

УДК 621.396, 533.9.082.7

О.В. Шефер

Полтавський національний технічний університет ім. Юрія Кондратюка, Полтава

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НАПРУЖЕНОСТІ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ І ПРОТЯЖНОСТІ ПЛАЗМИ ДЛЯ РАДІОТЕХНІЧНИХ ПРИСТРОЇВ ТА ЗАСОБІВ ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙ

Встановлено реальний розподіл напруженості електричного поля в області тліючого розряду. Теоретично і експериментально обґрунтовано, що емісія плазми від'ємного випромінювання може бути утворена новим шляхом, як наслідок, можна отримати плазму великих обсягів з новими властивостями. Запропоновано спосіб визначення довжини плазми із найбільш точним вимірюванням її катодного та анодного кордонів. Доведено, що емісія плазми від'ємного випромінювання під впливом ускладнених умов пригнічується, а її внесок в утворення нових зарядоносіїв є незначним, що дозволяє в ускладненому розряді зберегти розміри плазми.

Ключові слова: напруженість електричного поля, протяжність плазми, енергія швидкого електрона, плазма від'ємного випромінювання, ускладнений розряд, радіотехнічний пристрій.

Вступ

Постановка проблеми. Сучасний стан розвитку супутникових телекомунікацій залежить від успіхів у використанні радіотехнічних засобів контролю поточного стану космічних апаратів (КА) різного призначення. В даний час зазначеному питанню приділяється серйозна увага в таких країнах як США, Німеччина, КНР і ін. [1–4].

Застосування засобів радіотехніки, таких як генератори потужних електромагнітних випромінювань, дозволяє забезпечити передачу інформації на значні відстані і використовується з метою радіонавігації у космічній галузі [1–3]. Однак під час потрапляння в зону дії таких систем інших сигналів радіоелектронних засобів, котрі використовуються для обміну інформацією між КА та супутниковими системами, може відбутися порушення функціональної цілісності трактів прийому радіотехнічних і телекомунікаційних систем [5–8].

Аналіз останніх досліджень і публікацій. На сьогодні, відомі із доступних джерел, способи захисту прийомних трактів, реалізуються на основі напівпровідникових, вакуумних та високотемпературних надпровідникових пристроїв захисту [6–8]. Але область їх застосування обмежена необхідністю застосування додаткових джерел живлення, великими габаритами, значною вагою та спотворенням сигналів супутникових телекомунікацій.

Однак, аналіз останніх досягнень підвищення завадостійкості сигналів у галузі радіотехніки та телекомунікацій [3; 7–9], свідчить про можливість розв'язання даної проблеми, шляхом застосування у входних трактах бортових навігаційних систем газорозрядних захисних пристроїв.

Але ефективне їх застосування можливе лише за умови створення високоєфективних, квазінейтра-

льних радіотехнічних пристроїв із низьким енергоспоживанням.

Метою роботи є використання нових властивостей плазми газорозрядних пристроїв у радіотехнічних пристроях та засобах телекомунікацій, шляхом встановлення реальної картини розподілу напруженості електричного поля та визначення довжини штучно створеної плазми від'ємного випромінювання.

Досягнення поставленої мети можливе шляхом експериментальних досліджень плазми від'ємного випромінювання в різних газових середовищах та їх комбінаціях із різними електродами.

Виклад основного матеріалу

У просторі падіння потенціалу іони, утворені v -процесами, разом з іонами, утвореними в цьому ж просторі, створюють значний просторовий заряд, котрий формує електричне поле в катодній області тліючого розряду. Оскільки середня швидкість електронів \bar{v}_e більше \bar{v}_i в 60 разів, згідно з [10], просторовий заряд електронів малий, та його можна не враховувати.

За рівнянням Пуассона з урахуванням того, що $\rho_e = 0$, можна записати

$$\frac{dE}{dx} = -4\pi\rho_i(x) = -4\pi\left(\frac{j_i(x)}{\bar{v}_i} + \frac{j_s}{\bar{v}_i}\right). \quad (1)$$

Із урахуванням [11], маємо

$$\bar{v}_i = \sqrt{\frac{2e}{\pi MN_0 \delta_i} \cdot E}, \quad (2)$$

де e та M – заряд та маса позитивного іона, відповідно. Значення ефективного перерізу перезарядки δ_i було використано із [11];

N_0 – щільність нейтральних частинок газу, за умови, що $p = 133$ Па.

З урахуванням того, що

$$j = j_{ek} \exp(\bar{\alpha}x) + j_{ek} [\exp(\bar{\alpha}x) - \exp(\bar{\alpha}x)] + \delta \cdot j_{ek} \exp(\bar{\alpha}d)$$

та співвідношення (2), рівняння Пуассона має вигляд

$$\sqrt{E}dE = -4\pi C \left[\exp(\bar{\alpha}x)dx - \left(\frac{\nu+1}{2}\right) \exp(\bar{\alpha}x)dx \right], \quad (3)$$

$$E(x) = (6\pi C)^{\frac{2}{3}} \cdot \left\{ \left[\left(\frac{\nu+1}{2}\right) \exp(\bar{\alpha}d)(d-x) \right] - \frac{1}{\bar{\alpha}} [\exp(\bar{\alpha}d) - \exp(\bar{\alpha}x)] \right\}^{\frac{2}{3}}. \quad (4)$$

Співвідношення (4) є розподілом напруженості електричного поля в катодній області з урахуванням іонної емісії із плазми від'ємного випромінювання. На катоді, за умови $x = 0$, воно спрощується до вигляду

$$E_k = (6\pi C)^{\frac{2}{3}} \left[\left(\frac{\nu+1}{2}\right) \exp(\bar{\alpha}d)d - \frac{1}{\bar{\alpha}} (\exp(\bar{\alpha}d) + 1) \right]^{\frac{2}{3}}. \quad (5)$$

Коли $x = d$ на катодному кордоні плазми $E = 0$. Розбиваючи простір катодного падіння потенціалу $d\rho$ на велику кількість малих відрізків та визначаючи на кожному з них E за (5), отримано розподіл $E(x)$ в кожному розряді з будь-яким газом та будь-яким матеріалом катоду.

