

Jerzy JANISZEWSKI\*  
Andrzej KSIĄŻKIEWICZ\*

## **BADANIA MODELOWE RUCHU WIELKOPRĄDOWEGO ŁUKU ELEKTRYCZNEGO W PRÓŻNI**

Warunkiem niezbędnym do skutecznego przerywania prądów zwarciovych przez ze-  
styki łączników próżniowych, wykorzystujących oddziaływanie radialnego pola magne-  
tycznego, jest efektywne wymuszanie ruchu łuku elektrycznego po powierzchniach  
elektrod. W pracy przedstawiono próbę analitycznego wyznaczenia prędkości prze-  
mieszczania się łuku elektrycznego w próżni. Obliczenia dotyczą wyładowań wielko-  
prądowych o postaci skoncentrowanej, występujących w czasie wyłączenia prądów  
zwarciovych. Podjęto także próbę weryfikacji uzyskanych wyników, poprzez ich po-  
równanie z wyznaczoną rzeczywistą prędkością łuku, którego obraz rejestrowano za  
pomocą szybkiej kamery.

SŁOWA KLUCZOWE: łuk w próżni, łączniki próżniowe, ruch łuku w próżni

### **1. WPROWADZENIE**

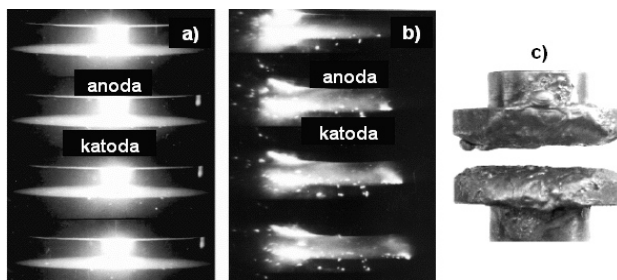
Od lat 80 ubiegłego wieku techniki gaszeniowe SF<sub>6</sub> i próżniowa zdominowa-  
ły produkcję i wykorzystanie wyłączników elektroenergetycznych w obwodach  
przesyłu i rozdziału energii elektrycznej na poziomie średniego napięcia. Jednak  
po gwałtownym wzroście ilości zainstalowanych wyłączników SF<sub>6</sub> w dekadzie  
lat 1980–1990, w następnych dekadach, zainteresowanie tymi wyłącznikami  
sukcesywnie spadało [1] i obecnie, ze względów ekologicznych i ekonomicz-  
nych, największą grupę wyłączników eksploatowanych oraz produkowanych  
stanowią wyłączniki próżniowe. Wskazane czynniki powodują również wzrost  
zainteresowania konstruktorów i eksploatorów aparatury łączeniowej możli-  
wościami wykorzystania próżni jako środowiska izolacyjnego i gaszeniowego  
dla łączników pracujących na poziomie niskiego i wysokiego napięcia. Istotne  
stają się więc działania poznawcze, wskazujące elementy, które oddziałują na  
stan techniczny tych urządzeń, w tym w szczególności identyfikujące czynniki  
wpływające na możliwości podwyższenia ich parametrów użytkowych lub  
ograniczające ich właściwości eksploatacyjne.

---

\* Politechnika Poznańska.

Podstawowym i wielokierunkowym czynnikiem destrukcyjnym dla komór gaszeniowych wyłączników próżniowych jest łuk elektryczny, palący się w ich wnętrzu podczas trwania czynności łączeniowych. Oddziałuje on na stan powierzchni elektrod i poziom ich erozji [2,3], a pośrednio na rezystancję zestykową [4], procesy cieplne na elektrodach [5,6] oraz tzw. wytrzymałość połukową [7], odpowiedzialną za zdolność łączeniową wyłącznika. O wszystkich tych czynnikach decyduje wartość prądu łuku, postać wyładowania wieloprądowego (w szczególności w okresie poprzedzającym przejście prądu przez wartość zerową) oraz jego umiejscowienie i zachowanie się w przestrzeni międzystykowej, czas istnienia określonej formy wyładowania, a także całkowity czas palenia się łuku.

