

- [1] Товстюк К.Д., Данилевич–Товстюк К.К., Лукиянець Б.А.// Вісн. АН УРСР. 1983. С.5–13.
- [2] Товстюк К.К.// Вісн. ДУ “Львівська політехніка”. 1998. № 238. С.85–88.
- [3] Лукиянець Б.А.// Материаловедение узкощелевых и слоистых полупроводников. К.,1982.
- [4] Dahn D.C., Caroline J.F., Haerling R.R. // Phys.Rev. b. 1986. P.5214–5220.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Т.5. М., 1964.
- [6] Самойлович А.Г. Термодинамика и статистическая физика. М.,1955.

УДК 621.373.43:537.523

**Чигінь В.І.**

ДУ “Львівська політехніка”, кафедра теплогазопостачання та вентиляції

## **ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ І МОДЕЛЮВАННЯ СТРУМОВИХ ІМПУЛЬСІВ ВІД’ЄМНОЇ КОРОНИ У ПОТОЦІ АРГОНУ ТА АЗОТУ ІЗ ЕЛЕКТРОВІД’ЄМНИМИ ДОМІШКАМИ**

© Чигінь В.І., 2000

Експериментально досліджені особливості пульсуючої від’ємної корони в потоках аргону та азоту із домішкою кисню в області об’ємних концентрацій від  $2 \cdot 10^{-3}$  до 21 %. Виміряно залежності основних параметрів імпульсів від концентрації і швидкості газу при атмосферному тиску. Проведено детальне моделювання нерівноважних процесів у розряді на основі розв’язання рівнянь неперервності для зарядів і рівняння Пуассона для електричного поля. Вперше отримано числово вторинні осциляції струму корони, пояснено їх природу і двоякий характер залежностей частоти основних імпульсів від концентрації електровід’ємних домішок.

*Experimental investigation and modeling of negative corona current pulses in flow of argon and nitrogen with electronegative admixtures, by Chyhin V. The experimental investigations of the negative pulsing corona features in flow of argon and nitrogen with oxygen admixture ( $2 \cdot 10^{-3} \dots 21$  %) have been carried out. There were measured the dependences of the main pulse parameters on the concentration and gas velocity at an ambient pressure. The detailed simulations of the unequilibrium processes in the corona discharge using the solutions of continuity equations for charges and the Poisson’s equation for electric field have been performed. For the first time the numerical model of the current pulse secondary oscillations has been obtained, their nature and the double character of main corona pulse frequency dependences on the electronegative admixture concentration has been explained.*

## Вступ

Останнім часом дослідження пульсацій корони є особливо актуальними з огляду їх використання для вилучення шкідливих домішок із газоповітряних викидів в атмосферу [1–3] і побудови різного типу газоаналітичних пристроїв [4–5]. Нерівноважні процеси у від'ємній короні вивчені недостатньо. Зокрема, залишається нез'ясованими можливість генерування коливань струму у чистих електрододатних газах, вплив різних домішок і конкуруючих елементарних процесів на основні параметри і тонку структуру імпульсів. Досі немає консенсусу в науковій літературі щодо механізмів утворення імпульсів. Перше якісне пояснення Трічелем [6] пульсації струму ґрунтувалось на екрануючому ефекті, що створювався позитивною іонною хмаринкою у безпосередній близькості до катода, а впливом негативних іонів було знехтувано. У [7] стверджувалось, що імпульси струму існують тільки в електронегативних газах і основну екрануючу роль відіграють від'ємні іони. У праці [8] вказується на можливість генерування від'ємною короною пульсацій у чистому електрододатному азоті. Проте, розрахунок цих пульсацій у повітрі [9] автори пов'язали лише із “винесенням від'ємних іонів з області дрейфу на анод”. При цьому вони не уточнили кількісного значення конкуруючих процесів прилипання-відлипання електронів і перенесення зарядів. Врахування лише процесу “винесення іонів” не дозволяє пояснити двоякого характеру залежності частоти імпульсів від концентрації домішок: в одних випадках – спадної [10], в інших – зростаючої [5, ця робота].

Незважаючи на суперечності у визначенні значення від'ємних іонів у нерівноважних процесах корони, до цього часу майже не проводились експерименти, в яких безпосередньо вивчали б вплив домішок та від'ємних іонів на її струмові параметри. В експериментах переважно використовували один електровід'ємний газ [11, 12] або суміші двох газів із постійною, відносно високою концентрацією електровід'ємного [8, 13, 14], присутність якого призводить до підвищення екрануючого ефекту і згладження вторинних осциляцій струму. Тому тільки окремі елементи структури імпульсів струму реєструвались при дослідженнях. Зокрема, отримано “сходинку” на передньому фронті імпульсу в чистому кисні [11] і додатковий “горб” на спадній частині імпульсу в оксиді вуглецю [12]. І лише при використанні дуже низьких концентрацій кисню в аргоні у роботі [5] вперше зареєстровано значно складнішу тонку структуру імпульсів. Суттєве спрощення геометрії корони при її числових моделюваннях [15, 16, 19] призвело до суперечливих інтерпретацій початкової стадії зростання струму із “сходинкою” [12] і не дозволило описати вторинні осциляції струму [9].

