

МОДЕЛЮВАННЯ РОБОТИ САМОРЕГЕНЕРАТИВНИХ ОБМЕЖУВАЧІВ СТРУМУ З МАЛИМ ЧАСОМ КОМУТАЦІЇ

На основі аналізу розподілу електричного поля в об'ємі саморегенеративного запобіжника визначено активну зону лужного металу, що змінює фазовий стан в процесі комутації. Ці дані застосовано далі для побудови математичної моделі для чисельного аналізу обмеження струму. Отримано часові залежності для значень струму запобіжника і вимикача, опору лужного металу, втрат енергії на комутацію.

На основі аналізу розподілу електричного поля в об'ємі самовосстанавливающегося предохранителя определена активная зона щелочного металла, изменяющего в процессе коммутации. Эти данные применены далее для построения математической модели для численного анализа ограничения тока. Получены временные зависимости для значений тока предохранителя и выключателя, сопротивления щелочного металла, потерь энергии на коммутацию.

1. АНАЛІЗ СУЧАСНОГО СТАНУ НАУКОВОЇ ПРОБЛЕМИ ТА АКТУАЛЬНІСТЬ ЇЇ ВИРІШЕННЯ

На сучасному етапі розвитку електроапаратури будівництва створено цілий комплекс апаратних засобів, що здійснюють захист електротехнічного устаткування в широкому діапазоні напруг і струмів з характерним часом комутації $\tau \geq 10^{-2} \dots 10^{-3}$ с [1-3]. На основі аналізу стану розробки електричної апаратури та умов її експлуатації можна визначити сукупність вимог до її технічних характеристик: малий опір контактної системи комутаційного апарату у провідному стані, великий опір у несправному стані, малий час комутації, малі втрати енергії на комутацію, постійна готовність до роботи, малий час відновлення характеристик після комутації, великий ресурс, малі маса і габарити, помірні вартість.

Проте слід зазначити, що на теперішній час ще не створено електричної апаратури, яка б одночасно відповідала всім зазначеним вимогам для комутаційних режимів з тривалістю, меншою ніж $5 \cdot 10^{-3}$ с. Тому, наприклад, для швидкого розмикання електричних кіл, застосовують сукупність елементів комутаційної апаратури, що діє за різними електрофізичними принципами [2-4]. Так, швидке обмеження великих струмів може здійснюватися, наприклад, за схемою, наведеною на рис. 1, а. На ній послідовно з автоматичним вимикачем S під'єднано запобіжник F , зашунтований резистором R_1 , що обмежує струм. В робочих умовах струм тече, головним чином, через запобіжник, опір якого в цей час є меншим, ніж у резистора R_1 . Під час короткого замикання опір запобіжника зростає так, що практично весь струм починає протікати через резистор. Тривалість перемикавання струму є дуже малою і завершується до того, як струм досягне максимального значення. Ввімкнення в коло опору R_1 викликає значне обмеження струму, який без зайвих труднощів переривається автоматичним вимикачем S при найближчому переході струму через нуль.

Недолік, пов'язаний з необхідністю заміни перегорілих вставок запобіжників, відсутній у вимикачах із запобіжниками, що мають властивості саморегенерації PPF (Permanent Power Fuse), вперше розробленими компанією Міцубісі [1]. Електрична схема такого вимикача не відрізняється від схеми обмеження струму вимикачем і запобіжником звичайного типу (рис. 1, а).

Хід перемикавання струму в схемі наведено на рис. 1, б. В момент t_1 внаслідок швидкого збільшення опору запобіжника F починається перемикавання струму I_2 в резистор R_1 . Цей процес закінчується в момент часу

t_2 . Через резистор протікає тепер обмежений струм I_1 , а через запобіжник – малий струм $I_2 = I_0$, який утримується до моменту t_3 переходу струму через нуль і вимкнення кола вимикачем. Повний час аварії $t_{ав}$, як наслідок, є меншим, ніж тривалість півхвилі струму короткого замикання. На рис. 1 також позначено: $t_{пер}$ – час переключення струму із запобіжника в резистор струмообмеження; t_R – тривалість протікання струму в резисторі R_1 ; t_0 – час протікання струму через лужний метал в пароподібному стані, а I_{max} – максимальне значення струму вимикача S .

