

Формирование разряда низкого давления

С.П.Никулин

Институт электрофизики УрО РАН
620016 Россия, Екатеринбург
e-mail: nikulin@ier.uran.ru

Исследуется влияние электронного заряда в прианодной области на формирование структуры разряда низкого давления. Показано, что несмотря на большое различие в массах иона и электрона, в узкой прианодной области электронный заряд может преобладать над ионным, что должно привести к возникновению положительного анодного падения и потенциальной ямы в плазме вблизи анодного слоя.

Для сильноточной формы разряда низкого давления характерно преобладание в промежутке положительного заряда. Принято считать, что ионный заряд превышает электронный в любой точке промежутка, в том числе и в прианодной области, что приводит к возникновению отрицательного анодного падения. Механизм образования плазмы и приэлектродных слоёв в такой ситуации анализировался в классической работе Ленгмюра [1]. В дальнейшем Ленгмюровская модель получила развитие, в частности большие усилия были направлены на учет энергетического баланса, позволяющего самосогласованным образом определить температуру плазменных электронов, которая в Ленгмюровской теории плазмы [2] рассматривалась как параметр. В то же время сам подход, предложенный Ленгмюром и связанный с пренебрежением электронным зарядом, по крайней мере, на той стадии развития разряда, когда распределение потенциала еще остается монотонным, особым сомнениям не подвергался. На наш взгляд пренебрежение электронным зарядом при анализе процессов в прианодной области разряда на этой стадии является необоснованным, и его учет может привести к качественному изменению формирующейся в разряде структуры.

Рассмотрим промежуток низкого давления, используя все те же допущения, которые использовались Ленгмюром в работе [1], а именно равномерность ионизации и равенство

нулю скорости вновь образующихся частиц, но не будем пренебрегать электронным зарядом. Тогда уравнение Пуассона примет следующий вид.

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0} \left[\sqrt{\frac{M}{2e}} \int_x^d \frac{g dx_1}{\sqrt{\varphi(x_1) - \varphi(x)}} - \sqrt{\frac{m}{2e}} \int_0^x \frac{g dx_1}{\sqrt{\varphi(x) - \varphi(x_1)}} \right], \quad (1)$$

где φ - потенциал, e - элементарный заряд, ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, g - число частиц, образующихся в результате ионизации в единице объема в единицу времени, M - масса иона, m - масса электрона, d - длина промежутка. Очевидно, что благодаря большей массе иона первый член в скобках, описывающий ионную концентрацию, практически в любой точке x будет существенно превышать второй член, описывающий электронную концентрацию. Однако, также очевидно, что при приближении к аноду, находящемуся в точке $x=d$, ионная концентрация будет стремиться к 0, в то время как электронная концентрация будет стремиться к значению

$$n_e(d) = \sqrt{\frac{m}{2e}} \int_0^d \frac{g dx_1}{\sqrt{U - \varphi(x_1)}}, \quad (2)$$

где U - потенциал анода, равный приложенному напряжению, если потенциал катода выбран равным 0. Таким образом, несмотря на колоссальное различие в массах иона и электрона, на аноде и в некоторой малой области вблизи него электронная концентрация всё же будет преобладать над ионной. Введем точку x_0 , в которой

ионная и электронная концентрация равны между собой, и, соответственно, вторая производная потенциала равна 0. Тогда первая производная потенциала в этой же точке будет достигать максимума, а напряженность электрического поля, равная первой производной потенциала, взятой со знаком минус, будет иметь минимум. Для x_0 можно получить простое аналитическое выражение, если принять, что интенсивность ионизации невелика, и, соответственно, распределение потенциала остается близким к линейному. В этой ситуации

$$x_0 \approx d \left(1 - \frac{m}{M} \right). \quad (3)$$

Результаты численного решения уравнения (1) показывают, что при усилении ионизации и существенном искажении внешнего поля точка x_0 становится еще несколько ближе к аноду и происходит постепенное уменьшение величины напряженности поля в этой точке. Очевидно, что первое обращение напряженности электрического поля в 0 должно произойти не на аноде, а в точке x_0 . Однако довести численное решение до этого момента не удастся, что связано с тем, что в формирующейся вблизи x_0 области слабого электрического поля перестает быть справедливым допущение о равенстве нулю скоростей рождающихся частиц.

