

М.І. Баранов, С.Г. Буряковський, В.В. Князев

Розрахунок основних теплофізичних, газодинамічних та електроенергетичних параметрів електричного вибуху в газовому середовищі металевого провідника

Надані результати інженерного розрахунку температури T_m і тиску P_m в плазмовому каналі, часу t_{ex} вибуху провідника, активного опору R_c і питомої електропровідності γ_p плазми каналу, теплової енергії, що вводиться в провідник W_i та виділяється в каналі W_c , і швидкості v_{mw} розповсюдження ударної акустичної хвилі в «металевій плазмі», що утворюється при електричному вибуху (ЕВ) в газовому середовищі металевого провідника під дією великого імпульсного струму. Показано, що при ЕВ в атмосферному повітрі короткого тонкого мідного провідника в розрядному колі високовольтного генератора імпульсних струмів (ГІС) мікросекундного часового діапазону рівні температури T_m , тиску P_m і швидкості v_{mw} в зоні його вибуху можуть досягати чисельних значень $T_m \approx 121,6 \cdot 10^3$ К, $P_m \approx 14,19 \cdot 10^9$ Па і $v_{mw} \approx 4693$ м/с. Сформульовані електротехнічні шляхи отримання в розрядному колі ГІС з металевим провідником, який вибухає у газовому середовищі, найбільших значень температури T_m , тиску P_m і швидкості v_{mw} . Бібл. 41, табл. 1, рис. 2.

Ключові слова: великий імпульсний струм, електричний вибух провідника, температура, тиск, час та енергія вибуху, активний опір і питома електропровідність плазмового каналу, енергія, що вводиться в провідник та виділяється в плазмовому каналі, швидкість ударної хвилі при вибуху провідника.

Стан та актуальність задачі. Електричний вибух (ЕВ) металевих провідників поперечним перерізом S_0 і довжиною l_0 у вакуумі, газовому та рідкому середовищах під дією протікаючого по ним великого імпульсного струму (ВІС) різних амплітудно-часових параметрів (АЧП) знайшов досить широке практичне застосування як в наукових (наприклад, при вивченні механізмів фазових переходів речовини [1–5], явищ перенесення маси, імпульсу та енергії в екстремальних умовах, у тому числі в критичних режимах протікання ядерних вибухів [6, 7], одержанні м'якого рентгенівського випромінювання для керованого термоядерного синтезу [8], дослідженні процесів оптичного накачування газових лазерів і активних середовищ для квантових генераторів на парах металів [9] тощо), так і в технологічних (наприклад, при напиленні тонких покриттів для мікроелектроніки [10, 11], отриманні високодисперсних провідних порошоків [12–16], створенні швидкодіючих електровибухових розмикачів струму для сильноточових кіл високовольтних генераторів з потужними ємнісними та індуктивними накопичувачами енергії [17], одержанні щільної високотемпературної плазми [18], високошвидкісної силової обробки та деформуванні ударними навантаженнями різних матеріалів (деталей) [19, 20], проведенні сертифікаційних випробувань авіаційної та ракетно-космічної техніки на електромагнітну сумісність і стійкість до дії блискавки (насамперед, в електричних схемах введення струму і електромагнітної енергії в об'єкти, що випробовуються) [21, 22] тощо) цілях. При вивченні складного процесу ЕВ металу провідника і практичної реалізації електровибухових технологій фахівці в ході проведених робіт використовують як більш точні розрахункові чисельні методи дослідження явища ЕВ металевих провідників у газах і рідинах [4, 5, 7, 8], так і менш точні інженерні аналітичні методи та моделі розрахунку теплофізичних, газо-, електро- та магнітогідродинамічних процесів у суцільних середовищах при протіканні зазначеного електрофізичного явища [9–15, 23–26]. При цьому відомі розрахункові методи і отримані за їх допомогою наближені розрахункові вирази для аналітичного дослідження вказанного явища ЕВ металевого провідника мають суттєвий загальний недолік: вони не до-

зволяють забезпечити комплексний підхід до одночасного розрахунку основних теплофізичних, газодинамічних та електроенергетичних параметрів процесу ЕВ провідника.

Крім того, при налагодженні необхідних режимів роботи використовуваної в електровибухових технологіях високовольтної імпульсної техніки (ВІТ) і прогнозуванні наслідків впливу створюваних ЕВ провідників електрофізичних ефектів на оброблювані матеріали, деталі та об'єкти інженерно-технічному персоналу необхідні спрощені і зручні в практичному застосуванні наближені аналітичні співвідношення для розрахункової оцінки у виникаючому при ЕВ провідників і ініційованому ним плазмовому каналі розряду на них потужних рівнів температури T_m , тиску P_m , часу t_{ex} вибуху, активного опору R_c і питомої електропровідності γ_p плазмового каналу, енергії W_b , що вводиться у провідник, і енергії W_c , що виділяється у плазмовому каналі, та швидкості v_{mw} ударної хвилі в плазмових продуктах каналу розряду у газі (рідині). У зв'язку з цим отримання наближених аналітичних співвідношень для інженерного комплексного розрахунку зазначених параметрів T_m , P_m , t_{ex} , R_c , γ_p , W_b , W_c і v_{mw} , характерних для ЕВ металевих провідників, є актуальною у світі прикладною науково-технічною задачею.

Метою статті є отримання та аналіз наближених аналітичних співвідношень для інженерного комплексного розрахунку максимальних значень температури T_m і тиску P_m у плазмовому каналі, часу t_{ex} вибуху провідника, активного опору R_c та питомої електропровідності γ_p плазмового каналу, енергії W_b , що вводиться у провідник, та теплової енергії W_c , що виділяється у плазмовому каналі, і максимальної швидкості v_{mw} поширення ударної акустичної хвилі в плазмових продуктах ЕВ у газі провідника під дією ВІС.

1. Постановка задачі. Розглянемо розташований у газовому середовищі при нормальних атмосферних умовах тонкий металевий провідник циліндричної форми, по якому в його поздовжньому напрямку від високовольтного імпульсного джерела енергії (наприклад, від потужної малоіндуктивної конденсаторної батареї) протікає ВІС з АЧП, достатніми для досяг-

© М.І. Баранов, С.Г. Буряковський, В.В. Князев

нення в провідній структурі провідника довжиною l_0 і радіусом r_0 з поперечним перерізом $S_0 = \pi r_0^2$ чисельного значення інтеграла струму J_k , що є критичним для досліджуваного провідника. Під інтегралом струму J_k будемо розуміти відомий інтеграл за участю квадрату густини струму, що визначається прийнятим в робо-

тах [3, 24, 27] у часі t виразом: $J_k = \int_0^{t_{ex}} \delta_k^2(t) dt$, де $\delta_k(t)$

– критична густина імпульсного струму у провіднику, що викликає сублімацію металу і перегрів його пари; t_{ex} – час настання ЕВ та початку просторового розльоту сублімованого металу провідника та його пари.

Зупинимося на використанні для ЕВ досліджуваного провідника низькоомних генераторів імпульсних струмів (ГІС), АЧП розрядного струму $i_c(t)$ яких змінюються у часі t за законом загасаючої синусоїди [9, 10, 19]. Вважаємо, що густина $\delta_k(t)$ імпульсного струму характеризується практично рівномірним розподілом за перерізом S_0 прийнятого тонкого провідника, тому що для нього товщина скін-слою струму може суттєво перевищувати його радіус r_0 . Приймаємо, що в передвибуховому стані сублімованого тіла тонкого провідника його максимальні значення температури T_m і тиску P_m рівномірно розподілені за поперечним перерізом утвореної щільної «металевої плазми» [9, 10], яка знаходиться до її високошвидкісного розширення (розльоту) в межах критичного перерізу $S_{0c} > S_0$ [20]. Вважаємо, що зазначена «металева плазма» провідника в першому наближенні є перегрітою металевою парою, що відноситься до сильно ненасичених парів (реальних газів) з температурою T_m набагато вищою точки його кипіння при температурі T_b і високому тиску P_m . У цьому зв'язку до «металевої плазми», що утворилася після сублімації металу з його сильно перегрітою парою і їх подальшому високошвидкісному розширенню (розльоту при ЕВ) у навколишньому газі, при розглянутому наближенні можуть бути застосовані відомі в класичній фізиці газові закони [28]. Вважаємо, що максимальна температура T_m у зазначеній рівноважній «металевій плазмі», для якої температура електронів практично не відрізняється від температури її іонів та атомів, визначається електронною температурою, котра залежить від амплітуди густини поздовжнього теплового потоку g_m у перерізі S_0 провідника. У аналізованому випадку g_m буде визначатися амплітудою δ_{mc} густини струму у провіднику і приелектродним падінням напруги U_e у крайових зонах сублімованого тіла провідника [24]. Газ, що оточує досліджуваний провідник з початковою температурою T_a його матеріалу, як і утворену при ЕВ його сильно перегрітою тіла «металевою плазмою», приймаємо як ідеальні газові середовища, що відповідають класичному поняттю «ідеального газу» [10, 28].

Враховуючи нормальні атмосферні умови до ЕВ досліджуваного провідника, можна скористатися такими основними характеристиками навколишнього вихідного газового середовища для провідника [28]: тиск газу становить $P_a \approx 1,013 \cdot 10^5$ Па; абсолютна температура газу дорівнює $T_a \approx 273,15$ К; молярний об'єм газу становить $V_{Ma} \approx 22,41 \cdot 10^{-3}$ м³/моль. Враховуючи швидкий вибухоподібний характер теплофізичних і газоди-

намічних процесів, що протікають при ЕВ металу провідника (при їх тривалості у часі t до 0,5 мс [10]), та незначне відведення тепла від зони ЕВ до радіального розльоту «металевої плазми» досліджуваного провідника [9] обмежимося розглядом протікання в умовах практично повної теплоізоляції провідника адиабатичного процесу в локальній зоні навколо провідника, який вибухає, з ВІС, що протікає по ньому, при якому в займаному циліндричною зоною об'ємі ЕВ не відбуватимуться процеси теплообміну між досліджуваним провідником та газом, що його оточує.

Потрібно при прийнятих припущеннях в наближеному вигляді отримати розрахункові співвідношення для оцінки температури T_m і тиску P_m у плазмі, часу t_{ex} вибуху провідника, активного опору R_c і питомої електропровідності γ_p плазмового каналу, енергії W_i , що вводиться у провідник, і енергії W_c , що виділяється в плазмовому каналі, та швидкості v_{mv} поширення ударної хвилі в плазмових продуктах ЕВ металу провідника в газовому середовищі під дією ВІС.

