

## Тлеющий разряд с полым катодом в длинных трубках

© С.П. Никулин

Институт электрофизики УрО РАН,  
620219 Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 9 марта 1998 г.)

Рассмотрены особенности горения тлеющего разряда с полым катодом при использовании в качестве катода длинной трубки ( $L \gg D$ ). Показано, что основным фактором, ограничивающим снизу диапазон рабочих давлений разряда, так же как и в случае  $L \sim D$ , является уход быстрых электронов через апертуру полости. Учет того, что движение электронов вдоль полости происходит в диффузионном режиме, позволил рассчитать величину критического давления, при котором горение разряда становится невозможным, и определить оптимальное значение параметра  $L/D$ , при котором поддержание разряда обеспечивается при наименьшем напряжении, в удовлетворительном согласии с экспериментом.

В работе [1] проанализированы процессы, протекающие при горении тлеющего разряда с осциллирующей электронов в полой катод, и разработана модель, удовлетворительно согласующаяся с результатами экспериментов, выполненных с использованием катодов, длина  $L$  и диаметр  $D$  которых являются величинами одного порядка. Однако сравнение предсказываемых этой моделью результатов с экспериментальными данными, полученными при использовании длинных катодных трубок ( $L \gg D$ ), показывает, что имеется значительное расхождение при определении оптимальной геометрии полого катода. В [1] показано, что минимальное напряжение горения достигается при выполнении соотношения  $S_a/S_c \sim \sqrt{m/M}$ , где  $S_a, S_c$  — площади анода и катода и  $m, M$  — массы электрона и иона, соответственно. При выполнении этого соотношения быстрые электроны успевают произвести достаточное число ионизаций и в то же время еще не возникает трудностей с транспортировкой к аноду плазменных электронов. Исходя из полученного соотношения следует ожидать, что в длинной трубке ( $S_c \approx \pi DL$ ) с торцевым анодом ( $S_a \approx \pi D^2/4$ ) оптимальные условия для горения разряда в среде наиболее широко применяемых газов, таких как аргон, азот, кислород, будут реализованы при выполнении условия  $L/D \approx 0.25\sqrt{M/m} \sim 10^2$ , однако в экспериментах минимум напряжения или максимум разрядного тока (при поддержании заданного напряжения) наблюдался при  $L/D \sim 10$  [2]. Целью настоящей работы является анализ особенностей горения разряда в длинных трубках и выявление причин отмеченного расхождения.

В работе [3] проводились эксперименты с трубками различной длины и на основании полученных результатов авторы пришли к выводу, что уход быстрых электронов на анод (а именно эти потери учитывались в модели [1]) затрудняет горение разряда лишь при небольших  $L$ , а в длинных трубках основным фактором, ограничивающим горение разряда, является уход эмиттированных электронов на противоположный участок катода и погасание разряда происходит при выполнении

условия  $\lambda \approx S$ , где  $\lambda$  — длина свободного пробега электрона. Такой вывод представляется сомнительным, так как если принять, что электроны, успевшие при первом пролете через полость испытать столкновение и не попавшие на противоположный участок катода, в дальнейшем расходуют всю свою энергию на ионизацию, то нетрудно получить, что самостоятельность разряда может быть обеспечена при выполнении следующего условия:

$$U = \frac{W}{e\gamma(1 - \exp(-D/\lambda(\varepsilon))),} \quad (1)$$

где  $U$  — разрядное напряжение, которое практически полностью сосредоточено в прикатодном слое;  $W$  — средняя энергия, затрачиваемая на образование пары заряженных частиц при торможении быстрой частицы в газе;  $e$  — заряд электрона;  $\gamma$  — коэффициент ион-электронной эмиссии;  $\exp(-D/\lambda)$  — доля частиц, которые, не испытав столкновения, ушли на катод и не принимают участия в ионизационных процессах;  $\varepsilon = eU$  — энергия быстрых частиц при первом пролете. При любом виде зависимости  $\lambda(\varepsilon)$  напряжение будет постепенно нарастать с уменьшением давления  $P$  и обратится в бесконечность лишь тогда, когда  $\lambda \rightarrow \infty$ , т. е. при  $P \rightarrow 0$ , а разряд резко обрывается при ненулевом  $P$ . Кроме того, в работах [4,5] разряд был реализован в условиях, когда выполнялось соотношение  $\lambda \gg D$ , что также противоречит сделанному в [3] выводу, но тем не менее для его проверки был проведен эксперимент, результаты которого представлены ниже.

