

04
Влияние размеров анода на характеристики тлеющего разряда с полым катодом

© С.П. Никулин

Институт электрофизики Уро РАН,
 620219 Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 25 декабря 1995 г.)

Проанализировано влияние размеров анода и давления газа на возможность реализации различных режимов горения тлеющего разряда с полым катодом (с отрицательным и положительным анодным падением), а также режима с прианодной плазмой и двойным электростатическим слоем. Получены аналитические соотношения для зависимостей напряжений на катодном и двойном слоях от площади анода и давления, согласующиеся с экспериментальными результатами. Получены простые выражения для критических давлений, ниже которых существование того или иного режима горения становится невозможным.

Введение

В работах [1,2] показано, что учет ионизационных процессов в катодном слое тлеющего разряда с полым катодом (ТРПК) позволяет рассчитать вольт-амперную характеристику разряда в удовлетворительном согласии с экспериментом. При увеличении тока разряда I_d и соответственном уменьшении протяженности катодного слоя d катодное падение потенциала U_c , которое в рассматривавшейся ситуации практически совпадало с напряжением горения разряда U_d , выходило на постоянный уровень

$$U_0 = \frac{W}{e\gamma} + \frac{E_i}{e} \approx \frac{W}{e\gamma}, \tag{1}$$

где W — средняя энергия, затрачиваемая на одну ионизацию; γ — коэффициент ионно-электронной эмиссии; e — заряд электрона; E_i — пороговая энергия ионизации.

Переход в (1) к приближенному равенству может быть сделан практически без потери точности, так как $\gamma \ll 1$ и соответственно напряжение горения на 1–2 порядка превышает потенциал ионизации. Выход U_c на постоянный уровень связан с тем, что при малых d ионизация осуществляется практически только γ -электронами, которые приобретают в катодном падении потенциала энергию eU_c , а вклад в ионизацию медленных вторичных электронов несуществен. Среднее число ионов n , генерируемых в полости одним электроном, определяется соотношением

$$n = \frac{(eU_c - E_i)}{W} \approx \frac{eU_c}{W}, \tag{2}$$

и нетрудно убедиться, что условие самостоятельности разряда

$$\gamma n = 1 \tag{3}$$

выполняется при U_c , определяемом соотношением (1).

Записанное выражение для n является верным лишь в том случае, если электрон уходит из газоразрядного промежутка, полностью потеряв свою энергию. Результаты

работ [3,5] показывают, что с понижением давления величина U_d возрастает, что связано с увеличением потерь быстрых электронов через апертуру полости [3] или с их уходом на анод [4,5]. Уменьшение площади апертуры или анода S_a облегчало условия горения, т. е. приводило к уменьшению U_d и величины критического давления p_{cr} , при котором горение разряда становилось невозможным. Однако эта закономерность выполнялась лишь до тех пор, пока S_a не достигала величины $\sim S_c \sqrt{m/M}$, где S_c — площадь катода, m и M — массы электрона и иона соответственно. Дальнейшее уменьшение S_a приводило к увеличению U_d . Кроме того, в работах [4,5] было обнаружено, что при использовании анодов с площадью, в несколько раз меньшей, чем $S_c \sqrt{m/M}$, напряжение горения снова начинало уменьшаться. Целью настоящей работы является анализ причин, обуславливающих неоднозначность влияния размеров анода на характеристики ТРПК.

Режим горения с отрицательным анодным падением

В работе [3] показано, что при значениях S_a , превышающих величину $\sim S_c \sqrt{m/M}$, реализуется разряд с отрицательным анодным падением потенциала U_a . Величина отрицательного U_a , как правило, небольшая $\sim kT_e/e$, где k — постоянная Больцмана, T_e — температура плазменных электронов. Примерно такой же незначительный перепад потенциала имеется в области плазмы, и в целом можно считать, что U_d практически равно U_c . Рассмотрим вопрос о том, как будет меняться U_c и соответственно U_d при уменьшении давления. Ионизационными процессами в катодном слое пренебрежем и будем считать, что ионизация в объеме полости осуществляется только γ -электронами, получившими после ускорения в катодном слое энергию eU_c .

