

М.І. Баранов

Основні характеристики каналу лідера при пробіі високою імпульсною напругою довгого повітряного проміжку

Надані результати розрахунково-експериментального визначення основних характеристик плазмового каналу позитивного лідера при електричному пробіі довгого повітряного проміжку двоелектродної розрядної системи (ДЕРС) «вістря-площина» стандартним комутаційним аперіодичним імпульсом високої напруги часової форми $T_m/T_d \approx 200$ мкс/1990 мкс позитивної поляризації. Запропоновано спрощену електрофізичну модель виникнення і розвитку позитивного лідера в довгому розрядному повітряному проміжку досліджуваної ДЕРС, на основі якої у комплексному вигляді були знайдені наступні основні характеристики плазмового каналу даного позитивного лідера: густина n_{el} електронів і електричний потенціал U_{el} в головці лідера; погонний заряд q_{Ll} лідерного плазмового каналу; густина δ_{el} електронного струму i_{el} і цей струм i_{el} в каналі лідера; напруженість сильного електричного поля всередині E_{Li} і зовні E_{Le} каналу лідера; довжина l_s стримерної зони перед головкою лідера; максимальна електронна температура T_{mL} в плазмі каналу лідера; погонний активний опір R_{Ll} і повний активний опір R_{Lc} каналу лідера. Виконані на вітчизняному потужному надвисоковольтному електрообладнанні на відкритому повітрі в умовах електрофізичної лабораторії високовольтні експерименти підтвердили працездатність і достовірність низки отриманих розрахункових співвідношень для вказаних характеристик плазмового каналу позитивного лідера електричного розряду, який формується і розвивається в цій високовольтній повітряній ДЕРС. Бібл. 49, рис. 7.

Ключові слова: довгий повітряний проміжок, лідерний розряд, електричний пробій проміжку, плазмовий канал позитивного лідера, характеристики позитивного лідера.

Стан та актуальність задачі. Згідно положенням сучасної фізики газового розряду електричний пробій як довгих (довжиною l_d порядку $(1-10^2)$ м, яка відповідає газовій ізоляції над- і високовольтного електротехнічного обладнання), так і наддовгих (довжиною l_d порядку $(1-3) \cdot 10^3$ м, яка характерна для надвисоковольтних грозових розрядів в земній тропосфері) повітряних проміжків відбувається за лідерним електрофізичним механізмом і завершується іскровою формою розряду та режимом їх короткого замикання [1–4]. В результаті цього пробію газове середовище цих проміжків з діелектричного стану переходить в зоні розповсюдження цього розряду в електропровідне шляхом його перетворення в плазму. При цьому лідерний розряд в атмосферному повітрі має одну характерну властивість [1–3]: від джерела штучної (зарядженого з високим електричним потенціалом порядку $\varphi \approx \pm 1$ МВ металевого електроду електротехнічного пристрою [1, 3]) або природної (зарядженої в тропосфері Землі грозової хмари з надвисоким електричним потенціалом порядку $\varphi \approx \pm (100-500)$ МВ [2, 5]) електрики углиб цих проміжків вказаною довжиною l_d проростає тонкий (радіусом біля $R_L \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$ м [1, 3]) плазмовий термоіонізований канал з головною сферичною частиною (головкою радіусом $R_{el} \approx R_L$ з надмірним зарядом q_{el} відповідної поляризації), що яскраво світиться, який в електрофізиці високих (надвисоких) напруг отримав назву «лідер». З головки цього лідера убік заземленого металевого електроду розрядної електротехнічної системи або поверхні землі з об'єктами на ній при розгляді лінійної блискавки розвиваються численні стримери, які здатні до розгалужування. Після зустрічі головки розвинутого лідера, яка має електричний потенціал $\pm U_{el}$, із заземленим металевим електродом (поверхнею землі або наземним технічним об'єктом), до якого він розвивався, відбувається нейтралізація заряду $\pm q_{el}$ головки лідера і в лідерному каналі виникає стадія потужного зворотного розряду [1–3]. Далі з швидкістю біля 10^7 м/с [1, 3] у напрямку до потенціального електроду вказаних систем розповсюджується спочатку хвиля зняття потенціалу в лідерному каналі із зникненням його заряду $\pm q_L$, а потім хвиля великого розрядного імпульсного струму і врешті-решт на місці тонкого зигзагоподібного лідерного плазмового каналу з абсолютною температурою

порядку $T_{mL} \approx (5-10) \cdot 10^3$ К [3] його плазми формується сильноіонізований іскровий плазмовий канал з абсолютною температурою порядку $(20-40) \cdot 10^3$ К і максимальним радіусом $r_{mk} \gg R_L$, який визначається формулою Брагинського [6, 7], при об'ємній густині n_{ei} електронів в ньому порядку $n_{ei} \approx (10^{21}-10^{23})$ м⁻³ [1, 3].

На сьогодні з опублікованих результатів досліджень лідерної і іскрової стадій електричного пробію довгих (наддовгих) повітряних проміжків в різних розрядних електродних системах (головним чином в двоелектродних над- і високовольтних системах «вістря-площина» та «грозава хмара-земля»), сильноточових імпульсних розрядів в газових і конденсованих середовищах в області техніки високих напруг (ТВН), високовольтної імпульсної техніки (ВІТ) та атмосферної електрики з її величезними запасами електричної енергії і потужними грозовими розрядами згідно [1–33] маловивченими питаннями залишилися ті, які пов'язані з розрахунково-експериментальним визначенням кількісних значень таких основних характеристик плазмового каналу лідера в атмосферному повітрі як:

- густини n_{el} електронів і електричного потенціалу U_{el} в головці лідера;
- погонного електричного заряду q_{Ll} каналу лідера;
- густини δ_{el} електронного струму i_{el} і цього струму i_{el} в каналі лідера;
- напруженостей сильного електричного поля всередині E_{Li} і зовні E_{Le} каналу лідера;
- довжини l_s стримерної зони перед головкою лідера;
- максимальної електронної температури T_{mL} в плазмі каналу лідера;
- погонного активного опору R_{Ll} і повного активного опору R_{Lc} каналу лідера.

Знання кількісних значень цих характеристик зигзагоподібного плазмового каналу лідера сприятимуть поглибленню наукових знань про таке складне електрофізичне явище в природі як електричний пробій довгих і наддовгих повітряних проміжків, які необхідні нам на практиці для обґрунтованого проєктування і інженерного вибору високовольтної газової ізоляції силового електроенергетичного і електротехнічного устаткування для різноманітних наземних і

© М.І. Баранов

повітряних технічних об'єктів та їх надійного захисту від вражаючої дії лінійної блискавки.

Метою статті є розрахунково-експериментальне визначення основних характеристик плазмового каналу лідера при електричному пробіі довгого повітряного проміжку в двоелектродній розрядній системі (ДЕРС) «вістря-площина» штучною електрикою високої імпульсної напруги позитивної полярності.

1. Постановка задачі. Розглянемо розміщену в атмосферному повітрі високовольтну ДЕРС у вигляді розрядної системи «вістря-площина» [3, 27]) з повітряним проміжком довжиною l_d з діапазону $1 \text{ м} \leq l_d \leq 100 \text{ м}$, в якому у вертикальному напрямку від потенціального металевого електроду-стрижня цієї ДЕРС радіусом r_0 із загостреним нижнім краєм з радіусом його кривизни $r_c \ll r_0$ до її заземленого металевого електроду-площини спостерігається розвиток в часі t плазмового каналу позитивного лідера радіусом R_L (рис. 1).

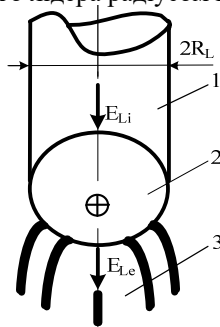


Рис. 1. Схематичне зображення позитивного лідера при його розвитку і руху в довгому повітряному проміжку ДЕРС «вістря-площина» (1 – канал лідера радіусом R_L ; 2 – головка лідера радіусом $R_{eL} \approx R_L$; 3 – стримерна зона лідера)

Хай змінні в часі t електричні потенціали вказаних електродів цієї ДЕРС рівні відповідно $\varphi_e(t)$ і $\varphi_0(t) \approx 0$, а повітря, яке розміщено між ними, відповідає наступним нормальним атмосферним умовам [34]: тиск молекул його газів становить $P_a \approx (1,013 \pm 0,03) \cdot 10^5 \text{ Па}$; їх абсолютна температура рівна $T_a \approx (273,15 \pm 10) \text{ К}$; відносна вологість цих газів дорівнює $\gamma_a \approx (45 \pm 30) \%$. Вважаємо, що густина $\rho(h)$ повітря в ДЕРС, що розглядається, в першому наближенні може бути в залежності від висоти $h \approx l_d$ розташування відносно земної поверхні її верхнього електроду з потенціалом φ_e порядку 1 МВ описана співвідношенням вигляду [4]: $\rho(h) \approx \rho(0) \exp(-h/H)$, де $\rho(0) \approx 1,293 \text{ кг/м}^3$ – густина повітря у земної поверхні [34], а $H \approx 7,5 \cdot 10^3 \text{ м}$ – висота однорідної тропосфери Землі [35]. Тому при $h \approx l_d \approx 100 \text{ м}$ відношення $\rho(h)/\rho(0)$ приймає чисельне значення біля $0,98$. У зв'язку з цим впливом густини $\rho(h)$ атмосферного повітря в ДЕРС, що досліджується, на значення радіуса R_L плазмового каналу позитивного лідера в ній можна в розглядяємому випадку знехтувати [3, 7].

Приймаємо, що радіус R_L каналу лідера в ДЕРС у першому наближенні кількісно визначається рівнем $R_L \approx 0,5 \text{ мм}$ [1]. Це значення для R_L відповідає відомому співвідношенню для максимального радіуса R_a головки електронної лавини в повітрі, яке має наступний вигляд: $R_a \approx 0,5 \alpha_i^{-1}$, де $\alpha_i \approx 10^3 \text{ м}^{-1}$ – коефіцієнт ударної іонізації атмосферного повітря в ДЕРС [1, 3]. Відомо, що позитивний лідер в ДЕРС, що досліджується, виникає на основі розвинутого в її повітрі позитивного (катодоспрямованого) стримера при значному нагріві

струмом його каналу. Цей початковий стример з густиною n_{es0} електронів в ньому зароджується в сферичній зоні радіусом $r \approx x_i$ активної ударної іонізації електронами повітря біля активного електроду-вістря ДЕРС, коли максимальна електронна температура T_{ms} в його каналі досягає рівня біля $T_{ms} \approx (5-10) \cdot 10^3 \text{ К}$ [3]. Тому ця абсолютна температура T_{ms} є характерною і для максимальної електронної температури T_{mL} рівноважної плазми каналу позитивного лідера на початку його виникнення [3]. Зупинимось на випадку багато-стримерно-лідерного електричного розряду в повітрі ДЕРС [1, 3], коли поблизу електроду-вістря цієї ДЕРС з головки сферичної форми радіусом R_{eL} позитивного лідера убік її заземленого електроду-площини одночасно стартує N_s окремих позитивних стримерів з надмірним позитивним зарядом q_{es} в їх головках, радіус R_s плазмового каналу яких значно менше радіусу R_L каналу позитивного лідера з надмірним позитивним зарядом q_{eL} його головки, який відповідає модулю густини n_{eL} електронів в ній. Приймаємо, що при $q_{eL} \approx N_s q_{es}$ ця густина n_{eL} електронів в головці радіусом $R_{eL} \approx R_L \approx 0,5 \text{ мм}$ [1, 3] позитивного лідера, що формується в сферичній зоні радіусом $r \approx x_i$ активної ударної іонізації електронами повітря поблизу електроду-вістря цієї ДЕРС, відповідає густині n_{es} електронів в головці окремого позитивного стримера радіусом $R_{es} \ll R_{eL}$ з виконанням нерівності $n_{es} \ll n_{eL}$. Згідно [1, 3] густина n_{es0} електронів в початковому розвинутому позитивному стримері ДЕРС повинна складати порядку $n_{es0} \approx 10^{19} \text{ м}^{-3}$ і більше. При цих фізичних умовах та вказаних вище рівнях температури T_{ms} і густини n_{es0} електронів в початковому розвинутому позитивному стримері в сферичній зоні радіусом $r \approx x_i$ поблизу потенціального електроду ДЕРС «вістря-площина» може формуватися позитивний лідер, який з цієї зони буде проростати з швидкістю v_L углиб довгого повітряного проміжку цієї ДЕРС за допомогою окремих позитивних стримерів у їх кількості N_s (див. рис. 1) і фотоіонізації молекул атмосферного повітря [1, 3, 15].

Обмежимося розглядом електрофізичного випадку, коли швидкість зміни в часі t високої напруги $U_e(t) \approx \varphi_e(t) - \varphi_0(t) \approx \varphi_e(t)$ в ДЕРС, що досліджується, при електричному пробіі її довгого повітряного проміжку довжиною $1 \text{ м} \leq l_d \leq 100 \text{ м}$ задовольняє нерівності вигляду $dU_e(t)/dt \geq 5 \text{ кВ/мкс}$ [3] і розвиток в ній позитивного лідера відбувається безперервно, тобто без ступінчастого утворення в довгому розрядному проміжку цієї ДЕРС «вістря-площина» окремих лідерних каналів. Це положення відносно вказаного електрофізичного впливу похідної $dU_e(t)/dt$ на характер розвитку позитивного лідера в атмосферному повітрі цієї ДЕРС для окремого випадку, коли довжина l_d цього проміжку в ДЕРС відповідала діапазону $1 \text{ м} \leq l_d \leq 4 \text{ м}$, нами було підтверджено експериментально за допомогою вітчизняного надвисоковольтного обладнання [4, 27].

