

В.А. ЖОВТЯНСЬКИЙ,¹ О.В. АНІСІМОВА²¹ Інститут газу НАН України

(Вул. Дегтярівська, 39, Київ 03113; e-mail: zhovt@ukr.net)

² НТУУ "Київський політехнічний інститут"

(Просп. Перемоги, 37, Київ 03056)

РОЛЬ ПРИАНОДНИХ ПРОЦЕСІВ В ЕНЕРГЕТИЦІ ЖЕВРІЮЧОГО РОЗРЯДУ

УДК 537.525; 533.9

Проаналізовано роль прианодних процесів у формуванні самоорганізованої структури жевріючого розряду (ЖР) на прикладі сферичного діода. Його особливість, як і короткого плоского діода – відсутність позитивного стовпа. Дослідження виконане методом чисельного експерименту, результати якого порівнюються з вимірюваннями вольт-амперних характеристик ЖР та напруженості електричного поля зондовим методом. Показано, що граничні умови на аноді повинні формулюватися з урахуванням можливості формування прианодного скачка потенціалу. Це значно зменшує розрахункове падіння потенціалу на діоді, що відповідає експериментальним результатам.

Ключові слова: жевріючий розряд, сферичний діод, короткий діод, електричне поле, прианодні процеси, гідродинамічна модель, вольт-амперні характеристики.

1. Вступ

На важливе значення прианодних явищ щодо оптимізації процесів у короткому діоді – моделі термоемісійного перетворювача теплової енергії в електричну – вказував ще в 1971 р. основоположник Київської школи фізичної електроніки та фізики плазми Н.Д. Моргуліс [1]. Дійсно, величина та знак прианодного скачка потенціалу (іншими словами – анодного падіння, скорочено – АП) може змінювати кінцеву напругу на перетворювачі, а відтак – ефективність його роботи.

У наукових публікаціях раннього періоду (див. [2 (§58, 59)]) природу та величину АП пояснювали переважно на основі співвідношення між здатністю плазми забезпечувати струм на аноді за рахунок хаотичного потоку електронів $I_c \sim 0,25eN_e v_e S$ та величиною розрядного струму I , який відбирається з анода в зовнішнє електричне поле (тут e – заряд електронів, N_e – їхня концентрація, а v_e – середня швидкість, S – площа по-

верхній анода з боку розряду). Якщо $I_c > I$, то виникає від'ємне (гальмівне для електронів) АП, яке затримує частину хаотичного потоку електронів із плазми за аналогією з роботою електричного зонда в плазмі. В протилежному випадку виникає позитивне АП, яке забезпечує додаткову генерацію заряджених частинок, достатню для компенсації різниці $(I - I_c)$.

В експериментальних дослідженнях [3, 4] було встановлено, що в умовах жевріючого розряду (ЖР), зокрема – в азоті, прианодні явища можуть реалізуватися у формі анодних плям. У роботі [3], де ЖР генерувався в трубці зі змінною відстанню L між катодом та анодом, анодні плями спостерігались в діапазоні тиску $p = 0,4\text{--}14$ Торр. Найлегше вони виникали в умовах, коли відстань L відповідала початку формування позитивного стовпа (ПС). Навпаки, коли анод пересувався в область фарадеевого темного простору (ФТП), вони поступово зникали.

Дослідження [4] виконане в умовах сферичного ЖР, де зовнішня сфера з радіусом 26,7 см бу-

ла катодом, а внутрішня сфера із міді діаметром 5,1 см – анодом. Така геометрія ЖР вибрана спеціально для оптимального формування та досліджень анодних плям. Автори вказують, що мідний анод завжди був вкритий однорідним розрядом при всіх тисках $p > 1,5$ Торр і розрядних струмах $I_d \leq 500$ мА. При зростанні тиску або зменшенні струму область примикання розряду до аноду тьмяніла та приймала дифузний характер. В умовах розряду в азоті анодні плями ніколи не з'являлись при $p > 1,5$ Торр при всіх доступних розрядних струмах. Вони починали спостерігатись при $p = 1,25$ Торр та $I = 420$ мА.

У дослідженнях останніх десятиліть (див., наприклад, [5–7]) проведено детальне моделювання процесів у власне АП, яке враховує баланс генерації та втрат заряджених і нейтральних частинок у резонансному та метастабільному станах на поверхнях анода та бокових стінках розрядної трубки ЖР, що обмежує позитивний стовп (та зумовлює його існування).

2. Робоча гіпотеза

Раніше нами досліджувалися експериментально [8] та чисельним методом [9, 10] фізичні процеси в сферичному газонаповненому діоді з точки зору оптимізації процесів азотування (одного з методів модифікації поверхні) металевих виробів, яке здійснюється в азотовмісній атмосфері в умовах ЖР (див. також [11]). Технологічно ця атмосфера створюється в металевій камері (з віконцями для спостережень) вакуумної установки, яка є анодом. Катод – предметний столик у центрі камери та деталі на ньому, поверхня яких підлягає модифікації. В наших дослідженнях ефективний радіус камери-анода $r_a \sim 20\text{--}33$ см є набагато більшим, ніж ефективний радіус поверхні столика та деталей-катода $r_k \sim 2$ см [8]. Це дозволяє моделювати ЖР як сферичний [9]. Оскільки $r_a \gg r_k$, то розряд є довгим у геометричному сенсі, проте в ньому відсутні поперечні ефекти, які визначають структуру ПС ЖР у довгій циліндричній трубці. Вважається, що в сферичному розряді область ФТП простягається до анода [12 (с. 346), 13 (с. 547)]. Дійсно, з фізичної точки зору необхідності у виникненні ПС у цьому випадку не має, оскільки його роль у звичайних розрядах полягає в компенсації втрат заряджених частинок у радіально-

му напрямку на стінках трубки. Вона забезпечується іонізацією плазмоутворюючої сполуки в позовжньому електричному полі ПС для забезпечення проходження розрядного струму.