На рис. 1 наведено розподіл $E(x)$ у розряді з газами із залізним катодом. За даним розподілом видно, що в більшій частині простору $d\rho$ розподіл $E(x)$ має лінійний характер. Це співпадає з усіма вказаними теоріями катодного падіння потенціалу.

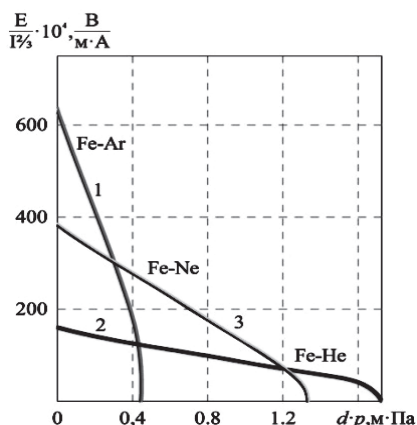


Рис. 1. Розподіл напруженості електричного поля в катодній області тліючого розряду $E(x)$, з урахуванням ν -процесів, із залізним катодом

Однак у кінці простору, біля катодного кордону плазми, за рівнянням (5) спостерігається більш

де $C = \frac{j_{ek}}{\sqrt{\frac{2e}{\pi MN_0 \delta_i}}}$.

Беручи до уваги, що за умови $x = 0$ та $E = E_k$, а за умови $x = d$ та $E = 0$, отримано

$$\int_{E(x)}^0 \sqrt{E}dE = -4\pi C \left[\int_x^d \exp(\bar{\alpha}x)dx - \int_x^d \left(\frac{\nu+1}{2}\right) \exp(\bar{\alpha}x)dx \right],$$

звідки

крутий спад $E(x)$ до нуля. Це відрізняє даний розподіл $E(x)$ від колишніх теорій. Крутий спад $E(x)$ обумовлений різким зростанням в цій області позитивного просторового заряду, котрий створюється в цьому місці виключно іонною емісією із плазми від'ємного випромінювання, оскільки іонний потік, утворений у круковому просторі, ще дуже малий.

Представлений розподіл $E(x)$, згідно рівняння (5), задовільно узгоджується з розподілом $E(x)$ [12], котрий отримано безпосереднім експериментом, де за допомогою тонкого електронного променя, котрий перетинає перпендикулярно вісь розряду в темному круковому просторі, було виміряно електричне поле від катода до кордону плазми.

На рис. 2 наведено порівняння $E(x)$, котре отримано за співвідношенням (5), із експериментальним розподілом $E(x)$ за рівних умов розряду.

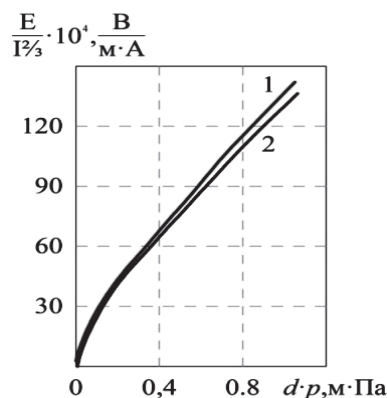


Рис. 2. Порівняння розподілу напруженості електричного поля $E(x)$ в катодній області тліючого розряду – 1, котрий отримано з урахуванням ν -процесів із розподілом $E(x)$ – 2, виміряні у [12]

Аналізуючи рис. 2, видно повне співпадіння $E(x)$, особливо в кінці крукового простору. Незначне розузгодження спостерігається в зоні катоду, котре не перевищує 4 %.

Можна зробити висновок, що з урахуванням ν -процесів розподіл $E(x)$ є більш точним.

У зв'язку із прямою залежністю об'ємного заряду в просторі катодного падіння потенціалу від позитивних іонів, котрі надходять із від'ємного випромінювання та створені в цьому ж просторі, можна записати

$$W_i = \bar{v}_i + U_i, \quad (6)$$

де W_i – загальна швидкість руху позитивних іонів під впливом електричного поля та дифузії.

U_i – швидкість руху, обумовлена впливом дифузії.

Згідно [10], величина U_i визначається виразом

$$\rho_i(x) = \frac{j_{ek} \left[\left(\frac{\nu+1}{2} \right) \cdot e^{\bar{\alpha}d} - e^{\bar{\alpha}x} \right]}{A \left\{ (1+\delta) e^{\bar{\alpha}d} \cdot (d-x) - \frac{1}{\alpha} [e^{\bar{\alpha}d} - e^{\bar{\alpha}x}] \right\}^{2/3} + \frac{D_i}{n_i} \cdot \frac{dn_i}{dx}}, \quad (8)$$

де $A = \left(\frac{2e}{\pi MN_0 \delta_i} \right)^2 \cdot (6\pi C)^{\frac{1}{3}}$.

Швидкість іонів \bar{v}_i під впливом електричного поля значно більше дифузійної швидкості U_i . Наприклад в азоті $\bar{v}_i > U_i$, згідно з [10], більше ніж на три порядки величини U_i . Тому в більшій частині крукового простору значенням U_i в знаменнику розподілу $\rho_i(x)$ можна знехтувати. Навколо катодного кордону плазми від'ємного випромінювання, де $E(x)$ різко спадає до нуля, швидкість \bar{v}_i також наближається до нескінченно малих значень.

$$\rho_i(x) = \frac{j_{ek} \left[\left(\frac{\nu+1}{2} \right) \exp(\bar{\alpha}d) - 1 \right]}{A \left[\left(\frac{\nu+1}{2} \right) \exp(\bar{\alpha}d)d - \frac{1}{\alpha} (\exp(\bar{\alpha}d) - 1) \right]^{\frac{1}{3}}}. \quad (9)$$

В околі кордону темного крукового простору з плазмою від'ємного випромінювання ρ_i за умови, що $x = d$, має наступний вигляд

$$\rho_i = j_{ek} \cdot \frac{\left[\left(\frac{\nu+1}{2} \right) \exp(\bar{\alpha}d) - \exp(\bar{\alpha}d) \right]}{\frac{D_i}{n_i} \cdot \frac{dn_i}{dx}}. \quad (10)$$

Аналогічно, як у визначенні $E(x)$, розбиваючи dr на велику кількість відрізків та знаходячи на кожному із них ρ_i , отримаємо розподіл $\rho_i(x)$ в катодній області тліючого розряду. На рис. 3 представлено розподіл $\rho_i(x)$ у розрядах із воднем із залізним та алюмінієвим катодами.

