

УДК 681.518.2

Шульга О.В., д.т.н.; Шефер О.В., к.т.н.;
Нелюба Д.М., к.т.н.; Гонтар М.М., здобувач

КОНЦЕПЦІЯ ПІДВИЩЕННЯ НАДІЙНОСТІ РАДІОТЕХНІЧНИХ ПРИСТРОЇВ ШЛЯХОМ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ЗАПАЛЮВАННЯ ТА РОЗВИТКУ РОЗРЯДУ У ПЛАЗМОВИХ ПАЛЬНИКАХ

Shulha O.V., Shefer O.V., Neliuba D.M., Hontar M.M. Radio engineering devices reliability improving concept by experimental research of ignition and discharge development in the plasma torch.

In the article was established the volume radiation appearance associated with a new discharge type emergence, which is like a glow discharge. The discharge occurrence parameters and the subdischarge electron current was defined. Was described, that gas ionization by plasma cathode electrons flow leads to a plasma field redistribution between the cathode and anode, and the discharge transitional stage emergence.

By increasing the main electrode volume radiation capacity occupies almost the entire space between the main electrodes. This auxiliary discharge practically ceases to affect the basic discharge, the latter enters to glow discharge stage and an auxiliary anode begins to work as probe.

The reliability increasing concept of radio engineering and telecommunications devices was proposed by charges ambipolar diffusion weakening on the walls. This approach prevents the particle passage through the electrodes to the bounding wall because the passing through a strong electric field between the electrodes, they get either the cathode or the anode. Because of this negative radiation plasma separated from the bounding wall and doesn't interact with it.

Keywords: plasma torch, glow discharge, gas ionization, volume radiation, auxiliary discharge, plasma cathode, electron diffusion, plasma cathode potential

Шульга О.В., Шефер О.В., Нелюба Д.М., Гонтар М.М. Концепція підвищення надійності радіотехнічних пристроїв шляхом експериментальних досліджень запалювання та розвитку розряду у плазмових пальниках.

У статті встановлено появу об'ємного випромінювання пов'язаного із виникненням нового виду розряду. Визначено параметри виникнення розряду та підрозрядного електронного струму. Іонізація газу потоком електронів з плазмового катода призводить до перерозподілу поля між плазмовим катодом і анодом. При збільшенні потенціалу основного електрода об'ємне випромінювання займає майже весь простір між основними електродами. При цьому допоміжний розряд практично перестає впливати на основний розряд, а допоміжний анод починає працювати в якості зонда.

Ключові слова: плазмовий пальник, тліючий розряд, іонізація газу, об'ємне випромінювання, допоміжний розряд, плазмовий катод, дифузія електронів, потенціал плазмового катода.

Шульга А.В., Шефер А.В., Нелюба Д.Н., Гонтар М.Н. Концепция повышения надежности радиотехнических устройств путем экспериментальных исследований зажигания и развития разряда в плазменных горелках.

В статье установлено появление объемного излучения связанного с возникновением нового вида разряда. Определены параметры возникновения разряда и подразрядного электронного тока. Ионизация газа потоком электронов из плазменного катода приводит к перераспределению поля между плазменным катодом и анодом. При увеличении потенциала основного электрода объемное излучение занимает почти все пространство между основными электродами. При этом вспомогательный разряд практически перестает влиять на основной разряд, а вспомогательный анод начинает работать в качестве зонда.

Ключевые слова: плазменная горелка, тлеющий разряд, ионизация газа, объемное излучение, вспомогательный разряд, плазменный катод, диффузия электронов, потенциал плазменного катода.

Вступ

За останні роки досягнуто помітний прогрес у вивченні процесів, котрі відбуваються в плазмі [1-3]. Це пов'язано з тим, що плазма, як іонізоване середовище, реалізується у великому розмаїтті радіотехнічних пристроїв та телекомунікаційних установок.

Питання виникнення допоміжного розряду, а також формування основного розряду, теоретично і експериментально достатньо вивчені [4], але, на жаль, дослідження процесів проводилися без урахування впливу стінок розрядної трубки, що в разі плазмового пальника має істотне значення для надійного функціонування пристроїв радіотехніки.

