

УДК 621.396, 533.933

О. В. ШЕФЕР*Полтавський національний технічний університет імені Юрія Кондратюка, Україна***ПРИНЦИПИ ФОРМУВАННЯ ІМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМОВОГО СЕРЕДОВИЩА
ДЛЯ ПІДВИЩЕННЯ ЗАВАДОСТІЙКОСТІ РАДІОСИГНАЛІВ**

У статті запропоновано підходи зменшення впливу іоносферного середовища на проходження електромагнітних хвиль. Сформовано принципи утворення завадостійкого середовища, котрі ґрунтуються на впливові штучно створеної низькотемпературної плазми на іоносферний радіонепроникний шар. Визначено основний критерій місцеутворення зарядоносіїв низькотемпературної плазми. Дослідним шляхом знайдено спосіб збільшення розмірів плазми та зручну форму зі змінними її властивостями. Даний принцип має прикладний характер для застосування в околі цільової антени космічного апарата.

Ключові слова: телеметричний зв'язок, завадостійке середовище, космічний апарат, низькотемпературна плазма, зарядоносії.

Вступ

Вагомим фактором стабільності телеметричного зв'язку із космічним апаратом (КА) є вплив іоносферного середовища на спектр та енергетику радіосигналу [1].

Практичне застосування сучасних засобів навігації, котрі працюють в імпульсному режимі на борту КА, вимагає розробки та впровадження випромінювачів плазми зі зручними експлуатаційними параметрами та геометричними формами. Тому актуальними є теоретичні та прикладні дослідження із впливу плазмового середовища на якість передачу інформації за каналами зв'язку [2, 3].

Розв'язання проблеми сьогодення викликало ряд програм, у котрих проведені експерименти пов'язані з дослідженнями поширення радіохвиль через плазму [3-5]. Результати цих досліджень представляють цікавість для конструювання радіосистем передачі інформації.

Постановка проблеми

Під час руху КА на гіпершвидкості (більше 5 М) в щільних шарах атмосфери, перед ним утворюється ударна хвиля високотемпературної іонізації, котра спотворює електромагнітні коливання, спричиняє затримку радіосигналу, або перешкоджає проходженню радіохвиль, взагалі.

Аналіз доступних літературних джерел [3, 4] показав, що в сучасних радіосистемах передачі інформації необхідно враховувати вплив іоносферних ефектів і максимально знижувати такий вплив. Як наслідок, підвищиться якість зв'язку супутникових телекомунікацій із КА. Актуальними сучасними

напрямами подолання даної проблеми є дослідження впливу частотно-селективних замирань на зміни радіозв'язку із КА, котрий пройшов іоносферну ділянку [3]. До таких об'єктів належать пілотовані КА, космічні капсули, що спускаються, космічні зонди, боєголовки міжконтинентальних ракет, капсули з пробамі, а також об'єкти, що можуть або повинні згоріти, наприклад, супутники котрі відпрацювали свій ресурс та інш.

Існують способи покращення телеметрії, які засновані на використанні термозахищених зовнішніх антен або зовнішніх конструкцій, для компенсації радіонепроникного бар'єру високотемпературної плазми [4]. В [2] був запропонований підхід щодо забезпечення радіозв'язку через плазму, однак питання про використання модульованого електронного пучка в якості антени до кінця не розроблено. В [4] розглянуто оригінальне рішення створення пристрою для здійснення радіозв'язку через плазму.

Недоліком таких пристроїв є їх невисока надійність, високі енерговитрати та погіршення аеродинамічних властивостей КА.

Тому актуальною є розробка основних принципів формування імпульсного завадостійкого низькотемпературного плазмового середовища, котре сприяє безперешкодному проходженню радіосигналів.

Формулювання мети статті – підвищення завадостійкості радіосигналу, заснованого на генерації штучного імпульсного середовища, котре зменшує вплив зовнішньої іонізованої оболонки на проходження електромагнітних хвиль. Для якісного та зручного, з практичної точки зору, формування штучної плазми в середині конструкції КА, необхідно розробити критерій основного місцеутворення

зарядоносіїв плазми та розробити конструкцію плазмового випромінювача.

Результати досліджень. Для розроблення критерію основного місцеутворення зарядоносіїв у плазмі, необхідно встановити зв'язок плазми з емісією позитивних іонів (δ - процеси) та електронів (f - процеси), котрі являють собою два складових процеси одного загального явища іонно-електронної емісії. У стаціонарному розряді, що жевріє, ν - процеси встановлюють динамічну рівновагу між зарядоносіями, котрі входять у плазму та виходять із неї, тим самим обумовлюють квазінейтральність плазмового випромінювання. За допомогою емісії іонів із катодного кордону плазми можна визначити аспекти основного місцеутворення позитивних іонів, котрі надходять на катод.