Візуально ЖР має вигляд випромінюючої прикатодної області з максимумом інтенсивності на відстані 2–3 см від катода, яка включає власне класичний катодний шар та зону негативного світіння. Далі ця область переходить у ФТП, який простягається аж до поверхні анода. Оскільки далі мова йтиме про прианодні процеси, то необхідно зауважити, що – знову ж таки візуально – в умовах експерименту будь-яких особливостей щодо випромінювання на границі ФТП та поверхні камери-анода не спостерігалось, як не спостерігались й анодні плями.

Чисельне моделювання процесів у власне АП у цій роботі здійснювалось для сферичного діода, наповненого азотом у діапазоні тисків $p = 0,4\text{--}2$ Торр при розрядних струмах $I = 10\text{--}200$ мА. Радіус катода становив $r_k = 1,5$ см, анода – $r_a = 20$ см. Температура газу в розряді приймалась, як правило, $T = 300$ К. Розрахунки здійснювались відповідно до стандартної гідродинамічної моделі ЖР [14, 15]. Граничні умови для неї обґрунтовані в роботі [14] для ЖР при $p = 5$ Торр у короткому плоскому діоді (в якому катод та анод настільки близькі між собою, що ПС є відсутнім). Вважається, що на аноді відсутній йонний струм; задається також напруга на ньому. В роботі [15] аналогічна модель використана для осесиметричного довгого ЖР між плоскими електродами при тому ж тиску 5 Торр, в якій у розгляд включалась також область ПС.

Серед результатів розрахунків [9, 10] привертає увагу значний рівень падіння потенціалу на частині розряду за межами прикатодної області, величина якого може складати до половини загального падіння напруги на розрядному проміжку залежно від режиму підтримання ЖР. Формально це виглядає як існування протяжної області ПС з властивим йому електричним полем, що практично не залежить від прикатодних процесів. Проте його існування суперечить результатам експериментального визначення розподілу потенціалу вздовж радіуса діода зондовим методом [16], які не фіксують тут помітного електричного поля.

Робочою гіпотезою для пояснення цього ефекту може бути та обставина, що в постановці задачі

[9, 10] існування значного поля за межами прикатодної області в міжелектродному проміжку необхідне для генерування тут заряджених частинок, йонна компонента яких забезпечує компенсацію значного об'ємного заряду, зумовленого електронною компонентою розрядного струму. Можна очікувати, що врахування можливості утворення АП в ЖР “забезпечить” генерування заряджених частинок у прианодному шарі при невеликих затратах електричної енергії. Впорскування йонів з цього шару в міжелектродний проміжок компенсує об'ємний заряд та усуне необхідність існування тут значного електричного поля.

Для уточнення ролі прианодних процесів на цьому етапі ми скористались методом чисельного експерименту з урахуванням, фактично, принципу мінімуму потужності для газового розряду [17]. При цьому як гранична умова задається величина напруженості електричного поля на аноді E_A , яка може варіюватись. Постановка такого експерименту стала можливою завдяки ефективності обчислювального процесу для математичної моделі ЖР у роботах [9, 10]. Він ґрунтується на методі продовження розв'язку по параметру (так званому методі квазілінеаризації) та дозволяє з позицій єдиної моделі доволі швидко визначати розподіл основних параметрів розряду вздовж усього розрядного проміжку [18].

3. Постановка задачі

Вивчається вплив прианодних процесів на формування самоорганізованої просторової структури ЖР між двома концентричними сферами, внутрішня з яких є катодом, а зовнішня – анодом. Дослідження проводяться на основі гідродинамічної моделі, яка тут є достатньою для виявлення суті ефекту АП у сферичному ЖР.

Розглядається система рівнянь для потоків заряджених частинок з урахуванням дрейфової та дифузійної складових і рівняння Пуассона для напруженості електричного поля. В сферичній системі координат з урахуванням симетрії задача має вигляд [9, 10]:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 J_e) - \alpha(E) J_e = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 J_i) + \alpha(E) J_e = 0, \quad (1b)$$

$$-D_e \frac{dN_e}{dr} + \mu_e N_e E = J_e, \quad (2a)$$

$$D_i \frac{dN_i}{dr} + \mu_i N_i E = J_i, \quad (2b)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 E) = \frac{e}{\epsilon_0} (N_e - N_i), \quad (3)$$

де J_e та J_i – абсолютні значення густини потоків електронів та йонів, а, відповідно, повний розрядний струм

$$I = 4\pi r^2 e (J_e + J_i). \quad (4)$$

Тут $E = -E_r$, де E_r – проекція напруженості електричного поля на радіальний напрямок); N_e , D_e , μ_e , N_i , D_i та μ_i – концентрації, коефіцієнти дифузії та рухливості електронів та йонів, відповідно; $\alpha(E)$ – перший іонізаційний коефіцієнт Таунсенда, e – елементарний заряд, ϵ_0 – діелектрична стала.

