

---

## ДОСЛІДЖЕННЯ ПАРАМЕТРІВ БАГАТОКОМПОНЕНТНОЇ ПЛАЗМИ В ІМПУЛЬСНОМУ ВІДБИВНОМУ РОЗРЯДІ

Ю.В. КОВТУН, А.І. СКИБЕНКО, Є.І. СКИБЕНКО, Ю.В. ЛАРІН,  
А.М. ШАПОВАЛ, Є.Д. ВОЛКОВ, В.Б. ЮФЕРОВ

Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”  
НАН України

(Вул. Академічна, 1, Харків 61108; e-mail: Ykovtun@kipt.kharkov.ua)

---

УДК 533.915  
©2010

Проведено дослідження параметрів густої ( $10^{13}$ – $10^{14}$  см<sup>-3</sup>) газометалевої багатокомпонентної плазми імпульсного відбивного розряду помірної потужності ( $W \leq 10$  МВт). Визначено динаміку густини плазми в часі, масово-елементний склад утвореної плазми, профіль радіального розподілу електронної густини плазми, швидкість та частоту обертання плазмового прошарку з  $n_p \geq n_{crit}$ , величину напруженості радіального електричного поля, коефіцієнт рекомбінації на стадії розпаду густини плазми в розряді, оцінено величину коефіцієнта розділення частинок плазми.

---

### 1. Вступ

Як правило, для проведення досліджень з фізики плазми (теорія чи експеримент) вибирають найпростіший випадок двокомпонентної повністю іонізованої плазми, яка складається з електронів та іонів одного сорту заряду  $Z$  [1, 2]. Проте реальна плазма, яка використовується в низці експериментальних та технічних установок, також як і плазма природного походження (наприклад, іоносферна), практично завжди буває багатокомпонентною. Так, навіть у відносно “чистій” водневій плазмі установок термоядерного синтезу помітна роль належить домішкам, які надходять зі стінок розрядної камери і які істотно впливають на величину випромінювання, електропровідності та інших параметрів плазми [3]. На багатокомпонентність складу плазми необхідно зважати під час дослідження плазми в каналах МГД-генераторів енергії, плазми термоемісійних перетворювачів, плазми магніто-плазмових се-

параторів та в багатьох інших випадках. Багатокомпонентність плазми визначається присутністю у плазмі кількох сортів іонів або нейтральних частинок. Протікання та опис багатьох процесів, наприклад, перенесення маси та енергії, помітно ускладнюється в багатокомпонентних плазмових системах, що може бути пов'язане з помітним ускладненням аналізу подібних систем [1, 2]. Тому вважаємо цікавим та необхідним постановку та проведення експериментальних досліджень властивостей багатокомпонентної плазми, утвореної контрольованим способом. Крім цього, інтерес до подібних досліджень підсилюється практичною необхідністю одержання цієї інформації для розвитку деяких, також і авторських, магніто-плазмових технологій [4–7]. Так, наприклад, у [5] було запропоновано пристрій для розділення речовини на елементи, основу якого становить відбивний розряд. Особливістю цієї пропозиції є таке: 1) катоди складаються з речовини, що розділяється, або містять її; 2) процес утворення плазми є двостадійним – на першій стадії відбувається утворення попередньої плазми шляхом іонізації запалювального газу, на другій стадії – створення основної (робочої) плазми з речовини, яка розділяється; 3) потоки і частинки попередньо утвореної плазми із запалювального газу бомбардують зовнішні поверхні катодів, таким чином у розряд надходять розпорошені частинки матеріалу катода (речовини, що розділяється). У [5] по суті справи було сформульовано концепцію створення такого пристрою, а часткову експериментальну перевірку проведено в даній роботі. Таким чи-

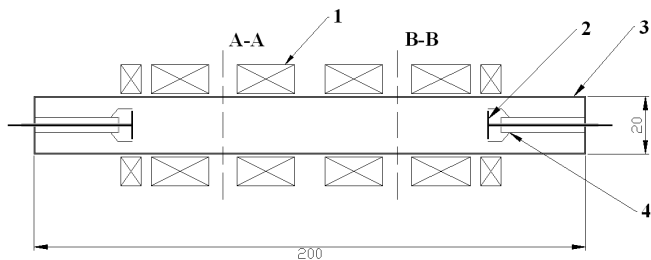


Рис. 1. Схема установки імпульсного відбивного розряду: 1 – магнітна система; 2 – катод; 3 – вакуумна камера; 4 – ізолятор; А-А, В-В – перетини розміщення діагностичних портів

ном, її метою є дослідження параметрів густої ( $10^{13}$ – $10^{14}$  см $^{-3}$ ) плазми багатокомпонентного складу в імпульсному відбивному розряді помірної потужності (1–10 МВт), зокрема: елементного складу плазми, динаміки густини плазми на всіх стадіях розвитку розряду (зростання, існування, спаду), радіального розподілу густини, швидкості і частоти її обертання та ін.

## 2. Експериментальна установка

Дослідження параметрів плазми в імпульсному відбивному розряді проводили на установці, показаній на рис. 1. Розрядна камера мала такі розміри: внутрішній діаметр 20 см, довжина 200 см.

Магнітне поле створювалося соленоїдом, що складається з шести котушок, дві з них (торцеві), створюють магнітні пробки з пробковим відношенням 1,25, чотири середні – однорідне по осі магнітне поле з максимальною напруженістю  $H_0 \leq 9$  кЕ при напрузі живлення від ємнісного накопичувача  $U_H \leq 3$  кВ. Тривалість імпульсу магнітного поля становить 18 мс. Початковий тиск у камері становить  $10^{-6}$  Торр, потім напускали запалювальний газ аргон або газову суміш (криптон – 88,89%; ксенон – 7%; азот – 4%, кисень – 0,1%) до тиску  $(1-8) \cdot 10^{-3}$  Торр. Газометалева плазма утворювалася в результаті розряду в середовищі запалювального газу і розпорошеного матеріалу катода. Діаметр катодів 100 мм. Катоди було виконано з композитного матеріалу, а саме: мідь з титаном, напиленням вакуумно-дуговим способом [8]. Умови і режим напилення катодів були такими: матеріал підкладки – Сu; матеріал напилення – Тi високої чистоти; середовище напилення – Аг при  $p = 1 \cdot 10^{-5}$  Торр; тривалість напилення – до 30 хв; технічний засіб напилення – серійна установка “Булат-6”; покриття полікристалічне завтовшки від 2–2,5 мкм до 5 мкм. Поверхню підкладки заздалегідь очищено в середовищі НВЧ плазми

при тиску Аг  $p = 2 \cdot 10^{-2}$  Торр, напруга зміщення 1000 В.

