

Стационарные предпробойные вольт-амперные характеристики слабопроводящих, жидких диэлектриков и слабоионизованных газов

М. С. Апфельбаум, В. И. Владимиров, В. Я. Печёркин

Объединённый Институт высоких температур РАН,
ул. Ижорская, 13, строение 2, г. Москва, 127412, Россия, e-mail: msa@ihed.ras.ru

Предложена теоретическая модель электрогидродинамических предпробойных явлений в слабоионизованных (слабопроводящих) средах. Рассматривается высоковольтная проводимость слабопроводящих жидкостей и слабоионизованных газов, соответствующая этой модели. Аналитически получена формула для расчётов вольт-амперных характеристик слабопроводящих жидкостей в высоковольтном электрическом поле сферического конденсатора. Представлены эмпирические вольт-амперные характеристики коронного разряда слабоионизованного газа. Сравняются теоретические и экспериментальные результаты. Эти результаты можно использовать для анализа электрогидродинамических и электрогазодинамических течений сред от тонких высоковольтных осесимметричных электродов.

Ключевые слова: высоковольтная проводимость, разрядные вольт-амперные характеристики, слабопроводящие (слабоионизованные) среды.

УДК 538.3:532:538.4

ВВЕДЕНИЕ

Достаточно давно отклонения от закона Ома для слабоионизованных твёрдых диэлектриков типа слюды в предпробойных стационарных полях плоского конденсатора экспериментально обнаружил Пуль [1]. Эмпирические стационарные зависимости электрического тока от приложенного постоянного напряжения $I(U)$ аппроксимировались с экспоненциальными [1]. Для жидких слабопроводящих сред типа трансформаторного масла аналогичные Пулевским эмпирические зависимости были получены, например, в [2]. Для слабоионизованных газов такие эмпирические экспоненциальные зависимости тоже в случае плоского удлиненного конденсатора известны как кривые Никурадзе. Они представлены, например, в [3] наряду с аналогичными кривыми для слабопроводящих жидких диэлектриков. А в [4] анализируется влияние предпробойного электроконвективного переноса образующегося в слабопроводящих жидких диэлектриках объёмного заряда на их проводимость и вследствие этого на такие характеристики. Для слабых электролитов в курсах электрохимии [5] этот эмпирический эффект тоже экспоненциального характера в поле удлиненного плоского конденсатора принято называть вторым эффектом М. Вина (первым эффектом М. Вина в электрохимии принято считать аналогичный, но гораздо более слабый эффект для сильных электролитов, обусловленный влиянием предпробойного электрического поля не на концентрации, а на подвижности ионов). В сильно ионизованной плазме [6] влияние как однородного, так и неод-

нородного электрического поля тоже не на концентрации, а только на подвижности зарядов, то есть и на нелинейность вольт-амперных характеристик, примерно такое же, как и в сильных электролитах. В резко неоднородных предпробойных полях как в слабопроводящих жидкостях, так и слабоионизованных газах [7] наиболее характерные наблюдаемые предпробойные отклонения от линейного закона Ома квадратичны.

Теоретически экспоненциальный рост проводимости слабоионизованных твёрдых сред полупроводникового типа с ростом модуля напряженности электрического поля вплоть до величины напряженности электрического пробоя обосновал Френкель [8]. В [8] использовалось уравнение Аррениусовского типа для зависимости объёмной скорости ионизации таких сред от температуры с учётом снижения потенциала ионизации их нейтральных частиц электрическим полем (по [8] такое уменьшение существенно в предпробойных полях). Следует отметить, что, например, в [7] описаны проведенные ранее примерно такие же алгебраические достаточно простые оценки Шоттки. Они были проведены для аналогичного снижения предпробойным электрическим полем работы выхода при термоэмиссии электронов из сильно нагретого высоковольтного катода. А для константы диссоциации слабопроводящих жидких диэлектриков в [9] вывод её зависимости от модуля напряженности электрического поля в виде Френкелевской экспоненты был сделан с учётом снижения энергии активации их частично диссоции-

рующих молекул, в том числе и сложного состава, предпробойным полем. В [10] для такой зависимости константы диссоциации слабых электролитов методами физической кинетики была получена аналитическая и в нуле (в отличие от Френкелевской экспоненты, растущей по [12] в предпробойных полях примерно так же) функция Бесселя от модуля напряжённости электрического поля первого порядка мнимого аргумента. Поэтому в электрохимии, например в [5], принято считать, что именно Онзагер обосновал теоретически эмпирический эффект М. Вина предпробойной нелинейности вольт-амперных характеристик для слабых электролитов. При этом как в [8], так и [10] переход от зависимости скорости ионизации (диссоциации) к зависимости проводимости от температуры и модуля напряжённости электрического поля осуществлялся законом действующих масс (близости объёмных скоростей ионизации (диссоциации) нейтральных частиц и рекомбинации заряженных). То есть в предположении химического (диссоциативного) или ионизационного равновесия сред без учёта (до установления влияния) происходящего в них нестационарного изменения низковольтной проводимости почти до пробойной. А также влияния на неё диффузии заряженных частиц и скорости их дрейфа в сильных электрических полях. И кроме того, без учёта влияния течений рассматриваемых нами здесь жидких и газообразных сред, возникающих в таких полях ввиду образования в них предпробойного объёмного заряда, на пространственное распределение плотности такого заряда, которое, как показано, например в [4], тоже может изменять пространственное и временное распределения проводимости.