Аналіз загальної емісії зарядоносіїв [6], що розглядалися в різних розрядах, що жевріють, у залежності від матеріалу катоду та роду газу в нормальному та аномальному режимах, дозволяє зробити висновок, що неможливо однозначно встановити, де створюється основний потік позитивних іонів, котрі надходять на катод; на відміну від тверджень більшості теорій катодного падіння потенціалу [7]. Автори [8, 9] припускають, що це відбувається в темному круковому просторі, або у від'ємному випромінюванні. Вони стверджують, що вказані процеси залежать лише від режиму розряду. Однак, як видно із проведених досліджень та досліджень із [10], це не відповідає реаліям. Наприклад, у нормальному розряді, що жевріє, з гелієм та залізним катодом потік позитивних іонів, утворених в плазмі від'ємного випромінювання майже у два з половиною рази більший потоку іонів, створених у круковому просторі. Подібне спостерігається в розряді з неоном (табл. 1 та 2).

Таблиця 1

Значення коефіцієнтів взаємодії швидкого електрона з плазмою в різних газах із нікелевим катодом

Газ	M	γ	δ	ν
Ar	12,807	0,058	0,424	1,848
He	10,176	0,060	0,735	2,470
Ne	4,707	0,090	1,571	4,142
H ₂	9,433	0,068	0,656	2,312
N ₂	8,750	0,077	0,593	2,196

Навпаки, в розряді з воднем, де навіть в аномальному режимі потік іонів із крукового простору домінує над потоком іонів, котрі надходять із від'ємного випромінювання.

Аналіз даних табл. 1 та 2 свідчить про те, що питання місцеутворення позитивних іонів вирішу-

ється неоднозначно, а відповідь на нього залежить від конкретного розряду. Насамперед, місцеутворення іонів визначається родом газу, потім γ - процесами на катоді, режимом розряду та матеріалом катоду. Критерій однозначного визначення місцеутворення основного потоку іонів, котрий надходить на катод, можна отримати в аналітичній формі наступним чином.

Таблиця 2

Значення коефіцієнтів взаємодії швидкого електрона з плазмою в різних газах із залізним катодом

Газ	M	γ	δ	ν
Ar	17,672	0,050	0,188	1,376
He	15,565	0,030	1,206	3,412
Ne	5,114	0,080	1,641	4,282
H ₂	12,631	0,061	0,376	1,752
N ₂	9,855	0,059	0,823	2,646

Оскільки щільність струму позитивних іонів $j_{i\delta}$, що утворюються δ - процесами, складає

$$j_{i\delta} = j_{ek} \cdot \delta_{\Delta} \cdot M,$$

де $M = \exp(\bar{\alpha}d)$, а щільність струму іонів j_{ik} , котрі зімітовано в темному круковому просторі, за умови, що $x=0$ на катоді, рівна $j_{ik} = j_{ek} \cdot (M-1)$.

Їх відношення за умови рівності $j_{i\delta} = j_{ik}$ набуває вигляду $\frac{j_{i\delta}}{j_{ik}} = \frac{\delta_{\Delta} \cdot M}{M-1} = 1$.

Звідси значення коефіцієнта δ_{Δ} при однакових потоках іонів на катод відповідає $\delta_{\Delta} = \frac{M-1}{M}$.

Для загального коефіцієнта ν_{Δ} - цей вираз приймає вигляд $\nu_{\Delta} = \frac{2(M-1)}{M} + 1$

Для конкретного розряду з відповідною комбінацією роду газу та матеріалу катоду, а також відомим значенням ν знайдемо відповідне значення δ за виразом $\delta = \frac{1+\gamma}{\gamma \cdot M} - 1$, або, відповідно, за співвідношенням $\nu = \frac{2(1+\gamma)}{\gamma \cdot M} - 1$.

Порівнюючи δ_{Δ} та δ , або ν_{Δ} та ν можна точно визначити основне місцеутворення позитивних іонів, котрі надходять на катод.

