

Підставляючи (10) в (9) і враховуючи той факт, що

$$s_0^{\pm} = -\Omega_{\rho II}^2 \beta_0 \sqrt{2ka} \cdot \varepsilon_0^{-3/4} \pm \sqrt{4\pi P}, \quad (11)$$

дістанемо для зсуву власної частоти резонатора ($\text{Re } P_D$) і відповідної ширини лінії ($\text{Im } P_D$) такі рівняння:

$$4\pi \text{Re } P_D + \Omega_{\rho II}^4 \beta_0^2 2ka = \frac{\pi^2 m^2}{M^2}, \quad (12)$$

$$4\pi \text{Im } P_D = -\frac{2\pi m}{M^3} (0,824 \pi_m + 3\Omega_{\rho II}^2 \beta_0^2 M), \quad (13)$$

$$M = \sqrt{\frac{2kl^2}{a\varepsilon_0^{1/2}}}; \quad m = 1, 2, \dots$$

Оскільки при виведенні цих формул істотним є припущення про незначні дифракційні втрати і зсуви частоти ($4\pi P \ll 1$), то додаткове розширення лінії, обумовлене винесенням енергії хвилі плазмою, є малим в порівнянні з дифракційним. Таким чином, основним ефектом наявності плазми в резонаторі у випадку, який ми тут розглядаємо, є зсув резонансних частот, що, на відміну від слабого магнітного поля, суттєво залежить від швидкості плазми.

ЛІТЕРАТУРА

1. Л. А. Вайнштейн. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., «Сов. радио», 1966.
2. Н. Винер, Р. Пэли. Преобразование Фурье в комплексной области. М., «Наука», 1964.
3. И. М. Рапопорт. ДАН СССР, 59, 1403.
4. С. С. Калмыкова, В. И. Курилко. ПММ, 33, 1969, 638:

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАГАСАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ У ПЛАЗМОВИХ ЗГУСТКАХ

В. Д. Бахтін, Л. Г. Мартиненко, О. Г. Нерух, В. А. Слюсарський

При вивченні взаємодії електромагнітних хвиль з плазмою становить інтерес визначення впливу плазових згустків, що генеруються джерелами різних типів, на розповсюдження поля. Такі дослідження мають значення для вирішення ряду технічних задач і можуть бути корисні при з'ясуванні механізму взаємодії електромагнітних хвиль з плазмою.

У даній роботі викладаються результати експериментального дослідження загасання електромагнітних хвиль субмілі-

метрового діапазону в плазмових згустках, що створюються конічним ерозійним джерелом, аналогічним описаному в роботі [1].

Основними частинами вимірювальної установки є вакуумна камера і НВЧ апаратура. Електромагнітна енергія, що випромінюється генератором, модулюється напівпровідниковим модуля-

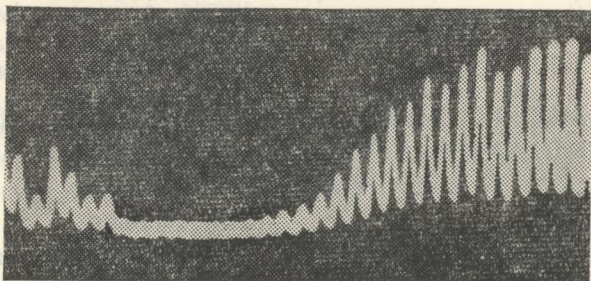


Рис 1. Типова осцилограма, що характеризує загасання НВЧ хвилі в плазмі.

тором, встановленим у хвилеводі, надходить на передавальну рупорно-лінзову антену і крізь тефлонове вікно потрапляє до вакуумної камери. НВЧ потужність, що пройшла через камеру,

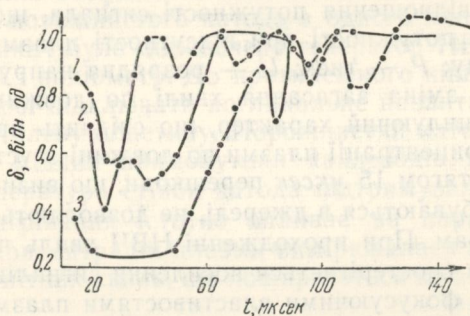


Рис. 2. Залежність загасання НВЧ хвилі в плазмі від часу: 1 — $U=0,7$ кв; 2 — $U=1,4$ кв; 3 — $U=1,8$ кв.

надходить до приймальної рупорно-лінзової системи і детектується.

Продетектований сигнал посилюється і подається на вхід імпульсного осцилографа. Частота зонduючого сигналу — 335 Гц, частота модуляції — 200 кГц. На модулятор подавалася постійна напруга, що забезпечувала його роботу на лінійній ділянці характеристики. Застосування модуляції НВЧ поля

дозволило значно підвищити чутливість приймальної апаратури і провести часове градування одержаних осцилограм одночасно з реєстрацією корисного сигналу.

Зондування здійснювалося на відстані 17 см від джерела в напрямку, перпендикулярному осі розповсюдження плазмового згустка. Точність вимірювання обумовлена, головним чи-

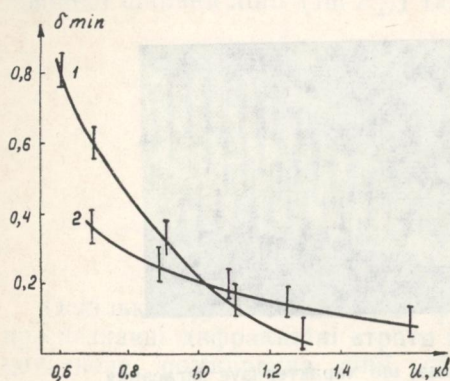


Рис. 3. Залежність максимального загасання НВЧ хвилі в плазмі від розрядної напруги 1 — $p = 9 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.; 2 — $p = 1 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.

ном, розв'язувальною здатністю осцилографа, глибиною модуляції і стабільністю зондуючого сигналу. В експериментах характеристики зондуючого сигналу за час вимірювання, що дорівнює 200 мксек, практично не змінювалися.

Проводилося вимірювання розподілу загасання НВЧ хвилі по довжині плазмового згустка при різних розрядних напругах в області тиску $1 \cdot 10^{-4} - 9 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. Типова осцилограма зображена на рис. 1, а, результати вимірювань показані на

рис. 2, де δ — відношення потужності сигналу, що пройшов через плазму, до потужності при відсутності плазми; t — час від початку розряду; P — тиск; U — розрядна напруга. Як випливає з рис. 1, 2, зміна загасання хвилі по довжині плазмового згустка має осцилюючий характер, що свідчить про нерівномірний розподіл концентрації плазми по довжині згустка. На початку розряду протягом 15 мксек перешкоди, що визначаються процесами, які відбуваються в джерелі, не дозволяють здійснити обробку осцилограм. При проходженні НВЧ хвиль через хвостову частину згустка спостерігається посилення сигналів, що, можливо, обумовлено фокусуючими властивостями плазми. Одночасно із зростанням протяжності згустка при збільшенні розрядної напруги посилюється загасання хвилі, що свідчить про підвищення концентрації плазми. Для тиску $1 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. і нижче та напруг понад 1,5 кв існує область повного закриття сигналу, що підтверджує наявність у згустку плазми концентрацією понад $1,2 \cdot 10^{15}$ см⁻³. На рис. 3 наведено залежність максимального загасання сигналу від розрядної напруги при різних тисках у вакуумній камері. Зміна довжини згустка при зміні тиску пов'язана, очевидно, з гальмуючою дією залишків газу і процесами перезарядки.

Методика, описана нами, є доповненням до методу «відсічки» НВЧ променя. Вона розкриває широкі можливості для діагностики імпульсної плазми і збільшує потік інформації, одержуваної методом «відсічки».

ЛІТЕРАТУРА

І. И. Т. Гужовский, А. Ф. Кривонос, Б. Г. Сафронов. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. Изд. АН УССР, Киев, 1963.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ВЛАСНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ПЛАЗМИ В ПОРОЖНИСТОМУ КАТОДІ-ХВИЛЕВОДІ

Ю. М. Латинін

Вивчення характеристик плазми в порожнистому катоді-хвилеводі (ПКХ) викликає інтерес у зв'язку з розробкою різноманітних плазмових НВЧ пристроїв. У даній роботі досліджується власне випромінювання плазми порожнистого катода-хвилевода залежно від параметрів розряду.

Дослідження проводилися на установці, що складається з таких частин: порожнистого катода-хвилевода, генератора НВЧ хвиль, вимірника коефіцієнта стоячої хвилі та радіометра 3 см діапазону. До порожнистого катода з одного кінця через хвилеводний перемикач було підключено генератор НВЧ хвиль з вимірником КСХ і радіометр. До протилежного кінця катода можна було по черзі підключити поглинальну навантаження або закорочуючу металеву пластину. Порожнистий катод-хвилевод виготовлявся з мідних прямокутників хвилеводів перерізом 23×10 мм. Температура стінок катода підтримувалася постійною, оскільки їх нагрівання істотно впливає на параметри плазми в хвилеводі. Концентрація плазми вимірювалася методом відсічки електромагнітних хвиль, що поширюються крізь плазму в хвилеводі.

Суть методу полягає в тому, що при досягненні густиною плазми в хвилеводі певного значення, яке називається критичним, поширення хвиль частотою f припиняється. Густина плазми при цьому визначається із співвідношення [1]

$$n_{cq} = 1,24 \cdot 10^{-8} f^2 \left(1 - \frac{f_c^2}{f^2} \right),$$

де n_{cq} — критична густина плазми в хвилеводі;
 f — частота електромагнітних хвиль, що поширюються крізь плазму порожнистого катода;

f_c — критична частота в хвилеводі.

Дане співвідношення правильне тільки тоді, коли частота зондувочої хвилі більше частоти зіткнення електронів з частинками плазми. Якщо зондувати плазму ПКХ хвилями різної частоти, то можна вивчати залежність густини плазми від величини густини розрядного струму.

Густина плазми визначалася зондуванням її хвилями, частоти яких лежать в діапазоні від 8500 до 12000 Мгц і відповідають критичній густині плазми

в хвилеводі від $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ до $1,25 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Густина струму встановлювалася як відношення величини розрядного струму до величини поверхні порожнистого катода. Зондування плазми показало, що до певних значень густини розрядного струму, залежних від тиску газу, концентрація плазми лінійно зростає із збільшенням густини розрядного струму. При вищих значеннях розрядного струму настає насичення концентрації плазми в хвилеводі.

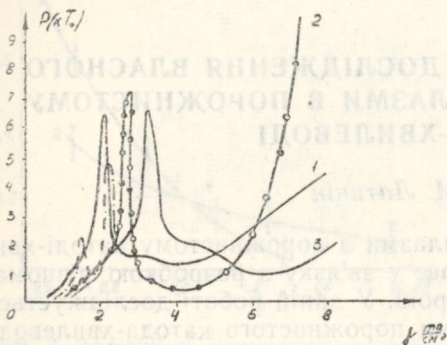


Рис. 1. Залежність потужності випромінювання плазми від густини розрядного струму на частоті: 1 — $f=8,9 \text{ Гц}$; 2 — $f=9,3 \text{ Гц}$ (з боку, протилежного прийманню, приєднане: ● — узгоджене навантаження; ○ — закорочуюча металева пластина); 3 — $f=9,8 \text{ Гц}$, $\rho=0,2 \text{ мм рт. ст.}$

Максимальна густина плазми в ПКХ становить $1,15 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ і мало залежить від тиску газу, але досягається залежно від тиску при різних густинах розрядного струму. Наприклад, при $P=0,4 \text{ мм рт. ст.}$ насичення досягається при 4 ма/см^2 , при $P=0,2 \text{ мм рт. ст.}$ — при 6 ма/см^2 і вище. Існує також оптимальний тиск газу в хвилеводі, де густина плазми є максимальною при тій самій густині розрядного струму.

Досліджувалася залежність потужності випромінювання 3 см діапазону, що генерується стовпом плазми ПКХ, від густини розрядного струму. Потужність випромінювання плазми ПКХ вимірювалася за допомогою супергетеродинного радіометра 3 см діапазону П5-10. Потужність власного рівноважного випромінювання плазми, що сприймається узгодженим приймачем, визначається як

$$P = AT_e \Delta f,$$

де P — потужність випромінювання плазми з прийнятої радіометром в діапазоні частот Δf ;

A — коефіцієнт поглинання плазми;

T_e — температура електронів плазми.

Таким чином, при незмінній температурі електронів потужність випромінювання плазми залежить тільки від коефіцієнта поглинання.

На рис. 1 показана знайдена в експерименті залежність випромінювання від величини густини розрядного струму на частотах 8,9; 9,3 9,8 Гц. При зменшенні розрядного струму від значення, що відповідає критичній густині плазми в хвилеводі, спостерігається різкий спад випромінювання. Останнє пов'язане з тим, що частота зіткнення електронів з частинками плазми значно менше частоти, на якій проводиться зондування. Це підтверджує також одержане в експерименті незначне поглинання хвиль на частотах, що перевищують частоту відсічки в хвилеводі з плазмою.

З рис. 1 також випливає, що до певної густини розрядного струму якісний хід кривої залежності випромінювання відповідає теоретично розрахованій для теплового випромінювання однорідного шару плазми, обмеженого плоскими поверхнями [2]. При густині струму вище 6 ма/см^2 потужність власного випромінювання починає збільшуватися, а на частоті 9,3 Гц вона значно перевищує його рівень в ділянці критичної густини, де випромінювання плазми наближається до випромінювання чорного тіла. На цій же частоті спостерігається істотне зменшення відбивання електромагнітних хвиль від плазми, що пов'язано із збільшенням коефіцієнта поглинання. Можна припустити, що зростання випромінювання з плазми відбувається через трансформацію поздовжніх хвиль в поперечні на неоднорідностях плазми та на межі плазма—вакуум.

Величина потужності випромінювання, що сприймається радіометром, при густині плазми нижче критичної для хвилевода залежить від того, чим закінчується порожнистий катод-хвилевод з боку, протилежного місцю сприймання, де підключено радіометр. На рис. 1 зображено залежність потужності випромінювання плазми від величини густини струму на частоті 9,3 Гц, якщо на кінці ПКХ встановлено: 1) закорочуючу металеву пластину; 2) узгоджене поглинальне навантаження. З рис. 1 видно, що при густині плазми в хвилеводі вище критичної криві збігаються. У цьому випадку відбувається багаторазове відбивання електромагнітних хвиль, випромінюваних з плазми в бік, протилежний сприйманню, між закорочуючою пластиною і плазмою. Ця частина потужності в радіометр не потрапляє.

Коли густина плазми в хвилеводі менше критичної, НВЧ випромінювання, яке виходить з плазми в бік, протилежний сприйманню, відбивається закорочуючою металевою пластиною і потрапляє на вхід радіометра з деяким зсувом по фазі, що обумовлено проходженням крізь плазму та відрізок хвилевода від межі

плазми до закорочуючої пластини. Коли зсув фази відбитої хвилі відносно прямої дорівнює $2\pi n$, де n — ціле число, потужність, що сприймається радіометром, буде більшою, ніж у випадку сприймання тільки однієї прямої хвилі. Такий висновок підтверджується експериментально. Переміщуючи поршень, можна змінити зсув відбитої хвилі на вході радіометра відносно прямої. При цьому максимум випромінювання спостерігається вже при іншій густині розрядного струму.

Слід також відзначити, що дослідження випромінювання з плазми ПКХ при тиску $0,1 \text{ мм рт. ст.}$ і нижче ускладнюється тим, що розряд при великій густині струму працює як «іонний» насос, змінюючи тим самим параметри плазми в хвилеводі. В області тиску газу, вищій від $0,8 \text{ мм рт. ст.}$, і особливо при невеликій відстані між анодом і катодом на аноді виникають плями, пов'язані, очевидно, з виникненням місцевих дугових розрядів між анодом і катодом. Характер випромінювання плазми стає при цьому складним і нестабільним.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. Е. Голант. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М., «Наука», 1968.
2. М. Р. Bachinsky. Proc. IRE, 1961, 49, 12, 2129.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛАЗМИ В ПОРОЖНИСТОМУ КАТОДІ-ХВИЛЕВОДІ, РОЗМІЩЕНОМУ В ЗОВНІШНЬОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

Ю. М. Карпов, Ю. М. Латинін

У даній роботі досліджується вплив поздовжнього і поперечного магнітних полів на власне випромінювання плазми порожнистого катода-хвилевода (ПКХ). Експериментальна установка, на якій були виконані дослідження, описана раніше*.

