств с жидкой изоляцией существующие рекомендации по координации внутренней изоляции маслонаполненных аппаратов. Твердые диэлектрики на импульсах наносекундной длительности могут оказаться «слабым звеном» даже при однократном воздействии напряжения. В этой связи представляет значительный практический интерес исследование электрической прочности жидких и твердых диэлектриков и напряжения перекрытия твердых диэлектриков в жидкости при многократном воздействии импульсов наносекундной длительности.

1. Электрическая прочность жидкостей при многоимпульсных воздействиях

Эксперименты показывают, что при воздействии на жидкости (трансформаторное масло, очищенная вода, этиловый

спирт) нескольких десятков тысяч импульсов с амплитудой, равной 80—90% от напряжения зажигания разряда, заметных изменений их электрической прочности не наблюдается.

Изоляция высоковольтных аппаратов в процессе эксплуатации и электрических испытаний подвергается воздействию импульсов напряжения такой амплитуды, при которой возможно появление незавершенных разрядов, так как, руковод-

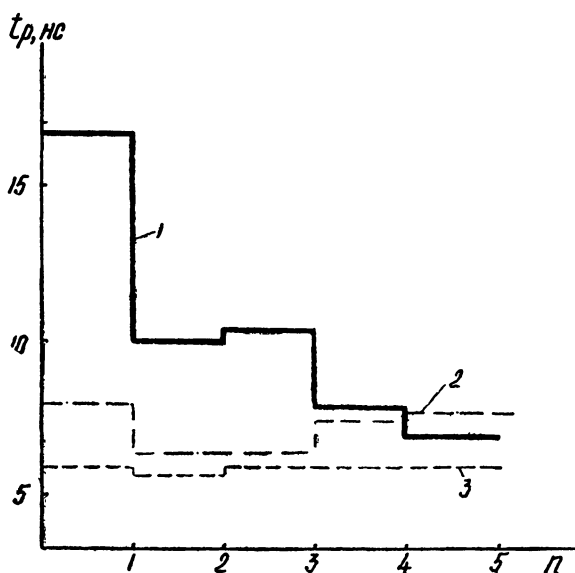


Рис. 24-VI. Зависимость t_p от номера пробоя (n) для трансформаторного масла 1, 2 и этилового спирта 3 со сменой 2 и без смены 1, 3 жидкости после каждого пробоя (однородное поле):
 1 — $E_{пр}=1,9$ МВ/см, $d=0,15$ см; 2 — $E_{пр}=2,9$ МВ/см, $d=0,075$ см; 3 — $E_{пр}=1,4$ МВ/см, $d=0,15$ см

ствуясь различными, в том числе экономическими, соображениями, рабочую напряженность выбирают по уровню начальной ионизации [51]. В установках экспериментальной физики с ограниченным сроком эксплуатации даже при номинальном напряжении допускается существование ионизационных процессов значительной интенсивности [54].

При воздействии на жидкость незавершенных разрядов (эксперименты выполнены для электродной системы острие — плоскость) заметного снижения электрической прочности всех исследованных жидкостей не установлено при предварительном воздействии нескольких тысяч импульсов.

В случае завершенных пробоев влияние предшест-

вующих разрядов на электрическую прочность зависит от свойств жидкости и энергетических параметров искрового канала [150]. При пробое трансформаторного масла в коротких промежутках (0,075; 0,15; 0,3 см) с однородным полем время разряда t_p^* резко сокращается от первого до шестого-седьмого разрядов (рис. 24-VI, кривая 1) и затем стабилизируется на уровне значительно ниже t_p при первом пробое. В резконеоднородном поле t не зависит от числа разрядов (n), вплоть до 40—45 пробоев, после чего намечается

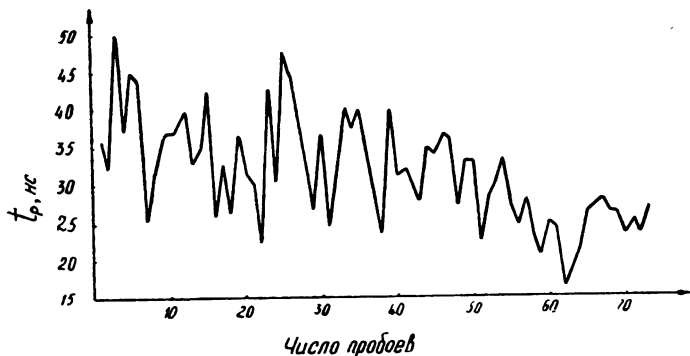


Рис. 25-VI. Зависимость t_p от n для трансформаторного масла в резконеоднородном поле ($E_{cp-пр} = 0,75$ МВ/см, $d = 0,3$ см)

тенденция к снижению t_p (рис. 25-VI). Аналогичные результаты получены в [247] для импульсов 1,2/50 и 1,2/450 мкс. Замена масла после каждого пробоя полностью устраняет эффект снижения t_p (рис. 24-VI, кривая 2). При пробое этилового спирта и воды закономерного изменения t_p от разряда к разряду не наблюдается даже в том случае, когда жидкость не обновляется (рис. 24-VI, кривая 3).

Наблюдаемые эффекты могут быть объяснены следующим образом. Пробой этилового спирта и воды сопровождается образованием в основном газообразных продуктов разложения, которые полностью покидают межэлектродное пространство в паузах между последующими пробоями (расположение электродов горизонтальное, паузы между пробоями не менее 2 мин). Снижение t_p в трансформаторном масле обусловлено меньшей подвижностью газовых пузырей вследствие большей вязкости масла и образованием твердых продуктов разложения. В дополнение к рассмотренным в § 3-V причинам снижения t_p здесь может сказываться ионизация в газовых пузырях.

* Время разряда выбрано как более чувствительный параметр по сравнению с $E_{пр}$.

2. Напряжение перекрытия твердых диэлектриков в жидкостях при многоимпульсных воздействиях

Исследования влияния незавершенных разрядов на напряжение перекрытия твердых диэлектриков в жидкости выполнены для систем типа острие — плоскость для случаев с преобладанием нормальной или тангенциальной составляющих электрического поля. Перекрытие осуществлялось в трансформаторном масле. В экспериментах применены образцы из диэлектрических материалов, широко применяемых в практике высоковольтного аппаратостроения и перспективных для применения в качестве изоляции в высоковольтных наносекундных устройствах — полиэтилен, органическое стекло, глазурированный фарфор, гетинакс, текстолит, электрокартон марки ЭМ, фторопласт-4. Образцы подвергались последовательному воздействию 100 импульсов амплитудой, равной 50, 60, 70, 80, 90% от $U_{50\%}$. Производилось осциллографирование тока и напряжения и регистрация оптической картины разряда.

В табл. 20 приведены данные об относительном снижении напряжения перекрытия $\Delta U\%$ под действием предварительных незавершенных разрядов.

Таблица 20

Уровень напряжения в % от $U_{50\%}$	Электрокартон		Фарфор		Орг. стекло	
	$\Delta U, \%$					
	тангенц.	норм.	тангенц.	норм.	тангенц.	норм.
90	11	22	13	15	14	20
80	9	15	10	12	11	17
70	5	7	6	6	6	10

При уровне напряжения, равном 50 и 60% от $U_{50\%}$, различие в $U_{пер}$ у образцов, подвергнутых воздействию напряжения, и новых не обнаружено. В табл. 20 четко прослеживается связь ΔU с амплитудой прикладываемых импульсов. Наибольшие ΔU наблюдаются в поле с преобладающей нормальной составляющей. Увеличение ΔU и длины (l) каналов незавершенных разрядов наиболее быстро происходит при воздействии первых 40—45 импульсов; дальнейшее увеличение числа воздействующих импульсов до 100 практически не изменяет ΔU и l .

Насыщающийся характер зависимостей $\Delta U=f(n)$ и $l=f(n)$, вероятно, связан с запирающим действием объемных зарядов, выносимых каналами предшествующих разрядов и накапливающихся на поверхности твердого диэлектрика. Накопление зарядов возможно в связи с тем, что стекание за-

рядов с диэлектрической подложки в трансформаторном масле происходит с большой постоянной времени (1—100 с) [246].

Результаты экспериментов показывают, что в установках экспериментальной физики, с ограниченным сроком службы, но для которых необходимо иметь максимальные удельные характеристики и минимальные паразитные параметры, можно допускать рабочие напряжения на уровне 60–70% от $U_{50\%}$. При этом желательна циркуляция масла для выноса продуктов его разложения.

В случае завершенного поверхностного разряда в трансформаторном масле на поверхности диэлектрической подложки образуется канал со следами оплавления и обугливания и при последующем перекрытии $U_{пер}$ снижается на 20—40%. В порядке уменьшения стойкости к воздействию завершенных поверхностных разрядов испытанные диэлектрики могут быть расположены в следующий ряд: органическое стекло, фарфор, полиэтилен, гетинакс, электрокартон ЭМ, текстолит, фторопласт-4.

Контрольными экспериментами по перекрытию диэлектриков в глицерине и очищенной воде установлено, что при перекрытии в глицерине характеристики во многом подобны описанным для трансформаторного масла. При перекрытии в воде снижение ΔU и разрушение поверхности диэлектрика происходит менее интенсивно.

Результаты выполненных исследований показывают, что надежность изоляционной конструкции, содержащей жидкие и твердые диэлектрики и подвергающейся воздействию импульсов наносекундной длительности, в основном определяется надежностью работы элементов из твердых диэлектриков. Об этом свидетельствуют: 1) близкие значения $E_{пр}$ жидкостей и твердых диэлектриков, 2) достаточно высокая стабильность электрической прочности жидкостей и напряжения перекрытия твердых диэлектриков в жидкости при воздействии импульсов высокого напряжения и незавершенных разрядов, 3) восстанавливаемость электрической прочности жидкостей после полных пробоев.

3. Длительная электрическая прочность полиэтилена на импульсах наносекундной длительности

Для анализа и расчета надежности изоляции необходимо знать закон распределения времени ее безотказной работы и основные параметры уравнения, описывающего этот закон. С этой целью в [149] исследована длительная (многотипульсная) электрическая прочность (E_{∞}) полиэтилена высокого давления на импульсах с фронтом 1—3 нс и длительностью

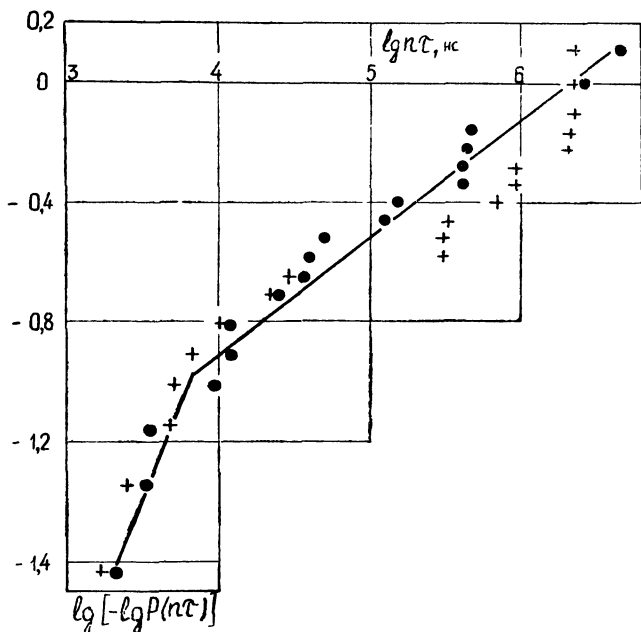
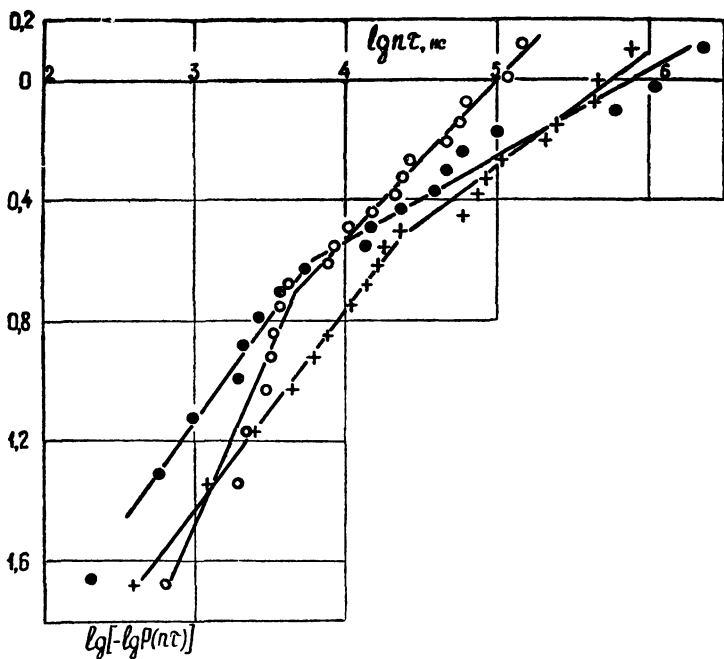


Рис. 26-VI. Зависимость $\lg[-\lg P(n\tau)]$ от $\lg n\tau$ для образцов из полиэтилена при различной частоте подачи импульсов: О—3 Гц; ● — 5 Гц; +—10 Гц (а—1,15 МВ/см; б—0,96 МВ/см)

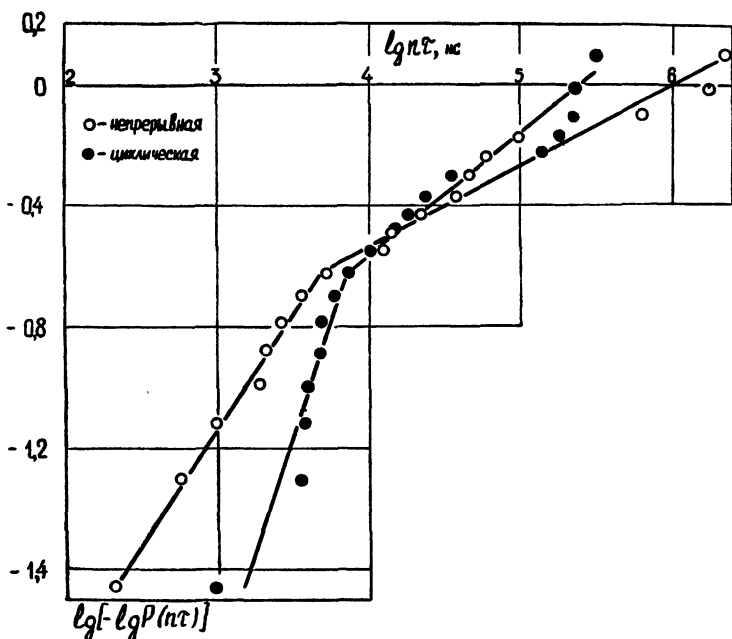


Рис. 27-VI. Зависимость $\lg[-\lg P(n\tau)]$ от $\lg n\tau$ для образцов из полиэтилена при непрерывной и циклической нагрузке, $E_{cp} = 1,15$ МВ/см.

30 нс. Частота подачи импульсов на образец изменялась от 3 до 10 гц. Измерения E полиэтилена выполнены в поле полусферических электродов при межэлектродном расстоянии 0,125 см и напряженностях поля 1,24; 1,15; 1,04; 0,96 МВ/см. Импульсы напряжения подавались двумя способами: непрерывно до пробоя и циклами по 100 импульсов с десятиминутными перерывами после каждого цикла. Каждая зависимость, представленная на рис. 26-VI, 27-VI, построена на основании результатов испытаний 20 образцов, а на рис. 28-VI — 60 образцов.

Согласно [28] при испытании образцов диэлектриков в электрических полях с высокой напряженностью распределение Вейбулла наиболее приемлемо для обработки экспериментальных результатов. Полученные в [149] экспериментальные данные были обработаны в соответствии с различными законами распределения. Ни один из законов не описывает всю совокупность экспериментальных данных. Вероятность безотказной работы полиэтиленовых образцов в координатах $\lg[-\lg P(n\tau)]$ — $\lg n\tau$ представляет собой ломаную прямую с двумя участками, которые удовлетворительно описываются функцией Вейбулла с разными параметрами (рис. 26-VI — 28-VI):

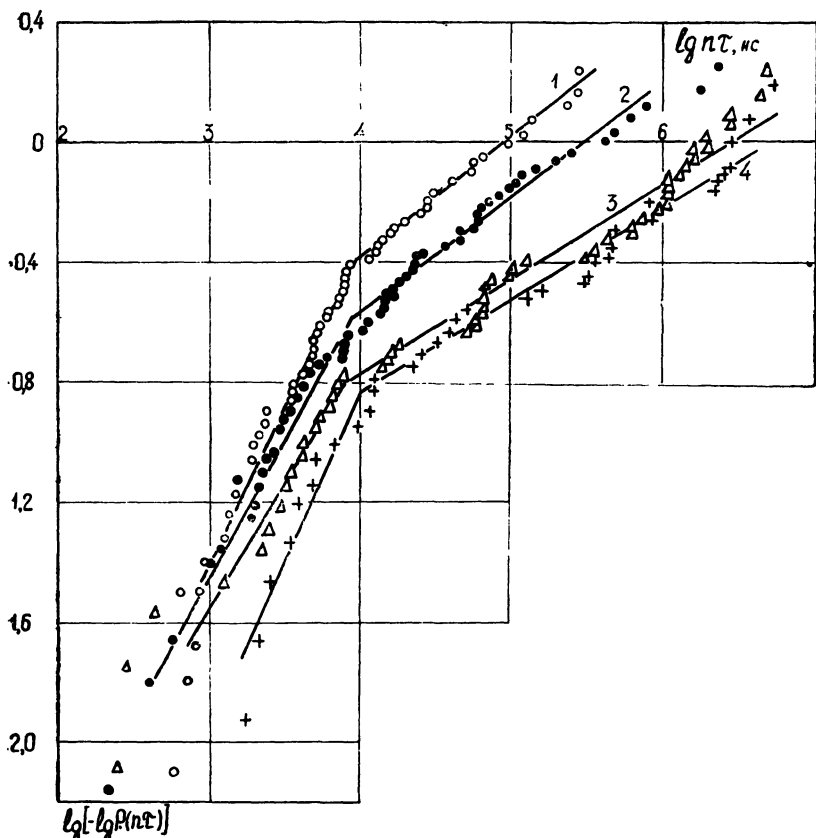


Рис. 28-VI. Зависимость $\lg[-\lg P(n\tau)]$ от $\lg n\tau$ для образцов из полиэтилена:
 1 — $E = 1,24$ МВ/см; 2 — $E = 1,15$ МВ/см; 3 — $E = 1,04$ МВ/см.
 4 — $E = 0,96$ МВ/см

$$P(t) = \exp(-B \cdot t^\gamma). \quad (14-6)$$

Здесь $t = n \cdot \tau$ — суммарная продолжительность импульсов, выдержанных образцом; n — число импульсов, выдержанных образцами без пробоя; τ — длительность импульса; γ и B — параметры распределения Вейбулла.

Безотказность работы $P(t)$ определялась по формуле:

$$P(t) = \frac{N - N_t}{N}, \quad (15-6)$$

где N — общее число испытываемых образцов; N_t — число образцов, пробитых через промежуток времени t .

Наличие двух участков прямых в [250] объяснено существованием двух механизмов отказов изоляции. Можно предположить, что первый участок кривой распределения соответ-

ствуется области начальных отказов, связанных с наличием в изоляции невыявленных дефектов, а второй участок — области случайных и износных отказов, определяемых, соответственно, случайным сочетанием неблагоприятных факторов и перестройкой структуры материалов из-за процессов старения. В пользу этого предположения говорит тот факт, что переход от одного участка к другому, при данной методике приготовления образцов, происходит практически при одном и том же числе импульсов (рис. 28-VI).

Анализ данных, представленных на рис. 26-VI, а, б, показывает, что в исследованном интервале изменения частоты следования импульсов напряжения время жизни образцов t остается практически постоянным. Проверка по критерию Вилькоксона показала, что выборки, полученные при различных частотах подачи импульсов на образец, принадлежат к одной генеральной совокупности. В дальнейшем при анализе результатов эксперимента выборки, полученные для различных частот следования импульсов напряжения, но с равной напряженностью поля, объединялись в одну выборку.

Из экспериментальных данных следует, что, как и на импульсах микросекундной длительности, увеличение напряженности поля снижает время жизни образцов (рис. 27-VI).

