

Исследование одиночного барьерного разряда в субмиллиметровых воздушных промежутках. Однородное поле

© П.Н. Бондаренко, О.А. Емельянов, М.В. Шемет

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: oae2@mail.wplus.net

(Поступило в Редакцию 22 апреля 2013 г. В окончательной редакции 18 сентября 2013 г.)

Исследованы характеристики одиночного разряда в воздушных зазорах 0.01–0.2 см при атмосферном давлении между металлическими электродами и при наличии на одном из них полимерного барьера. Экспериментально определенные распределения поверхностной плотности заряда удовлетворительно описываются двумерной функцией Гаусса с предложенными параметрами. В условиях однородного поля напряжение пробоя слабо зависит от наличия диэлектрического барьера. Вместе с тем смена полярности металлического электрода с отрицательной на положительную приводит к многократному увеличению разрядного тока и поверхностного заряда. Пробой развивается в условиях значительных перенапряжений, проведенные оценки указывают на стримерный механизм пробоя.

Введение

Снижение работоспособности полимерной изоляции современного высоковольтного оборудования во многом определяется деградацией, обусловленной воздействием частичных разрядов (ЧР). Под ЧР понимают локализованные электрические разряды внутри электроизоляционной конструкции, возникающие в местах пониженной электрической прочности (газовые включения, острый край электрода и т.д.) и представляющие собой множественные микропробои длительностью $\sim 10\text{--}1000$ ns. Существование разрядов в системах полимерной изоляции является нежелательным явлением, приводящим к деструкции, окислению и сшивке полимерных цепей, а также разрушению вследствие эрозии материала. Эти процессы служат причиной преждевременного пробоя и последующего отказа электрической изоляции [1–5]. При исследовании амплитудно-временных характеристик ЧР (амплитуда импульса разрядного тока во внешней цепи, его время нарастания и спада, число импульсов, напряжение возникновения и т.д.) используют современные методы измерения и обработки импульсных сигналов в частотном диапазоне до 10 GHz. Основной задачей анализа экспериментально измеренных характеристик ЧР является прогнозирование срока службы электроизоляционной конструкции. Реальные массивы данных указанных характеристик могут составлять многие десятки и сотни тысяч значений, поэтому применяется широкий спектр современных методов обработки данных. Среди них можно отметить как традиционные многомерные статистические методы, так и методы, основанные на теориях нейронных сетей и нечеткой логики, фрактальном подходе и др. [6,7]. Успехи в решении задачи распознавания данных ЧР достигнуты для конкретных конструкций и режимов эксплуатации оборудования, однако общий подход прогнозирования срока службы электроизоляционной конструкции на основе корреляции с характеристиками ЧР на сегодняшний день

не сформирован. Одной из проблем может являться то, что используемая для оценок величина кажущегося заряда ЧР (заряда, прошедшего во внешней измерительной цепи), отличается от суммарного заряда переноса носителей в разрядном промежутке, при этом для различных геометрий газового включения и механизмов развития разряда можно получить одинаковые значения величины кажущегося заряда. Отсюда возникает неопределенность в оценке энергетических параметров реального разрядного процесса и их влияния на деградацию полимерного материала.

Наряду с перечисленными подходами анализа экспериментальных данных ЧР развиваются исследования физики самого микрозаряда. ЧР фактически является барьерным разрядом (БР), развивающимся, когда хотя бы один из электродов покрыт диэлектриком. За последние 10–15 лет в физике газового разряда наблюдается рост числа исследований барьерного разряда. Это обусловлено широким использованием данного типа разряда в практических целях, таких как получение озона, модификация поверхности материалов, накачка CO₂ лазеров и УФ-эксимерных ламп, создание плазменных дисплеев и др. [8,9]. Существенным моментом при изучении серий разрядов становится оценка параметров первого импульса БР, определяющего развитие последующих. В процессе разряда происходит накопление заряда на барьере, что приводит к возникновению встречного ослабляющего поля в разрядном промежутке и погасанию разряда. Развитие первого разряда в случае диэлектрического барьера на аноде исследовалось в [10,11]. Предполагается, что механизм разряда связан с несколькими стадиями развития: накопление объемного положительного заряда у анода вследствие лавинных генераций, возникновение катодонаправленного стримера, формирование катодного слоя и развитие скользящего разряда по поверхности диэлектрика с последующим затуханием. В случае периодического развития разрядов роль остаточного заряда теоретически рассмотрена в

работе [12], выводы которой удовлетворительно согласуются с результатами исследований, выполненных методами кросс-корреляционной спектроскопии и высокоскоростной фотографии с помощью стробированной интенсифицированной ПЗС-матрицы [13]. Сравнительно недавно [14] проведенные исследования для случая разряда с диэлектриком на катоде в азоте позволили предположить, что в момент касания стримером поверхности диэлектрика формируется узкий прикатодный слой ($5 \mu\text{m}$) положительного объемного заряда, а затем уже развивается поверхностный разряд, под влиянием которого происходит усиление встречного поля и затухание разрядного процесса. Влияние аноднонаправленного стримера (если он успеет сформироваться) в рассматриваемых процессах полагают второстепенным [15].

Одной из важнейших характеристик ЧР является напряжение возникновения разряда в воздушных порах электрической изоляции (характерный размер $0.1\text{--}1\text{ mm}$). Для его оценки в практических целях часто используют закон Пашена, устанавливающий связь между напряжением пробоя газового промежутка и произведением давления газа p на размер промежутка d (при изменении температуры следует учитывать плотность газа). Закон Пашена неоднократно подтверждался разными исследователями. При этом большинство экспериментов проводилось в межэлектродных зазорах порядка единиц миллиметров–единиц сантиметров, где малая величина произведения pd достигалась уменьшением p (от ~ 200 до 0.1 Torr) при фиксированном d [16–18]. Поэтому в основном считается, что закон Пашена, объясняемый теорией Таунсенда, справедлив при $pd < 200\text{ Torr} \cdot \text{cm}$ и малом перенапряжении, где и имеет место таунсендовский механизм пробоя [16,17,19,20]. Однако сказанное не соответствует вышеизложенным результатам исследований барьерного разряда, где при $pd < 200\text{ Torr} \cdot \text{cm}$ существенную роль в процессе разряда играет именно стримерный механизм. Вместе с тем известно, что изменение комбинации величин давления и межэлектродного зазора при сохранении их произведения или изменение уровня перенапряжения при фиксированном pd может привести к смене механизмов разряда [21–25]. Кроме того, в литературе представлен целый ряд работ, демонстрирующих отклонения от закона Пашена при атмосферном давлении для зазоров единиц–десятков микрометров ($pd < 200\text{ Torr} \cdot \text{cm}$): при уменьшении расстояния между электродами вместо характерного для зависимости $U = f(pd)$ роста после достижения минимума наблюдается плоский участок с дальнейшим снижением пробивного напряжения [26].