При вимірюванні в поздовжньому магнітному полі був використаний порожнистий катод, виготовлений з круглого хвилевода 3 см діапазону завдовжки 18 см . Максимальна напруженість поздовжнього магнітного поля досягала 4000 ерстед . Для дослідження впливу поперечного магнітного поля застосовувався прямокутний ПКХ перерізом $23 \times 10 \text{ мм}$ і довжиною 7 см . Максимальна напруженість поперечного магнітного поля становила 3000 ерстед .

Основні експериментальні висновки, одержані в поздовжньому магнітному полі, такі:

* Див. нашу статтю в цьому віснику.

1. Максимальна потужність випромінювання плазми припадає на магнітне поле, що відповідає електронному циклотронному резонансу (див. рисунок).

2. Максимум випромінюваної потужності при збільшенні розрядного струму, а отже, і густини плазми, переміщується в область меншого магнітного поля.

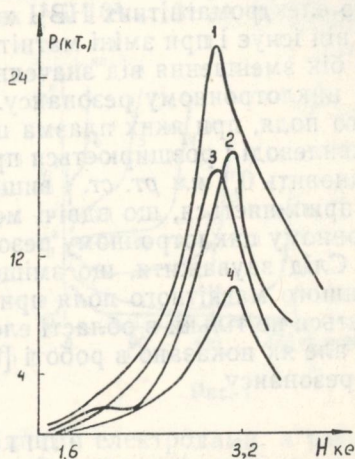
3. При зміні тиску газу в ПКХ як у бік зменшення, так і в бік збільшення від оптимального, де густина плазми максимальна при тому самому розрядному струмі, максимум випромінюваної потужності зміщується в сторону вищих магнітних полів.

При збільшенні тиску газу від оптимального величина максимуму потужності випромінювання зменшується.

5. Оцінка температури електронів плазми за власним випромінюванням в області електронного циклотронного резонансу дає величину температури електронів близько 1 еВ. Оскільки поздовжнє магнітне поле приводить до деякого зменшення температури [1], таке значення є близьким до величини температури, одержаної за допомогою зондових вимірювань при відсутності магнітного поля.

6. У поздовжньому магнітному полі в плазмі розряду виникають низькочастотні коливання з частотами до 2,5 МГц.

Поперечне магнітне поле H_1 істотно впливає як на параметри плазми в хвилеводі, так і на горіння розряду. Збільшення H_1 приводить до зменшення середньої густини плазми в ПКХ, а також до зниження її свічення. Свічення в центрі хвилевода зменшується при збільшенні напруженості магнітного поля, переміщуючись до стінок, які паралельні напрямку магнітного поля. Потужне поперечне магнітне поле ускладнює горіння розряду і при магнітному полі, що перевищує 2500 е, розряд припиняється. У поздовжньому і поперечному магнітних полях максимум випромінюваної потужності плазми прямокутного катода-хвилевода припадає на шосту гармоніку електронної циклотронної ча-



Залежність потужності випромінювання плазми порожнистого катода-хвилевода на частоті 8,91 ГГц від напруженості поздовжнього магнітного поля. 1— $r=0,15$ мм рт. ст.; 2— $r=0,08$ мм рт. ст.; 3— $r=0,5$ мм рт. ст.; 4— $r=1$ мм рт. ст. $I=200$ ма, робочий газ—аргон.

стоти. У поздовжньому магнітному полі в прямокутному ПКХ виникають низькочастотні коливання, спектр яких при збільшенні H_{11} зміщується в більш високочастотну область.

Було також досліджено виникнення плазми в хвилеводі в режимі електронного циклотронного резонансу. Для цього НВЧ енергія від потужного 3 см генератора підводилася до круглого ПКХ, розміщеного в зовнішньому поздовжньому магнітному полі. Плазма утворюється тільки при такому значенні магнітного поля, коли електронна циклотронна частота збігається з частотою електромагнітних НВЧ хвиль. Після утворення НВЧ розряду він існує і при зміні магнітного поля як у бік збільшення, так і в бік зменшення від значення поля, що відповідає електронному циклотронному резонансу. Величина області значень магнітного поля, при яких плазма ще існує, визначається тиском газу в хвилеводі і розширюється при його збільшенні. Якщо тиск газу становить 0,1 мм рт. ст. і вище, НВЧ — розряд в магнітному полі припиняється, що вдвічі менше, ніж те, яке відповідає електронному циклотронному резонансу.

Слід зауважити, що зміщення резонансу поглинання в бік меншого магнітного поля при збільшенні густини плазми відбувається не тільки в області електронного циклотронного резонансу, але як показано в роботі [2] і в області іонного циклотронного резонансу.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. М. Ткаченко, В. Б. Тютюнник. «Оптика и спектроскопия», 1969, XXVI, стр. 896.
2. К. Д. Синельников и др. В сб. «Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза». Изд-во АН УССР, Киев, 1962.

ЩОДО МЕХАНІЗМУ РОЗВИТКУ ВИСОКОВОЛЬТНОГО ІМПУЛЬСНОГО РОЗРЯДУ В ДОВГИХ ТРУБКАХ

М. І. Винокуров *

Вивчення часових характеристик електричного пробую в газах є одним з основних методів дослідження його механізму [1]. Великі ($\sim 10^{-5}$ сек) часи запізнення пробую t_3 звичайно відповідають таунсендівському механізму, малі ($\sim 10^{-7}$ сек) — стримерному.

Важливі відомості про механізм розвитку розряду можна одержати, коли досліджувати передпробійні струми i [2]. Рані-

* Роботу виконано під керівництвом доц. В. М. Костіна.

ше [3] ми вивчали залежності i від тиску водню для трубок довжиною 50 см (початкова напруга на трубці $U=8$ кв). Були знайдені критичні значення струмів $i_{кр} \sim 100$ ма, при досягненні яких починається пробій. У даній роботі ці вимірювання виконані для різних матеріалів електродів з одночасною реєстрацією світлового випромінювання, що дозволило визначити відносний внесок механізмів, які діють протягом робочого часу t_p ($t_3 \cong t_p$) розвитку розряду [4].

Апаратура. Можливість реєстрації малих передпробійних ($\sim 10^{-9} \div 10^{-2}$ а) і великих пробійних ($\sim 10^3 + 10^4$ а) розрядних

t мк сек	1	10	30	60	120
Al-1	160	100	68	50	30
Fe	220	190	50	30	25
C	300	65	42	35	26
Cu	200	180	50	30	20
Al-2	300	200	105	90	95

струмів забезпечувалася застосуванням методу обриву розряду.

Дослідження розряду здійснювалося в довгих вузьких трубках 1 ($d=50$ см, $\varnothing 2,4$ см) з алюмінієвими, сталевими, графітовими й мідними електродами, а також у широкій трубці 2 ($d=50$ см, $\varnothing 13$ см) з алюмінієвими електродами. Трубки дегазували, тренували потужними імпульсами струму ($U_0=8$ кв, $i \sim 10$ ка) і наповнювали воднем.

При фотоелектричних вимірюваннях використовувалися два фотопомножувачі ФЭУ-79, навантаженням для яких були входні опори підсилювачів двопробеневого осцилографа ДЭСО-1. Світлове випромінювання розряду підводилося до ФЭУ за допомогою світлопроводів з щілинами (1×15 мм²) на входних кінцях. Щілини переміщувалися вздовж трубки, причому відстань між ними змінювалася.

Результати експерименту і їх обговорювання. На рисунку показано суміщені осцилограми імпульсів передпробійних струмів для трубки 1 з алюмінієвими електродами. Криві 1, 2, 3, 4, 5, 6 одержано для тисків водню $p=15, 13, 11, 9, 6, 4$ тор I перенапруг $\Delta U/U_3 = (U_0 - U_3)/U_3 = 0, 3, 17, 29, 70, 120\%$. Для осцилограм 1—3 ($\Delta U/U_3 \leq 17\%$) характерним є початковий пік, обумовлений проходженням фронтів іонізації (прямих і відбитих потенціальних хвиль), далі виникає ділянка повільного спадання струму тривалістю $1000 \div 100$ мксек. При збільшенні $\Delta U/U_3 (> 17\%)$ t_p зменшується, пік зростає, зливаючись з різким стримерним підвищенням струму в кінці t_p утворює «уступ» на передньому фронті імпульсу розрядного струму. У зв'язку з повільною змі-

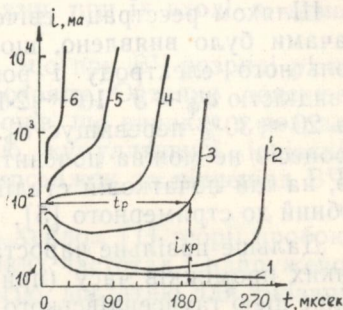


Рис. 1.

ною i поблизу моменту пробую (t_p) $i_{кр}$ можна визначити тільки наближено. Значення $i_{кр}$ точніше встановлюється із залежностей i від p , що будуються на основі осцилограм струму, знятих при різних тисках газу. При зменшенні p від 25 до 7 тор i повільно зростає від 10 ма до значення $i_{кр}$, що відповідає злами кривих. Значення $i_{кр}$ ма для трубок I з різними матеріалами електродів наведені в таблиці.

Величина t_p зменшується із зростанням $1/p$ та $i_{кр}$ тобто чим більше $i_{кр}/p$, тим менші проміжки часу потрібні для виникнення пробую.

Шляхом реєстрації свічення фронтів іонізації фотопомножувачами було виявлено, що вони утворюються поблизу високоевольтного електроду і розповсюджуються до заземленого із швидкістю $v_{\phi} \sim 5 \cdot 10^7 \div 2 \cdot 10^9$ см/сек. Швидкість відбитих хвиль на 20 ÷ 30% перевищує v_{ϕ} . Такі великі швидкості іонізаційних процесів не можна пояснити розповсюдженням лавин. Очевидно, на цій початковій стадії діє механізм розвитку розряду, подібний до стримерного [5].

Дальше повільне наростання струму на протязі порівняно великих проміжків часу (при незначних $\Delta U/U_3$) можна пояснити лише дією таунсендівського механізму з урахуванням його модифікації [2]. Це підтверджується тим фактом, що значення $i_{кр}/p$ розміщуються в порядку збільшення роботи виходу. При рівних $i_{кр}/p$ трубка з алюмінієвими електродами має мінімальне t_p .

Коли струм в розрядному проміжку досягає $i_{кр}$, швидкість його зростання досягає $\sim 4 \cdot 10^9$ а/сек, що є характерним для стримерного механізму пробую. Фотографії зовнішнього вигляду розряду в широкій трубці, одержані методом обриву розряду, вказують на наявність вузького ниткоподібного світлового каналу, що починається на аноді.

Таким чином, наші дослідження показують, що розвиток високоевольтного імпульсного розряду в довгих трубках починається з розповсюдження фронтів іонізації, далі процес відбувається відповідно до таунсендівського механізму і завершується стримерним пробоем.

ЛІТЕРАТУРА

1. И. С. Маршак. УФН, 1960, 71, вып. 4.
2. Г. Ретер. Электронные лавины и пробой в газах. «Мир», М., 1968.
3. Н. И. Винокуров, В. Н. Костин, Я. Оровец. «Труды конференций по электронной технике», 3, М., 1967, 1, 147.
4. В. Н. Костин, Н. И. Винокуров, В. В. Белоус. ЖТФ, 1967, 37, вып. 5, 873.
5. G. M. Mitchell, L. B. Snoddy. Phys. Rev., 1947, 72, № 12, 1202.

ПРО СТАН ДОСЛІДЖЕНЬ ВИСОКОЧАСТОТНОГО РОЗРЯДУ В РОЗРІДЖЕНИХ ГАЗАХ

І. А. Вязьмітинов *

Дослідження ВЧ- і НВЧ-розрядів має велике значення для вивчення взаємодії електронів з атомами та іонами, розробки і удосконалення іонних джерел, плазмових катодів, газових лазерів і газорозрядних приладів електроніки (антенних комутаторів, атенуаторів, гіраторів та ін.), а також для підвищення надійності зв'язку з космічними кораблями при їх вході в атмосферу.

Вже перші дослідження показали, що при ВЧ-розряді різко зменшується напруга запалювання розряду. Останнє пояснюється діями поля об'ємного заряду іонів, що виникає в розрядному проміжку, а також можливістю кумулятивної іонізації електронами, які не встигли пройти проміжок за півперіод ВЧ-поля.

Наступним кроком було створення Хейлом [1] теорії пробою, згідно з якою він відбувається при таких частотах і напруженостях полів, коли електрон дістає енергію, достатню для іонізації в кінці середньої довжини вільного пробігу λ_c . Недоліком цієї теорії є те, що вона не враховує зміни λ_c при зміні швидкості електронів протягом півперіоду поля, а також швидкого зростання імовірності іонізації при енергіях, які не дуже перевищують потенціал іонізації.

У 1948—1949 рр. Герлін і Браун [2] розробили дифузійну теорію пробою, що пояснює виникнення електронів тільки зіткненнями, а їх втрату — дифузією до стінок розрядної камери. Скориставшись критерієм пробою Таунсенда, вони одержали рівняння: $\nabla^2\psi + \zeta E^2\psi = 0$, де ψ — дифузійний потенціал; ζ — коефіцієнт ВЧ-іонізації; E — напруженість електричного поля. Головна умова для використання цієї теорії — $\lambda_c \ll d$, де d — характерний розмір проміжку. З цього випливає, що наведене вище рівняння треба вирішувати з нульовими граничними умовами. Дифузійна теорія була далі розвинута Брауном, Мак-Доналдом та іншими і тепер дозволяє обчислювати пробійні поля для більшості газів і різних форм розрядних проміжків. Не виходячи за межі застосування дифузійної теорії, можна обмежитися в рівнянні Больцмана першими членами розкладу функції розподілу за сферичними функціями і часом, а умова малості старших членів розкладу саме і дає точні межі використання дифузійної теорії [3]. Розв'язуючи рівняння Больцмана у такому вигляді, можна досить точно обчислити пробійні поля. Однак для газів, у яких частота зіткнень ν_c має складну залежність від енергії,

* Роботу виконано під керівництвом доц. В. М. Костіна.

на шляху вирішення рівняння постають великі математичні труднощі. Тому Мак-Доналд пропонує дещо інший підхід до з'ясування питання про пробійні поля. Вважаючи, що електрони, які виникають в результаті іонізації зіткненнями, втрачаються шляхом дифузії і прилипання, можна записати одну з умов пробою у вигляді: $\nu_1 - \nu_a = D/\Lambda^2$, де ν_1 — частота іонізації; ν_a — частота прилипання; D — коефіцієнт дифузії; Λ — дифузійна довжина. Використовуючи рівняння

$$Dp = \left[29 + \frac{0,9E}{p(1 + \omega^2/\nu_c^2)^{1/2}} \right] \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{тор/сек}, \quad (1)$$

можна обчислити сімейство кривих $\nu \equiv \nu_1 - \nu_a = f_1(p\lambda)$. Оскільки рух іонів не дає істотного вкладу в розрядний струм, то другою умовою пробою є $\nu_1 = D/\Lambda^2$. Отже, щоб визначити єдину умову пробою, слід мати ще одне рівняння для D . Воно впливає з формули (1) і має вигляд

$$\frac{D\lambda}{\Lambda} = 10^4 \left(\frac{\lambda}{\Lambda} \right)^2 S; S = \frac{1}{p\lambda} \left\{ 29 + \frac{0,9 E \lambda}{[(p\lambda)^2 + (35,6)^2]^{1/2}} \right\}. \quad (2)$$

Обчисливши сімейство кривих $S = f_2(p\lambda)$ і розмістивши їх на одному графіку так, щоб точки $S=1$ і $\nu\lambda = 10^4 (\lambda/\Lambda)^2$ збігалися, одержимо умови пробою в точках перетину кривих з однаковими значеннями параметра $E\lambda$. Цей метод можна використовувати для обчислювання пробійних полів у будь-яких газах. Недолік його в тому, що він не враховує розподіл електронів за швидкостями.

До вад дифузійної теорії в цілому слід віднести те, що вона не враховує впливу поля об'ємного заряду іонів [4], а також не дає змоги розраховувати характеристики і параметри розряду після пробою.

Певний інтерес викликає підхід до вивчення ВЧ-розрядів з точки зору лавинно-стрімерної теорії [5]. Вважається, що в початковий момент у результаті спрямованого руху електронів утворюють лавини. На високих частотах є дуже імовірним розвиток стрімерного каналу, який згодом переходить у видимий оком плазмовий канал, внаслідок чого потенціал незаземленого електроду ніби переміщується вглиб розрядного проміжку. Незважаючи на те, що ці уявлення розроблені на основі численних експериментальних даних, вони, на жаль, не дозволяють обчислити характеристики і параметри розряду.

