

**ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
ІМЕНІ В.Н. КАРАЗІНА**

(повне найменування вищого навчального закладу)

**ІНІ «ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ»**

(назва факультету)

(повна назва кафедри)

**Пояснювальна записка**

до дипломного проекту (роботи)

**БАКАЛАВРА**

(освітньо-кваліфікаційний рівень)

на тему

укр. Поріг згасання магнетронного розряду за тиском робочого газу

анг. Threshold of magnetron discharge extinction with respect to working  
gas pressure

Виконав: студент 4 курсу навчання  
за ОПП бакалавр  
спеціальності 105 Прикладна фізика та  
наноматеріали  
освітня програма: Прикладна фізика

Кіріченко О.А.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Керівник д.ф.-м. наук., проф.Зиков О.В.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Рецензент канд. ф. -м. наук, доц. Серeda І.М

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Харків – 2024 рік

## **Анотація**

Представлено результати експериментальних досліджень стаціонарних режимів, порогів згасання магнетронного розряду з керованим за величиною і топологією магнітним полем.

На основі просторово-усередненої моделі газового розряду з об'ємною іонізацією, адаптованої для МР, розглянуто фізичні механізми процесів, які визначають характеристики планарного магнетрона.

**Ключові слова:** магнетронний розряд, топологія магнітного поля, поріг згасання.

## **Abstract**

The results of experimental studies of stationary regimes, extinction thresholds of a magnetron discharge with a controlled magnetic field in magnitude and topology are presented.

On the basis of the spatially averaged model of a gas discharge with volume ionization, adapted for magnetron discharge, the physical mechanisms of the processes that determine the characteristics of a planar magnetron are considered.

**Keywords:** magnetron discharge, topology of the magnetic field, extinction threshold.

## ЗМІСТ

|                                                        |    |
|--------------------------------------------------------|----|
| ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ, УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА ТЕРМІНІВ.....  | 5  |
| ВСТУП.....                                             | 6  |
| РОЗДІЛ 1. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА КЛАСТЕРНА                   |    |
| ІОННО-ПЛАЗМОВА СИСТЕМА.....                            | 8  |
| РОЗДІЛ 2. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ..... | 12 |
| РОЗДІЛ 3. ПРОСТОРОВО-УСЕРЕДНЕНА МОДЕЛЬ                 |    |
| ПЛАНАРНОГО МАГНЕТРОННОГО РОЗРЯДУ.....                  | 18 |
| РОЗДІЛ 4. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ.                     |    |
| ПОРІВНЯННЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДАНИХ З ТЕОРІЄЮ.....      | 27 |
| ВИСНОВКИ.....                                          | 31 |
| СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....                        | 32 |

## ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ, УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА ТЕРМІНІВ

|                    |                                                                                                                                                                                            |
|--------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| ІПС                | іонно-плазмова система                                                                                                                                                                     |
| МРС                | магнетронна розпорошувальна система                                                                                                                                                        |
| КІПС               | кластерна іонно-плазмова система                                                                                                                                                           |
| СЛМП               | силові лінії магнітного поля                                                                                                                                                               |
| ВАХ                | вольт-амперна характеристика                                                                                                                                                               |
| ДП                 | джерело плазми                                                                                                                                                                             |
| $J_i, J_e$ і $J_n$ | потоки іонів, електронів і нейтралів, відповідно                                                                                                                                           |
| $e$                | заряд електрона, Кл                                                                                                                                                                        |
| $U_p$              | потенціал плазми, В                                                                                                                                                                        |
| $T_e$              | електронна температура, еВ                                                                                                                                                                 |
| $v_e$              | швидкість електронів, м/сек                                                                                                                                                                |
| $U$                | напруга розряду, В                                                                                                                                                                         |
| $I_p$              | струм розряду у зовнішньому ланцюгу, А                                                                                                                                                     |
| $I_i, I_e$         | струми іонів та електронів, що утворилися в плазмі, А                                                                                                                                      |
| $\varepsilon_c$    | непружні втрати електронів при утворенні іон-електронної пари                                                                                                                              |
| $\gamma_{eff}$     | ефективний коефіцієнт вторинної іон-електронної емісії, що враховує, що частина $\gamma$ - електронів повертається на катод уздовж магнітних силових ліній ( $\gamma_{eff} = \gamma\chi$ ) |
| $z$                | енергетична ціна іона, еВ                                                                                                                                                                  |

## ВСТУП

Магнетронні розпорошувальні системи (МРС) є простим і ефективним інструментом для нанесення тонких плівок та функціональних покриттів. На теперішній час отримано параметри МРС, такі як висока відносна потужність на мішені, що розпорошується, низький тиск робочого газу ( $p < 1 \text{ мТорр}$ ), що дозволили досягти швидкості нанесення покриттів (більше 10 мкм/год), порівнянні з вакуумно-дуговим методом, а щодо якості отриманих плівок, через відсутність краплинної фази, перевершити цей метод [1-4]. Одночасне зниження робочого тиску і підвищення відносної потужності розпорошення мішені дозволяє зменшити кількість домішок, формувати плівки з стискаючими напруженнями з частково іонізованого матеріалу мішені і проводити технологічний процес у режимі руху частинок без зіткнень з атомами робочого газу на великих відстанях від магнетрона (більше 30 см) і, відповідно, на великих площах [5]. Як показали дослідження, знизити робочий тиск МРС можна декількома способами [6]:

- збільшувати напруженість магнітного поля,
- покращувати утримання плазми, оптимізуючи конфігурацію магнітних силових ліній,
- збільшувати геометричний розмір області активної іонізації робочого газу,
- використовувати мішень з канавками або у формі порожнього катода,
- використовувати МРС з двома або чотирма магнетронами, що формують в робочій камері замкнуту магнітну конфігурацію.

Разом з тим, на теперішній час однозначно не встановлено фізичні причини і загальні закономірності існування порогу згасання магнетронного розряду (МР) або переходу з плазмового в режим з анодним шаром при низьких тисках робочого газу.

Більшість експериментальних і теоретичних робіт присвячені вивченню і поясненню вольт-амперних характеристик МР на основі розрахунків

просторових розподілів потенціалу, густини та величини струмів заряджених частинок, температури електронів [6,7]. Однак для розрядів з об'ємною іонізацією в квазінейтральній плазмі просторово-усереднені моделі дають наглядну інтерпретацію інтегральних характеристик: залежностей розрядного струму від потужності, тиску робочого газу та геометричних розмірів [7,8].

В дипломній роботі представлено огляд експериментальних і теоретичних робіт, щодо дослідження стаціонарних режимів, порогів згасання планарного магнетронного розряду за величиною і топологією магнітного поля та з різними конфігураціями анода. На основі просторово-усередненої моделі газового розряду з об'ємною іонізацією, адаптованої для МР, розглянуто фізичні механізми процесів, які визначають характеристики планарного магнетрона.

## РОЗДІЛ 1

### ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА КЛАСТЕРНА ІОННО\_ПЛАЗМОВА СИСТЕМА

Дослідження магнетронного розряду проводилися на експериментальній кластерній технологічній установці, обладнаній магнетронною розпорошувальною системою (MPC) [9], яка представлена на рис.1.

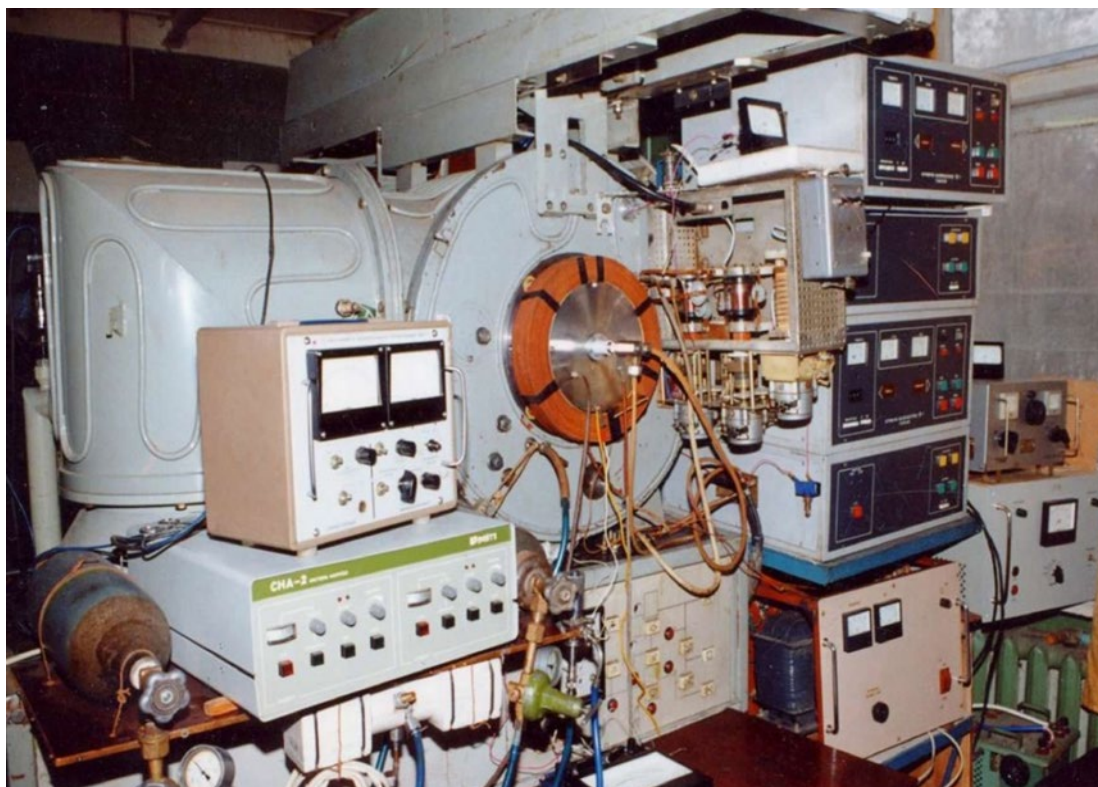


Рис.1. Зовнішній вигляд кластерної іонно- плазмової ситеми з планарним магнетроном.

Принципова схема установки наведена на рис.2. Установка складається з циліндричної вакуумної камери діаметром 700 мм і довжиною 700 мм, яка відкачується дифузійним і механічним насосами до остаточного тиску  $1 \times 10^{-5}$  Торр. Робочий газ (у всіх експериментах — аргон) подавався в робочу камеру.