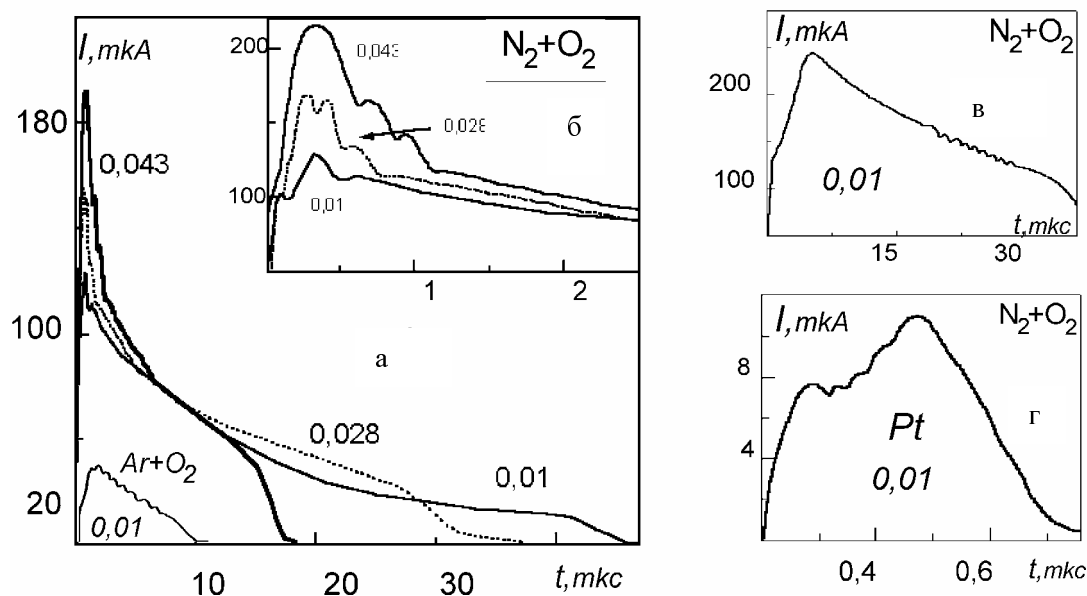
Уточнити значення окремих компонент розряду в процесах зародження імпульсів корони і формування їх тонкої структури дає змогу використовувати електрододатні гази із електровід'ємними домішками в широкому діапазоні концентрацій та вивчення їх впливу на струмові параметри. У статті представлені методика і результати експериментального дослідження і числового моделювання від'ємної корони при геометрії вістря-площина у потоці аргону та азоту із електровід'ємним киснем з метою виявлення його впливу в діапазоні концентрацій від  $2 \cdot 10^{-3} \%$  до 21% на характер струмових імпульсів та проведено деякі уточнення до розглянутих фізичних механізмів.

### Експериментальна установка

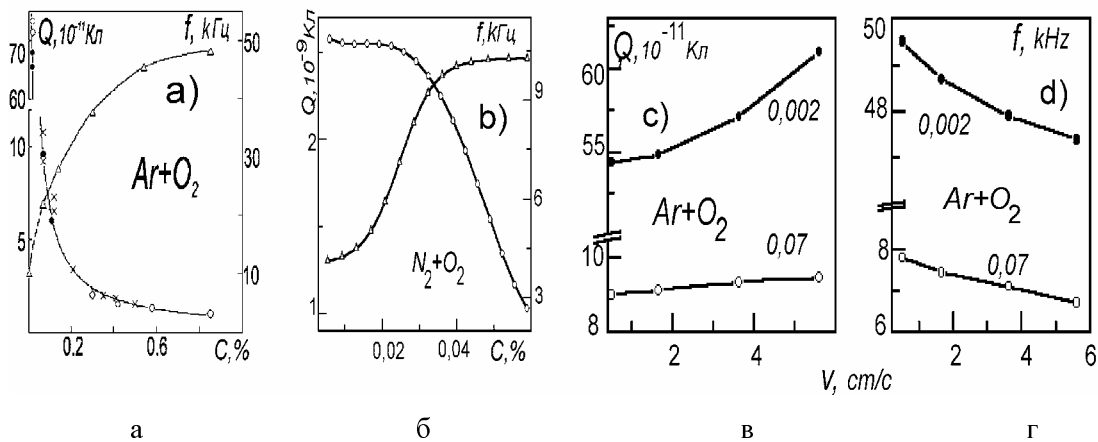
Систематичні дослідження коронного розряду проводили на установці, схема якої детально описана у попередніх роботах [5,17]. Додатково використано удосконалений коронуючий пристрій, у якому передбачена можливість спрощеного задання окремих параметрів розрядного проміжку. За допомогою електронного скануючого мікроскопа проводився аналіз стану поверхні коронуючих вістрів під час їх експлуатації. Всі використовувані в експерименті гази мали високу номінальну чистоту >99,998%. Газові суміші із змінними концентраціями підготовляли у динамічній системі змішування. При цьому для досягнення дуже низьких концентрацій кисню використано зразкову газову суміш агро-кисень (0,85 %). При вимірюваннях підготовлені гази пропускали вздовж катоду при атмосферному тиску із швидкістю 0,5...10 см/с.

