

# Экспериментальные исследования электроразрядного датчика низкого давления

\* А. И. Жакин, А. А. Луценко

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Юго-Западный государственный университет», ул. 50 лет Октября, 94, г. Курск, 305040, Россия, \* e-mail: [zhakin@mail.ru](mailto:zhakin@mail.ru)

Проанализированы ионизационные процессы в азотно-кислородной плазме низкого давления ( $10^{-3}$  Па  $< p < 1$  Па) в скрещенных электрическом и магнитном полях. Приведена методика расчета ВАХ, по которой однозначно находится давление в газе. Сравнение теории с экспериментом удовлетворительное.

*Ключевые слова:* ион, электрон, датчик, ионизация, вольт-амперная характеристика, давление.

УДК 537.58

## ВВЕДЕНИЕ

Один из эффективных методов измерения низкого давления – электроразрядные датчики, в которых основным элементом является преобразователь ПММ-32-1 [1–3]. Проблема модификации этого преобразователя (компактификация и повышение точности измерения) требует детального изучения ионизационных процессов в азотно-кислородной плазме. Работа продолжает исследование [4, 5] с целью дальнейшего анализа ионизационных процессов на основе экспериментальных данных. Показано, что теоретическое выражение для вольт-амперной характеристики (ВАХ) при различных давлениях и напряжениях согласуется с экспериментальными измерениями.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Расчеты будем проводить на примере преобразователя ПММ-32-1, в котором используются скрещенные электрическое и магнитное поля (рис. 1).

При давлениях  $p < 1$  Па длина свободного пробега  $l_c$  значительно больше длины межэлектродного промежутка  $d$ :  $l_c \gg d$ , поэтому движение электронов можно рассматривать в бесстолкновительной задаче. Вводя цилиндрическую систему координат  $(r, \varphi, z)$  (рис. 1) и используя законы сохранения энергии и момента импульса, уравнения движения электрона запишем в виде:

$$\frac{1}{2} m_e (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2) + eU_* \ln \left( \frac{r}{R_2} \right) = E_0, \quad (1)$$

$$m_e r^2 \dot{\varphi} = \frac{1}{2} eBr^2 + M_0. \quad (2)$$

Здесь точки обозначают производные по времени  $t$ ,  $E(r)$ ,  $B = \text{const}$  – напряженности электриче-

ского и магнитного полей,  $m_e$  – масса электрона. Соотношение (1) есть интеграл энергии, в котором

$$E_0 = \frac{m_e}{2} V_0^2 + eU_* \ln \left( \frac{r_0}{R_2} \right), \quad U_* = \frac{U}{\ln(R_2/R_1)}, \quad (3)$$

где  $U$  – напряжение на электродах;  $V_0$  – начальная (тепловая) скорость электрона;  $r_0$  – начальное положение электрона. Соотношение (2) является следствием закона сохранения импульса, так что

$$M_0 = m_e r_0^2 (\omega_0 - \omega_H), \quad \omega_H = \frac{eB}{2m_e}, \quad (4)$$

где  $\omega_0 = \dot{\varphi}(0)$  – начальная угловая скорость электрона;  $\omega_H$  – ларморова частота.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАЕКТОРИЙ

Запишем системы (1), (2) в виде:

$$\dot{\varphi} = \omega_H + \frac{r_0^2}{r^2} (\omega_0 - \omega_H), \quad \dot{r} = -f(r), \quad (5)$$

$$f(r) = \sqrt{V_0^2 + V_*^2 \ln \frac{r_0}{r} - r^2 \left( \omega_H + \frac{r_0^2}{r^2} (\omega_0 - \omega_H) \right)^2}, \quad (6)$$

$$V_* = \sqrt{\frac{2eU_*}{m_e}}.$$

Из (5) следует, что  $\dot{r} < 0$ , то есть электрон приближается с течением времени к центральному электроду (аноду). При этом могут реализовываться два случая: при  $f(R_1) > 0$  электрон сталкивается с анодом; при  $f(r_*) = 0$ , где  $R_1 < r_* < r_0$ , электрон асимптотически приближается к круговой орбите радиуса  $r_*$ , определяемого как решение уравнения:

$$V_r^2 = V_0^2 + V_*^2 \ln \left( \frac{r_0}{r_*} \right) - r_*^2 \left( \omega_H + \frac{r_0^2}{r_*^2} (\omega_0 - \omega_H) \right)^2 = 0, \quad (7)$$

