

Załącznik 2a

Autoreferat

przedstawiający dorobek i osiągnięcia naukowe, w szczególności
określone w art. 16 ust. 2 Ustawy

dr inż. Helena Nowakowska

Instytut Maszyn Przepływowych im. Roberta Szewalskiego PAN
Zakład Energetyki Wodorowej
Fiszera 14, 80-231 Gdańsk
helena.nowakowska@imp.gda.pl

Gdańsk 2019

1. Imię i nazwisko

Helena Nowakowska (do 1985 Helena Kopacz)

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe/artystyczne – z podaniem nazw, miejsca i roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej

- 2007 **stopień doktora nauk technicznych w zakresie mechaniki (z wyróżnieniem)**
Tytuł rozprawy doktorskiej: *Modelowanie wyładowania mikrofalowego podtrzymywanego falą powierzchniową w gazach pod ciśnieniem atmosferycznym*
Instytut Maszyn Przepływowych im. Roberta Szewalskiego PAN w Gdańsku
promotor: prof. dr hab. inż. Jerzy Mizeraczyk
recenzenci: dr hab. inż. Anatol Jaworek i dr hab. inż. Krzysztof Sachse
- 1982 **tytuł magistra inżyniera podstawowych problemów techniki**
Tytuł pracy dyplomowej: *Opracowanie metody pomiaru zespolonej przenikalności dielektrycznej substancji biologicznych w paśmie 0.1 – 2 GHz*
Politechnika Gdańska w Gdańsku, wydział Fizyki Technicznej
promotor: dr inż. Piotr Dębicki

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych/artystycznych.

Miejsce zatrudnienia:

Instytut Maszyn Przepływowych im. Roberta Szewalskiego PAN

Ośrodek Techniki Plazmowej i Laserowej, Zakład Energetyki Wodorowej
ul. Fiszer 14, 80-231 Gdańsk

Historia zatrudnienia w IMP PAN:

1985 – 1988	doktorant	Studium doktoranckie przy IMP PAN
1988 – 1995	starszy asystent (1/2 etatu)	Zakład Dynamiki Plazmy
1995 – 1998	specjalista (1/2 etatu)	Zakład Dynamiki Plazmy
1998 – 2006	specjalista (1/2 etatu)	Ośrodek Techniki Plazmowej i Laserowej
2006 – 2007	specjalista	Ośrodek Techniki Plazmowej i Laserowej
2007 – 2014	adiunkt	Ośrodek Techniki Plazmowej i Laserowej
2014 – obecnie	starszy specjalista	Ośrodek Techniki Plazmowej i Laserowej

Dodatkowe zatrudnienie

1983-1985	młodszy asystent	Szpital Morski im. PCK w Gdyni, Oddział Radioterapii
1998-2002	projektant systemów	ProgMan SA, Gdynia

Dodatkowe informacje

1986	urlop wychowawczy
1991-1993	urlop wychowawczy

4. Wskazanie osiągnięcia^{*)} wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595 ze zm.):

a) tytuł osiągnięcia naukowego / artystycznego

Jako osiągnięcie naukowe uzyskane po otrzymaniu stopnia doktora, stanowiące znaczący wkład autora w rozwój określonej dyscypliny naukowej,
wskazuję cykl 12 publikacji powiązanych tematycznie pod zbiorczym tytułem:

Modelowanie i optymalizacja mikrofalowych generatorów plazmy

b) wykaz wybranego cyklu publikacji

- [H1]. **H. Nowakowska (80%)**, M. Jasiński, J. Mizeraczyk: *Electromagnetic Field Distributions in Waveguide-Based Axial-Type Microwave Plasma Source*, The European Physical Journal D, 54 (2009) 511-518.
- [H2]. **H. Nowakowska (80%)**, M. Jasiński, and J. Mizeraczyk: *Optymalizacja transferu energii w mikrofalowym generatorze plazmy zasilanym falowodowo (Optimization a waveguide-based microwave plasma source for hydrogen production) **)*, Przegląd Elektrotechniczny, 86 (2010) 84-86.
- [H3]. **H. Nowakowska (80%)**, P. Dębicki, J. Mizeraczyk: *Obwód zastępczy kolumny plazmy w falowodzie prostokątnym: wpływ koncentracji elektronów i średnicy kolumny plazmy (Equivalent circuit of a plasma column in a rectangular waveguide: influence of electron density and plasma column diameter) **)*, Przegląd Elektrotechniczny, 86 (2010) 275-278.
- [H4]. **H. Nowakowska (70%)**, M. Jasiński, P.S. Dębicki, and J. Mizeraczyk: *Numerical Analysis and Optimization of Power Coupling Efficiency in Waveguide-Based Microwave Plasma Source*, IEEE Trans. Plasma Sci., 39 (2011) 1935-1942.
- [H5]. **H. Nowakowska (80%)**, M. Jasiński, and J. Mizeraczyk: *Numerical Analysis of Tuning Procedure of a Waveguide-Based Microwave Plasma Source*, IEEE Trans. Plasma Sci., 39 (2011), 2906-2907.
- [H6]. **H. Nowakowska (80%)**, J. Mizeraczyk, *Rozkłady pola elektrycznego wewnątrz mikrofalowego źródła plazmy (MŻP) typu komora rezonansowa zasilana falowodowo*, Zeszyty Naukowe Akademii Morskiej w Gdyni, 75 (2012) 124-136.
- [H7]. J. Mizeraczyk, M. Jasiński, **H. Nowakowska (25%)**, M. Dors: *Studies of atmospheric-pressure microwave plasmas used for gas processing*, Nukleonika;57(2) (2012) 241–247.
- [H8]. **H. Nowakowska (80%)**, M. Jasiński, J. Mizeraczyk: *Modelling of discharge in a high-flow microwave plasma source (MPS)*, The European Physical Journal D, 67 (2013) 133 (8pp).
- [H9]. M. Dors, **H. Nowakowska (40%)**, M. Jasiński, J. Mizeraczyk: *Chemical Kinetics of Methane Pyrolysis in Microwave Plasma at Atmospheric Pressure*, Plasma Chemistry and Plasma Processing, 34 (2014) 313-326.

- [H10]. M. Moisan, **H. Nowakowska (60%)**, *Achieving an intense enough maintenance electric field in a low-pressure discharge sustained by a microwave field under ambipolar diffusion regime such that periodic parametric instabilities are generated*, J. Phys. D: Appl. Phys, 48 (2015) 455201 (16pp).
- [H11]. M. Moisan, **H. Nowakowska (50%)**, *Contribution of surface-wave (SW) sustained plasma columns to the modeling of RF and microwave discharges with new insight into some of their features. A survey of other types of SW discharges, Topical Review*, Plasma Sources Sci. Technol., 27 (2018) 073001 (1-43).
- [H12]. **H. Nowakowska (40%)**, D. Czyłkowski, B. Hrycak, M. Jasiński: *Characterization of a novel microwave plasma sheet source operated at atmospheric pressure*, Plasma Sources Sci. Technol., 27 (2018) 085008 (1-16).

^{*)} Oświadczenia wszystkich współautorów publikacji, potwierdzające ich indywidualny wkład w powstanie dorobku zostały zamieszczone w Załączniku 5.

^{**)} Oryginalny tytuł jest po polsku. W nawiasach znajduje się tytuł artykułu w wersji angielskiej, gdyż w takiej wersji jest on indeksowany w bazie Web of Science.

c) Omówienie celu naukowego/artystycznego ww. pracy/prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

1. Wstęp

Generatory plazmy są to urządzenia, w których pod wpływem sił elektrycznych naładowane cząstki obecne w gazie są przyspieszane i uzyskują energię kinetyczną wystarczającą do tego, aby w procesie zderzeń z atomami lub cząsteczkami spowodować ich jonizację, czego efektem jest powstanie swobodnych ładunków: elektronów i jonów. Gdy koncentracja elektronów jest na tyle duża, że mogą one oddziaływać ze sobą, zjonizowany gaz nazywany jest plazmą. Proces jonizacji ośrodka pod wpływem pola elektrycznego nazywa się wyładowaniem elektrycznym. Terminem tym określa się również przepływ prądu elektrycznego przez zjonizowany ośrodek [1]¹.

Ze względu na dużą koncentrację elektronów i jonów plazma jest ośrodkiem aktywnym fizycznie, który może oddziaływać z polami elektrycznymi i magnetycznymi, i w którym można wzbudzać różnego rodzaju fale zarówno elektromagnetyczne, jak i mechaniczne. Dodatkowo, obecność wzbudzonych atomów/cząsteczek, rodników, wysokoenergetycznych elektronów oraz fotonów powoduje, że plazma wykazuje właściwości katalityczne, czyli mogą zachodzić w niej reakcje chemiczne trudne do przeprowadzenia w innych warunkach. Te właściwości plazmy sprawiają, że znajduje ona zastosowania między innymi do: obróbki gazów, wytwarzania warstw o pożądanych właściwościach, obróbki i modyfikacji powierzchni, niszczenia substancji szkodliwych, sterylizacji i jako źródło promieniowania lub aktywnych cząstek.

W mikrofalowych generatorach plazmy wykorzystywana jest energia mikrofal, czyli fal elektromagnetycznych o częstotliwości f powyżej 300 MHz. Przy tak wysokiej częstotliwości tylko elektrony, będące cząstkami o małej masie, mogą nadążać za zmianami pola elektrycznego i przejmować od niego energię. Cząstki ciężkie (atomy, cząsteczki i jony) uzyskują energię głównie w procesie zderzeń z elektronami. To powoduje, że temperatura elektronów jest wyższa niż temperatura cząstek ciężkich², a plazma wyładowania mikrofalowego jest plazmą nierównowagową. W wielu zastosowaniach jest to zjawisko korzystne, gdyż energia mikrofal jest wykorzystywana nie do grzania gazu, ale do zwiększania ilości cząstek aktywnych w plazmie.

W Zakładzie Energetyki Wodorowej IMP PAN, w którym jestem zatrudniona, od lat prowadzone są badania wyładowań elektrycznych, głównie wyładowań mikrofalowych w gazach pod ciśnieniem atmosferycznym. Początkowo były to wyładowania z falą powierzchniową zachodzące w rurach dielektrycznych o małej średnicy (kapilarach). Następnie podjęto prace nad wyładowaniami, w których plazma ma kształt płomienia. Były to generatory typu pochodnia plazmowa (ang. *plasma torch*) oraz mikrofalowe współosiowe generatory mikroplazmy, stosowane do obróbki powierzchni i sterylizacji. Generatory te, rozwijane i stosowane na świecie od lat 70. XX w., umożliwiają obróbkę stosunkowo niewielkich ilości gazu w jednostce czasu (zwykle rzędu 1 dm³/min), co ogranicza możliwości ich stosowania.

Po roku 2000 pojawiły się w literaturze naukowej prace opisujące mikrofalowe generatory plazmy o konstrukcji umożliwiającej stosowanie znacznie większych przepływów gazu [2–5]. Zwiększało to ich efektywność i rozszerzało zakres zastosowań. W naszym Zakładzie podjęto prace nad modyfikacją i rozwijaniem takich generatorów plazmy w celu uzyskania natężenia przepływu gazu do 200 dm³/min, a pierwsze konstrukcje, przedstawione w 2008 r. w pracach [6,7] znalazły zastosowanie głównie do produkcji wodoru, traktowanego jako czyste i efektywne paliwo przyszłości, które wraz z ogniwami paliwowymi stanowi podstawę tzw. energetyki wodorowej [8]. Substancjami wyjściowymi do produkcji wodoru były metan, gaz ziemny, alkohole, paliwo lotnicze, także biogaz i bioalkohol. Generatory te były również stosowane do usuwania organicznych związków fluorowców

¹ Odnośniki do literatury rozpoczynające się od litery H odnoszą się do omawianego cyklu stanowiącego dorobek. Odnośniki rozpoczynające się od cyfry rzymskiej odnoszą się do prac przedstawionych w odpowiednich sekcjach Załącznika 3. Pozostałe odnośniki odnoszą się do prac zamieszczonych na końcu tego Autoreferatu.

² Jeśli funkcja rozkładu energii cząstek nie jest określona rozkładem Maxwella, to ich temperatura T oznacza wielkość związaną ze średnią energią cząstki $\langle U \rangle$ zależnością: $T = 2/(3k_B) \langle U \rangle$, gdzie k_B jest stałą Boltzmanna.

(m. in. czynników chłodniczych $C_2H_2F_4$ i $CHClF_2$) i lotnych związków organicznych (VOCs). Mogą być stosowane także do eliminacji tlenków azotu (NO_x), tlenków siarki. Obecnie przewidujemy zastosowanie tego typu generatorów plazmy do usuwania CO_2 , gdyż metody plazmowe wydają się atrakcyjnym rozwiązaniem [9]. Ponadto w naszym Zakładzie zaproponowano innowacyjne rozwiązanie: *generator płaszczyzny plazmowej* [10], w którym plazma wytwarzana jest w pudełku dielektrycznym i ma kształt nie kolumny czy płomienia, ale płaszczyzny, co jest szczególnie przydatne do plazmowej obróbki powierzchni.

Te nowe generatory plazmy odznaczają się inną konstrukcją niż tradycyjne, zwykle wymagają stosowania rur wyładowczych o dużych średnicach lub o przekroju innym niż kołowy, odpowiedniego układu dostarczania gazu i układu falowodowego umożliwiającego dostarczenie znacznie większej mocy mikrofal niezbędnej do obróbki większej ilości gazu. Powoduje to, że wytwarzana plazma ma również inne właściwości.

Do efektywnego wykorzystania w praktyce mikrofalowych generatorów plazmy konieczna jest znajomość wpływu warunków wyładowania na parametry plazmy. Przez warunki wyładowania rozumie się m.in. konstrukcję i wymiary generatora, rodzaj, ciśnienie i natężenie przepływu gazu roboczego, częstotliwość i sposób wzbudzenia pola elektromagnetycznego, natomiast przez parametry plazmy rozumie się m.in. koncentrację i temperaturę elektronów, temperaturę i koncentrację cząstek gazu, rozkład pola elektromagnetycznego i pola prędkości gazu. Zależności pomiędzy parametrami plazmy a warunkami wyładowania można poznać korzystając z komplementarnych sposobów: badań eksperymentalnych oraz teoretycznych, obejmujących modelowanie i symulację. Moja praca dotyczyła przede wszystkim opracowania opisu teoretycznego mikrofalowych generatorów plazmy.