При формуванні основного розряду можлива рекомбінація зарядів, як в об'ємі, так і на стінках розрядної трубки [3-5].

Метою роботи є: підвищення надійності функціонування пристроїв радіотехніки, шляхом ослаблення амбіполярної дифузії зарядів на стінки. Таке ослаблення можливе у разі отримання нової взаємодії плазми з обмежуючими стінками вакуумної камери.

Виклад основного матеріалу дослідження

Розглянемо процес формування розряду між електродами у циліндричних плазмових пальниках.

Розвиток розряду між основними електродами 1 і 2, які в робочій схемі на змінній напрузі виконують функцію анода і катода, відбувається після виникнення допоміжного розряду між електродами 1 і 3 (рис. 1). У разі, коли електрод 1 виконує функцію катода, електрод 2 – анода, а електрод 3 – анода допоміжного розряду. При запалюванні тліючого розряду на запалюючий електрод 3 між електродами 1 і 3 утворюється плазма. Плазма грає роль і катода по відношенню до основного електрода 2, що грає роль анода [5, 6].

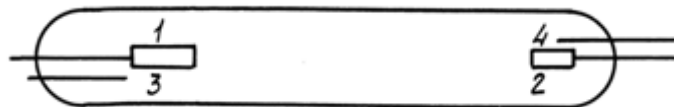


Рис. 1. Схема розташування електродів в багатоелектродних циліндричних дослідних зразках плазмових пальників

Внаслідок дифузії електронів та іонів із плазмового катода в напрямку до анода 2 в його ланцюзі з'являється струм. Струм буде електронним при невеликих негативних і позитивних потенціалах анода 2 щодо плазмового катода. Спочатку струм із збільшенням потенціалу на ділянці АВ (рис. 2) швидко наростає, а потім на ділянці НД збільшується відносно слабо.

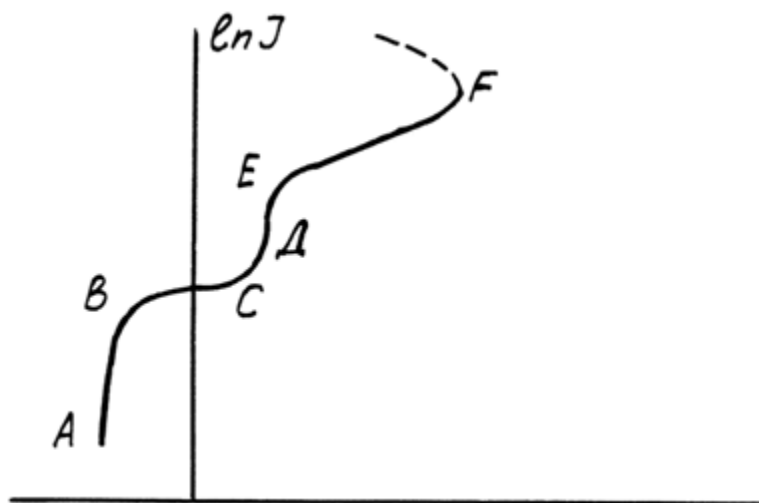


Рис. 2. Вольт-амперні характеристики (ВАХ) основного розряду в ГРДС

Ділянка АВ і ВС в деякій мірі аналогічні ділянкам зондових характеристик. Однак, це чисто формально, оскільки в даному випадку роль зонда виконує анод, що має великі розміри і розташований на значній відстані від плазми допоміжного розряду. Струм на ділянках АВ і ВС отримав назву підрозрядного електронного струму [2, 3].

Іонізація газу на цих ділянках відсутня. Наявність великих передрозрядних струмів із плазмового катода (порядка десятків і сотень мікроампер) істотно впливає на виникнення розряду між основними електродами 1 і 2. При відсутності плазмового катода спочатку між ними виникав би темний розряд, потім тліючий і потім – дуговий. Як відомо, виникнення темного розряду відбувається при дуже малих струмах, які на декілька порядків менші передрозрядних струмів. Тому, за наявності плазмового катода розвиток розряду відбувається минаючи стадію темного розряду.

