

УДК 537.521.7

## ІОННО-ПЛАЗМОВІ СИСТЕМИ З КОМБІНОВАНИМИ ЕЛЕКТРИЧНИМИ І МАГНІТНИМИ ПОЛЯМИ ДЛЯ МІКРО- І НАНОТЕХНОЛОГІЙ

М. О. Азаренков<sup>1</sup>, С. В. Дудін<sup>1</sup>, О. В. Зиков<sup>1</sup>, В. І. Фаренік<sup>1,2</sup>, С. Д. Яковін<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,  
Харків,

<sup>2</sup>Науковий фізико-технологічний центр МОН та НАН України,  
Харків

Надійшла до редакції 11.10.2017

Огляд присвячено дослідженням процесів генерації та транспортування іонних потоків у плазмових системах з комбінованими електричними і магнітними полями, які широко використовуються в технологіях іонно-плазмової обробки поверхні. Вивчено процеси виникнення та інтегральні характеристики газових розрядів у пристроях з комбінованими електричними (постійним, високочастотним, потенціальним, вихровим) і магнітними (постійним, змінним) полями на базі планарного магнетронного розряду в прискорювальному і плазмовому режимах, ВЧ-індукційного розряду, комбінованих індукційно-ємнісного і індукційно-магнетронного розрядів. Наводяться аналітичні вирази для енергетичної ціни іона і коефіцієнта іонізації для ансамблю електронів з різною функцією розподілу по енергіях і розраховано криві запалювання і пробою трьох типів газового розряду постійного струму в магнітному полі. Експериментально і теоретично доведено змінювання рівноважної температури плазмових електронів у планарному магнетронному розряді через існування групи високоенергетичних електронів, густина яких залежить від питомої потужності в розряді. Ця залежність визначає вольт-амперну характеристику розряду при низькому тиску робочого газу. Експериментально встановлено і теоретично обґрунтовано принципову роль асиметрії електродів у енергобалансі ВЧ індукційно-ємнісного розряду, її вплив на сумарну енергетичну ціну іона і енергетичну ефективність плазмових реакторів і джерел іонів, визначено енергетично оптимальні співвідношення площ електродів залежно від енергії іонів. Проведено систематизацію процесів генерації та транспортування іонних потоків у плазмових системах з комбінованими  $EH$  полями на основі дрейфової теорії, визначено загальні параметри подібності та закономірності іонно-плазмових систем на основі фундаментальних положень фізики газового розряду, низькотемпературної плазми і законів збереження частинок, імпульсу і енергії.

**Ключові слова:** газовий розряд, іонно-плазмові системи, магнетронне розпорошення, наноелектроніка, низькотемпературна плазма, схрещені  $EH$  поля.

## ІОННО-ПЛАЗМЕННЫЕ СИСТЕМЫ С КОМБИНИРОВАННЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ И МАГНИТНЫМ ПОЛЯМИ ДЛЯ МИКРО- И НАНОТЕХНОЛОГИЙ

Н. А. Азаренков, С. В. Дудин, А. В. Зыков, В. И. Фареник, С. Д. Яковин

Обзор посвящен исследованию процессов генерации и транспортировки ионных потоков в плазменных системах с комбинированными электрическими и магнитными полями, которые широко используются в технологиях ионно-плазменной обработки поверхности. Изучены процессы возникновения и интегральные характеристики газовых разрядов в устройствах с комбинированными электрическими (постоянным, высокочастотным, потенциальным, вихревым) и магнитными (постоянным, переменным) полями на базе планарного магнетронного разряда в ускорительном и плазменном режимах, ВЧ-индукционного разряда, комбинированных индукционно-емкостного и индукционно-магнетронного разрядов. Приводятся аналитические выражения для энергетической цены иона и коэффициента ионизации для ансамбля электронов с разной функцией распределения по энергиям, рассчитаны кривые зажигания и пробоя трех типов газового разряда постоянного тока в магнитном поле. Экспериментально и теоретически доказано изменение равновесной температуры плазменных электронов в планарном магнетронного разряде из-за существования группы высокоэнергетических электронов, плотность которых зависит от удельной мощности в разряде. Эта зависимость определяет

вольт-амперну характеристику розряду при низькому тиску робочого газу. Експериментально встановлено і теоретично обґрунтовано принципову роль асиметрії електродів в енергобалансі ВЧ індукційно-ємностного розряду, її вплив на сумарну енергетичну ціну іона і енергетичну ефективність плазменних реакторів і джерел іонів, визначено енергетично оптимальні співвідношення площей електродів в залежності від енергії іонів. Проведено систематизацію процесів генерації і транспортування іонних потоків в плазменних системах з комбінованими *EH* полями на основі дрейфової теорії, визначено загальні параметри схожості і закономірності іонно-плазменних систем на основі фундаментальних положень фізики газового розряду, низькотемпературної плазми і законів збереження частин, імпульсу і енергії.

**Ключові слова:** газовий розряд, іонно-плазменні системи, магнетронне розпилення, наноелектроніка, низькотемпературна плазма, скрещені *EH* поля.

## ION-PLASMA SYSTEMS WITH COMBINED ELECTRICAL AND MAGNETIC FIELDS FOR MICRO- AND NANOTECHNOLOGIES

N. A. Azarenkov, S. V. Dudin, A. V. Zykov, V. I. Farenik, S. D. Yakovin

The review is devoted to experimental and theoretical study of ion beams generation and transport in plasma systems with combined electric and magnetic fields, which are widely used in the surface engineering plasma technologies. The ignition processes and integral characteristics of gas discharges are studied in devices with the combined electric (DC, radio-frequency, potential and vortex) and magnetic (DC, AC) fields on the base of planar magnetron discharge in the accelerating and plasma modes, inductively coupled discharge, combined inductive-capacity and inductive-magnetron discharges. Analytical expressions for the ion energy cost and ionization coefficient for the electron group with different energy distribution function are derived and the three types of breakdown and ignition curves for direct-current gas discharge in the magnetic field have been obtained. The change of equilibrium plasma electrons temperature in planar magnetron discharge have been established experimentally and theoretically, as a result of high-energy electrons group existence. The density of this electron group is depended from the discharge power and determines the current-voltage characteristics of discharge at low pressure of working gas. Experimentally set and in theory grounded the principle role of electrodes surface asymmetry in energy balance of RF inductive-capacity discharge, its influence on the total ion power cost and power efficiency of plasma reactors and ion sources. Optimum correlations of electrodes areas for power efficiency, depending on ion energy have been obtained. Systematization of generation and transport processes of ion beams were carried out for plasma systems with different combinations of *EH* fields. On the basis of drift theory and the conservation laws of particles, impulse and energy the general parameters of similarity and regularities of ion-plasma systems with combined *EH* fields have been investigated.

**Keywords:** gas discharge, ion-plasma systems, magnetron sputtering, nanoelectronics, low-temperature plasma, crossed *EH* fields.

### ВСТУП

Іонно-плазмові технології (ІПТ) є одним із найбільш важливих прикладних застосувань фізики газового розряду та низькотемпературної плазми. За допомогою методів ІПТ можуть бути створені принципово нові та вдосконалені існуючі технологічні процеси зміцнення поверхневих шарів матеріалів, очищення, активації та полірування поверхні, нанесення складнокомпозиційних функціональних покриттів, прецизійного травління у виробництві приладів мікро- і наноелектроніки [1–6].

Одним із перспективних напрямів ІПТ є методи, засновані на комбінованій дії на поверхню потоків іонів низьких (менше 100 еВ), середніх (0,5–1 кеВ) і високих (більше 1 кеВ) енергій, хімічно активних частинок (ХАЧ) і розпоросених атомів. Це методи реактивного іонно-плазмового, іонно-променевого травлення (РІПТ) і реактивного іонно-плазмового синтезу (РІПС) [7–11]. Для керування електрофізичними, оптичними, механічними та іншими властивостями плівок, синтезованих методом РІПС, можна контролювати структуру та стехіометрію покриттів, як за

допомогою змінювання параметрів стану підкладки, так і вибираючи енергію, величину і склад потоку частинок, які конденсуються на поверхні осадження [5, 6]. У процесі РПС функціональних покриттів величина енергій на один атом, який конденсується, може скласти сотні електрон-вольт, що дає можливість синтезувати сполуки з унікальними властивостями, принципово недосяжними іншими методами. У технології мікро- і наноелектроніки методи РПТ і РЛТ дають можливість отримувати топологічний рисунок на тонкоплівкових покриттях з розмірами елементів до 0,1 мкм [4, 5, 10].

Реалізація методів РПТ і РПС здійснюється в іонно-плазмових системах (ІПС) — комплексі взаємозв'язаних функціональних елементів (газорозрядної камери з системою електродів, магнітної системи, вакуумної системи, системи електроживлення, системи контролю і керування) та іонно-плазмового модуля, до параметрів якого пред'являють наступні вимоги [9, 12–16]:

- можливість незалежного керування потоками іонів, ХАЧ і атомів, що конденсуються, в широкому діапазоні густини струму (0,1–100 мА/см<sup>2</sup>) і енергії (0,1–3 кеВ);
- висока однорідність потоків частинок на великій площині;
- зарядова і струмова компенсація потоків заряджених частинок;
- можливість тривалої роботи з хімічно активними газами;
- висока енергетична і газова економічність, великий ресурс роботи, простота і надійність конструкції, можливість автоматизувати управління;
- низький робочий тиск (менше 1 мТорр).

Низький тиск робочого газу забезпечує молекулярний, без зіткнень, режим руху активних частинок, при якому можна збільшувати розмір простору транспортування між джерелом частинок і оброблюваною поверхнею до 30–40 см і, відповідно, площі робочої поверхні, незалежно керувати потоками іонів ХАЧ і розпоршених атомів.

За сукупністю параметрів цим вимогам задовольняють газорозрядні іонно-плазмові системи з комбінованими електричними  $E$  і магнітними  $H$  полями. Саме магнітне поле дає можливість знизити робочий тиск,

локалізувати область генерації активних частинок і формувати в комбінації з електричними полями направлені потоки частинок. Разом із тим забезпечити необхідний діапазон параметрів активних частинок для методів РПТ і РПС в одному типі ІПС не вдається, і необхідна розробка незалежних плазмових модулів, заснованих на різних комбінаціях  $EH$  полів і сумісних за робочими параметрами. Забезпечити науково обгрунтовану розробку і розвиток ІПС із заданими параметрами можливо лише на основі фундаментальних досліджень.

В огляді викладені результати комплексних експериментальних та теоретичних досліджень процесів генерації та транспортування іонних потоків у газорозрядних плазмових системах різного типу з комбінованими електричними і магнітними полями, які опубліковані в роботах [9, 12–16], а саме: у планарному магнетронному розряді (ПМР) в прискорювальному і плазмовому режимах, ВЧ-індукційному (ВЧІ) розряді, а також у комбінованих ВЧ індукційно-ємнісному (ВЧІЄ) і ВЧ індукційно-магнетронному (ВЧІМ) розрядах. Вивчення і визначення загальних закономірностей формування іонних потоків (ІП) у цих системах становить інтерес не лише для фундаментальної фізики газового розряду і низькотемпературної плазми в магнітному полі, а є актуальним для розробки нової генерації іонно-плазмового обладнання для мікро- і нанотехнологій.

Метою даного огляду є визначення і узагальнення фізичних закономірностей процесів генерації та транспортування іонних потоків у плазмових системах із комбінованими  $EH$  полями на основі фундаментальних положень фізики газового розряду та низькотемпературної плазми.

Фундаментальні дослідження плазмових систем з комбінованими  $EH$  полями проводилися паралельно з виконанням прикладних НДР і НДКР із розробки іонно-плазмового обладнання для обробки поверхні. Основну частину експериментальних досліджень проведено на серійному плазмовому обладнанні (джерело іонів «Радикал») або в пристроях з параметрами (геометричні розміри, величина щільності і енергії потоку іонів, робочі гази), характерними для проведення реальних

іонно-плазмових технологічних процесів травління і модифікації поверхні, нанесення і синтезу тонких плівок. Тому результати фізичних досліджень безпосередньо застосувалися на практиці та дали можливість розробити низку оригінальних технічних рішень для оптимізації джерела низькоенергетичних іонів і способів обробки діелектричних поверхонь, захищених патентами України.

Знайдені в процесі досліджень технічні рішення лягли в основу оригінальної кластерної багатофункціональної установки, що не має світових аналогів, для синтезу мікро- і наноструктурних складнокомпозиційних сполук, яку було розроблено і виготовлено спільно ХНУ і НФТЦ. В даний час на установці відпрацьовані технології отримання оксидів і нітриду металів Al, Ti, Ta, Zr і ін., що мають широке практичне застосування в машино-, верстато-, приладобудуванні та в медичній імплантології.

### 1. ПРОБІЙ І ЗАПАЛЮВАННЯ ГАЗОВОГО РАЗРЯДУ ПОСТІЙНОГО СТРУМУ В МАГНІТНОМУ ПОЛІ

Питання виникнення самостійного газового розряду є першим при вивченні явищ протікання електричного струму в газі [16–18]. Завданням фізики газового розряду і низькотемпературної плазми є визначення закономірностей і взаємозв'язків зовнішніх умов — потужності, що поглинається; тиску і сорту робочого газу; форми і геометричних розмірів електроду — для газорозрядних систем з іонізаційним посиленням струму первинних електронів, що утворюються в результаті різних процесів на поверхні і в об'ємі газорозрядної камери. Саме іонізаційне посилення струму первинних електронів є основою виникнення газового розряду постійного струму при різних комбінаціях електричних і магнітних полів [19, 20].

Незважаючи на велику кількість досліджень, визначення закономірностей впливу магнітного поля на перебіг електричного струму в газі і виникнення газового розряду в схрещених ЄП полях і раніше залишається актуальним завданням. Нижче наведено результати експериментальних і теоретичних досліджень процесів виникнення і стабілізації газового розряду в магнітному полі.