Celem przedstawionego cyklu publikacji było **opracowanie modeli mikrofalowych generatorów plazmy, umożliwiających zrozumienie zachodzących w nich procesów oraz ich optymalizację**, tak aby mogły one znaleźć praktyczne zastosowanie. Optymalizacja generatorów plazmy polega m.in. na dobraniu warunków wyładowania tak, aby uzyskać stabilną pracę generatora plazmy dla różnych wartości mocy mikrofal dostarczonej do plazmy oraz natężenia przepływu gazu, łatwość inicjacji wyładowania oraz dobre parametry obróbki gazów roboczych. Opis zjawisk zachodzących w generatorach plazmy wymaga podejścia multidyscyplinarnego, gdyż musi obejmować zjawiska elektrodynamiczne (rozchodzenie się fal elektromagnetycznych), fizyczne (jonizację i wzbudzenia cząstek gazu, grzanie gazu), chemiczne (kinetykę reakcji chemicznych) oraz przepływ gazu. Ponadto powinien uwzględniać fakt, że zjawiska te są nieliniowe (są ze sobą silnie powiązane i wzajemnie na siebie oddziałują), a geometria generatorów może być skomplikowana. Mimo wzrostu możliwości obliczeniowych ciągle nie ma modeli, które uwzględniałyby jednocześnie całość procesów zachodzących w generatorach plazmy, dlatego modele obejmują wybrane aspekty zjawisk, a każdy z nich wymaga upraszczających założeń.

Publikacje prezentowane w niniejszym autoreferacie uwzględniają różne aspekty zjawisk zachodzących w mikrofalowych generatorach plazmy i obejmują:

- elektrodynamiczne właściwości generatorów plazmy, w tym: opis rozchodzenia się fali w torze falowodowym zawierającym generator plazmy, rozkłady pola elektromagnetycznego wewnątrz generatora plazmy, charakterystyki strojenia generatora, schemat zastępczy generatora,
- schemat kinetyki procesów chemicznych zachodzących w wyładowaniu mikrofalowym,
- samouzgodnione modele wyładowań, umożliwiające wyznaczenie właściwości plazmy, czyli m.in. przestrzennych rozkładów takich wielkości jak: koncentracja i temperatura elektronów, temperatura gazu, przewodność elektryczna plazmy, przenikalność elektryczna plazmy, częstości zderzeń elektronów z cząstkami ciężkimi w plazmie w zależności od warunków wyładowania.

2. Klasyfikacja generatorów plazmy

Rozwój mikrofalowych generatorów plazmy trwający od lat 70. XX w. spowodował, że powstało wiele ich rodzajów i odmian, a nazwy nadawane przez wynalazców nie zawsze ułatwiały zrozumienie budowy i zasady działania. Ponieważ i w naszym zakładzie powstawały rozmaite wersje generatorów

plazmy, będące zarówno modyfikacjami rozwiązań znanych z literatury, jak i własnymi rozwiązaniami, pojawiła się konieczność wprowadzenia odpowiedniej klasyfikacji i nazewnictwa.

W pracy [H7] zaproponowano nową klasyfikację mikrofalowych generatorów plazmy przeznaczonych do różnorodnej obróbki gazów oraz eksperymentalne wyniki takiej obróbki. Jest to przeglądowa praca zbiorowa, w której pisaniu uczestniczyłam w części dotyczącej tworzenia klasyfikacji i nazewnictwa. W pracy tej mikrofalowe generatory z plazmą pod ciśnieniem atmosferycznym zostały podzielone na 6 głównych rodzajów: z falą powierzchniową, dyszowe, bezdyszowe, typu płaszczyzna plazmowa, mikroplazmowe oraz sprzężone indukcyjnie. Dodatkowo wprowadzone kryteria to: sposób zasilania (np. falowodowy, z linii współosiowej, przez antenę), struktura części z plazmą (np. współosiowa, cylindryczna, komora rezonansowa) oraz obecność lub brak rury dielektrycznej. Szczegółowo zostały omówione właściwości 8 rodzajów generatorów i przedstawione możliwości wykorzystania każdego typu generatora plazmy. W naszym Zakładzie były badane eksperymentalnie i teoretycznie wszystkie rodzaje generatorów z wyjątkiem sprzężonych indukcyjnie. W dalszej części autoreferatu będzie wykorzystane nazewnictwo wprowadzone w prezentowanej pracy. (Praca [H7] ma 17 cytowań wg. WoS, 28 wg. GoogleScholar)

Modele generatorów przedstawione w niniejszym autoreferacie dotyczą głównie generatorów plazmy zasilanych falowodowo. Wynika to z faktu, że w literaturze istniało już wiele modeli generatorów plazmy zasilanych przez linię współosiową. Takie rozwiązanie było wygodniejsze przy ówczynie stosowanych generatorach mikrofal wytwarzających wiązkę fal o mocy poniżej 0.5 kW. Gdy powszechne stały się generatory mikrofal o zdolne do wytwarzania wiązek o dużej mocy (do 6 kW), niezbędne stało się użycie falowodów i wówczas pojawiła się konieczność opracowania odpowiednich modeli generatorów plazmy. Modele wyładowań dotyczą plazmy wytwarzanej w generatorach zasilanych falowodowo i z wykorzystaniem anteny.

2. Elektrodynamiczne modele generatorów plazmy

2.1. Rozkłady pola elektromagnetycznego

Jednym z istotnych składników modelu mikrofalowego generatora plazmy jest wyznaczenie rozkładów pola elektromagnetycznego w generatorze, w szczególności składowej elektrycznej pola E , gdyż ona odpowiedzialna jest jonizację gazu i generację plazmy. Dzięki znajomości przestrzennych rozkładów pola E można przewidywać zachowanie się wyładowania oraz właściwości plazmy. Znajomość rozkładów pola E w pustym generatorze (bez plazmy) pomaga m.in. wybrać warunki korzystne do zainicjowania wyładowania. Jest to zagadnienie ważne przy optymalizacji generatorów, gdyż w gazach pod ciśnieniem atmosferycznym, przy typowych mocach dostarczanych do generatora, wyładowanie zwykle nie inicjuje się samoczynnie i wymaga stosowania dodatkowych zapalników. Aby ułatwić proces zapalenia się wyładowania, konieczna jest maksymalizacja pola elektrycznego w obszarze inicjacji wyładowania. Warunek ten sprzyja również stabilności wyładowania, gdyż zmniejsza ryzyko jego wygaśnięcia w przypadku wahań mocy mikrofal dostarczonej do generatora. W ramach moich prac badałam rozkłady pola elektromagnetycznego w mikrofalowych generatorach plazmy o różnej konstrukcji: (i) takich, w których cała wytwarzana plazma znajduje się wewnątrz przestrzeni zamkniętej ścianami metalowymi, (ii) takich, w których plazma znajduje się częściowo w otwartej przestrzeni, (iii) typu rezonansowego. Każdy z tych typów generatorów wymaga innego rodzaju analizy teoretycznej.

W pracy [H1] wyznaczone zostały rozkłady pola elektrycznego w generatorze plazmy bezdyszowym, zasilanym falowodowo, z rurą kwarcową, o strukturze współosiowej (Rys.1), w którym gaz wprowadzany jest przez metalową rurę, której położenie (wysokość h_1) można regulować. Generator ten wykorzystywany był do produkcji wodoru i niszczenia freonów. W literaturze były przedstawiane i analizowane rozkłady pola dla wyładowań typu pochodnia plazmowa i jej odmiany, nie było natomiast analizy dla generatorów o konstrukcji zbliżonej do pokazanej na Rys. 1, czyli – w porównaniu z wcześniejszymi rozwiązaniami – o dużej średnicy rury wyładowczej $2r_3$, małej średnicy rury metalowej $2r_1$ i plazmie w kształcie płomienia. Obliczenia wykonano dla przypadku generatora bez plazmy i generatora z plazmą o założonym kształcie i parametrach.

Punktem wyjściowym do obliczeń były równania Maxwella w postaci zespolonej, z których wyprowadzono równanie różniczkowe dla składowej magnetycznej pola $\mathbf{H}$. Wybrano składową magnetyczną, gdyż w układzie osiowosymetrycznym jest ona styczna do wszystkich granic i jest wszędzie ciągła, w odróżnieniu od składowych elektrycznych, które są nieciągłe na granicy ośrodków. Z równań Maxwella wyznaczono równanie falowe dla składowej azymutalnej H_ϕ , które przedstawiono we współrzędnych cylindrycznych (r, ϕ, z) i rozseparowano na dwa równania rzeczywiste o postaci:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\xi_1 \frac{\partial}{\partial z} H_{\phi R} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\xi_2 \frac{\partial}{\partial z} H_{\phi I} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\xi_1 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_{\phi R}) \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\xi_2 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_{\phi I}) \right) = -k_0^2 H_{\phi R}, \quad (1a)$$

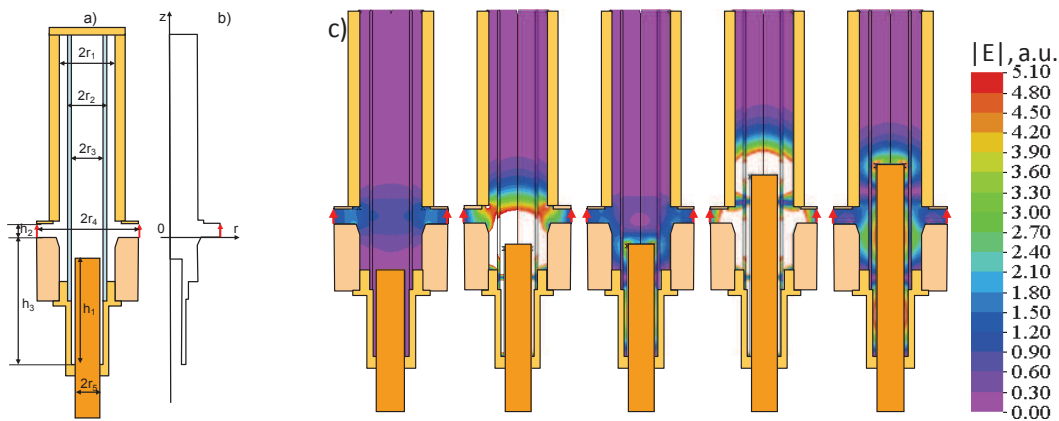
$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\xi_2 \frac{\partial}{\partial z} H_{\phi R} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\xi_1 \frac{\partial}{\partial z} H_{\phi I} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\xi_2 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_{\phi R}) \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\xi_1 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_{\phi I}) \right) = k_0^2 H_{\phi I}, \quad (1b)$$

gdzie $H_{\phi R}$ i $H_{\phi I}$ są, odpowiednio, częścią rzeczywistą i urojoną H_ϕ , $k_0 = \omega/c$, $\omega = 2\pi f$, c jest prędkością światła w próżni, ξ_1 i ξ_2 są funkcjami rzeczywistymi względnej zespolonej przenikalności elektrycznej ośrodka ε_r . Przyjęto, że względną przenikalność elektryczną plazmy można wyrazić wzorem Lorentza

$$\varepsilon_p = 1 - n/(1 + s^2) - j \cdot ns/(1 + s^2), \quad (2)$$

gdzie $n = n_e/n_c$ i $s = v/\omega$ są unormowanymi, odpowiednio, koncentracją elektronów i częstością zderzeń, n_e jest koncentracją elektronów, $n_c = m\varepsilon_0\omega^2/e^2$ – koncentracją krytyczną elektronów, v – częstością zderzeń elektronów z cząstkami ciężkimi, ε_0 – przenikalnością elektryczną próżni, m , e – masą i ładunkiem elektronu, odpowiednio, $j = \sqrt{-1}$. Pozostałe składowe pola elektromagnetycznego (dla przypadku symetrii osiowej są to E_z i E_r) wyznaczono z równań Maxwella.

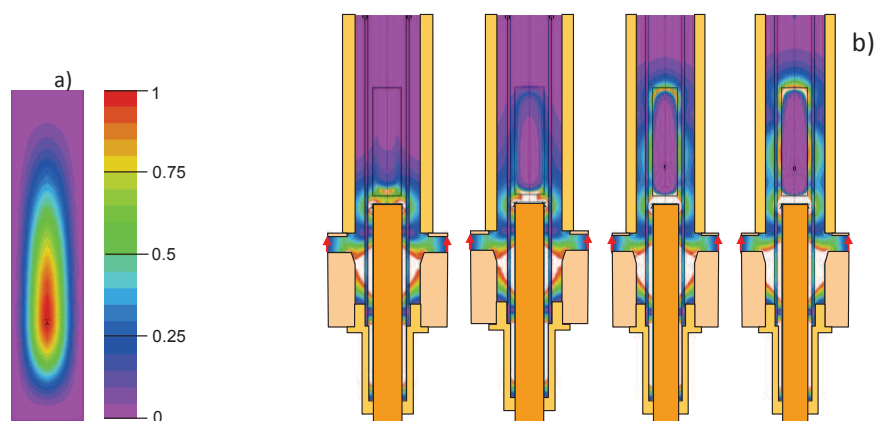
Obliczenia wykonano wykorzystując komercyjny skryptowy program FlexPDE™, przeznaczony do rozwiązywania układów równań różniczkowych metodą elementów skończonych, dla $f = 2.45$ GHz i rury wyładowczej wykonanej z kwarcu ($\varepsilon_r = 3.78$). Wykazano, że (przy tych samych warunkach zasilania) rozkład pola elektrycznego silnie zależy od położenia rury doprowadzającej gaz, wyrażonego przez h_1 (Rys.1). Wyznaczono wartość modułu natężenia pola $|\mathbf{E}|$ w punkcie 5 mm nad wylotem gazu (miejsce inicjacji wyładowania) i stwierdzono, że dla niektórych położań h_1 otrzymuje się warunek rezonansu, czyli silnego, wąskiego maksimum $|\mathbf{E}|$ (przy założeniu bezstratności ścianek maksimum dąży do nieskończoności). Rzeczywiście, dla przewidzianych teoretycznie wartości rezonansu, uzyskano samozapłon wyładowania w argonie przy mocy dostarczonej równej 1 W.



Rys. 1. (a) Przekrój generatora plazmy ($2r_1 = 55$ mm, $2r_2 = 30$ mm, $2r_3 = 26$ mm, $2r_4 = 80$ mm, $2r_5 = 20$ mm, $h_2 = 11$ mm, $h_3 = 96$ mm); (b) domena obliczeń numerycznych, (c) rozkłady $|\mathbf{E}|$ dla wartości h_1 kolejno: 63 mm, 79.6 mm, 85 mm, 132 mm i 140 mm. Biały obszar oznacza, że wartości są większe niż górny zakres skali. Czerwone strzałki oznaczają płaszczyznę pobudzenia fali

Obliczenia z plazmą wykonano dla położenia $h_1 = 132$ mm, w którym uzyskuje się warunek rezonansu i dla którego przeprowadzono eksperyment, gdyż w porównaniu z rezonansem dla $h_1 = 79.6$ mm płomień plazmowy, dzięki wygładzającemu wpływowi metalowych ścian otaczających wyładowanie, ma korzystniejszy kształt i większa jest objętość otrzymanej plazmy. W odróżnieniu od prac z literatury dotyczących pochodni plazmowej, w których zakładano, że plazma jest jednorodna,

w omawianej pracy przyjęto, że plazma ma kształt płomienia, w którym unormowany rozkład koncentracji elektronów jest taki jak na Rys. 2a, czyli zbliżony do rozkładów eksperymentalnych z pracy [2]. Zaproponowano wzór opisujący taki rozkład, w którym parametrami są: długość i szerokość płomienia oraz położenie i wartość maksimum $n_{e, \max}$.