### Експериментальні результати

На рис.1 зображено типові осцилограми струму від'ємної корони, отримані у потоках азоту та аргону із домішкою кисню при різних умовах розряду. Частину кривих  $i(t)$  (графіки а, б, в) знято при використанні коронуючим електродом голки із нержавіючої сталі "Fugisawa 27g.30" із максимальним радіусом заокруглення плоского кінця 10 мкм (а), б – нової, в – після "старіння" під впливом розряду упродовж 25 хв), іншу частину (графік г – при використанні платинової дротини із діаметром 45 мкм.



**Рис.1.** Осцилограми імпульсів струму корони, зняті в потоках сумішей азоту і кисню (а–г) та аргону і кисню (а). Цифрами позначено процентний вміст кисню. Відстань вістря-анод дорівнює 6 мм (а, б, в) і 12 мм (г). Прикладена напруга дорівнює 1420 В (а, б, в) і 2460 В (г). Вставка г представляє збільшену верхівку графіків а.



**Рис.2.** Виміряні залежності заряду (а, в) і частоти (б, г) імпульсів струму корони від концентрації кисню (С) і швидкості газу (v). Цифрами позначено процентний вміст кисню.

Відстань вістря-анод дорівнює 6 мм, а прикладена напруга – 1420 В.

На рис.2. зображено типові залежності вимірних зарядів імпульсів струму і їх частоти повторення від концентрації кисню (а, б) в області 0,002...0,85 % ( $\text{Ar}+\text{O}_2$ ) і 0,005...0,059 % ( $\text{N}_2+\text{O}_2$ ), а також від швидкості газу (в, г) вздовж коронуючого вістря при концентраціях 0,002 і 0,07 % ( $\text{Ar}+\text{O}_2$ ).

*Загальна характеристика основних імпульсів струму.* Всі виміряні залежності  $i(t)$  мають вигляд релаксаційних імпульсів із вторинною структурою, які повторюються із частотою порядку десятків кілогерц: за кілька десятків наносекунд нарастають до максимального значення і далі, за одиниці – десятки мікросекунд спадають до дуже низького міжімпульсного значення (рис.1, див. також [5, 18]). Розміри основних піків (висота, тривалість, заряд) у сумішах  $\text{N}_2+\text{O}_2$  є значно більшими, ніж в  $\text{Ar}+\text{O}_2$  (рис.1, а; 2, а, в), тоді, як частота їх повторення, навпаки, є значно нижчою (рис.2, а, б). Форми імпульсів у сумішах газів також суттєво відрізняються. В  $\text{N}_2+\text{O}_2$  струм різко наростає до пікового значення і спадає на 10...50 % у досить вузькому проміжку часу (менше однієї мікросекунди), а далі знижується значно повільніше, упродовж кількох десятків мікросекунд, формуючи чітко виражену двостадійну форму імпульсу (рис.1, а, б). У суміші  $\text{Ar}+\text{O}_2$  зломів імпульсу немає – струм, починаючи від пікового значення, знижується монотонно (рис.1, а; рис.1 [18]). Наростання струму до основного піку проходить не монотонно, а формуючи додаткову “сходінку” (рис.1, б, в, г; рис.1 [18]).

*Особливості тонкої структури імпульсів струму.* Остання розміщується, в основному, в околі піків струму на спадній частині імпульсів (рис.1, а, б; рис.1 [18]). Проте, за певних умов, залежних, зокрема, від геометрії вістря і чистоти газу, область вторинних осциляцій може зміститись до “хвостової” частини імпульсу (рис.1, в), або існувати ліворуч від основного піку, ближче до “сходінки” імпульсу (рис.1, г). Вигляд цієї структури суттєво залежить від типу основного газу. В аргоні ці осциляції мають вищу, ніж в азоті, частоту і область їх існування розширюється на значну частину імпульсу; в азоті декремент затухання вторинних осциляцій струму є вищим (рис.1,а, а також рис.1 [18]).

*Залежності параметрів імпульсів від концентрації домішок.* Тривалість імпульсу струму  $\Delta t_i$  в суміші  $N_2+O_2$ , яка задається в основному його “хвостовою” протяжною частиною, знижується під час зростання концентрації кисню (рис.1, а) подібно, як і в суміші  $Ar+O_2$  (рис1, [18]). При цьому максимальне значення струму  $I_m$  суттєво зростає в  $N_2+O_2$ , а в  $Ar+O_2$  спадає. Така відмінність у поведінці  $\Delta t_i$  і  $I_m$  призводить до значної відмінності у залежності заряду імпульсу  $Q$  (який є пропорційним до обох цих величин) від концентрації кисню  $C$ : якщо в  $Ar+O_2$  він різко, на порядок, знижується при зміні  $C$  в межах 0,002...0,06 %, то в суміші  $N_2+O_2$  спадає лише у 2,5 рази (рис.2, а, б). При концентації кисню в аргоні порядку  $10^{-3}...10^{-2}$  % крутизна кривої  $Q(C)$  є суттєво вищою, ніж при високих концентраціях (рис.2, а). Частота  $f$  імпульсів в аргоні та азоті із домішкою кисню зростає із зростанням концентрації домішки (рис.2, а, б). Це зростання є значно слабшим, ніж спад заряду імпульсу для суміші  $Ar+O_2$  (рис.2, а). Домішка кисню в обох сумішах газів ( $N_2+O_2$  і  $Ar+O_2$ ) змінює вигляд і параметри вторинних осциляцій струму, зокрема, їх частоту і декремент затухання. При цьому розміри фронтальної “сходинки” імпульсу майже не змінюються (рис.1, б; рис1 [18]).