$$U_i = \frac{D_i}{n_i} \cdot \frac{dn_i}{dx}.$$

Беручи до уваги значення $j_i(x)$, j_δ , \bar{v}_i та U_i отримано розподіл $\rho_i(x)$, котрий має вигляд

$$\rho_i(x) = \frac{j_{ek} [\exp(\bar{\alpha}d) - \exp(\bar{\alpha}d)] + \delta j_{ek} \exp(\bar{\alpha}d)}{\sqrt{\frac{2e}{\pi MN_0 \delta_i} \cdot E + \frac{D_i}{n_i} \cdot \frac{dn_i}{dx}}}. \quad (7)$$

Підставляючи в (7) значення розподілу електричного поля (5), отримано розподіл просторового заряду позитивних іонів у катодному просторі падіння потенціалу

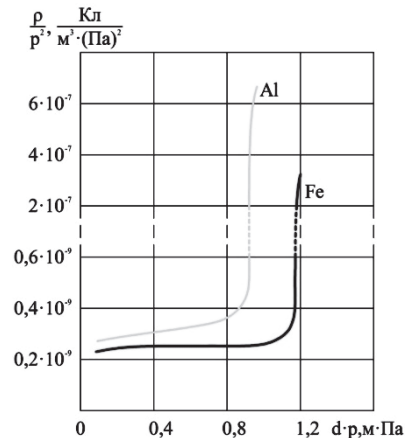


Рис. 3. Розподіл просторового заряду іонів у катодній області тліючого розряду у водні з залізним та алюмінієвим катодами

На рис. 3 видно, що в більшій частині простору $\rho_i(x)$ має практично постійне значення. Це обумовлено постійною швидкістю руху іонів через резонансне перезарядження їх із нейтральними частинками газу [11].

Характерним для цього розподілу $\rho_i(x)$ є те, що в околі катодного кордону плазми встановлюється значний максимум ρ_i , котрий перевищує ρ_i в інших точках dr більше ніж на три порядки. Наявність позитивних іонів із дифузною швидкістю обумовлено виключно іонною емісією із плазми від'ємного випромінювання. Як наслідок, екстремальний розподіл $\rho_i(x)$ у катодній області утворюється також виключно під впливом ν -процесів. Такий характерний розподіл $\rho_i(x)$ та $E(x)$ використано в [13] під час розподілу тліючого розряду, в радіотехнічних приладах із розрядними швидкоплинними процесами. Показано, що тільки з урахуванням іон-

ної емісії стало теоретично можливим встановлення великого максимуму $\rho_i(x)$.

Подібний розподіл $\rho_i(x)$ отримано в аномальному тліючому розряді, згідно з [10], де на катодній частині плазми від'ємного випромінювання є великий максимум позитивного простору заряду.

Оскільки ν -процеси суттєво визначають розподіл напруженості електричного поля та просторового заряду іонів $\rho_i(x)$ можна вважати, що подібний вплив є в розподіленні потенціалу $V(x)$. Наявність значного максимуму просторового заряду ρ_i на ка-

тодному кордоні плазми від'ємного випромінювання, повинно викликати значне падіння потенціалу в катодній області тліючого розряду.

Для довільно вибраної точки x в цьому просторі можна записати

$$V(x) = \int_0^x E dx .$$

Приймаючи до уваги значення напруженості електричного поля в даному просторі, у відповідності з (5), отримано розподіл потенціалу $V(x)$ в катодній області розряду. Враховуючи, що за умови $x = 0, V = 0$, а за умови $x = d, V = V_k$, отримано

$$V(x) = (6\pi C)^{\frac{2}{3}} \int_0^x \left[\left(\frac{\nu+1}{2} \right) \exp(\bar{\alpha}d)(d-x) - \frac{1}{\alpha} \exp \bar{\alpha}d - \exp \bar{\alpha}x \right]^{\frac{2}{3}} dx . \quad (11)$$

Оскільки інтеграл даного рівняння в елементарних функціях не виражається, його обчислення проводилось за формулою Симпсона [14]. Розбиваючи простір падіння на велику кількість n -ділянок ($n = 40$), розподіл $V(x)$ можна записати

$$V(x) = \frac{h}{3} [E_0 + 4E_1 + 2E_2 + 4E_3 + \dots + 4E_{n-1} + E_n], \quad (12)$$

де $h = \frac{x-0}{n}$.

У всіх вказаних розподілах, згідно із рис. 4, $\rho V(x)$ на катодному кордоні плазми, з урахуванням, що $x = d, V(x)$ досягає максимуму.

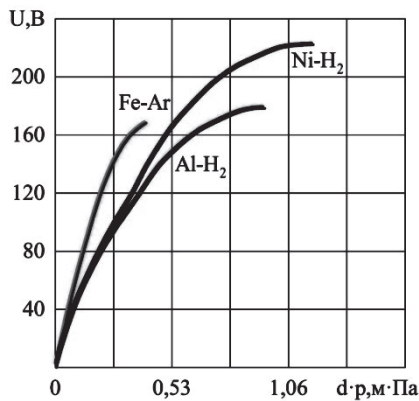


Рис. 4. Розподіл потенціалу $V(x)$ в катодній області тліючого розряду в аргоні та водні зі залізним, нікелевим та алюмінієвим катодами

Оскільки просторовий заряд обумовлений позитивними іонами, котрі надходять із від'ємного випромінювання, то максимум цього заряду обумовлений ν -процесами. В тих розрядах, де потік іонів із від'ємного випромінювання на катод є основним ν -процесами. В тих розрядах, де потік іонів із від'ємного випромінювання на катод є основним, ν -процеси впливають на розподіл $V(x)$ по всій до-

вжині простору катодного падіння потенціалу dp . У фарадєєвому просторі завдяки f -процесам розподіл напруженості електричного поля $E(x)$ та потенціалу $V(x)$ обумовлені просторовим зарядом електронів $\rho_e(x)$. Дане твердження підтверджується експериментальними дослідженнями авторів [10; 12], де відмічено, що в указаному просторі напруженість електричного поля має хоч і не велику величину, але протилежний напрямок.