Для одержання керованих термоядерних реакцій велике значення має дослідження ВЧ-розряду при високих тисках і великих потужностях. У роботі [6] показано, що температура електронів у такому розряді може досягати $\sim 10^6$ К завдяки присутності подвійного шару на межі розряду, який відбиває елек-

трони. Не виключено, що за допомогою магнітоакустичних коливань та магнітної ізоляції можна збільшити температуру іонів до величини, яка забезпечить одержання надійної термоядерної реакції.

Результати експериментів. Ми досліджували ВЧ-розряд ($\nu = 32$ мгц) в аргоні ($p \sim 10^{-2} \div 100$ тор) в коаксіальній системі електродів ($R/r_0 = 300$, $l = 280$ мм). На рис. 1 показано експери-

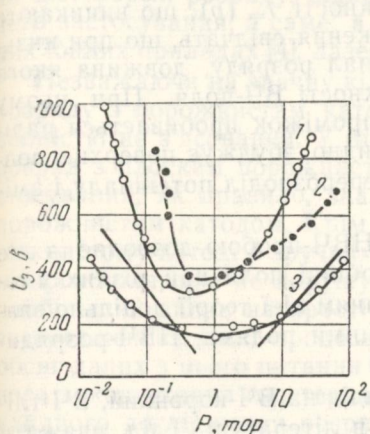


Рис. 1.

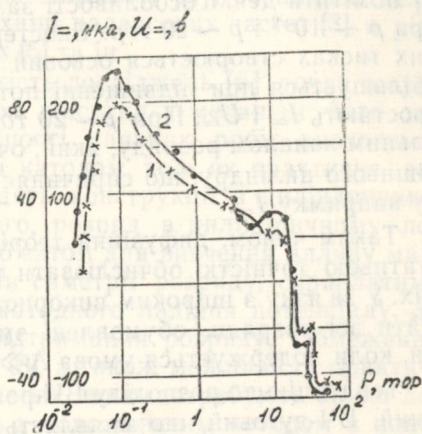


Рис. 2.

ментальну залежність ефективної напруги запалювання U_3 (крива 3) від тиску газу і порівняння її з обчисленою на основі дифузійної теорії (пунктир). Криві 1 і 2 відповідають пробою при постійній напрузі з позитивним (крива 1) і негативним (крива 2) дродом. Видно, що при наявності ВЧ-поля U_3 помітно зменшується. Перехід, пов'язаний з частотою зіткнень, відповідав тиску $\sim 1 \div 10$ тор.

Були здобуті також експериментальні залежності повного струму розряду від ефективної напруги горіння. Порівняння цих залежностей з аналогічними залежностями для розряду на постійному струмі, одержаними Драйвестейном [1], стверджує доцільність введення класифікації ВЧ-розрядів за видами, аналогічної класифікації розрядів на постійному струмі, однак, без формального перенесення будь-яких уявлень про механізм розряду на постійному струмі на механізм ВЧ-розряду.

Досить цікавим і до цього часу не вирішеним є питання про механізм виникнення постійних складових струму I_- і напруги U_- при ВЧ-розряді. У роботі [7] вказується, що наявність I_- можна пояснити на основі дифузійної теорії, і наводиться емпі-

рична формула $I_{\perp} = kE/p$, де k — коефіцієнт, який враховує вид газу і форму розрядного проміжку. Автори робіт [8, 9] вважають, що наявність I_{\perp} обумовлена рухом іонів у розрядному проміжку. Проте, обидва ці пояснення мають деякі недоліки. Наприклад, є невідомою причина зміни напрямку I_{\perp} що спостерігається експериментально.

На рис. 2 показано залежності I_{\perp} і U_{\perp} від p . Недостатньо широкий інтервал зміни тиску не дав змоги авторам робіт [7, 8, 9] помітити деякі особливості залежності $I_{\perp}(p)$, що виникають при $p \sim 10^{-2}$ і $p \sim 20$ тор. Спостереження свідчать, що при низьких тисках створюється осьовий канал розряду, довжина якого збільшується при підвищенні потужності ВЧ-поля. При цьому зростають I_{\perp} і U_{\perp} . При $p \sim 20$ тор проміжок пробивається радіальним каналом розряду, який, очевидно, збуджує поверхню зовнішнього циліндру, що спричиняє перерозподіл потенціалу і зміну напрямку I_{\perp} .

Таким чином, дифузійна теорія НВЧ-пробою дозволяє з достатньою точністю обчислювати пробійні поля при різних умовах. У зв'язку з широким використанням цієї теорії доцільно вважати всі розряди, обумовлені змінними полями, НВЧ-розрядами, коли додержується умова $\Lambda \gg \lambda_c$.

Тенденцію до розподілу ВЧ-розрядів на ВЧ-коронний, ВЧ-тліючий, ВЧ-дуговий, що виявляється в літературі, слід вважати обгрунтованою і доцільною.

Питання про механізм виникнення I_{\perp} і U_{\perp} до кінця ще не вирішене і потребує дальших теоретичних і експериментальних досліджень.

ЛІТЕРАТУРА

1. Дж. Мик и Дж. Крэгс. Электрический пробой в газах. ИЛ, М., 1960.
2. М. А. Herlin, S. C. Brown. Phys. Rev., 1948, 74, 291, 910, 1650; 1949, 75, 411, 1324.
3. А. Мак-Доналд. Сверхвысокочастотный пробой в газах. «Мир», М., 1969.
4. Г. А. Анашкин. ЖТФ, 1967, вып. 8, 1481.
5. А. А. Кузовников, Н. А. Капцов. «Изв. вузов СССР», 1960, № 6, 64.
6. П. Л. Капица. ЖЭТФ, 1969, 57, вып. 6, 3.
7. К. Митани. Проблемы современной физики. 1957, № 5, 115, 119, 123.
8. П. А. Петров, А. А. Кузовников. «Вестник МГУ», 1966, № 6, вып. 4, 39.
9. G. Buchet, M. Goldman, A. Goldman. Comp. rend. Acad. sci. Paris, 1966, 263, sér. B, p. 365.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗРЯДУ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ В МАГНІТНОМУ ПОЛІ

В. М. Ткаченко, В. Б. Тютюнник

Розряд з порожнистим катодом до недавнього часу широко використовувався тільки в оптичній спектроскопії [1], оскільки він дає повні й інтенсивні спектри як атомів, так і іонів. Вивчення цієї форми розряду, відкритої Пашеном [2], розширює межі його застосування, а саме: в техніці надвисоких частот [3], в різних іонних приладах [4], лазерах [5] та ін.

Незважаючи на значну кількість досліджень [6], точна теорія розряду з порожнистим катодом відсутня і механізм його ще повністю не з'ясований. У більшості наявних робіт вивчається розряд з плоским порожнистим катодом, тоді як практичне застосування, як правило, знаходять конструкції з циліндричним порожнистим катодом. Крім того, розряд в циліндричному порожнистому катоді є зручним об'єктом для вивчення впливу магнітного поля, яке не порушуючи симетрії розряду, справлятиме найбільший вплив на простір катодного падіння потенціалу, де зосереджені основні процеси підтримання розряду. Обмежений обсяг даних з цього питання [7—8], а також можливість практичного використання спостережуваних явищ потребують більш докладного дослідження розряду з порожнистим катодом в поперечному магнітному полі.

Експериментальна установка. Досліджувалася розрядна трубка такої конструкції. Катод, виготовлений з циліндричної коварової трубки діаметром 30 мм і довжиною 250 мм, за допомогою скла був зварений з двома анодами того самого діаметра і довжиною 15 мм. Далі знову йде скляна трубка, що закінчується на кінцях коваровими стаканчиками. До одного з них припаяний пристрій для введення в порожнину катода рухомих одиночного чи подвійного електричних зондів, а другий закритий скляною пластинкою для спостереження за свіченням розряду.

Між анодами і кінцевими стаканчиками зроблено два отвори, через один з яких здійснюється відкачування, а через другий — наповнення розрядної трубки досліджуваним газом. Розрядна трубка напаяна на вакуумну систему і всі вимірювання проводилися в режимі безперервного протікання через неї гелію особливої чистоти.

Для послаблення впливу зміни в процесі вимірювань температури катода до нього припаяно змійовик, який охолоджується проточною водою. Відведення тепла від анодів здійснюється за допомогою мідних радіаторів повітряного охолодження. Вимірювання виконувалися після ретельного тренування трубки під вакуумом і прогрівання її розрядним струмом.

Розрядна трубка розміщена на осі соленоїда тому після запалення розряду магнітне поле виявляється перпендикулярним електричному полю всередині катода і безпосередньо не впливає на дрейф електронів у поздовжньому напрямку.

Результати експерименту. Як відомо [6], розряд з порожнистим катодом відрізняється від звичайного тліючого розряду в першу чергу виглядом вольтамперних характеристик. Одержані нами вольтамперні характеристики вказують на наявність найменшого їх нахилу при тиску гелію 0,5—0,6 тор. Магнітне

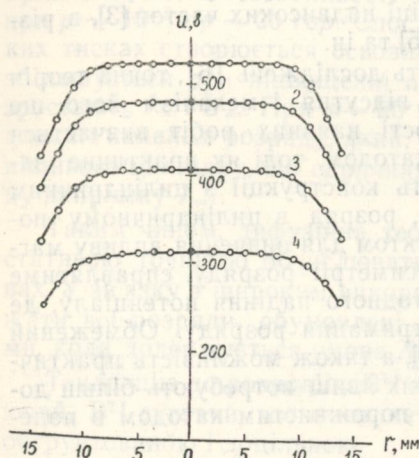


Рис. 1. Розподіл потенціалу по перерізу катодної порожнини. $p=0,1$ тор; $I=100$ ма; 1 — $H=0$; 2 — 50е; 3 — 100е; 4 — 150е.

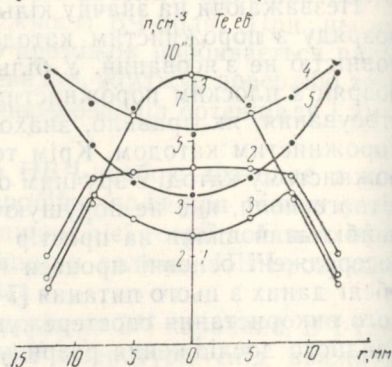


Рис. 2. Розподіл концентрації та температури електронів по радіусу катодної порожнини. $p=0,5$ тор; $I=100$ ма; концентрація: 1 — $H=0$; 2 — 200е; 3 — 600е; температура: 4 — $H=0$; 5 — 600е.

поле призводить до зменшення напруги горіння розряду, випрямляє вольтамперні характеристики розряду, а також різко змінює розподіл свічення останнього, що відзначалося нами раніше [9]. При достатньо великих магнітних полях у центрі катодної порожнини з'являється темний простір, характерний при відсутності магнітного поля тільки при високих тисках газу.

Одним з найважливіших параметрів тліючого розряду є величина катодного падіння потенціалу. На рис. 1 наведено здобутий нами розподіл потенціалу за перерізом порожнистого катода у відсутності (крива 1) і при наявності (криві 2—4) магнітного поля. Видно, що магнітне поле не змінює характеру розподілу, а тільки приводить до зменшення величини катодного падіння потенціалу.

Щоб пояснити зміну напруги горіння і свічення розряду, було виміряно розподіл за перерізом катода концентрації і температури електронів. З цією метою нами було використано метод по-

двійного зонду. Відомо, що в деяких випадках у розряді з порожнистим катодом відбувається відхилення від максвелівського розподілу електронів за швидкостями [10—11], тому до результатів зондових вимірювань треба ставитися обережно. Одержані нами характеристики одиночного зонду при відсутності магнітного поля показали, що в розподілі електронів дійсно помітний деякий надлишок швидких електронів у порівнянні з максвелівським. Однак в умовах нашого експерименту він виявився не настільки великим, щоб примусити нас відмовитися від звичних методів обробки зондових характеристик. До того ж, хоч абсолютні вимірювання електронної температури, можливо, дещо помилкові, але відносна зміна цієї величини в магнітному полі може бути виміряна тільки за допомогою подвійного зонду, бо одиночний зонд, яким вимірюється розподіл електронів за швидкостями, в магнітному полі використати не можна.

На рис. 2 показано розподіл за радіусом катодної порожнини концентрації (криві 1—3) і температури електронів (криві 4—5). Видно, що магнітне поле знижує концентрацію і температуру електронів у центрі катодної порожнини, майже не змінюючи ці параметри на межі негативного свічення і простору катодного падіння потенціалу. При достатньо великих магнітних полях у центрі порожнини утворюється мінімум концентрації, свічення розряду тут також зменшується.

Обговорення результатів. Зміна характеристик розряду в магнітному полі в першу чергу зумовлена впливом магнітного поля на елементарні процеси в просторі катодного падіння потенціалу. Основними характеристиками цієї області є її ширина d_k і величина падіння потенціалу U_k . Як показано вище, U_k зменшується із зростанням напруженості магнітного поля H . Залежність d_k виміряна за фотографіями свічення розряду, вказує на наявність при магнітному полі близько 300—400 e мінімуму, що, на перший погляд, здається дещо незрозумілим. Різний характер зміни U_k і d_k пояснюється, видимо, тим, що U_k зменшується за рахунок зниження в магнітному полі рухомості позитивних іонів, а ширина катодного простору залежить як від енергії іонів (через коефіцієнт вторинної емісії γ), так і від α — коефіцієнта об'ємної іонізації газу електронами.

Відомо, що ширина простору катодного падіння обумовлюється рівнянням Таунсенда [12]:

$$\int_0^{d_k} \alpha dx = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right).$$

Зміна коефіцієнта γ у використаних нами магнітних полях незначна, крім того, цей коефіцієнт входить до рівняння під знаком логарифму. Тому головний вплив магнітне поле

справляє на величину α . Коефіцієнт іонізації наближено можна знайти з такої формули:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{U_i}{\lambda E}},$$

де λ — середня довжина вільного пролітання електрона; U_i — потенціал іонізації газу; E — напруженість електричного поля.

Оскільки магнітне поле в прикатодній області перпендикулярне електричному полю, довжина вільного пролітання електронів у напрямку електричного поля зменшується [12]. Характер впливу магнітного поля залежить від співвідношення між довжиною вільного пролітання λ і ларморівським радіусом r_H . Магнітне поле, що відповідає рівності цих величин, назвемо критичним ($H_{кр}$) і знайдемо з умови рівності циклотронної частоти ω_H і частоти зіткнень ν . Тоді.

$$H_{кр} = \frac{\nu}{\eta \mu_0},$$

де η — співвідношення заряду і маси електрона; μ_0 — магнітна проникність вакууму.

Найпростіше величину $H_{кр}$ розрахувати для гелію, в якому частота зіткнень не залежить від швидкості електронів [13] і дорівнює: $\nu = 2,3 \cdot 10^9 p$. Тоді для гелію $H_{кр} \approx 130 p$, де p — тиск газу в торах.

При магнітних полях менше критичної величини рух електронів обумовлюється дифузійною теорією, розглянутою в [12, 14]. При $H > H_{кр}$ характер впливу магнітного поля змінюється: електрон за одне вільне пролітання може пройти в напрямку електричного поля шлях не більше $2r_H$, тому при достатньо великих H між двома послідовними зіткненнями середній шлях електрона в напрямку електричного поля становить величину r_H незалежно від тиску газу. Тоді в полях $H > H_{кр}$.

$$\alpha_H = \frac{1}{r_H} e^{-\frac{U_i}{r_H E}} = \frac{\eta \mu_0 H}{\nu} e^{-\frac{U_i \eta \mu_0 H}{\nu E}},$$

де ν — швидкість електрона в напрямку електричного поля.

Так само, як залежність α від тиску, розрахована величина α_H має максимум при полі H_m , що дорівнює

$$H_m = \frac{\nu E}{\eta \mu_0 U_i}.$$

Розрахувати величину H_m важко, оскільки треба визначити швидкість електронів і напруженість електричного поля в просторі катодного падіння. Але наявність мінімуму в залежності

ширини простору від H свідчить про справедливість розглянутої гіпотези.