*Вплив швидкості газу і геометрії розрядного простору.* При підвищенні швидкості газу в околі вістря заряд  $Q$  слабко зростає при низьких концентраціях кисню в аргоні і майже не змінюється при концентраціях порядку 0,85 %; частота  $f$  при цьому слабко спадає (рис.2, в, г). Збільшення відстані  $d$  між вістрям і анодом призводить до зменшення розмірів основних імпульсів, зниження чіткості вторинної структури і зростання часового інтервалу між першим і другим локальними максимумами – розширення “сходинки” на передньому краї імпульсу (рис.1, г). Тонка структура імпульсів є достатньо чутливою до зовнішніх умов розряду. При тривалій роботі вольфрамового і сталюого вістря вона може спотворюватись і зникати. За допомогою мікроскопічного аналізу виявлено, що причиною цього є суттєва “кратеризація” його поверхні. Можливо, саме тому під час використання тонких дротин ( $Ni$ ,  $Pt$ ) як коронуючого електрода тонка структура імпульсів є чіткішою і тривалішою – осьова симетрія генеруючої області зберігається довше. При мікроаналізах виявлено також, як одну із важливих властивостей корони, що площа “робочої” поверхні емітера-вістря є значно більшою, ніж геометрична площа його верхівки.

### Числове моделювання імпульсів від’ємної корони

*Короткий опис кінетичної моделі корони.* Відомо [9], що серед елементарних процесів у плазмі корони основне значення мають ударна іонізація атомів основного газу, прилипання і відлипання електронів від молекул домішок, дрейф зарядів та поверхнева іонно-електронна емісія. Через незначний вклад іон-іонної рекомбінації і дифузії їх виключають із розгляду [15, 16, 19]. Вторинну фотоелектронну емісію та електрон-іонну рекомбінацію ми використали лише для тестування за даними Моррова [15, 16]. Отже, основою числової моделі в цій роботі є такі диференціальні рівняння неперервності потоків зарядів (електронів, позитивних і негативних іонів, відповідно) і рівняння Пуассона для напруженості електричного поля  $E$  в квазіодновимірному просторі

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}(v_e n_e) = (\gamma_i - \gamma_a) n_e + \gamma_d n_n, \quad (1)$$

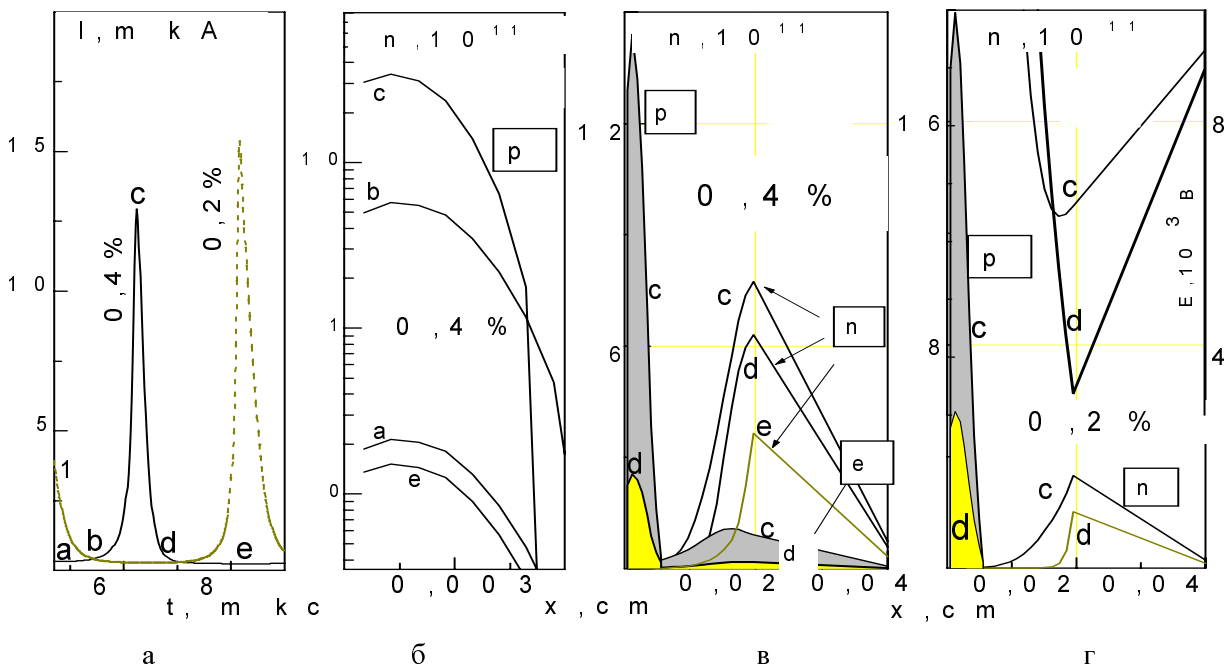
$$\frac{\partial n_p}{\partial x} - \text{div}(v_p n_p) = \gamma_i n_e, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \text{div}(v_n n_n) = \gamma_a n_e - \gamma_d n_n, \quad (3)$$

