

04

©1992 г.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ПОЛЫМ КАТОДОМ ПРИ БОЛЬШОЙ ПРОТЯЖЕННОСТИ КАТОДНОГО СЛОЯ

С. П. Никулин

Проанализировано влияние электронных осцилляций на ионизационные процессы в катодном слое и проведены расчеты и измерения характеристик тлеющего разряда низкого давления с цилиндрическим полым катодом при произвольном соотношении между шириной катодного слоя d и радиусом полости R . Показано, что плотность тока ионной эмиссии из плазмы немонотонным образом зависит от радиуса плазменной границы r_0 , что обуславливает нарушение устойчивости формирующейся в газовом разряде системы плазма-слой при малых r_0 .

В работе [1] показано, что основные отличия тлеющего разряда с полым катодом (ТРПК) от линейного не зависят от механизма эмиссии и определяются условиями движения частиц в полости. Проведенный в [2] анализ осцилляционного движения электронов и учет вклада в ионизацию быстрых вторичных электронов, образованных в катодном слое, позволил объяснить ряд специфических свойств ТРПК и выполнить расчет вольт-амперной характеристики (ВАХ) разряда, результаты которого согласуются с экспериментом при плотностях тока $\sim 10^{-5} - 10^{-4}$ А/см². При больших и меньших величинах тока расчет дает значения, которые меньше найденных экспериментально. Наличие расхождения при больших токах разряда I_p связывалось в [2] с нагревом газа, причины отклонений при малых I_p в [2] не обсуждались. Превышение экспериментальных значений I_p над расчетными в диапазоне малых токов отмечалось также в работе [3], в которой было высказано предположение, что это расхождение обусловлено использованием в [2,3] при проведении расчетов допущения о том, что все ионы попадают в слой из плазмы. Поскольку ионы и электроны образуются вместе, то использование такого предположения при одновременном рассмотрении процесса образования в катодном слое быстрых вторичных электронов приводит к явному противоречию, но оно все же допустимо при выполнении условия $d \ll R$, так как в этом случае доля ионов, образующихся в слое, невелика. При малых токах величина d становится сравнимой с r_0 и значительная часть ионов генерируется осциллирующими электронами непосредственно в слое. В этом случае использование вышеуказанного допущения является необоснован-

ным. Кроме того, в [2] использовался ряд других допущений, также справедливых лишь при $d \ll R$. Целью настоящей работы являются анализ влияния электронных осцилляций на ионизационные процессы в катодном слое и расчет характеристик ТРПК при произвольном соотношении между величинами d и R .

Быстрые электроны теряют свою энергию вследствие упругих столкновений, возбуждения и ионизации атомов. Последний процесс является основным, и, учитывая, что средняя энергия W , идущая на образование пары заряженных частиц, практически постоянна в широком диапазоне энергий, будем, как и в [2], рассматривать только ионизационные процессы и примем, что в каждом акте ионизации быстрый электрон теряет энергию W .

Методика расчета распределений частиц, осциллирующих в потенциальной яме при низких давлениях, рассматривалась в [4] и заключается в составлении кинетического уравнения в пространстве интегралов движения, невозмущенного столкновениями. Такой подход применим в том случае, если частота столкновений ν (в нашей задаче это частота ионизации) много меньше частоты колебаний $\nu_{\text{кол}}$ частиц в потенциальной яме. Однако, учитывая, что энергия, теряемая частицей при одном столкновении, много меньше энергии E_0 , приобретаемой в катодном падении, этот метод в рассматриваемой ситуации можно использовать и в случае $\nu \lesssim \nu_{\text{кол}}$, так как амплитуда колебаний после одной ионизации меняется незначительно и число колебаний n , совершаемых электроном до полной релаксации, достаточно велико $n \gtrsim E_0/W \gg 1$. Принимая также, что быстрые электроны после ионизации сохраняют направленное радиальное движение, запишем стационарное кинетическое уравнение для функции распределения быстрых электронов по энергии $f(E)$ в следующем виде:

$$-\nu(E)f(E) + \nu(E+W)f(E+W) + \int_E^{E_0} P(E, E')\nu(E')f(E')dE' + \gamma \frac{I}{e} \delta(E - E_0) = 0, \quad (1)$$

где $E = e(\varphi_0 - \varphi(r))$ — полная энергия радиальных колебаний частицы; φ_0 — потенциал плазмы (перепадом потенциала в плазме пренебрегаем, так как он много меньше катодного падения U); r — амплитуда колебаний; $\nu(E)$ — усредненная по периоду колебаний частота ионизации; $P(E, E')$ — плотность вероятности для электрона с энергией E' образоваться в результате ионизации электрон с энергией E ; γ — коэффициент ионно-электронной эмиссии; I — ионный ток; $E_0 = e(\varphi_0 - \varphi(R))$.