Потрібно з урахуванням розрахункових і дослідних даних визначити в наближеному вигляді основні характеристики плазмового каналу позитивного лідера в ДЕРС, що досліджується, які містять значення наступних фізичних показників: густини n_{eL} електронів і електричного потенціалу U_{eL} в головці позитивного лідера; погонного заряду q_{Ll} лідерного плазмового каналу; густини δ_{eL} електронного струму i_{eL} і цього

струму i_{eL} в каналі лідера; напруженостей сильного електричного поля всередині E_{Li} і зовні E_{Le} каналу лідера з питомою електропровідністю γ_{Le} його плазми; довжини l_s стримерної зони перед головкою лідера; максимальної електронної температури T_{mL} в плазмі каналу лідера; активного опору R_{Lc} каналу лідера.

2. Визначення параметрів зони активної ударної іонізації повітря в ДЕРС. Як відомо, двоатомні молекули кисню O_2 у складі газів атмосферного повітря ДЕРС, що досліджується, за об'ємом займають до 21 % від робочого об'єму її довгого розрядного проміжку [34]. При цьому згідно даних табл. 1.6 з [3] енергія іонізації $W_i \approx W_{iO}$ молекул кисню O_2 електронним ударом є однієї з найменших для основних атомів (молекул) газів, що входять до складу повітря цієї ДЕРС, та чисельно складає біля $W_{iO} \approx 12,5$ еВ. Для порівняння вкажемо, що для двоатомних молекул азоту N_2 , які займають до 78 % об'єму повітряного проміжку ДЕРС «вістря-площина» [34], енергія їх іонізації електронним ударом складає біля $W_i \approx W_{iN} \approx 15,6$ еВ [3]. Тому найменша тривалість процесу іонізації газів повітряної ізоляції в цій ДЕРС електронними ударами визначатиметься енергією іонізації $W_i \approx W_{iO}$ її двоатомних молекул кисню O_2 . З урахуванням цього у подальших розрахунках процесу активної ударної іонізації електронами атмосферного повітря в досліджуваній ДЕРС обмежимося використанням енергії іонізації W_{iO} , яка характерна для його молекул кисню O_2 .

Розглянемо випадок, коли процес лавиноподібного розмноження електронів в атмосферному повітрі ДЕРС, що досліджується, виконується за рахунок ударної іонізації цього повітря під впливом їх одного початкового електрона ($N_0=1$) для газорозрядних плазматичних утворень, що обумовлені дією надсильного електричного поля в сферичній зоні радіусом $x \approx r_i$ активної іонізації повітря електронними ударами поблизу електроду-вістря ДЕРС. При цьому електрофізичному процесі на краю цієї зони радіусом $x \approx r_i$ активної іонізації електронами атмосферного повітря, розташованій поблизу потенціального металевго електроду ДЕРС, число електронів N_x в головці розвинутого позитивного стримера, що утворюється в цій зоні із-за вказаного процесу їх розмноження, у першому наближенні описуватиметься залежністю [1, 3]: $N_x \approx N_0 \exp(\alpha_i^* x)$, де $\alpha_i^* = (\alpha_i - \eta)$ – ефективний коефіцієнт ударної іонізації повітря в ДЕРС, а η – коефіцієнт прилипання електронів в повітрі цієї ДЕРС.

Електрони при їх модулі заряду $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл і масі спокою $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}$ кг [34] між своїми двома наступними один за одним зіткненнями з ефективною частотою ν_m з атомами або молекулами повітря (наприклад, кисню O_2) в ДЕРС, що досліджується, набирають поблизу потенціального електроду-вістря цієї ДЕРС в її надсильному електричному полі з усередненою напруженістю E_x швидкість дрейфу приблизно $v_{ed} \approx e_0 E_x / (m_e \nu_m)$ і відповідно енергію $W_e \approx e_0 E_x v_{ed} / \nu_m$ [1], яка для умови початку процесу активної іонізації цього повітря повинна як мінімум дорівнювати енергії іонізації $W_i \approx W_{iO}$ його молекул кисню O_2 . Тому з рівності $W_e \approx W_{iO} \approx e_0^2 E_x^2 / (m_e \nu_m^2)$ можна отримати розрахунковий вираз для усередненого значення критичної напруженості E_{xk} електричного поля на краю зони іонізації атмосферного повітря, що розглядається. Це

значення виявляється рівним $E_{xk} \approx e_0^{-1} \nu_m (m_e W_{iO})^{1/2}$. При $\nu_m \approx 2,96 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ [1] і $W_{iO} \approx 12,5$ еВ [3] критична напруженість E_{xk} електричного поля в ДЕРС, що досліджується, приймає кількісне значення біля $E_{xk} \approx 24,9 \cdot 10^6$ В/м. При цьому швидкість дрейфу $v_{ed} \approx e_0 E_{xk} / (m_e \nu_m)$ електронів на цьому краю сферичної зони радіусом $x \approx r_i$ активної ударної іонізації повітря поблизу потенціального електроду ДЕРС дорівнює $v_{ed} \approx 1,48 \cdot 10^6$ м/с.

Згідно [1] коефіцієнт η прилипання електронів до молекул для прийнятого нами атмосферного повітря в ДЕРС, що досліджується, при частоті їх прилипань $\nu_\eta \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$ і швидкості дрейфу електронів $v_{ed} \approx 1,48 \cdot 10^6$ м/с в плазмі каналу позитивного стримера розряду в ДЕРС приймає чисельне значення біля $\eta \approx \nu_\eta / v_{ed} \approx 67 \text{ м}^{-1}$. Тому при $\alpha_i \approx 10^3 \text{ м}^{-1}$ [1, 3] впливом прилипання електронів на їх розмноження в повітрі цієї ДЕРС можна знехтувати, а параметр α_i^* в залежності для числа електронів N_x в головці розвинутого позитивного стримера у вказаній зоні його іонізації прийняти рівним α_i .

Вкажемо, що радіус $x \approx r_i$ зони активної ударної іонізації молекул атмосферного повітря електронними ударами поблизу потенціального електроду-вістря ДЕРС визначається за наступним розрахунковим виразом: $x \approx r_i \approx U_{ed} / E_{xk} \approx U_{ed} e_0 \nu_m^{-1} (m_e W_{iO})^{-1/2}$, де U_{ed} – напруга появи в повітряній ДЕРС безперервного позитивного лідера [3]. Згідно формули (5.35) з [3] напруга U_{ed} в досліджуваній ДЕРС визначається за наближеним виразом: $U_{ed} \approx E_{e0} l_{\min} / k_c$, де $E_{e0} \approx 23 [1 + 1,22 (r_{ec})^{-0,37}]$ з розмірністю (кВ/см) – початкова напруженість електричного поля в ДЕРС у краю її металевго електроду-вістря з еквівалентним радіусом його кривизни $r_{ec} \approx r_c$, а $k_c \approx (14 + 1,5 l_{\min})$ з розмірністю мінімальної довжини $l_{\min}$ повітряного проміжку ДЕРС в (м) – критичне значення безрозмірного коефіцієнта неоднорідності електричного поля в ДЕРС. Бачимо, що електрична напруга U_{ed} в ДЕРС «вістря-площина» залежить як від довжини повітряного проміжку $l_d \approx l_{\min} \geq 1$ м в ДЕРС, так і геометрії (кривизни) краю її потенціального електроду-вістря. Із зростанням довжини $l_{\min}$ проміжку в ДЕРС її вплив на напругу U_{ed} зменшується. Відзначимо, що достовірність цього розрахункового виразу для $x \approx r_i$ в ДЕРС, що розглядається, при $1 \text{ м} \leq l_d \leq 4$ м нами була підтверджена експериментально [4, 27].

Для електрофізичного випадку, коли в високовольтній ДЕРС «вістря-площина», що досліджується, при $r_{ec} \approx r_c \approx 3$ мм ($r_0 \approx 15$ мм) і електричному пробію її повітряного проміжку мінімальною довжиною $l_d = l_{\min} = 1,5$ м, яка відповідає довжині прямої, проведеної від вістря потенціального електроду ДЕРС за нормаллю до плоскої поверхні її заземленої площини, розрахункова напруга U_{ed} згідно вказаним вище співвідношенням з [3] чисельно дорівнює біля $U_{ed} \approx 616,6$ кВ. Відзначимо, що при цьому дослідна пробивна (розрядна) напруга U_d для комутаційного аперіодичного імпульсу напруги часової форми $T_m / T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс позитивної полярності (T_m, T_p – відповідно час, що відповідає амплітуді U_{em} і тривалості імпульсу напруги $U_d(t)$ в ДЕРС на рівні $0,5 U_{em}$) приймала кількісне значення $U_d \approx 611,6$ кВ [4, 27], яке відрізняється від розрахункового значення $U_{ed} \approx 616,6$ кВ в межах 1 %. Тому при $\nu_m \approx 2,96 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ [1], $U_{ed} \approx 616,6$ кВ і $W_{iO} \approx 12,5$ еВ [3], що характерно для ударної іонізації електронами молекул кисню O_2 в атмосферному повітрі досліджуваної ДЕРС ($\alpha_i \approx 10^3 \text{ м}^{-1}$ [1, 3]), радіус сферичної зони актив-

ної іонізації електронними ударами повітря поблизу її потенціального металевого електроду-вістря приймає чисельне значення $x \approx r \approx 24,7$ мм.

Згідно [1, 3] з урахуванням наданих вище розрахункових співвідношень густина n_{es0} електронів в головці розвинутого позитивного стримера радіусом $R_{es} \approx 0,5 \alpha_i^{-1} \approx 0,5$ мм, що формується в сферичній зоні радіусом $x \approx r \approx 24,7$ мм ($U_{ed} \approx 616,6$ кВ) активної ударної іонізації електронами повітря поблизу електроду-вістря ДЕРС, при $N_0=1$ і $\alpha_i \approx 10^3$ м⁻¹ дорівнює приблизно чисельному значенню $n_{es0} \approx 10,2 \cdot 10^{19}$ м⁻³. Бачимо, що отримане оцінне кількісне значення n_{es0} відповідає необхідному рівню концентрації електронів (порядку $n_{es0} \approx 10^{19}$ м⁻³ [1, 3]) в головці початкового розвинутого позитивного стримера, на основі якого в сферичній зоні радіусом $r \approx x \approx 24,7$ мм поблизу потенціального електроду-вістря досліджуваної ДЕРС «вістря-площина» може формуватися позитивний лідер з радіусом біля $R_L \approx 0,5$ мм свого плазмового каналу.

3. Визначення густини n_{eL} електронів в головці позитивного лідера в повітряній ДЕРС. При прийнятому нами рівні високої електричної напруги $U_e(t) \geq 1$ МВ в досліджуваній ДЕРС і тривалості $t_L \approx T_d \approx 100$ мкс основної фази електророзрядних процесів в її довгому повітряному проміжку [3, 15, 24], де параметр T_d відповідає часу його електричного пробою (часу зрізу T_c високої напруги $U_e(t)$ на цьому ізоляційному проміжку), позитивний лідер в високовольтній ДЕРС, що розглядається, буде відповідати режиму свого безперервного розвитку в її повітрі з виконанням вказаної умови $dU_e(t)/dt \geq 5$ кВ/мкс. Для наближеного розрахунку густини n_{eL} електронів в головці позитивного лідера в високовольтній повітряній ДЕРС «вістря-площина» використовуємо відому узагальнену формулу Саха для густини n_{eL} електронів в рівноважній плазмі цієї ДЕРС як функції їх температури T_{mL} і енергії іонізації W_i нейтральних атомів (молекул) газів атмосферного повітря у цій плазмі [1, 36]:

$$n_{eL} \approx (A g_+ / g_a)^{1/2} n_{nL}^{1/2} T_{mL}^{3/4} \exp(-0,5 W_i / T_{mL}), \quad (1)$$

де $A = 6,06 \cdot 10^{21}$ см⁻³·еВ^{-3/2}; g_+ , g_a – відповідно статистичні ваги іонів і нейтральних атомів (молекул) газів повітря у плазмі лідера; n_{nL} – густина нейтральних атомів (молекул) атмосферного повітря у плазмі лідера (см⁻³); T_{mL} – максимальна електронна температура у плазмі лідера (еВ); W_i – енергія іонізації нейтральних атомів (молекул) повітря у плазмі лідера (еВ).