Przerywanie łącznikami próżniowymi obwodów, w których prąd nie przekracza wartości kilku kiloamperów nie stwarza obecnie większych trudności technicznych. Przy dostatecznie dużych wymiarach elektrod towarzyszący procesom łączeniowym łuk elektryczny posiada postać rozproszoną (tzw. łuk dyfuzyjny), charakteryzującą się istnieniem katodowych źródeł plazmy (plamek katodowych) oraz brakiem aktywności termicznej i emisyjnej anody. Właściwości makroskopowe wyładowań dyfuzyjnych w próżni, scharakteryzowane opisem ich obrazów fotograficznych przedstawiono m.in. w pracy [8]. Umowna wartość 10kA, traktowana w literaturze przedmiotowej jako granica istnienia dyfuzyjnej formy łuku próżniowego, dotyczy elektrod płaskich (walcowych) o znacznej powierzchni oraz wyładowań rozwijających się synchronicznie ze wzrostem półfali prądu lub inicjowanych przez rozdzielenie styków przy względnie małej, chwilowej wartości prądu. Dla dużych wartości prądu, łuk w próżni przyjmuje różnorodne formy skoncentrowane, charakteryzujące się istnieniem plamek anodowych, anodowych źródeł plazmy oraz znaczną erozją powierzchni anody [9]. Na rysunku 1 przedstawiono przykładowe formy wyładowań skoncentrowanych oraz stopień niszczenia płaskich elektrod poddanych ich działaniu.

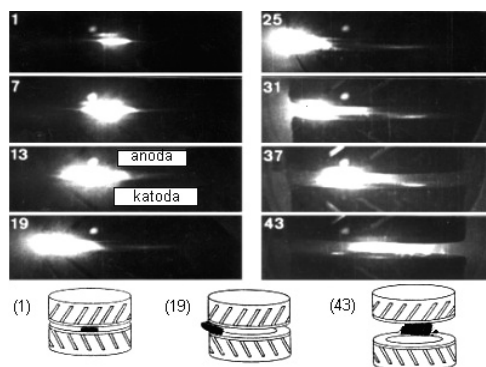


Rys. 1. Przykładowe obrazy fotograficzne łuku skoncentrowanego i zerowanego elektrody; rejestracje w otoczeniu szczytowej wartości prądu ( $I_m \approx 10$  kA,  $t = 100$   $\mu$ s/kadr) [2]

Lokalnemu, lecz głębokiemu topieniu elektrod (głównie anody) towarzyszy elektrodynamiczny transport płynnego metalu, skierowany w stronę krawędzi styków. W tym też kierunku przemieszcza się skoncentrowany łuk elektryczny, dla którego egzystencji niezbędne jest istnienie rozwiniętej plamki anodowej. Jest to sytuacja odmienna niż w łuku dyfuzyjnym, w którym o zachowaniu i umiejscowieniu wyładowania decyduje rozprzestrzenianie się plamek katodowych. Istnienie stacjonarnej plamki anodowej sprzyja skoncentrowaniu się wyładowania do postaci kolumnowej, która powoduje głębokie skutki erozyjne i to zarówno na anodzie jak i na katodzie ([2] – rys. 1c)

Przedstawione właściwości łuku próżniowego wskazują, że stosowanie prostych układów stykowych (o formach walcowych z płaską powierzchnią roboczą) możliwe jest tylko w łącznikach o względnie małych zdolnościach łączeniowych (rozłącznikach). W wyłącznikach próżniowych wykorzystuje się układy stykowe wytwarzające osiowe pole magnetyczne (pozwalające podnieść graniczne prądy formowania się plamki anodowej) oraz zestyki z radialnym polem magnetycznym, wymuszającym ruch wyładowań skoncentrowanych. Ten drugi sposób realizowany jest przez zestyki spiralne lub koronowe.

Wyniki badań eksperymentalnych, zamieszczone m.in. w pracy [10] wykazały, że dla skutecznego wymuszania ruchu łuku w poprzecznym polu magnetycznym niezbędne jest istnienie między roboczymi powierzchniami elektrod wyładowania o postaci skoncentrowanej. Taka forma łuku nie powstaje jednak w przypadku wyładowań wielkopiędowych, powstających podczas rozdzielania styków przy prądzie sinusoidalnym o wartości chwilowej poniżej kilku kA lub gdy łuk rozwija się z wyładowania małopiędowego [10]. Zachowanie się łuku przy skutecznym wymuszaniu jego ruchu w układzie elektrod koronowych, rozdzielonych przy chwilowej wartości prądu  $i_l = 25$  kA pokazano na rys. 2.



