

Механизм функционирования сильноточного разряда низкого давления с полым катодом и длинным нитевидным анодом

*А.В. Козырев и М.К. Макаров**

Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru

*Renault S.A.S., DR 64250 – Electronique Haute Energie, TCR RUC T62
Technocentre RENAULT, 1 ave du Golf, 78288 Guyancourt, France
e-mail: maxime.makarov@renault.com

Проанализирован общий механизм функционирования разряда низкого давления с анодом малой площади. Несмотря на то, что большая часть падения напряжения разряда сосредоточена в анодной области, основные ионизационные процессы протекают в квазинейтральной плазме столба, а анодный слой выполняет в основном функцию сбора медленных плазменных электронов, переносящих ток разряда, практически не влияя на скорость ухода из промежутка быстрых электронов, производящих ионизацию газа.

Введение

Газовый разряд низкого давления представляет собой эффективный источник ионов и электронов. Особенностью разряда низкого давления является то, что длина свободного пробега электронов обычно превышает характерные размеры разрядной камеры. И поэтому для эффективной ионизации газа необходимо каким-либо способом обеспечить удержание электронов в межэлектродном пространстве. Наиболее широко применяются три способа удержания электронов [1-3]: а) использование полых электродов, которые создают в пространстве потенциальную яму для электронов; б) использование внешнего магнитного поля, которое ограничивает поперечный дрейф электронов к электродам и стенкам камеры; в) использование анода малых размеров, который медленно извлекает электроны из разрядного объема и позволяет им многократно пересекать разрядный объем. Обычно эти методы используются в комбинации друг с другом, и в целом разрядная система должна обеспечивать так называемое «осциллирующее движение электронов» в пространстве. Поэтому разряды низкого давления иногда называют разрядами с осциллирующими электронами.

Несмотря на многолетние исследования разрядов низкого давления и в целом хорошее понимание основных процессов, протекающих в таких разрядах, не совсем ясными остаются некоторые частные, но важные детали механизма функционирования. В частности, всегда представляет определенную сложность расчет вольтамперной характеристики разряда низкого давления, а также определение границ существования тех или иных режимов горения.

Разряд с полым катодом и тонким нитевидным анодом

Одному из подобных типов разряда посвящена настоящая работа. В описываемой системе осцилляции обеспечиваются двумя факторами – полым катодом и тонким проволочным анодом. Такие разряды обычно хорошо иницируются, но не обеспечивают протекания сильных токов, особенно в стационарном режиме горения. Но в импульсном режиме можно реализовать сильноточную форму горения. Под сильноточной формой мы имеем в виду разряд, в котором приэлектродные слои достаточно тонкие, и основная часть межэлектродного промежутка занята квазинейтральной плазмой.

Одна из конструкций, в которой реализован сильноточный разряд показана на Рис.1. Катод из нержавеющей стали представлял собой длинную полость ($L=50$ см) с поперечным размером 5 см, анод – тонкую вольфрамовую проволочку диаметром 0,2 мм, расположенную примерно по оси симметрии катода. В этих условиях разряд зажигался при давлениях вплоть до 1 Па, но основные эксперименты проводились при давлении 50 мТорр (6,7 Па).

На Рис.2 приведены типичные осциллограммы тока и напряжения, из которых видно, что время запаздывания пробоя составляет примерно 2 мкс, а длительность разряда 5 мкс. Вольтамперная характеристика квазистационарной стадии разряда представляла слабо растущую монотонную зависимость напряжения (700 – 1400 В) от тока (5 – 60 А соответственно).

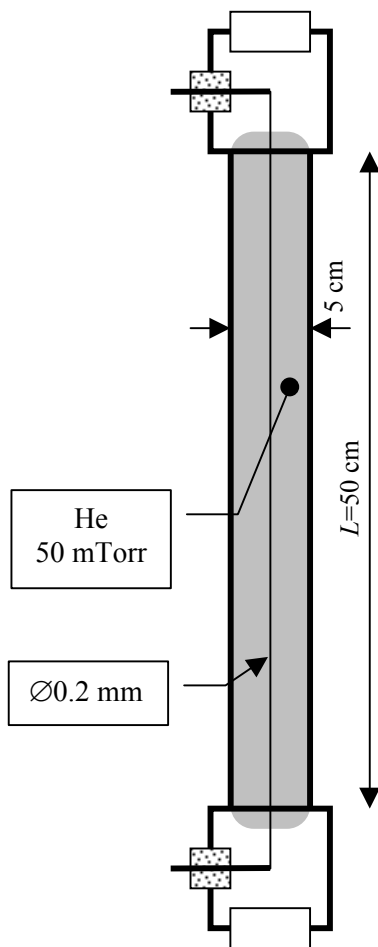


Рис.1. Схема экспериментальной установки и ее характерные параметры.