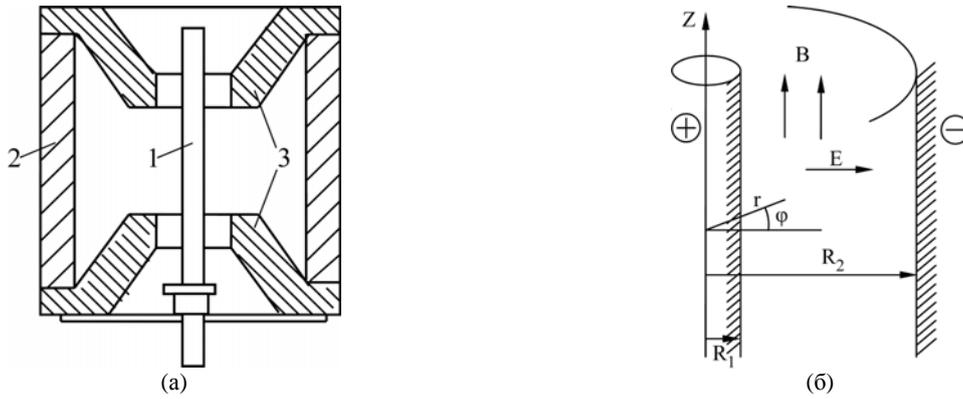


Рис. 1. Преобразователь ПММ-32-1: (а) – схема датчика; 1 – анод; 2 – катод; 3 – магнитопровод; (б) – система координат.

где  $V_r = \dot{r}$  – радиальная скорость электрона.

Очевидно, что этот случай можно реализовать лишь в достаточно больших магнитных полях (больших ларморовых частотах  $\omega_H$ ).

Для упрощения исследования траекторий движения электронов проведем численные оценки при следующих значениях параметров:

$$R_1 = 1 \text{ мм}, R_2/R_1 = 6, U = 3 \text{ кВ}, B = 0,1 \text{ Тл.} \quad (8)$$

В этом случае получаем:

$$V_* = 3,2 \cdot 10^7 \text{ м/с}, \omega_H = 0,878 \cdot 10^{10} \text{ 1/с.} \quad (9)$$

Значения  $V_0, \omega_0$  можно оценить по средней тепловой скорости  $V_0 = [8k_B T / (\pi m_e)]^{1/2}$ ,  $\omega_0 = V_0 / R_1$  и при комнатной температуре получаем:

$$V_0 = 1,1 \cdot 10^5 \text{ м/с}, \omega_0 = 1,1 \cdot 10^8 \text{ 1/с.} \quad (10)$$

Таким образом, можно считать  $\omega_0 \ll \omega_H$ ,  $V_0 \ll V_*$ , поэтому в уравнении (7) можно опустить малые члены и записать его в приближенном виде:

$$ps \ln s = (s-1)^2, \quad (11)$$

$$p = \frac{V_*^2}{2V_H^2}, \quad s = \frac{r_0^2}{r^2}, \quad V_H = \omega_H r_0.$$

Уравнение (11) определяет значения  $r = r_*$  по задаваемым параметрам  $V_*, V_H$  и начальной радиальной координаты электрона  $r_0$ . Если  $r_* < R_1$ , то электрон попадет на анод, если же  $r_* \geq R_1$  – электрон будет на круговой орбите. Корни  $s_*$  уравнения (11) как функции параметра  $p$  и соответствующие табличные значения представлены на рис. 2.