2. Наближений розрахунок максимальної температури T_m у плазмовому каналі розряду при газовому ЕВ провідника. Для інженерного розрахунку максимальної температури T_m в «металевій плазмі» при ЕВ у газовому середовищі досліджуваного металевого провідника поперечним перерізом S_0 під дією ВІС, що протікає по ньому, можна скористатися наступним теплофізичним співвідношенням [24]:

$$T_m \approx \left[\pi \sigma_c^{-1} U_e (2 J_k S_0^{-1} | I_{mc} | \omega_c)^{1/3} \right]^{1/4}, \quad (1)$$

де $\sigma_c = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт·(м²·К⁴)⁻¹ – стала Стефана-Больцмана [28]; U_e – приелектродне падіння напруги в крайових зонах сублімованого провідника, яке чисельно не перевищує для застосовуваних у техніці ВІС основних металів 10 В [29]; I_{mc} – перша амплітуда розрядного струму $i_c(t)$ у електричному колі генератора ВІС, що змінюється у часі t з круговою частотою ω_c і визначається електричними параметрами розрядного контуру генератора; J_k – критичне значення інтеграла струму для металу провідника перерізом S_0 [27].

Розрахункова оцінка за (1) значення найбільшої температури T_m у «металевій плазмі» при ЕВ у повітрі короткого тонкого мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм; $S_0 \approx 3,14 \cdot 10^{-8}$ м²; $U_e \approx 10$ В [29]; $J_k \approx 1,95 \cdot 10^{17}$ А²·с·м⁻⁴ [27]) під впливом ВІС мікросекундного часового діапазону ($I_{mc} \approx 190$ кА; $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с⁻¹), експериментально отриманого в умовах високовольтної електрофізичної лабораторії з використанням ГІС з ємністю $C_0 \approx 333$ мкФ і електричною енергією $W_0 \approx 121,4$ кДж, що засається в його потужній конденсаторній батареї (при її зарядній напрузі $U_{c0} \approx 27$ кВ) [30], показує, що температура у цьому випадку буде приблизно рівною $T_m \approx 121,6 \cdot 10^3$ К. Слід відзначити, що перевірка автотрами цієї температури іншими методами (наприклад, за допомогою відповідних експериментальних пристроїв) на цей час в умовах високовольтної електрофізичної лабораторії неможлива. Вкажемо, що у [18] при ЕВ у вакуумі короткого тонкого літійового провідника ($l_0 \approx 10$ мм; $r_0 \approx 63,5$ мкм; $S_0 \approx 1,27 \cdot 10^{-8}$ м²; $J_k \approx 0,61 \cdot 10^{17}$ А²·с·м⁻⁴ [31]; $U_e \approx 5$ В [29]), який увімкнено в розрядне коло високовольтного ГІС ($I_{mc} \approx 45$ кА; $\omega_c \approx 1,25 \cdot 10^6$ с⁻¹) з номінальною електричною енергією

$W_0 \approx 100$ кДж, що запасється у його конденсаторній батареї, дослідним шляхом у плазмових продуктах ЕВ цього провідника з ВІС мікросекундного часового діапазону з високою частотою коливань експериментально була зафіксована максимальна температура $T_m \approx 113,5 \cdot 10^3$ К. Використання співвідношення (1) для розрахункової оцінки рівня температури T_m у дослідному випадку, вказаному в [18], свідчить про те, що при цьому чисельне значення температури буде рівним біля $T_m \approx 122,4 \cdot 10^3$ К. Як бачимо, наближені результати чисельного розрахунку за виразом (1) максимальної температури T_m у «металевій плазмі» при ЕВ вказаного літєвого провідника свідчать про те, що вказані вище розрахункові дані добре збігаються з дослідними даними, які були наведені в [18] та отримані іншими методами дослідження ЕВ.

Цікаво відзначити ту обставину, що при експериментальному дослідженні нами у [30] ЕВ в атмосферному повітрі тонкого круглого мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм) у ньому була досягнута амплітуда критичної густини δ_{mk} імпульсного струму, що розраховується за наступним наближеним виразом:

$$\delta_{mk} \approx (2J_k S_0^{-1} | I_{mc} | \omega_c)^{1/3}. \quad (2)$$

З (2) при $I_{mc} \approx -190 \cdot 10^3$ А і $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с⁻¹ [30] для розглянутого тонкого мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм; $S_0 \approx 3,14 \cdot 10^{-8}$ м²; $J_k \approx 1,95 \cdot 10^{17}$ А²·с·м⁻⁴ [27]) знаходимо, що амплітуда критичної густини δ_{mk} синусоїдального струму в ньому прийматиме числове значення близько $\delta_{mk} \approx 3,95 \cdot 10^{11}$ А/м². Згідно з даними магнітогідродинамічного розрахунку ЕВ з [32, 33] цей рівень густини δ_{mk} струму буде відповідати високотемпературному режиму протікання ЕВ провідника.

Отримані у [32] на основі чисельного магнітогідродинамічного моделювання електровибухового процесу для металу у вакуумі (воді) розрахункові дані свідчать про те, що при високотемпературному ЕВ алюмінієвого провідника ($r_0 \approx 0,1$ мм; $S_0 \approx 3,14 \cdot 10^{-2}$ мм²; $\delta_{mk} \approx 10^{12}$ А/м²) незалежно від властивостей середовища, в якому відбувається його вибух, температура «металевої плазми», що утворюється від нього, досягає рівня до 8 еВ, що відповідає абсолютній температурі в $92,8 \cdot 10^3$ К [27]. Розрахункова оцінка за пропонуваною формулою (1) для максимальної температури T_m створюваної плазми в каналі повітряного розряду потужного високовольтного ГІС ($I_{mc} \approx -190$ кА; $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с⁻¹) при ЕВ зазначеного алюмінієвого провідника ($U_e \approx 8$ В [29]; $J_k \approx 0,82 \cdot 10^{17}$ А²·с·м⁻⁴ [31]) показує, що у даному випадку $T_m \approx 107,1 \cdot 10^3$ К. Цей розрахунковий рівень температури T_m «металевої плазми» від зазначеного в [32] ($T_m \approx 92,8 \cdot 10^3$ К) відрізняється практично на 13 %. Безумовно, що таке порівняння не є зовсім коректним (при цьому вихідні дані для ЕВ були взяті нами з різних досліджень). Не треба забувати і про те, що відповідних результатів досліджень для T_m в галузі ЕВ провідників вкрай мало. Не дивлячись на це, для випадку, що розглядається, можна говорити про те, що формула (1) для T_m працює.

З (1) виходить, що для досягнення у локальній зоні ЕВ у газовому середовищі (вакуумі) «рекордних» (найбільших) рівнів абсолютної температури T_m при досліджуваному вибуху необхідно застосовувати гра-

нично тонкі провідники з максимально можливим для них значенням критичного інтеграла струму J_k , а також використовувати «швидкі» генератори ВІС, які здатні формувати на провіднику, що вибухає, максимально можливі амплітуди I_{mc} перших півхвиль розрядного струму ГІС наносекундної тривалості.

Вкажемо, що у [27] були наведені дослідні чисельні значення критичного інтеграла струму J_k лише для алюмінієвих та мідних провідників. Безсумнівний практичний інтерес представляють розрахункові дані для інтеграла струму J_k для інших провідникових матеріалів, що використовуються у ВІТ та техніці ВІС при ЕВ тонких металів, коли критична густина δ_k струму $i_c(t)$ в них становить не менше 10^{11} А/м².

3. Наближений розрахунок критичного інтеграла струму J_k при газовому ЕВ провідника. Розрахункова оцінка чисельного значення критичного інтеграла струму J_k при ЕВ у газі досліджуваного тонкого провідника може бути виконана за формулою [31]:

$$J_k \approx \gamma_{cb} N_0 W_f, \quad (3)$$

де γ_{cb} – питома електропровідність металу провідника при температурі його кипіння T_b (при його сублімації) (Ом·м)⁻¹; N_0 – концентрація (щільність) атомів (позитивних іонів) у кристалічній решітці металу провідника до дії на нього ВІС (м⁻³); W_f – термодинамічна робота виходу вільних електронів з металу провідника до початку протікання по ньому ВІС (Дж).

Рівняння (3) базується на результатах теоретичного дослідження авторами явища аномальної термоелектронної емісії вільних електронів із матеріала провідника, який при ЕВ руйнується і тіряє свою металеву провідність під дією ВІС в сильнострумному розрядному колі потужного високовольтного ГІС [31].

Вкажемо, що значення γ_{cb} для основних провідникових матеріалів може бути визначено за експериментально отриманими для них емпіричними співвідношеннями, наведеними у [34]. Чисельне значення вихідної концентрації (щільності) атомів N_0 в електрично вибухаючому твердому металі досліджуваного провідника з його вихідною (початковою) густиною d_c може бути знайдено за наступною формулою [28]:

$$N_0 = d_c (M_{a0} \cdot 1,6606 \cdot 10^{-27})^{-1}, \quad (4)$$

де M_{a0} – атомна маса металу провідника густиною d_c .

Значення термодинамічної роботи виходу W_f вільних електронів з металу в (3) знаходимо із [35], де були наведені експериментальні емісійні дані для більшості металів, що застосовуються в експериментальній фізиці, сильнострумній ВІТ та техніці ВІС.

У табл. 1 зведені визначені за (3), (4) з урахуванням [28, 34–36] чисельні значення параметрів γ_{cb} , N_0 , W_f і J_k для ряду металів, що використовуються при дослідженні ЕВ тонких провідників у газових середовищах і в колах електротехнічних пристроїв електровибухових технологій [9, 10, 20]. З даних табл. 1 видно, що отримане при прийнятих припущеннях і нормальних атмосферних умовах за (3) наближене розрахункове значення критичного інтеграла струму J_k для тонкого мідного провідника ($J_k \approx 1,71 \cdot 10^{17}$ А²·с·м⁻⁴) приблизно на 12 % менше його відповідного дослідного значення в повітрі ($J_k \approx 1,95 \cdot 10^{17}$ А²·с·м⁻⁴) при кімнатній температурі ($T_a \approx 293,15$ К) [27]. Однією з

причин тому може бути те, що розрахункове співвідношення (3) не враховує вплив на вказані теплофізичні параметри γ_{cb} , N_0 і W_f швидкого перегріву сублимованого металу провідника (його пари), що супроводжує високотемпературний режим ЕВ у газі провідника, розміщеного у колі потужного високовольтного ГІС.