Робота саморегенеративного запобіжника (рис. 2) заснована на використанні властивостей лужного металу, що застосовується для створення активної (комутаційної) частини шляху струму між електродами 1, 8. Серед лужних металів найкращим виявився натрій [4].

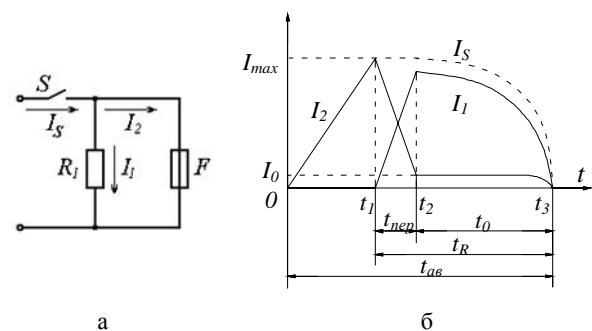


Рис. 1. Перехідні процеси в схемі з обмеженням струму: а – схема обмеження струму; б – ідеалізований процес комутації струму

В конденсованому стані він має велику питому електричну провідність, а в газоподібному – великий опір та велику питому теплопровідність. Крім того, важливою фізичною особливістю натрію є те, що він мало збільшує свій об'єм в газоподібному стані у порівнянні з твердим станом, а також має відносно малу температуру пароутворення. Завдяки цьому комутаційна апаратура з властивостями саморегенерації характеризується значно більшою ефективністю обмеження струму, ніж пристрої класичної дії [4].

В твердому і рідкому стані активна зона протікання струму, заповнена натрієм 5, має малий опір. Під час короткого замикання натрій нагрівається до температури кипіння і починає змінювати свій фізичний стан з конденсованого на газоподібний, що характеризується високими значеннями опору та тиску. Поршень 6, на який діє великий тиск пари лужного

металу, надає їй можливість розширення, що зменшує максимальне значення тиску. Після переривання струму викикачем натрій охолоджується і з газоподібного стану знову переходить в конденсований. Конструкція запобіжника повинна забезпечувати міцність на розрив та безпеку експлуатації.

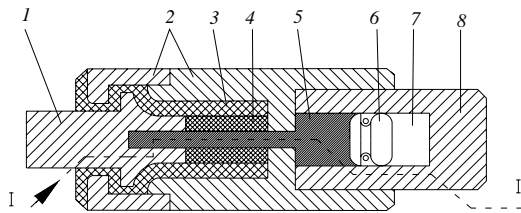


Рис. 2. Конструкція саморегенеративного запобіжника: 1,8 – приєднувальні зажими (електроди); 2 – металеві елементи корпусу; 3 – фасонна керамічна втулка; 4 – керамічна втулка з окису берилію; 5 – лужний метал (натрій); 6 – поршень; 7 – камера високого тиску

Час регенерації обмежувача (тривалість від моменту відключення струму до поновлення провідного стану) залежить від значення струму запобіжника, а також від інтенсивності теплообміну між натрієм та іншими елементами його конструкції. За експериментальними даними цей час, зазвичай, становить не менше п'яти-шести секунд [4].

Таким чином, само регенеративні запобіжники є перспективними комутаційними апаратами, які спроможні забезпечити велику швидкість комутації. Проте до теперішнього часу не створено кількісної теорії їх функціонування з урахуванням комплексу електрофізичних процесів, що відбуваються в них під час комутації. Це обмежує можливості їх оптимального проектування. Тому метою даної роботи є побудова та обґрунтування математичної моделі комутаційних процесів в саморегенеративних запобіжниках для чисельного визначення їх комутаційних характеристик.

2. МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ В САМОРЕГЕНЕРАТИВНОМУ ЗАПОБІЖНИКУ

Для моделювання процесу втрати запобіжником електропровідності необхідно визначити розміри активної зони рідкого металу. Для цього потрібно розв'язати проблему теорії поля електричних струмів. Її можна сформулювати як знаходження функції потенціалу, що задовольняє диференціальному рівнянню (1) в часткових похідних другого порядку еліптичного типу для циліндричної симетрії розрахункової області. Для вирішення поставленого завдання застосовано чисельний метод верхньої релаксації [5]. Реалізоване на основі цього методу програмне забезпечення [6] успішно використовувалося для аналізу роботи різних вузлів високовольтного устаткування [6, 7].

