

## ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЦЕЗИЕВОЙ ПЛАЗМЫ В НИЗКОВОЛЬТНОЙ ДУГЕ

*М. А. Лебедев*

(Москва)

При использовании метода двойного зонда проведены измерения электронной температуры  $T_e$  и концентрации электронов  $n_e$  в цезиевой плазме низковольтной дуги при температуре электродов  $700^\circ\text{C}$ . В исследованном диапазоне давлений  $P = 5.7 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст. получено распределение  $T_e$  и  $n_e$  в межэлектродном зазоре  $d = 9.8$  мм. Распределение  $n_e = f(x)$  имеет максимум вблизи катода. Получена зависимость  $T_e$  и  $n_e$  от величины разрядного тока  $I_p = 1 - 3$  а. Дается качественное описание механизма горения низковольтной дуги.

В настоящее время исследование низкотемпературной цезиевой плазмы представляет значительный интерес в связи с ее использованием в термоэмиссионных и магнитогидродинамических установках прямого преобразования тепловой энергии в электрическую.

Одним из наиболее интересных объектов такой плазмы является низковольтная дуга. Термоэмиссионный преобразователь, работающий в диффузионном режиме при некоторой температуре катода (порядка  $1300-1400^\circ\text{C}$ ), которая зависит от давления цезия и длины межэлектродного зазора, самопроизвольно переходит в режим низковольтной дуги. Последний является наиболее перспективным режимом работы преобразователя.

Низковольтная дуга (НД) в инертных газах и парах ртути известна давно [1]. В 1951 г. Медикес наблюдал НД в режиме термоэмиссионного преобразования тепловой энергии в электрическую в атмосфере ксенона [2]. Одним из основных вопросов в исследовании низковольтной дуги является объяснение механизма горения, особенно когда потенциал горения ниже первого потенциала возбуждения газа, в котором горит дуга.

Чтобы понять механизм горения НД, необходимо знать параметры газоразрядной плазмы и их распределение в межэлектродном пространстве. Наиболее удовлетворительное качественное объяснение механизма горения, основанное на экспериментальном факте существования максимума в распределении потенциала и плотности плазмы в межэлектродном пространстве вблизи катода, дано Драйвестейном [3].

Стейнберг [4] и Н. Д. Моргулис [5], исследуя при помощи метода одиночного зонда параметры плазмы НД в парах цезия, не обнаружили максимума плотности и потенциала плазмы в межэлектродном пространстве.

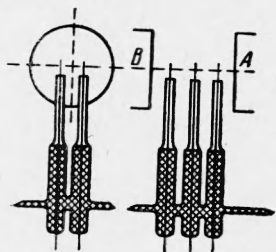
В настоящей работе исследовалось распределение электронной температуры  $T_e$  и концентрации электронов  $n_e$  в НД вдоль оси межэлектродного зазора и влияние на  $T_e$  и  $n_e$  давления паров цезия в диапазоне от  $5 \cdot 10^{-3}$  до  $5 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст. и величины разрядного тока в пределах  $1-3$  а.

1. Для измерения электронной температуры и концентрации электронов в цезиевой плазме низковольтной дуги был использован метод двойного зонда. Теория вольт-амперной характеристики двойного зонда изложена в работах Джонсона и Мольтера [6] и Л. Бибермана и Б. Панина [7].

Использование двойного зонда для диагностики цезиевой плазмы имеет некоторые преимущества перед методом одиночного зонда. Во-первых, в парах цезия работа выхода электродов разрядной камеры и зонда зависит от материала, их температуры и давления паров цезия. Температура зонда может изменяться при перемещении его вдоль межэлектродного промежутка, а также при снятии зондовой характеристики. С изменением температуры зонда будет меняться его работа выхода. Таким обра-

зом, в случае одиночного зонда контактная разность потенциалов между зондом и электродом будет изменяться в процессе снятия зондовой характеристики и искажать ее. В случае двойного зонда оба электрода (зонда) находятся в одинаковых условиях, и контактная разность потенциалов между ними равна нулю.

Во-вторых, одиночный зонд электрически связан с одним из электродов разрядной камеры, и при токе через разрядный промежуток в несколько ампер разряд легко переходит на зонд. Чтобы устранить это, необходимо использовать импульсную схему для снятия зондовых характеристик с малой длительностью зондирующего сигнала и большой скважностью. Двойной зонд является плавающей системой, электрически не связанной с основными электродами, и поэтому возможность перехода разряда на зонд исключается.