Іонізація газу потоком електронів з плазмового катода приводить до перерозподілу поля між плазмовим катодом і анодом, і до виникнення перехідної стадії розвитку розряду до розряду типу "анодне випромінювання" [6]. При цьому на поверхні анода утворюється тонка світлова плівка, в якій відбувається збудження та іонізація газу. Ця плівка починає виконувати функцію емітера іонів. Останні, рухаючись назустріч електронам з плазмового катода, частково компенсують негативний просторовий заряд електронів і викликають збільшення струму (ділянка СД). Зі збільшенням потенціалу основного анода не далеко від його поверхні виникає невелика кулька (точка Д), а потім з'являється об'ємне випромінювання (поблизу точки Е). Об'ємне випромінювання із зростанням струму збільшується в розмірах і поширюється в бік катода С. Появою об'ємного випромінювання виникає новий вид розряду, який має схожість з тліючим розрядом. Однак, це не звичайний тліючий розряд. При подальшому збільшенні потенціалу основного електрода об'ємне випромінювання займає майже весь простір між основними електродами. При цьому допоміжний розряд перестає практично впливати на основний розряд. Останній переходить у стадію тліючого розряду, а допоміжний анод починає працювати в якості зонда.

У роботі [6] були проведені дослідження виникнення і формування основного розряду. Дослідження проводилися на плазмовому пальнику спеціальної конструкції - з рухомим анодом і великими розмірами для зручності візуальних спостережень за характером випромінювання газового розряду (рис. 3).

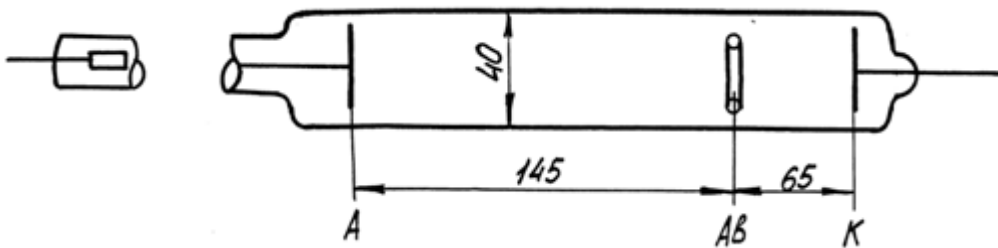


Рис. 3. Конструкція експериментального зразка плазмового пальника

Для підвищення яскравості світіння експериментальні зразки наповнювалися неоном замість аргону до тиску 2660 Па. У процесі відкачки, з метою підвищення стабільності розряду при вимірюваннях, катод піддавався тренуванню тліючим розрядом до отримання майже рівномірного покриття поверхні негативним тліючим випромінюванням.

На рис. 4 показана характеристика основного розряду при струмі допоміжного розряду $I_{don} = 5$ мА і відстані між основним і допоміжним анодами $D = 70$ мм. Відстань між катодом і допоміжним анодом становило 65 мм.

На рис. 5 показано форма випромінювання основного та допоміжного розрядів. При підвищенні напруги основного анода, щодо катода, при деякій напрузі на поверхні анода з'являється світна плівка. Відбувається це при напрузі та струмові, які відповідають

приблизно точці E_1 на ВАХ (рис. 4). У цій точці напруга переносу (між основним і допоміжним анодами) дорівнює приблизно 5-6 В. Поява світлової плівки свідчить про те, що поблизу анода починається порушення неону. Насправді, очевидно, відбувається не тільки збудження, а й іонізація газу. Більш того, вона починається раніше, ніж у точці E_1 . Про це свідчить перегин кривої на ділянці СД і подальше швидке наростання струму. Необхідну для іонізації газу енергію електрони набувають за рахунок різниці потенціалів між основним анодом і плазмовим катодом і за рахунок початкової енергії електронів у плазмовому катоді. Якщо прийняти за потенціал плазмового катода точку перегину кривої на ділянці АВС, то не важко переконатися, що енергія електронів буде достатня для іонізації газу.