Rys. 2. Wymuszanie ruchu łuku przez elektrody typu koronowego (prąd w chwili rozdzielania elektrod:  $i_{(1)} = 25$  kA;  $i_{(43)} = 26$  kA,  $I_m = \sim 27$  kA; rejestracja z czasem ekspozycji  $40 \mu\text{s}$  – wybrane co 6 ujęcie z serii o prędkości  $100 \mu\text{s}/\text{kadr}$ , elektrody koronowe CuCr o średnicy 55/29 mm) [2]

Możliwość powstania łuku skoncentrowanego w chwili rozdzielania elektrod jest zjawiskiem losowym. Perspektywiczne dla łączników próżniowych (o dużych prądach wyłączalnych) wydaje się więc stosowanie elektrod łączących zalety styków z radialnym i osiowym polem magnetycznym [11, 12]. W tych rozwiązaniach wymuszenie ruchu łuku dotyczy także tylko stanów pracy z istniejącym wyładowaniem skoncentrowanym, o rozwiniętej plamce anodowej [11]. Przeprowadzone analizy są elementem oceny skuteczności działania zestyków z poprzecznymi polami magnetycznymi. Podjęto próbę wyznaczenia prędkości przemieszczania się łuku na stykach koronowych i porównania uzyskanych rezultatów z wynikami badań eksperymentalnych. Do oceny przyjęto hipotezę, że prędkość przemieszczania się kolumny wyładowania łukowego ograniczona jest czasem potrzebnym do wytworzenia się na anodzie rozwiniętej plamki anodowej, niezbędnej do istnienia łuku skoncentrowanego.

## **2. NAGRZEWANIA SIĘ OBSZARU PLAMKI ANODOWEJ W ŁUKU WIELKOPRĄDOWYM**

Badania eksperymentalne potwierdzają, że warunkiem niezbędnym do wymuszenia ruchu łuku przez zestyk typu koronowego jest istnienie wyładowania skoncentrowanego (przewężonego), umiejscowionego między pierścieniami nakładek stykowych [10]. Jego egzystencja jest możliwa tylko wówczas, gdy na powierzchni anody powstaje silne rozbudowana plamka anodowa, będąca nowym, efektywnym źródłem plazmy całego wyładowania. Oznacza to, że ruch łuku związany jest z przemieszczaniem się plamki anodowej, która nowe miejsce może zająć dopiero wówczas, gdy temperatura tego lokalnego obszaru jest zbliżona do temperatury wrzenia materiału anody. W procedurze obliczeniowej należy zatem uwzględnić całkowity czas tworzenia się plamki anodowej, na który składają się faza nagrzewania do temperatury lokalnego topienia materiału anod oraz dodatkowa zwłoka czasowa związana z wszystkimi procesami towarzyszącymi wzrostowi temperatury tego materiału do stanu wrzenia. W obliczeniach wykorzystano wyniki Boxmana, który dynamikę wzrostu temperatury drugiej fazy nagrzewania anody oszacował na  $10^7$  K/s [15].

Według Klapas'a i Holmes'a [13] w fazie początkowej formowania się plamki anodowej lokalna temperatura na powierzchni elektrody jest zbliżona do temperatury odpowiadającej temperaturze topnienia materiału anody przy ciśnieniu atmosferycznym. W takiej sytuacji w bilansie energetycznym procesu nagrzewania można zaniedbać zjawiska związane ze zmianą stanu skupienia, promieniowaniem oraz emisją makrocząstek pochodzących z materiału elektrody. W konsekwencji praktycznie cała energia doprowadzana przez przepływ prądu elektronowego i jonowego jest odpowiedzialna za nagrzewanie powierzchni anody.

