

## Parametry materiałowe plazmy łuku powietrznego w ujęciu mikroskopowym

**Streszczenie.** W artykule przedstawiono ogólną charakterystykę wybranych parametrów materiałowych plazmy łuku elektrycznego w ujęciu mikroskopowym. Wykorzystując prawa i zależności znane między innymi z teorii kinetycznej gazów oraz mechaniki płynów, można wielkości te obliczyć lub przybliżyć analitycznie. Wyznaczone w ten sposób parametry materiałowe mogą być następnie wykorzystane, w celu określenia ich wartości w modelu magneto hydrodynamicznym plazmy łuku powietrznego.

**Abstract.** The article presents the general characteristics of selected material parameters of arc plasma in the microscopic depiction. These quantities can be calculated analytically or approximated with the use of laws and equations known for example from the kinetic theory of gases and fluid mechanics. Thus designated material parameters can then be used to determine its value in the magneto hydrodynamic model of arc plasma in air. (**Material parameters of arc plasma in air in the microscopic depiction**).

**Słowa kluczowe:** łuk elektryczny powietrzny, modele łuku elektrycznego, parametry materiałowe, plazma.

**Keywords:** electric arc in air, electric arc models, material parameters, plasma.

### Wstęp

Modelowanie łuku elektrycznego jest zagadnieniem złożonym zarówno od strony analizy procesów fizycznych jak i zastosowanego aparatu matematycznego ujmującego dane zagadnienie w sposób ilościowy.

Kompletny model łuku elektrycznego powinien uwzględniać zależności związane między innymi ze zjawiskami elektrycznymi, termodynamicznymi i jonizacyjnymi, zachodzącymi podczas wyładowania łukowego. Opis zjawisk przy wykorzystaniu tylko wybranej grupy procesów fizycznych, choćby najbardziej dokładny, jest zawsze opisem niepełnym.

W związku z wysokim stopniem złożoności zjawiska wyładowania łukowego, w wielu przypadkach uzasadnione jest opracowanie modelu łuku elektrycznego ukierunkowanego jedynie na określone procesy fizyczne, których znajomość umożliwi rozwiązanie danego zadania inżynierskiego. Taka koncepcja modelowania pozwala na zredukowanie liczby elementów występujących w opisie matematycznym i znaczne uproszczenie samych równań modelu, co ułatwia ich późniejszą implementację do programu komputerowego oraz przeprowadzenie symulacji numerycznych.

Ze względu na sposób modelowania wyładowania łukowego wyróżnia się między innymi modele elektryczne, modele przewodnościowe (konduktancyjne) oraz modele hydrodynamiczne. Modele elektryczne łuku opierają się na równaniu różniczkowym zapisanym dla obwodu elektrycznego z łukiem jako jednym z jego elementów. W takim przypadku łuk elektryczny jest traktowany na przykład jako nieliniowy element rezystancyjny o określonej charakterystyce prądowo-napięciowej [1, 2]. Modele przewodnościowe łuku opierają się na różniczkowym ogólnym równaniu bilansu energii. Równanie to uwzględnia odbieranie energii z łuku na drodze konwekcji, promieniowania i przewodnictwa. Ze względu na powiązanie parametrów elektrycznych i termodynamicznych łuku, modele te znajdują często zastosowanie w analizie łuku łączeniowego lub wyładowań w piecach łukowych (elektrotermia). Pierwowzorem dla tej grupy modeli były pionierskie modele opracowane niezależnie od siebie przez dwóch fizyków: Mayr'a i Cassie'ego [3-5].

Ostatnią z wymienionych grup modeli analitycznych stanowią modele hydrodynamiczne łuku elektrycznego. Opierają się one na równaniach hydrodynamiki płynów w zapisie różniczkowym. Równania te dotyczą trzech zasad zachowania: masy, pędu (momentu pędu) oraz energii.

Modele te uwzględniają większość procesów fizycznych zachodzących w plazmie łuku oraz wymianę energii z otoczeniem. Opis matematyczny modelu, często uzupełniany jest o równanie ogólnego prawa Ohma, równania pola elektromagnetycznego Maxwella, a także równanie stanu (równanie Clapeyrona).