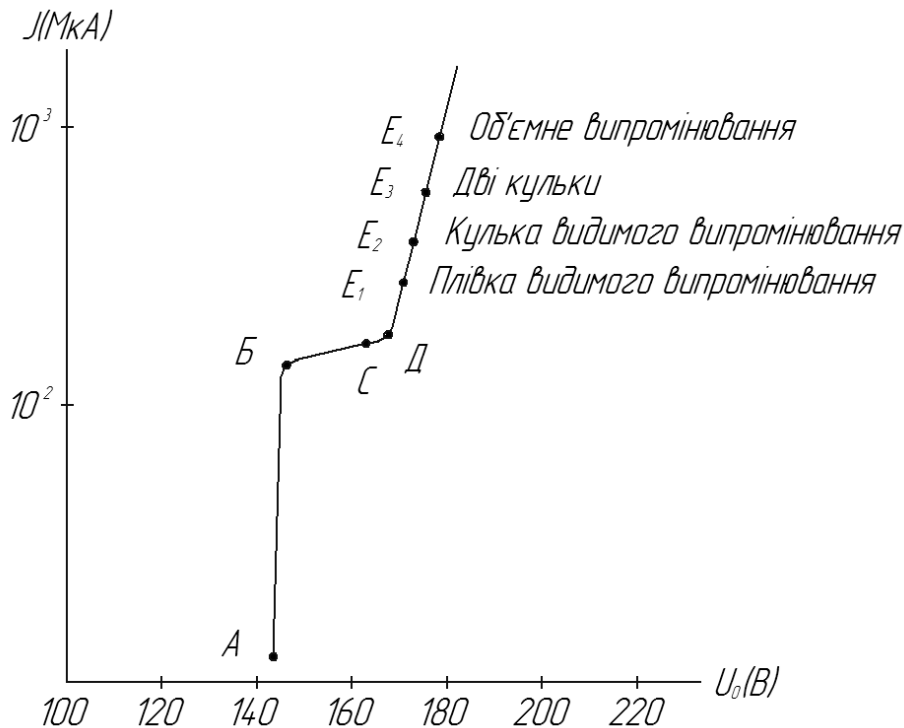


Рис. 4. ВАХ основного розряду при $U_{дон} = (158...161)$ В, $I_{дон} = 5...4,85$ мА, $D = 7$ см

При подальшому підвищенні напруги анода на його поверхні з'являється світлова кулька (точка E_2), потім дві (точка E_3) або навіть кілька кульок (рис. 5, б, в). При подальшому збільшенні струму і напруги, кульки збільшуються в розмірах і потім переростають в об'ємне випромінювання з нерівномірною інтенсивністю випромінювання.

На рис. 5д), е), ж) показані картини випромінювання в об'ємі. На ділянці між катодом і допоміжним анодом випромінювання не змінюється при збільшенні струму на основний анод. Між основним і допоміжним анодами розташувалися дві ділянки: ділянка напівтемного (або майже темного) простору і ділянка об'ємного випромінювання. Якщо ж пропорційно збільшити струми основного і допоміжного розрядів, то протяжність темного простору практично залишається без змін.

Об'ємне випромінювання у основного анода по деяких властивостях має схожість з позитивним стовпом тліючого розряду. Шляхом зміни положення анода був помітний градієнт потенціалу в об'ємному світінні. Він виявився рівним 4 В/см. Така ж величина градієнта потенціалу була виміряна в позитивному стовпі звичайного тліючого розряду (при вимкненому струмі допоміжного розряду).

Коли настає рівність між струмами основного і допоміжного розрядів об'ємне випромінювання і випромінювання плазмового катода зливаються. При цьому спостерігається майже рівномірне випромінювання розряду.

На рис. 5 з) показана картина випромінювання при вимкненому струмі допоміжного розряду. У цьому випадку ми бачимо звичайний тліючий розряд. Майже весь простір заповнюється позитивним стовпом з практично рівномірною інтенсивністю світіння газу, а поблизу катода протягом приблизно 40 мм знаходиться темний простір фарадея (фарадеевий простір).