Коли $\delta < \delta_{\Delta}$ та $\nu < \nu_{\Delta}$, маємо критерій того, що позитивні іони, в основному, створюються в темному круковому просторі. Наприклад, згідно з

табл. 1 має місце: $M=12,807$; $\gamma=0,058$; $\delta=0,424$ та $\nu=1,848$. Значення δ_Δ та ν_Δ відповідно рівні 0,92 та 2,84. Аналізуючи, бачимо, що $\delta < \delta_\Delta$ та $\nu < \nu_\Delta$. Отже, основне місцеутворення позитивних іонів знаходяться в темному круковому просторі. Тут має місце нерівність $\frac{1+\gamma}{\gamma \cdot M} - 1 < \frac{M-1}{M}$.

Яка являє собою критерій визначення основного місцеутворення позитивних іонів у катодній області розряду.

Розглянемо приклад. У відповідності із табл. 2 маємо $M=15,565$; $\gamma=0,03$; $\delta=1,206$; $\nu=3,412$. Значення δ_Δ та ν_Δ відповідно рівні 0,935 та 2,872.

Видно, що $\delta > \delta_\Delta$ та $\nu > \nu_\Delta$. В даному випадку маємо вираз $\frac{1+\gamma}{\gamma \cdot M} - 1 > \frac{M-1}{M}$, який є критерієм того, що в указаному розряді основним місцеутворенням позитивних іонів, котрі створюють вторинну електронну емісію на катоді, є плазма від'ємного випромінювання.

Отже, загальним критерієм визначення основного місцеутворення позитивних іонів є умова $\frac{1+\gamma}{\gamma \cdot M} - 1 \leq \frac{M-1}{M}$. Указаній умові відповідає відношення $\frac{j_{i\delta}}{j_0} \geq 0,5$. Оскільки до загальної щільності розрядного струму j_0 на катоді крім $j_{i\delta}$, j_{ik} входить також щільність електронного струму на катоді $j_{ek} = \frac{\gamma \cdot j_0}{1+\gamma}$, то в цьому випадку $j_{i\delta} > j_{ik}$. Необхідно тільки, щоб нерівність $j_{i\delta} > 0,5j_0$ або $j_{i\delta} < 0,5j_0$ відрізнялись більше ніж на j_{ek} .

Для визначення місцеутворення електронів, котрі надходять у фарадеевий простір та на анод, також існує критерій, який можна визначити через коефіцієнти δ та ν .

Оскільки на анодному кордоні плазми від'ємного випромінювання іонний струм відсутній, загальний розрядний струм j_0 обумовлений виключно електронами, котрі утворено як у темному круковому просторі (утворюють $x=d$ струм j_{ed}), так і в плазмі від'ємного випромінювання (утворюють струм j_{ec}). За умови рівності цих струмів $j_{ed} = j_{ec}$ на анодному кордоні їх відношення повинно бути рівним 1 та коефіцієнт електронної емісії із плазми

f складає $f = \frac{1+\gamma}{\gamma \times M}$. За вказаною умовою та рівністю $\delta_\Delta = 1$, загальний коефіцієнт емісії плазми ν_Δ за тієї ж умови повинен складати 3.

Із цього випливає, що якщо для конкретного розряду $f > 2$ та $\nu > 3$, то основним місцем утворення електронів, котрі надходять на анод, є плазма від'ємного випромінювання. В протилежному випадку, коли $f_\Delta < 2$ та $\nu_\Delta < 3$, таким місцеутворенням є темний круковий простір. У першому прикладі для розряду в аргоні з нікелевим катодом $f = 1,124$ та $\nu = 8,412$. Порівнюючи, видно, що $f < f_\Delta$ та $\nu < \nu_\Delta$. У цьому розряді основне місцеутворення електронів відбувається в темному круковому просторі. В другому прикладі для розряду в гелії із залізним катодом $f = 2,206$ та $\nu = 8,412$. Маємо $f > f_\Delta$ та $\nu > \nu_\Delta$ відповідно, в цьому розряді основним місцем утворення електронів є плазма від'ємного випромінювання. В даному випадку об'ємний заряд у фарадеевому просторі обумовлений, в основному, електронами, котрі надходять із від'ємного випромінювання.

Отже, загальним критерієм основного місцеутворення електронів, котрі надходять на анод, є

$$f \lesssim 2; \nu \lesssim 3.$$

Відомо, що протяжність плазми від'ємного випромінювання L плоскопаралельного розрядного проміжку не зростає у випадку віддалення анода від катода на приведену відстань l_p , окрім того l_{p0} , котре необхідне для розміщення короткого розряду, що жевріє. Навпаки, якщо анод наближається до катода на відстані $l_p < l_{p0}$, то L скорочується, внаслідок виникнення ускладнених умов.