Из этих данных видно, что при  $p < 0,3$  корни  $s_*$  можно аппроксимировать как  $s_* \approx 1 + p/(1-p)$ , при  $1 \leq p \leq 3$  приближенно  $s_* \approx 2,5 p$ , наконец, при  $4 \leq p \leq 6$  выполняется  $s_* \approx 3 p$ , что удобно для оценочных расчетов. Таким образом, электроны, имеющие начальную координату  $r_0$ , перейдут на круговую орбиту радиуса  $r_*$ , определяемого выражением

$$r_* = r_0 / s_*(p), \quad p = V_*^2 / (2V_H^2), \quad V_H = \omega_H r_0. \quad (12)$$

Отсюда видно, что размер  $r_*$  стремится к  $r_0$  в сильных магнитных полях, когда для любого  $r_0$

выполняется условие  $p \ll 1$ . Наоборот, в сильных электрических полях, когда при любых  $r_0$  выполняется  $p > 1$ ,  $s_*(p) > 2,53$ , то есть  $r_*$  будет меньше  $r_0$ . В этом случае начальная радиальная координата электронов  $r_{0*}$ , при которой их орбиты будут круговыми с радиусом центрального электрода  $r_* = R_1$ , будет определяться уравнением:

$$r_{0*} = s_*(p_*) R_1, \quad p_* = V_*^2 / (2V_{H_2}^2), \quad V_{H_2} = \omega_H r_{0*}. \quad (13)$$

При этом все электроны, которые в начальный момент времени имели радиальные координаты  $r_0 < r_{0*}$ , будут поглощаться центральным электродом (анодом, если пренебрегать ударной эмиссией электронов из анода).

Соотношения (12), (13) позволяют проанализировать электронные орбиты следующим образом. В слабых электрических полях, когда при любых  $r_0$  выполняется  $p \leq 0,1$ , электронные орбиты будут круговыми с радиусами, близкими к начальной координате  $r_0$ . В этом случае ионизация нейтральных молекул происходит равномерно во всем межэлектродном промежутке. С ростом напряжения на электродах, когда при любых  $r_0$   $p \geq 0,5$ , электроны смещаются к центральному электроду. Наиболее удаленные от анода электроны, имеющие начальную координату  $r_0 = R_2$ , сместятся на орбиту радиуса  $R_*$ , определяемого как

$$\begin{aligned} R_* &= R_2 / s_*(p_2), \\ p_2 &= V_*^2 / (2V_{H_2}^2), \\ V_{H_2} &= \omega_H R_2. \end{aligned} \quad (14)$$

Разность

$$\delta = R_* - R_1 = R_2 / s_*(p_2) - R_1 \quad (15)$$

будет определять толщину ионизационной зоны, то есть ширину прианодного слоя, где происходят ионизационные реакции (см. ниже).

Для приведенных выше оценочных значений ( $R_1 = 1 \text{ мм}, R_2/R_1 = 6, U = 3 \text{ кВ}, B = 0,1 \text{ Тл}$ ) имеем  $p_2 = 0,184$ ,  $R_* = 4,9 \text{ мм}$ , то есть толщина ионизационной зоны  $\delta = 3,9 \text{ мм}$ . При этом максималь-