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z}) = 0, \quad (1)$$

де σ – питома електропровідність середовища; φ – електричний потенціал; r, z – відповідно радіальна та аксіальна координата.

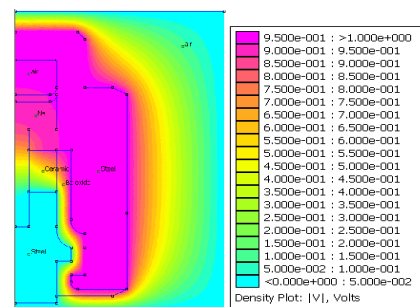
За відомим розподілом потенціалу напруженість електричного поля E , її модуль та густина струму i визначаються з використанням рівнянь (2), (3).

$$E = -grad\varphi = -\left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial \varphi}{\partial z}\right), \quad (2)$$

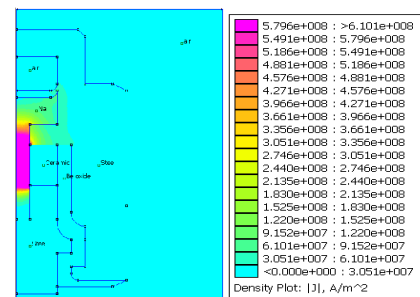
$$|E| = \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)^2 \right]^{0.5}, \quad i = \sigma E. \quad (3)$$

Для однозначного вирішення проблеми було задано граничну умову Неймана $\partial\varphi/\partial x$ на осі симетрії та нульові умови за потенціалом ($\varphi = 0$) на всіх інших зовнішніх межах розрахункової області (рис. 3). Електричний потенціал верхнього електроду визначався відносно одиниці. Нижній електрод вважався заземленим.

Результати обчислень електричного потенціалу в об'ємі запобіжника, отримані за методом верхньої релаксації співпадають з результатами розрахунку з використанням пакету FEMM 4.2 (рис. 3). Так, на рис. 3,а наведено розподіл електричного потенціалу в об'ємі саморегенеративного запобіжника, а на рис. 3,б чітко виражена зона максимальної густини струму, яка розташована в області, зайнятій лужним металом.



а



б

Рис. 3. Розподіл електричного потенціалу (а) і густини струму (б) в об'ємі саморегенеративного запобіжника

Отримані результати дозволили, зокрема, визначити розміри активної зони лужного металу, яка відповідає зоні максимальної густини струму, де відбувається найбільш інтенсивне перетворення електричної енергії в теплову. Ці дані використані далі для обчислення перехідного процесу втрати провідності в результаті зміни фазового стану лужного металу під дією інтенсивного нагріву.

3. МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ КОМУТАЦІЙНИХ ПРОЦЕСІВ В САМОРЕГЕНЕРАТИВНОМУ ЗАПОБІЖНИКУ

Для аналізу процесів протікання струму в саморегенеративному запобіжнику необхідно застосувати математичний апарат теорії поля, зокрема розглянути перехідний комутаційний процес у наближенні магнітної гідродинаміки [7, 8]. Такий підхід дозволяє коректно врахувати не тільки електродинамічні процеси в струмопровідній області міжелектродного проміжку, просторово-часове перетворення електричної енергії в джоулеве тепло, але й взаємодію електромагнітних,

гідродинамічних і термодинамічних процесів, що супроводжують це перетворення і впливають на комутаційні характеристики електричного апарату.

В даному випадку конструкція запобіжника має циліндричну симетрію (рис. 2). З її урахуванням на рис. 4 наведено схему заміщення для розрахунку процесів комутації під час введення енергії в активну зону рідкого металу. Довжина зони з рідким металом набагато перевищує її радіус. Тому електромагнітні процеси в ній можна вважати одновимірними, що змінюються в радіальному напрямку. В такому разі рівняння Максвелла, записані в циліндричній системі лагранжевих масових координат без урахування струмів зміщення, мають вигляд [8]

$$i = \rho \frac{\partial(r^\xi H)}{\partial s}, \quad \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H}{\rho r^\xi} \right) = \frac{\partial E}{\partial s}, \quad (4)$$

де E, H – напруженість електричного і магнітного поля, відповідно; r – просторова радіальна координата; t – час; ρ – густина середовища; s – лагранжева масова координата ($ds = \rho r dr$); $\xi = 1$ у разі циліндричної симетрії; μ_0 – магнітна стала.

