

# ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, ПРОИСХОДЯЩИХ В РАЗРЯДНОЙ КОЛБЕ ДУГОВОЙ ЛАМПЫ

Г.Г. Бондаренко<sup>1</sup>, В.И. Кристя<sup>2</sup>, М.Р. Фишер<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»; <sup>2</sup>Калужский филиал Московского государственного технического университета имени Н.Э. Баумана

E-mail: bondarenko\_gg@rambler.ru

Стабильность эмиссионных свойств электродов – источников электронов является определяющим фактором срока службы дуговых осветительных ламп во многом определяется стабильностью эмиссионных свойств электродов, которые служат источником электронов, необходимых для поддержания разряда [1-3]. Эмиссия электронов в дуговом разряде имеет термическую природу, поэтому она существенно зависит от распределения температуры по поверхности электрода, которое определяется процессами его бомбардировки заряженными частицами, ускоряемыми в приэлектродном слое плазмы, и теплопередачи. В настоящее время в ртутных лампах высокого давления применяются спеченные электроды, состоящие из вольфрамового керна и напессованного на него эмиссионного вещества [2]. В процессе работы лампы спеченная масса нагревается до температуры порядка 1500К, при которой эмиссионное вещество испаряется, диффундирует в рабочем газе и осаждается на все участки границы разрядного объема, в том числе и на вольфрамовый kern электрода. Это приводит к улучшению эмиссионных свойств его поверхности и обуславливает горение разряда между торцами кернов электродов [2,4].

Моделирование переноса тепла в объеме разрядной колбы дуговой лампы высокого давления проведено в работах [5, 6] в предположении, что температура на поверхности электрода известна, а в [7] рассмотрена одномерная задача о распределении температуры вдоль боковой поверхности электрода цилиндрической формы. Расчет переноса атомов, испаренных с поверхности плоского катода, проводился лишь в одномерном приближении [8].

В данной работе представлена двухмерная математическая модель переноса тепла и испаряющегося с поверхности электрода эмиссионного вещества в объеме разрядной колбы дуговой лампы. Рассчитана зависимость температуры поверхности электрода от величины разрядного тока и исследовано влияние давления газа в колбе на осаждение эмиссионного вещества на kern электрода.

Разрядная колба дуговой осветительной лампы представляет собой цилиндр из кварцевого стекла, заполненный аргоном и парами ртути, в торцы которого впаяны основные и вспомогательный электроды. Основной электрод состоит из вольфрамового керна и напессованного на него эмиссионного вещества в виде цилиндрической спеченной массы из смеси порошков вольфрама и оксидов щелочноземельных металлов, а вспомогательный представляет собой вольфрамовый стержень.

При включении лампы сначала загорается разряд между основным и вспомогательным электродами, а затем - между основными электродами, что обеспечивает более низкое напряжение ее зажигания. После этого начинается нагрев электродов и рабочего газа, наполняющего колбу, приводящий к испарению находящейся в колбе ртути, в результате чего лампа переходит в стационарный режим работы. В нем разряд горит между торцами кернов основных электродов и распределение всех величин становится симметричным относительно оси колбы и ее середины. Таким образом, расчет процессов теплопереноса можно проводить только в нижней половине колбы, показанной на Рис. 1.

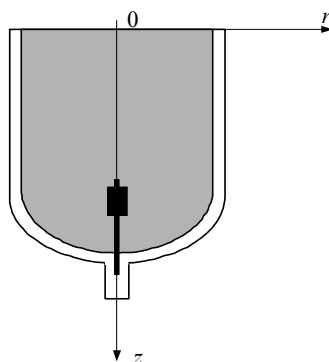


Рис. 1. Схема расчетной области

Распределение температуры  $T$  в ней описывается уравнением теплопроводности

$$c\rho\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\lambda\nabla T) + f \quad (1)$$

где  $\lambda$ ,  $c$ ,  $\rho$  - коэффициент теплопроводности, удельная теплоемкость и плотность материала элементов колбы,  $f = jE$  - плотность объемных источников тепла, отличная от нуля в столбе разряда,  $j$  - плотность разрядного тока,  $E$  - напряженность электрического поля.