Згідно [1] рівняння (1) Саха було отримано за допомогою методів статистичної фізики безвідносно до механізмів народження електронів в рівноважній плазмі, що розглядається. У випадку атмосферного повітря в ДЕРС, яке є сумішшю різних газів, це рівняння Саха може використовуватися для атомів (молекул) кожного сорту, що входять до його складу [1]. Тому при одноразовій ударній іонізації електронами молекул кисню O_2 ($g_+ = 4$, а $g_a = 3$ [1]), які присутні в електронейтральній повітряній плазмі довгого розрядного проміжку досліджуваної ДЕРС, вказана формула (1) Саха приймає наступний спрощений вигляд:

$$n_{eL} \approx 0,9 \cdot 10^{11} n_{nL0}^{1/2} T_{mL}^{3/4} \exp(-0,5 W_{i0} / T_{mL}), \quad (2)$$

де n_{nL0} – густина нейтральних молекул кисню O_2 атмосферного повітря ДЕРС у плазмі лідера (см⁻³); W_{i0} – енергія ударної іонізації нейтральних молекул кисню O_2 атмосферного повітря ДЕРС у плазмі лідера (еВ).

Для випадку використання в розрахунках густини n_{eL} електронів в головці позитивного лідера прийнятого нами процесу ударної іонізації нейтральних молекул кисню O_2 атмосферного повітря в високовольтній ДЕРС ($n_{nL0} \approx 2,52 \cdot 10^{11}$ см⁻³ згідно даних табл. 8.3 з [1]) при $W_i \approx W_{i0} \approx 12,5$ еВ [3] і $T_{mL} \approx 1,639 \cdot 10^4$ К (див. розділ 8), що відповідає $T_{mL} \approx 1,413$ еВ [34, 37], за (2) густина n_{eL} електронів в головці позитивного лідера в повітряній ДЕРС, що досліджується, кількісно дорівнює приблизно $n_{eL} \approx 0,7 \cdot 10^{21}$ м⁻³. Тому для цього випадку ступінь іонізації $\chi \approx n_{eL} / N_L$, де $N_L = 2,687 \cdot 10^{25}$ м⁻³ – число Лошмідта [34, 38], повітря в ДЕРС «вістря-площина» складатиме біля $\chi \approx 0,26 \cdot 10^{-4}$. Отримане за (2) чисельне значення n_{eL} відрізняється від прийнятої в розділі 8 густини $n_{eL} \approx 0,9 \cdot 10^{21}$ м⁻³ при визначенні за (12) вказаної температури T_{mL} плазми в межах 22 %. Вкажемо, що ці кількісні значення густини n_{eL} електронів в позитивному лідері по порядку величини добре узгоджуються з відомими даними для концентрації вільних електронів в повітряній плазмі при її температурах порядку $T_{ms} \approx T_{mL} \approx (5-10) \cdot 10^3$ К [1, 3, 39, 40]. Крім того, отриманий за (2) результат для густини n_{eL} електронів в позитивному лідері відповідає умові електричного пробою Льюба для газової ізоляції, згідно якій густина n_e електронів в їх лавині при виникненні на її основі стримера в коротких газових проміжках (повітрі ДЕРС) має бути не менше $n_e \geq 0,7 \cdot 10^{18}$ м⁻³ [1, 3].

4. Визначення погонного заряду q_{LL} каналу позитивного лідера в повітряній ДЕРС. При розрахунковій оцінці погонного заряду q_{LL} лідерного плазмового каналу в високовольтній ДЕРС, що досліджується, виходитимемо з того фізичного положення, що цей заряд формується позитивно зарядженими головками позитивних електричних стримерів із зарядами $q_{es} \approx q_{eL} / N_s$, які формуються позитивним лідером, що проростає в повітрі цієї ДЕРС. При цьому проростанні в повітрі лідера позитивний заряд q_{eL} його головки і модуль густини n_{eL} електронів в ній згідно (2) залишаються для цієї ДЕРС штучного походження до моменту настання в її довгому повітряному проміжку кризової фази розряду малозмінними. При подібному наближеному механізмі електрофізичного розвитку цього лідера за короткий час $\Delta t_L \approx R_L / v_L$ його просування в повітряному проміжку ДЕРС сумарні позитивні заряди $q_{ess} \approx q_{es} N_s \approx q_{eL}$ головок окремих електричних стримерів, що стартують з головки лідера в повітря, і визначатимуть заряд q_{LL} каналу лідера. Тому для погонного позитивного заряду q_{LL} плазмового каналу лідера в повітряній високовольтній ДЕРС, в якому електронний струм i_{eL} і його густина δ_{eL} визначають рухомі убик заземленого електроду-площини ДЕРС негативно заряджені ділянки позитивних стримерів радіусом $R_{es} \approx 0,1 \alpha_i^{-1} \approx 0,1 \cdot 10^{-3}$ м [1, 3] у сумарній кількості біля $N_s \approx 2(R_{eL}/R_{es})^2 \approx 50$ з густиною n_{es} електронів в них, а іонний струм i_{iL} і його густина δ_{iL} – головки цих катодоспрямованих позитивних стримерів з модулем густини n_{es} електронів в них (див. рис. 1), маємо наступне наближене розрахункове співвідношення:

$$q_{LL} \approx 0,5 q_{es} N_s R_L^{-1} \approx 0,5 q_{eL} / R_L \approx 2 \pi \epsilon_0 n_{eL} R_L^2 / 3. \quad (3)$$

Згідно (3) чим більше значення заряду q_{eL} головки позитивного лідера, тим більшим буде і погонний позитивний заряд q_{LL} його плазмового каналу.

При $n_{eL} \approx 0,7 \cdot 10^{21}$ м⁻³ і $R_L \approx 0,5 \alpha_i^{-1} \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$ м [1] за (3) погонний заряд q_{LL} плазмового каналу позитивного

лідера в повітрі досліджуваної ДЕРС ($l_{\min} \approx 1,5$ м) має значення біля $q_{Ll} \approx 58,7 \cdot 10^{-6}$ Кл/м. Для порівняння цього результату для q_{Ll} з відомими даними вкажемо, що при лідерному сильноточковому надвисоковольтному розряді в цій ДЕРС ($l_{\min} \approx 100$ м) з комутаційним аперіодичним імпульсом надвисокої електричної напруги $U_e(t)$ амплітудою $U_{em} \approx 3,2$ МВ часової форми $T_m/T_p \approx 1,5$ мкс/3000 мкс позитивної полярності погонний заряд q_{Ll} цього лідера складає $q_{Ll} \approx 100$ мкКл/м [3].

З проростанням з швидкістю v_L в повітрі ДЕРС каналу цього лідера його все нові циліндричні ділянки отримуватимуть від головок позитивних стримерів, що виходять з його сферичної головки, вказані позитивні заряди. З урахуванням такого монотонного підзарядження каналу лідера його позитивний заряд q_L збільшуватиметься до моменту перекриття ним повітряного проміжку цієї ДЕРС (у межі до $q_L \approx q_{Ll} \cdot l_{\min}$). При цьому повний струм $i_{L\Sigma}$ плазмового каналу позитивного лідера в цій ДЕРС визначається сумою його як іонного струму $i_{iL} \approx q_{Ll} v_L$, так і електронного струму i_{eL} , який визначається негативно зарядженими ділянками вказаних позитивних стримерів, що викликаються цим позитивним лідером, і направлений убік заземленого електроду ДЕРС. За (3) при $q_{Ll} \approx 58,7 \cdot 10^{-6}$ Кл/м і $v_L \approx 10^5$ м/с [1, 27] іонний струм i_{iL} в каналі цього лідера приймає наближене значення $i_{iL} \approx 5,87$ А, а його густина $\delta_{iL} \approx i_{iL}/(\pi R_L^2)$ – приблизно $\delta_{iL} \approx 7,47 \cdot 10^6$ А/м².

5. Визначення густини δ_{eL} електронного струму i_{eL} і струму i_{eL} в каналі позитивного лідера в повітряній ДЕРС. Згідно запропонованої наближеної моделі електрофізичного розвитку позитивного лідера розряду з фактичним використанням з атмосферного повітря ДЕРС зарядів із його стримерної зони і подальшого просування цього лідера убік заземленого електроду ДЕРС «вістря-площина» (див. рис. 1) для швидкості v_{ed} направленої руху (дрейфу) електронів в плазмовому каналі лідера убік потенціального електроду-вістря цієї ДЕРС, обумовлених у тому числі і позитивними стримерами з густиною n_{es} електронів в їх окремих каналах, можна скористатися відомою формулою [38]: $v_{ed} \approx \delta_{eL}/(e_0 n_{eL})$. З іншого боку, для цієї швидкості v_{ed} електронів маємо і наступний вираз [1]: $v_{ed} \approx e_0 E_{xk}/(m_e v_m)$, де $E_{xk} \approx e_0^{-1} v_m (m_e W_i)^{1/2}$ – критична напруженість надсильного електричного поля в довгому повітряному проміжку досліджуваної ДЕРС. В результаті для густини δ_{eL} електронного струму i_{eL} в плазмовому каналі радіусом $R_L \approx 0,5 a_i^{-1} \approx 0,5$ мм [1, 3] досліджуваного позитивного лідера в цій ДЕРС можна отримати аналітичне співвідношення вигляду:

$$\delta_{eL} \approx e_0 n_{eL} m_e^{-1/2} W_i^{1/2}. \quad (4)$$

З (4) витікає, що густина δ_{eL} електронного струму i_{eL} в каналі позитивного лідера визначається густиною n_{eL} електронів в його сферичній головці радіусом $R_{eL} \approx R_L \approx 0,5 a_i^{-1} \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$ м [1, 3]. Чим більше значення цієї густини n_{eL} електронів в його головці, тим більше і густина δ_{eL} електронного струму i_{eL} в каналі лідера.

При $n_{eL} \approx 0,7 \cdot 10^{21}$ м⁻³ і $W_i \approx W_{i0} \approx 12,5$ еВ [3] (у випадку ударної іонізації електронами молекул кисню O_2 в атмосферному повітрі ДЕРС) густина δ_{eL} електронного струму i_{eL} в плазмовому каналі позитивного лідера в цій повітряній ДЕРС «вістря-площина» за (4) приймає кількісне значення біля $\delta_{eL} \approx 1,66 \cdot 10^8$ А/м². Це значення δ_{eL} за чисельним порядком відповідає густині струму в позитивному лідері, що вказана в [1, 3, 40].

Що стосується електронного струму i_{eL} в каналі позитивного лідера, що досліджується, то при цьому він розраховується за наближеною формулою вигляду: $i_{eL} \approx \pi R_L^2 \delta_{eL}$. При $\delta_{eL} \approx 1,66 \cdot 10^8$ А/м² і $R_L \approx R_{eL} \approx 0,5 a_i^{-1} \approx 0,5$ мм [1, 3] цей електронний струм i_{eL} в циліндричному плазмовому каналі позитивного лідера для вказаного прикладного електрофізичного випадку при електричному пробі довшого повітряного проміжку в досліджуваній високовольтній повітряній ДЕРС «вістря-площина» ($l_{\min} = 1,5$ м; $U_d \approx 611,6$ кВ [4, 27]; $\alpha_i \approx 10^3$ м⁻¹ [1, 3]; $v_m \approx 2,96 \cdot 10^{12}$ с⁻¹ [1]; $N_s \approx 50$; $W_i \approx W_{i0} \approx 12,5$ еВ [3]; $x_i \approx 24,6 \cdot 10^{-3}$ м) кількісно складає приблизно $i_{eL} \approx 130,5$ А. Отриманий розрахунковий чисельний результат для електронного струму i_{eL} в каналі позитивного лідера відповідає емпіричним даним, що були надані раніше в низці літературних джерел з області ТВН і ВІТ [1, 3, 40]. Відмітимо, що в плазмовому каналі позитивного лідера в цій ДЕРС отриманий електронний струм $i_{eL} \approx 130,5$ А суттєво перевищує вказаний вище іонний струм $i_{iL} \approx 5,87$ А, який забезпечується рухом з швидкістю біля $v_L \approx 10^5$ м/с [1, 27] цього каналу. Фізично пояснюватися ця різниця може відповідними швидкостями направленої руху цих носіїв електрики (ці швидкості дрейфу в каналі лідера складають для електронів біля 10^6 м/с, а для іонів – 10^3 м/с [1, 3, 15]).

6. Визначення напруженостей електричного поля всередині E_{Li} і зовні E_{Le} каналу позитивного лідера в повітряній ДЕРС. Для наближеного розрахунку напруженості E_{Li} подовжнього електричного поля всередині тонкого зигзагоподібного циліндричного каналу ($R_L \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$ м [1]) позитивного лідера в повітряній ДЕРС, яка досліджується, скористаємося класичним електродинамічним співвідношенням вигляду: $E_L \approx \delta_{eL}/\gamma_{Le}$ [41–43]. Тоді для усередненої за довжиною напруженості E_{Li} подовжнього електричного поля всередині плазмового каналу позитивного лідера в цій ДЕРС з урахуванням (4) використовуємо вираз:

$$E_{Li} \approx i_{eL}/(\pi \gamma_{Le} R_L^2) \approx e_0 n_{eL} \gamma_{Le}^{-1} m_e^{-1/2} W_i^{1/2}, \quad (5)$$

де $\gamma_{Le} \approx 10^4$ (Ом·м)⁻¹ – питома електропровідність плазми каналу позитивного лідера в ДЕРС [1], яка враховує зміну ступеня іонізації $\chi \approx n_{eL}/N_L$ її повітря із зростанням максимальної електронної температури T_{mL} плазми каналу позитивного лідера в цій ДЕРС.