Как показали эксперименты такой разряд теряет устойчивость при токах, превышающих 0,5 А/см, что выражается в хаотических и периодических колебаниях тока (этот переход в неустойчивый режим отражен на Рис.2 в виде шумов на осциллограммах). Природа этих колебаний пока не выяснена, и мы ее рассматривать здесь не будем.

Характерной чертой данного сильноточного разряда является довольно высокое напряжение его горения, которое существенно превышает типичные для разрядов низкого давления с полыми электродами напряжения (~200–500 В) [2, 3]. В пределах указанной выше плотности тока разряд горит без катодных пятен, и для него должна иметь место закономерность, характерная для всех разрядов с полым катодом [4]: напряжение горения U_d имеет порядок средней энергии образования электрон-ионной пары ε_I (далее эту величину будем называть «ценой ионизации»), деленной на коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии на катоде γ :

$$U_d \cong \varepsilon_I / \gamma. \quad (1)$$

Поэтому первый вопрос, который возникает при исследовании сильноточного разряда: где сосредоточено основное падение напряжения такого разряда, в прианодной или прикатодной области? Второй вопрос, тесно связанный с первым: где происходит основная часть ионизационных процессов, в прианодной области или в основном объеме разрядного промежутка?

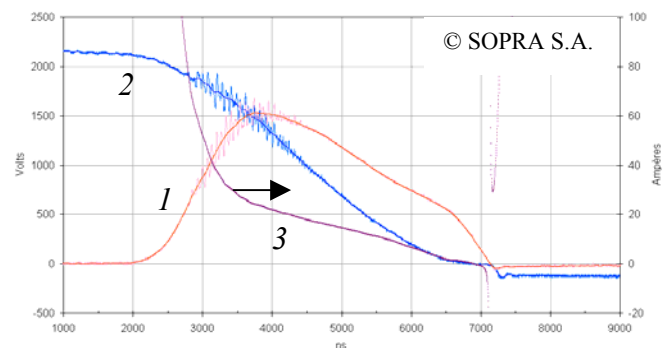


Рис. 2. Осциллограмма тока (1), напряжения (2) и рассчитанного по ним сопротивления (3) сильноточного разряда с полым катодом и нитевидным анодом.

Для ответа на эти вопросы необходимо четко представлять себе характер движения заряженных частиц в промежутке и их среднюю энергию. При указанном давлении (50 мТор гелия, $n_a \cong 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) длина свободного пробега электронов и ионов имеет порядок 2–3 см (транспортное сечение $\sim (2-4) \cdot 10^{-16} \text{ см}$). Эта длина намного больше диаметра анода и ожидаемой ширины приэлектродных слоев. Сечение ионизации атомов гелия электронами $\sim 4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [5], и средний пробег быстрого электрона, приходящийся на один акт ионизации, больше 10 см. Поэтому в пределах прикатодного и прианодного падений потенциала трудно ожидать интенсивных ионизационных процессов, а сами заряженные частицы в этих областях движутся в бесстолкновительном режиме.

Условия устойчивого горения разряда

В рассматриваемом разряде, который имеет структуру классического тлеющего разряда (тонкий катодный слой – протяженный столб квазинейтральной плазмы – тонкий анодный слой), механизм переноса тока также близок к «классическому». Основной ток на катоде обеспечивают ионы, а на аноде – электроны. Но в отличие от классического тлеющего разряда, в котором основная часть ионов, поступающих на катод, генерируется в прикатодной области, в разряде низкого давления с осциллирующими электронами ионы генерируются во всем межэлектродном промежутке, а затем они практически без столкновений попадают на катод. Очевидно, что при таком механизме токопереноса должно выполняться жесткое условие на отношение эффективных площадей катода S_c и анода S_a . Под эффективной площадью здесь понимается площадь поверхности, пересечение которой гарантирует попадание заряженной частицы на соответствующий электрод. Эффективная площадь отличается от реальной площади электрода из-за наличия приэлектродного слоя, в котором высокое электрическое поле обеспечивает быстрое попадание влетевших из плазмы ионов и электронов на электрод.