Що ж до концентрації електронів та її залежності від H , то, як нам здається, для визначення цієї величини слід розглянути енергетичний баланс у порожнині катода, як це зроблено в [15]. Через характерний розподіл потенціалу (див. рис. 1) вся енергія електронів з катода, прискорених у просторі катодного падіння, виділяється в плазмі негативного свічення. Баланс енергії можна записати так:

$$I_e U_k = r n^2 e U_i A + I_i U_i + 2 \frac{k T_e}{e} I + k_1 I_e U_k,$$

де I_e і I_i — електронний та іонний струм на поверхні катода, I — загальний струм розряду.

У цьому рівнянні ліворуч позначено енергію, що вноситься в плазму, праворуч — втрати енергії. Перший член у правій частині рівняння описує втрати на рекомбінацію. Тут r — коефіцієнт об'ємної рекомбінації; n — концентрація плазми; A — об'єм плазми. Другий член характеризує енергію, яку виносять з плазми іони, що рекомбінують на катоді. Третій член враховує енергію, яку виносять електрони, що потрапляють на анод (вона зумовлюється температурою електронів T_e). Четвертий член враховує втрати енергії на збудження атомів газу. Тут k_1 — коефіцієнт пропорційності, теоретичний розрахунок якого неможливий, але відомо, що він значно менше одиниці [15].

Автор роботи [15] підставляє в це рівняння концентрацію плазми через середній тепловий струм іонів на межі плазми і одержує рівняння вольтамперної характеристики розряду з порожнистим катодом, що, на наш погляд, не зовсім правильно. Рівняння балансу повинно давати не вольтамперну характеристику, а концентрацію плазми, яка саме й обумовлюється співвідношенням процесів іонізації і втрат заряджених частинок. Концентрація плазми при фіксованій величині розрядного струму мусить зменшуватися в магнітному полі внаслідок збільшення коефіцієнта об'ємної рекомбінації. Взагалі ж рівняння балансу правильно враховує вплив магнітного поля. Магнітне поле зменшує величину катодного падіння потенціалу U_k за рахунок зниження струму іонів на катод, а також падіння електронної температури, що добре видно з рівняння балансу енергії.

Отже, на підставі проведених вимірювань можна стверджувати, що магнітне поле зменшує катодне падіння потенціалу, концентрацію і температуру електронів на осі катодної порожнини. Такий характер впливу магнітного поля відповідає основним уявленням про елементарні процеси в розряді з порожнистим катодом.

ЛІТЕРАТУРА

1. С. Толанский. Спектроскопия высокой разрешающей силы. ИД, М., 1955.
2. F. Paschen. Ann. der. Phys., 1916, 50, 901.
3. А. М. Старик. «Радиотехника и электроника», 1965, 10, 1250.
4. A. D. White. J. of Appl. Phys., 1959, 30, 711.
5. В. П. Чеботаев. «Радиотехника и электроника», 1965, 10, 372.
6. Б. И. Москалев. Разряд с полым катодом, «Энергия», М., 1969.
7. С. Porovici, M. Somesan. Appl. Phys. Lett., 1966, 8, 103.
8. Н. А. Рудневский, Д. Е. Максимов, Т. М. Шабанова ЖПС, 1970, 13, 199.
9. В. М. Ткаченко, В. Б. Тютюнник. «Оптика и спектроскопия», 1969, 26, 896.
10. В. С. Бородин, Ю. М. Каган. ЖТФ, 1966, 36, 181.
11. В. С. Бородин, Г. Н. Герасимов, Ю. М. Каган. ЖТФ, 1967, 37, 392.
12. А. Энгель, М. Штенбек. Физика и техника электрического разряда в газах. ОНТИ, М.—Л., 1936.
13. А. В. Чернетский. Введение в физику плазмы. Атомиздат, М., 1969.
14. В. Н. Костин, В. М. Ткаченко. ЖТФ, 1964, 34, 883.
15. K. G. Herngvist. RCA Rev., 1958, 19, 35.

ДОСЛІДЖЕННЯ ДЕІОНІЗАЦІЇ ПЛАЗМИ ІМПУЛЬСНОГО РОЗРЯДУ В НЕОДНОРІДНОМУ ВИСОКОЧАСТОТНОМУ ПОЛІ*

В. В. Білоус

Дослідження взаємодії ВЧ-поля з плазмою газового розряду становить великий науковий і практичний інтерес завдяки можливості використання розряду для детектування і вимірювання НВЧ потужності, одержання нових даних про взаємодію електронів з атомами та іонами, а також у зв'язку з можливістю утримання плазми ВЧ-полем.

Раніше [1, 2, 3] було показано, що неоднорідне ВЧ електричне поле, викликаючи зменшення дифузії зарядів до стінок трубки, тисне на стаціонарну плазму, внаслідок чого плазма стискується до осі трубки. Отже, можна сподіватися, що під дією ВЧ-поля час деіонізації плазми імпульсного розряду повинен збільшуватися, якщо деіонізація зумовлена рекомбінацією на стінках. Метою даної роботи є підтвердження наявності цього ефекту.

Апаратура. Розряд збуджувався за допомогою генератора прямокутних імпульсів (амплітуда — 3,2 кВ, тривалість — 6 мксек, частота повторення — 600 гц) у скляній розрядній трубці ($d=30$ см, \varnothing 3,5 см) між алюмінієвими електродами (\varnothing 30 мм). Трубка наповнювалася повітрям до тиску $p \sim 6$.

* Роботу виконано під керівництвом доц. В. М. Костіна.

$\cdot 10^{-2} \div 1$ тор. Імпульс напруги, що подавався на трубку, знімався для осцилографування з емнісного подільника, підключеного паралельно до трубки, а імпульс струму — з опору, ввімкненого послідовно з трубкою.

Для визначення параметрів плазми використовувався подвійний зонд, розміщений на осі трубки.

Аксіально-симетричне неоднорідне ВЧ-поле створювалося за допомогою чотирьох пар мідних дровових кілець, надітих на трубку (відстань між кільцями 5 мм). ВЧ-напруга з частотою 70 кГц і амплітудою 430 в подавалася на кільця від високочастотного генератора. Амплітуда ВЧ-напруги підбиралася так, щоб була менше напруги запалювання ВЧ-розряду.

Світловипромінювання плазми, що розпадалася, колімувалося вузькою трубкою (внутрішній діаметр — 1 мм, довжина — 30 мм) і реєструвалося фотопомножувачем ФЭУ-79 (стала часу $\tau = RC \sim 5 \cdot 10^{-7}$ сек). Для дослідження радіального розподілу інтенсивності випромінювання фотопомножувач разом з трубкою переміщувався в поперечному напрямку.

Імпульси розрядного струму, напруги, а також зондові й фотоелектричні імпульси реєструвалися за допомогою осцилографа СИ-1.

Результати вимірювань і їх обговорення. На рис. 1, а зображено осцилограму фотоелектричного імпульсу інтегрального випромінювання плазми, що розпадається, для тиску газу $p = 4 \cdot 10^{-1}$ тор. Тривалість розгортки дорівнює 100 мксек, тому осцилограма практично показує тільки часовий хід випромінювання плазми, що розпадається. При наявності ВЧ-поля час деіонізації плазми τ збільшується ($\tau_{ВЧ} > \tau_0$) (рис. 1, б), причому видно, що через 10 мксек від початку деіонізації плазми швидкість деіонізації різко зменшується (приблизно в 20 разів).

При зміні тиску і відсутності ВЧ-поля час деіонізації плазми τ_0 змінюється, причому максимальний час (~ 20 мксек) відповідає тискові $p \sim 1 \cdot 10^{-1}$ тор. При зміні p від $6 \cdot 10^{-2}$ до $1 \cdot 10^{-1}$ тор час деіонізації τ_0 збільшується внаслідок зменшення дифузії зарядів до стінок і зниження поверхневої рекомбінації. Зменшення τ_0 при дальшому збільшенні p можна пояснити зростанням об'ємної рекомбінації, що посилюється при збільшенні тиску [4]. Крім цього, як показали зондові вимірювання, при підвищенні тиску від $6 \cdot 10^{-2}$ до 1 тор температура електронів T_e у початковий момент t_0 розпаду плазми без ВЧ-поля зменшується приблизно вдвічі, а концентрація іонів n_i збільшується приблизно втричі, що сприяє процесу об'ємної рекомбінації [5]. Одержати дальший часовий хід T_e і n_i в процесі розпаду плазми як з ВЧ-полем, так і без нього не вдалося. Здобута залежність τ_0 від p відповідає наявним даним [4].

З осцилограми, аналогічної на рис. 1, *a*, при $p=1 \cdot 10^{-1}$ тор була побудована залежність $\ln \frac{J}{J_0}$ від часу, де J_0 і J — інтенсивності випромінювання плазми в моменти часу t_0 і t . На початковій ділянці вказана залежність близька до лінійної, що свідчить про експоненціальний закон розпаду плазми. Далі спостерігається уповільнення цього процесу. Останнє можна пояснити підтриманням температури електронів на більш високому рівні вна-

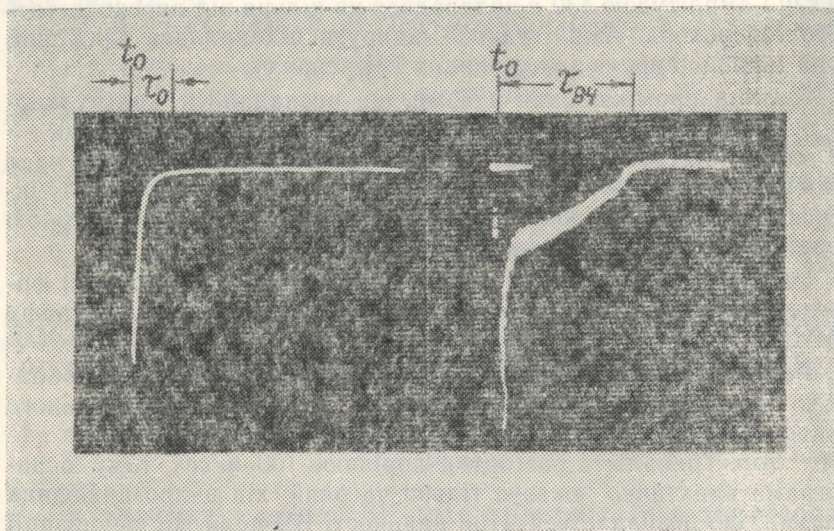


Рис. 1.

слідок зіткнень 2-го роду між електронами і збудженими молекулами газу. Експоненціальний хід розпаду на початковій ділянці показує, що деіонізація відбувається в основному на стінках трубки [6, 7] (при пропорційності $J(t)$ концентрації заряджених частинок, що було експериментально доведено для моменту часу t_0).

У таблиці подана залежність $\frac{\tau_{ВЧ}}{\tau_0}$ від тиску. Найбільше значення $\frac{\tau_{ВЧ}}{\tau_0} \sim 11$ спостерігається при низьких тисках, коли в процесі деіонізації переважну роль відіграє дифузія заряджених частинок до стінок і рекомбінація на них. ВЧ-поле ізолює плазму від стінок і τ збільшується. Із зростанням p дифузія до стінок зменшується і вплив ВЧ-поля слабшає; так, при $p=1$ тор ВЧ-поле підвищує τ тільки приблизно вдвічі.

$p, \text{ тор}$	$8 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-2}$	10^{-1}	$2 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-1}$	1
$\frac{\tau_{\text{ВЧ}}}{\tau_0}$	10,9	8,2	5,1	4,3	3,3	2,1

При накладанні ВЧ-поля на плазму візуальна яскравість свічення в центрі трубки збільшується. Розподіл інтенсивності випромінювання плазми по радіусу трубки без ВЧ-поля і з ВЧ-полем для t_0 також вказує на збільшення інтенсивності випромінювання на осі трубки (в 1,6 разів при $p=4 \cdot 10^{-1}$ тор); поблизу стінок вона дещо зменшується, хоч амплітуда ВЧ-поля біля стінок більша, що свідчить про стиснення плазми ВЧ-полем. Підвищення інтенсивності випромінювання плазми на осі трубки, можливо, пояснюється додатковим збудженням нейтрального газу при зіткненнях електронів з молекулами в ВЧ-полі і, почасти, збільшенням імовірності радіаційної рекомбінації у стисненій плазмі. Криві радіального розподілу інтенсивності випромінювання плазми були одержані шляхом застосування перетворення Абеля [8] до експериментально здобутого розподілу інтенсивності випромінювання уперек розрядної трубки.

Зазначимо, що спектральні дослідження розряду нами не проводилися через слабку інтенсивність його випромінювання, яка не дозволяла фотографувати спектр, а фотоелектричної приставки до спектрографа в нашому розпорядженні не було.

ВИСНОВКИ

1. На початковій стадії при низьких тисках і відсутності ВЧ-поля розпад плазми підпорядкований експоненціальному закону.
2. Неоднорідне ВЧ електричне поле спричиняє контракцію плазми при її розпаді.
3. Під дією ВЧ-поля час деіонізації плазми збільшується.
4. Швидкість деіонізації у процесі розпаду плазми у ВЧ-полі неоднакова, починаючи з певного моменту часу, вона різко зменшується.

ЛІТЕРАТУРА

1. К. С. Голованівський, А. А. Кузовников. ЖТФ, 1961, XXXI, вып. 3, 343.
2. К. С. Голованівський, А. А. Кузовников. ЖТФ, 1961, XXXI, вып. 7, 890.
3. В. М. Ткаченко, В. Н. Костин, В. В. Белоус. «Радиотехника и электроника», 1964, IX, вып. 2, 293.
4. С. Н. Гаврилов. ДАН СССР, 1950, LXXI, вып. 2, 265.
5. И. Мак-Даниэль. Процессы столкновений в ионизованных газах. «Мир», М., 1967.
6. Л. А. Федосеев, В. Л. Грановский. ЖТФ, 1961, XXXI, вып. 3, 357.
7. Н. А. Попов, Е. А. Афанасьева. ЖТФ, 1956, XXIX, вып. 7, 845.
8. K. Vockastan. Journ. Opt. Soc. Am., 1961, 51, 943.

ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ШУМОВІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДУГОВОГО РОЗРЯДУ З РОЗЖАРЕНИМ КАТОДОМ

В. М. Сорокіна, В. М. Костін, П. А. Литвинов

Дуговий розряд низького тиску з штучно розжареним катодом є джерелом широкосмугового шуму, обумовленого такими основними причинами: 1) електронними та іонними коливаннями плазми, незалежними від L, C, R контура; 2) коливаннями напру-

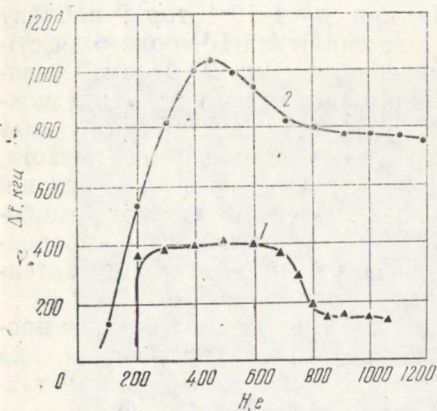


Рис. 1.

руги в проміжку, викликаними флуктуаціями концентрації позитивних іонів. Частота цих коливань не відповідає формулі Томсона і визначається режимом дуги.

Механізм виникнення шумів у газорозрядних приладах, розміщених у поперечному магнітному полі, складний і мало вивчений. Це питання доцільно також розглядати в зв'язку з результатами раніше проведених нами досліджень впливу поперечного магнітного поля на основні характеристики газорозрядних приладів дугового розряду з розжареним катодом [1, 2].

У радіоелектронній апаратурі як джерело шумів часто використовуються тиратрони з розжареним катодом. Виникнення шумів викликано коливаннями анодної частини розряду [3]. Шумова напруга на навантаженні тиратрона досягає сотень мілівольт (інколи одиниць вольт). Однак спектральна характеристика шумів тиратрона відзначається великою нерівномірністю. Одним із способів ліквідації цього недоліку є використання поперечного магнітного поля [4].

Ми досліджували вплив поперечного магнітного поля на шумові характеристики тиратронів типу ТГ1-0,1/1,3 і ТГ-212М. Тиратрон ТГ1-0,1/1,3 — одноанодний, двосітковий (однощілинні сітки), ксенонкриптонового заповнення; тиратрон ТГ-212М — одноанодний, односітковий, аргонного заповнення.

Для вимірювань застосувалася звичайна схема вмикання тиратрона, що працював на постійному струмі. Тиратрон розміщувався у середній частині соленоїда, де напруженість магнітного поля регулювалася в межах від 0 до 1200 е шляхом зміни струму в обмотці. Шумова напруга знімалася з навантажуваль-

ного опору (~ 5 ком), ввімкненого в анодне коло, і подавалася на спектроаналізатор С4-8. Анодний струм регулювався в межах $5 \div 100$ ма.