Таблиця 1
Чисельні значення параметрів γ_{cb} , N_0 , W_f і J_k . [27, 31, 34, 35]

Найменування металу	Значення параметру				
	$\gamma_{cb}, 10^6$ (Ом·м) ⁻¹ (по [34])	$N_0, 10^{28}$ м ⁻³ (по (4))	$W_f, 10^{-19}$ Дж (по [35])	$J_k, 10^{17}$ А ² ·с·м ⁻⁴ (по (3))	$J_k, 10^{17}$ А ² ·с·м ⁻⁴ (по [27])
Мідь	2,87	8,43	7,05	1,71	1,95
Алюміній	1,99	6,05	6,81	0,82	1,09
Нікель	0,97	9,10	7,21	0,63	–
Молибден	0,65	6,40	6,89	0,28	–
Вольфрам	0,50	6,26	7,27	0,23	–

З іншого боку, експериментальні методи кількісного визначення величини інтегралу J_k також не позбавлені недоліків і внесених ними похибок у знаходження J_k [32]. Параметри N_0 і W_f у (3) явно не залежать від величини γ_{cb} . Тому розрахункові дані табл. 1 для γ_{cb} і J_k наочно демонструють нам те, що чим буде меншим значення питомої електропровідності γ_{cb} (чим більший питомий електричний опір матеріалу провідника) застосовуваного для ЕВ у газі металу, тим меншим буде і необхідне для настання цього електрофізичного явища значення критичного інтеграла струму J_k і відповідно дослідженого в [32] на основі чисельної магнітогідродинамічної моделі ЕВ у вакуумі (воді) тонкого алюмінієвого провідника інтеграла питомої дії $h(t)$ імпульсного розрядного струму ГІС з його густиною $\delta_k(t)$ у цьому провіднику. Це з урахуванням теоретичних результатів робіт [5, 32] свідчить про можливість використання формули (3) для інтегралу J_k .

4. Наближений розрахунок часу t_{ex} термічного вибуху у газі провідника. Розрахункова оцінка часу t_{ex} настання ЕВ у газі досліджуваного металевго провідника, що відповідає моменту його максимального опору і пікоподібного зростання на ньому електричної напруги $u_c(t)$, може бути здійснена за виразом [30]:

$$t_{ex} \approx 4 \left[(2J_k S_0^2) / (\omega_c^2 |I_{mc}|^2) \right]^{1/3} / 3. \quad (5)$$

З (5) для тонкого круглого мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм; $S_0 \approx 3,14 \cdot 10^{-8}$ м²; $J_k \approx 1,95 \cdot 10^{17}$ А²·с·м⁻⁴ [27]) при використуванні нами параметрах ВІС у розрядному колі потужного ГІС ($I_{mc} \approx -190$ кА; $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с⁻¹) отримуємо, що $t_{ex} \approx 3,32$ мкс. Виходячи з (5), при заданому матеріалі провідника (заданому чисельному значенні критичного інтеграла J_k) для зменшення (збільшення) параметра t_{ex} необхідно: зменшувати (збільшувати) переріз S_0 провідника і збільшувати (зменшувати) кругову частоту ω_c коливань і першу амплітуду I_{mc} розрядного струму у колі ГІС.

5. Наближений розрахунок максимального тиску P_m в плазмовому каналі розряду при газовому ЕВ провідника. Використовуючи відоме рівняння стану ідеального газу [28], з урахуванням прийнятих припущень в грубому наближенні, яке не враховує тиск електронів, для максимального тиску P_m у циліндричній зоні «металевої плазми» при ЕВ у газовому

середовищі тонкого металевго провідника маємо:

$$P_m \approx \rho_p R_m M_p^{-1} T_m, \quad (6)$$

де $R_m = 8,314$ Дж/(моль·К) – універсальна газова стала [28]; M_p – молярна маса (в кг/моль) перегретого металевго пару густиною ρ_p , що виникає до його радіального розльоту у межах критичного перерізу $S_{0c} \approx 10S_0$ сублимованого тіла досліджуваного провідника з вихідною густиною d_c його твердого металу.

Для випадку, що розглядається, $\rho_p \approx 0,1d_c$ [20, 23]. Тоді враховуючи (1) і (6), для амплітуди тиску P_m у плазмовому циліндричному каналі, що ініціюється ЕВ у газі провідника, в остаточному вигляді отримуємо таке наближене розрахункове співвідношення:

$$P_m \approx 0,1d_c R_m M_p^{-1} \left[\pi \sigma_c^{-1} U_e (2J_k S_0^{-1} |I_{mc}| \omega_c)^{1/3} \right]^{1/4}. \quad (7)$$

Зазначимо, що вираз (7) відповідає наближеній розрахунковій моделі ЕВ металевго провідника в газі в умовах, коли «металева плазма» у межах перерізу S_{0c} провідника можливо розглядати як ідеальний газ.

З (7) при ЕВ в газі (наприклад, у повітрі) тонкого мідного провідника ($S_0 \approx 3,14 \cdot 10^{-8}$ м²; $d_c \approx 8920$ кг/м³ [28]; $M_p \approx 63,55 \cdot 10^{-3}$ кг/моль [28]; $R_m = 8,314$ Дж/(моль·К) [28]; $U_e \approx 10$ В [29]; $J_k \approx 1,95 \cdot 10^{17}$ А²·с·м⁻⁴ [27]), увімкненого у сильнострумове розрядне коло вказаного високовольтного ГІС ($I_{mc} \approx -190$ кА; $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с⁻¹ [30]), знаходимо, що виникаючий у локальній зоні його вибуху в «металевій плазмі» максимальний газодинамічний тиск P_m дорівнюватиме $P_m \approx 14,19 \cdot 10^9$ Па (до $14 \cdot 10^4$ атм [28]). Цей розрахунковий результат для P_m свідчить про те, що при ЕВ в газовому середовищі тонких металевих провідників в їх перерізі S_0 може виникати газодинамічний тиск великих значень. З (6) і (7) видно, що значення тиску P_m прямо пропорційне рівню температури T_m , що досягається у зоні ЕВ провідника, і практично не залежить від параметрів газового середовища, в якому відбувається ЕВ досліджуваного металевго провідника. У цьому зв'язку для досягнення «рекордних» (найбільших) рівнів максимального тиску P_m в «металевій плазмі» при ЕВ у газі тонкого металевго провідника необхідно забезпечувати отримання в зоні цього вибуху максимальних значень температури T_m цієї плазми. Для цього потрібно використовувати найменші перерізи S_0 коротких металевих провідників, а також «швидкі» генератори ВІС, що відтворюють у колах ГІС найбільші амплітуди I_{mc} і кругові частоти ω_c їх розрядного струму $i_c(t)$.

6. Наближений розрахунок енергії сублимації W_s металу при газовому ЕВ провідника. Енергія сублимації W_s речовини провідника дорівнюватиме сумі енергій його розігрівання Q_{h1} від початкової температури T_a до температури плавлення T_w , розігрівання Q_{h2} від температури плавлення T_w до температури кипіння T_b , плавлення Q_f і пароутворення Q_v [28]. Для енергії розігрівання Q_{h1} буде справедливою формула:

$$Q_{h1} \approx c_h m_c (T_w - T_a), \quad (8)$$

де c_h – питома теплоємність (при постійному об'ємі) матеріалу досліджуемого металевго провідника вихідною масою $m_c = l_0 S_0 d_c$ [28].

Для енергії розігрівання Q_{h2} маємо такий вираз:

$$Q_{h2} \approx c_h m_c (T_b - T_w). \quad (9)$$

Для теплоти плавлення Q_f металу провідника буде справедливим наступне співвідношення [28]:

$$Q_f = q_f m_c, \quad (10)$$

де q_f – питома теплота плавлення матеріалу циліндричного провідника з його вихідною абсолютною температурою $T_a \approx 273,15$ К і масою $m_c = l_0 S_0 d_c$.

Для теплоти пароутворення Q_v металу досліджуваного провідника можна записати вираз [28]:

$$Q_v = q_v m_c, \quad (11)$$

де q_v – питома теплота пароутворення матеріалу циліндричного провідника масою $m_c = l_0 S_0 d_c$ за його початкової абсолютної температури $T_a \approx 273,15$ К.

З (8)–(11) для аналізованого короткого тонкого циліндричного мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм; $S_0 \approx 3,14 \cdot 10^{-8}$ м²; $d_c \approx 8920$ кг/м³; $m_c \approx 0,308 \cdot 10^{-4}$ кг; $T_a \approx 273,15$ К; $T_w \approx 1356,15$ К; $T_b \approx 2863,15$ К; $c_h \approx 385$ Дж/(кг·К); $q_f \approx 2,05 \cdot 10^5$ Дж/кг; $q_v \approx 4,79 \cdot 10^6$ Дж/кг [28]), використовуюваного у подальшому при проведенні нами на потужному високовольтному ГПС сильноточових експериментів ($I_{mc} \approx 190$ кА; $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с⁻¹ [30]) за його повітряним ЕВ, знаходимо, що $W_s \approx (Q_{h1} + Q_{h2} + Q_f + Q_v) \approx 197,4$ Дж. Зауважимо, що згідно з дослідними даними з [9, 37] питома енергія сублімації q_s для міді становить значення, яке чисельно дорівнює приблизно $q_s \approx 4,68 \cdot 10^{10}$ Дж/м³. У зв'язку з цим уточнене значення енергії сублімації W_s для тонкого мідного провідника ($V_0 \approx l_0 S_0 \approx 34,5 \cdot 10^{-10}$ м³) виявиться рівним близько $W_s \approx 161,5$ Дж. Видно, що наведені розрахункові та дослідні значення для енергії сублімації W_s вказаного досліджуваного мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм) відрізняються між собою з похибкою не більше 18 %. Тому можна говорити про те, що виконана розрахункова оцінка величини енергії сублімації W_s металу мідного провідника є правомірною.

7. Наближений розрахунок енергії перегріву W_{sh} сублімованого металу при газовому ЕВ провідника. Енергію сильного перегріву W_{sh} металевій пари в плазмовому каналі розряду, що утворилася від сублімованого розрядним струмом $i_c(t)$, який протікає через провідник у колі ГПС, його металу і входить до складу «металевої плазми» даного циліндричного каналу, можна оцінити за наступним виразом:

$$W_{sh} \approx (T_m - T_b) c_{vs} m_c, \quad (12)$$

де c_{vs} – питома теплоємність (при постійному об'ємі) металевій пари сублімованого тіла провідника масою, що дорівнює початковій масі $m_c = l_0 S_0 d_c$ металевого провідника, що вибухає у газовому середовищі.