Разряд в длинной ( $L/D = 10$ ) катодной трубке 1 (рис. 1) инициировался пеннинговским разрядом, возбуждавшимся в ячейке, образованной торцевыми катодами 2, 3, анодом 4 и магнитом 5. Напротив выходного отверстия полости располагался зонд 6. Зонд находился под плавающим потенциалом либо присоединялся к катоду. В первом случае быстрые электроны, вылетевшие из полости, поглощались зондом, а во втором отражались от него и с высокой вероятностью возвращались обратно в полость, поскольку их уходу в радиальном направлении препятствовало магнитное поле. На рис. 2

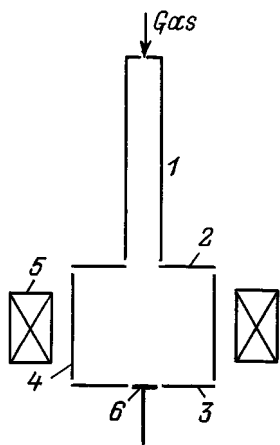


Рис. 1. Схема эксперимента.

приведены зависимости напряжения горения разряда от напуска газа для обоих случаев. Измерения проводились при постепенном уменьшении напуска вплоть до критического, при котором происходило погасание разряда в полости. Если бы основным механизмом, ограничивающим горение разряда, были потери электронов на стенках самой полости, то различие в потенциале зонда не должно было бы существенно повлиять на получаемые результаты. Однако, как видно из рисунка, во втором случае напуск газа удалось понизить почти на порядок по сравнению с первым случаем. Полученный результат позволяет сделать вывод, что и в длинных трубках основным механизмом, затрудняющим горение разряда при низких давлениях, являются потери быстрых частиц через апертуру полости.

Таким образом, отмеченное выше расхождение теории и эксперимента не связано с тем, что в разработанной модели не учитываются потери электронов на стенках полости. В то же время экспериментальные результаты показывают, что в длинных трубках реализуются такие газовые условия, при которых режим движения быстрых

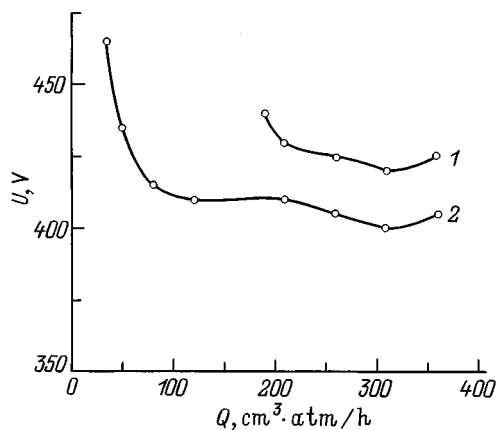


Рис. 2. Зависимость напряжения горения разряда от напуска газа: 1 — зонд под плавающим потенциалом, 2 — зонд под катодным потенциалом.

электронов в продольном направлении не является кнудсеновским. Это противоречит другому использованному в [1] допущению, что электроны свободно перемещаются по всему объему полости. Проанализируем условия поддержания разряда, считая, что перенос быстрых электронов вдоль полости происходит в диффузионном режиме, а влиянием на движение быстрых частиц слабого электрического поля, имеющегося в плазме, можно пренебречь. Запишем уравнения движения и непрерывности в следующем виде:

$$j_f = -D_f \frac{dn_f}{dx}, \tag{2}$$

$$\frac{dj_f}{dx} = \gamma \nu_i n_f - \frac{n_f}{\tau_r}, \tag{3}$$

где  $j_f$  и  $n_f$  — плотность потока и концентрация быстрых частиц;  $D_f$  и  $\nu_i$  — коэффициент диффузии и частота ионизации для быстрых электронов;  $\tau_r$  — характерное время релаксации быстрых электронов, для которого можно записать следующее соотношение:

$$\tau_r = \frac{eU}{\nu_i W} \tag{4}$$

Для  $D_f$  учитывая, что квадрат скорости быстрой частицы меняется от  $2eU/m$  до 0 и в среднем составляет величину  $\sim eU/m$ , можно записать следующее выражение:

$$D_f = \frac{\langle v^2 \rangle}{3\nu_f} = \frac{eU}{3m\nu_f}, \tag{5}$$

где  $\nu_f$  — эффективная частота столкновений быстрых частиц.