Слід відзначити, що плазма від'ємного випромінювання вносить, за допомогою своїх електронів, суттєвий внесок в анодний j_α у всіх режимах тліючого розряду, за будь-якої комбінації роду газу та матеріалу катода, а якщо $f > 2$ та $\nu > 3$, цей внесок є основним.

Проводячи дослідження короткого тліючого розряду в аргоні, гелії, неоні, водні та азоті з нікелевим, залізним та алюмінієвим катодами встановлено ν -процеси, котрі характеризують взаємодію швидких електронів із плазмою від'ємного випромінювання в найбільш повному вигляді, в яких раніше відомі δ -процеси являють собою фрагментарне явище.

В загальному механізмі елементарних процесів короткого тліючого розряду ν -процеси здійснюють взаємний зв'язок із γ та α -процесами. Даний зв'язок впливає із отриманого відношення для коефіцієнта ν : $\nu = \frac{n_i + \delta n_e + n_e}{n_{ek}} = 2\delta + 1$, а також ві-

домої умови стаціонарності тліючого розряду $\gamma[(1 + \delta)\exp(\bar{\alpha}d) - 1] = 1$.

У випадку заміни δ на загальний коефіцієнт ν , взаємний зв'язок між γ , α та ν -процесами має наступний вигляд

$$\nu = \frac{2(\gamma+1)}{\gamma \exp(\bar{\alpha}d)} - 1, \quad (13)$$

звідки умова стаціонарності з урахуванням ν -процесів має наступне співвідношення

$$(\nu + 1)\exp(\bar{\alpha}d) = 2 \frac{(1 + \gamma)}{\gamma}, \quad (14)$$

котре означає, що $2 \frac{(1 + \gamma)}{\gamma}$ електронів, що вийшли із катода, створюють $\exp(\bar{\alpha}d)$ нових електронів та іонів у темному круксовому просторі та $(\nu + 1)$ електронів та іонів, утворених плазмою від'ємного випромінювання.

Отже, електрична нейтральність плазми обумовлена входженням потоку електронів у плазму із боку темного круксового простору, емісією позитивних іонів із плазми в зворотному напрямку та емісією електронів із плазми в напрямку анода.

Із рівняння балансу енергії швидкого електрона

$$eU = 2\delta\bar{\epsilon}_1 + \sum_{i=1}^n hv_i + \sum_{i=1}^m hv_j + 2\prod R_j E_{rS}$$

впливає, що частина енергії швидкого електрона G витрачається на створення емісії плазми від'ємного випромінювання, згідно відношення $G = \frac{(\nu - 1)}{eU} \bar{\epsilon}_1$.

Визначені значення G за даним рівнянням представлені в табл. 1–2 та 3 та показують, що на цю емісію тільки в нормальному тліючому розряді витрачається від 17 % до 87 % енергії.

Таблиця 1

Значення коефіцієнтів взаємодії швидкого електрона з плазмою від'ємного випромінювання для розряду в різних газах із нікелевим катодом

Газ	$\frac{\bar{\alpha}}{p}, \frac{A}{m \cdot Pa}$	$\exp(\bar{\alpha}d)$	γ	δ	ν	$\bar{\epsilon}_1, eB$	$G, \%$
Ar	8,50	12,807	0,05	0,424	1,848	26,4	16,2
He	2,322	10,176	0,060	0,735	2,47	42,3	37,9
Ne	2,221	4,707	0,090	1,571	4,142	36,6	30,7
H ₂	2,369	9,433	0,068	0,656	2,312	36,2	22,7
N ₂	4,715	8,750	0,077	0,593	2,196	35,0	26,4

Таблиця 2

Значення коефіцієнтів взаємодії швидкого електрона з плазмою від'ємного випромінювання для розряду в різних газах із залізним катодом

Газ	$\frac{\bar{\alpha}}{p}, \frac{A}{m \cdot Pa}$	$\exp(\bar{\alpha}d)$	γ	δ	ν	$\bar{\epsilon}_1, eB$	$G, \%$
Ar	9,266	17,672	0,050	0,188	1,376	26,4	6,0
He	2,111	15,565	0,030	1,206	3,412	42,3	67,6
Ne	2,266	5,114	0,080	1,641	4,282	36,6	79,1
H ₂	2,82	12,631	0,061	0,376	1,752	36,2	11,2
N ₂	5,447	9,855	0,059	0,823	2,646	35,0	26,4

Найбільша доля енергії швидкого електрона витрачається в розряді неону з нікелевим, залізним та алюмінієвим катодами та менше всього в розряді аргону та водню зі залізним катодом. Таким чином, емісія плазми відіграє важливу роль в утворенні нових зарядоносіїв у катодній області тліючого розряду, а її величина залежить, в основному, від роду газу та режиму розряду.

Таблиця 3

Значення коефіцієнтів взаємодії швидкого електрона з плазмою від'ємного випромінювання для розряду в різних газах із алюмінієвим катодом

Газ	$\frac{\bar{\alpha}}{p}, \frac{A}{m \cdot Pa}$	$\exp(\bar{\alpha}d)$	γ	δ	ν	$\bar{\epsilon}_1, eB$	$G, \%$
Ar	7,91	8,466	0,12	0,102	1,204	26,4	5,4
He	2,274	10,126	0,021	1,414	3,828	42,3	83,6
Ne	2,059	4,055	0,11	1,489	3,973	36,6	88,6
H ₂	2,618	6,586	0,195	0,749	2,493	36,2	31,3
N ₂	5,882	6,567	0,1	0,674	2,348	35,0	25,7

Двосторонню емісією зарядоносіїв із плазми можна використовувати в прикладних задачах плазмових пристроїв. Указана емісія ефективно використана в розробках газорозрядних пристроїв [15] спеціальною геометрією, в котрих ν -процеси керують швидкістю поширення тліючого розряду по розділеному катоду в імпульсному режимі. Крім того, дана емісія може бути використана для цілої низки практичних питань, у тому числі з порожнистим катодом. Експериментально показана така можливість використання ν -процесів у газорозрядному пристрої із системою порожнистих катодів, котрий може працювати, як багатоступеневий стабілізатор напруги.

Аналіз досліджень ν -процесів показує, що двохрозрядна емісія плазми від'ємного випромінювання може бути утворена не з двох, а з багатьох сторін. Внаслідок цього представляється можливість отримання плазми великих об'ємів із новими властивостями.