Rysunek. 2. (a) Rozkład założonej względnej koncentracji elektronów w płomieniu; (b) rozkłady $|E|$ dla wartości $n_{e, \max}$: $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $s=4$. Skala i oznaczenia jak na Rys. 1

Wykazano, że (i) obecność plazmy zmienia rozkłady $|E|$ głównie w obszarze samej plazmy; (ii) rozkłady pola elektrycznego są charakterystyczne dla fali stojącej, co wynika z tego, że fala odbija się zarówno od dna generatora plazmy w dolnej części oraz od pustej części rury metalowej, do której nie wnika, gdyż przy częstotliwości fali zasilającej jest ona falowodem poniżej częstotliwości odcięcia; (iii) dla dostatecznie dużej wartości $n_{e, \max}$ plazma może być traktowana jak stratny przewodnik stanowiący przedłużenie linii współosiowej tworzącej generator plazmy, co umożliwia propagację fali; (iv) w dolnej części generatora występują obszary silnego pola elektrycznego, co może prowadzić do niekorzystnego zjawiska iskrzenia (aby tego uniknąć, krawędzie generatora w tym obszarze zostały ścięte); (v) pole elektryczne słabo wnika do plazmy, co jest związane z silnym efektem naskórkowym. Ten ostatni rezultat prowadzi do wniosku, że często przyjmowane założenie, że rozkład n_e w plazmie jest stały i równy średniej wartości może prowadzić do fałszywych wniosków, gdyż z obliczeń wynika, że dla propagacji fali istotny jest tylko rozkład n_e w obszarze naskórkowym, a wartości n_e w pobliżu maksimum nie mają na nią wpływu. Według naszej wiedzy była to pierwsza praca analizująca rozkłady pola elektromagnetycznego w generatorach plazmy z dużym przepływem gazu i niejednorodnym rozkładem koncentracji elektronów. (Praca [H1] ma 17 cytowań wg WoS, a 30 wg Google Scholar).

Praca [H5] poświęcona jest innemu aspektowi analizy rozkładu pola elektromagnetycznego w generatorze plazmy, a mianowicie procesowi jego strojenia. Konieczność dostrojenia mikrofalowego generatora plazmy do toru zasilającego wynika z tego, że generator ten stanowi nieciągłość, od której fala padająca odbija się, co jest niekorzystne zarówno dla wyładowania (do którego nie dociera moc mikrofal), jak i samego źródła mikrofal (magnetronu), które może zostać uszkodzone przez falę odbitą. W technice mikrofalowej rozwiązanie zagadnienia dopasowania jest powszechnie znane. Pełne dopasowanie można uzyskać stosując np. strojnik trójśrubowy i takie rozwiązanie jest często stosowane w laboratoriach. Jednak, jeśli przewiduje się, że generator plazmy będzie stosowany w przemyśle, to strojnik trójśrubowy nie jest optymalnym rozwiązaniem, gdyż – przy zmieniających się warunkach wyładowania strojenie jest skomplikowanym procesem, a ponadto konstrukcja strojnika może – przy dużych mocach mikrofal – ułatwiać przebicie. Alternatywnym rozwiązaniem w przypadku zasilania falowodowego jest ruchomy zwierak mikrofalowy umieszczony po stronie generatora plazmy przeciwnej do zasilającego magnetronu. Jest to rozwiązanie proste, które przy odpowiednio zaprojektowanym mikrofalowym generatorze plazmy umożliwia zminimalizowanie mocy fali odbitej do poziomu poniżej 5% mocy fali padającej.

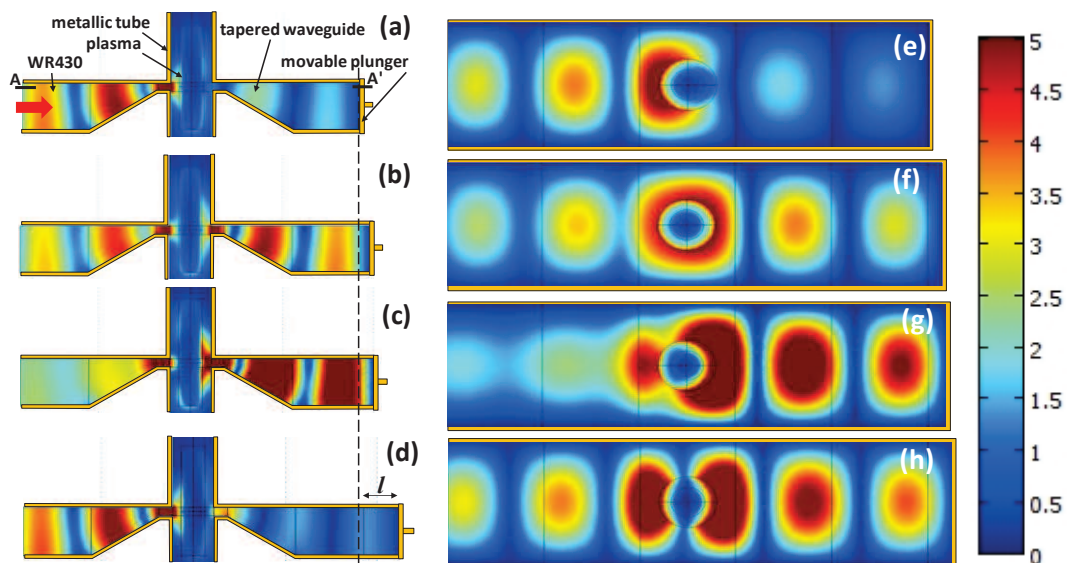
Przez wiele lat przy modelowaniu wyładowań zagadnienie strojenia generatora plazmy było pomijane, gdyż przyjmowano, że modeluje się wyładowanie w warunkach dopasowania

i przyjmowano, że rozkład pola fali elektromagnetycznego jest symetryczne względem osi kolumny (lub płomienia) plazmy. Tak też założono w modelu z pracy [H1], gdzie opierano się na wynikach obliczeń z pracy [11].

W pracy [H5] wyznaczono rozkłady pola elektromagnetycznego w bezdyszowym generatorze plazmy o strukturze cylindrycznej, zasilanym falowodowo, wykorzystywanym do produkcji wodoru metodą rozkładu metanu oraz niszczenia freonów. W generatorze tym nie ma metalowej rury doprowadzającej gaz, co odróżnia go od generatora z pracy [H1]. Rozkłady pola $|\mathbf{E}|$ (Rys. 3) otrzymano wykorzystując komercyjne oprogramowanie COMSOL Multiphysics i rozwiązując równanie postaci

$$\nabla \times (\mu_r^{-1} \nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{E} = 0, \quad (3)$$

gdzie μ_r jest względną magnetyczną przenikalnością ośrodka, a przenikalność elektryczną plazmy wyznaczono ze wzoru (2). Zastosowane oprogramowanie dobrze radzi sobie z problemem nieciągłości pola elektrycznego na granicy ośrodków, dlatego zrezygnowano z wykorzystania do obliczeń pola magnetycznego.



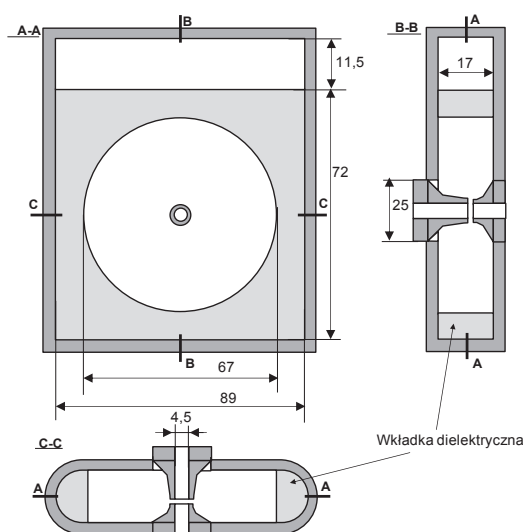
Rys. 3. Rozkłady $|\mathbf{E}|$ wewnątrz generatora plazmy o strukturze cylindrycznej podczas strojenia zwierakiem mikrofalowym dla różnych położeń l zwieraka (jednostki umowne); (a), (e) $l = 0$ mm; (b), (f) $l = 11$ mm; (c), (g) $l = 15.4$ mm; (d), (h); $l = 40$ mm; (lewa kolumna) widok w płaszczyźnie równoległej do krótszych ścianek falowodu, przechodzącej przez oś plazmy; (prawa kolumna) widok w płaszczyźnie A-A'

Obliczenia wykonano dla $f=2.45$ GHz, standardowego falowodu WR430 zasilanego modem podstawowym fali TM_{10} , rzeczywistych wymiarów generatora, rozkładu koncentracji elektronów jak na Rys. 2a jako badanie parametryczne dla różnych wartości $n_{e,max}$ v , oraz długości plazmy. Typowe rozkłady $|\mathbf{E}|$ w trakcie strojenia generatora z plazmą pokazane są na Rys. 3. Istotne wyniki to: (i) pole elektryczne słabo wnika do plazmy (silny efekt naskórkowy), (ii) przy symetrycznym względem osi plazmy rozkładzie $|\mathbf{E}|$ nie ma dopasowania, (iii) najlepsze dopasowanie generatora do toru ($l=15.4$ mm) obserwuje się, gdy maksimum $|\mathbf{E}|$ jest po stronie zwieraka. Wyniki (ii) oraz (iii) były nowymi rezultatami w literaturze, dającymi wgląd w procesy strojenia w generatorach plazmy. Wynik (iii) został potwierdzony eksperymentalnie w pracach dotyczących wyładowań impulsowych (gdzie łatwiej jest obserwować świecenie plazmy w obszarze pobudzenia) w pracy [12].

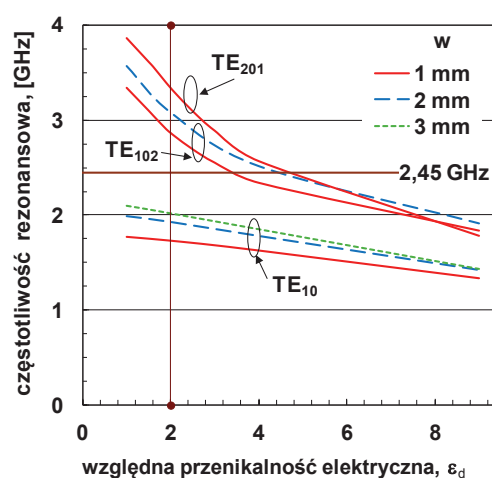
Przedmiotem analizy wykonanej w pracy [H6] są rozkłady pola elektromagnetycznego w mikrofalowym generatorze plazmy typu komora rezonansowa zasilanym falowodowo i wykorzystującym zwarty odcinek standardowego falowodu prostokątnego WR340 z dwiema osiowo-symetrycznymi elektrodami umieszczonymi na dolnej i górnej ścianie. Urządzenie to zostało zaprojektowane i opatentowane w celu efektywnej produkcji wodoru [13] metodą parowego reformingu węglowodorów i nie było wcześniej analizowane teoretycznie, choć używano nazwy

rezonator. W naszym laboratorium prowadzone były prace nad jego modyfikacją i optymalizacją wyników reformingu. Modyfikacja polegała między innymi na umieszczeniu w komorze rezonatora wkładki dielektrycznej (Rys. 4), dzięki której uzyskano korzystny kołowy przepływ gazu, ale która zasadniczo zmieniała własności elektryczne generatora, w tym rozkłady pola elektrycznego. Znajomość rozkładów pola elektrycznego była o tyle istotna, że w generatorze plazmy o takiej konstrukcji trudno jest wprowadzić do środka zapalnik umożliwiający inicjację wyładowania. Ponieważ ten generator plazmy wykorzystuje komorę rezonansową, jego analiza wymagała analizy rodzajów rezonansowych, co od strony matematycznej wymaga wyznaczenia odpowiednich wartości i wektorów własnych.

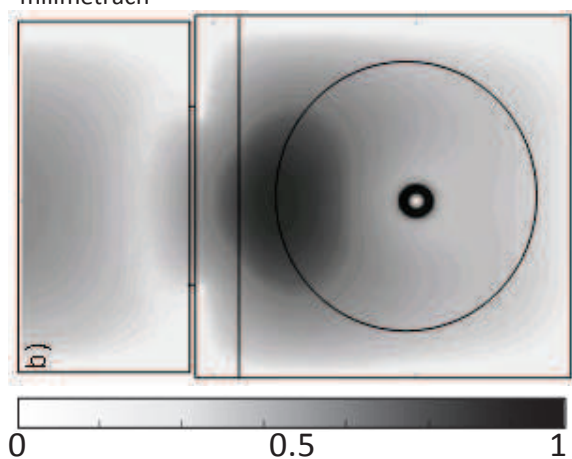
W pierwszym etapie zbadano właściwości generatora z uproszczoną geometrią, a wyniki uzyskane dla przypadków granicznych porównano z wynikami analitycznymi, co umożliwiło weryfikację modelu. Wyznaczono częstotliwości rezonansowe f_r i odpowiadające im rozkłady pola elektromagnetycznego dla różnych odległości elektrod w . Wykazano, że częstotliwość rezonansowa modu podstawowego (o najniższej częstotliwości) maleje od około 2.9 GHz dla maksymalnej odległości elektrod ($w = 17.5$ mm), do około 1 GHz dla w bliskiego zeru.