В отличие от [58] получено незначительное расхождение во времени жизни образцов при непрерывной и циклической нагрузке (рис. 28-VI). Последнее, вероятно, обусловлено малым количеством циклов нагружения.

4. Испытание коаксиальной формирующей линии наносекундными импульсами

Для отработки принципов расчета и выбора изоляции проведены испытания коаксиальной передающей линии с трансформаторным маслом в качестве основной изоляции и с центрирующими шайбами различной формы из фторопласта, полиэтилена, органического стекла (рис. 29-VI). Отношение диаметров внешнего и внутреннего цилиндров выбрано близким к e (20/8). Поскольку выполненные измерения электрической прочности относятся только к двум предельным конфигурациям поля — однородное и резконеоднородное асимметричное, для расчета изоляции наносекундной линии были использованы данные для системы +О —П. Расчет пробивных напряженностей и средних напряженностей перекрытия изоляционных материалов коаксиальной линии, выполненный по формулам (1-6, 12-6) и табл. 23, 26, 27 (приложение 3) для $d=0,6$ см и $t=30$ нс, показал, что наименьшую величину $E_{пр}$ имеет фторопласт-4 (0,28 МВ/см). Поэтому испытательная

напряженность выбрана исходя из величины $E_{пр}$ для фторопласта-4.

В приложении 5 приведены результаты испытаний. Первоначально было подано $1,5 \cdot 10^5$ импульсов с амплитудой 140 кВ; в линии не наблюдалось ни одного пробоя или перекрытия. Повышение амплитуды до 155 кВ привело через несколько сотен импульсов к пробую шайб из фторопласта и лишь через несколько десятков тысяч — к пробую шайб из органического стекла и полиэтилена. Характерно, что пробивались в основном конусные и ступенчатые шайбы. Обусловлено это тем, что электрические прочности твердых диэлектриков и трансформаторного масла близки, а наличие нормальной к поверхности составляющей поля, характерное для этой формы шайб, усиливает поле в твердом диэлектрике.

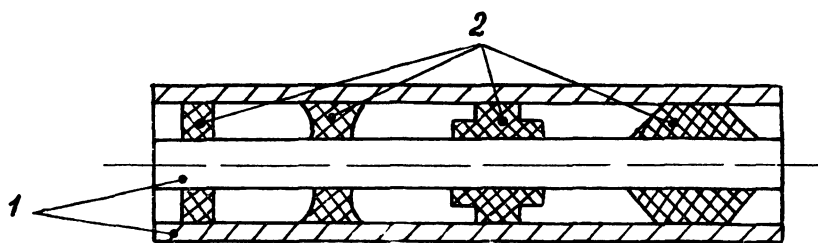


Рис. 29-VI. Отрезок опытной коаксиальной линии

Накопленный опыт эксплуатации высоковольтных наносекундных генераторов и проведенные испытания подтверждают основные следствия, вытекающие из анализа и экспериментального исследования основных закономерностей, характеризующих импульсную электрическую прочность изоляции. Эти материалы, в частности, показывают, что при расчете изоляционных конструкций наносекундных устройств, использующих жидкости в качестве основной изоляции, а твердые диэлектрики — в качестве конструктивного материала, выбор рабочей напряженности должен производиться исходя из данных по электрической прочности твердой изоляции. В изоляционных конструкциях необходимо избегать последовательного расположения (относительно \vec{E}) твердой и жидкой изоляции. Невыполнение этого условия повышает вероятность пробоя и разрушения твердой изоляции. Пример расчета изоляционной конструкции, подвергающейся воздействию импульсов наносекундной длительности, дан в приложении 4 и в [15].

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРАВЛЯЕМОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ РАЗРЯДА В ЖИДКОСТИ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ВЫСОКОВОЛЬТНЫМ СИЛЬНОТОЧНЫМ РАЗРЯДНИКАМ

В настоящее время достигнуты значительные успехи в разработке высоковольтных коммутаторов наносекундного диапазона, использующих разряд в газах и твердых диэлектриках [46, 111, 54]. В сильноточных наносекундных генераторах, содержащих между зарядным ГИН или импульсным трансформатором и нагрузкой промежуточный элемент — уплотнитель энергии в виде емкостного накопителя с водяной или масляной изоляцией, — по ряду причин (см. приложение) целесообразно использовать в качестве коммутирующего элемента разрядник с жидкой изоляцией. Слаботочные неуправляемые разрядники в масле стали применяться в высоковольтной импульсной технике еще в начале нашего столетия. Например, в работе Бурового [179] описан заостряющий разрядник в трансформаторном масле на напряжение до 100 кВ. Подобные разрядники применялись и в других, более поздних работах [127]. Разрядник в масле на 200 кВ, управляемый третьим подвижным электродом, применялся в [126] в генераторе прямоугольных импульсов, основанном в разрядке кабеля на кабель (№ 5, табл. 21). В [110] впервые отмечена перспективность применения в разрядниках в качестве диэлектрика очищенной воды.

К настоящему времени разработан ряд высоковольтных сильноточных импульсных систем, содержащих накопители и коммутаторы с водяной изоляцией [163, 68, 124, 63, 1, 225, 184, 174, 262, 253]. В большинстве работ водяной коммутатор представлял собой неуправляемый двухэлектродный искровой разрядник. Опыт применения простейших коммутаторов с водяной изоляцией показывает, что подобные разрядники обеспечивают малые времена коммутации ($\sim 10^{-8}$ с) лишь при сравнительно небольших значениях рабочего напряжения (сотни киловольт) и коммутируемого тока (десятки килоампер). Дальнейшее повышение энергии, реализуемой за наносекундные промежутки времени, и к. п. д. мощных наносекундных генераторов ограничено неприемлемо большим сопротивлением и индуктивностью одиночного отпнурованного разрядного канала в жидкости.

Поэтому актуальным является поиск способов повышения быстродействия коммутаторов с жидким диэлектриком.

§ 1-VII. ОСОБЕННОСТИ КОММУТАЦИИ ТОКА ИСКРОВЫМИ РАЗРЯДНИКАМИ В ЖИДКОСТИ

В газоразрядных коммутаторах проблема уменьшения времени коммутации решается в основном тремя способами:

- а) зажиганием бесканального (объемного) разряда;
- б) увеличением перенапряжения на рабочем зазоре коммутатора;
- в) зажиганием большого числа параллельных искровых каналов [75].

Материалы, изложенные в первой части книги, показывают, что в жидкостях бесканальный разряд неосуществим, так как критическая напряженность поля порядка $10^7 \div 10^8$ В/см, необходимая для ионизации жидкости, реально достижима лишь в малых объемах — вблизи микроострий на электродах и на головке первичного канала. Поэтому ионизация в тонком отшнурованном канале (или каналах) — единственный способ образования плазмы в жидкости при ионизационном механизме пробоя.

Повышение напряженности поля в рабочем зазоре коммутатора с жидким диэлектриком также не является столь эффективным способом уменьшения t_k , как в газоразрядных коммутаторах. Известно [111], что в газоразрядных коммутаторах t_k и E связаны соотношением:

$$t_k \equiv \theta = \frac{2P}{aE^2}, \quad (1-7)$$

где P — давление газа; a — константа, характеризующая газ.

Для водяных коммутаторов активная t_{kR} и индуктивная t_{kL} , составляющие t_k , согласно [235] определяются как

$$t_{kL} = \frac{L}{Z_0} \text{ нс}; \quad (2-7)$$

$$t_{kR} = \frac{5}{Z_0^{1/3} E^{4/3}} \text{ нс}, \quad (3-7)$$

где L — индуктивность искры, нГн; Z — внутреннее сопротивление генератора, Ом; E — максимальная напряженность поля в рабочем зазоре коммутатора, МВ/см.

Однако и эта относительно слабая зависимость $t_k = t \left(\frac{1}{E} \right)$ качественно выполняется лишь при $E \leq 0,1 \div 0,2$ МВ/см (в условиях однородного поля). При больших напряженностях поля, как показали исследования коммутации в воде в микросекундной и наносекундной областях экспозиций напряжения, t_k практически не зависит от E , а при больших напря-

женностях поля в ряде случаев может даже увеличиваться с ростом E .

Исследования коммутации и управляемого инициирования разряда в воде выполнены с использованием емкостного накопителя энергии с водяным диэлектриком на рабочее напряжение до 250 кВ с емкостью 1500 пФ и $Z_b = 10$ Ом. Накопитель выполнен в виде коаксиальных цилиндров диаметром

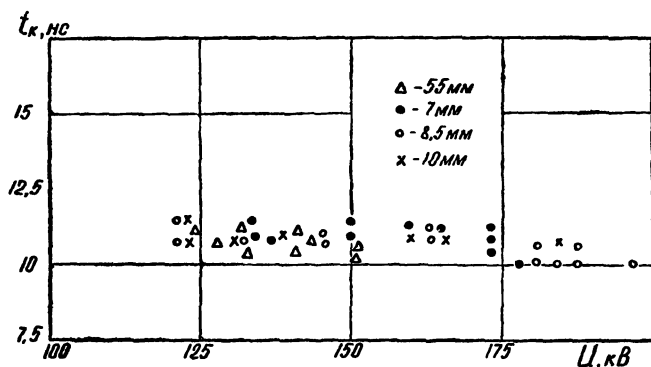


Рис. 1-VII. Зависимость t_k от напряжения на коммутаторе при трех расстояниях между плоскими электродами

соответственно 20 см и 4,5 см и длиной 50 см. Вода очищалась дистиллированием и ионно-обменными смолами и имела $\rho = 2 \cdot 10^6$ Ом·см. Накопитель заряжался от ГИН Аркадьева-Маркса ($C_p = 2,1 \cdot 10^4$ пФ) за время $0,8 \div 1,2$ мкс. На рис. 1-VII показана зависимость t_k от амплитуды напряжения на накопителе для трех расстояний (d) между электродами Роговского. Видно, что изменение E практически не изменяет t_k , которое сохраняется на уровне ~ 11 нс (t_k определялось по осциллограммам тока). Аналогичные результаты получены и для других электродных систем: плоскость — плоскость с выступами, плоскость — плоскость с концентрическими «лезвиями». (Испытаны в связи с поиском способов осуществления многоканальной коммутации, см § 3-VII).

Исследования коммутации в наносекундной области ($t_p = 1-60$ нс) проводились одновременно с исследованием развития наносекундного разряда в воде по методике, описанной в разд. 3 приложения 1 и в [102]. Установлено, что увеличение напряженности поля ведет к увеличению t_k . Например, в системе $+O - П$ увеличение E от 0,25 МВ/см до 1 МВ/см сопровождается увеличением t_k от 2 до 15 нс.

Подобная закономерность наблюдается и для других электродных систем: полусфера — полусфера, положительное лезвие — отрицательная плоскость (см. § 2-IV, 3-IV).

На основании данных гл. III и IV установленные закономерности могут быть объяснены действием двух факторов.

1. При увеличении E уменьшается время разряда и, как следствие, затрудняется преобразование слабопроводящего первичного канала в высокопроводящей лидерный за время развития разряда.

2. Увеличение числа одновременно развивающихся каналов с ростом E приводит к их взаимному шунтированию и экранированию и уменьшению степени ионизации и проводимости. Последнее подтверждается экспериментально установленным уменьшением интенсивности анодного и катодного свечений при увеличении E . Поскольку, как будет показано в § 3-VII, увеличение количества одновременно развивающихся разрядных каналов в простейших электродных системах практически не ведет к увеличению количества каналов, участвующих в коммутации, уменьшение их проводимости увеличивает t_k .

Изложенное показывает, что наиболее перспективным способом уменьшения t_k при коммутации больших токов в воде следует считать зажигание нескольких параллельных искровых каналов. Максимальный положительный эффект достигим в том случае, если будет обеспечено практически независимое развитие параллельных каналов.

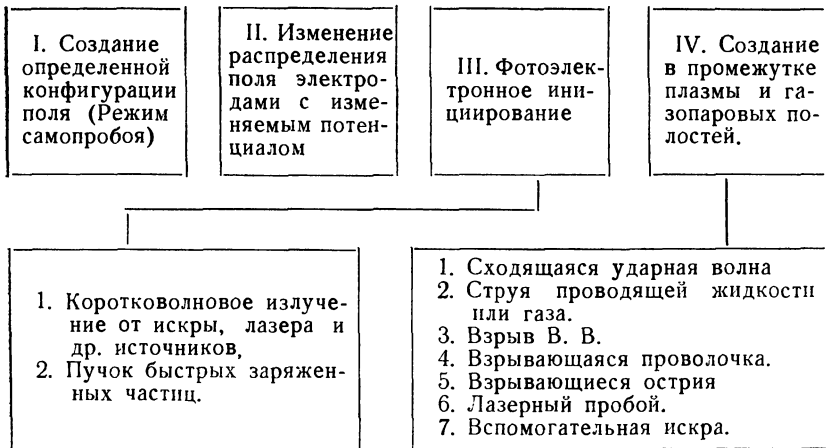
§ 2-VII. АНАЛИЗ ВОЗМОЖНЫХ СПОСОБОВ УПРАВЛЯЕМОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ РАЗРЯДА В ЖИДКОСТИ

Для осуществления многоканальной коммутации необходимо создать такие условия, при которых обеспечивается формирование нескольких разрядных каналов с наносекундными разбросами по времени. Опыт разработки управляемых искровых коммутаторов с различными диэлектриками и данные о физике искрового разряда указывают на большое количество принципиально возможных способов инициирования разряда, условная классификация которых приведена на стр. 203.

Проанализируем применимость указанных способов инициирования разряда для осуществления многоканальной коммутации в воде, используя данные о физических процессах в разрядном промежутке.

I. Задавая определенную геометрию одному или обоим электродам двухэлектродного разрядника, можно создать несколько очагов усиления поля, инициирующих развитие разрядных каналов под действием рабочего напряжения коммутатора, т. е. в режиме «самопробоя».

Изложенные в гл. II, III, IV данные о зажигании и развитии разряда и зависимости их характеристик от полярности и конфигурации электродов и свойств жидкости показыва-



ют, что иницирование нескольких каналов наиболее легко можно осуществить, если создавать очаги усиления поля на аноде. Однако принимая во внимание, что: а) в режимах пробоя, характерных для коммутаторов сильноточных генераторов, t_k уменьшается с ростом E ; б) проводимость отрицательного канала разряда выше, чем положительного,— целесообразно иницировать разряд с отрицательного электрода или с обоих одновременно. Учитывая, что эффект полярности для счищенной воды при длительности импульса $0,5 \div 1$ мкс составляет примерно 3 [147], искусственные локальные усиления поля на катоде относительно поля на аноде также должны быть равны приблизительно 3.

Существенным является вопрос о стабильности времени разряда в воде. Характерной особенностью пробоя технически чистых жидкостей, к которым относится и очищенная вода, является большой разброс t . При длительностях импульсов $0,5 \div 1$ мкс (время зарядки накопителей до U_{\max}) разброс t_p составляет десятки — сотни наносекунд. Это означает, что в водяных коммутаторах, предназначенных для формирования токов с фронтами $\sim 10^{-8}$ с, разброс в замыкании электродов отдельными каналами может превосходить требуемый фронт импульса тока. Вероятность коммутации по нескольким каналам может быть несколько повышена увеличением количества параллельно развизающихся каналов и удалением их друг от друга на расстояние, время прохождения которого электромагнитной волной больше разброса времени разряда.

II. Учитывая, что при увеличении перенапряжения на разрядном промежутке разброс времени разряда уменьшается, лучшие условия для осуществления многоканальной комму-

тации могут быть созданы использованием одного или нескольких высоковольтных электродов, потенциал которых изменяется за короткие промежутки времени.

III. В ряде работ исследовано влияние на пробной жидкости облучения катода и жидкости коротковолновым излучением радиоактивных изотопов [105, 199], ртутно-кварцевых ламп [196], вспомогательной искры в жидкости (тригatron) [4, 203]. Результаты этих работ показывают, что в условиях, когда облучение промежутка не вызывает в жидкости вторичных эффектов, таких как образование газовых пузырей и плазменных струй, как это имеет место в тригатроне, уменьшение и стабилизация t_p и уменьшение $E_{пр}$ практически не наблюдается.

Генерирование электронов вблизи катода за счет внешнего фотоэффекта в дополнение к эмиттированным под действием поля в однородном поле не изменяет t_p и $E_{пр}$, так как разряд зажигается на аноде. В случае острейшего катода формирование дополнительного отрицательного объемного заряда снижает напряженность поля на катоде и тем самым может затруднить зажигание разряда (§ 2-II).

Облучение объема жидкости γ -квантами в пробивных полях вызывает незначительное повышение проводимости и, следовательно, невелика концентрация заряженных частиц, генерируемых излучением [105]. Поэтому маловероятно, что в объеме жидкости эти заряды создадут макрополя с $E \sim 10^7 \div 10^8$ В/см, необходимые для ионизации жидкости.

Также затруднено инициирование разряда в жидкости пучком быстрых электронов, в силу их малой проникающей способности.

Не обнаружено фотоэлектронное инициирование и в тригатронах с жидкими диэлектриками (вода — [4], н-гексан — [203]). Разрядные характеристики таких тригатронов указывают на инициирование разряда газопаровыми полостями, образуемыми поджигающей искрой.

IV. Некоторые из названных в классификации способов инициирования разряда созданием неоднородностей заведомо неприемлемы для наносекундных коммутаторов либо из-за малого быстродействия (инициирование струей проводящей жидкости или газа), либо из-за технических трудностей осуществления жестко синхронизированного инициирования по нескольким каналам (сходящаяся ударная волна, взрыв В. В.).

Инициирование разряда в воде взрывающейся проволокой нашло широкое применение в устройствах, использующих искровой разряд в воде как источник различного рода импульсных возмущений [117]. Взрыв проволочек в воде качественно подобен взрыву проволочек в воздухе, однако из-за

большой инерции воды все стадии взрыва, в особенности стадия паузы тока, существенно затягиваются во времени. Вследствие этого возможны два способа инициирования разряда взрывающимися проволочками в водяном коммутаторе.

1. Проволочки перемикают электроды; момент взрыва и пауза тока выбраны так, чтобы импульсный заряд накопителя происходил за время паузы тока (проволочки в непроводящем состоянии). При уменьшении плотности газа в расширяющихся после взрыва каналах до величины, при которой происходит их пробой под действием напряжения на накопителе, начнется коммутация.

2. Проволочки находятся на электроде (электродах) или в объеме жидкости. Момент взрыва и зарядка накопителя синхронизованы так, чтобы к моменту достижения максимума напряжения на накопителе в продуктах взрыва проволочки (возможно частично в жидкости) произошел пробой.

Принципиально возможно заменить взрывающиеся проволочки острыми электродами, взрываемыми высоковольтными наносекундными импульсами.

Парогазовые и плазменные образования, искажающие поле в промежутке и имеющие меньшую по сравнению с жидкостями электрическую прочность и, следовательно, способные инициировать разряд, могут быть также созданы импульсами ОКГ и вспомогательной (поджигающей) искрой.

Краткий анализ способов управляемого инициирования в жидкости показывает, что осуществление многоканальной коммутации в воде представляет собой существенно более сложную проблему, чем в газе. Наиболее перспективными представляются способы инициирования, основанные на создании мощных возмущений поля, а также приводящие к образованию в промежутке плазменных струй, газопаровых полостей и других нарушений сплошности жидкости.

§ 3-VII. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРАВЛЯЕМОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ РАЗРЯДА В КОММУТАТОРАХ С ЖИДКИМИ ДИЭЛЕКТРИКАМИ

Для проверки основных выводов анализа способов управляемого инициирования разряда и получения исходных данных для проектирования управляемых сильноточных разрядников с водяным диэлектриком В. М. Муратовым проведены соответствующие экспериментальные исследования.