При дослідженні параметрів газометалевої плазми імпульсного відбивного розряду з  $n_p \sim 10^{12}$ – $10^{14}$  см $^{-3}$  була задіяна низка діагностичних методик і засобів: 1) НВЧ-інтерферометрія на довжинах хвиль  $\lambda = 8$  і 4 мм; 2) НВЧ-рефлектометрія на тих же довжинах хвиль при  $n_p \geq n_{crit}$ ; 3) кореляційна рефлектометрія для визначення швидкості обертання плазми [9]; 4) оптична спектрометрія в діапазоні довжин хвиль  $\lambda = 220$ – $680$  нм; 5) пояс Роговського.

Вказані діагностичні засоби, крім позиції (5), розміщували в діагностичних портах, що знаходяться в двох поперечних перетинах вакуумної камери, як це показано на рис. 1.

З їх допомогою було виконано вимірювання таких параметрів і характеристик утворюваної в розряді плазми: 1) часової залежності середньої густини плазми за допомогою НВЧ-інтерферометра в діапазоні  $10^{12}$ – $7 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ ; 2) профілю електронної густини по відбиттю однієї хвилі і зміні середньої густини на іншій частоті, а також по вимірюванню середньої густини на різних хордах [10]; 3) швидкості полоїдального обертання плазми шляхом реєстрації флуктуацій відбитих сигналів від шарів однієї густини, рознесених в полоїдальному напрямку, і вивчення автокореляційної або взаємнокореляційної функцій цих сигналів; 4) напруженість електричного поля за величиною виміряної швидкості обертання плазми з урахуванням радіального розподілу напруженості магнітного поля; 5) елементного складу утворюваної плазми спектрометричним методом; 6) розрядного струму за допомогою пояса Роговського.

## 3. Експериментальні результати і обговорення

У даній роботі для визначення елементного складу утворюваної плазми проведено вимірювання спектра лінійчастого випромінювання з плазми в діапазоні довжин хвиль  $\lambda = 220$ – $680$  нм. Інтегральний, за час розряду, спектр випромінювання з аргоно-титанової плазми наведено на рис. 2.

Основними компонентами плазми є: аргон (робочий газ), азот, кисень і ОН (сліди залишкової атмосфери в розрядній камері), С, Fe, Cr, Ti. Можливим джерелом надходження вуглецю в розряд можуть бути пари масла, що мігрують з дифузійного насоса і знаходяться на стінках вакуумної камери. Високомолекулярні вуглеводневі сполуки потрапляють у роз-

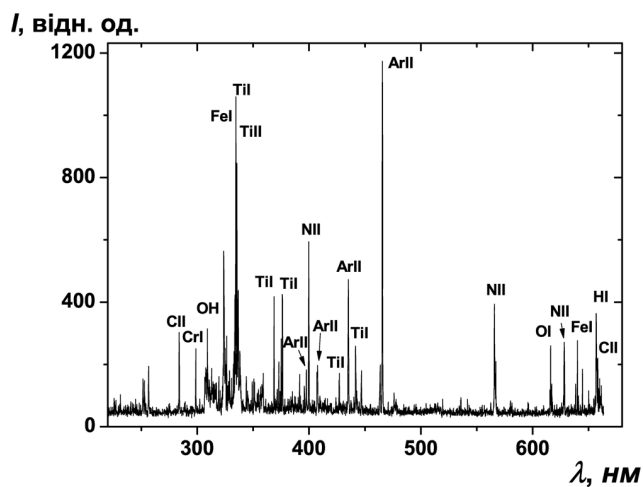


Рис. 2. Спектрограма Ag-Ti плазми ( $U_{\text{dis}} = 3,5$  кВ,  $U_H = 1,5$  кВ;  $p = 2 \cdot 10^{-3}$  Торр)

ряд із стінок у режимі десорбції і розпилювання. Згодом високомолекулярні сполуки в розряді дисоціюють і іонізуються, що приводить до утворення атомарного вуглецю. Наявність Fe та Cr – це розпилювання внутрішніх конструкційних елементів розрядної камери. Титан у складі спектрограми – це матеріал напиленого шару катода, який під дією корпускулярного розпилювання, катодних плям (дуг), блистиринга потрапляє в значній кількості (до 50% і більше) в розряд.

На рис. 3 наведено часову залежність середньої густини плазми для сумішей Ag+Ti, Kr-Xe-N<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>+Ti за однакових початкових умов. Розряд при напрузі 3,5 кВ в робочому газі (суміші) ініціювався із затримкою 2 мс щодо включення магнітного поля (див. рис.3, крива 1). Тривалість розрядного струму і максимальне його значення становили, відповідно, ~1 мс,  $I_{\text{dis}} \sim 1,7$  кА (див. рис. 3, крива 2). Вимірювання на довжині хвилі  $\lambda = 4$  мм показали, що середня густина плазми  $\geq 7 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, що свідчить про високий (близький до 100%) ступінь іонізації робочої речовини. Умовно часову залежність середньої густини газометалевої плазми можна розділити на три ділянки. Перша ділянка – створення і наростання густини до значення  $\sim 1,7 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, яка характеризується такими часовими інтервалами для сумішей Ag+Ti ~ 90 мкс, Kr-Xe-N<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>+Ti ~ 78 мкс. Друга ділянка – існування густини плазми з  $n_p \geq 1,7 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, характерні часові значення на цій ділянці ~ 1,2–1,8 мс (Ag+Ti), 2–2,5 мс (Kr-Xe-N<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>+Ti). Варто відзначити, що на цій ділянці густина плазми може досягати більше  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Далі іде третя ділян-