Strumień ciepły dostarczany do anody wyrażony jest iloczynem chwilowej gęstości prądu  $j_{(t)}$  i tzw. skutecznego spadku anodowego  $U_{sk}$ :

$$q_{(t)} = j_{(t)} \cdot U_{sk} \quad (1)$$

przy czym wg Goldsmith'a i in. [14], wartość skutecznego spadku anodowego jest uwikłaną funkcją energii elektronów. W przedziale  $kT_e = (1\div 9)$  eV ma on wartości odpowiednio: 10÷28 V dla elektrod wykonanych z cynku, 12–31 V dla elektrod z aluminium, 13,5÷33 V dla elektrod z miedzi oraz 17,5÷37 V dla zestyków, w których anoda jest miedziana, a katoda molibdenowa. W przypadku wyładowań wieloprądowych w układzie elektrod miedzianych w/w Autorzy wyznaczyli wartość skutecznego spadku anodowego  $U_{sk} = 27$  V. Warto zauważyć, że skuteczny spadek katodowy ma tym większą wartość, im wyższa jest temperatura topnienia katody. Dla celów obliczeniowych powyższe korelacje można aproksymować prostą zależnością empiryczną:

$$U_{sk} = 2,4 \cdot kT_e + a \quad (2)$$

w której:  $kT_e$  jest wyrażone w eV, natomiast współczynnik  $a$  przyjmuje wartości: 7,5 dla elektrod z cynku; 9,6 dla elektrod aluminiowych; 11,1 dla styków miedzianych i 15,1 dla zestyków z miedzianą anodą i molibdenową katodą.

Na podstawie publikowanych wcześniej wyników badań można stwierdzić że dla prądu łuku o amplitudzie ok. 10 kA, na miedzianej anodzie o średnicy 55 mm powstają koliste nadtopienia, których powierzchnia nie przekracza zwykle 50 mm<sup>2</sup> [2]. Zakładając skupienie się całego wyładowania w obrębie powstającej wówczas plamki anodowej, maksymalna gęstość prądu jest rzędu  $j_m = 2 \cdot 10^8$  A/m<sup>2</sup>. Dla tak wyznaczonej gęstości prądu strumień ciepły dostarczany do miedzianej anody osiąga wartości  $q_m = (2,7\div 6,6) \cdot 10^9$  W/m<sup>2</sup> (dla wyznaczonego przez Goldsmith'a  $U_{sk} = 27$  V byłaby to wartość 5,4  $10^9$  W/m<sup>2</sup>).

Jeżeli przyjąć, że odbiór ciepła następuje wyłącznie poprzez jego przepływ do wnętrza anody, oraz że anoda jest dla warunków obliczeniowych ciałem półnieskończonym, to zmianę temperatury na powierzchni elektrody można przedstawić w postaci [14]:

$$T_a = \frac{1}{\sqrt{c\rho\lambda}} \cdot \int_0^t q_{(t)} \cdot \frac{1}{\sqrt{t-\tau}} d\tau + T_0 \quad (3)$$

gdzie:  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  są odpowiednio: ciepłem właściwym, gęstością i przewodnością cieplną materiału anody, natomiast  $T_0$  początkową temperaturą jej powierzchni.

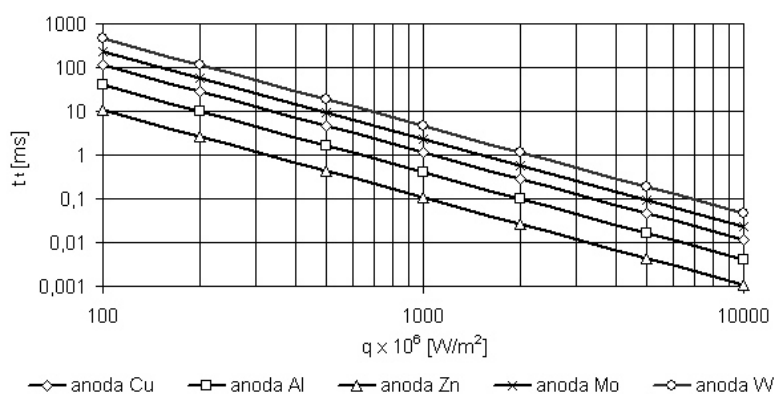
### 3. REZULTATY OBLICZEŃ I BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH

Na podstawie zależności (3) można wyznaczyć czas niezbędny do uzyskania na powierzchni anody określonej temperatury. Przykładowo dla nagrzewania jednorodnym strumieniem ciepła czas  $t_i$  potrzebny do uzyskania topienia na powierzchni anody opisuje zależność:

$$t_t = \left( \frac{T_t - T_0}{2 \cdot q} \right)^2 \cdot \pi \cdot \rho \cdot \lambda \cdot c \quad (4)$$

w której:  $T_0$  i  $T_t$  są odpowiednio temperaturą początkową i temperaturą topnienia materiału anody.