Осцилограма спектра шумів тиратрона ТГ1-0,1/1,3 в діапазоні від 20 кГц до 1 мГц при $H=0$ і $I_a = 95$ ма показує, що при відсутності магнітного поля в спектрі шумів переважають періодичні складові, зумовлені регулярними власними коливаннями іонів плазми з частотою від десятків кГц до 1,5 мГц [5]. При $H=65$ е спостерігається накладання суцільного спектру шумів на періодичні складові. При збільшенні H до 600 е періодичні складові зникають і спектр шумів вирівнюється.

На рисунку показано залежність ширини смуги шумів Δf (на рівні 0,1) від H для $I_a=8$ і 100 ма (криві 1 і 2 відповідно). При збільшенні анодного струму Δf зростає приблизно в 2,5 раза, причому для 100 ма спостерігається максимум Δf (~ 1020 кГц) при $H \sim 450$ е. При дальшому збільшенні H Δf зменшується приблизно до 800 кГц, а потім залишається приблизно незмінним. Для $I_a=8$ ма Δf залишається постійним (400 кГц) в межах $H=200 \div 700$ е. При $H > 700$ е Δf зменшується приблизно до 170 кГц.

Залежність максимальної амплітуди напруги шумів від величини напруженості магнітного поля H свідчить, що при деяких значеннях амплітуда шумів значно зростає. Для анодного струму $I_a=8$ ма і $I_a=100$ ма максимальне значення амплітуди становить ~ 80 мВ і ~ 126 мВ і досягається при $H \sim 550$ і 250 е відповідно.

Для тиратрона ТГ-212М наведені вище залежності мають аналогічний характер.

У даний час для встановлення механізму виникнення шумів газорозрядних приладів дугового розряду, розміщених у поперечному магнітному полі, використовується гіпотеза, запропонована в [6].

Умова виникнення коливань у газорозрядних шумових діодах (тиратрон можна звести до еквівалентного діода) обумовлюється нерівністю

$$\frac{k_2 c_i (U_a - \Delta U_0)}{\lambda_{\text{сер}}} > \frac{k_3}{4\delta R_H k_1 \sqrt{\Delta U_0}}, \quad (1)$$

де k_3 — коефіцієнт, який залежить від часу проходження зарядженими частинками міжелектродної відстані λ_0 (докладніше див. [6]). Можна вважати, що при збільшенні середньої довжини вільного пробігу електронів $\lambda_{\text{сер}}$ (зменшення p) k_3 знижується. Шуми можуть виникнути тільки при $\lambda_{\text{сер}} < \lambda_0$.

При випадкових збудженнях інтенсивність шумів невелика. Поперечне магнітне поле, що викликає циклотронні коливання заряджених частинок, є постійним збудженням, яке посилює шу-

ми. Крім цього, відповідно до принципу еквівалентного тиску поперечне магнітне поле створює уявне збільшення тиску Δp газу [2] і зменшує $\lambda_{\text{сер}}$, причому

$$\lambda_{\text{сер},H} = \lambda_{\text{сер},0} \left[1 - 9,5 \cdot 10^{-3} \frac{\lambda_1}{MT} \left(\frac{H}{p_0} \right)^2 \right], \quad (2)$$

де $\lambda_{\text{сер},H}$ і $\lambda_{\text{сер},0}$ — середня довжина вільного пробігу електронів при $H = H_e$ і $H = 0$; p_0 — дійсний тиску газу.

При збільшенні H $\lambda_{\text{сер},H}$ зменшується і нерівність $\lambda_{\text{сер},H} < \lambda_{\text{сер},0}$ підсилюється. При цьому число електронів, що беруть участь в утворенні шумів, збільшується або за рахунок закону розподілу довжин вільного пробігу при $I_a = \text{const}$, або внаслідок того ж закону і зростання I_a (від 8 до 100 *ма*). В обох випадках напруга шумів, ширина смуги шумів Δf і амплітуда напруги шумів U збільшуються. Таким чином перша обставина характеризує зростаючий хід кривих, а друга — їх зміщення. Щодо дальшого загального спаду кривих (при $H > 250 \div 700$ *е*), то, мабуть, це пояснюється обмеженням розрядного струму магнітним полем. Для розглянутого типу розряду цей струм переважно емісійний (електронний) і, отже, має місце явище, подібне до відсічки анодного струму в магнетронах.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. Н. Костин, В. М. Сорокина, И. В. Томов. ЖТФ, 1968, 38, вып. 6, 1006.
2. В. М. Сорокина, В. М. Костин, А. С. Гориленко. «Радиотехника», 1969, вып. 11, 119.
3. И. А. Зайцев, И. Г. Кожевников, А. А. Николаев, С. П. Шумаков. «Электронная техника», 1969, сер 3, ГРП, вып. 3 (15), 33.
4. В. В. Черниговский. «Изв. ЛЭТИ им. Ульянова», 1961, вып. 45, 120.
5. Н. М. Тетерич. Генераторы шума и измерения шумовых характеристик. Госэнергоиздат, М., 1968.
6. В. П. Черепанов, В. М. Коневских, В. Н. Львов. Газоразрядные источники шумов. «Сов. радио», М., 1968.

ДОСЛІДЖЕННЯ ДЕТЕКТОРНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ГАЗОРОЗРЯДНОЇ ПЛАЗМИ В САНТИМЕТРОВОМУ ДІАПАЗОНІ

О. П. Гаврик, К. І. Кононенко

Інтерес до газового розряду на НВЧ, пов'язаний з бурхливим розвитком техніки НВЧ. Широке застосування здобули газорозрядні перемикачі, висуваються пропозиції щодо можливості використання газорозрядних атенуаторів, фазообертачів та інших комутуючих пристроїв для діапазону НВЧ.

Природно, що створення чутливої вимірювальної апаратури, зокрема детектуючої, в цьому діапазоні має велике значення. Більше того, відомі методи вимірювання потужності надвисоких частот мають цілий ряд недоліків і тому не відповідають сучасним вимогам. Необхідно відшукати принципово нові методи вимірювання потужності НВЧ, засновані на безпосередній дії електромагнітної енергії на процеси в речовині. Один з та-

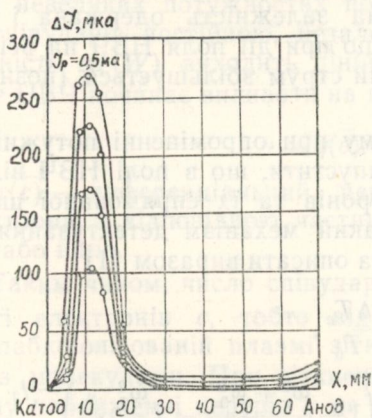


Рис. 1.

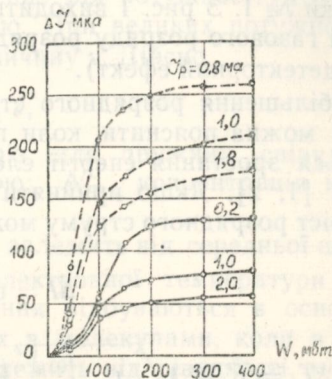


Рис. 2.

ких методів виходить із взаємодії електромагнітної хвилі з плазмою газового розряду.

Незважаючи на те, що газорозрядні детектори були запропоновані ще в 1940 р., природа детекторного ефекту ще й досі недостатньо з'ясована.

У даній роботі наводяться результати експериментальних досліджень газорозрядних детекторів діодного типу, що являють собою скляну трубку діаметром 18 мм з двома алюмінієвими електродами, розташованими на віддалі 70 мм один від одного. Одна з трубок (№ 1) наповнена неонам при тиску 8 *тор*, друга (№ 2) — сумішшю аргону з 5% парів води при загальному тиску 2 *тора*. Вимірювання проводилися на частоті 9375 *Мгц*. Для підведення потужності НВЧ до газорозрядної трубки використовувалася вимірювальна секція, що являє собою плавно звужений по вузькій стінці хвилевод. В широких стінках хвилевода є отвори для введення трубок. Звуження хвилевода дозволяє підвищити питому потужність сигналу, що падає на плазму. Крім того, за рахунок зменшення області взаємодії електричного поля з плазмою можна вивчати детекторні властивості різних відрізків газового розряду. Щоб запобігти втратам потужності через отвори в хвилеводі, застосовувалися позаграничні хвилеводи круглого перерізу.

Величина зміни розрядного струму ΔI під впливом електромагнітного поля (детекторний струм) вимірювалася за допомогою компенсуючої схеми. Були зняті залежності детекторного струму від місця опромінення розряду, потужності поля НВЧ, режиму розряду.

На рис. 1 показано залежність детекторного струму від місця опромінення тліючого розряду для трубки № 2 при різних розрядних струмах. Аналогічна залежність одержана і для трубки № 1. З рис. 1 виходить, що при дії поля НВЧ на всі області газового розряду розрядний струм збільшується (позитивний детекторний ефект).

Збільшення розрядного струму при опроміненні потужністю НВЧ можна пояснити, коли припустити, що в полі НВЧ відбувається зростання енергії електронів та їх спрямованої швидкості [1, 2]. Якщо прийняти такий механізм детектування, то приріст розрядного струму можна описати виразом [1]

$$\Delta I = c I_0 \frac{\Delta T_e}{T_0}, \quad (1)$$

$$\Delta T_e = K W \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_k}{\omega}\right)^2} \operatorname{Re} \left(1 - \frac{\omega_k^2 + \omega_0^2}{\omega^2} - i \frac{\omega_0^2 \nu}{\omega^2} \right)^{-1/2}, \quad (2)$$

- де ΔT_e — приріст електронної температури в полі НВЧ;
 T_0 — початкова електронна температура;
 W — падаюча потужність НВЧ;
 ω_k — критична частота хвилевода;
 ν — частота співударів;
 K — коефіцієнт, що характеризує величину приросту температури при накладанні поля НВЧ ($8 \frac{\text{град}}{\text{мвт}}$ для Ne і $16 \frac{\text{град}}{\text{мвт}}$ для Ar).

З рис. 1 видно, що максимум детекторного струму припадає на область темного фарадієвого простору (ТФП). Це пояснюється тим, що в області ТФП енергія електронів мінімальна і, отже, відносна зміна енергії електронів буде тут максимальною. Крім того, оскільки детекторний ефект викликаний дією електромагнітного поля на електрони плазми, то детекторний струм має бути пропорціональний щільності електронів. Концентрація останніх має максимальне значення в області ТФП [3], що також зумовлює наявність максимуму детекторного струму в цій області.

На рис. 2 подано залежності детекторного струму від величини падаючої потужності поля НВЧ. Хід цих кривих можна пояснити на підставі формул (1) і (2), з яких виходить, що

$$\Delta I \sim \frac{W}{\sqrt{\nu}}. \quad (3)$$

При невеликих потужностях поля НВЧ можна вважати частоту співударів постійною, незалежною від потужності. Тоді залежність $\Delta I(W)$ виходить лінійною. При великих потужностях поле НВЧ починає впливати на величину ν . Дійсно,

$$\nu = q(\bar{c})N_{mi}\bar{c}, \quad (4)$$

де $q(\bar{c})$ — диференціальний переріз для пружних співударів електрона з відповідною частинкою; $N_{m,i}$ концентрація молекул або іонів.

Таким чином, число співударів залежить від середньої швидкості електронів \bar{c} , тобто від електронної температури T_e . В слабкоіонізованій плазмі зіткнення відбуваються в основному з молекулами. При зіткненнях з молекулами, коли в першому наближенні переріз q не залежить від швидкості, можна вважати [4, 5]

$$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{T_e}{T}}, \quad (5)$$

де T — температура газу.

Зміна електронної температури приведе до відповідної зміни числа зіткнень, як впливає з (5):

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{1}{2} \frac{\Delta T_e}{T_e}. \quad (6)$$

З (6) видно, що розігрівання електронів в полі НВЧ збільшує частоту співударів. Крім того, з підвищенням потужності НВЧ поля також збільшується частота непружних зіткнень. Все це приводить до того, що при зростанні інтенсивності поля НВЧ буде спостерігатися відхилення від лінійної залежності $\Delta I(W)$, як це видно з рис. 2. З рис. 2 виходить, що залежність детекторного струму від потужності поля НВЧ лінійна для $W \lesssim 0,1$ вт. При більших потужностях спостерігається відхилення від лінійної залежності.

Дослідження залежності детекторного струму від величини розрядного струму показало, що при визначених струмах розряду існує максимум детекторного ефекту (0,2 ма і 0,5 ма для трубок № 1 і 2 відповідно).

Аналіз формули (2) свідчить, що залежність $\Delta T_e(n_e)$ має максимум при деякому значенні електронної щільності, що дорівнює

$$n_e = 3 \cdot 10^{10} \omega^2 \left[\left(1 - \frac{\omega_k}{\omega} \right)^2 \right]. \quad (7)$$

Оскільки з підвищенням розрядного струму зростає і електронна концентрація, то залежність $\Delta I(I_p)$ також повинна мати максимум.

Ми досліджували також схемні особливості газорозрядного детектора. Газовий розряд, що дає додатковий струм при опроміненні полем НВЧ можна зобразити у вигляді генератора постійного струму з внутрішнім опором R_i і струмом короткого замикання $I_{к.з} = \Delta I_0$. Детекторний струм, що вимірюється ΔI , пов'язаний з струмом короткого замикання ΔI_0 співвідношенням [6]

$$\Delta I = \frac{R_i}{R_i + R} \Delta I_0, \quad (8)$$

де R — обмежуючий опір.

Внутрішній диференціальний опір розряду R_i визначається за вольт-амперною характеристикою $V(I)$ в робочій точці. Для перевірки справедливості такого визначення знімалися залежності детекторного струму від величини обмежуючого опору. Розрахунок показав, що залежність $\Delta I(R)$ добре описується виразом (8). За одержаними даними була встановлена максималь-

на чутливість розглянутих детекторів (в області ТФП) $\eta = \frac{\Delta I_0}{W}$. Виявилося, що лампа, наповнена сумішшю аргону і парів води,

має максимальну чутливість порядку $40 \frac{\text{мкА}}{\text{мВт}}$. Чутливість лампи,

наповненої одним тільки неоном, була на порядок нижче. Цей факт пояснюється тим, що коефіцієнт K , який характеризує величину приросту електронної температури при накладанні поля НВЧ (формула (2)) для Ag має значення вдвічі більше, ніж для Ne. Отже, детекторний ефект в Ag повинен виявлятися сильніше.

Таким чином, величину і знак детекторного ефекту можна пояснити з точки зору теорії нагріву електронного газу в полі НВЧ.

ЛІТЕРАТУРА

1. Г. Д. Лобов. «Радиотехника и электроника», 1960, 5, 1848.
2. Г. Д. Лобов, В. В. Захаров. «Радиотехника и электроника», 1962, 7, 652.

3. А. Энгель, М. Штенбек. Физика и техника электрического разряда в газах, т. I и II, ОНТИ, 1935.
 4. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг. Распространение радиоволн, М.—Л., 1953.
 5. В. Л. Гинзбург, А. В. Гуревич. УФН, 1960, 70, 201, 393.
 6. Ч. Пейдж. Алгебра электроники, Госэнергонздат, М.—Л., 1962.

ВІДПОВІДНІСТЬ МІЖ ЛІНІЙНОЮ І НЕЛІНІЙНОЮ ТЕОРІЯМИ ПІДСИЛЮВАЧІВ ТА ГЕНЕРАТОРІВ НВЧ

М. А. Хижняк, Г. П. Щербинін

Порівняння лінійного і нелінійного опису процесів, що відбуваються в електронних приладах НВЧ, можна широко здійснити тільки на прикладі клістрона, який є найбільш простою для аналізу системою. Ця простота обумовлена тим, що основні фізичні процеси — модуляція пучка за швидкістю, перетворення її в модуляцію за густиною та передача сигналу в навантаження — протікають в істотно різних областях системи.

1. Клістронний групувач. Опис в лагранжових і ейлерових змінних

Користуючись змінними Лагранжа, розглянемо в нелінійному наближенні процес угруповання одношвидкісного пучка електронів, що рухається вздовж осі z і в момент часу t_0 проходить через сітки клістронного групувача, який знаходиться в перерізі $z=0$. Незбурені значення швидкості й густини пучка (v_0 та n_0 відповідно) постійні вздовж пучка. Статичні поля скомпенсовані. Поперечні швидкості електронів та кут пролітання їх через групувач дорівнюють нулю. До сіток групувача підведена змінна напруга

$$\tilde{u} = u \sin \omega_0 t_0.$$

Вихідні рівняння, що описують рух електронів пучка з урахуванням дії сил об'ємного заряду, мають вигляд.