В [11–13] были выписаны макроскопические уравнения с учётом влияния в общем случае и этих процессов на нелинейность исследуемых вольт-амперных предпробойных характеристик слабопроводящих жидких диэлектриков. При этом в [12, 13] теоретически исследовалась возможность применения формул Френкеля и Онзагера. И было показано, что для их применения в случае справедливости формулы Ланжевена-Онзагера [10] для зависимости коэффициента рекомбинации заряженных частиц от их подвижностей достаточно выполнения условия квазинейтральности рассматриваемых слабопроводящих жидкостей с ионной проводимостью не только в слабых, но и в предпробойных электрических полях. Для классической электрон-ионной плазмы аналогичные приэлектродные пограничные слои нарушения квазинейтральности известны как Ленгмюровские [6], а для сильных электролитов – как Дебаевские [5].

В случае изотермических режимов, осуществляющихся для рассматриваемых сред при отсутствии внешнего нагрева, а также при их слабом Джоулевым нагреве током поля плоского высоковольтного конденсатора, Френкелевская экспоненциальная зависимость вольт-амперной стационарной характеристики от приложенного постоянного напряжения теоретически следует из алгебраического уравнения стационарного закона сохранения заряда в дифференциальной форме. В случае сферического конденсатора из этого закона для определения стационарного распределения потенциала электрического поля в его межэлектродном промежутке, заполненном слабопроводящей жидкостью типа трансформаторного масла, в [13] нами было выведено обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка. Этим уравнением описывается изменение потенциала сферически-симметричного электрического поля по радиальной координате.

В [13] получено и аналитическое решение такого дифференциального уравнения. При условии равенства модуля разности потенциалов между электродами конденсатора приложенному постоянному напряжению из него следуют ожидаемая омическая линейность вольт-амперной характеристики в слабых полях и её квадратичность в предпробойных при больших межэлектродных расстояниях по сравнению с малыми радиусами внутреннего электрода. Этот теоретический результат также согласуется с предпробойными эмпирическими кривыми для слабопроводящих жидких диэлектриков, полученными в экспериментах разных авторов. А в случае коронного разряда в слабоионизованных газах по [3] микроуровневые процессы резко отличаются от соответствующих процессов в слабопроводящих жидких диэлектриках. Тем не менее при этом достаточно давно квадратичную зависимость для газов типа полученной нами квадратичной зависимости [13] для жидких слабопроводящих диэлектриков, но в поле не сферического, а удлинённого цилиндрического конденсатора с нитеобразным внутренним коронирующим электродом вывел Таунсенд [7]. Таунсендовская квадратичная зависимость $I(U)$ тоже многократно подтверждалась экспериментами для газов, результаты которых описаны, например, в [7]. С уменьшением межэлектродного расстояния даже при почти точечных высоковольтных электродах, создающих сильную неоднородность поля, по [13] для слабопроводящих жидких диэлектриков эта характеристика уже не квадратична, и её рост становится более резким, достаточно близким к экспоненциальному росту предпробойного поля плоского удлинённого конденсатора. Поэтому такую предпробойную вольт-амперную

характеристику можно считать квазиэкспоненциальной. То есть промежуточной по характеру её монотонного роста для рассматриваемых жидкостей между экспоненциальной зависимостью в поле плоского удлиненного конденсатора и квадратичной зависимостью в поле близких к точечным или нитеобразным высоковольтных электродов (с противоиэлектродами достаточно больших размеров по сравнению с ними, расположенными на очень больших расстояниях от них). Но количественных расчётных исследований в [13] именно таких трансцендентных предпробойных вольт-амперных характеристик нами не проводилось. Кроме того, результаты наших экспериментов [14, 15] свидетельствуют о том, что и для слабоионизованных газов при не очень близких межэлектродных расстояниях между коронирующими электродами и противоиэлектродами, больших по сравнению с ними размеров, наблюдается как Таунсендовская квадратичность, так и возрастающие с ростом U отклонения от неё. Ввиду этого цель настоящей работы – получение по нашей теоретической модели, не применимой по [3] для газов, аналитических формул для упомянутых квазиэкспоненциальных предпробойных зависимостей в слабопроводящих жидких диэлектриках. А также сопоставление результатов наших экспериментов [14, 15] с сухим воздухом в поле коронирующих электродов с результатами расчётов Таунсенда и Тиходеева, отличающихся от наших расчётов для слабопроводящих жидких диэлектриков. Результаты такого сопоставления дополнительно свидетельствуют об отклонениях от наиболее традиционной предпробойной квадратичности вольт-амперных характеристик сильно неоднородного поля при усложнении геометрии как коронирующих электродов, так и противоиэлектродов.

РАСЧЕТНАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ КВАЗИЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОЙ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ СФЕРИЧЕСКОГО КОНДЕНСАТОРА, ЗАПОЛНЕННОГО СЛАБОПРОВОДЯЩИМ ЖИДКИМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

При получении аналитической расчётной квазиэкспоненциальной зависимости для предпробойных исследуемых нелинейных вольт-амперных характеристик слабопроводящих вязких жидких диэлектриков типа трансформаторного масла в настоящей работе использовалась та же теоретическая модель, что и в наших предыдущих работах, например в [12, 13]. Считаем, следуя [9], что даже очищенные от примесей такие жидкости являются аналогами слабых электролитов. И что некоторые составляющие колец их