В силу условий симметрии граничные условия в плоскости  $z = 0$  и на оси  $r = 0$  имеют вид

$$\frac{\partial T}{\partial z}(r, 0) = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r}(0, z) = 0. \quad (2)$$

На поверхности колбы, определяемой соотношением  $r = r_0(z)$ , граничное условие определяется выражением

$$T(r_0(z), z) = T_0(z), \quad (3)$$

где  $T_0(z)$  - экспериментально найденное [1] распределение температуры по поверхности колбы.

Так как дуга контактирует с верхним торцом керна электрода, то граничное условие, определяющее изменение теплового потока при переходе

через поверхность электрода, на нем в катодный полупериод разряда определяется соотношением [9]

$$\left[ \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right] = j_i (U_c + U_i) - j_e \Phi_c - \chi \sigma T^4, \quad (4)$$

а в анодный -

$$\left[ \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right] = j [(2kT_e/e) + U_a + \Phi_c] - \chi \sigma T^4, \quad (5)$$

где  $j_i$  - плотность ионного тока,  $U_c$  - катодное падение потенциала дугового разряда,  $U_i$  - потенциал ионизации газа, наполняющего лампу,  $j_e = j - j_i$  - плотность электронного тока,  $U_a$  - анодное падение потенциала,  $k$  - постоянная Больцмана,  $T_e$  - электронная температура вблизи торца анода,  $e$  - заряд электрона,  $\sigma$  - постоянная Стефана-Больцмана,  $\Phi_c$  и  $\chi$  - работа выхода и излучательная способность поверхности. На остальной части поверхности электрода, контактирующей с газом, выполняется условие:

$$\left[ \lambda \frac{\partial T}{\partial s} \right] = -\chi \sigma T^4, \quad (6)$$

где  $s$  - нормаль к поверхности.

Соотношения (1)-(6) определяют краевую задачу для уравнения эллиптического типа с разрывным коэффициентом теплопроводности и нелинейными граничными условиями первого и второго рода, которая решается методом конечных разностей с использованием методики переменных направлений [9].

Испаряемые со спеченной массы атомы имеют энергию порядка средней тепловой энергии атомов газа. Поэтому их движение в объеме разрядной колбы происходит в диффузионном режиме, а концентрация  $n$  описывается уравнением диффузии

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla(D\nabla n), \quad (7)$$

где  $D$  - коэффициент диффузии испаренных атомов в газе, зависящий от его давления и температуры [1].

Поскольку коэффициент конденсации атомов металлов на твердых поверхностях близок к единице, на стенке колбы и на вольфрамовом керне выполняется условие [10]:

$$n(r_b, z_b) = 0, \quad (8)$$

причем  $r_b$  и  $z_b$  - координаты точки границы. На спеченной же массе, где происходит одновременное испарение и осаждение вещества, граничное условие имеет вид [8]:

$$n(r_b, z_b) \frac{v}{2} - D \frac{\partial n}{\partial s}(r_b, z_b) = 2J_{em}, \quad (9)$$

где  $J_{em}$  - интенсивность испарения эмиссионного вещества [11],  $v$  - средняя скорость испаренных атомов.

Уравнение (7) с граничными условиями (8) и (9) также решается методом конечных разностей [9], что позволяет рассчитать усредненное по периоду разряда распределение концентрации испаренного с поверхности электродов эмиссионного вещества во всем объеме колбы. После этого плотность потока  $j_a$  эмиссионного вещества, осаждающегося на торец керн электрода в его центре, находится из соотношения

$$j_a = D \frac{\partial n}{\partial z}(0, z_k), \quad (10)$$

где  $z_k$  - координата торца керн.

Вычисления производились для колбы диаметром 21 мм и длиной 96 мм, содержащей аргон (при  $T = 300$  К его давление составляло  $P = 2660$  Па) и 50 мг паров ртути, с электродами, представляющими собой вольфрамовый стержень диаметром 0,9 мм, на который напрессовано эмиссионное вещество в виде цилиндра диаметром 2,7 мм и длиной 3,5 мм. Значения констант и параметров разряда, характерные для дуговой ртутной лампы мощностью 400 Вт, взяты из [1].

На Рис. 2 приведены рассчитанные зависимости температуры в двух точках поверхности электрода от разрядного тока, а также ее экспериментально найденные величины [1] для ряда значений тока. Имеет место удовлетворительное согласие результатов, подтверждающее применимость модели для описания процесса теплопередачи в разрядной колбе лампы.