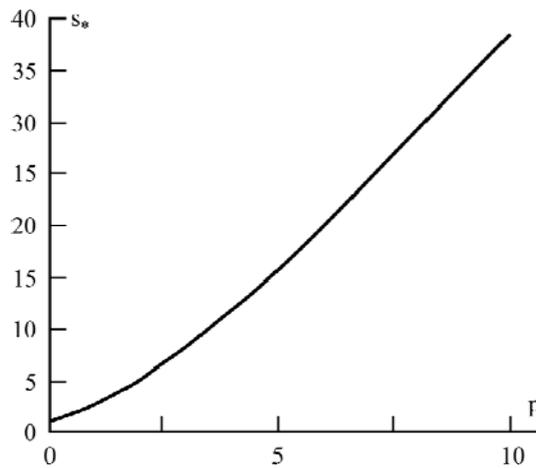


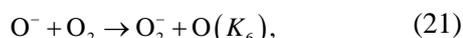
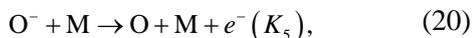
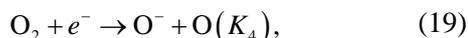
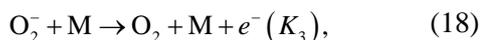
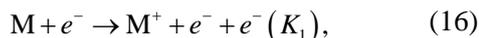
Рис. 2. График и табличные значения функции  $s^*(p)$ , определяемой уравнением (11).

$p$	0,1	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	5	6	10
$s^*$	1,1	1,63	2,53	3,68	5,03	6,54	8,18	9,93	11,78	15,7	19,89	38,47

ная круговая скорость движения электронов в ионизационной зоне будет оцениваться как  $V_{H^*} = \omega_H R^* = 4,3 \cdot 10^7$  м/с, что более чем на 2 порядка больше тепловой скорости электронов (10). Так как частота столкновений ионов с нейтральными атомами оценивается как  $\nu = V_{H^*} / l_c$ , то ясно, что скорость ионизации электронов разряженного газа резко увеличится.

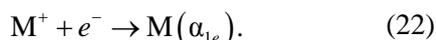
### ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Сухой воздух можно считать азотно-кислородной смесью газов, основные ионизационные процессы в которой при комнатных температурах и в допробойных полях происходят по схеме [6–8]:



где  $K_i$  ( $i = 1, \dots, 6$ ) – константы скоростей реакций,  $M$  – молекулы  $O_2, N_2$ .

В силу распределения электронов по энергиям необходимо учитывать рекомбинацию низкоэнергетических электронов с положительными ионами:



Вводя обозначение  $c_0$  для  $M$ ,  $c_2$  –  $O_2$ ,  $n_e$  –  $e^-$ ,  $n_1$  –  $M^+$ ,  $n_2$  –  $O_2^-$ ,  $n_4$  –  $O^-$  для скоростей реакций (16)–(22), получим следующие выражения:

$$\dot{\xi}_e = \dot{\xi}_1 + K_3 c_0 n_2 + K_5 c_0 n_4 - K_4 c_2 n_e - K_2 c_0 c_2 n_2,$$

$$\dot{\xi}_1 = K_1 c_0 n_e - \alpha_{1e} n_1 n_e,$$

$$\dot{\xi}_2 = K_2 c_0 n_e + K_6 c_2 n_4 - K_3 c_0 n_2,$$

$$\dot{\xi}_4 = K_4 c_2 n_e - K_5 c_0 n_4 - K_6 c_2 n_4.$$

Электрический ток формируется ионами  $O_2^-, O^-$  и электронами, попадающими на центральный электрод, а также положительными ионами  $M^+$ , попадающими на катод. Отметим, что ионизационные процессы происходят в ионизационной области  $R_1 < r < R_1 + \delta = R^*$ . В силу того что при рассеянии электронов и ионов в радиальном направлении движение зарядов бесстолкновительное, можно считать, что их концентрация в ионизационной зоне изменяется слабо. Поэтому задачу будем решать в предположении постоянства концентраций  $c_0, c_2, n_e, n_1, n_2, n_4$  в ионизационной зоне.

Опишем кратко схему расчета. Исходим из основного уравнения баланса зарядов:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \text{div } \vec{j}_k = \dot{\xi}_k \quad (k = e, 1, 2, 4), \quad (23)$$

где  $n_k$  – объемная концентрация ионов  $k$ -го сорта,  $\vec{j}_k$  – их ток.