З (12) з урахуванням прийнятих припущень для досліджуваного тонкого мідного циліндричного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм; $S_0 \approx 3,14 \cdot 10^{-8}$ м²; $d_c \approx 8920$ кг/м³; $m_c \approx 0,308 \cdot 10^{-4}$ кг; $T_b \approx 2863,15$ К; $c_{vs} \approx 0,385 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К) [28]; $J_k \approx 1,95 \cdot 10^{17}$ А²·с·м⁻⁴ [27]; $U_c \approx 10$ В [29]) при сильноточовому розряді на провідник потужного високовольтного ГПС ($I_{mc} \approx 190$ кА; $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с⁻¹; $T_m \approx 121,6 \cdot 10^3$ К [30]), що електрично вибухає у повітрі, отримуємо, що шукана енергія перегріву W_{sh} буде приймати чисельне значення близько $W_{sh} \approx 1407,9$ Дж. Як видно, отримане розрахункове значення енергії перегріву W_{sh} сублімованого металу провідника і відповідно металевій пари, що утворилася від нього, приблизно у сім разів перевищує розрахункову енергію

сублімації $W_s \approx 197,4$ Дж металу мідного провідника: $W_{sh}/W_s \approx 7,1$. Згідно з теоретичними даними із [32], отриманими на основі складної чисельної магнітогидродинамічної моделі ЕВ металу зі струмом, цей показник для високотемпературного ЕВ ($T_m \approx 92,8 \cdot 10^3$ К; $\delta_{mk} \approx 10^{12}$ А/м²) у вакуумі (воді) тонкого алюмінієвого провідника становить також приблизно $W_{sh}/W_s \approx 7$ (без урахування енергії, що виділяється при ЕВ, яка вводиться в металеву структуру цього провідника). У зв'язку з цим наведені нами наближені результати розрахункової оцінки енергії W_{sh} є правомірними.

8. Наближений розрахунок енергії термічного вибуху W_{ex} у газі перегрітої пари металу провідника. З урахуванням прийнятих припущень при наближеному розрахунку енергії термічного вибуху W_{ex} у газовому середовищі сильно перегрітої металевій пари досліджуваного металевого провідника використовуємо відомі в термодинаміці формули для роботи, що виконується газом при його адіабатичному розширенні [28]. Використовуючи режим адіабатичного розширення сильно перегрітої з газодинамічним тиском P_m металевій пари сублімованого тіла металевого провідника масою $m_c \approx l_0 S_0 d_c$, у розглянутому наближенні для виробленої роботи W_{ex} цією парою і відповідно теплової енергії, яку виділяє у навколишньому газі «металева плазма», що швидко розширюється навколо провідника в газовому середовищі, можна записати наступне газодинамічне співвідношення [28]:

$$W_{ex} \approx l_0 S_0 d_c R_m (M_a + M_p)^{-1} (T_m - T_{ap}) (\beta_p - 1)^{-1}, \quad (13)$$

де M_a , M_p – відповідно молярна маса (в кг/моль) початкового газу навколо провідника ($T_a \approx 273,15$ К) і металевій пари, що утворюється у цьому газі, від його сублімованого металу; β_p – показник адіабати для «металевої плазми» в зоні ЕВ; T_{ap} – температура, яка встановлюється в зоні ЕВ провідника після розширення у газі його сильно перегрітої металевій пари.

У загальному випадку $T_{ap} \neq T_a$. Для подальших розрахункових оцінок згідно (13) найбільших значень енергії термічного вибуху W_{ex} при ЕВ металевого провідника у газі (наприклад, у повітрі) обмежимося тим окремим теплофізичним випадком, коли $T_{ap} \approx T_a$.

З (13) видно, що енергія термічного вибуху W_{ex} сильно перегрітого металу провідника визначається головним чином масою $m_c = l_0 S_0 d_c$ провідника, що вибухає, і максимальною температурою T_m за (1) в утвореному плазмовому каналі сильноточового розряду ГПС. Що стосується показника адіабати β_p для «металевої плазми», то з урахуванням того, що при ЕВ у газі металевого провідника ця плазма за своїм складом зазвичай містить двоатомні газу (наприклад, азот N_2 , водень H_2 і кисень O_2 , що входять до складу повітря), в першому наближенні для нього у випадку присутності у газовому середовищі навколо провідника двоатомних газів можливо прийняти чисельне значення показника адіабати β_p , що дорівнює близько $\beta_p \approx 1,4$ [28]. Тоді з (13) для ЕВ в атмосферному повітрі ($T_a \approx 273,15$ К; $\beta_p \approx 1,4$; $M_a \approx 28,97 \cdot 10^{-3}$ кг/моль [28]) мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм; $S_0 \approx 3,14 \cdot 10^{-8}$ м²; $d_c \approx 8920$ кг/м³; $m_c \approx 0,308 \cdot 10^{-4}$ кг; $J_k \approx 1,95 \cdot 10^{17}$ А²·с·м⁻⁴ [27]; $U_c \approx 10$ В [29]; $M_p \approx 63,55 \cdot 10^{-3}$ кг/моль [28]) у сильноточовому розрядному колі потужного високово-

льного ГІС ($I_{mc} \approx 190$ кА; $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с⁻¹ [30]) для $R_m = 8,314$ Дж/(моль·К) [28] і $T_m \approx 121,6 \cdot 10^3$ К отримуємо, що в цьому електрофізичному випадку значення енергії термічного вибуху W_{ex} досліджуваного провідника буде чисельно рівним приблизно $W_{ex} \approx 838,8$ Дж.

9. Наближені показники процесу введення енергії W_i в структуру провідника при його газовому ЕВ. Як відомо, особливості процесу швидкого введення в кристалічну структуру металевго провідника теплової енергії W_i будуть визначати всі теплофізичні та термодинамічні характеристики її наступного ЕВ як у вакуумі, так і в газовому та рідкому середовищах [5, 9, 10, 20, 32]. У досліджуваному випадку інженерного підходу до газового ЕВ тонкого металевго провідника в сильнострумівому розрядному колі потужного високовольтного ГІС даний процес містить стадії його сублімації, сильного перегріву і термічного вибуху пари металу провідника. Для короткого опису цих стадій вище в розділах 2 і 4–8 були наведені відповідні наближені розрахункові формули (1) і (5)–(13) для визначення максимальної температури T_m плазми, часу t_{ex} термічного вибуху, максимального тиску P_m , енергії сублімації W_s , енергії перегріву W_{sh} і енергії термічного вибуху W_{ex} за ЕВ у прийнятному газовому середовищі ($T_a \approx 273,15$ К; $P_a \approx 1,013 \cdot 10^5$ Па [28]) розглянутого металевго провідника. Стосовно короткого тонкого мідного циліндричного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм; $S_0 \approx 3,14 \cdot 10^{-8}$ м²; $d_c \approx 8920$ кг/м³; $m_c \approx 0,308 \cdot 10^{-4}$ кг; $J_k \approx 1,95 \cdot 10^{17}$ А²·с·м⁻⁴ [27]), розміщеному в сильнострумівому розрядному колі потужного високовольтного ГІС ($I_{mc} \approx 190$ кА; $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с⁻¹; $U_{c0} \approx 27$ кВ [30]), розрахунковим шляхом було встановлено, що введена при цьому в мікросекундному часовому діапазоні в метал провідника тепла енергія $W_i \approx (W_s + W_{sh} + W_{ex})$ чисельно становить близько $W_i \approx 2,44$ кДж (при запасеній в конденсаторній батареї ємністю $C_0 \approx 333$ мкФ потужного ГІС електричної енергії близько $W_0 \approx 121,4$ кДж [30]). Видно, що тепла енергія W_i не перевищує 2 % від електричної енергії W_0 батареї ГІС. Такий електрофізичний підхід при розрахунковому визначенні введеної в металеву структуру провідника енергії W_i знаходиться у повній згоді з першим законом класичної термодинаміки [28].

10. Наближений розрахунок активного опору R_c плазмового каналу розряду при газовому ЕВ провідника. Після втрати розглянутим провідником своєї металевго провідності, що характеризується при температурі кипіння T_b питомою електропровідністю γ_{cb} (див. табл. 1) [34], сильного перегріву металевго пару, виникнення радіального розльоту (з моменту часу t_{ex}) пару сублімованого металу тонкого провідника [4, 5, 7, 32] і утворення в локальній зоні його ЕВ у газі високотемпературної «металевго плазми» [31], що формує циліндричний плазмовий канал газового розряду [29], в електрофізичний процес «вмикається» основна частина запасеної в конденсаторній батареї ГІС його електричної енергії W_0 . Ця частина енергії W_0 буде розсіюватися на активних опорах електричного кола високовольтного ГІС: R_c для сформованого плазмового циліндричного каналу розряду довжиною l_c і R_k для струмоведучих елементів розрядного кон-

туру ГІС [19, 20]. Аналітичне визначення R_c зустрічає серйозні технічні труднощі. Тому в подальшому при розрахунковій чисельній оцінці R_c обмежимося результатами власних експериментальних досліджень [37], виконаних на низькоомному потужному високовольтному ГІС ($R_k \approx 50$ мОм [21]) з розрядним загасаючим синусоїдальним струмом $i_c(t)$, який був використаний (див. далі розділ 14) при експериментальному дослідженні ЕВ в атмосферному повітрі тонкого циліндричного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм).

У [36, 37] дослідним шляхом при використанні в розрядному колі потужного ГІС загасаючого синусоїдального струму $i_c(t)$ мікросекундної тривалості, перша амплітуда I_{mc} якого змінювалася в межах $\pm(30-220)$ кА, була підтверджена справедливність формули Брагінського для максимального радіусу r_{mc} плазмового каналу іскрового розряду в атмосферному повітрі, що ініціюється ЕВ мідного провідника [38]:

$$r_{mc} \approx 0,093 \cdot |I_{mc}|^{1/3} \cdot t_{mc}^{1/2}, \quad (14)$$

де t_{mc} – час (с), що відповідає першій амплітуді I_{mc} (А) розрядного загасаючого синусоїдального струму $i_c(t)$ у колі конденсаторної батареї високовольтного ГІС.

При виконанні (14) для повітряного каналу іскрового розряду та вказаних умовах зміни у циліндричному плазмовому каналі довжиною $l_c \approx l_0$ АЧП розрядного струму $i_c(t)$ потужного високовольтного ГІС [37] було встановлено, що мінімальний погонний активний опір $R_{c0} = R_c/l_c$ плазмового сильнострумівому каналу іскрового розряду в атмосферному повітрі при його ініціюванні вибухаючим тонким мідним провідником ($l_0 \approx 50$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм) чисельно становить $R_{c0} \approx (0,167 \pm 0,005)$ Ом/м. Знаючи R_{c0} , мінімальне значення активного опору R_c плазмового каналу розряду в атмосферному повітрі, що формується конденсаторною батареєю ГІС, яка розряджається на тонкій металевий провідник, що вибухає, довжиною $l_c \approx l_0$, знаходимо із співвідношення: $R_c \approx R_{c0} l_c$. При $l_c \approx 110$ мм для мінімального активного опору $R_c < R_k$, що формується у сильнострумівому розрядному колі ГІС ($I_{mc} \approx 190$ кА; $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с⁻¹ [30]) плазмового каналу розряду, який ініціює ЕВ у повітрі короткого тонкого круглого мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм), отримуємо наступне для R_c чисельне значення: $R_c \approx 18,37$ мОм.

