

10. Кострин Д. К. Автоматический поиск положения спектральных линий при анализе спектров излучения плазмы // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2014. № 6. С. 11–15.

11. Plasma spectroscopy analysis technique based on optimization algorithms and spectral synthesis for arc-welding quality assurance / J. Mirapeix, A. Cobo, D. A. Gonzalez, J. M. Lopez-Higuera // Optics Express. 2006. Vol. 15, № 4. P. 1884–1897.

12. Кострин Д. К., Ухов А. А. Аппаратно-программный спектрометрический комплекс для исследования параметров светоизлучающих диодов // Биотехносфера. 2013. № 3. С. 21–25.

13. Кострин Д. К., Ухов А. А. Повышение метрологических характеристик спектрометрического оборудования при диагностике ионно-плазменных процессов // Вакуумная техника и технология. 2014. Т. 24, № 1. С. 34–38.

14. Коррекция спектральной характеристики оптического спектрометра при исследовании источников инфракрасного излучения / Д. К. Кострин,

А. А. Ухов, В. А. Герасимов, Л. М. Селиванов // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2014. № 2. С. 3–5.

15. Atomic spectral line database built from atomic data files from R. L. Kurucz CD-ROM / P. L. Smith, C. Heise, J. R. Esmond, R. L. Kurucz. URL: <http://www.pmp.uni-hannover.de/cgi-bin/ssi/test/kurucz/sekur.html>.

16. Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J. NIST Atomic Spectra Database. URL: [http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html).

17. Technological Capabilities of Vacuum Arc Plasma Sources: Plasmochemical Synthesis of Nitride Compounds / Yu. A. Bystrov, N. Z. Vetrov, A. A. Lisenkov, D. K. Kostrin // Vakuuum in Forschung und Praxis. 2014. Vol. 26, № 5. P. 19–23.

18. Cathode Spots of Vacuum Arc Discharges: Motion Control on the Working Surface / Yu. A. Bystrov, D. K. Kostrin, A. A. Lisenkov, N. Z. Vetrov // Vakuuum in Forschung und Praxis. 2015. Vol. 27, № 2. P. 22–25.

D. K. Kostrin, M. S. Ziatkova, A. N. Ramazanov  
Saint Petersburg Electrotechnical University «LETI»

A. A. Lisenkov

Institute of Problems of Mechanical Engineering of the Russian Academy of Sciences (IPME RAS)

## DETERMINATION OF GAS DISCHARGE PLASMA PARAMETERS USING SYNTHESIZED RADIATION SPECTRA

*Formation of emission spectra of gas discharge plasma, synthesized using data on electronic transitions in substances under the assumption of local thermodynamic equilibrium is shown. Possibility of using these spectra to simplify the analysis of the plasma composition during the coating deposition process is demonstrated. Prospects of using synthesized spectra to determine the parameters of gas discharge plasma are discussed.*

**Gas discharge plasma, emission spectrum, electronic transition, electronic temperature**

УДК 533.9.082.5; 543.423.1

А. С. Киселев, Е. А. Смирнов

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)

## Моделирование динамического сопротивления тлеющего разряда с протяженным положительным столбом

*Проанализировано выражение для динамического сопротивления тлеющего разряда, протекающего в протяженных трубках. Выражение описывает физические процессы, протекающие в положительном столбе тлеющего разряда. Рассчитаны частотные зависимости активной и реактивной составляющих, а также модуля динамического сопротивления для разрядных условий, соответствующих He-Ne- и CO<sub>2</sub>-лазерам. На основе результатов моделирования разработана схема устройства для экспериментального исследования динамического сопротивления разряда.*

**Положительный столб, электронная температура, градиент потенциала, динамическое сопротивление плазмы, лазер тлеющего разряда**

Газоразрядные приборы находят широкое применение в различных областях науки и техники. Большая распространенность таких приборов обусловлена большим разнообразием конструк-

тивных решений, связанных, в том числе, с видом протекающего в приборе разряда. Среди широчайшего перечня таких приборов особое место занимают приборы с протяженным положитель-