молекул типа бензольных сложного состава с ионными связями диссоциируют и в отсутствие приложенного к таким средам электрического поля ввиду теплового, описываемого квазиклассикой движения этих молекул и их столкновений из-за такого движения. Такая диссоциация является очень слабой. При взаимодействии рассматриваемых слабопроводящих жидких как очищенных, так и неочищенных от примесей сред с приложенным электрическим полем и происходит её усиление, как в слабых электролитах по Онзагеру [10]. Оно становится гораздо более интенсивным (экспоненциальным по Френкелю-Пламли [8, 9]) с ростом модуля напряжённости поля, но менее пробойного. Их омическая проводимость

$$\sigma = (n_+ b_+ + n_- b_-) Z e \quad (1)$$

растёт, но до электрического пробоя состав нейтральных компонент меняется слабо. В (1) n – объёмные концентрации разнозаряженных ионов; b – величины их электрических подвижностей; Z – их валентность или кратность связанных ионных пар типа НО (случай очищенного трансформаторного масла [16]), расположенных по краям бензольных колец молекул и частично диссоциирующих при столкновениях. При этом ядро бензольных колец молекул типа СН (также случай очищенного трансформаторного масла [16]) остаётся нейтральным до электрического пробоя среды. Это утверждение строго может быть, видимо, обосновано методами квантовой химии с определением величины Z в (1) для каждой рассматриваемой слабопроводящей жидкости. Кроме того, в (1) e – величина элементарного заряда (протона или электрона). В сферическом высоковольтном конденсаторе с рассматриваемым жидким диэлектрическим слоем в межэлектродном промежутке толщины d нами используется обобщение на случай разных величин подвижностей положительных и отрицательных ионов выведенной в [13] системы стационарных электродинамических уравнений бездиффузионного одномерного приближения. Такая обобщённая система уравнений, выведенная нами по аналогии с выведенной в [13] без учёта влияния предпробойных течений сред на искомую нелинейность их вольт-амперных характеристик, выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma E &= \frac{I \text{sign}[\varphi^\pm(r_0)]}{4\pi r^2}, E = -\frac{d\varphi}{dr}; \\ (\varepsilon \varepsilon_0)^2 b_+ b_- E \Delta_r E &= \\ &= \sigma_0^2 \exp(\beta \sqrt{|E|}) - \sigma^2 + (b_+ - b_-) \varepsilon \varepsilon_0 \left(\frac{dE}{dr} + \frac{2E}{r} \right) \sigma; \\ \beta &= \frac{(Ze)^{3/2}}{(\pi \varepsilon \varepsilon_0)^{1/2} k_B T}, \left| \int_{r_0}^{r_0+d} E dr \right| = U. \end{aligned} \quad (2)$$

В (2) знак потенциала $\varphi(r_0)$ на внутреннем электроде в рассматриваемом стационарном случае такой же, как и знак его заряда, ε – диэлектрическая проницаемость рассматриваемых сред, а ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума (диэлектрическая постоянная системы СИ). При этом k – постоянная Больцмана, а абсолютную температуру T для исследуемых режимов можно считать постоянной и комнатной. В [13] аналогичная системе уравнений (2) система одномерных стационарных уравнений выписана как для сферического, так и для удлинённого цилиндрического конденсатора с учётом диффузии, но, как уже указывалось выше, в случае равных величин подвижностей разнозаряженных ионов. В обеих системах нами используются неаналитическая в нуле экспоненциальная зависимость константы диссоциации слабопроводящих жидких диэлектриков от корня из модуля напряжённости электрического поля по [8], а также линейная Ланжевеновская зависимость коэффициента рекомбинации от подвижностей ионов. Вывод её приведен, например, в [7, 10] (в [10] наряду с выводом этой Ланжевеновской формулы методами физической кинетики также показано, что коэффициент рекомбинации от модуля напряжённости электрического поля не зависит). В (2) $\Delta_r E$ – составляющая Лапласиана векторной функции в криволинейной системе сферических координат по её радиальной оси (в случае сферической симметрии). Центр такой системы координат расположен в центре внутреннего электрода сферического высоковольтного конденсатора. При этом изменения характеристик по её угловым координатам считаются пренебрежимо малыми по сравнению с изменениями по радиальной. Граничные условия в таком одномерном стационарном случае по [9, 11] выглядят следующим образом:

$$n_+^A = n_-^K = 0. \quad (3)$$

Эти условия объясняются отталкиванием жидких ионов, знак которых противоположен знаку электрода, от него. Из уравнения (3), первого уравнения системы (2), являющегося законом сохранения заряда в дифференциальной форме, уравнения (1) зависимости σ от n_{\pm} , электродинамического уравнения Гаусса ($\operatorname{div} \vec{E} = \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0}$) и уравнения зависимости плотности объемного заряда от n_{\pm} ($q = (n_+ - n_-)Ze$) достаточно легко выводятся стационарные граничные условия для напряженности на обкладках сферического конденсатора. При выводе этих условий дифференциальное одномерное уравнение Гаусса в сферически-симметричном случае (одном из одномерных случаев) заменяется разностным. В (3) верх-