Для вивчення процесів створення газорозрядної плазми в схрещених  $EH$  полях, формування і транспортування іонних потоків як базовий об'єкт досліджень використано серійне джерело іонів (ДІ) «Радикал» типу прискорювача з анодним шаром [2]. Розрядний проміжок ДІ «Радикал» (рис. 1) є планарним магнетронним розрядом з радіальним магнітним  $H$  і аксіальним електричним  $E$  полями. За величиною напруженість магнітного поля  $H$  є такою, що в області між катодом ( $K$ ) і анодом ( $A$ ) електрони є сильно замагніченими ( $\rho_{He} \ll d$ ,  $\rho_{He}$  — ларморів радіус електронів,  $d$  — відстань  $K-A$ ) і формують замкнутий холлів струм в азимутальному напрямі, а іони є незамагніченими ( $\rho_{Hi} > d$ ,  $\rho_{Hi}$  — ларморів радіус іона) і створюють кільцевий пучок, що розповсюджується в аксіальному напрямі [2].

Основними параметрами експериментальної установки джерела іонів (ДІ) «Радикал» є: робочий тиск  $p = (0,2-1,0)$  мТорр; прискорювальна напруга  $U$  — до 7 кВ; напруженість магнітного поля  $H$  — до 3кЕ; струм розряду  $I_p$  — до 0,3 А; діаметр кільцевого пучка — 100 мм; ширина пучка — 5 мм; робочі гази — інертні, хімічно активні.

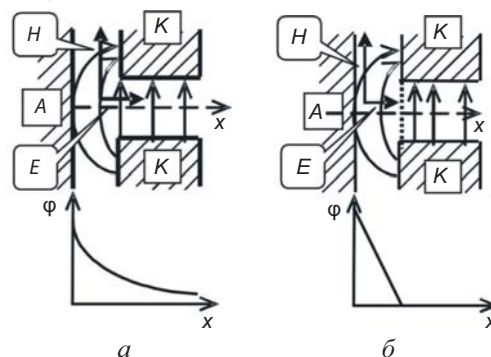


Рис. 1. Схема розрядного проміжку без сітки (а) і з сіткою на катоді (б), а також якісний розподіл потенціалу уздовж потоку іонів

В процесі досліджень виникнення і згасання розряду вивчалися: залежності значення напруги збудження розряду  $U_{пр}$  від напруженості магнітного поля  $H$  (рис. 2), вольт-амперні характеристики (ВАХ) при різних  $H$  і тиску робочого газу у вакуумній камері  $p_k$  [21]. Досліджувалися залежності струму розряду  $I_p$  і на мішень  $I_m$  від  $H$  при різних  $U$  і  $p_k$ . Усі наведені характеристики розряду вимірювалися для двох випадків: 1) без сітки на катодній межі, коли вакуумне електричне поле є неоднорідним (рис. 1а); 2) за наявності



сітки на внутрішній поверхні катода, коли вакуумне електричне поле є однорідним (рис. 1б) [1, 22].

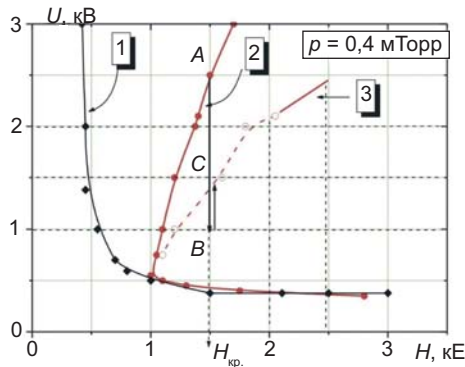


Рис. 2. Крива запалювання розряду без сітки на катоді (1); крива пробою розряду з сіткою на катоді (2); крива згасання розряду з сіткою на катоді при збільшенні напруги (3) при постійному  $H$

З рисунка випливає, що нижні гілки кривих для обох випадків співпадають. Виникнення розряду при зростанні  $U$  і постійному магнітному полі  $H$  проходить плавно, практично з нульових значень розрядного струму. При зменшенні  $U$  гістерезисних явищ не спостерігається, виникнення та згасання розряду відбуваються при однакових значеннях  $U_{пр}$ . Тому ці процеси можна визначити як «запалювання» розряду.

Навпаки, наявність катодної сітки істотно змінює вигляд верхньої гілки кривої і сам характер виникнення розряду. Крива істотно зміщується в область сильного магнітного поля (графік 2); виникнення розряду при збільшенні  $H$  і досягненні  $H_{кр}$  має характер «пробою» — стрибкоподібного падіння  $U$  і появи  $I_p$  достатньо великої величини (ділянка A-B, рис. 2); з'являється ефект гістерезису. Після пробою і, відповідно, падіння  $U_p$ , збільшення напруги  $U_p$  приводить до стрибкоподібного згасання розряду, не досягаючи напруги пробою (ділянка B-C, рис. 2).

В роботі [23] було розроблено феноменологічну модель виникнення планарного магнетронного розряду. В основу моделі покладено класичну теорію Таунсенда електричного пробою вакуумного діода, адаптовано до умов магнітного поля. У моделі постульовані класична провідність електронів у магнітному полі  $\mu_{He} = ev_{ea}/m_e \omega_{He}^2 = \text{const}$  ( $v_{ea}$  — частота електрон-атомних зіткнень) та існування в розрядному проміжку двох груп електронів:

електронів, що народилися в розрядному проміжку з невеликими початковими швидкостями ( $s$ -електронів), і електронів з великими початковими швидкостями, які інжектуються в розрядний проміжок уздовж силових ліній магнітного поля в результаті вторинної іон-електронної емісії ( $\gamma$ -електрони). Частина  $\gamma$ -електронів захоплюється в електромагнітну пастку внаслідок парних зіткнень і колективних процесів і утворює групу осцилюючих  $os$ -електронів.

Принциповою відмінністю цих груп електронів є різна величина сумарної енергетичної ціни іона  $\eta = \epsilon_c + \epsilon_k$ , де  $\epsilon_c$  — сумарні пружні та непружні втрати енергії електрона, які супроводжують один акт іонізації при парних зіткненнях електрона з атомами,  $\epsilon_k$  — кінетичні втрати енергії (в електричному полі при постійній  $\mu_{He}$ ,  $\epsilon_k \sim E^2$ ).

Скориставшись визначенням першого іонізаційного коефіцієнта Таунсенда  $\alpha = E/\eta$  і умовою пробою для  $s$ -електронів,  $\alpha_s \cdot d = \ln(1 + 1/\gamma_{eff})$ , яка відповідає розвитку електронних лавин ( $\gamma_{eff} = \chi \cdot \gamma$ ,  $\gamma$  — коефіцієнт вторинної іон-електронної емісії,  $\chi < 0,5$  — коефіцієнт захоплення електронів, залежний від тиску і магнітного поля), було отримано рівняння пробою розряду для випадку сильного однорідного електричного поля  $U/I > d/r_0$  в параметричній формі:

$$\begin{aligned} \phi'_s &= \frac{U}{I} = x^2 e^{1/x^2} \cdot \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma_{eff}} \right), \\ d'_s &= \frac{d}{r_0} = x e^{1/x^2} \cdot \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma_{eff}} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

В області слабого електричного поля  $U/I < d/r_0$ , коли інтенсивна іонізація здійснюється тільки  $os$ -електронами,  $\alpha_{os} \cdot d = (1 + 1/\gamma_{eff})$ , рівняння запалювання розряду в параметричній формі має вигляд:

$$\begin{aligned} \phi'_{os} &= \frac{U}{I} = (1,73 + x^2) \cdot \frac{1}{\gamma_{eff}}, \\ d'_{os} &= \frac{d}{r_0} = \frac{1,73 + x^2}{x} \cdot \frac{1}{\gamma_{eff}}, \end{aligned} \quad (2)$$

де відношення  $E/E_0 = x = \frac{U}{I} \cdot \frac{r_0}{d}$  є параметром,

а  $r_0$  — просторовий масштаб. На рис. 3а, б представлені сімейства кривих запалювання і пробою розрядного проміжку для різних значень параметра  $\gamma_{eff}$ .

У магнітоізольованому діоді з неоднорідним електричним полем крива запалювання розряду визначатиметься рівнянням:

$$\frac{U}{I} = \frac{d_s}{r_0} \cdot \text{tg} \left( \frac{r_0}{\gamma_{eff} d_s} \right), \quad (3)$$

де  $d_s$  — середня товщина шару. Графік рівняння (3) представлений на рис. 4а.

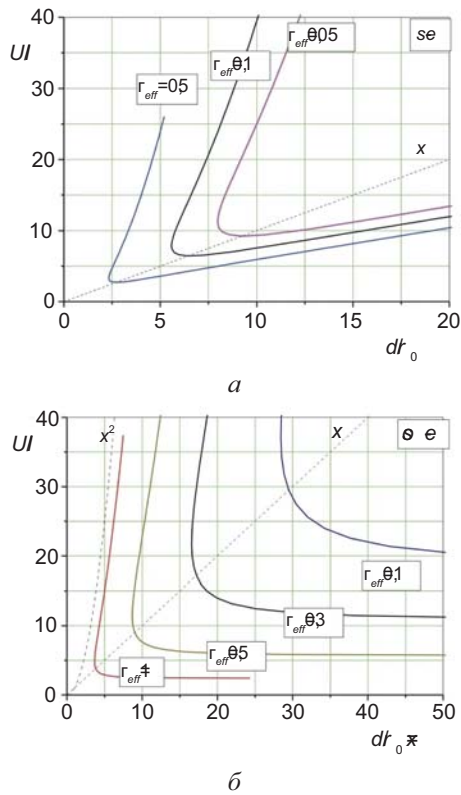


Рис. 3. Криві пробою розряду *s*-електронами (а) і криві запалювання розряду *os*-електронами (б) в магнітоізольованому діоді при різній величині  $\gamma_{eff}$  розраховані згідно рівнянням (1), (2)

Порівняння експериментальних даних з теоретичними розрахунками вказує на те, що різноманітність кривих виникнення розряду в магнітному полі, яке спостерігалось в експериментах, визначаються наступними чинниками: існуванням двох механізмів процесу іонізаційного посилення струму первинних  $\gamma$ -електронів – розвитком електронних лавин у сильному електричному полі, іонізацією високоенергетичними *os*-електронами

в слабкому електричному полі; відмінністю коефіцієнта  $\gamma_{eff}$  для кожного процесу, обумовленого неоднорідністю силових ліній магнітного поля і двомірними ефектами; неоднорідністю електричного поля.

Роль зазначених чинників можна визначити у кожному конкретному випадку з форми кривих запалювання/пробою, а за мінімальним значенням напруги і напруженості магнітного поля оцінити величину  $\gamma_{eff}$ . Так на рис. 4 представлені теоретичні і експериментальні криві пробою і запалювання розряду, отримані для ДІ «Радикал» [45–48].

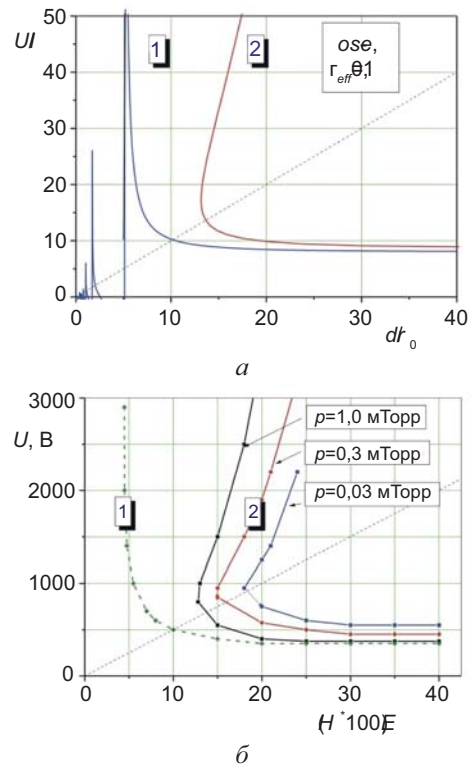


Рис. 4. Розраховані згідно рівнянням (2), (3) (а) і експериментальні (б) криві запалювання і пробою розряду в розрядному проміжку з однорідним 2 і неоднорідним 1 електричним полем

Згідно проведеним оцінкам у нашому випадку  $U = I/\gamma_{eff} = 300 \text{ В}$ ,  $r_0 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$  ( $H = 1 \text{ кЕ}$ ),  $dl/r_0 = 40$  ( $H = 4 \text{ кЕ}$ ), а форма кривих вказує на визначальну роль механізму запалювання розряду *os*-електронами.

## 2. ГЕНЕРАЦІЯ ПУЧКА ІОНІВ В ПРИСКОРЮВАЛЬНОМУ РЕЖИМІ ПЛАНАРНОГО МАГНЕТРОННОГО РОЗРЯДУ

Газовий розряд в системах з комбінованими *EH* полями збуджується в широкому

діапазоні зовнішніх параметрів — напруги  $U_a$ , тиску робочого газу  $p$  та напруженості магнітного поля  $H$ , величина яких залежить від геометрії і розмірів електродів розрядного пристрою. За останні 50 років були детально вивчені стаціонарні характеристики і режими роботи газових розрядів у схрещених  $EH$  полях з різними геометрією, розмірами електродів і топологією магнітного поля. Для розряду Пеннінга, циліндричного і зворотного циліндричного магнетронів, планарного магнетронного розряду були виміряні вольт-амперні характеристики (ВАХ) залежно розрядного струму від тиску і напруженості магнітного поля в широкому діапазоні робочих параметрів [16–18]. Виявлено аномальні ефекти електронного струмопереносу, збудження різних коливань і нестійкостей, розроблені різні практичні застосування розрядів у магнітному полі — магніторозрядні датчиками тиску і високовакуумні насоси, джерела іонів, плазмові прискорювачі і іонні інжектори, ракетні двигуни і магнетронні розпилювальні системи. Опубліковані численні статті, огляди, монографії за окремими типами розрядів в  $EH$  полях стосовно техніки і практичного застосування газорозрядних пристроїв в магнітному полі [1–6].