Рис. 1

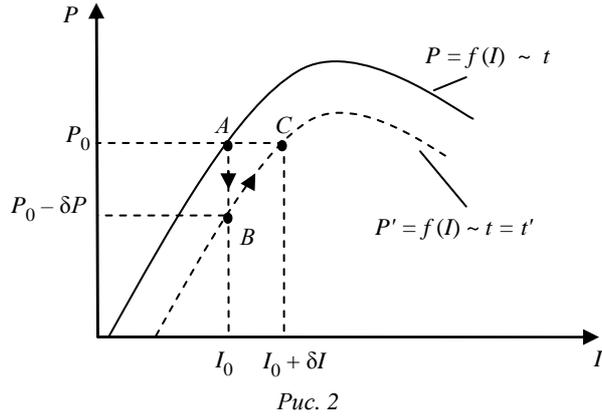
ным столбом (ПС) тлеющего разряда, к которым относятся, в частности, лазеры тлеющего разряда (ЛТР). ЛТР активно используются в технологических и метрологических целях. Однако в силу физических и конструктивных особенностей излучение лазера обладает временной нестабильностью, обусловленной влиянием различных факторов. Это, в свою очередь, предполагает использование ЛТР совместно с системами стабилизации мощности их излучения [1].

Методы стабилизации мощности лазерного излучения подразделяются на пассивные и активные. Классификация методов стабилизации мощности лазерного излучения представлена на рис. 1. На практике чаще используются активные методы, поскольку пассивные методы не учитывают всех факторов, влияющих на нестабильность мощности лазерного излучения. Активные методы стабилизации предполагают наличие отрицательной обратной связи.

Одним из методов активной стабилизации мощности лазерного излучения является изменение прозрачности оптического элемента на пути пучка. Технически этот метод реализуется при помощи оптических модуляторов, например электрооптического (ЭОМ) или акустооптического (АОМ) [2]. Использование электро- и акустооптических модуляторов в системах активной стабилизации мощности ЛТР приводит к потерям мощности не только из-за необходимости выбора рабочей точки на линейном участке регулировочной характеристики, но и за счет поглощения излучения самим веществом модулятора. Кроме

того, использование модуляторов требует применения специальных питающих устройств: высоковольтного усилителя для ЭОМ и высокочастотного генератора для АОМ с соответствующим увеличением потребляемой электроэнергии. В ряде случаев системы стабилизации с внешним регулятором оказываются неприемлемыми из-за возможного нарушения поляризации и характера распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка. Система с внешними регуляторами в виде ЭОМ и АОМ крайне чувствительна к разбустировке, в т. ч. к тепловой. Увеличиваются габариты и масса стабилизированных с помощью внешних модуляторов лазеров, что часто нежелательно при их использовании в переносных и малогабаритных измерительных приборах.

Другим вариантом стабилизации мощности лазерного излучения является регулировка уровня накачки. В ЛТР этот процесс сводится к модуляции разрядного тока. Такая система называется токовой системой стабилизации мощности (ССМ). Допустим, в момент времени  $t$  лазер имел уровень мощности  $P_0$  при токе  $I_0$ , что соответствует точке  $A$  (рис. 2). Однако в силу внешних воздействий (нагрев, вибрации) может произойти смещение энергетической характеристики и данному току будет соответствовать мощность  $P_0 + \delta P$  (точка  $B$ ). Принцип токовой стабилизации мощности заключается в принудительном изменении тока разряда на такую величину  $\delta I$ , чтобы уровень мощности излучения вновь был равен  $P_0$  (точка  $C$ ).



Поведение лазера в ССМ определяется его динамическими свойствами как элемента токовой цепи и источника когерентного излучения. Иными словами, лазер может быть представлен в виде двух последовательных звеньев: первое звено – собственно разрядный промежуток – определяет характер трансформации изменений разрядного тока в изменение концентрации электронов; второе звено в соответствии со свойствами активной среды и характером насыщения усиления в ней отражает характер трансформации изменения концентрации электронов в изменение выходной мощности лазера. Достоинством токовой ССМ является отсутствие внешних элементов, такая система может быть выполнена в виде приставки к блоку питания лазера. Недостатком токовой ССМ является узкая полоса частот, определяемая инерционностью активной среды.