В исследуемом разряде полый катод имеет большой по сравнению с шириной прикатодного слоя размер, и поэтому эффективная площадь катода S_c практически равна реальной площади поверхности. Напротив, анод представляет тонкую проволочку, диаметр которой может быть существенно меньшим, чем ширина слоя анодного падения потенциала. Поэтому эффективная площадь анода S_a является переменной величиной (она зависит от режима горения разряда), и она может заметно превышать реальную площадь поверхности проволочки.

Ток на катоде обеспечивается ионами и вторичными γ -электронами. Оценку плотности ионного тока проведем по формуле Бома, и для тока на катоде получим выражение:

$$I_c \approx \frac{1}{2} \frac{1}{1+\Gamma} e n_0 \sqrt{\frac{kT_e}{M}} \cdot S_c. \quad (2)$$

Здесь n_0 – концентрация плазмы в столбе, M – масса ионов, коэффициент $\Gamma > \gamma$ следует также понимать как эффективную величину, учитывающую не только ион-электронную эмиссию, но и фотоэффект.

Ток на аноде запишем, полагая плотность электронного тока равную хаотическому тепловому току (здесь m – масса электрона):

$$I_a \approx \frac{1}{4} e n_0 \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \cdot S_a. \quad (3)$$

Приравнявая (2) и (3), получим необходимое условие стационарного горения разряда:

$$\frac{S_c}{S_a} \approx (1+\Gamma) \cdot \sqrt{\frac{2M}{\pi m}}. \quad (4)$$

Это достаточно прозрачное условие часто встречается в работах по плазменной электронике. В частности, оно используется в качестве критерия образования двойного электрического слоя в окрестности эмиссионного отверстия в полой электроде (в этом случае роль S_a играет площадь эмиссионного отверстия, а S_c – площадь внутренней поверхности полого электрода) [2, 3].

Замечательное свойство критерия (4) состоит в том, что он должен выполняться при любом токе разряда. Но у разряда остается не-

которая «степень свободы» – в зависимости от режима горения (напряжения и/или тока) может существенно изменяться эффективная площадь S_a , что позволяет разряду подстраиваться под критерий (4). Например, перераспределение падения потенциала между плазменным столбом, катодным и анодным слоем может приводить к необходимой для выполнения жесткого критерия (4) ширине анодного слоя.

Второе условие устойчивого горения можно получить, анализируя баланс энергии электронов в столбе и потоков заряженных частиц в прикатодной области.

Эмитируемые на катоде γ -электроны ускоряются в области катодного падения потенциала до энергии eU_c , а затем расходуют эту энергию в столбе разряда на ионизацию и возбуждение атомов. Число ионов N_i , рождаемых одним γ -электроном, можно приближенно оценить, используя понятие «цены ионизации» ε_I , уже использованной выше при записи формулы (1):

$$N_i \sim eU_c / \varepsilon_I. \quad (5)$$

Если в первом приближении пренебречь другими механизмами ионизации атомов, то можно полагать, что все рожденные таким образом ионы участвуют в переносе тока на катоде. Но на катодной поверхности должно выполняться строгое соотношение между потоком ионов и электронов: на каждый пришедший ион приходится один γ -электрон:

$$N_i \sim eU_c / \varepsilon_I \cong I / \Gamma,$$

откуда сразу получается оценка прикатодного падения потенциала, аналогичная формуле (1):

$$U_c \sim \varepsilon_I / e\Gamma. \quad (6)$$

Понятие «цены ионизации» тем точнее, чем выше энергия электронов, поэтому ее можно использовать, начиная с энергии электронов в несколько сотен эВ. Для гелия «цена ионизации» в диапазоне энергий в единицы кэВ примерно равна $\varepsilon_I \cong 42$ эВ [6]. В области энергий несколько сотен эВ она должна быть выше, так как доля ионизационных потерь в общих потерях энергии снижается. Величина

эффективного коэффициента вторичной эмиссии для ионов гелия может быть оценена на уровне $\Gamma \sim 0,2$ [5]. Поэтому грубая оценка прикатодного падения потенциала (6) такова $U_c \sim 200 - 300$ В.

Отметим, что оба необходимых условия стационарного горения разряда (4) и (6) не зависят от протекающего в разряде тока. Увеличение тока разряда приводит одновременно к росту скорости генерации плазмы в столбе и скорости ухода заряженных частиц из него на электроды. Таким образом, оба критерия оставляют для разряда определенную степень свободы, которая обычно «используется» нагрузочной характеристикой источника питания разряда.

Полученная выше оценка катодного падения (6) находится в явном противоречии с напряжением горения исследуемого сильноточного разряда (700 – 1400 В).