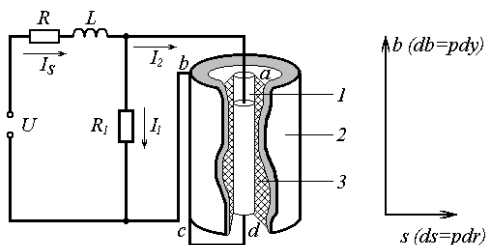


Рис. 4. Схема заміщення для розрахунку введення енергії в активну зону рідкого металу саморегенеративного запобіжника: R, L – активний опір та індуктивність контуру навантаження; R_i – опір, паралельний запобіжнику (згідно рис. 1,а). На схемі позначено: 1 – рідкий метал (натрій); 2 – зворотний струмопровід; 3 – діелектричне середовище

Взаємний зв'язок між характеристиками електромагнітного поля і властивостями середовища виражається законом Ома в диференціальній формі, рівнянням для густини електромагнітної сили, що діє на елемент об'єму плазми в перерахунку на одиницю маси і виразом для питомої об'ємної потужності

$$i = \sigma E, \quad f = \frac{\mu_0 i H}{\rho}, \quad q = \sigma E^2, \quad (5)$$

де f – густина електромагнітної сили на одиницю маси; q – потужність джерел теплоти в перерахунку на одиницю маси середовища.

Вплив гідродинамічних процесів на електродинамічні згідно (5) виявляється через рух середовища, який впливає на його густину, від якої також залежить й питома електропровідність. В результаті нагріву до температури кипіння густина рідкого натрію поступово зменшується до $\rho = 742 \text{ г} \cdot \text{м}^{-3}$. Зменшення стає швидким в результаті зміни фазового стану металу під час інтенсивного пароутворення. Внаслідок цього розширення активної зони відбувається в аксіальному напрямку. Швидкість звуку в натрії має характерне значення $3,2 \cdot 10^3 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. З урахуванням характерних розмірів активної зони камери, що не перевищує 0,1 м, і часу комутаційних процесів $\tau > 10^{-3} \text{ с}$ гідродинамічні збурення багаторазово перетнуть її об'єм і вирівняють тиск в ньому. Тому в кінцевому рахунку тиск в об'ємі

запобіжника можна вважати розподіленим рівномірно в кожний момент часу і таким, що визначається нагрівом активної зони. Проте рух середовища в розрахунках необхідно відслідковувати для визначення довжини l активної зони в процесі її розширення та густини середовища ρ .

Таким чином, рух середовища моделюється у відповідності із законами збереження маси та кількості руху в декартовій системі лагранжевих масових координат

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial v}{\partial b}, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial b} + f, \quad v = \frac{\partial y}{\partial t}, \quad (6)$$

де y – аксіальна просторова координата; b – лагранжева масова координата ($db = \rho dy$); v – швидкість середовища в аксіальному напрямку; p – тиск.

Застосування лагранжевих масових координат дозволяє зафіксувати масову межу області розрахунку b_l в умовах, коли закон руху середовища заздалегідь невідомий і визначати в кожний момент часу довжину l активної зони металу, що розширюється у втулці в напрямі поршня (рис. 2)

$$l = \int_0^{b_l} \frac{1}{\rho} db. \quad (7)$$

Законом збереження енергії є рівняння балансу енергії за видами: механічної, електромагнітної та теплової

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = q - p \frac{\partial v}{\partial b} - \frac{\partial W}{\partial s}, \quad (8)$$

де W – сумарний тепловий потік.

Сумарний тепловий потік в лагранжевих масових координатах визначається згідно виразу

$$W = -\chi \rho r^\xi \frac{\partial T}{\partial s}, \quad (9)$$

де $\chi = \chi_e + \chi_m$ – питома теплопровідність, що визначається сумою питомої електронної χ_e і молекулярної χ_m теплопровідностей.