Эксперименты выполнены на установке, включающей емкостный накопитель энергии (см. § I—VII) и различные типы коммутаторов с водяным диэлектриком, ГИН по схеме Аркадьева-Маркса для зарядки накопителя, системы инициирования разряда — генератор высоковольтных наносекунд-

ных импульсов поджига с $U=200$ кВ, $\tau_{\phi}=2\div 3$ нс, $\tau_{н}=20$ нс, подобный генератору № 2 в табл. 21, электронную пушку с энергией электронов $200\div 300$ кэВ, схему для осуществления электрического взрыва проволочек, схему одновременного питания поджигающих электродов трех тригatronов. Исследованы основные коммутационные характеристики раз-

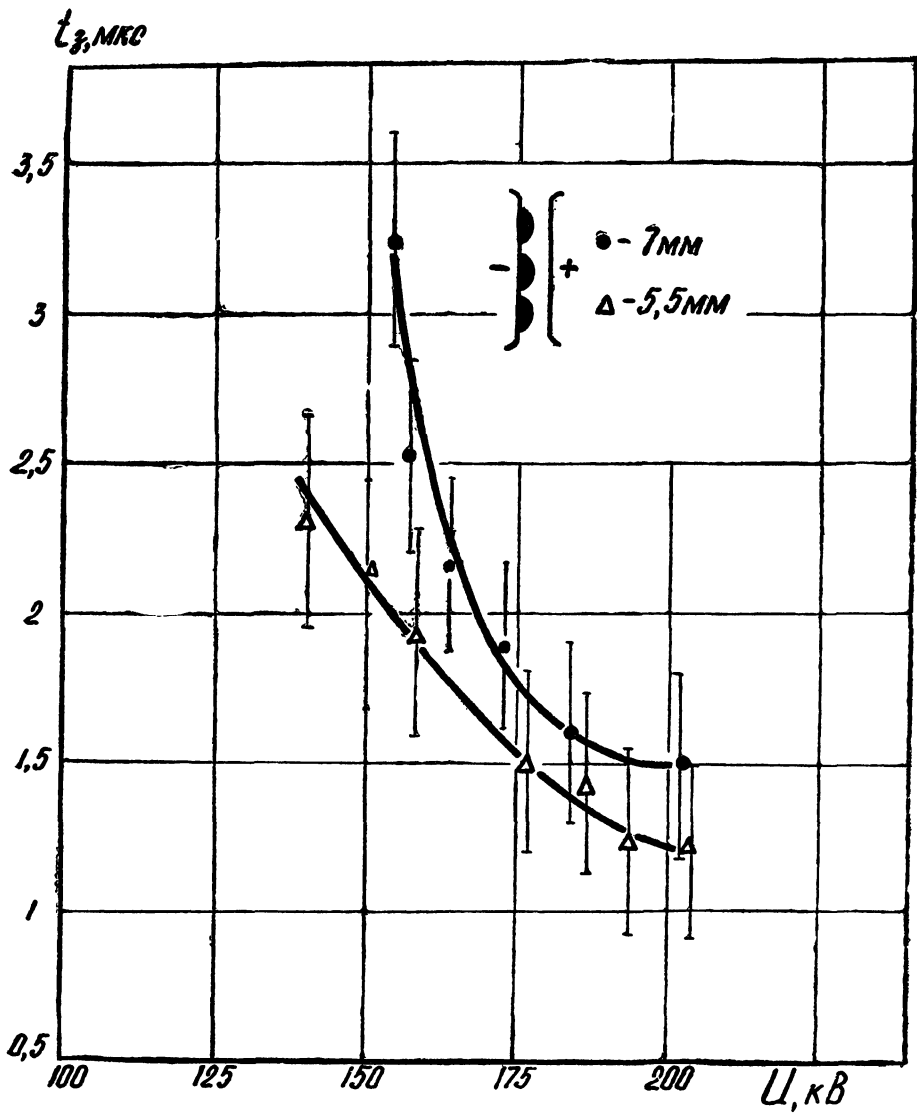


Рис. 2-VII, а. Зависимость запаздывания разряда от напряжения на коммутаторе.

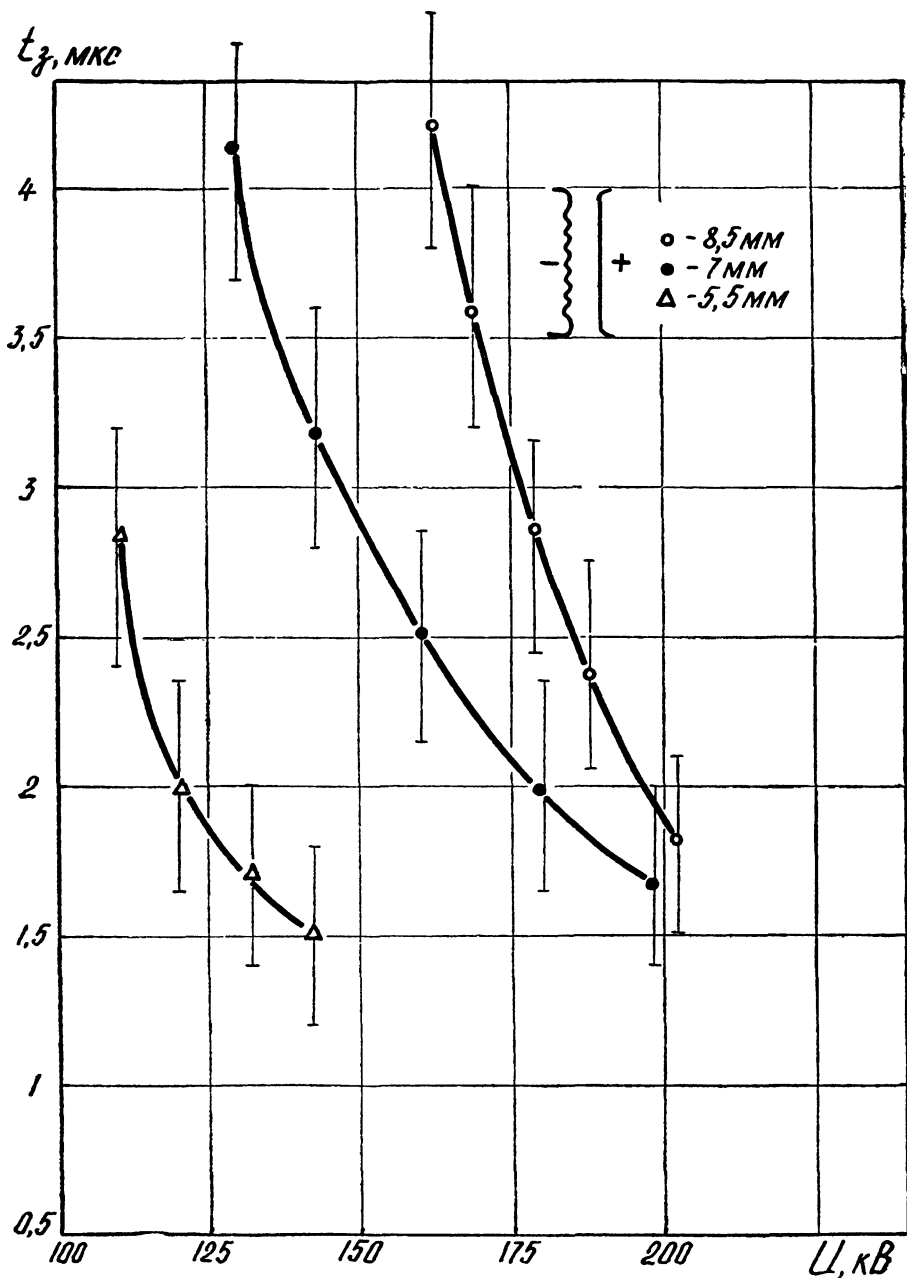


Рис. 2-VII, б. То же, что на рис. 2-VII, а, но для электродов другой формы

рядников в воде — время запаздывания пробоя (t_3) и время коммутации (t_k).

I. В экспериментах по инициированию нескольких разрядных каналов в воде в режиме «самопробоя» локальное усиление поля создавалось двумя способами.

1. На плоском катоде диаметром 12 см на равном расстоянии друг от друга ($\sim 4,5$ см) устанавливались 7 цилиндрических выступов высотой 1,2 см и диаметром 0,8 см, обеспечивающих приблизительно 3-кратное усиление поля.



Рис. 3-VII. Фотография разряда

2. На плоский катод фрезой наносились концентрические лезвия высотой 0,3 см и с расстоянием между вершинами 0,3 см; радиус при вершине лезвия — 30 мкм. Расстояние между выступами и противоположным электродом изменялось от 0,55 до 1 см, а напряжение от 125 до 225 кВ.

На рис. 2-VII, *a*, *b* показаны зависимости времени запаздывания срабатывания разрядников t_3 обоих типов от амплитуды импульса напряжения на накопителе для трех межэлектродных расстояний. Разброс t_3 составляет в среднем $\pm 0,3$ мкс. При равных U и d запаздывание срабатывания второго разрядника больше, чем первого, так как его электроды создают более однородное поле. Оптические исследования показывают, что в первой системе в 90÷95% случаев наблюдается коммутация по одному каналу; при этом с остальных выступов развиваются незавершенные разряды (рис. 3-VII). Во второй системе лишь в единичных случаях наблюдалась коммутация по двум каналам. В обеих системах время коммутации составляло 10÷11 нс.

При больших расстояниях между выступами (20 см) приблизительно в тех же условиях эксперимента в [277] в 20

случаях и 23 разряд завершался по 3 каналам (количество выступов — 3). Однако, как отмечено в [277], основной ток протекал по одному каналу, а завершение разряда по другим каналам происходило через 100 нс и более под действием остаточного напряжения или даже при смене полярности колебательного напряжения и не влияло на время коммутации.

II. Трехэлектродный одноканальный управляемый разрядник в воде описан в [92]. Разброс в срабатывании разрядника составлял $0,5 \pm 0,2$ мкс. Очевидно, что при такой низкой стабильности запуска параллельная работа нескольких разрядников на одну нагрузку (например, диод) практически невозможна.

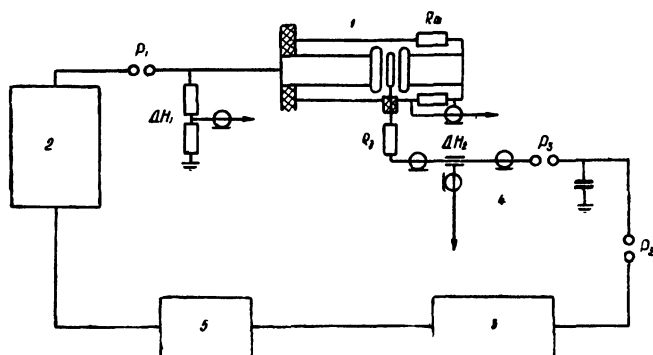


Рис. 4-VII. Схема экспериментальной установки для исследования инициирования разряда в трехэлектродном водяном коммутаторе:

1 — накопитель; 2 — ГИН для зарядки накопителя; 3, 4 — генератор высоковольтных наносекундных импульсов поджига; 5 — блок синхронизации

Большая стабильность получена при запуске разрядника подачей на третий электрод положительного импульса амплитудой 200 кВ с $\tau_{\text{ф}} = 2 \div 3$ нс и $\tau_{\text{н}} = 20$ нс. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 4-VII. Третий электрод — тороидальное кольцо диаметром 8 см и толщиной 0,8 см — располагался на расстоянии 0,3 см от анода. Катодом служил диск $\varnothing 12$ см, анодом — диск $\varnothing 12$ см или диск с выступами. В первой системе расстояние между основными электродами — 2,1 см, во второй — 1,9 см. Разброс в срабатывании разрядника первой конструкции составляет ± 100 нс, а время ($t_{\text{з,п}}$) от момента подачи пускового импульса до начала коммутации уменьшается от 1 до 0,27 мкс при увеличении U от 170 до 210 кВ. В 50% случаев пробой промежутка кольцо—анод осуществляется 3—4 каналами. В промежутке кольцо—катод наблюдается один завершённый и большое число незавершённых разрядных каналов. Во второй системе неста-

бильность составляла ± 20 нс, $t_{з.п}$ не изменялось при увеличении U от 150 до 180 кВ и составляло ~ 20 нс. В 10÷15% случаев разряд с кольца на катод осуществлялся по 2 каналам. Между кольцом и анодом (с выступами) наблюдался лишь один канал. В обеих электродных системах $t_k \approx 10 \pm 0,5$ нс. Очевидно, что при выборе оптимального режима поджига и конструкции трехэлектродного разрядника может быть получена еще более высокая стабильность запуска*.

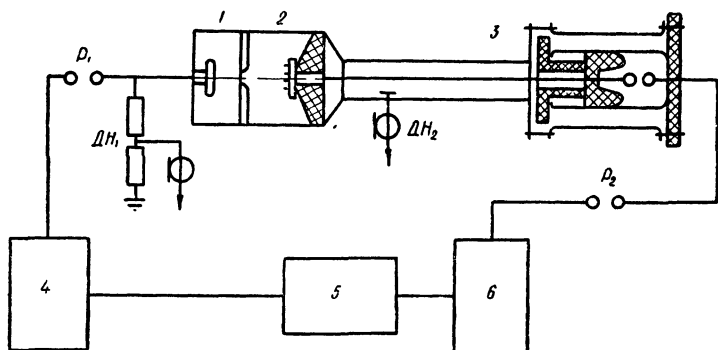


Рис. 5-VII. Схема экспериментальной установки для исследования инициирования разряда в жидкости электронным пучком: 1 — коммутатор; 2 — вакуумный диод; 3 — генератор высоковольтных наносекундных импульсов; 4 — ГИН; 5 — блок синхронизации; 6 — ГИН для зарядки глициринового конденсатора наносекундного генератора

В американской научной литературе в последние годы появились сообщения о ведущихся в ряде лабораторий США разработках управляемых трехэлектродных разрядников с изоляцией водой или маслом для сильноточных источников излучения и электронных пучков. Например, в [225] кратко описан трехэлектродный управляемый разрядник с водяным диэлектриком на 7 МВ, разрабатываемый для «Геймбл-II». В докладе А. Kolb на Симпозиуме по коллективным методам ускорения (г. Дубна, 27—30 сентября 1972 г.) указывалось, что в недавно сданном в опытную эксплуатацию источнике импульсного излучения «Аврора» применены четыре управляемых разрядника в масле, через которые на нагрузку коммутируется ток от четырех накопителей энергии. Разброс в срабатывании разрядников составляет ± 15 нс.

III. Как отмечалось в § 2-VII, в ряде работ не установлено фотоэлектронное инициирование разряда в жидкости при использовании коротковолнового излучения от ртутно-кварцевых ламп, радиоактивных элементов, вспомогательной искры. Представляло интерес попытаться инициировать раз-

* В последующих экспериментах удалось уменьшить разброс до ± 8 нс, [289].

ряд в жидкости с помощью пучка высокоэнергетичных электронов. Исследовано влияние электронного пучка на статическое пробивное напряжение разрядного промежутка с однородным полем в трансформаторном масле и на импульсный разряд в воде. Схема экспериментов представлена на рис. 5-VII. Использована электронная пушка, подобная описанной в [29]; энергия электронов в пучке, выведенном из пушки, составляла $200 \div 300$ кэВ. Ввод пучка в разрядный промежуток осуществлялся через окно ($\varnothing 1,5$ см) в электроде, закрытое титановой или алюминиевой фольгой толщиной 50 мкм. В экспериментах по статическому пробую длина межэлектродного промежутка составляла 0,2—0,4 см. Постоянное напряжение со скоростью 10 кВ/с поднималось до величины, равной $0,9 U_{пр}$. Введение в промежуток электронного пучка как через анод, так и через катод не вызывало пробоя. В экспериментах по импульсному пробую длина разрядного промежутка изменялась от 0,5 до 1,2 см, амплитуда импульса — от 100 до 200 кВ. Для каждого разрядного промежутка амплитуда выбиралась равной $(0,8 \div 0,9) U_{пр}$. Момент введения пучка относительно фронта импульса регулировался в пределах $0,4 \div 3,0$ мкс. Как и в первой серии экспериментов, эффект от введения пучка не был обнаружен.

Вероятно, некоторого положительного эффекта можно достичь при значительном увеличении энергии электронов (или других заряженных частиц) и тока пучка, так как при этом увеличивается путь, проходимый электронами, а также вероятность образования газа, способного инициировать разряд. Однако данные о механизме разряда в жидкости и изложенные выше результаты экспериментов позволяют считать этот способ инициирования разряда применительно к коммутаторам с жидкими диэлектриками бесперспективным.

IV. Из многочисленных способов создания в разрядном промежутке в жидкости плазмы и газопаровых полостей, способных инициировать разряд (см. § 2-VII), экспериментально исследовано два: инициирование взрывающейся проволокой и вспомогательной искрой (тригатрон).

Исследовано инициирование разряда в воде взрывом одной и двух проволок вблизи катода либо вблизи анода. Проволочки располагались на расстоянии 0,2 см от поверхности электрода, расстояние между электродами (электроды Роговского) составляло 1,4 см при инициировании с катода и 2,3 см при инициировании с анода. На медную проволочку диаметром $5 \cdot 10^{-3}$ см и длиной 1,4 см разряжались конденсаторы с $C=2$ мкФ и $U=8,5$ кВ (инициирование с катода) и с $C=0,1$ мкФ и $U=21$ кВ (инициирование с анода и двумя проволочками).

Установлено, что при инициировании с катода разрядный канал «привязан» к области возмущения, создаваемой взры-

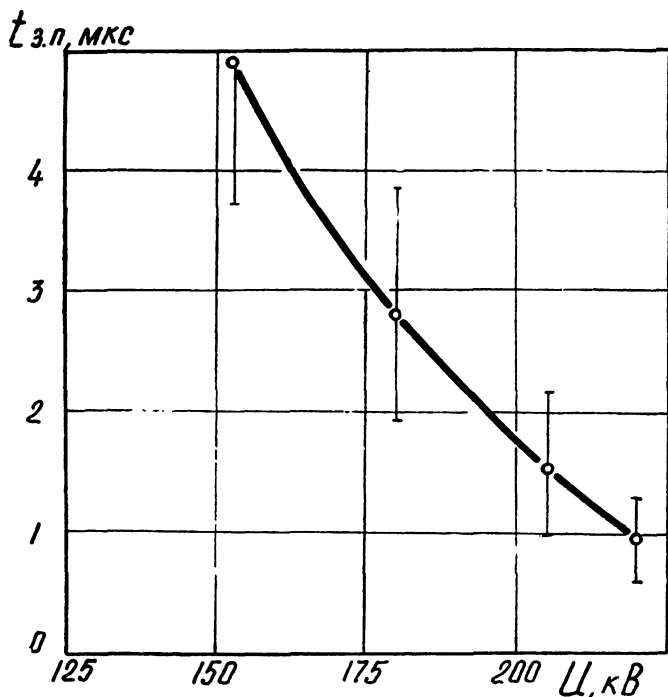


Рис. 6-VII. Зависимость времени задержки поджига разряда с катода от напряжения на коммутаторе

вающейся провололкой; время от момента взрыва проволочки до начала коммутации $t_{з.п}$ уменьшается от 4 до 1 мкс при увеличении напряжения на накопителе от 160 до 220 кВ. Разброс $t_{з.п}$ показан на рис. 6-VII. При инициировании с анода $t_{з.п}$ составляет 100 нс и остается постоянным при изменении U от 140 до 200 кВ (рис. 7-VII). Разброс $t_{з.п}$ не превосходит 50 нс. Время коммутации в обоих случаях составляет (15 ± 1) нс.

Взрыв двух проволочек длиной по 0,7 см на аноде в 30% случаев обеспечивает завершение пробоя по двум каналам (рис. 8-VII).

Этот способ инициирования разряда может найти практическое применение в сильноточных водяных коммутаторах, несмотря на дополнительные трудности, связанные с заменой инициирующих проволочек и быстрым ухудшением диэлектрических свойств воды.