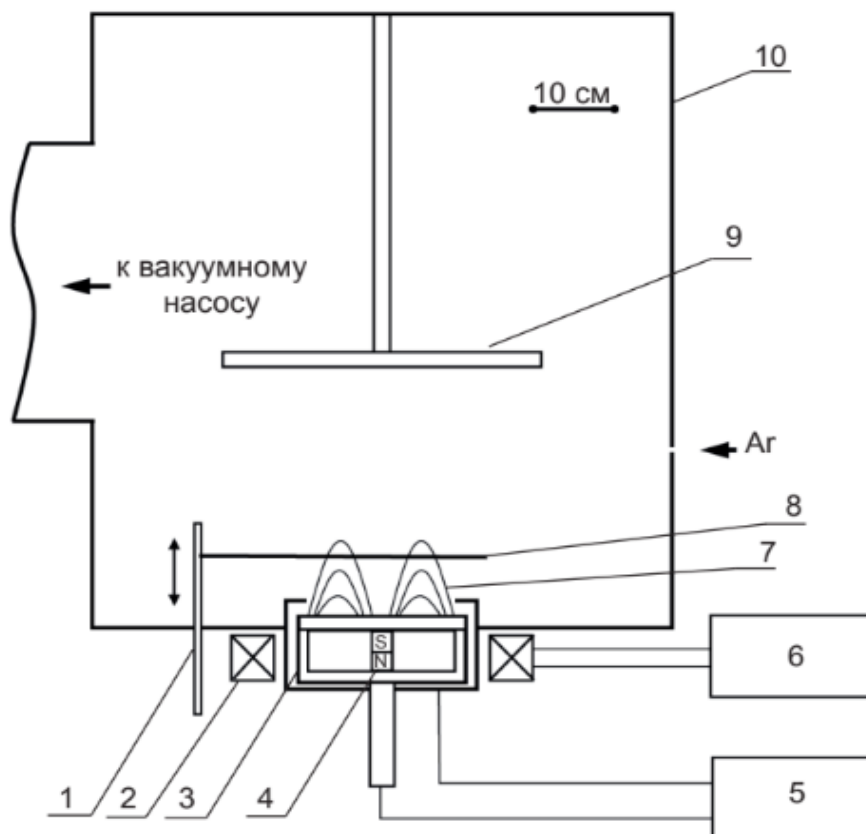


Рис.2. Принципова схема експериментальної установки. 1 - утримувач рухомого сітчатого аноду; 2 — соленоїд зовнішнього магнітного поля, 3 — магнетрон, 4 — постійний магніт, 5 — блок живлення магнетрона, 6 — блок живлення соленоїда, 7 — силові лінії магнітного поля, 8 — сітчатий анод, 9 — столик для зразків, 10 — вакуумна камера.

Планарний магнетрон з алюмінієвою мішенню — катодом діаметром 170 мм і товщиною 10 мм ( рис.3), був встановлений на торці вакуумної камери. Анодом магнетрона був кільцевий нерухомий електрод, прикріплений до вакуумної камери, або допоміжний рухомий електрод діаметром 300 мм, виготовлений з нержавіючої сталеві сітки з розміром комірки 1 мм і прозорістю 70%. Електроживлення магнетрона здійснювалося від блока живлення постійного струму потужністю до 6 кВт, обладнаного системою гашення дуги.



Рис.3. Зовнішній вигляд газорозрядного магнетрону

Магнітна система магнетрона складалася з зовнішнього соленоїда і центрального змінного постійного магніту, який забезпечував напруженість магнітного поля на поверхні мішені. Величина струму соленоїда змінювалася в межах від 0 до 10 А. Топологія магнітних силових ліній (МСЛ) та розподіл напруженості магнітного поля розраховувалися за допомогою програми "MagCAD 2.3.4" [21]. Результати розрахунків представлені на рис. 4 для різних струмів соленоїда. З рисунка видно, що залежно від конфігурації МСЛ, визначеної співвідношенням напруженості магнітного поля, створеного центральним магнітом та зовнішнім соленоїдом, реалізується три типи магнетронного розряду [10]:

- несбалансований магнетрон І типу, рис. 2а ( $H_{pm} = 1,5 \text{ кЕ}$ ,  $I_c < 2 \text{ А}$ ), реалізується, коли значна частина МСЛ, які виходять з центру катода, повертаються на анод або стінки вакуумної камери;
- збалансований магнетрон, рис. 2б ( $H_{pm} = 1,5 \text{ кЕ}$ ,  $I_c = (2,5-3) \text{ А}$ ), коли майже всі МСЛ, які виходять з центру катода, також повертаються на катод;

- несбалансований магнетрон II типу, рис. 2в ( $H_{pm} = 1,5$  кЕ,  $I_c > 3$  А), коли значна частина МСЛ, які починаються з периферії мішені, ідуть на столик (9) або на стінки робочої камери (10).

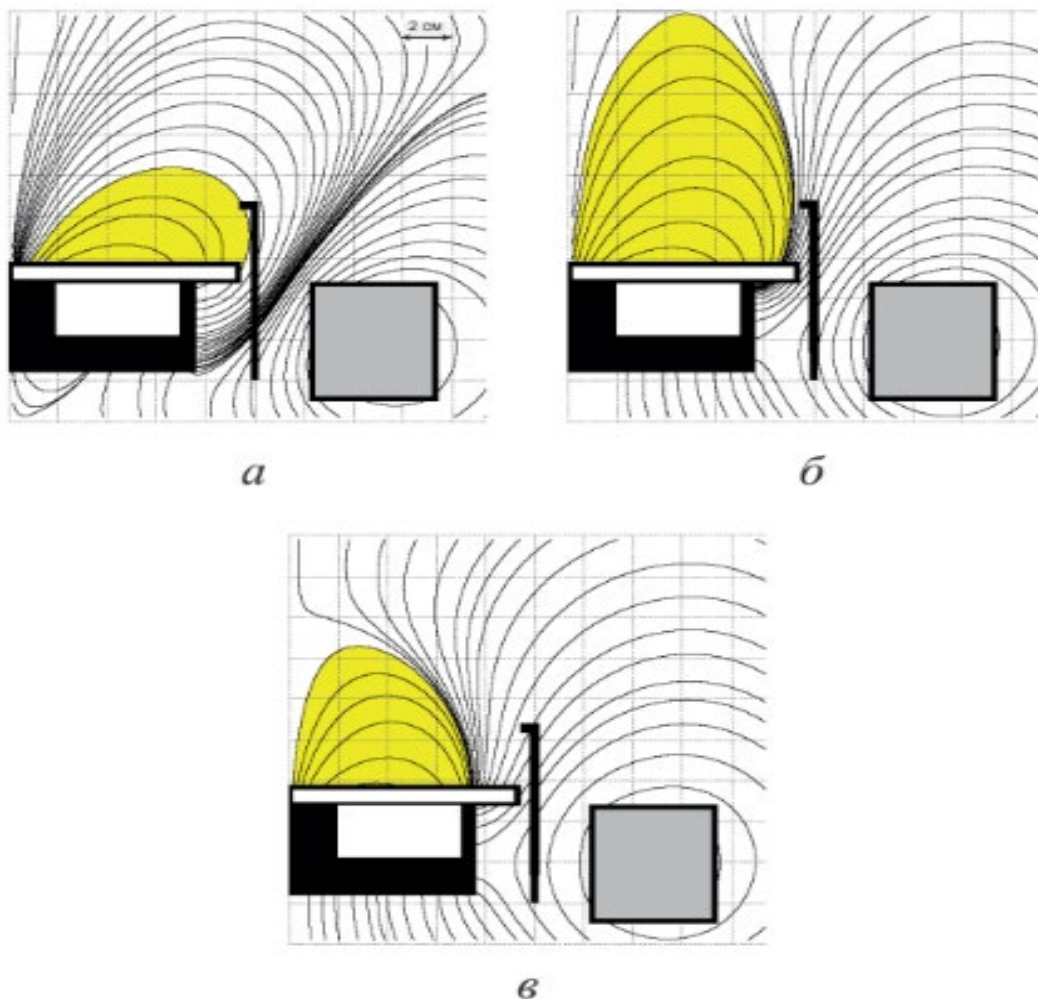


Рис. 4. Топологія магнітних силових ліній при  $H_{pm} = 1,5$  кЕ; а — несбалансований магнетрон першого типу ( $I_c = 1$  А,  $d = 4,5$  см); б — збалансований магнетрон ( $I_c = 3$  А,  $d = 18$  см); в — несбалансований магнетрон другого типу ( $I_c = 8$  А,  $d = 7$  см).

## РОЗДІЛ 2

### РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

Як показали експериментальні дослідження, при зміні топології МСЛ та напруженості магнітного поля суттєво змінюються основні характеристики магнетронного розряду: вольт-амперна характеристика (ВАХ) та область існування магнетронного розряду за тиском робочого газу, тобто мінімальний тиск згасання  $p_{ign}$ . На рис. 5 представлені ВАХ збалансованого магнетрона при різних тисках робочого газу.

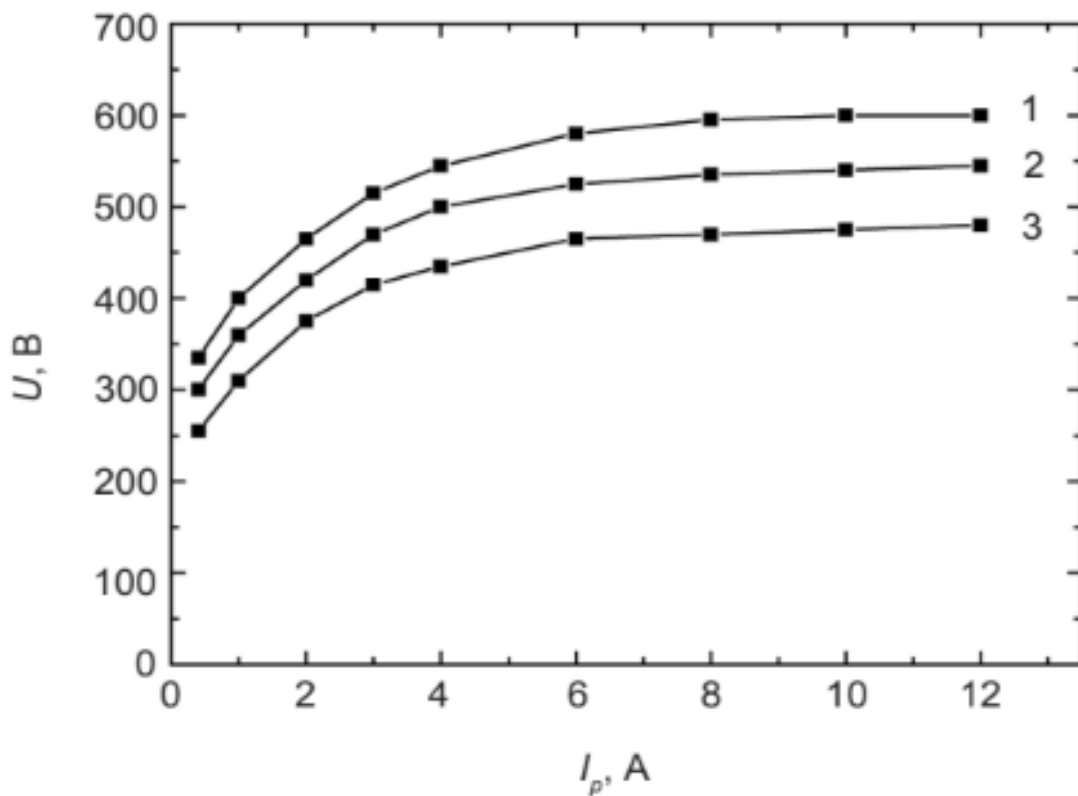


Рис. 5. Вольт-амперна характеристика (ВАХ) магнетронного розряду при різному тиску робочого газу (аргон): 1 —  $p = 5 \cdot 10^{-4}$  Торр, 2 —  $p = 6 \cdot 10^{-4}$  Торр, 3 —  $p = 7 \cdot 10^{-4}$  Торр.