Однак існує можливість зниження впливу ускладнених умов та збереження розмірів плазми під час зменшення міжелектродної відстані, якщо пласкі анод та катод розгорнути так, як це показано на рис. 1.

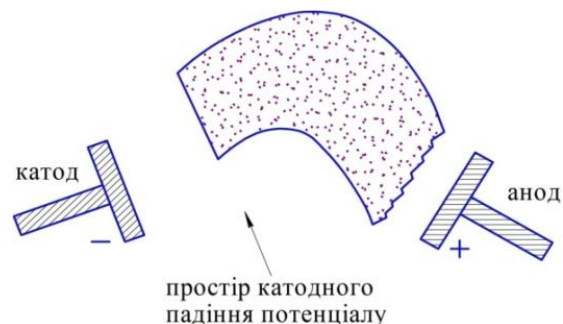


Рис. 1. Розрядні зони розряду, що жевріє, з ускладненими умовами

Видно, що в указаному розташуванні електродів зони катодної області виходять у вільний простір

та розташовуються в ньому повністю. Як наслідок, короткий розряд, що жевріє, горить, за невеликого збільшення напруги U_T . На прямій, котра з'єднує електроди, розрядних зон немає, оскільки тут присутні ускладнені умови. Вільний простір можна розташовувати справа або зліва від осі розрядного проміжку, ближче до катода або анода.

Проведені експериментальні дослідження [10] показують, що, незважаючи на існуючі ускладнені умови між анодом та катодом $Ip < I_0 p_0$, за наявності вільного простору довільної форми, розряд займає цей простір, якщо стійко працює. При цьому розміри плазми не зменшуються, оскільки ν - процеси на обох кордонах її проявляються з попередньою інтенсивністю. Отже, використовуючи ускладнені умови розряду, можна повністю розміщувати зони катодної області в заданому просторі та потрібному напрямку. Не зупиняючись на досягнутому результаті можна, використовуючи граничне зближення плоских електродів, поєднати їх концентрично в компланарній формі так, щоб дисковий катод був розташований всередині плоского кільцевого анода з проміжком gr , котрий не перевищує половини товщини темного крукового простору $d_n p_0$, у випадку нормального режиму розряду, що жевріє.

На рис. 2, показано, як за умов компланарного розрядного проміжку електродна система розташовується в одній площині у одного із торців розрядної камери, в зоні катодної області розряду, що жевріє, займає весь об'єм камери. Створені тут ускладнені умови діють лише безпосередньо в проміжку між анодом та катодом, виконуючи тепер позитивну характеристику (ускладнюючи безпосередній пробій між електродами). Така форма розрядного проміжку дуже зручна для розташування в околі щільової антени КА

На зони катодної області та тим більше на скорочення протяжності плазми L ці умови не впливають, оскільки ν - процеси на кордоні плазми нічим не пригнічуються. Включивши в електричне коло компланарний розряд, напруга запалювання U_3 та горіння U_T не суттєво відрізняються від відповідних U_3 та U_T звичайного розряду, що жевріє; згідно з [6].

Однак форма цього розряду має суттєву відмінність. Безпосередньо між площиною електродів та плазмою, локалізується темний простір, котрий являє собою повністю поєднаний круковий та фарадєєвий темні простори. Торець плазми, звернений до площини електродів, має різкий кордон випромінювання, а зворотний торець має слабконтрастний кордон сферичної форми.

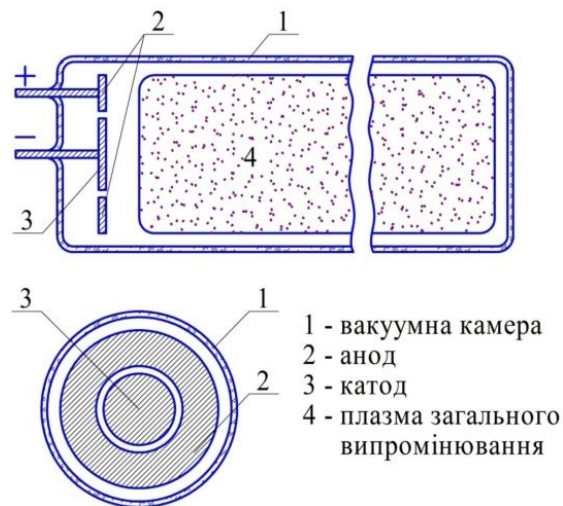


Рис. 2. Плазма загального випромінювання в пристрої із компланарним анодом та катодом, із одностороннім їх розташуванням