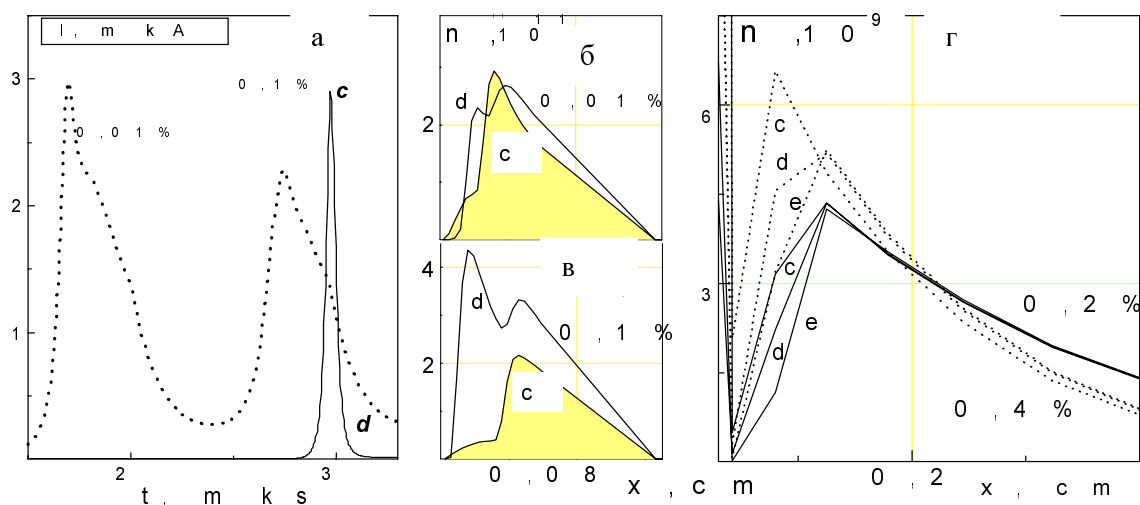
$$\text{div}E = 4\pi e(n_p - n_e - n_n), \quad (4)$$

Тут  $n_e$ ,  $n_p$ ,  $n_n$  – густини відповідних зарядів;  $v_e$ ,  $v_p$ ,  $v_n$  – їх дрейфові швидкості;  $e$  – заряд електрона;  $\gamma_i$ ,  $\gamma_a$  і  $\gamma_d$  ( $\text{с}^{-1}$ ) – частоти відповідно іонізації, електронного прилипання і відлипання. Струм у зовнішньому колі визначається із другого рівняння Кірхгофа. Форму струмового каналу задавали, виділивши дві області: прикатодну – генерування (циліндричну) і дрейфу (параболічну). Вперше введено фізично оправдану залежність площі поперечного перерізу  $S$  трубки струму в генеруючій області від концентрації позитивних іонів  $n_p$  ( $S \sim n_p^{2/3}$ ). При цьому використано результати нашої праці [19], в якій оцінено збільшення  $S$  під впливом кулонівського розштовхування і дифузного розпливання зарядів. Розміри обох зон уточнювали із умови наближення параметрів обчислених імпульсів з експериментальними. Часовий крок числового розв'язання рівнянь задавав час іонізації  $10^{-11} \dots 10^{-10}$  с в області генерування. Розрахунки проводили на неоднорідній просторовій сітці із найдрібнішою коміркою біля катоду. З деталями моделювання задачі можна ознайомитись у працях [20, 21]. Використали відомі коефіцієнти перенесення зарядів [7, 16, 22].

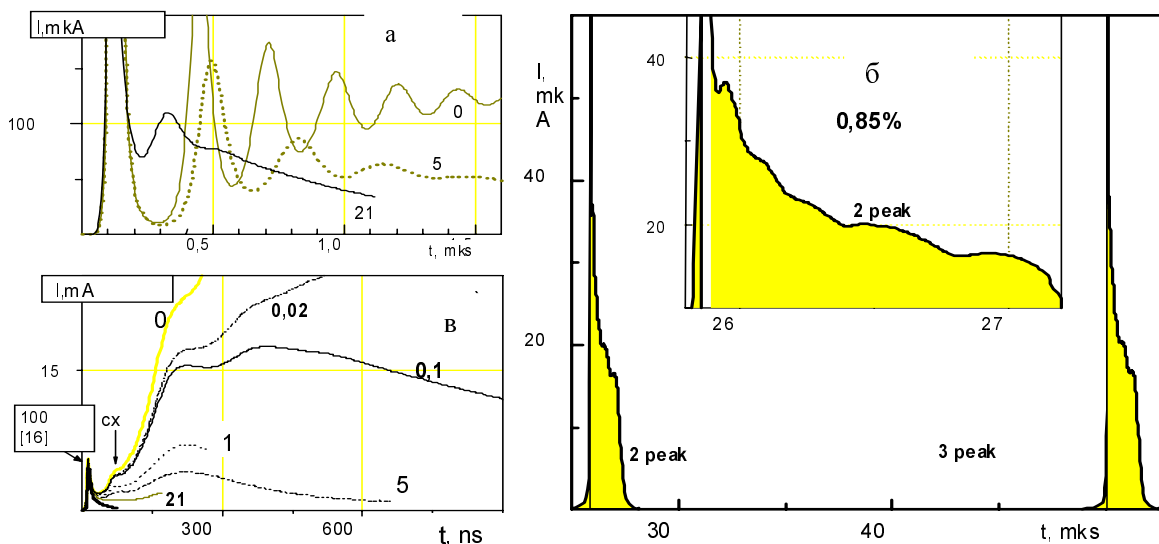
*Основні результати моделювання.* Внаслідок проведення розрахунків вперше отримали залежності струмів корони від часу для суміші  $N_2 + O_2$  у вигляді простих імпульсів