Згідно (5) усереднена за довжиною напруженість E_{Li} подовжнього електричного поля всередині плазмового циліндричного каналу позитивного лідера в повітряній ДЕРС «вістря-площина» визначається як величиною густини n_{eL} електронів в його головці радіусом $R_{eL} \approx R_L \approx 0,5 a_i^{-1} \approx 0,5$ мм [1, 3], так і питомою електропровідністю γ_{Le} плазми лідера розряду. При $n_{eL} \approx 0,7 \cdot 10^{21}$ м⁻³, $W_i \approx W_{i0} \approx 12,5$ еВ [3], $R_L \approx 0,5$ мм [1, 3] і $\gamma_{Le} \approx 10^4$ (Ом·м)⁻¹ [1] за (5) розрахункова усереднена за довжиною напруженість E_{Li} електричного поля у випадку застосування при електричному пробі довшого повітряного проміжку ($l_{\min} = 1,5$ м) вказаного стандартного комутаційного аперіодичного імпульсу напруги $U_e(t)$ приймає кількісне значення біля $E_{Li} \approx 16,6$ кВ/м. Це значення E_{Li} відповідає прийнятим в області ТВН і ВІТ рівням усередненої за довжиною напруженості подовжнього сильного електричного поля всередині каналу позитивного лідера, який розвивається в мікросекундному часовому діапазоні в високовольтній повітряній ДЕРС «вістря-площина» для її проміжків з діа-

пазону $1 \text{ м} \leq l_{\min} \leq 5 \text{ м}$ [3, 39, 40]. Згідно [40] при значеннях мінімальної довжини $l_{\min}$ в цій ДЕРС порядку $l_{\min} \approx 100 \text{ м}$ рівень напруженості E_{Li} електричного поля в каналі позитивного лідера наближається до свого мінімального чисельного значення порядку $E_{Li} \approx 10 \text{ кВ/м}$ [1], яке спостерігається у каналі відкритої стаціонарної електричної дуги при струмах порядку 1 А .

При визначенні усереднених за довжиною значень напруженостей електричного поля зовні (в стримерній зоні лідера згідно рис. 1) E_{Le} і всередині E_{Li} плазмового каналу позитивного лідера в повітряній ДЕРС «вістря-площина», а також усередненої довжини l_s стримерної зони в цій ДЕРС при виконанні умови $dU_e(t)/dt < 10^3 \text{ кВ/мкс}$ скористаємося рівнянням балансу для електричної напруги на розрядному довгому повітряному проміжку цієї ДЕРС, яке відповідає моменту настання кризової фази розряду в цьому повітряному проміжку високовольтної ДЕРС [3, 40]:

$$U_e(t) \approx U_d \approx E_{Li}(l_d - l_s) + E_{Le}l_s, \quad (6)$$

де $l_d \approx 1,13l_{\min}$ – довжина зигзагоподібного шляху лідерно-стримерного розряду в повітрі ДЕРС [4, 27].

Відзначимо, що при настанні кризової фази лідерно-стримерного розряду в ДЕРС, що досліджується, виконується наступна геометрична рівність: $(l_L + l_s) = l_d$, де l_L – довжина каналу позитивного лідера в ДЕРС.

Згідно [40] при нормальних атмосферних умовах в ДЕРС, які відповідають прийнятим нами умовам для її повітря, значення усередненої за довжиною напруженості E_{Le} електричного поля в стримерній зоні позитивного лідера кількісно дорівнює біля $E_{Le} \approx 465 \text{ кВ/м}$. Бачимо, що цей чисельний рівень усередненої напруженості E_{Le} подовжнього електричного поля зовні циліндричного плазмового каналу позитивного лідера в його повітряній стримерній зоні відповідає діапазону сильних імпульсних електричних полів [37]. На достовірність цього наданого вище значення для рівня усередненої напруженості $E_{Le} \approx 465 \text{ кВ/м}$ електричного поля зовні плазмового каналу позитивного лідера (в його повітряній стримерній зоні) в ДЕРС, що досліджується, можуть вказувати отримані нами дослідні дані при визначенні максимальної пробивної напруженості $E_{d\max} \approx U_{em}/l_{\min} \approx 462,6 \text{ кВ/м}$ електричного поля для цієї високовольтної повітряної ДЕРС «вістря-площина» ($l_{\min} = 1,5 \text{ м}$), яка при своєму електричному іскровому пробі випробовувала пряму дію стандартного комутаційного аперіодичного імпульсу напруги $U_e(t)$ з амплітудою U_{em} часової форми $T_m/T_p \approx 200 \text{ мкс}/1990 \text{ мкс}$ позитивної полярності [4, 27].

З (6) для усередненої довжини l_s стримерної зони в ДЕРС «вістря-площина» маємо наступний вираз:

$$l_s \approx (U_d - E_{Li}l_d)/(E_{Le} - E_{Li}). \quad (7)$$

Для електрофізичного випадку дії в повітряній ДЕРС «вістря-площина» ($l_{\min} = 1,5 \text{ м}$; $l_d \approx 1,13l_{\min} \approx 1,695 \text{ м}$) вказаного вище аперіодичного імпульсу напруги $U_e(t)$ позитивної полярності з пробивною напругою $U_d \approx 611,6 \text{ кВ}$ [4, 27] за (7) при $E_{Li} \approx 16,6 \text{ кВ/м}$ і $E_{Le} \approx 465 \text{ кВ/м}$ отримуємо кількісне значення для усередненої довжини l_s стримерної зони в ДЕРС, яке складатиме біля $l_s \approx 1,3 \text{ м}$. Вкажемо, що згідно [1] в цій повітряній ДЕРС при $1,5 \text{ м} \leq l_{\min} \leq 10 \text{ м}$ стримерна зона тягнеться перед головкою позитивного лідера на відстань порядку $l_s \approx 1 \text{ м}$. Отриманий розрахунково-дослідним шляхом чисельний результат для усередненої довжини $l_s \approx 1,3 \text{ м}$

стримерної зони в ДЕРС «вістря-площина» може свідчити про правомірність використаних нами даних для усереднених за довжиною напруженостей електричного поля всередині $E_{Li} \approx 16,6 \text{ кВ/м}$ і зовні $E_{Le} \approx 465 \text{ кВ/м}$ каналу позитивного лідера в цій ДЕРС.

Для грубої чисельної оцінки максимального значення E_{Lem} напруженості електричного поля в повітряній стримерній зоні з радіальною координатою $x_s \gg R_{eL}$ позитивного лідера досліджуваної ДЕРС з різко неоднорідним електромагнітним полем можна з використанням теорії електростатичного поля [41] записати наступне наближене співвідношення:

$$E_{Lem} \approx q_{eL}/(4\pi\epsilon_0 x_s^2) \approx \epsilon_0 n_{eL} R_{eL}^3 (3\epsilon_0 x_s^2)^{-1}, \quad (8)$$

де x_s – відстань за радіусом від центру сферичної головки лідера по повітрю убик заземленого електроду-площини ДЕРС; $q_{eL} \approx 4\pi\epsilon_0 n_{eL} R_{eL}^3/3$ – електричний заряд головки позитивного лідера в повітряному проміжку ДЕРС, який при $n_{eL} \approx 0,7 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ і $R_{eL} \approx R_L \approx 0,5 \alpha_i^{-1} \approx 0,5 \text{ мм}$ [1, 3] чисельно складає приблизно $q_{eL} \approx 58,7 \text{ нКл}$; $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ – електрична стала [34].

Бачимо, що за (8) ця максимальна напруженість E_{Lem} в стримерній зоні позитивного лідера з радіусом R_L його тонкого плазмового каналу прямо пропорційна значенню густини n_{eL} електронів в сферичній головці радіусом $R_{eL} \approx R_L$ цього лідера. При $n_{eL} \approx 0,7 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $R_{eL} \approx R_L \approx 0,5 \alpha_i^{-1} \approx 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ [1, 3] і $x_s \approx 10 R_{eL} \approx 5 \text{ мм}$ за (8) максимальна напруженість E_{Lem} електричного поля в околицях головки позитивного лідера в досліджуваній ДЕРС приймає кількісне значення $E_{Lem} \approx 21,1 \text{ МВ/м}$. Цей рівень напруженості E_{Lem} електричного поля зовні головки позитивного лідера відповідає діапазону надсильних імпульсних електричних полів [40]. Вище було показано, що критична напруженість E_{xk} електричного поля поблизу металевого електроду-вістря досліджуваної ДЕРС, яка викликає активну ударну іонізацію електронами її атмосферного повітря, повинна мати значення порядку $E_{xk} \approx 24,9 \text{ МВ/м}$. Тому в атмосферному повітрі цієї ДЕРС поблизу сферичної головки радіусом $R_{eL} \approx R_L \approx 0,5 \text{ мм}$ [1, 3] позитивного лідера ($x_s \approx 10 R_{eL} \approx 5 \text{ мм}$) при рівні максимальної напруженості електричного поля біля $E_{Lem} \approx 21,1 \text{ МВ/м}$ створюватимуться фізичні умови для активного розвитку в її даній локальній повітряній зоні (див. рис. 1) електронних лавин і відповідно позитивних стримерів, які поставлятимуть до цієї сферичної головки позитивного лідера необхідні для його розвитку і просування в атмосферному повітрі цієї ДЕРС електричні заряди.

7. Визначення електричного потенціалу U_{eL} головки позитивного лідера в повітряній ДЕРС. Згідно (6) при настанні в високовольтній ДЕРС «вістря-площина» кризової фази лідерно-стримерного розряду, коли виконується рівність $(l_L + l_s) = l_d$, для електричного потенціалу U_{eL} сферичної головки радіусом $R_{eL} \approx R_L \approx 0,5 \text{ мм}$ [1, 3] позитивного лідера в повітряній ДЕРС, що досліджується нами, можна отримати наступне наближене розрахункове співвідношення:

$$U_{eL} \approx U_d - E_{Li}(1,13l_{\min} - l_s). \quad (9)$$

З урахуванням результатів кількісного визначення нами усередненої довжини $l_s \approx 1,3 \text{ м}$ стримерної зони в цій ДЕРС ($l_{\min} = 1,5 \text{ м}$; $U_d \approx 611,6 \text{ кВ}$ [4, 27]) за (9) при $E_{Li} \approx 16,6 \text{ кВ/м}$ для потенціалу U_{eL} головки позитивного лідера ($l_L \approx 1,13l_{\min} - l_s \approx 0,395 \text{ м}$) отримуємо зна-

чення, яке чисельно складає біля $U_{eL} \approx 605$ кВ. Бачимо, що при цьому падіння напруги U_L на каналі позитивного лідера приймає чисельне значення, яке рівне приблизно $U_L \approx E_{Li} l_L \approx 6,6$ кВ. Таким чином, основна частина напруги при лідерно-стрімерній кризній фазі розряду ($U_d \approx 611,6$ кВ [4, 27]) аперіодичним імпульсом напруги $U_e(t)$ часової форми $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс позитивної полярності довгого повітряного проміжку мінімальною довжиною $l_{\min} = 1,5$ м падає на позитивних стримерах (напруга біля $U_s \approx 605$ кВ), які розвиваються з головки лідера у бік заземленого електрода-площини ДЕРС. При торканні головкою позитивного лідера заземленого електрода-площини ДЕРС її електричний потенціал приймає нульове значення ($U_{eL} \approx 0$), а вся пробивна напруга U_d додається до каналу лідера.

8. Визначення максимальної електронної температури T_{mL} в плазмі каналу позитивного лідера в повітряній ДЕРС. При визначенні рівня температури в плазмі позитивного лідера, який розповсюджується в довгому повітряному проміжку високовольтної ДЕРС, що досліджується, виходитимемо з того положення, що вона в адиабатичному режимі, обумовленому швидким у часі t протіканням в плазмовому каналі цього лідера теплових процесів (при її зміні порядку 10^6 К/с [4, 9, 15]), відповідає максимальній температурі T_{mL} її електронів, які мають швидкість руху (дрейфу) в ній порядку 10^6 м/с [3]. Вкажемо, що при цьому максимальна температура T_{mi} іонів для рівноважної плазми лідера при їх швидкості дрейфового руху в ній порядку 10^3 м/с [3] дорівнює вказаній температурі T_{mL} електронів. Для знаходження максимальної електронної температури T_{mL} в плазмі каналу позитивного лідера в ДЕРС скористаємося відомим з теплової фізики співвідношенням для максимальної густини теплового потоку q_{mL} в каналі лідера [38]:

$$q_{mL} \approx \pi^{-1} \sigma_c T_{mL}^4, \quad (10)$$

де $\sigma_c = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²К⁴)⁻¹ – фундаментальна стала Стефана-Больцмана [34].

В зв'язку з тим, що первинним джерелом надходження енергії в плазмовий канал лідера є електрична енергія, що запасається в досліджуваній ДЕРС, то для густини теплового потоку q_{mL} можна використовувати і наступний наближений електрофізичний вираз [44]:

$$q_{mL} \approx \delta_{eL} U_{e0}, \quad (11)$$

де δ_{eL} – густина електронного струму в плазмову каналі лідера; U_{e0} – приелектродне падіння напруги в плазмовому каналі позитивного лідера у момент його зародження поблизу потенціального металевго електрода-вістря ДЕРС (ця постійна електрична напруга $U_{e0} \approx (5-10)$ В для різноманітних металевих електродів цієї ДЕРС, які використовуються в області ТВН і ВІТ [3, 4, 45]).