Граничними умовами на катоді є:

$$J_e = \gamma J_i, \quad J_i = \frac{1}{1 + \gamma} \frac{j_K}{e}, \quad (5)$$

де γ – коефіцієнт вторинної емісії, j_K – густина струму на катоді.

Оскільки згідно з нашою робочою гіпотезою АП є позитивним та, відповідно, гальмівним для йонів, то вважаємо, що на аноді концентрація і густина потоку йонів становлять:

$$N_{iA} = 0, \quad J_{iA} = 0. \quad (6)$$

Додатково задається значення напруженості поля на аноді E_A , яке може варіюватись:

$$E_A = \text{var}, \quad (7)$$

де var – скорочення від англійського “variable” (змінна величина). Використовується таке співвідношення для першого іонізаційного коефіцієнта Таунсенда

$$\alpha = A p \exp\left(-\frac{B p}{|E|}\right) \text{ см}^{-1}, \quad (8)$$

де p – тиск (Торр), E – напруженість електричного поля (В/см); як і в [9, 10] прийнято, що $A = 12$, $B = 342$. Параметри μ_i , μ_e , D_i , D_e у рівняннях (1) і (2) вважаються незалежними від величини поля, причому коефіцієнти дифузії визначаються як

$$D_e = \mu_e k T_e / e, \quad D_i = \mu_i k T_i / e, \quad (9)$$

де k – стала Больцмана; рухомість заряджених частинок становила $\mu_e = 4,4 \cdot 10^5 p^{-1} \text{ см}^2 \cdot \text{Торр}/(\text{В} \cdot \text{с})$ і $\mu_i = 1,44 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{Торр}/(\text{В} \cdot \text{с})$, температура електронів – $T_e = 11600 \text{ К}$, а йонів та атомів – $T_i = T_a = 300 \text{ К}$. Коефіцієнт вторинної йонно-електронної емісії з катода прийнятий $\gamma = 0,1$.

4. Оцінка напруженості поля на аноді

Для цієї оцінки скористаємось, по-перше, фактом електричної нейтральності плазми в основному об'ємі ЖР:

$$N_i = N_e, \quad (10)$$

та тією обставиною, що в ньому переважає дрейфова складова потоків заряджених частинок, тобто, як це впливає з рівнянь (2),

$$J_i = \mu_i N_i E, \quad (11a)$$

$$J_e = \mu_e N_e E. \quad (11b)$$

Останнє чітко обґрунтовується результатами робіт [9, 10], спеціально орієнтованих на вивчення дифузійних ефектів у ЖР. Виходячи з останніх рівнянь та (4), визначаємо величину йонного струму $I_i = 4\pi r^2 e J_i$ в розрядному проміжку ЖР:

$$I_i = \frac{\mu_i}{\mu_e + \mu_i} I. \quad (12)$$

Саме таке відношення повинне бути забезпечене під впливом АП, виходячи з нашої робочої гіпотези.

Оскільки $\mu_i \ll \mu_e$, то для формування I_i в анодному шарі достатні невелика кількість актів іонізації та, відповідно, електричне поле й величина АП, які можна визначити із таких міркувань [17 (с. 392)]. З рівнянь (16) та (4), маючи на увазі, що поблизу анода відстань r змінюється відносно мало, впливає співвідношення

$$\frac{dI_i}{I - I_i} = -\alpha(E) dr. \quad (13)$$

Для визначення кількості актів іонізації проінтегруємо його від деякого r_0 в області ФТП поблизу анода (точне його положення значення не має, оскільки йонний струм там практично не змінюється, а коефіцієнт Таунсенда в області ФТП $\alpha = 0$) до кінця АП:

$$\int_{\frac{\mu_i}{\mu_i + \mu_e} I}^0 \frac{dI_i}{I - I_i} = - \int_{r_0}^{r_A} \alpha(E) dr. \quad (14)$$

Таким чином, отримуємо середнє число іонізацій електронами в АП, достатнє для забезпечення утвореними йонами квазінейтральності плазми в ФТП:

$$\int_{r_0}^{r_A} \alpha(E) dr = - \ln \left(1 - \frac{\mu_i}{\mu_i + \mu_e} \right) = \ln \left(\frac{\mu_i + \mu_e}{\mu_e} \right) \approx \mu_i / \mu_e. \quad (15)$$

Маючи на увазі перейти в (15) від інтегрування за просторовою координатою до інтегрування по полю, зауважимо, що внаслідок незначної концентрації йонів поблизу анода, рівняння Пуассона (3) в цій області можна записати як

$$\frac{dE}{dr} = \frac{e}{\epsilon_0} N_e. \quad (16)$$

Використовуючи тепер це співвідношення в (15), отримуємо вихідне рівняння для визначення напруженості поля:

$$\int_0^{E_A} \frac{\alpha(E) dE}{\frac{e}{\epsilon_0} N_e} = \frac{\mu_i}{\mu_e}. \quad (17)$$

Нижня межа інтегрування покладається рівною нулю, оскільки для значень поля нижчих, ніж значення поля в ФТП ($E \sim 2-5 \text{ В/см}$), генерація зарядів практично відсутня ($\alpha = 0$).