Таким образом, на сегодняшний день в литературе отсутствует общее мнение о процессе развития разряда в субмиллиметровых промежутках при атмосферном давлении, что объясняется отличающимися результатами моделирования и условиями проведения экспериментов. Такая ситуация сложилась из-за отсутствия большого интереса к соответствующим зазорам. В основном исследовались средние и длинные промежутки: единицы

миллиметров–десятки сантиметров и более, что диктовалось требованиями промышленности. Справедливость закона Пашена для малых промежутков в области высоких давлений нуждается в уточнении, что продолжает привлекать внимание исследователей и сегодня [27].

На основе изложенных рассуждений была выбрана цель работы — проведение экспериментальных исследований для выяснения основных характеристик и особенностей развития разряда в воздушных субмиллиметровых промежутках при атмосферном давлении. В рамках исследования были поставлены задачи: проверка применимости закона Пашена для случаев металлических электродов, а также в присутствии анодного или катодного диэлектриков, изучение импульсных характеристик единичного барьерного разряда и исследование параметров заряда, накопленного на поверхности диэлектрика.

1. Методика проведения эксперимента

В основе методики лежит прямое электрическое измерение основных характеристик разряда: напряжение возникновения разряда, разрядный импульс тока, заряд, протекший в цепи во время разряда, пространственное распределение поверхностной плотности заряда, накапливающегося на поверхности диэлектрического барьера. Исследования проводились в лабораторных условиях с помощью экспериментальной установки, схематически представленной на рис. 1.

Линейно изменяющееся напряжение требуемой полярности с выхода генератора программируемой формы сигнала АК ИП-3402 поступало на вход высоковольтного усилителя Ultravolt 5HVA24-BP1 (коэффициент усиления 500). Результирующее напряжение, нарастающее со скоростью от 5 до 200 V/s , прикладывалось к разрядному промежутку, параллельно которому включалась емкость связи $C1$, обеспечивающая необходимый запас энергии для развития разряда.

Величина напряжения после усиления регистрировалась вольтметром, подключенным к нижнему плечу резистивного делителя $R1\text{--}R2$. Внутри герметизированной испытательной камеры с контролируемой температурой и относительной влажностью воздуха располагались измерительные ячейки со сменными электродными системами.

Эксперименты, нацеленные на изучение пробоя в однородном поле между металлическими электродами, проводились с использованием латунных электродов Роговского диаметром 36 mm . Поверхность металлических электродов шлифовалась корундовыми порошками, полировалась пастами G-Polish и пастой ГОИ, что обеспечило класс шероховатости — $9\text{--}10$ (отклонения профиля поверхности — не более $0.32\text{ }\mu\text{m}$). Контроль поверхности электродов проводился с помощью оптического микроскопа с максимальным увеличением 1000. Во время проведения экспериментов в системе металлических электродов конденсатор $C4$ и резистор $R5$

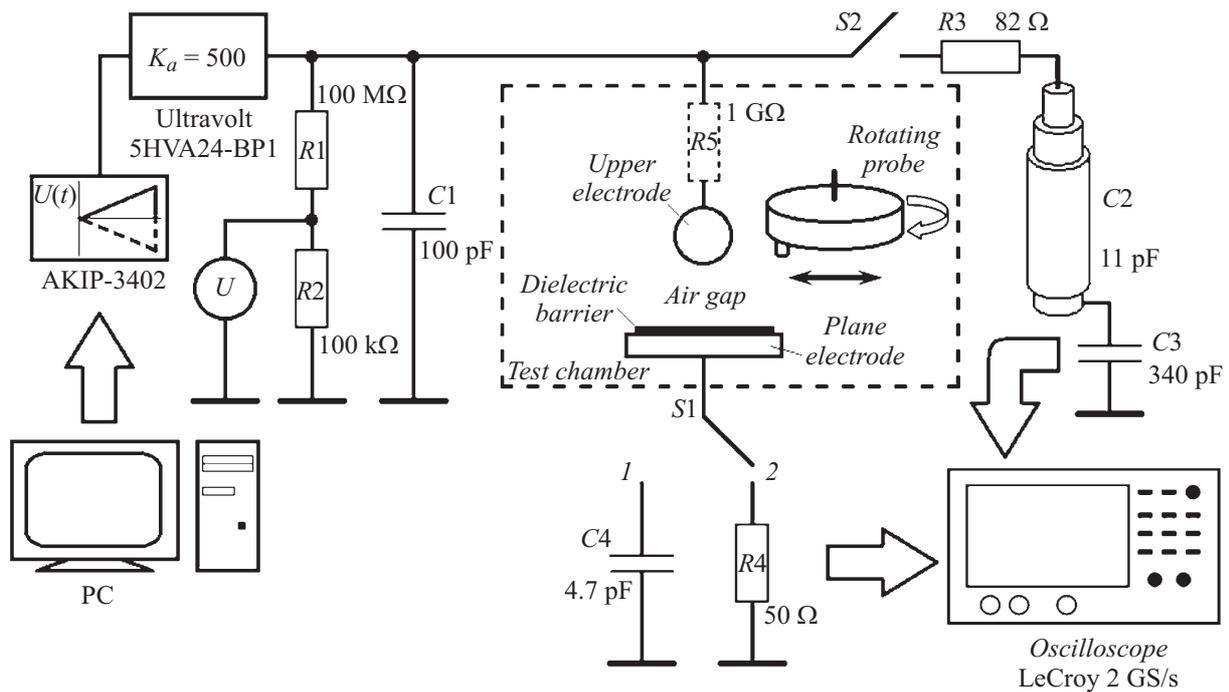


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

ограничивали амплитуду и длительность разрядного тока, тем самым предотвращая возникновение дугового разряда и предохраняя электроды от эрозии.