11. Наближений розрахунок питомої електропровідності γ_p плазмового каналу розряду при газовому ЕВ провідника. З класичної в електротехніці формули для R_c провідника радіусом r_{mc} з урахуванням (14) і мінімального погонного активного опору R_{c0} ініційованого ЕВ у газі провідника плазмового циліндричного каналу розряду у електричному колі ГІС для інженерної оцінки максимальної питомої електропровідності γ_p його плазми отримуємо формулу:

$$\gamma_p \approx 36,8 (R_{c0} \cdot |I_{mc}|^{2/3} \cdot t_{mc})^{-1}. \quad (15)$$

З (15) при досліджуваному ЕВ в атмосферному повітрі ($T_a \approx 273,15$ К; $P_a \approx 1,013 \cdot 10^5$ Па [28]) тонкого мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм), який увімкнено у сильнострумівому розрядне коло високовольтної конденсаторної батареї ГІС ($I_{mc} \approx 190 \cdot 10^3$ А; $t_{mc} \approx 42 \cdot 10^{-6}$ с; $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с⁻¹; $U_{c0} \approx 27$ кВ [30]) для $R_{c0} \approx 0,167$ Ом/м питома електропровідність γ_p плазмового циліндричного каналу довжиною $l_c \approx 110$ мм, що

виникає при цьому, виявляється чисельно рівною $\gamma_p \approx 1587,6 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$. Це розрахункове значення γ_p добре узгоджується з відповідними дослідними даними γ_p для «металевої плазми», наведеними в [9, 10, 37].

12. Наближений розрахунок енергії W_c , що виділяється в плазмовому каналі розряду при газовому ЕВ провідника. При ЕВ в газовому середовищі металевого провідника довжиною l_0 , що розглядається, через нього і формований цим вибухом циліндричний канал довжиною $l_c \approx l_0$ з «металевою плазмою» в сильнострумовому колі ГІС ємнісного типу протікає розрядний загасаючий синусоїдальний струм $i_c(t)$, що описується у часі t наступною залежністю [6, 36]:

$$i_c(t) = \pm k_c I_{mc} \cdot \exp(-\delta_c t) \cdot \sin(\omega_c t), \quad (16)$$

де δ_c , ω_c – відповідно коефіцієнт загасання і кругова частота коливань розрядного струму потужного ГІС; $k_c = [\exp(-\delta_c / \omega_c \arctg \delta_c / \omega_c) \cdot \sin(\arctg \delta_c / \omega_c)]^{-1}$ – безрозмірний нормуючий коефіцієнт.

На активному опорі R_c плазмового циліндричного каналу іскрового розряду довжиною $l_c \approx l_0$, ініційованого ЕВ у газовому середовищі тонкого металевого провідника довжиною l_0 , у прийнятому сильнострумовому колі високовольтного ГІС конденсаторного типу з імпульсним синусоїдальним струмом $i_c(t)$ за (16) буде виділятися тепла енергія W_c , що розраховується за наступною електротехнічною формулою:

$$W_c \approx l_0 R_{c0} k_c^2 I_{mc}^2 \int_0^{\infty} e^{-2\delta_c t} \sin^2(\omega_c t) dt. \quad (17)$$

Після інтегрування у (17) для теплової енергії W_c , що виділяється у плазмовому розрядному каналі, сформованому у колі ГІС за рахунок ЕВ у газі металевому провідника, в остаточному вигляді отримуємо:

$$W_c \approx l_0 R_{c0} k_c^2 I_{mc}^2 \delta_c^{-1} [1 + (\delta_c / \omega_c)^2]^{-1} / 4. \quad (18)$$

Згідно з (18) при ЕВ в атмосферному повітрі короткого мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм) та ініційованому ним плазмовому каналі іскрового розряду ($l_c \approx l_0 \approx 110$ мм; $R_{c0} \approx 0,167$ Ом/м [37]) у сильнострумовому колі потужного високовольтного ГІС ($I_{mc} \approx 190$ кА; $\delta_c \approx 14,39 \cdot 10^3$ с $^{-1}$; $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с $^{-1}$; $k_c \approx 2,05$ [30]) у зазначеному каналі з «металевою плазмою» виділятиметься тепла енергія W_c , чисельно рівна $W_c \approx 37,2$ кДж. Ця енергія W_c у сумі з введеною в досліджуваний вибуховий мідний провідник ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм) тепловою енергією $W_i \approx 2,44$ кДж становить приблизно $(W_c + W_i) \approx 39,6$ кДж. Тоді відношення суми теплових енергій $(W_c + W_i)$ до електричної енергії $W_0 \approx 121,4$ кДж [30], що запасастся в конденсаторній батареї ГІС, виявиться чисельно рівним $(W_c + W_i) / W_0 \approx 0,326$. Тому можна говорити про те, що у розглянутій електричній схемі із застосуванням потужного високовольтного ГІС конденсаторного типу ($C_0 \approx 333$ мкФ; $U_{c0} \approx 27$ кВ; $W_0 \approx 121,4$ кДж [30]) для практичної реалізації процесу ЕВ в атмосферному повітрі короткого мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм) коефіцієнт корисного використання $\eta_c \approx (W_c + W_i) / W_0$ електричної енергії конденсаторної батареї ГІС чисельно становить $\eta_c \approx 0,326$ (32,6 %). Цей показник η_c виявився меншим аналогічного показника $\eta_c \approx 57,1$ %, характерного для використання того ж потужного високовольтного ГІС при формуванні в його розрядному колі на основі ЕВ у технічній воді подіб-

ного мідного провідника плазмового каналу підводного розряду [39]. Причиною тому є більше значення активного опору $R_c \approx R_{c0} l_c$ підводного плазмового каналу розряду порівняно з газовим каналом розряду [20, 39]. З (1) і (18) витікає, що за осцилограмою розрядного струму $i_c(t)$ ГІС при ЕВ у газі провідника можуть бути визначені як температура T_m плазмового каналу, так і енергія W_c , що виділяється у ньому.

13. Наближений розрахунок максимальної швидкості v_{mw} ударної акустичної хвилі при газовому ЕВ провідника. У аналізованому електрофізичному випадку вираз для максимальної швидкості v_{mw} поширення ударної акустичної хвилі в плазмових продуктах, що утворилися від ЕВ у газовому середовищі досліджуваного металевому провідника, може бути представлений у наступному вигляді [28, 40]:

$$v_{mw} \approx 0,5(\beta_p + 1) [\beta_p R_m T_m / (M_a + M_p)]^{1/2}. \quad (19)$$

При отриманні (19) було використано відоме співвідношення між швидкістю ударної хвилі v_{mw} і швидкістю розширення (розльоту) v_{ex} сильно перегрітої металеві пари провідника за фронтом ударної хвилі [27, 40]: $v_{mw} \approx 0,5(\beta_p + 1)v_{ex}$. У досліджуваному випадку прийнято, що швидкість v_{ex} відповідає швидкості звукової хвилі у щільній «металевій плазмі», що формується на початковому етапі ЕВ у газі металевому провідника [10, 28]. Видно, що значення v_{mw} прямо пропорційне рівню показника температури $T_m^{1/2}$.

З (19) при ЕВ у повітрі з нормальними атмосферними умовами ($T_a \approx 273,15$ К; $\beta_p \approx 1,4$; $M_a \approx 28,97 \cdot 10^{-3}$ кг/моль; $R_m = 8,314$ Дж/(моль·К) [28]) короткого мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм; $S_0 \approx 3,14 \cdot 10^{-8}$ м 2 ; $J_k \approx 1,95 \cdot 10^{17}$ А 2 ·с·м $^{-4}$ [27]; $M_p \approx 63,55 \cdot 10^{-3}$ кг/моль [28]), увімкненого у сильнострумове розрядне коло високовольтного ГІС ($I_{mc} \approx 190$ кА; $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с $^{-1}$; $T_m \approx 121,6 \cdot 10^3$ К), виходить, що швидкість ударної акустичної хвилі v_{mw} набуває чисельного значення приблизно $v_{mw} \approx 4693$ м/с. Це оціночне розрахункове значення швидкості v_{mw} ударної газодинамічної хвилі при ЕВ в атмосферному повітрі тонкого мідного провідника відповідає швидкості як ударної хвилі від ЕВ мідного дроту радіусом 75 мкм з ВІС, яка розповсюджується у дисцилірованої воді зі швидкістю приблизно $4,3 \cdot 10^3$ м/с (при цьому амплітуда тиску у воді поблизу дроту, що вибухає, досягає рівня $6,5 \cdot 10^9$ Па або $6,42 \cdot 10^4$ атм) [8], так і детонаційної хвилі в «повільних» твердих бризантних вибухових речовинах [41]. У зв'язку з цим явище ЕВ у газових середовищах тонких металевих провідників може бути використане в електродетонаторах при підриві боєприпасів як зі звичайною, так і з ядерною вибуховією [40, 41].

14. Результати експериментів для повітряного ЕВ тонкого циліндричного провідника. Для верифікації деяких отриманих вище розрахункових результатів для ЕВ у газовому середовищі тонких металевих провідників були виконані відповідні експерименти для ЕВ в атмосферному повітрі тонкого мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм; $S_0 \approx 3,14 \cdot 10^{-8}$ м 2). При цьому як джерело електричної енергії був використаний низькоомний високовольтний ГІС з потужною конденсаторною батареєю, що характеризується наступними номінальними електричними параметрами [22, 30]: $C_0 \approx 333$ мкФ; $U_{c0} \approx \pm 50$ кВ; $W_0 \approx 416$ кДж.

На рис. 1 і 2 наведені суміщені у часі t осцилограми розрядного загасаючого синусоїдального струму $i_c(t)$ вказаного ГІС (крива 1; $I_{mc} \approx -190$ кА; $\delta_c \approx 14,39 \cdot 10^3$ с $^{-1}$; $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с $^{-1}$; $t_{mc} \approx 42$ мкс; $k_c \approx 2,05$) і імпульсної пікоподібної напруги $u_c(t)$ (крива 2; $u_{mc}(t_{ex}) \approx -28,17$ кВ; $t_{ex} \approx 3,2$ мкс [30]) при повітряному ЕВ короткого тонкого мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм) у сильнотривому розрядному колі потужного високовольтного ГІС ($U_{c0} \approx 27$ кВ; $W_0 \approx 121,4$ кДж) при масштабі за горизонталлю 5 та 50 мкс/поділку.