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= -\frac{e}{m} E_z; & \frac{\partial E_z}{\partial z} &= 4\pi e (n_0 - n); \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} &= 4\pi e (nv - n_0 v_0). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Визначаючи з другого і третього рівнянь системи величину $\frac{dE_z}{dt}$,

з рівняння руху одержимо

$$\frac{d^2 v}{dt^2} + \Omega^2 v = \Omega^2 v_0, \quad (2)$$

де $\Omega = \sqrt{\frac{4\pi e^2}{m} n_0}$ — плазмова частота. Розв'язок рівняння (2) має такий вигляд: $v(t, t_0) = v_0 + a \cos \Omega(t - t_0)$. (3)

Тут a — зміна швидкості електрона в момент часу $t = t_0$, що вначається з виразу для кінетичної енергії електрона, який пролетів через групувач:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_0^2}{2} + eu \sin \omega_0 t_0,$$

звідки $v = v_0 + \frac{eu}{mv_0} \cdot \sin \omega_0 t_0$,

де припускається, що

$$\frac{eu}{mv_0^2} \ll 1. \quad (4)$$

Таким чином,

$$a = \frac{eu}{mv_0} \cdot \sin \omega_0 t_0. \quad (5)$$

Інтегруючи (3) по t з урахуванням (5), дістанемо

$$z = v_0(t - t_0) + \frac{eu}{mv_0\Omega} \cdot \sin \omega_0 t_0 \cdot \sin \Omega(t - t_0). \quad (6)$$

Для встановлення густини струму пучка скористаємося рівнянням неперервності, яке в змінних Лагранжа має вигляд

$$j dt = j_0 dt_0$$

і з якого

$$j = j_0 \left. \frac{dt_0}{dt} \right|_{z=\text{const}}. \quad (7)$$

Оскільки знайти функцію $t_0(z, t)$ з трансцендентного рівняння (6) неможливо, визначаємо $\frac{dt_0}{dt}$ приблизно. В результаті після диференціювання (6) при $z = \text{const}$ одержимо в першому наближенні по $\frac{eu}{mv_0^2}$:

$$j(z, t_0) = j_0 \cdot \frac{1}{1 - \frac{eu\omega_0}{mv_0^2\Omega} \cdot \sin \frac{\Omega z}{v_0} \cos \omega_0 t_0}.$$

Здобутий вираз ще не дає конкретної інформації про характер густини струму. Щоб одержати цю інформацію, зробимо

перехід до змінних Ейлера. $j(z, t_0)$ є парною періодичною функцією t_0 . Аналізуючи рівність (6), можна дійти до висновку, що j також є парною періодичною функцією t з тим самим періодом, що і для t_0 . Розкладемо густину струму в ряд Фур'є таким чином:

$$j(z, t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \left[n\omega_0 \left(t - \frac{z}{v_0} \right) - \varphi_n \right].$$

Звідси, використовуючи (4), (7) і враховуючи парність функції $j(t_0)$, одержимо

$$j(z, t) = j_0 + 2j_0 \sum_{n=1}^{\infty} J_n \left(n \frac{eu\omega_0}{m v_0^2 \Omega} \cdot \sin \Omega \frac{z}{v_0} \right) \cdot \cos n\omega_0 \left(t - \frac{z}{v_0} \right). \quad (8)$$

Коли концентрація електронів пучка мала і дія сил об'ємного заряду незначна, Ω — теж мале. Якщо прийняти в цьому випадку, що $\Omega \frac{z}{v_0} \ll 1$, з (8) можна здобути формулу Вебстера, яка є результатом кінетичної теорії. Порівняння (8) з формулою Вебстера дає відомий висновок про те, що для компенсації сил об'ємного заряду, які перешкоджають бунчуванню пучка, треба збільшити амплітуду модулюючої напруги u .

Для порівняння результатів лінійної і нелінійної теорії розглянемо ту саму задачу визначення густини струму пучка, промодульованого гармонічним сигналом в ідеальному клістронному групувачі, в змінних Ейлера. Вихідна система лінеаризованих рівнянь має вигляд

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} &= -\frac{e}{m} E_z; \\ \frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} + n_0 \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} + v_0 \frac{\partial \tilde{n}}{\partial z} &= 0; \\ \frac{\partial E}{\partial z} &= -4\pi e \tilde{n}; \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

де припускається, що

$$n = n_0 + \tilde{n}; \quad v = v_0 + \tilde{v};$$

$$|\tilde{n}| \ll n_0; \quad |\tilde{v}| \ll v_0.$$

Величина $E_z = E + E_M$, де E — поле, обумовлене рухом пучка.

$$E_M = -u\delta(z)\sin\omega_0 t,$$

де $u\sin\omega_0 t$ — модулююча напруга, що діє в перерізі $z=0$;
 $\delta(z)$ — функція Дірака.

Всі змінні величини розкладемо в подвійний інтеграл Фур'є:

$$F(z,t) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega,k) \exp[i(\omega t - kz)] d\omega dk. \quad (10)$$

Зробивши пряме перетворення Фур'є заданої функції $E_M(z, t)$, знаходимо її спектральну густину

$$E_M(\omega,k) = i\pi u [\delta(\omega - \omega_0) - \delta(\omega + \omega_0)].$$

Тепер з (9) можна записати рівняння для компонент Фур'є:

$$i(\omega - v_0 k) \tilde{v} = -\frac{e}{m} (E + i\pi u [\delta(\omega - \omega_0) - \delta(\omega + \omega_0)]); \quad (11)$$

$$(\omega - v_0 k) \tilde{n} - n_0 k \tilde{v} = 0; \quad ikE = 4\pi e \tilde{n},$$

де $\tilde{v} = \tilde{v}(\omega,k)$; $\tilde{n} = \tilde{n}(\omega,k)$; $E = E(\omega,k)$.

Розв'язуємо систему рівнянь (11) відносно \tilde{v}

$$\tilde{v} = \frac{e}{m} \pi u \frac{[\delta(\omega + \omega_0) - \delta(\omega - \omega_0)] (\omega - v_0 k)}{(\omega - v_0 k)^2 - \Omega^2}.$$

Скориставшись системою (11) і останнім виразом, запишемо компоненту Фур'є густини струму в лінійному наближенні:

$$\tilde{j}(\omega,k) = -e(n_0 \tilde{v} + v_0 \tilde{n}) = \pi \frac{e^2}{m} n_0 u \frac{\omega [\delta(\omega - \omega_0) - \delta(\omega + \omega_0)]}{(\omega - v_0 k)^2 - \Omega^2}.$$

Згідно з (10),

$$\tilde{j}(z,t) = \frac{e^2 n_0 \omega_0 u}{4\pi m} \left\{ \exp(-i\omega_0 t) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-ikz) dk}{v_0^2 (k-k_1)(k-k_2)} + \right. \\ \left. + \exp(i\omega_0 t) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-ikz) dk}{v_0^2 (k-k_3)(k-k_4)} \right\},$$

де $k_{1,2} = \frac{1}{v_0} (-\omega_0 + \Omega)$; $k_{3,4} = \frac{1}{v_0} (\omega_0 + \Omega)$.

Коли врахувати наявність дисипаційних втрат енергії пучка, які в реальній системі завжди мають місце, і ввести до рівняння руху

системи (9) силу тертя, то можна показати, що k — комплексна величина і полюси підінтегральних функцій розміщені не на речовинній осі, а дещо нижче її. Зваживши на цю обставину і використовуючи теорему про відрахування, одержимо

$$\tilde{j}(z, t) = j_0 \frac{eu}{mv_0^2} \cdot \frac{\omega_0}{\Omega} \sin \Omega \frac{z}{v_0} \cos \omega_0 \left(t - \frac{z}{v_0} \right). \quad (12)$$

Тепер можна порівняти результати лінійної і нелінійної теорії, відображені відповідно формулами (12) і (8). У лінійному наближенні ми здобуваємо розв'язок для $j(z, t)$ у вигляді біжучої хвилі, частота якої дорівнює частоті примусової сили, а амплітуда пропорціональна амплітуді початкового збурення. Таким чином, лінеаризація вихідних рівнянь означає перш за все лінеаризацію за початковою амплітудою.

Нелінійна теорія дає вираз для хвиль густини заряду у вигляді нескінченного набору біжучих хвиль, що вміщує коливання основної частоти і всіх її гармонік. Тому лінійна теорія не може бути використана для описання багаточастотних коливань, які обов'язково виникають у пучку. Амплітуда коливань густини заряду як на основній частоті, так і на гармоніках у загальному випадку не є лінійною функцією початкового збурення і має складний характер.

Можливі два нелінійні режими праці електронного приладу НВЧ:

1. Одночастотний режим. У цьому режимі амплітуда гармонік із зростанням n швидко зменшується, у всякому разі, на робочій ділянці залежності амплітуди від z . Тому має фізичний зміст завдання визначення граничної амплітуди коливань основної частоти. Зокрема, у випадку клістронного групувача вона дорівнює

$$j_{1\max} = 2j_0 J_1 \left(\frac{eu}{mv_0^2} \cdot \frac{\omega_0}{\Omega} \sin \Omega \frac{z_1}{v_0} \right),$$

де z_1 — значення координати, при якому I_1 має максимум.

2. Багаточастотний режим. Тут амплітуди деяких гармонік стають сумірними з амплітудою основної частоти раніше, ніж остання досягає максимуму (залежно від z). У цьому режимі в пучку виникають турбулентні процеси і він принципово не підходить для підсилення або генерування коливань.

II. Клістронний генератор. Інкремент лінійної теорії та гранична амплітуда коливань

На прикладі відбивного клістрона розглянемо умови виникнення генерації і залежність граничної амплітуди коливань від

навантаження, використовуючи результати нелінійної теорії, одержані вище. Для цього виведемо рівняння для амплітуди коливань поля між сітками резонатора, що дорівнює

$$E_c = E(t) \sin \omega_0 t,$$

де $E(t)$ — амплітуда, що повільно змінюється з часом. Як видно з рівняння візьмемо співвідношення, що виражає закон збереження енергії

$$\frac{dW}{dt} = -D + D_B. \quad (13)$$

Тут W — енергія, що нагромадилася в резонаторі клістрона; D — потужність, яка витрачається в стінках резонатора і віддається в навантаження; D_B — потужність, що поглинається або виділяється пучком в результаті взаємодії з полем резонатора. Для цих трьох величин мають місце рівності [1],

$$W = \alpha E^2; \quad D = \alpha E^2; \quad D_B \cong \beta j_B E.$$

Тому рівняння (13) набуває вигляду

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\alpha}{2\alpha} E + \frac{\beta}{2\alpha} j_B. \quad (14)$$

Для визначення j_B підкреслимо, що

$$D_B = \int_V j_c E_c dV, \quad (15)$$

де інтегрування здійснюється по простору взаємодії, а риска означає середнє за часом значення. В (15)

$$j_c = j_0 - j,$$

де j — густина струму пучка, що входить у простір між сітками з боку відбивача. Для знаходження j використаємо формулу (8), одержану в нелінійному наближенні, припустивши в ній, що

$\sin \Omega \frac{z}{v_0} \cong \Omega \frac{z}{v_0}$; а $z = 2z_m$, де z_m — відстань, яку пролітають електрони від сіток до повороту назад. Нехай напруженість сповільнюючого поля між відбивачем і сітками $E_0 = \text{const}$, тоді $2z_m = \frac{mv_0^2}{eE_0}$. Крім цього, $u = -Ed$, де d — відстань між сітками.

Тому

$$j_c = 2j_0 \sum_{n=1}^{\infty} J_n \left(n \frac{E\omega_0 d}{E_0 v_0} \right) \cdot \cos n\omega_0 \left(t - \frac{z}{v_0} \right);$$

$$\overline{j_c E_c} = \frac{1}{T} \int_0^T j_c E \sin \omega_0 t dt = j_0 E J_1 \left(\frac{E \omega_0 d}{E_0 v_0} \right) \cdot \sin \omega_0 \frac{m v_0}{e E_0}.$$

З другого боку, $\overline{j_c E_c} = j_b E$. Порівнюючи цю рівність з попередньою, визначаємо j_b , тоді рівняння для амплітуди, що повільно змінюється згідно з (14), набуває вигляду

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\alpha}{2x} E + \frac{\beta}{2x} j_0 J_1 \left(\frac{E \omega_0 d}{E_0 v_0} \right) \cdot \sin \omega_0 \frac{m v_0}{e E_0}.$$

Проаналізуємо одержане рівняння. Для моменту виникнення генерації, коли E — мале, можна вважати, що

$$I_1(x) \simeq \frac{x}{2}.$$

Тоді

$$\frac{dE}{dt} = \gamma E. \quad (16)$$

Тут параметр γ є інкрементом лінійної теорії, що характеризує швидкість зростання амплітуди поля E під час виникнення генерації. Не порушуючи загальності аналізу, можна припустити, що

$$E_0 = E'_0 = \frac{2m\omega_0 v_0}{3\pi e}.$$

У цьому випадку

$$\sin \omega_0 \frac{m v_0}{e E'_0} = -1,$$

а інкремент лінійної теорії має найбільшу величину γ_m . Оскільки [2]

$$\frac{\alpha}{x} = \omega_0 \left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_n} \right),$$

де Q_0 — ненавантажена добротність резонатора; Q_n — добротність, що визначається віддачею енергії в навантаження, то

$$\gamma_m = \frac{\beta \Omega^2 d}{16x v_0} - \frac{\omega_0}{2} \left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_n} \right).$$

У стаціонарному режимі коливань амплітуда досягає насичення: $E = E_m$. Гранична амплітуда напруженості поля між сіт-

ками резонатора E_m задовольняє рівнянню $\frac{dE_m}{dt}=0$, з якого при $E_0=E_0'$ виходить:

$$E_m = \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{en_0 v_0 Q_0}{\omega_0 (1 + \xi)} \cdot J_1 \left(\frac{e}{m} \frac{3}{2} \pi \frac{E_m d}{v_0^2} \right), \quad (17)$$

де
$$\xi = \frac{Q_0}{Q_n}.$$

За виглядом рівнянь (16) і (17) можна судити про часову залежність амплітуди коливань основної частоти. У початковій стадії зростання амплітуди $E(t) = E_n e^{rt}$, тобто амплітуда пропорційна початковому збуренню, що збуджує генератор, і експоненціально підвищується з часом. Амплітуда ж стаціонарних коливань не залежить від амплітуди початкового збурення і визначається в основному еквівалентною добротністю системи.

Якщо виразити праву частину рівняння (17) через інкремент γ_m і опустити доданок, що містить множник $\frac{\alpha}{2\alpha}$ і визначається тільки втратами енергії, то одержимо

$$e = \frac{4Q_0}{\omega_0 (1 + \xi)} \gamma_m J_1(e), \quad \text{де } e = \frac{3}{2} \pi \frac{ed}{m v_0^2} E_m.$$

Звідси можна зробити висновок, що інкремент лінійної теорії відіграє велику роль і в нелінійній теорії, тільки тут він характеризує не швидкість зростання амплітуди коливань поля з часом, а її граничне значення.

Якщо записати рівняння для амплітуди коливань основної частоти, використовуючи (9) безпосередньо, тобто ураховуючи дію сил об'ємного заряду, можна показати, що найбільший інкремент лінійної теорії у цьому разі

$$\gamma_m = \gamma \Big|_{E_0=E_0'} = \frac{\beta}{16\alpha} \cdot \frac{\Omega \omega_0 d}{\pi v_0} \cdot \sin \frac{3}{2} \pi \frac{\Omega}{\omega_0} - \frac{\alpha}{2\alpha}.$$

Цей вираз показує, що для визначеної концентрації електронів пучка, яка відповідає $\Omega \lesssim \frac{2}{3} \omega_0$, розгойдування коливань у відповідному клістріні утруднене, а у випадку, коли $2\omega_0 < 3\Omega < 4\omega_0$, навіть неможливе ($\gamma < 0$).