Однак, до цього часу не були систематизовані і узагальнені експериментальні дані з вивчення газових розрядів в  $EH$  полях, а в теоретичних розрахунках відсутній єдиний підхід на основі фундаментальних положень фізики газового розряду і низькотемпературної плазми в магнітному полі.

Далі наведені результати досліджень прискорювального режиму планарного магнетронного розряду (ПМР), при якому генеруються іони з енергією  $\varepsilon_i = (1-3)$  кеВ [21, 24–26].

Особливістю проведених експериментальних досліджень було одночасне вивчення розрядних характеристик і динаміки локальних параметрів плазми в області передшару: функція розподілу електронів за енергіями (ФРЕЕ), густини струму на зовнішній і внутрішній катоди, аксіального розподілу потенціалу плазми і температури електронів. Основним результатом цих досліджень стало визначення тонкої структури розрядного проміжку ПМР (рис. 5), в якій можна виділити три характерні області.

1. Прианодний шар з сильним електричним полем ( $E > 100-200$  В/см), в якому відбувається розвиток електронних лавин, а ФРЕЕ істотно відрізняється від максвеллової.

2. Проміжна область — передшар з електричним полем  $E < (100-200)$  В/см, де в електронів існує локально-рівноважна ФРЕЕ, близька до максвеллової з характерною величиною електронної температури  $T_e = (3-15)$  еВ. Зі зменшенням відстані до анода температура електронів і потенціал плазми монотонно збільшуються.

3. Область іонно-пучкової плазми (ІПП) із слабким електричним полем  $E < 10$  В/см. У цій області електронна температура  $T_e = (1-3)$  еВ, потенціал плазми  $\varphi_{pl} \sim I$ .

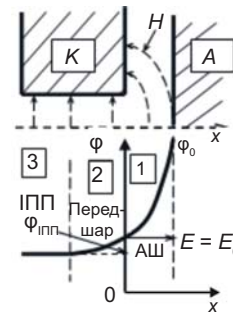


Рис. 5. Структура прианодної області ПМР, яка лежить в основі теоретичної моделі

В процесі досліджень було побудовано дрейфову теорію стаціонарних станів ПМР у прискорювальному режимі для вдосконаленої феноменологічної моделі системи передшар-прианодний шар, в якій межа анодного шару відповідає початку розвитку електронних лавин [21]. Здобуто аналітичні вирази для розподілів потенціалу і густини струму електронів для передшару із слабким електричним полем:

$$\frac{\Phi}{1,73} = \frac{1}{18} \cdot J_{гр.} \cdot X^3, \quad J = \frac{1}{18} \cdot J_{гр.}^2 \cdot X^3, \quad (4)$$

коли основна іонізація здійснюється ос-електронами, і в анодному шарі з сильним електричним полем, коли розвиваються електронні лавини:

$$\Phi = \frac{1}{2} (E'^2 - 1) - (J_{гр.} - 1) \cdot X,$$

$$X = E' - 1 - (J_{гр.} - 1) \cdot \ln \left[ \frac{E' - 1 + J_{гр.}}{J_{гр.}} \right], \quad (5)$$

де

$$\Phi = \varphi/I, J = j/j_0,$$

$$E' = E/E_0, X = x/x_0,$$

$$J_{гр.} = j_{гр.}/j_0 = n_{гр.}/n_0 = N,$$

а

$$j_0 = \frac{\mu_{He}}{4\pi} \cdot \frac{I}{x_0^3} = \frac{\mu_{He}}{4\pi I} \cdot E_0^3,$$

$$E_0^2 = \frac{v_i I}{e\mu_{He}},$$

$$x_0^2 = \frac{v_c}{v_i} \cdot \frac{I}{m\omega_{He}^2},$$

$E_0 x_0 = I$  — нормуючі параметри [21, 22].

На рис. 6 представлений розрахований розподіл потенціалу, а на рис. 7 — ВАХ при різних значеннях граничного параметра  $N$ . Величина  $N \ll 0,1$  відповідає вакуумному режиму,  $0,1 < N < 1$  відповідає режиму з іонно-пучковою плазмою, а  $N > 1$  — режиму з термокатодом. На рисунках точками  $A, B, C, D$  позначені ділянки, які відповідають різним стадіям розряду згідно з експериментальними даними:  $A-B$  — початкова стадія,  $B-C$  — лінійна ділянка ВАХ,  $C-D$  — нелінійна ( $I_p \sim U^{1/2}$ ) ділянка ВАХ, що відповідає збільшенню товщини анодного шару.

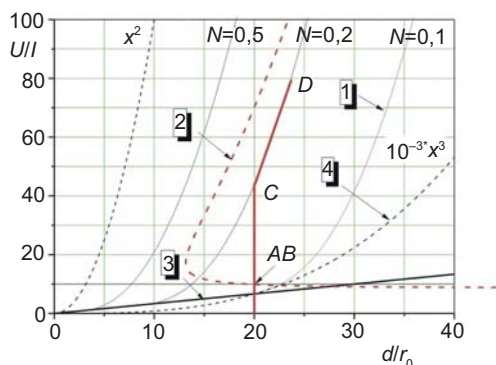


Рис. 6. Розподіл нормованого потенціалу в ПМР при комбінованій системі передшар-прианодний шар. 1 — анодний шар, 2 — крива запалювання  $\alpha$ -електронами, 3 — межа шар — передшар, 4 — передшар

В роботах [22, 23] було запропоновано багатоступінчастий механізм формування інтегральних характеристик ПМР у прискорювальному режимі. Проведене порівняння експериментальних даних і аналітичних розрахунків довело якісну і кількісну відповідність у широкому діапазоні робочих

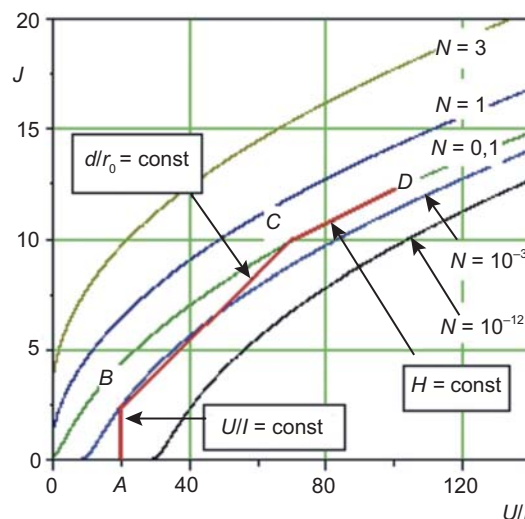


Рис. 7. Розраховані вольт-амперні характеристики розряду з анодним шаром при різних значень параметра  $N = J_{гр.}$ . Точки  $A-B-C-D$  визначають ділянки ВАХ, що відповідають експериментальним даним та ділянкам на рис. 6

параметрів ПМР, що дає змогу застосовувати отримані результати для подальшої побудови самоузгодженої чисельно-аналітичної моделі прискорювального режиму газорозрядних систем холлівського типу за умов низького тиску. Для цього необхідно врахувати наступні фактори: обмеженість розрядної комірки вздовж магнітного поля; просторову неоднорідність магнітних силових ліній; кінетичні ефекти, коливальні процеси і нестійкості прианодного шару, що призводять до аномальної рухливості електронів; вплив позитивного заряду іонів на параметри шару; чисельний розрахунок елементарних процесів в об'ємі і на поверхні розрядної комірки.

### 3. ГЕНЕРАЦІЯ ПОТОКУ ІОНІВ У ПЛАЗМОВОМУ РЕЖИМІ ПЛАНАРНОГО МАГНЕТРОННОГО РОЗРЯДУ

В основі сучасних магнетронних розпоршувальних систем (МРС) лежить магнетронний газовий розряд з циліндричними або планарними електродами в плазмовому (низьковольтному, потужнострумівому) режимі [27–29].

У роботах [26, 30] наведено результати дослідження плазмового режиму планарного магнетронного розряду, при якому генеруються іони з енергією  $\epsilon_i = (0,5-1)$  кеВ. Експериментальні дослідження здійснювалися на



установці, принципова схема якої наведена на рис. 8.

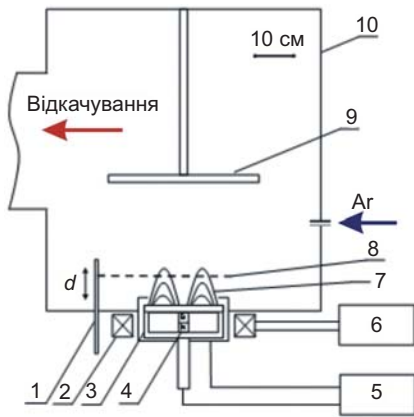


Рис. 8. Принципова схема експериментальної установки. 1 — рухомий анод, 2 — соленоїд зовнішнього магнітного поля, 3 — магнетрон, 4 — постійний магніт, 5 — блок живлення магнетрона, 6 — блок живлення соленоїда, 7 — силові лінії магнітного поля, 8 — сітка анода, 9 — столик для зразків, 10 — вакуумна камера

Магнітна система магнетрона складалася із зовнішнього соленоїда 2 і центральних змінних постійних магнітів 4 з напруженістю магнітного поля  $H = 1000, 1500$  Е на поверхні мішені. Струм соленоїда змінювався в межах  $I_c = (0-10)$  А. Залежно від конфігурації силових ліній магнітного поля 7, що визначається співвідношенням напруженості магнітного поля центрального магніту та зовнішнього соленоїда, істотно змінюються основні характеристики магнетронного розряду – вольт-амперні характеристики і мінімальний тиск існування магнетронного розряду  $p_{ign}$ . Вимірювання свідчать, що максимальна висота іонізаційної пастки  $d_i$ , яка визначається висотою арок магнітних силових ліній, які йдуть на катод, відповідає мінімуму  $p_{ign}$ . Це дало підставу припустити, що саме розмір області іонізації визначає мінімальний тиск існування магнетронного розряду.

Для перевірки альтернативним способом впливу розміру іонізаційної пастки на тиск згасання магнетронного розряду були проведені наступні експерименти. У робочій камері установки було змонтовано рухомий анод 1, виготовлений із неіржавіючої сітки 8 діаметром 300 мм, який обмежував відстань катод — сітчастий анод  $d$  без змінювання топології магнітного поля. Для збалансованого магнетрона, коли  $d_i$  максимальна, були виміряні  $p_{ign}$  для різної величини  $d$ .

Результати вимірювань  $p_{ign}(d)$  при зменшенні відстані катод-сітка  $d$  представлені на рис. 9 в логарифмічному масштабі (графіки 1–3). На цьому ж рисунку показані результати моделювання силових ліній магнітного поля, що демонструють взаємозв'язок мінімального тиску існування магнетронного розряду від висоти арок силових ліній магнітного поля  $d_i$  (графік 4).

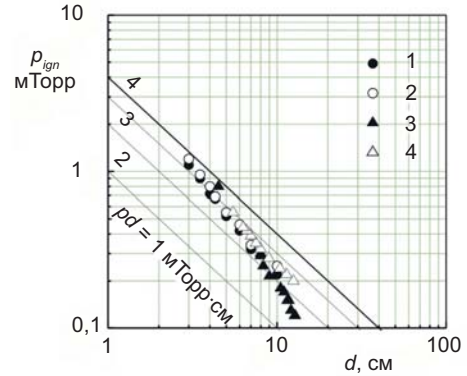


Рис. 9. Залежності тиску згасання розряду  $p_{ign}$  у збалансованому магнетроні від відстані мішень-сітчастий анод  $d$  при різних струмах розряду  $I_p$ : 1 – 1 А, 2 – 2 А, 3 – 3 А, 4 – 4 А, від висоти арок силових ліній магнітного поля  $d_i$

Детальне дослідження ВАХ ПМР з використанням автоматизованої системи вимірювань з виведенням даних на комп'ютер виявило наступні особливості (рис. 10). Як області малих розрядних струмів, так і при великих значеннях  $I_p$  — напруга на розряді має стабілітронний характер, а величина  $U_p$  знижується при збільшенні  $p$  і  $H$ . Функціональна залежність на проміжній ділянці також змінюється залежно від тиску  $I \sim U^n$  ( $n = 2-8$ ).

Для пояснення здобутих експериментальних даних було розроблено просторово-усереднену модель ПМР. Модель враховує існування в плазмі двох груп електронів

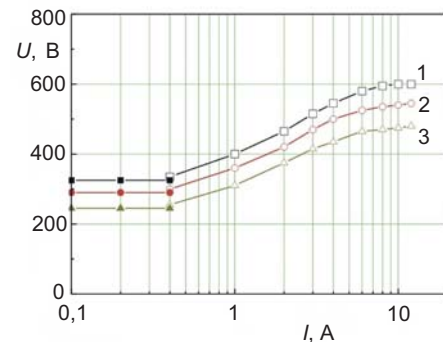


Рис. 10. ВАХ магнетронного розряду в напівлогарифмічному масштабі при різному тиску аргону: 1 —  $p = 0,5$  мТорр, 2 —  $p = 0,6$  мТорр, 3 —  $p = 1,0$  мТорр

з різними ФРЕЕ: первинних високоенергетичних *os*-електронів, захоплених в електромагнітну пастку з моно-енергетичною ФРЕЕ, і групи вторинних плазмових електронів з максвелловою ФРЕЕ [25].

У межах застосовності моделі з рівняння балансу заряджених частинок, при апроксимації швидкості іонізації  $K_i$  рівнянням Ареніуса  $K_i = K_0 \exp(-eI/T_e)$ , було отримано вираз для рівноважної електронної температури  $\tau = T_e/eI$ , що нормується на потенціал іонізації  $I$ :

$$(n_a d_i)' = \frac{t^{1/2} e^{1/\tau} \cdot (I/M)^{1/2}}{1 + \delta \cdot e^{1/\tau} K_0}, \quad (6)$$

де  $\delta = n_{os}/n_i$  — параметр, що визначає відносну частку *os*-електронів у плазмі,  $K_0$  — стала, яка залежить від сорту газу. Рівняння (6) визначає рівноважні значення температури плазмових електронів від параметра подібності  $n_a d_i$ , що нормується на величину  $(n_a d_i)_0 = (I/M)^{1/2}/K_0$ .