При формуванні основного розряду можлива рекомбінація зарядів, як в об'ємі, так і на стінках розрядної трубки [6, 7]:

$$R = n - \frac{2}{R} \sqrt{\frac{kT_e}{M}} + R_{\text{ос}} = n - \beta + R_{\text{ос}} \quad (1)$$

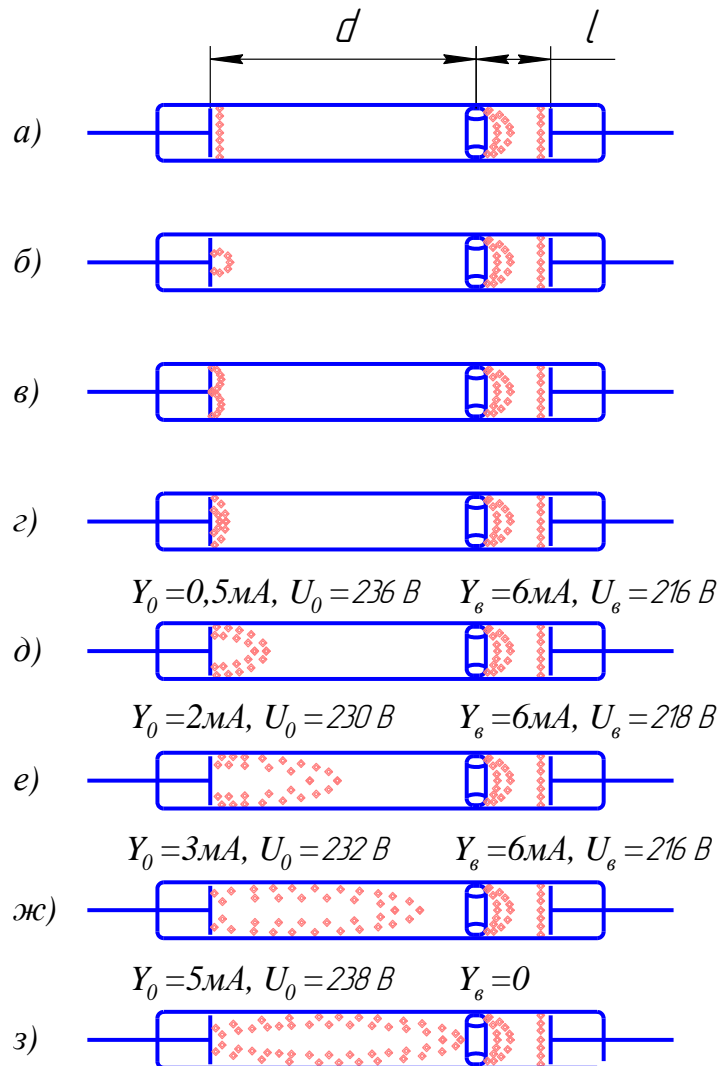
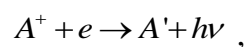


Рис. 5. Зміна картини випромінювання зі збільшенням струму основного електрода ($D = 70$ мм, $L = 65$ мм)

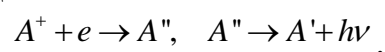
Рекомбінація в об'ємі може відбуватися за наступними схемами:

1) рекомбінація з випромінюванням



коефіцієнт рекомбінації становить при цьому значення $10^{-11} - 10^{-12}$ (см³/с);

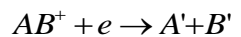
2) діелектронна рекомбінація



тут A'' – двічі збуджений стан.

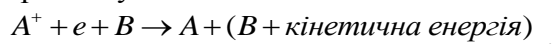
Так як енергії, відповідні двічі збудженому стану, повинні бути дуже великі, внесок цього процесу в загальний коефіцієнт рекомбінації малий.

3) дисоціативна рекомбінація



Ця схема реалізується в молекулярних іонах, надлишок енергії перетворюється в коливальну енергію, що викликає дисоціацію молекули. Збуджена молекула переходить в два збуджених атома. У найбільш сприятливих випадках величина коефіцієнта рекомбінації складає $10^{-6} - 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.

4) рекомбінація при потрійному зіткненні



значення коефіцієнта рекомбінації для цього випадку становить приблизно $1,5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} \text{ Па}$ для аргону і $1,7 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} \text{ Па}^{-1}$ для ртуті і пропорційно тиску наповнюваного газу.

При запалюванні плазмового пальника найбільш істотний вплив робить процес рекомбінації на стінці. Рекомбінація на стінці може бути обчислена у вигляді першого доданка в рівнянні (1).