Тоді з урахуванням (4), (10) і (11) для розрахунку максимальної електронної температури T_{mL} в плазмовому каналі позитивного лідера, який формується в зоні радіусом $r_i \approx x_i$ ударної іонізації електронами повітря поблизу потенціального металевго електрода-вістря досліджуваної ДЕРС, маємо співвідношення:

$$T_{mL} \approx \sqrt[4]{\pi e_0 n_{eL} U_{e0} m_e^{-1/2} W_i^{1/2} \sigma_c^{-1}}. \quad (12)$$

Бачимо, що згідно (12) електронна температура T_{mL} в рівноважній плазмі позитивного лідера, який

народжується і розвивається в довгому повітряному проміжку ДЕРС «вістря-площина», головним чином визначається рівнем густини n_{eL} електронів в головці радіусом $R_{eL} \approx R_L \approx 0,5 \alpha_i^{-1} \approx 0,5$ мм [1, 3] цього лідера. Наприклад, при $n_{eL} \approx 0,9 \cdot 10^{21}$ м⁻³ [4], $W_i \approx W_{i0} \approx 12,5$ еВ [3] і $U_{e0} \approx 6,1$ В (для сталевго електрода-вістря ДЕРС) [44] за (12) максимальна електронна температура T_{mL} в плазмі позитивного лідера приймає чисельне значення приблизно $T_{mL} \approx 1,639 \cdot 10^4$ К. При $n_{eL} \approx 0,7 \cdot 10^{21}$ м⁻³ за (12) ця максимальна температура T_{mL} дорівнює біля $T_{mL} \approx 1,539 \cdot 10^4$ К. Ці отримані за (12) наближені рівні температури T_{mL} , які відрізняються в межах 6 %, відповідають як вказаному в [3] характерному діапазону її зміни в каналі позитивного лідера на початку його виникнення в атмосферному повітрі ДЕРС «вістря-площина» при електричному пробіі її довгого проміжку, так і наближаються до наданого в [1] значення цієї температури порядку $T_{mL} \approx (2-4) \cdot 10^4$ К в повітряній рівноважній плазмі позитивного лідера. Крім того, ці отримані за (12) кількісні значення температури T_{mL} в плазмовому каналі позитивного лідера відповідають пороговому рівню температури $T_{mL} \approx (1-2) 10^4$ К [1, 39], при переході якого суттєво зростає значення ступеня іонізації $\chi \approx n_{eL}/N_L$ його плазми. Вкажемо, що, наприклад, значення температури $T_{mL} \approx 1,639 \cdot 10^4$ К відповідає початку активної термічної іонізації атмосферного повітря в досліджуваній ДЕРС, для якої потрібна температура в цьому каналі не менше $8 \cdot 10^3$ К [1]. До речі, узагальнена формула Саха згідно (1) враховує вплив температури T_{mL} плазми в каналі позитивного лідера на процес термічної іонізації газів атмосферного повітря в ДЕРС. Тепер стають зрозумілишими для нас фізичні причини яскравого світіння головки позитивного лідера в цій ДЕРС, який є передвісником електричного пробію довгого повітряного проміжку в ДЕРС.

9. Визначення активного опору R_{Lc} каналу позитивного лідера в повітряній ДЕРС. Для погонного активного опору R_{Li} каналу позитивного лідера в високовольтній повітряній ДЕРС «вістря-площина» маємо класичне наближене співвідношення [38, 43]:

$$R_{Li} \approx (\pi \gamma_{Le} R_L^2)^{-1}. \quad (13)$$

При $R_L \approx 0,5 \alpha_i^{-1} \approx 0,5$ мм [1, 3] і $\gamma_{Le} \approx 10^4$ (Ом·м)⁻¹ [1] за (13) знаходимо, що погонний активний опір R_{Li} плазмового каналу позитивного лідера в повітряній ДЕРС, що розглядається, виникнення і розвиток якого в її довгому розрядному проміжку обумовлений дією в ній використаного нами стандартного комутаційного аперіодичного імпульсу високої напруги $U_e(t)$ вказаної вище часової форми [4, 27], має кількісне значення біля $R_{Li} \approx 127,3$ Ом/м. Тоді для повітряного проміжку довжиною $l_{\min} = 1,5$ м в цій ДЕРС повний активний опір R_{Lc} плазмового каналу позитивного лідера прийматиме при $l_d \approx 1,13 l_{\min} \approx 1,695$ м [4, 27] значення, яке чисельно дорівнюватиме біля $R_{Lc} \approx R_{Li} \cdot l_d \approx 215,8$ Ом. При такому значенні опору R_{Lc} з урахуванням впливу опору $R_c \approx 4,59$ кОм струмообмежувального резистора розряд в електричному колі використаного нами потужного надвисоковольтного генератора випробувальних комутаційних аперіодичних імпульсів високої напруги $U_e(t)$ [46–48], електрична схема та загальний вигляд якого зображені на рис. 2, 3 з досліджуваною згідно рис. 4 ДЕРС «вістря-площина», на стадії розви-

Рис. 2. Електрична схема заміщення розрядного кола генератора стандартних комутаційних імпульсів напруги часової форми $T_m/T_F \approx 200$ мкс/1990 мкс позитивної (негативної) полярності з амплітудою до $U_{em} \approx \pm 2$ МВ ($R_G \approx 4,5$ Ом, $L_G \approx 80$ мкГн, $C_G \approx 0,125$ нФ) – власні електричні параметри генератора імпульсних напруг типу ГІН-4; $R_{D1} \approx 440$ кОм – розрядний опір генератора ГІН-4 з комутатором F ; $R_{D2} \approx 32,7$ кОм – додатковий розрядний опір; $R_F \approx 4,28$ кОм – опір формуючого резистора; $C_F \approx 13,3$ нФ – формуюча ємність на напругу $\pm 2,5$ МВ; $R_C \approx 4,59$ кОм – опір струмообмежувального резистора; $R_D \approx 107,3$ кОм – опір високовольтного плеча омичного подільника напруги типу ОПН-2,5 на номінальний імпульсний напругу $\pm 2,5$ МВ з коефіцієнтом ділення $K_F \approx 53650$) [46]

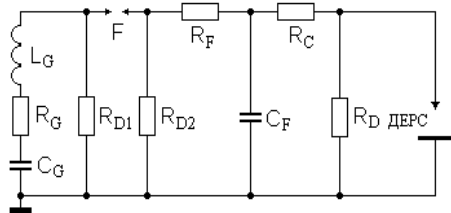


Рис. 2. Електрична схема заміщення розрядного кола генератора стандартних комутаційних імпульсів напруги часової форми $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс позитивної (негативної) полярності з амплітудою до $U_{em} \approx \pm 2$ МВ ($R_G \approx 4,5$ Ом, $L_G \approx 80$ мкГн, $C_G \approx 0,125$ мкФ – власні електричні параметри генератора імпульсних напруг типу ГН-4; $R_{D1} \approx 440$ кОм – розрядний опір генератора ГН-4 з комутатором F ; $R_{D2} \approx 32,7$ кОм – додатковий розрядний опір; $R_F \approx 4,28$ кОм – опір формуючого резистора; $C_F \approx 13,3$ нФ – формуюча ємність на напругу $\pm 2,5$ МВ; $R_C \approx 4,59$ кОм – опір струмообмежувального резистора; $R_D \approx 107,3$ кОм – опір високовольтного плеча очинного подільника напруги типу ОПН-2,5 на номінальну імпульсну напругу $\pm 2,5$ МВ з коефіцієнтом ділення $K_F \approx 53650$) [46]

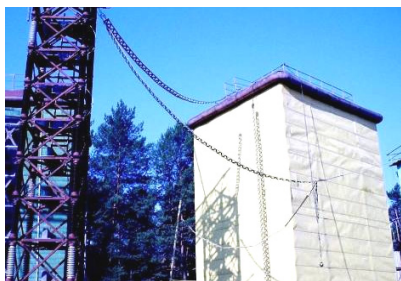


Рис. 3. Загальний вигляд потужного надвисоковольтного генератора стандартних комутаційних аперіодичних імпульсів напруги часової форми $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс позитивної (негативної) полярності з амплітудою до $U_{em} \approx \pm 2$ МВ (зліва на ізоляційній опорі заввишки 12 м встановлена формуюча ємність $C_F \approx 13,3$ нФ, до верхнього потенціального електроду якої приєднані формуючий $R_F \approx 4,28$ кОм і струмообмежувальний $R_C \approx 4,59$ кОм високовольтні резистори) [46]

Рис. 4. Загальний вигляд високовольтної повітряної ДЕРС «вістря-площина» ($l_{\text{min}}=1,5$ м), в якій до потенціального верхнього загостреного на нижньому краю ($r_{\text{с}}\approx 3$ мм) сталевого електроду-стрижню радіусом $r_0\approx 15$ мм, розміщеному по центру її заземленого нижнього плоского електроду з оцинкованої сталі з розмірами 5×5 м, приєднаний омичний подільник напруги типу ОПН-2,5 на номінальну імпульсну напругу $\pm 2,5$ МВ з коефіцієнтом ділення, рівним $K_d\approx 53650$

На рис. 5 приведена осцилограма повного стандартного комутаційного аперіодичного імпульсу високої напруги $U_e(t)$ з амплітудою $U_{em} \approx 622,3$ кВ часової форми $T_m/T_d \approx 200$ мкс/1990 мкс позитивної полярності, який діє в розрядному колі використаного нами потужного надвисоковольтного випробувального генератора відповідних імпульсів напруги [46] на ДЕРС «вістря-площина» без електричного пробую її довгого повітряного проміжку завдовжки $l_{\min} = 3$ м.

На рис. 6 зображено осцилограму зрізаного на нара-
стаючій частині стандартного комутаційного аперіодич-
ного імпульсу високої напруги $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс
з електричним пробоем довгого повітряного розрядно-
го проміжку в випробувальній ДЕРС «вістря-площина»
мінімальною довжиною $l_{\min}=1,5$ м.

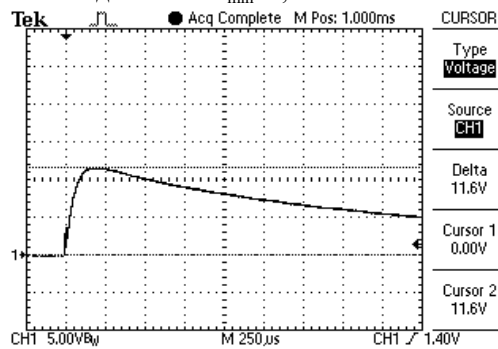


Рис. 5. Осцилограма повного комутаційного аперіодичного імпульсу високої напруги $U_e(t)$ часової форми $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс позитивної полярності без електричного пробоя довгого повітряного проміжку в ДЕРС «вістря-площина» ($l_{\min} = 3$ м; $U_{em} \approx 11,6 \text{ В} \times 53650 \approx 622,3$ кВ – амплітуда випробувального імпульсу високої напруги; $T_m \approx 200$ мкс – час наростання (підйому) імпульсу високої напруги до своєї амплітуди U_{em} ; $T_p \approx 1990$ мкс – тривалість імпульсу на рівні $0,5U_{em}$; масштаб за вертикаллю – 268,2 кВ/под.; масштаб за горизонталлю – 250 мкс/под.) [27]

Вкажемо, що при отриманні експериментальних даних згідно рис. 5, 6 були використані: вітчизняний потужний генератор стандартних комутаційних аперіодичних імпульсів надвисокої напруги $U_e(t)$ часової форми $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс позитивної (негативної) полярності на номінальну електричну напругу ± 2 МВ [46, 48]; омичний подільник напруги типу ОПН-2,5 ($K_d \approx 53650$) на номінальну імпульсну напругу $\pm 2,5$ МВ

[47]; повірений державною метрологічною службою цифровий осцилограф Tektronix TDS 1012B, що запам'ятовує вимірювальні електричні сигнали (сертифікат калібрування UA01№1312 від 29.06.2023 р.). Відмітимо, що амплітудно-часові параметри імпульсів високої напруги $U_e(t)$ згідно даних рис. 5, 6 визначалися згідно вимог стандарту [49].

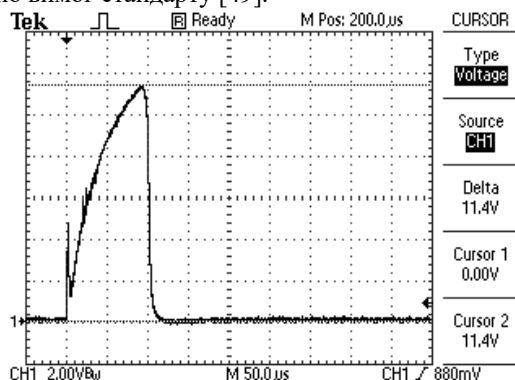


Рис. 6. Осцилограма зрізаного стандартного комутаційного аперіодичного імпульсу високої напруги $U_e(t)$ часової форми $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс позитивної полярності при електричному пробі довгого повітряного проміжку в ДЕРС «вістря-площина» ($l_{\min}=1,5$ м; $U_d \approx 11,4$ В $\times 53650 \approx 611,6$ кВ – рівень зрізу імпульсу напруги; $T_c \approx T_d \approx 95$ мкс – час зрізу імпульсу напруги (пробою); $T_{dc} \approx 17$ мкс – тривалість зрізу (комутації) імпульсу напруги; масштаб за вертикаллю – 107,3 кВ/под.; масштаб за горизонталлю – 50 мкс/под.) [27]

На рис. 7 зображено загальний вигляд каналу іскрового розряду і сферичної зони активної ударної іонізації повітря поблизу потенціального електрода в ДЕРС «вістря-площина» ($l_{\min}=1,5$ м; $U_d \approx 611,6$ кВ).