Барьерный разряд изучался в системе электродов „шар–плоскость“. В качестве верхнего электрода использовался стальной шар диаметром 10 мм. Нижний электрод представлял собой стальную пластину диаметром 21 мм, на которой размещался пленочный полимерный диэлектрик полиэтилентерефталат (ПЭТФ) толщиной 100 мкм, причем обеспечивалось плотное прилегание полимера к электроду. При развитии БР на диэлектрике формировался заряд, который, создавая встречное поле, препятствовал дальнейшему развитию разряда. Поэтому перед каждым новым пробоем производилась смена барьера, чтобы предотвратить влияние заряда, осевшего во время предыдущего эксперимента, на распределение внешнего поля. При исследовании БР резистор R5 удалялся из разрядной цепи, так как в этом случае ограничение тока разряда обеспечивалось диэлектрическим барьером. Заряд, прошедший в цепи во время развития разряда, оценивался интегрированием импульса разрядного тока, зарегистрированного на малоиндуктивном резисторе R4. Постоянная времени цепи измерения импульсного тока составляла ~ 0.7 нс. Дополнительным способом оценки являлся расчет прошедшего заряда по величине изменения напряжения на нижнем плече емкостного делителя, выполненного из отрезка высоковольтного полиэтиленового кабеля C2 и конденсатора C3. Демпфирование паразитных осцилляций обеспечивалось резистором R3. Чувствительность первого метода — 0.4 пС, второго — 15 пС.

Контрольные эксперименты, нацеленные на повышение точности оценки разрядных характеристик БР, проводились в измерительной ячейке, изображенной на рис. 2.

Использование дополнительной ячейки позволило снизить значения паразитных параметров измеритель-

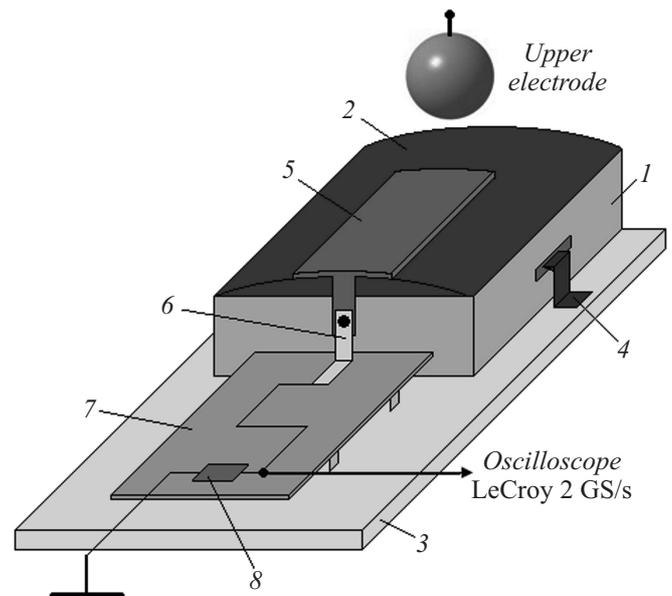


Рис. 2. Дополнительная измерительная ячейка: 1, 2, 3 — ПММА (полиметилметакрилат): основание, подложка, пластина, 4 — фиксаторы, 5 — фольговый Al электрод $30 \times 15 \times 0.01$ мм, 6 — скользящий контакт, 7 — монтажная плата, 8 — SMD-резистор 50 Ω .

ной цепи (индуктивность до 3–4 нН, емкость до 2–3 пФ), а также улучшить прилегание полимерного барьера к нижнему электроду за счет радиального профиля подложки.

Межэлектродные расстояния варьировались от 0.01 до 0.2 см перемещением верхнего электрода, закрепленного на микрометрическом винте. Размер межэлектродного зазора устанавливался с помощью длиннофокусного измерительного микроскопа. Погрешность определения межэлектродного расстояния составляла $\pm 5 \mu\text{m}$. Контрольные измерения проводились с использованием эталонных шупов.

Методика проведения эксперимента заключается в следующем. Верхний электрод располагается в строго определенном месте над диэлектрическим барьером, причем точность фиксирования положения составляет $\pm 0.01 \text{ mm}$. Выставляется требуемый размер межэлектродного промежутка, после чего включается линейный подъем напряжения необходимой полярности. При появлении первого разряда его параметры фиксируются цифровым осциллографом LeCroy WJ-322 2GS/s. После разряда напряжение на верхнем электроде снижается до определенного уровня, обеспечивающего отсутствие обратного разряда. Затем микрометрический стол, удерживающий нижний электрод с диэлектрическим барьером, передвигается в зону, где производится сканирование поверхностного заряда вращающимся емкостным зондом. Пространственное разрешение зонда $\sim 0.5 \text{ mm}^2$ (диаметры сменных зондов 0.3–0.7 мм). Время сканирования одного профиля заряда составляло 5–10 с, что на много порядков ниже времени релаксации заряда на высокоомном ПЭТФ диэлектрике. Выбор оптимального расстояния зонд–диэлектрик обеспечивал отсутствие обратных разрядов. После регистрации файла данных о распределении поверхностной плотности заряда вдоль одной траектории движения зонда стол перемещался на следующий шаг сканирования.