Графік залежностей  $\xi = n_a d_i / (n_a d_i)_0$  від  $\tau$  при різних значеннях  $\delta$  представлений на рис. 11. З рисунка видно, що наявність у моделі двох груп електронів привела до виникнення широкого спектру розв'язків у порівнянні з однозначним взаємозв'язком між електронною температурою і тиском для максвеллової плазми ( $\delta = 0$ ).

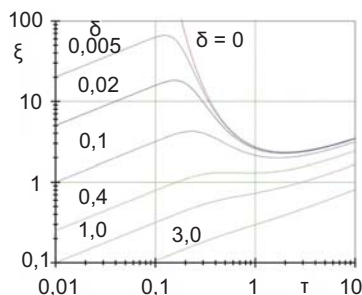


Рис. 11. Залежності нормованої електронної температури  $\tau = T_e/eI$  від параметра подібності  $\xi = (n_a d_i)'$  при різних концентраціях *os*-електронів  $\delta = n_{os}/n_i$

З рівняння балансу енергії заряджених частинок з урахуванням одночасної іонізації *os*- і *p*-електронами було отримано аналітичний вираз для сумарної енергетичної ціни іона  $\eta'_\Sigma = \eta_\Sigma/eI$ , яка визначає величину напруги на розряді  $U = \eta_\Sigma/\gamma_{eff}$ :

$$\eta'_\Sigma = 1,73 + \tau + \frac{1,73 \cdot (e^{0,2/\tau} - 1) \cdot (n_a d_i)'}{\tau^{1/2} \cdot e^{1/\tau}}. \quad (7)$$

Функцію  $\eta'_\Sigma$  при різних значеннях параметра  $(n_a d_i)'$  представлено сімейством графіків на рис. 12.

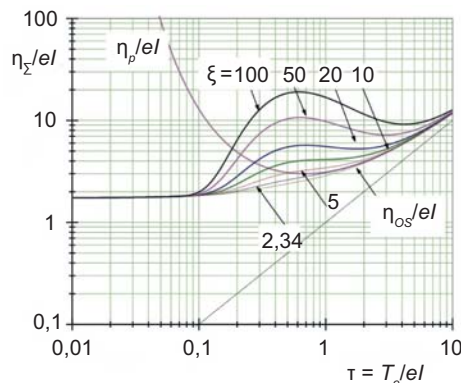


Рис. 12. Сумарна нормована енергетична ціна іона  $\eta'_\Sigma$  залежно від нормованої електронної температури  $\tau$  при різних значеннях параметра подібності  $(n_a d_i)' = \xi$

Проведено порівняння результатів експериментальних і теоретичних досліджень. На основі аналізу зроблені такі висновки стосовно механізму планарного магнетронного розряду в плазмовому режимі:

1. Для ПМР параметром подібності є  $pd_i \sim n_a d_i$ , де  $d_i$  — характерний розмір іонізаційної пастки. Максимальне значення  $d_i$  відповідає максимальній висоті арок силових ліній магнітного поля, що спірають на катод.

2. Параметри  $n_a d_i$  і  $\delta$  визначають рівноважну температуру електронів і границю існування плазмового режиму магнетронного розряду, а також поріг згасання по тиску робочого газу.

3. Температура електронів і параметр  $n_a d_i$  визначають співвідношення струмів іонів, що народилися в результаті іонізації *os*- і *p*-електронами, і сумарну енергетичну ціну іона  $\eta_\Sigma$ .

4. Мінімальна величина  $\eta_\Sigma$  визначається іонізацією тільки *os*-електронами, а максимальна іонізацією тільки *p*-електронами.

5. Функціональна залежність  $T_e$  від густини струму  $\gamma$ -електронів або потужності, що вкладається в іонізацію, визначає вольт-амперну характеристику магнетронного розряду в плазмовому режимі.

#### 4. ГЕНЕРАЦІЯ ПОТОКУ НИЗКОЕНЕРГЕТИЧНИХ ІОНІВ У ВЧ ІНДУКЦІЙНОМУ РОЗРЯДІ

В даний час високочастотний індукційний (ВЧІ) розряд є одним з основних інструментів

у плазмових технологіях реактивного іонно-плазмового і іонно-променевого травлення (РІПТ, РІПрТ) в мікро- і наноелектроніці [20, 31]. Понад 60 % обладнання для іонно-плазмових технологій розроблено на базі ВЧІ розряду і його комбінацій з розрядами інших типів. Основними причинами широкого застосування ВЧІ розряду є: низька енергія іонів  $\varepsilon_i \sim 10\text{--}40$  еВ; можливість незалежного управління густиною струму  $j_i$  і енергією іонів у широких межах:  $j_i = 0,1\text{--}100$  мА/см<sup>2</sup>,  $\varepsilon_i = 30\text{--}10^4$  еВ; можливість тривалої роботи з хімічно активними газами; відносна простота конструктивних рішень плазмохімічних реакторів і джерел іонів з характерними геометричними розмірами оброблюваної поверхні від 1 до 10<sup>3</sup> см [19, 20].

В роботах [32–35] були проведені експериментальні та теоретичні дослідження ВЧІ розряду. В якості експериментальних пристроїв застосовувалися: циліндричний ВЧІ розряд із зовнішнім кільцевим індуктором; планарний плазмохімічний реактор на базі ВЧІ розряду з торцевим спіральним індуктором; ВЧІ джерело низькоенергетичних іонів з внутрішнім індуктором.

Для кожної конструкції були виміряні інтегральні характеристики ВЧІ розряду: залежності порогу запалювання від тиску робочого газу  $p_{\min}$ , ватт-амперні характеристики і радіальні розподіли густини струму іонів  $j_i$ , температури електронів і потенціалу плазми залежно від параметрів системи. У табл. 1 наведені геометричні параметри досліджених експериментальних пристроїв з ВЧІ розрядом і значення  $(pd_{\text{eff}})_{\min}$ , отримані в експериментах.

Розроблено просторово усереднену модель ВЧІ розряду та умови її застосування

для визначення порогу запалення розряду від тиску робочого газу. Було використано рівняння балансу частинок для знаходження рівноважних значень  $T_e$  залежно від параметра подібності  $(pd_{\text{eff}}) \sim (n_a d)$ , де  $d_{\text{eff}} = V/S$ ,  $V$  — об’єм області іонізації,  $S$  — площа поверхні виходу іонів. Його розв’язок при апроксимації швидкості реакції іонізації  $K_i$  рівнянням Ареніуса має вигляд:

$$(n_a d_{\text{eff}}) = \left(\frac{T_e}{eI}\right)^{1/2} \cdot e^{eI/T_e} \cdot \frac{(I/M)^{1/2}}{K_0} \cdot h, \quad (8)$$

де  $h$  — параметр, що характеризує неоднорідність густини плазми.

На рис. 13 представлені залежності нормованої електронної температури  $t = T_e/eI$  від параметра  $pd = 0,5(n_a d_{\text{eff}})$ , розраховані для аргону згідно з рівнянням (8). Як впливає з рисунка, поріг згасання/запалювання ВЧІ розряду визначається мінімальним значенням  $(pd_{\text{eff}})_{\min}$ , при якому існують рівноважні значення  $T_e$ .

Для опису ВЧІ розряду при високому тиску і визначення границі застосовності просторово усередненої моделі було

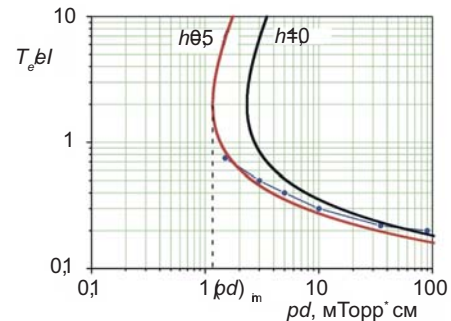


Рис. 13. Залежність  $T_e/eI$  від параметра подібності  $pd = 0,5(n_a d_{\text{eff}})$  при різному значенні параметра  $h$  згідно (8). Точками показані експериментальні значення нормованої  $T_e/eI$

Таблиця 1

**Геометричні параметри досліджених експериментальних пристроїв з ВЧІ розрядом**

Параметри пристроїв	Циліндричний ВЧІ розряд	Планарний реактор	Джерело іонів
$R$ , см	10	7	12,5
$L$ , см	10	6	8
$d_{\text{eff}}$ , см	5	3,2	4,88
$p_{\min}$ , мТорр	0,3	0,4	0,25
$(pd_{\text{eff}})_{\min}$ , мТорр·см	1,5	1,28	1,22

розроблено двомірну гідродинамічну модель, засновану на чисельному розв'язанні рівнянь амбіполярної дифузії, теплопостачання і рівнянь для електромагнітного поля [33, 34]. Це дало можливість оцінити достовірність розрахунків за допомогою «глобальної» і двомірної гідродинамічної моделі.

За порівнянням результатів теоретичних досліджень з експериментальними даними зроблені наступні висновки.

1. Поріг запалювання ВЧІ розряду визначається мінімальним значенням параметра  $(n_a d_{eff}) \sim (pd)_{min}$ , вище якого існує рівноважна температура електронів.

2. Мінімальне значення  $(pd)_{min}$  залежить від максимальної швидкості реакції іонізації  $K_0$  робочого газу даного сорту.

3. Основними чинниками, що впливають на просторову однорідність потоку іонів, є тиск і сорт робочого газу, геометрія ГРК і місце розташування індуктора.

4. Збільшення тиску понад  $pd > 20$  мТорр·см призводить до істотної просторової неоднорідності плазми і густини струму іонів, обумовленої зменшенням довжини релаксації енергії електронів і збільшенням градієнта електронної температури. Це обмежує застосування просторово-усередненої моделі при зростанні тиску робочого газу.

## 5. ФОРМУВАННЯ І КЕРУВАННЯ ПАРАМЕТРАМИ ПОТОКІВ ІОНІВ У КОМБІНОВАНОМУ РОЗРЯДІ

Найперспективнішими пристроями на базі індукційного розряду для обробки поверхонь діелектриків і бездефектного травління матеріалів критичних до нагрівання ( $T < 100$  °С) є іонно-плазмові системи (ІПС), в яких застосовуються для доприскорення іонів із плазми джерела радикалів квазістаціонарне приелектродне падіння, яке утворюється завдяки «діодному» ефекту ВЧЄ розряду [20, 31]. Такі ІПС є, по суті, єдиним комбінованим ВЧ індукційно-ємнісним розрядом (ВЧІЄ розряд). Для більшості технологій іонно-променевого травління і синтезу покриттів кращий діапазон низьких тисків  $p < 10^{-1}$  Торр, коли самостійний ВЧЄ розряд не запалюється. Тому в цьому діапазоні тисків ВЧІ розряд можна вважати базовим, а ВЧЄ розряд — забезпечує доприскорення

іонів у приелектродних шарах при слабкому впливі на процеси іонізації.

Вивчення комбінованого індукційно-ємнісного ВЧ розряду на цей час ще не сформувалося як окремий напрямок досліджень в області фізики газового розряду. У більшій частині наукових публікацій розглядають ВЧІ і ВЧЄ розряди як два незалежних типи газового розряду, а дослідження розряду в комбінованих полях зводяться, часто, або до вивчення впливу ємнісної складової поля індуктора на стаціонарний ВЧІ розряд, або до розгляду ВЧІ нагрівання плазми як невеликої добавки до квазістаціонарного ВЧЄ розряду.

Експериментальні дослідження ВЧІЄ розряду проводилися в односітковому джерелі іонів низької енергії (рис. 14) [35]. У циліндричній газорозрядній камері (ГРК) з внутрішнім діаметром 250 мм і [20, 31]. довжиною 80 мм було змонтовано двовитковий екранований індуктор 4, що забезпечував передачу енергії в плазму. До індуктора через узгоджувальний пристрій (УП) було підведено ВЧ потужність (13,56 МГц) у діапазоні 0–1000 Вт від ВЧ генератора (ГВЧ). На виході джерела розташовано металеву сітку-емітер іонів 2 товщиною 0,12 мм з отворами діаметром 0,24 мм. ВЧ або постійна напруга амплітудою (0–300) В було прикладено між заземленою сіткою і корпусом ГРК.

У роботах [31–35] отримані інтегральні характеристики ВЧІЄ розряду в діапазоні тиску  $p < 10$  мТорр, коли самостійний розряд ВЧЄ не запалюється. Тому в цьому діапазоні тиску ВЧІ розряд можна вважати

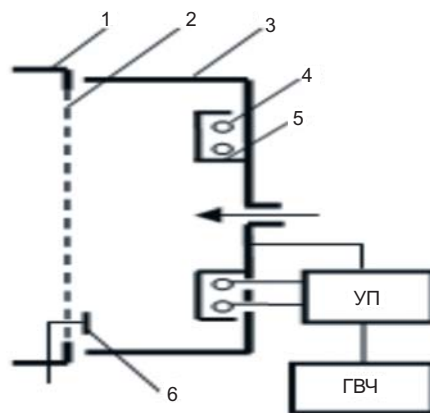


Рис. 14. Принципова схема джерела низькоенергетичних іонів. 1 — перехідний фланець робочої камери; 2 — заземлена сітка-емітер іонів; 3 — металевий корпус ГРК, що є ВЧ електродом; 4 — двовитковий індуктор; 5 — електростатичний екран; 6 — електричний зонд



базовим, а ВЧЄ розряд таким, що забезпечує прискорення іонів у приелектродних шарах при слабкому впливі на процеси іонізації, — додатковим. Унаслідок експерименту було встановлено, що ватт-амперні характеристики та залежності параметрів ВЧЄ розряду від тиску якісно аналогічні ВЧІ розряду. Для ВЧЄ розряду так само існує мінімальне значення ВЧ потужності  $p_{\min}$ , при якому відбувається згасання розряду.

Було виявлено, що особливістю ВЧЄ розряду є зниження сумарної енергетичної ціни іона при подачі ВЧ потенціалу на електроди системи, залежне від співвідношення площ електродів  $\delta = S_2/S_1$ .