Równania modelu w ogólnym zapisie określają przede wszystkim parametry makroskopowe takie jak miejscowa i czasowa gęstość masowa, ciśnienie, temperatura oraz prędkość plazmy łuku. Jednak w równaniach tych występują także współczynniki zwane parametrami materiałowymi plazmy. Współczynniki te są przede wszystkim zależne od rodzaju gazu, jego składu i aktualnego stanu termodynamicznego. Parametry te wpływają znacząco na wartości wielkości fizycznych, hydrodynamicznych i elektrycznych wykorzystywanych do opisu łuku elektrycznego.

Do najważniejszych parametrów plazmy łuku elektrycznego, które można przedstawić w ujęciu mikroskopowym należą:

- stopień dysocjacji i jonizacji gazu ( $x_d, x_j$ ),
- koncentracje poszczególnych składników gazu ( $n$ ),
- gęstość masowa plazmy ( $\rho$ ),
- przewodność właściwa plazmy ( $\sigma$ ),
- współczynnik lepkości dynamicznej ( $\mu$ ),
- współczynnik przewodności cieplnej ( $\lambda$ ).

Wszystkie te parametry można wyznaczyć lub przybliżyć w sposób analityczny jako funkcje ciśnienia i temperatury.

### Stopień dysocjacji ( $x_d$ ) i jonizacji ( $x_j$ ) gazu

Zarówno stopień dysocjacji jak i stopień jonizacji poszczególnych składników mieszaniny gazów stanowią jedne z ważniejszych parametrów materiałowych, gdyż ich znajomość umożliwia określenie elementarnego składu cząsteczkowego plazmy dla dowolnej chwili, czyli dla danej temperatury i ciśnienia gazu.

Ze stopniem jonizacji wiąże się także pojęcie koncentracji cząstek gazu ( $n$ ), która jest równa liczbie cząstek gazu przypadającej na jednostkę objętości. Liczba ta zależy od jego temperatury ( $T$ ) i ciśnienia ( $p$ ), a związek ten wyraża prawo Avogadra:

$$(1) \quad n = \frac{p}{kT}$$

gdzie:  $k$  – stała Boltzmanna ( $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K).

Ponieważ plazma jest mieszaniną wielu składników, całkowite ciśnienie plazmy (zgodnie z prawem Daltona) jest sumą ciśnień cząstkowych, jakie występowałyby, gdyby dany składnik plazmy zajmował całą objętość. Przy dodatkowych założeniach, że analizowana plazma jest quasi-neutralna ( $n_e \approx n_i$ ) oraz izotermiczna ( $T_e \approx T_i \approx T_o \approx T$ ), do wyznaczenia stopnia jonizacji termicznej można wykorzystać zależność zwaną skorygowanym równaniem Saha, które ma następującą postać [6-8]:

$$(2) \quad \frac{x_j^2}{1-x_j^2} p = g_e \frac{g_i}{g_n} \left( \frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/2} (kT)^{5/2} \exp\left(-\frac{W_j}{kT}\right)$$

Równanie to może zostać również wykorzystane do wyznaczenia stopnia dysocjacji gazu ( $x_d$ ), poprzez podstawienie w miejsce energii jonizacji ( $W_j$ ) wartości odpowiadającej energii dysocjacji ( $W_d$ ) danego gazu, wówczas równanie ma postać:

$$(3) \quad \frac{x_d^2}{1-x_d^2} p = g_e \frac{g_i}{g_n} \left( \frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/2} (kT)^{5/2} \exp\left(-\frac{W_d}{kT}\right)$$

Występujące w powyższych wzorach ciężary statystyczne elektronów ( $g_e$ ), jonów ( $g_i$ ) oraz cząstek neutralnych ( $g_n$ ), dla różnych gazów, zostały zestawione w tabeli 1. Natomiast zestawienie wartości energii jonizacji i dysocjacji przedstawiono w tabeli 2.