2. Экспериментальные результаты

2.1. Пробой в однородном поле между металлическими электродами с целью проверки применимости закона Пашена в субмиллиметровых промежутках

Напряжение пробоя газового промежутка во многих случаях подчиняется широко известному закону Пашена. Традиционную форму записи закона получают подстановкой аналитического описания отношения ионизационного коэффициента Таунсенда α к давлению p :

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right) = A \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right) \quad (1)$$

в условие зажигания самостоятельного разряда (условие Таунсендовского пробоя) $\gamma(\exp(\alpha d) - 1) = 1$:

$$U_{BD} = \frac{Bpd}{C + \ln(pd)}, \quad C = \ln\left[\frac{A}{\ln(1 + 1/\gamma)}\right], \quad (2)$$

где U_{BD} — напряжения пробоя газового промежутка, В; p — давление, Torr; d — размер межэлектродного зазора, см; E — напряженность внешнего электрического поля, В/см; γ — эффективный коэффициент вторичной эмиссии; A и B — постоянные, которые определяют путем аппроксимации экспериментальных данных, полученных при измерении коэффициента ударной ионизации. Для электроотрицательных газов под α понимают его эффективное значение с учетом процессов прилипания и отлипания электронов.

В известных монографиях по физике газового разряда можно найти общепринятые значения констант A и B в широком диапазоне напряженностей электрического поля в воздухе [18,21,22,28]. Целесообразность использования аналитического описания $U_{BD} = f(pd)$, опирающегося на указанные коэффициенты, была неоднократно доказана разными исследователями. Однако экспериментального подтверждения возможности применения данного описания именно в субмиллиметровых промежутках найти не удалось. Поэтому для проверки были проведены контрольные эксперименты.

На рис. 3 представлена экспериментально полученная зависимость напряжения пробоя воздушного промежутка от межэлектродного расстояния $U_{BD} = f(pd)$ в диапазоне 0.01–0.2 см при атмосферном давлении. Каждая экспериментальная точка соответствует средней для серии из 60–70 пробоев. В момент пробоя напряженность внешнего электрического поля составляла $45\text{--}150 \text{ kV/cm} \approx 59\text{--}197 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$, что в $\sim 2\text{--}5$ раз превышает пороговое значение напряженности пробоя воздуха в длинных промежутках $\sim 27 \text{ kV/cm} \approx 35 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ [18,19].

Наглядным способом проверки выполнимости закона Пашена для экспериментально полученной зависимости напряжения пробоя $U_{BD} = f(d)$ при $p = \text{const}$ может служить представление экспериментальных

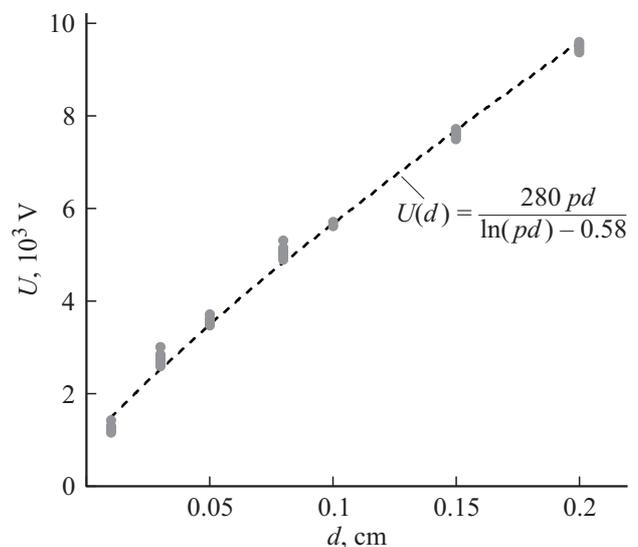


Рис. 3. Зависимость напряжения пробоя воздушного промежутка от межэлектродного расстояния.

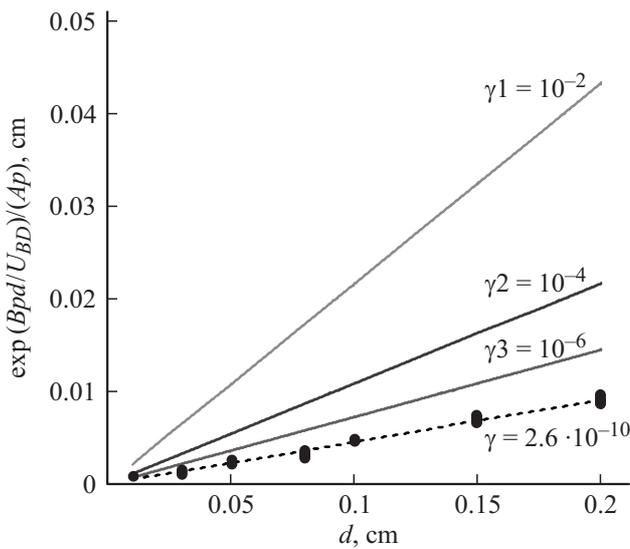


Рис. 4. Экспериментальная и расчетные зависимости напряжения пробоя воздушного промежутка от межэлектродного расстояния в спрямляющих координатах.

данных в специальных спрямляющих координатах $[\exp(Bpd/U_{BD})/(Ap), d]$. В случае выполнения закона Пашена зависимость будет иметь линейный характер

$$\frac{\exp(Bpd/U_{BD})}{Ap} = kd, \quad (3)$$

причем угол наклона будет определяться только γ : $k = [\ln(1 + 1/\gamma)]^{-1}$.

На рис. 4 в указанных координатах для сравнения изображены зависимости пробивных напряжений, рассчитанных по формуле (2) для трех реалистичных значений γ (10^{-2} ; 10^{-4} ; 10^{-6}) с учетом справочных значений $A = 8.6 \text{ l}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ и $B = 254 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ [18,21,28]. Здесь же приводятся экспериментальные данные, которые хорошо ложатся на прямую, однако рассчитанное значение γ оказалось равным $2.6 \cdot 10^{-10}$, что является крайне малой величиной по сравнению с известными из литературы [18,29–31].

Таким образом, описание экспериментальной зависимости $U_{BD} = f(d)$ при $p \approx 760 \text{ Torr} = \text{const}$ с использованием литературных данных для коэффициентов A и B при реалистичных значениях γ оказалось неудовлетворительным.