Отже, двохстороння емісія плазми від'ємного випромінювання суттєво впливає на протікання γ - та α -процесів та відіграє значну роль в утворенні просторового заряду $\rho(x)$, задає розподіл електронного та іонного струмів j_e, j_i та j_δ , напруженості електричного поля $E(x)$ та хід потенціалу $V(x)$ в катодному околі тліючого розряду.

Від'ємне випромінювання є невід'ємною частиною катодної області тліючого розряду. Дана зона не тільки сильно іонізована, але й найбільш яскраво висвічується, як за рахунок збудження атомів та молекул, так і за рахунок процесів рекомбінації. Плазма, котра утворюється в зоні від'ємного випромінювання, в залежності від роду газу та режиму тліючого розряду, суттєво змінюється по всій довжині. Для визначення

повздовжніх розмірів плазми проводились експериментальні дослідження в залежності від роду газу, матеріалу катода та аномальності розряду.

Спосіб визначення довжини плазми полягає в найбільш точному вимірюванні її катодного та анодного кордону. Катодний кордон плазми знаходиться за допомогою тонкого світловода діаметром в 1 мм, монохроматора спеціального дифракційного МСД-2, фотоелектронного помножувача ФЕУ та самописця «Endim 621.02». Положення світловода в процесі його переміщення вздовж розрядної трубки в околі кордону плазми визначалось із точністю $\pm 0,01$ мм. Світловий потік із кордону плазми подавався світлодіодом на щілину монохроматора із наступним виходом через ФЕУ та підсилювач на самописець. Розрахунок кордону плазми проводився в момент, коли контур найбільш інтенсивної спектральної лінії досягав 50 % своєї висоти.

Таблиця 4

Результати експериментальних даних газорозрядних пристроїв

Газ – катод	V_k, B	$\frac{j_0 \cdot 10^{-2}}{p^2}, \frac{A}{(m \cdot Pa)^2}$	$dp \cdot 10^{-2}, m \cdot Pa$	$L \cdot 10^{-2}, m$
Ar – Ni	1130	145	0,30	0,29
He – Ni	1160	4,5	0,86	1,92
Ne – Ni	142	8,0	0,71	0,83
H ₂ – Ni	210	90	0,95	0,31
N ₂ – Ni	202	385	0,46	0,40
Ar – Fe	165	153	0,33	0,53
He – Fe	151	4,2	1,30	2,07
Ne – Fe	152	8,1	0,72	1,11
H ₂ – Fe	245	72	0,90	0,52
N ₂ – Fe	213	392	0,42	0,53
Ar – Al	102	176	0,27	0,40
He – Al	143	8,6	1,32	2,25
Ne – Al	123	10,3	0,68	1,02
H ₂ – Al	174	81	0,72	0,39
N ₂ – Al	194	366	0,32	0,45

Внаслідок того що, анодний кордон є нечітким та розмитим, кордон плазми вимірювався за допомогою кільцевого світлового зонда з однією щілиною по колу розрядної трубки. Світловий потік від кільцевого зонда подавався на щілину монохроматора. Відлік анодного кордону плазми проводився в той момент, коли самописець відмічав 50% висоти контуру найбільш інтенсивної спектральної лінії, котра випромінюється на анодному кордоні плазми.

У табл. 4 розміщені значення повздовжніх розмірів плазми від'ємного випромінювання L в розрядах з аргоном, гелієм, неоном, воднем та азотом із нікелевим, залізним та алюмінієвим катодами.

Аналізуючи значення L, за табл. 4, можна зробити висновок, що більшою мірою довжина плазми в нормальному тліючому розряді залежить від роду газу.

Наприклад, у розряді з гелієм із алюмінієвим катодом $L_{He} = 2,25 \cdot 10^{-2}$ м, коли з тим же катодом у водні $L_{N_2} = 0,36 \cdot 10^{-2}$ м. Отже, плазма в розряді з гелієм більше в 5,8 разів. У розряді з нікелевим катодом із гелієм $L_{He} = 1,92 \cdot 10^{-2}$ м. У цьому випадку різниця в 1,08 рази. Інші приклади досліджень комбінацій роду газу та матеріалу катода призводять до подібного результату.

Аналіз експериментальних значень протяжності плазми L від'ємного випромінювання зі зростанням аномальності тліючогорозряду дає змогу побудувати графічну залежність $L = f(V)$. На рис. 5 наведено вказану залежність $L = f(V)$ у розрядах з аргоном, гелієм, неоном та азотом із залізним катодом.

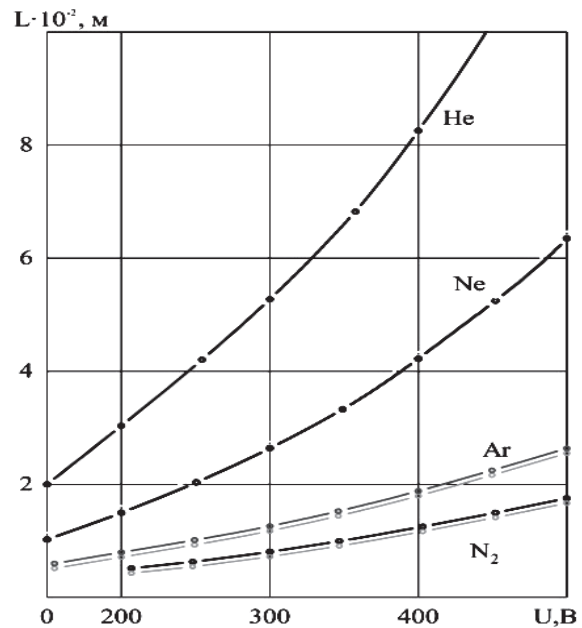


Рис. 5. Залежність протяжності плазми від'ємного випромінювання від режиму аномальності тліючого розряду в гелії, неоні, аргоні та азоті

Із рис. 5 видно, що в аномальному розряді також зберігається велика кількість розбіжностей повздовжніх розмірів плазми від'ємного випромінювання в залежності від роду газу. Наприклад, протяжність плазми в розряді з гелієм, коли $V_k = 500$ В, досягає $L_{He} = 12,11 \cdot 10^{-2}$ м; з неоном $L_{Ne} = 6,38 \cdot 10^{-2}$ м. За тих же умов довжина плазми в

аргоновому розряді складає лише $2,53 \cdot 10^{-2}$ м, а в розряді з азотом, ще менше – $L_{\text{Ne}} = 1,7 \cdot 10^{-2}$ м. Необхідно зазначити, що зростання розмірів плазми зі зростанням аномальності також відбувається по різному. У випадку розряду з гелієм із збільшенням аномальності до 500 В, плазма збільшує свою довжину L_{He} в 6 разів, а в розряді з азотом L_{H_2} зростає лише в 3–4 рази.