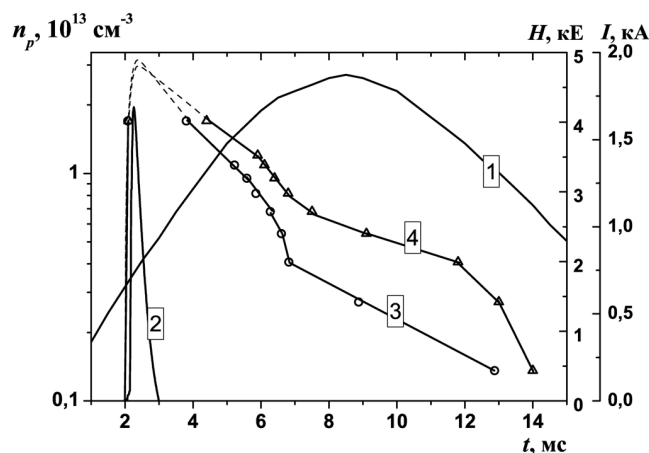


Рис. 3. Часова залежність величини магнітного поля, розрядного струму і середньої густини плазми ( $U_{\text{dis}} = 3,5$  кВ,  $U_H = 1,5$  кВ;  $p = 2 \cdot 10^{-3}$  Торр): 1 – магнітне поле; 2 – розрядний струм; 3 – середня густина плазми Ag+Ti (○); 4 – середня густина плазми Kr-Xe-N<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>+Ti (△)

ка – спад і розпаду густини плазми тривалістю ~5–12 мс.

Для опису процесів, що відбуваються при іонізації газу на початковій стадії у відбивному розряді, може бути використаний такий набір рівнянь:

$$n_p = n_e v_e \sigma_e n_0 t, \quad (1)$$

$$\frac{dn_p}{dt} = \langle v_e \sigma_e \rangle n_0 n_p, \quad (2)$$

який раніше використовували для розрахунку та аналізу початкової стадії утворення плазми в пучково-плазмовому розряді [11], а також в електричному розряді в рідині [12]. Використано позначення:  $n_p$  – поточна густина плазми, залежна від часу  $t$ ,  $n_e$  – густина електронного потоку,  $v_e$  – його середня швидкість,  $n_0$  – густина нейтрального середовища,  $\sigma_e$  – переріз іонізації нейтрального газу електронами [13–15]. Рівняння (1) описує лінійну стадію утворення плазми за рахунок ударної іонізації газометалевої суміші частинками первинного електронного потоку. Рівняння (2) відноситься до експоненціальної стадії розряду, коли іонізація нейтрального середовища здійснюється, в основному, прискореними за рахунок колективної взаємодії [16] електронами плазми. Для порівняння на рис. 4, a, b наведено експериментальні (крива 1) та розрахункові зміни густини плазми в часі (криві 2 і 3). Якщо в (1) підставити значення  $t$ , що дорівнює експериментально визначеному часу  $\tau$  життя плазми, тобто часу, протягом якого густина плазми зменшується в  $e$  разів, то отримаємо значення рівноважної

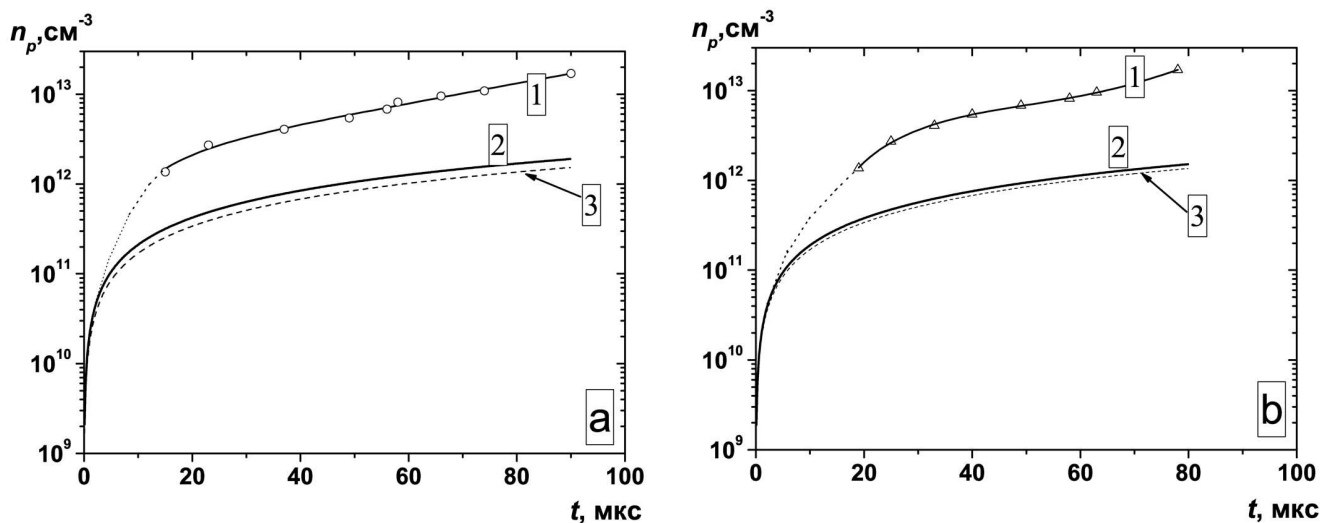


Рис. 4. Порівняння експериментальних і розрахункових результатів зростання густини плазми в часі для різних газометалевих сумішей: *a* – Ag+Ti; *b* – Kr–Xe–N<sub>2</sub>–O<sub>2</sub>+Ti, 1 – експеримент ( $U_{\text{dis}} = 3,5$  кВ,  $U_H = 1,5$  кВ;  $p = 2 \cdot 10^{-3}$  Торр); 2 – розрахунок для газової мішені при енергії електронів 3,5 кеВ; 3 – теж саме, вміст титану 50%

густини плазми, створюваної електронним потоком. Розрахунок для Kr і Kr–Xe–N<sub>2</sub>–O<sub>2</sub> суміші показав, що різниця у часі досягнення однакової густини знаходиться на рівні 0,01%, тому на рис. 4,*b* представлено розрахунок для чистого Kr. Добавка титану у процентному вмісті 50% (див. рис. 4,*a, b* криві 3) приводить у випадку аргону і криптону до незначного збільшення часу наростання густини.