Видно, що циліндричний плазмовий стовп компланарного розряду має більш яскраве випромінювання, у порівнянні з плазмою звичайного від'ємного випромінювання. Тому що в компланарному проміжку діаметр електродної площини більше, ніж у 1,5 рази за діаметр звичайних електродів плоскопаралельного проміжку за умов рівної площі катода та анода. Діаметр плазмового стовпа в компланарному розряді у стільки ж разів перевищує діаметр плазми звичайного від'ємного випромінювання. Окрім того, встановлено, що довжина плазми L_k компланарного розряду більша від плазми від'ємного випромінювання, котра утворена в плоскопаралельному розряді, що жевріє. Для встановлення характерних властивостей та відмінностей компланарного розряду з плоскопаралельним проміжком, у даній дисертаційній роботі проведено їх експериментальне порівняння.

Оскільки розряд із компланарними електродами працює за наявності ускладнених умов, то він являє собою тільки короткий розряд, що жевріє. Для його порівняння зі звичайним розрядом, що жевріє, котрий має плоскопаралельні електроди, в компланарному проміжку анод і катод були виконані з однаковою площею із одного й того ж матеріалу.

Компланарний катод мав такий самий діаметр d_k , як і діаметр анода та катода в плоскопаралельному проміжку. Щоб площа компланарного анода S_a дорівнювала площі катода S_k , необхідно виконати наступне співвідношення:

$$S_a = S_k = \frac{\pi D_{3B}}{4} - \frac{\pi D_{BH}}{4},$$

де $D_{ЗВ}$ – зовнішній діаметр анода, котрий має вигляд кільця; $D_{ВН}$ – внутрішній діаметр. Внутрішній діаметр можна представити у вигляді

$$D_{ВН} = d_k + 2r,$$

де r – проміжок між компланарними електродами. З урахуванням r можна отримати величину зовнішнього діаметра $D_{ЗВ} = \sqrt{d_k^2 + (d_k + 2r)^2}$.

Вибравши величини $d_k = 2,5 \cdot 10^{-2}$ м та $r = 2 \cdot 10^{-3}$ м, отримано $D_{ЗВ} = 3,83 \cdot 10^{-2}$ м.

Обидва розрядних проміжки були змонтовані в однакових розрядних трубках діаметром $5,2 \cdot 10^{-2}$ м довжиною 0,31 м. Після однакової вакуумної обробки, знегазовування та відкачки, обидва пристрої були заповнені до $p = 173$ Па, неоном.

Виміряні вольт-амперні характеристики розрядів із компланарними та плоскопаралельними проміжками представлені на рис. 3.

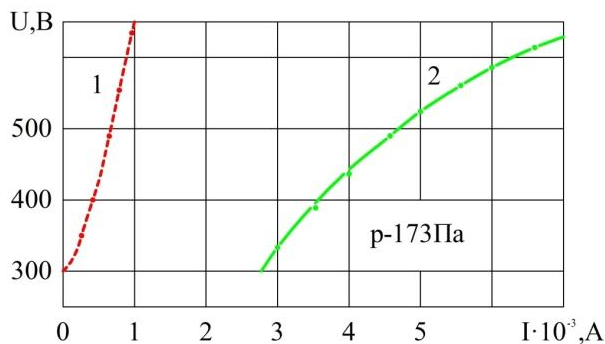


Рис. 3. Вольт-амперні характеристики розряду, що жевріє, за рівних експериментальних умов:
1 – із плоскопаралельним розрядним проміжком;
2 – із компланарним розрядним проміжком

Порівнявши характеристики бачимо, що напруга горіння даних розрядів знаходиться в однакових діапазонах. Однак за розрядним струмом характеристика компланарного розряду зсунута в область великих струмів на порядок. Це свідчить про те, що електропровідність компланарного розрядного проміжку значно вища, ніж у проміжку з плоскопаралельними електродами.

За формою характеристики компланарного розряду видно, що зі зростанням аномальності розряду відбувається більш суттєве збільшення струму, ніж напруги. У розряді з плоскопаралельним проміжком навпаки, зі зростанням аномального режиму інтенсивніше відбувається зростання напруги горіння, ніж збільшення розрядного струму. Рис. 3 свідчить,

що на всіх ділянках, котрі відповідають характеристикам, має місце нерівність $\frac{dJ_{\text{ком}}}{dU} > \frac{dJ_{\text{пл}}}{dU}$.