ними индексами обозначены анод и катод соответственно. В [9] такие граничные условия (3) выписывались, а в [11] математически обосновывались для плоского конденсатора. В [13] они нами обобщались на случай электрофизических (электрохимических) процессов нейтрализации ионов и ионизации нейтральных частиц рассматриваемых слабопроводящих жидких диэлектриков. Последний тип электрохимических или ионизационных реакций у электрода, согласно [3, 16], может привести к эмиссионным (инжекционным) токам из электродов в сильных полях. Но в настоящей работе, как и в монографии [17], случаи инъекции или эмиссии зарядов из высоковольтных электродов в слабопроводящий жидкий диэлектрик не рассматриваются. В уравнениях (2) φ – потенциал электрического поля, распределение которого в сферически-симметричном случае зависит только от радиальной координаты r : $r_0 \leq r \leq r_0 + d$, где толщина заполняющего конденсатор слоя жидкого диэлектрика d – это межэлектродное расстояние. Кроме указанных ранее обозначений в (2), σ_0 – низковольтная проводимость таких слабопроводящих жидких диэлектриков. В них подвижности можно считать от поля независимыми. По аналогии с нашей предыдущей статьей [13] и при разных величинах подвижностей из (2) предпробойное условие квазинейтральности получается таким:

$$1 \gg a = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 b_*}{\sigma_0 d^2 \exp\left[\frac{\beta}{2} \left(\frac{U}{d}\right)^{1/2}\right]}. \quad (4)$$

При этом условии решение стационарной внешней задачи системы уравнений (2), соответствующей по [13] при Ланжевеновской зависимости коэффициента рекомбинации от подвижностей ионов химическому равновесию рассматриваемых сред, сводится к решению гораздо более простой системы уравнений с областью определения искомым переменных вне пограничных слоев нарушения такой квазинейтральности (в (4) $b_* = (b_+ \pm b_-)/2$). Такая система выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma E &= \frac{I \operatorname{sign}[\varphi(r_0)]}{4\pi r^2}, \quad E = -\frac{d\varphi}{dr}; \\ \sigma &= \sigma_0 \exp\left(\frac{\beta}{2} |E|^{1/2}\right); \\ \beta &= \frac{(Ze)^{3/2}}{(\pi \varepsilon \varepsilon_0)^{1/2} k_B T}, \quad U = \left| \int_{r_0}^{r_0+d} E dr \right|. \end{aligned} \quad (5)$$

Знак заряда внутреннего электрода, как и $\operatorname{sign}[\varphi(r_0)]$, либо отрицателен, либо положителен в рассматриваемом стационарном случае. Знак же образующегося объемного заряда вне приэлектродных слоев нарушения квазинейтральности совпадает со знаком заряда внутреннего

электрода. Последнее утверждение следует из (5). А именно дифференцирование неявно заданной функции $E(r)$ приводит к следующей формуле для объемной плотности пространственного заряда:

$$q = \frac{\varepsilon\varepsilon_0\beta E |E|^{1/2}}{r(1+\beta E^{1/2}/2)}; \beta = \frac{(Ze)^{3/2}}{(\pi\varepsilon\varepsilon_0)^{1/2}k_B T};$$

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}; U = \left| \int_{r_0}^{r_0+d} E dr \right|; \quad (6a)$$

$$E \exp\left(\frac{\beta}{2} |E|^{1/2}\right) = \frac{I \operatorname{sign}\varphi(r)}{4\pi\sigma_0 r^2}.$$

Из (6a) и следует, что знак монотонно убывающей функции плотности объемного заряда $q(r)$, образующегося в предпробойном электрическом поле и существенно изменяющего приложенное, совпадает со знаком заряда внутреннего электрода. Третье уравнение системы (5) является обобщением на случай $Z > 1$ формулы Френкеля для проводимости из [8]. Впервые такое обобщение предложено Остроумовым в [17]. Из него выражение для плотности установившегося объемного заряда (6a) получается и при использовании для такой плотности вместо уравнения Гаусса еще одного выражения Остроумова из [17]:

$$q = -\varepsilon\varepsilon_0 (E \operatorname{grad} \sigma) / \sigma \quad (6b)$$

при условии, что σ определяется по (5). Из уравнений системы (5) для определения E и U , выписанных нами с учетом математического обоснования пренебрежения падения потенциала в неквазинейтральных пограничных слоях, проведенного в [18] методом асимптотических погранслойных разложений [19] по $a \ll 1$, получаем для сферического конденсатора аналитическим интегрированием и предельным переходом, близким к точечному высоковольтному внутреннему электроду $\beta E_0^{1/2} \gg 1$, и при конечном d :

$$\tau_d = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\sigma_0 \exp(\beta E_d^{1/2}/2)};$$

$$I = \frac{16(eZ)^3 U^2}{\tau_d (256 + 64\beta E_d^{1/2} + \beta^2 E_d)(k_B T)^2}; r_0 \leq r \leq r_0 + d; \quad (7)$$

$$E_0 = |E(r_0)|, E_d = |E(r_0 + d)|.$$

Полученная нами в [13] квадратичная вольт-амперная характеристика при $\beta E_0^{1/2} \gg 1$ и $d \rightarrow \infty$ вытекает из (7) тоже при $d \rightarrow \infty$. А именно при этом:

$$I = \frac{(eZ)^3 U^2}{16\tau_0 (k_B T)^2}. \quad (8)$$

В формуле (8) наряду с обозначениями, указанными выше, $\tau_0 = \tau_{d \rightarrow \infty} = \varepsilon\varepsilon_0 / \sigma_0$. В предпробойной электрогидродинамике слабопроводящих жидкостей время τ , как время релаксации обра-

зующегося в них предпробойного объемного заряда, использовалось ранее, например в [20, 21]. Для жидких диэлектриков типа трансформаторного масла оно даже в слабых полях (по данным, например, [16, 22]) порядка секунды.