Третий и четвертый члены в (1) описывают генерацию электронов соответственно в объеме и на поверхности полого катода, при этом предполагается, что электроны вылетают из катода с нулевой скоростью. Учитывая, что $W \ll E_0$, можно в (1) выполнить следующее преобразование:

$$-\nu(E)f(E) + \nu(E+W)f(E+W) = W \frac{d}{dE} (\nu(E)f(E)). \quad (2)$$

Такая замена не является корректной при малых энергиях $E \sim W$, но, поскольку нашей целью не является точный расчет функции распределения, а лишь анализ ионизационных процессов, в которые частицы с

малыми энергиями не вносят большого вклада, она не приведет к существенным ошибкам. Используя (2), а также следующие соотношения:

$$f(r)dr = f(E)dE, \quad P(r, r')dr = P(E, E')dE,$$

$$\nu(r) = \nu(E = e(\varphi_0 - \varphi(r))), \quad dE = -e \frac{d\varphi}{dr} dr,$$

где $f(r)$ — функция распределения электронов по амплитудам колебаний, $P(r, r')$ — плотность вероятности для электрона с амплитудой r' образоваться в результате ионизации электрона с амплитудой r , можно получить кинетическое уравнение для $f(r)$ в виде

$$-\frac{W}{e} \frac{d}{dr} \left(\frac{\nu(r)f(r)}{\varphi'(r)} \right) + \int_r^R P(r, r') \nu(r') f(r') dr' - \gamma I \frac{d\varphi}{dr} \delta(e\varphi(R) - e\varphi(r)) = 0. \quad (3)$$

Принимая, что частицы, образующиеся при ионизации, так же как и первичные электроны, имеют в первый момент нулевую скорость, можно записать для $P(r, r')$ следующее выражение:

$$P(r, r') = \frac{\sigma(e\varphi(r) - e\varphi(r'))}{r'} \frac{\int_0^r \sigma(e\varphi(r) - e\varphi(r')) dr}{\int_0^r \sigma(e\varphi(r) - e\varphi(r')) dr},$$

где σ — сечение ионизации.

При использовании такого допущения второй член в (3) описывает не только амплитудное распределение вновь образующихся электронов, но также и распределение по координате генерируемых в единицу времени ионов $g(r)$, которое следует отличать от числа ионов $Z(r)$, генерируемых в единичном объеме вблизи r в единицу времени,

$$g(r) = \int_r^R P(r, r') \nu(r') f(r') dr' = Z(r) \cdot 2\pi r L, \quad (4)$$

где L — длина катода.

При $r < r_0$ $g(r) = g(r_0)$, при $r > r^*$, где r^* — корень уравнения $e\varphi(r^*) = E_i + e\varphi(R)$ (E_i — пороговая энергия ионизации), $g(r) = 0$. В этом диапазоне из (3) можно найти вид функции $f(r)$ при заданном распределении потенциала $\varphi(r)$

$$f(r) = \begin{cases} -\frac{\gamma I \varphi'(r)}{W \nu(r)} & \text{при } r \in (r^*, R), \\ -\frac{\gamma I \varphi'(R)}{2W \nu(R)} & \text{при } r = R, \\ 0 & \text{при } r > R. \end{cases} \quad (5)$$

Поскольку $\varphi(r)$ заранее неизвестно, то необходимо совместное решение (3) и уравнения Пуассона

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\varphi}{dr} \right) = -\frac{eg(r_0)r_0 \exp\left(-\frac{r-r_0}{\lambda}\right)}{2\pi r L \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{M}(\varphi_0 - \varphi(r))}}$$

$$-\int_{r_0}^r \frac{e \left(g(r') + \int_0^{r'} g(r'') dr'' / \lambda \right) \exp(-\frac{r-r'}{\lambda}) dr'}{2\pi r L \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{M} (\varphi(r') - \varphi(r))}}, \quad (6)$$

при граничных условиях $\varphi(r_0) = \varphi_0$, $\varphi'(r_0) = 0$, где M — масса иона, λ — длина свободного пробега иона до перезарядки, λ предполагается не зависящей от скорости.

Первый член в правой части (6) описывает вклад в пространственный заряд ионов, эмиттируемых плазмой, второй член дает вклад ионов, образовавшихся в катодном слое в результате ионизации $g(r')$ или пе-

резарядки $\int_0^{r'} g(r'') dr'' / \lambda$ в катодном слое. Учет перезарядки необходим, так как в условиях эксперимента, с результатами которого расчетные характеристики будут ниже сравниваться, отношение R/λ составляло $\alpha = R/\lambda \sim 1-10$, а протяженность слоя была величиной одного порядка с R . Поскольку сечение ионизации электронным ударом на порядок меньше сечения перезарядки, то при этих же давлениях отношение $\nu/\nu_{\text{кол}}$ составляет величину $\sim 0.1-1$, что соответствует обсужденному выше диапазону применимости методики, изложенной в [4,5].