При цьому утворена густина плазми перевершує більш ніж на порядок величину густини первинного електронного потоку. Таким чином, надалі іонізація нейтрального середовища здійснюватиметься вторинними електронами плазми. У цьому випадку зміна густини вже визначатиметься рівнянням (2). При цьому передбачається, що час прискорення електронів плазми набагато менший за час наростання густини плазми, а втрати плазми при  $n_p \ll n_0$  зневажають малі. Таке твердження справедливе тільки для моменту часу  $t \ll \tau$ . У пізніші моменти часу наростання густини плазми все більшою мірою визначатиметься балансом зростання густини згідно з рівнянням (2) і втратами плазми.

З процесів, що приводять до втрат плазми, переважають процеси рекомбінації, дифузії плазми впоперек магнітного поля і відходу в пробку. Екстраполяція експериментальної кривої 1  $n_p = f(t)$  в область низьких значень густини плазми до перетину з аналогічними розрахунковими кривими 2 і 3 дає значення стартової густини плазми, після досягнення якої починається експоненціальне зростання густини пла-

зми, рівне приблизно  $4 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>, як для чисто газових мішеней (середовищ), наприклад, Ag або суміш Kr–Xe–N<sub>2</sub>–O<sub>2</sub>, так і для газометалевих (Ag+Ti та Kr–Xe–N<sub>2</sub>–O<sub>2</sub>+Ti). Час досягнення стартової густини для робочих речовин на основі Ag становить  $2,5 \cdot 10^{-6}$  с, Kr–Xe–N<sub>2</sub>–O<sub>2</sub> –  $2 \cdot 10^{-6}$  с.

Час існування  $\tau_{\text{cutoff}}$  багатокомпонентної плазми з  $n_p \geq 1,7 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> залежно від початкового тиску запалювального газу наведено на рис. 5. За час  $\tau_{\text{cutoff}}$  густина плазми досягає максимального значення і в подальшому зазнає втрат частинок з адіабатичної пастки за рахунок відходу частинок у конус втрат, дифузії впоперек магнітного поля і рекомбінації електронів на іонах та починає знижуватися. Процеси перезарядки будуть приводити до зменшення енерговмісту самої плазми нарівні з радіаційним охолодженням, а також до зміни елементного і зарядового складу іонів плазми.

Проведено дослідження просторових характеристик плазми для суміші Ag+Ti і Kr–Xe–N<sub>2</sub>–O<sub>2</sub>+Ti. Визначення просторового розподілу густини плазми проводили по вимірюванню максимальної густини, визначеної за відбиттям зондуєчої частоти і середньої густини за фазовим набігом зондуєчої частоти. Цей спосіб може реалізовуватися у двох варіантах [17, 18]: 1) шляхом використання повного фазового набігу хвилі при зміні густини від 0 до відбиття, яке наявне при досягненні критичної густини в максимумі профілю; 2) реалізується шляхом визначення радіуса відбиття однієї хвилі ( $n_p = n_{\text{crit}}$ ) і одночасного вимі-

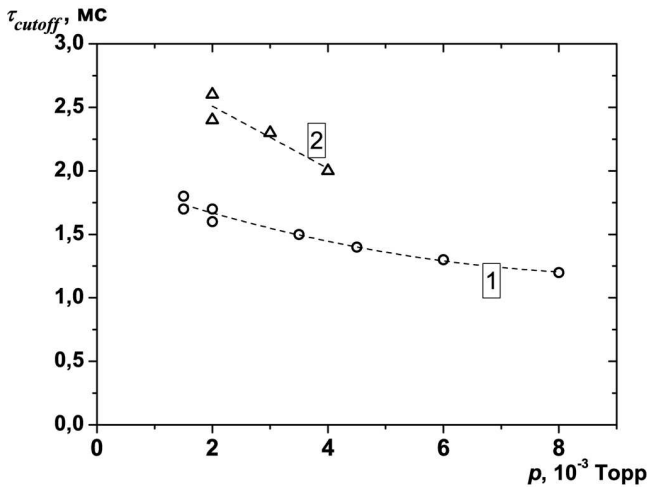


Рис. 5. Залежність часу існування плазми густиною  $n_p \geq 1,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  від тиску робочого газу ( $U_{\text{dis}} = 3,5 \text{ кВ}$ ,  $U_H = 1,5 \text{ кВ}$ ): 1 – Ar+Ti (o); 2 – Kr-Xe-N<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>+Ti (Δ)

рування середньої густини на більш високій частоті по інтерференції НВЧ-сигналу. При цьому розподіл густини по радіусу пристрою наведено у вигляді степеневої функції

$$n_p(r) = n_{\text{max}} \left[ 1 - \left( \frac{r}{r_{\text{max}}} \right)^\gamma \right], \quad (3)$$

де  $r_{\text{max}}$  – максимальний радіус плазмового утворення,  $\gamma$  – показник степеня. Відстань  $r$  від межі плазми до плазмового прошарку з критичною густиною визначалася по фазі відбитого сигналу:

$$\Phi = \frac{2\omega}{c} \int_0^{r_{\text{crit}}} \sqrt{1 - \frac{n(r)}{n_{\text{crit}}}} dr - \frac{\pi}{2}, \quad (4)$$