2. Инициирование разряда в воде с помощью поджигающей искры впервые описано в [4]. В работе преследовалась цель — увеличить длину искры в жидкости при заданном рабочем напряжении для повышения электроакустического

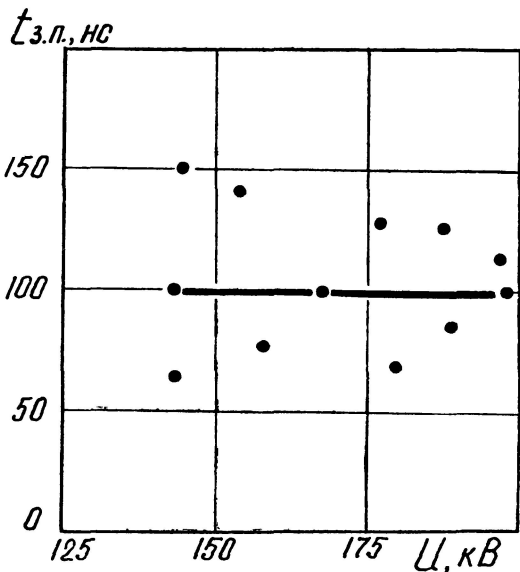


Рис. 7-VII. То же, что на рис. 6-VII, но при поджиге разряда с анода



Рис. 8-VII. Коммутация по двум каналам, инициируемым двумя взрывающимися проволочками

к. п. д. разряда. Длина основного разрядного промежутка составляла 1 см, ширина поджигающего кольцевого зазора — 0,15 см. Схема питания обеспечивала регулирование момента поджига вспомогательного разрядника относительно подачи напряжения на основной в пределах 0—100 мкс. При выбранных параметрах схемы наибольшее снижение пробивного напряжения основного промежутка (примерно вдвое) наблюдалось при запуске поджигающей искры за 70 мкс до подачи напряжения на основной промежуток. Это означает, что разряд инициировался не искажением поля и не излучением

или частицами плазмы разряда во вспомогательном промежутке, а парогазовыми полостями, создаваемыми поджигающей искрой. Низкая стабильность запуска, полученная в [4], не означает, что этот способ инициирования не пригоден в быстрых (наносекундных) схемах, поскольку режим испытания тригatronа был далек от оптимального (относительно повышения быстродействия и стабильности запуска).

В связи с этим потребовалось проведение экспериментальных исследований тригatronного эффекта в разрядниках с водой при более жестких параметрах поджигающей искры и более тщательной компоновке всей схемы экспериментальной установки. Коммутирующее устройство представляет собой три тригatronа, симметрично расположенных в системе коаксиальных цилиндров, образующих накопитель энергии. Основные электроды разрядников представляют собой цилиндры диаметром 3 см с радиусом закругления кольцевой кромки $\sim 0,4$ см. Расстояние между электродами составляло 1,3 см при положительной полярности электрода с поджигом и 1 см при обратной полярности. Поджигающая искра возникала в кольцевом зазоре шириной 0,5 мм с резконеоднородным полем, что обеспечивало его пробой с минимальным временем разряда и максимальной стабильностью. Питание поджигающего промежутка осуществлялось трехканальным генератором, в котором применены многозазорные разрядники, подобные описанному в [89]. Импульсы поджига имели фронт 1 нс, амплитуду 25 кВ; емкость конденсаторов каждого канала — 0,1 мкф. Разброс в срабатывании поджигающих промежутков не превосходил $\pm 1 \div 3$ нс. Время от начала зарядки накопителя до момента пробоя вспомогательного промежутка составляло 1,3 мкс.

Время запаздывания срабатывания $t_{з.п}$ основного разрядника составляло 15—20 нс при инициировании на аноде в интервале рабочих напряжений U_p 130—230 кВ. При инициировании на катоде $t_{з.п}$ существенно больше и изменяется в пределах 0,1—4 мкс при уменьшении U_p от 230 до 170 кВ. При $U_p = 230$ кВ и инициировании на аноде примерно в 50% случаев наблюдалась коммутация по двум каналам и в 10% случаев — по трем каналам*.

3. В [234] описаны эксперименты по инициированию разряда в трансформаторном масле в промежутке с однородным полем при $d = 0,365$ см излучением лазера системы Когад К-2 пиковой мощностью 500 МВт. При определенной энергии лазерного импульса пробивное напряжение промежутка снижалось до 2 кВ, в то время как напряжение «самопробоя» составляло 47 кВ.

* Результаты дальнейших исследований показали, что в этих экспериментах и в экспериментах со взрывающимися проволочками искажение поля играло решающую роль.

При фокусировании луча в объеме межэлектродного пространства запаздывание пробоя $t_{з.п}$ (от момента подачи импульса лазера до начала коммутации) составляет несколько микросекунд, а стабильность разряда была не выше десятых долей микросекунды. При замене масла газом при прочих равных условиях запаздывание пробоя и его разброс сокращаются до единиц наносекунд.

Во второй серии экспериментов луч лазера TRG модель 106 проходил через один из электродов (сфера $\varnothing 3,4$ см) и фокусировался на поверхности другого электрода. В этом случае плазма от лазерного возбуждения заполняла все межэлектродное пространство; запаздывание пробоя составляло ~ 30 нс с разбросом ± 3 нс. Интересно отметить, что скорость образования проводящего канала, способного вызвать коммутацию тока, оцененная как $d/t_{з.п} = \frac{0,365 \text{ см}}{3 \cdot 10^{-8} \text{ с}} \approx 1,22 \cdot 10^7$

см/с, с большой точностью совпадает со скоростью преобразования слабопроводящего плазменного шнура (первичного канала) в высокопроводящий лидерный канал (§ I-III). Можно предположить, что при иницировании пробоя лазерным излучением большой мощности, как и в случае «самопробоя», формирование разряда проходит две фазы. В первой фазе под действием излучения образуется слабопроводящая плазменная нить, эквивалентная первичному каналу, создаваемому при самопробое локальным полем. Во второй фазе слабопроводящая нить преобразуется в высокопроводящий канал. При этом характеристики процессов, ведущих к такому преобразованию (прогрев, дополнительная ионизация, гидродинамическое расширение), при иницированном пробое и самопробое близки.

В [73] описаны эксперименты по иницированию разряда в очищенной воде ($\rho \sim 10^5$ Ом·см) в промежутке 0,2 см с помощью лазерного импульса мощностью 15—78 МВт. Излучение лазера через отверстие в одном из электродов фокусировалось на поверхности противоположного электрода. Методом высокоскоростной теневой съемки производилась регистрация явлений в разрядном промежутке. При отсутствии электрического поля воздействие лазерного поля вызывает появление оптических неоднородностей в виде сфер диаметром ~ 200 мкм, от которых распространяются ударные волны со скоростью $\sim 1,6 \cdot 10^5$ см/с. В большей части неоднородностей наблюдалось свечение.

В следующей серии экспериментов измерялось $t_{з.п}$ при иницировании разряда в момент, когда напряжение на промежутке превышало пробивное. При фокусировании излучения на аноде $t_{з.п}$ составляло 560 нс при разбросе ± 100 нс, а при фокусировании на катоде — $t_{з.п} \approx 840$ нс. Средняя напряженность поля составляла 0,35 МВ/см, а время разряда

при «самопробое» $\sim 3,1$ мкс. Установлено, что $t_{з.п}$ уменьшалось до 178 нс при разбросе ± 16 нс в случае, когда напряжение на промежуток подавалось через $100 \div 200$ нс после момента попадания лазерного луча в разрядный промежуток.

Изложенные выше материалы показывают, что малые времена запаздывания пробоя и наносекундная стабильность запуска разрядников с жидкими диэлектриками с помощью лазера обеспечиваются лишь при очень больших мощностях импульса излучения, достаточных для перемыкания межэлектродного пространства плазменным каналом. В коммутаторах на напряжения выше $500 \div 700$ кВ, когда расстояние между электродами исчисляется сантиметрами и десятками сантиметров, этот метод инициирования практически неосуществим по техническим и экономическим причинам, так как для его реализации потребуются лазеры с гигантской мощностью импульса.

При сравнительно небольших мощностях лазерного импульса (десятки — сотни мегаватт) инициирование осуществляется газопаровыми образованиями с малой стабильностью, которая может быть превзойдена более простыми методами (например, поджигающей искрой).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Методы и техника физического эксперимента, используемые при изучении электрического пробоя диэлектриков, в том числе и жидких, весьма разнообразны. Применяемая в этих экспериментах диагностическая аппаратура принципиально не отличается от той, которая используется в диагностике плазмы, при изучении различных быстропротекающих процессов. Достаточно полное описание такой аппаратуры дано в ряде монографий [290—294, 297, 299]. Техника генерирования высоковольтных импульсов микросекундного и наносекундного диапазона так же полно отражена в монографиях [298, 295, 296, 46, 111] и статьях, частично цитируемых в книге.

Поэтому автор ограничился чрезвычайно кратким описанием экспериментальной техники, примененной в исследованиях, обобщенных в книге. Полностью опустить этот вопрос автор считал нецелесообразным, поскольку при исследовании импульсного пробоя жидкостей приходится преодолевать ряд специфических методических трудностей. Эти трудности обусловлены особенностями жидких диэлектриков (сильное светопоглощение, высокая электрическая прочность при импульсных воздействиях напряжения, малая величина токов, сопровождающих развитие плазменных образований и др.), а также широким диапазоном изменения условий пробоя, который отвечает интересам развития новых областей применения жидкостей в качестве изоляции и рабочей среды.

Длительность импульсов изменяется от единиц (рабочие импульсы в наносекундных устройствах) до сотен микросекунд (внутренние перенапряжения, воздействующие на изоляцию силовых аппаратов). Длина разрядных промежутков лежит в пределах от десятков микрон (электроискровая обработка металлов) до десятков сантиметров (сверхвысоковольтные импульсные системы). При этом изменение условий пробоя влияет как на электрическую прочность жидкостей, так и на физический механизм пробоя. Все это вызывает необходимость изменять в экспериментах эти параметры в возможно более широких пределах. Экспериментальная аппаратура, разработанная и примененная в описанных выше экспериментах, позволяла проводить исследования пробоя жидкостей в разрядных промежутках длиной от 5 мкм до 15 см при длительностях импульсов от $2 \cdot 10^{-9}$ до $5 \cdot 10^{-4}$ с.

А. Генераторы импульсов высокого напряжения

Для осуществления разрядов в названных условиях применены генераторы прямоугольных импульсов напряжения от сотен вольт до 1 МВ с длительностью фронта 2—10 нс и длиной плоской части импульса от единиц наносекунд до не-

скольких микросекунд, а также многоступенчатые генераторы импульсных напряжений по схеме Аркадьева-Маркса на различные параметры. Краткая характеристика применявшихся генераторов дана в табл. 21.

В генераторе № 2 (табл. 21) использован разряд безындуктивного конденсатора 1 на передающую коаксиальную линию 3 через коммутатор 2 в азоте под давлением 16 атм. (рис. 1). В качестве диэлектрика в конденсаторе использован глицерин. Емкость конденсатора равна 10^{-9} Ф. Для уменьшения размеров накопительного элемента и разрядной камеры и вследствие высокой проводимости глицерина зарядка

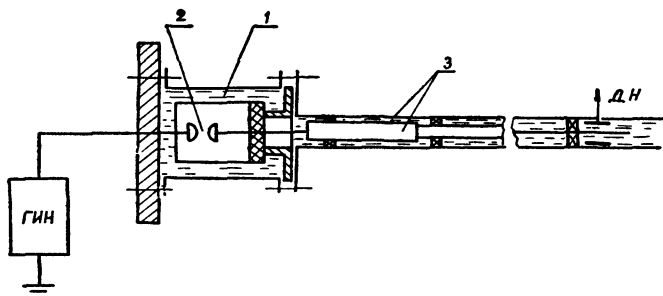


Рис. 1. Наносекундный генератор на 1 МВ:
1 — безындуктивный конденсатор; 2 — коммутирующий промежуток; 3 — передающая линия

осуществлялась в импульсном режиме от генератора Аркадьева-Маркса (ГИН) с $U_n = 210$ кВ и емкостью в разряде $1,25 \cdot 10^{-8}$ Ф. Применены два варианта передающей линии. В первом варианте линия состоит из латунной трубы длиной 400 см и диаметром 9 см, заполненной трансформаторным маслом, и внутреннего проводника диаметром 0,8 см. Волновое сопротивление линии 90 Ом. На ее конце установлен емкостный делитель напряжения (делитель Флетчера) с коэффициентом деления 10^3 . Коммутирующий промежуток 2 регулировался так, чтобы пробой происходил на максимуме первого колебания, возникающего при разряде ГИН через дроссель на накопитель. Это обеспечивало амплитуду импульса, распространяющегося по передающей линии, в 1,5 раза большую амплитуды импульса ГИН. С учетом удвоения амплитуды импульса на разомкнутом конце, номинальное напряжение генератора составляет 600 кВ [47].

Во втором варианте линии диаметр ее центрального проводника уменьшается ступенями от начала линии к концу, что обеспечивает соответствующее увеличение волнового сопротивления. Диаметры отрезков изменяются от 5,5 до 0,3 см, а волновое сопротивление Z_b от 16 до 134 Ом. Такая неодно-

Таблица 21

№ п/п	U_n , кВ	Z_B , Ом	Коммутация	Формирующая линия	Форма импульса	Длительность фронта, с	Длительность импульса, с
1	50—1000		В воздухе	ГИН по схеме Аркадьева-Маркса	Стандартный или косоугольный	$1,2 \cdot 10^{-6}$ $(0,1 \div 600) \cdot 10^{-6}$	$50 \cdot 10^{-6}$ до $1,4 \cdot 10^{-3}$
2	100—1000	16	В азоте под давлением	Искусственная коаксиальная линия	Прямоугольный	$(2 \div 5) \cdot 10^{-9}$	$30 \cdot 10^{-9}$
3	1—30	75	В азоте под давлением	Кабель РК=75=4=11	Прямоугольный	$(3 \div 10) \cdot 10^{-9}$	$(0,1 \div 4) \cdot 10^{-6}$
4	5—30	4,16	В азоте под давлением	12 параллельно соединенных кабелей РК=75=9=13	Прямоугольный	$8 \cdot 10^{-9}$	$260 \cdot 10^{-9}$
5	40—200	50	В масле	Кабель ИК-4	Прямоугольный	$15 \cdot 10^{-9}$	$300 \cdot 10^{-9}$
6	80—400	48	В азоте под давлением	Кабель КПВ1-300	Прямоугольный	$(2 \div 3) \cdot 10^{-9}$	$50 \cdot 10^{-9}$

родная линия позволяет увеличить амплитуду импульса в пределе в $\sqrt{Z_n/Z_1}$ раз. В данной линии достигнуто увеличение амплитуды импульса по сравнению с однородной линией в 1,6 раза, а максимальное достигнутое напряжение импульса составляет 960 кВ [48].

В генераторах № 3, 4 и 5 использован разряд заряженно-го отрезка кабеля на кабель.

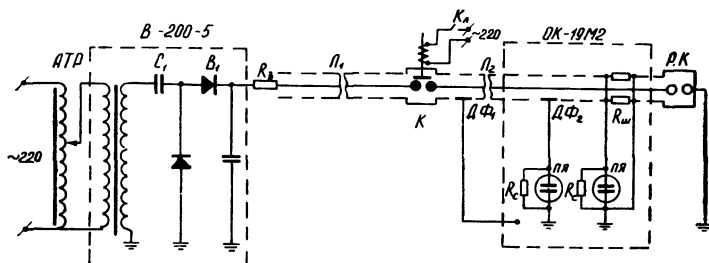


Рис. 2. Наносекундный генератор на 200 кВ (АТР — автотрансформатор, В-200-5 — выпрямительное устройство); R_3 — защитное сопротивление; K — коммутатор; L_1 и L_2 — 30- и 26-метровые отрезки кабеля ИК-4; $Kл$ — ключ; $ДФ^1$ — делитель Флетчера для запуска осциллографа; $ДФ^2$ — делитель Флетчера; $R_{ш}$ — омический шунт, $РК$ — разрядная камера.

В генераторе № 5 (рис. 2) формирующая линия L_1 — 30-метровый отрезок кабеля ИК-4 — заряжалась до 200 кВ от выпрямительного устройства В-200-5. При срабатывании коммутатора K эта линия разряжалась на отрезок кабеля ИК-4 L_2 длиной 26 м. Максимальная амплитуда импульса на объекте составляла 200 кВ при сопротивлении нагрузки много больше $Z_b = 75$ Ом. В качестве коммутатора использован разрядник в трансформаторном масле, который при компактности и простой конструкции обеспечивал фронт импульса длительностью 15 нс. Управление коммутатором осуществлялось с помощью электромагнита, сердечник которого выполнял роль третьего поджигающего электрода. Регистрация напряжения осуществлялась осциллографом ОК-19М2 с помощью делителя Флетчера. Для уменьшения петли подсоединения кабель ИК-4 заводился в корпус осциллографа [115].

В генераторе № 4, предназначенном для исследования пробоя электролитов, для обеспечения малого волнового сопротивления формирующая линия изготавливалась из 12 параллельно соединенных отрезков кабеля РК-50-7-11. Линия с $Z_b = 4,16$ Ом через защитное сопротивление заряжалась до уровня 5 ÷ 30 кВ от выпрямительного блока В-200-5. С помощью управляемого газонаполненного разрядника линия разряжалась на параллельно включенные активный делитель

напряжения, систему запуска и рабочую камеру, конструктивно выполненную в одном корпусе с коммутатором. Регистрация импульсов напряжения и тока осуществлялась осциллографом ОК-19М2. Высоковольтное плечо делителя напряжения выполнено на основе малоиндуктивного резистора ТВО, залитого парафином в металлической трубке, введенной в корпус испытательной камеры. Запись тока производилась с коаксиального шунта, выполненного параллельным соединением резисторов ТВО. Шунт впаян в разрыв оболочки кабеля. Постоянные времени шунта и измерительного тракта напряжения не превосходили $5 \cdot 10^{-9}$ с. Параметры импульса напряжения, рассчитанные по осциллограмме тока, отличались от осциллограмм, полученных на измерительном тракте напряжения по амплитуде, — не более чем на 8%, по временным интервалам — в пределах ошибок при отсчете с фотопленки (до 3%).

При исследовании газообразования и приэлектродных эффектов необходимо было иметь прямоугольные импульсы напряжения различной длительности без отражений. Для этой цели был изготовлен кабельный генератор № 3 по схеме, предложенной в [10]. Регистрация импульсов напряжения и тока производилась осциллографами И2-7 с коаксиальных шунтов и омического делителя.

Б. Аппаратура для регистрации разрядных явлений в жидкости при микросекундных экспозициях напряжения

Ионизация и развитие разряда в жидкости сопровождается двумя основными явлениями, изучение которых при современном уровне развития экспериментальной техники дает наиболее важную информацию об их развитии в пространстве и времени, — протеканием во внешней цепи электрического тока и свечением объема диэлектрика, охваченного ионизационными процессами. Поэтому синхронная запись оптических пространственно-временных картин разряда, тока, падения напряжения на промежутке и в развивающемся разрядном канале значительно облегчает изучение физического механизма пробоя. При этом к экспериментальной аппаратуре предъявляется комплекс жестких требований.

1. Помехоустойчивая и неискажающая запись электрических и оптических характеристик в широком диапазоне временных интервалов.

2. Жесткая синхронность в работе элементов схемы регистрации электрических и оптических параметров разряда.

3. Регистрация электрических параметров канала разряда с минимальным искажением разрядного процесса.

4. Запись световых явлений малой продолжительности и

малой интенсивности свечения, предшествующих интенсивному свечению главноканальной и дуговой стадий разряда. Этим требованиям и были подчинены разработанные и использованные нами экспериментальные установки и регистрирующая аппаратура.

Накопленный опыт оптических исследований разряда в жидкостях показывает, что высокая скорость развития разряда, малая интенсивность его свечения и поглощение света жидкостью затрудняют применение для исследования разряда в жидкостях таких приборов скоростной фотографии, как ячейки Керра, камеры Бойса, скоростные фоторегистраторы. Для преодоления этих методических трудностей были разработаны и применены приборы скоростной фотографии на базе отечественных электронно-оптических преобразователей. Краткая характеристика применяемых приборов дана в табл. 22.

Таблица 22

№ п/п.	Тип	Режим работы	Разрешающая способность по времени или экспозиция кадра	Технический коэффициент усиления ЭОП*
1	УМИ-92	Хронографический, кадровый	0,1 мкс/см 0,3 мкс	10^3
2	УМИ-93	Хронографический	0,01 мкс/см	10^6
3	ЗИМ-2	Однокадровый	3 нс	10
4	ЗИМ-2 и У-72М	Однокадровый	3 нс	10^6
5	СФР-2М и МКУ-1	Покадровая съемка (тенева съемка)	0,4 мкс	—

Камера с механической разверткой (СФР-2М) применялась лишь для регистрации относительно медленно развивающихся несветящихся процессов, в частности газообразования. При этом СФР-2М был оптически сопряжен с микроскопом установки МКУ-1. Скоростная съемка явлений проводилась теневым методом в режиме лупы времени. Подсветка осуществлялась лампой ИФК-20. Минимальный размер регистрируемой оптической неоднородности составлял 10^{-3} см.