**Рис.3.** Обчислені залежності струму корони від часу (а), густини зарядів і напруженості поля  $E$ , від відстані від вістря (б–г) при концентраціях кисню 0,2 і 0,4%. Тип зарядів позначено в квадратних клітинках: позитивні (р) і негативні (n) іони та електрони (е). Графіки б) стосуються тільки позитивних іонів. Моменти часу  $a..e$  на графіках б–г відповідають таким же на а. Густина зарядів задана в  $\text{см}^{-3}$ . Відстань вістря-анод дорівнює 6 мм, а прикладена напруга – 1420 В. Коефіцієнт прилипання електронів взято із праці [7].



**Рис.4.** Обчислені залежності струму корони від часу (а) і густини негативних зарядів у короні від відстані від вістря в області генерування (б, в) і в області дрейфу (г). Цифрами позначено процентний вміст кисню. Моменти часу *c, d* на рис.4, б, в відповідають таким же на рис.4, а; моменти часу *c, d, e* на рис.4, г відповідають таким же на рис.3, а. Відстань вістря-анод дорівнює 6 мм, прикладена напруга – 1420 В. Коефіцієнт прилипання електронів взято із роботи [7] (г) і збільшено в десять разів – графіки (а, б, в).



**Рис.5.** Обчислені імпульси струму від'ємної корони із вторинними осциляціями: (а і б) для суміші  $N_2+O_2$  і параметрів розряду цієї роботи (відстань вістря-анод 6 мм, прикладена напруга 1420 В); (в) для кисню і параметрів розряду у роботі Моррова [16]. Цифрами позначено процентний вміст кисню.

(рис.3, а; 4, а) і з вторинною структурою (рис.5, а, б). Ця структура особливо чітко проявляється при суттєвому збільшенні радіуса трубки струму в області генерування (до 0,05 см), порівняно із радіусом вістря (0,001...0,003 см). Характер обчислених залежностей основних параметрів імпульсів є близьким до вимірних: заряд спадає, а частота зростає із зростанням концентрації кисню в області низьких значень (рис.3, а). Виявлено вперше, що під час додавання сильних електровід'ємних домішок, або при концентраціях кисню більше 25 %, частота основних імпульсів спадає із зростанням концентрації (на рис.4,а коефіцієнт прилипання електронів штучно завищено).

Використовуючи дані Моррова [15, 16], розширено моделювання корони у напрямку зниження концентрації кисню і радіуса катода з метою уточнення механізму формування імпульсу струму. Отримано графіки  $i(t)$  (рис.5, в), які відображають поступовий перехід від "простого" імпульсу Моррова [16] при 100 %  $O_2$  до більш складних із "сходинкою" (сх) [12, 15] і подальшими вторинними осциляціями при низьких концентраціях кисню.

### Аналіз отриманих результатів

Під час детального аналізу поведінки усіх обчислених компонент розряду (розподілів зарядів і поля, складових струму – зміщення і провідності тощо) залежно від концентрації домішки виявили, що прикатодна область (область генерування), яка розміщується в межах 0,02...0,08 см від поверхні катода, чітко розділяється на зони-шари переважного розміщення зарядів одного типу ( $p$ ,  $n$ ,  $e$ ) (рис.3, в, г), взаємовпливи між якими визначають більшість особливостей вимірних струмових залежностей.

*Спадна залежність заряду  $Q$  імпульсу від концентрації кисню  $C$*  (рис.2, а, б). На початкових фазах розряду [16] (моменти  $a, b, c$ , рис.3, а) лавинне розмноження електронів ( $e$ ) і іонів  $Ar^+$  ( $p$ ) відбувається одночасно із "хвилеподібним зміщенням" максимуму густини  $n_p$  іонів " $p$ " (максимуму іонізації) до катода (рис.3, б), при якому у прилеглий до його поверхні області різко зростає поле  $E$ , коефіцієнт розмноження зарядів  $\alpha$ , а отже, струми зміщення  $i_{zm}$  і провідності  $i_{np}$ . Одночасно за шаром " $p$ " суттєво знижується сумарне електричне поле  $E$  (рис.3, г) і підвищується інтенсивність прилипання електронів, яка є обернено пропорційною до  $E$  [16]. Низька ж рухливість іонів призводить до вагомого зростання їх кількості в цій області ( $n$ , рис.3, в, г). У результаті всі "прикатодні" величини  $E$ ,  $\alpha$ ,  $n_p$ , а отже, струми  $i_{zm}$  і  $i_{np}$ , досягають максимальних значень, які контролюються сусідніми від'ємними іонами. Так, підвищення концентрації домішки від 0,2 (рис.3, г) до 0,4 % (рис.3, в) призводить до адекватного зростання густини іонів " $n$ ", зниження густини " $p$ " і відповідного спаду максимального струму  $I_m$  (рис.3, а; рис.1 [18] для  $Ar+O_2$ ). Крім того, пришвидшується зниження інтеграла наповнення [16]  $\int \alpha(x) dx$  до критичного значення  $\ln(1+1/\gamma)$  ( $\gamma$  – коефіцієнт вторинної іонно-електронної емісії), при якому припиняється розряд, тобто, скорочується час проходження імпульсу струму. Відповідно, із зростанням концентрації кисню різко спадає заряд імпульсу. Зростання струму  $I_m$  у суміші  $N_2+O_2$  спричинений, очевидно, неврахованою у моделі додатковою ударною іонізацією молекул  $O_2$ .