При великих значеннях граничної амплітуди коливань треба точніше визначити приріст швидкості електрона і величину $\frac{dt_0}{dt}$

у формулах (3) та (7) відповідно, не обмежуючись першим наближенням по $\frac{eu}{mv_0^2}$. Необхідно також зауважити, що, аналізуючи зміну амплітуди коливань та її значення у стаціонарному режимі, ми не враховуємо більш тонких явищ, таких, наприклад, як зміна власної частоти резонатора, навантаженого пучком, обумовлена тим, що пучок має якості діелектрика (електронна перебудова частоти). Це спрощення пов'язане з тим, що основна увага нами приділяється зіставленню лінійного і нелінійного опису механізму генерації коливань.

ЛІТЕРАТУРА

1. С. Д. Гвоздовер. Теория электронных приборов СВЧ. М., ГИИТ, 1956.
2. R. Warnecke et P. Guenard. Les tubes electroniques a command par modulation de vitesse. Paris, 1951.

РЕФЕРАТИ

УДК 550.388.2

Розрахунок ефектів, що виникають при розповсюдженні радіохвиль через крупні неоднорідності іоносфери, які не утворюють статистичного ансамблю. Місюра В. О., Стасенко, В. Д., Новожилов В. І., Світличний М. П., Єрохін Ю. Г., Герасимова Н. Д. «Вісник Харківського університету. Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 3—14.

У геометрооптичному наближенні наведено розрахунки і проаналізовано ефекти (рефракція, фазове й групове запізнення, доплерівське зміщення частоти, кут і швидкість повороту площини поляризації через Фарадея), що виникають при розповсюдженні радіохвиль через крупні неоднорідності іоносфери, які не утворюють статистичного ансамблю.

Рисунків — 7. Таблиць — 3. Бібліографія — 8 назв.

УДК 621.396.671

Деякі властивості самофазованих антенних ґраток. Горобець М. М., Сергієнко Ю. І. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 15—18.

Обчислено діаграми розсіювання ґраток слабконаправлених випромінювачів, з'єднаних попарно фідерними лініями однакової довжини, причому довжина ліній, що з'єднують сусідні пари, відрізняється на половину довжини хвилі в лінії. Показано, що такі ґратки розсіюють електромагнітну енергію в напрямках, відмінних від напрямку її приходу при будь-яких кутах падіння хвилі на ґратку.

Рисунків — 3. Бібліографія — 1 назва.

УДК 538.574.6

Задача дифракції електромагнітної хвилі на двохшарових несиметричних ґратках. Казанський В. Б., Ульянов В. М. «Вісник Харківського університету. Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту. Харків, 1972, стор. 18—23.

Розв'язується задача про дифракцію плоскої E -поляризованої електромагнітної хвилі на двохшарових несиметричних ґратках (нормальне падіння). Рішення одержано у вигляді двох незалежних безконечних систем лінійних алгебраїчних рівнянь. Вказано на можливість використання паралельного переміщення плоских ґраток як параметра управління електродинамічними характеристиками дифрагійного поля.

Рисунків — 1. Бібліографія — 4 назви.

Збудження циліндра з поздовжньою щільною плоским модульованим потоком заряджених частинок. Кошпарьонов В. М., Сидоренко Є. Б. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1, Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 23—26.

Одержано розв'язок задачі про збудження електромагнітних коливань всередині і поза циліндром з поздовжньою щільною плоским модульованим потоком, що пролітає на деякій відстані від циліндра так, що щільна може бути довільно орієнтована відносно потоку. Рішення представлено у вигляді ряду Фур'є-Бесселя, коефіцієнти якого знаходяться з суворої граничної задачі методом Рімана-Гільберта. Рішення охоплює широке коло зміни параметрів і допускає кожну наперед задану точність розрахунків на ЕОМ.

Рисунків — 1. Бібліографія — 1 назва.

Критичні частоти зв'язаних жолобкових хвильоводів. Снурнікова Г. К. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1, Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 27—29.

Розглянуто жолобкові хвильоводи, зв'язані по вузькій частині хвильовода. Одержано розв'язок задачі у вигляді двох безконечних систем лінійних алгебраїчних рівнянь, з яких можна знайти критичні частоти і втрати у такій відкритій структурі при довільних параметрах задачі.

Для деяких значень геометричних розмірів структури одержано розв'язок задачі у явному вигляді. Наведено графіки залежності критичного хвильового числа поширюваних у структурі хвиль від геометричних розмірів жолобкових хвильоводів.

Рисунків — 1. Бібліографія — 2 назви.

Симетричні хвилі в гіротропному шарі плазми на логарифмічній спіралі. Яцук К. П., Биховець В. В., Арсен'єва С. І. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1, Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 30—34.

Розглянуто розповсюдження радіальних хвиль у системі, що складається з логарифмічної спіралі і шару плазми. Перпендикулярно напрямку розповсюдження електромагнітних хвиль прикладається постійне магнітне поле. Задача розв'язується в гідродинамічному наближенні.

Одержано дисперсійне рівняння для симетричних хвиль і вираз для опору зв'язку. На ЕОМ проведено числові розрахунки дисперсійних характеристик і опору зв'язку при різних параметрах системи. Показано, що дисперсійні характеристики спіралі на шарі плазми мало відрізняються (за винятком резонансної області) від таких для вільної спіралі, а енергетичні характеристики системи кращі.

Рисунків — 2. Бібліографія — 5 назв.

Дослідження резонансного розсіяння електромагнітних хвиль на діелектричному еліпсоїді в прямокутному хвильоводі. Українець М. І., Хижняк М. А. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1, Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 34—39.

Викладено результати експериментального дослідження функції розсіяння $F(\theta, \varphi)$ для діелектричного еліпсоїда в резонансній області. Виявлено існування резонансів при розсіянні електромагнітної хвилі на діелектричному еліпсоїді. Показано, що розсіяння стає функцією полярних кутів, а самі умови виникнення резонансів залежать від цих кутів.

Рисунків — 4. Бібліографія — 5 назв.

УДК 538.56:530.145

Кутовий розподіл дальнього поля GaAs інжекційного лазера. В. А. Єпішин, О. В. Литов, О. Б. Катрич. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стр. 39—44.

Повідомляється про дослідження кутового розподілу інтенсивності в дальній зоні імпульсних інжекційних GaAs лазерів, що працюють при кімнатній температурі. Довжина хвилі випромінювання — приблизно 0,9 $\mu\text{м}$, частота слідування імпульсів — 6 кГц , тривалість імпульсу — порядку 0,2 $\mu\text{сек}$, середня погужність випромінювання — до 3 вт , діапазон зміни струму накачування — 30—80 а в імпульсі.

З'ясовано, що розміри плями дальнього поля при старінні діодів, зміні рівня накачування від зразка до зразка більш стабільні в напрямку, перпендикулярному до p - n переходу, і можуть значно змінюватися вздовж переходу. При зростанні рівня накачування пляма поля в площині, паралельній до переходу, значно розпливається, менше звужується в перпендикулярному напрямку. При старінні діодів зміни плями поля мають той самий характер, але слабші кількісно. При малих рівнях накачування, близьких до порогу, характер випромінювання переходу якісно такий самий, як і при дифракції на прямикуватій щілині.

Рисунків — 4. Бібліографія — 7 назв.

УДК 536.248.2

Дослідження систем з високим коефіцієнтом теплопровідності. Балкашин В. П., Кузьмичов В. М. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 44—49.

Розглядаються конструкція, фізичні процеси і основні властивості високо-теплопровідних систем типу «теплова трубка» при робочих температурах 300—500° К, як теплоносій використовуються ацетон і вода. Було виміряно коефіцієнт теплопровідності і градієнт температури в стаціонарному і імпульсному режимах. Показано, що при роботі з енергіями великої густини виникає «вигорання» гноту в зоні випаровування робочої рідини.

Рисунків — 2. Бібліографія — 4 назви.

УДК 621.372.826.1

Мініаюрний трисантиметровий хвилевод з діелектричним заповненням. Ананьїн Є. Д., Конопля В. М., Фесенко Ю. М., Шейко В. П. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 49—52.

Розглядається малабаритний тракт трисантиметрового діапазону, виконаний на основі прямокутного хвилевода $7,2 \times 3,4 \text{ мм}$, заповненого ізотропним діелектриком з $\epsilon = 14$ і $\text{tg } \delta = 3 \cdot 10^{-4}$. Наведено експериментальні дослідження цього хвилевода.

Рисунків — 2. Бібліографія — 2 назви.

Хвилеводно-смужкові переходи. Седих В. М., Ляпунов М. В., Беліков В. В., Саприкін І. І., Покусай В. В. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 52—54.

Описується конструкція розроблених хвилеводно-смужкових переходів. Переходи являють собою короткозамкнуті хвилеводні секції, до яких під прямим кутом приєднуються смужкові лінії.

У результаті експериментальних досліджень виявлено оптимальні розміри переходів.

КСХН переходів не перевищує 1,25 в 20%-ній смузі частот (хвилевод 23×10 мм) і 1,20 в 41%-ній смузі частот (хвилевод 17×8 мм).

Рисунків — 2. Бібліографія — 5 назв.

Експериментальне дослідження НВЧ-фільтрів з електричною перестройкою на періодичній феритовій структурі. П'ятак М. І., Коробкін В. О. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка». Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 54—58.

Досліджуються властивості й параметри фільтрів на періодичних феритових структурах, керованих за допомогою зовнішнього магнітного поля. Представлено результати експериментів по оптимізації параметрів періодичної структури (товщини феритових елементів, співвідношення довжин пустої і заповненої феритом частини періоду, параметрів матеріалу). Вказано на деякі переваги фільтрів на ПФС перед іншими типами керованих фільтрів.

Рисунків — 3. Бібліографія — 7 назв.

Кінетична теорія детекторних характеристик. Кононенко К. І., Погребняк В. О. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 58—62.

Досліджується детекторний ефект газорозрядної плазми. Розв'язуючи кінетичне рівняння Больцмана і використовуючи поняття ефективної температури, автори одержали детекторні характеристики по зондовому й розрядному струмах. Розглянуто випадки сильного і слабого розігріву. Показано, що знак детекторного струму визначається механізмом розсіяння імпульсу електронів. При розсіянні імпульсу на нейтральних молекулах детекторний струм додатний, при розсіянні на іонах — від'ємний. Доведено, що зондові детекторні характеристики можуть мати максимум і що це явище пов'язане з непружними зіткненнями.

Бібліографія — 9 назв.

Вплив магнітного поля на постійну складову струму ВЧ-розряду. Костін В. М., Вязьмитинов І. А. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1, Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 62—64.

Наводяться експериментальні дані про вплив аксіального магнітного поля ($B \sim 0 \div 750$ гс) на постійну складову струму $I = V\dot{C}$ -розряду ($v = 32$ мгц) в аргоні ($p \sim 8 \cdot 10^{-2} \div 18$ тор) між коаксіальними циліндрами.

З результатів експерименту видно, що збільшення V приводить спочатку до зростання I , а потім до зменшення I , що пояснюється на основі принципу еквівалентного тиску, згідно з яким уявне збільшення тиску Δp , обумовлене впливом магнітного поля, пропорціональне V^2 . Таким чином, підвищення V при фіксованій напрузі горіння приведе, в залежності від дійсного тиску газу, до зростання або зменшення розрядних струмів, у тому числі й I .

Другий спосіб пояснення ґрунтується на використанні залежностей пробійної $V\dot{C}$ -напруги від магнітного поля, що мають резонансний характер.

Рисунків — 2. Бібліографія — 6 назв.

УДК 537.525.6

Дослідження впливу неоднорідного $V\dot{C}$ -поля на напругу запалювання розряду в довгих трубках. Білоус В. В., Костін В. М. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 64—67.

Для довгих трубок з заземленим катодом одержано залежності напруги запалювання розряду U_3 від тиску p гелію і повітря ($p = 6 \cdot 10^{-2} \div 20$ тор) у відсутності й при наявності $V\dot{C}$ -поля ($f = 100$ кгц), створеного довгою системою аксіальних кілець, в режимі до запалювання $V\dot{C}$ -розряду. Мінімум кривих для кожного газу збігаються. При інших тисках $V\dot{C}$ -поле збільшує U_3 внаслідок зростання кількості електронів, що виходять з лавини при її розвитку в передпробійному режимі і потрапляють на стінки трубки. При зменшенні частоти $V\dot{C}$ -поля U_3 знижується.

При переміщенні локального $V\dot{C}$ -розряду, що збуджувався короткою системою з п'яти пар кілець, від катода до анода U_3 для повітря при $p = 1$ тор збільшувалося від 5,3 до 6,7 кВ. Це можна пояснити скороченням шляху розвитку електронних лавин, що починаються від ділянки підвищеної іонізації у $V\dot{C}$ -розряді. Аналогічне переміщення системи заземлених кілець без $V\dot{C}$ -поля викликало зменшення U_3 від 7,1 кВ до 4,7 кВ, що обумовлено збільшенням напруженості поля поблизу анода, від якого починається розвиток розряду.

Рисунків — 2. Бібліографія — 4 назви.

УДК 537.525.

Деякі результати зондових вимірювань в розряді з порожнистим катодом. Тютюнник В. Б., Ткаченко В. М. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, 1972, стор. 67—69.

На основі аналізу експериментальних характеристик одиночного зонду встановлено межі тиску аргону, при яких в розряді з циліндричним порожнистим катодом діаметром 15 мм можна користуватися звичайними методами обробки зондових характеристик.

Наведено розподіл концентрації плазми по перерізу порожнистого катода та залежності концентрації і температури електронів на осі катодної порожнини від тиску аргону при фіксованій густині розрядного струму. Виявлено, що залежність температури повторює хід напруги горіння розряду із зміною тиску, а максимум концентрації відповідає тиску, оптимальному для обраних розмірів порожнистого катода.

Рисунків — 2. Бібліографія — 7 назв.

156

Коефіцієнт корисної дії діода Гана в колі з індуктивністю. Арендар В. М., Прохоров Е. Д. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 69—73.

Проведено кількісний аналіз періоду коливань та к. к. д. діода Гана в колі з індуктивністю. Показано, що: 1) діапазон перестроювання генератора залежить від прикладної напруги та опору навантаження; 2) частота, на якій генератор має максимальний к. к. д., складає приблизно половину прольотної; 3) оптимальний опір навантаження дорівнює 10—20 опорам діода в слабкому електричному полі; 4) максимальний к. к. д. генератора становить 7—10%.

Рисунків — 2. Бібліографія — 3 назви.

Про вплив опору розтікання n бази на ВАХ германієвих $p-n-p$ структур. Шеховцов М. О., Рвачов О. Л., Ротач Л. С. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1, Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 73—75.

Аналізується вплив опору розтікання n бази на характеристику германієвих $p-n-p$ структур. Дослідження проведені шляхом вивчення залежності характеристики $p-n-p$ структури від напруженості поздовжнього електричного поля в n базі. Вивчено вплив опору розтікання n бази на процес зміни характеристики діодного типу $p-n-p$ структури з вимкненими n і p базами на характеристику тиритронного типу при шунтуванні емітерного $p-n$ діода.

Рисунків — 1. Бібліографія — 4 назви.

Електрофізичні властивості сплавів BiSb . Плаксії В. Т., Пересунько О. О., Світличний В. М. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 75—79.

Описано методику хімічного травлення монокристалічних зразків BiSb , що дозволяє одержувати вільну від окисної плівки поверхню з чіткими фігурами травлення. На зразках з концентрацією сурми від 5 до 30 ат. % виміряно питомий опір, диференціальну термо-е. р. с. та постійну Холла залежно від концентрації сурми, температури і магнітного поля. Вимірювання показали, що електрофізичні властивості монокристалів BiSb , одержаних за описаною авторами методикою, практично не відрізняються від електрофізичних властивостей кристалів, здобутих за більш громіздкою технологією.

Рисунків — 4. Бібліографія — 9 назв.

Вимірювання діелектричних параметрів водяних розчинів деяких парамагнітних солей. Дранов Л. М., Стьопін Л. Д. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 80—82.

Описано резонаторний НВЧ-діелектрометр трисантиметрового діапазону хвиль для дослідження рідких середовищ з великими втратами. В діелектрометрі здійснено повільне прокачування частоти генератора НВЧ і запис резонансних кривих резонатора. Похибка визначення ϵ' і ϵ'' становить 1,5 і 7% відповідно.

Виміряно діелектричні параметри водяних розчинів GuCl_2 , MnCl_2 , CoCl_2 . Декремент діелектричної проникності у всіх випадках збігається. За величиною декремента оцінено гідратацію парамагнітних іонів, що виявилася приблизно рівною 20. При введенні в розчини гліцину та α -аланіну хід концентраційних кривих змінюється: в області малих концентрацій солі з'являється максимум, що свідчить про процеси комплексоутворення і дегідратації.