В уравнении (3) первый член в правой части описывает генерацию новых быстрых электронов за счет ионно-электронной эмиссии. Здесь  $\nu_i n_f$  — плотность генерируемых в единицу времени ионов и использовано допущение, что ионы быстро уходят на катод в радиальном направлении, не успев переместиться на значительное расстояние в продольном направлении. Второй член учитывает, что по истечении времени релаксации быстрый электрон теряет способность к ионизации и переходит в группу медленных плазменных электронов. Подставляя (2) в (3), получаем уравнение второго порядка для  $n_f$

$$\left( \gamma \nu_i - \frac{1}{\tau_r} \right) n_f + D_f \frac{d^2 n_f}{dx^2} = 0. \tag{6}$$

Считая, что вблизи поглощающего быстрые частицы анода в точке  $x = 0$  их концентрация близка к нулю, запишем решение уравнения в виде

$$n_f = n_{f0} \sin \left( x \sqrt{\frac{\gamma \nu_i \tau_r - 1}{D_f \tau_r}} \right). \tag{7}$$

Постоянная  $n_{f0}$  — связана с величиной разрядного тока  $I_d$  и ее можно определить из следующего условия:

$$I_d = (1 + \gamma) e \pi \frac{D_f^2}{4} \int_0^L \nu_i n_f(x) dx. \tag{8}$$

На противоположном конце трубки торец находится под катодным потенциалом и от него электроны отражаются, поэтому в точке  $x = L$  близка к нулю плотность потока быстрых частиц, т.е. производная концентрации. Тогда получаем следующее уравнение:

$$L \sqrt{\frac{\gamma \nu_i \tau_r - 1}{D_f \tau_r}} = \frac{\pi}{2}. \quad (9)$$

Отметим, что в случае, когда второй торцевой электрод находится под анодным или плавающим потенциалом, что иногда применяется, необходимо потребовать, чтобы производная обращалась в нуль в центре системы в точке  $x = L/2$ . Вводя в рассмотрение параметры

$$U_0 = \frac{W}{e\gamma}, \quad P_0 = \frac{\pi}{\gamma L} \sqrt{\frac{W}{3m\nu_{f0}\nu_{i0}}}, \quad (10)$$

где  $\nu_{f0}$ ,  $\nu_{i0}$  — эффективная и ионизационная частоты при давлении 1 Торг, и безразмерные переменные

$$u = U/U_0, \quad p = P/P_0, \quad (11)$$

перепишем полученное уравнение в следующем виде:

$$2p \frac{\sqrt{u-1}}{u} = 1. \quad (12)$$

Зависимость напряжения горения разряда от давления, определяемая в неявном виде этим соотношением, приведена на рис. 3. При  $p > 1$  зависимость является двузначной. Аналогичный результат был получен в работе [6] при анализе ситуации в тлеющем разряде с осцилляцией электронов в магнитном поле, где было показано, что устойчивыми и реализуемыми в эксперименте являются состояния, соответствующие нижней ветви. При движении вдоль этой ветви напряжение быстро спадает с увеличением  $p$  и в точке  $p = 1.74$  становится равным 1.1, так что в этой точке обеспечиваются близкие к оптимальным условия с точки зрения поддержания самостоятельности разряда (напряжение  $u = 1$  или  $U = U_0$  соответствует ситуации, когда быстрые электроны успевают растратить всю свою энергию до ухода

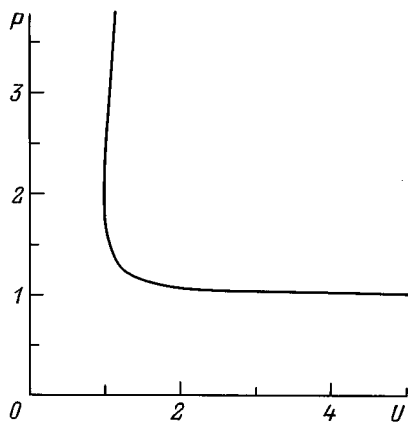


Рис. 3. Зависимость напряжения горения разряда от давления.