Разрядные условия, реализуемые в ЛТР, соответствуют участку резкого падения вольт-амперной характеристики (ВАХ) газового промежутка, когда имеет место переходная стадия от свободной диффузии электронов к амбиполярной. Поскольку ЛТР работают на постоянном токе, для получения выражений для полного динамического сопротивления можно воспользоваться методом малых возмущений. В соответствии с ним ток и напряжение разряда будут, соответственно, иметь вид  $U = U_0 + u$ ,  $I = I_0 + i$ , где  $I_0$ ,  $U_0$  – стационарные значения тока и падения напряжения на разряде;  $i$ ,  $u$  – переменные составляющие разрядного тока и напряжения, причем  $u \ll U_0$ ,  $i \ll I_0$ . Тогда динамическое сопротивление будет определяться как

$$\frac{1}{I_0} \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} + \frac{1}{I_1} \frac{di}{dt} + \frac{i}{I_2} = \frac{1}{U_0} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{1}{U_1} \frac{du}{dt} + \frac{u}{U_2}. \quad (1)$$

Решение (1) искалось в виде

$$Z_d = \frac{u_0}{i_0} e^{j\varphi} = \frac{I_0^{-1} (j\omega)^2 + I_1^{-1} j\omega + I_2^{-1}}{U_0^{-1} (j\omega)^2 + U_1^{-1} j\omega + U_2^{-1}}. \quad (2)$$

После преобразования (2) получено выражение для динамического сопротивления разряда ЛТР (как полное сопротивление переменному току):

$$\begin{aligned} Z_d = R + jX = & \left\{ (I_2 U_2)^{-1} + \omega^2 \left[ (I_1 U_1)^{-1} - (I_2 U_0)^{-1} - \right. \right. \\ & \left. \left. - (I_0 U_2)^{-1} + \omega^2 (I_0 U_0)^{-1} \right] \right\} / \left[ U_2^{-2} - \right. \\ & \left. - 2\omega^2 (U_0 U_2)^{-1} + \omega^2 U_1^{-2} + \omega^4 U_0^{-2} \right] + \\ & + j \left[ \omega (I_1 U_2)^{-1} + \omega^2 (I_0 U_1)^{-1} - \right. \\ & \left. - (I_2 U_1)^{-1} + \omega^2 (I_1 U_0)^{-1} \right] / \left[ U_2^{-2} - \right. \\ & \left. - 2\omega^2 (U_0 U_2)^{-1} + \omega^2 U_1^{-2} + \omega^4 U_0^{-2} \right], \quad (3) \end{aligned}$$

где  $R$  и  $X$  – активная и реактивная составляющие импеданса ПС;  $\omega$  – круговая частота. Остальные параметры в (3) зависят от условий разряда [3].

Важную роль при анализе динамического сопротивления разряда играет статическая ВАХ. Как было отмечено ранее, для условий ЛТР вольт-амперная характеристика имеет падающий характер [4]. В таком случае ВАХ может быть аппроксимирована выражением, в которое входят длина разрядного промежутка ( $L$ ) и продольный градиент потенциала ( $E_z$ ):

$$U_0 = U_k + a E_z L^b,$$

где  $U_k$  – прикатодное падение напряжения, которое определяется парой «род газа–материал катода»;  $a$ ,  $b$  – константы, зависящие от рода газа и разрядных условий. В таком случае можно ввести статическую крутизну ВАХ [5]:

$$\rho = dU/dI = ab L E_z I^{b-1}.$$

Продольный градиент  $E_z$  потенциала в ПС зависит от рода газа, рабочего давления, а также диаметра разрядного промежутка и может быть определен с учетом коэффициента аккомодации электронов  $\chi$  [6]:

$$E_z = \frac{3kT_e \sqrt{\chi}}{2e\lambda_e}.$$

Коэффициентов аккомодации электронов является функцией электронной температуры  $T_e$ . Функция  $\chi = f(T_e)$  может быть найдена с учетом долей теряемой электронами энергии на упругие и неупругие соударения:

$$\chi = \chi^* + \chi_a + \chi_w,$$

где  $\chi^* = 2m_e/M$  – средняя доля энергии, теряемой в упругом соударении электрона;  $\chi_a$  – средняя доля энергии, теряемая на возбуждение;  $\chi_w$  – доля потерь энергии на стенках [7]. Электронная температура является сложной функцией разрядных условий  $T_e = f(p, d, \text{род газа})$  и может быть определена при помощи решения уравнения баланса ионизации [8].