Можна вважати встановленим, що значна різниця в повздовжніх розмірах плазми від'ємного випромінювання має місце, як у нормальному, так і в аномальному тліючому розряді, до того ж ця різниця залежить, в основному, від роду газу.

Зазначена різниця в залежності від роду газу обумовлена насамперед тим, що в газах, котрим властиві високі потенціали збудження й іонізації нейтральних частинок, швидкі електрони впродовж непружних взаємодій мають велику середню довжину вільного пробігу електрона $\bar{\lambda}_e$. Наприклад, під час руху швидкого електрона в гелії із початковою енергією $\varepsilon_0 = 250$ еВ ефективний поперечний переріз іонізації δ_i згідно з [11], складає $0,35 \cdot 10^{-16} \text{ м}^2$.

$$\bar{\lambda}_e = \frac{1}{\delta_i \cdot N_0 \cdot p}, \quad (15)$$

де N_0 – число нейтральних частинок в одиниці об'єму із тиском 133,32 Па;

p – тиск газу, Па.

Використавши відоме співвідношення (15), можна знайти $\bar{\lambda}_e$ упродовж іонізаційних зіткнень.

Підставляючи відповідні значення δ_i , N_0 та p , для гелія отримано значення $\bar{\lambda}_e = 0,807 \cdot 10^{-2}$ м. Для азоту $\delta_i = 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, отримано $\bar{\lambda}_e = 0,101 \cdot 10^{-2}$ м. Наочно видно, що різниця $\bar{\lambda}_e$ у даних газах складає більше ніж 8 разів.

Окрім того, протяжність плазми від'ємного випромінювання прямо пропорційна початковій енергії швидких електронів ε_0 . Оскільки емісія плазми найбільш значна, як у нормальному, так і в аномальному розряді з гелієм та неонам, це однозначно свідчить про те, що основна енергія швидких електронів витрачається в плазмі від'ємного випромінювання.

В цих газах електрони, утворені в γ -процесах на катоді упродовж взаємодії з електричним полем темного крукового простору головним чином тільки здобувають енергію до величини, рівної катодному падінню потенціалу eV_k . В плазмі від'ємного випромінювання ці електрони віддають свою енергію в пружних та не пружних зіткненнях.

Для нормального режиму в розрядах із аргонном, воднем та азотом емісія плазми мала, оскільки первинні електрони входять у плазму з відносно меншою енергією. В нормальному тліючому розряді різниця повздовжніх розмірів плазми від'ємного випромінювання L обумовлена середньою довжиною іонізаційного пробігу електрона $\bar{\lambda}_e$ та його енергією ε_0 під час входу в плазму. В аномальному режимі розряду ця різниця породжується різною $\bar{\lambda}_e$ у різних газах.

На підставі вище викладеного, можна оцінити довжину від'ємного випромінювання L так. Первинний електрон з енергією eV_k після входу в плазму у процесі зіткнення з нейтральними частинками газу на нескінченно малій ділянці шляху dx втрачає $\frac{d\varepsilon}{dx}$ енергії. Величина цієї енергії, у відповідності з [16]; пропорційна середній енергії $\bar{\varepsilon}_e$, котра витрачається електроном на створення однієї пари електрона та іона з урахуванням пружних та непружних зіткнень.

Крім того $\frac{d\varepsilon}{dx}$ зворотно пропорційна середній довжині вільного пробігу електрона $\bar{\lambda}_e$ між не пружними зіткненнями. В цілому маємо $\frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{\bar{\varepsilon}_e}{\bar{\lambda}_e}$.

З урахуванням того, що на катодному кордоні плазми $x = d$ та $\varepsilon_e = \varepsilon_0$, а на анодному кордоні $x = L$ та $\varepsilon_e = \bar{\varepsilon}_e$, отримано

$$L = \lambda_e \frac{\varepsilon_0 - \bar{\varepsilon}_e}{\bar{\varepsilon}_e}. \quad (16)$$

Оскільки $\bar{\lambda}_e$ через δ_i залежить від початкової енергії електрона, котра в свою чергу змінюється від ступені аномальності розряду, значення $\bar{\lambda}_e$ для кожного газу в кожному розряді розраховується за виразом (15). δ_i знаходилось у відповідності із енергією електрона, згідно з [11].

Виміряні значення L в даних дослідженнях задовільно співпадають із розрахунковими, котрі отримані за співвідношенням (16). Наприклад, у розряді з гелієм розбіжність складає 3 %, у неоні – 7,8 %, в аргоні – 6,8 % та у водні – 7,8 %.

При взаємному наближенні плоскопаралельних анода і катода до відстані l , меншої за товщину простору катодного падіння потенціалу d та повздовжнього розміру від'ємного випромінювання L , виникає як відомо, ускладнений тліючий розряд.

Як тільки анод із наближенням електродів занурюється в зону від'ємного випромінювання, напруга горіння на розряді різко збільшується.

Для з'ясування значимості та ефективності ν -процесів за ускладнених умов, у дисертаційній роботі були проведені експериментальні дослідження в різних пристроях із рухомих анодом, наповнених аргонном, гелієм, неонном та азотом, із залізним катодом в інтервалі тиску 106,6–186,6 Па.

Для локалізації тліючогорозряду тільки між площинами анода та катода, в розрядній трубці неробочої поверхні електродів та електричний контакт до них був ретельно ізолюваним. Діаметр електродів складає $4,6 \cdot 10^{-2}$ м, а внутрішній діаметр розрядної трубки $4,8 \cdot 10^{-2}$.