На рисунку 6 наведено залежності напруги розряду  $U$  від тиску робочого газу для розрядного струму  $I = (4; 8)$  А збалансованого магнетрона. Як впливає з графіків на рис.6, при зниженні тиску напруга на розряді зростає, і при тиску нижче певного критичного значення  $p_{ign}$  магнетронний розряд не

може існувати. Експерименти показали, що величина  $p_{ign}$  суттєво залежить від топології МСЛ, яка визначається струмом соленоїда (рис. 4).

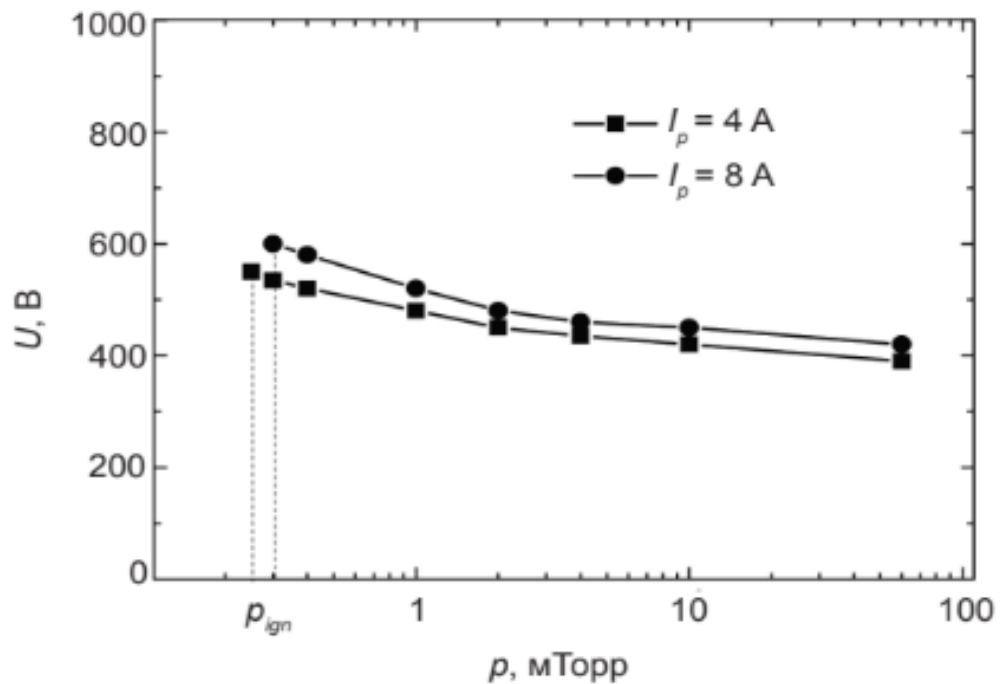


Рис. 6. Залежність напруги на розряді  $U$  від тиску робочого газу при різних розрядних струмах.

На рис.7 наведена залежність  $p_{ign}$  від струму зовнішнього соленоїда  $I_s$  для двох значень напруженості магнітного поля центрального магніту. Мінімальне  $p_{ign}$  спостерігалось для збалансованого магнетрона (рис. 4б) і зменшувалося зі зростанням напруженості поля центрального постійного магніту. Аналогічна залежність була виявлена в магнетронному розряді з двома соленоїдами у роботі [11].

Як видно з рисунка, зміна топології МСЛ порівняно з топологією збалансованого магнетрона призводить до суттєвого зростання мінімального тиску для існування магнетронного розряду.

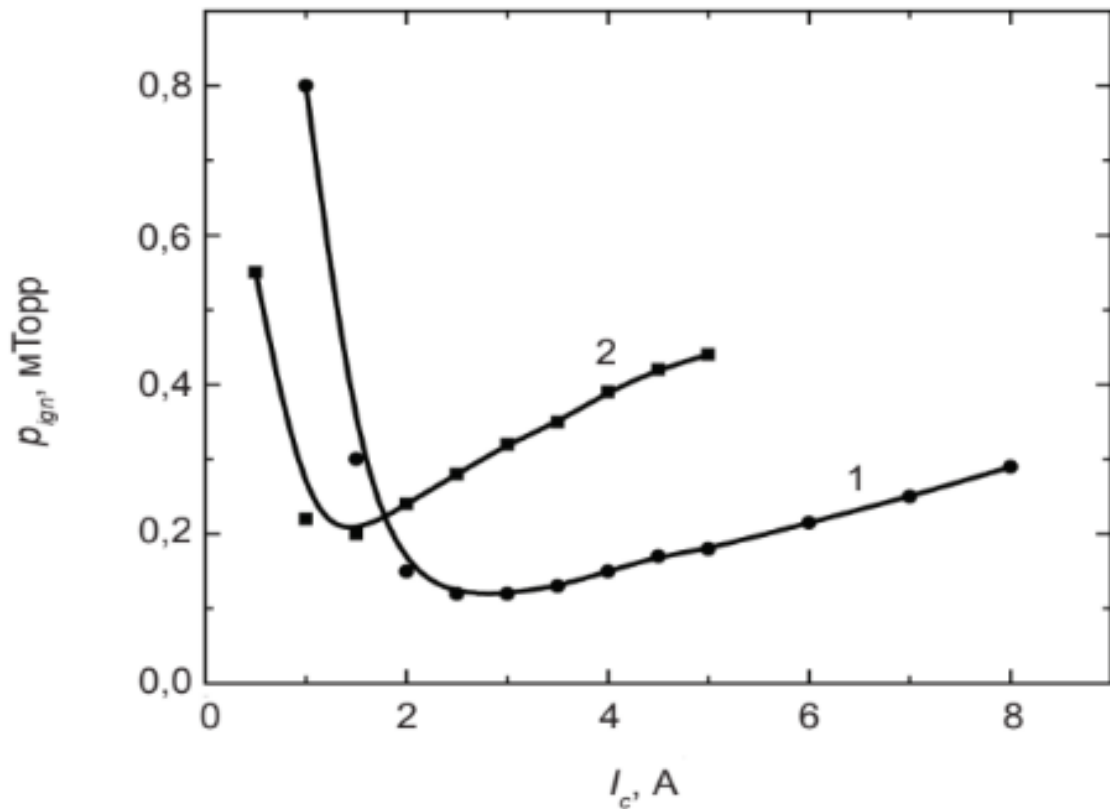


Рис. 7. Залежність тиску запалювання  $p_{ign}$  магнетронного розряду від тока зовнішнього соленоїда  $I_c$  при різних значеннях напруженості магнітного поля центрального магніту. 1 —  $H_{pm} = 1,5$  кЭ, 2 —  $H_{pm} = 1,0$  кЕ.

Для того, щоб зрозуміти фізичні причини цього явища, будемо використовувати, аналогічно до роботи [6], поняття іонізаційної пастки, обмеженої дугами силових ліній магнітного поля, що подвійно перетинають катод (рис. 8), причому напруженість магнітного поля відповідає умові замагніченню електронів  $r_L < h$ , де  $r_L$  — ларморівський радіус електронів,  $h$  — відстань до анода.

Аналіз топології МСЛ, наведеної на рис.4, показує, що для збалансованого магнетрона висота іонізаційної пастки  $d_i$  максимальна для випадку збалансованого магнетрона і зменшується як при збільшенні, так і при зменшенні струму соленоїда. Це дозволяє зробити припущення, що саме розмір області іонізації визначає мінімальний тиск для існування магнетронного розряду.

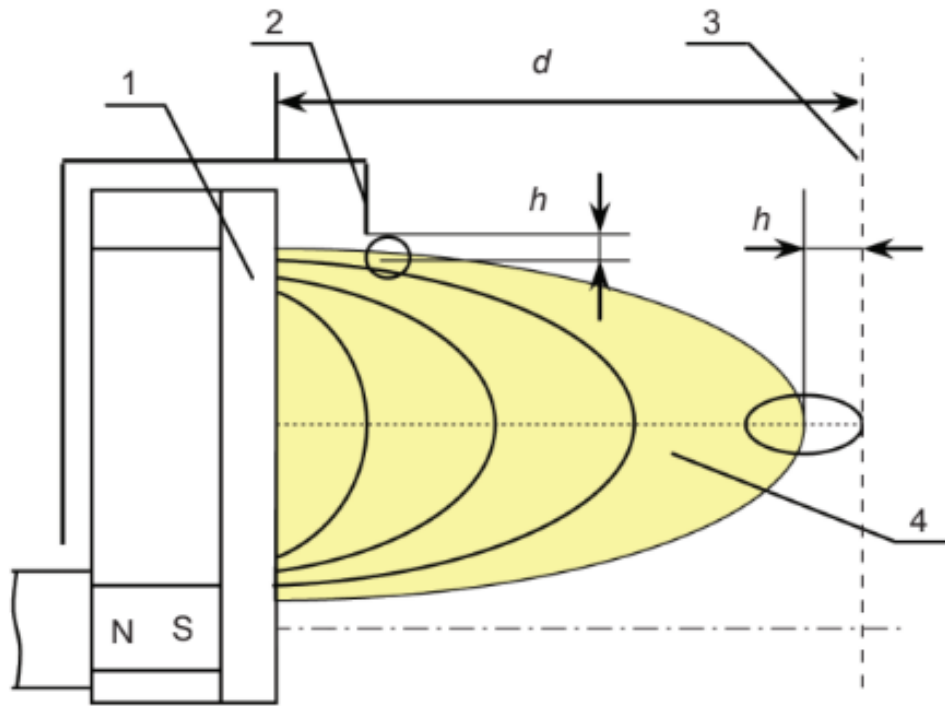


Рис. 8. Принципова схема іонізаційної пастки магнетронного розряду.