Естественно предположить, что остальное падение сосредоточено в анодном слое. Но тогда возникает естественное предположение, что основные ионизационные процессы протекают также в прианодной области. Однако, анализ, приведенный ниже, показывает, что это не совсем так!

Для выяснения этого парадокса рассмотрим более подробно механизм отбора электронов из столба плазмы на тонкий цилиндрический анод.

Протекание электронного тока в окрестности малого анода

Будем считать, что вблизи проволочного анода радиуса R_a имеется довольно протяженный слой объемного заряда, в котором создается сильное электрическое поле, вытягивающее электроны из плазмы на анод. Это и есть область анодного падения потенциала. Нам необходимо оценить радиус этой области ρ_a .

Поскольку движение частиц в прианодной области практически бесстолкновительное, то при расчете «радиуса захвата» ρ_a можно воспользоваться приближением ограниченных орбит. Это приближение впервые использовалось при описании плазмы с пылевой фазой [7].

Если потенциал плазмы вдали от анода принять равным нулю, а потенциал анода относительно плазмы положить равным $U_a > 0$, то можно записать для электрона, стартующего в плазме ($\varphi = 0$) с начальной скоростью v_0 , выражения законов сохранения его энергии и момента импульса:

$$\frac{mv^2(r)}{2} - e\varphi(r) = \frac{mv_0^2}{2}, \quad (7)$$

$$mv_g(r)r = mv_0\rho_0. \quad (8)$$

Из уравнения (8) видно, что азимутальная скорость электрона на аноде $v_g(r_a)$ может принимать только такое значение

$$v_g(R_a) = v_0(\rho_0 / R_a). \quad (9)$$

С другой стороны, из закона сохранения энергии (7) следует выражение для его скорости на аноде:

$$\frac{v^2(R_a)}{v_0^2} = 1 + 2 \frac{e\varphi(R_a)}{mv_0^2}.$$

Подставляя это выражение в уравнение (9), получим условие попадания электрона на анод в виде неравенства (полная скорость $v(R_a)$ должна быть больше азимутальной скорости $v_g(R_a)$):

$$\rho_0 \leq R_a \sqrt{1 + \frac{2eU_a}{mv_0^2}}. \quad (10)$$

Таким образом, на анод могут попасть только те электроны, которые обладают соответствующими прицельными параметрами (10). Этот прицельный параметр зависит от скорости электрона вдали от анода v_0 и величины анодного падения потенциала $U_a = \varphi(R_a)$. Чем медленнее электрон, тем быстрее он попадет на анод. Поэтому медленные (плазменные) электроны собираются с большей площади, а быстрые (ускоренные в катодном падении) с меньшей. Причем радиус сбора (10) фактически не зависит от конкретного вида распределения потенциала в анодном слое. Фактически, именно величина анодного падения потенциала U_a регулирует эффективную площадь анода, и прицельное расстояние

перехвата анодом плазменных ρ_e и быстрых ρ_f электронов можно оценить по формулам:

$$\rho_e \approx R_a \sqrt{1 + \frac{eU_a}{kT_e}} \quad \rho_f \sim R_a \sqrt{1 + \frac{U_a}{U_c}}. \quad (11)$$

Численная оценка применительно к исследуемому разряду дает величину ρ_e примерно на порядок большую, чем радиус проволоочки R_a , а для быстрых электронов ρ_f и R_a отличаются не более чем в 2 раза.

Надо отметить, что «радиус сбора» (11) это не радиус анодного слоя объемного заряда, а величина меньшая ее. Ширину области объемного заряда вблизи анода ρ_a можно грубо оценить из решения задачи о токе цилиндрического вакуумного диода, ток в котором ограничен пространственным зарядом электронов. Особенность задачи в том, что эмиттером электронов в нашем случае является внешний электрод, а анодом – внутренний. Эта задача решена Ленгмюром [Гапонов], который получил формулу для ВАХ цилиндрического диода:

$$I_l = (8\pi\epsilon_0/9) \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U_a^{3/2}}{R_a(-\beta)^2}. \quad (12)$$

В этой формуле I_l – погонный ток цилиндрического диода, $(-\beta)^2$ – трансцендентная табулированная функция отношения радиусов диода ρ_a/R_a , которая вычисляется численно.

Если подставить в (12) значения $I_l \cong 0.5$ А/см, $U_a \cong 400$ В, $R_a = 0.1$ мм, то получим для параметра $(-\beta)^2 \cong 24$. Из таблицы, помещенной в [8], найдем радиус внешнего электрода (у нас его роль играет граница квазинейтральной плазмы) $\rho_a \sim 8R_a \cong 0.8$ мм, что соизмеримо с оценкой «радиуса сбора» (11).