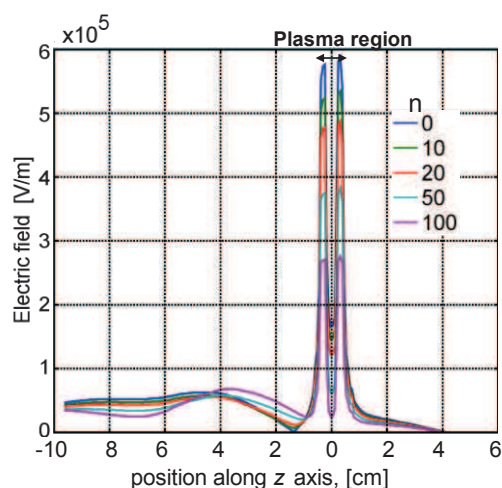
Rys. 4. Przekroje poprzeczne mikrofalowego źródła plazmy. Wymiary podane są w milimetrach



Rys. 5. Wpływ ϵ_d wkładki dielektrycznej oraz odległości elektrod w na częstotliwości rezonansowe wybranych modów rezonatora z Rys. 4



Rys. 6. Rozkłady IEL wewnątrz komory wyładowczej generatora plazmy zasilanego z faliowodu prostokątnego z otworem sprzęgającym, $f = 2.45$ GHz, mod TE_{10} ; (a) w płaszczyźnie między elektrodami $s = 1$, $n = 20$; (b) wzdłuż osi generatora plazmy dla $s = 25$ i kilku wartości n



Odległość elektrod, dla której częstotliwość rezonansowa ma wartość 2.45 GHz (równą częstotliwości fali pola zasilającego), wynosi $w = 3.7$ mm. Dla $w = 0$ (przypadek połączenia elektrod) następuje skok

częstotliwości rezonansowej do wartości $f_r = 4.22$ GHz. Ta nieciągłość wynika z drastycznej zmiany rozkładów pola elektromagnetycznego następującej w momencie połączenia elektrod, będącej w istocie zmianą modu.

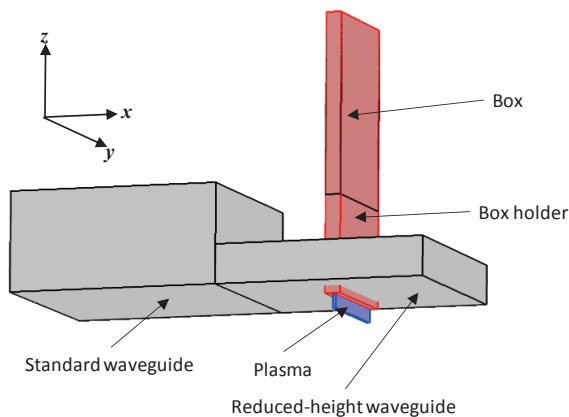
W następnym etapie obliczeń zbadano właściwości generatora o geometrii z Rys. 4. bardzo bliskiej geometrii rzeczywistego generatora plazmy. Wyznaczono częstotliwości rezonansowe i rozkłady pola elektrycznego w zależności od odległości elektrod w i przenikalności elektrycznej ϵ_d wkładki dielektrycznej dla najniższych modów rezonansowych: TE_{101} , TE_{102} , TE_{201} . Wykazano, że dla każdego modu częstotliwość rezonansowa maleje ze wzrostem przenikalności elektrycznej wkładki, co wynika z faktu, że w ogólnym przypadku długość fali maleje, gdy rośnie ϵ_d dielektryka wypełniającego rezonator. Ze wzrostem odległości elektrod rośnie częstotliwość rezonansowa. Ten efekt widoczny był już dla uproszczonego rezonatora. Dla modu podstawowego TE_{101} przy odległościach elektrod poniżej 3 mm (a tylko takie są interesujące) nie można uzyskać warunku rezonansu dla częstotliwości mikrofal 2.45 GHz. Warunek, że $f_r = 2.45$ GHz dla odległości elektrod $w = 1$ mm, można uzyskać dla modu TE_{102} i przenikalności elektrycznej $\epsilon_r = 3.4$ lub dla modu TE_{201} i $\epsilon_r = 4.7$, jednak takie rozwiązania są trudne do zastosowania ze względu na brak dielektryków o niezbędnych właściwościach (odpornych na wysoką temperaturę i łatwych w obróbce). Mimo, że z obliczeń wynika, że wprowadzenie wkładki dielektrycznej praktycznie uniemożliwia osiągnięcie rezonansu w generatorze plazmy, to jednak – mimo jego braku – natężenie pola elektrycznego w obszarze między elektrodami jest wystarczająco duże do uzyskania samozapłonu wyładowania.

Dalsze obliczenia przeprowadzono dla przypadku, który zastosowano w eksperymencie, tzn. gdy komora wyładowcza zasilana jest z falowodu prostokątnego WR340, przy częstotliwości pola fali 2.45 GHz dla modu podstawowego TE_{10} . Między falowodem a komorą umieszczona jest metalowa przesłona z prostokątnym otworem sprzęgającym (Rys. 6a). Zbadano wpływ parametrów plazmy (koncentracja elektronów n_e i częstość zderzeń elektronów ν) na rozkłady pola elektrycznego (Rys. 6b). Wykazano, że dla każdego przypadku, maksimum pola elektrycznego występuje w obszarze między elektrodami, co jest korzystne, a wartość tego maksimum (przy tym samym natężeniu fali pobudzającej) maleje ze wzrostem koncentracji elektronów n_e oraz ze wzrostem częstości zderzeń ν . W pracy wykazano, że samozapłon i podtrzymywanie wyładowania następuje – wbrew temu, co sądzono wcześniej – nie dzięki występowaniu rezonansu, ale dzięki odpowiedniemu ukształtowaniu elektrod, umożliwiającym uzyskanie wysokich wartości pola elektrycznego w obszarze plazmy.

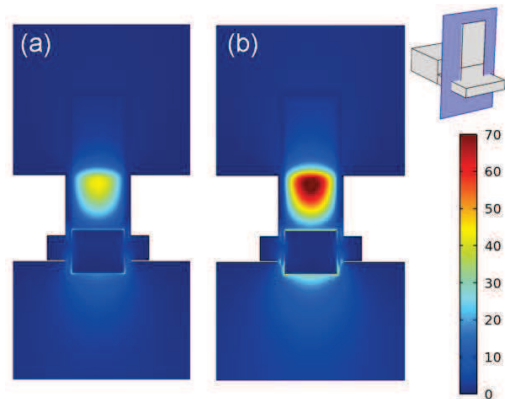
Praca [H12] poświęcona jest analizie eksperymentalnej i teoretycznej generatora płaszczyzny plazmowej zaprojektowanego w naszym zakładzie [10], przy czym mój udział polegał na opracowaniu modelu i wykonaniu obliczeń, które ułatwiają zrozumienie zachodzących zjawisk i są przydatne do optymalizacji konstrukcji. Omawiany generator plazmy jest opatentowanym, nowatorskim rozwiązaniem, w którym plazma wytwarzana jest w dielektrycznym pudełku umieszczonym w falowodzie prostokątnym o obniżonej (w stosunku do standardowego) wysokości, zasilanym falowodowo (Rys. 7). Wyładowanie jest generowane w argonie przy natężeniu przepływu gazu 10-30 dm³/min i mocy absorbowanej 300–800 W, a zakres uzyskiwanych koncentracji elektronów, wyznaczony doświadczalnie, wynosi 3.6×10^{14} – 5.6×10^{14} cm⁻³, natomiast temperatura gazu T_g wynosi 800 – 1250 K. Urządzenie jest przewidziane głównie do obróbki powierzchni [14]. Omawiana praca była pierwszą analizą elektrodynamicznych właściwości tego typu generatora plazmy.

W odróżnieniu od wcześniej omówionych generatorów, w których wyładowanie zachodzi w przestrzeni ograniczonej metalowymi ściankami uniemożliwiającymi przenikanie mikrofal na zewnątrz, w prezentowanym generatorze plazma wydobywa się z pudełka w otwartą przestrzeń, również górna część pudełka dielektrycznego nie jest ekranowana metalowymi ściankami. W opracowanym modelu uwzględniono ten efekt przez dodanie do geometrii przedstawionej na Rys. 8 dwóch półkul o promieniu 300 mm umieszczonych nad i pod pudełkiem z plazmą. Przyjęto, że wypełnione są one powietrzem, a na ich sferycznej części narzucono warunki brzegowe odpowiadające rozpraszaniu fali (ang. scattering boundary conditions). Rozkłady pola elektromagnetycznego uzyskano rozwiązując równanie (3). Przenikalność elektryczną plazmy wyznaczono ze wzoru (2), przy czym częstość zderzeń ν , będącą funkcją n_e , T_g oraz T_e , obliczono korzystając

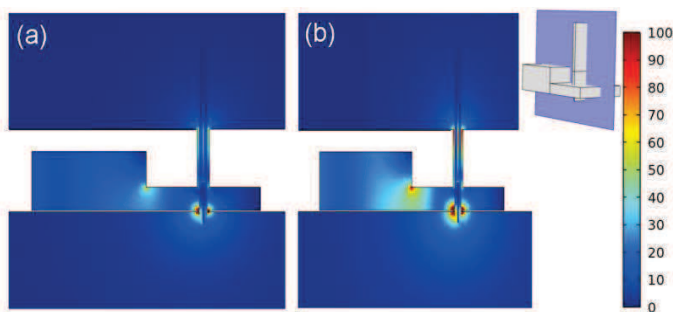
z programu BOLSIG+ [15] dla wyznaczonych eksperymentalnie parametrów plazmy. Przykładowe rozkłady pola elektrycznego $|\mathbf{E}|$ pokazane są na Rys. 8 i 9. Wykazano, że największą wartość osiąga pole elektryczne $|\mathbf{E}|$ w obszarze szczeliny, przez którą przechodzi pudełko dielektryczne, co jest korzystne i umożliwia jonizację gazu i wyładowanie w tym obszarze. Drugie maksimum $|\mathbf{E}|$ występuje w obszarze gwałtownej zmiany wysokości falowodu. Ta zmiana umożliwia uzyskanie wyższej wartości pola elektrycznego w obszarze wyładowania, jednak stanowi nieciągłość w torze falowodowym, od której fala padająca odbija się. Na schemacie zastępczym generatora plazmy ta nieciągłość – może być przedstawiona jako pojemność równoległa. Z przeprowadzonych obliczeń wynika, że jej susceptancja B unormowana względem impedancji charakterystycznej toru Y_0 wynosi 0.64 i dobrze kompensuje nieciągłość, jaką w torze zasilającym stanowi pudełko z plazmą. Dzięki temu generator plazmy jest dobrze dopasowany do toru i dla wszystkich analizowanych przypadków stosunek mocy niesionej przez falę odbitą P_R do mocy niesionej przez falę padającą P_I jest mniejszy niż 0.1. Pokazano ponadto, że korzystne jest umieszczenie metalowego uchwytu w części pudełka nad falowodem, gdyż dzięki temu fala elektromagnetyczna odbija się od nieciągłości w kierunku plazmy i promieniowanie elektromagnetyczne na zewnątrz pudełka jest niewielkie.



Rys. 7. Schematyczny rysunek generatora płaszczyzny plazmowej zasilanego falowodowo



Rys. 8. Rozkłady $|\mathbf{E}|$ w płaszczyźnie $x=0$ dla mocy absorbowanej (a) 300W i (b) 800 W. Skala w kV/m

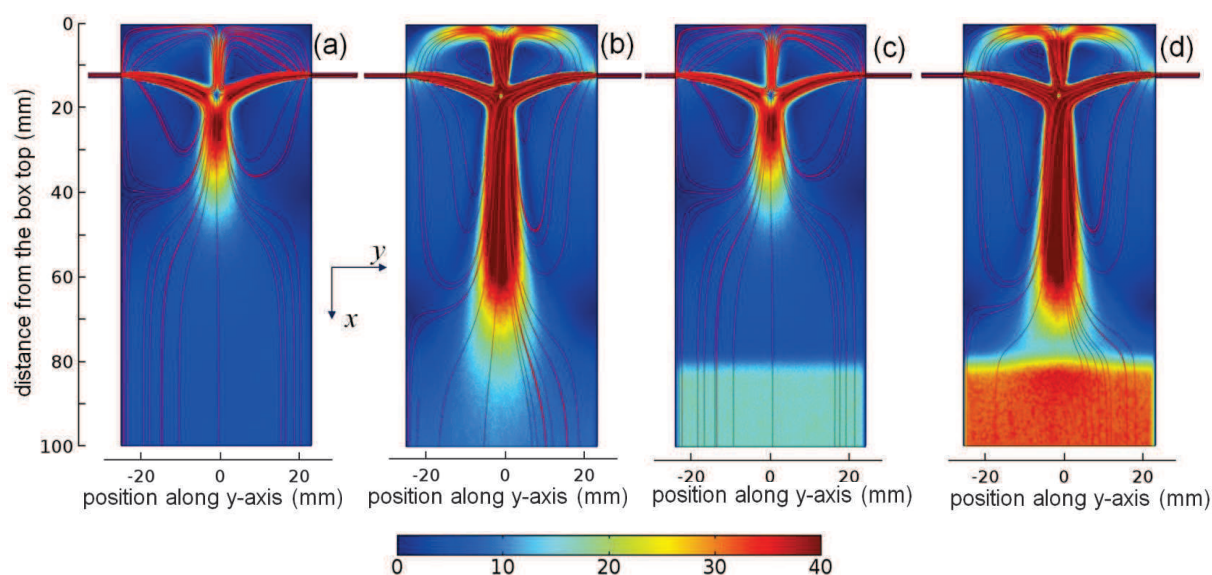


Rys. 9. Rozkłady $|\mathbf{E}|$ w płaszczyźnie $y=0$ dla mocy absorbowanej (a) 300W i (b) 800 W. Skala w kV/m

W pracy [H12] przeprowadzono również symulacje przepływu gazu w pudełku dielektrycznym, w celu wyjaśnienia wpływu wymiarów na rozkład prędkości gazu, w szczególności na rozkład prędkości na wylocie. Szerokość tego pudełka jest ograniczona przez szerokość standardowego falowodu i wynosi 46 mm, natomiast długość powinna być taka, aby rozkład prędkości na wylocie był jednorodny, gdyż to umożliwia uzyskanie tam jednorodnej plazmy. Obliczenia przeprowadzono rozwiązując równanie Naviera-Stokesa dla płynu ściśliwego z odpowiednimi warunkami brzegowymi dla różnych wymiarów pudełka i natężeń przepływu gazu oraz uwzględniając skok temperatury gazu wynikający z obecności plazmy (Rys.10). Z obliczeń wynika, że aby zapewnić jednakową prędkość gazu na wylocie dla $T_g = 300K$ przy przepływie dochodzącym do 20L/min, gaz musi być dostarczany przez dwa wloty, umieszczone prostopadle do dłuższej osi pudełka, a ich odległość od wylotu powinna wynosić co najmniej 90 mm. Wówczas prędkości na wylocie są jednakowe z dokładnością

do 10%. Obecność plazmy o temperaturze 1000 K w dolnej części pudełka powoduje, że rozkład prędkości na wylocie staje się równomierny nawet przy przepływie 20 L/min. Wynika to z faktu, że rozszerzanie się gazu związane ze wzrostem temperatury zachodzi we wszystkich kierunkach równomiernie, co powoduje wyrównanie się prędkości gazu.