Для порівняння вказаних розрядів проводилось дослідження протяжності плазми від'ємного випромінювання в залежності від зростання аномальності розряду $L = f(U)$ в тих же умовах. Результати порівняння представлені на рис. 4 та 5.

У ході проведення досліджень установлені наступні характерні відмінності:

1) оскільки загальний діаметр компланарних електродів у 1,5 рази більший, у стільки ж разів більший діаметр плазмового стовпа в компланарному розряді;

2) протяжність плазми від'ємного випромінювання в компланарному розряді L_k , згідно із рис. 4 та 5, перевищує $L_{\text{пл}}$. Із підвищенням аномальності режиму різниця $\Delta L = L_k - L_{\text{пл}}$ стає більшою;

3) яскравість світіння плазми компланарного розряду суттєво вища, ніж звичайного від'ємного випромінювання. Випромінювання плазми виходить не тільки через бічну поверхню скляної розрядної камери, але й через вільний торець камери;

4) під впливом швидких електронів, котрі надходять із темного простору, δ - та f -процеси утворюються тільки на одному кордоні плазми компланарного розряду. Внаслідок цього утворюються односторонні ν -процеси, тобто плазмі властива одностороння іонна та електронна емісія.

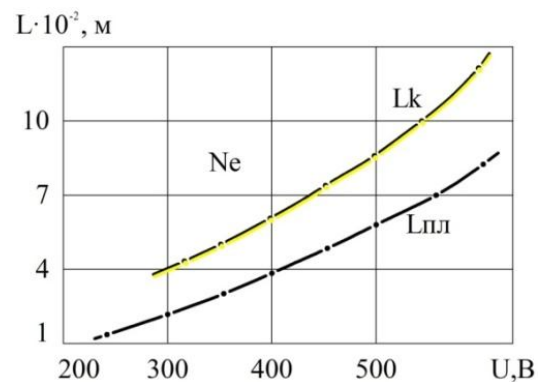


Рис. 4. Протяжність плазми від'ємного випромінювання, в залежності від зростання аномальності розряду, за рівних експериментальних умов

Зазначені відмінності компланарного розряду обумовлено такими причинами. В розряді, що жевріє, з плоскопаралельними електродами довжина релаксації швидких електронів у плазмі обмежується не тільки впливом непружних процесів, але й, згідно із [10], зустрічним електричним полем невеликої напруженості. Це поле утворене просторовим

зарядом електронів на кордоні з фарадеевим темним простором. Результатом цього є те, що зустрічне електричне поле зменшує довжину релаксації електрона та протяжність плазми від'ємного випромінювання. З урахуванням вищезазначеного, протяжність плазми L_k компланарного розряду більша, ніж плазми звичайного від'ємного випромінювання $L_{\text{ВВ}}$.

У компланарному розряді швидкі електрони після виходу в плазму зменшують свою довжину релаксації тільки під впливом непружних процесів, оскільки на їх шляху відсутнє зустрічне електричне поле, відсутній просторовий заряд електронів фарадеевого простору та аноду. На компланарний анод теплові електрони надходять тільки внаслідок ν - процесів із того ж кордону плазми, звідки надходять іони на катод.

Відносно великий розрядний струм у компланарному розряді обумовлений суміщенням анода і катода в одній площині.

Це суміщення призводить до того, що торцева поверхня плазми збільшується. В зв'язку з цим швидкі електрони входять у плазму не тільки через поверхню, розташовану навпроти катода, але й також через поверхню плазми, котра знаходиться навпроти анода. Як результат, δ - та f - процеси незалежно один від одного діють на всій торцевій поверхні плазми. Під впливом збільшених ν - процесів створюється суттєво більший потік позитивних іонів на катод та такий же великий потік електронів на анод.



Рис. 5. Протяжність плазми від'ємного випромінювання в короткому розряді, що жевріє, з плоскопаралельними $L_{\text{пл}}$ та компланарними L_k електродами за рівних експериментальних умов

Ці характерні особливості компланарного розряду призводять до того, що за рівних умов його струм значно перевищує струм звичайного короткого розряду, що жевріє (рис. 3).

Отже, розглянутий спосіб утворення плазми від'ємного випромінювання показує що за допомогою ν - процесів можливо збільшити розміри плазми, підвищити її інтенсивність випромінювання та отримати нові характерні властивості.