де  $n_{\text{crit}}$  – значення критичної густини для зондуєчої хвилі;  $n(r)$  – густина плазми в точці  $r$ ;  $\omega$  – частота зондуєчої хвилі;  $c$  – швидкість світла. Максимальний радіус плазмового прошарку з критичною густиною  $n_{\text{crit}} \geq 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , знайдений з обробки експериментальних результатів, становить 3,6–4,2 см. Швидкість збільшення радіуса плазмового шару до максимального значення знаходиться на рівні  $(5\text{--}15) \cdot 10^3 \text{ см/с}$ . Визначення радіального профілю густини виконували в вигляді (3) в околиці відсічки хвилі  $\lambda = 8 \text{ мм}$ , в момент якої  $n_p = n_{\text{crit}}$ . Ця величина може бути менша за  $n_{\text{crit}}$  на (10–20)% внаслідок рефракції зондуєчого потоку. Беручи це до уваги, при зміні густини в інтервалі  $0\text{--}n_{\text{crit}}$  фазовий зсув зондуєчої хви-

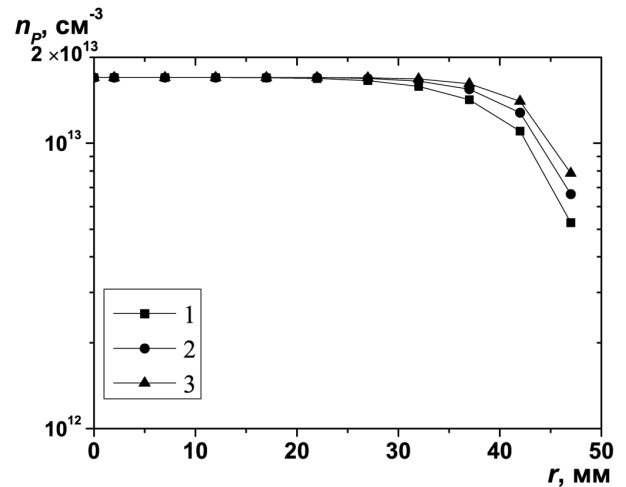


Рис. 6. Радіальний розподіл електронної густини плазми ( $U_H = 1,5 \text{ кВ}$ ;  $p = 2 \cdot 10^{-3} \text{ Торр}$ ). Суміш Ar-Ti: 1 –  $U_{\text{dis}} = 3,2 \text{ кВ}$  ( $\gamma=6$ ); 2 –  $U_{\text{dis}} = 3,5 \text{ кВ}$  ( $\gamma=8$ ); 3 –  $U_{\text{dis}} = 3,8 \text{ кВ}$  ( $\gamma=10$ )

лі з врахуванням (3) дорівнюватиме:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\Phi}{2\pi} &= \frac{2r_{\text{max}}}{\lambda} \times \\ &\times \sqrt{1 - \int_0^1 \left[ 1 - \frac{n_{\text{max}}}{n_p} \left[ 1 - \left( \frac{r}{r_{\text{max}}} \right)^\gamma \right] \right] d \frac{r}{r_{\text{max}}}} = \\ &= \frac{2r_{\text{max}}}{\lambda} \frac{\gamma}{\gamma + 2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Як видно,  $(\Delta\Phi/2\pi) \rightarrow (2r_{\text{max}}/\lambda)$  із зростанням  $\gamma$ , тобто при наближенні профілю до рівномірного. На рис. 6 профілі одержано описаним вище методом і представлено для моменту початку проходження хвилі 8 мм при різних напругах розряду, яке настає при різних  $t$ . Зі зростанням  $U_{\text{dis}}$  показник  $\gamma$  змінювався в інтервалі 6–10. Таким чином, отримані експериментально профілі просторового розподілу густини плазми прийнятні з погляду досягнення максимальної продуктивності сепараційного пристрою. Аналогічні результати для плазми на моногазах було отримано в [19].

За допомогою кореляційної рефлектометрії визначено швидкість обертання плазми у прошарку з густиною  $n_p \geq n_{\text{crit}}$  [9, 20]. У загальному вигляді швидкість пологої обертання плазми знаходиться із співвідношення

$$v = \frac{\Delta l}{\Delta t} = \frac{\left( \frac{\Delta\varphi(r_1+r_2)}{2} \right)}{\Delta t}, \quad (6)$$

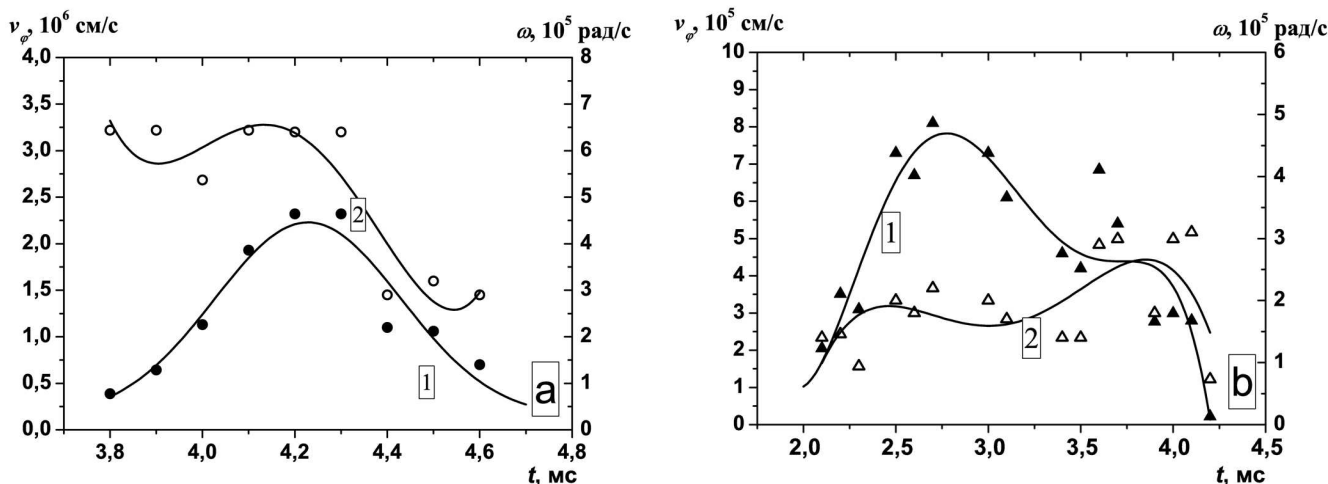


Рис. 7. Залежність швидкості і частоти обертання прошарку плазми з  $n_p \geq 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  у часі: 1 – швидкість обертання (●, ▲); 2 – частота обертання (○, △); а – Ar+Ti (●, ○); б – Kr-Xe-N<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>+Ti (▲, △)