Przeprowadzona analiza numeryczna umożliwiła optymalizację konstrukcji generatora płaszczyzny plazmowej przez dobór: wysokości obniżonej części falowodu, położenia trzymaka, wymiarów pudełka dielektrycznego oraz ułatwiła zrozumienie zjawisk w nim zachodzących.



Rys. 10. Rozkład modułu prędkości gazu i linie przepływu. (a), (c) $Q_{Ar} = 10$ L/min, (b), (d) $Q_{Ar} = 20$ L/min; górny rząd: $T_g = 300$ K, dolny rząd: skok temperatury w dolnej części z 300 do 1000 K. Skala na dole w m/s

Opracowany model i otrzymane wyniki będą wykorzystywane do modyfikacji generatora tego plazmy, polegającej na zmianie sposobu zasilania z falowodowego na mikropaskowy, dzięki czemu zmniejszy się ciężar całego generatora i będzie on wygodniejszy do niektórych zastosowań.

2.2. Metoda optymalizacji transferu energii w mikrofalowych generatorach plazmy strojonych zwierakiem

Prace [H2], [H4] i [III.B.9] przedstawiają opracowaną przeze mnie metodę wyznaczania wymiarów generatorów plazmy strojonych zwierakiem w celu zwiększenia efektywności przekazywania energii z toru falowodowego do plazmy oraz poprawienia stabilności pracy tych generatorów. Procedura ta nazwana została optymalizacją transferu energii. Jak wspomniano przy opisie Rys. 3, generator plazmy umieszczony w torze falowodowym stanowi nieciągłość, od której fala padająca odbija się, co jest zjawiskiem niekorzystnym. Standardową metodą zminimalizowania odbicia fali, a zatem i poprawy efektywności transferu energii, jest stosowanie strojników dopasowujących obciążenie do toru zasilającego. Najprostszym strojnikiem jest ruchomy zwierak mikrofalowy umieszczony po stronie przeciwnej niż magnetron będący źródłem mikrofal i takie rozwiązanie jest preferowane przy konstrukcji generatorów plazmy wykorzystywanych w naszym Zakładzie.

Efektywność przekazywania energii określa się za pomocą *charakterystyk strojenia*, czyli zależności P_R/P_I w funkcji znormalizowanego położenia l/λ_g (gdzie P_R i P_I oznaczają, odpowiednio, moc fali odbitej i padającej, l jest położeniem zwieraka, λ_g – długością fali w falowodzie). Wartość l/λ_g może się zmieniać od 0 do 0.5, zaś wartość P_R/P_I – od 0 (brak fali odbitej) do 1 (fala padająca odbija się całkowicie). Dla generatora plazmy z jednym elementem strojącym nie zawsze możliwe jest, by minimum charakterystyki strojenia wynosiło zero. W praktyce wystarcza, jeśli $P_R/P_I < 0.05$. Inną ważną cechą generatora plazmy jest stabilność pracy. Warunkiem stabilności jest to, by kształt charakterystyk strojenia w obszarze minimum nie zależał od parametrów plazmy, które z kolei zależą od takich czynników, jak moc fali padającej, skład i natężenie przepływu gazu roboczego. Pożądane

jest, by zakres położenia zwieraka, dla którego $P_R/P_I < 0.05$, był dostatecznie szeroki. Zarówno efektywność, jak i stabilność pracy generatora plazmy zależą od jego geometrii i wymiarów oraz od parametrów plazmy, a celem optymalizacji generatorów plazmy jest dobranie takich wymiarów, aby pracowały one wydajnie i stabilnie w szerokim zakresie zmian parametrów plazmy, bez budowania fizycznych modeli generatorów plazmy, co jest rozwiązaniem kosztownym i czasochłonnym. Korzystając z programów numerycznych rozwiązujących równanie typu (3) w przestrzeni 3D można skonstruować geometrię generatora tak, że ruchomy zwierak jest reprezentowany przez zwarty na końcu odcinek falowodu prostokątnego o długości l (jak to widać na Rys. 3). Wyznaczając współczynnik odbicia fali Γ dla różnych długości l , można ze wzoru $P_R/P_I = |\Gamma|^2$ otrzymać poszukiwaną charakterystykę strojenia. Metoda, którą nazwalismy metodą bezpośrednią, jest jednak mało efektywna, gdyż wymaga nowych obliczeń przy każdej zmianie długości l .

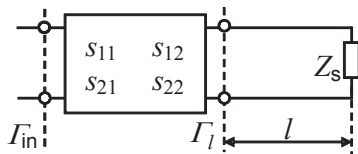
Aby otrzymać charakterystyki strojenia w bardziej wydajny sposób, zaproponowałam metodę, w której generator plazmy traktowany jest jako dwuwrotnik zakończony odcinkiem zwartej linii transmisyjnej (Rys. 11). W technice mikrofalowej dwuwrotnik taki można opisać za pomocą macierzy rozproszenia $\mathbf{S}$. Współczynnik odbicia fali w płaszczyźnie wejściowej dwuwrotnika Γ_{in} wyznacza się z zależności:

$$\Gamma_{in} = s_{11} + (s_{12}s_{21}\Gamma_l)/(1 - s_{22}\Gamma_l) \quad (4)$$

gdzie s_{11} , s_{12} , s_{21} , s_{22} są elementami macierzy $\mathbf{S}$. Współczynnik odbicia od zwarcia Γ_l w płaszczyźnie wyjściowej dwuwrotnika wyraża się wzorem

$$\Gamma_l = (z_l - 1)/(z_l + 1), \quad (5)$$

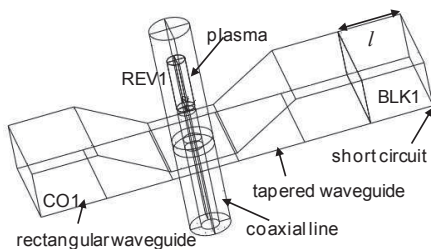
gdzie $z_l = j \tan(2\pi l/\lambda_g)$ to impedancja zwarcia w odległości l , unormowana w stosunku do impedancji charakterystycznej linii transmisyjnej.



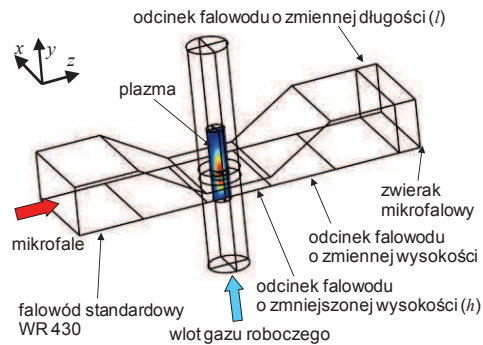
Rys.11. Generator plazmy jako dwuwrotnik zakończony zwarcie (impedancja $Z_s = 0$)

Zależności (4) i (5) umożliwiają wyznaczenie pełnej charakterystyki strojenia analitycznie, bez konieczności wykonywania obliczeń numerycznych dla każdego położenia l , a jedynie na podstawie znajomości elementów macierzy $\mathbf{S}$, której elementy wyznacza się jeden raz – dla generatora plazmy zakończonego obciążeniem dopasowanym.

Do obliczeń rozkładów pola elektromagnetycznego (3) wykorzystany został program COMSOL Multiphysics i na ich podstawie wyznaczone zostały elementy macierzy $\mathbf{S}$. W pracy [III.B.9] przedstawiono wyniki dla generatora plazmy zasilanego falowodowo o strukturze współosiowej i jednorodnej plazmy (Rys. 12a), a w pracach [H2] i [H4] dla generatora plazmy o strukturze cylindrycznej (Rys. 12b) dla plazmy o rozkładzie koncentracji elektronów jak na Rys. 2a. Dla obu generatorów plazmy celem było dobranie optymalnej wysokości h obniżonej sekcji falowodowej.



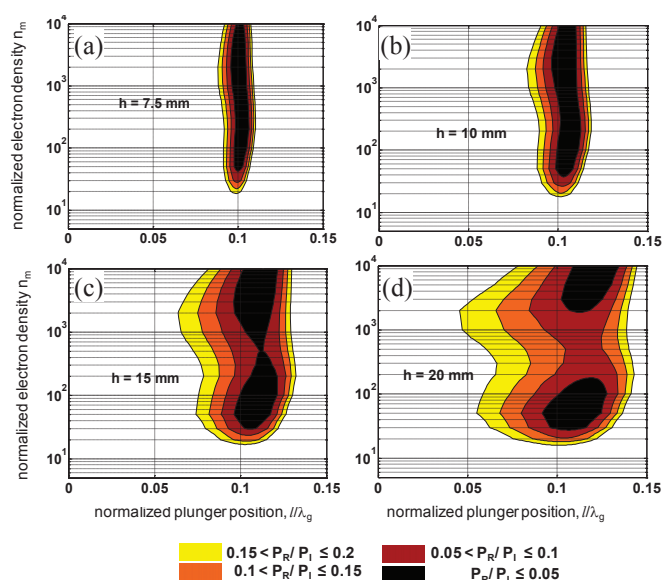
Rys.12. Schemat generatora plazmy zasilanego falowodowo zakończonego zwarcie. (a, u góry) o strukturze współosiowej. (b, po prawej) o strukturze cylindrycznej



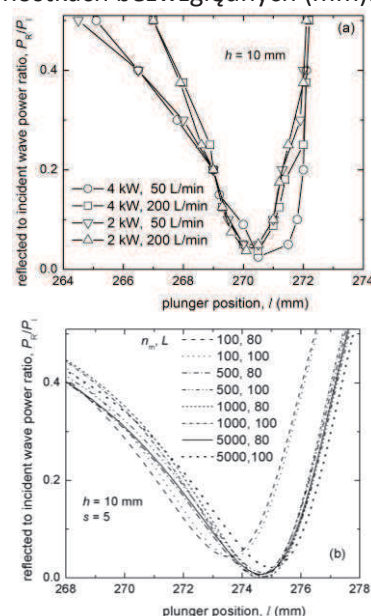
W pracy [III.B.9] wyznaczono rozkłady pola elektrycznego w generatorze dla różnych wartości n i położenia zwieraka mikrofalowego l oraz charakterystyki strojenia dla różnych wartości n i wysokości

h sekcji środkowej. Z charakterystyk wynika, że dobre dopasowanie ($P_R/P_I < 0.1$) można uzyskać dla małych wartości n , natomiast dla $n > 200$ dopasowanie generatora jest bardzo słabe, gdyż $P_R/P_I > 0.8$, co wynika z faktu, że ze wzrostem koncentracji n plazma zaczyna zachowywać się jak dobry przewodnik. Z drugiej strony, wynik był nieoczekiwany, gdyż z pomiarów wiadomo, że unormowana koncentracja elektronów w generatorze plazmy może przekroczyć nawet 10^5 , a mimo to moc fali obitej może być bliska zeru. Ten efekt można wytłumaczyć tym, że założenie jednorodnej koncentracji elektronów (powszechnie stosowane dla plazmy pod ciśnieniem obniżonym) jest niesłuszne dla plazmy pod ciśnieniem atmosferycznym, w której koncentracja elektronów jest na tyle duża, że silny efekt naskórkowy powoduje, że fala elektromagnetyczna "widzi" tylko zewnętrzną część płomienia plazmowego. Ponieważ wykazano, że założenie o jednorodnym rozkładzie parametrów plazmy prowadzi do wyników niefizycznych, w kolejnych pracach zawsze stosowano założenie o niejednorodnym rozkładzie koncentracji elektronów w plazmie.

W pracy [H4], będącej rozszerzeniem pracy [H2], pokazano, że charakterystyki strojenia uzyskane metodą bezpośrednią i metodą dwuwrotnika są identyczne, przedstawiono wpływ maksymalnej koncentracji elektronów w plazmie na charakterystyki strojenia dla założonych wymiarów generatora i parametrów plazmy. Zdefiniowano pojęcie charakterystyki operacyjnej i zaproponowano jej użycie w celu ułatwienia porównywania dużej liczby charakterystyk strojenia. Charakterystyki operacyjne to wykresy konturowe, w których na osi poziomej zaznaczone jest znormalizowane położenie zwieraka, na osi pionowej wartość n , zaś kolor obszarów objętych konturem zależy od wartości P_R/P_I , co zostało pokazane na Rys. 13. Zaproponowano następujące kryteria oceny charakterystyk operacyjnych w celu optymalizacji generatora plazmy: obszar ciemny ($P_R/P_I < 0.05$) powinien być (i) równoległy do osi pionowej (co oznacza, że charakterystyki strojenia nie zależą od położenia l), (ii) szeroki, (iii) ciągły. Przedstawiono charakterystyki operacyjne dla różnych wartości h oraz parametrów plazmy s i L . Z analizy charakterystyk operacyjnych wynika, że optymalna wysokość h obniżonej sekcji falowodowej wynosi 10 mm. Rzeczywiście, dla tak zoptymalizowanego generatora plazmy okazało się, że położenie minimum P_R/P_I nie zależy od pozycji zwieraka i parametrów plazmy, a jego wartość jest poniżej 0.05 (Rys. 14a). Zgodność między wynikami teoretycznymi a wynikami pomiaru jest bardzo dobra, co widać na Rys. 14, gdzie dla podkreślenia tej zgodności pozycję zwieraka pokazano jest w jednostkach bezwzględnych (mm).



Rys. 13. Charakterystyki operacyjne generatora plazmy mikrofalowej dla różnych wartości h



Rys. 14. Charakterystyki strojenia dla zoptymalizowanego generatora plazmy; (a) wyniki doświadczalne; (b) wyniki teoretyczne

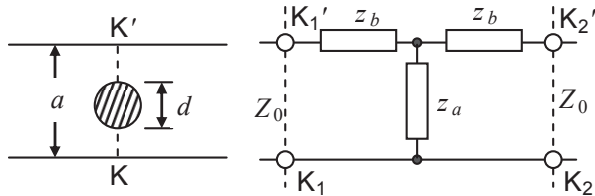
Choć zaproponowana metoda optymalizacji została wykorzystana do doboru wymiarów generatora o strukturze cylindrycznej, jest to metoda ogólna i może być wykorzystana do

optymalizacji innych typów generatorów strojonych ruchomym zwierakiem. Metoda ta została wykorzystana do optymalizacji mikrofalowych generatorów plazmy w pracach [16–20]. (Praca [H2] ma 4 cytowania wg WoS i 10 wg Google Scholar; a praca [H4] 19 cytowań wg WoS i 27 wg Google Scholar).