Przykładowe wartości czasów  $t_t$  dla anod wykonanych z miedzi, aluminium, cynku, molibdenu i wolframu, o temperaturze początkowej 300 K przedstawiono na rys. 3.



Rys. 3. Zależność czasów niezbędnych do wytworzenia na powierzchni anody temperatury topnienia od dopływającego do niej strumienia ciepła

Z porównania wyznaczonych wcześniej wartości strumienia ciepła dla plamki anodowej na elektrodach miedzianych z charakterystykami pokazanymi na rys. 3 wynika, że czas  $t_t$  ma wartość ok. (0,157–0,027) ms.

Elektrody koronowe wytwarzające w przerwie międzystykowej radialne pole magnetyczne wykonywane są w formie cylindrycznych baz stykowych (z skośnymi nacięciami), zakończonych od strony wyładowania nakładkami stykowymi (wykonanymi zwykle ze spieku CuCr). Udział miedzi w spieku jest znaczny, co dla obliczeń porównawczych pozwala przyjąć dla niego parametry materiałowe zbliżone do parametrów czystej miedzi. W przypadku wyładowania przedstawionego na rysunku 2 plamka anodowa zajmuje całą szerokość pierścienia nakładki stykowej o wymiarach  $\varnothing_z = 55$  mm i  $\varnothing_w = 29$  mm, co oznacza, że jej średnica  $\varnothing_{pa}$  ma wartość ok. 13 mm (przekrój ok. 133 mm<sup>2</sup>). W przedziale między 0,7 ms, a 4,3 ms czasu trwania wyładowania, w którym przy pomocy metod fotograficznych potwierdzono ruch przewężonej kolumny łukowej, wartość prądu łuku (rejestrowanego metodą oscyloskopową) zmienia się od 25 kA do 26 kA. Odpowiada mu gęstość prądu w plamce anodowej  $(1,88 \div 1,95) \cdot 10^8$  A/m<sup>2</sup>, która po uwzględnieniu wskazanych wcześniej wartości skutecznego spadku anodowego ((13,5–33) V dla Cu) wyznacza poziom gęstości strumienia mocy dostarczanej do powierzchni anody mieszczący się w przedziale

$(2,5 \div 6,4) \cdot 10^9 \text{ W/m}^2$ . Jego umiarkowana zmienność umożliwia wykorzystanie do obliczeń procesu nagrzewania anody zależności związanych z modelem jednorodnego strumienia ciepła. Dla takiego przypadku z zależności (4) wynika czas niezbędny do topienia powierzchni anody  $t_t = (0,028 - 0,183) \text{ ms}$ .

Oszacowanie wykonano dla elektrod miedzianych, jednak z uwagi na znaczny udział miedzi w materiale nakładek CuCr (75% Cu, 25% Cr) można uznać, że obliczone wartości pozostaną zbliżone również dla tego materiału.

Ponieważ wyznaczone czasy dotyczą uzyskania przez powierzchnię anody temperatury topnienia, natomiast rozwinięta plamka anodowa ma temperaturę bliską temperatury wrzenia, niezbędny jest dodatkowy przedział czasu, związany z koniecznością podwyższenia temperatury o ok. 1500K. Zgodnie z wcześniejszą sugestią w sytuacji zapoczątkowania formowania plamki anodowej przyrost jej temperatury następuje z prędkością  $10^7 \text{ K/s}$  [15]. Oznacza to, że dodatkowa zwłoka w procesie formowania jest rzędu  $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ , a po jej uwzględnieniu, całkowity czas niezbędny do utworzenia rozwiniętej plamki anodowej zawiera się w przedziale  $t = (0,178 - 0,333) \text{ ms}$ .

Przyjmując, że przemieszczenie plamki anodowej do nowego, chłodnego miejsca następuje na odległość równą jej średnicy, wyznaczyć można chwilową prędkość łuku:

$$v = v_{pa} = \Phi_{pa} / t \quad (5)$$

gdzie:  $v$  – prędkość łuku,  $v_{pa}$  – prędkość przemieszczania się plamki anodowej,  $\Phi_{pa}$  – średnica plamki anodowej.