При уменьшении энергии электрона от $E + dE$ до E им будет образовано $dn = dE/W$ ионов. Однако эти ионы возникнут лишь в том случае, если электрон, имеющий энергию E , все еще будет находиться в газоразрядном

промежутке, а не уйдет до этого на анод. Поэтому с учетом возможности ухода для величины dn следует записать следующее выражение:

$$dn = \frac{P(E, eU_c)dE}{W}, \quad (4)$$

где $P(E, eU_c)$ есть вероятность для электрона, имевшего начальную энергию eU_c , находиться в полости в тот момент времени, когда его энергия уменьшилась до величины E .

В [3] получено выражение для среднего пути L , проходимого осциллирующим электроном в полости до ухода из нее,

$$L = \frac{4V}{S_a}, \quad (5)$$

где V — объем полости.

Соответственно можно записать, что вероятность для электрона находиться в полости после прохождения им пути l составляет

$$P(l) = \exp\left(-\frac{l}{L}\right) = \exp\left(-\frac{lS_a}{4V}\right). \quad (6)$$

Используя приближение непрерывного замедления, можно записать следующее выражение для уменьшения энергии dE на пути dx :

$$dE = -\frac{Wdx}{l_i} = -W\sigma_i N dx, \quad (7)$$

где l_i — длина пробега до ионизации, σ_i — сечение ионизации, N — концентрация нейтрального газа.

Для упрощения дальнейших выкладок примем $\sigma_i \sim \text{const}$. Тогда, интегрируя (7), можно получить простое выражение, связывающее путь, пройденный электроном, и его энергию,

$$l = \frac{eU_c - E}{W\sigma_i N}. \quad (8)$$

Подставляя полученное выражение в (6), получаем

$$P(E, eU_c) = \exp\left(-\frac{eU_c - E}{W\sigma_i NL}\right), \quad (9)$$

и, интегрируя (4) в пределах от 0 до eU_c , получаем выражение для среднего числа ионов, образуемых электроном в полости,

$$n = \sigma_i NL \left(1 - \exp\left(-\frac{eU_c}{W\sigma_i NL}\right)\right). \quad (10)$$

Физически правильным было бы выбрать в качестве нижнего предела интегрирования величину E_i , а не 0, но поскольку $E_i \ll eU_c$, что уже обсуждалось выше, то замена E_i на 0 вполне допустима. Подставляя полученное выражение в условие самостоятельности разряда (3) и используя (5), а также известное соотношение $N = p/kT$, где p и T — давление и температура

газа, соответственно получим выражение, связывающее напряжение с давлением,

$$\frac{4\gamma p V \sigma_i}{S_a k T} \left(1 - \exp\left(-\frac{ekTU_c S_a}{4pVW\sigma_i}\right)\right) = 1. \quad (11)$$

Вводя обозначение

$$p_0 = \frac{kTS_a}{4\gamma V \sigma_i} \quad (12)$$

и используя (1), можно преобразовать (11) к более компактному виду

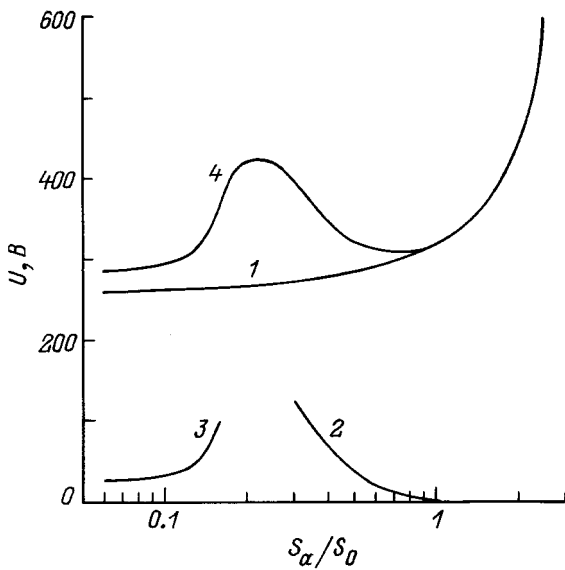
$$\frac{U_c}{U_0} = -\frac{p}{p_0} \ln\left(1 - \frac{p_0}{p}\right). \quad (13)$$

При такой форме записи физический смысл величины p_0 становится очевидным. При $p = p_0$ логарифм, а значит, и U_c обращаются в бесконечность, т.е. p_0 есть не что иное как критическое давление, при котором горение разряда становится невозможным. Величина U_0 соответствует напряжению горения разряда при достаточно высоких давлениях, когда электроны успевают растратить практически всю свою энергию до ухода на анод. Нетрудно убедиться, что полученная формула в соответствующем предельном случае описывает наблюдаемый в экспериментах выход напряжения на постоянный уровень при достаточно больших p . Действительно, считая $p \gg p_0$ и раскладывая логарифм в ряд, получаем $(U_c/U_0) \approx -(p/p_0)(-p_0/p) = 1$.