Проанализируем поведение динамического сопротивления в частотной области с учетом (3). Пусть круговая частота  $\omega$  стремится к нулю. В этом случае динамическое сопротивление разряда равняется крутизне статической ВАХ:

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} Z_d = \frac{(I_2 U_2)^{-1}}{U_2^{-2}} = \frac{U_2}{I_2} = \rho.$$

При малых частотах модуляции плазма разряда слабо проявляет индуктивные свойства и импеданс имеет чисто реактивное значение. Поскольку в таких условиях ВАХ имеет падающий

характер, сопротивление будет иметь отрицательное значение и определяться рабочей точкой на характеристике.

Пусть теперь круговая частота  $\omega$  стремится к бесконечности:

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} Z_d = \frac{(I_0 U_0)^{-1}}{U_0^{-2}} = \frac{U_0}{I_0} = R_0.$$

При этом динамическое сопротивление равно статическому сопротивлению разряда, равному отношению напряжения разряда к разрядному току. На высоких частотах модуляции плазма не успевает откликаться на внешнее воздействие.

В работе осуществлялось моделирование динамического сопротивления разрядов в He–Ne- и CO<sub>2</sub>-смесьх для условий, соответствующих лазерам тлеющего разряда. В качестве исходных данных использовались параметры, типичные для ЛТР. Для He–Ne-смеси были выбраны значения:  $p = 400$  Па, диаметр разрядной трубки  $d = 1.6$  мм, соотношение давлений He : Ne – 10 : 1, длина разрядного промежутка  $L = 0.39$  м. На рис. 3–5