Ці рівняння доповнюються рівнянням виробництва ентропії

$$T \frac{\partial S}{\partial t} = -\frac{\partial W}{\partial s} - Q_V \quad (10)$$

і широкодіапазонним ентропійним рівнянням стану [9], яке для значень ентропії $S(V) > S_f(V)$ (тут $S_f(V)$ – ентропія на фазовій межі), має вигляд

$$\varepsilon(V, S) = E_X(V) + \exp[w(\ln V, S)], \quad V = 1/\rho, \quad (11)$$

де $E_X(V)$ – крива холодного стиснення; $w(\ln V, S)$ – теплова функція.

Згідно [9] функція холодного стиснення визначається таким чином

$$E_X(V) = E_0 - a/V + \exp \left[\frac{\left(\sum_i \alpha_i x^i \right)}{\left(1 + \sum_i \beta_i x^i \right)} \right] \quad (12)$$

для $\rho \geq 742 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$;

$$E_X(V) = E_0' - \exp \left[\frac{\left(\sum_i \alpha_i' x^i \right)}{\left(1 + \sum_i \beta_i' x^i \right)} \right] \quad (13)$$

для $\rho < 742 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$.

Теплова функція в математичній моделі подана співвідношеннями

$$w(\ln V, S) = w_0 + \frac{\left(\sum_{i,k} a_{ik} x^i S^k \right)}{\left(1 + \sum_{i,k} b_{ik} x^i S^k \right)} + f(S), \quad (14)$$

$$x = -\ln V, \quad f(S) = \left(\sum_i \varphi_i S^i \right) / \left(1 + \sum_i \xi_i S^i \right). \quad (15)$$

Значення всіх коефіцієнтів, що входять в (11) – (14), визначалися за даними робіт [11-15], отриманими за результатами динамічних вимірювань, статистичних досліджень, розрахунків хімічної рівноваги станів часткової іонізації. Наведений в них діапазон зміни термодинамічних параметрів охоплює широку область – від конденсованого стану лужного металу до плазмового.

В математичній моделі зв'язок тиску і температури з внутрішньою енергією задано загальновідомими термодинамічними співвідношеннями

$$p = -(\partial \varepsilon / \partial V)_S, \quad T = (\partial \varepsilon / \partial S)_V. \quad (16)$$

Оскільки вся область міжелектродного проміжку розглядається в наближенні суцільного середовища, рівняння (4) – (15) математичної моделі доповнено коефіцієнтами перенесення, що встановлюють залежності коефіцієнтів питомої теплопровідності і питомої електропровідності від густини і температури [10-12].

$$\chi = \chi(\rho, T), \quad \sigma = \sigma(\rho, T). \quad (17)$$

Співвідношення (16) безпосередньо введено в програму обчислень у вигляді таблиць функцій двох змінних. Визначення в чисельних розрахунках поточних значень функцій (16) виконано двовимірною лінійною інтерполяцією за їх табельованими значеннями в логарифмічних змінних, що забезпечило похибку інтерполяції менше чотирьох відсотків.

Через нерівномірність розподілу характеристик активної струмопровідної зони лужного металу уздовж радіальної координати (температури, питомої електропровідності, густини) і збільшення її довжини l застосування моделі однорідного середовища для розрахунку опору в електротехнічному наближенні струмопровідної зони є некоректним. Це обумовлено впливом на характеристики протікання струму магнітного поля, нелінійних процесів передачі тепла. В такому разі опір запобіжника R_2 і енергія Q_2 , дисипована в ньому, в кожний момент часу визначаються за локальними характеристиками його струмопровідної області з використанням співвідношень

$$R_2(t) = l(t) / \left(2\pi \int_0^{r_k} \sigma(r, t) \cdot r \, dr \right), \quad Q_2 = \int_0^t I_2^2 R_2(t) dt, \quad (18)$$

де r_k – радіус струмопровідної зони.

Надалі в даній роботі скрізь як радіус струмопровідної зони r_k маєтись на увазі саме внутрішній радіус діелектричної втулки 4 саморегенеративного запобіжника (рис. 2).