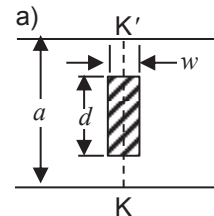
2.3. Metoda wyznaczania elementów obwodu zastępczego kolumny plazmy w falowodzie

W przedstawionych wyżej pracach wykazano, że opis generatora plazmy jako dwuwrotnika jest przydatny do optymalizacji generatorów. Jego wadą jest to, że nie daje intuicyjnego wglądu we właściwości generatora. Do tego celu bardziej przydatny jest opis za pomocą schematów zastępczych wykorzystujących impedancje. Jest to szczególnie przydatne, gdy znane są analityczne przybliżenia impedancji pozostałych elementów toru mikrofalowego. W dotychczas stosowanych w literaturze modelach mikrofalowych generatorów plazmy kolumna plazmy była przedstawiana za pomocą pojedynczej impedancji równoległej [21], której wartość można było wyznaczyć analitycznie wykorzystując metody wariacyjne dla przypadku $d < 0.1 \lambda_g$. W sytuacji, gdy zaczęto stosować generatory plazmy, w których średnica plazmy dochodzi do 0.4 szerokości falowodu lub plazma ma kształt pudełka dielektrycznego, pojawiła się konieczność opracowania nowych metod wyznaczania schematu zastępczego kolumny plazmy.

W pracy [H3] przedstawiono nową metodę wyznaczania schematu zastępczego kolumny plazmy umieszczonej w falowodzie prostokątnym, prostopadle do dłuższych ścian falowodu, gdy propaguje mod podstawowy fali (TM₁₀), z uwzględnieniem sytuacji, gdy średnica plazmy jest porównywalna z szerokością a falowodu (Rys. 15a). Takim przypadkiem jest generatora plazmy zasilany falowodowo o strukturze cylindrycznej. Zaproponowałam, aby obwód zastępczy kolumny plazmy w płaszczyźnie KK', przechodzącej przez jego środek i prostopadłej do ścian falowodu przedstawić w postaci układu impedancji typu T (Rys. 15b). W takim układzie impedancje szeregowo związane są z poprzecznymi właściwościami kolumny plazmy i dla promienia plazmy dążącego do zera muszą zanikać. Wartości impedancji równoległej z_a i dwóch jednakowych impedancji szeregowych z_b , unormowanych względem impedancji charakterystycznej falowodu Z_0 , wyrażone są liczbami zespolonymi.



Rys. 15. (a) Widok z góry kolumny plazmy w falowodzie, (b) obwód zastępczy kolumny plazmy



Rys. 16. Widok z góry pudełka plazmowego w falowodzie

Zaproponowana metoda wyznaczania wartości z_a i z_b składa się z następujących etapów. W pierwszym kroku wyznacza się numerycznie rozkłady natężenia pola elektrycznego $\mathbf{E}$ wewnątrz falowodu prostokątnego z kolumną plazmy, korzystając z równania (3) i przyjmując, że zespoloną przenikalność elektryczna plazmy można wyznaczyć ze wzoru (2). Następnie, na podstawie rozkładów pola elektrycznego wyznacza się elementy macierzy rozproszenia $\mathbf{S}$ dwuwrotnika odpowiadające odcinkowi falowodu z kolumną plazmy, przy założeniu, że tor falowodowy zakończony jest obciążeniem dopasowanym korzystając z zależności:

$$s_{11} = \int_{K_1} ((\mathbf{E} - \mathbf{E}_1) \cdot \mathbf{E}_1^*) dK_1 / \int_{K_1} (\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_1^*) dK_1, \quad (6a)$$

$$s_{21} = \int_{K_2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}_2^*) dK_2 / \int_{K_2} (\mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{E}_2^*) dK_2, \quad (6b)$$

gdzie $\mathbf{E}_1$ i $\mathbf{E}_2$ oznaczają natężenie pola elektrycznego modu podstawowego w płaszczyźnie wejściowej K_1 i wyjściowej K_2 , odpowiednio, symbol $*$ oznacza liczbę sprzężoną, całkowanie odbywa się po

przekroju poprzecznym płaszczyzn K_1 i K_2 . Jeśli dwuwrotnik jest symetryczny i odwracalny, to zachodzi $S_{22}=S_{11}$ oraz $S_{12}=S_{21}$. Macierz impedancji Z wyznacza się z zależności znanej z teorii obwodów

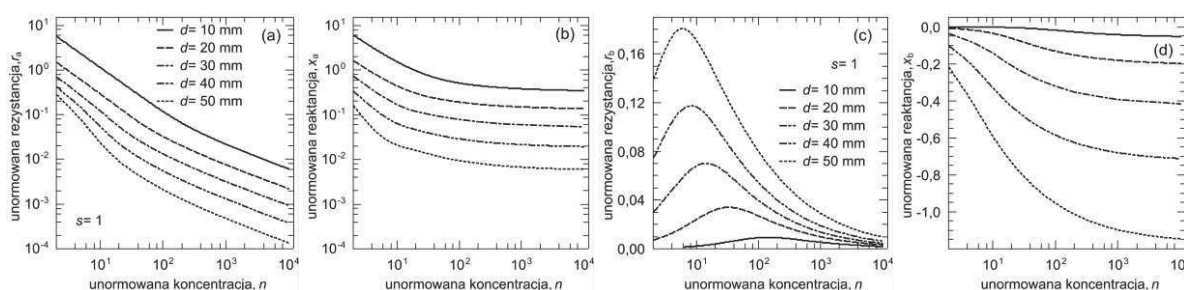
$$Z=(E-S)^{-1}(E+S), \quad (7)$$

gdzie macierz E jest macierzą jednostkową. Poszukiwane elementy obwodu zastępczego wyznacza się z zależności: $z_a = z_{12}$ i $z_b = z_{11} - z_{12}$. Warto zwrócić uwagę, że wartości obu impedancji nie zależą od wysokości falowodu.

Opracowaną metodę wykorzystano do obliczeń impedancji plazmy o cechach odpowiadających plazmie uzyskiwanej w generatorach plazmy zasilanych falowodowo. Do obliczeń wykorzystano program COMSOL Multiphysics, a obliczenia wykonano dla częstotliwości pola $f = 2.45\text{GHz}$, szerokości $a = 109\text{ mm}$ odpowiadającej szerokości standardowego falowodu WR430, średnicy plazmy d od 10 do 50 mm, normowanej koncentracji elektronów n od 2 do 10^5 (odpowiada to n_e od $1.5 \cdot 10^{17}\text{ m}^{-3}$ do $7.5 \cdot 10^{20}\text{ m}^{-3}$), unormowanej częstości zderzeń s od 0.01 do 10.

Wyznaczono dwuwymiarowe rozkłady modułu $|E|$ w falowodzie, z których wynika, że od strony płaszczyzny wejściowej rozkłady te odpowiadają fali stojącej. Ze wzrostem średnicy kolumny rośnie wartość mocy fali odbitej. Dla wartości $d \geq 30\text{ mm}$ i $n > 20$ pole elektryczne praktycznie nie wnika do plazmy. Zbadano wpływ unormowanej koncentracji elektronów n , częstości zderzeń s oraz średnicy plazmy d na unormowaną równoległą rezystancję $r_a = \text{Re}(z_a)$ i reaktancję $x_a = \text{Im}(z_a)$ oraz na szeregową rezystancję $r_b = \text{Re}(z_b)$ i reaktancję $x_b = \text{Im}(z_b)$ i wyniki przedstawiono na wykresach (przykładowe wykresy pokazane są na Rys. 17).

Wpływ n . Wykazano, że ze wzrostem n zarówno rezystancja r_a , jak i reaktancja x_a maleją, przy czym r_a maleje do zera, natomiast x_a do wartości asymptotycznej, odpowiadającej reaktancji kołka metalowego w falowodzie prostokątnym. Dla małych koncentracji elektronów n wartości r_a i x_a są zbliżone. Obie te wielkości maleją ze wzrostem średnicy plazmy. Rezystancja szeregową jest niemonotoniczną funkcją n . Wartość i położenie maksimum zależą od średnicy plazmy. Im większa jest średnica plazmy, tym większa jest wartość r_b , co jest zgodne z przewidywaniami. Reaktancja szeregową x_b ma wartość ujemną. Jej wartość bezwzględna rośnie ze wzrostem koncentracji elektronów i średnicy plazmy.



Rys. 17. Wpływ unormowanej koncentracji elektronów na unormowane: (a) rezystancję równoległą, (b) reaktancję równoległą, (c) rezystancję szeregową, (d) reaktancję szeregową.

Wpływ s . Wykazano, że rezystancja równoległa i szeregową rosną ze wzrostem s dla wszystkich średnic plazmy. W skali podwójnie logarytmicznej jest to zależność prawie liniowa, przy czym ze wzrostem średnicy plazmy d rezystancja równoległa maleje, natomiast szeregową rośnie. Obie reaktancje prawie nie zależą od s . Reaktancja szeregową ma wartość ujemną w całym analizowanym zakresie zmiennych. Ze wzrostem średnicy plazmy wartość bezwzględna składowej szeregową reaktancji rośnie, natomiast składowej równoległej maleje. Główny wniosek z pracy [H3] jest taki, że schemat zastępczy kolumny plazmy o średnicy większej lub równej $0.2a$ musi uwzględniać impedancję szeregową, gdyż wartości jej składowych stają się porównywalne z wartościami impedancji równoległej. Zaproponowany schemat zastępczy typu T kolumny plazmy został wykorzystany do stworzenia schematu zastępczego generatora plazmy w pracy [22].

Przedstawioną metodę wykorzystałam również w pracy [III.B.20] do wyznaczenia schematu zastępczego płaszczyzny plazmowej [10], gdy plazma wytwarzana jest wewnątrz prostopadłościennego, cienkiego pudełka plazmowego (Rys. 16, str.17). Znajomość impedancji pudełka

plazmowego umożliwia oszacowanie różnicy wysokości falowodów w generatorze z Rys. 7. Wyniki dotyczące schematu zastępczego pudełka plazmowego przygotowywane są do publikacji.

Opracowana metoda wyznaczania elementów schematu zastępczego plazmy w falowodzie może być przydatna do optymalizacji generatorów plazmy metodą alternatywną do przedstawionej w pracy [H4], a zaprezentowaną np. w pracy [21]. Metoda i otrzymane wyniki mogą być również przydatne do szacowania parametrów plazmy na podstawie wyznaczonego doświadczalnie współczynnika odbicia. (Ze względu na efekt naskórkowy tylko dla wyładowań w gazie pod niskim ciśnieniem).

3. Schemat kinetyki reakcji chemicznych zachodzących w wyładowaniu w metanie

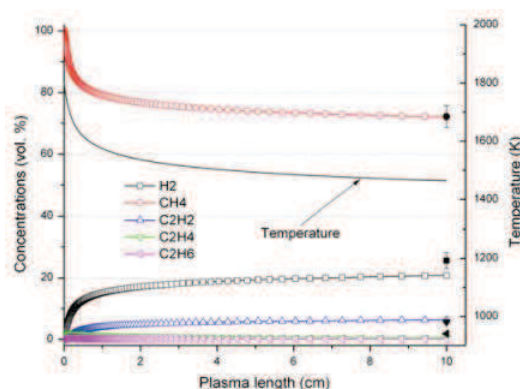
Ponieważ jednym z zastosowań omawianych wyżej generatorów plazmy, była produkcja wodoru z metanu (a docelowo z biogazu), istotne było ustalenie, jak procesy zachodzące w wyładowaniu wpływają na mechanizmy chemiczne i temu zagadnieniu poświęcony został artykuł [H9]. Model odnosił się do wyładowania w bezdyszowym generatorze plazmy zasilanym falowodowo, podobnym do pokazanego na Rys. 12b z kwarcową rurą wyładowczą o średnicy 20 mm i zmodyfikowanym wlotem gazu, umożliwiającym przepływ wirowy, który zmniejsza radialne niejednorodności plazmy i chłodzi rurę wyładowczą. W pracy przyjęto, że głównym mechanizmem produkcji wodoru z metanu jest piroliza, którą można przedstawić wykorzystując opracowany na Uniwersytecie w Leeds mechanizm oksydacji metanu (ang. *Leeds methane oxidation mechanism*), jednak bez reakcji z udziałem azotu i tlenu. Zmodyfikowany przez nas schemat obejmuje 20 rodzajów cząstek i 48 reakcji. Nie uwzględniono w nim reakcji z udziałem elektronów, gdyż z naszej wcześniejszej pracy [23] wynikało, że zredukowane pole elektryczne E/N w analizowanym generatorze plazmy jest rzędu 1 Td i elektrony tracą ponad 90% energii w zderzeniach niesprężystych na wzbudzenie molekuł, co powoduje, że ich energia jest zbyt mała do wywołania jonizacji lub dysocjacji.

W pracy [H9] zaproponowano trzy modele reaktorów chemicznych: 0D, 1D oraz 1D z chłodzeniem. W pierwszym zastosowano model reaktora typu adiabatycznego o stałej objętości (*Calorimetric Bomb Reactor*), wykorzystujący układ równań zawierający: (i) równanie zachowania masy dla każdego składnika mieszaniny, (ii) prawo zachowania energii uwzględniające zmianę entalpii każdego ze składników, (iii) równanie stanu. Obliczenia przeprowadzono dla temperatury początkowej od 1000 K do 5000 K i czasu przebywania do 1 s, co obejmuje zakres zmian większy niż wyznaczony eksperymentalnie. Wyniki przedstawiono w formie zależności od początkowej temperatury i czasu dla cząstek, których koncentracje były mierzone w wyładowaniu, czyli substratu CH_4 i produktów H_2 , C_2H_2 (acetylen), C_2H_4 (etylen) oraz C_2H_6 (etan). Obliczone koncentracje zgadzały się dobrze z wynikami doświadczalnymi dla temperatur 1500, 1700 i 1900 K odpowiadających absorbowanej mocy mikrofal, odpowiednio 2, 3 i 4 kW.