Балансовые уравнения составим следующим образом. Умножая (23) на  $r dr$  и интегрируя по слою  $R_1 < r < R^*$ , с учетом граничных условий

$$r = R_1: j_e = j_{e^*}, j_1 = 0, j_i = j_{i^*} (i = 2, 4), \quad (24)$$

$$r = R^*: j_e = 0, j_1 = j_{1^*}, j_2 = j_4 = 0, \quad (25)$$

с точностью до линейных членов по толщине слоя  $\delta$ , будем иметь:

$$\dot{n}_e = -j_{e^*} / \delta + K_e n_e + K_{30} n_2 + K_{50} n_4 - \alpha_{1e} n_1 n_e, \quad (26)$$

$$\dot{n}_1 = -j_{1^*} / \delta + K_{10} n_e - \alpha_{1e} n_1 n_e, \quad (27)$$

$$\dot{n}_2 = -j_{2^*} / \delta + K_{220} n_e + K_{62} n_4 - K_{30} n_2, \quad (28)$$

$$\dot{n}_4 = -j_{4^*} / \delta + K_{40} n_e - K_{65} n_4, \quad (29)$$

где точка над переменными обозначает производную по времени при обозначениях:

$$\begin{aligned} K_e &= K_{10} - K_{42} - K_{220}, \\ K_{220} &= K_2 c_2 c_0, \\ K_{65} &= K_{50} + K_{62}, \end{aligned} \quad (30)$$

$$K_{ij} = K_i c_j \quad (i = 1, 3, 4 - 6; j = 0, 2). \quad (31)$$

С физической точки зрения величины  $K_e^{-1} = \tau_{2e}$ ,  $K_{220}^{-1} = \tau_{3e}$ ,  $K_{65}^{-1} = \tau_4$ ,  $K_{ij}^{-1} = \tau_{ij}$  определяют характерное время генерации соответствующих ионов в реакциях (16)–(21). Например, параметр  $\tau_{2e}$  указывает на характерное время образования электронов в реакции парных столкновений (16),  $\tau_{3e}$  – характерное время присоединения электронов к молекуле кислорода в реакции тройных столкновений (18) и т.д. Таким образом, система уравнений (25)–(29) определяет изменение концентраций ионных компонент в ионизационном слое по истечении времени.

Для замыкания системы уравнений (26)–(29) необходимо определить токи  $j_{e^*}$ ,  $j_{1^*}$ ,  $j_{2^*}$ ,  $j_{4^*}$ .

### ВЫЧИСЛЕНИЕ ТОКОВ

При движении зарядов по круговым орбитам происходят их столкновения с нейтралами, а радиальное движение – бесстолкновительное. Поэтому процессы столкновений (круговые движения) можно описывать методами физической кинетики [6], а в радиальных движениях процессами столкновений можно пренебречь.

Для определенности рассмотрим столкновения электронов. Введем число электронов  $dN_e$  в элементарном объеме  $dV$  в интервале скоростей  $(\vec{v}, \vec{v} + d\vec{v})$  в направлении телесного угла  $d\Omega$  как

$$dN_e = n_e f dV d^3\vec{v} d\Omega,$$

где  $f$  – функция распределения, нормированная на 1,  $n_e$  – объемная концентрация электронов,  $d^3\vec{v}$  – элемент объема в пространстве скоростей.

Объем  $dV$  запишем как  $dV = dS dr$ , где элемент площади  $dS$  ориентирован перпендикулярно радиальному направлению. За время  $dt$  элемент  $dS$  пересекут электроны, находящиеся в интервале  $(r, r + dr)$ , где  $dr = v_r dt$ ,  $v_r$  – радиальная компонента скорости электрона после процесса рассеяния. Таким образом, после столкновения за время  $dt$  электроны попадут в объем  $dV = dS v_r dt$ . Вероятность  $dW$  столкновения электронов с нейтралами в объеме  $dV$  согласно геометрическому распределению запишется как  $dW = dS_0 / dS$ . Здесь  $dS_0$  – площадь, занимаемая частицами, которая определяется как  $dS_0 = \sigma dN_0$ , где  $\sigma$  – полное сечение столкновений,