Висновки

Викладені дослідження впливу ν - процесів на механізм фізичних процесів катодної області розряду, що жевріє, вказують на наступні результати:

1. Знайдено критерій основного місцеутворення позитивних іонів, котрі надходять на катод; та електронів, що надходять на анод. За цим критерієм для іонів маємо, що, коли $(\nu+1) \geq \frac{2(1+\gamma)}{\gamma \cdot M}$, то основним місцем утворення позитивних іонів є плазма від'ємного випромінювання.

Якщо $(\nu+1) < \frac{2(1+\gamma)}{\gamma \cdot M}$, таким місцеутворенням є темний кружковий простір. Для електронів критерій показує, що, коли $f \geq \frac{(1+\gamma)}{\gamma \cdot M}$, то основна кількість електронів, котрі надходять на анод, утворюється в плазмі від'ємного випромінювання, якщо ж $f < \frac{(1+\gamma)}{\gamma \cdot M}$, то основним місцем утворення електронів є темний кружковий простір.

2. За допомогою ν - процесів легко встановити, що за будь-якої комбінації роду газу та за будь-якого режиму розряду, що жевріє, плазма від'ємного випромінювання суттєво впливає на вторинну електронну емісію на катоді та розподіл щільності струмів у темному кружковому просторі. Коли $\frac{(\nu+1)}{2} > \frac{(1+\gamma)}{\gamma \cdot M}$ цей вплив є домінуючим.

3. Протяжність плазми від'ємного випромінювання суттєво залежить від енергії електрона, роду газу та матеріалу катода.

4. Використавши ν - процеси та ускладнені умови, знайдено спосіб збільшення розмірів плазми в компланарному розряді, що жевріє, зі змінними її властивостями. Даний підхід дуже зручний для використання в околі щільової антени КА.

Отримані результати збільшення розмірів плазми вказують правильний напрямок досягнення поставленої мети статті для підвищення завадостійкості радіосигналу.

Литература

1. Домрачева, К. О. Загальна порівняльна оцінка завадостійкості телекомунікаційних систем [Текст] / К. О. Домрачева // Наукові записки Українського науково-дослідного інституту зв'язку. – 2016. – №3(43)/ – С. 83-89.
2. Макаренко, С. И. Помехозащищенность систем связи с псевдослучайной перестройкой рабочей частоты [Текст] : моногр. / С. И. Макаренко, М. С. Иванов, С. А. Попов. – СПб. : Свое издательство, 2013. – 166 с.
3. Литвина, З. Ю. О возможности передачи информации через плазму [Текст] / З. Ю. Литвина // Системи обробки інформації. – 2007. – № 9. – С. 127-128.
4. Коняхин, Г. Ф. Устройство для передачи информации со спускаемого летательного аппарата [Текст] / Г.Ф. Коняхин, А. Ю. Мелашенко, З. Ю. Литвина // Системи обробки інформації. – 2001. – № 5(15). – С. 201-204.
5. Кучер, Д. Б. Построение моделей неравновесных состояний электронов в полупроводниковой плазме для сверхпроводящей защиты радиотехнических средств ВСУ [Текст] / Д. Б. Кучер, А. И. Фык // Системи озброєння і військова техніка. – 2015. – № 4(44). – С. 80-82.
6. Smirnov, B. M. *Theory of Gas Discharge* [Text] / B. M. Smirnov // *Plasma Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics*. – Switzerland, 2015. – 423 p.
7. Israel, D. Charge exchange collisions and the ion velocity distribution at the electrode of low pressure capacitive RFdischarges [Text] / D. Israel, K.-U. Riemann, L. Tsendin // *Journal of Applied Physics*. – 2006. – Vol. 99. – P. 303-308.
8. Izhovkina, N. I. Plasma inhomogeneities and radiowave scattering in experiments with electron pulses in the ionosphere [Text] / N. I. Izhovkina, N. S. Erokhin, L. A. Mikhaylovskaya // *Geomag. and Aeronomy*. – 2014. – Vol. 54, No 1. – P. 73 - 81.
9. Голант, В. Е. Основы физики плазмы [Текст] / В. Е. Голант, А. П. Жилинский, И. Е. Сахаров. – СПб. : Лань, 2011. – 448 с.
10. Townsend, J. S. *Theory of Ionization of Gases by Collision (Classic Reprint)* [Text] / J. S. Townsend. – London Constable & Company Ltd - University of Toronto, 2015. – 112 p.