Сформульовано модель енергетичного балансу іонів у асиметричному ВЧЄ розряді. Для моделі були проведені розрахунки розподілу потоків енергії на електроди системи. Найбільш цікавим результатом виявилась наявність максимуму нормованої ВЧ потужності  $p_1 = P_1/P_0$  ( $P_0$  — сумарна ВЧ потужність), що вкладається в прискорення іонів на електрод з меншою площею (рис. 15). Як видно з рисунка, величина  $p_1$  залежить від  $\delta$  і амплітуди ВЧ напруги  $U$ , що нормується на енергетичну ціну іона. Порівняння теоретичних розрахунків з експериментальними даними дало можливість зробити наступні висновки.

Основний вплив потенційного ВЧ електричного поля на ВЧІ розряд виявляється в зниженні сумарної енергетичної ціни іона і призводить до кількісних змін в інтегральних характеристиках розряду.

Асиметрія площ ВЧ електродів має принципове значення в енергобалансі комбінованого ВЧЄ розряду і впливає на величину сумарної енергетичної ціни іона та енергетичну ефективність плазмових реакторів і джерел іонів на базі комбінованого ВЧЄ розряду.

У роботах [36–38] було встановлено, що застосування в магнетронних розпоршувальних системах (МРС) додаткових пристроїв для іонізації газу і розпоршених атомів обумовлено необхідністю забезпечити роботу МРС при зниженому тиску робочого газу, що сприяє отриманню плівок високої чистоти, додатково активувати хімічно активні частинки, використовувати ефекти іонного бомбардування для впливу на кінетику зростання плівок.

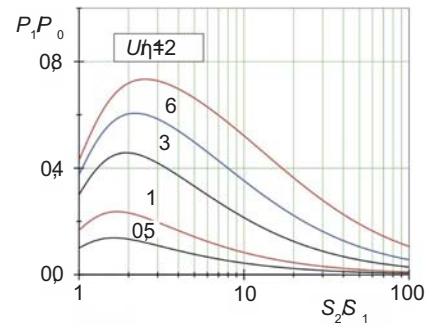


Рис. 15. Залежність нормованої потужності  $P_1/P_0$  на електрод меншої площі від співвідношення площ електродів  $\delta = S_2/S_1$  при різних значеннях нормованої амплітуди ВЧ потенціалу  $U/\eta$  ( $\eta$  — сумарна енергетична ціна іона)

На рис. 16. представлена схема експериментальної установки з комбінованим ВЧІМ розрядом.

Вимірювалася густина струму іонів  $j_i$  у площині столика для зразків за допомогою плоского зонда в режимі насичення іонного струму і залежності  $j_i$  від параметрів системи, які показали наступне.

Густина іонного струму  $j_i$  лінійно залежить від потужності як магнетронного, так і індукційного розрядів, проте енергетична ефективність ВЧІ розряду для генерації іонів є істотно вищою.

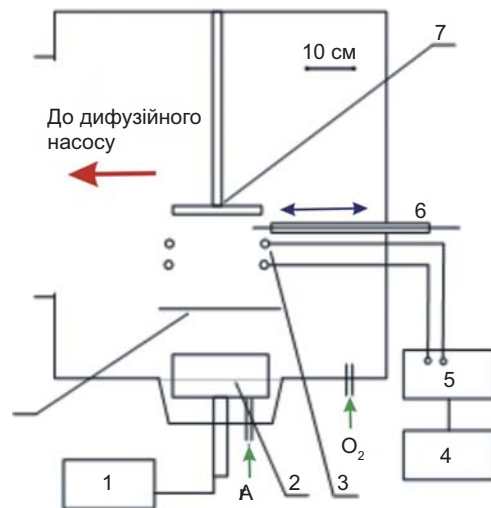


Рис. 16. Принципова схема установки з комбінованим індукційно-магнетронним розрядом для реактивного іонно-плазмового синтезу складнокомпозиційних покриттів: 1 — блок живлення магнетрона, 2 — магнетрон, 3 — індуктор для збудження ВЧ індукційного розряду, 4 — ВЧ генератор, 5 — узгоджувальний пристрій, 6 — електричний зонд, 7 — столик для зразків, 8 — екран магнетрона

Зниження робочого тиску при постійній потужності призводить до монотонного зниження  $j_i$  для обох розрядів. Разом із тим, у діапазоні тиску  $p = (0,6-3)$  мТорр зміна  $j_i$  не перевищує 20 % .

Однорідність іонного бомбардування столика для зразків (діаметр 200 мм) для ВЧІ розряду складає 80 % .

На рис. 17 наведені залежності для струму на мішень магнетрона при різній потужності ВЧІ розряду при тиску  $p = 0,3$  мТорр, а на рис. 18 представлені ВАХ магнетронного і комбінованого індукційно-магнетронного розрядів при тиску  $p = 0,6$  мТорр, коли може горіти самостійний магнетронний розряд.

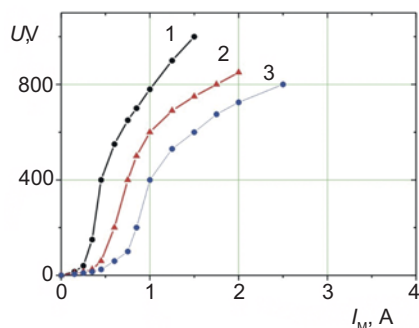


Рис. 17. Залежності струму на мішень магнетрона від величини потенціалу при різній потужності ВЧІ розряду: 1 — 200 Вт; 2 — 400 Вт; 3 — 600 Вт. Тиск робочого газу  $p = 0,4$  мТорр

Для пояснення експериментальних даних було розроблено модель енергобалансу ВЧІМ розряду. Основою моделі є просторово усереднена модель ВЧ індукційного розряду, яку було доповнено тим, що іонізація робочого газу здійснюється плазмовими електронами, які отримують енергію від двох джерел: ВЧ-генератора та  $\gamma$ -електронів, прискорених у катодному шарі. З рівняння балансу енергії було отримано вираз для вольт-амперної характеристики ВЧІМ розряду в безрозмірних величинах:

$$\frac{\gamma_{eff} \cdot U}{\eta} = 1 - \frac{1}{I_i/I_0}, \quad (9)$$

де  $I_i = I_\gamma + I_0$  — сумарний струм іонів на мішень магнетрона,  $I_\gamma$  — струм іонів, що з'явилися за рахунок внеску енергії  $\gamma$ -електронів,  $I_0$  — струм іонів, що з'явилися за рахунок енергії ВЧ генератора. Рівняння

(9) після відповідних перетворень відповідає характеристикам, наведеним на рис. 18 (графік 3).

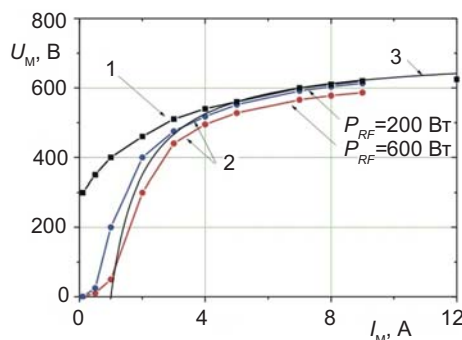


Рис. 18. ВАХ самостійного магнетронного (1) і комбінованого ВЧІМ (2) розрядів при різній потужності ВЧ генератора.  $p = 0,6$  мТорр. Пунктирна лінія 3 — теоретичний розрахунок згідно моделі енергобалансу ВЧІМ розряду

Підсумовуючи результати проведених досліджень, для комбінованого ВЧ індукційно-магнетронного розряду можна виділити три діапазони тиску робочого газу, що відрізняються режимами з пріоритетом індукційного або магнетронного розряду [26, 30, 33, 34, 36, 37].

1. В діапазоні тиску  $0,1 \text{ мТорр} < p < 0,3 \text{ мТорр}$  горить лише самостійний ВЧ індукційний розряд. Подача напруги на мішень магнетрона лише трохи впливає на параметри розряду, зокрема, на ВАХ .

2. В діапазоні тиску  $0,3 \text{ мТорр} < p < 0,6 \text{ мТорр}$  самостійний магнетронний розряд не запалюється, проте наявність електромагнітної пастки для вторинних  $\gamma$ -електронів значно підвищує генерацію іонів у розряді при подачі негативної напруги на мішень магнетрона. Це істотно впливає на ВАХ, і розряд можна вважати несамостійним магнетронним розрядом (рис. 17).

3. В діапазоні тиску  $p > 0,6 \text{ мТорр}$  горить самостійний магнетронний розряд. Поблизу порогу запалювання при малих розрядних струмах характер ВАХ є аналогічним індукційно-магнетронному розряду (графік 2 на рис. 18), проте, при великих струмах магнетронного розряду ( $I > 5 \text{ А}$ ) вплив ВЧ індукційного розряду на ВАХ є незначним (рис. 18).

Дослідження комбінованого ВЧІМ розряду дали можливість отримати додаткову інформацію про вплив вторинної іон-електронної

емісії з поверхні електродів на характеристики і енергетичний баланс ВЧІ розряду. Наявність електромагнітної пастки в області потенційного електроду дає можливість істотно збільшити густину іонного струму на цей електрод за рахунок використання енергії вторинних  $\gamma$ -електронів для іонізації робочого газу.

Проведені дослідження продемонстрували, що використання комбінованих електричних і магнітних полів в іонно-плазмових системах дозволяють у широких межах керувати потоками іонів, хімічно активних частинок і розпорощених атомів. Застосовуючи різні комбінації потенційного електричного поля (постійного, високочастотного, імпульсного) і вихрових електромагнітних полів, а також постійного магнітного поля для локалізації плазми, можна цілеспрямовано формувати потоки частинок із заданими властивостями: щільністю струму, енергії, хімічним складом і геометричними розмірами.

## 6. ТРАНСПОРТУВАННЯ, ЗАРЯДОВА І СТРУМОВА НЕЙТРАЛІЗАЦІЯ ІОННИХ ПУЧКІВ

Зарядова і струмова нейтралізації іонних потоків є одним з ключових питань іонно-променевих технологій [38–40]. Актуальність дослідження цієї проблеми визначається тим, що іонно-пучкова плазма, яка утворюється в просторі транспортування іонних пучків (ІП), забезпечуючи зарядову і струмову компенсацію пучка, є ще й активним середовищем, безпосередньо з якого на оброблювану поверхню потрапляють заряджені, збуджені, хімічно активні частинки і електромагнітне випромінювання [41–42]. При конструюванні технологічних систем цей фактор зазвичай враховується в недостатній мірі. Тим часом, фізичні процеси, що відбуваються в іонно-пучковій плазмі (ІПП), істотно впливають як на роботу джерела іонів, так і на результат технологічної операції, і для раціональної організації технологічного процесу необхідно розуміння механізмів формування параметрів ІПП [42].

Тому з іонних джерел різних типів, виходячи з параметрів створюваних ними іонних пучків, в окрему групу виділяються системи, що використовуються в іонно-плазмових

технологіях обробки поверхні, зокрема, технології мікроелектроніки (рис. 19). Це відбувається в силу високих вимог до якості продукції, складності технології і наявності ряду специфічних вимог, що пред'являються до параметрів ІП.

Головним інструментом досліджень ІПП є електричні зонди, які можливо переміщати в камері для вимірювання просторових розподілів параметрів ІПП.

Експериментально було встановлено [41], що значення потенціалу іонно-пучкової плазми  $\phi_{pl}$ , тобто стала рівноважна глибина потенційної ями для електронів, істотно залежить від коефіцієнта вторинної іон-електронної емісії матеріалу мішені  $\gamma$ . Для кількісних оцінок цієї залежності було використано екранування мішені антидінаatronною сіткою 8 з високою прозорістю, встановленою на відстані 1 мм від поверхні мішені (рис. 19a).

На рис. 20 наведено залежності струму на мішень  $I_m$ , що складається зі струмів іонів і  $\gamma$ -електронів, та потенціалу іонно-пучкової плазми  $\phi_{pl}$  від потенціалу  $U_{c2}$  антидінаatronної сітки 8. Як видно з рисунка, в області  $U_{c2} > 0$ , коли потенціал сягає значення  $U_{c2} \sim \phi_{pl} \sim 10$  В, сітка стає додатковим ефективним стоком для електронів плазми, і потенціал  $\phi_{pl}$  починає зростати пропорційно  $U_{c2}$ .

При  $U_{c2} < 0$  відбувається запирання  $\gamma$ -електронів біля поверхні мішені та повний струм на мішень  $I_m$  зменшується, а потенціал іонно-пучкової плазми швидко зростає. При  $U_{c2} < -5$  В струм  $\gamma$ -електронів у об'єм практично відсутній, і настає повна розкомпенсація пучка, що спричиняє зрив стійкої роботи джерела іонів. Було встановлено, що причиною цього явища є значний стік електронів з ІПП в розрядні комірки джерела іонів.

Дослідження ФРЕЕ показали [42], що її характерною рисою є наявність трьох груп електронів: низькотемпературного максвеллового ядра з температурою  $T_e = 0,2-0,5$  еВ і густиною  $n_e$ , яка практично співпадає з густиною  $n_b$  пучка іонів  $n_e \approx n_b \approx 10^8$  см<sup>-3</sup>; групи  $\gamma$ -електронів, енергія яких перевищує  $e\phi_{pl}$  на величину початкової енергії  $\gamma$ -електронів  $\sim (2-5)$  еВ, а густина складає  $\sim 10^5$  см<sup>-3</sup>; «проміжної» немаксвеллової групи, густина і форма якої може мінятися в широких межах.