Система рівнянь, що характеризує формування основного розряду з урахуванням рекомбінації на стінках, записується в наступному вигляді:

$$\begin{cases} \frac{dE}{dx} = \frac{1}{\varepsilon_0} (\rho_+ - \rho_-); & (2) \end{cases}$$

$$\begin{cases} j = j_+ + j_- = K_- \rho_- E + D_- \frac{d\rho_-}{dx} + K_+ \rho_+ E - D_+ \frac{d\rho_+}{dx}; & (3) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{dj_-}{dx} = \alpha j_- - \beta j_- \frac{1}{K_- E}. & (4) \end{cases}$$

З (4) можна записати:

$$j_- = j_{-0} \exp \int_0^x \left(\alpha - \beta \frac{1}{K_- E} \right) dx$$

Підставляючи отриманий вираз в (3) і використовуючи (2) після низки перетворенні можна отримати:

$$j = j_{-0} \exp \int_0^x \left(\alpha - \frac{\beta}{K_- E} \right) dx + K_+ \varepsilon_0 E \frac{dE}{dx} - D_+ \varepsilon_0 \frac{d^2 E}{dx^2}$$

Нехтуючи в останньому рівнянні дифузійним доданком, отримаємо:

$$j = j_{-0} \exp \int_0^x \left(\alpha - \frac{\beta}{K_- E} \right) dx + K_+ \varepsilon_0 E \frac{dE}{dx} \quad (5)$$

Продиференціюємо в (5)

$$j_{-0} \exp \int_0^x \left(\alpha - \frac{\beta}{K_- E} \right) dx \left(\alpha - \frac{\beta}{K_- E} \right) + K_+ \varepsilon_0 \frac{d}{dx} \left(E \frac{dE}{dx} \right) = 0$$

В останнє рівняння підставимо з (5)

$$j_{-0} \exp \int_0^x \left(\alpha - \frac{\beta}{K_E} \right) dx = j_{-0} K_+ E \varepsilon_0 \frac{dE}{dx}.$$

У результаті вийде:

$$0 = j\alpha - \frac{j\beta}{K_E} - K_+ \varepsilon_0 \alpha E \frac{dE}{dx} + \frac{K_+ \varepsilon_0 \beta}{K_E} \frac{dE}{dx} + K_+ \varepsilon_0 \frac{d}{dx} \left(E \frac{dE}{dx} \right). \quad (6)$$

Після ряду перетворень можна записати:

$$\frac{d^2 E}{dx^2} = -\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dx} \right)^2 - \frac{\beta}{K_E} \frac{dE}{dx} - \frac{CE^2}{P} \frac{dE}{dx} + \frac{j\beta}{K_+ \varepsilon_0 K_E^2} - \frac{jCE}{PK_+ \varepsilon_0}. \quad (7)$$

Зробимо заміну змінних:

$$E = E_0 y, \quad x = et,$$

тоді рівняння (1.61) набуде вигляду:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{1}{y} \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 - \frac{dy}{dt} \left(\frac{\beta e}{K_E E_0} \frac{1}{y} + C \frac{E_0^2}{P} y \right) + \frac{e^2 j \beta}{E_0^3 K_+ \varepsilon_0 K_E^2} \frac{1}{y^2} - \frac{e^2 j c}{PK_+ \varepsilon_0} y. \quad (8)$$

Позначивши $\frac{dy}{dt} = Z$ одержимо систему рівнянь

$$\begin{cases} \frac{dy}{dt} = Z; \\ \frac{dZ}{dt} = \frac{1}{y} Z^2 - Z \left(\frac{\beta e}{K_E E_0} \frac{1}{y} + \frac{CE_0^2}{P} y \right) + \frac{e^2 j \beta}{E_0^3 K_+ \varepsilon_0 K_E^2} \frac{1}{y^2} - \frac{e^2 j c}{PK_+ \varepsilon_0} y, \end{cases} \quad (9)$$

$$\frac{dZ}{dt} = \frac{1}{y} Z^2 - Z \left(\frac{\beta e}{K_E E_0} \frac{1}{y} + \frac{CE_0^2}{P} y \right) + \frac{e^2 j \beta}{E_0^3 K_+ \varepsilon_0 K_E^2} \frac{1}{y^2} - \frac{e^2 j c}{PK_+ \varepsilon_0} y, \quad (10)$$

де $t = 0; \quad y = E_0^2; \quad Z = 0$.