Tabela 1. Ciężary statystyczne elektronów, jonów oraz atomów dla wybranych pierwiastków (wg [7, 8])

Pierwiastek	$g_e$	$g_i$	$g_n$
O	2	4	9
N	2	9	4
H	2	1	2

Tabela 2. Energia jonizacji jednokrotnej (wg [7, 8]) oraz dysocjacji (wg [6])

Pierwiastek	$W_j$ [eV] <sup>-1</sup>	$W_d$ [eV] <sup>-1</sup>
O <sub>2</sub>	12,50	5,08
N <sub>2</sub>	15,80	9,76
H <sub>2</sub>	15,40	4,48

<sup>-1</sup>1 eV = 1,6·10<sup>-19</sup> J

gdzie: O, O<sub>2</sub> – atom, cząsteczka tlenu, N, N<sub>2</sub> – atom, cząsteczka azotu, H, H<sub>2</sub> – atom, cząsteczka wodoru.

Ostatecznie stopień jonizacji można wyznaczyć z poniższej zależności:

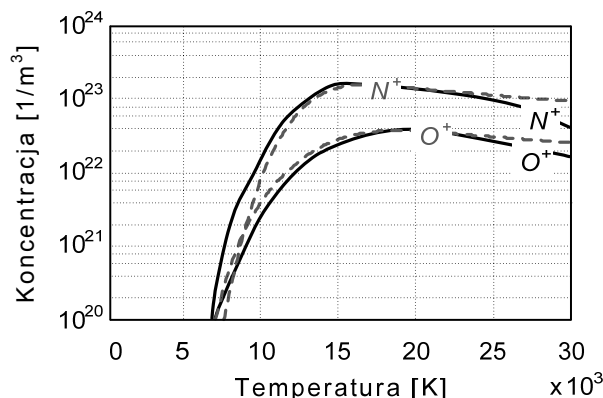
$$(4) \quad x_j = \frac{g_e \frac{g_i}{g_n} \left( \frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/2} p^{-1} (kT)^{5/2} \exp\left(-\frac{W_j}{kT}\right)}{\sqrt{1 + \left[ g_e \frac{g_i}{g_n} \left( \frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/2} p^{-1} (kT)^{5/2} \exp\left(-\frac{W_j}{kT}\right) \right]}}$$

Wyznaczone stopnie jonizacji oraz dysocjacji gazu, mogą stanowić podstawę do wyznaczenia koncentracji poszczególnych elementów wchodzących w skład plazmy. Gaz ulegający dysocjacji oraz jonizacji składa się z wielu rodzajów cząstek i cząsteczek. Analizując jednak plazmę łuku jako mieszaninę gazów częściowo zjonizowanego powietrza, o przybliżonym składzie (79% azotu oraz 21% tlenu), a także przy przyjęciu dodatkowych założeń dotyczących np. jednokrotnej jonizacji cząstek jednoatomowych, otrzymuje się uproszczony model plazmy siedmioskładnikowej (N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, N, O, N<sup>+</sup>, O<sup>+</sup>, e). Po uwzględnieniu powyższych rozważań, a także zależności wynikających z definicji stopnia dysocjacji oraz stopnia jonizacji, można wyprowadzić zależności określające

koncentracje poszczególnych składników mieszaniny [3]. Na przykład w przypadku koncentracji jonów dodatnich azotu i tlenu otrzymuje się odpowiednio:

$$(5) \quad \begin{aligned} n_{N^+} &= n \cdot \left( \frac{158x_{dN}x_{jN}}{100 + 79x_{dN} + 21x_{dO} + 158x_{dN}x_{jN} + 42x_{dO}x_{jO}} \right) \\ n_{O^+} &= n \cdot \left( \frac{42x_{dO}x_{jO}}{100 + 79x_{dN} + 21x_{dO} + 158x_{dN}x_{jN} + 42x_{dO}x_{jO}} \right) \end{aligned}$$

Poniżej na rysunku 1 przedstawiono porównanie koncentracji wybranych składników plazmy w funkcji temperatury przy ciśnieniu 100 kPa, wykreślonych na podstawie zależności (5) oraz prezentowanych w literaturze.