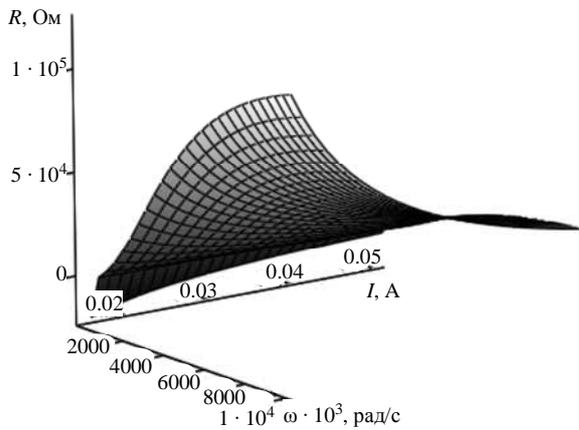


Рис. 3

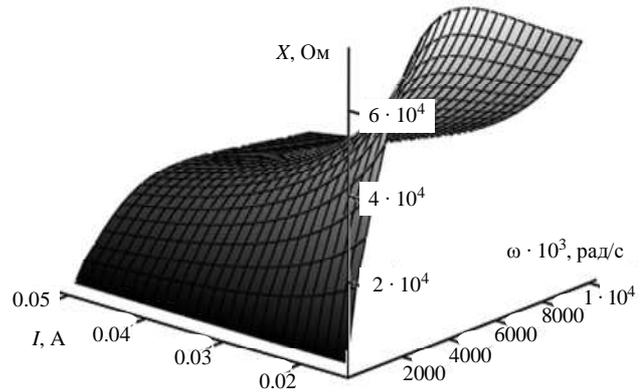


Рис. 4

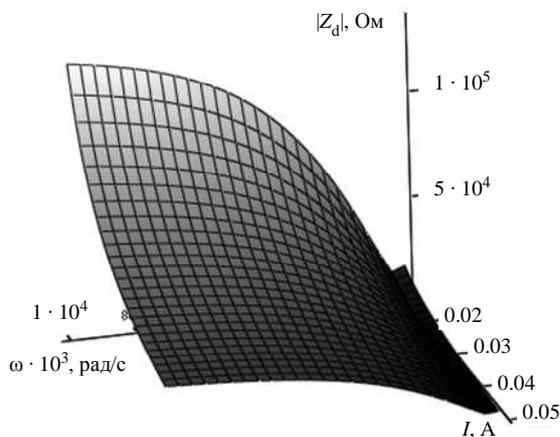


Рис. 5

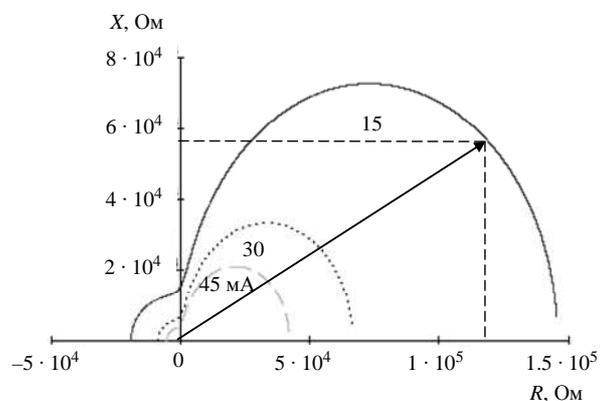


Рис. 6

представлены, соответственно, зависимости активной  $R$ , реактивной  $X$  составляющих, а также модуля динамического сопротивления  $|Z_d|$  в координатах «круговая частота–ток». На рис. 6 представлен годограф динамического сопротивления для токов разряда 15, 30 и 45 мА.

Аналогичные зависимости активной и реактивной составляющих, а также модуля динамического сопротивления  $|Z_d|$  для  $\text{CO}_2$  представлены на рис. 7–9. На рис. 10 представлен годограф динамического сопротивления  $Z_d$  для разрядных токов 10, 15 и 20 мА. Диапазон изменения токов является типичным для лазеров данного типа. При расчетах использовались следующие данные: суммарное давление газовой смеси  $p = 1700$  Па, соотношение давлений компонентов  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 8$ , диаметр разрядного канала  $d = 8$  мм, протяженность разрядного промежутка  $L = 0.4$  м.

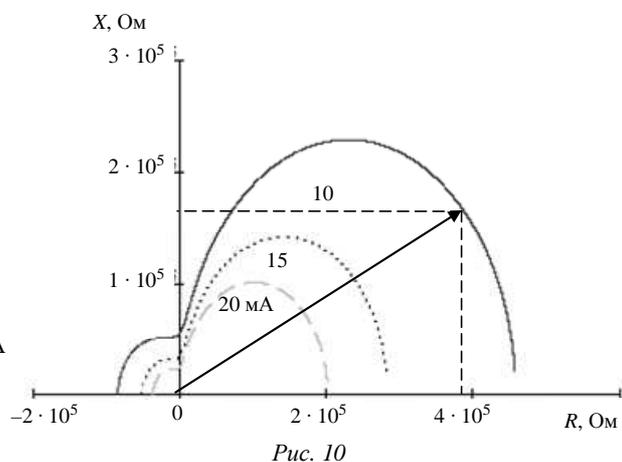
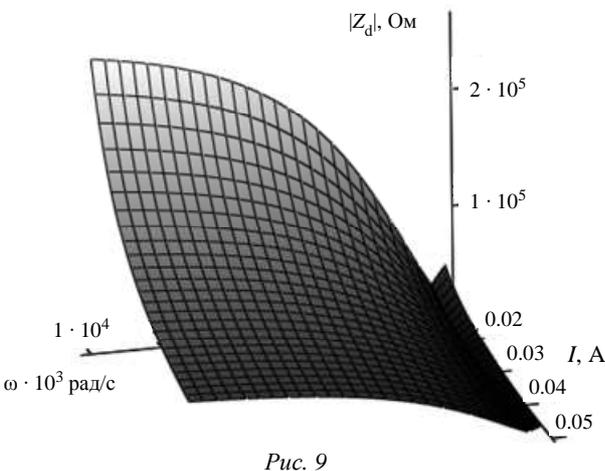
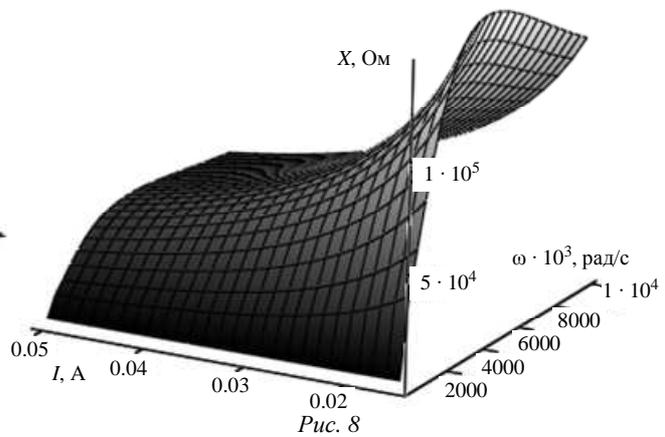
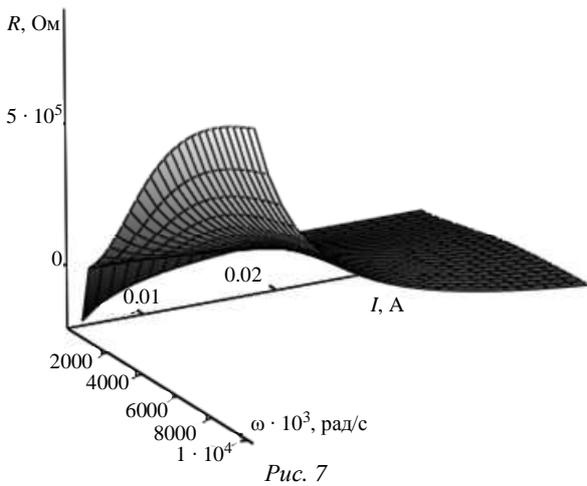
Разряд в смесях на основе  $\text{CO}_2$  протекает при давлениях, больших чем в He–Ne-смесях. С ростом давления длина свободного пробега элек-