Качественный вид полученной функции $U_c(p)$ согласуется с экспериментальными зависимостями. В частности, что является основным моментом для настоящей работы — это полученное соотношение, которое объясняет наблюдаемый в экспериментах сдвиг характеристик вправо с увеличением S_a , которое приводит к пропорциональному возрастанию критического давления. Однако следует отметить, что в выражении (12) $p_0 \sim S_a/V$, в то время как в [3] утверждается об определяющей роли параметра S_a/S_c . По-видимому, это связано с тем, что в условиях эксперимента [3] величина S_c практически менялась, как и V , пропорционально длине цилиндрической полости. В работах [4,5], где использовалась полость меньшего объема при тех же значениях параметра S_a/S_c , разряд горел при более высоких давлениях. Таким образом, полученная в настоящей работе связь $p_{cr} \sim S_a/V$ более правильно отражает закономерности, характерные для ТРПК.

Считая p заданным, можно рассматривать выражение (13) как связь между U_c и S_a . На рисунке приведена кривая 1, показывающая характерный вид зависимости $U_c(S_a)$. При проведении расчета рабочим газом считался аргон, для которого $\sqrt{M/m} = 271$, а величина $W = 26$ эВ [1]. Значения остальных параметров, использованных при расчете, приведены в подписи к рисунку.

Оценка p_{cr} по (12) затруднена тем, что точное значение коэффициента γ неизвестно. Тем не менее провести



Зависимости катодного падения потенциала (1), положительного анодного падения потенциала (2), напряжения на двойном электростатическом слое (3) и напряжения горения разряда (4) от площади анода. Аргон, $p = 0.1$ Па, $I_d = 30$ мА, $S_c = 271$ см², $S_0 = 1$ см², $a = b = 1$, $\gamma = 0.1$.

такую оценку можно, используя экспериментально найденное значение U_0 . Тогда, исходя из (1), при известном W можно определить γ и оценить p_{cr} , используя в качестве σ_i некоторую характерную величину сечения ионизации. Полученные оценки согласуются по порядку величины с экспериментально найденными значениями p_{cr} для различных условий.

Таким образом, полученное для U_c выражение (13) с параметром p_0 , определенным по (12), описывает основные качественные закономерности горения ТРПК в режиме с отрицательным анодным падением.

Режим горения с положительным анодным падением и прианодной плазмой

При площади анода, меньшей, чем величина $\sim S_c \sqrt{m/M}$, анодное падение становится положительным. Обозначим через S_0 площадь анода, при которой анодное падение равно 0. Из вышеизложенного ясно, что

$$S_0 = a S_c \sqrt{m/M}, \tag{14}$$

где a — коэффициент порядка единицы.

С уменьшением размеров анода ниже величины S_0 площадь поверхности плазмы, с которой электроны поступают на анод, не меняется и остается равной S_0 , что необходимо для обеспечения равенства ионного тока на катод и электронного на анод, а величина положительного анодного падения U_a и длина прианодного слоя l_a возрастают. При пренебрежении ионизационными процессами в анодном слое величину U_a можно оценить,

используя известные формулы для "закона 3/2" в различных геометриях [6]. В цилиндрической геометрии, пренебрегая долей электронного тока, поступающей на торец анодного стержня, можно определить радиус поверхности плазмы R_0 по формуле

$$R_0 = \frac{S_0}{2\pi L_a}, \tag{15}$$

где L_a — длина анода.

На рисунке приведена кривая 2, показывающая характерный вид зависимости $U_a(S_a)$ в цилиндрической геометрии. При проведении расчета радиус анода R_a принимался равным 1 мм, а S_a менялась за счет изменения L_a . Как видно из рисунка, даже при небольшом разрядном токе I_d (в расчете, как и в эксперименте [5], значение I_d выбиралось равным 30 мА) величина U_a может внести существенный вклад в полное падение напряжения на разрядном промежутке, которое в этом случае следует считать равным $U_d = (U_c + U_a)$. По-видимому, именно этим обстоятельством обусловлен рост U_d , наблюдавшийся в [5] при уменьшении диаметра плоского анода или длины анодного стержня ниже некоторых оптимальных значений. С увеличением I_d возрастание U_a и соответственно U_d будет еще более существенным.