Интересно отметить, что, как показывают сделанные оценки, учет тепловых скоростей частиц, т.е. отказ от еще одного допущения, сделанного Ленгмюром, в случае слабого внешнего поля может привести к тому, что ионная концентрация на аноде все же превысит электронную, и в этом случае ионный заряд будет преобладать над электронным во всем промежутке. Если же внешнее электрическое поле достаточно велико, то, несмотря на попадание на анод небольшой доли ионов, электронная концентрация будет всё же преобладать в прианодной области.

Обращение напряженности электрического поля в 0 не на аноде, а в

некоторой точке вблизи него предрасполагает к возникновению не отрицательного, а положительного анодного падения. Кроме того, в этом случае при дальнейшем усилении ионизации и переходе к немонокотонному распределению потенциала в промежутке, это распределение будет характеризоваться наличием не только горба потенциала, как это следует из Ленгмюровской модели, но и появлением небольшой по размерам потенциальной ямы вблизи анода, которая, очевидно будет барьером для отрицательно заряженных частиц. Накопление частиц противоположного знака в формируемом ионами горбе потенциала и в формируемой преобладающими вблизи анода электронами потенциальной яме приведет к возникновению плазмы с более сложным характером распределения потенциала. Эти, на первый взгляд, незначительные локальные изменения, должны привести, тем не менее, к существенной перестройке эмиссионных процессов. Например, из Ленгмюровской модели следует, что уход из разряда ионов осуществляется в равных долях на катод и анод. При наличии же положительного анодного падения, практически все ионы должны уходить на катод, и лишь очень малая доля ионов, имеющих в момент рождения высокую тепловую скорость, направленную к аноду, попадет на него. Что касается электронов, то им, для того чтобы уйти из разряда, придется преодолевать потенциальный барьер, находящийся внутри плазмы, а не барьер, создаваемый областью отрицательного анодного падения. Непосредственно вблизи анода электроны будут уже ускоряться в положительном анодном падении.

Очевидно, что преобладанию электронного заряда в прианодной области будут способствовать те меры, которые обычно используются для поддержания разряда в реальных газоразрядных системах низкого давления, такие как использование электростатических и магнитных

ловушек для электронов, или переход к несамостоятельному разряду с использованием интенсивной эмиссии электронов из термокатода или из некоторого вспомогательного разряда. Нами были проведены расчеты распределения потенциала и концентрации частиц для диода низкого давления с термокатодом, и в них также наблюдалось преобладание электронного заряда вблизи анода и, соответственно, минимум напряженности электрического поля наблюдался не на аноде, а в некоторой точке внутри промежутка. Характерное распределение безразмерной напряженности поля в ситуации, когда в точке минимума напряженность становится близкой к нулю приведено на рисунке 1.

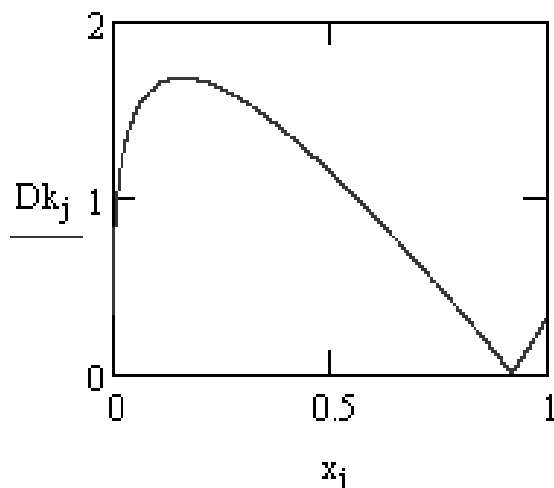


Рис.1. Распределение безразмерной напряженности поля

Учет электронного заряда поможет устранить имеющиеся противоречия между экспериментальными и теоретическими результатами. Например, в работе [3] были проведены расчеты вольт – амперной характеристики дугового разряда низкого давления с накаливаемым катодом с использованием Ленгмюровской схемы. Расчетные результаты оказались существенно отличающимися от экспериментальных данных, причем не только количественно, но и качественно. Расчетная ВАХ получилась падающей, в то время как экспериментальная была растущей. На наш взгляд это

расхождение связано именно с необоснованным использованием Ленгмюровской модели, в частности с априорным использованием допущения о наличии отрицательного анодного падения. В то же время учет отрицательного заряда и появление положительного анодного падения вполне могут объяснить рост разрядного напряжения с увеличением плотности тока.

Список литературы

- [1] Langmuir I., Phys. Rev., 33, 954, 1929.
- [2] Tonks L., Langmuir I., Phys. Rev., 34, 876, 1929.
- [3] Bromberg L., Smulin L. D., J. Appl. Phys., 50(4), 2634, 1979.