де  $\Delta\varphi$  – кутова відстань між точками прийому відбитої хвилі;  $r_1$  і  $r_2$  – положення шару, яке визначається за фазовим зсувом відбитої хвилі, у випадку профілю з круговою симетрією  $r_1 = r_2$ ;  $\Delta t$  – це або часове зміщення максимуму взаємнокореляційної функції (ВКФ), або період автокореляційної функції (АКФ). Період АКФ відповідає тривалості одного оберту плазмового прошарку. Відмінність між режимами АКФ і ВКФ полягає в тому, що тільки в режимі ВКФ можливе визначення напрямку обертання плазмового шару. Локація плазми проводиться звичайною хвилею однієї і тієї ж частоти, а її відбиття відбувається від шару з однаковою електронною густиною. Метод не дозволяє розділити швидкості обертання окремих компонент плазми з різними масовими числами. Використовуючи набір ВКФ і АКФ і значення радіуса шару, визначено швидкість і частоту обертання плазми у схрещених  $E$  і  $H$  полях (рис. 7). Напрямок обертання плазмового прошарку, визначений на електронному рівні по зміщенню максимуму взаємнокореляційної функції, не збігається з напрямом циклотронного обертання іонів. Максимальна швидкість обертання становила для сумішей: Ar+Ti –  $2,3 \cdot 10^6$  см/с; Kr-Xe-N<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>+Ti –  $8,1 \cdot 10^5$  см/с. В умовах експерименту ларморовський радіус іонів з Ti  $\sim 1-10$  eV не перевищує виміряного радіуса плазмового шару з  $n_p \geq 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Варто відзначити, що швидкість на периферії плазмового шнура, а також поблизу катодів, обмежена критичною швидкістю [21], зумовленою взаємодією з нейтральними атомами. Значення критичної швидкості визначені із співвідношення  $v_c = (2e\varphi_i/m_i)^{1/2}$  ( $\varphi_i$  – потенціал іонізації) для Ar,

Kr, відповідно, дорівнюють  $8,7 \cdot 10^5$  см/с;  $5,6 \cdot 10^5$  см/с. Перевищення критичної швидкості можливо за умови 100%-ної іонізації, що і спостерігається у експерименті.

Під впливом схрещених електричного і магнітного полів частинки піддаються дії різних сил. Зокрема, в радіальному напрямку, тобто напрямку, перпендикулярному осі обертання частинки, цими силами є: відцентрова сила  $F_c$ , яка викликана рухом частинки; електрична сила  $F_E$ , яка додається до частинки електричним полем  $E_r$ ; і магнітна сила  $F_B$ , що додається до частинки магнітним полем  $B_z$ . Зазначені сили можна виразити так:  $F_c = mv_\varphi^2/r$ ;  $F_E = eE_r$ ;  $F_B = ev_\varphi B_z$ , де  $m$  – маса частинки,  $r$  – поперечний розмір плазмового прошарку,  $v_\varphi$  – швидкість обертання,  $E_r$  – напруженість радіального електричного поля,  $B_z$  – індукція магнітного поля. У відбивному розряді (розряді Пеннінга) електричне поле направлене радіально всередину, тобто відбувається збільшення позитивної напруги зі збільшенням відстані до осі. За таких умов електрична сила протидіятиме відцентровій силі, що впливає на частинку. У стаціонарному стані швидкість електронів та іонів визначається за умови рівноваги:

$$\frac{mv_\varphi^2}{r} - eE_r - ev_\varphi B_z = 0. \tag{7}$$

Звідси випливає, що швидкість обертання для електронної компоненти плазми визначається як  $v_\varphi = -E_r/B_z$ , а для іонів з урахуванням відцентрової си-

ли [22]:

$$v_{\varphi} = \frac{r\omega_{ci}}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{4eE_r}{\omega_{ci}rB_z}} \right), \quad (8)$$

де  $\omega_{ci}$  – циклотронна частота. Звідси можна оцінити величину напруженості радіального електричного поля у плазмі, яка для досліджуваних сумішей знаходиться в діапазоні 22–140 В/см (Ar+Ti), 1–30 В/см (Kr–Xe–N<sub>2</sub>–O<sub>2</sub>+Ti) залежно від умов розряду.

У плазмі, що обертається, можливе також просторове розділення іонів за рахунок відцентрових ефектів. Рухаючись по азимуту, частинки знаходяться під впливом відцентрової сили, внаслідок чого виникає відцентровий дрейф. Під дією відцентрової сили іони різних мас матимуть різні швидкості уздовж азимута. Це приведе до того, що легкі іони будуть рухатись до центра, тоді як важкі іони зміщуватимуться до периферії. Обидва потоки будуть однаково рівні. Сепарація іонів відбуватиметься доти, доки відцентрова сила, що діє на одиницю об'єму, не урівноважиться градієнтом тиску. Коефіцієнт розділення  $a$ , який визначається відношенням кількості частинок речовини, що розділяється, на периферії і в центрі плазмового стовпа, згідно з [23] обчислюється за формулою

$$a = \exp \left( \frac{\Delta m v_{\varphi}^2}{2kT} \right), \quad (9)$$

де  $\Delta m$  – різниця мас елементів (ізоотопів), що виділяються,  $v_{\varphi}$  – швидкість обертання,  $T$  – температура плазми,  $k$  – стала Больцмана. Температуру плазми визначали раніше і одержали такі результати по її компонентам:  $T_e \leq 10$ –20 еВ,  $T_i \leq 1$ –2 еВ при  $n_p \sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Використовуючи експериментально отриману швидкість обертання плазми (рис. 7) і приймаючи для оцінки мінімального значення коефіцієнта розділення  $T_i \sim 10$  еВ, отримуємо величину коефіцієнта  $a$  розділення частинок плазми для сумішей Ar–Ti  $\sim 9$ ; Kr–Ti  $\sim 4$ .