Рис. 7. Загальний вигляд зигзагоподібного циліндричного плазмового каналу іскрового розряду з майже сферичною зоною радіусом $r \approx x_i$ активної ударної іонізації повітря, що яскраво світиться вгорі поблизу потенціального електрода ДЕРС «вістря-площина», при електричному пробі її повітряного проміжку комутаційним аперіодичним імпульсом високої напруги часової форми $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс позитивної полярності ($l_{\min}=1,5$ м; $U_e(T_d) \approx U_d \approx 611,6$ кВ [27])

Вкажемо, що згідно отриманим нами наближеним дослідним даним діаметр $2x_i$ сферичної зони активної ударної іонізації атмосферного повітря поблизу краю потенціального сталевго стрижня-вістря діаметром $2r_0 \approx 30$ мм в ДЕРС за своєю яскравою світлістю приблизно в два рази перевищував діаметр $2r_0$ електрода-вістря і у чотири рази діаметр $2r_{mk}$ плазмового каналу іскрового розряду (див. рис. 7) [4, 27].

Виконані в умовах високовольтної електрофізичної лабораторії НДПКІ «Молнія» НТУ «ХП» за допомогою вказаного вище випробувального обладнання експериментальні дослідження електричного пробі в ДЕРС «вістря-площина» (див. рис. 4) довгих повітряних проміжків довжиною $1 \text{ м} \leq l_{\min} \leq 4 \text{ м}$ дозволили для випадку застосування в дослідах стандартного комутаційного аперіодичного імпульсу високої напруги $U_e(t)$ часової форми $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс позитивної полярності підтвердити [4, 27]: по-перше, виникнення поблизу потенціального металевго електрода-вістря досліджуваної нами ДЕРС майже сферичної зони радіусом біля $x_i \approx r_i \approx (25-30)$ мм активної ударної іонізації електронами атмосферного повітря; по-друге, виникнення і подальший розвиток в довгому повітряному проміжку ДЕРС, що досліджувалась, каналу позитивного лідера завжди відбувається з цієї локальної зони радіусом $x_i \approx r_i$ активної іонізації повітря; по-третє, рівень пробивної імпульсної напруги U_d в цій ДЕРС, який при $l_{\min}=1,5$ м складав біля $U_d \approx 611,6$ кВ ($T_d \approx 95$ мкс), а при $l_{\min}=3$ м – $U_d \approx 1062,3$ кВ ($T_d \approx 104$ мкс); по-четверте, виконання наближеного співвідношення $l_d \approx 1,13 l_{\min}$ для довжини зигзагоподібного шляху розвитку каналу в довгому повітряному проміжку ДЕРС; по-п'яте, фізичне положення, що електричний пробі повітряних проміжків вказаною довжиною $l_{\min}$ в досліджуваній ДЕРС завжди відбувається на наростаючій фронтальній частині застосованого в експериментах комутаційного імпульсу високої напруги $U_e(t)$.

Висновки.

1. Запропоновано спрощену електрофізичну модель виникнення і розвитку позитивного лідера в довгому розрядному повітряному проміжку ДЕРС «вістря-площина», що випробовує дію стандартного комутаційного аперіодичного імпульсу високої напруги $U_e(t)$ часової форми $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс позитивної полярності. Ця наближена електрофізична модель дозволяє знайти в комплексному вигляді низку основних характеристик плазмового каналу цього лідера розряду при електричному пробі довгого повітряного проміжку в досліджуваній нами ДЕРС високою імпульсною напругою позитивної полярності.

2. Отримано наближені розрахункові співвідношення для визначення наступних основних характеристик плазмового каналу позитивного лідера в ДЕРС «вістря-площина» з атмосферним повітрям: густини n_{eL} електронів і електричного потенціалу U_{eL} в головці цього лідера; погонного заряду q_{LL} лідерного плазмового каналу; густини δ_{eL} електронного струму i_{eL} і цього струму i_{eL} в каналі лідера; іонного струму i_{iL} і його густини δ_{iL} в каналі лідера; напруженостей сильного електричного поля всередині E_{Li} і зовні E_{Le} каналу лідера; довжини l_s стримерної зони перед головкою лідера; максимальної електронної температури T_{mL} в плазмі каналу лідера; погонного активного опору R_{LL} і повного активного опору R_{LC} каналу лідера. Надані дані, які підтверджують достовірність низки цих наближених розрахункових співвідношень для плазмового каналу позитивного лідера в повітряній ДЕРС.

3. Розрахунковим шляхом показано, що максимальна електронна температура T_{mL} в рівноважній плазмі позитивного лідера в повітряній ДЕРС «вістря-площина» при густині $n_{eL} \approx 0,7 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ електронів в

плазмі лідера цієї ДЕРС приймає чисельне значення $T_{mL} \approx 1,539 \cdot 10^4$ К, яке відповідає прийнятому в області ТВН і ВІТ характерному діапазону її зміни в подібному лідері для довгого розрядного проміжку ДЕРС з атмосферним повітрям та наближається до рівня $T_{mL} \approx (2-4) \cdot 10^4$ К, характерного для розвинутого позитивного лідера і отриманого за допомогою відомих спектроскопічних вимірювань. Цей отриманий рівень температури T_{mL} вказує на те, що плазма в каналі позитивного лідера в цій ДЕРС стає термоіонізованою.

4. На основі відомого у фізиці плазми рівняння Саха у випадку іонізації електронними ударами нейтральних молекул кисню O_2 атмосферного повітря досліджуваної нами високовольтної ДЕРС «вістря-площина» показано, що густина n_{eL} електронів в повітряній рівноважній плазмі каналу позитивного лідера цієї ДЕРС при $T_{mL} \approx 1,639 \cdot 10^4$ К приймає кількісне значення біля $n_{eL} \approx 0,7 \cdot 10^{21}$ м⁻³, яке відповідає її відомим чисельним значенням в області фізики і техніки високовольтних газових розрядів атмосферного тиску.

5. Розрахунково-дослідним шляхом показано, що для електрофізичного випадку, що розглядається в повітряній ДЕРС «вістря-площина» ($l_{\min} = 1,5$ м), на стадії виникнення, розвитку і просування позитивного лідера в атмосферному повітрі досліджуваної ДЕРС при густині n_{eL} електронів в сферичній головці цього лідера радіусом $R_{eL} \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$ м біля $n_{eL} \approx 0,7 \cdot 10^{21}$ м⁻³ її електричний потенціал U_{eL} змінюється від рівня $U_e(T_d) \approx U_d \approx 611,6$ кВ (початок розвитку лідера) до приблизно нуля (завершення розвитку лідера і настання при довжині його плазмового каналу $l_L \approx 1,13 l_{\min}$ в повітряному проміжку ДЕРС крізової фази розряду). Для проміжного стану розвитку в довгому повітряному проміжку цієї ДЕРС каналу лідера ($l_L \approx 0,395$ м) електричний потенціал U_{eL} головки позитивного лідера в її атмосферному повітрі кількісно складатиме $U_{eL} \approx 605$ кВ при падінні напруги на каналі лідера $U_L \approx 6,6$ кВ.

6. Встановлено, що в стримерній зоні повітряного проміжку поблизу головки позитивного лідера (на відстані $x_s \approx 10 R_{eL} \approx 5$ мм від неї) досліджуваної ДЕРС ($l_{\min} = 1,5$ м) формується надсильне електричне поле з максимальною напруженістю $E_{Lem} \approx 21,1$ МВ/м (при усередненій за довжиною цього проміжку напруженості $E_{Le} \approx 465$ кВ/м, що характерна для стримерної зони перед лідером), яка порівняна з критичною напруженістю $E_{xk} \approx 24,9$ МВ/м електричного поля, що викликає активну ударну іонізацію електронами її атмосферного повітря. У зв'язку з цим поза головкою цього лідера створюватимуться фізичні умови для активного розвитку електронних лавин і позитивних стримерів у кількості N_s , які стартують з головки лідера з її надмірним позитивним зарядом $q_{eL} \approx 58,7$ нКл убік заземленого електрода-площини цієї ДЕРС.

7. Показано, що усереднена за довжиною зигзагоподібного шляху проростання в повітрі позитивного лідера розряду напруженість E_{Li} подовжного електричного поля всередині його плазмового каналу радіусом біля $R_L \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$ м в високовольтній повітряній ДЕРС «вістря-площина» для випадку, коли $l_{\min} = 1,5$ м і $U_e(T_d) \approx U_d \approx 611,6$ кВ, при питомій електропровідності $\gamma_{Le} \approx 10^4$ (Ом·м)⁻¹ рівноважної плазми каналу цього лідера чисельно складає приблизно $E_{Li} \approx 16,6$ кВ/м.

8. Розрахунково-експериментальним шляхом отримано значення усередненої довжини l_s стримерної зони перед головкою позитивного лідера, яке для випадку застосування в повітряній ДЕРС «вістря-площина» ($l_{\min} = 1,5$ м) стандартного комутаційного аперіодичного імпульсу високої напруги $U_e(t)$ часової форми $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс позитивної полярності з пробивною напругою $U_d \approx 611,6$ кВ складає $l_s \approx 1,3$ м.

9. Встановлено, що густина δ_{eL} електронного струму i_{eL} в плазмовому каналі позитивного лідера для високовольтної повітряної ДЕРС «вістря-площина» ($l_{\min} = 1,5$ м) приймає кількісне значення $\delta_{eL} \approx 1,66 \cdot 10^8$ А/м², а електронний струм i_{eL} убік її заземленого металевого електрода-площини – $i_{eL} \approx 130,5$ А.

10. Показано, що погонний заряд q_{Li} тонкого плазмового каналу позитивного лідера, який просувається в атмосферному повітрі ДЕРС «вістря-площина», має кількісне значення $q_{Li} \approx 58,7 \cdot 10^{-6}$ Кл/м. Цей електричний заряд визначає іонний струм i_{iL} в плазмовому каналі цього лідера, який чисельно дорівнює приблизно $i_{iL} \approx 5,87$ А при його густині біля $\delta_{iL} \approx 7,47 \cdot 10^6$ А/м².

11. Встановлено, що при питомій електропровідності $\gamma_{Le} \approx 10^4$ (Ом·м)⁻¹ термоіонізованої плазми каналу позитивного лідера в високовольтній повітряній ДЕРС «вістря-площина» погонний активний опір R_{Li} плазмового каналу цього лідера кількісно складає біля $R_{Li} \approx 127,3$ Ом/м. При цьому повний активний опір R_{Lc} зигзагоподібного плазмового каналу позитивного лідера в цій ДЕРС ($l_{\min} = 1,5$ м) прийматиме значення, яке чисельно дорівнюватиме $R_{Lc} \approx 1,13 R_{Li} \cdot l_{\min} \approx 215,8$ Ом.

12. Виконані на вітчизняному потужному надвисоковольтному обладнанні на відкритому повітрі в умовах електрофізичної лабораторії відповідні експериментальні дослідження електророзрядних процесів в ДЕРС «вістря-площина» з довжинами $1 \text{ м} \leq l_{\min} \leq 4 \text{ м}$ її довгого повітряного проміжку вказують на правомірність запропонованої нами спрощеної моделі формування поблизу потенціального електрода-вістря цієї ДЕРС і подальшого розвитку в її атмосферному повітрі тонкого плазмового каналу позитивного лідера з його вказаними вище основними характеристиками.

Фінансування. Роботу виконано за підтримки Міністерства освіти і науки України (тема ДБ № 0123U101704).