$dN_0 = c_0 dV$  – число нейтралов в  $dV$ ,  $c_0$  – их частичная концентрация. По определению, число рассеянных электронов в  $dV$  выражается в виде  $dN_{e, \text{расс}} = dW dN_e$ , а плотность тока в интервале скоростей  $(\vec{v}, \vec{v} + d\vec{v})$  в направлении телесного угла  $d\Omega$  определяется как

$$\begin{aligned} dj_{e^*} &= dN_{e, \text{расс}} / (dS dt) = \\ &= (\sigma v_r f d^3\vec{v} d\Omega) dr c_0 n_e. \end{aligned} \quad (32)$$

Интегрируя по углам  $\Omega_+$ , определяющим радиальное направление, по всем скоростям и по толщине ионизационного слоя, из (32) получим:

$$j_{e^*} = \kappa_e c_0 n_e, \quad (33)$$

$$\kappa_e = \int_{R_1}^{R_2} \left( \int_{\Omega_+} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma v_r f d^3\vec{v} d\Omega \right) dr. \quad (34)$$

Параметр  $\kappa_e$ , по существу, определяет скорость захвата электронов анодом, и для его вычисления необходимо решать квантово-механическую задачу о рассеянии электрона на атоме.

Аналогичным образом записывается плотность токов ионов  $M^+$ ,  $O_2^+$ ,  $O^+$ :

$$j_{i^*} = \kappa_i c_0 n_i \quad (i = 1, 2, 4). \quad (35)$$

С ростом напряженности электрического поля угловой разброс скоростей уменьшается, поэтому естественно считать, что скорости захвата электронов  $\kappa_e$  и отрицательных ионов  $\kappa_2$ ,  $\kappa_4$  в первом приближении линейно зависят от напряжения на электродах:

$$\kappa_e = b_e U, \quad \kappa_i = b_i U \quad (i = 2, 4), \quad (36)$$

где  $b_e$ ,  $b_2$ ,  $b_4$  – экспериментально определяемые константы, а напряжение  $U$  должно удовлетворять условию  $U > U_*$ , где  $U_*$  – напряжение, при котором инициируются реакции (16), (17) (напряжение зажигания разряда).

Относительно скорости захвата положительных ионов  $\kappa_1$  отметим следующее. Если площадь катода значительно больше площади анода, то все положительные ионы разряжаются на катоде, и в этом случае  $\kappa_1 = \text{const}$ . В противном случае коэффициент  $\kappa_1$  также определяется выражениями типа (36).

### ВЫЧИСЛЕНИЕ ВАХ

В стационарном случае система уравнений (26)–(31) имеет решение:

$$\begin{aligned} n_e &= n_* \equiv \frac{K_* k_1}{(K_{10} - K_*) \delta}, \\ n_i &= G_i n_*, \quad (i = 1, 2, 4), \end{aligned} \quad (37)$$

$$G_1 = \frac{K_{10}\delta}{k_1 c_0 + \alpha_{1e} n_* \delta},$$

$$G_2 = \frac{(K_{62} G_4 + K_{220})\delta}{K_{30}\delta + k_2 c_0},$$

$$G_4 = \frac{K_{42}\delta}{K_{65}\delta + k_4 c_0}, \quad (38)$$

$$K_* = K_{10} + K_{30} G_2 + K_{50} G_4 - K_{220} - K_{42} - k_e c_0 / \delta. \quad (39)$$

Используя эти соотношения, для полного тока получаем:

$$J = [S_1 (k_e + G_2 k_2 + G_4 k_4) + S_* G_1 k_1] c_0 n_*, \quad (40)$$

где  $S_1$  – площадь поверхности анода;  $S_*$  – поверхности радиуса  $R_* = R_1 + \delta$ .

В силу того что концентрация молекул азота и кислорода  $C_0$  зависит от давления по уравнению состояния идеального газа  $c_0 = \beta p$ ,  $\beta = 1/(k_B T)$ , выражение (40) определяет однозначную зависимость полного тока от давления в газе.