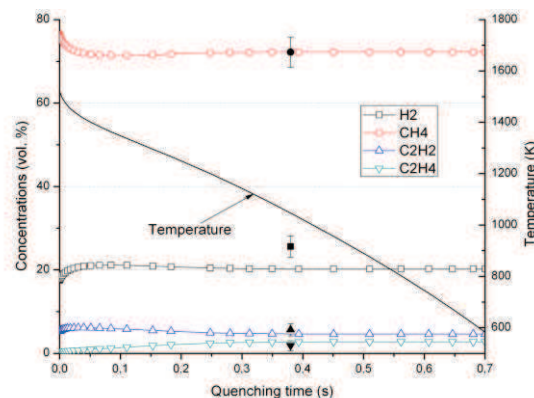
W modelu 1D generator plazmy był – zgodnie z wynikami eksperymentu – przedstawiony jako cylinder o średnicy 20 mm i długości 100 mm. Do obliczeń zastosowano model reaktora przepływowego (*Plug Flow Reactor*) zakładając zmiany parametrów wzdłuż długości wyładowania i wykorzystano układ równań zawierający: (i) równanie zachowania masy całego układu, (ii) równanie zachowania pędu, (iii) równanie zachowania energii, (iv) równanie zachowania masy dla każdego składnika mieszaniny. W wyniku otrzymano rozkłady koncentracji głównych składników plazmy wzdłuż wyładowania. Wyniki obliczeń dla początkowej temperatury 2000 K porównano z wynikami doświadczalnymi dla położenia 10 cm, uzyskując dobrą zgodność (Rys. 18).

Model jednowymiarowy został uzupełniony o analizę chłodzenia plazmy, gdyż w eksperymencie istotna jest koncentracja składników gazu nie w samym płomieniu plazmowym, ale na wylocie rury wyładowczej, gdzie temperatura jest znacznie niższa. Z obliczeń wynika, że głównymi produktami pirolizy metanu CH_4 są wodór oraz acetylen C_2H_2 i etylen C_2H_4 . Koncentracje składników stabilizują się względnie szybko, bo po około 0.5 s. Ich wartości (dla temperatury początkowej 1800 K i czasu chłodzenia 0.38 s) dobrze zgadzają się z wynikami doświadczalnymi (Rys. 19). Nieco wyższą koncentrację wodoru uzyskaną w eksperymencie można wytłumaczyć obecnością pary wodnej w gazie roboczym.

Opracowany model kinetyki reakcji chemicznych pochodzi ze znacznie obszerniejszego zbioru reakcji. Eliminacja mniej istotnych reakcji została przeprowadzona została przez nas bardzo skrupulatnie, a każda z pozostawionych reakcji jest istotna i jej usunięcie mogłoby prowadzić do znaczących zmian wyników. Zostało to wykazane przez analizę wkładu poszczególnych reakcji do produkcji i zaniku głównych składników mieszaniny. Zaproponowany przez nas schemat reakcji może być podstawą analizy pirolizy metanu bez obecności tlenu i azotu.



Rys. 18. Koncentracja głównych składników gazu i temperatury gazu wzdłuż plazmy wyznaczonych z modelu 1D PFR dla początkowej temperatury 1800 K. Doświadczalne wartości koncentracji na końcu płomienia plazmowego: CH₄ (●), H₂ (■), C₂H₂ (▲) i C₂H₄ (▼)



Rys. 19. Zmiana w czasie koncentracji głównych składników gazu i temperatury gazu wyznaczonych z modelu 1D PFR + chłodzenie dla początkowej temperatury 2000 K. Doświadczalne wartości koncentracji: CH₄ (●), H₂ (■), C₂H₂ (▲) i C₂H₄ (▼)

Oba modele 1D dają dobry wgląd w przebieg reakcji chemicznych w procesie produkcji wodoru z metanu w wyładowaniu mikrofalowym, wyjaśniają wyniki eksperymentalne oraz pokazują najważniejsze reakcje odpowiedzialne za konwersję metanu i produkcję związków wykrytych w doświadczeniu. Najważniejsze wnioski z obliczeń pokazanych w pracy są następujące: (i) proces pirolizy metanu nie zachodzi w plazmie (gdzie temperatura wynosi 4000-7700 K), ale w obszarze wirowego przepływu gazu (gdzie temperatura wynosi 1500-2000 K), (ii) główny mechanizm kinetyki reakcji wynika z grzania gazu, a nie ze zderzeń elektronowych. (Praca [H9] ma 19 cytowań wg WoS.)

4. Samouzgodnione płynowe modele wyładowań mikrofalowych

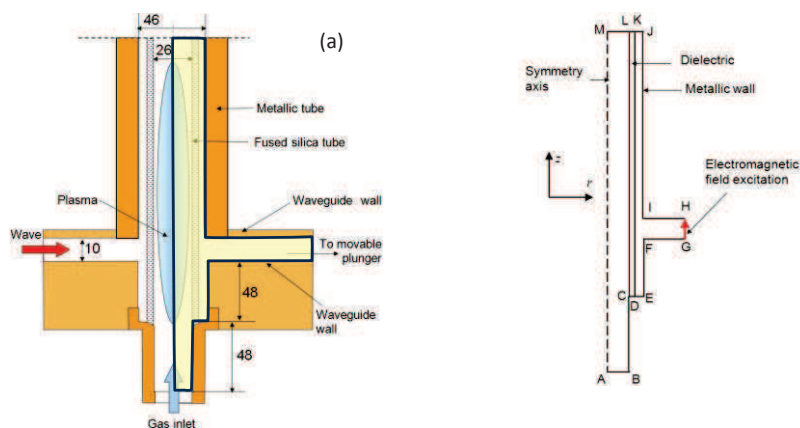
Omówione wyżej modele generatorów plazmy poświęcone były głównie wyznaczaniu rozkładów pola elektrycznego dla plazmy o parametrach określonych, znanych z doświadczenia parametrach albo dla zadanego zbioru możliwych parametrów (ang. *parametric study*). To drugie rozwiązanie umożliwia zbadanie zachowania plazmy w różnych warunkach wyładowania. Takie modelowanie jest względnie łatwe i szybkie i często daje dostateczny wgląd w zjawiska występujące w doświadczeniu. Drugi typ modelu plazmy – model kinetyczny – bada wpływ temperatury i czasu przebywania gazu w płomieniu plazmy na kinetykę reakcji zachodzących w reaktorach plazmowych.

Najbardziej zaawansowane modele to modele samouzgodnione, w których danymi wejściowymi są wielkości, które można zmieniać eksperymentalnie, czyli: geometria i wymiary generatora plazmy, częstotliwość pola elektromagnetycznego, ciśnienie gazu oraz moc mikrofal absorbowana w wyładowaniu. Pozostałe wielkości, czyli parametry plazmy i rozkłady pola elektromagnetycznego wyznaczane są w sposób samouzgodniony. Model uwzględnia to, że zjawiska związane z generacją plazmy i rozchodzeniem się fali elektromagnetycznej są ze sobą związane: pole elektromagnetyczne wytwarza plazmę, a ta stanowi ośrodek, w którym fala może się rozchodzić. W ramach prezentowanego cyklu prac opracowane zostały dwa modele samouzgodnione wyładowań w plazmie. Pierwszy dotyczy wyładowania w argonie w generatorze plazmy o strukturze cylindrycznej z dużym przepływem gazu i jego celem było uzyskanie rezultatów, które pomogą zrozumieć i zoptymalizować urządzenie wykorzystywane w naszym laboratorium. Drugi model

dotyczy wyładowania w gazie pod bardzo niskim ciśnieniem, wytwarzanym w komorze wyładowczej zasilanej z anteny. Jego celem była analiza teoretyczna, dająca wgląd w ogólne zjawiska zachodzące w wyładowaniu w plazmie.

4.1. Płynowy, samouzgodniony model wyładowania w mikrofalowym generatorze plazmy z dużym przepływem gazu

W pracy [H8] przedstawiono płynowy model wyładowania w mikrofalowym generatorze plazmy zasilanym falowodowo o strukturze cylindrycznej (Rys. 20) stosowanym w naszym laboratorium do obróbki gazów. Wyładowanie zachodzi w rurze kwarcowej o średnicy wewnętrznej 26 mm, co zapewnia możliwość uzyskania dużego (powyżej 100 dm³/min) przepływu gazu. Taki przepływ umożliwia obróbkę dużej ilości gazu w jednostce czasu, chłodzi ściany rury wyładowczej przedłużając jej trwałość, a ponadto zapobiega zjawisku filamentacji, czyli powstawaniu wielu włókien plazmowych, typowemu dla wyładowań w gazach atomowych pod ciśnieniem zbliżonym do atmosferycznego. Należy zauważyć, że rura metalowa, która chroni przed stratami energii i jest elementem toru mikrofalowego, utrudnia obserwację plazmy. Nawet jeśli wytnie się w niej równoległą do osi szczelinę do podglądu plazmy, to informacja, którą się uzyskuje, jest uśredniona wzdłuż średnicy plazmy i nie zawiera danych o radialnych rozkładach parametrów. Wyniki modelowania mogą zatem dać wgląd w zachowanie i właściwości plazmy.



Rys. 20. (a) Schemat generatora plazmy, wymiary w milimetrach, (b) obszar obliczeń numerycznych

Według wiedzy autorów był to pierwszy samouzgodniony model wyładowania w mikrofalowym generatorze z dużym przepływem gazu. Jako gaz roboczy wybrano argon, który jest typowym gazem wykorzystywanym przy obróbce gazów, często jako gaz nośny i składnik mieszanin. Przyjęto następujące założenia: (i) plazma jest ośrodkiem ciągłym (płynem), (ii) jest quasi-neutralna, (iii) składa się z: atomów gazu, elektronów oraz jonów jednododatnich, (iii) można ją scharakteryzować za pomocą dwóch temperatur: temperatury gazu T_g i temperatury elektronów T_e , (iv) jest w równowadze chemicznej, czyli jej skład zależy tylko od ciśnienia p oraz temperatur T_g i T_e , (v) przepływ gazu jest laminarny, (vi) wszystkie składniki plazmy unoszone są z tą samą prędkością, (vii) efekty grawitacyjne i rozpraszanie energii związaną z lepkością można zaniedbać. Rozkłady pola elektrycznego, temperatury T_g i T_e , prędkości $\mathbf{u}$, ciśnienia p , koncentracji elektronów uzyskano rozwiązując jednocześnie niezależne od czasu równanie (3) oraz zależne od czasu równania: równanie zachowania energii elektronów, równanie zachowania energii cząstek ciężkich, równanie bilansu elektronów, równanie ciągłości masy dla ośrodka ściśliwego i równanie Naviera-Stokesa dla ośrodka ściśliwego o postaci

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} k_B T_e n_e \right) + \nabla \cdot \left(\frac{5}{2} k_B T_e n_e \mathbf{u} \right) + \nabla \cdot (-\lambda_e \nabla T_e) = \frac{1}{2} \sigma |E^2| + \\ - (3/2) k_B n_e \delta \nu (T_e - T_g) - n_e U^* \nu^* - \mathbf{u} \cdot \nabla (k_B T_e n_e) - Q_{\text{rad}} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho C_p T)_g + \nabla \cdot (\rho C_p T_g \mathbf{u}) = -p \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (-\lambda_g \nabla T_g) + (3/2) k_B n_e \delta(T_e - T_g) \quad (9)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (-D_{amb} \nabla n_e + \mathbf{u} n_e) = R_e \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (11)$$

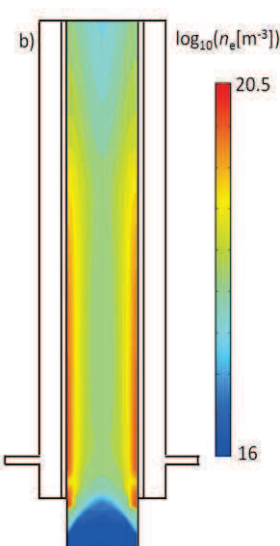
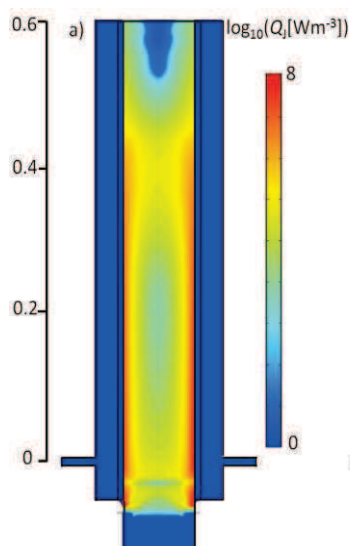
$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu (\nabla \cdot \mathbf{u} + (\nabla \cdot \mathbf{u})^T) - (2/3) \mu (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I}], \quad (12)$$

gdzie t jest czasem, σ – przewodnością elektryczną właściwą, δ – średnim ułamkiem energii traconej przez elektron w pojedynczym zderzeniu, λ_g – przewodnością cieplną właściwą gazu cząstek ciężkich, λ_e – przewodnością cieplną właściwą gazu elektronowego, U^* – energią pierwszego stanu wzbudzonego atomu, ν^* – częstością zderzeń niesprężystych na wzbudzenia atomu, C_p – ciepłem właściwym gazu pod stałym ciśnieniem, ρ – gęstością gazu, D_{amb} – współczynnikiem dyfuzji ambipolarnej, R_e – członem źródłowym uwzględniającym zjawiska jonizacji i rekombinacji, μ – lepkością dynamiczną gazu, Q_{rad} – energią wypromieniowaną w formie światła, $\mathbf{I}$ – macierzą jednostkową. Współczynniki materiałowe są funkcjami T_g , T_e , n_e . Koncentrację jonów uzyskano z warunku quasi-neutralności, natomiast koncentrację atomów z prawa Daltona. Równania uzupełniono o odpowiednie warunki brzegowe. Wartość Q_{rad} wyznaczono jak dla wyładowań łukowych, a uwzględnienie członu R_e wyznaczonego w ramach modelu zderzeniowo radiacyjnego [24] zamiast pełnej kinetyki reakcji znacznie uprościło analizę.

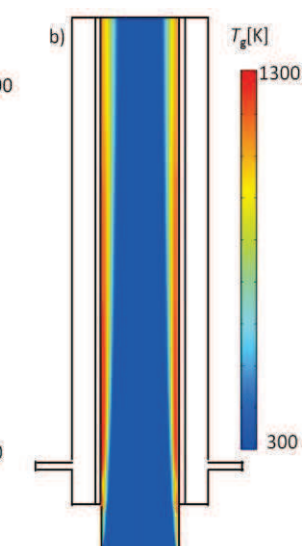
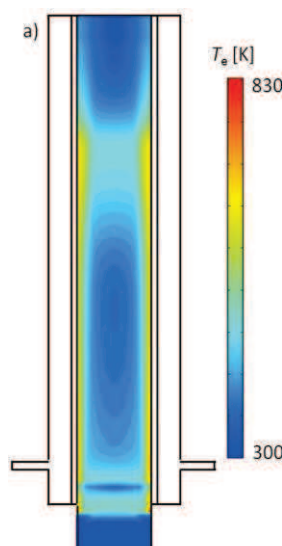
Obliczenia przeprowadzono dla następujących warunków wyładowania: $f = 2.45$ GHz, $p = 1$ atm, natężenie przepływu gazu $120 \text{ dm}^3/\text{min}$, grubość rury wyładowczej 1 mm , długość rury wyładowczej 65 cm , przenikalność elektryczna materiału rury wyładowczej $\epsilon_d = 3.78$, temperatura gazu na wlocie $T_{g0} = 300 \text{ K}$, temperatura ściany $T_{g1} = 700 \text{ K}$, promień powierzchni pobudzenia fali 10 cm , wysokość obszaru pobudzenia 10 mm , moc absorbowana 1 kW .