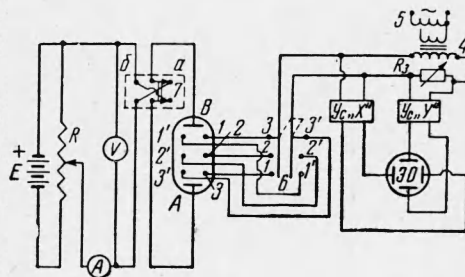
Фиг. 1

В работе использовалась разрядная камера с плоскими электродами косвенного подогрева, которая подробно описана в работе [8]. Рабочими поверхностями электродов являются торцы цилиндрических стаканов диаметром 18 мм из нержавеющей стали, которые через коваровые кольца впаяны в стеклянную колбу с диаметрально противоположных сторон. В межэлектродный промежуток длиной 9,8 мм введено три неподвижных двойных зонда, расположение которых указано на фиг. 1. Зонды выполнены из вольфрамовой проволоки диаметром 0,2 мм, длина рабочей части 3,5 мм. В качестве изоляции использовались капилляры из молибденового стекла. Электроды каждого двойного зонда располагались в плоскости, параллельной поверхности основных электродов разрядной камеры. Вдоль межэлектродного промежутка зонды расположены на расстояниях 0,7, 4,2 и 8,4 мм от электрода А и на расстоянии 1,4, 5,6 и 9,1 мм — от электрода В. Такое расположение зондов давало возможность при переполюсовке разряда снимать зондовые характеристики в шести точках межэлектродного промежутка.

Расстояние между электродами двойного зонда должно быть много больше двойной толщины возмущенного слоя около зонда (которая порядка дебаевского радиуса), чтобы потенциал одного зонда не влиял на другой. В наших условиях дебаевский радиус  $D$  порядка  $10^{-4}$  см, а расстояние между электродами зонда  $d_0 = 3 \cdot 10^{-1}$  см, т. е.  $d_0 \gg 2D$ .

Собирающие поверхности зондов были одинаковыми, что обеспечивало симметричность зондовой вольт-амперной характеристики. Последнее проверялось путем снятия зондовой характеристики по точкам.

В основных измерениях зондовые характеристики получались на экране осциллографа и фотографировались. Схема установки приведена на фиг. 2. Переменная разность потенциалов с частотой 50 гц со вторичной обмотки трансформатора 4 подается между электродами двойного зонда. Эта же разность потенциалов, которая регулируется автотрансформатором 5, подается через усилитель на горизонтально отклоняющие пластины осциллографа. В зондовую цепь вводится малое омическое сопро-

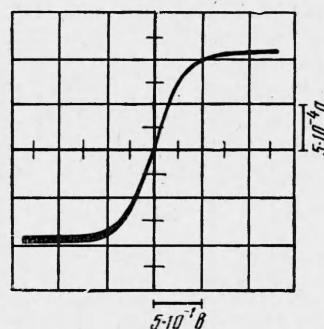


Фиг. 2

тивление  $R_3$ . Падение потенциала на этом сопротивлении, пропорциональное току на зонд, подается через усилитель на вертикально отклоняющие пластины осциллографа. При этом на экране осциллографа получается вольт-амперная характеристика двойного зонда в обычном масштабе. Типичная осциллограмма зондовой характеристики приведена на фиг. 3.

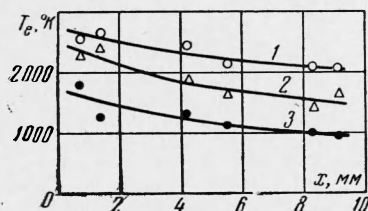
Переключение измерительной схемы с одного зонда на другой осуществляется при помощи переключателя 6. Переполюсовка разряда производится переключателем 7.

2. В описанной выше экспериментальной разрядной камере методом двойного зонда было проведено измерение электронной температуры и концентрации электронов в низкотемпературной цезиевой плазме низковольтной дуги. Температура катода  $T_k$  и анода  $T_a$  во всех опытах была постоянной:  $T_k = T_a = 700^\circ \text{C}$ .



Фиг. 3

Распределения электронной температуры  $T_e$  °К в межэлектродном промежутке  $x$  мм при постоянном значении разрядного тока  $I_p = 1.0$  а приведены на фиг. 4, где кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям давления  $p = 5.7 \cdot 10^{-3}$ ,  $2.3 \cdot 10^{-2}$ ,  $5 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст. Из фиг. 4 видно, что вблизи катода  $T_e$  имеет максимальное значение и затем достаточно медленно спадает в сторону анода. Спад  $T_e$  от катода к аноду составляет 25—30%.