*Зростаюча залежність  $f(C)$*  (рис.2,а,б). Відхід додатних іонів у міжімпульсному періоді ( $d, e$  рис.3, а) на катод (рис.3, б) проходить одночасно із відлипально-прилипальним процесом та "естафетним" переміщенням електронів в околі області генерування у протилежному напрямі (рис.4, г). Це призводить до зростання напруженості поля у прикатодній області, а отже, до умов початку подальшого лавинного розмноження зарядів. Настання



цього моменту є можливим тим швидше, чим нижчою є згенерована кількість іонів “ $p$ ”. Із зростанням  $C$  остання знижується (рис.3, в, г) і, відповідно, зростає частота пульсацій. Як видно із рис.4, г, максимум густини іонів “ $n$ ” в міжімпульсному періоді залишається близьким до області генерування, не відбувається його переміщення до аноду [8].

*Спадна залежність  $f(C)$ .* У випадку високих значень коефіцієнта прилипання (рис.4,а) іони  $O_2^-$  значно нагромаджуються безпосередньо в області генерування протягом проходження імпульсу корони (рис.4, б, в). Виявлено, що при спаді струму імпульсу (моменти  $c, d$ , рис.4, а) максимум густини іонів “ $n$ ” зростає, переміщаючись у напрямі до катоду, і з зростанням концентрації кисню (0,01...0,1 %) сильніше. Оскільки зниження кількості іонів  $O_2^-$  у міжімпульсному періоді проходить в основному за рахунок відлипання електронів, то із зростанням концентрації  $O_2$  час міжімпульсного очищення від  $O_2^-$  зростає. Така обернена залежність  $f(C)$  порівняно із вимірними нами (рис.2, а, б) підтверджується даними [10].

*Зниження частоти  $f$  із зростанням швидкості газу* зумовлене, на наш погляд, частковим відтягненням (завдяки поляризаційним силам) від'ємної іонної компоненти від області генерування і, отже, сприянням додаткової ударної іонізації. Ця схема підсилює викладені вище висновки про переважаючий вплив відлипання електронів на протікання міжімпульсної фази. В альтернативному варіанті "відпливання іонів на анод" [8] при зростанні швидкості газу в напрямку до аноду зростає би і швидкість очищення області дрейфу від негативних іонів, а отже, і частота  $f$  повторення імпульсів.

*Вторинні осциляції струму.* Базуючись на результатах вимірювань (рис.1; рис.1 [18], рис.3 [12]) і моделювання (рис.5), можна стверджувати, що тонка структура, включаючи “сходінку” імпульсу, має загальний характер (цю саму природу) і може існувати на довільній частині імпульсу. Її переважаюча позиція залежить від геометрії розряду, типу газу і концентрації домішки. Вторинні осциляції є результатом причинно-наслідкового ланцюга фізичних процесів, які із різною інтенсивністю протікають в області генерування, а саме: іонізації із “хвильовим зміщенням” її центра – екранування – дрейфу – вторинної емісії тощо. Визначальним процесом при цьому є безперервне розділення зарядів і формування послідовності різнозаряджених шарів (рис.3, в, г, при  $S_{ген}$  змінному – їх більше). Швидкість формування, перезаряджання і руйнування цих шарів залежить від інтенсивності згаданих процесів. За певних умов, зокрема, при високих  $C\%$  (рис.1 [18], рис.5, а, в), ці осциляції можуть виродитись і проявлятись у вигляді однієї сходінки чи горба, ускладнюючи їх інтерпретацію [12]. Особливою вимогою для існування чіткої тонкої структури імпульсів є підтримання осьової симетрії прикатодного розрядного простору. Таке обмеження в утворенні бокових катодних “плям” є можливим, наприклад, при заданні коронуючого електрода у вигляді тонких дротинок.

*Механізм формування імпульсу* із вирішальною роллю вторинної фото- та іонно-електронної емісії з поверхні катода, які використано Морровим [15, 16], заперечується у працях [9, 12]. Для пояснення початкової стадії зростання струму тут вводиться поняття “катодо-направленої хвилі іонізації”, “подібної до стримера” [12]. Фотоелектронна емісія замінюється “хвилею іонізації”, як “альтернативою до інтерпретації” Моррова [9]. Отримані нами результати показали (рис.5с), що такий “дуалізм” в описанні вторинних елементів імпульсу пов'язаний із тим, що Морров [16] суттєво спростив геометрію корони і використав вираз Сато для струму із невиділеною компонентою зміщення. Катод задав у вигляді кулі із надто великим радіусом 0,5 см, площа емісії якого у десятки тисяч разів є більшою від такої ж у

роботах [9, 12]. У результаті отримав лише один згасаючий імпульс (рис.5, в – 100 %), в основному, за рахунок фотоелектронної емісії. При зниженні ж радіуса до значення 0,1 см [15] отримав додаткову “сходинку”, яку пояснював цією ж емісією. Виявилось, що вона (сх, рис.5, в) зумовлена струмом зміщення на катоді – “хвилею іонізації”. Фотоелектрони тут не створюють пікового значення струму (через малу площу емісії), а із майже постійною інтенсивністю (див. рис.1 [15]) підживлюють струм корони. Нерозділення компонент струму і, як наслідок, неправильна ідентифікація “сходинки” призвела до згаданих вище зайвих заперечень впливу фотоелектронів при малих радіусах катода.