Для визначення простої оцінки величини електричного поля на аноді “зверху” скористаємось тією обставиною, що залежність (8) для $\alpha(E)$ має різкий, експоненціальний характер. Визначимо таку величину поля E_{Af} , яка не тільки є достатньою для забезпечення умови (17), а й понад це створює такий дифузійний потік електронів $J_{e \text{ dif}}$, направлений до катода (в протилежний бік від дрейфової складової потоку $J_{e \text{ dr}}$), який є значно більшим, ніж J_e . У цьому випадку вдається отримати простий кінцевий вираз, оскільки справедливим є співвідношення $J_{e \text{ dr}} \approx J_{e \text{ dif}} \gg J_e$; відповідно, можна прирівняти дифузійний та дрейфовий потоки:

$$D_e \frac{dN_e}{dr} = \mu_e N_e E. \quad (18)$$

Інтегруємо це рівняння уздовж області АП, попередньо підставивши в нього значення N_e з (16):

$$D_e \int_{N_{e0}}^N \frac{dN_e}{dr} = \mu_e \frac{\epsilon_0}{e} \int_0^E E \frac{dE}{dr}.$$

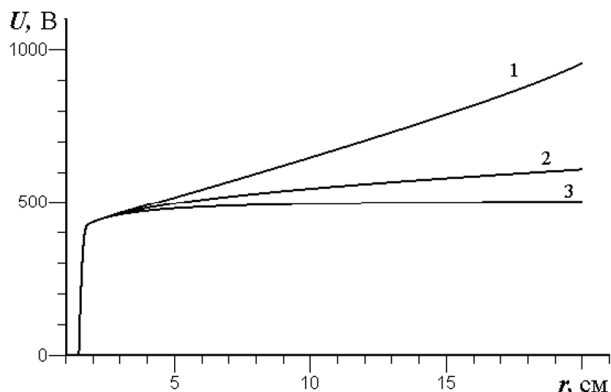


Рис. 1. Просторовий розподіл потенціалу U в міжелектродному проміжку сферичного ЖР: 1 – без урахування АП, 2 і 3 – з урахуванням АП при напруженості поля на аноді E_A^* і E_{Af} , відповідно. Розрядний струм $I = 100$ мА, тиск $p = 150$ Па

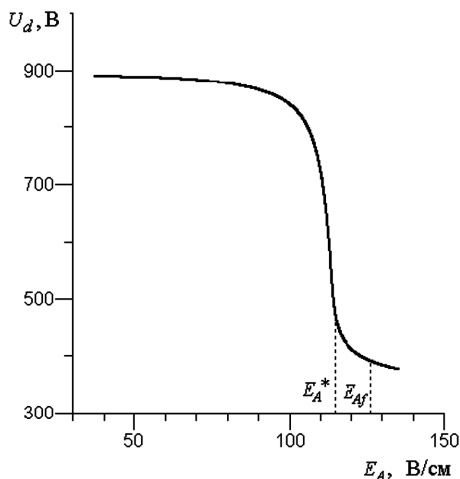


Рис. 2. Залежність напруги U_d між електродами ЖР від напруженості поля на аноді E_A . Розрядний струм $I = 100$ мА, тиск $p = 150$ Па

Виконуючи операцію інтегрування, визначаємо зв'язок між напруженістю поля і концентрацією електронів поблизу анода:

$$N_e = N_{e0} + \frac{\epsilon_0 \mu_e}{e 2D_e} E^2, \quad (19)$$

де N_{e0} – величина, порядок якої відповідає концентрації електронів в області ФТП.

Підстановка в рівняння (17) виразів для першого іонізаційного коефіцієнта (8) і для концентрації електронів (19) (у якому нехтуємо величиною N_{e0}) дає можливість визначити шукане значення

напруженості поля на аноді. Дійсно:

$$\int_0^{E_{Af}} \alpha(E(r)) dr = \int_0^{E_{Af}} \frac{2D_e A}{\mu_i B} \exp\left(-\frac{B_p}{|E|}\right) d\left(-\frac{B_p}{E}\right) = \frac{2D_e A}{\mu_i B} \exp\left(-\frac{B_p}{E_A}\right) = \frac{\mu_i}{\mu_e},$$

звідки

$$E_{Af} = \frac{B}{\ln\left(\frac{2D_e A}{\mu_i B}\right)} p. \quad (20)$$

На рис. 1 наведено приклади розрахункових залежностей розподілу потенціалу від просторової координати в сферичному ЖР. Перш за все привертає увагу те, що визначений згідно з [9, 10] результат, який відповідає граничній умові на аноді $dN_e/dr = 0$ (крива 1), свідчить про те, що за межами прикатодного шару є значне зростання потенціалу $\Delta U \sim 500$ В, яке може сягати половини загального падіння напруги на розрядному проміжку. Саме воно надає цій області формальної подібності властивостям “позитивного стовпа”, в якому генеруються йони для компенсації об’ємного заряду. Проте існування такої області суперечить зондовим результатам вимірювання просторового розподілу потенціалу [16, 19].

Якщо ж у розрахунках покласти величину поля на аноді E_{Af} згідно з (20), то досягається істотне зменшення падіння напруги в області ФТП до рівня $\Delta U \sim 50$ В (крива 3), тобто на порядок менше, ніж без урахування АП. Утворення йонів при цьому локалізується в області АП.