Фиг. 4

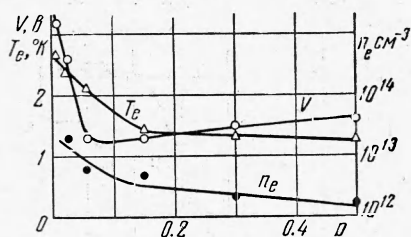
Такой ход распределения электронной температуры в межэлектродном пространстве можно объяснить. Разогрев электронов, эмитируемых катодом, происходит на ускоряющем прикатодном скачке потенциала, ширина которого порядка дебаевского радиуса. На дальнейшем пути от катода к аноду происходит потеря энергии при неупругих столкновениях с атомами и на преодоление тормозящего электрического поля, если распределение

потенциала имеет максимум в межэлектродном промежутке. С ростом давления распределение электронной температуры сдвигается почти эквидистантно в область меньших значений  $T_e$ .

Зависимость электронной температуры  $T_e$   $10^{-3}$  К и концентрации электронов  $n_e$   $\text{см}^{-3}$  с ростом давления паров цезия  $p$  мм рт. ст. при  $I_p = 1.0$  а в точке  $x = 1.4$  мм ( $x$  — расстояние от катода) приведена на фиг. 5; на этой же фигуре приведена зависимость потенциала горения  $V$ , необходимого для поддержания разрядного тока в 1.0 а, от давления паров цезия. С ростом давления потенциал горения резко спадает, достигая минимума при  $p = 0.55$  мм рт. ст., и затем медленно возрастает. Поскольку потенциал горения непосредственно влияет на величину катодного скачка потенциала, на котором происходит разогрев электронов, то и ход зависимости  $T_e = f(p)$  имеет аналогичный характер. При  $p < 0.15$  мм рт. ст., как видно из фиг. 5, электронная температура быстро спадает с ростом давления; при  $p > 0.15$  мм рт. ст. наблюдается очень слабая зависимость  $T_e$  от давления.

Влияние величины разрядного тока на распределение электронной температуры  $T_e$  в межэлектродном промежутке приведено на фиг. 6, где зависимости 1, 2, 3 соответствуют значениям тока  $I_p = 1, 2, 3$  а. При низ-

ком давления цезия ( $p = 2.3 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст., фиг. 6, а) увеличение разрядного тока с 1.0 до 2.0 а приводит к росту электронной температуры вблизи катода ( $x = 0.7$  мм) с 2400 до 3650° К, т. е. в 1.5 раза. С ростом



Фиг. 5

разрядного тока  $I_p = 1.0$  а приведено на фиг. 7, где кривые 1—5 соответствуют давлению  $P = 2.3 \cdot 10^{-2}$ ;  $5.5 \cdot 10^{-2}$ ;  $1.5 \cdot 10^{-1}$ ;  $3 \cdot 10^{-1}$  и  $5 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст. При всех значениях давления паров цезия концентрация электронов, как видно из фигуры, имеет четко выраженный максимум на расстоянии порядка 2 мм от катода. На участке  $4 \leq x \leq 9$  мм концентрация практически не меняется, т. е.  $dn_e/dx \approx 0$ . Концентрация на аноде определялась по плотности тока, поступающего на анод. С увеличением давления цезия распределение  $n_e = f(x)$  сдвигается в сторону уменьшения концентрации.

Зависимость  $n_e$  от давления цезия на расстоянии  $x = 1.4$  мм от катода при  $I_p = 1.0$  а приведена на фиг. 5. Как видно из фигуры,  $n_e$  монотонно спадает с ростом  $p$ . Степень ионизации при этом сильно уменьшается: с  $n_e/n_a = 10^{-1}$  при  $p = 2.3 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. до  $10^{-4}$  при  $p = 5 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст., где  $n_a$  — концентрация нейтральных атомов цезия в объеме.