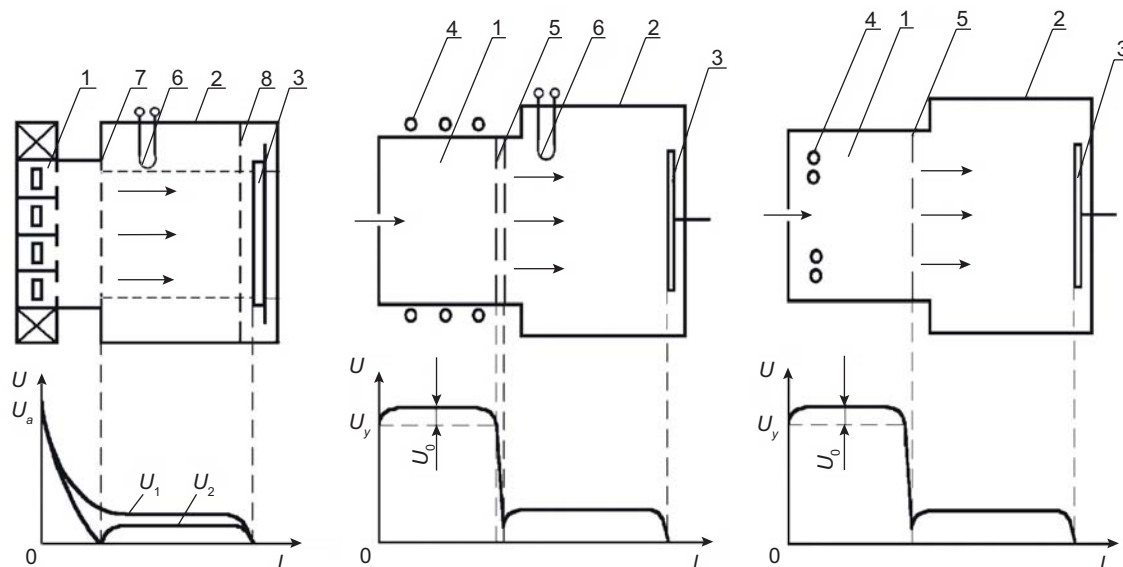


Рис. 19. Принципові схеми ІПС з прискорювачем іонів «Радикал-М» (а), двоступінчатим джерелом іонів на основі ВЧІ розряду (б), односітчастим ДІ на базі комбінованого ВЧІС розряду (в) і відповідні якісні розподіли потенціалів уздовж пучка іонів ( $U_1$  — без екрануючої сітки;  $U_2$  — з екрануючою сіткою 7). 1 — джерело іонів; 2 — вакуумна камера; 3 — мішень; 4 — індуктор; 5 — іонно-оптична система; 6 — термокатод; 7 — екрануюча сітка; 8 — антидінаatronна сітка

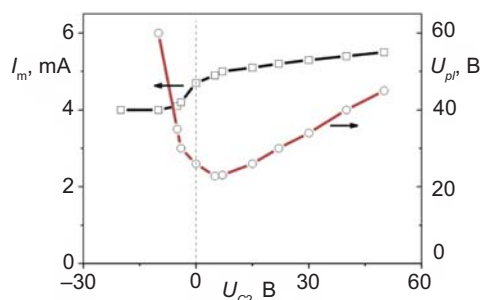


Рис. 20. Залежності струму на мішень  $I_m$  і потенціалу іонно-пучкової плазми  $\phi_{pl}$  від потенціалу антидінаatronної сітки  $U_{c2}$

У роботі [43], побудовано просторово-усереднену феноменологічну модель іонно-пучкової плазми, побудовану на основі енергобалансу заряджених частинок. Вважалося, що ІПП складається з чотирьох компонент заряджених частинок: іонів пучка,  $\gamma$ -електронів, повільних іонів, народжених унаслідок іонізації та резонансної перезарядки, і замкнених в потенційній ямі низькоенергетичних електронів. Для форми потенційної ями для електронів характерне існування практично постійного значення потенціалу в межах геометричних меж пучка, унаслідок чого потенціал плазми, температура і ФРЕЕ є нелокальними параметрами та характеризують всю систему в цілому. Ця обставина дала можливість провести просторове усереднювання основних параметрів плазми.

Аналіз показав, що сукупність процесів, що відбуваються в іонно-пучковій плазмі можна охарактеризувати як несамостійний безелектродний газовий розряд низького тиску. Наявність зовнішнього високоенергетичного пучка іонів забезпечує інтенсивну вторинну іон-електронну емісію з поверхні мішені і, відповідно, низькі значення потенціалу плазми  $\phi_{pl} \sim I$ , а величина  $\phi_{pl}$  та решта всіх параметрів ІПП, надзвичайно чутливі до емісійних характеристик матеріалу мішені та витoku плазмових електронів.

Хороший збіг результатів дрейфової теорії з експериментальними даними дав можливість зробити висновок про адекватний опис моделлю реальних процесів у ІПП. Відзначимо, що аналіз швидкостей утворення нейтралізуючих захоплених електронів по всіх наявних каналах показав, що максимальна швидкість за будь-яких умов менше струму ІП, тобто струмова автокомпенсація без додаткової інжекції електронів є неможливою.

Результати експериментальних досліджень параметрів ІПП ( $\phi_{pl}$ ,  $T_e$ , ФРЕЕ) за наявності зовнішніх інтенсивних джерел електронів для різних іонно-плазмових систем представлені в роботі [44]. Найпростішим варіантом джерела електронів є термокатод (ТК) — вольфрамовий дріт, нагрітий до температури інтенсивної термоелектронної



емісії  $\sim 2000$  °С і розташований у просторі транспортування ІП (рис. 19а, б). Також джерелом електронів може бути плазма комбінованого ВЧ індукційно-ємнісного розряду при використанні односіткової ІОС (рис. 19в).

Найцікавішим здобути експериментальним результатом є залежності  $\phi_{pl}$  та  $T_e$  від потенціалу нейтралізатора  $\phi_n$  відносно стінок камери, представлені на рис. 21. Аналіз залежностей показує, що при негативних значеннях  $\phi_n$  виникає струм термоелектронів на стінки камери. Але, як видно з рисунка, збільшення струму емісії не лише не знижує  $\phi_{pl}$ , а, навпаки, призводить до його швидкого зростання, тобто до погіршення нейтралізації. Цей факт свідчить про те, що термоелектрони безпосередньо не можуть компенсувати об'ємний заряд іонів пучка, а компенсація проводиться низькоенергетичними електронами, замкнутими в потенціальній ямі просторового заряду іонів. Термоелектрони можуть потрапляти до числа замкнутих, якщо втрачають енергію в непружних зіткненнях з атомами газу або при кулонових зіткненнях з плазовими електронами.

В роботах [47, 48] представлені результати досліджень ІПП при генерації біполярного іон-електронного потоку односітчастим ВЧ джерелом іонів (рис. 19в). Вимірювання показали, що числа електронів, що емітуються з джерела, достатньо для повної компенсації струму пучка іонів і можливе керування величиною потенціалу мішені.

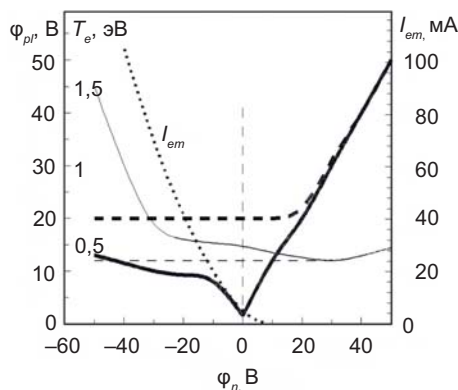


Рис. 21. Залежності  $\phi_{pl}$ ,  $T_e$  і  $I_{em}$  від потенціалу нитки ТК  $\phi_n$ . Потовщені лінії —  $\phi_{pl}$ , тонкі, —  $T_e$ . Штриховими лініями показані аналогічні залежності за відсутності напруги ТК. Для всіх графіків анодна напруга  $U = 1,5$  кВ, робочий газ — аргон:  $p = 0,4$  м Торр,  $I_p = 9$  мА

Проведені дослідження продемонстрували, що сукупність процесів, що відбуваються в іонно-пучковій плазмі можна охарактеризувати як несамостійний безелектродний газовий розряд низького тиску. Принциповою відмінністю ІПП від плазми безелектродних розрядів (ВЧ індукційний, СВЧ розряди) є наявність високоенергетичних пучків іонів, що в поєднанні з відносно слабкими власними джерелами іонізації забезпечує інтенсивну вторинну іон-електронну емісію з поверхні мішеней і, відповідно, низькі значення потенціалу плазми  $\phi_{pl}$ . Причому величина  $\phi_{pl}$ , а слідом за нею і всі інші параметри ІПП, надзвичайно чутливі до емісійних характеристик, провідності оброблюваної мішені і стікання плазових електронів. Стікання плазових електронів відбувається на діелектричній поверхні всередині робочої камери і в джерело іонів при відсутності потенційного бар'єру, що визначає потенціал ІПП.

### 7. ЗАГАЛЬНІ ЗАКОНОМІРНОСТІ І ВІДМІННОСТІ ІОННО-ПЛАЗМОВИХ СИСТЕМ З РІЗНИМИ КОМБІНАЦІЯМИ ЕН ПОЛІВ

Проведеними дослідженнями встановлено, що найбільш універсальною характеристикою для порівняння всіх типів розглянутих ІПС є сумарна енергетична ціна іона  $\eta$ . Ця величина включає як сумарні пружні та непружні втрати енергії електрона  $\epsilon_c$ , що супроводжують один акт іонізації при парних зіткненнях електрона з атомами, так і кінетичну енергію ек заряджених частинок:  $\eta = \epsilon_c + \epsilon_k$ . Втрати  $\epsilon_c$  визначаються виглядом ФРЕЕ, а  $\epsilon_k$  залежить від просторового розподілу потенціалу і відрізняється для різних типів розрядів.

На рис. 22 представлені залежності нормованої величини сумарної енергетичної ціни іона  $\eta/eI$  від нормованої величини середньої енергії електрона  $t = T_e/eI$  при  $e_k = T_e$  для різних  $\epsilon_c$ , тобто ФРЕЕ – моноенергетичної для ос-електронів, максвеллової для р-електронів та згідно моделі Таундсена для s-електронів.

На рис. 23 представлено залежності  $\eta/eI$  для р-електронів при різних  $\epsilon_k/eI = (1, 2, 5, 7)t$ .

Як витікає з наведених графіків, величина  $\eta$  дає можливість порівняти іонізаційну

ефективність ансамблів електронів з різними ФРЕЕ в плазмі з різними приелектродними шарами просторового заряду.

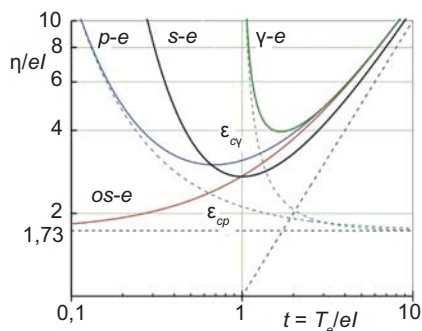


Рис. 22. Залежність сумарної енергетичної ціни іона  $\eta/eI$  для  $p$ -,  $s$ - та  $os$ -електронів і сумарних непружних втрат для  $\gamma$ -електронів  $\epsilon_{\gamma}$  і  $p$ -електронів  $\epsilon_{\text{ср}}$  (пунктир) від нормованої електронної температури  $t = T_e/eI$

На підставі проведеного аналізу були зроблені наступні висновки: потенціал іонізації  $I$  та мінімальна довжина іонізації  $l_m$  (мінімальна довжина, на якій електрон набирає енергію  $eI$ ) є загальними параметрами нормування енергії та простору для всіх моделей; сумарна, нормована енергетична ціна іона  $\eta/eI$  і величина  $d/l_m$  є енергетичними і просторовими параметрами подібності; для ПС без магнітного поля  $d/l_m \sim pd$ , а за наявності магнітного поля і класичної провідності електронів  $d/l_m \sim Hd$ .

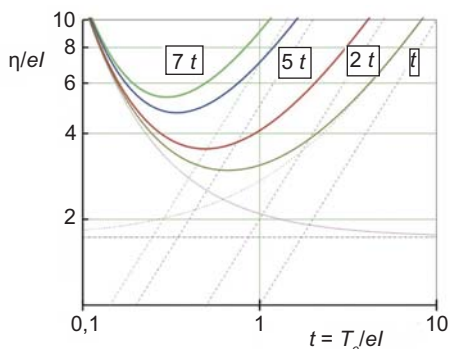


Рис. 23. Залежність нормованої сумарної енергетичної ціни іона  $\eta/eI$  для плазмових  $p$ -електронів з максвелловою ФРЕЕ від нормованої електронної температури  $t = T_e/eI$  при різних значеннях  $\epsilon_k/eI = (1, 2, 5, 7)t$  (пунктир)

Досліджені окремі випадки застосування рівняння балансу густини заряджених частинок для задач виникнення і розрахунку стаціонарних станів газових розрядів в ПС з різними комбінаціями  $EH$  полів. Проаналізовані пробій і запалювання газового розряду у вакуумному та магнітоізольованому

діодах, прискорювальний і плазмовий режими генерації іонів у пласкому магнетронному розряді. На підставі аналізу побудовано узагальнюючу діаграму існування різних режимів ПМР залежно від температури електронів, тиску робочого газу і геометричних розмірів (рис. 24). Графіки на рисунку визначають наступні режими і параметри ПС.

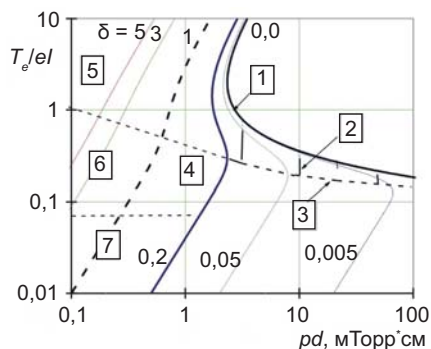


Рис. 24. Діаграма існування стаціонарних і перехідних режимів ПМР. 1 — індукційний розряд; 2 — ПМР в плазмовому режимі; 3 — крива виникнення ПМР; 4 — перехідний режим ПМР; 5 — прискорювальний режим ПМР; 6 — режим запалювання ПМР у прискорювальному режимі; 7 — іонно-пучкова плазма.