Рівняння магнітної гідродинаміки доповнено наступними граничними умовами, відповідними фізичній суті математичної моделі.

Гранична умова для рівнянь електромагнітного поля (4) на осі симетрії області протікання струму відповідає нульовому значенню напруженості магнітного поля і має вигляд

$$H(0, t) = 0, \quad (19)$$

а в граничному інтервалі за межами протікання струму

$$H(r_T, t) = I_2(t) / (2\pi r_T), \quad (20)$$

де I_2 – струм запобіжника.

Значення струму у (20) визначається спільним розв'язком рівнянь електромагнітного поля з рівняння-

ми зовнішнього електричного контуру. Для замкнутого контуру з циліндричною симетрією камери є справедливим рівняння Максвелла в інтегральній формі [8].

$$\oint \bar{E} dm = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{\mu_0 l}{2\pi} \frac{d}{dt} \left[I_2(t) \ln \frac{r_T}{r_k} \right], \quad (21)$$

де Φ – потік вектора магнітної індукції через замкнутий контур інтегрування m , що проходить уздовж поверхні циліндричної струмопровідної зони лужного металу, а далі – зовнішнім електричним колом та зворотній струмопровід (контур $abcd$ на рис. 4).

Інтеграл уздовж замкнутого контуру в лівій частині рівняння (21) відповідно до схеми заміщення (рис. 4) є сумою падінь напруги на всіх елементах електричного кола, що визначаються співвідношеннями

$$\oint \bar{E} dm = L \frac{dI_S}{dt} + I_S R + E(r_\varepsilon, t) - U, \quad (22)$$

$$L \frac{dI_S}{dt} + I_S R + I_1 R_1 - U = 0, \quad I_S = I_1 + I_2 \quad (23)$$

і обчислюються разом з рівняннями (4), (5), (19), (20) з урахуванням виразу для опору лужного металу R_2 (18).

Система, що розглядається, має одну степінь руху в аксіальному напрямку, спрямовану в сторону поршня (рис. 2). З урахуванням конструкції запобіжника краєву умову за швидкістю для рівнянь (6) математичної моделі задано нульовою на граничному інтервалі ($b = 0$) зі сторони суцільної зони металу, що не стискається. В іншому граничному інтервалі ($b = b_T$), що рухається з невідомою заздалегідь швидкістю, задана гранична умова за тиском P , який створює поршень

$$v(0, t) = 0, \quad p(b_T, t) = P. \quad (24)$$

Аналогічно, за умови симетрії на осі та з урахуванням того, що питома теплопровідність діелектричної стінки є набагато меншою за питому теплопровідність плазми, граничні умови для рівнянь (7), (8) визначаються, як

$$W(0, t) = 0, \quad W(r_T, t) = 0. \quad (25)$$

Таким чином, система рівнянь (4) – (25) є математичною моделлю розрахунку просторово-часових процесів комутації в об'ємі саморегенеративного запобіжника.

Вирішення рівнянь (4) – (25) виконано кінцево-різницевою методом роздільних прогонів на основі застосування повністю консервативних різницевоїх схем [8]. Результати тестування магнітогідродинамічної моделі в режимі імпульсного введення енергії в середовища з високою питомою електропровідністю на відповідність реальним електрофізичним процесам наведено в роботах [7, 13].

Моделювалися процеси струмообмеження в контурі (рис. 4) зі змінною напругою 220 В і параметрами схеми заміщення: $R = 1$ Ом, $L = 10^{-4}$ Гн, $R_1 = 0,1$ Ом. Активна зона лужного металу мала довжину $l = 5 \cdot 10^{-2}$ м і радіус $r_k = 1,5 \cdot 10^{-3}$ м. За такими розмірами початковий опір активної натрієвої зони дорівнював $R_2 = 2 \cdot 10^{-4}$ Ом. В нормальному режимі роботи амплітуда струму в навантаженні R не перевищує $I_s = 310$ А. Режим короткого замикання моделювався раптовою зміною опору R від 1 Ом до 0,01 Ом в будь-який момент часу, наприклад, в момент $t = 3 \cdot 10^{-3}$ с від початку періоду коливання напруги. Результати чисельного моделювання комутаційних процесів зображено на рис. 5.