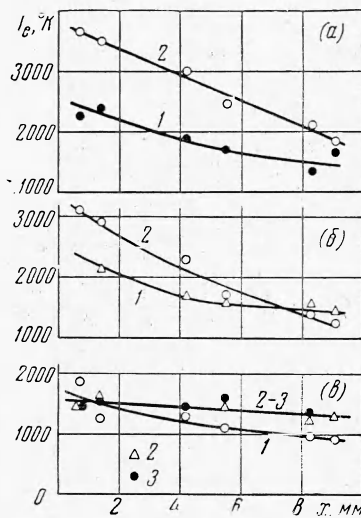
На фиг. 8, а, приведено распределение  $n_e = f(x)$  при различных значениях разрядного тока ( $I_p = 1, 2, 3$  а) для давления  $p = 5.5 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст., а фиг. 8, б, — для  $p = 5 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст. С ростом  $I_p$  концентрация электронов возрастает во всем межэлектродном пространстве.

Полученный характер распределения  $n_e = f(x)$  с максимумом вблизи катода согласуется с данными других авторов [1,3,8,9]. В работе [4,5] максимум  $n_e$  не был обнаружен, видимо, потому, что ближайшее положение зонда от катода находилось на расстоянии 5—6 мм. Как показывают наши результаты, максимум  $n_e$  находится на расстоянии порядка 2 мм от катода, а при  $x > 4$  мм концентрация электронов меняется слабо. На рис. 8, б, нанесены результаты работы [5] (кривая 3'), полученные при тех же условиях, что и кривая 3. Как видно из фигуры, результаты хорошо совпадают.

3. Анализ экспериментальных данных по исследованию параметров плазмы и их распределению в межэлектродном промежутке позволяет сделать предположение, что ионизация в низковольтной дуге происходит в основном с возбужденных уровней, т. е. имеет место ступенчатая ионизация, за счет «хвоста» максвелловского распределения.

увеличение  $T_e$  при том же возрастании разрядного тока уменьшается. Так, при  $p = 5.5 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. увеличение электронной температуры происходит в 1.3 раза (фиг. 6, б); при  $p = 0.5$  мм рт. ст.  $T_e$  практически остается постоянной при увеличении  $I_p$  от 1.0 до 3.0 а (фиг. 6, в).

Распределение концентрации электронов  $n_e$  см<sup>-3</sup> в межэлектродном пространстве при различных значениях давления цезия и постоянном значении



Фиг. 6

Электроны, эмитируемые катодом, после прохождения ускоряющего катодного скачка потенциала в слое объемного заряда (катодного падения потенциала), величина которого меньше потенциала ионизации, максвеллизуются и образуют нагретый электронный газ с температурой  $T_e$ , отделенный от поверхности катода потенциальным барьером.

Ионизация за счет «хвоста» максвелловского распределения с основного уровня при электронной температуре  $T_e \leq 4000^\circ \text{ К}$  (наблюдаемой в наших условиях), как показывает расчет, недостаточна для поддержания цезиевой плазмы [4].

Время жизни возбужденных атомов порядка  $10^{-8}$  сек, что сравнимо с временем столкновений  $\tau = 10^{-8} - 10^{-9}$  сек, и, следовательно, вероятность ступенчатой ионизации должна бы быть мала. Однако необходимо учесть явление запертого резонансного излучения в цезиевой плазме, так как вероятность поглощения резонансных линий атомарного цезия очень велика. Поскольку нет разницы в том, какой атом возбужден, то передача фотона от одного атома к другому дает эффект увеличения времени жизни возбужденного состояния. Согласно данным Гольштейна [10], эффективное время жизни возбужденного атома в плазме в области давлений

0.01—1.0 мм рт. ст. благодаря указанному явлению увеличивается более чем в  $10^3$  раз.

Кроме того, как показано в работе Б. Н. Клярфельда [11], вероятность ионизации для атомов в возбужденном состоянии может быть, по крайней мере, на порядок выше, чем в основном состоянии.

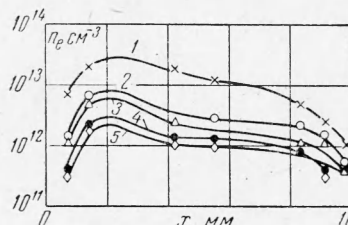
Таким образом, эти факты значительно увеличивают вероятность ступенчатой ионизации.

Оценка по нашим данным также показывает, что преобладает ионизация с возбужденных уровней.