Для регистрации разрядных явлений в жидкостях в области микросекундных экспозиций напряжения применялись эопографы на базе электронно-оптических преобразователей с многократным усилением света. Прибор № 1 (табл. 22),

* Данные по техническому коэффициенту усиления ЭОП заимствованы из [27].

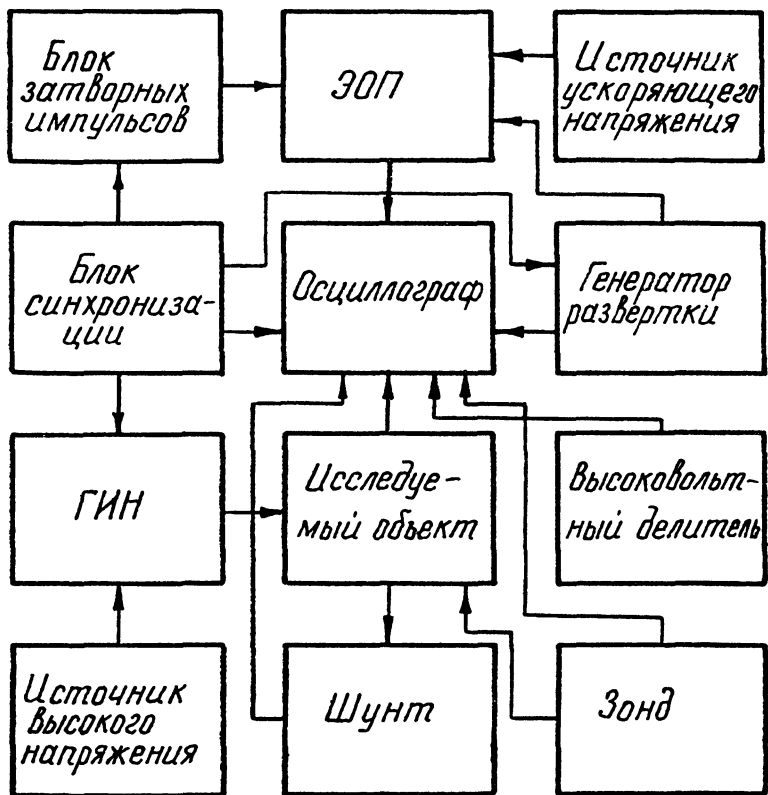


Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки.

разработанный в лаборатории ВГРиМ ЭНИН им. Г. М. Кржижановского [19], в качестве основных элементов содержит ЭОП типа УМИ-92 и двухлучевую осциллографическую трубку 16ЛО-47А. В приборе № 2, разработанном на кафедре ТВН ТПИ [25], применены ЭОП типа УМИ-93 и реконструированный осциллограф ОК-19М2. В обоих приборах пластины временной развертки ЭОП и осциллографических трубок питаются от одного генератора разверток, а схемы синхронизации обеспечивают регулирование момента срабатывания блока затворных импульсов и генератора развертки относительно момента срабатывания ГИН, что позволяет регистрировать различные стадии разряда. Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 3.

Для уменьшения нестабильности срабатывания ГИН зазоры шаровых разрядников устанавливались одинаковыми; напряжение зарядки ступеней составляло 0,95 от $U_{пр}$ шарового разрядника; три нижних шаровых промежутка подсвечивались искровыми разрядниками, включенными в разрыв

оплетки кабеля РК-3, передающего импульс амплитудой 10 кВ на поджиг тригatrona. Такая система обеспечивает интенсивное облучение шаровых разрядников ГИН последовательно через 20 нс непосредственно перед срабатыванием тригatrona. Схема синхронизации обеспечивает стабильность работы установки не хуже 10^{-7} с.

Исследуемые явления проектировались на фотокатод преобразователя с помощью объективов «Юпитер-3», «Юпитер-9», «Юпитер-11», кварцфлюоритового объектива (Д-3,5). С экрана ЭОП фотографирование производилось фотоаппаратами «Зенит-3М» с объективом «Гелиос-44» и «Ленинград» с объективом «Юпитер-3». Фотографирование разрядных явлений с помощью эопографов производилось в режиме непрерывной развертки двумя способами: а) направление развертки перпендикулярно оси промежутка, в поле зрения ЭОП весь разрядный промежуток, б) направление развертки совпадает с осью промежутка, съемка ведется через поперечную щель в непрозрачном экране. Для того чтобы облегчить расшифровку эопограмм, в большинстве экспериментов разряд одновременно фотографировался статической камерой, для чего осуществлялся незавершенный разряд или «отсеченный» вспомогательным разрядником. В случае поверхностного разряда разрядные фигуры фотографировались также контактным способом (фигуры Лихтенберга).

Для регистрации напряжения применялись емкостные и малоиндуктивные омические делители напряжения.

При регистрации токов, сопровождающих развитие разряда, применялись бифилярные и трубчатые (трубулярные) шунты. Сигнал подавался либо непосредственно на пластины осциллографа, либо через усилитель УШ-10 или УЗ-5А.

Для оценки основных параметров развивающегося разрядного канала оптические исследования и запись тока и напряжения дополнялись измерениями продольных градиентов потенциала в канале. Поскольку развивающийся разрядный канал гальванически связан лишь с одним электродом, оценка градиентов в нем возможна лишь косвенным методом. Анализ различных методов оценки градиентов, применявшихся ранее при исследовании газового разряда, привел к выводу о том, что наиболее приемлемым из них является метод, основанный на применении зонда, вводимого в канал. Применявшийся зонд состоял из тонкого металлического щупа, вводимого в канал, и емкостного делителя напряжения. Конструктивно зонд выполнен следующим образом (рис. 4). На полый керамический цилиндр 1 диаметром 2,4 см нанесены методом вжигания три изолированные друг от друга кольцевые полосы серебра. Центральная полоска 2 служит низковольтным электродом высоковольтного плеча

делителя. Боковые полоски 3 выполняют функции экрана. Высоковольтным электродом служит коаксиально расположенный стержень 4 диаметром 0,25 см. Внутренняя полость цилиндра 1 заполнена полиэтиленом, который фиксирует положение высоковольтного электрода. Низковольтное плечо делителя образовано емкостью полоски 1 относительно экранирующих элементов, емкостью отрезка соединительного кабеля и емкостью пластин осциллографа ОК-19М2. Емкость высоковольтного плеча делителя составляет 0,9 пф, а низковольтного — 75 пф.

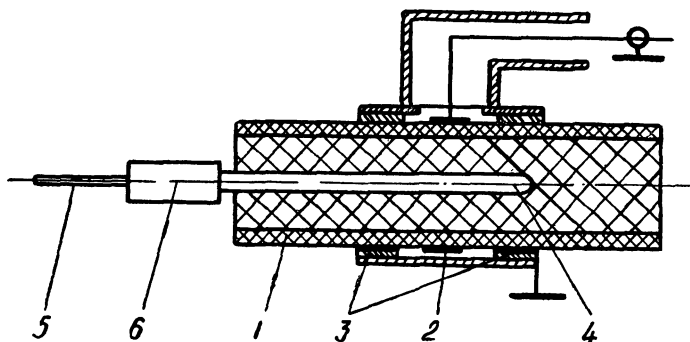


Рис. 4. Эскиз зонда

Щуп 5 зонда выполнен из медной проволоки диаметром 0,08 см и соединен с внутренним электродом зонда через малоиндуктивный резистор 6 (100 кОм). Постоянная времени высоковольтной цепи делителя составляет 90 нс. Анализ электрической схемы замещения электродной системы с зондом показал, что ток через зонд может составлять 9—16% от лидерного тока в трансформаторном масле, а ток разряда емкости через канал — 12÷20%.

В экспериментах щуп зонда устанавливался на наиболее вероятном пути движения разрядного канала на различных расстояниях от острия. Падение напряжения в канале определялось вычитанием потенциала зонда из потенциала высоковольтного электрода. Градиент потенциала определялся как средний на участке от острия до зонда.

В. Аппаратура для регистрации разрядных явлений в жидкости при наносекундных экспозициях напряжения

Малые амплитуды и длительности импульсов предпробивного тока при высоких рабочих напряжениях и значительное светопоглощение жидкости предъявили повышенные требования к разработке установки по сравнению с применяемыми для исследования наносекундного пробоя газа и вакуума

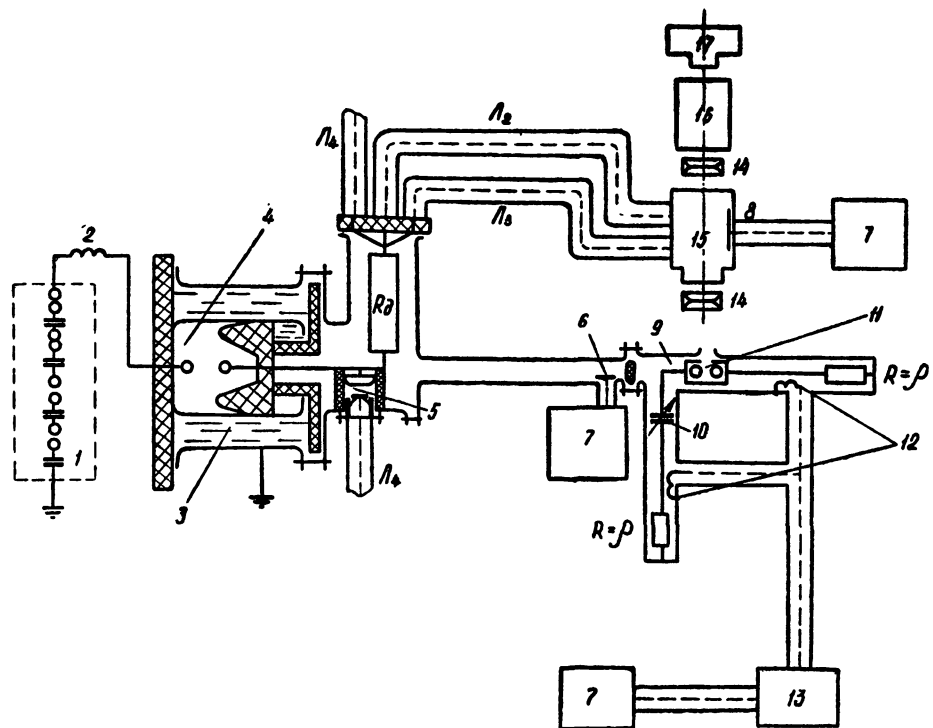


Рис. 5. Схема установки для исследования оптических и электрических характеристик наносекундного пробоя конденсированных сред

[22, 119]. В разработанной нами установке [103] использован генератор наносекундных импульсов (№ 6, табл. 21), подобный описанному в [47]. Глицериновый конденсатор 3 (рис. 5), емкостью 2 нФ заряжается через дроссель 2 генератором 1. При срабатывании разрядника 4 в азоте под давлением 15 атм по линии L_1 (кабель КПВ1-300, $Z_{в}=48$ Ом), согласованной на конце, распространяется волна напряжения с фронтом 3 нс. Испытательная разрядная камера 11 включена в разрез L_1 и согласована по волновому сопротивлению. Постоянная разряда по основному передающему тракту составляет 96 нс. Длина импульса регулируется срезающим трехэлектродным разрядником 5, в котором использован разряд по поверхности тефлона. Подсвечивающая искра создавалась в кольцевом зазоре, равном 0,1 см, между заземленным медным цилиндром, помещенным в тефлоновый цилиндр, и дисковым поджигающим электродом, питаемым линией L_4 . Зазор между основными электродами регулируется при изменении напряжения для поддержания неизменным коэффициента перенапряжения. Разброс времени срабатывания разрядника при длительности импульса $\tau=40$ нс составляет ± 8 нс, а при $\tau_{д} = 12$ нс — ± 1 нс. Для стабильности среза и предохранения поверхности тефлона от внедряющихся разрядов около 25% объема цилиндра заполнено воздухом. Описанный разрядник при простоте конструкции по своим характеристикам лишь незначительно уступает более сложным разрядникам в сжатом газе [81].

При регистрации предпробивного тока одной из основных проблем явилась компенсация емкостного тока, который из-за высокой диэлектрической проницаемости большинства жидкостей и высокой скорости изменения напряжения значительно превосходит ток предпробивных процессов. Использована мостовая схема компенсации, в которой параллельно испытуемому образцу включен компенсирующий конденсатор 10, образованный двумя электродами \varnothing 3,5 см с регулируемым зазором. Electroды помещены в тройник 9, заполненный трансформаторным маслом. Весь тройник согласован по волновому сопротивлению, а двойная длина пробега сигнала между холостыми концами 10 и 11 составляла 0,4 нс.

Регистрация предпробивного тока принципиально возможна тремя способами: 1) емкостным делителем напряжения (электростатическим шунтом); 2) трансформатором Роговского (электромагнитным шунтом); 3) активным шунтом.

Емкостный делитель напряжения в данном случае не применим ввиду практической неосуществимости делителя с коэффициентом деления менее 100 и с полосой пропускания 10—400 МГц.

Применение пояса Роговского дает два преимущества—отсутствие электрической связи с высоковольтной схемой, что

позволяет развязаться от наводок, и относительно простое инвертирование сигнала. В то же время применение пояса Роговского для измерения малых импульсных токов наносекундной длительности встречает ряд трудностей. Основной из них является противоречивость требований, предъявляемых к его параметрам (чувствительности или коэффициенту трансформации и частотной характеристике). При измерении предпробивного тока в жидкости необходимо увеличить чувствительность пояса, но уменьшение коэффициента трансформации ведет к сужению полосы пропускания частот. Параметры трансформатора подбирались экспериментально на модели линии с использованием генератора Г5-12, усилителя УЗ-5А, осциллографа И2-7. Были выбраны трансформаторы, намотанные изолированной медной лентой шириной 0,6 см и толщиной 0,08 см на пенопластовое кольцо с длиной средней линии 22 см и эффективным сечением витка 6 см². Намотка лентой вызвана стремлением уменьшить индуктивность рассеивания вторичной обмотки при наименьшем количестве витков n , поскольку величина регистрируемого сигнала обратно пропорциональна n . При $n=26$ и $R=15$ Ом коэффициент трансформации составлял 1:45. Постоянная измерительного тракта — пояс 12, усилитель 13 и осциллограф 7 — составляет 4 нс и обусловлена в основном постоянной параметрического усилителя УЗ-5А. Чувствительность регистрации по току с данным усилителем составляет 5 мА.

Регистрация предпробивного тока осуществлялась также с помощью активных шунтов, основным недостатком которых является их электрическая связь с высоковольтной схемой. Вследствие этого комплексом соответствующих мероприятий [167] не удалось избавиться от наводок амплитудой $5 \cdot 10^{-2}$ В при $R_{ш}=5$ Ом и $2 \cdot 10^{-2}$ В при $R_{ш}=1$ Ом. Инвертирование сигнала в этом случае осуществлялось обратным соединением измерительного кабеля с шунтом. Чувствительность регистрации по току с усилителем УЗ-5А составляет: при $R_{ш}=1$ Ом $2 \cdot 10^{-2}$ А, при $R_{ш}=5$ Ом — 10^{-2} А. Полоса пропускания частот в этом случае определяется постоянной усилителя, равной 3 нс. Максимальная амплитуда сигнала на выходе усилителя УЗ-5А—40 В, чувствительность используемых осциллографов И2-7—5 В/мм. В отдельных экспериментах для увеличения чувствительности пластин явления трубки 13ЛО102М уменьшали напряжение послеускорения.

Регистрация оптических разрядных явлений осуществлялась по методике, предложенной в [118], электронно-оптическим затвором 15 (ЗИМ-2) и усилителем света 16 (У-72М), рис. 5. Для питания затвора на выходе генератора собран активный делитель напряжения, высоковольтным плечом которого является сопротивление R_g (ТВО 60 Вт), помещенное в коаксиальную линию, заполненную маслом, а низковольтным

плечом — волновое сопротивление кабелей $R_K=75-9-13 L_2, L_3, L_4$. Линия L_2 питает анод затвора, линия L_3 — поджигающий электрод тригatronа, формирующего срез импульса затвора амплитудой 30 кВ на емкостной нагрузке.

При изменении амплитуды основного импульса постоянство амплитуды импульса затвора обеспечивается изменением R_K . Экспозиция кадра определяется разностью длин L_2 и L_3 и может меняться от 3 до 15 нс. Изменением задержки между приходом импульса на испытуемый образец и затвор можно фиксировать различные фазы изучаемого процесса. Импульс затвора при помощи емкостного делителя δ и основной импульс при помощи делителя β регистрируются в виде суперпозиций осциллографом И2-7. Точность привязки этих импульсов $\sim 0,1$ нс и ограничивается точностью определения длин измерительных кабелей с емкостных делителей напряжения β и δ .

Для проекции оптических изображений использованы объективы «Юпитер-3», «Гелиос-40», «Гелиос-44».

Поскольку в программу экспериментов входило исследование с помощью ЭОП динамики расширения канала разряда в процессе развития и пространственной структуры разрядных фигур, необходимо было оценить пространственное разрешение и разрешение по свету применявшихся электронно-оптических и оптических систем.

Любая оптическая система даже при хорошей юстировке вносит искажения, а размер изображения соответствует в масштабе эффективному размеру объекта, который всегда больше действительного. Основными источниками такого рода искажений являются: 1) ограниченная глубина резко изображаемого пространства отдельных оптических приборов системы, 2) дифракция из отверстий объективов, 3) размытие изображения в электронно-оптических преобразователях.

Действительный диаметр цилиндрического объекта съемки-канала разряда — D_g оценивался по уравнению:

$$D_g^2 = D_{эф}^2 - \sum_{i=1}^n (D_{pi} \cdot M_i)^2 - \sum_{i=1}^n (\delta_i M_i)^2 - (\sigma_{зон} \cdot M_{n-1})^2, \quad (1)$$

которое является результатом расчета отдельных элементов оптической системы по методике, изложенной в [102]. Здесь $D_{эф}$ — эффективный диаметр оптического изображения; n — количество оптических приборов в системе; $D_{pi} M_i$ — диаметр круга рассеяния i -го оптического прибора; $\delta_i M_i$ — диаметр дифракционного изображения объекта; $\sigma_{зон} \cdot M_{n-1}$ — диаметр круга рассеяния ЭОП.

Для оптической системы на базе ЗИМ-2 и У-72М рассчитаны длина фотографического перекрытия (расстояние между центром двух деталей, при котором они фотографируются отдельно) и коэффициент усиления яркости. В условиях

проводимых экспериментов эти величины изменялись в пределах $5 \cdot 10^{-2} \div 0,8 \cdot 10^{-2}$ см и $60 \div 1000$ соответственно.

При исследовании зажигания разряда в сверхсильных полях контроль за состоянием поверхности электродов до и после приложения импульсов и измерение объема унесенного с электрода металла в прерванном разряде производились фотографированием электродов на микрокиноустановке МКУ-1 с максимальным увеличением 1000. Измерение массы металла, переносимого с электрода на электрод, производилось методом меченых атомов. Для изготовления острых электродов при этом использовался молибден, содержащий 27% Mo^{98} , который в нейтронном потоке превращается в Mo^{99} . Облучение производилось в атомном реакторе ТПИ. β -излучение изотопа Mo^{99} регистрировалось сцинтилляционным детектором. Чувствительность метода была не хуже $5 \cdot 10^{-11}$ г.

Результаты большинства выполненных измерений подвергались статистической обработке. Оценивались также максимальные ошибки измерения основных величин. Вопросы методики экспериментов, включая анализ ошибок измерения и статистическую обработку экспериментальных результатов, подробно освещены в публикациях автора, цитируемых в книге, и в диссертациях В. В. Багина [11], О. П. Семкиной [130], С. В. Кима [74], В. А. Бутенко [24], В. В. Лопатина [102], выполненных под научным руководством автора.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ ПРИМЕНИМОСТИ ТЕОРИИ ТОМАСА-ФЕРМИ ПРИ АНАЛИЗЕ ЭФФЕКТА ПРОНИКНОВЕНИЯ ПОЛЯ В МЕТАЛЛ

При решении задач, в которых требуется определить распределение заряда и потенциала в многоэлектронных системах, пользуются в основном двумя приближенными методами. Одним из них является метод «самосогласованного поля» Хартри-Фока [95], идея которого заключается в том, что каждый электрон в системе рассматривается движущимся в «самосогласованном поле», создаваемом внешним полем и полем остальных электронов системы. В этом методе «самосогласованное поле» находится в результате ряда последовательных приближений. Причем расчеты распределения заряда и поля возможны только численным методом и чрезвычайно громоздки, в особенности для многоэлектронных систем. Для таких систем существует менее точный, но и более простой метод расчета — статистический метод Томаса-Ферми

1241]. Метод основан на том, что в многоэлектронных системах большая часть электронов обладает сравнительно большими главными квантовыми числами. В этом случае применимо квазиклассическое приближение.