На розпадній фазі розряду, визначивши часову залежність середньої густини плазми і функцію розподілу густини по радіусу, можна знайти коефіцієнт рекомбінації  $\alpha_r$ . Рівняння для зміни густини частинок у часі можна записати у вигляді

$$\frac{dn(r,t)}{dt} = D\Delta n(r,t) - \alpha_r n^2(r,t), \quad (10)$$

де  $D\Delta n(r,t)$  – втрати за рахунок дифузії,  $\alpha_r n^2(r,t)$  – втрати за рахунок рекомбінації.

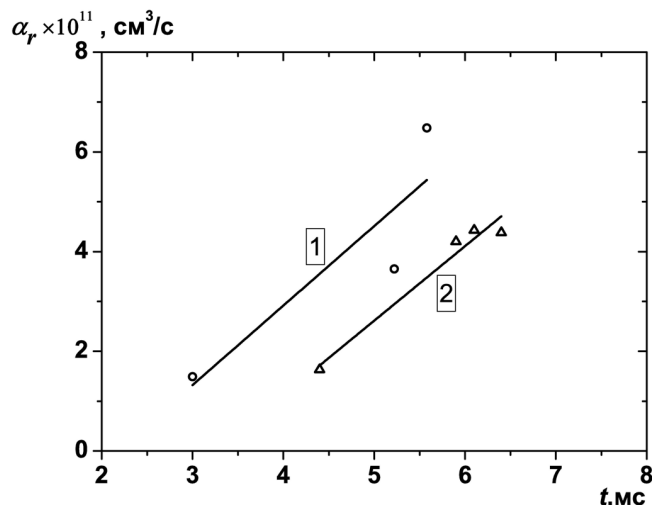


Рис. 8. Зміна коефіцієнта рекомбінації в часі: 1 – Ar+Ti (о); 2 – Kr–Xe–N<sub>2</sub>–O<sub>2</sub>+Ti (Δ)

Якщо дифузія відсутня, то зменшення густини з часом за рахунок рекомбінації описується як:

$$n^e(r,t) = \frac{n_0^e(r)}{\alpha_r t n_0^e(r) + 1}, \quad (11)$$

де  $n_0^e(r)$  – розподіл густини в початковий момент часу (наприклад, момент початку проходження зондуючого сигналу). Це ж співвідношення справедливе і для середньої по радіусу густини:

$$n^e(t) = \frac{n_0^e}{\alpha_r t n_0^e + 1}. \quad (12)$$

Залежність оберненої величини густини плазми  $1/n_p$  від часу (див. рис. 3) вказує на те, що на початковій стадії розпаду плазми (часовий інтервал від 4 до 5,5 мс Ar+Ti, та від 4 до 7,5 мс (Kr–Xe–N<sub>2</sub>–O<sub>2</sub>+Ti)) вона відповідає лінійному закону змінення. У часовому інтервалі 5,5 – 13 мс (Ar+Ti) і 7,5 – 14 мс (Kr–Xe–N<sub>2</sub>–O<sub>2</sub>+Ti) зміна величини  $1/n_p$  відбувається за експоненціальним законом. Згідно з [24] це свідчить про те, що протягом першого часового інтервалу у витратному процесі переважає рекомбінація. Для другого інтервалу характерний інший механізм витрат – починає переважати дифузія. Обчислена за формулою (10) часова залежність коефіцієнта рекомбінації наведена на рис. 8.

#### 4. Висновок

Проведено дослідження параметрів густої ( $n_p \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) багатокомпонентної плазми в умовах імпульсного відбивного розряду помірної потужності ( $U_{\text{dis}}=3,5 \text{ кВ}$ ,  $I_{\text{dis}}=1,7 \text{ кА}$ ,  $W \sim 6 \text{ МВт}$ ,  $Q = 6 \text{ кДж}$ ) при питомому енерговнеску на одиницю об'єму плазми  $\leq 0,58 \text{ Дж см}^{-3}$ .

Визначено такі параметри і характеристики утвореної багатокомпонентної плазми в розряді:

1. Часова залежність густини багатокомпонентної плазми на всіх стадіях розвитку розряду (зростання, існування, спаду).

2. Масово-елементний склад утвореної плазми, що містить іони і атоми Ag, Ti, N, O, C, Fe, Cr, OH.

3. По відбиттю однієї НВЧ хвилі і зміні середньої густини електронної компоненти плазми, визначеної на іншій частоті (хвилі), а також по зміні середньої густини на різних хордах визначено профіль радіального розподілу електронної густини плазми. При цьому розподіл електронної густини плазми по радіусу відповідає степеневій функції (3), показник степеня  $\gamma$  якої, залежно від параметрів розряду, змінюється від 6 до 10.

4. За допомогою рефлектометра при локації плазми звичайною хвилею на тій самій частоті і відбиття від шару з однаковою електронною густиною, визначено швидкість і частоту обертання плазмового прошарку з  $n_p \geq n_{\text{crit}}$ . На підставі цього оцінено величину напруженості радіального електричного поля у плазмі.

5. З урахуванням дії відцентрової сили проведено оцінку коефіцієнта розділення  $a$  частинок плазми, величина якого для суміші Ag-Ti  $\sim 9$ ; Kr-Ti  $\sim 4$ .