В заключение раздела о предпробойных вольт-амперных характеристиках слабопроводящих жидких диэлектриках типа трансформаторного масла отметим, что из теоретически полученной нами формулы (7) следует рост предпробойного тока при фиксированном U с уменьшением d . В этом нетрудно убедиться, так как знак производной неявной функции (7), соответствующей зависимости $I(d)$ при фиксированном U и определяемом по (6a) распределении $E(r)$, отрицателен. Кроме того, отметим существенное влияние молекулярного состава на величину тока при фиксированном напряжении. А именно монотонно возрастающая зависимость $I(Z)$ при постоянном U тоже следует из полученной нами формулы (7), а также и из (8), в которой эта зависимость кубическая.

ЭМПИРИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРЕДПРОБОЙНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ В СЛУЧАЕ КОРОННОГО РАЗРЯДА В СЛАБОИОНИЗОВАННЫХ ГАЗАХ ПРИ КОРОНИРУЮЩЕМ ОСТРИИ

Наиболее близкими по молекулярному составу и типу предпробойной зависимости $I(U)$, особенно в сильно неоднородных полях, описываемом в предыдущем разделе о слабопроводящем жидком диэлектрике, являются слабоионизованные газы типа воздуха, называемые электроотрицательными [7] ввиду частичного прилипания имеющихся в них электронов к нейтральным молекулам. При взаимодействии таких сред с сильно неоднородным полем высоковольтных электродов типа иглы, лезвия, высоковольтных проводов или сфер малых размеров наблюдается свечение в виде короны [7] в окрестностях таких электродов. В таких погранслойных окрестностях электродинамические характеристики зависят от свободных электронов, а также от положительных и от отрицательных ионов. В поле высоковольтного коронирующего катода электроны могут попадать в газ не только из-за излучения, как в слабых полях, но и из-за разных типов электронной эмиссии, подробно описанных, например, в [7]. Ионы же в таких газах при наложении предпробойных полей образуются не только из-за прилипания электронов к молекулам, но и из-за ударной ионизации молекул свободными электронами, движущимися в сильных полях. Кроме того, они образуются и из-за плазмохимических процессов, отличающихся от диссоциативных в слабопроводящих жидких ди-

электриках, описанных в предыдущем разделе. Наряду с примыкающими к коронирующим электродам внутренними зонами разряда образуются и внешние зоны, заряженные в стационарных случаях, согласно, например, [7, 20, 23], униполярно. В них знак образующегося объёмного заряда при его установлении совпадает со знаком заряда коронирующего электрода (аналогичные, но квазинейтральные зоны для слабопроводящих жидких диэлектриков уже описывались нами выше). Согласно [23], и в слабоионизованных газах поле такого заряда существенно изменяет приложенное. А установившийся ток в этой униполярной (не квазинейтральной, как для слабопроводящих жидкостей, где q определяется градиентом омической проводимости по (6б) или аналогичного типа) зоне определяется следующим образом:

$$I = I^A = I_+ = \int_S qb_+ \vec{E} d\vec{S} \quad (9a)$$

для положительной короны, а также как

$$I = I^K = I_- = \int_S qb_- \vec{E} d\vec{S} \quad (9б)$$

для отрицательной при самых разных геометриях коронирующих электродов. Из закона сохранения заряда следует, что величина тока во внутренней, примыкающей к коронирующим электродам разных геометрий зоне, определяемая по совокупности плазмохимических и ударно-ионизационных процессов гораздо более сложным, чем (9), интегрированием, равна определяемому по (9) току во внешней зоне. Типы таких электродов подробно описаны, например, в [23]. Отметим, что при некоторых, не рассматриваемых в настоящей работе, граничных условиях на электродах зону униполярной проводимости можно получить при $a \gg 1$ как решение системы уравнений [24] предпробойной биполярной электрогидродинамики жидких слабопроводящих диэлектриков. В этих диэлектриках такие зоны, движущиеся в предпробойном электрическом поле, описывались, например, в [4].

В формулах (9) S – сплошная поверхность, сквозь которую течет ток униполярной проводимости. При этом упомянутая во введении квадратичная формула Таунсенда, полученная из (9) приближённо, как для положительной, так и для отрицательной короны от приложенного к обкладкам цилиндрического конденсатора постоянного напряжения U по [7] в системе СИ выглядит следующим образом:

$$\frac{I^{A,K}}{L} = \frac{I_{\pm}}{L} = \frac{32\pi\epsilon_0 b_{\pm} (U - U_K) U}{D \ln\left(\frac{D}{2r_0}\right)}. \quad (10)$$

В (10) D – диаметр внешнего электрода; U_K – измеряемое напряжение зажигания короны; r_0 – радиус внутреннего электрода; L – длина образующей ($L \gg D$) коаксиальных цилиндрических электродов. А формула точного аналитического решения выписанных в [25] как скалярных, так и векторных уравнений униполярной электродинамики коронного разряда, полученного в [25] тоже для случая цилиндрической симметрии:

$$\frac{I^{A,K}}{L} = \frac{I_{\pm}}{L} = \frac{32\pi^2 \epsilon_0 b_{\pm} U_K^2}{D^2}; \quad (11)$$

$$\left(\frac{U}{U_K} - 1\right) \left\{ \left(\frac{U}{U_K} - 1\right) + \frac{2}{\ln(D/2r_0)} \right\};$$

$$\left\{ 1 + \left[1 + \frac{2}{\left(\frac{U}{U_K} - 1\right) \ln(D/2r_0)} \times \ln\left[\frac{1}{2} \left(\frac{U}{U_K} - 1\right) \ln(D/2r_0)\right] \right] \right\}.$$