Ускладнені умови розряду створювались, як тільки анод входив у плазму від'ємного випромінювання. За цих умов відстань між електродами представлена нерівністю

$$l_3 p < (dp + Lp). \quad (17)$$

Ступінь ускладнення розряду k можна описати відношенням відстані l між електродами, в котрій уміщається розряд без ускладнених умов, до відстані l_3 , де працює ускладнений розряд, коли струм однаковий

$$k = l_0 / l_3. \quad (18)$$

Під час досліджень ускладненого розряду були виміряні величина V_k , значення розрядного струму j_3/p^2 , відстань між електродами l_3 та повздовжня довжина від'ємного випромінювання Lp . Визначення повздовжніх розмірів від'ємного випромінювання спрощується тим, що анодний кордон цієї зони співпадає з поверхнею анода.

Вказані параметри ускладненого розряду представлені в табл. 5, за умови, що $V_k = 500$ В.

Таблиця 5

Параметри ускладненого розряду, що виміряні

Газ	$\frac{j_3}{p^2} \cdot 10^{-10}, \frac{A}{(m \cdot Pa)^2}$	$\frac{j_0}{j_3}$	$l_3 \cdot p \cdot 10^{-2}, m \cdot Pa$	$\frac{l_0}{l_3}$	$Lp \cdot 10^{-2}, m \cdot Pa$
Ar	175	38,7	0,20	13,1	0,12
He	5	59	0,82	15,8	0,64
Ne	9	135	0,45	14,9	0,35
H ₂	76	10	0,58	3,2	0,33
N ₂	451	19	0,25	7,4	0,17

За даними табл. 5 видно, як під впливом ускладнених умов, здійснюється скорочення міжелектродної відстані, різко зменшується розрядний струм та розміри від'ємного випромінювання.

Суттєве падіння розрядного струму j/p^2 , скорочення Lp свідчить про негативний вплив ускладнених умов на елементарні процеси, котрі протікають у катодній області, особливо на ν -процеси, що різко пригнічуються. Як наслідок, енергія швидкого електрона у від'ємному випромінюванні використовується не повністю. На іонізацію та збудження у даному випадку витрачається мала частина енергії швидких електронів. Це можна оцінити наступним чином: оскільки довжина від'ємного випромінювання L_3 за умов ускладненого розряду виміряна, то вона пов'язана з енергією, що витрачається, рівністю $L_3 = \frac{eU - \bar{\epsilon}_i}{\bar{\epsilon}_i} \cdot \bar{\lambda}_e$. Тоді

$$eU = \bar{\epsilon}_i \left(1 + \frac{L_3}{\bar{\lambda}_e} \right). \quad (19)$$

Підставляючи відповідні значення $\bar{\epsilon}_i$ для різного газу та $\bar{\lambda}_e$, за умов, що $V_k = 500$ В, можливо оцінити eU в кожному розряді.

Наприклад, для розряду в аргоні $\bar{\epsilon}_i = 26,4$ еВ [16], згідно з виразом (17), коли $V_k = 500$ В, то $\bar{\lambda}_e = 0,141 \cdot 10^{-2}$ м. Підставляючи у (19), отримано $eU = 48,84$ еВ. Повна енергія електрона, котрий влітає у зону від'ємного випромінювання, складає 500 еВ.

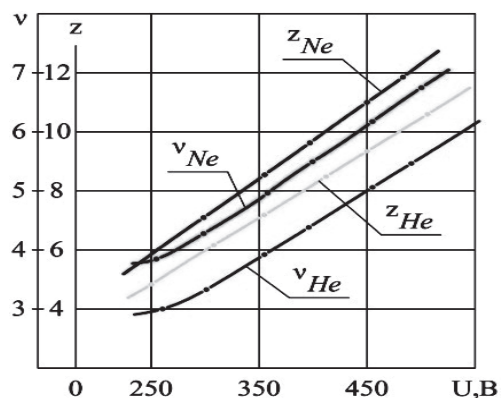


Рис. 6. Вплив режиму аномальності на іонно-електронну емісію за ускладнених умов розряду: ν_{He} – ν -процеси в гелії; ν_{Ne} – ν -процеси в неоні; z_{He} – число зіткнень в гелії; z_{Ne} – число зіткнень в неоні

Якщо без ускладнених умов даний електрон здійснює згідно із

$$\frac{L}{\lambda_e} = \frac{eV_k - \bar{\epsilon}_i}{\bar{\epsilon}_i}; \quad (20)$$

$z = \frac{500 - 26,4}{26,4} = 17,9$ непружних зіткнень, то в

ускладненому розряді він робить всього

$$z_c = \frac{48,84 - 26,4}{26,4} = 0,85 \text{ таких зіткнень.}$$

За ускладнених умов швидкий електрон у від'ємному випромінюванні розряду з аргонном робить у 21,1 раз менше іонізуючих зіткнень із нейтральними атомами. У зв'язку з тим, що ν -процеси пропорційні числу іонізуючих зіткнень у плазмі (рис. 6), то в першому наближенні, з урахуванням z/z_3 , за ускладнених умов, можна оцінити значення коефіцієнтів δ , f та ν із урахуванням того, що без ускладнених умов $\delta = 6,603$; $f = 7,607$; $\nu = 14,206$. Тоді отримуємо в ускладненому розряді з аргонном $\delta = 0,313$; $f = 1,313$, а $\nu = 1,626$.

Аналізуючи значення δ , f та ν видно, що емісія плазми в ускладненому розряді незначна. Як наслідок, плазма від'ємного випромінювання не створює тієї кількості нових іонів та електронів, котра необхідна для підтримки стаціонарності тліючого розряду. Значення іонізаційного множника $M = \exp(\bar{\alpha}d)$ та ν в умовах стаціонарності (14),

$(\nu + 1)M = 2 \frac{(1 + \gamma)}{\gamma}$ за ускладнених умов, не забезпечують рівність, тобто в ускладненому розряді ця умова не виконується, коли $\gamma = \text{const}$.

Оскільки основна енергія швидких електронів переноситься на анод, із котрого, згідно досліджень [11], генерується м'яке рентгенівське випромінювання, яке на катоді викликає додаткову вторинну електронну емісію. Тому значення коефіцієнта γ зростає, а вказана умова стаціонарності розряду буде виконуватися.