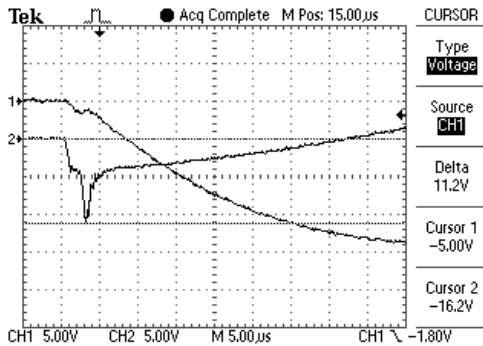


Рис. 1. Посаджені осцилограми струму $i_c(t)$ (крива каналу 1) і напруги $u_c(t)$ (крива каналу 2) в сильнотривому розрядному колі потужного високовольтного ГІС при ЕВ в атмосферному повітрі тонкого мідного провідника ($l_0 = 110$ мм; $r_0 = 0,1$ мм; $t_{ex} \approx 3,2$ мкс [30]) (масштаб за вертикаллю для струму – 50 кА/поділку; масштаб за вертикаллю для напруги – 12,6 кВ/поділку; масштаб за горизонталлю – 5 мкс/поділку)

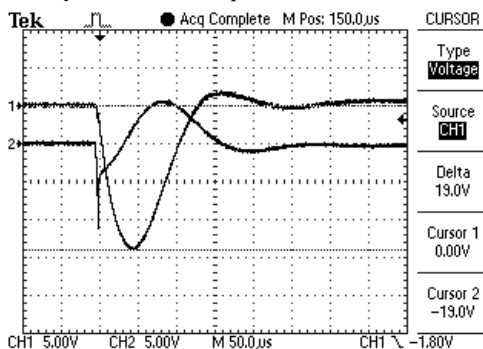


Рис. 2. Ті ж, що й на рис. 1 суміщені осцилограми розрядного струму $i_c(t)$ (крива каналу 1; $I_{mc} \approx -190$ кА; $\delta_c \approx 14,39 \cdot 10^3$ с $^{-1}$; $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с $^{-1}$; $T_c \approx 2\pi/\omega_c \approx 240$ мкс [30]) і напруги $u_c(t)$ (крива каналу 2) в сильнотривому розрядному колі потужного високовольтного ГІС при ЕВ в атмосферному повітрі тонкого мідного провідника ($l_0 = 110$ мм; $r_0 = 0,1$ мм; $t_{ex} \approx 3,2$ мкс) тільки при масштабі за горизонталлю – 50 мкс/поділку

При проведенні експериментальних досліджень повітряного ЕВ вказаного тонкого мідного провідника були використані коаксіальний вимірювальний шунт типу ШК-300, ємнісний подільник напруги типу ЄПН-100 і цифровий осцилограф Tektronix TDS 1012 [30], які пройшли державну метрологічну перевірку.

З осцилограм розрядного струму $i_c(t)$ (крива 1) і напруги $u_c(t)$ на вибухаючому мідному провіднику (крива 2) слід зазначити, що в цьому випадку дослідний час t_{ex} термічного вибуху розглянутого провідника, що відбувається на фронті першої півхвилі розрядного струму $i_c(t)$, становить приблизно $t_{ex} \approx 3,2$ мкс (при розрахунковому за (5) його значенні $t_{ex} \approx 3,32$ мкс).

Видно, що для параметра t_{ex} розбіжність між значенням його розрахунковим і експериментальним значеннями не перевищує 4 %. Ці дані вказують на працездатність та достовірність застосованого розра-

хункового підходу до визначення параметра t_{ex} при описанні електрофізичного процесу ЕВ у газовому середовищі круглого тонкого металевго провідника.

Крім того, наведені згідно з рис. 1 і 2 дослідні дані для АЧП розрядного струму $i_c(t)$ разом з експериментальними результатами з [36, 37] для електрофізичних параметрів R_{c0} і r_{mc} опосередковано вказують на правомірність виконаних розрахункових оцінок за (1), (7), (14), (15) і (18) відповідно параметрів T_m , P_m , R_c , γ_p і W_c при ЕВ в атмосферному повітрі мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм), увімкненого у електричне коло потужного високовольтного ГІС.

Висновки.

1. Запропонований електрофізичний підхід до аналітичного комплексного розрахунку основних параметрів ЕВ у газовому середовищі тонкого металевго провідника дозволяє з інженерною точністю визначити при даному вибуху його такі теплофізичні, газодинамічні та електроенергетичні параметри як: максимальну температуру T_m і тиск P_m у плазмовому каналі, час t_{ex} вибуху провідника, активний опір R_c і питому електропровідність γ_p плазмового каналу, теплову енергію W_i , що вводиться у провідник, і теплову енергію W_c , що виділяється у каналі, та максимальну швидкість v_{mv} поширення ударної акустичної хвилі в «металевій плазмі» від ЕВ в газі тонкого металевго провідника під електротермічною дією ВІС.

2. Встановлено, що при ЕВ в атмосферному повітрі тонкого мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм), який увімкнено у розрядне коло конденсаторної батареї потужного високовольтного ГІС мікросекундного часового діапазону ($I_{mc} \approx -190$ кА; $\delta_c \approx 14,39 \cdot 10^3$ с $^{-1}$; $\omega_c \approx 26,18 \cdot 10^3$ с $^{-1}$; $t_{mc} \approx 42$ мкс; $U_{c0} \approx 27$ кВ; $W_0 \approx 121,4$ кДж), зазначені параметри електровибухового процесу в його колі приймають наступні набліжені чисельні значення: $T_m \approx 121,6 \cdot 10^3$ К; $P_m \approx 14,19 \cdot 10^9$ Па; $t_{ex} \approx 3,32$ мкс; $R_c \approx 18,37$ мОм; $\gamma_p \approx 1587,6$ (Ом·м) $^{-1}$; $W_i \approx 2,44$ кДж; $W_c \approx 37,2$ кДж; $v_{mv} \approx 4693$ м/с.

3. У рамках подальшого розвитку інженерного підходу до аналітичного комплексного розрахунку перерахованих вище основних параметрів електровибухового процесу в розрядному колі ГІС наведено співвідношення (3) для набліженого розрахункового визначення значень критичного інтеграла струму J_k при ЕВ у газовому середовищі тонких металевих провідників з найбільш використовуваними в галузі експериментальної фізики, ВІТ та електровибухових технологій провідниковими матеріалами (див. табл. 1).

4. Показано, що такі параметри електровибухового процесу як максимальна температура T_m і найбільший тиск P_m в плазмовому каналі, час t_{ex} вибуху провідника, питома електропровідність γ_p плазмового каналу, теплова енергія W_i , що вводиться у металевий провідник, і теплова енергія W_c , що виділяється у каналі, не залежать від властивостей газу, в якому відбувається ЕВ досліджуваного металевго провідника.

5. При ЕВ у газовому середовищі тонкого металевго провідника, увімкненого в розрядне коло потужного високовольтного ГІС, температура T_m і тиск P_m , час t_{ex} вибуху провідника, питома електропровідність γ_p плазмового каналу, теплова енергія W_c , що виділяється у каналі, та швидкість v_{mv} хвилі в зоні вибуху, що виникають у плазмовому каналі розряду, можуть бути визначені за (1), (5), (7), (15), (18) та (19) на основі розшифрування осцилограм розрядного струму $i_c(t)$ та напруги $u_c(t)$ у електричному колі ГІС.

6. Теплова енергія $W_f \approx 2,44$ кДж, що вводиться у досліджуваній короткій тонкій мідний провідник ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм), який увімкнено у розрядне сильнотривове коло зазначеного потужного високовольтного ГПС, при його ЕВ в атмосферному повітрі, не перевищує 2 % від електричної енергії $W_0 \approx 121,4$ кДж, запасеної в конденсаторній батареї цього ГПС.

7. У аналізованій електричній схемі практичної реалізації явища високотемпературного ЕВ в атмосферному повітрі досліджуваного короткого тонкого мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм) тепла енергія, що виділяється у плазмовому каналі $W_c \approx 37,2$ кДж спільно з введеною у провідник енергією $W_f \approx 2,44$ кДж, забезпечує досягнення коефіцієнта корисного використання η_c електричної енергії конденсаторної батареї потужного високовольтного ГПС $W_0 \approx 121,4$ кДж, чисельно рівного приблизно $\eta_c \approx 0,326$ (32,6 %).

8. Виконані за допомогою потужного високовольтного ГПС сильнотривові експерименти підтвердили основні положення запропонованого інженерного підходу до аналітичного комплексного розрахунку зазначених параметрів електровибухового процесу в газовому середовищі з нормальними атмосферними умовами та показали, що відмінність розрахункових за (5) та дослідних даних для часу t_{ex} вибуху мідного провідника ($l_0 \approx 110$ мм; $r_0 \approx 0,1$ мм) не перевищує 4 %.

Фінансування. Роботу виконано за підтримки Міністерства освіти і науки України (тема ДБ № 0121U109546).