Как видно, ширина слоя объемного заряда у анода, хотя и существенно превышает диаметр анода, но все равно остается небольшой по сравнению с межэлектродным зазором. Поэтому можно с большим основанием полагать, что основная (~90%) часть ионизационных столкновений происходит в объеме квазинейтральной плазмы. Поэтому наши оценки прикатодного падения потенциала (6) остаются в силе.

Структура разряда

В свете проведенного анализа можно предложить структуру сильноточного разряда с тонким нитевидным анодом, которая схематично изображена на Рис.3.

Основные моменты этой модели разряда состоят в следующем:

1. Квазинейтральная плазма занимает основной объем разрядного промежутка. Со стороны катода имеется тонкий слой катодного падения δ_c , а анод окружен достаточно протяженным слоем с избыточным зарядом электронов.

2. Ионизация имеет место в квазинейтральной плазме, потенциал которой U_c (6) как раз обеспечивает необходимый уровень ионизационного размножения.

3. Основное падение напряжения U_a , сосредоточенное в анодном слое, обеспечивает вытягивание электронов на анод. Хотя в прианодной области падает большая часть напряжения, но благодаря сравнительной малости этого объема, вклад в общую ионизацию газа в этом месте сравнительно невелик.

4. Ширина слоя объемного заряда вблизи анода определяется законом Ленгмюра (12). С ростом тока разряда концентрация плазмы растет, и ширина прианодной области должна снижаться.

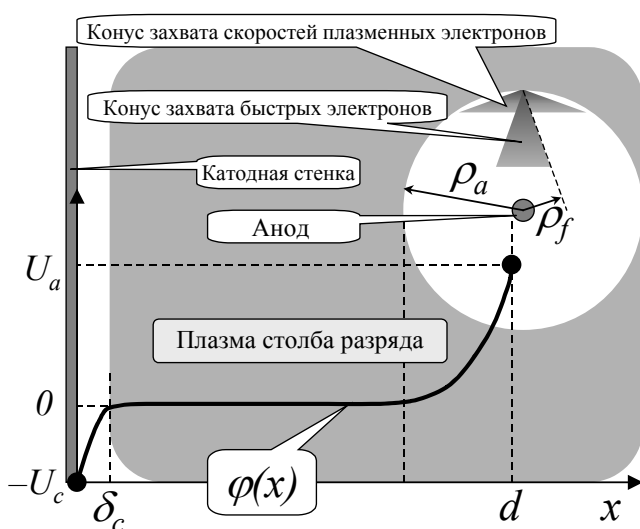


Рис.3. Структура сильноточного разряда

5. Из приведенных оценок вытекает еще одно необходимое условие существования разряда: «радиус сбора» плазменных электронов ρ_e (11) всегда должен быть меньше ширины анодного слоя ρ_a .

Поскольку первая величина определяется только анодным падением (растет с ростом U_a), а вторая еще и разрядным током (растет с ростом U_a и падает с ростом I_l), возможно ограничение стационарного режима по току. А если ток продолжать увеличивать, то напряжение горения должно также расти. Именно такая растущая ВАХ и наблюдается в эксперименте.

6. Из Рис.3 следует, что эффективная площадь анода в предположении об изотропном распределении скоростей электронов в плазме может быть рассчитана по формуле:

$$S_a = 2\pi L\rho_a \left(1 - \sqrt{1 - \rho_e^2 / \rho_a^2}\right). \quad (13)$$

7. Быстрые электроны, которые обеспечивают ионизацию газа, тонким анодом практически не перехватываются, что и определяет эффективный механизм поддержания разряда.

Список литературы

- [1] Крейндель Ю.Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977, 144 с.
- [2] Семенов А.П. Пучки распыляющих ионов: получение и применение. Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 1999, 207 с.
- [3] Окс. Е.М. Источники электронов с плазменным катодом. Томск: Изд-во НТЛ, 2005, 216 с.
- [4] Ульянов К.Н. // ТВТ, 1999, т.37, № 3, с. 363–373.
- [5] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука ГРФМЛ, 1987, 592 с.
- [6] Воробьев А.А., Кононов Б.А. Прохождение электронов через вещество. Томск: Изд-во ТГУ, 1966, 179 с.
- [7] Цытович В.Н. // УФН, 1997, т. 167, №1, с. 57–99.
- [8] Капцов Н.А. Электроника. М.: ГИТТЛ, 1956, 459 с.