### Висновки

1. Встановлено, що заряд  $Q$  імпульсів струму від’ємної корони різко спадає, а частота їх повторення  $f$  монотонно зростає під час зростання концентрації  $C$  кисню в аргоні та азоті в області низьких значень  $C$ . При цьому амплітуда струму монотонно спадає в аргоні і зростає в азоті. Частота імпульсів монотонно спадає під час зростання концентрації сильно електроприлиплих домішок і в області високих значень  $C$ .

2. Показано, що на характер початкової стадії і пікове значення імпульсів струму впливає поле від’ємних іонів у безпосередній близькості до катода через їхній вплив на кількість утворених позитивних іонів та електронів. Формування різнозарядних шарів в області генерування має вирішальне значення для залежностей  $Q(C)$  і  $f(C)$ .

3. Розв’язки рівнянь потоків дають підставу стверджувати про переважаючий вплив “естафетного” переміщення від’ємних зарядів завдяки прилипально-відлипальному процесу на формування передімпульсних умов і задання частоти пульсації струму. Тип залежності частоти від концентрації електровід’ємної домішки (спадаюча або зростаюча) визначається інтенсивністю формування і руйнування шару від’ємних іонів в області генерування. Спадна залежність частоти  $f$  від швидкості газу підтверджує існування “естафетного” переміщення від’ємних зарядів у міжімпульсному періоді.

4. Задання розмірів області генерування залежними від густини позитивних зарядів дозволяє описати струмові імпульси корони із вторинними осциляціями.

5. Показано, що класична теорія Таунсендського розряду із включенням катодної іонно-електронної емісії є достатньою для задовільного описання повної картини пульсації струму від’ємної корони, включаючи вторинну структуру, зокрема, “сходинку” на передньому краї імпульсів. Точний кількісний опис динаміки імпульсів вимагає двовимірного моделювання розряду із врахуванням вільних рухів зарядів в області прикатодного потенціального мінімуму, а також уточнених даних про коефіцієнти перенесення зарядів у сумішах газів.

Встановлені зв’язки між мікро- і макропроцесами у пульсаційній короні можуть бути взяті за основу виготовлення сенсорів газоаналізаторів багатокомпонентних сумішей. Очікується, що детектор на базі струмових імпульсів негативної корони із включенням тонкої структури, подібний до детектора із захопленням електронів, що використовується в хроматографії, повинен бути чутливішим і мати кращі експлуатаційні характеристики.

[1] Пат. 2056175 Росії. Пристрій для очищення повітря / В.Чигінь, С.Жуковський, О.Довбуш, Е.Вакарин. 1996.

[2] Пат. 22211 України. Електрофільтр / В.Чигінь. 1998.

- [3] Morrow R., Lowke J. Electr. Engineering Congr. Sydney, 1994. P.241–246.
- [4] Пат. 25169А України. Генератор релаксаційних коливань / В.Чигінь. 1998.
- [5] Chyhin V. International confer. HAKONE, Kork, 1998. P.342–346.
- [6] Trichel G.W. // Phys.Rev. 1938. Vol.54. P.1078–1084.
- [7] Райзер Ю.П. Физика газового разряда, М., 1987.
- [8] Акишев Ю.С. и др. // Письма в ЖТФ. 1996. Т.22. С.1–6.
- [9] Napartovich A.P. at all // J.Phys. D: Appl.Phys. 1997. Vol.30. P.2726–2736.
- [10] Cernak M., Skalny J. // Czech. J. Phys. 1984. Vol.34. P.926–931.
- [11] Cross A., Morrow R., Haddad G. // J. Phys. D. 1986. Vol.19. P.1007–1017.
- [12] Cernak M., Hosokawa T. // Phys. Rev. A. 1991. Vol.43. P.1107–1109.
- [13] Scott D.A., Haddad G.N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1987. Vol.20. P.1039–1044.
- [14] Skalny J., Vagnerova L., Dindosova D. Europhysics Conferen. ESCAMPIG, 1996. P.481–482.
- [15] Morrow R. // Phys. Rev. A. 1985. Vol.32. № 6. P.3821–3824.
- [16] Morrow R. // Phys. Rev. A. 1985. Vol.32.№ 3. P.1799–1809.
- [17] Чигінь В. // Вісн. ДУ "Львівська політехніка". 1997. № 322. С.96–99.
- [18] Чигінь В., Федоришин О., Скульський М. // Вісн. ДУ "Львівська політехніка". 1999. № 382. С.50–56.
- [19] Чигінь В. // Вісн. ДУ "Львівська політехніка". 1997. № 318. С.80–84.
- [20] Чигінь В., Федоришин О. // Вісн. ДУ "Львівська політехніка". 1998. Т.346. С.156–160.
- [21] Чигінь В., Бойко О. // Вісн. ДУ "Львівська політехніка". 1998. Т.337. С.283–286.
- [22] Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизированных газах. М., 1967.