Do wykonania obliczeń niezbędne są zatem: wartość prądu łuku, średnica plamki anodowej (zmierzona na podstawie śladów erozyjnych, oszacowana z badań fotograficznych, albo wyznaczona z wymiarów geometrycznych elektrod) oraz czas tworzenia się plamki anodowej określony wg przedstawionej wcześniej procedury.

W celu oszacowania poprawności przyjętej metodyki badań modelowych ruchu łuku wielkoprądowego wyznaczony z zależności (5) zakres realnych prędkości łuku, obejmujący wartości:  $v = (39 \div 73) \text{ m/s}$  należy porównać z wynikami badań eksperymentalnych.

Z uwagi na niewielką zmienność wartości prądu łuku w wyładowaniu przedstawionym na rys. 2, można uznać, że w świetle przedstawionego modelu obliczeniowego, prędkość chwilowa jego przemieszczania się (wynikająca ze wzoru (5)), będzie równoważna prędkości średniej (z uwagi na praktycznie stały strumień ciepła nagrzewającego w tym czasie anodę). W czasie od 0,7 ms do 4,3 ms, w którym zarejestrowano ruch skoncentrowanego wyładowania, łuk przemieścił się po nakładkach stykowych na drodze równej połowie obwodu zestyku o średnicy 55mm. Pokonując drogę ok. 96 mm w czasie 3,6 ms średnia prędkość łuku wynosi w tym przypadku 24 m/s. Można zatem uznać, że jest to wartość o dobrej zgodności z wynikami obliczeń. Warto zwrócić uwagę, że w oszacowa-

niu, nie uwzględniono chwilowo nie dostępnych danych o skutecznym spadku anodowym dla materiału CuCr. Udział chromu może istotnie wpłynąć na skorygowanie obliczeń, ponieważ jak wynika z rys. 3, dla materiałów o wyższych temperaturach topnienia czasy  $t_i$  są większe.

Należy podkreślić, że przedstawione obliczenia szacunkowe wykonano dla temperatury początkowej anody  $T_0 = 300$  K. Jeżeli temperatura początkowa elektrod jest wyższa, co ma miejsce gdy zestyk jest nagrzany np. wskutek przewodzenia prądu roboczego lub wcześniejszych cykli łączeniowych, czasy nagrzewania ulegają skróceniu, powodując wzrost prędkości łuku. Analiza przeprowadzona dla wyższych (realnych) temperatur anody, podobnie jak i badania eksperymentalne wykluczają jednak możliwość wzrostu prędkości powyżej kilkuset m/s.

#### 4. PODSUMOWANIE

Czas niezbędny do utworzenia rozwiniętej plamki anodowej jest przyczyną występowania fazy bezruchu łuku skoncentrowanego w początkowym okresie po zainicjowaniu wyładowania (rys. 2). Wpływ na jego skrócenie, a także na podwyższenie poziomu prędkości ruchu łuku jest możliwy poprzez właściwy dobór materiałów stykowych. W przypadku rzeczywistych układów zestykowych jest to zagadnienie bardzo złożone i stanowi zwykle wynik kompromisu między postulatami dotyczącymi wymagań elektrycznych, mechanicznych, cieplnych, erozyjnych, środowiskowych itp.

Z punktu widzenia czasu zainicjowania i zwiększenia prędkości ruchu łuku korzystny byłby materiał stykowy o małej gęstości i niskich wartościach parametrów cieplnych (temperatura topnienia, przewodność cieplna i ciepło właściwe), co oznacza, że w rozwiązaniu konstrukcyjnym zestyku mógłby on znaleźć zastosowanie tylko w takim miejscu, w którym zachodzić będą procesy gaszenia łuku. Sugeruje to celowość rozdziału funkcji (znanego z innych typów łączników) na roboczą i tzw. "opalną". Mając na uwadze dwie preferowane formy elektrod służących do wymuszania ruchu łuku w komorach gaszeniowych wyłączników próżniowych tj. styki typu koronowego lub spiralnego, dla zestyków spiralnych dokonanie takiego rozdziału jest możliwe, a jego realizacja nie powinna nastęrczać większych trudności. Skłonność łuku do "ucieczki" z centralnej części elektrod czołowych pozwala na wykorzystanie tych obszarów powierzchni jako elementów zestyku roboczego, przeznaczonych głównie do przewodzenia prądu. Gaszenie łuku (szczególnie wieloprądowego, wytworzonego przez prądy zwarciove) następuje wówczas w części obwodowej zestyku. Takiej korzystnej cechy pozbawiony jest zestyk koronowy, którego część centralna jest wydrążona, a część obwodowa wykorzystywana jest zarówno w warunkach przewodzenia prądu, jak i podczas gaszenia łuku.