Графік 1 відповідає параметрам ВЧ індукційного розряду.

Область 2 визначає рівноважні значення електронної температури і межі існування ПМР в плазмовому режимі.

Графік 3 відповідає виникненню ПМР в плазмовому та прискорювальному режимах.

Область 4 відповідає перехідному режиму ПМР.

Області 5, 6 відповідають прискорювальному режиму ПМР.

Область 7 визначає параметри іонно-пучкової плазми.

Отримано загальний вигляд рівняння балансу енергії заряджених частинок і його окремі випадки, що дозволили розрахувати ватт- і вольт-амперні характеристики ВЧ індукційного та магнетронного розрядів у плазмовому режимі.

На основі аналізу розроблених просторово усереднених моделей розрядів побудовано узагальнені вольт-амперні характеристики ПС, графіки яких наведені на рис. 25.

Графік 1 визначає ватт-амперну характеристику ВЧ індукційного розряду, яка відповідає генерації потоку іонів з низькою енергією ( $\epsilon_i \sim 10\text{--}30$  eВ).

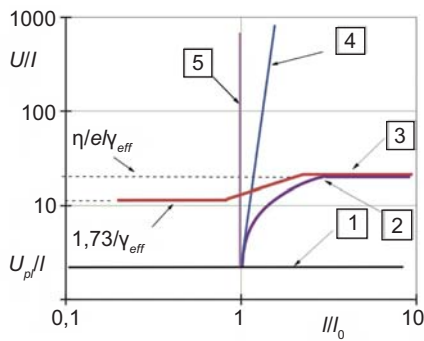


Рис. 25. Узагальнені вольт-амперні характеристики іонно-плазмових систем з комбінованими  $EH$ -полями

Графіки 2, 3 визначають ВАХ планарного магнетронного і комбінованого ВЧІМ розрядів у плазмовому режимі, які відповідають генерації потоку іонів з середньою енергією ( $\epsilon_i \sim 300\text{--}700$  еВ).

Графіки 4, 5 визначають ВАХ комбінованого ВЧІЄ розряду, які відповідають генерації потоків іонів з високою енергією ( $\epsilon_i \sim (1\text{--}3)$  кеВ).

Таким чином дрейфові одновимірні моделі ПС дають можливість отримати аналітичні розв'язки рівнянь балансу частинок і енергій і проаналізувати фізичні механізми формування кривих запалювання і основних характеристик розряду. У низці випадків вони дають не лише якісну, але і гарну кількісну відповідність експериментальним даним.

## ВИСНОВКИ

В огляді на основі фундаментальних законів збереження енергії, імпульсу та частинок визначені узагальнені характеристики плазмових систем з комбінованими  $EH$  полями і встановлено діапазон параметрів для максимально ефективного формування інтенсивних іонних потоків з різною енергією. На базі результатів експериментальних досліджень розроблено феноменологічні моделі ПС з різними комбінаціями  $EH$  полів і в дрейфовому наближенні аналітично отримані наступні фундаментальні результати:

- розраховані криві пробного і запалювання газового розряду в постійних  $EH$  полях з різними механізмами іонізаційного посилення струму електронів для прискорювального і плазмового режимів;
- визначені параметри подібності, спільні для систем без магнітного поля

і з магнітним полем в потенціальному і вихровому електричних полях;

- встановлені закономірності в інтегральних характеристиках планарного магнетронного розряду для прискорювального і плазмового режимів генерації іонних потоків: ВАХ, залежностях струмів заряджених частинок від напруженості магнітного поля і тиску робочого газу з урахуванням геометричних чинників;
- визначені причини існування порогу згасання по тиску робочого газу плазми в системах з об'ємною іонізацією на базі магнетронного і ВЧ індукційного розрядів і чинники, що впливають на просторову однорідність і енергію потоку іонів;
- розраховані оптимальні параметри комбінованих ВЧ індукційно-ємнісного та індукційно-магнетронного розрядів для енергетично ефективної іонізації робочого газу, незалежного керування густиною струму та енергією іонів;
- знайдено загальні закономірності процесів формування іонно-пучкової плазми для джерел іонів на базі плазмових систем з різними комбінаціями  $EH$  полів.

Таким чином, основним результатом проведених теоретичних досліджень є створення цілісної, логічно не суперечливої, фізичної картини процесів, що протікають в ПС з комбінованими полями  $EH$  в області низького тиску робочого газу, найбільш оптимальною для генерації і транспортування іонних потоків. Загальним для всіх ПС чинником для створення стаціонарної плазми при низькому тиску робочого газу є формування електростатичної або електромагнітної пастки для електронів за допомогою комбінації  $EH$  полів, сформованих як за рахунок зовнішніх систем, так і внаслідок існування шарів просторового заряду.

Також для всіх систем з постійним електричним полем принципову роль грає вторинна іон-електронна емісія з поверхні електродів та інжекція первинних, високоенергетичних  $\gamma$ -електронів до газорозрядного об'єму. Саме  $\gamma$ -електрони, захоплені в пастку, створену  $EH$  полями, іонізують газ у початковій стадії розряду і є джерелом енергії для створення густої плазми і досягнення великих значень струмів заряджених частинок.

Проведені фундаментальні дослідження продемонстрували, що використання комбінованих електричних і магнітних полів у іонно-плазмових системах дають можливість у широких межах керувати потоками іонів, хімічно активних частинок і розпорошених атомів. Застосовуючи різні комбінації потенціального електричного поля (постійного, височастотного, імпульсного) і вихрових електромагнітних полів, а також постійного магнітного поля для локалізації плазми, можливо цілеспрямовано формувати потоки частинок із заданими властивостями: густиною струму, енергією, хімічним складом і геометричними розмірами. Можна виділити наступні основні фактори дії  $EH$  полів на процеси формування іонних потоків.

1. Схрещені постійні електричне і магнітне поля з напруженістю, що забезпечує сильне замагнічення електронів, дають можливість:

- створювати газовий розряд при низькому тиску робочого газу;
- локалізувати газорозрядну плазму в заданій області робочої камери;
- формувати шари просторового заряду електронів, що забезпечують інтенсивну генерацію і прискорення іонів;
- керувати потоками іонів в просторі транспортування.

2. Вихрові електричні і магнітні поля (електромагнітна хвиля) забезпечують створення низькотемпературної плазми з високою густиною і низькою енергією іонів при низькому тиску робочого газу, на два порядки меншому порівняно з розрядами з потенціальним електричним полем.

3. Комбіноване ВЧ потенціальне і вихрове електричні поля (комбінований ВЧІЄ розряд) дають можливість незалежно керувати густиною струму, енергією і зарядовою нейтралізацією інтенсивних низькоенергетичних іонних потоків.

4. Комбінування ВЧ вихрового електричного поля (ВЧ індукційний розряд) і схрещених постійних  $EH$  полів (планарний магнетронний розряд) дають можливість незалежно формувати потоки розпорошених атомів, хімічно активних частинок та іонів у комбінованому індукційно-магнетронному розряді.

Визначення цих закономірностей дало можливість вирішити низку прикладних

завдань — розробити оригінальні плазмові системи для генерації іонних потоків із заданими параметрами: геометричним розмірами, енергією та густиною струму іонів для технологій РПТ і РПС. Здобуті результати доводять, що планарний магнетронний і ВЧ індукційний розряди за цілою низкою параметрів — енергетичною ефективністю, діапазоном робочого тиску, простотою реалізації пристроїв з різними геометричними розмірами і можливістю комбінування з додатковими електричними і магнітними полями є оптимальними для розробки іонно-плазмового технологічного устаткування.

На базі комбінованого індукційно-ємнісного розряду з асиметричними електродами розроблені джерела взаємокомпенсуючих потоків низькоенергетичних іонів і електронів для технологій РПТ і РПС.

Комбінований індукційно-магнетронний розряд продемонстрував високу ефективність при реалізації технологій реактивного іонно-плазмового синтезу складнокомпозиційних покриттів.

Робота виконана при частковому фінансуванні Міністерством освіти і науки України за темами науково-дослідних робіт 0117U004875 та 0115U003166. Автори вдячні Турбіну П. В. за увагу до роботи.

## ЛІТЕРАТУРА

1. Данилин Б. С., Киреев В. Ю. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 204 с.
2. Маишев Ю. П. Ионные и ионно-плазменные системы и пути их развития для задач микроэлектроники // Микроэлектроника. — 1977. — Т. 3, № 2. — С. 31–42.
3. Zhurin V. V. Industrial Gridless Broad Beam Ion Sources and the Need for Their Standardization. Part 4B. Hall-Current Ion Sources, Problems and Solutions. Standardization of Ion Sources // Vacuum Technology & Coating. — 2009. — P. 40–49.
4. Барченко В. Т., Быстров Ю. А., Колчин Е. А. Ионно-плазменные технологии в электронном производстве. — СПб.: Энергоатомиздат, 2001. — 331 с.
5. Brown J. G. The Physics and Technology of Ion Sources. — Hardcover, 1989. — 444 p.



6. Берлин Е. В., Сейдман Л. А. Ионно-плазменные процессы в тонкопленочной технологии. — М.: Техносфера, 2010. — 528 с.
7. Кадыржанов К. К., Комаров Ф. Ф., Погребняк А. Д. и др. Ионно-лучевая и ионно-плазменная модификация материалов. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 2005. — 640 с.
8. Бабинов Н. А., Барченко В. Т., Кузьмичев А. И. и др. Физика и технология плазменных эмиссионных систем. — СПб.: Изд-во СПб ГЭТУ «ЛЭТИ», 2014. — 263 с.
9. Zhurin V. V. Industrial Ion Sources. — Weinheim, Germany: Wiley — VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2012. — 307 p.
10. Kaufman H. R. Technology of ion beam sources in sputtering // *J. Vac. Sci. Technol.* — 1979. — Vol. 15, No. 2. — P. 272–276.
11. Габович М. Д., Гусева М. И., Юрасова В. Е. Ионная физика и технология. — Киев: Препр. Инст. физики АН УССР, 1990. — 62 с.
12. Rius G., Llobet J., Esplandiú M. J., Sole L., Borrise X., Perez-Murano F. Using electron and ion beams on carbon nanotube-based devices. Effects and considerations for nanofabrication // *Microelectronic Engineering*. — 2009. — Vol. 86. — P. 892–894.
13. Sugawara M., Stansfield B. L. Plasma etching: fundamentals and applications. — USA: Oxford University Press, 1998.
14. Roth J. R. Applications to Nonthermal Plasma Processing. *Industrial Plasma Engineering* // J. Reese Roth. — CRC Press, 2001. — Vol. 2. — 645 p.
15. Chen F. F., Chang J. P. Lecture notes on Principles of plasma processing. — Kluwer, 2002. — 249 p.
16. Смирницкая Г. В. Нгуэн-хыу-Ти. Зажигание разряда в трубке Пеннинга и в цилиндрическом магнетроне при низких давлениях // *ЖТФ*. — 1969. — Т. 39, № 4. — С. 694–703.
17. Рейхредель Э. М., Смирницкая Г. В., Егизарян Г. А. Диаграммы состояний разряда с осциллирующими электронами // *ЖТФ*. — 1973. — Т. 43, № 1. — С. 130–135.
18. Тюрюканов П. М., Фетисов И. К., Ходатенко Г. В. Условия зажигания разряда низкого давления в скрещенных аксиально-симметричных однородном электрическом и неоднородном магнитном полях // *ЖТФ*. — 1978. — Т. 48, № 8. — С. 1629–1636.
19. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987. — 590 с.
20. Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. Principles of Plasma Discharge and Material Processing. — John Wiley and Sons, 1994. — 572 p.
21. Jamirzoev A., Yakovin S., Zykov A. Characteristics of discharge in crossed  $EH$  fields near breakdown curve in acceleration and plasma regime // *Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics*. — 2013. — No. 1. — P. 186–188.
22. Jamirzoev A., Yakovin S., Zykov A. Low pressure gas discharge in magnetically insulated diode // *Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics*. — 2015. — No. 1. — P. 259–262.
23. Zykov A. V., Azarenkov N. A. Ignition and break-down of the gas discharge in magnetic field // *Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics*. — 2015. — No. 4. — P. 224–228.
24. Дудин С. В., Зыков А. В., Ушаков А. В. Особенности динамики электронов в аксиально-неоднородном прианодном  $EH$  слое разряда низкого давления // *Письма в ЖТФ*. — 1995. — Т. 21, № 2. — С. 25–30.
25. Дудин С. В., Зыков А. В., Ушаков А. В., Фареник В. И. Функция распределения электронов ионно-пучковой плазмы в неоднородных  $EH$  полях // *Письма в ЖТФ*. — 1996. — Т. 22, № 23. — С. 43–48.
26. Зыков А. В., Дудин С. В., Яковин С. Д. Стационарные режимы магнетронного разряда // *Физическая инженерия поверхности*. — 2015. — Т. 13, № 2. — С. 264–275.
27. Thornton I. A. Magnetron sputtering: basic physics and application to cylindrical magnetron // *J. Vac. Sci. Technol.* — 1978. — Vol. 15, No. 2. — P. 171–177.
28. Данилин Б. С., Сырчин В. К. Магнетронные распылительные системы. — М.: Радио и связь, 1982. — 72 с.
29. Берлин Е. В., Сейдман Л. А. Получение тонких пленок реактивным магнетронным распылением. — М.: Техносфера, 2014. — 256 с.
30. Яковин С. Д., Зиков О. В., Дудин С. В., Фареник В. І., Юнаков М. М. Іонно-плазмова система для реактивного магнетронного нанесення покриттів // *Фізична інженерія поверхні*. — 2014. — Т. 12, № 3. — С. 428–439.