5. Деталізація процесів в області АП

Для подальшої оптимізації режиму роботи діода досліджувалась залежність напруги на розрядному проміжку U_d від величини поля на аноді E_A , характерний вигляд якої наведено на рис. 2. Спочатку при збільшенні E_A величина U_d змінюється мало. При досягненні деякого критичного значення поля напруга на електродах різко зменшується; подальше збільшення E_A супроводжується невеликим спадом напруги, проте мінімум цієї кривої не спостерігається. Математично в ролі характерного значення електричного поля на аноді в АП вибрана точка E_A^* перегину (найбільшої крутизни) першої похідної залежності $U_d(E_A)$. На рис. 1

продемонстровано залежність розподілу потенціалу від просторової координати в діоді при цьому значенні поля на аноді (крива 2), яка є проміжною відносно попередніх даних.

Характерне значення поля на аноді E_A^* майже не залежить від величини розрядного струму I . Так, при тиску $p = 150$ Па при варіюванні струму у межах 20–200 мА воно слабо змінюється в межах 113,6–115,3 В/см. Деяке зростання E_A^* із ростом струму можна пояснити збільшенням концентрації носіїв в ФТП (відповідно зростає величина N_{e0} в (19), якою ми нехтуємо).

Величина E_A^* практично лінійно залежить від тиску p (рис. 3). Це відповідає також співвідношенню (20), згідно з яким верхня оцінка характерного значення напруженості на аноді E_{Af} теж пропорційна тиску і не залежить від величини розрядного струму I . Як і слід було очікувати, $E_A^* < E_{Af}$, проте різниця між ними невелика. Наприклад, для тиску $p = 150$ Па і розрядного струму $I = 100$ мА $E_A^* = 114,6$ В/см, а $E_{Af} = 126,4$ В/см.

На рис. 4 і 5 наведені радіальні розподіли напруженості поля E , концентрації електронів N_e та йонів N_i у сферичному діоді залежно від граничних умов на аноді. Вони найбільш наочно демонструють взаємозв'язок ефектів, зумовлених генерацією йонів в області АП під впливом локального електричного поля. При досягненні поля E_A^* на аноді концентрація зарядів помітно зростає (рис. 5, крива 2), а поле в ФТП зменшується на порядок (рис. 4, крива 2) при формуванні в області АП позитивного скачка потенціалу всього на рівні кількох вольт. Товщина області локалізації АП, де зосереджене основне падіння потенціалу, становить $\delta_A = 0,02$ см при тиску 150 Па.

Поблизу анода розподіли поля $E(r)$ і концентрацій $N_e(r)$, $N_i(r)$ для різних значень розрядного струму I практично збігаються.

Як показано на рис. 6, йонний струм I_i , що генерується в АП, виникає безпосередньо в тонкому шарі, що прилягає до анода (криві 2 і 3). В області ФТП йонний струм залишається постійним, його доля I_i/I є близькою до μ_i/μ_e . У випадку $E_A = E_A^*$ (крива 2) $I_i/I = 3,25 \cdot 10^{-3}$ порівняно з $\mu_i/\mu_e = 3,3 \cdot 10^{-3}$. У відсутність АП генерація відбувалась би безпосередньо в ФТП, що відповідало би доволі високому значенню поля в цій області (на рівні 20 В/см).

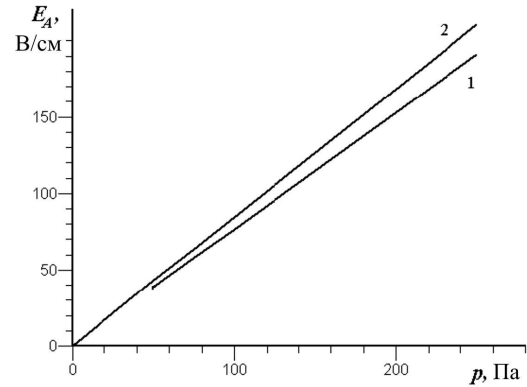


Рис. 3. Залежність характерних значень поля на аноді в АП від тиску: 1 – E_A^* (розрядний струм $I = 100$ мА), 2 – E_{Af}

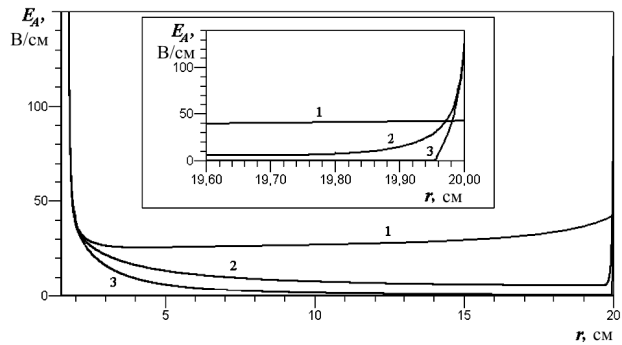


Рис. 4. Просторовий розподіл напруженості поля E в міжелектродному проміжку сферичного ЖР: 1 – без урахування АП, 2 і 3 – з урахуванням АП при напруженості поля на аноді E_A^* і E_{Af} , відповідно. Розрядний струм $I = 100$ мА, тиск $p = 150$ Па