1 — катод-мішень, 2 — нерухомий анод, 3 — рухливий анод-сітка, 4 — іонізаційна пастка.

Для перевірки альтернативним методом впливу розміру іонізаційної пастки на тиск погасання магнетронного розряду були проведені наступні експерименти. У робочій камері установки був змонтований рухливий анод 1, виготовлений із нержавіючої сітки діаметром 300 мм, який обмежує відстань між катодом і анодною сіткою без спотворення топології магнітного поля (рис. 4, 6). Для збалансованого магнетрона були проведені вимірювання  $p_{ign}$  при зміні величини  $d$ .

Результати вимірювань  $p_{ign}(d)$  представлені на рис.9 у логарифмічному масштабі. На цьому ж рисунку показано аналогічні результати, що демонструють взаємозв'язок мінімального тиску для існування магнетронного розряду від топології МСЛ. При цьому тиск  $p_{ign}$  вимірювався експериментально (див. рисунок 5), а розмір іонізаційної пастки  $d$  визначався за допомогою математичного моделювання просторового розподілу магнітного поля (див. рис. 4).

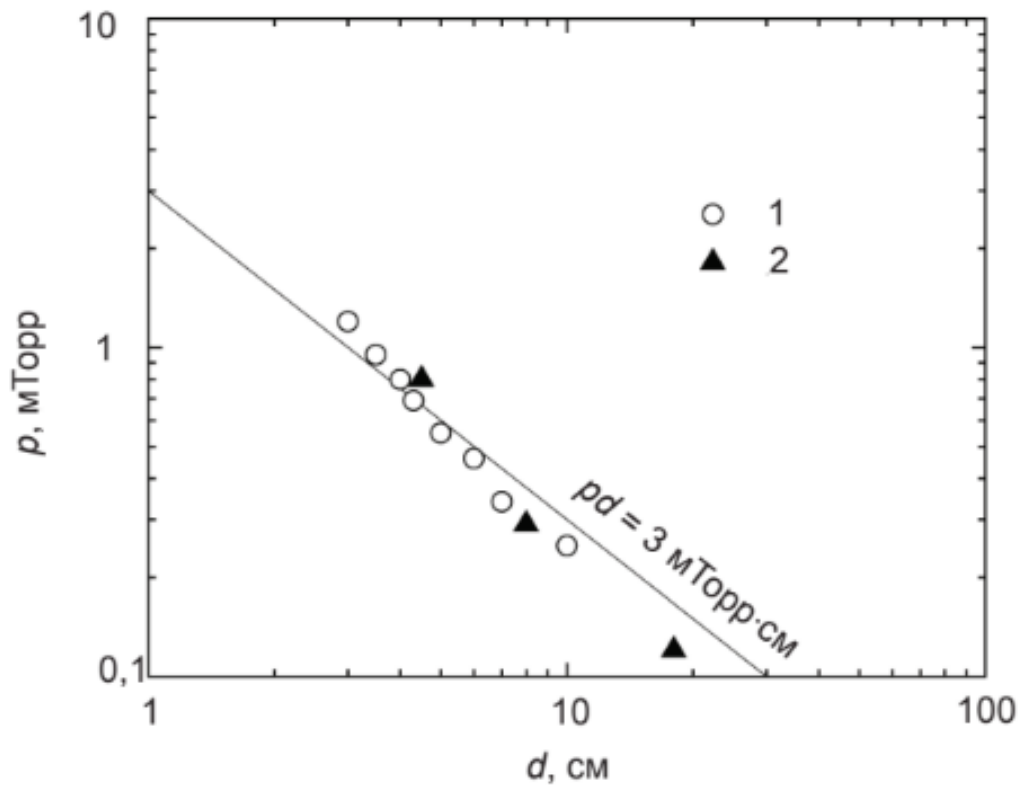


Рис. 9. Залежності тиску робочого газу  $p$  при згасанні магнетронного розряду від відстані мішень/катод – сітка/анод (1) та висоти арок МСЛ (2), згідно з розрахунками топології МСЛ.

Як видно з наведених графіків, всі наведені точки достатньо добре лягають на пряму, що відповідає співвідношенню  $p_{ign} \cdot d = (3 \pm 0,6) \text{ мТорр} \cdot \text{см}$ . Зазначимо, що при наявності анодної сітки на відстані  $d$  менше 5 см і зниженні тиску нижче  $p_{ign}$ , розряд не згасав, а переходив у високовольтний слаботочний режим (див. рис. 10) з анодним шаром. На відміну від плазмового режиму магнетронного розряду, коли основне падіння потенціалу зосереджено поблизу катода, у вивоковольтному режимі падіння потенціалу має місце поблизу аноду. В нашому експериментальному пристрої при наявності анодної сітки перехід МР у режим з прианодним шаром відбувався стрибкоподібно при  $pd \approx 3 \text{ мТорр} \cdot \text{см}$ . При відстані  $d$  більш ніж 5 см и тиску нижче  $p_{ign}$  розряд не запалювався ні при яких напругах.

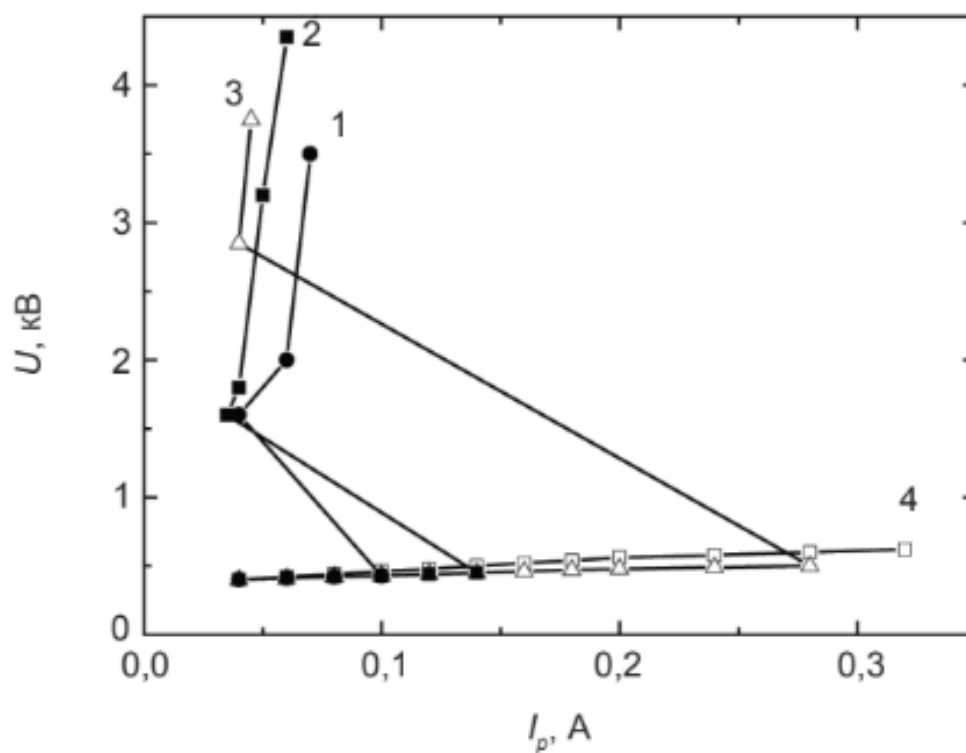


Рис. 10. Вольт-амперна характеристика (ВАХ) магнетронного розряду з анодом-сіткою ( $d = 4$  см) за наявності двох режимів при різних тисках аргону: 1 —  $p = 6 \cdot 10^{-4}$  Torr, 2 —  $p = 7 \cdot 10^{-4}$  Torr, 3 —  $p = 8 \cdot 10^{-4}$  Torr, 4 —  $p = 9 \cdot 10^{-4}$  Torr.

### РОЗДІЛ 3

## ПРОСТОРОВО-УСЕРЕДНЕНА МОДЕЛЬ ПЛАНАРНОГО МАГНЕТРОННОГО РОЗРЯДУ

Найпростішу модель магнетронного розряду, що ґрунтується на рівнянні балансу енергій первинних  $\gamma$ -електронів, вибитих з поверхні катода в результаті іонної бомбардування, представлено в книзі Лібермана [7]. Згідно з моделлю, іонізація робочого газу відбувається лише  $\gamma$ -електронами, і напруга на розряді  $U$  визначається виразом:

$$eU = \varepsilon_{cy} / \gamma_{eff},$$

де  $\varepsilon_{cy}$  - неупругі втрати  $\gamma$ -електронів при утворенні іон-електронної пари,  $\gamma_{eff}$  - ефективний коефіцієнт вторинної іон-електронної емісії, який враховує, що частина  $\gamma$ -електронів повертається на катод уздовж магнітних силових ліній. Зазвичай для визначення  $\gamma_{eff}$  використовують вираз  $\gamma_{eff} = \gamma\chi$ , де  $\gamma$  - коефіцієнт вторинної іонно-електронної емісії, визначений матеріалом мішені, а  $\chi < 0,5$  - коефіцієнт захоплення  $\gamma$ -електронів у плазмі, що залежить від тиску, напруженості магнітного поля, конфігурації магнітних силових ліній, шорсткості поверхні катода.

У рамках цієї моделі ВАХ магнетронного розряду має стабілітронний характер, тобто напруга на розряді  $U$  не залежить від розрядного струму  $I_p$ . Однак, експерименти показують, що тенденція до насичення ВАХ спостерігається лише при відносно великих розрядних струмах (для нашого експериментального пристрою  $I_p > 8A$ ). У початковому етапі розряду  $U$  значно залежить від розрядного струму.

Для уточнення цієї залежності при малих розрядних струмах були проведені додаткові дослідження початкового відрізка ВАХ. На рис.11 представлені виміряні ВАХ у півлогарифмічному масштабі, у режимах, аналогічних, до ВАХ на рис.5.

Як впливає з рис.11, характер ВАХ при  $I_p < 1A$  також має "стабілітронний" характер. При  $0,8A < I_p < 8A$  існує перехідний відрізок, коли  $U=f(I_p)$ , а при  $I_p > 8A$  напруга на розряді виходить на насичення. При зниженні робочого тиску  $U$  зростає, а форма ВАХ якісно не змінюється.