References

1. Domracheva, K. O. Zahal'na porivnyal'na otsinka zavodostiykosti telekomunikatsiynykh system [General comparative evaluation of telecommunication systems noise immunity]. *Naukovi zapysky Ukrayins'koho naukovo-doslidnoho instytutu zv'yazku*, 2016, no. 3(43), pp. 83-89.
2. Makarenko, S. I., Ivanov, M. S., Popov, S. A. *Pomehozaschischennost sistem svyazi s psevdoslu-chaynoy perestroykoй rabochey chastoty* [Interference free feature of communication systems with pseudorandom reorganization of operating frequency]. St. Petersburg: Svoe izdatel'stvo Publ., 2013. 166 p.
3. Litvina Z. Yu. O vozmozhnosti peredachi in-formatsii cherez plazmu [About a possibility of information transfer through plasma]. *Systemy obrobky informatsiyi*, 2007, no. 9, pp. 127-128.
4. Konyahin, G. F., Melashenko, A. Yu, Litvina, Z. Yu. *Ustroystvo dlya peredachi in-formatsii so spuskaemogo letatel'nogo apparata* [Device for the transfer of information from the spacecraft]. *Systemy obrobky informatsiyi*, 2001, no. 5(15), pp. 201-204.
5. Kucher, D. B., Fyik, A. I. *Postroenie modeley neravnovesnykh sostoyaniy elektronnov v poluprovodnikovoy plazme dlya sverhprovodyaschey zaschityi radiotekhnicheskikh sredstv VSU* [Creation of nonequilibrium elektronn statuses models in semiconductor plasma for superconducting radio engineering means of AFU protection]. *Systemy ozbroynnya i viys'kova tekhnika*, 2015, no. 4(44), pp. 80-82
6. Smirnov, B. M. *Theory of Gas Discharge. Plasma Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics*, Switzerland, 2015. 423 p.
7. Israel, D., Riemann, K.-U., Tsendin, L. *Charge exchange collisions and the ion velocity distribution at the electrode of low pressure capacitive RFdischarges*. *Journal of Applied Physics*, 2006, vol. 99, pp. 303-308.
8. Izhovkina, N. I., Erokhin, N. S., Mikhaylovskaya, L. A. Plasma inhomogeneities and radiowave scattering in experiments with electron pulses in the ionosphere. *Geomag. and Aeronomy*, 2014, vol. 54, no. 1, pp. 73-81.
9. Golant, V. E., Zhilinskii, A. P., Saharov, I. E. *Osnovy fiziki plazmy* [The basics of plasma physic]. St. Petersburg, Lan' Publ., 2011. 448 p.
10. Townsend, J. S. *Theory of Ionization of Gases by Collision (Classic Reprint)*. London Constable & Company Ltd - Gerstein - University of Toronto, 2015. 112 p.

ПРИНЦИП ФОРМИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЫ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТИ РАДИОСИГНАЛОВ

А. В. Шефер

В статье предложены подходы уменьшения влияния ионосферной среды на прохождение электромагнитных волн. Сформированы принципы образования помехоустойчивой среды, которые базируются на воздействии искусственно созданной низкотемпературной плазмы на ионосферный радионепроницаемый слой. Определен основной критерий местообразования зарядоносителей низкотемпературной плазмы. Путем исследований, найден способ увеличения размеров плазмы и удобная форма со сменными свойствами. Данный принцип имеет прикладной характер для применения вблизи щелевой антенны космического аппарата.

Ключевые слова: телеметрическая связь, помехоустойчивая среда, космический аппарат, низкотемпературная плазма, зарядоносители.

THE PRINCIPLE OF PULSED PLASMA ENVIRONMENT FORMATION TO IMPROVE THE SIGNALS NOISE IMMUNITY

O. V. Shefer

In article approaches of reduction the ionospheric medium influence on the propagation of electromagnetic waves is proposed. The education principles of error-correcting environment, based on the influence of artificial low-temperature plasma in the ionospheric RC layer are formed. The main criterion of sardonically low-temperature plasma habitat is determined. By the research, the way of plasma's size increasing and a convenient form with interchangeable properties were found. This principle has applied nature for using in close proximity to the slit of spacecraft antenna.

Keywords: a telemetry link, noise immune environment, spacecraft, low-temperature plasma, sardonically.

Шефер Олександр Віталійович – канд. техн. наук, доцент; доцент кафедри автоматизації та електропривода, Полтавський національний технічний університет імені Юрія Кондратюка, Полтава, Україна, e-mail: avs075@ukr.net.

Shefer Oleksandr Vitaliyovych – Candidate of Technical Science, Associate Professor, Associate Professor of Automation and Electric Drive Department, Poltava National technical Yuri Kondratyuk University, Poltava, Ukraine, e-mail: avs075@ukr.net.