Для получения эмпирической зависимости напряжения пробоя от размера межэлектродного расстояния в исследуемом диапазоне, экспериментальные данные $U_{BD} = f(d)$ аппроксимировались функцией вида $y(d) = P_1 d / (\ln(P_2 d))$, запись которой соответствует формуле (2). По полученным значениям параметров P_1 и P_2 были рассчитаны альтернативные значения $B = 280 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ и $C = -0.58$ (рис. 3). На основании этих данных, задаваясь определенной величиной γ для приведенных экспериментальных условий, можно определить величину $A = \exp(C) \ln(1 + 1/\gamma)$ и значение коэффициента ударной ионизации по формуле (1).

2.2. Исследование разрядных характеристик одиночного барьерного разряда

В расчетах для технических приложений полагают, что закон Пашена должен выполняться независимо от материала электродов (диэлектрик/металл), и с его помощью определяют напряжение возникновения ЧР (или БР) [1,3,12,13]. Однако, как уже отмечалось, закон Пашена объясняется теорией ударной ионизации Таунсенда, в которой свойства поверхности катода играют важную роль при определении пробивного напряжения промежутка. Поэтому были основания полагать, что наличие диэлектрического барьера приведет к изменению напряжения возникновения пробоя. Для проверки этого предположения был проведен ряд экспериментов в системе „шар–плоскость“ с диэлектрическим барьером.

Средние значения напряжения пробоя воздушного промежутка U_{BD} , полученные вычитанием падения напряжения на диэлектрике из значения напряжения, приложенного к измерительной ячейке, для разных воздушных зазоров представлены на рис. 5. Падения напряжения на полимере определялись путем моделирования 3D распределения электрического поля в измерительной ячейке (пакет Comsol Multiphysics 3.5a). Дополнительно на графике изображены значения пробивных напряжений в описываемой электродной системе без диэлектрического барьера.

На рис. 5 видно, что напряжение пробоя воздушного зазора в однородном поле слабо зависит от материала электродов. Наибольшее расхождение средних значений зафиксировано для БР: величина U_{BD} при положительной полярности шара превышает U_{BD} при отрицательной полярности на $\sim 10\%$. В силу малого отклонения величин пробивных напряжений для всех 4 случаев на графике представлена общая аппроксимационная кривая. Коэффициенты B и C (см. ф-лу (2)) несколько отличаются от полученных в разд. 2.1, что связано со слабой неоднородностью поля, обусловленной геометрией разрядной системы и разбросом значений U_{BD} .

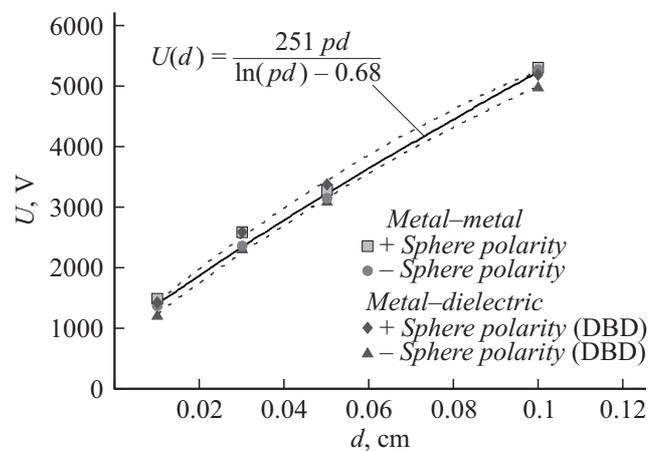


Рис. 5. Зависимость средних значений напряжения пробоя воздушного промежутка от межэлектродного расстояния в электродных системах „металл–металл“ и „металл–диэлектрик“.

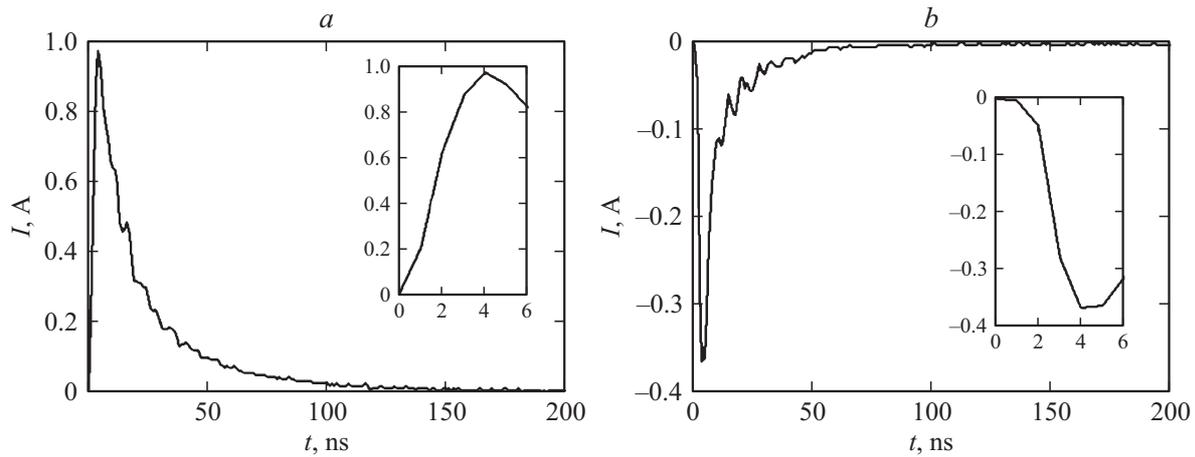


Рис. 6. Осциллограммы импульса тока БР в условиях однородного поля (межэлектродный зазор — 0.03 см, барьер — ПЭТФ 100 μm): *a* — шар (+), барьер на катоде, $U_{BD} = 2490$ В; *b* — шар (-), барьер на аноде, $U_{BD} = 2270$ В.