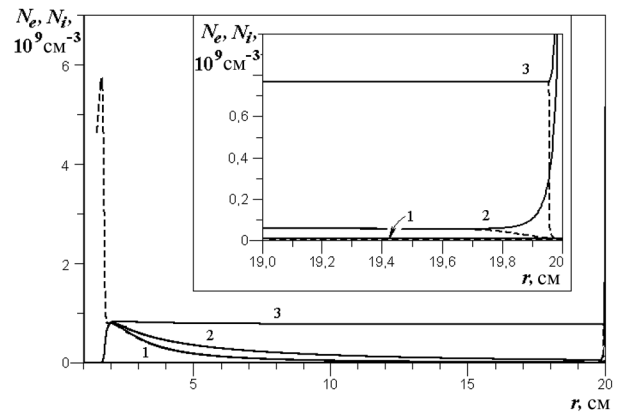


Рис. 5. Просторовий розподіл концентрації електронів N_e (суцільні лінії) та йонів N_i (пунктирні лінії) в розрядному проміжку: 1 – без урахування АП, 2 і 3 – з урахуванням АП при напруженості поля на аноді E_A^* і E_{Af} , відповідно. Розрядний струм $I = 100$ мА, тиск $p = 150$ Па

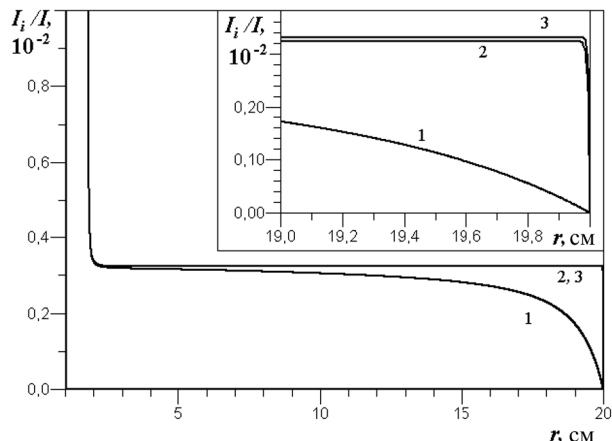


Рис. 6. Частина йонного струму I_i/I в залежності від радіуса в ЖР: 1 – без урахування АП, 2 і 3 – з урахуванням АП при напруженості поля на аноді E_A^* і E_{Af} , відповідно. Розрядний струм $I = 100$ мА, тиск $p = 150$ Па

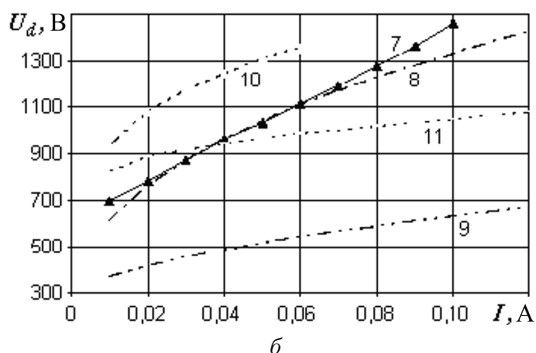
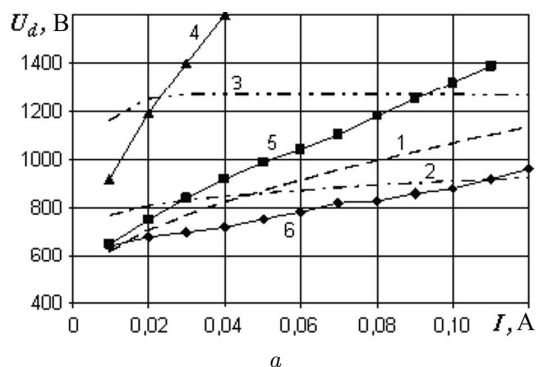


Рис. 7. ВАХ сферичного ЖР ($r_k = 1,5$ см) – експериментальні дані (суцільні лінії) та чисельно визначені (пунктирні лінії): при тисках $p = 50$ (1, 4), 120 (2, 5) і 250 Па (3, 6) у відсутність АП (а) та при тиску 100 Па (б): експеримент (7) та чисельне моделювання з урахуванням АП при $T_K = 800$ К (8) і $T_K = 300$ К (9) та у відсутність АП при $T_K = 800$ К (10) і $T_K = 300$ К (11)

При збільшенні поля на аноді $E_{Af} > E_A^*$, доля йонного струму зростає (може й перевищувати μ_i/μ_e), йонний струм в ФТП залишається постійним, поле в ФТП зменшується, концентрація електронів на аноді та зарядів у ФТП зростає, профіль напруженості поля наближається до лінійного, товщина анодного шару незначним чином зменшується (крива 3).

Необхідно зазначити, що в умовах, характерних для рис. 1–6 (тиск 150 Па, температура 300 К), довжина вільного пробігу електронів $\lambda_e = (\sigma N_g)^{-1}$, де σ – переріз зіткнень, $N_g = 3,62 \times 10^{16}$ см⁻³ – концентрація атомів газу, дорівнює для $\sigma = 3,3 \cdot 10^{-15}$ см² [20] $\lambda_e = 0,0084$ см. За найбільш обережними даними [21] для електронів з енергією 2,8 еВ $\sigma = 2,1 \cdot 10^{-15}$ см², а, значить, $\lambda_e = 0,013$ см. Тим не менше, в обох випадках $\delta_A \geq \lambda_e$.