Дана система двох диференціальних рівнянь першого порядку (9) – (10) визначена щодо похідних, для її розв'язку не потрібно спеціальних алгоритмів, тому майже кожна ЕОМ, в даний час, забезпечена стандартними програмами, що дозволяють вирішити системи звичайних диференціальних рівнянь різними методами (Рунге-Кутта, Ейлера-Коші та ін.) Доповнивши систему (9) – (10) інтегралом можна будувати графіки розподілу, E , а також ВАХ для різних газів.

Припустимо, що біля граничної стінки вакуумної камери розташовані три однакові стрижневі електроди на рівних відстанях один від одного та від вакуумної стінки (рис. 6). Ця відстань менше товщини темного круксового простору. Середній електрод виконує роль катода, а два крайніх – роль анода. За умови тиску 1,33 Па аргону та ввімкненні анодної напруги у вказаному електродному проміжку встановлюється розряд, що жевріє, без позитивного стовпа.

Єдиною зоною випромінювання в даному розряді є від'ємне світіння, що жевріє, котре розташовано справа відносно електродів та точно навпроти катода по всій його довжині. В поперечному розрізі форма від'ємного випромінювання має вигляд напівеліпса, витягнутого до центра розрядного пристрою.

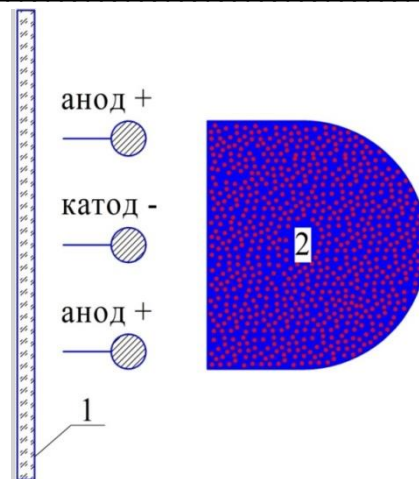


Рис. 6. Розряд, що жевріє, з ускладненими умовами у обмежувальній поверхні вакуумної камери: 1 – обмежувальна поверхня вакуумної камери; 2 – плазма загального від’ємного випромінювання

Між катодом та даним випромінюванням встановлюється темний круковий простір, а між анодами та випромінюванням – фарадеевський простір. Зі зростанням анодної напруги плазма від’ємного випромінювання збільшує свої розміри та розповсюджується в основному вздовж нормалі від обмежувальної стінки вакуумної камери. В просторі між обмежувальними стінками та електродами розрядних зон немає, оскільки за вказаного тиску та відстані, створені умови ускладненого розряду. Із від’ємного випромінювання зарядносії не можуть пройти через електроди до обмежувальної стінки внаслідок того, що проходячи через сильне електричне поле між електродами, вони потрапляють або на катод, або на анод. Внаслідок цього плазма від’ємного випромінювання віддалена від обмежувальної стінки та не взаємодіє з нею.

Висновки

У рамках даної статті розроблена концепція підвищення надійності функціонування пристроїв радіотехніки.

Прикладна реалізація даної концепції можлива шляхом ослаблення амбіполярної дифузії зарядів на стінки, котре можливе у разі отримання нової взаємодії плазми з обмежувальними стінками вакуумної камери.

У разі пуску (запалювання) плазмового пальника без спеціальних схем включення, необхідне зниження пускової напруги, прикладеної до електродів пальника, на значення якої впливає геометрія розрядної трубки. У роботі дана якісна і кількісна оцінка впливу стінки розрядної трубки на величину напруги виникнення і формування розряду, зроблений порівняльний аналіз ВАХ, отриманих для розряду в плазмовому пальнику без урахування і з урахуванням впливу стінок розрядної трубки.

Між основним і допоміжним анодами розташувалися дві ділянки: ділянка напівтемного (або майже темного) простору і ділянка об’ємного випромінювання. Якщо ж пропорційно збільшити струми основного і допоміжного розрядів, то протяжність темного простору практично залишається без змін.