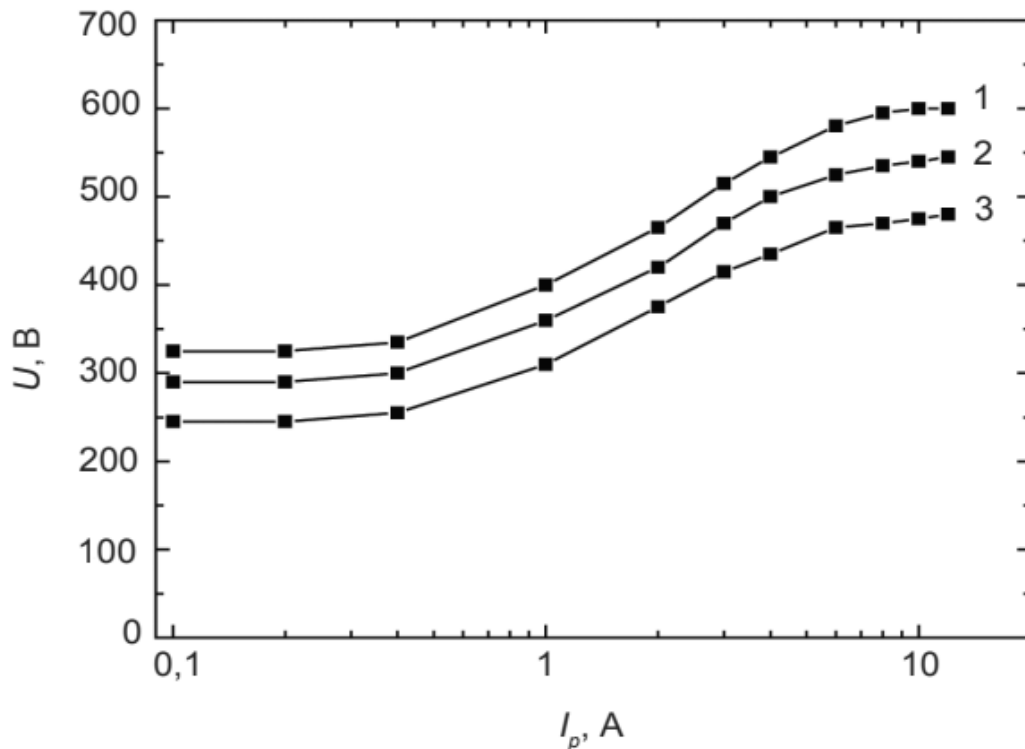


Рис.11. Вольт-амперна характеристика (ВАХ) магнетронного розряду в напівлогарифмічному масштабі при різних тисках аргону:

1 —  $p = 5 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$ , 2 —  $p = 6 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$ , 3 —  $p = 7 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$ .

Для пояснення цих експериментальних даних вищеописана просторово-усереднена модель магнетронного розряду була удосконалена. Принципово новим у моделі є твердження, що іонізація робочого газу в МР відбувається як первинними високоенергетичними  $\gamma$ -електронами ( $\epsilon_\gamma > I$ ), захопленими в іонізаційну пастку 4 (рис.8) і які коливаються вздовж магнітних силових ліній, так і вторинними низькоенергетичними плазовими електронами (р-електронами), народженими в об'ємі плазми.

### Основні положення моделі:

- Об'єм плазми іонізаційної пастки  $V$  обмежений катодом-мішенню площею  $S_i$ , яка бомбардується іонами, і арками силових ліній магнітного поля висотою  $d_i$ , що подвійно перетинають катод,  $V \approx S_i d_i$ . Максимальне значення  $d_i = d$  обмежується МСЛ, що йде на анод (рис. 8).
- Довжина вільного пробігу іонів  $\lambda_i$  більше характерних розмірів іонізаційної пастки  $\lambda_i > d_i$ , що визначає верхній предел застосовності моделі за тиском робочого газу.
- Функція розподілу за енергіями р-електронів вважається максвеллівською, з відповідною рівноважною електронною температурою  $T_e$ . Енергія  $\gamma$ -електронів  $\varepsilon_\gamma \approx eU_k \gg I$ , де  $U_k$  — падіння потенціалу катода,  $I$  — енергія іонізації робочого газу.
- Густина  $\gamma$ -електронів  $n_\gamma$  та р-електронів  $n_p$  вважаються постійними за об'ємом іонізаційної пастки, а густина іонів  $n_i \approx n_\gamma + n_p$ .
- У плазмі має місце аномальна рухливість електронів в магнітному полі. Тому швидкість виходу електронів з плазми обмежується швидкістю виходу іонів  $v_i$ , яка відповідає критерію Бома  $v_i \approx (T_e / M_i)^{1/2}$ .
- Константа швидкості іонізації електронами  $K_i$  апроксимується рівнянням Арреніуса  $K_i = K_0 \cdot \exp(-I/\varepsilon_e)$ , де  $K_0 = \text{const}$ . Для р-електронів  $\varepsilon_e = T_e$ , а для  $\gamma$ -електронів ( $\varepsilon_\gamma \gg I$ ) швидкість іонізації визначається  $K_0$ .

За основними наближеннями наведена модель близька до "глобальної" просторово усередненої моделі ВЧ індукційного розряду та моделі магнетронного розряду, що представлені в роботах [6, 8]. Однак у нашій моделі електрони розділені на дві групи з різними властивостями. Причиною врахування у моделі двох груп електронів є суттєва різниця в енергетичній вартості іона для р- та  $\gamma$ -електронів.

Енергетична ціна іона є інтегральною характеристикою плазми, що залежить від функції розподілу електронів за енергіями, і сумується з втратами енергії первинного електрона при неупругих та упругих зіткненнях з

атомами під час утворення одного іона  $\varepsilon_c$  та затратами енергії  $\varepsilon_k$  на вивід утвореної іон-електронної пари на межу плазми.

На рис.12 наведені використані в моделі величини затрат енергії на утворення та вивід іон-електронної пари в залежності від електронної температури. Усі величини нормовані на енергію іонізації. У подальших розрахунках ми будемо використовувати безрозмірну енергію  $\varepsilon' = \varepsilon/I$  та безрозмірну температуру електронів  $\tau = T_e/I$ .

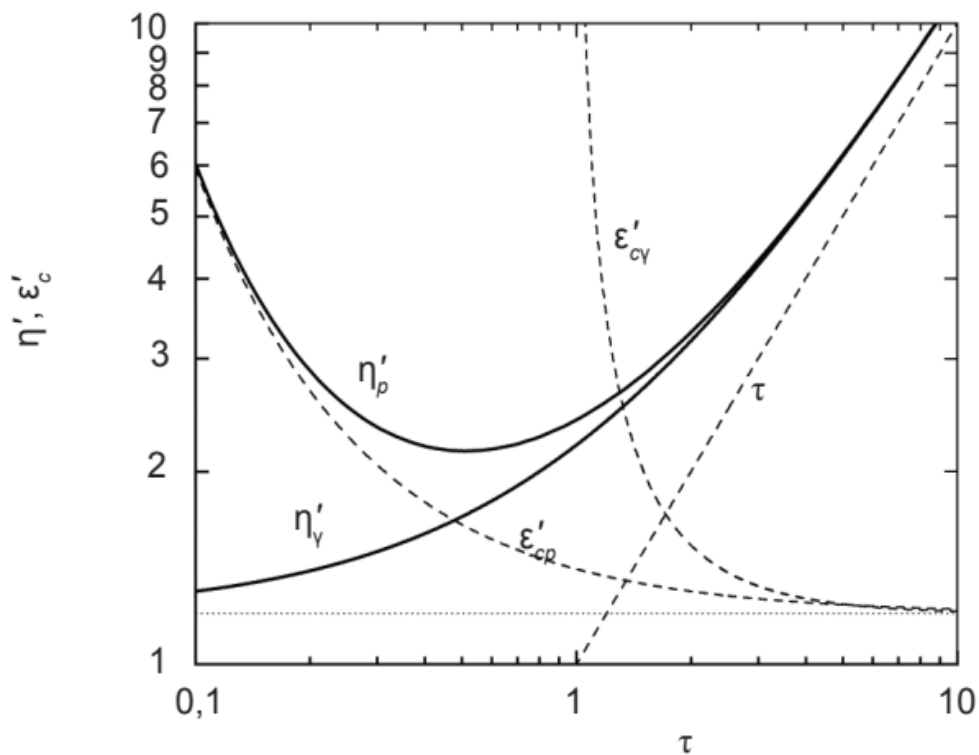


Рис. 10. Нормовані неупружні втрати енергії  $\varepsilon_c$ , а також енергетична ціна іона  $\eta = \varepsilon_k + \varepsilon_c$  при іонізації  $\gamma$ - та  $p$ -електронами в залежності від нормованої електронної температури  $\tau$ .

Також в моделі враховується, що:

- а) неупружні втрати енергії  $p$ -електронів,  $\varepsilon'_{cr}$ , які апроксимуються емпіричною формулою:  $\varepsilon'_{cr} = 1,2 \cdot \exp(0,16/\tau)$ ;
- б) неупружні втрати енергії при іонізації  $\gamma$ -електронами  $\varepsilon'_{cy}$ , розраховані для моноенергетичного спектра при енергії  $\varepsilon \gg I$ :  $\varepsilon'_{cy} = 1,2$ ;

в) затрати енергії для виходу іон-електронної пари на границю плазми відповідно до просторово усередненої моделі:  $\varepsilon'_k = \tau$ .

Отже, загальна енергетична ціна іона при іонізації р- та г-електронами визначається такими виразами:

$$\eta'_\gamma = \varepsilon'_{c\gamma} + \varepsilon'_k, \quad \eta'_p = \varepsilon'_{cp} + \varepsilon'_k.$$

### Рівняння балансу частинок.

Рівняння балансу іонів на межі плазми в інтегральній формі має наступний вигляд:

$$\oint_{S_i} e n_i v_i dS = e n_a \oint_V (K_i n_p + K_0 n_\gamma) dV, \quad (1)$$

де  $n_a$  – густина атомів нейтрального газу. При постійних значеннях  $v_i$ ,  $T_e$ ,  $n_p$ ,  $n_\gamma$ ,  $n_i$  з рівняння (1) отримуємо:

$$n_i \left( T_e / M_i \right)^{1/2} = n_a d_i K_0 \left( e^{-I/T_e} n_p + n_\gamma \right), \quad (2)$$

де  $d_i = V/S_i$ .

Увівши параметр  $\delta = n_i/n_\gamma$ , що визначає відносну частку г-електронів у плазмі, та припускаючи  $n_i \approx n_p$  (для  $\delta \leq 0,1$ ), перепишемо рівняння (2) у вигляді:

$$n_a d = \frac{\tau^{1/2} e^{1/\tau}}{1 + \delta e^{1/\tau}} \cdot \frac{(I/M_i)^{1/2}}{K_0},$$

або у безрозмірному вигляді:

$$\xi = \frac{\tau^{1/2} e^{1/\tau}}{1 + \delta e^{1/\tau}}, \quad (3)$$

де  $\xi$  — параметр подібності, обчислений як  $n_a d$ , нормований на значення  $(n_a d)_0 = (I/M_i)^{1/2}/K_0$ . Згідно з [7] для аргона  $K_0 = 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $I = 15,6 \text{ eV}$ , отже, значення  $(n_a d)_0 = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Залежності параметра  $\xi$  від температури електронів для різних значень  $d$  показані на рис. 13.