При получении формул (10) и (11) падения потенциала в приэлектродных пограничных слоях (внутренних зонах коронного разряда) считались пренебрежимо малыми. Для определения толщины этих слоёв следует учитывать как плазмохимические и ударно-ионизационные, так и диффузионные процессы. Во внешней же зоне разряда вместо констант плазмохимических и ударно-ионизационных микропроцессов в (10) и (11) для расчёта вольт-амперных характеристик коронного разряда используется достаточно известная в макроскопической теории внешней зоны разряда эмпирическая константа. Это так называемое напряжение зажигания короны, достаточно легко измеряемое в случае предпробойного поля острийковых электродов. Задачи его расчёта по константам плазмохимических и ударно-ионизационных процессов разряда здесь нами не рассматриваются. Поэтому и теоретические задачи расчёта наблюдаемых нами предпробойных нелинейных и неквадратичных вольт-амперных характеристик коронного разряда, например по молекулярному составу слабоионизованных газов, здесь не ставятся. В отличие от случаев слабопроводящих жидких диэлектриков, изложенных в предыдущем разделе.

Для сопоставления результатов расчётов стационарных предпробойных вольт-амперных характеристик коронного разряда по формуле Таунсенда (10) с измеряемыми при подготовке доклада [14] нами был дополнительно к уже ранее опубликованным экспериментальным работам, обзор которых приведен, например, в [7], проведен эксперимент. Его результаты представлены на рис. 1 дискретными точками. Отметим, что сам рисунок с соответствующим графиком эм-

пирической предпробойной вольт-амперной характеристики в краткие тезисы нашего доклада [14] помещён не был. Ввиду этого он был включён в число рисунков настоящей статьи. Кроме того, график этого рисунка приводится в настоящей статье для сравнения с графиком возрастающей более резко, чем квадратичная, предпробойной вольт-амперной характеристики, построенной по результатам наших опытов с острейковым коронирующим высоковольтным электродом, проведенных нами на примерно такой же установке. Погрешность измерений при обоих экспериментах не превышала двадцати процентов. Её описание будет приведено в настоящем разделе о вольт-амперных характеристиках коронного разряда электроотрицательных, слабоионизованных газов ниже.

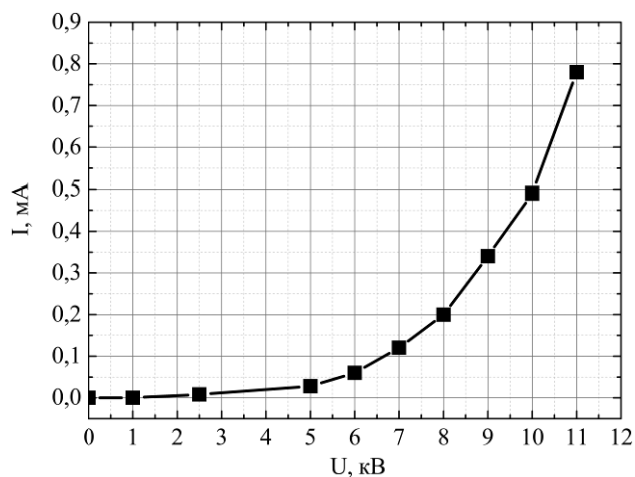


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика [14] цилиндрического конденсатора с воздушным промежутком. $L = 25$ см, $D = 2,5$ см.

Результаты расчета по формуле Таунсенда (10) для тока отрицательной короны представлены на рис. 1 сплошной кривой. Они при величине электрической подвижности определяющих при такой короне её ток отрицательных ионов, заимствованной для сухого воздуха из [7], и напряжении зажигания короны 3 К наряду с результатами многочисленных уже опубликованных экспериментов (см. [7]) тоже подтвердили наиболее характерную для случая цилиндрической симметрии в сильных полях квадратичность исследуемых характеристик при наложении внешних неоднородных предпробойных полей и больших межэлектродных расстояниях по сравнению с радиусом коронирующего электрода, а также для электроотрицательных газов. Расчёты проводились для используемого в опытах [14] сухого воздуха в межэлектродном промежутке коаксиального удлиненного цилиндрического конденсатора. Он изготовлен в виде кварцевой трубки, размеры которой указаны в подписи к рис. 1. По оси цилиндра натягивалась вольфрамовая проволока диаметром $0,1$ мм. К внутрен-

ней стенке трубки прижималась металлическая сетка. На коронирующую проволоку подавался постоянный отрицательный потенциал. При коронирующем острие описанные ниже опыты проводились нами с небольшим изменением межэлектродного расстояния.

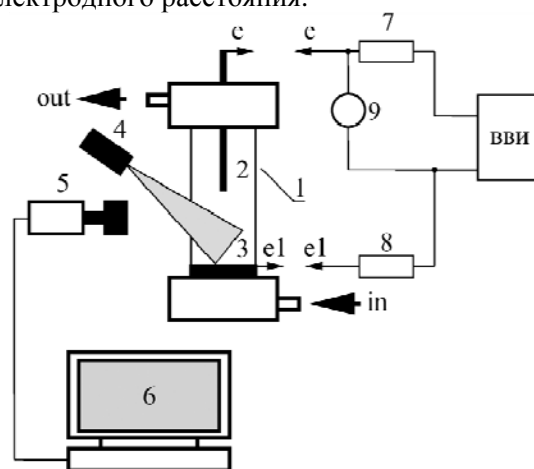


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — кварцевая разрядная трубка; 2 — острый электрод; 3 — плоский электрод; 4 — лазер; 5 — регистрирующая видеокамера; 6 — компьютер; 7 — балластный резистор; 8 — токовый шунт; 9 — высоковольтный киловольтметр; 10 — высоковольтный источник напряжения; 11 — in-вход для подачи газа; 12 — out-выход газа.