Конфлікт інтересів. Автори статті заявляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Абрамова К.Б., Златин Н.А., Перегуд Б.И. МГД – неустойчивости жидких и твердых проводников. Разрушение проводников электрическим током. *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 1975, Том 69, № 6 (12), С. 2007-2021.
2. Лебедев С.В. О механизме электрического взрыва металла. *Теплофизика высоких температур*, 1980, Том 18, № 2, С. 273-279.
3. Лебедев С.В., Савватимский А.И. Металлы в процессе быстрого нагревания электрическим током большой плотности. *Успехи физических наук*, 1984, Том 144, № 2, С. 215-250.
4. Воробьев В.С., Еронин А.А., Малышенко С.П. Фазовый взрыв проводника с током. *Теплофизика высоких температур*, 2001, Том 39, № 1, С. 101-107.
5. Орешкин В.И., Хищенко К.В., Левашов П.Р., Русских А.Г., Чайковский С.А. Образование страт при быстром электрическом взрыве цилиндрических проводников. *Теплофизика высоких температур*, 2012, Том 50, № 5, С. 625-637.
6. Кварцхава И.Ф., Бондаренко В.В., Плюто А.П., Чернов А.А. Осциллографическое определение энергии электрического взрыва проволоки. *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 1956, Том 31, № 5(11), С. 745-751.
7. Русских А.Г., Бакшт Р.Б., Лабецкий А.Ю., Орешкин В.И., Шишлов А.В., Чайковский С.А. Исследование взрыва вольфрамовых микропроводников в вакууме. *Физика плазмы*, 2004, Том 30, № 11, С. 1015-1024.
8. Русских А.Г., Орешкин В.И., Лабецкий А.Ю., Чайковский С.А., Шишлов А.В. Исследование электрического взрыва проводников в зоне высокого давления сходящейся ударной волны. *Журнал технической физики*, 2007, Том 77, № 5, С. 35-40.
9. Столович Н.Н. *Электровзрывные преобразователи энергии*. – Минск: Наука и техника, 1983. – 151 с.
10. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. *Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках*. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 288 с.
11. Богуславский Л.З., Синчук А.В., Назарова Н.С., Овчинникова Л.Е. Электрический взрыв проводников для получения наноразмерных карбидов и нанесения функциональных нанопокровов. *Электронная обработка материалов*, 2019, Том 55, № 5, С. 10-23. doi: <https://doi.org/10.5281/zenodo.3522291>.
12. Яворовский Н.А. Получение ультрадисперсных порошков методом электрического взрыва. *Известия ВУЗов. Физика*, 1994, Том 37, № 4, С. 111-136.
13. Лернер М.И. Образование наноразмерной фазы при электрическом взрыве проводников. *Известия ВУЗов. Физика*, 2006, Том 49, № 6, С. 91-95.
14. Лернер М.И., Сваровская Н.В., Псахье С.Г., Бакина О.В. Технология получения, характеристики и некоторые области применения электровзрывных нанопорошков металлов. *Российские нанотехнологии*, 2009, Том 4, № 11-12, С. 56-68.
15. Баранов М.И. Получение дисперсных материалов с микронными, субмикронными и наноструктурными частями вещества при электрическом взрыве тонких металлических проводников. *Электротехника и электромеханика*, 2012, № 4, С. 45-49.
16. Boguslavskii L.Z., Vinnichenko D.V., Nazarova N.S., Adamchuk Yu.O., Chushchak S.V., Kozyrev S.S. Control of the process of electrodeposition synthesis of nanocarbon from gaseous hydrocarbons on metal surfaces. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, 2019, vol. 55, no. 3, pp. 274-279. doi: <https://doi.org/10.3103/S1068375519030037>.
17. Месяц Г.А. *Импульсная энергетика и электроника*. – М.: Наука, 2004. – 704 с.
18. Роуз К. Максимальная температура взрыва проволок в вакууме. В кн. пер. с англ.: *Электрический взрыв проводников*. – М.: Мир, 1965. – С.43-46.
19. Дашук П.Н., Зайенц С.Л., Комельков В.С., Кучинский Г.С., Николаевская Н.Н., Шкуропат П.И., Шнейерсон Г.А. *Техника больших импульсных токов и магнитных полей*. – М.: Атомиздат, 1970. – 472 с.
20. Гулый Г.А. *Научные основы разрядно-импульсных технологий*. – Киев: Наукова думка, 1990. – 208 с.
21. Baranov M.I., Buriakovskiy S.G., Rudakov S.V. The tooling in ukraine of model tests of objects of energy, aviation and space-rocket engineering on resistibility to action of pulsed current of artificial lightning. *Electrical Engineering & Electromechanics*, 2018, no. 4, pp. 45-53. doi: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2018.4.08>.
22. 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>.
23. Баряхвостов С.В., Бочкарев М.Б., Волков Н.Б., Нагаев К.А., Тараканов В.П., Ткаченко С.И., Чингина Е.А. Сверхбыстрый электрический взрыв микропроводников: структура и оптические характеристики плазменного канала. *Научковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика*, 2011, № 30, С. 63-68.
24. Baranov M.I., Rudakov S.V. Approximate calculation of basic characteristics of plasma at the air electric explosion of metal conductor. *Electrical Engineering & Electromechanics*, 2017, no. 6, pp. 60-64. doi: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2017.6.09>.
25. Wu J., Li X., Li M., Li Y., Qiu A. Review of effects of dielectric coatings on electrical exploding wires and Z pinches. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2017, vol. 50, no. 40, art. no. 403002. doi: <https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa86a1>.
26. Sarathi R., Reddy R.S., Tavarmani R.S., Okamoto A., Suematsu H., Selvam P., Kamachi Mudali U., Kamaraj M. Investigation of Nano-Molybdenum Carbide Particle Produced by Wire-Explosion Process. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2015, vol. 43, no. 10, pp. 3470-3475. doi: <https://doi.org/10.1109/TPS.2015.2426019>.
27. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. – М.: Мир, 1972. – 391 с.
28. Кухлинг Х. *Справочник по физике / Пер. с нем. под ред. Е.М. Лейкина*. – М.: Мир, 1982. – 520 с.
29. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда*. – М.: Наука, 1987. – 592 с.

30. Баранов М.И., Лысенко В.О. Основные характеристики электрического взрыва металлического проводника при больших импульсных токах. *Электричество*, 2013, № 4, С. 24-30.

31. Баранов М.И. Аналитический расчет критических значений интеграла тока для основных металлов, применяемых в технике больших импульсных токов при электрическом взрыве проводников. *Технічна електродинаміка*, 2008, № 6, С. 14-17.

32. Орешкин В.И., Баренгольц С.А., Чайковский С.А. Численное исследование интеграла удельного действия тока при электрическом взрыве проводников. *Журнал технической физики*, 2007, Том 77, № 5, С. 108-116.

33. Жигалин А.С., Русских А.Г., Орешкин В.И., Чайковский С.А., Ратахин Н.А., Бахшт Р.Б. Экспериментальное исследование образования струй при электрическом взрыве фольги в вакууме. *Известия ВУЗов. Физика*, 2015, Том 58, № 9-2, С. 113-117.

34. Столович Н.Н., Миницкая Н.С. *Температурные зависимости теплофизических свойств некоторых металлов*. – Минск: Наука и техника, 1975. – 160 с.

35. Фоменко В.С. *Эмиссионные свойства материалов. Справочник*. – Киев: Наукова думка, 1981. – 339 с.

36. Баранов М.И. Избранные вопросы электрофизики: Монография в 4 томах. Том 2, Кн. 1: Теория электрофизических эффектов и задач. – Харьков: НТУ «ХПИ», 2009. – 384 с.

37. Баранов М.И., Колиушко Г.М., Лысенко В.О. Экспериментальное определение активного сопротивления и электропроводности сильноточного плазменного канала в разрядной цепи генератора импульсной компоненты тока искусственной молнии. *Електротехніка і електромеханіка*, 2011, № 3, С. 51-55.

38. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. *Теория искры*. – М.: Атомиздат, 1975. – 272 с.

39. Баранов М.И., Лысенко В.О. Основные характеристики сильноточного плазменного канала подводного электрического разряда. *Электричество*, 2012, № 4, С. 2-8.

40. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. – М.: Наука, 1966. – 686 с.

41. Орлова Е.Ю. *Химия и технология бризантных взрывчатых веществ*. – Л.: Химия, 1981. – 312 с.

REFERENCES

1. Abramova K.B., Zlatin N.A., Peregud B.I. MGD – instability of liquid and hard explorers. Destruction of explorers an electric current. *Journal of experimental and theoretical physics*, 1975, vol. 69, no. 6(12), pp. 2007-2021. (Rus).
2. Lebedev S.V. About the mechanism of electric explosion of metal. *High Temperature*, 1980, vol. 18, no. 2, pp. 273-279. (Rus).
3. Lebedev S.V., Savvatimskiy A.I. Metals in the process of the rapid heating of high-slay an electric current. *Successes physical sciences*, 1984, vol. 144, no. 2, pp. 215-250. (Rus).
4. Vorob'ev V.S., Eronin A.A., Malysenko S.P. Phase Explosion of Conductor with Current. *High Temperature*, 2001, vol. 39, no. 1, pp. 97-103. doi: <https://doi.org/10.1023/A:1004182800475>.
5. Oreshkin V.I., Khishchenko K.V., Levashov P.R., Rousskikh A.G., Chaikovskii S.A. Strata formation at fast electrical explosion of cylindrical conductors. *High Temperature*, 2012, vol. 50, no. 5, pp. 584-595. doi: <https://doi.org/10.1134/S0018151X12050148>.
6. Kvarckhava I.F., Bondarenko V.V., Plyutto A.P., Chernov A.A. Oscillographic determination of energy of electric explosion wires. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1956, vol. 31, no. 5 (11), pp. 745-751. (Rus).
7. Rousskikh A.G., Baksht R.B., Labetskii A.Y., Oreshkin V.I., Shishlov A.V., Chaikovskii S.A. Electric explosion of fine tungsten wires in vacuum. *Plasma Physics Reports*, 2004, vol. 30, no. 11, pp. 944-952. doi: <https://doi.org/10.1134/1.1825130>.
8. Rousskikh A.G., Oreshkin V.I., Labetsky A.Y., Chaikovskiy S.A., Shishlov A.V. Electrical explosion of conductors in the high-pressure zone of a convergent shock wave. *Technical Physics*, 2007, vol. 52, no. 5, pp. 571-576. doi: <https://doi.org/10.1134/S1063784207050064>.
9. Stolovich N.N. *Elektrovzryvnye preobrezovateli energii* [The electro-explosive transformers of energy]. Minsk, Science and Technique Publ., 1983. 151 p. (Rus).
10. Burtsev V.A., Kalinin N.V., Luchinskiy A.V. *Elektricheskiy vzryv provodnikov i ego primenenie v elektrophizicheskikh ustanovkakh* [The electric explosion of explorers and his application in electrophysics options]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1990. 288 p. (Rus).
11. Boguslavsky L.Z., Sinchuk A.V., Nazarova N.S., Ovchinnikova L.E. Electrical explosion of conductors for the production of nanoscale carbides and the deposition of functional nanocoatings. *Electronic Processing of Materials*, 2019, vol. 55, no. 5, pp. 10-23. doi: <https://doi.org/10.5281/zenodo.3522291>.
12. Yavorovskiy N.A. Receipt of ultradispersible powders the method of electric explosion. *Russian Physics Journal*, 1994, vol. 37, no. 4, pp. 111-136.
13. Lerner M.I. Formation of nanosize phase at the electric explosion of explorers. *Russian Physics Journal*, 2006, vol. 49, no. 6, pp. 91-95.
14. Lerner M.I., Svarovskaya N.V., Psakhie S.G., Bakina O.V. Production technology, characteristics, and some applications of electric-explosion nanopowders of metals. *Nanotechnologies in Russia*, 2009, vol. 4, no. 11-12, pp. 741-757. doi: <https://doi.org/10.1134/S1995078009110019>.
15. Baranov M.I. Receipt of dispersible materials with the micronic, submicrometer and nanostructural particles of matter at the electric explosion of thin metallic explorers. *Electrical Engineering & Electromechanics*, 2012, no. 4, pp. 45-49.
16. Boguslavskii L.Z., Vinnichenko D.V., Nazarova N.S., Adamchuk Yu.O., Chushchak S.V., Kozyrev S.S. Control of the process of electrodischarge synthesis of nanocarbon from gaseous hydrocarbons on metal surfaces. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, 2019, vol. 55, no. 3, pp. 274-279. doi: <https://doi.org/10.3103/S1068375519030037>.
17. Mesiats G.A. *Impul'snaia energetika i elektronika* [Pulsed power and electronics]. Moscow, Nauka Publ., 2004. 704 p. (Rus).
18. Rouse K. The maximum temperature of a wire explosion in a vacuum. *In book trans. with Eng. Electric explosion of conductors*. Moscow, Mir Publ., 1965, pp. 43-46. (Rus).
19. Dashuk P.N., Zayents S.L., Komel'kov V.S., Kuchinskiy G.S., Nikolayevskaya N.N., Shkuropat P.I., Shneerson G.A. *Tehnika bol'shih impul'snyh tokov i magnitnyh polej* [The technique of large pulsed currents and magnetic fields]. Moscow, Atomizdat Publ., 1970. 472 p. (Rus).
20. Gulyy G.A. *Nauchnye osnovy razrjadno-impul'snyh tehnologij* [Scientific basis of the discharge-pulse technologies]. Kiev, Naukova Dumka Publ., 1990. 208 p. (Rus).
21. Baranov M.I., Buriakovskiy S.G., Rudakov S.V. The tooling in ukraine of model tests of objects of energy, aviation and space-rocket engineering on resistibility to action of pulsed current of artificial lightning. *Electrical Engineering & Electromechanics*, 2018, no. 4, pp. 45-53. doi: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2018.4.08>.
22. 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>.
23. Barakhvostov S.V., Bochkarev M.B., Volkov N.B., Nagaev K.A., Tarakanov V.P., Tkachenko S.I., Chingina E.A. Ultrafast electric explosion of microconductors: plasma channel structure and optical characteristics. *Scientific Herald of Uzhhorod University. Series «Physics»*, 2011, no. 30, pp. 63-68.
24. Baranov M.I., Rudakov S.V. Approximate calculation of basic characteristics of plasma at the air electric explosion of metal conductor. *Electrical Engineering & Electromechanics*, 2017, no. 6, pp. 60-64. doi: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2017.6.09>.
25. Wu J., Li X., Li M., Li Y., Qiu A. Review of effects of dielectric coatings on electrical exploding wires and Z pinches. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2017, vol. 50, no. 40, art. no. 403002. doi: <https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa86a1>.
26. Sarathi R., Reddy R.S., Tavarmani R.S., Okamoto A., Suematsu H., Selvam P., Kamachi Mudali U., Kamaraj M. Investigation of Nano-Molybdenum Carbide Particle Produced