Для концентрации молекул кислорода имеем аналогичное соотношение  $c_2 = \eta_2 \beta p$ , где  $\eta_2$  – доля кислорода в газе. Учитывая эти соотношения, константы, входящие в (30), (31), (37)–(39), можно записать в виде:

$$K_{ij} = \kappa_{ij} p, \quad K_{220} = \kappa_{220} p^2, \quad (41)$$

$$G_1 = \frac{\kappa_{10} \delta p}{k_1 \beta p + \alpha_{1e} n_* \delta},$$

$$G_2 = \frac{(\kappa_{62} G_4 + \kappa_{220} p) \delta}{\kappa_{30} \delta + k_2 \beta},$$

$$G_4 = \frac{\kappa_{42} \delta}{\kappa_{65} \delta + k_4 \beta}, \quad (42)$$

$$K_* = (\kappa_{10} + \kappa_{30} G_2 + \kappa_{50} G_4 - \kappa_{42} - k_e \beta / \delta) p - \kappa_{220} p^2, \quad (43)$$

$$K_{10} - K_* = (\kappa_{42} + k_e \beta / \delta - \kappa_{30} G_2 - \kappa_{50} G_4) p + \kappa_{220} p^2. \quad (44)$$

Отсюда видно, что  $G_4 = \text{const}$ , а при низких давлениях, когда квадратичными членами по давлению можно пренебречь, будет выполняться  $G_1 \sim p$ ,  $G_2 = \text{const}$ ,  $n_* = \text{const}$ . В этом случае вольт-амперная характеристика (40) с учетом (36) записывается как:

$$J = A p U, \quad (45)$$

$$A = S_1 \beta (b_e + G_2 b_2 + G_4 b_4) \frac{(\kappa_{10} + \kappa_{30} G_2 + \kappa_{50} G_4 - \kappa_{42} - k_e \beta / \delta) k_1}{(\kappa_{42} + k_e \beta / \delta - \kappa_{30} G_2 - \kappa_{50} G_4) \delta},$$

$$G_4 = \frac{\kappa_{42} \delta}{\kappa_{65} \delta + k_4 \beta}, \quad G_2 = \frac{\kappa_{62} G_4 \delta}{\kappa_{30} \delta + k_2 \beta}.$$

Таким образом, в отсутствие насыщения по току и при идеальности газа полный ток линеен

по напряжению, а при сверхнизких давлениях – линеен и по давлению.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Измерения давления производились в вакуумной камере TVM-4025 производства TOYO Communication equipment. Измерялись ВАХ при различных давлениях. Геометрические параметры датчика и напряженность магнитного поля даны в (8). Результаты измерений представлены на рис. 3. Из графиков видно, что ВАХ являются кусочно-линейными функциями, причем скачки токов дискретны и возрастают с ростом давления. Токковые скачки обусловлены ионизацией молекул пара форвакуумного масла, о чем свидетельствует выделение углеродной сажи на электродах. Как видно из графиков 3–6, наилучшее соответствие ВАХ с теоретической формулой (40) имеет место при давлениях менее 0,011 Па. При этом с уменьшением давления возрастает напряжение, при котором наблюдаются токковые скачки. Связано это с тем, что при низких давлениях в вакуумную камеру проникает более легкая фракция форвакуумного масла, у молекул которой энергия ионизации выше высокомолекулярных молекул.

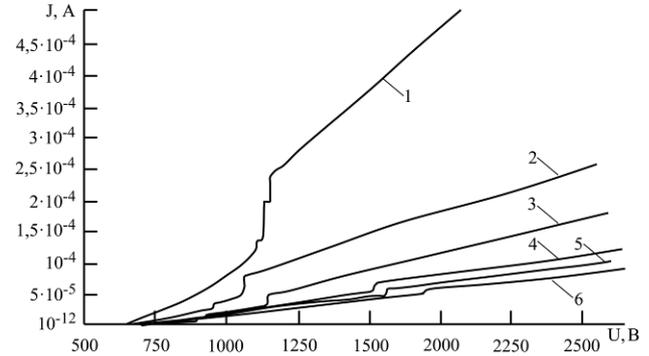


Рис. 3. ВАХ при различных давлениях в вакуумной камере: 1 –  $p = 365$  Па; 2 – 0,0213 Па; 3 – 0,011 Па; 4 – 0,0086 Па; 5 – 0,0071 Па; 6 – 0,006 Па.