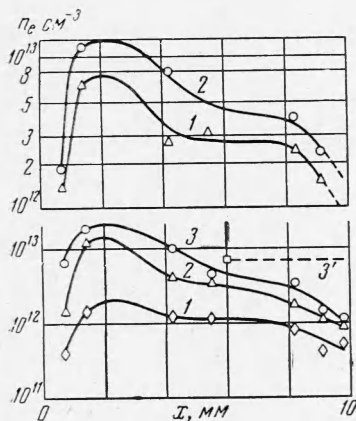
Область интенсивной ионизации находится вблизи катода, что подтверждается наличием здесь максимума в распределении потенциала. Область максимума

положительного потенциала является потенциальной ямой для медленных электронов, которые образуются в процессе ионизации. Некоторая часть медленных электронов в результате взаимодействия с быстрыми электронами и возбужденными атомами приобретает достаточно энергии, чтобы преодолеть тормозящее поле и попасть на анод. Значительная же доля из них покидает потенциальную яму в результате амбиполярной диффузии на стенки разрядной камеры и здесь рекомбинирует [12].

При горении низковольтной дуги в парах цезия разрядный ток на 1—2 порядка превышает ток эмиссии с катода, соответствующий значениям  $T_k$  и  $\phi_k$  ( $\phi_k$  — работа выхода катода) перед возникновением дуги. Поскольку объяснить это рождением носителей тока в объеме нельзя, так как в низковольтной дуге отношение  $I_i / I_e = \sqrt{m / M}$  ( $I_i$  и  $I_e$  — соответственно ионный и электронный токи,  $m$  и  $M$  — масса электрона и иона), то ответственным за это может быть аномальный эффект Шотки, а также



Фиг. 7



Фиг. 8

термоавтоэлектронная эмиссия. Однако наиболее существенную роль здесь, видимо, будет играть третий механизм: понижение работы выхода катода при возникновении низковольтной дуги. В НД у катода наблюдается положительный скачок потенциала. Ионы, рождающиеся в объеме, идут на катод. Ионы, образующиеся на поверхности катода в результате поверхностной ионизации, возвращаются этим скачком обратно на катод. Таким образом, на катоде образуется покрытие из ионизованных атомов выше равновесного, соответствующего температуре катода и давлению паров цезия. Это приводит к понижению работы выхода. Понижение же  $\Phi_k$  на 0.2 в достаточно, чтобы ток эмиссии увеличился на порядок.

В заключение автор благодарит В. Н. Глазанова за постоянный интерес к работе, И. П. Стаханова и И. И. Касикова — за дискуссию.

Поступила 2 VII 1964

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Compton K. T., Eckart C. The Diffusion of Electrons Against an Electric Field in the Non-oscillatory Abnormal Low Voltage Arc. Phys. Rev., 1925, vol. 25, p. 139.
2. Medices G., Wehner G. Noble Gas Hot Cathode Diodes with Negative Arc Drop. J. Appl. Phys., 1951, vol. 22, p. 1389.
3. Druvesteyn M. G. Der Niedervolbogen. Z. Physik, 1930, vol. 64, p. 781.
4. Steinberg R. K. Hot-cathode Arcs in Cesium Vapor. J. Appl. Phys., 1950, vol. 21, p. 1028.
5. Моргулис Н. Д., Марчук П. М. Физические явления при работе катода дугового разряда в парах цезия. Укр. физ. ж., 1956, т. 1, стр. 59.
6. Jones E. O., Malter L. A Floating Double Probe Method for Measurement in Gas Discharges. Phys. Rev., 1950, vol. 80, p. 58.
7. Биберман Л., Панин Б. Измерение параметров высокочастотного безэлектродного разряда с помощью двух зондов. Ж. техн. физ., 1951, т. 21, № 12.
8. Гуськов Ю. К., Лебедев М. А., Стаханов И. П. Низковольтная дуга в парах цезия. Ж. техн. физ., 1964, т. 34, № 8.
9. Stenzel W., Bernstein M. Low Temperature Cesium Plasma Converter. Advanced Energy Conversion, vol. 2, p. 499, Pergamon Press, 1962, Printed in Great Britain.
10. Alpert D., McCoubrey A. O., Holstein T. Imprisonment of Resonance Radiation in Mercury Vapor. Phys. Rev., 1949, vol. 76, p. 1257.
11. Клярфельд Б. Н. Ионизация в положительном столбе. Докл. АН СССР, 1939, т. 24, стр. 250.
12. Гуськов Ю. К., Лебедев М. А., Стаханов И. П. Влияние продольного магнитного поля на низковольтную дугу. Изв. АН СССР, серия физическая, 1964, т. 28, № 9.