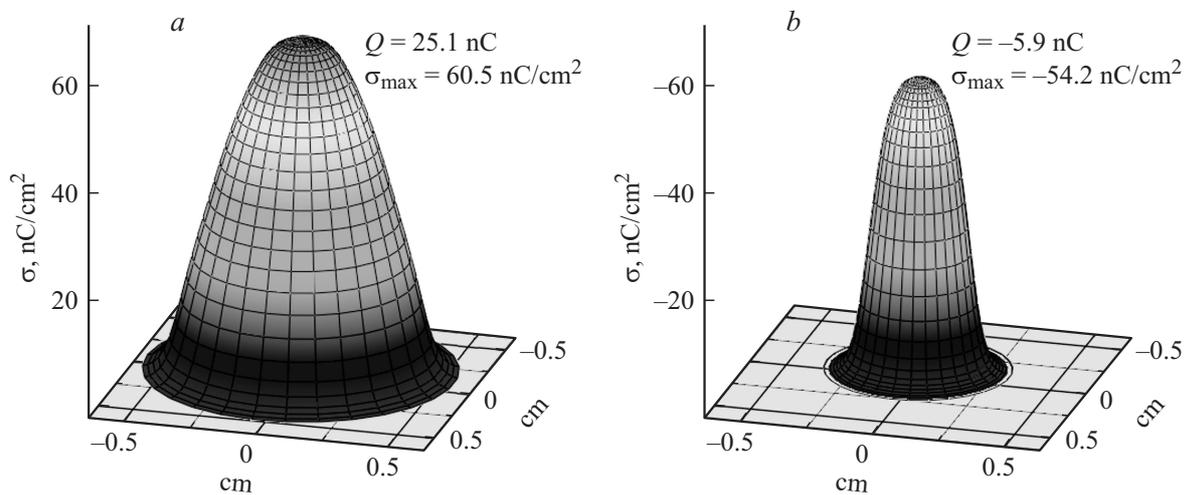


Рис. 7. Пространственные распределения поверхностного заряда в условиях однородного поля (межэлектродный зазор — 0.03 см, барьер — ПЭТФ 100 μm): *a* — шар (+), барьер на катоде, $U_{BD} = 2490$ В; *b* — шар (-), барьер на аноде, $U_{BD} = 2270$ В.

В условиях близких значений пробивных напряжений для обеих полярностей шара (анодный или катодный диэлектрик) разрядные импульсы токов существенно отличаются. Для примера на рис. 6 представлены осциллограммы тока барьерного разряда в условиях однородного поля для разных полярностей приложенного напряжения.

В первом случае (рис. 6, *a*) за первые 4 ns разрядный ток, протекающий во внешней цепи, достиг своего амплитудного значения 0.98 А. Длительность импульса составила ~ 180 ns, прошедший за это время заряд ~ 20.7 нС. Смена полярности приложенного напряжения (рис. 6, *b*) привела к уменьшению разрядного тока: амплитуда тока — 0.37 А, длительность ~ 100 ns, прошедший заряд ~ 4.3 нС. В зависимости от полярности приложенного напряжения и размера межэлектродного зазора 0.01–0.1 см амплитуда тока БР варьируется в пределах: 0.4–2 А для диэлектрика на катоде, 0.1–0.6 А для диэлектрика на аноде.

Таким образом, смена полярности шара в системе „шар–воздушный зазор–барьер–плоскость“ с отрицательной на положительную приводит к двух-четырёхкратному усилению разрядного тока при сопоставимом уровне пробивного напряжения.

2.3. Исследование распределения поверхностного заряда

При развитии барьерного разряда в субмиллиметровых промежутках на поверхности барьера накапливается заряд порядка единиц–десятков нС. В качестве примера на рис. 7 изображены сглаженные пространственные распределения поверхностного заряда при пробое 0.03 см промежутка для разных полярностей приложенного напряжения (осциллограммы тока представлены на рис. 6).

Характерный размер пятна поверхностного заряда на ~ 2 порядка превышает межэлектродное расстояние.

Основные параметры распределения поверхностного заряда

Диэлектрик	$d, \text{ cm}$	$U_{BD}, \text{ V}$	$Q, \text{ nC}$	$\sigma_{\text{max}}, \text{ nC/cm}^2$	$r_s, \text{ cm}$	$s, \text{ cm}$
Катод	0.01	1413	13.9	44.9	0.5	0.22
	0.03	2552	31	66.2	0.63	0.27
	0.05	3326	37.5	79.6	0.68	0.27
	0.1	5538	68.6	122.6	0.76	0.30
Анод	0.01	1200	1.8	35.3	0.25	0.09
	0.03	2274	5.8	53.7	0.36	0.13
	0.05	3036	8.2	64.3	0.37	0.14
	0.1	4917	15.1	92.2	0.42	0.16

В зависимости от полярности приложенного напряжения и размера межэлектродного зазора 0.01–0.1 см максимальная плотность и диаметр пятна заряда варьируются в пределах: 42.7–131.2 нС/см² и 0.94–1.54 см для диэлектрика на катоде; 23.2–101.3 нС/см² и 0.42–0.96 см для диэлектрика на аноде. Достаточно симметричное распределение поверхностной плотности заряда удовлетворительно описывается модельной двумерной функцией Гаусса

$$G_2(r) = \frac{A}{2\pi s^2} \exp\left[-\frac{r^2}{2s^2}\right],$$

где $A/(2\pi s^2)$ — максимальная плотность заряда, r — радиальная координата, s — стандартное отклонение. Аппроксимация проведена из условий равенства суммарного заряда и его максимальной плотности для экспериментальных и модельных значений. В таблице представлены средние значения основных параметров поверхностного заряда (Q — величина заряда, σ_{max} — максимальная плотность заряда, r_s — радиус пятна заряда) для случаев диэлектрика на катоде и аноде.