При увеличении l_a и U_a возрастает вероятность ионизационных процессов, что может привести к пробоем приэлектродного слоя и образованию вблизи электрода вторичной плазмы, отделенной от основной разрядной плазмы двойным электростатическим слоем [7]. В двойном слое отношение потоков ионов и электронов составляет величину $\sqrt{m/M}$ [6]. Поэтому, для того чтобы система плазма-двойной слой вблизи анода могла существовать, электроны, поступающие в двойной слой из основной плазмы, должны произвести ионизацию в области прианодной плазмы с вероятностью

$$P_i = b \sqrt{m/M}, \tag{16}$$

где b — коэффициент порядка единицы, учитывающий, что часть ионов из прианодной плазмы может уйти на анод, а не в двойной слой.

Рассмотрим, при каких условиях выполнение соотношения (16) является возможным в случае цилиндрической геометрии. Пренебрегая толщиной двойного слоя, можно записать следующее соотношение для вероятности ионизации в прианодной плазме:

$$P_i = N \sigma_i(eU_l)(R_0 - R_a), \tag{17}$$

где U_l — напряжение на двойном слое; $\sigma(eU_l)$ — сечение ионизации для электронов, набравших в двойном слое энергию eU_l .

Приравняв правые части (16) и (17) и используя (14), (15) и соотношение $p = NkT$, получим связь между U_l и p в следующем неявном виде:

$$\sigma_i(eU_l) = \frac{2\pi b k T L_a \sqrt{m/M}}{p(S_0 - S_a)}. \tag{18}$$

Поскольку вид зависимости $\sigma_i(E)$ достаточно хорошо известен, то расчет зависимостей $U_l(p)$ или $U_l(S_a)$ не представляет особых затруднений. Кривая 3 на рисунке показывает характерный вид зависимости $U_l(S_a)$.

Отметим, что поскольку сечение ионизации имеет максимум, то при заданном $S_a < S_0$ система плазма-двойной слой вблизи анода не может существовать, если давление меньше величины

$$p_l = \frac{2\pi b k T L_a \sqrt{m/M}}{\sigma_m (S_0 - S_a)}, \quad (19)$$

где σ_m — максимальное значение сечения ионизации.

Соответственно при заданном p увеличение S_a выше значения

$$S_l = S_0 - \frac{2\pi b k T L_a \sqrt{m/M}}{\sigma_m p} \quad (20)$$

приведет к распаду системы плазма-двойной слой вблизи анода.

На рисунке нанесена также кривая 4, показывающая характерный вид зависимости $U_d(S_a)$, которая определяется соотношениями $U_d = U_c + U_l$ при $S_a < S_l$, $U_d = U_c + U_a$ при $S_l < S_a < S_0$, $U_d = U_c$ при $S_a > S_0$. Отметим, что при S_a , незначительно превышающем S_l , рассчитывать функцию $U_a(S_a)$ по закону "3/2" нельзя, так как на этом участке в прианодном слое интенсивно идут ионизационные процессы. На этом участке кривая 4 аппроксимирована сплайном. Вид кривой 4 качественно согласуется с экспериментальными результатами, полученными в работе [5]. Рассматривая коэффициенты a , b и γ как подгоночные параметры, можно получить и неплохое количественное согласие.

Из (19) формально следует, что с уменьшением L_a величина критического давления p_l может быть уменьшена до сколь угодно малого значения. Однако при уменьшении L_a перестает выполняться допущение о том, что можно пренебречь поступлением электронов на торец анодного стержня. Результаты работы [7] показывают, что поверхность плазменной области, возникающей вблизи малого электрода, имеет форму, близкую к сферической. Считая, что поверхность основной разрядной плазмы близка к сферической и имеет площадь S_0 , можно получить следующее выражение для критического давления p_m , ниже которого существование системы плазма-двойной слой является невозможным при любой сколь угодно малой площади анода:

$$p_m = \frac{b k T}{2\sigma_m} \sqrt{\frac{\pi m}{M S_0}}. \quad (21)$$

При $p < p_m$ зависимость $U_d(S_a)$ имеет только 2 характерных участка, соответствующих режимам с отрицательным и положительным анодным падением. Оценки, выполненные с использованием (21), согласуются с результатами экспериментов [4,5]. Отметим, что точка, в которой кривая $U_d(S_a)$ достигает минимума, необязательно должна совпадать с S_0 , так как при уменьшении S_a ниже S_0 величина U_c продолжает уменьшаться и это