## LITERATURA

- [1] Smith R. K., Vacuum Interrupters Have the Low Environmental Impact Required for Today's Medium Voltage Switching Applications, Eaton Corporation Electrical Group, Publication No PU02200002E/TBG00192, Moon 2008.
- [2] Janiszewski J., Józefowicz K., An influence of electrical switching arc on the surfaces of vacuum switches contacts, *Przegląd Elektrotechniczny*, (PL ISSN 0033-2097), No. 10, 2008, pp.155-158 (in Polish).
- [3] Janiszewski J., Batura R., Emission of material from vacuum switches electrodes during switching processes, *Przegląd Elektrotechniczny* (PL ISSN 0033-2097), No. 10, 2008, pp.159-161 (in Polish).
- [4] Janiszewski J., Książkiewicz A., Vacuum switches contact resistance, *Computer Applications In Electrical Engineering*, Vol. 12, 2014, pp.227-236.
- [5] Boxman R.L., Measurement of anode surface temperature during a high current vacuum arc. *J.Appl.Phys.*, vol.46, 1975, pp. 4701.
- [6] Janiszewski J., Idziak P., The Heating Processes on Anode Surface in a High-Current Switching Arc, 6th IASME/WSEAS International Conference on Heat Transfer, Thermal Engineering and Environment (HTE'08), Rhodes, Greece, 2008, pp. 215-219.
- [7] Dullni E., Schade E., Gellert B., Dielectric recovery of vacuum arcs after strong anode spot activity, *IEEE Transactions on Plasma Science*, Volume 15 , Issue 5, 1987, pp. 538-544.
- [8] Janiszewski J., Załucki Z., Expansion of cathode spots in diffuse vacuum arcs, *Archiwum Elektrotechniki*, No. 4, Vol. XLIV, 1995, pp. 591-610.
- [9] Załucki Z., Janiszewski J., Kutzner J., Modes of high current vacuum arc between butt type electrodes, *Archiw. Elektrotechniki*, No. 4, Vol. XLV, 1996, pp. 399-414.
- [10] Janiszewski J., Załucki Z., On a certain disadvantageous mode of the arc between cup-shaped contacts during high-current interruption in vacuum, *European Transactions on Electrical Power (ETEP)*, No.6, Vol. 9, 1999, pp. 385-390.
- [11] Janiszewski J., New constructional solutions of vacuum switches contacts, *Przegląd Elektrotechniczny*, Volume 4, 1/2006, pp. 99-102 (in Polish).
- [12] Lamara T., Dietmar Gentsch D., Theoretical and Experimental Investigation of New Innovative TMF-AMF Contacts for High-Current Vacuum Arc Interruption, *IEEE Transactions on Plasma Science*, Volume 41, No. 5, 2013, pp. 2043-2050.
- [13] Klapas D., Holmes R., Anode spot temperature in vacuum arcs, w: *Proc. XI Int. Conf. Phen. in Ionized Gases*, Praga 1973, p. 82.
- [14] Goldsmith S., Shalev S., Boxman R.L., Anode melting in a multi-cathode-spot vacuum arc, *X Int. Symp. on DEIV*, Columbia 1982.
- [15] Boxman R.L., Measurement of anode surface temperature during a high current vacuum arc, *J. Appl. Phys.*, 1975, Volume 46, p. 4701.

**MODEL RESEARCH OF HIGH-CURRENT VACUUM ARC'S MOVEMENT**

The prerequisite for efficient interruption of short-circuit currents through the contacts of vacuum switches, which use the interaction of radial magnetic field, is effective forcing of electrical arc's movement on the electrodes' surfaces. The paper presents an analytical attempt to determine the movement speed of electrical arc in vacuum. The calculations refer to high-current discharge with a constricted form, that occurs during short-circuit current switching off. There was also made a verification of the results by comparison with the determined actual speed of the arc, image of which had been recorded by a high speed camera.

*(Received: 31. 01. 2016, revised: 29. 02. 2016)*