Конфлікт інтересів. Автор заявляє про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
2. Бржезицький В.О., Білий І.В., Бойко М.І., Гуль В.І., Гурін А.Г., Ільєнко О.С., Ісакова А.В., Кондра Б.М., Копшин В.О., Кравченко В.І., Набока Б.Г., Проценко О.Р., Рудаков В.В., Хименко Л.Т., Хомініч В.І., Шостак В.О., Янішевський В.І. *Техніка і електрофізика високих напруг: Навчальний посібник* / За ред. В.О. Бржезицького, В.М. Михайлова. Харків: НТУ «ХПІ» – Торнадо, 2005. 930 с.
3. Бортник И.М., Белогловский А.А., Верещагин И.П., Вершинин Ю.Н., Калинин А.В., Кучинский Г.С., Ларионов В.П., Монастырский А.Е., Орлов А.В., Темников А.Г., Пинталь Ю.С., Сергеев Ю.Г., Соколова М.В. *Электрофизические основы техники высоких напряжений: Учебник для вузов.* – М.: Издательский дом МЭИ, 2010. 704 с.
4. Баранов М.І. *Вибрані питання електрофізики: Монографія у 4 томах. Том 4: Ефекти взаємодії фізичних тіл з полями і струмами.* Х.: «ФОП Панов А.М.», 2023. 552 с.
5. Баранов М.И. Основные электрофизические характеристики природной трехфазной дисперсной системы "грозовое облако–

- земля". *Электронная обработка материалов*, 2023, т. 59, № 6, С. 50–57. doi: <https://doi.org/10.52577/eom.2023.59.6.50>.
6. Брагинский С.И. К теории развития канала искры. *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 1958, т. 34, № 6, С. 1548–1556.
7. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. *Теория искры*. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
8. Брагинский С.И. О поведении полностью ионизированной плазмы в сильном магнитном поле. *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 1957, т. 33, № 3(9), С. 645–654.
9. Бобров Ю.К., Вихров В.В., Федотов И.П. Динамика сильнооточного импульсного разряда в воздухе. *Физика плазмы*, 1988, т. 14, № 9, С. 1222–1227.
10. Гулий Г.А. *Научные основы разрядно-импульсных технологий*. Киев: Наукова думка, 1990. 208 с.
11. Дубовенко К.В. Взаимодействие ударных волн с плазмой канала сильнооточного разряда в камере высокого давления. *Журнал технической физики*, 1992, т. 62, № 6, С. 83–93.
12. Вовченко А.И., Богуславский Л.З., Мирошниченко Л.Н. Тенденции развития мощных высоковольтных генераторов импульсных токов в ИИПТ НАН Украины (обзор). *Технічна електродинаміка*, 2010, № 5, С. 69–74.
13. Niemeyer L., Pietronero L., Wiesmann H.J. Fractal Dimension of Dielectric Breakdown. *Physical Review Letters*, 1984, vol. 52, no. 12, pp. 1033–1036. doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.52.1033>.
14. Wiesmann H.J., Zeller H.R. A fractal model of dielectric breakdown and prebreakdown in solid dielectrics. *Journal of Applied Physics*, 1986, vol. 60, no. 5, pp. 1770–1773. doi: <https://doi.org/10.1063/1.337219>.
15. Kuffel E., Zaengl W.S., Kuffel J. *High Voltage Engineering Fundamentals*. Oxford, Newnes Publ., 2000. 552 p.
16. Nijdam S., Teunissen J., Ebert U. The physics of streamer discharge phenomena. *Plasma Sources Science and Technology*, 2020, vol. 29, no. 10, art. no. 103001. doi: <https://doi.org/10.1088/1361-6595/abaa05>.
17. Charalambakos V.P., Agoris D.P., Kupershtokh A.L., Karpov D.I. Modelling of prebreakdown phenomena using cellular automata. *Proceedings of the IASTED International Conference on Modelling, Identification and Control (MIC2001)*, 2001, vol. 1, pp. 143–147.
18. Kupershtokh A.L., Charalambakos V., Agoris D., Karpov D.I. Simulation of breakdown in air using cellular automata with streamer to leader transition. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2001, vol. 34, no. 6, pp. 936–946. doi: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/6/315>.
19. Petrov N.I., Petrova G.N., D'Alessandro F. Quantification of the probability of lightning strikes to structures using a fractal approach. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2003, vol. 10, no. 4, pp. 641–654. doi: <https://doi.org/10.1109/TDEI.2003.1219649>.
20. Kebbab L., Beroual A. Fractal analysis of creeping discharge patterns propagating at solid/liquid interfaces: influence of the nature and geometry of solid insulators. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2006, vol. 39, no. 1, pp. 177–183. doi: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/39/1/026>.
21. Xiong Z., Robert E., Sarron V., Pouvesle J.-M., Kushner M.J. Dynamics of ionization wave splitting and merging of atmospheric-pressure plasmas in branched dielectric tubes and channels. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2012, vol. 45, no. 27, art. no. 275201. doi: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/27/275201>.
22. Hu H.M., Yang Y., Lu W., Zhao G.P. Electrical Tree Simulation Based on the Self-Organization Criticality. *Energy and Power Engineering*, 2013, vol. 5, no. 4, pp. 1273–1276. doi: <https://doi.org/10.4236/epe.2013.54B241>.
23. Xia Y., Liu D., Wang W., Bi Z., Wang X., Niu J., Ji L., Song Y., Qi Z. Effects of previous ionization and excitation on the ionization wave propagation along the dielectric tube. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2016, vol. 49, no. 16, art. no. 165202. doi: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/16/165202>.
24. Diaz O., Hettiarachchi P., Rahman M., Cooray V., Vayanganie S.P.A. Experimental study of leader tortuosity and velocity in long rod-plane air discharges. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2016, vol. 23, no. 2, pp. 806–812. doi: <https://doi.org/10.1109/TDEI.2015.005421>.
25. Aziz N.H., Catterson V.M., Rowland S.M., Bahadoorsingh S. Analysis of partial discharge features as prognostic indicators of electrical treeing. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2017, vol. 24, no. 1, pp. 129–136. doi: <https://doi.org/10.1109/TDEI.2016.005957>.
26. Baranov M.I. A generalized physical principle of development of plasma channel of a high-voltage pulse spark discharge in a dielectric. *Electrical Engineering & Electromechanics*, 2024, no. 1, pp. 34–42. doi: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2024.1.05>.
27. Baranov M.I. Calculation and experimental determination of the speed of advancement of the plasma leader channel of a pulse spark discharge in atmospheric air. *Electrical Engineering & Electromechanics*, 2024, no. 2, pp. 48–54. doi: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2024.2.07>.
28. Hussein A.M., Janischewskyj W., Chang J.-S., Shostak V., Chisholm W.A., Dzurevych P., Kawasaki Z.-I. Simultaneous measurement of lightning parameters for strokes to the Toronto Canadian National Tower. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 1995, vol. 100, no. D5, pp. 8853–8861. doi: <https://doi.org/10.1029/95JD00543>.
29. Guerrieri S., Nucci C.A., Rachidi F., Rubinstein M. On the influence of elevated strike objects on directly measured and indirectly estimated lightning currents. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 1998, vol. 13, no. 4, pp. 1543–1555. doi: <https://doi.org/10.1109/61.714865>.
30. Karpov D.I., Kupershtokh A.L. Models of streamers growth with "physical" time and fractal characteristics of streamer structures. *Conference Record of the 1998 IEEE International Symposium on Electrical Insulation*, 1998, vol. 2, pp. 607–610. doi: <https://doi.org/10.1109/ELINSL.1998.694866>.
31. Uman M.A., Rakov V.A. A critical review of nonconventional approaches to lightning protection. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 2002, vol. 83, no. 12, pp. 1809–1820. doi: <https://doi.org/10.1175/BAMS-83-12-1809>.
32. Baranov M.I., Buriakovskiy S.G., Hrytsenko A.S., Kostyuk V.A. Results of investigations of thermal resistibility of prototypes of aluminum alloy panels of fuel tank of airplane to direct action of normalized components of artificial lightning current. *Electrical Engineering & Electromechanics*, 2019, no. 6, pp. 29–38. doi: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2019.6.04>.
33. Betz H.D., Schumann U., Laroche P. *Lightning: Principles, Instruments and Applications. Review of Modern Lightning Research*. Springer Dordrecht Publ., 2009. 641 p. doi: <https://doi.org/10.1007/978-1-4020-9079-0>.
34. Кухлинг Х. *Справочник по физике* / Пер. с нем. под ред. Е.М. Лейкина. М.: Мир, 1982. 520 с.
35. Черногор Л.Ф. Фізичні ефекти метеороїда Юйшу. 1. Кінематика і фізика небесних тіл, 2022, т. 38, № 3, С. 20–46. doi: <https://doi.org/10.15407/kfnt.2022.03.020>.
36. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. *Основы физики плазмы*. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
37. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 391 с.
38. Кузьмичев В.Е. *Законы и формулы физики* / Отв. ред. В.К. Тартаковский. К.: Наукова думка, 1989. 864 с.
39. Богатенков И.М., Иманов Г.М., Кизеветтер В.Е., Костенко М.В., Кучинский Г.С., Михайлов Ю.А., Таджикибаев А.И., Тиходеев Н.Н., Халилов Ф.Х., Шкурпат П.И., Шнеерсон Г.А., Янчус Э.И. *Техника высоких напряжений. Учебное пособие для вузов* / Под ред. Г.С. Кучинского. СПб.: Изд-во ПЭИПК, 1998. 700 с.
40. Базелян Э.М., Ражанский И.М. *Искровой разряд в воздухе*. Новосибирск: Наука, 1988. 165 с.
41. Яворский Б.М., Детлаф А.А. *Справочник по физике*. М.: Наука, 1990. 624 с.
42. Никольский В.В., Никольская Т.И. *Электродинамика и распространение радиоволн: Учебное пособие для вузов*. М.: Наука, 1989. 544 с.
43. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. *Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов в 2-х томах. Том 2*. Л.: Энергоиздат, 1981. 416 с.
44. Абрамов Н.Р., Кужекин И.П., Ларионов В.П. Характеристики проплавления стенок металлических объектов при воздействии на них молнии. *Электричество*, 1986, № 11, С. 22–27.
45. Баранов М.И. Приближенный расчет электрической эрозии металлических электродов высоковольтных сильнооточных искровых коммутаторов. *Технічна електродинаміка*, 2004, № 5, С. 11–14.
46. Baranov M.I., Koliushko G.M., Kravchenko V.I. A switching aperiodic superhigh-voltage pulse generator for testing the electric

strength of insulation of technical objects. *Instruments and Experimental Techniques*, 2013, vol. 56, no. 6, pp. 653-658. doi: <https://doi.org/10.1134/S0020441213050126>.

47. Баранов М.И., Колиушко Г.М., Кравченко В.И. Получение стандартных коммутационных импульсов высокого и сверхвысокого напряжения для натурных испытаний электроэнергетических объектов. *Электротехника і електро механіка*, 2013, № 2, С. 52-56.
48. Баранов М.И. *Избранные вопросы электрофизики. Монография в 4-х томах. Том 3: Теория и практика электрофизических задач*. Х.: Точка, 2014. 400 с.
49. ГОСТ 1516.2-97. *Электрооборудование и электроустановки переменного тока на напряжение 3 кВ и выше. Общие методы испытаний электрической прочности изоляции*. Минск: Межгосударственный совет по стандартизации, метрологии и сертификации, 1997. 31 с.