Таблиць — 1. Рисуноків — 2. Бібліографія — 3 назви.

УДК 621.317.335.3

Діелектрична проникність сироватки крові в трисантиметровому діапазоні хвиль. Стьопін Л. Д., Снопик Л. М., Губський В. І., Яновська Л. Г. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 82—84.

Вимірювання діелектричної проникності сироватки крові лабораторних тварин (шурів) провадилося H_{01n} -резонаторним методом. При надзвичайних впливах на організм надвисокочастотна діелектрична проникність сироватки крові підвищується, що свідчить про збільшення кількості вільної води в позаклітинній судинній рідині.

Таблиць — 1. Бібліографія — 4 назви.

УДК 538.69:539.124:577.3

Накопичення і стійкість радіаційних дефектів у молекулярних кристалах. Комар І. М., Ніколов О. Т., Зайцева О. В. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 84—88.

На основі дослідження методом ЕПР кривих накопичення і відпалу активних радіаційних дефектів, що утворюються в γ -опромінених кристалічних амінокислотах, зроблено висновок про паралельне утворення в них нейтральних радіаційних дефектів. Показано, що ці дефекти відповідають за залежність накопичення і відпалу від сумарної дози опромінення.

Рисуноків — 3. Бібліографія — 12 назв.

УДК 550.388.2

Іоносферні вимірювання методом некогерентного розсіювання в комплексних радіофізичних дослідженнях іоносфери. Місюра В. О., Єрохін Ю. Г., Ткачов Г. Н., Трухан М. Г., Новожилов В. І., Блудов В. Я., Іванов В. І., Нісневич Н. І., Бородін Н. М., Мошняков Н. В., Лазаренко В. М., Тиженко О. Г. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 89—102.

Наводяться результати іоносферних вимірювань методом некогерентного розсіювання електронної концентрації, температури електронів і іонів на середніх широтах Радянського Союзу в період високої сонячної активності.

Рисуноків — 7. Бібліографія — 24 назви.

УДК 550.388.2

Вимірювання параметрів іоносфери та екзосфери за допомогою «вертикального зонда». Місюра В. О., Зінченко Г. М., Поднос В. А., Капанін І. І., Стасенко В. Д., Мокрий В. М., Єрохін Ю. Г. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 103—108.

Наводяться результати іоносферних і екзосферних вимірювань на середніх широтах Радянського Союзу за допомогою когерентних частот до висоти ~ 4500 км. Одержано вертикальні профілі повного електронного змісту, електронної концентрації, горизонтальних градієнтів та нестационарності середовища до цих висот.

Рисунків — 2. Бібліографія — 13 назв.
УДК 621.372

До теорії відкритого резонатора, заповненого рухомою плазмою. Калмикова С. С., Слюсарський В. А., Бахтін В. Д. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 108—112.

Вивчається спектр власних частот і ширина спектральних ліній відкритого резонатора, заповненого рухомою однорідною плазмою. Показано, що рух плазми суттєво впливає на НВЧ характеристики резонатора тільки при наявності сильного зовнішнього магнітного поля.

Бібліографія — 4 назви.

УДК 538.565

Дослідження загасання електромагнітних хвиль у плазмових згустках. Бахтін В. Д., Мартиненко Л. Г., Нерух О. Г., Слюсарський В. А. «Вісник Харківського університету, Радіофізика та електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 112—115.

Проведено експериментальне дослідження загасання електромагнітної хвилі частотою 335 Гц у плазмових згустках, що створюються конічним ерозійним джерелом. Показано, що загасання хвилі по довжині згустка має осцилюючий характер. Максимальне загасання збільшується із зростанням як розрядної напруги, так і початкового тиску у вакуумній камері.

Рисунків — 3. Бібліографія — 1 назва.

УДК 533.915

Експериментальне дослідження власного випромінювання плазми в порожнистому катоді-хвилеводі. Латинін Ю. М. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 115—118.

Проведено дослідження залежності потужності власного випромінювання в діапазоні частот 8,9—9,8 Гц з плазми порожнистого катода-хвилевода від зміни густини плазми. Показано, що потужність випромінювання з плазми, яка має густину нижче критичної у хвилеводі, залежить від узгодження електромагнітних хвиль, що поширюються в бік, протилежний їх прийманню.

Рисунків — 1. Бібліографія — 2 назви.

УДК 533.915

Експериментальне дослідження плазми в порожнистому катоді-хвилеводі, розміщеному в зовнішньому магнітному полі. Карпов Ю. М., Латинін Ю. М. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 118—120.

Експериментально досліджено вплив поздовжнього і поперечного магнітних полів на власне з см випромінювання плазми, що виникає в порожнистому катоді-хвилеводі. При збільшенні концентрації плазми максимум потужності випромінювання зміщується в бік менших напруженостей поздовжніх магнітних полів. Поперечне магнітне поле істотно впливає на концентрацію плазми, її температуру і характер випромінювання.

Рисунків — 1. Бібліографія — 2 назви.

Щодо механізму розвитку високовольтного імпульсного розряду в довгих трубках. Винокуров М. І. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 120—122.

На основі осцилограм імпульсів передпробійного струму в довгих трубках ($d=50$ см; $\varnothing=2,4$ та 13 см) водневого наповнення ($p \sim 4 \div 15$ тор) встановлено, що величина робочого часу t_p розвитку високовольтного імпульсного розряду зменшується з підвищенням $\frac{1}{p}$ та $i_{кр}$. Фотоелектричним методом доведено, що фронти іонізації утворюються біля високовольтного електрода і поширюються до заземленого з швидкістю $V_f \sim 5 \cdot 10^7 - 2 \cdot 10^9$ см/сек. Показано, що розвиток високовольтного імпульсного розряду починається розповсюдженням фронтів іонізації, далі відбувається згідно з таунсендовським механізмом і завершується стримерним пробоем.

Рисунків — 1. Бібліографія — 5 назв.

Про стан досліджень високочастотного розряду в розріджених газах. Вязьмитинов І. А. «Вісник Харківського ун-ту, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 123—126.

Критично розглядаються існуючі теорії ВЧ- і НВЧ-пробою розріджених газів Хейла, Герліна та Брауна і Мак-Доналда, вказуються їх недоліки й переваги. Аналізується умова пробою, що впливає з дифузійної теорії.

Порівнюються з теоретичними даними результати експериментальних досліджень ВЧ-пробою ($v=32$ мегц) і постійної складової струму ВЧ-розряду в аргоні ($p \sim 10^{-2} \div 100$ тор) в коаксіальній системі електродів ($\frac{R}{r_0} = 300$, $l=280$ мм).

Рисунків — 2. Бібліографія — 9 назв.

Експериментальне дослідження розряду з порожнистим катодом в магнітному полі. Ткаченко В. М., Тютюник В. Б. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, 1972, стор. 127—132.

За допомогою рухомих одиночного і подвійного зондів виміряно розподіл потенціалу, концентрації і температури електронів гелієвої плазми за перерізом циліндричного порожнистого катоду в поперечному магнітному полі. Виявлено, що магнітне поле зменшує катодне падіння потенціалу, концентрацію і температуру електронів на осі катодної порожнини. Відзначено, що магнітне поле призводить до зменшення напруги горіння розряду, спрямає вольт-амперні характеристики, а також змінює розподіл свічення розряду.

Рисунків — 2. Бібліографія — 15 назв.

Дослідження деіонізації плазми імпульсного розряду в неоднорідному високочастотному полі. Білоус В. В. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 132—135.

Досліджено вплив неоднорідного ВЧ-поля ($f=70$ кгц), створеного системою аксіальних кілець, на час деіонізації плазми імпульсного розряду, що збуджувався у скляній розрядній трубці ($\varnothing 3,5$ см) при тиску повітря $p \sim 6 \cdot 10^{-2} \div 1$ тор.

ВЧ-поле викликає контракцію плазми при її розпаді і в декілька разів збільшує час деіонізації. Найбільший вплив ВЧ-поля спостерігається при низьких тисках. Швидкість деіонізації плазми у процесі її розпаду в ВЧ-полі, починаючи з деякого моменту часу, різко зменшується.

Рисунків — 1. Таблиць — 1. Бібліографія — 8 назв.

УДК 621.387.132.223

Вплив магнітного поля на шумові характеристики дугового розряду з розжареним катодом. Сорокіна В. М., Костін В. М., Литвинов П. А. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 136—138.

Для деяких приладів дугового розряду одержано залежності амплітуди напруги шумів, ширини смуги шумів (на рівні 0,1) від величини напруженості поперечного магнітного поля. Виявлено, що поперечне магнітне поле вирівнює спектральну характеристику шумів.

На основі гіпотези В. В. Чернігівського і принципу еквівалентного тиску пояснюється механізм виникнення шумів газорозрядних приладів, вміщених у поперечне магнітне поле.

Рисунків — 1. Бібліографія — 6 назв.

УДК 537.525.1

Дослідження детекторних властивостей газорозрядної плазми в сантиметровому діапазоні. Гаврик О. П., Кононенко К. І. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 138—143.

Досліджуються детекторні властивості газорозрядної плазми в сантиметровому діапазоні. Розглядається залежність величини детекторного ефекту в газовому розряді від виду газу, місця опромінення розряду, потужності НВЧ поля, розрядного струму, величини обмежувачого опору. Наведено експериментальне дослідження вказаних залежностей.

Рисунків — 2. Бібліографія — 6 назв.

УДК 621.385.6

Відповідність між лінійною і нелінійною теоріями підсилювачів та генераторів НВЧ. Хижняк М. А., Щербинін Г. П. «Вісник Харківського університету, Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во Харківського ун-ту, Харків, 1972, стор. 143—151.

На прикладі клістронів, для яких в нелінійному наближенні можуть бути одержані конкретні результати, що піддаються безпосередньому аналізу, зіставляються лінійний і нелінійний описи процесів, які відбуваються в електронних приладах НВЧ. Розглядається угруповання пучка електронів з урахуванням дії сил об'ємного заряду методом самоузгодженого поля. Підкреслюється, що треба розрізняти одночастотний і багаточастотний нелінійні режими коливачів струму пучка, в зв'язку з чим має фізичний зміст задача про визначення граничної амплітуди коливачів основної частоти. Показано, що інкремент лінійної теорії відіграє важливу роль і в нелінійній теорії (характеризує граничну величину амплітуди коливачів). З'ясовується вплив сил об'ємного заряду на умови збудження коливачів.

Бібліографія — 2 назви.

З М І С Т

Стор.

В. О. Місюра, В. Д. Стасенко, В. І. Новожилов, М. П. Світличний, Ю. Г. Єрохін, Н. Д. Герасимова. Розрахунок ефектів, що виникають при розповсюдженні радіохвиль через крупні неоднорідності іоносфери, які не утворюють статистичного ансамблю	3
М. М. Горобець, Ю. І. Сергієнко. Деякі властивості самофазованих антенних ґраток	15
В. Б. Казанський, В. М. Ульянов. Задача дифракції електромагнітної хвилі на двошарових несиметричних ґратках	18
В. М. Кошпарьонов, Є. Б. Сидоренко. Збудження циліндра з поздовжньою щільною плоским модульованим потоком заряджених частинок	23
Г. К. Снурнікова. Критичні частоти зв'язаних жолобкових хвилеводів	27
К. П. Яцук, В. В. Биховець, С. І. Арсеньєва. Симетричні хвилі в гіротропному шарі плазми на логарифмічній спіралі	30
М. І. Українець, М. А. Хижняк. Дослідження резонансного розсіяння електромагнітних хвиль на діелектричному еліпсоїді в прямокутному хвилеводі	34
В. А. Єпішин, О. В. Литов, О. Б. Катрич. Кутовий розподіл дальнього поля GaAs, інжекційного лазера	39
В. П. Балкашин, В. М. Кузьмичов. Дослідження систем з високим коефіцієнтом теплопровідності	44
Є. Д. Ананьїн, В. М. Конопля, Ю. М. Фесенко, В. П. Шейко. Мініатюрний трисантиметровий хвилевод з діелектричним заповненням	49
В. М. Седих, М. В. Ляпунов, В. В. Беліков, І. І. Саприкін, В. В. Покусай. Хвилеводно-смужкові переходи	52
М. І. П'ятак, В. О. Коробкін. Експериментальне дослідження НВЧ-фільтрів з електричною перестройкою на періодичній феритовій структурі	54
К. І. Кононенко, В. О. Погребняк. Кінетична теорія детекторних характеристик	58
В. М. Костін, І. А. Вязьмітинов. Вплив магнітного поля на постійну складову струму ВЧ-розряду	62
В. В. Білоус, В. М. Костін. Дослідження впливу неоднорідного ВЧ-поля на напругу запалювання розряду в довгих трубках	64
В. Б. Тютюнник, В. М. Ткаченко. Деякі результати зондових вимірювань в розряді з порожнистим катодом	67
В. М. Арендар, Е. Д. Прохоров. Коефіцієнт корисної дії діода Гана в колі з індуктивністю	69
М. О. Шеховцов, О. Л. Рвачов, Л. С. Ротач. Про вплив опору розтікання n бази на ВАХ германієвих p - n - p - m структур	73
В. Т. Плаксії, О. О. Пересунько, В. М. Світличний. Електрофізичні властивості сплавів BiSb	75

Л. М. Дранов, Л. Д. Стьопін. Вимірювання діелектричних параметрів водяних розчинів деяких парамагнітних солей	80
Л. Д. Стьопін, Л. М. Снопик, В. І. Губський, Л. Г. Яновська. Діелектрична проникність сироватки крові в трисантиметровому діапазоні хвиль	82
І. М. Комар, О. Т. Ніколов, О. В. Зайцева. Накопичення і стійкість радіаційних дефектів у молекулярних кристалах	84
В. О. Місюра, Ю. Г. Єрохін, Г. Н. Ткачов, М. Г. Трухан, В. І. Новожилов, В. Я. Блудов, В. І. Іванов, Н. І. Нісневич, Н. М. Бородін, Н. В. Мошняков, В. М. Лазаренко, О. Г. Тижненко. Іоносферні вимірювання методом некогерентного розсіювання в комплексних радіофізичних дослідженнях іоносфери	89
В. О. Місюра, Г. М. Зінченко, В. А. Поднос, І. І. Капанін, В. Д. Стасенко, В. М. Мокрий, Ю. Г. Єрохін. Вимірювання параметрів іоносфери та екзосфери за допомогою «вертикального зонда»	103
С. С. Калмикова, В. А. Слюсарський, В. Д. Бахтін. До теорії відкритого резонатора, заповненого рухомою плазмою	108
В. Д. Бахтін, Л. Г. Мартиненко, О. Г. Нерух, В. А. Слюсарський. Дослідження загасання електромагнітних хвиль у плазмових згустках	112
Ю. М. Латинін. Експериментальне дослідження власного випромінювання плазми в порожнистому катоді-хвилеводі	115
Ю. М. Карпов, Ю. М. Латинін. Експериментальне дослідження плазми в порожнистому катоді-хвилеводі, розміщеному в зовнішньому магнітному полі	118
М. І. Винокуров. Щодо механізму розвитку високовольтного імпульсного розряду в довгих трубках	120
І. А. Вязьмітинов. Про стан досліджень високочастотного розряду в розріджених газах	123
В. М. Ткаченко, В. Б. Тютюнник. Експериментальне дослідження розряду з порожнистим катодом в магнітному полі	127
В. В. Білоус. Дослідження деіонізації плазми імпульсного розряду в неоднорідному високочастотному полі	132
В. М. Сорокіна, В. М. Костін, П. А. Литвинов. Вплив магнітного поля на шумові характеристики дугового розряду з розжареним катодом	136
О. П. Гаврик, К. І. Кононенко. Дослідження детекторних властивостей газорозрядної плазми в сантиметровому діапазоні	138
М. А. Хижняк, Г. П. Щербинін. Відповідність між лінійною і нелінійною теоріями підсилювачів та генераторів НВЧ	143
Реферати	152

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

Радиофизика и электроника

Выпуск 1

(на украинском языке)

Редактор *М. З. Аляб'ев*

Техредактор *Г. П. Александрова*

Корректор *Т. О. Жигальцова*

Передано до набору 29/X 1971 р. Підписано до друку 5/IV 1972 р. БЦ 50124.
Формат 60×90¹/₁₆. Обсяг: 10,25 фіз. друк. арк., 10,25 умовн. друк. арк.,
10,7 облік-вид. арк. Зам. 3126. Тираж 1000. Ціна 1 крб. 7 коп.

Харківська друкарня № 16 Обласного управління по пресі.
Харків-3, Університетська, 16.