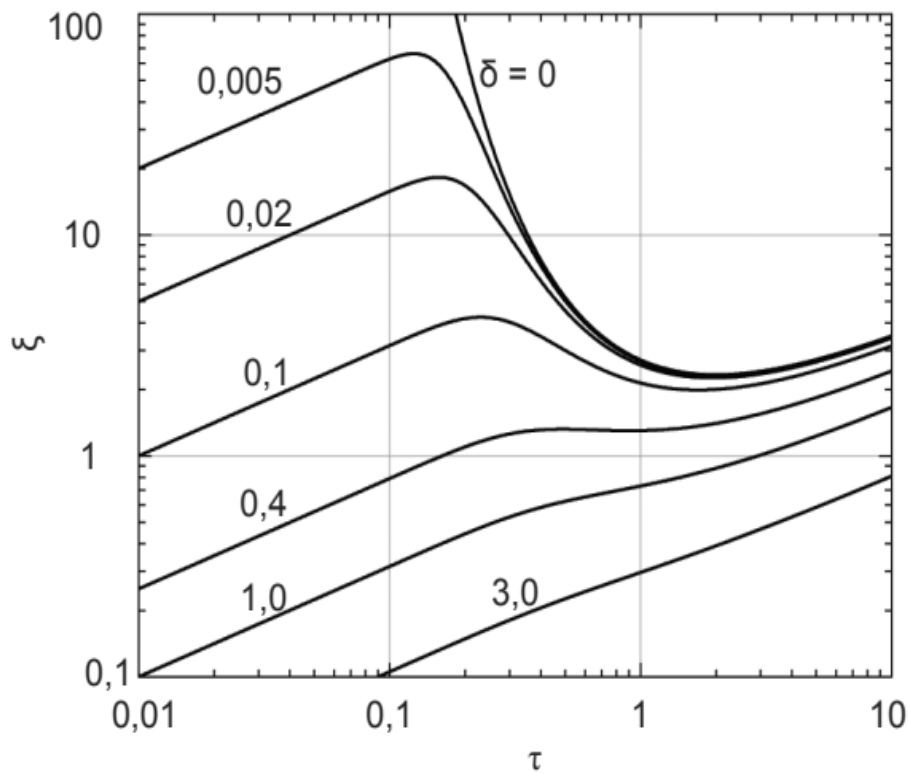


Рис.13. Залежності нормованої електронної температури  $\tau = T_e/I$  від параметра подібності  $\xi = (n_a d)/(n_a d_i)_0$ , при різній концентрації  $\gamma$ -електронів.

З рисунка видно, що врахування в моделі двох груп електронів призвело до появи широкого спектру рішень порівняно з однозначним зв'язком між електронною температурою і тиском, який є характерним для максвеллівської плазми ( $d = 0$ ). Для того, щоб оцінити співвідношення внесків у іонізацію  $p$ - і  $\gamma$ -електронів, представимо рівняння (2) у вигляді:

$$j_{\Sigma} = j_p + j_{\gamma}, \quad (4)$$

де  $j_p$ , та  $j_{\gamma}$ , - щільності струму іонів на катоді, створені, відповідно,  $p$ - і  $\gamma$ -електронами,  $j_{\Sigma}$  - загальна щільність струму іонів, що генерується у іонізаційній пастці. З рівнянь (2) та (4) можна отримати вираз для відносного внеску у іонізацію робочого газу  $\gamma$ - і  $p$ -електронів:

$$\frac{j_p}{j_{\Sigma}} = \frac{\xi}{\tau^{1/2} h e^{1/k}}, \frac{j_{\gamma}}{j_{\Sigma}} = 1 - \frac{\xi}{\tau^{1/2} h e^{1/k}}. \quad (5)$$

Графік залежностей  $j_p/j_{\Sigma}$  від  $\tau$  при різних значеннях параметра  $\xi$  показаний на рис. 14. Очевидно, що при низьких температурах  $p$ -електронів

суттєва є іонізація лише  $\gamma$ -електронами ( $j_p/j_\Sigma \ll 1$ ), при  $j_p/j_\Sigma = 1$  ( $\delta = 0$ ) відбувається лише іонізація  $p$ -електронами, а область  $j_p/j_\Sigma > 1$  не має фізичного смислу. Ця залежність важлива для вивчення енергобалансу та вольт-амперних характеристик розряду.

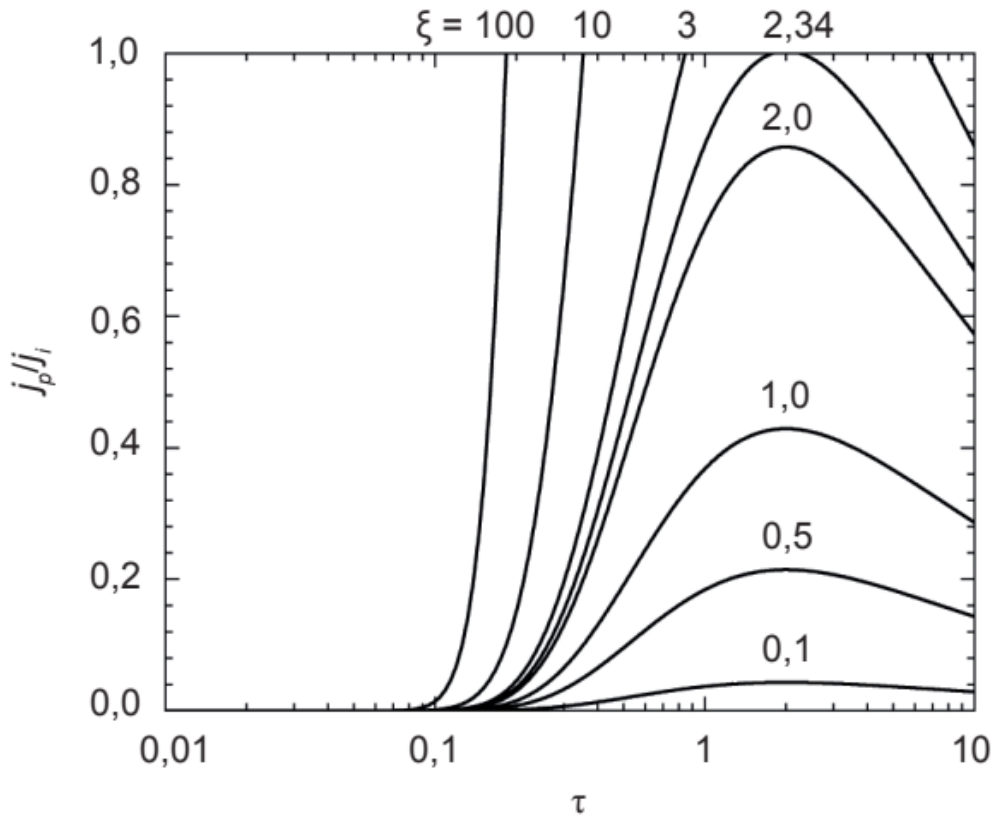


Рис.14. Відносний внесок у іонізацію робочого газу  $p$ -електронами  $j_p / j_i$ , в залежності від нормованої електронної температури  $\tau$  при різних значеннях параметра подібності  $\xi$ .

### Рівняння балансу енергій

Енергобаланс системи з урахуванням одночасної іонізації  $\gamma$ - і  $p$ -електронами за моделлю визначається рівнянням:

$$I_p U = I_i U + \gamma_{eff} I_i U = I_i U + \varepsilon_{\gamma} I_{\gamma} + \varepsilon_{ep} I_p + \varepsilon_k I_e + \gamma_{eff} I \varepsilon_{k\gamma}, \quad (7)$$

де  $U$  — напруга на розряді,  $I_p$  — струм у зовнішньому колі розряду,  $I_i = I_e$  — струми іонів і електронів, що виникають у плазмі,  $I_{\gamma}$  — струм іонів, що утворюються при іонізації  $\gamma$ -електронами,  $I_p$  — струм іонів, що утворюються при іонізації  $p$ -електронами ( $I_i = I_{\gamma} + I_p$ ),  $\varepsilon_k I_e$  та  $\gamma_{eff} I \varepsilon_{k\gamma}$  — потужності, що виводяться  $p$ - та  $\gamma$ -електронами на анод. Це рівняння дозволяє визначити розрядну напругу.

$$U = \eta_{\Sigma} / \gamma_{eff} + \varepsilon_{k\gamma}, \quad (8)$$

де  $\eta_{\Sigma}$  — загальна енергетична вартість іона з урахуванням одночасної іонізації  $\gamma$ - та  $p$ -електронами.

$$\eta_{\Sigma} = \eta_{\gamma} \frac{I_{\gamma}}{I_{\Sigma}} + \eta_p \frac{I_p}{I_{\Sigma}}, \quad (9)$$

Підставивши у (9) значення  $\eta_{\gamma}'$ ,  $\eta_p'$  та вирази (5) з урахуванням того, що густини струмів частинок пропорційні струмам, ми отримаємо безрозмірний вигляд:

$$\eta_{\Sigma}' = 1,2 + \tau + \frac{1,2 (e^{0,16/\tau} - 1) \xi}{\tau^{1/2} e^{1/\tau}}. \quad (10)$$

Функція  $\eta_{\Sigma}'$  при різних значеннях параметра  $\xi$  представлена сімейством графіків на рис. 15.