Схема такой установки с коронирующим остриём, не описанная в материалах нашего доклада [15], здесь представлена на рис. 2. Высоковольтный электрод 2 выполнен в виде иглы с радиусом острия 50 мкм и устанавливался на расстоянии 26 мм от плоского заземленного электрода, выполненного в виде диска диаметром 27 мм. Установка оснащена системой наблюдения межэлектродного пространства, включающей видеокамеру и подсвечивающий лазер. Напряжение зажигания короны у коронирующего острия, заряженного, как и проволока в предыдущих опытах [14], отрицательно, было примерно 5 кВ. График эмпирической вольт-амперной характеристики, построенный по результатам измерений тока и напряжения, представлен на рис. 3. По нему нетрудно убедиться, что расчётная формула типа (10) для квадратичной зависимости вольт-амперной характеристики коронного разряда в воздухе с системой высоковольтных электродов «острие-плоскость», которая используется в [7] (для сопоставления с опытами и при такой геометрии электродов) наряду с Таунсендовской для удлиненного цилиндрического высоковольтного конденсатора с заменой внутреннего радиуса цилиндра на радиус кривизны острия и сохранением в ней величины межэлектродного расстояния, не согласуется с результатами и наших опытов с дисковым плоским противозлектродом (в отличие от результатов аналогичных опытов, описанных в [7], с корони-

рующим остриём и прямоугольным, а не дисковым плоским противоэлектродом). При этом полученную нами эмпирическую зависимость тоже можно отнести к исследуемым в настоящей работе предпробойным сильно нелинейным вольт-амперным характеристикам, обусловленным неоднородным приложенным полем, так как в проведенных нами опытах наблюдается рост более резкий, чем квадратичный, даже в случае острейкового электрода, близкого к точечному. Её сопоставление с проведенными нами расчётами по формуле Тиходеева (11) это подтверждает (ранее аналогичное сопоставление теоретических вольт-амперных характеристик Тиходеева, к которым приводит не Аррениусовская кинетика, описанная в [26] и применяемая нами в предыдущем разделе для расчётов предпробойных вольт-амперных характеристик слабопроводящих жидких диэлектриков, а плазмохимическая и ударно-ионизационная кинетика реакций в слабоионизованных газах типа воздуха, с экспериментальными проводилось им в [27] только для систем заряженных разными знаками коронирующих тонких проводов). На графике рис. 3 результаты наших экспериментов [15] представлены, как и на рис. 1, точками, а расчётные – сплошной кривой. Но даже при полученном нами удовлетворительном согласии расчёта с нашими опытами отметим, что для более точного сопоставления с такой эмпирической нелинейной и неквадратичной зависимостью следует решать трёхмерную задачу, исходя из трёхмерных уравнений стационарной униполярной короны [25] с учётом краевых эффектов на острейковом коронирующем электроде и дисковом противоэлектроде.

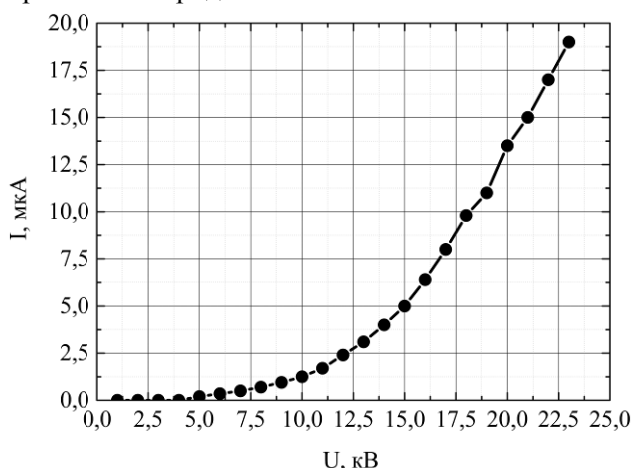


Рис. 3. ВАХ коронного разряда в воздухе. $P = 1$ атм, внутренний диаметр разрядной трубки 28 мм, плоскость перпендикулярна острию, расстояние между плоскостью и острием 26 мм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены и представлены в виде формул и графиков монотонно возрастающие

зависимости предпробойных стационарных вольт-амперных характеристик слабопроводящих жидких диэлектриков, а также слабоионизованных газов, отличающиеся более резким ростом тока с ростом приложенного постоянного напряжения от достаточно традиционных квадратичных для таких сред в случаях полей высоковольтных электродов, близких к точечным.

1. В случае заполняющего межэлектродный промежуток высоковольтного сферического конденсатора вязких, теплопроводных, жидких диэлектриков типа трансформаторного масла не зависящая от смены полярности электродов расчетная формула, свидетельствующая о росте предпробойного тока с уменьшением межэлектродного расстояния. Такую формулу можно использовать при расчетах пространственных распределений стационарных скоростей развитых течений слабопроводящих жидких диэлектриков от тонких высоковольтных осесимметричных электродов с учётом условия прилипания на противоэлектроде. В [13] без такого учёта для вывода соответствующих расчётных формул использовалась только квадратичная зависимость (8), являющаяся частным случаем, полученным в настоящей работе.