Rys.1. Porównanie koncentracji poszczególnych składników powietrza w funkcji temperatury przy ciśnieniu 100 kPa: krzywe prezentowane w literaturze (wg różnych autorów) [4, 9, 10] – linia ciągła, krzywe wykreślone na podstawie zaproponowanych zależności (5) – linia przerywana [3]

Należy zaznaczyć, iż zaprezentowane na rysunku 1 koncentracje poszczególnych składników powietrza znane z literatury (oznaczone linią ciągłą) zostały wyznaczone przy założeniu jonizacji wielokrotnej oraz z uwzględnieniem argonu w składzie powietrza. Występujące rozbieżności są jednak nieznaczne i wynikają one przede wszystkim z powyższych różnic w założeniach. Zarówno charakter otrzymanych z obliczeń krzywych jak i wartości są zbliżone do znanych z literatury.

### Gęstość masowa plazmy ( $\rho$ )

Gęstość stanowi jeden z ważniejszych parametrów plazmy i występuje ona we wszystkich równaniach magnetohydrodynamiki. Zakładając, że gęstość plazmy wieloskładnikowej, można zapisać jako sumę gęstości poszczególnych składników, otrzymuje się następującą zależność [7]:

$$(6) \quad \rho = \sum m_i n_i = \sum \rho_i$$

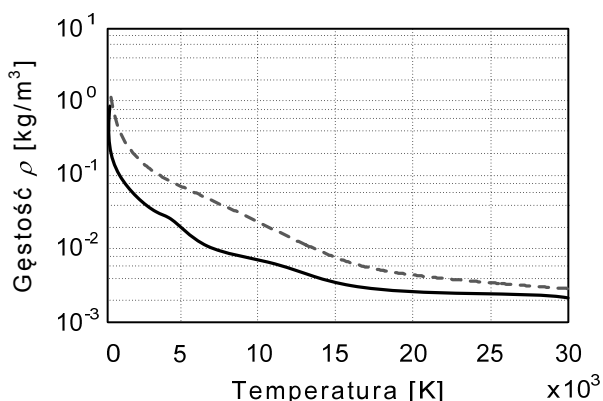
gdzie wielkości z indeksem oznaczają parametry  $i$  – tego składnika mieszaniny gazu.

W przypadku analizowania powietrza jako plazmy siedmioskładnikowej (N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, N, O, N<sup>+</sup>, O<sup>+</sup>, e) oraz uwzględnieniu wcześniejszych zależności dotyczących koncentracji poszczególnych jej składników, otrzymuje się ostatecznie [3]:

$$(7) \quad \rho = n \cdot \frac{79m_{N_2} + 21m_{O_2}}{100 + 79x_{dN} + 21x_{dO} + 158x_{dN}x_{jN} + 42x_{dO}x_{jO}}$$

gdzie:  $m_{O_2}$ ,  $m_{N_2}$  – masa cząsteczki tlenu, azotu.

Poniżej na rysunku 2 przedstawiono porównanie gęstości powietrza w funkcji temperatury przy ciśnieniu 100 kPa, wykreślonych na podstawie zależności (7) oraz prezentowanych w literaturze.



Rys.2. Porównanie gęstości powietrza w funkcji temperatury przy ciśnieniu 100 kPa: krzywa prezentowana w literaturze [9] – linia ciągła, krzywa wykreślona na podstawie zaproponowanej zależności (7) – linia przerywana [3]

W ogólnym ujęciu, wraz ze wzrostem temperatury przy danym ciśnieniu gęstość gazu maleje. Zarówno charakter zmian jak i wartości gęstości wyznaczone na podstawie zależności (7) są zbliżone do znanych z literatury [9].

### Przewodność właściwa plazmy ( $\sigma$ )

Kondukcyjność zwana również przewodnością właściwą jest miarą zdolności danego materiału do przewodzenia prądu elektrycznego. Głównym nośnikiem prądu w zjonizowanym gazie (plazmie) są elektrony oraz jony. W celu określenia wpływu wielkości termodynamicznych takich jak temperatura i ciśnienie plazmy na jej przewodność elektryczną wykorzystuje się następującą zależność [6]:

$$(8) \quad \sigma = n_e e (\mu_e + \mu_j)$$

gdzie: ( $\mu_e$ ,  $\mu_j$ ) – oznaczają odpowiednio ruchliwość elektronów oraz jonów powstałych w wyniku jonizacji mieszaniny gazów,  $e$  – elementarny ładunek elektryczny,  $n_e$  – koncentracja sumaryczna elektronów.