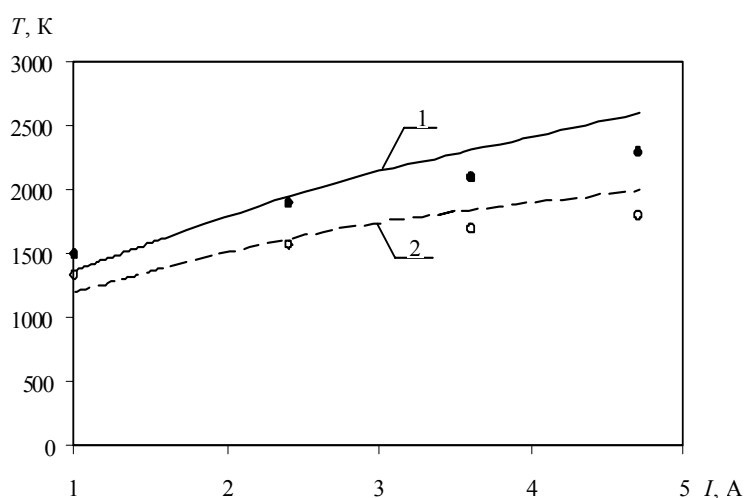
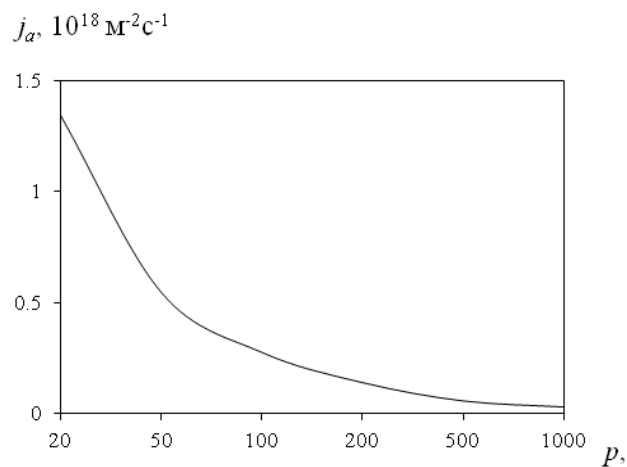


Рис. 2. Зависимость температуры от разрядного тока в центре торца керн электрода (1) и в ближайшей к торцу керн точке поверхности спеченной массы (2). Линии – расчет, точки – экспериментальные значения [1]

Перенос испаренного вещества в объеме колбы быстро уменьшается по мере увеличения давления в разрядном объеме в результате испарения ртути при нагреве колбы. Так, при давлении 2660 Па плотность потока испаренных атомов на стенки колбы в 50 раз, а на торец керн электрода в 100 раз больше (Рис. 3), чем при давлении порядка атмосферного, когда более 90% испаряющихся атомов возвращаются на поверхность спеченной массы.

Следовательно, основная часть эмиссионного вещества покидает электрод на этапе разогрева лампы, до испарения основной массы ртути.



*Рис. 3. Зависимость плотности потока эмиссионного вещества на торец керна электрода от давления газа в разрядной колбе*

1. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. М.: Энергоатомиздат. 1991. 720 с.
2. Решенов С.П. Катодные процессы в дуговых источниках излучения. М.: МЭИ, 1991, 250 с.
3. Уэймаус Д. Газоразрядные лампы. М.: Энергия. 1977. 344 с.
4. Riedel M., Düsterhoft H., Nagel F. // Vacuum. 2001. V. 61. № 2-4 . P. 169.
5. Charrada K., Zissis G., Stambouli M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. №3. P.753.
6. Hartel G., Schöpp H., Hess H., Hitzschke L. // J. Appl. Phys. 1999. V.85. №10. P.7076.
7. Byszewski W.W., Li Y.M., Budinger A.B., Gregor P.D. // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. V.5. №4. P.720.
8. Benilov M.S., Jacobsson S., Kaddani A., Zahrai S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V.34. P.1993.
9. Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука. 1977. 600 с.
10. Valles-Abarca J.A., Gras-Marti A. // J.Appl.Phys. 1984. V. 55. № 5. P.1370.
11. Никонов Б.П. Оксидный катод. М.: Энергия. 1979. 240 с.