Решая задачу об экранировании внешних электрических полей электронным газом металла методом Томаса-Ферми, покажем*, что ограничения, накладываемые на потенциальную энергию в этом методе, много сильнее, чем условия, ограничивающие применимость квазиклассического приближения. Поэтому в рамках квазиклассического приближения можно использовать идею метода «самосогласованного поля» для расширения области применимости статистического метода расчета многоэлектронных систем и получения более точных результатов. Не умаляя общности метода, рассмотрим важный для практики случай его применения для расчета экранирования внешнего электрического поля электронами металла, когда напряженность поля E перпендикулярна к поверхности.

Известно [95], что в квазиклассическом приближении можно применить к состояниям отдельных электронов в металле понятие о «клетках» в фазовом пространстве. При отсутствии внешних электрических полей и при температуре 0°K электроны в металле заполняют все низлежащие энергетические уровни. Объем фазового пространства, соответствующий электронам, обладающим импульсом, меньшим P , то есть находящимся в объеме, ограниченном сферической поверхностью радиуса P в пространстве импульсов, находящемся в объеме V физического пространства, равен [95]:

$$\tau = \frac{4}{3} \pi P^3 \cdot V. \quad (2)$$

Этому объему соответствует

$$Z = \frac{4}{3} \pi \frac{P^3}{h^{*3}} V, \quad (3)$$

возможных состояний. Это состояние могут занимать одновременно не более

$$N = gZ, \quad (4)$$

электронов ($g=2$ — статистический множитель, соответствующий двум электронам со взаимно противоположными спинами). Если записать в (4) число электронов N в объеме V как $n \cdot V$, где n — плотность электронов, то получим

$$n = 2 \cdot \frac{4}{3} \pi \frac{P^3}{h^{*3}}. \quad (5)$$

* Анализ выполнен совместно с В. В. Рюминым.

Решение задачи о распределении заряда и потенциала в металле во внешнем электрическом поле будем на первом этапе проводить, следуя теории Томаса-Ферми. Направление \vec{E} выберем за ось x . Следуя теории Томаса-Ферми, предполагаем, что распределение электронов в металле в пространстве импульсов при наличии внешнего электрического поля остается сферически симметричным. На больших расстояниях от поверхности металла, где $E \rightarrow 0$, распределение электронов не изменяется, и плотность электронов определяется выражением (5), то есть

$$n_0 = 2 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot \frac{P_0^3}{h^{*3}}, \quad (6)$$

где P — невозмущенное значение импульса, которое равно $\sqrt{2me\phi_i}$. Здесь $e\phi_i$ — энергия электрона на поверхности Ферми. При наличии внешнего поля импульс в каждой точке пространства внутри металла в состоянии равновесия запишется в виде

$$\frac{P_1^2}{2m} = \frac{P_0^2}{2m} + \Delta e\phi(x), \quad (7)$$

а плотность электронов определяется выражением:

$$n(x) = \frac{8}{3} \frac{\pi}{h^{*3}} [P_0^2 + 2m\Delta \cdot e \cdot \phi(x)]^{3/2}. \quad (8)$$

Предполагая, что выполняется неравенство:

$$2m \Delta e\phi(x) \ll P_0^2, \quad (9)$$

которое, как будет показано ниже, справедливо для случая слабых полей, можно разложить правую часть выражения (8) по степеням малого параметра $\frac{2m\Delta e\phi(x)}{P_0^2}$. Ограничиваясь членами первого порядка малости, получаем с учетом (6)

$$n(x) \cong n_0 + \frac{me}{\pi h^{*2}} \left(\frac{3n_0}{\pi}\right)^{1/3} \cdot \Delta\phi(x). \quad (10)$$

Подстановка выражения (9) в уравнение Пуассона приводит к выражению:

$$\frac{d^2(\Delta\phi)}{dx^2} = x^2 \cdot \Delta\phi; \quad x^2 = \frac{4me^2}{h^{*2}} \left(\frac{3n_0}{\pi}\right)^{1/3}. \quad (11)$$

при граничных условиях

$$\Delta\phi(x) \rightarrow 0 \text{ при } x \rightarrow \infty \text{ и } \frac{d(\Delta\phi)}{dx} = -E \text{ при } x=0. \quad (12)$$

h^* — постоянная Дирака.

В выражении (11) под $\Delta\varphi$ мы понимаем потенциал дополнительного поля, которое обязано своим появлением наличию внешнего электрического поля.

Решение выражения (11) при граничных условиях (12) имеет вид

$$\Delta\varphi = \frac{E}{\kappa} e^{-\kappa x}. \quad (13)$$

Для металлов при $E = 10^6$ В/см³ ($n_0 = 10^{22}$ см³, $\kappa = 1,32 \cdot 10^8$ см⁻¹) $\Delta\varphi = 0,75 \cdot 10^2$ эВ. Так как энергия Ферми для металлов равна ($5 = 6$) эВ, то неравенство (9) выполняется с большим запасом, что делает применимой теорию Томаса-Ферми в случае слабых полей. В случае сильных полей, когда $E \geq 10^8$ В/см, $e \cdot \varphi$ становится сравнимой с энергией Ферми, и поэтому разложение правой части уравнения (8) становится некорректным. В то же время решение может быть найдено численным интегрированием, однако полученные при этом результаты не соответствуют экспериментальным данным [90]. Также не является очевидным предположением о том, что объем фазового пространства при наличии внешнего поля остается объемом сферы в пространстве импульсов.

Сделанные в теории Томаса-Ферми допущения являются следствием неучета волновой природы электронов в металле, а не продиктованы применением квазиклассического приближения. Поэтому мы оценим границы квазиклассического приближения, которые определяются следующим неравенством [95]:

$$\frac{m \cdot h^* |F|}{p^3} \ll 1, \quad (14)$$

где $[F] = eE$ — сила, действующая на электрон. Для металлов неравенство (14) приводит к следующему ограничению, накладываемому квазиклассическим приближением, для электрического поля

$$E \ll 1,6 \cdot 10^9 \text{ В/см}. \quad (15)$$

Итак, ограничения, накладываемые в теории Томаса-Ферми (9), много сильнее, чем условия применимости квазиклассического приближения (14). Поэтому мы можем расширить границы применимости теории Томаса-Ферми и довести их до границ, определяющих применимость квазиклассического приближения (14), если применим метод последовательных приближений, используемый в теории «самосогласованного поля» Хартри-Фока. Для этого, используя потенциал, полученный по теории Томаса-Ферми, найдем изменение квантовых уровней энергии. Как известно [95], условие, определяющее квантовые уровни энергии, в одномерном случае определяется правилом Бора-Зоммерфельда и имеет вид

$$\oint \sqrt{2m\varepsilon + U(x)} \cdot dx = 2\pi\hbar^* \left(N + \frac{1}{2} \right). \quad (16)$$

В случае системы со многими степенями свободы, совершающей финитное движение, для которого механическая задача допускает полное разделение переменных в методе Гамильтона-Якоби, правило квантования запишется в следующем виде [95]:

$$\oint P_i dq_i = 2\pi\hbar^* (N_i + \gamma_i), \quad (17)$$

где интеграл берется по периоду изменения обобщенной координаты q_i ; а γ_i — число порядка единицы, зависящее от характера граничных условий по данной степени свободы. В нашем случае условие (16) запишется в виде

$$\oint P_y \cdot dy = 2 \int_a^b P_y \cdot dy = 2\pi\hbar^* \left(N_y + \frac{1}{2} \right), \quad (18)$$

$$2 \int_{a'}^{b'} P_z \cdot dz = 2\pi\hbar^* \left(N_z + \frac{1}{2} \right), \quad (19)$$

$$2 \int_{a''}^{b''} P_x \cdot dx = 2\pi\hbar^* (N_x + \gamma \cdot x), \quad (20)$$

где N_x, N_y, N_z — целые числа, причем поверхность металла принята за начало координаты x , то есть $x = a'' = 0$

$$P_i = \sqrt{2m e \varphi_i + U(x)}, \quad (21)$$

где
$$U(x) = \Delta e \varphi(x) = \frac{eE}{x} e^{-x \cdot x}.$$

Уравнения (18), (19) и (20) после интегрирования приобретают вид

$$2(b-a) = \sqrt{2m e \varphi_i + \Delta e(x)} = 2\pi\hbar^* \left(N_y + \frac{1}{2} \right), \quad (18')$$

$$2(b'-a') = \sqrt{2m e \varphi_i + \Delta e(x)} = 2\pi\hbar^* \left(N_z + \frac{1}{2} \right), \quad (19')$$

$$2\pi\hbar^* (N_x + \gamma_x) = 2 \frac{\sqrt{2m e \varphi_i}}{x} \left[2 \sqrt{1 + \frac{eE}{e \varphi_i x}} + \ln \frac{\sqrt{1 + \frac{Ee}{e \varphi_i \cdot x}} - 1}{\sqrt{1 + \frac{eE}{e \varphi_i \cdot x}} + 1} - \ln \frac{\sqrt{1 + \frac{eE}{x \cdot e \varphi_i} e^{xb'}} - 1}{\sqrt{1 + \frac{eE}{x \cdot e \varphi_i} e^{-xb'}} - 1} - 2 \sqrt{1 + \frac{eE}{x e \cdot \varphi_i} e^{-xb''}} \right]. \quad (20')$$

В уравнениях (18'), (19') и (20') необходимо учесть, что $2(b' - a')\sqrt{2me\varphi_i} = 2\pi h^*(N_{i0} + \gamma_{i0})$, где N_{i0} — число невозмущенных квантовых уровней энергии. Так как для металлов $\kappa = 10^8 \text{ см}^{-1}$, то при макроскопической толщине металлического слоя $\kappa \cdot b'' \gg 1$ и $\exp(-\kappa \cdot b'') \ll 1$. Поэтому в выражении (20') можно сделать упрощения, после которых получим

$$\pi h^*(N_x + \gamma_x) = \frac{\sqrt{2me\varphi_i}}{\kappa} \left[b''\kappa + 2 \sqrt{1 + \frac{eE}{\kappa e \cdot \varphi_i}} + 2 \ln 2 - 2 - 2 \ln \left(\sqrt{1 + \frac{Eh}{\kappa e \cdot \varphi_i}} + 1 \right) \right]. \quad (21)$$

При $E=0$ выражение (21) можно привести к виду

$$\pi h^*(N_{x0} + \gamma_{x0}) = b'' \sqrt{2me \cdot \varphi_i}. \quad (22)$$

Согласно правилу квантования Бора-Зоммерфельда γ_{x0} должно быть равно $1/2$. С учетом (22) выражение (21) примет вид:

$$\pi h^* \left(N_x - N_{x0} - \frac{1}{2} + \gamma_x \right) = \frac{2}{\kappa} \sqrt{2me \cdot \varphi_i} \left[\ln 2 - 1 + \sqrt{1 + \frac{eE}{\kappa e \varphi_i}} - \ln \left(\sqrt{1 + \frac{eE}{\kappa e \cdot \varphi_i}} + 1 \right) \right]. \quad (21')$$

Оценим правую часть выражения (11) при граничной для квазиклассического приближения напряженности поля, то есть $\frac{eE}{\kappa} = e\varphi_i$

$$\pi h^* \left(N_x - N_{x0} - \frac{1}{2} + \gamma_x \right) = 0,46 \frac{\sqrt{2me \cdot \varphi_i}}{\kappa}. \quad (23)$$

Найдем из выражения (22) значения N_x и γ_x при $e\varphi_i = 5 \text{ эВ}$

$$N_x - N_{x0} - \frac{1}{2} + \gamma_x = 0,146. \quad (24)$$

Так как N_x и N_{x0} целые числа, а $\gamma_x < 1$, то

$$N_x = N_{x0}, \text{ а } \gamma_x = 0,646.$$

Итак, анализ волновых свойств электронов металла в квазиклассическом приближении показал, что число квантовых уровней энергии не изменилось при наличии внешнего поля, в то время как N_y и N_z изменяются в соответствии с выражениями (18) и (19). Поэтому, хотя поверхность постоянной энергии (в состоянии равновесия при 0°К) остается сферической в пространстве импульсов, фазовый объем в пространстве

импульсов не будет объемом сферы радиуса P_1 . Он будет определяться разностью между объемом сферы радиуса P_1 и объемом двух шаровых сегментов с высотой $(P_1 - P_0)$. Этот объем равен

$$\tau_1 = \frac{4}{3} \pi P_0 [P_0^2 + 3m\Delta\varphi(x)]. \quad (25)$$

В этом случае распределение электронов в силовом поле будет иметь вид

$$n(x) = \frac{8\pi}{3h^{*3}} P_0 [P_0^2 + 3m\Delta\varphi(x)], \quad (26)$$

а с учетом (6)

$$n(x) = n_0 + \frac{m\Delta\varphi(x)}{\pi h^{*2}} \left(\frac{3n_0}{\pi} \right)^{1/3}. \quad (27)$$

Выражение (27) совпадает с приближенным равенством (10), и, следовательно, подстановка (27) в уравнение Пуассона дает решение (13). Это решение ограничено только условием применимости квазиклассического приближения. В нашем случае выражение (13) без ограничений (9), накладываемых на напряженность электрического поля в теории Томаса-Ферми, применено в качестве пробного потенциала для анализа волновых свойств электронов.

Полученные в результате этого анализа квантовые уровни энергии в поле пробивного потенциала позволили найти выражения для распределения заряда и потенциала, совпадающие с выражениями (10) и (13), которые в теории Томаса-Ферми справедливы только для слабых полей. Именно совпадение пробного и полученного потенциалов в методе последовательных приближений позволяет считать решение задачи законченным.

При учете влияния проникновения поля в металл на эмиссию электронов в жидкость кроме условий (14), (15) необходимо использовать условие $E < \frac{W_0}{e} x$.

ДААННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ

Т а б л и ц а 23

Жидкость	Тип промежутка	κ_1	κ_2	κ_3	κ_4
Трансформаторное масло	С—С	0,500	0,317	—0,409	0,029
	—О+П	0,41	0,49	—0,353	0,01
	+О—П	0,37	0,316	—0,349	0,042
Дистиллированная вода	С—С	0,278	0,818	—0,362	0,221
	—О+П	0,649	0,462	—0,216	0,06
	+О—П	0,690	0,848	—0,153	0,088
Глицерин	С—С	0,25	0,50	—0,448	0,079
	—О+П	0,67	0,319	—0,109	0,319
	+О—П	0,529	0,353	—0,239	0,043
Касторовое масло	С—С	0,381	0,35	—0,414	0,023
	—О+П	0,214	0,37	—0,438	0,108
	+О—П	0,228	0,385	—0,333	0,077

Таблица 24

Жидкость	α		β		γ		δ		λ		φ		ψ		A, кВ/мкс
	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-	
Трансформ. масло	0	6,28	25,5	11,2	55	64	5	5,63	1	0,932	0,27	0,227	0,7	1	3—150
		6,28	25,5	11,2	55	64	5	6,61	1	0,417	0,27	0	0,7	0	150÷600
Этиловый спирт	0	0	22	18,2	28	37,3	6,3	6,3	0,558	0,578	0,25	0,364	1	1	0,4—10
	0	0	22	18,2	28	37,3	3,4	2,54	0,57	0,655	0	0	0	0	10—600
Очищенная вода ($\rho=3 \cdot 10^5$ Ом·см)	0	0	19,5	41	18,2	56,4	0,785	13,2	0,827	0,51	0,205	0,0664	1	1	10—600 6÷600

Трансформаторное масло				
А, кВ/мкс	В		С	
	+С—П	—С+П	+С—П	—С+П
3	67,2	70,8	10,6	13,6
6	74,8	—	17	—
10	80,5	81,5	18,3	28,6
30	92,7	—	38	—
50	—	101,2	—	47,5
60	100,2	—	48,7	—
100	106	111,5	56	50
200	113,6	123	65,2	60,5
400	121,3	135,6	72	78,5
600	125,6	143,3	75,5	—

Этиловый спирт				
0,3	16,5	—	2,76	—
0,4	—	30	—	3,25
0,6	23,13	—	5,15	—
1	28	37,3	6,3	6,3
3	38,5	—	10,2	—
5	43,4	50	11,7	10,6
10	50	55,5	12,8	11,7
20	56,6	—	18,8	—
50	—	68,3	—	32,7
60	67,1	—	35	—
100	72	73,7	47	51,8
200	78,6	79	69,5	81,4
400	85,2	84,6	103	128

Очищенная вода				
0,4	—	40	—	6,46
1	—	56	—	13,2
5	—	85,1	—	27,8
6	33,4	—	3,35	—
10	37,7	97,4	5,03	36,7
20	43,6	—	8,6	—
50	—	126	—	62,5
60	52,8	—	20	—
100	57,2	138,4	29,4	75
200	63	150,7	49	87,1
400	69	163	88	100
600	72,2	170	108	106

Таблица 26

Жидкие диэлектрики	Коэффициенты	Твердые диэлектрики		
		полиэтилен	орг. стекло	фторопласт
Дистиллированная вода	k_1	0,648	0,314	0,482
	k_2	0,662	0,709	0,847
	k_3	-0,044	-0,219	-0,14
	k_4	0,036	0,06	0,137
Глицерин	k_1	0,408	0,340	0,428
	k_2	0,616	0,75	0,772
	k_3	-0,148	-0,209	-0,191
	k_4	0,0214	0,08	0,18
Трансформаторное масло (поле с преоблад. тангенц. составл.)	k_1	0,288	0,199	0,308
	k_2	0,466	0,653	0,490
	k_3	-0,387	-0,439	-0,347
	k_4	0,049	0,193	0,067
Трансформ. масло (поле с преоблад. нормальн. составл.)	k_1	0,153	0,166	0,434
	k_2	0,495	0,66	0,512
	k_3	-0,438	-0,404	-0,239
	k_4	0,072	0,121	0,068

Таблица 27

		k_1	k_2	k_3	k_4
Полиэтилен	-О +П	0,29	0,94	-0,357	0
	+О -П	0,33	0,615	-0,226	0,137
Органическое стекло	-О +П	0,23	0,65	-0,402	0,105
	+О -П	0,57	0,3	-0,139	0,017
Фторопласт	-О +П	0,157	0,567	-0,348	0,073
	+О -П	0,28	0,475	-0,244	0,02
Винипласт	-О +П	0,30	0,482	-0,219	0,017
	+О -П	0,427	0,406	-0,138	0,022

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

**ПРИМЕР РАСЧЕТА ИЗОЛЯЦИОННОЙ КОНСТРУКЦИИ,
ПОДВЕРГАЮЩЕЙСЯ ВОЗДЕЙСТВИЮ ИМПУЛЬСОВ
НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ**

В соответствии с общепринятой методикой, выбор и расчет изоляции начинается с согласования ее разрядных характеристик с воздействующими напряжениями, т.е. с выбора испытательной напряженности ($E_{исп}$). В высоковольтных наносекундных устройствах, не подвергающихся воздействию

внешних перенапряжений и практически не подвергающихся воздействию внутренних перенапряжений, $E_{исп}$ должна быть согласована с максимальной рабочей напряженностью ($E_{раб\ max}$). Согласование между $E_{исп}$ и $E_{пр}$ можно производить с помощью коэффициента согласования (K_c).

$$E_{пр} \geq E_{исп} \cdot K_c. \quad (28)$$

Учитывая снижение электрической прочности твердой изоляции при многократных воздействиях напряжения, задача выбора рабочей напряженности включает определение допустимых значений напряженности $E_{исп}$ при однократных и E_{∞} при многократных воздействиях импульсов напряжения.

Исследование E_{∞} образцов полиэтилена (§ 5-VI), а также испытания отрезка коаксиальной линии проведены при E , близких к $E_{исп}$ и $E_{раб.\ max}$, рассчитанных по одноимпульсной $E_{пр}$. Установлено, что твердая изоляция при таких напряженностях выдерживает от нескольких сотен до нескольких сотен тысяч импульсов. Поэтому на основании измеренных значений средних квадратических отклонений времен разряда* (σ_t %), достигающих 50% в однородном поле, $K_c = 2$. В резко неоднородном поле $\sigma_t \leq 30\%$ и $K_c = 1,88$. При таких значениях K_c с надежностью 0,997 в изоляции будут отсутствовать пробой.