Учитывая, что в (6) распределение $\varphi(r)$ функционально связано с $g(r)$, целесообразно, используя (4), преобразовать (3) к уравнению, также связывающему функции φ и g , исключая из него $f(r)$. Интегрируя (3) по dr в пределах от r до R , получим

$$-\frac{W}{e} \left(\frac{\nu(R)f(R)}{\varphi'(R)} - \frac{\nu(r)f(r)}{\varphi'(r)} \right) + \int_r^R g(r') dr' + \frac{\gamma I}{2e} = 0. \quad (7)$$

Преобразуя (7) и используя при этом (5), получим для $f(r)$ следующее соотношение:

$$f(r) = -\frac{e\varphi'(r)}{W\nu(r)} \left(\int_r^R g(r') dr' + \frac{\gamma I}{e} \right). \quad (8)$$

Подставляя (8) в (4), получим интегральное уравнение

$$g(r) = -\int_r^R P(r, r') \frac{e\varphi'(r')}{W} \left(\int_{r'}^R g(r'') dr'' + \frac{\gamma I}{e} \right) dr'. \quad (9)$$

Решение системы уравнений (6), (9) проводилось методом последовательных приближений для ряда значений r_0 , после чего вычислялись величина катодного падения $U = \varphi_0 - \varphi(R)$ и ток разряда $I_p = (1 + \gamma)I = (1 + \gamma)e \int_0^R g(r) dr$. Учитывая также, что $d = R - r_0$, получаем взаимосвязь между основными характеристиками разряда. Следует отметить, что поскольку точное значение γ неизвестно, то расчеты, как и в [2], проводились для нескольких значений γ в диапазоне, соответствующем разбросу

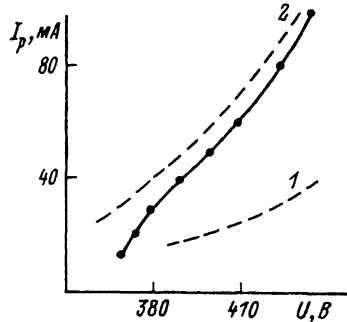


Рис. 1. Аргон, $p = 2.6$ Па, $R = 16.5$ мм, $L = 300$ мм; сплошная кривая — эксперимент, штриховая — расчет; 1 — $\gamma = 0.02$, 2 — 0.03 .

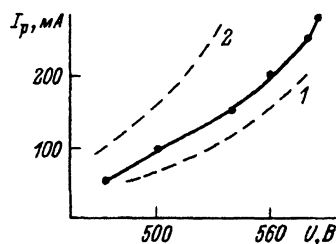


Рис. 2. Азот, $p = 2$ Па, $R = 14$ мм, $L = 200$ мм; сплошная кривая — эксперимент, штриховая — расчет; 1 — $\gamma = 0.03$, 2 — 0.04 .

экспериментальных данных. Результаты расчетов показывают, что U монотонно уменьшается с увеличением d , что связано с ростом вклада в ионизацию образованных в катодном слое быстрых электронов.

При проведении экспериментов использовались катоды с различными L и R , выполненные из нержавеющей стали. В качестве рабочего газа использовались аргон и азот. На рис. 1 и 2 приведены экспериментальные и расчетные вольт-амперные характеристики (соответственно для аргона и азота). Качественный характер расчетных ВАХ соответствует эксперименту, выбирая $\gamma \sim 0.027$ для аргона и $\gamma \sim 0.033$ для азота, можно получить хорошее количественное согласие, за исключением диапазона токов $I_p < 20$ мА (рис. 1). Расхождение связано с тем, что в этом диапазоне при уменьшении I_p происходит сокращение длины плазменного столба в катодной полости, а не его радиуса, как это следует из расчета. Результаты экспериментального исследования этого эффекта описаны в работе [3], в которой его появление связывалось с нарушением устойчивости системы плазма-ионный слой, возникающим при малых отношениях r_0/R [6]. Следует, однако, отметить, что при анализе устойчивости в [3,6] рассматривалась идеализированная ситуация, не учитывающая взаимозависимости величин j , U и r_0 , где j — плотность тока ионной эмиссии из плазмы. Результаты проведенных расчетов позволяют найти j , используя следующее соотношение:

$$j = \frac{eg(r_0)r_0}{2\pi r_0 L} = \frac{eg(r_0)}{2\pi L}.$$

Зависимости j от величины $\xi = r_0/R$, приведенные на рис. 3 для нескольких параметров W и γ , являются немонотонными с минимумом в точке $\xi_0 \sim 0.21$. Изменение параметров W и γ не приводит к существенному изменению ξ_0 . При $\xi \geq \xi_0$ случайное усиление ионизационных процессов, сопровождающееся ростом концентрации плазмы и ее эмиссионной способности, приводит к увеличению ξ . Следовательно, сокращается протяженность слоя, уменьшается доля генерируемых в нем электронов и их вклад в ионизацию, что приводит к уменьшению интенсивности ионизации. В результате концентрация плазмы снижается и она возвращается в исходное положение. Если же $\xi < \xi_0$, то случайное увеличение концентрации плазмы и соответственно плотности эмиттируемого ионного тока