6. На початковій стадії розпаду густини плазми в розряді визначено коефіцієнт рекомбінації  $\alpha_r$ , величина якого  $\approx (1,5-6,5) \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ .

1. В.М. Жданов, *Явления переноса в многокомпонентной плазме* (Энергоиздат, Москва, 1982).
2. В.М. Жданов, *Процессы переноса в многокомпонентной плазме* (Физматлит, Москва, 2009).
3. M. Bakhtiari, H. Tamai, Y. Kawano *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 318 (2005).
4. Є.І. Скібенко, Ю.В. Ковтун, В.Б. Юферов, Пат. UA24729 Україна, Опубл. 10.07.2007, № 10 (2007).
5. Є.І. Скібенко, Ю.В. Ковтун, А.І. Скібенко, В.Б. Юферов, Пат. UA38780 Україна, Опубл. 12.01.2009, № 1 (2009).
6. Ю.В. Ковтун, Є.І. Скібенко, В.Б. Юферов, Ядерні та радіаційні технології **7**, 72 (2007).
7. E.I. Skibenko, Yu.V. Kovtun, and V.B. Yuferov, Ukr. J. Phys. **53**, 361 (2008).
8. А.А. Андреев, Л.П. Саблев, В.М. Шулаев, С.Н. Григорьев, *Вакуумно-дуговые устройства и покрытия* (НИЦ ХФТИ, Харьков, 2005).
9. O.S. Pavlichenko, A.I. Skibenko, I.P. Fomin *et al.*, in *Proceedings of the 5-th International Workshop on Reflectometry* (Tokyo, Japan, 2001), p. 85.
10. A.I. Skibenko, A.V. Prokopenko, V.L. Berezhnyj *et al.*, J. Probl. At. Sci. Technol. Ser. Plasma Phys. No. 1, 43 (2009).
11. Е.И. Скибенко, Вопросы атомной науки и техники. Серия: Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники (18), **6**, 35 (2009).
12. E.I. Skibenko, V.B. Yuferov, I.V. Buravilov, Yu.V. Kovtun, and A.N. Ponomaryov, Ukr. J. Phys. **53**, 356 (2008).
13. C.F. Barnett, J.A. Ray, E. Ricci *et al.*, *Atomic Data For Controlled Fusion Research* (Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, USA, 1977).
14. M.A. Lennon, K.L. Bell, H.B. Gilbody *et al.*, J. Phys. Chem. Ref. Data **17**, 1285 (1988).
15. M.J. Higgins, M.A. Lennon, J.G. Hughes *et al.*, *Atomic and Molecular Data for Fusion, Part 3. Recommended Cross Sections and Rates for Electron Impact Ionization of Atoms and Ions: Copper to Uranium. Culham Laboratory Report, CLM-R294* (Culham Laboratory, Abingdon, UK, 1989).
16. Я.Б. Файнберг, Атомная энергия **11**, 313 (1961).
17. Л.О. Душин, В.І. Кононенко, Р.І. Ковтун та ін., УФЖ **8**, 740 (1963).
18. Л.О. Душин, В.І. Кононенко, Р.І. Ковтун та ін., УФЖ **10**, 977 (1965).
19. E.I. Skibenko, Yu.V. Kovtun, A.I. Skibenko *et al.*, Techn. Phys. **54**, 1380 (2009).
20. А.І. Скібенко, В.Л. Очеретенко, В.Л. Бережний и др., УФЖ **46**, 443 (2001).
21. B. Lehnert, Nucl. Fusion **11**, 485 (1971).
22. А.Б. Михайловский *Теория плазменных неустойчивостей* (Атомиздат, Москва, 1977), Т. 2.
23. M. Krishnan, Phys. Fluids **26**, 2676 (1983).



24. Дж. Хастед, *Физика атомних столкновений* (Мир, Москва, 1965).

Одержано 06.05.10

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ  
МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ  
В ИМПУЛЬСНОМ ОТРАЖАТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ

*Ю.В. Ковтун, А.И. Скибенко, Е.И. Скибенко, Ю.В. Ларин,  
А.Н. Шаповал, Е.Д. Волков, В.Б. Юферов*

Резюме

Проведено исследование параметров плотной ( $10^{13}$ – $10^{14}$  см $^{-3}$ ) газометаллической многокомпонентной плазмы импульсного отражательного разряда умеренной мощности ( $W \leq 10$  МВт). Определены динамика плотности плазмы во времени, массово-элементный состав созданной плазмы, профиль радиального распределения электронной плотности, скорость и частота вращения плазменного слоя с  $n_p \geq n_{\text{crit}}$ , величина напряженности радиального электрического поля, коэффициент рекомбинации на стадии распада плотности плазмы в разряде, оценена величина коэффициента разделения частиц плазмы.

STUDY OF MULTICOMPONENT PLASMA PARAMETERS IN  
THE PULSED REFLEX DISCHARGE

*Yu.V. Kovtun, A.I. Skibenko, E.I. Skibenko, Yu.V. Larin,  
A.N. Shapoval, E.D. Volkov, V.B. Yuferov*

National Science Center  
“Kharkov Institute of Physics and Technology”,  
Nat. Acad. of Sci. of Ukraine  
(1, Akademichna Str., Khar'kov 61108, Ukraine;  
e-mail: Ykovtun@kipt.kharkov.ua)

S u m m a r y

Parameters of a dense ( $10^{13}$  –  $10^{14}$  cm $^{-3}$ ) multicomponent gas-metal plasma in the pulsed reflex discharge with a moderate power ( $W \leq 10$  MW) have been studied. The dynamics of the plasma density in time, the mass-element composition of the plasma generated, the radial distribution of the electron density in plasma, the rotation velocity and the rotation frequency of a plasma layer with  $n_p \geq n_{\text{crit}}$ , the radial electric field strength, and the recombination factor at the stage of plasma density decay in the discharge have been determined. The plasma particle separation factor has been evaluated.