С учетом коэффициента запаса по электрической прочности

$$E_{исп} = K_{зап} \cdot E_{раб\ max}. \quad (29)$$

$K_{зап}$ примем равным 1,1, понимая под ним коэффициент, учитывающий ошибки расчета и экспериментального определения измеряемых величин.

В дальнейшем необходимо согласовать разрядные характеристики элементов изоляционной конструкции между собой. Решение этой статистической задачи дает соотношение между характеристиками защитного (σ_1, t_1) и защищаемого (σ_2, t_2) промежутков в виде:

$$t_2 = t_1 + a \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}, \quad (30)$$

где a имеет значения 1,28; 2,3; 3,1, соответственно для надежностей 0,9; 0,99; 0,999.

Используя экспериментальные данные, рассмотрим числовой пример. Изоляционная конструкция представляет собой параллельную комбинацию +О—П в масле (d_1) и опорного изолятора из органического стекла (d_2). Известны $E_{исп} = 0,64$ МВ/см, $d_1 = 0,3$ см, $t_1 = 10$ нс,

* Исходя из методических соображений измерялся разброс времен разряда, а не пробивных напряжений.

$\sigma_1=5$ нс и $\sigma_2=7,5$ нс (σ_2 выбираем ориентировочно для $t > 15$ нс). Требуется определить величину d_2 при условии, что промежуток d_2 будет защищаться с надежностью 0,999. По формуле (28) найдем пробивную напряженность промежутка.

$E_{пр_1} = 0,64 \cdot 1,88 = 1,2$ МВ/см. Из (30) находим величину t_2

$$t_2 = 10 + 3,1 \sqrt{25 + 56,25} = 38 \text{ нс.}$$

Для t_2 согласно (1-6) $E_{пр_2} = 0,65$ МВ/см.

Варьируя величину d_2 , находим значение $E'_{пр_2}$, которое должно быть $\leq E_{пр_2}$. Величина $E'_{пр_2}$ находится для экспозиции напряжения $t_1=10$ нс. В нашем случае $d_2=0,9$ см.

ПРИЛОЖЕНИЕ 5

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЯ КОАКСИАЛЬНОЙ ФОРМИРУЮЩЕЙ ЛИНИИ

Таблица 28

Материал	Форма шайбы	U, кВ	Число импульсов	Результат
Фторопласт	прямая	150	150000	целый
		155	150000	целый
	вогнутая	140	150000	целый
		155	500	пробит
	конусная	140	150000	целый
		155	620	перекрыт
		155	64Q	пробит
	ступенька	140	150000	целый
		155	106	пробит
		155	620	пробит
		155	640	пробит
	Полиэтилен	прямая	140	150000
155			150000	целый
165			3726	пробит
вогнутая		140	150000	целый
		155	150000	целый
		165	150000	целый
конусная		140	150000	целый
		155	106050	пробит
		165	150000	целый
ступенька		140	150000	целый
		155	150000	целый

Органическое стекло	прямая	140	150000	целый
		155	150000	целый
		165	490	пробит
	вогнутая	140	150000	целый
		155	80500	пробит
		165	150000	целый
	конусная	165	12163	пробит
		140	150000	целый
		155	150000	целый
	ступенька	165	12120	пробит
		140	150000	целый
		155	28230	пробит
	165	630	перекрыт	

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамян Е. А., Корнилов В. А., Лагунов В. М., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И. ДАН СССР, т. 201, № 1, 1971, 56.
2. Адамчевский И. Электрическая проводимость жидких диэлектриков. Л., «Энергия», 1972.
3. Акопян А. А., Ларионов В. П., Торосян А. С. «Электричество», 1958, № 6.
4. Аксенов И. И., Бочаров В. К., Смирнов С. А. ЖТФ, т. 38, в. 10, 1968.
5. Александрова А. П., Вальтер А. Ф., Вул Б. М., Гутин С. С., Гольдман И. М., Закгейм Л. И. Физика диэлектриков. М.—Л., ГТТИ, 1932.
6. Александров Г. Н. ЖТФ, т. 35, в. 7, 1965.
7. Алхимов А. П., Воробьев В. В., Клишкин В. Ф., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И. ДАН СССР, т. 194, № 5, 1970.
8. Андреев Д. И. Органический синтез в электрических разрядах. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1953.
9. Арсентьев В. В. Канд. диссертация. Ростов-на-Дону. 1966.
10. Ауслендер В. Л., Ильин О. Г., Шендерович А. М. ПТЭ, № 2, 1963.
11. Багин В. В. Канд. диссертация. Томск, 1970.
12. Багин В. В., Воробьев А. А., Лопатин В. В., Ушаков В. Я. В сб.: «Электрофизическая аппаратура и электрическая изоляция». М., «Энергия», 1970.
13. Багин В. В., Ушаков В. Я. «Электричество», 1972, № 4, 76.
14. Базелян Э. М. ЖТФ, т. 35, в. 3, 1964.
15. Базелян Э. М., Браго Е. Н., Стекольников И. С. ДАН СССР, т. 133, № 3, 1960; ЖТФ т. 32, в. 8, 1962.
16. Балыгин И. Е. Электрическая прочность жидких диэлектриков. Л., «Энергия», 1964.
17. Балыгин И. Е. ЖТФ, т. 24, в. 2, 1954; ЖТФ, т. 29, в. 5, 1955.
18. Богородицкий Н. П., Пасынков В. В., Тареев Б. М. Электротехнические материалы. М., Госэнергоиздат, 1961.
19. Браго Е. Н. Передовой научно-технический опыт. ВИНТИ. АН СССР, № П-62-15/1, 1962.

20. Бродская Б., Эйскоп Р., Паю А. Изв. АН ЭССР. Химия, геология, № 3, 1968, 17.
21. Бугаев С. П., Искольдский А. М., Месяц Г. А. ЖТФ, т. 37, в. 7, 1967.
22. Бугаев С. П., Искольдский А. М., Месяц Г. А., Прокуроровский Д. И. ЖТФ, т. 37, в. 12, 1967, 2206.
23. Бугаев С. П., Месяц Г. А. В сб.: «Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов». Новосибирск, «Наука», 1974.
24. Бутенко В. А. Канд. диссертация. Томск, 1972.
25. Бутенко В. А., Кузнецов Ю. И., Горбин Н. М. В сб.: «Электрофизическая аппаратура и электрическая изоляция», М., «Энергия», 1970, 318.
26. Бутенко В. А., Ушаков В. Я. Известия вузов, Энергетика, № 1, 1973.
27. Бутслов М. М., Завойский Е. К., Фанченко С. Д. «Оптико-механическая промышленность», 1972, № 8.
28. Важов В. Ф., Дмитревский В. С. «Электричество», 1970, № 5.
29. Вальтер А. Ф., Инге Л. Л. ЖТФ, т. 4, в. 9, 1934.
30. Веденеев В. И. и др. Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродство к электрону. М., Изд-во АН СССР, 1969.
31. Вершинин Ю. Н., Лимасов А. И. В сб.: «Электрофизические и высоковольтные характеристики эпоксидных компаундов». Новосибирск, «Наука», 1967.
32. Вершинин Ю. В. Электрический пробой твердых диэлектриков. Новосибирск, «Наука», 1968.
33. Вейнберг А. К. ДАН, т. 169, № 3, 1966.
34. Волкова Г. А., Зингерман А. С., Исакова Р. Б., Мороз И. И. «Физика и химия обработки материалов», 1970, № 1.
35. Волькенштейн Ф. Ф. Пробой жидких диэлектриков. ОНТИ, 1934.
36. Воробьев А. А., Багин В. В., Ушаков В. Я. Тезисы докладов и сообщений «Всесоюзной научно-технической конференции по вопросам создания и методам испытания высоковольтной физической аппаратуры». Томск, 1967, 70.
37. Воробьев А. А., Воробьев Г. А. Электрический пробой и разрушение диэлектриков. М., «Высшая школа», 1966.
38. Воробьев А. А., Воробьев Г. А., Кострыгин В. А. ЖТФ, т. 31, в. 9, 1961; Изв. АН СССР, Энергетика и автоматика, № 4, 1962.
39. Воробьев А. А., Калганов А. Ф. ЖФХ, т. 29, в. 11, 1955.
40. Воробьев А. А., Рюмин В. В., Семкин Б. В., Семкина О. П., Ушаков В. Я. «Электронная обработка материалов», 1971, № 3.
41. Воробьев А. А., Тонконогов М. П., Векслер В. А. Изв. вузов, Физика, № 5, 1967, 27.
42. Воробьев А. А., Тонконогов М. П., Фоминых Ф. Д. Изв. вузов, Физика, № 7, 1968, 103.

43. Воробьев А. А., Ушаков В. Я. Авторское свидетельство № 378966 с приоритетом от 13/VII 1971.
44. Воробьев А. А., Ушаков В. Я., Семкина О. П. «Электронная обработка материалов», 1969, № 3.
45. Воробьев Г. А. ЖЭТФ, в. 6, 1954, 764.
46. Воробьев Г. А., Месяц Г. А. Техника формирования высоковольтных наносекундных импульсов. Атомиздат, 1959.
47. Воробьев Г. А., Руденко Н. С. ПТЭ, № 1, 1965, 109.
48. Воробьев Г. А., Руденко Н. С., Багин В. В., Цветков В. И. ПТЭ, 1968, № 1, 126.
49. Воробьев В. В., Искольдский А. М. ЖТФ, т. 36, в. 11, 1966, 2095.
50. Гачечиладзе И. А., Кешишев К. О., Шальников А. И. Письма в ЖЭТФ, т. 12, № 5, 1970, 231.
51. Грейсх М. А., Кучинский Г. С., Каплан Д. А., Мессерман Г. Т. Бумажно-масляная изоляция в высоковольтных конструкциях. Под ред. Кучинского Г. С. М.—Л., ГЭИ, 1963.
52. Гринберг Г. А., Конторович М. И., Лебедев Н. Н. ЖТФ, т. 19, 1940, 199.
53. Дашук П. Н., Емельянов А. С., Иванова Т. А. Изв. вузов, Физика, № 2, 1968.
54. Дашук П. Н., Зайенц С. Л., Комельков В. С., Кучинский Г. С., Николаевская Н. Н., Шкуропат П. Н., Шнеерсон Г. А. Техника больших импульсных токов и магнитных полей. Под ред. Комелькова В. С. М., Атомиздат, 1970.
55. Делекторский Г. П. «Вестник электропромышленности», № 1, 1963.
56. Дмитриевский В. С. Расчет электрической изоляции. Томск, 1971.
57. Дмитриевский В. С., Лхамажаров В. А. Изв. вузов. Энергетика, № 1, 1971.
58. Дмитриевский В. С., Лхамажаров В. А., Меркулов В. И., Графов В. Ф. Изв. вузов, Физика, № 7, 1970.
59. Дмитриевский В. С., Куртенок Г. Е. Тезисы докл. Всесоюзного семинара по иониз. разрушению, короност. и электр. прочн. орган. высоковольт. изол. радиоэлектр. и электрооборуд. Киев, 1969.
60. Дмитриевский В. С., Меркулов В. И. Изв. вузов, Физика, № 1, 1971, 49.
61. Добжинский М. С., Вершинин Ю. Н. В сб.: «Пробой диэлектриков и полупроводников». М., «Энергия», 1964, 192.
62. Долгошеин Б. А. Докт. диссертация, М., 1970.
63. Загороднов О. Г., Болотин Л. И., Магда И. И., Гадецкий Н. П., Беляев В. И., Ткач Ю. В. ПТЭ, 1970, № 5.
64. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, т. 12, в. 11—12, 1942.
65. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
66. Ильченко Н. С. Изв. вузов, Энергетика, № 5, 1960.

67. Иоссель Ю. Я., Коганов Э. С., Струнский М. Г. Расчет электрической емкости. «Энергия», 1969.
68. Искольдский А. М., Капитонов В. А., Лагунов В. М., Нестерихин Ю. Е., Понуров В. Н., Потемкин Г. А., Федоров В. М. В сб.: «Электрофизическая аппаратура и электрическая изоляция», 17, М., «Энергия», 1970.
69. Каляцкий И. И., Кривко В. В. В сб.: «Пробой диэлектриков и полупроводников». М., «Энергия», 1967, 249.
70. Каляцкий И. И., Панин В. Ф. Изв. вузов, Энергетика, № 6, 22, 1966.
71. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
72. Карцев Г. К., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И., Ротштейн В. П., Фурсей Г. Н. ДАН СССР, т. 192, № 4, 1970, 309.
73. Клишкин В. Ф., Пономаренко А. Г. В сб.: «Современное состояние и персп. высокоскоростной фотогр. и кинематографии и метрологии быстропотек. процессов». М., 1972, 168.
74. Ким С. В. Канд. диссертация. Караганда, 1972.
75. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А. ДАН СССР, т. 191, № 76, 1970.
76. Комельков В. С. ДАН СССР, т. 47, № 4, 1945.
77. Комельков В. С. ЖТФ, т. 31, в. 8, 1961.
78. Комельков В. С. Изв. АН СССР, № 8, 1947; Изв. АН СССР, № 6, 1950, 851.
79. Комельков В. С., Лифшиц А. М. Изв. АН СССР, ОТН, № 10, 1950, 1943.
80. Коршунов Г. С., Киселев Г. А., Фортес Ю. Б. ЭОМ, № 4, 1969, 41; ЭОМ, № 1, 1971, 40.
81. Коршунов Г. С., Руденко Н. С., Цветков В. И. ЖТФ, т. 34, в. 8. 1969, 1430.
82. Костенко М. В. Проблемы создания электропередач предельно высоких напряжений переменного и постоянного тока. Научн. Совет по теоретич. и электрофизич. проблемам электроэнергетики. Л., 1969.
83. Койков С. Н., Цикин А. Н. Электрическое старение твердых диэлектриков. М., «Энергия», 1968.
84. Кужекин И. П. Канд. диссертация. М., 1967; ЖТФ, т. 36, в. 12, 1966; Труды МЭИ, в. 70, 1968.
85. Кужекин И. П. Доклады научно-техн. конф. по итогам научно-иссл. работ за 1968-69. М., МЭИ, 1969.
86. Кужекин И. П., Нерсесян А. А. Докл. научно-техн. конфер. по итогам НИР за 1968-69. МЭИ, 95, М., 1969.
87. Кузьмин Д. В. Изв. вузов, Физика, № 12, 1968, 136.
88. Кучинский Г. С. ЖТФ, т. 36, в. 7, 1966; Изв. ЛЭТИ, в. 57, ч. III, 1966.
89. Ковальчук Б. М., Месяц Г. А., Поталицын Ю. Ф. ПТЭ, 1968, № 6.
90. Кубо Р. Статистическая механика. М., «Мир», 1967.

91. Кэй Д., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных. М., 1962.
92. Лагунов В. М. Канд. диссертация. Новосибирск, 1969.
93. Лазаренко Б. Р., Факторович А. А., Белкин П. Н. ЭОМ, № 5, 1970.
94. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика, М., «Наука», 1967.
95. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., ГИФМЛ, 1963.
96. Ларионов В. П. В сб.: «Пробой диэлектриков и полупроводников», 54, М., «Энергия», 1964.
97. Лёб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. ГИТТЛ, 1950.
98. Левшин В. Л. Фотолюминесценция жидких и твердых веществ. ГИТТЛ, 1951.
99. Лимасов А. И., Чепиков А. Т. Изв. СО АН СССР, № 8, 1962, 22.
100. Липштейн Р. А., Шахнович М. И. Трансформаторное масло. М., «Энергия», 1968.
101. Литвинов Е. А. Канд. диссертация. Томск, 1972.
102. Лопатин В. В. Канд. диссертация, Томск, 1972.
103. Лопатин В. В., Ушаков В. Я. ПТЭ, № 1, 1972, 144.
104. Льюис И., Уэльс Ф. Миллимикросекундная импульсная техника, М., И. Л. 1956.
105. Льюис Т. В кн.: «Прогресс в области диэлектриков», ч. I, (ред. Беркс Дж, Шульман Дж.). Госэнергоиздат, 1962.
106. Мельников Н. П., Остроумов Г. А., Стояк М. Ю. ЖТФ, т. 34, в. 4, 1964.
107. Мельников Н. П., Остроумов Г. А., Стояк М. Ю. В сб.: «Пробой диэлектриков и полупроводников». М., «Энергия», 1964.
108. Мельников Н. П., Остроумов Г. А., Штейнберг А. А. ДАН СССР, т. 147, № 4, 1962.
109. Месяц Г. А., Бычков Ю. И. ЖТФ, т. 37, в. 9, 1967.
110. Месяц Г. А., Воробьев Г. А. Изв. вузов, Физика, № 3, 1962.
111. Месяц Г. А., Насибов А. С., Кремнев В. В. Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения. М., «Энергия», 1970.
112. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Изв. вузов, Физика, № 1, 1968.
113. Мицкевич П. К., Протопопов А. А. Электрохимия, т. 1, в. 10, 1965, 1187.
114. Мищенко К. П., Равдель А. А. (ред.) Краткий справочник физико-химических величин. М., «Химия», 1967.
115. Муратов В. М., Пельцман С. С., Семкина О. П., Ушаков В. Я. В сб.: «Электрофизическая аппаратура и электрическая изоляция», М., «Энергия», 1970. 318.
116. Нагорный Э. М. и др. УФН, 67, 1959, 265.
117. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде (гидродинамическое описание). М., «Наука», 1971.

118. Нестерихин Ю. Е., Солоухин Р. И. Методы скоростных измерений в газодинамике плазмы. «Наука», 1967.
119. Никольский В. П. (ред.) Справочник химика. М.—Л., 1962.
120. Никурадзе А. Жидкие диэлектрики. ОНТИ, 1936.
121. Обухов В. И. Изв. вузов, Физика, № 4, 1958, 70.
122. Панов А. В., Мравян Л. А. Вопросы трансформаторостроения. Труды ВЭИ, в. 31, 1938, 129.
123. Паулинг Л. Природа химической связи. Госхимиздат, 1947.
124. Печерский О. П., Сидорук А. М., Тарасов В. Д., Цукерман В. А. ДАН СССР, т. 192, № 6, 1970, 1266.
125. Пик Ф. Диэлектрические явления в технике высоких напряжений. ОНТИ, 1934.
126. Пузырьковые камеры. Под ред. Делане Н. Б. Атомиздат, 1964.
127. Райзер Ю. П. (ред.) Действие лазерного излучения. Сб. статей, М., «Мир», 1968.
128. Рёттер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М., «Мир», 1968.
129. Руденко Н. С., Цветков В. И. ЖТФ, т. 35, в. 10, 1965.
130. Семкина О. П. Канд. диссертация. Томск, 1970.
131. Сидякин А. В. ЖЭТФ, т. 58, в. 2, 1970.
132. Сканави Г. И. Физика диэлектриков (область сильных полей), М.—Л., ГИФ, 1958.
133. Скрилов В. П. Метастабильная жидкость. М., «Наука», 1972.
134. Станкевич Ю. Л., Калинин В. Г. ЖТФ, т. 39, в. 7, 1969.
135. Стекольников И. С. Природа длинной искры. М., Изд-во АН СССР, 1960.
136. Стекольников И. С., Ушаков В. Я. ЖТФ, т. 35, в. 9, 1965, 1093.
137. Стояк М. Ю. ЭОМ, № 4, 1966.
138. Тарасов В. Д., Балакин В. А., Печерский О. П. ЖТФ, т. XLI, в. 8, 1971.
139. Тонконогов М. П., Ким С. В., Ушаков В. Я. ЭОМ, № 5, 1970, 20; ЭОМ, № 6, 1970, 35.
140. Тонконогов М. П., Ким С. В., Ушаков В. Я. Изв. вузов. Физика, № 1, 34, 1970; Изв. вузов, Физика, № 3, 1972, 59.
141. Трофимова Н. Б. В сб.: «Пробой диэлектриков и полупроводников», 219. М., «Энергия», 1964.
142. Ушаков В. Я. Канд. диссертация. Томск, 1965.
143. Ушаков В. Я. В сб.: «Пробой диэлектриков и полупроводников», М., «Энергия», 1964, 207.
144. Ушаков В. Я. Изв. Томского политехн. ин-та, т. 130, 1965, 134.
145. Ушаков В. Я. ЖТФ, т. 35, в. 10, 1965, 1844.
146. Ушаков В. Я. Изв. Томского политехн. ин-та, т. 139, 1966.
147. Ушаков В. Я. Изв. вузов, Энергетика, № 1, 1966, 15.
148. Ушаков В. Я. В сб.: «Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов». Ред. Месяц Г. А. Н., «Наука», 1974.
149. Ушаков В. Я., Багин В. В. «Электричество», 1972, № 11.
150. Ушаков В. Я., Багин В. В. ЭОМ, № 6, 1968.