У випадку $E_A = E_{Af}$ (крива 3) доля йонного струму I_i/I в ФТП може бути як більшою (для малих струмів), так і меншою (для більших струмів), ніж μ_i/μ_e ; проте ці відхилення незначні. Зменшення I_i/I із ростом струму можна пояснити збільшенням концентрації носіїв у ФТП (відповідно зростає N_{e0} , яким ми нехтуємо). Те, що для малих струмів $I_i/I > \mu_i/\mu_e$, можна пояснити впливом наявності йонів в анодній області. Дійсно, в співвідношенні (16) не враховано концентрацію йонів як доданок ($-N_i$) з правого боку. Тому при визначенні градієнта напруженості поля згідно з виразом (17) при переході від аноду до області ФТП знаменник повинен зменшуватись, відповідно інтеграл (кількість активі іонізації) – зростати, що зумовлює зростання йонного струму.

6. Вплив АП на енергетику процесів у ЖР

Як впливає з попереднього розгляду, адекватність урахування ролі прианодних процесів може бути дуже важливим фактором при проектуванні обладнання з використанням ЖР та, зокрема, для обґрунтування найбільш енергетично ефективних режимів функціонування такого обладнання. Для прикладу розглянемо застосування запропонованого підходу стосовно реальної установки для азотування поверхні металевих виробів у плазмі ЖР [8, 22]. У ній розрядна плазма утворювалася в азоті (або суміші N_2 -Ar) при тиску

50–250 Па та струмі розряду $I \leq 120$ мА. Зразки виробів, які підлягали азотуванню, розміщувалися на металевому предметному столику діаметром 5 см (разом вони слугували катодом) в центральній частині вакуумної камери-анода. Процес азотування здійснювався після відкачування камери і попередньої обробки (очищення) поверхні зразків у ЖР в атмосфері чистого аргону. Власне азотування здійснювалося в азоті або його суміші з аргонном. Температура пластини (а також зразків) під час цього процесу підтримувалася в оптимальних для ефективності процесу температурних межах 810–820 К. Їхнє нагрівання досяглося під впливом ЖР, потужність якого саме в технологічному процесі азотування з цих міркувань підтримувалася на постійному рівні $U_d I \sim 60$ Вт. Температура катода контролювалася за допомогою термопар.

ЖР живився випрямленою напругою U до 1500 В; були визначені вольт-амперні характеристики (ВАХ) цього розряду. При кожному з цих вимірів досягалась рівноважна температура катода по відношенню до його джоулевого нагрівання та теплових і радіаційних втрат.

При чисельному моделюванні ця система апроксимувалась як сферичний діод з катодом радіуса $r_k = 1,5$ см і анодом $r_a = 33$ см; її справедливність показана в [9]. У деяких випадках для проведення експериментальних досліджень використовувався також сферичний катод з молібдену.

Сукупність розв'язків системи рівнянь (1)–(4) дозволяє теоретично визначити ВАХ розряду в такому діоді з тими чи іншими граничними умовами та порівняти їх з експериментальними даними. Спершу теоретично визначались ВАХ у випадку стандартних граничних умов (5) і (6), коли останні з них доповнювались умовою $dN_e/dr = 0$ на аноді. Як випливає з рис. 7, а, їхнє порівняння з експериментальними даними свідчить про дуже слабку відповідність між двома групами ВАХ.

Зважаючи на те, що причиною розбіжності могла бути відсутність урахування радіальної неоднорідності температури газу в діоді, зумовленої високою температурою катода, система рівнянь (1)–(4) доповнювалась рівнянням теплопровідності:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \kappa \frac{dT}{dr} \right) = 0, \quad (21)$$

де κ – коефіцієнт теплопровідності [15]:

$$\kappa = \frac{8,334 \cdot 10^{-4}}{\sigma^2 \Omega^{(2,2)}} \sqrt{\frac{T}{M}} \left(0,115 + 0,354 \frac{c_p M}{R} \right); \quad (22)$$

тут M – молярна маса, $\Omega^{(2,2)} = 1,157(71,4/T)^{(0,1472)}$, $\sigma = 3,68$ Å, $R = 8,314$ Дж/(моль · К) – універсальна газова стала.

З урахуванням цього ефекту температура газу в розрядному проміжку змінюється від 800 К на катоді до 400 К на відстані 5 см від нього. Проте урахування цієї температурної неоднорідності не поліпшило відповідності розрахункової ВАХ з експериментально визначеною (рис. 7, б, крива 10).

Радикальним фактором стало урахування впливу АП на характеристики ЖР. При цьому розв'язувалась система рівнянь (1)–(4), (21) з граничними умовами (5)–(7), коли електричне поле на аноді покладалось рівним E_A згідно з (20). Як можна бачити з рис. 7, б порівнянням кривих 7 і 8, у цьому випадку вдається досить реально описати ВАХ ЖР у процесі азотування. Подальшого поліпшення можна досягти додатковим урахуванням зміни поточної температури катода відповідно до зміни потужності зі зростанням (чи зменшенням) напруги U_d на розрядному проміжку.

7. Висновки

Показано, що однією з важливих функцій прианодних процесів у ЖР є компенсація об'ємного заряду в міжелектродному проміжку. Особливо яскраво ця функція проявляється в короткому діоді, де відсутні альтернативні механізми такої компенсації, зумовлені іонізаційними процесами в ПС. За своїми фізичними властивостями до коротких діодів відносяться сферичні діоди незалежно від співвідношення радіусів катода та анода. Дійсно, необхідності у виникненні ПС у цьому випадку не виникає, оскільки його роль у звичайних розрядах полягає в компенсації втрат заряджених частинок у радіальному напрямку на стінках трубки, яка забезпечується іонізацією плазмоутворюючої сполуки в поздовжньому електричному полі ПС для забезпечення проходження струму ЖР.