W większości przypadków ruchliwość jonową można pominąć. Tak określoną przewodność plazmy nazywa się wówczas przewodnością elektronową.

Ze względu na stopień zjonizowania plazmy można wyróżnić plazmę słabo zjonizowaną (stopień jonizacji wynosi około 0,1 – jonizacja bliska 10%), plazmę silnie zjonizowaną (stopień jonizacji wynosi około 1,0 – jonizacja bliska 100%) oraz plazmę częściowo zjonizowaną.

Wzór na przewodność gazu słabo zjonizowanego ( $\sigma_m$ ), zgodnie z teorią Chapmana oraz z uwzględnieniem współczynnika poprawkowego (0,85) wprowadzonego przez Shermana, ma postać [6]:

$$(9) \quad \sigma_m = 0,85 \frac{n_e e^2 (\pi m_e)^{1/2}}{m_e (8kT)^{1/2} n_o Q_{eo}}$$

gdzie:  $n_e$ ,  $n_o$  – koncentracja sumaryczna odpowiednio elektronów oraz cząstek obojętnych gazu (mieszaniny gazów),  $Q_{eo}$  – przekrój czynny na zderzenia sprężyste elektronów z cząstkami neutralnymi.

Ponieważ, rozważany jest model plazmy siedmioskładnikowej – elektrony będą się zderzać nie tylko z pojedynczymi atomami tlenu i azotu ale również z

dwuatomowymi cząsteczkami obu pierwiastków, które nie uległy jeszcze dysocjacji [3].

W przypadku gazu silnie zjonizowanego decydujące są zderzenia sprężyste elektronów z cząsteczkami naładowanymi. Zależność na przewodność takiego gazu została podana przez Burgersa oraz Spitzera. Zgodnie z [6] wzór określający przewodność plazmy silnie zjonizowanej ( $\sigma_s$ ) ma postać:

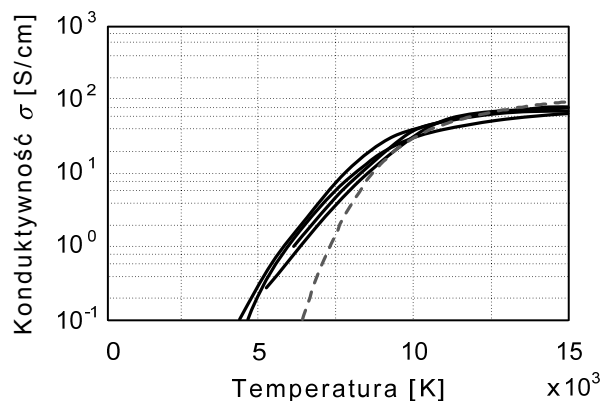
$$(10) \quad \sigma_s = 0,591 \frac{(4\pi\epsilon_o)^2 (kT)^{3/2}}{e^2 m_e^{1/2}} \frac{1}{\ln \Lambda}$$

gdzie:  $\epsilon_o$  – przenikalność elektryczna próżni ( $\epsilon_o = 8,854 \cdot 10^{-12}$  F/m),  $\Lambda$  – parametr kulombowski (parametr odcięcia).

Najczęściej spotykana jest plazma, w której gaz jest częściowo zjonizowany. Rezystywność takiego gazu jest równa sumie rezystywności przy słabej i silnej jonizacji i wyraża się wzorem [4, 6]:

$$(11) \quad \sigma = \left( \frac{1}{\sigma_m} + \frac{1}{\sigma_s} \right)^{-1}$$

Na rysunku 3 przedstawiono porównanie przewodności powietrza w funkcji temperatury przy ciśnieniu 100 kPa prezentowanych w literaturze oraz wyznaczonej na podstawie zależności (11) przy uwzględnieniu składu analizowanej plazmy siedmioskładnikowej oraz zależności dotyczących koncentracji poszczególnych jej składników. Zarówno kształt otrzymanej z obliczeń krzywej jak i wartości są zbliżone do znanych z literatury.