При сопоставимом уровне пробивного напряжения смена полярности шара в системе „шар–воздушный зазор–барьер–плоскость“ с отрицательной на положи-

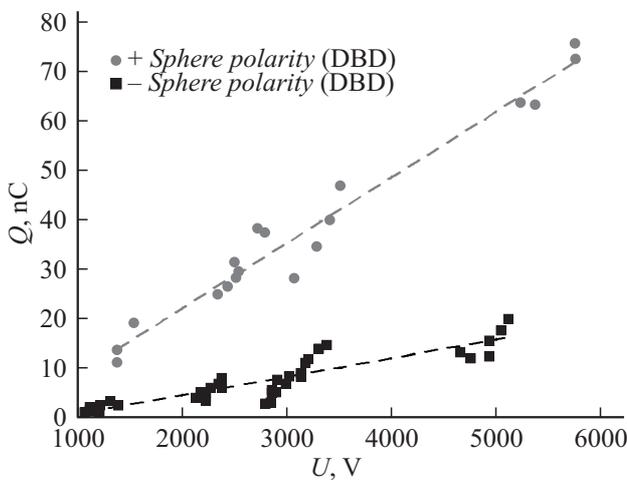


Рис. 8. Зависимость величины поверхностного заряда от значения пробивного напряжения воздушного зазора (каждая точка является усреднением 5–8 ближайших точек).

тельную приводит к увеличению суммарного осевшего заряда в ~ 3–5 раз (рис. 8).

3. Обсуждение механизма пробоя

При таунсендовском механизме пробоя объемный заряд одиночной лавины практически не искажает внешнее поле. Считается, что такой тип разряда имеет место при $pd < 200 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$ [17–19]. Переход к стримерному механизму происходит, когда поле пространственных зарядов лавины становится сопоставимым с внешним, при этом число электронов в головке лавины N_e достигает критического значения ($\sim 10^8$), что соответствует известным эмпирическим критериям Мика и Леба. Это условие взаимосвязано с критерием Ретера, который, кроме того, полагал, что стример развивается, если pd превышает $1000 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$ [32].

В наших экспериментах по исследованию БР pd лежит в пределах 7.6–76 $\text{Torr} \cdot \text{cm}$. Однако время развития и объем перенесенного заряда не соответствуют таунсендовскому механизму. Предполагая, что единственный начальный электрон появился около катода, для $d = 0.03 \text{ cm}$, имеем оценку для числа электронов в головке лавины $N_e(d) = \exp[(\alpha - \eta)d] \approx 8 \cdot 10^8$. В условиях экспериментальных значений пробивных полей 45–150 kV/cm коэффициент прилипания η практически не играет роли. Значение коэффициента ударной ионизации α определялось по формуле (1) с использованием экспериментально полученных значений U_{BD} и коэффициентов C и B (разд. 2.1). Для зазоров 0.01 и 0.05 см числа электронов в головке лавины при достижении анода соответственно составляют $\sim 10^7$ и $8 \cdot 10^7$. Незначительное увеличение количества начальных электронов может удовлетворить условию лавинно-стримерного перехода.

Появление электрона под действием естественной радиации при типичной средней скорости ионизации $4\text{--}10 \text{ ions}/(\text{s} \cdot \text{cm}^3)$ маловероятно. Например, время ожидания появления электрона для области разрядного промежутка 0.03 см при условии $(\alpha - \eta) > 0$ составит порядка нескольких десятков секунд. Для отрыва электрона от отрицательного атмосферного иона при соударении с нейтральным атомом или молекулой требуется поле порядка 70 kV/cm [17,18,22]. Расчеты показывают, что при типичных значениях концентрации $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ несколько ионов могут оказаться в зоне поля указанного выше значения. Кроме того, появление начальных электронов может быть обусловлено автоэлектронной эмиссией (АЭЭ). Формальный расчет тока АЭЭ по соотношению Фаулера–Нордгейма для условий проводимого эксперимента показывает практическое отсутствие автоэлектронной эмиссии, которая становится заметной в полях $\sim 10^4 \text{ kV/cm}$. Однако в реальных экспериментальных условиях давно обнаружено [33] существование слабых токов АЭЭ при полях на ~ 2 порядка меньше. Это связано с усилением поля на микроостриях катодной поверхности, эффектом Молтера или адсорбцией электроположительных атомов [21,22,34,35].

Поэтому в наших условиях вполне возможно появление небольшого числа начальных электронов у катода в условиях перенапряжения. Инициирование пробоя за счет „убегающих“ электронов при пробивных полях в воздухе $\sim 45\text{--}150\text{ kV/cm}$ маловероятно [36].

Оценку электрического поля, создаваемого электронами головки лавины, можно выполнить, используя следующее соотношение: $E_{av}(x) = eN_e(x)/[4\pi\epsilon_0(r(x))^2]$, где e — элементарный заряд, x — пройденное лавиной расстояние. В качестве $r(x)$ следует использовать наибольший из диффузионного или электростатического радиуса расширения головки лавины, при этом максимально возможный радиус $R_{max} \approx 1/(\alpha - \eta)$ [18,22,29]. По достижении указанной величины становится возможным формирование плазменного стримера, распространение которого и завершает пробой промежутка [37]. Выполненные оценки показывают, что в промежутке 0.1 см поле головки лавины электронов E_{av} достигает величины порядка внешнего E_{ext} около анода, при этом величина радиуса головки составила $\sim 65\text{ }\mu\text{m}$. Для остальных зазоров этот момент наступает при прохождении лавиной расстояния $\sim (0.7\text{--}0.8)d$. Следовательно, для $pd = 7.6\text{--}76\text{ Torr}\cdot\text{cm}$ в субмиллиметровых воздушных промежутках при атмосферном давлении условие лавинно-стримерного перехода $E_{av} \approx E_{ext}$ выполняется при прохождении одной лавиной пути порядка или меньше межэлектродного зазора. Приведенные оценки возможности развития стримерного механизма разряда находятся в хорошем соответствии с известными результатами экспериментальных и теоретических работ [10–15].

Результаты, изложенные в разд. 2.1 и 2.2, показывают, что в условиях медленного подъема испытательного напряжения $\sim 100\text{ V/s}$ пробой происходил при значительном перенапряжении $\sim 20\text{--}40\%$ относительно значений, рассчитанных по закону Пашена. Вместе с тем известно [18,21–25], что уже небольшое ($\sim 10\%$) перенапряжение приводит к возникновению стримера в промежутках, характеризующихся таунсендовским механизмом при статическом напряжении пробоя.