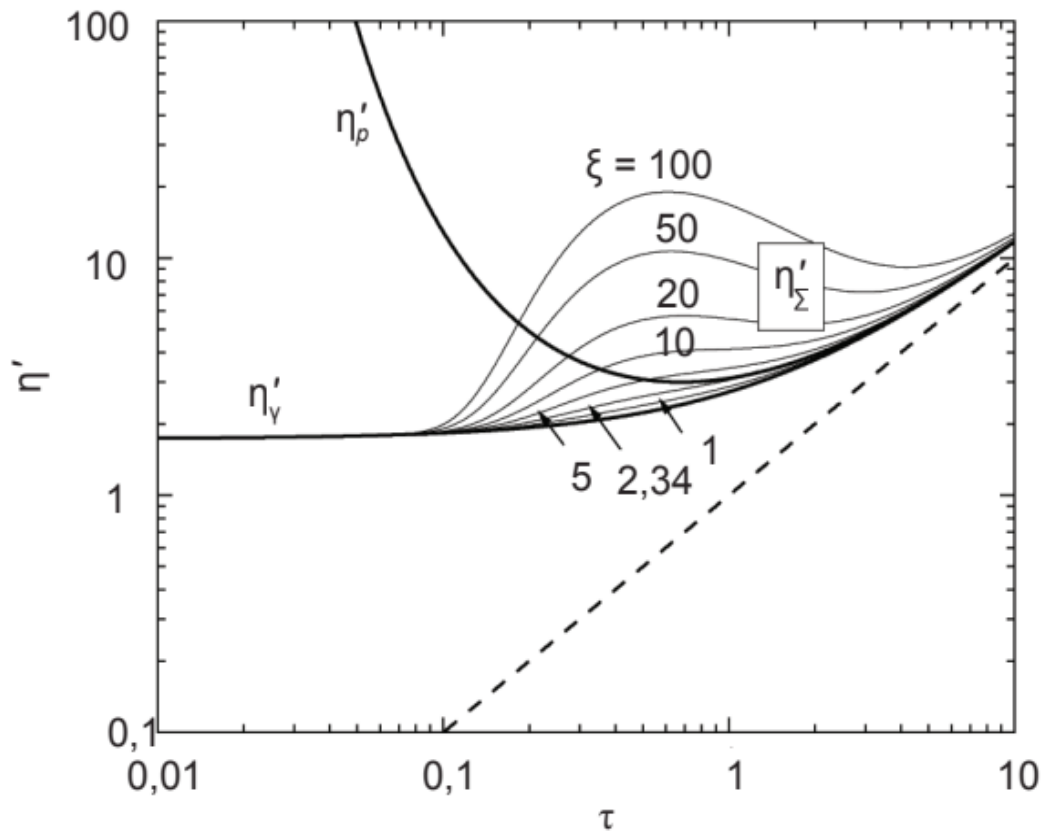


Рис.15. Загальна нормована енергетична ціна іона  $\eta'_\Sigma$ , з урахуванням одночасної іонізації  $\gamma$ - та  $p$ -електронами згідно з моделлю у залежності від нормованої електронної температури  $\tau$  при різних значеннях параметра подібності  $\xi$ .

У відповідності з рівнянням (8) величина  $\eta_\Sigma$  визначає напругу на розряді  $U = \eta_\Sigma / \gamma_{eff}$  з точністю до малого члена  $\varepsilon_{k\gamma}$ . Однак, в цьому випадку, на відміну від згаданої вище моделі Лібермана,  $\eta_\Sigma$  залежить від температури  $p$ -електронів і параметра подібності  $\xi$ . Вплив цих факторів на вольт-амперну характеристику МР обговорюється в наступному розділі.

## РОЗДІЛ 4

### ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ.

#### ПОРІВНЯННЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДАНИХ З ТЕОРІЄЮ

##### 1. Поріг існування магнетронного розряду за тиском робочого газу.

Експериментальні дослідження показали, що параметром подібності для магнетронного розряду за тиском робочого газу  $p$  та геометричних розмірів  $d$ , які визначають поріг згасання та перехідні режими, є добуток  $p d \sim n_a d_i$ , аналогічно розряду постійного струму [7]. Однак просторовий масштаб має інший фізичний зміст:  $d$  не є відстанню між анодом і катодом, а відповідає характерному розміру області іонізаційної пастки  $d = d_i = V/S_i$ .

У експериментах для визначення порогу згасання МР було використано два методи. У першому випадку висота арок силових ліній магнітного поля  $d$  змінювалася дяхом зміни топології МСЛ внаслідок дії магнітного поля зовнішнього соленоїда. У другому випадку для зміни максимальної висоти арок  $d$  використовувався рухомий анод-сітка. Обидва методи дали однакове значення  $(pd_i)_{min} \approx 3 \text{ мТорр} \cdot \text{см}$ .

Для розуміння фізичних причин існування мінімального тиску існування магнетронного розряду проаналізуємо взаємозв'язок між тиском газу та рівноважною температурою електронів, необхідною для підтримання магнетронного. Рис.13 демонструє, що при  $\delta < 0,1$  існує мінімальне значення параметра  $\zeta$ , нижче якого баланс частинок не може бути виконаний ні при яких температурах. На рис.16 представлена аналогічна залежність температури електронів від тиску, перероблена в розмірні величини для випадку іонізації тільки  $p$ -електронами ( $\delta = 0$ ). Цей випадок реалізується при великих розрядних струмах, коли  $p$ -електрони, які мають високу щільність, забезпечують основний внесок в іонізацію.

На цьому ж рисункунку вертикальною лінією показано експериментально виявлений поріг існування магнетронного розряду за тиском  $p_{ign}$ . Причиною існування  $(pd_i)_{min}$  є обмеження швидкості іонізації електронами  $K_i$  при зростанні температури електронів. Порівняння експериментальних даних з

розрахунковими підтверджує це твердження. Варто зауважити, що при використанні лінійної апроксимації поперечного перерізу іонізації (крива 1 на рис. 16) поріг гасіння розряду відсутній.

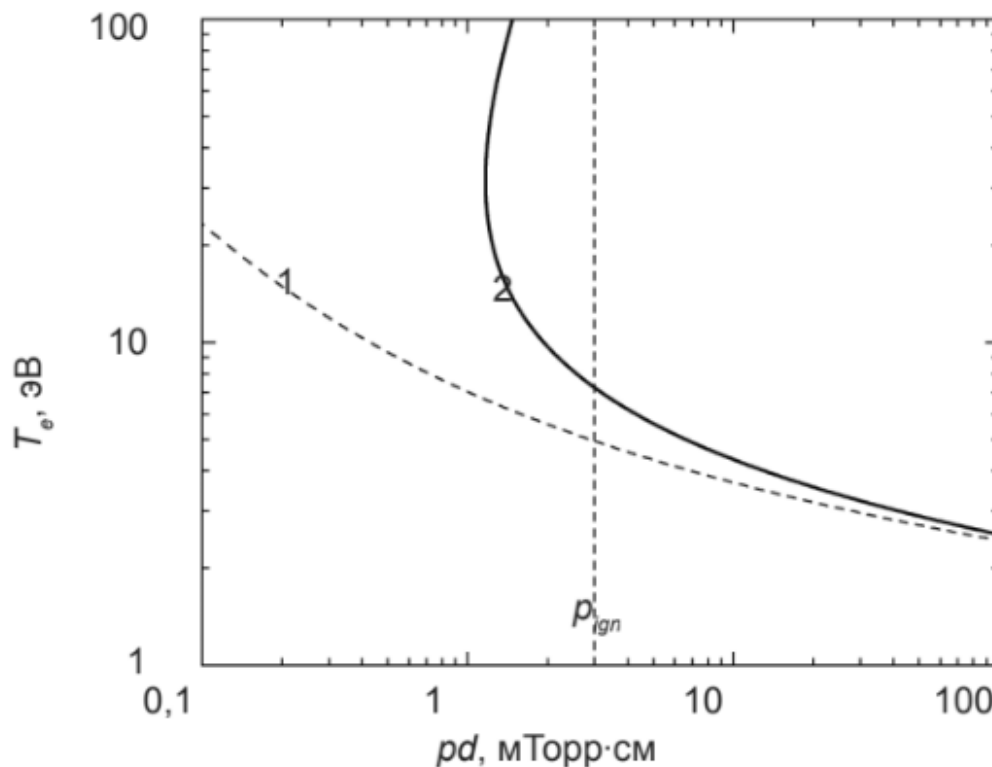


Рис.16. Залежність нормованої рівноважної температури електронів  $\tau$  від параметра подібності  $pd$ .

- 1 - рішення при лінійній апроксимації перерізуіонізації від енергії;
- 2 - рішення в наближенні швидкості іонізації за Арреніусом.

## 2. Вольт-амперні характеристики МР.

Згідно з рівнянням балансу енергії (7), напруга на розряді  $U = \eta_s / \gamma_{eff}$ , де  $\eta_s$  — загальна енергетична ціна іона,  $\gamma_{eff}$ , — ефективний коефіцієнт вторинної іон-електронної емісії. У крайових режимах іонізації тільки  $\gamma$ -електронами

$U_0 = \eta_\gamma / \gamma_{eff} = 1,2 I / \gamma_{eff}$ , а при іонізації тільки  $p$ -електронами  $U = \eta_p / \gamma_{eff} = f(\tau)$ .

У перехідному режимі збільшення  $U$  визначається зміною  $\eta_s$  від  $\eta_\gamma$  до  $\eta_p$  при зростанні температури електронів  $T_e$ , яка визначається зростанням розрядного струму  $I_p$ . Для розрахунку вольт-амперної характеристики розряду необхідно знати функціональну залежність  $T_e(I_p)$ , знаходження якої представляє собою окрему складну задачу. Ця функція є результатом кулонівської взаємодії

$\gamma$  - і  $p$ -електронів, а також нелінійних та колективних ефектів при пучково-пазмовому нагріві плазми  $\gamma$ -електронами, і для її визначення потрібні додаткові експериментальні дослідження.

### 3. Діаграма стаціонарних та перехідних режимів магнетронного розряду

Згідно з рівнянням балансу частинок (4), параметри  $n_a d_i$  та  $\delta$  визначають швидкість іонів на границі іонізаційної пастки  $v_i$ . Врахування додаткової іонізації високоенергетичними  $\gamma$ -електронами призводить до появи нових стаціонарних та перехідних режимів. На рис.13 представлено сімейство графіків, які визначають рівноважні значення нормованої температури  $\tau$   $p$ -електронів від параметра  $\zeta$  при різній відносній щільності  $\gamma$ -електронів

$\delta = n_\gamma / n_i$ . На основі цих графіків та залежності  $j_{ip}/j_{is\_}$  від температури (рис. 14) можна проаналізувати режими розряду в скрещених ЕН полях залежно від тиску. На рисунку 17 представлена  $\rho d_i - \tau$  діаграма існування різних режимів.