Rys.3. Porównanie przewodności powietrza w funkcji temperatury przy ciśnieniu 100 kPa: krzywe prezentowane w literaturze (wg różnych autorów) [4, 9] – linia ciągła, krzywa wykreślona na podstawie zależności (11) – linia przerywana [3]

### Współczynnik lepkości dynamicznej ( $\mu$ )

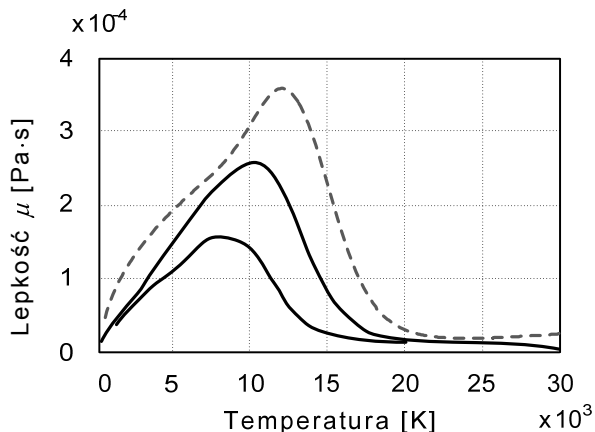
Lepkość należy rozumieć jako zdolność danego płynu (cieczy, gazu) do przenoszenia naprężeń stycznych. Własność ta występuje tylko w przypadku substancji, która znajduje się w ruchu i zanika wraz z jego ustaniem. Jej przyczyną jest nierównomierność prędkości przepływu, wówczas następuje transport pędu z obszaru o większej prędkości do obszaru o mniejszej prędkości [6, 11].

Na podstawie kinetycznej teorii gazów, dla gazu częściowo zjonizowanego można zapisać lepkość dynamiczną ( $\mu$ ) całego gazu jako sumę lepkości dynamicznych określonych dla poszczególnych jego składników o masie ( $m_s$ ) oraz koncentracji ( $n_s$ ). Uwzględniając prawdopodobne zderzenia danego składnika ( $s$ ) o masie ( $m_s$ ) ze wszystkimi składnikami ( $r$ ) o masach ( $m_r$ ) można otrzymać bezpośrednią zależność na lepkość dynamiczną [7]:

$$(12) \quad \mu \cong \sum_s \frac{m_s n_s \left(8 \frac{kT}{\pi m_s}\right)^{1/2}}{\sum_r \left[2 \left(\frac{m_r}{m_r + m_s}\right)^{1/2} n_r Q_{sr}\right]}$$

gdzie wyrażenie ( $Q_{sr}$ ) oznacza przekrój czynny danego składnika gazu ( $s$ ) na zderzenie ze składnikiem gazu ( $r$ ).

Na rysunku 4 przedstawiono porównanie współczynnika lepkości dynamicznej powietrza w funkcji temperatury przy ciśnieniu 100 kPa wyznaczonego na podstawie zależności (12) oraz prezentowanego w literaturze.



Rys.4. Porównanie lepkości dynamicznej powietrza w funkcji temperatury przy ciśnieniu 100 kPa: krzywe prezentowane w literaturze (wg różnych autorów) [9, 10] – linia ciągła, krzywa wykreślona na podstawie zależności (12) – linia przerywana [3]

Z rysunku 4 wynika, iż kształt otrzymanej z obliczeń krzywej jest zbliżony do znanego z literatury, natomiast lokalne niezgodności dotyczące wartości współczynnika mogą wynikać między innymi z ilości uwzględnionych w obliczeniach składników mieszaniny gazów (plazmy) oraz przyjętych założeń upraszczających [3].

#### Współczynnik przewodności cieplnej ( $\lambda$ )

Przewodzenie ciepła w płynie wywołane jest nierównomiernością rozkładu temperatury. Następuje wówczas transport energii z obszaru o wyższej temperaturze do obszaru o niższej temperaturze plazmy. Głównym nośnikiem tej energii w zjonizowanym gazie są elektrony, a współczynnik transportu nazywany jest współczynnikiem przewodności cieplnej ( $\lambda$ ). Analogicznie jak w przypadku współczynnika lepkości współczynnik przewodności cieplnej całego gazu można zapisać jako sumę przewodności cieplnych określonych dla poszczególnych jego składników ( $s$ ) o koncentracji ( $n_s$ ). Po uwzględnieniu wszystkich zależności otrzymuje się ostateczną postać wyrażenia na współczynnik przewodności cieplnej [7]:

$$(13) \quad \lambda \cong \sum_s \frac{kn_s \left(8 \frac{kT}{\pi m_s}\right)^{1/2}}{\sum_r \left[2 \left(\frac{m_r}{m_r + m_s}\right)^{1/2} n_r Q_{sr}\right]}$$