Визначені основні закономірності формування області АП у сферичному діоді. Показано, що його урахування зумовлює істотне зменшення розрахункового падіння потенціалу на електродах ЖР. Фізичною причиною цього ефекту є генерування

заряджених частинок в АП при невеликих затратах електричної енергії, йонна компонента яких забезпечує компенсацію об'ємного заряду в області ФТП. Відкритим залишається питання щодо відсутності мінімуму функціональної залежності падіння потенціалу на електродах ЖР U_d від електричного поля на аноді в області АП E_A . Імовірно її причиною є те, що в гідродинамічній моделі електрони "не знають", що вони мають обмежені можливості використати свій потенціал в зіткненнях, зважаючи, що ефективна товщина АП є співставною з характерною довжиною вільного пробігу електронів $\delta_A \sim \lambda_e$ та продовжує зменшуватись при зростанні E_A .

Адекватне урахування ролі АП дозволяє оптимізувати моделювання ЖР з точки зору їхнього застосування в технологіях плазмової модифікації поверхні металевих виробів, маючи на увазі досягнення найвищих показників енергоефективності.

Виконання цієї роботи підтримано НАН України (програма "Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій").

1. Н.Д. Моргулис, А.И.Кравченко, В.Я. Черняк, ЖТФ **27**, 2385 (1972).
2. В.Л. Грановский, *Электрический ток в газе. Установившийся ток* (Наука, Москва, 1971).
3. С.Н. Thomas and O.S. Duffendack, Phys. Rev. **35**, 72 (1930).
4. S.M. Rubens and J.E. Henderson, Phys. Rev. **58**, 446 (1940).
5. Ю.Б. Голубовский, В.И. Колобов, Ш.Х. аль-Шават, ЖТФ **58**, 1729 (1988).
6. C. Wilke, H. Deutsch, A. Dinklage, and H. Scheibner, Czech. J. Phys. **48**, 1167 (1998).
7. S. Arndt, F. Sigenege, and R. Winkler, Plasma Chem. Plasma Process. **23**, 439 (2003).
8. О.Г. Дідик, В.А. Жовтянський, В.Г. Назаренко, В.О. Хомич, УФЖ **53**, 481 (2008).
9. В.А. Жовтянський, Ю.І. Лелюх, УФЖ **53**, 495 (2008).
10. В.А. Жовтянський, Ю.І. Лелюх, Письма в ЖТФ **35**, 81 (2009).
11. В.А. Жовтянський, О.В. Анісімова, УФЖ **59**, 1155 (2014).
12. Леб Л. *Основные процессы электрических разрядов в газах* (ГИТТЛ, М.-Л, 1950).
13. Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. *Физика тлеющего разряда* (Лань, СПб., 2010).

14. Ю.П. Райзер, С.Т. Суржиков, ТВТ **28**, 439 (1990).
15. А.С. Петрусев, С.Т. Суржиков, Дж. С. Шенг, ТВТ **44**, 814 (2006).
16. V. Zhovtyansky, V. Khomych, Yu. Lelyukh *et al.*, VI Int. Conf. Plasma Physics and Plasma Technology (Minsk, Belarus, 2009) **1**, 163 (2009).
17. Ю.П. Райзер, *Физика газового разряда* (Наука, Москва, 1987).
18. Ю.І.Лелюх, УФЖ **55**, 1165 (2010).
19. В.А. Хомич, А.В. Рябцев, Е.Г.Дидык и др., Письма в ЖТФ **36**, 91 (2010).
20. А.В. Елецкий, Л.А. Палкина, Б.М. Смирнов, *Явления переноса в слабоионизированной плазме* (Атомиздат, Москва, 1975).
21. A.V. Phelps, J. Phys. Chem. Ref. Data **20**, 557 (1991).
22. V.A. Zhovtyansky, O.V. Anisimova, V.O. Khomych *et al.*, Problems of Atomic Science and Technology No. 1, 95 (2011).

Одержано 08.02.15

В.А. Жовтянський, О.В. Анісімова

РОЛЬ ПРИАНОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ЭНЕРГЕТИКЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Резюме

Анализируется роль прианодных процессов в формировании самоорганизованной структуры тлеющего разряда (ТР) на примере сферического диода. Его особенность, как и короткого плоского диода – отсутствие положительного столба. Исследование выполнено методом численного эксперимента, результаты которого сравниваются с измерениями вольт-амперных характеристик ТР и напряженности электрического поля зондовым методом. Показано, что граничные условия на аноде должны формулироваться с учетом возможности формирования прианодного скачка потенциала. Это значительно уменьшает расчетное падение потенциала на диоде, что соответствует экспериментальным результатам.

V.A. Zhovtyansky, O.V. Anisimova

ROLE OF ANODE PROCESSES IN GLOW DISCHARGE ENERGETICS

Summary

The role of anode processes in the formation of self-organized glow discharge (GD) structure is analyzed in the case of spherical diode, the latter, as well as a short plane diode, being characterized by the absence of a positive column. The results of numerical calculations are compared with the experimental GD current-voltage characteristics and the electric field strength distributions measured by the probe method. It is shown that the boundary conditions at the anode should be formulated with regard for a possibility of a potential drop at the anode. In this case, the calculated diode potential decreases significantly and corresponds to experimentally observed results.