151. Ушаков В. Я. В кн.: «Импульсный электрический пробой и разрушение диэлектриков и горных пород». Томск, изд-во ТГУ, 1970.
152. Ушаков В. Я. Изв. Томского политехн. ин-та, т. 180, 1971, 57.
153. Ушаков В. Я., Муратов В. М. Изв. вузов, Физика, № 11, 1972.
154. Ушаков В. Я., Торбин Н. М. В сб.: «Пробой диэлектриков и полупроводников», 227. М., «Энергия», 1964.
155. Ушаков В. Я., Семкина О. П., Рюмин В. В., Лопатин В. В. ЭОМ, № 2, 1972.
156. Ушаков В. Я., Лопатин В. В., Багин В. В. Изв. вузов, Физика, № 4, 1969.
157. Ушаков В. Я. Изв. вузов, Физика, № 4, 1966, 96.
158. Рухадзе А. А. и др. В сб.: «Электрический взрыв проводников» (Под ред. Рухадзе А. А.). М., «Мир», 1967.
159. Франц В. Пробой диэлектриков. М., ИЛ, 1961.
160. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей, т. 1. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1959.
161. Харнед Г., Оуэн Б. Физическая химия растворов электролитов. М., ИЛ, 1952.
162. Чепиков А. Т., Семкин Б. В., Миронов А. М. Изв. Томского политехн. ин-та, т. 149, 1966.
163. Шеррер В. В. сб.: «Взрывающиеся проволочки». (Под ред. Рухадзе А. А.) т. 1. М., ИЛ, 1963, 109.
164. Шилван А. А. ТВН. Труды ЛПИ, № 1, 1954.
165. Шкуропат П. И. ЖТФ, т. 39, 1256, 1969; ЖТФ, т. 62, в. 10, 1972, 2115.
166. Шульце Г. Металлофизика. М., «Мир», 1971.
167. Эрглис Г. Э. ПТЭ, № 3, 1969, 5.
168. Anderson I. G., Liao T. W. AIEE Trans., 74, 1, 1955.
169. Baber W. J., Hasse H. R. Proc. Camb. Phys. Soc., 31, 564, 1934.
170. Basseches H., Barnes M. W. Industr. Engng. Chem., 50, 959, 1958.
171. Beddow A. J., Brignell J. E. Electr. Lett., 2,4, 1966.
172. Beker E., Boltz H. A. Phys. Rev., 51, 4, 1937.
173. Blaisse R. S., Goldschwartz J. M., Slagter P. C. „Cryog.“, 10, 2, 163, 1970.
174. Block J., Burton J., Frame J., Hammer D., Kolb A. C., Levine L. S., Lupton W. H., Oliphant W. F., Schipman J. D., Vitkovitsky I. M. Presented at the Elev. Sympos. on Electron, Ion and Laser Beam Technology (Boulder, Colorado). May, 1971.
175. Boylett F. D., Edwards H. G., Williams B. G. Nature, 207, 5001, 1085, 1965.
176. Bragg J. K., Sharbaugh A. H., Crowe R. W., J. Appl. Phys., 25, 3, 382, 1954.
177. Briere G. V. Brit. J. Appl. Phys., 4, 413, 1964.
178. Brignell J. E., House H. Nature, 206, 4989, 1965.
179. Burawou O. Arch. Elektrot., 16, 3, 205, 1926.

180. Chadband W. G., Coelho R., Debeau J. *J. Phys.*, D4, 4, 539, 1971.
181. Chadband W. G., Wright G. T. *Brit. J. Appl. Phys.*, 16, 3, 1965.
182. Chond P., Sugimoto T., Jnuishi J. *J. Phys. Soc. Japan*, 15, 6, 1137, 1960; *Electrotechn. J. Japan*, 7, 4, 153, 1962.
183. Cohen M. H., Lekner J. *Phys. Rev.*, 158, 305, 1967.
184. Condon J. J. In the Record of the X Symposium on Electron, Ion and Laser Beam Technol., L. Marton Ed. (San Francisco Press), p. 131, 1969.
185. Crowe R. W. *J. Appl. Phys.*, 27, 156, 1956.
186. Crowe R. W., Sharbaugh A. H., Bragg J. K. *J. Appl. Phys.*, 25, 1480, 1954.
187. Dakin T. W., Berg D. *Nature, London*, 184, 120, 1959.
188. Dakin T. W., Swiss J., Berg D., Olyphant M. *Insulation (USA)*, 12, 2, 22, 1966.
189. Davis H. T., Rice S. A., Meyer L. *J. Chem. Phys.*, 37, 2470, 1962.
190. Dey T. H., Lewis T. J. *Brit. J. Appl. Phys.*, 8, 1019, 1968.
191. Dornie R. W. *Industr. Engng. Chem.*, 32, 1529, 1940.
192. Dyke W. P., Trolan J. K., Martin E. E. *Phys. Rev.*, 91, N. 5, 1054, 1953.
193. Edwards W. D. *Canad. J. Phys.*, 29, 310, 1951.
194. Essex V., Secker P. E. *Brit. J. Appl. Phys.*, 2, 1, 1968.
195. Farazmand B. *Brit. J. Appl. Phys.*, 12, 256, 1961.
196. Felsentahl P. *J. Appl. Phys.*, 10, 1966.
197. Forster E. O. *J. Chem. Phys.*, 40, 1, 91, 1964.
198. Fourie R. *Bull. Dir. etud. et rech.*, B, 1, 53, 1970.
199. Gallagher T. J. *Collog. int. CNRS, Grenoble*, 1968.
200. Gauster W. B. *Ost. Ingr. Arch.*, 10, 2—3, 1956.
201. Goodwin D. W., Macfadyen K. A. *Proc. Phys. Soc.*, 66, 2, 398, 1953.
202. Green W. B. *J. Appl. Phys.*, 27, 921, 1956.
203. Growski O., Liwo J., Piatkowska J. *Collog. int. CNRS, Grenoble*, 1968.
204. Hakim S. S., Higham J. B. *Nature*, 189, 996, 1961.
205. Halpern B., Gomer R. *J. Chem. Phys.*, 43, 1069, 1956; *J. Chem. Phys.*, 51, 1031, 1969.
206. Handler J. S. *J. Chem. Phys.*, 23, 1977, 1955.
207. Hart J., Mungall A. G. *AIEE Trans.*, 3, 34, 1295, 1958.
208. Hauschild W. *Elektrie*, N. 7, 244, 1970.
209. Henson B. L. *Phys. Rev.*, 135, 4A, 1002, 1964.
210. Hesketh T. R., Lewis T. J. *J. Phys.*, D2, 4, 557, 1969
211. Hippel A. *J. Appl. Phys.*, 8, 815, 1937.
212. Hause H. *Proc. Phys. Soc.*, 70, 913, 1957.
213. Hugh H. F. *Phys. Rev.*, 57, 10, 1940; *J. Appl. Phys.*, 10, 1948.
214. Joung D. R. *J. Appl. Phys.*, 21, 222, 1950.
215. Kalinowski J. *Collog. int. CNRS, Grenoble*, 1968.

216. Kao K. C. Conf. paper 60—84, Winter Meeting, AIEE, 1960.
217. Kao K. C., Higham J. B. J. Electrochem. Soc., 108, 522, 1951.
218. Kao K. C., Mc Math J. P. C. IEEE Trans. Electr. Insulat., 5, 3, 64, 1970.
219. Kleinheins G. Phys. Lett., A32, 2, 104, 1970.
220. Kocian P., Sobra K. Electrof. obsor., 57, 7, 362, 1967.
221. Kok J. A., Corbey M. M. G. Appl. Sci. Res., Hague. 6, 285, 1957.
222. Krasucki Z. Proc. Roy. Soc., A294, 1438, 393, 1966.
223. Le Blanc O. H. J. Chem. Phys., 30, 1443, 1959.
224. Levine J., Sanders T. M. Ph. R. Lett., 8, 59, 1962; Phys. Rev., 154, 137, 1967.
225. Levine L. S., Vitkovitsky I. M. Proc. IV Symposium on Engineering Probl. Fusion Research., Washington 1971; IEEE Trans. on Nuclear Science, NS—18, 4, 255, 1971.
226. Lewis T. J., Proc. Phys. Soc. (B), 66, 5, 401, 1953; Brit. I. Appl. Phys., 9, 1, 30, 1958.
227. Lewis T. J., Ward B. W. Proc. Roy. Soc., 269, 1337, 233, 1969.
228. Liao T. W., Anderson I. G. AIEE Trans., 72, 1, 1953.
229. Little R. P., Whitney W. T. J. Appl. Phys., 34, 8, 2430, 1963.
230. Macfarlane. Phil. Mag., 10, 389, 1880.
231. Maksiejewski J. L., Tropper H. Proc. IEE, 101, 80, 1954.
232. Maier G. Brown Boweri Mitt., 54, 7, 368, 1967.
233. Malkin M. S., Schultz H. L. Phys. Rev., 83, 1051, 1951.
234. Marolda A. J. IEEE J. Quant. Electron., GE-4, 8, 1968.
235. Martin J. C. Nanosecond Pulse Techniques. SSWA/JCM/704/49, 1971.
236. Metzmacher K. D., Brignell J. E. Collog. int. CNRS, Grenoble, 1968.
237. Metzmacher K. D., Brignell J. E. J. Appl. Phys., D, 3, 2, L5—L6, 1970.
238. Meyer L., Davis H. T., Rice S. A., Donnelly R. L. Phys. Rev., 126, 1927, 1962; J. Chem. Phys., 37, 2470, 1962.
239. Minday R. M., Schmidt L. D., Davis H. T. Phys. Rev. Lett., 26, 7, 360, 1971.
240. Morant M. J. Electrochem. Soc., 107, 671, 1960.
241. Mott N. F., Jones H. Theory of Metals and Alloys, N. Y., 1936.
242. Mulcahy M. J. IEE Int. Conf. Ocean. Environ Panama City. Fla. 1970. Dig. techn. pap., v. 1, 178, N. Y., 1970.
243. Musset E., Nikuradse A., Ulbricht R. Zeitschr. Ang. Phys., 8, 1, 1956.
244. Nagao S. J. Phys. Soc. Japan, II, 1205, 1956.
245. Nakao J., Sakamoto S. Дэнки гаккай дзасси, 87, 5, 974, 1967.
246. Neumärker G. Elektrie, 10, 1965.
247. Nikolopoulos P. ETZ-A, T-7, 7, 217, 1966.
248. Onsager L. J. Chem. Phys., 2, 599, 1934.
249. Onsager L., Fuoss R. M. J. Phys Chem., 36, 2767, 1932; 36, 2760, 1932.

250. Oudin J. M., Rerolle J., Thevenon H. Rev. electr., 4, 77, 1968.
251. Petropoulos G. M., Menemenlis Ck, Menemenlis Ph Dielectrics, 1, 2, 66,, 1963.
252. Plumly H. J. Phys. Rev., 59, 200, 1941.
253. Prestwich K. R. IEEE Nuclear Science, NS-18, 3, 493, 1971.
254. Papers of an International Colloquium „Phenomena of Conduction in Dielectrics Liquids”, CNRS, Grenoble, 1968.
255. Rodowski W. Arch. Elektr., 23, 569, 1930.
256. Samuel A. H., Halliday F. O., Keast A. K., Taimuty S. I. Science, 144, 839, 1964.
257. Sato T., Nagao S., Toriyama J. Brit. J. Appl. Phys., 7, 297, 1956.
258. Schmidt W. F., Allen A. O. J. Chem. Phys., 50, 11, 5037, 1969.
259. Schmidt W. F., Schnabel W. Zeit. Naturforschung. 26a, 1, 169, 1971.
260. Schnyders H., Rice S. A., Meyer L. Phys. Rev. Lett., 15, 5, 187, 1965; Phys. Rev., 150, 127, 1966.
261. Scharbaugh A. H., Watson P. K. Progress in Dielectrics, 201—248, 1962.
262. Shipman J. D. Proc. this Conference also NRL Memorandum Report 22, 12, March, 1971.
263. Sletten A. M. Ann. Rep. 1960, Conf. on Electr. Ins., 67, 1961.
264. Smith I., Champney P., Hatch L., Nielsen K., Shope S. IEEE of Nucl. Sci., NS-18, 3, 491, 1971.
265. Smith C. W., Galderwood J. H. Collog. int. CNRS, Grenoble, 1968.
266. Snoddy L. B., Beams J. W. Phys. Rev., 55, 9, 879, 1939.
267. Stacey F. D. Aust. J. Phys., 12, 105, 1959.
268. Standring W. G., Nughes R. C. Proc. IEE, 103A, 583, 1956; Proc. IEE, 109A, 473, 1962.
269. Swan D. W. Proc. Roy. Soc., 3, 501, 1961.
270. Swan D. W. Proc. Phys. Soc., 82, 74, 1963.
271. Swan D. W. Proc. Phys. Soc., 83, 4, 659, 1964.
272. Takeda S. S., Houser N. E., Jarnagin. J. Chem. Phys., 54, 7, 3195, 1971.
273. Taris F., Guizonnier R. Rev. Gener. Electricite, 75, 11, 1295, 1966.
274. Toeppler M. Arch. Elektr., 10, 1921; 18, 1927.
275. Torijama J., Shinohara U. Phys. Rev., 51, 8, 1937.
276. Tropper H., Zein-el-Dine, Proc. IEE, 135, 5, 1955
277. Vitkovitsky I M Repr. from Exploding Wire, 4, 35. (Plenum Press), 1968.
278. Ward B. W., Lewis T. J. Brit. J. Appl. Phys., 6, 1963.
279. Watson P. K., Sharbaugh A. H. Ann. Rep., 1957, Conf. on Electr. Ins., 1, 1958.
280. Watson P. K., Sharbaugh A. H. J. Electrochem. Soc., 107, 516, 1960.

281. Weber K. H., Endicott H. S. *Pow. App. and Syst.*, 31, 1957
282. Whitehead S. *Electrical Discharges in Liquids. Dielectric Phenomena*, 2, Chap. VIII, (London), 1928.
283. Wilson W. S. *Dissert. Yale Univ.*, 1936.
284. Wien M. *Ann. Phys.*, 83, 327, 1927; 85, 795, 1928.
285. Williams R. L. *Phys., Rev.*, 135, 4A, 1002, 1964.
286. Wollers F. *Phys. Lett.*, A31, 10, 583, 1970.
287. Yilmaz Ö. *Diss. Dokt.—Ingr. Univ. Stuttgart*, XVI, 1005, 1968.
288. Zessoules N., Brinkerhoff I., Thomas A. I. *Appl. Phys.*, 34, 7, 2010, 1963.
289. Uschakov W. I., Muratov M. M., Korotkow M. G. *XIX Internat. Wissenschaftliches Kollog.*, H. 5, s. 25—30, Ilmenau, 1974.
290. Нестерихин Ю. Е., Солоухин Р. И. *Методы скоростных измерений в газодинамике плазмы. «Наука»*, 1967.
291. *Диагностика плазмы. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда, перевод с англ. М., «Мир»*, 1967.
292. *Методы исследования плазмы. Под ред. В. Лохте-Хольтгревена, перевод с англ. М., «Мир»*, 1971.
293. Подгорный И. М. *Лекции по диагностике плазмы. Атомиздат* 1968.
294. Русанов А. А. *Современные методы исследования плазмы. М., 1968.*
295. *Высоковольтное испытательное оборудование и измерения. Под ред. А. А. Воробьева. ГЭИ*, 1960.
296. Смирнов С. Н., Терентьев П. В. *Генераторы импульсов высокого напряжения. «Энергия»*, 1964.
297. *Физика быстропотекающих процессов, т. I, III. Перевод под ред. Н. А. Златина. М., «Мир»*, 1971.
298. Фрюнгель Ф. *Импульсная техника, перевод с немецкого. М., «Энергия»*, 1965.
299. Чернетский А. В., Зиновьев О. А., Козлов А. В. *Аппаратура и методы плазменных исследований. М., 1965.*

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	6

Часть первая. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В РАЗРЯДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ

<i>Глава I.</i> Природа носителей зарядов и механизм электропроводности в жидкостях в предпробивных и пробивных полях	17
§ 1-I. Подвижность носителей зарядов	19
§ 2-I. Диссоциация в сильном электрическом поле	22
§ 3-I. Эмиссия электронов в жидкость	23
§ 4-I. Ток проводимости, обусловленный ударной ионизацией	30
§ 5-I. Импульсная высоковольтная проводимость воды и водных электролитов	32
<i>Глава II.</i> Физические процессы на стадии зажигания разряда	42
§ 1-II. Предразрядное паро- и газообразование в жидкости при импульсном воздействии напряжения	42
§ 2-II. Распределение поля в промежутке и зажигание разряда	51
§ 3-II. Взрывное разрушение электродов при зажигании разряда и перенос материала электродов	60
§ 4-II. Влияние материала электродов на электрическую прочность жидкостей	66
<i>Глава III.</i> Развитие разряда в области микросекундных экспозиций напряжения (лидерный процесс).	68
§ 1-III. Динамика разряда	69
§ 2-III. Зона ионизации лидера	85
§ 3-III. Параметры лидерного канала	88
§ 4-III. К теории лидерного процесса в жидкости	97
§ 5-III. Процессы в переходной стадии от лидера к дуге	109
<i>Глава IV.</i> Развитие наносекундного разряда	112
§ 1-IV. Развитие разряда в условиях неоднородного поля	113
§ 2-IV. Развитие разряда в условиях однородного поля	116
§ 3-IV. Анализ результатов экспериментов	118
<i>Глава V.</i> Влияние электропроводности и макропримесей на импульсный пробой жидкостей	122
§ 1-V. Влияние электропроводности. Особенности пробоя водных электролитов	122
§ 2-V. Механизмы пробоя жидкостей и граничные условия их реализации	129
§ 3-V. Влияние макропримесей. Импульсный пробой суспензии	137

Часть вторая. ИМПУЛЬСНАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ
ЖИДКОСТЕЙ. ЖИДКОСТИ КАК ИЗОЛЯЦИЯ В ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ
ИМПУЛЬСНЫХ УСТРОЙСТВАХ

<i>Глава VI.</i> Импульсная электрическая прочность	149
§ 1-VI. Зависимость электрической прочности от параметров импульса напряжения	150
§ 2-VI. Зависимость электрической прочности от геометрии разрядного промежутка и условий на электродах	162
§ 3-VI. Влияние свойств и состояния жидкостей на их импульсную электрическую прочность	171
§ 4-VI. Напряжение перекрытия твердых диэлектриков в жидкости	179
§ 5-VI. Электрическая прочность изоляционных материалов и конструкций при многоимпульсных воздействиях	186
<i>Глава VII.</i> Исследование управляемого инициирования разряда в жидкости применительно к высоковольтным сильноточным разрядникам	199
§ 1-VII. Особенности коммутации тока искровыми разрядниками в жидкости	200
§ 2-VII. Анализ возможных способов управляемого инициирования разряда в жидкости	202
§ 3-VII. Экспериментальное исследование управляемого инициирования разряда в коммутаторах с жидкими диэлектриками	205
Приложения	217
Литература	244

Василий Яковлевич УШАКОВ

ИМПУЛЬСНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ЖИДКОСТЕЙ

Томск. Изд-во ТГУ, 1975 г. 258 с.

Главный редактор **В. С. Сумарокова.**

Редактор **Е. В. Лукина.**

Технический редактор **Р. М. Подгорбунская.**

Корректоры **А. А. Зинченко, В. М. Яновская.**

К303326. Сдано в набор 1/X 1974 г. Подписано к печати 10/IV 1975 г. Формат 60×90¹/₁₆; п. л. 16,1; уч.-изд. л. 15,5. Заказ № 3758. Тираж 800.
Цена 1 руб. 70 коп.

Издательство ТГУ, Томск, 29, ул. Никитина, 17.
Типография издательства «Омская правда», Омск, пр. Маркса, 39