Висновки

У результаті проведених експериментальних досліджень, встановлено, що емісія плазми від'ємного випромінювання під впливом ускладнених умов пригнічується, а її внесок в утворення нових зарядоносіїв є незначним. Не дивлячись на те, що розряд в ускладнених умовах існує за рахунок великих значень V_k , розрядний струм j через слабкі ν -процеси дуже малий. У певних радіотехнічних пристроях ускладнені умови можуть мати позитивне значення. Наприклад, там, де ізоляція деяких електродних частин неефективна. Створивши жорсткі

ускладнені умови з високим ступенем ускладнення, можна за допомогою малої відстані та низького тиску усунути розряд.

Аналіз впливу ускладнених умов на протяжність плазми від'ємного випромінювання призводить до цікавої пропозиції, з допомогою якої в ускладненому розряді можна зберегти стабільність ν -процесів та розміри плазми, що сприятиме цілісності приймальних трактів супутникових телекомунікацій під час потрапляння сторонніх сигналів радіоелектронних засобів.

Список літератури

1. G. Borg, J. Harris, N. Martin, D. Thorncraft, R. Miliken, D. Miljak, B. Kwan, T. Ng, and J. Kircher, "Plasmas as Antennas: Theory, Experiment, and Applications," *Physics of Plasmas*, vol. 7, no. 5, 2000, p. 2198.
2. Jenn D.C. (2003) *Plasma antennas: Survey of Techniques and the Current State of the Art*. San Diego, CA, USA, 27 p. Available at: <http://hdl.handle.net/10945/778>.
3. Anderson T. *Plasma Antennas* / T. Anderson. – Norwood, Artech House, 2011. – 226 p.
4. Овсяников В.В. Радиотехнические характеристики петлевых плазменных и металлических антенн для мобильных объектов / В.В. Овсяников, И.В. Каушуба // Вестник НТУУ «КПИ». Серия Радиотехника. Радиоаппаратостроение. – 2013. – № 55. – С. 34-41.
5. Меццержаков С.М. Метод защиты входных цепей приемных трактов бортовых радиоэлектронных систем от воздействия мощных СВЧ импульсных электромагнитных излучений / С.М. Меццержаков. – *ЕЕJET*. 1/2 (13), 2005. – С. 53-61.
6. Антоненко Н.С. Методы и устройства защиты радиотехнических систем от мощных электромагнитных излучений / Н.С. Антоненко, И.И. Сачук // Системи обробки інформації. – 2008. – № 7(74). – С. 131-133.
7. Effect of plasma on the radio-technical characteristics of the Uragan-2M torsatron matching RF systems / V.B. Korovin, V.V. Filippov, M.M. Kozulya, E.D. Kramskoy, A.V. Lozin // *Вопросы атомной науки и техники*. – 2014. – № 6. – С. 41-43.
8. Антоненко Н.С. Метод защиты бортовых радиотехнических и телекоммуникационных систем от мощных электромагнитных излучений / Н.С. Антоненко, Е.А. Прокопенко // Системи озброєння і військова техніка. – 2015. – № 2(42). – С. 56-60.
9. Рудов В.И. Воздушный компонент американской системы ПРО на ТВД / В.И. Рудов // *Зарубежное военное обозрение*. – 1998. – № 5. – С. 18-61.
10. Hantzsche E. Space charge sheaths with electron emission / E. Hantzsche // *Proc. 21 EPS Conf. Contr. Plasma Phys., Montpellier, 1994. Pt.II, p. 926- 929*.
11. Smirnov B.M. *Theory of Gas Discharge. Plasma Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Switzerland, 2015, 423 p.*
12. Warren R. *Phys. Rev.* 1995. Vol. 98. N 6. P. 1650 – 1658.
13. Meger R., Mathew J., Gregor J., Pechacek R., Fernsler R., Manheimer W., and Robson A. "Experimental Investigations of the Formation of a Plasma Mirror for High-

Frequency Microwave Beam Steering,” *Phys. Plasmas*, vol. 2, no. 6, 1995, p. 2532.

14. Корн Г. *Справочник по математике (для научных работников и инженеров)* / Г. Корн, Т. Корн. – М.: Наука, 1974. – 832 с.

15. Shefer O.V. *Optimisation of satellite telecommunication systems due to the space craft orbit injection* / O.V. Shefer // *The Scientific Journal “Electronics and control systems”*. – Kyiv: National Aviation University. – 2017. №. 1 (51). – Pp. 21-28.

16. Townsend J.S. *Theory of Ionization of Gases by Collision (Classic Reprint)*, London Constable & Company Ltd - Gerstein - University of Toronto. 2015. – 112 p.

Надійшла до редколегії 15.06.2017

Рецензент: д-р техн. наук проф. Г.В. Худов, Харківський національний університет Повітряних Сил ім. І. Кожедуба, Харків.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И ПРОТЯЖЕННОСТИ ПЛАЗМЫ ДЛЯ РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ И СРЕДСТВ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИИ

А.В. Шефер

Установлено реальное распределение напряженности электрического поля в области тлеющего разряда. Теоретически и экспериментально обосновано, что эмиссия плазмы отрицательного излучения может быть образована новым путем, как следствие, можно получить плазму больших объемов с новыми свойствами. Предложен способ определения длины плазмы с наиболее точным измерением ее катодной и анодной границ. Доказано, что эмиссия плазмы отрицательного излучения под воздействием усложненных условий подавляется, а ее вклад в образование новых зарядоносителей незначителен, что позволяет в усложненном разряде сохранить размеры плазмы.

Ключевые слова: напряженность электрического поля, протяженность плазмы, энергия быстрого электрона, плазма отрицательного излучения, усложненный разряд, радиотехническое устройство.

EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF THE ELECTRIC FIELD STRENGTH AND PLASMA TRANSMISSION THE MAIN RESULTS FOR RADIO TECHNICAL DEVICES AND TELECOMMUNICATION FACILITIES

O. Shefer

The real distribution of the electric field strength in the glow discharge region is established. It is theoretically and experimentally justified that the emission of a negative-radiation plasma can be formed in a new way, as a consequence, it is possible to obtain a plasma of large volumes with new properties. A method for determining the plasma length with the most accurate measurement of its cathode and anode boundaries is proposed. It is proved that the emission of negative-radiation plasma under the influence of complicated conditions is suppressed, and its contribution to the formation of new charge-carriers is negligible, which allows us to keep the dimensions of the plasma in a complicated discharge.

Keywords: electric field strength, plasma length, fast electron energy, negative-radiation plasma, complicated discharge, radio engineering device.