31. Keller J. H. Inductive plasmas for plasma processing // *Plasma Sources Sci. Technol.* — 1996. — Vol. 5. — P. 166–172.
32. Зыков А. В., Положий К. И. Стационарные состояния ВЧ индукционного разряда низкого давления вблизи порога погасания // *Письма в ЖТФ.* — 2000. — Т. 26, № 11. — С. 68–74.
33. Garon A. V., Dahov A. N., Dudin S. V., Zikov A. V., Azarenkov N. A. 2D fluid model for interactive development of ICP technological tools // *Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics.* — 2006. — No. 6. — P. 186–188.
34. Denysenko I., Dudin S., Zikov A., Azarenkov N. Ion flux uniformity in inductively coupled plasma sources // *Physics of Plasmas.* — 2002. — Vol. 9, No. 11. — P. 4767–4775.
35. Polozhiy K. I., Zikov A. V., Farenik V. I. The energy balance of the asymmetric combined inductive-capacitive RF discharge at a low gas pressure // *Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics.* — 2003. — No. 1. — P. 130–132.
36. Walkowicz J., Miernik K., Dudin S., Zikov A., Farenik V. Pulsed-plasma assisted magnetron methods of depositing TiN coating // *Surface and coating technology.* — 2000. — Vol. 125. — P. 341–346.
37. Walkowicz J., Zikov A., Dudin S., Yakovin S., Brudnias R. ICP enhanced reactive magnetron sputtering system for synthesis of alumina coating // *Tribologia.* — 2006. — No. 6. — P. 163–174.
38. Габович М. Д. Ионно-пучковая плазма и распространение компенсированных ионных пучков // *УФН.* — 1977. — Т. 121, № 2. — С. 259–284.
39. Габович М. Д. Компенсированные ионные пучки // *УФЖ.* — 1979. — Т. 24, № 2. — С. 257–273.
40. Nir D. Dynamic interaction of floating substrate with an ion beam from a three grid microetch system operated without neutralizer // *Vacuum.* — 1986. — Vol. 36, No. 6. — P. 317–321.
41. Ивановский Г. Ф., Петров А. П. Плазменная обработка материалов. — М.: Энергоатомиздат, 1986. — 218 с.
42. Петров В. И., Ивановский Г. Ф., Маишев Ю. П. Влияние степени зарядовой нейтрализации на электрофизические параметры // *ПТП. Сер. «Микроэлектроника».* — 1975. — Т. 3, № 1 (41). — С. 66–71.
43. Зыков А. В., Марущенко Н. Б., Фареник В. И. Роль  $\gamma$ -электронов в механизме автокомпенсации ионного пучка // *Письма в ЖТФ.* — 1989. — Т. 15, № 9. — С. 9–13.
44. Дудин С. В., Зыков А. В., Фареник В. И. Функция распределения электронов в ограниченном пространстве транспортировки автокомпенсированного ионного пучка низкой энергии // *Письма в ЖТФ.* — 1991. — Т. 17, № 6. — С. 22–26.
45. Dudin S. V., Zikov A. V., Farenik V. I. Low Energy Intense Ion Beam Space Charge Neutralization // *Review of Scientific Instruments.* — 1994. — Vol. 65, No. 4, part II. — P. 1451–1453.
46. Дудин С. В., Зыков А. В. Влияние термоэлектронной эмиссии на компенсацию объемного заряда широкого пучка ионов низкой энергии // *Письма в ЖТФ.* — 1994. — Т. 20, № 11. — С. 58–63.
47. Dudin S. V., Rafalskyi D. V., Zikov A. V. High homogeneity 25 cm low-energy rf ion source with inherent electron compensation // *Review of Scientific Instruments.* — 2010. — Vol. 81, No. 8. — P. 083302 (1–6).
48. Дудин С. В., Рафальский Д. В., Зыков А. В. Широкоапертурный высокочастотный источник ионов низкой энергии с электронной компенсацией // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре.* — 2010. — № 2. — С. 52–55.

## REFERENCES

1. Danilin B. S., Kireev V. Yu. *Primenenie nizkotemperaturnoj plazmy dlya travleniya i ochistki materialov.* — М.: Energoatomizdat, 1987. — 204 p.
2. Maishev Yu. P. *Ionnye i ionno-plazmennye sistemy i puti ih razvitiya dlya zadach mikroelektroniki* // *Mikroelektronika.* — 1977. — Vol. 3, No. 2. — P. 31–42.
3. Zhurin V. V. *Industrial Gridless Broad Beam Ion Sources and the Need for Their Standardization. Part 4B. Hall-Current Ion Sources, Problems and Solutions. Standardization of Ion Sources* // *Vacuum Technology & Coating.* — 2009. — P. 40–49.
4. Barchenko V. T., Bystrov Yu. A., Kolchin E. A.

- Ionno-plazmennyye tehnologii v elektronnom proizvodstve. — SPb.: Energoatomizdat, 2001. — 331 p.
5. Brown J. G. The Physics and Technology of Ion Sources. — Hardcover, 1989. — 444 p.
  6. Berlin E. V., Sejdman L. A. Ionno-plazmennyye processy v tonkoplenochnoy tehnologi. — M.: Tehnosfera, 2010. — 528 p.
  7. Kadyrzhanov K. K., Komarov F. F., Pogrebnyak A. D. i dr. Ionno-luchevaya i ionno-plazmennaya modifikatsiya materialov. — M.: Izd-vo Mosk. un-ta, 2005. — 640 p.
  8. Babinov N. A., Barchenko V. T., Kuz'michev A. I. i dr. Fizika i tehnologiya plazmennyyh emissionnyh sistem. — SPb.: Izd-vo SPb GETU «LETI», 2014. — 263 p.
  9. Zhurin V. V. Industrial Ion Sources. — Weinheim, Germany: Wiley — VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2012. — 307 p.
  10. Kaufman H. R. Technology of ion beam sources in sputtering // J. Vac. Sci. Technol. — 1979. — Vol. 15, No. 2. — P. 272–276.
  11. Gabovich M. D., Guseva M. I., Yurasova V. E. Ionnyaya fizika i tehnologiya. — Kiev: Prepr. Inst. fiziki AN USSR, 1990. — 62 p.
  12. Rius G., Llobet J., Esplandiú M. J., Sole L., Borrise X., Perez-Murano F. Using electron and ion beams on carbon nanotube-based devices. Effects and considerations for nanofabrication // Microelectronic Engineering. — 2009. — Vol. 86. — P. 892–894.
  13. Sugawara M., Stansfield B. L. Plasma etching: fundamentals and applications. — USA: Oxford University Press, 1998.
  14. Roth J. R. Applications to Nonthermal Plasma Processing. Industrial Plasma Engineering // J. Reece Roth. — CRC Press, 2001. — Vol. 2. — 645 p.
  15. Chen F. F., Chang J. P. Lecture notes on Principles of plasma processing. — Kluwer, 2002. — 249 p.
  16. Smirnickaya G. V. Nguen-hyu-Ti. Zazhiganiye razryada v trubke Penninga i v cilindricheskom magnetrone pri nizkikh davleniyah // ZhTF. — 1969. — Vol. 39, No. 4. — P. 694–703.
  17. Rejhredel' E. M., Smirnickaya G. V., Egizaryan G. A. Diagrammy sostoyaniy razryada s oscilliruyuschimi elektronami // ZhTF. — 1973. — Vol. 43, No. 1. — P. 130–135.
  18. Tyuryukanov P. M., Fetisov I. K., Hodatenko G. V. Usloviya zazhiganiya razryada nizkogo davleniya v skreschennyh aksial'no-simmetrichnyh odnorodnom elektricheskom i neodnorodnom magnitnom polyah // ZhTF. — 1978. — Vol. 48, No. 8. — P. 1629–1636.
  19. Rajzer Yu. P. Fizika gazovogo razryada. — M.: Nauka, 1987. — 590 p.
  20. Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. Principals of Plasma Discharge and Material Processing. — John Wiley and Sons, 1994. — 572 p.
  21. Jamirzoev A., Yakovin S., Zykov A. Characteristics of discharge in crossed  $EH$  fields near breakdown curve in acceleration and plasma regime // Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics. — 2013. — No. 1. — P. 186–188.
  22. Jamirzoev A., Yakovin S., Zykov A. Low pressure gas discharge in magnetically insulated diode // Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics. — 2015. — No. 1. — P. 259–262.
  23. Zykov A. V., Azarenkov N. A. Ignition and break-down of the gas discharge in magnetic field // Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics. — 2015. — No. 4. — P. 224–228.
  24. Dudin S. V., Zykov A. V., Ushakov A. V. Osobennosti dinamiki elektronov v aksial'no-neodnorodnom priodnom  $EN$  sloe razryada nizkogo davleniya // Pis'ma v ZhTF. — 1995. — Vol. 21, No. 2. — P. 25–30.
  25. Dudin S. V., Zykov A. V., Ushakov A. V., Farenik V. I. Funkciya raspredeleniya elektronov ionno-puchkovej plazmy v neodnorodnyh  $EN$  polyah // Pis'ma v ZhTF. — 1996. — Vol. 22, No. 23. — P. 43–48.
  26. Zykov A. V., Dudin S. V., Yakovin S. D. Stacionarnyye rezhimy magnetronnogo razryada // Fizicheskaya inzheneriya poverhnosti. — 2015. — Vol. 13, No. 2. — P. 264–275.
  27. Thornton I. A. Magnetron sputtering: basic physics and application to cylindrical magnetron // J. Vac. Sci. Technol. — 1978. — Vol. 15, No. 2. — P. 171–177.
  28. Danilin B. S., Syrchin V. K. Magnetronnyye raspylitel'nye sistemy. — M.: Radio i svyaz', 1982. — 72 p.
  29. Berlin E. V., Sejdman L. A. Poluchenie tonkih plenok reaktivnym magnetronnym raspyleniem. — M.: Tehnosfera, 2014. — 256 p.
  30. Yakovin S. D., Zikov O. V., Dudin S. V., Farenik V. I., Yunakov M. M. Ionno-plazmovaya sistema

- dlya reaktivnogo magnetronnogo nanesennya pokrityv // Fizichna inzheneriya poverhni. — 2014. — Vol. 12, No. 3. — P. 428–439.
31. Keller J. H. Inductive plasmas for plasma processing // Plasma Sources Sci. Technol. — 1996. — Vol. 5. — P. 166–172.
  32. Zykov A. V., Polozhij K. I. Stacionarnye sostoyaniya VCh indukcionnogo razryada nizkogo davleniya vblizi poroga pogasannya // Pis'ma v ZhTF. — 2000. — Vol. 26, No. 11. — P. 68–74.
  33. Gapon A. V., Dahov A. N., Dudin S. V., Zykov A. V., Azarenkov N. A. 2D fluid model for interactive development of ICP technological tools // Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics. — 2006. — No. 6. — P. 186–188.
  34. Denysenko I., Dudin S., Zykov A., Azarenkov N. Ion flux uniformity in inductively coupled plasma sources // Physics of Plasmas. — 2002. — Vol. 9, No. 11. — P. 4767–4775.
  35. Polozhiy K. I., Zykov A. V., Farenik V. I. The energy balance of the asymmetric combined inductive-capacitive RF discharge at a low gas pressure // Problems of atomic science and technology. Series Plasma physics. — 2003. — No. 1. — P. 130–132.
  36. Walkowicz J., Miernik K., Dudin S., Zykov A., Farenik V. Pulsed-plasma assisted magnetron methods of depositing TiN coating // Surface and coating technology. — 2000. — Vol. 125. — P. 341–346.
  37. Walkowicz J., Zykov A., Dudin S., Yakovin S., Brudnias R. ICP enhanced reactive magnetron sputtering system for synthesis of alumina coating // Tribologia. — 2006. — No. 6. — P. 163–174.
  38. Gabovich M. D. Ionno-puchkovaya plazma i rasprostranenie kompensirovannyh ionnyh puchkov // UFN. — 1977. — Vol. 121, No. 2. — P. 259–284.
  39. Gabovich M. D. Kompensirovannye ionnye puchki // UFZh. — 1979. — Vol. 24, No. 2. — P. 257–273.
  40. Nir D. Dynamic interaction of floating substrate with an ion beam from a three grid microetch system operated without neutralizer // Vacuum. — 1986. — Vol. 36, No. 6. — P. 317–321.
  41. Ivanovskij G. F., Petrov A. P. Plazmennaya obrabotka materialov. — M.: Energoatomizdat, 1986. — 218 p.
  42. Petrov V. I., Ivanovskij G. F., Maishev Yu. P. Vliyanie stepeni zaryadovoj nejtralizacii na elektrofizicheskie parametry // PTP. Ser. «Mikroelektronika». — 1975. — Vol. 3, No. 1 (41). — P. 66–71.
  43. Zykov A. V., Maruschenko N. B., Farenik V. I. Rol'  $\gamma$ -elektronov v mehanizme avtokompensacii ionnogo puchka // Pis'ma v ZhTF. — 1989. — Vol. 15, No. 9. — P. 9–13.
  44. Dudin S. V., Zykov A. V., Farenik V. I. Funkciya raspredeleniya elektronov v ogranichenom prostranstve transportirovki avtokompensirovannogo ionnogo puchka nizkoj energii // Pis'ma v ZhTF. — 1991. — Vol. 17, No. 6. — P. 22–26.
  45. Dudin S. V., Zykov A. V., Farenik V. I. Low Energy Intense Ion Beam Space Charge Neutralization // Review of Scientific Instruments. — 1994. — Vol. 65, No. 4, part II. — P. 1451–1453.
  46. Dudin S. V., Zykov A. V. Vliyanie termo-elektronnoj emissii na kompensaciyu obemnogo zaryada shirokogo puchka ionov nizkoj energii // Pis'ma v ZhTF. — 1994. — Vol. 20, No. 11. — P. 58–63.
  47. Dudin S. V., Rafalskiy D. V., Zykov A. V. High homogeneity 25 cm low-energy rf ion source with inherent electron compensation // Review of Scientific Instruments. — 2010. — Vol. 81, No. 8. — P. 083302 (1–6).
  48. Dudin S. V., Rafal'skiy D. V., Zykov A. V. Shirokoaperturnyj vysokochastotnyj istochnik ionov nizkoj energii s elektronnoj kompensaciej // Tehnologiya i konstruirovaniye v elektronnoj apparature. — 2010. — No. 2. — P. 52–55.