Приведенные экспериментальные данные позволяют сделать некоторые выводы относительно ионизационных процессов. Действительно, условия  $G_1 = \text{const}$ ,  $k_1 = \text{const}$  в (37)–(44) означают, что концентрация электронов в ионизационном слое  $R_1 < r < R_1 + \delta$  постоянна,  $n_e = n_* = \text{const}$ . Далее условия  $G_1 = \text{const}$ ,  $G_2 = \text{const}$  показывают незначительность тройных ионизационных столкновений, определяемых реакцией (17). Наконец, из положительности коэффициента  $A$  в (45) следует выполнение неравенств:

$$\kappa_{10} + \kappa_{30} G_2 + \kappa_{50} G_4 > \kappa_{42} + k_e \beta / \delta,$$

$$\kappa_{42} + k_e \beta / \delta > \kappa_{30} G_2 + \kappa_{50} G_4.$$

Отсюда видно, что в реакциях (16)–(21) основную роль играет ударная ионизация нейтральных

молекул электронами согласно (16) и захват электронов молекулами кислорода согласно реакции (19).

### ВЫВОДЫ

1. Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что при низких давлениях  $p < 0,01$  Па вольт-амперная характеристика линейна по давлению и напряжению на электродах.

2. Основную роль в ионизационных процессах при низких давлениях  $p < 0,01$  Па играют ударная ионизация нейтральных молекул электронами и захват электронов молекулами кислорода.

3. При высоких давлениях  $p \geq 1$  Па величина полного тока есть взаимнооднозначная нелинейная функция давления в газе.

### ЛИТЕРАТУРА

1. А.с. СССР № 771487. Дворянков В.Л., Лазебников Ю.Е. *Вакуумметр*. Оpubл. 15.10.80. Бюл. № 38.
2. А.с. СССР № 697850. Биршерг А.А., Григорьев А.М., Творогов И.В., Абрамович С.М. и Берман Л.Г. *Ионизационный вакуумметр*. Оpubл. 15.11.79. Бюл. № 42.
3. А.с. СССР SU № 1472777. Пенчко Е.А., Костин Л.А. *Ионизационный вакуумметр*. Оpubл. 15.04.89. Бюл. № 14.
4. Жакин А.И., Луценко А.А. *ЭОМ*. 2012, **48**(2), 79–85.
5. Жакин А.И., Богомазов Р.Ю. *ЭОМ*. 2012, **48**(3), 88–92.
6. Мацаканян А.Х., Найдис Г.В. *Химия плазмы*. Сб. статей. Вып. 14 (Под ред. Б.М. Смирнова), М.: Энергоиздат, 1987. 296 с.
7. Мацаканян А.Х., Найдис Г.В., Солозобов Ю.М. *Теплофизика высоких температур*. 1986, **24**(6), 1060–1066.
8. Мак-Ивен М., Филипс Х. *Химия атмосферы*. Пер. с англ. М.: Мир, 1978. 2014 с.

Поступила 15.10.15

После доработки 25.11.15

### Summary

The analysis of plasma chemical reactions in nitrogen–oxygen plasma with low pressure ( $10^{-3}$  Pa  $< p < 1$  Pa) is presented. A set of equations is proposed to find the VAC. It is shown that there is a possibility to determine identically the pressure in some gas through measuring the AC. The comparison between theory and experiment is satisfactory.

*Keywords: ion, electron, detector, ionization, volt-ampere characteristic, pressure.*