тронов уменьшается, а градиент потенциала в положительном столбе возрастает. Рост градиента потенциала приводит к росту падения напряжения на разряде, поэтому такой разряд является более высокоомным.

Из годографов динамического сопротивления видно, что модуль динамического сопротивления уменьшается с ростом тока. Эту зависимость можно объяснить ростом концентрации заряженных частиц, а следовательно, и проводимости плазмы.

На основе результатов моделирования была разработана установка для экспериментального исследования динамического сопротивления разрядных промежутков, структурная схема которой представлена на рис. 11.

Основу экспериментального исследования динамического сопротивления разряда составляют измерения значений переменных составляющих тока и напряжения на фиксированной частоте, а также сдвига фаз между ними. В схеме разряд горит на постоянном токе и модулируется внешним синусоидальным сигналом, подаваемым с высоковольтного генератора с перестраиваемой



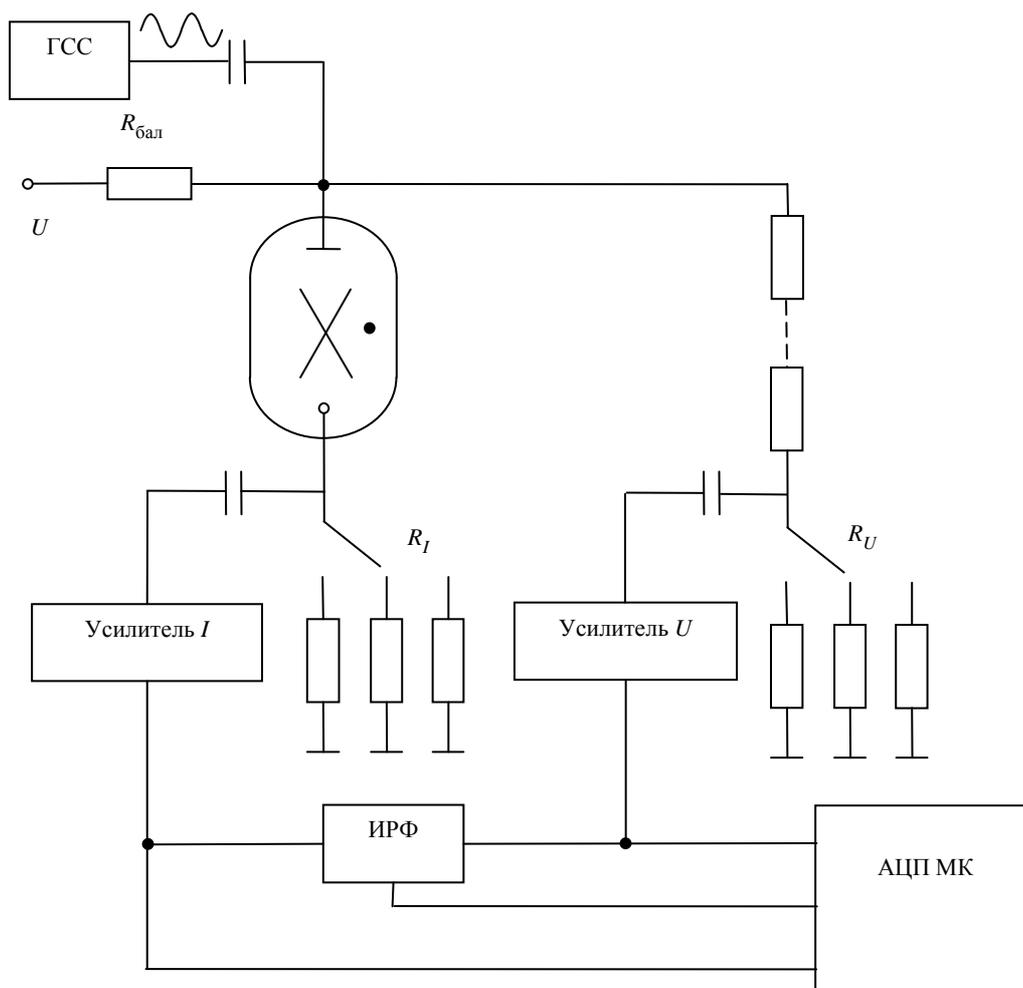


Рис. 11

частотой (ГСС). Переменные составляющие тока и напряжения снимаются с измерительных резисторов и усиливаются. Далее определяется фазовый сдвиг между сигналами при помощи измерителя разности фаз (ИРФ), и результат измерений подается на аналого-цифровой преобразователь микроконтроллера (АЦП МК). Для исследования разряда разработаны макеты, содержащие разрядные трубки различного диаметра, соответствующих ЛТР. Вакуумная система позволяет варьировать газовое наполнение и рабочее давление.

Динамические свойства разряда в диапазоне измерения параметров, соответствующем рабо-

чим условиям ЛТР, достаточно полно описывается моделью, учитывающей в качестве основных факторов инерционность процесса прямой ионизации, конечное время установления пространственного заряда и падающий характер ВАХ. Полученные выражения для импеданса могут быть использованы при анализе устойчивости источников питания газоразрядных лазеров, базирующихся на принципах токовой, пассивной или активной стабилизации мощности, когда требуется знание поведения разряда в нестационарном режиме.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Привалов В. Е., Смирнов Е. А. Стабилизация мощности излучения лазеров тлеющего разряда и их применение (обзор) // Опτικο-механическая промышленность. 1986. № 11. С. 52–60.
2. Балакший В. И., Кузнецов Ю. И. Акустооптическая стабилизация интенсивности лазерного пучка // Журн. техн. физики. 2013. Т. 83, вып. 12. С. 109–113.
3. Смирнов Е. А. Динамические характеристики тлеющего разряда в протяженных трубках // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2013. № 10. С. 6–10.
4. Киселев А. С., Смирнов Е. А. Исследование вольт-амперных характеристик тлеющего разряда в протяженных трубках // Вакуумная техника и технология. 2014. Т. 23, № 1. С. 172–174.

5. Киселев А. С., Смирнов Е. А. Исследование вольт-амперных характеристик лазеров тлеющего разряда // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». № 6. 2015. С. 3–6.

6. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971. 490 с.

7. Киселев А. С., Смирнов Е. А. Влияние разрядных условий на коэффициент аккомодации электронов в

плазме инертных газов // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2016. № 8. С. 13–15.

8. Киселев А. С., Смирнов Е. А. Методика расчета параметров плазмы тлеющего разряда // Вакуумная техника и технология. 2014. Т. 24, № 1. С. 56–59.

---

A. S. Kiselev, E. A. Smirnov

Saint Petersburg Electrotechnical University «LETI»

## SIMULATING OF IMPEDANCE GLOW DISCHARGE WITH LONGITUDINAL POSITIVE COLUMN

*The expression for plasma impedance of the glow discharge flowing in longitudinal tubes are obtained and analyzed. The expression the physical processes occurring in the positive column of a glow discharge are described. The calculation of the frequency dependences of active and reactive components, as well as the dynamic resistance of the module for the discharge conditions, the corresponding He-Ne- and the CO<sub>2</sub>-laser are produced. Based on the results of the simulation diagram of the device for the experimental study of the dynamic resistance of the discharge are designed.*

**Positive column, electron temperature, gradient of the potential, plasma impedance, glow discharge laser**

---