Wartość współczynnika przewodności cieplnej wyraźnie zależy od koncentracji elektronów w rozważanym gazie. Jonizacja powietrza rozpoczyna się w temperaturze około 7500 K. W wyniku wzrostu koncentracji elektronów rośnie również, w tym zakresie temperatur, zdolność gazu do przewodnictwa cieplnego. Wpływ ciśnienia gazu na wartość współczynnika przewodności cieplnej jest nieznaczny, co pozwala, w szczególnych przypadkach na założenie upraszczające, iż zależy on tylko od temperatury.

#### Podsumowanie

W artykule przedstawiono analizę teoretyczną dotyczącą parametrów materiałowych plazmy w ujęciu mikroskopowym, na przykładzie siedmioskładnikowej plazmy łuku powietrznego. Otrzymane wyniki mogą stanowić podstawę do opracowania metody wyznaczania wartości parametrów wykorzystywanych w modelu magnetohydrodynamicznym plazmy łuku elektrycznego.

Znajomość charakterystyki parametrów materiałowych plazmy łuku umożliwia określenie zasadności wprowadzanych w modelach matematycznych uproszczeń. Niektóre z parametrów wykazują znacznie silniejszą zależność od temperatury gazu co może prowadzić do uproszczenia opisu poprzez np. założenie ich stałości względem ciśnienia.

**Autorzy:** dr hab. inż. Antoni Klajn, prof. nadzw. PWR, Politechnika Wroclawska, Katedra Energoelektryki, ul. Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, E-mail: [antoni.klajn@pwr.edu.pl](mailto:antoni.klajn@pwr.edu.pl); dr inż. Małgorzata Bielówka, Politechnika Wroclawska, Katedra Energoelektryki, ul. Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, E-mail: [malgorzata.bielowka@pwr.edu.pl](mailto:malgorzata.bielowka@pwr.edu.pl).

#### LITERATURA

- [1] Terzija V. V., & Koglin H. J.: On the modeling of long arc in still air and arc resistance calculation. *IEEE Transactions on Power Delivery*, Volume 19, Issue 3, (2004)
- [2] Terzija V., Preston G., Popov M., & Terzija N.: New static airarc EMT model of long arc in free air. *IEEE Transactions on Power Delivery*, Volume 26, Issue, 3 (2011)
- [3] Bielówka M.: Model powietrznego łuku zakłóceniewego dla celów analizy skutków zwarć łukowych w urządzeniach elektroenergetycznych, rozprawa doktorska, Politechnika Wroclawska, Instytut Energoelektryki (2012)
- [4] Ciok Z.: Modele matematyczne łuku łączeniowego, *Wydawnictwo Naukowe PWN*, Warszawa (1987)
- [5] Wciślik M.: Analityczne modele łuku elektrycznego, *Przegląd Elektrotechniczny*, 84 (2008), nr 7
- [6] Kordus A.: Plazma – Właściwości i zastosowania w technice, *WNT*, Warszawa (1985)
- [7] Mitchner M., Kruger C.H.Jr.: Partially ionized gases, *John Wiley & Sons, Inc.*, New York (1992)
- [8] Ciok Z., Procesy łączeniowe w układach elektroenergetycznych, *WNT*, Warszawa (1976)
- [9] Gleizes A.: Transport coefficients and radiation in thermal plasmas, *18th Symposium on Physics of Switching Arc - International Summer School*, Brno, Czech Republic (2009)
- [10] Laznickova I.: Transport properties of low temperature plasma, *18th Symposium on Physics of Switching Arc - Contributed Papers*, Brno, Czech Republic (2009)
- [11] Middlemen S.: An introduction to fluid dynamics – Principles of analysis and design, *John Wiley & Sons, Inc.*, New York, (1998)