Таким образом, на основе всего вышесказанного, можно предположить, что пробой в исследованных межэлектродных зазорах определяется, скорее, стримерным механизмом развития.

Заключение

1. На основании экспериментальных данных предложена формула расчета пробивного напряжения воздушных промежутков 0.01–0.2 см. В условиях однородного поля напряжение пробоя субмиллиметровых воздушных зазоров слабо зависит от наличия диэлектрического барьера.

2. В системе „шар–воздушный зазор–барьер–плоскость“ смена полярности шара с отрицательной на положительную приводит к двух–четырёхкратному усилению амплитуды разрядного тока при сопоставимом уровне пробивного напряжения. При этом наблюдается

увеличение интегрального значения накопленного поверхностного заряда в $\sim 3\text{--}5$ раз.

3. Экспериментальные данные по пробую исследованных промежутков свидетельствуют о возникновении разряда в условиях значительных перенапряжений $\sim 20\text{--}40\%$, при этом наблюдается несоответствие измеренных разрядных характеристик (времени развития процесса $\sim 2\text{--}5\text{ ns}$ и объема перенесенного заряда $\sim 1\text{--}10\text{ nC}$) параметрам таунсендовского механизма. Проведенные оценки указывают на стримерный механизм пробоя, поскольку условие лавинно-стримерного перехода выполняется при прохождении одной лавиной пути порядка или меньше межэлектродного зазора. Этот вывод находится в хорошем соответствии с известными результатами экспериментальных и теоретических работ.

Список литературы

- [1] Кучинский Г.С. Частичные разряды в высоковольтных конструкциях. Л.: Энергия, 1979. 224 с.
- [2] Багиров М.А., Малин В.П., Абасов С.А. Воздействие электрических разрядов на полимерные пленки. Баку: Изд-во „ЭЛМ“, 1975. 167 с.
- [3] Койков С.Н., Цикин А.Н. Электрическое старение твердых диэлектриков. М., Л.: Энергия, 1968. 186 с.
- [4] Morshuis P.H.F. // IEEE T. Dielect. El. In. 2005. Vol. 12. N 5. P. 905–913.
- [5] Bartnikas R. // IEEE T. Dielect. El. In. 2002. Vol. 9. N 5. P. 763–808.
- [6] Sahoo N.C., Salama M.M.A., Bartnikas R. // IEEE T. Dielect. El. In. 2005. Vol. 12. N 2. P. 248–264.
- [7] Gaouda A.M., El-Hag A., Abdel-Galil T.K., Salama M.M.A., Bartnikas R. // IEEE T. Dielect. El. In. 2008. Vol. 15. N 4. P. 1162–1173.
- [8] Самойлович В.Г., Гибалов В.И., Козлов К.В. Физическая химия барьерного разряда. М.: Изд-во МГУ, 1989. 176 с.
- [9] Kogelschatz U. // Contrib. Plasma Phys. 2007. Vol. 47. N 1–2. P. 80–88.
- [10] Braun D., Gibalov V., Pietsch G. // Plasma Sources Sci. T. 1992. Vol. 1. P. 166–174.
- [11] Gibalov V., Pietsch G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. Vol. 33. P. 2618–2636.
- [12] Yurgelenas Y., Wagner H.-E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. Vol. 39. P. 4031–4043.
- [13] Kozlov K., Wagner H.-E., Brandenburg R., Michel P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. Vol. 34. P. 3164–3176.
- [14] Papageorghiou L., Panousis E., Loiseau J. F., Spyrou N., Held B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. P. 105201.
- [15] Gibalov V.I., Pietsch G.J. // Plasma Sources Sci. T. 2012. Vol. 21. P. 024010.
- [16] Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960. 605 с.
- [17] Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М., Л.: Гос. изд-во тех.-теор. лит., 1950. 672 с.
- [18] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Изд. дом „Интеллект“, 2009. 736 с.
- [19] Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: Изд-во МФТИ, 1997. 320 с.

- [20] *Сканави Г.И.* Физика диэлектриков. Область сильных полей. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1958. 895 с.
- [21] *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. Наука, 1991. 224 с.
- [22] *Бортник И.М., Верецагин И.П., Вершинин Ю.Н.* и др. Электрофизические основы техники высоких напряжений. М.: Энергоатомиздат, 1993. 543 с.
- [23] *Bartnikas R.* // IEEE T. Dielect. El. In. 2005. Vol. 12. N 2. P. 196–202.
- [24] *Devins J.C.* // IEEE T. Electr. Insul. 1984. Vol. EI-19. N 5. P. 475–495.
- [25] *Allen K.R., Phillips K.* // Proc. Of the Royal Soc. A. 1964. Vol. 278. P. 188–213.
- [26] *Go D.B., Pohlman D.A.* // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 107. P. 103 303.
- [27] *Umetura T., Nakamura S., Hikita M., Maeda T., Higashiyama M.* // IEEE T. Dielect. El. In. 2013. Vol. 20. N 1. P. 255–261.
- [28] *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 544 с.
- [29] *Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б.* Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
- [30] *Husain E., Nema R.S.* // IEEE T. Electr. Insul. 1982. Vol. EI-17. N 4. P. 350–353.
- [31] *Heylen A.E.D.* // IEEE Electr. Insul. M. 2006. Vol. 22. N 3. P. 25–35.
- [32] *Петер Г.* Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. 390 с.
- [33] *Llewellyn F.J., Morgan C.G.* // Phys. Rev. 1951. V. 82. P. 970–971.
- [34] *Williams D.W., Williams W.T.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1972. Vol. 5. P. 1845–1854.
- [35] *Guile A.E., Salim M.A., Heylen A.E.D.* // IEEE T. Dielect. El. In. 1997. Vol. 4. N 1. P. 135–145.
- [36] *Babich L.P.* High-energy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena. Futurepast Inc. Arlington, Virginia, USA, 2003. 372 p.
- [37] *Омаров О.А., Рухадзе А.А., Шнеерсон Г.А.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. С. 1997–2000.