уменьшение может на некотором участке перевесить начавшийся рост величины U_a . В случае горения разряда через апертуру на анод, расположенный на значительном расстоянии l_{aa} от нее, уменьшение ее площади ниже S_0 и переход к режиму горения с положительным анодным падением приведут к резкому увеличению напряжения ($U \sim l_{aa}^{4/3}$). Горение разряда при небольшой величине U_d в этом случае может быть обеспечено только в режиме с двойным электростатическим слоем и анодной плазмой. Условия существования двойного слоя можно определить, приняв в качестве допущения, что ионы, поступающие в двойной слой, возникают в области, имеющей характерные размеры порядка радиуса апертуры r_a . Тогда соотношение, связывающее U_l и p , примет следующий вид:

$$\sigma_i(eU_l) = \frac{kT \sqrt{m/M}}{r_a p}. \quad (22)$$

Качественный вид зависимостей $U_l(p)$, рассчитанных по (22), согласуется в экспериментальными зависимостями, приведенными в [3]. Неплохое количественное согласие с экспериментом можно получить, варьируя величину T , которая в [3] менялась с увеличением тока разряда. Однако в области больших p расчетные и экспериментальные кривые существенно отличаются, что связано с пренебрежением при проведении расчетов начальной энергией электронов, имеющейся у них на входе в двойной слой. То, что у электронов имеется начальная энергия $\sim kT_e$, делает возможным существование двойного слоя при U_l меньше, чем потенциал ионизации. При уменьшении p величина U_l возрастает, и при p ниже

$$p_2 = \frac{kT \sqrt{m/M}}{r_a \sigma_m} \quad (23)$$

существование двойного слоя в апертуре полости становится невозможным. В этом случае, как уже обсуждалось выше и подтверждается результатами эксперимента [3], происходит резкое увеличение разрядного напряжения.

Поскольку функция $\sigma_i(E)$ является немонотонной, то, вообще говоря, возможны два решения уравнений (22) и (18): одно на участке возрастания, второе на участке убывания. Состояния системы плазма-двойной слой, описываемые вторым решением, по-видимому, являются неустойчивыми. Действительно, предположим, что произошло случайное уменьшение интенсивности ионизационных процессов, которое привело к уменьшению компенсации пространственного заряда электронов в двойном слое ионами, поступающими в него из анодной плазмы. В результате напряжение на двойном слое возрастет, что на падающем участке $\sigma_i(E)$ приведет к дальнейшему уменьшению ионизации и уходу системы от состояния равновесия, а на растущем участке увеличение U_l приведет к усилению ионизации, компенсирующему случайное отклонение. Разумеется, приведенную аргументацию нельзя считать исчерпывающей. Для решения вопроса об устойчивости того или иного состояния, а

также для определения параметров a и b необходим более детальный анализ процессов в прианодной области ТРПК, что может стать предметом дальнейшей работы.

Заключение

В настоящей работе проанализированы условия существования различных режимов горения ТРПК — с отрицательным и положительным анодным падением, а также режима с прианодной плазмой и двойным электростатическим слоем. Полученные соотношения (13), (18) и (22), связывающие напряжение на катодном и двойном слоях с размерами анода или апертуры и давлением, качественно согласуются с экспериментальными результатами. Получены простые выражения (12), (21), (23) для критических давлений, ниже которых существование того или иного режима горения становится невозможным. Оценки по полученным выражениям согласуются с результатами экспериментов по порядку величины.

Список литературы

- [1] Метель А.С. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 10. С. 1928–1934.
- [2] Никулин С.П. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 12. С. 21–27.
- [3] Метель А.С. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 241–247.
- [4] Bersenev V.V., Gavrilov N.V., Nikulin S.P. // Proc. XXII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Hoboken (New Jersey), 1995. Vol. 2. P. 103–104.
- [5] Берсенева В.В., Гаврилов Н.В., Никулин С.П. // Матер. конф. "Физика низкотемпературной плазмы". Петрозаводск, 1995. Ч. 2. С. 251–253.
- [6] Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука. 1971. 543 с.
- [7] Клярфельд Б.Н., Тимофеев А.А., Неретина Н.А. // ЖТФ. 1955. Т. 25. Вып. 9. С. 1581–1596.