by Wire-Explosion Process. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2015, vol. 43, no. 10, pp. 3470-3475. doi: <https://doi.org/10.1109/TPS.2015.2426019>.

27. Knopfel' G. *Sverkhshil'nye impul'snye magnitnye polia* [Ultra strong pulsed magnetic fields]. Moscow, Mir Publ., 1972. 391 p. (Rus).

28. Kuhling H. *Spravochnik po fizike* [Handbook of Physics]. Moscow, Mir Publ., 1982. 520 p. (Rus).

29. Rayzer Yu.P. *Fizika gazovogo razrjada* [Physics of gas discharge]. Moscow, Nauka Publ., 1987. 592 p. (Rus).

30. Baranov M.I., Lysenko V.O. The main characteristics of an electric explosion of a metallic conductor at high impulse currents. *Elektrichestvo*, 2013, no. 4, pp. 24-30. (Rus).

31. Baranov M.I. Analytical calculation of critical values of integral of current for parent metals, applied in the technique of large impulsive currents at the electric explosion of explorers. *Technical Electrodynamics*, 2008, no. 6, pp. 14-17. (Rus).

32. Oreshkin, V.I., Barenkol'ts, S.A. & Chaikovskiy, S.A. Numerical calculation of the current specific action integral at the electrical explosion of wires. *Technical Physics*, 2007, vol. 52, no. 5, pp. 642-650. doi: <https://doi.org/10.1134/S1063784207050179>.

33. Zhigalin A.S., Russkikh A.G., Oreshkin V.I., Chaykovskiy S.A., Ratakhin N.A., Baksht P.B. Experimental research of the strata formation during electrical explosion of foils in vacuum. *Russian Physics Journal*, 2015, vol. 58, no. 9-2, pp. 113-117.

34. Stolovich N.N., Minitskaya N.S. *Temperaturnye zavisimosti teplofizicheskikh svoystv nekotorykh metallov* [Temperature dependences of thermophysical properties of some metals]. Minsk, Science and Technique Publ., 1975. 160 p. (Rus).

35. Fomenko V.S. *Emissionnyye svoystva materialov. Spravochnik* [Emission properties of materials. Directory]. Kyiv, Naukova Dumka Publ., 1981. 339 p. (Rus).

36. Baranov M.I. *Izbrannyye voprosy elektrofiziki. Monografiya v 4kh tomakh. Tom 2, Kn. 1: Teoriya elektrofizicheskikh effektov i zadach* [Selected topics of Electrophysics. Monograph in 4 Vols. Vol.2, Book 1. A theory of electrophysical effects and tasks]. Kharkiv, NTU «KhPI» Publ., 2009. 384 p. (Rus).

37. Baranov M.I., Koliushko G.M., Lysenko V.O. Experimental determination of active resistance and conductivity of heavy-current plasma channel in the discharge chain of generator impulsive components of current of artificial lightning. *Electrical Engineering & Electromechanics*, 2011, no. 3, pp. 51-55. (Rus).

38. Lozanskiy E.D., Firsov O.B. *Teoriya iskry* [Theory of spark]. Moscow, Atomizdat Publ., 1975. 272 p. (Rus).

39. Baranov M.I., Lysenko V.O. Basic descriptions of heavy-current plasma channel of submarine electric discharge. *Elektrichestvo*, 2012, no. 4, pp. 2-8. (Rus).

40. Zel'dovich Ja.B., Rayzer Yu.P. *Fizika udarnykh voln i vysokotemperaturnykh gidrodinamicheskikh iavlenii* [Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena]. Moscow, Science Publ., 1966. 686 p. (Rus).

41. Orlova E.Yu. *Khimiya i tekhnologiya brizantnykh vzryvchatykh veshchestv* [Chemistry and technology of brizant explosives]. Leningrad, Chemistry Publ., 1981. 312 p. (Rus).

Надійшла (Received) 22.02.2022

Прийнята (Accepted) 15.08.2022

Опублікована (Published) 06.01.2023

Баранов Михайло Іванович¹, д.т.н., гол.н.с.,
Буряковський Сергій Геннадійович¹, д.т.н., проф.,
Князев Володимир Володимирович¹, к.т.н., пров.н.с.,

¹Науково-дослідний та проектно-конструкторський інститут «Молнія» Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут», 61013, Харків, вул. Шевченка, 47, e-mail: baranovmi49@gmail.com (Corresponding Author); sergbyr@i.ua; knyaz2@i.ua

How to cite this article:

Baranov M.I., Buriakovskiy S.G., Kniaziev V.V. A calculation of basic thermophysical, gasodynamic and electropower parameters of electric explosion is in the gas environment of metallic explorer. *Electrical Engineering & Electromechanics*, 2023, no. 1, pp. 40-50. doi: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2023.1.06>

M.I. Baranov¹, S.G. Buriakovskiy¹, V.V. Kniaziev¹

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

A calculation of basic thermophysical, gasodynamic and electropower parameters of electric explosion is in the gas environment of metallic explorer.

Goal. Receipt and analysis of close analytical correlations for the engineering calculation of maximal temperature of T_m and pressures of P_m in a plasma channel, time of t_{ex} explosion of explorer, active resistance of R_c and specific conductivity of γ_p of plasma channel, to entered in explorer W_i and selected in the channel of W_c of thermal energy and high speed of v_{mw} distribution of shock acoustic wave in the plasma products of electric explosion (EE) in gas of explorer under the action of large impulsive current (LIC). **Methodology.** Basis of thermophysics, thermodynamics, theoretical and applied electrical engineering, electrophysics bases of technique of high-voltage and large impulsive currents, basis of heavy-current electronics, theory of explosion and plasma, measuring technique and electromagnetic compatibility. **Results.** Close formulas are got for the analytical calculation of temperature of T_m and pressures of P_m in a plasma channel, time of t_{ex} explosion of explorer, active resistance of R_c and specific conductivity of γ_p of plasma channel, to entered in explorer W_i and selected in the channel of W_c of thermal energy and speed of v_{mw} of shock acoustic wave in «metallic plasma» at EE in gas of explorer, testing action LIC in the discharge chain of high-voltage generator of impulsive currents (GIC) with the stocked energy of W_0 . It is rotined that at EE in atmospheric air of copper explorer long 110 mm and by a radius 0,1 mm in the bit chain of GIC of the microsecond temporal range ($I_{mc} \approx -190$ kA; $t_{mc} \approx 42$ μ s; $\omega \approx 26,18 \cdot 10^3$ s⁻¹; $W_0 \approx 121,4$ kJ) levels of temperature of T_m to time of t_{ex} explosion, pressures of P_m and speeds of v_{mw} in the area of his explosion can arrive at numeral values: $T_m \approx 121,6 \cdot 10^3$ K, $t_{ex} \approx 3,32$ μ s; $P_m \approx 14,19 \cdot 10^9$ Pa and $v_{mw} \approx 4693$ m/s. The ways of receipt are formulated in the bit chain of GIC of «record» (most) values of temperature of T_m , pressures of P_m and speeds of v_{mw} . It is set that at EE in atmospheric air of the indicated short thin copper explorer the coefficient of the useful use of η_c of electric energy of W_0 of condenser battery of GIC arrives at the numeral value of $\eta_c \approx (W_i + W_c) / W_0 \approx 0,326$ (32,6 %). Arising up in the plasma channel of discharge, initiated EE in gas of explorer, temperature of T_m and pressure of P_m , time of t_{ex} explosion of explorer, specific conductivity of γ_p of channel, thermal energy of W_c and speed of v_{mw} of shock acoustic wave selected in a channel in «metallic plasma» can be certain experimental a way on results decoding of oscillograms of discharge current of $i_c(t)$ and high-voltage of $u_c(t)$ on an explorer in the chain of GIC. A formula is resulted for the close calculation of critical integral of current of J_k at EE in gas of explorers from different metals. Executed on powerful GIC heavy-current experiments were confirmed by substantive provisions offered approach near the analytical calculation of basic parameters of electro-explosive process for the probed explorer. **Originality.** Offered and the engineering going is scientifically grounded near the analytical calculation of the indicated thermophysical, gasodynamic and electroenergy parameters of T_m , P_m , t_{ex} , R_c , γ_p , W_i , W_c and v_{mw} at EE in gas of metallic explorer, plugged in the discharging chain of GIC. **Practical value.** Application in electrophysics practice of the offered engineering going near a calculation in the chain of GIC of basic parameters of electro-explosive process will allow to facilitate labour of workers of scientific laboratories and promote efficiency of work of technicians-and-engineers during practical realization by them different electro-explosive technologies. References 41, tables 1, figures 2.

Key words: large impulsive current, electric explosion of explorer, temperature, pressure, time and energy of explosion, active resistance and specific conductivity of plasma channel, entered in explorer and energy selected in a plasma channel, speed of shock wave at the explosion of explorer.