на анод). Дальнейшее увеличение давления не приводит к существенному увеличению числа ионизаций, осуществляемых быстрыми электронами, и значительному уменьшению напряжения.

При  $p < 1$ , т.е. при  $P < P_0$ , поддержание разряда невозможно ни при каком напряжении. Таким образом, введенный параметр  $P_0$  — это критическое давление, ниже которого горение разряда становится невозможным. Расчеты величины  $P_0$  по приведенному выше выражению согласуются по порядку величины с экспериментальными результатами работы [3]. Таким образом, эти результаты вполне могут быть объяснены исходя из представлений о потерях электронов через апертуру полости, а то, что в этой работе разряд гас при давлениях, соответствующих выполнению условия  $\lambda \sim D$ , является в какой-то мере случайным. При другой геометрии полости погасание разряда возможно и при условии  $\lambda > D$  и  $\lambda < D$ .

Итак, при  $P \leq P_0$  обеспечивается выполнение условия самостоятельности разряда. Однако, для того чтобы разряд горел в сильноточной форме с невысоким разрядным напряжением, необходимо еще, чтобы при этих давлениях не возникало трудностей с транспортировкой плазменных электронов к аноду. Поддержание квазинейтрального состояния по всей длине полости и замыкание электронного тока на аноде в отсутствие прианодного слоя отрицательного заряда могут быть обеспечены, если время движения электронов вдоль плазменного столба меньше времени выноса ионов в радиальном направлении на катод. Будем считать, что характерное время ухода иона из разряда равно  $D/\nu_b$ , где  $\nu_b = \sqrt{kT_e/M}$  — боровская скорость,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_e$  — электронная температура. Условия для поддержания сильноточного разряда будут обеспечены, если плазменный электрон за это же время успеет продиффундировать на расстояние больше длины трубки, т.е. при выполнении неравенства

$$\sqrt{D_e \frac{D}{\nu_b}} > L, \quad (13)$$

где  $D_e$  — коэффициент диффузии плазменных электронов.

Преобразуя записанное соотношение, можно получить, что поддержание сильноточной формы разряда будет обеспечено при  $P$  меньше некоторого  $P_1$ , определяемого следующим выражением:

$$P_1 = \sqrt{\frac{M}{m}} \sqrt{\frac{kT_e}{m}} \frac{D}{L^2 \nu_{e0}}, \quad (14)$$

где  $\nu_{e0}$  — эффективная частота столкновений для плазменных электронов при давлении 1 Торг.

Следует отметить, что в отличие от быстрых частиц на перенос медленных электронов вдоль полости существенным образом влияет и электрическое поле, имеющееся в плазме. Но если принять, что перенос электронов к аноду идет не благодаря диффузии, а вследствие дрейфа в электрическом поле, причем перепад

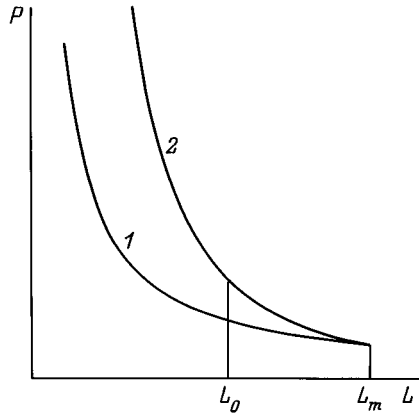


Рис. 4. Область реализации сильноточной формы разряда: 1 —  $P_0(L)$ , 2 —  $P_1(L)$ .

потенциала на плазме является величиной порядка  $kT_e/e$  и средняя напряженность электрического поля  $\sim kT_e/eL$ , то для  $P_1$  мы получим в точности такое же выражение. В целом же картина распределения электрического поля и концентрации частиц в плазменном столбе полого катода является достаточно сложной, и на одних участках перенос электронов осуществляется преимущественно благодаря диффузии, а на других — вследствие дрейфа.