2. Эмпирическая зависимость в случаях электроотрицательных газов типа сухого воздуха в предпробойном поле коронирующего острия и дискового противоэлектрода, согласующаяся с теоретической формулой Тиходеева (11). Её можно рекомендовать для анализа пространственных распределений сопутствующих нелинейным вольт-амперным характеристикам коронного разряда установившихся осесимметричных скоростей течений электрического ветра в воздухе (результаты измерений таких скоростей представлены, например, в [17]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Poole H.H. On the Dielectric Constant and Electric Conductivity of Mica in Intense Fields. *Philosophical Magazine (Series 6)*. 1916, **2**, 112–129.
2. Белецкий З.М., Рыженко В.И., Тополянский Е.Л. О зависимости электрической проводимости трансформаторного масла от напряжённости электрического поля и температуры. *Электротехника*. 1974, (4), 46–49.
3. Felici N.J. Direct Current Conduction in Liquid Dielectrics. A Survey of Recent Progress (Part I). *Direct current*. 1971, **2**(3), 90–99.
4. Felici N.J. Direct Current Conduction in Liquid Dielectrics Electrohydrodynamic Phenomena (Part II). *Direct current*. 1971, **2**(4), 147–165.
5. Антропов Л.И. *Теоретическая электрохимия*. М.: Высшая школа, 1984. 519 с.
6. Tonks L., Langmuir I. A General Theory of the Plasma of Arc. *Physical review*. 1929, **34**, 876–922.

7. Райзер И.П. *Физика газового разряда*. М.: Наука, 1992. 536 с.
8. Френкель Я.И. К теории электрического пробоя в диэлектриках и электронных полупроводниках. *ЖЭТФ*. 1938, **8**(12), 1291–1301.
9. Plumley H.J. Conduction of Electricity by Dielectric Liquids at High Fields Strengths. *Physical review*. 1941, **59**, 200–209.
10. Onsager L. Deviation from Ohm's Law in a Weak Electrolyte. *J Chem Phys*. 1934, **2**, 599–615.
11. Гогосов В.В., Шапошникова Г.А., Шихмурзаев Ю.Д. Качественное исследование электрогидродинамических характеристик слабопроводящих жидкостей. *Прикладная математика и механика*. 1982, **46**(2), 435–444.
12. Янговский Е.И., Апфельбаум М.С. О насосном действии тонкого высоковольтного электрода в слабопроводящей диэлектрической жидкости. *ЖТФ*. 1980, **50**(7), 1511–1520.
13. Апфельбаум М.С. Об одной расчётной схеме электрогидродинамических течений. *Электрохимия*. 1986, (11), 1463–1471.
14. Apfelbaum M.S., Deputatova L.V., Pecherkin V.Ya., Sinkevich O.A., Vasilyak L.M., Vladimirov V.I. Stationary Pre-breakdown Volt-ampere Characteristics of a Weakly Ionized Media. *Abstracts of XXVIth International conference on interaction of intense energy fluxes with matter*. Elbrus, 2011, p. 178.
15. Apfelbaum M.S., Pecherkin V.Ya., Vladimirov V.I. On Pre-breakdown Volt-ampere Characteristics of Slightly Ionized Mediums. *Contributed papers of VIIth International conference "Plasma physics and plasma technology"*, Minsk, 2012, v. I, p. 34–37.
16. Балыгин И.Е. *Электрическая прочность жидких диэлектриков*. М.-Л.: Энергия, 1964. 228 с.
17. Остроумов Г.А. *Взаимодействие электрических и гидродинамических полей*. М.: Наука, 1979. 340 с.
18. Панкратьева И.Л., Полянский В.А. К расчёту сил, действующих на слабопроводящую жидкость в электрическом поле. *Прикладная математика и механика*. 1985, **49**(5), 766–774.
19. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. *Асимптотические разложения решений сингулярно возмущённых уравнений*. М.: Наука, 1973. 272 с.
20. Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А. *Электроконвекция и теплообмен*. Кишинёв: Штиинца, 1977. 320 с.
21. Мелчер Дж. Р. Электрогидродинамика. *Магнитная гидродинамика*. 1974, (2), 3–30.
22. Адамчевский И. *Электрическая проводимость жидких диэлектриков*. Л.: Энергия, 1972. 295 с.
23. Верещагин И.П., Левитов В.И., Мирзабекян Г.З., Пашин М.М. *Основы электрогазодинамики дисперсных систем*. М.: Энергия, 1974. 480 с.
24. Apfelbaum M.S. The Pre-breakdown EHD Equations for Liquid Insulators. *Proceedings of VIIIth conference on French electrostatic society*, Cherbourg, 2012, p. 227–229.
25. Тиходеев Н.Н. Дифференциальное уравнение униполярной короны и его интегрирование в простейших случаях. *ЖТФ*. 1955, **25**(8), 1449–1457.
26. Штиллер В. *Уравнение Аррениуса и неравновесная кинетика*. М.: Мир, 2000. 176 с.
27. Тиходеев Н.Н. Приложение метода “возмущения” к теории коронного разряда на проводах. *Энергетика*. 2003, **310**(1), 135–147.

Поступила 18.11.13

После доработки 10.03.14

Summary

The theoretical model of electrohydrodynamic pre-breakdown phenomena in the slightly ionized (weakly conductive) media is proposed. In conformity with the model, the high-voltage conductance of weakly conductive liquids and slightly ionized gases in intensive electric fields is considered. The formula for calculations of volt-ampere characteristics of weakly conductive liquids under a high-voltage spherical capacitor field is analytically derived. The empirical volt-ampere characteristics of the corona discharge of slightly ionized gases are presented. The theoretical and experimental results are compared. Those results may be applied for analyses of electrohydrodynamic and electrogasodynamic media flows from thin high-voltage axis-symmetrical electrodes.

Keywords: high-voltage conductance, discharge volt-ampere characteristics, slightly ionized (weakly conductive) media.