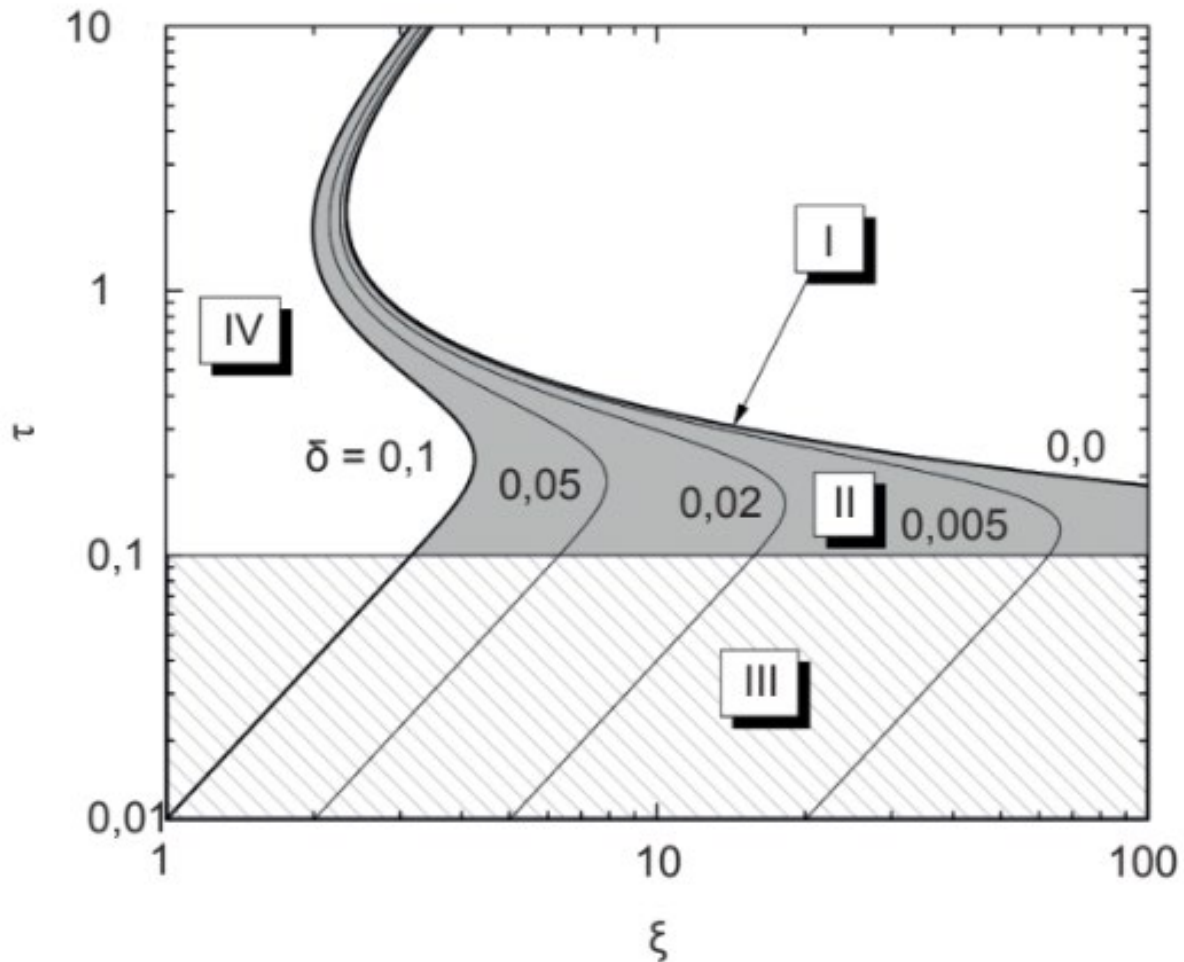


Рис.17. Діаграма стаціонарних режимів магнетронного розряду.

### Режим I.

При  $\delta=0$ ,  $j_{ip}/j_{is} = 1$  іонізація робочого газу відбувається тільки  $p$ -електронами в квазінейтральній плазмі. При цьому енергія  $\gamma$ -електронів повністю спрямована на нагрів  $p$ -електронів в результаті кулоновських зіткнень та розвитку пучково-плазмових нестійкостей. Це можливо при відносно високій густині плазми  $n_i > 10^9 \text{ см}^{-3}$  і, відповідно, розрядному струму. Цей режим аналогічний стаціонарним станам плазми ВЧ-індукційного розряду.

### Режим II.

Значення  $0 < \delta < 0.1$ ;  $0.1 < j_{ip}/j_{is} < 1$ . Ці умови відповідають плазмі іонізаційної пастки МР, в якій іонізація  $\gamma$ -електронами поєднується із іонізацією  $p$ -електронами.

### Режим III.

Значення  $\tau < 0.1$ ,  $j_{ip} / j_{is} = 0$  відповідають випадку плазми при невеликій температурі  $p$ -електронів  $T_e / I < 0.1$  і щільності плазми  $n_i < 10^8 \text{ см}^{-3}$ . Відповідно, іонізація робочого газу відбувається тільки  $\gamma$ -електронами. Цей режим відповідає початковому етапу розвитку МР при малих струмах. У випадку  $\tau \rightarrow 0$  ця область обмежена кривою запалення розряду, яка не залежить від тиску і є функцією розрядної напруги і магнітного поля. Якісний розподіл потенціалу відповідає вакуумному. У роботі [18] показано, що початковий етап розряду в магнітному полі при малій потужності (область 2) у плазмовому режимі ( $\xi > 2$ ) і режимі з анодним шаром ( $\xi < 2$ ) ідентичні.

### Режим IV.

Значення  $\delta > 0.1$ ,  $(j_{ip} / j_{is}) \ll 1$ . При цьому якісно змінюється характер рухливості електронів в магнітному полі (класична провідність електронів замінюється Бомовською дифузією), і, відповідно, модель плазми МР виходить за межі застосовності.

Режим з прианодним шаром детально вивчався в роботах [18–20].

## ВИСНОВКИ

Таким чином, представлені експериментальні та теоретичні дослідження МР дозволяють зробити наступні висновки:

1. Для МР параметром подібності за тиском робочого газу  $p$  і геометричним розміром  $d$  є добуток  $pd \sim n_a d$  де  $d$  - характерний розмір іонізаційної пастки. Значення  $d$  відповідає максимальній висоті арок МСЛ, що перетинають катод.

2. Параметр  $n_a d$ , а також  $\delta$ , що характеризує відносну густину  $\gamma$  - електронів, визначає рівноважну температуру електронів  $i$ , відповідно, межі існування плазмового режиму МР, в тому числі і поріг згасання за тиском газу.

3. Температура електронів та параметр  $n_a d$  визначають співвідношення струмів іонів, народжених внаслідок іонізації  $\gamma$ - та  $p$ - електронами, і сумарну енергетичну ціну іона  $\eta_s$ .

4. Максимальна та мінімальна величина  $\eta_s$  визначаються граничними випадками:

- при іонізації тільки  $\gamma$  - електронами ( $\eta_{Smin} = \eta_\gamma$ ),
- при іонізації тільки  $p$ - електронами ( $\eta_{Smax} = \eta_p$ ).

Співвідношення напруги на розряді до напруги запалювання  $U/U_0 = \eta_p/\eta_\gamma$  залежить від параметра  $n_a d$  і зменшується при зменшенні тиску робочого газу.

5. Функціональна залежність  $T_e$  від густини струму  $\gamma$  - електронів або вкладеної в іонізацію потужності визначає вольт-амперну характеристику МР. Для уточнення цієї залежності потрібно додаткові експериментальні дослідження.

6. При зменшенні параметра  $pd < (pd)_{min}$  МР перебудовується у високовольтний режим із прианодним електронним шаром. При цьому змінюються рухливості електронів від аномальної до класичної та ФРЕЕ від рівноважної максвелівської до нерівноважної.

## СПИСОК ВИКОРИСТОВАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Musil J., Vlcek J. A perspective of magnetron sputtering in surface engineering // Surface and Coating Technology. - 1999. - Vol. 112. - P. 162–169.
2. Kelly P. J., Arnell R. D. Magnetron sputtering: a review of recent development and application // Vacuum. - 2000. —Vol. 104, 063301.
3. Helmersson U., Lüttemann M., Bohlmark J., Ehiasarian A. P., Gudmundsson J. Review. Ionized physical vapour deposition (IPVD): A review of technology and application // Thin Solid Films. — 2006. — Vol. 513. — P. 1–24.
4. Musil J., Baroch P., Vlček J., Nam K. H., Han J. G. Reactive magnetron sputtering of thin films: present status and trends. Thin solid films, 2005. V. 475 (1-2), p. 208-218.
5. Musil J. Low-pressure magnetron sputtering // Vacuum. — 1998. — Vol. 50, No. 3–4. - P. 363–372.
6. Baranov O., Romanov M., Wolfe rM., Kumar S., Zhong X., Ostrikov K. Low-pressure planar magnetron discharge for surface deposition and nanofabrication // Physics of Plasmas. - 2010. — Vol. 17, 053509.
7. Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. Principals of Plasma Discharge and Material Processing, John Wiley and Sons, 1994. — P. 465–469.
8. Gudmundson J. T. and Lieberman M. A. Model and measurements a planar inductive oxygen discharge // Plasma Sources Sci. Technol. — 1998. — Vol. 7.— P. 1–12.
9. Яковін С. Д., Зиков О. В., Дудін С. В., Фаренік В. І., Юнаков М. М. Іонно-плазмова система для реактивного магнетронного нанесення покриттів // Surface Physics and Engineering. — 2014. — Т. 12, No 3. — С. 428–239.
10. Window B., Sawides N. // J. Vac. Sci. Technol., A, Vac. Surf. Films. — 1986. — Vol. 4. - №. 196. - 453 p.
11. Kadles S., Musil J. Optimized magnetic field shape for low pressure magnetron sputtering // J. Vac. Sci. Technol. — A. — 1995. — Vol. 13, No. 2. — P. 389–393.

12. Sang-Hun Seo, Jung-Hwan In and Hong-Young Chang. Measurements of electron energy distribution functions and electron transport in the downstream region of an unbalanced de magnetron discharge // Plasma Sources Sci. Technol. — 2004. — Vol. 13. — P. 409–419.
13. Sheridan T. E., Goechner M. J., Goree J. Electron and ion transport in magnetron plasma // J. Vac. Sci. Technol. —A. — 1990. — Vol. 8, No. 3. — P. 1623–1626.
14. Lieberman M., Ashida S. //Plasma Sources Sci. Technol. — 1996 . — Vol. 5 . - P. 145–158.
15. Davidson R. Physics of nonneutral plasmas/ Imperial College Press. 1972. 728 p.
16. Kolev J., Bogaerts A., Gijbels R. Influence of electron recapture by the cathode upon the discharge characteristics in DC magnetrons // Phys. Rev. - E. - 2005. - Vol. 72, 056402.
17. Thornton I.A. Magnetron sputtering: basic physics and application to cylindrical magnetron // J. Vac. Sci. Technol. - 1978. — Vol. 15, No. 2. — P. 171–177.
18. Zagrebelnyy J. A, Zykov A. V., Glasnev M. V. Break-down of the magnetically insulated diode // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. — 2007. — Vol. 13. -№. 1. — P. 197–199.
19. 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.— Vol. 19. — No. 1. — P. 186–188.
20. Jamirzoev A., Yakovin S., Zykov A. Low pressure gas discharge in magnetically insulated diode // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. — 2015. — Vol. 21. — No. 1. — P. 259–262.