Схематично область реализации сильноточной формы разряда представлена на рис. 4. Это область выше кривой 1 и ниже кривой 2. Ниже кривой 1 ( $P = P_0(L)$ ) горение разряда в этой форме невозможно вследствие невыполнения условия самостоятельности, а выше кривой 2 ( $P = P_1(L)$ ) — вследствие возникновения трудностей с замыканием электронного тока на аноде. При увеличении давления выше  $P_1$  вблизи анода начинает формироваться электронный слой, перепад потенциала на котором вносит существенный вклад в разрядное напряжение, и разряд переходит в высоковольтную форму. Если анод расположен не на торце катодной трубки, а вдали от него, то перенос электронов в области вблизи выходного отверстия может быть обеспечен благодаря возникновению двойного слоя. Для его устойчивого существования необходимо, чтобы внешняя плазма обладала достаточной ионно-эмиссионной способностью [1].

С увеличением длины катода до значения

$$L = L_m \approx \frac{\gamma D}{\pi} \sqrt{\frac{3kT_e}{W}} \sqrt{\frac{M}{m}} \frac{\sqrt{\nu_{f0}\nu_{i0}}}{\nu_{e0}} \quad (15)$$

величины  $P_0$  и  $P_1$  сравниваются между собой и в этой точке достигается наименьшее рабочее давление  $P_m$ , которое может быть достигнуто для рассматриваемой конфигурации газоразрядной системы при использовании катодной трубки с диаметром  $D$

$$P_m \approx \frac{\pi}{\gamma L_m} \sqrt{\frac{W}{3m\nu_{f0}\nu_{i0}}} \approx \frac{\pi^2 W \nu_{e0}}{3\gamma^2 D \nu_{f0}\nu_{i0} \sqrt{3kT_e M}} \quad (16)$$

При  $L > L_m$  поддержание сильноточной формы разряда невозможно ни при каком давлении.

Близкие к оптимальным условия для горения разряда при низких давлениях, по-видимому, достигаются при  $L_0 = L_m/1.74$  в точке  $P = P_1(L_0) + 1.74P_0(L_0)$ , в которой, как уже обсуждалось выше, выполнение условия самостоятельности обеспечивается при невысоком напряжении, близком к  $U_0$ , и в то же время еще не возникает прианодный электронный слой. Учитывая также, что все входящие в (15) частоты являются величинами одного порядка, и пренебрегая множителями порядка единицы, можно получить следующее выражение для оптимального отношения  $L/D$ :

$$\left(\frac{L}{D}\right)_0 \approx \gamma \sqrt{\frac{kT_e}{W}} \sqrt{\frac{M}{m}} \sim 10, \quad (17)$$

что согласуется с результатами работы [2].

В целом все же следует отметить, что конфигурация разрядной системы в виде длинной катодной трубки с торцевым анодом даже при  $L/D \sim 10$  не является идеальной с точки зрения обеспечения горения сильноточного разряда при как можно более низких давлениях, к чему обычно стремятся при использовании полукатодных систем в источниках заряженных частиц. Существенно более низкие рабочие давления могут быть обеспечены при перекрытии выходного отверстия катодной трубки диафрагмой, также находящейся под катодным потенциалом, о чем убедительно свидетельствуют результаты работы [4]. При этом, разумеется, площадь выходного отверстия в диафрагме не должна быть меньше величины  $\sim S_e \sqrt{m/M}$ .

## Выводы

1. Основным механизмом, ограничивающим снизу диапазон рабочих давлений тлеющего разряда с полым катодом в виде длинной трубки ( $L \gg D$ ), так же как и в случае ( $L \sim D$ ), является уход быстрых электронов через апертуру полости.

2. Учет потерь электронов через апертуру полости, а также того обстоятельства, что режим движения электронов вдоль полости не является кнудсеновским, позволяет рассчитать критические давления и определить оптимальное значение параметра  $L/D$  в удовлетворительном согласии с экспериментом.

## Список литературы

- [1] Никулин С.П. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 5. С. 43–47.
- [2] Крейнфель Ю.Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. 144 с.
- [3] Кириченко В.И., Ткаченко В.М., Тютюник В.Б. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 9. С. 1857–1867.
- [4] Метель А.С. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 241–247.
- [5] Берсенева В.В., Гаврилов Н.В., Никулин С.П. // Материалы конф. "Физика низкотемпературной плазмы". Петрозаводск, 1995. Ч. 2. С. 251–253.
- [6] Никулин С.П. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 7. С. 56.