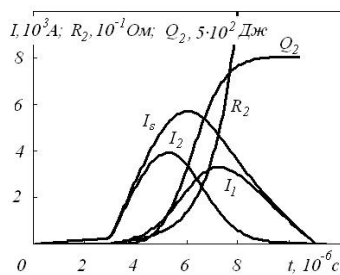


Рис. 5. Результати чисельного моделювання комутації струму в схемі струмообмеження: I_s , I_1 , I_2 – струм вимикача, резистора і саморегенеративного запобіжника відповідно; R_2 – залежність від часу опору лужного металу; Q_2 – енергія, введена в активну зону лужного металу за час обмеження струму

Згідно розрахунку в процесі протікання струму I_2 через саморегенеративний запобіжник в об'ємі лужного металу виділяється джоулеве тепло, його температура підвищується, зменшується питома електропровідність і збільшується опір. Зростання опору R_2 у часі з близької до лінійної залежності змінюється на експоненційну, коли температура лужного металу досягає температури кипіння. Переключення струму із запобіжника в резистор струмообмеження завершується за шість мілісекунд. За час комутації в запобіжнику виділяється енергія $Q_2 = 4 \cdot 10^2$ Дж, а за рахунок пароутворення опір активної зони лужного металу зростає більш, ніж в дві тисячі разів. Далі струм в лінії, обмежений опором резистора R_2 до значення значно меншого, ніж амплітудне значення струму короткого замикання, вимикається автоматичним вимикачем (рис. 1,а).

Слід зазначити, що максимальне значення струму I_s , що тече через вимикач в даному разі дорівнює $6 \cdot 10^3$ А. В режимі без обмеження струму саморегенеративним запобіжником амплітуда струму для заданих параметрів режиму короткого замикання досягає значення $2,2 \cdot 10^4$ А.

ВИСНОВКИ

На основі аналізу процесів комутації струму саморегенеративним запобіжником, що функціонує на основі втрати електропровідності за рахунок зміни фазового стану лужного металу, розроблено математичну модель, яка в одновимірному просторово-часовому наближенні враховує взаємодію електромагнітних, гідродинамічних і теплових процесів в об'ємі комутаційного апарата. Чисельний аналіз переключення струму вірно відбиває реальні комутаційні процеси в схемі струмообмеження і дозволяє обрати конструктивні параметри саморегенеративного запобіжника та визначити час комутації.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Алиев И.И., Абрамов М.Б. Электрические аппараты. Справочник. – М.: Радиософт, 2010. – 256 с.
2. Клименко Б.В. Форсированные электромагнитные системы. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 159 с.
3. Itoh T., Miyamoto T., Takano N. Permanent Power Fuse. – Paper 70 CP601 PWR. (IEEE Summer Power Meeting) 1970. – P. 78-86.
4. Джебзицки С., Вальчук Е. Токоограничивающие выключатели переменного тока. – Л.: Энергоиздат, 1982. – 115 с.
5. Ильин В.П. Численные методы решения задач электрофизики. – М.: Наука, 1985. – 334 с.
6. Vovk I.T., Dubovenko K.V. A New Electrode Unit for Operating in Liquids with High Specific Conductivity // 11th IEEE Intl Pulsed Power Conf. Digest of Technical Papers. (Baltimore, Ma, USA). – 1997. – Vol. 1. – P.559-564.

7. Щерба А.А., Дубовенко К.В. Компактные высоковольтные электроразрядные системы. – К.: Наукова думка, 2008. – 324 с.
8. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. – М.: Наука, 1980. – 352 с.
9. Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В., Шарипджанов И.И. Построение уравнения состояния химических соединений. – М., 1976. – Препр. / АН СССР. Ин-т прикладной математики; № 43. – 63 с.
10. Быстров П.М., Каган Д.Н., Кречетова Г.А. и др. Жидкометаллические теплоносители тепловых труб и энергетических установок. Под ред. В.А. Кириллина. М.: Наука, 1988.
11. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. Под ред. П.Л. Кириллова. – М.: ИздАТ. 2007. – 194 с.
12. Шпилрайн Э.Э., Якимович К.А., Тощкий Е.Е. Теплофизические свойства щелочных металлов. Справочник. Под ред. В.А. Кириллина. – М.: Изд-во стандартов, 1970. – 206 с.
13. Dubovenko K.V., Chemerys V.T. Performance Simulation of Pulsed Power Supply System for Electrothermal Launcher // IEEE Transactions on Magnetics. – 1999. – №1. – С. 328-333.