REFERENCES

1. Rayzer Yu.P. *Physics of gas discharge*. Moscow, Nauka Publ., 1987. 592 p. (Rus).
2. Brzhezitsky V.O., Biliy I.V., Boiko M.I., Gul' V.I., Gurin A.G., Il'enko O.S., Isakova A.V., Kondra B.M., Kopshin V.O., Kravchenko V.I., Naboka B.G., Protchenko O.R., Rudakov V.V., Khymenko L.T., Khominich V.I., Shostak V.O., Yanishevsky V.I. *Technique and Electrophysics of High Voltages*. Kharkiv, NTU «KhPI», Tornado Publ., 2005. 930 p. (Ukr).
3. Bortnik I.M., Beloglovskiy A.A., Vereshchagin I.P., Vershinin Yu.N., Kalinin A.V., Kuchinskiy G.S., Larionov V.P., Monastyrskiy A.E., Orlov A.V., Temnikov A.G., Pintal' Yu.S., Sergeev Yu.G., Sokolova M.V. *Electrophysics bases of HV technique*. Moscow, Publ. House of MEI, 2010. 704 p. (Rus).
4. Baranov M.I. *Selected topics of Electrophysics. Monograph in 4 Vols. Vol. 4. Effects of interaction of physical bodies with fields and currents*. Kharkiv, FOP Panov A.N. Publ., 2023. 552 p. (Ukr).
5. Baranov M.I. Basic Electrophysical Characteristics of Natural Three-Phase Dispersed System "A Storm Cloud-Earth". *Elektronnaya Obrabotka Materialov*, 2023, vol. 59, no. 6, pp. 50-57. (Rus). doi: <https://doi.org/10.52577/eom.2023.59.6.50>.
6. Braginskiy S.I. To the theory of development of channel of spark. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1958, vol. 34, no. 6, pp. 1548-1556. (Rus).
7. Lozanskiy E.D., Firsov O.B. *Theory of spark*. Moscow, Atomizdat Publ., 1975. 272 p. (Rus).
8. Braginskiy S.I. To the theory of development of channel of spark. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1957, vol. 33, no. 3(9), pp. 645-654. (Rus).
9. Bobrov Yu.K., Vikhrov V.V., Fedotov I.P. Dynamics of high-current pulse discharge in air. *Physics of Plasma*, 1988, vol. 14, no. 9, pp. 1222-1227. (Rus).
10. Gulyy G.A. *Scientific basis of the discharge-pulse technologies*. Kyiv, Naukova Dumka Publ., 1990. 208 p. (Rus).
11. Dubovenko K.V. Interaction of shock waves with plasma of a high-current discharge channel in a high-pressure chamber. *Journal of Technical Physics*, 1992, vol. 62, no. 6, pp. 83-93. (Rus).
12. Vovchenko A.I., Bohuslavsky L.Z., Myroshnychenko L.N. Trends in development of high-powered high-voltage pulse current generators in the Institute of Pulse Processes and Technology of Ukraine (review). *Technical Electrodynamics*, 2010, no. 5, pp. 69-74. (Rus).
13. Niemeyer L., Pietronero L., Wiesmann H.J. Fractal Dimension of Dielectric Breakdown. *Physical Review Letters*, 1984, vol. 52, no. 12, pp. 1033-1036. doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.52.1033>.
14. Wiesmann H.J., Zeller H.R. A fractal model of dielectric breakdown and prebreakdown in solid dielectrics. *Journal of Applied Physics*, 1986, vol. 60, no. 5, pp. 1770-1773. doi: <https://doi.org/10.1063/1.337219>.
15. Kuffel E., Zaengl W.S., Kuffel J. *High Voltage Engineering Fundamentals*. Oxford, Newnes Publ., 2000. 552 p.
16. Nijdam S., Teunissen J., Ebert U. The physics of streamer discharge phenomena. *Plasma Sources Science and Technology*, 2020, vol. 29, no. 10, art. no. 103001. doi: <https://doi.org/10.1088/1361-6595/abaa05>.
17. Charalambakos V.P., Agoris D.P., Kupershtokh A.L., Karpov D.I. Modelling of prebreakdown phenomena using cellular automata. *Proceedings of the IASTED International Conference on Modelling, Identification and Control (MIC2001)*, 2001, vol. 1, pp. 143-147.
18. Kupershtokh A.L., Charalambakos V., Agoris D., Karpov D.I. Simulation of breakdown in air using cellular automata with streamer to leader transition. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2001, vol. 34, no. 6, pp. 936-946. doi: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/6/315>.
19. Petrov N.I., Petrova G.N., D'Alessandro F. Quantification of the probability of lightning strikes to structures using a fractal approach. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2003, vol. 10, no. 4, pp. 641-654. doi: <https://doi.org/10.1109/TDEI.2003.1219649>.
20. Kebbabi L., Beroual A. Fractal analysis of creeping discharge patterns propagating at solid/liquid interfaces: influence of the nature and geometry of solid insulators. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2006, vol. 39, no. 1, pp. 177-183. doi: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/39/1/026>.
21. Xiong Z., Robert E., Sarron V., Pouvesle J.-M., Kushner M.J. Dynamics of ionization wave splitting and merging of atmospheric-pressure plasmas in branched dielectric tubes and channels. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2012, vol. 45, no. 27, art. no. 275201. doi: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/27/275201>.
22. Hu H.M., Yang Y., Lu W., Zhao G.P. Electrical Tree Simulation Based on the Self-Organization Criticality. *Energy and Power Engineering*, 2013, vol. 5, no. 4, pp. 1273-1276. doi: <https://doi.org/10.4236/epe.2013.54B241>.
23. Xia Y., Liu D., Wang W., Bi Z., Wang X., Niu J., Ji L., Song Y., Qi Z. Effects of previous ionization and excitation on the ionization wave propagation along the dielectric tube. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2016, vol. 49, no. 16, art. no. 165202. doi: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/16/165202>.
24. Diaz O., Hettiarachchi P., Rahman M., Cooray V., Vayanganie S.P.A. Experimental study of leader tortuosity and velocity in long rod-plane air discharges. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2016, vol. 23, no. 2, pp. 806-812. doi: <https://doi.org/10.1109/TDEI.2015.005421>.
25. Aziz N.H., Catterson V.M., Rowland S.M., Bahadoorsingh S. Analysis of partial discharge features as prognostic indicators of electrical treeing. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2017, vol. 24, no. 1, pp. 129-136. doi: <https://doi.org/10.1109/TDEI.2016.005957>.
26. Baranov M.I. A generalized physical principle of development of plasma channel of a high-voltage pulse spark discharge in a dielectric. *Electrical Engineering & Electromechanics*, 2024, no. 1, pp. 34-42. doi: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2024.1.05>.
27. Baranov M.I. Calculation and experimental determination of the speed of advancement of the plasma leader channel of a pulse spark discharge in atmospheric air. *Electrical Engineering & Electromechanics*, 2024, no. 2, pp. 48-54. doi: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2024.2.07>.
28. Hussein A.M., Janischewskyj W., Chang J.-S., Shostak V., Chisholm W.A., Dzurevych P., Kawasaki Z.-I. Simultaneous measurement of lightning parameters for strokes to the Toronto Canadian National Tower. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 1995, vol. 100, no. D5, pp. 8853-8861. doi: <https://doi.org/10.1029/95JD00543>.
29. Guerrieri S., Nucci C.A., Rachidi F., Rubinstein M. On the influence of elevated strike objects on directly measured and indirectly estimated lightning currents. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 1998, vol. 13, no. 4, pp. 1543-1555. doi: <https://doi.org/10.1109/61.714865>.
30. Karpov D.I., Kupershtokh A.L. Models of streamers growth with "physical" time and fractal characteristics of streamer structures. *Conference Record of the 1998 IEEE International Symposium on Electrical Insulation*, 1998, vol. 2, pp. 607-610. doi: <https://doi.org/10.1109/ELINSL.1998.694866>.
31. Uman M.A., Rakov V.A. A critical review of nonconventional approaches to lightning protection. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 2002, vol. 83, no. 12, pp. 1809-1820. doi: <https://doi.org/10.1175/BAMS-83-12-1809>.
32. Baranov M.I., Buriakovskiy S.G., Hrytsenko A.S., Kostyuk V.A. Results of investigations of thermal resistibility of prototypes of aluminum alloy panels of fuel tank of airplane to direct action of normalized components of artificial lightning current. *Electrical Engineering & Electromechanics*, 2019, no. 6, pp. 29-38. doi: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2019.6.04>.
33. Betz H.D., Schumann U., Laroche P. *Lightning: Principles, Instruments and Applications. Review of Modern Lightning Research*. Springer Dordrecht Publ., 2009. 641 p. doi: <https://doi.org/10.1007/978-1-4020-9079-0>.

34. Kuhling H. *Handbook of Physics*. Moscow, Mir Publ., 1982. 520 p. (Rus).
35. Chernogor L.F. Physical effects from the Yushu meteoroid. 1. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 2022, vol. 38, no. 3, pp. 20-46. doi: <https://doi.org/10.15407/kfbt2022.03.020>.
36. Golant V.E., Zhilinskiy A.P., Sakharov I.E. *Fundamentals of Plasma Physics*. Moscow, Atomizdat Publ., 1977. 384 p. (Rus).
37. Knopfel' G. *Ultra strong pulsed magnetic fields*. Moscow, Mir Publ., 1972. 391 p. (Rus).
38. Kuz'michev V.E. *Laws and formulas of physics*. Kyiv, Naukova Dumka Publ., 1989. 864 p. (Rus).
39. Bogatenkov I.M., Imanov G.M., Kizevetter V.E., Kostenko M.V., Kuchinskiy G.S., Mikhaylov Yu.A., Tadzhibaev A.I., Tikhodeev N.N., Khalilov F.Kh., Shkurovat P.I., Shneerson G.A., Yanchus E.I. *High Voltage Engineering. A Textbook for Universities*. Spb., PEIPK Publ., 1998. 700 p. (Rus).
40. Bazelyan E.M., Razhanskiy I.M. *Spark discharge in the air*. Novosibirsk, Nauka Publ., 1988. 165 p. (Rus).
41. Yavorskiy B.M., Detlaf A.A. *Physics Handbook*. Moscow, Nauka Publ., 1990. 624 p. (Rus).
42. Nikol'skiy V.V., Nikol'skaya T.I. *Electrodynamics and Propagation of Radio Waves: A Textbook for Universities*. Moscow, Nauka Publ., 1989. 544 p. (Rus).
43. Neyman L.R., Demirchyan K.S. *Theoretical foundations of electrical engineering: Textbook for universities in 2 vols. Vol. 2*. Leningrad, Energoizdat Publ., 1981. 416 p. (Rus).
44. Abramov N.R., Kuzhekin I.P., Larionov V.P. Descriptions of melting of walls of metallic objects at action on them of lightning. *Electricity*, 1986, no. 11, pp. 22-27. (Rus).
45. Baranov M.I. Approximate calculation of electrical erosion of metal electrodes of high-voltage high-current spark switches. *Technical Electrodynamics*, 2004, no. 5, pp. 11-14. (Rus).
46. Baranov M.I., Koliushko G.M., Kravchenko V.I. A switching aperiodic superhigh-voltage pulse generator for testing the electric strength of insulation of technical objects. *Instruments and Experimental Techniques*, 2013, vol. 56, no. 6, pp. 653-658. doi: <https://doi.org/10.1134/S0020441213050126>.
47. Baranov M.I., Koliushko G.M., Kravchenko V.I. Generation of standard switching aperiodic impulses of high and superhigh voltage for full-scale tests of electrical power objects. *Electrical Engineering & Electromechanics*, 2013, no. 2, pp. 52-56. (Rus).
48. Baranov M.I. *Selected topics of Electrophysics. Monograph in 4 Vols. Vol. 3. Theory and practice of electrophysics tasks*. Kharkiv, Tochka Publ., 2014. 400 p. (Rus).
49. *Standard GOST 1516.2-97. Electrical equipment and installations for a.c. voltages 3 kV and higher. General methods of dielectric tests*. Minsk, Intergovernmental Council of Standardization, Measuring and Certification Publ., 1997. 31 p. (Rus).

Надійшла (Received) 23.09.2024

Прийнята (Accepted) 28.01.2025

Опублікована (Published) 02.07.2025

Баранов Михайло Іванович¹, д.т.н., гол.н.с.,

¹ Науково-дослідний та проектно-конструкторський інститут «Молнія» Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут», 61013, Харків, вул. Шевченка, 47, e-mail: baranovmi49@gmail.com (Corresponding Author)

M.I. Baranov¹, Doctor of Technical Science, Senior Researcher,

¹ Research and Design Institute «Molniya» of National Technical University «Kharkiv Polytechnic Institute», 47, Shevchenko Str., Kharkiv, 61013, Ukraine.

How to cite this article:

Baranov M.I. The main characteristics of the leader channel during breakdown of a long air gap by high pulse voltage. *Electrical Engineering & Electromechanics*, 2025, no. 4, pp. 59-71. doi: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2025.4.08>

The main characteristics of the leader channel during breakdown of a long air gap by high pulse voltage.

Goal. Calculation-experimental determination of basic descriptions of plasma channel of leader at an electrical breakdown of long air gap in the double-electrode discharge system (DEDS) «edge-plane» by artificial electricity of high pulse voltage of positive polarity. **Methodology.** Bases of the theoretical electrical engineering and electrophysics, electrophysics bases of technique of high and extra-high voltage, large pulse currents and high electromagnetic fields, basis of high-voltage pulse and measuring technique. **Results.** The simplified electrophysics model of origin and development of positive leader is offered in the long air gap of probed DEDS, which the followings descriptions of plasma channel of this positive leader were found on the basis of: a closeness of n_{el} charge and electric potential U_{el} in the head of leader; linear charge q_{Li} of leader of plasma channel; closeness δ_{el} of electron current i_{el} and this current i_{el} in the channel of leader; strength of high electric field outside E_{Le} and inwardly E_{Li} of the channel of leader; length l_s of streamer area before the head of leader; maximal electron temperature T_{mL} in plasma of channel of leader; linear active resistance R_{Li} and active resistance R_{Lc} of channel of leader. Executed on a domestic powerful over-high voltage electrical equipment outdoors in the conditions of electrophysics laboratory high-voltage experiments with the use of standard interconnect aperiodic pulse of voltage $U_e(t)$ of temporal shape of $T_m/T_p \approx 200 \mu s / 1990 \mu s$ of positive polarity for probed DEDS at a change in it of minimum length l_{min} of its discharge in air gap in the range of $1 m \leq l_{min} \leq 4 m$ confirmed power and authenticity of row of the got calculation correlations for the indicated descriptions of plasma channel of positive leader which is formed and develops in this DEDS. **Originality.** In a complex kind calculation-experimental way the indicated basic descriptions of plasma channel of positive leader are certain in probed DEDS. By calculation way it is first rotined that on the stage of development of positive leader in atmospheric air of indicated DEDS high electric potential U_{el} of his spherical head with the charge of $q_{el} \approx 58,7 \text{ nC}$ has a less value (for example, $U_{el} \approx 605 \text{ kV}$ for length of his channel of $l_L = 0,395 \text{ m}$ at $l_{min} = 1,5 \text{ m}$) the radius of $R_{el} \approx 0,5 \text{ mm}$, what high potential $U_e(t) \approx U_e(T_d) \approx 611,6 \text{ kV}$ its active metallic electrode-edge. Obtained result for the maximal electron temperature $T_{mL} \approx 1,639 \cdot 10^4 \text{ K}$ in plasma of the probed leader testifies that this plasma is thermo-ionized. **Practical value.** Practical application in area of industrial electrical power engineering, high-voltage pulse technique, techniques of high and extra-high voltage of the obtained new results in area of physics of gas discharge allows not only to deepen our electrophysics knowledges about a leader discharge in atmospheric air but also more grounded to choose the air insulation of power high and over-high voltage electrical power engineering and electrical engineering equipment, and also to develop different new electrical power engineering and electrophysics devices in area of industrial electrical power engineering and powerful pulse energy with enhanceable reliability and safety of their operation in the normal and emergency modes. References 49, figures 7.

Key words: long air gap, leader discharge, electrical breakdown of gap, plasma channel of positive leader, characteristics of positive leader.