Коли настає рівність між струмами основного і допоміжного розрядів об’ємне випромінювання і випромінювання плазмового катода зливаються. При цьому спостерігається майже рівномірне випромінювання розряду, котре сприяє надійній роботі елементів радіотехнічних систем.

Список використаної літератури

1. A.Von Engel. Electric plasmas: their nature and uses / A. Von Engel. – London, Taylor and Francis, Ltd., 1983. – 254 p.
2. Коржавый А. П., О распределении потенциала в катодном слое тлеющего разряда / А. П. Коржавый, В. И. Кристья // Журнал технической физики. 1993, вып. 2. стр. 200.
3. Smirnov V. M. Theory of Gas Discharge / V. M. Smirnov // Plasma Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Switzerland. – 2015. – P 423
4. Атаев А.Е. Зажигание ртутных газоразрядных источников света высокого давления массового применения / А.Е. Атаев //Дисс. на соискание ученой степени канд. техн. наук, М., 1985.
5. Вдовин В.Г. Экспериментальное исследование физических условий в плазме разряда ВД в смеси паров ртути с добавками металлогалоидов ТlJ, InJ3, NaJ / В.Г. Вдовин // Дисс. на соискание ученой степени канд. техн. наук, М., 1981, 172 с.
6. Шульга О.В. Методологічні основи побудови псевдо супутникової радіосистеми для підвищення безпеки управління компонентів мобільних мереж зв'язку / О.В. Шульга //Дисс. на здобуття наукового ступеню докт. техн. наук, Київ, 2015, 336 с.
7. Баллистика и навигация космических аппаратов. / Н.М. Иванов, А.А. Дмитриевский, Л.Н. Лысенко и др. – М.: Машиностроение, 1986. – 296 с.

Автори статті

Шульга Олександр Васильович – доктор технічних наук, доцент, завідувач кафедри автоматки та електропривода, Полтавський національний технічний університет імені Юрія Кондратюка, Полтава, Україна. Тел.: +38 095 613-63-38.

Шефер Олександр Віталійович – кандидат технічних наук, доцент, доцент кафедри автоматки та електропривода, Полтавський національний технічний університет імені Юрія Кондратюка, Полтава, Україна. Тел.: +38 050 183-83-03. E-mail: avs075@ukr.net.

Нелюба Дмитро Миколайович – кандидат технічних наук, доцент кафедри автоматки та електропривода, Полтавський національний технічний університет імені Юрія Кондратюка, Полтава, Україна. Тел.:+38 063 487-57-60.E-mail: nelyuba_dmitry@ukr.net.

Гонтар Максим Миколайович – здобувач, асистент кафедри автоматки та електропривода, Полтавський національний технічний університет імені Юрія Кондратюка, Полтава, Україна. Тел.: +38 050 857-15-21. E-mail: maxim.gontar@gmail.com

Authors of the article

Shulha Oleksandr Vasylovych – Sciences Doctor (technic), Associate Professor, Head of Automation and Electric Drive Department, Poltava National Technical Yuri Kondratyuk University, Poltava, Ukraine. Tel.:+38 095 613-63-38.

Shefer Oleksandr Vitaliiovych – Candidate of Science (technic), Associate Professor, Associate Professor of Automation and Electric Drive Department, Poltava National Technical Yuri Kondratyuk University, Poltava, Ukraine. Tel.:+38 050 183-83-03. E-mail: avs075@ukr.net.

Neliuba Dmytro Mykolaiovych – Candidate of Science (technic), Associate Professor of Automation and Electric Drive Department, Poltava National Technical Yuri Kondratyuk University, Poltava, Ukraine. Tel.:+38 063 487-57-60. E-mail: nelyuba_dmitry@ukr.net.

Hontar Maksym Mykolaiovych – Applicant, Assistant at Automation and Electric Drive Department, Poltava National Technical Yuri Kondratyuk University, Poltava, Ukraine. Tel.: +38 050 857-15-21. E-mail: maxim.gontar@gmail.com.

Дата надходження в редакцію: 17.03.2017 р.

Рецензент: д. т. н., проф. С. В. Козелков