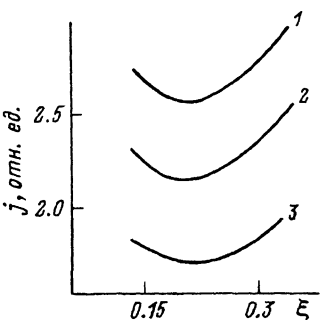


Рис. 3. Зависимости j от ξ_0 .
 $W, \text{эВ}$: 1, 2 — 37; 3 — 26; γ : 1, 3 — 0.03;
 2 — 0.04; $\alpha = 3$.

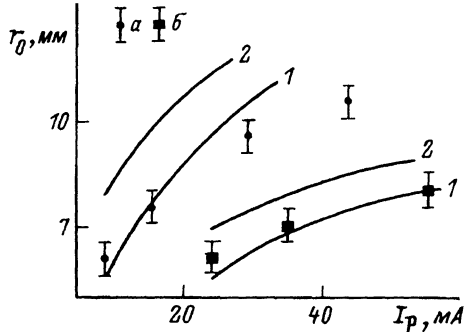


Рис. 4. Азот, а — $p = 2.6$ Па, $R = 14$ мм,
 $L = 200$ мм; б — $p = 3.3$ Па, $R = 21$ мм,
 $L = 300$ мм.

приводит к уменьшению ξ . Катодный слой расширяется, увеличивается генерация быстрых электронов, что приводит к росту ионизации, увеличению концентрации плазмы и ее дальнейшему сжатию. Проведенный качественный анализ, так же как и выполненный в [6], свидетельствует о неустойчивости газоразрядной структуры при малых r_0 . В то же время значение ξ_0 , полученное в настоящей работе, несколько меньше величины, найденной в [3,6], т.е. учет процессов генерации частиц приводит к определенному расширению области устойчивости системы плазма-слой.

Таким образом, в отличие от разряда в плоской геометрии, где имеет место немонотонная зависимость $U(d)$, обуславливающая возникновение режима нормального тлеющего разряда (НТР) [7], в разряде низкого давления с полым катодом имеет место немонотонная зависимость $j(\xi)$. Значение $\xi_0 \approx 0.21$ неплохо согласуется с минимально возможным отношением $r_0/R \sim 0.25$, найденным экспериментально в работе [3], и можно предположить, что сокращение продольного размера плазменного столба и соответствующее уменьшение поверхности полого катода S , участвующей в разряде, связано с нарушением устойчивости газоразрядной структуры на падающем участке зависимости $j(\xi)$. Следует отметить, что в отличие от НТР самоорганизация в разряде с полым катодом происходит путем, энергетически менее выгодным. Для детального описания процесса сокращения S при уменьшении I_p , так же как и в случае НТР [7], необходим анализ двумерной нестационарной модели.

На рис. 4 представлены две экспериментальные зависимости $r_0(I_p)$ (методика определения r_0 описана в [3]) и две расчетные зависимости для каждого эксперимента: 1 — представленная модель, 2 — расчет с использованием допущения, что все ионы поступают в слой из плазмы (при проведении этого расчета использовались экспериментальные значения U и I_p). Видно, что представленная модель лучше согласуется с экспериментом.

Таким образом, модель, учитывающая генерацию осциллирующими электронами заряженных частиц в катодном слое, позволяет получить основные характеристики ТРПК, удовлетворительно согласующиеся с экспериментом. Результаты расчетов свидетельствуют также о немонотонной зависимости плотности тока ионной эмиссии из плазмы от r_0 , что обуславливает нарушение устойчивости газоразрядной структуры при

малых r_0 и может являться причиной сокращения поверхности катода, участвующей в разряде, при уменьшении I_p .

Список литературы

- [1] Кириченко В.И., Ткаченко В.М., Тютюнник В.Б. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 9. С. 1857–1867.
- [2] Метель А.С. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 10. С. 1923–1934.
- [3] Крейндель Ю.Е., Никулин С.П. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 4. С. 89–94.
- [4] Будкер Г.И., Беллев С.Т. // Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 2. С. 330–354.
- [5] Никулин С.П. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 3. С. 31–39.
- [6] Крейндель Ю.Е., Никулин С.П. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1208–1209.
- [7] Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 8. С. 452–455.

Институт электроники
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
29 августа 1992 г.