Bibliography (transliterated): 1. Aliev I.I., Abramov M.B. `Elektricheskie apparaty. Spravochnik. - M.: Radiosoft, 2010. - 256 s. 2. Klimentko B.V. Forsirovannyye `elektromagnitnyye sistemy. - M.: `Energoatomizdat, 1989. - 159 s. 3. Itoh T., Miyamoto T., Takano N. Permanent Power Fuse. - Paper 70 CP601 PWR. (IEEE Summer Power Meeting) 1970. - P. 78-86. 4. Dzhhezbički S., Val'chuk E. Tokoogranichivayushchie vyklyuchately peremennogo toka. - L.: `Energoizdat, 1982. - 115 s. 5. P'ilin V.P. Chislennyye metody resheniya zadach `elektrofiziki. - M.: Nauka, 1985. - 334 s. 6. Vovk I.T., Dubovenko K.V. A New Electrode Unit for Operating in Liquids with High Specific Conductivity // 11th IEEE Intl Pulsed Power Conf. Digest of Technical Papers. (Baltimore, Ma, USA). - 1997. - Vol. 1. - P.559-564. 7. Scherba A.A., Dubovenko K.V. Kompaktnyye vysokovo-vol'tnyye `elektrozaryadnyye sistemy. - K.: Naukova dumka, 2008. - 324 s. 8. Samarskiy A.A., Popov Yu.P. Raznostnyye metody resheniya zadach gazovoy dinamiki. - M.: Nauka, 1980. - 352 s. 9. Kalitkin N.N., Kuz'mina L.V., Sharipdzhanov I.I. Postroenie uravneniya sostoyaniya himicheskikh soedinenij. - M., 1976. - Prepr. / AN SSSR. In-t prikladnoy matematiki; № 43. - 63 s. 10. Bystrov P.M., Kagan D.N., Krechetova G.A. i dr. Zhidkometallicheskie teplonositeli teplovykh trub i `energeticheskikh ustanovok. Pod red. V.A. Kirillina. M.: Nauka, 1988. 11. Teplofizicheskie svoystva materialov yadernoy tehniky. Pod red. P.L. Kirillova. - M.: IzdAT. 2007. - 194 s. 12. Shpil'rajn `E. E., Yakimovich K.A., Tockij E.E. Teplofizicheskie svoystva shelochnykh metallov. Spravochnik. Pod red. V.A. Kirillina. - M.: Izd-vo standartov, 1970. - 206 s. 13. Dubovenko K.V., Chemerys V.T. Performance Simulation of Pulsed Power Supply System for Electrothermal Launcher // IEEE Transactions on Magnetics. - 1999. - №1. - S. 328-333.

Надійшла 02.02.2012

Дубовенко Костянтин Вікторович, д.т.н.

Миколаївський державний аграрний університет
кафедра електротехнологій і електропостачання
54010, Миколаїв, вул. Паризької Комуні, 9
тел.: (0512) 341082, e-mail: dubovenko2010@gmail.com

Зотов Олександр Родіонович

інженер когенераційної установок
ПАТ "Вознесенське шкіряне об'єднання"
56500, Вознесенськ, вул. Жовтневої революції, 287
тел. (0516) 321573, e-mail: sapsan911@gmail.com

Dubovenko K.V., Zotov O.R.

Numerical simulation of a self-regenerative fuse operation with a short commutation period.

On the basis of electric field distribution analysis in the volume of a self-regenerative fuse, the active zone of the alkaline metal, which changes its phase state under transition from its condensed state to vapor, is determined. These data are further applied to developing a set of equations for numerical analysis of the current limiting. Temporal dependences for the fuse and the switch currents, the alkaline metal resistance, and commutation power loss have been obtained.

Key words – self-regenerative fuse, current limiting, numerical simulation.