Przykładowe wyniki obliczeń pokazane są na Rys. 21-23, 25 i 26. Wynika z nich, że rozkłady parametrów plazmy i pól elektrycznych w generatorze plazmy są silnie niejednorodne radialnie, co jest związane z efektem naskórkowym oraz dużym przepływem gazu na osi rury wyładowczej. Rozkłady są również niejednorodne osiowo, czyli wzdłuż rury wyładowczej; zmieniają się one niemonotonicznie. Jedno maksimum tych wielkości jest w pobliżu obszaru pobudzania fali, drugie występuje dla E i T_e w pobliżu końca kolumny plazmy. Maksymalna temperatura gazu wynosi 1300 K , natomiast maksymalna koncentracja elektronów – $2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, co zgadza się z wynikami eksperymentalnymi. Prędkość przepływu gazu $\mathbf{u}$ rośnie wzdłuż osi wyładowania, co jest efektem grzania gazu i zwiększania jego objętości.

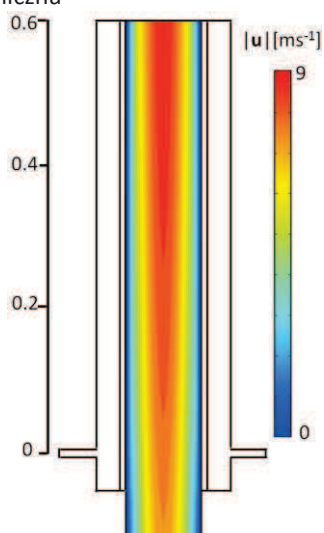
Z obliczeń wynika, że radialny rozkład koncentracji elektronów w analizowanym wyładowaniu jest inny niż w wyładowaniach w kapilarach, lub typu pochodnia plazmowa [2], gdyż jego maksimum nie jest na osi, tylko w pobliżu ścian rury wyładowczej. Zostało to następnie potwierdzone eksperymentalnie [25], gdy wykonano zdjęcie wyładowania z dołu (Rys. 24). Widać na nim, że plazma wytworzona została jedynie przy ścianach rury wyładowczej, natomiast na osi rury płynie nieświecący gaz. Duża niejednorodność parametrów plazmy jest zwykle zjawiskiem niekorzystnym, jeśli chodzi o obróbkę gazu. Dlatego jednym z wniosków wynikających z obliczeń jest konieczność wyrównania występujących gradientów parametrów plazmy. Jednym z rozwiązań jest stosowanie zamiast przepływu osiowego – przepływu wirowego lub mieszanego: osiowego i wirowego. Dodanie przepływu wirowego zwiększa czas przebywania cząstek w obszarze plazmy, a ponadto powoduje wymieszanie się cząstek. W przypadku wyładowania w metanie dla przepływu wirowego uzyskano plazmę w całym przekroju rury wyładowczej [25].



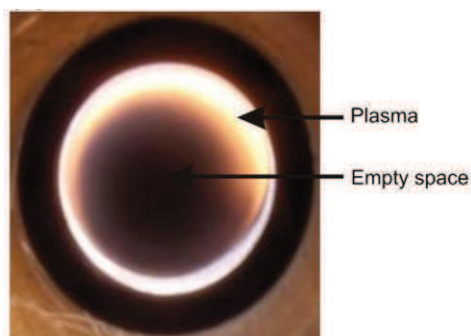
Rys. 21. Dwuwymiarowe rozkłady (a) gęstości mocy absorbowanej w plazmie, (b) koncentracji elektronów
Skala logarytmiczna



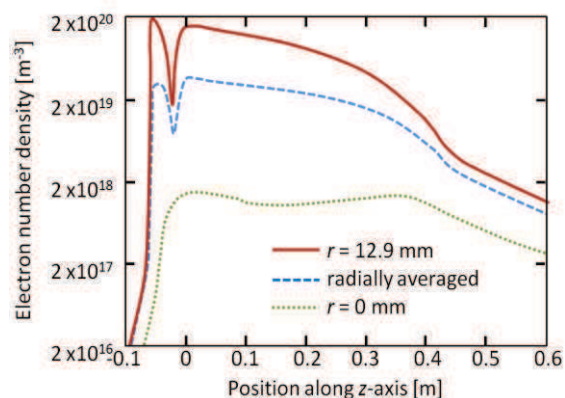
Rys. 22. Dwuwymiarowe rozkłady (a) temperatury elektronów i (b) gazu



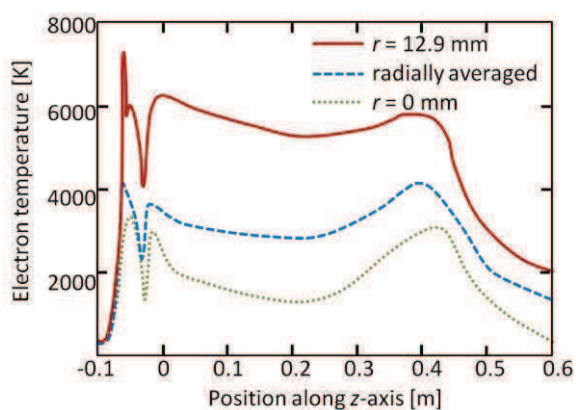
Rys. 23. Dwuwymiarowe rozkłady prędkości gazu



Rys. 24. Zdjęcie płomienia plazmowego widziane z dołu [25]



Rys. 25. Osiowe rozkłady koncentracji elektronów



Rys. 26. Osiowe rozkłady temperatury elektronów

4.2. Płynowy, samouzgodniony model wyładowania w gazie pod niskim ciśnieniem w mikrofalowym generatorze plazmy zasilanym z anteny

W pracy [H10] przedstawiono model wyładowania mikrofalowego w gazie pod niskim ciśnieniem. W takich warunkach koncentracja elektronów jest znacznie niższa niż w gazie pod ciśnieniem atmosferycznym i częstość zderzeń elektronów z cząstkami ciężkimi v jest mała w porównaniu z częstością kołową pola ω , co powoduje, że przekazywanie energii cząstkom gazu jest mało efektywne, wobec czego często zakłada się, że temperatura gazu jest równa temperaturze otoczenia. Ponadto, głównym mechanizmem zaniku elektronów jest dyfuzja ambipolarna, natomiast mało istotna jest rekombinacja, która dominuje w wyładowaniach pod ciśnieniem atmosferycznym. Powoduje to, że choć niektóre mechanizmy obu typów wyładowań są takie same, równania bilansu elektronów i bilansu energii mogą mieć inną postać niż dla modeli wyładowań pod ciśnieniem atmosferycznym. W pracy [H10] przeprowadzono analizę teoretyczną zachowania się pola elektrycznego podtrzymującego wyładowanie mikrofalowe E_0 . Jest to istotny parametr, gdyż od niego zależą współczynniki transportu plazmy oraz np. współczynniki jonizacji. Z prac wcześniejszych wiadomo, że pole E_0 parametrem wewnętrznym wyładowania i nie może być zmieniane przez proste zwiększanie lub zmniejszanie mocy doprowadzonej do wyładowania. Zwiększenie tej mocy powoduje bowiem zwiększenie koncentracji elektronów i ich energii, a nie musi się prowadzić do wzrostu wartości pola E_0 , która w warunkach dyfuzji ambipolarnej zależy od wymiarów komory wyładowczej. Zagadnienie to było to analizowane w literaturze dla wyładowań z falą powierzchniową przez porównanie dwóch wielkości: mocy absorbowanej przez elektron w wyładowaniu $\theta_A(E)$, będącej funkcją pola elektrycznego oraz mocy traconej przez elektron w zderzeniach z cząstkami ciężkimi $\theta_L(<U>)$, będącej funkcją średniej energii elektronów U . W stanie stacjonarnym wyładowania musi być spełniony warunek bilansu energii dla elektronu

$$\theta_A(E) = \theta_L(<U>), \quad (13)$$

z którego wynika, że pole elektryczne w wyładowaniu "dopasowuje się" do strat energii elektronu.

Opracowany w [H10] model opisywał wyładowanie w argonie w generatorze plazmy zasilanym z dwóch anten utworzonych z przewodu wewnętrznego 50 Ω -wej linii współosiowej [26] (Rys.27a). Pojawiły się w nim przewidziane teoretycznie periodyczne niestabilności parametryczne. Niestabilności takie pojawiają się, gdy pole elektryczne w wyładowaniu E_0 jest tak duże, że wymuszona przez nie amplituda drgań elektronu $x=eE_0/m\omega^2$ jest większa niż długość Debye'a $\lambda_{De}=[\epsilon_0 k_B T_e / (e^2 n_e)]^{0.5}$, co powoduje, że elektrony nie ekranują ładunku jonów. Celem obliczeń było sprawdzenie, czy rzeczywiście w warunkach z [26] możliwe jest osiągnięcie warunku $x \geq \lambda_{De}$ i wyjaśnienie, które mechanizmy są odpowiedzialne za istnienie tak dużego pola elektrycznego, ponieważ z oszacowań ze wzoru (13) wynikało, że pole to jest znacznie niższe.

Przyjęto, że plazma składa się z elektronów, atomów w stanie podstawowym Ar, atomów wzbudzonych w stanie metastabilnym Ar_m oraz jonów Ar^+ . Wykorzystano równanie bilansu elektronów n_e i równanie zachowania energii elektronów w postaci uwzględniającej dryf w polu elektrycznym i dyfuzję

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e) + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e E_e) + \nabla \cdot \Gamma_e + \mathbf{E}_a \cdot \Gamma_e = S_e + (1/2)\sigma |\mathbf{E}|^2 \quad (15)$$

gdzie n_e jest gęstością energii elektronów, wektory Γ_e i Γ_e reprezentują, odpowiednio, strumień elektronów i strumień energii elektronów i $\Gamma_e = -n_e(\mu_e \mathbf{E}_a) - D_e \nabla n_e$ oraz $\Gamma_e = -n_e(\mu_e \mathbf{E}_a) - D_e \nabla n_e$, D_e – jest współczynnikiem dyfuzji elektronów, D_e – współczynnikiem dyfuzji energii elektronów, μ_e – współczynnikiem ruchliwości elektronów, μ_e – współczynnikiem ruchliwości energii elektronów, S_e – energią traconą przez elektron w zderzeniach z cząstkami ciężkimi, którą podobnie jak człon źródłowy R_e wyznacza się ze znajomości kinetyki reakcji i zderzeń w plazmie. Iloczyn $\mathbf{E}_a \cdot \Gamma_e$ reprezentuje grzanie omowe związane z polem statycznym, powstającym w wyniku dyfuzji ambipolarnej, $\mathbf{E}_a = -\nabla V$, którego potencjał V wyznacza się z równania Poissona

$$-\nabla \cdot \varepsilon_0 \nabla V = \rho_V, \quad (16)$$

gdzie ρ_V jest gęstością ładunku objętościowego. Pole elektromagnetyczne wyznacza się ze wzoru (3), a przenikalność elektryczną plazmy ze wzoru (2). Koncentracje jonów i atomów wzbudzonych wyznacza się z

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} (w_k) + \nabla \cdot (\rho w_k \mathbf{V}_k) = R_k, \quad (17)$$

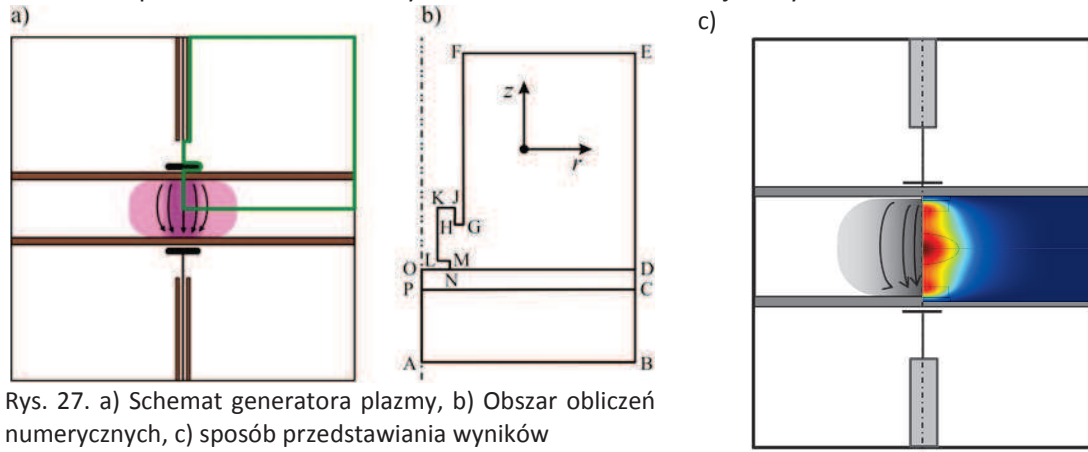
gdzie w_k jest ułamkiem masowym cząstki typu k w mieszaninie (1: Ar^+ , 2: Ar_m), $\mathbf{V}_k$ – dla cząstek obojętnych jest prędkością dyfuzyjną, a dla cząstek naładowanych – sumą prędkości dyfuzyjnej i dryfu w statycznym polu elektrycznym. Koncentrację atomów w stanie podstawowym uzyskuje się z warunku, że suma ułamków masowych wszystkich cząstek wynosi 1. Człon źródłowy wyznacza się ze znajomości reakcji i zderzeń w plazmie. Przyjętą kinetykę reakcji i zderzeń przedstawia Tabela 1.

Tabela 1. Cząstki w plazmie oraz zderzenia i reakcje, w których biorą udział.

Reakcja	Wzór	$\Delta\varepsilon(\text{eV})$
1	$e + \text{Ar} \Rightarrow e + \text{Ar}$	0
2	$e + \text{Ar} \Rightarrow e + \text{Ar}_m$	11.5
3	$e + \text{Ar}_m \Rightarrow e + \text{Ar}$	-11.5
4	$\text{Ar}_m + \text{Ar} \Rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}$	–
5	$e + \text{Ar} \Rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	15.8
6	$e + \text{Ar}_m \Rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	4.24
7	$\text{Ar}_m + \text{Ar}_m \Rightarrow e + \text{Ar} + \text{Ar}^+$	–

Współczynniki reakcji k_i wykorzystane do wyznaczenia członów źródłowych oraz współczynniki ruchliwości μ_e i μ_{Ar} zostały wyznaczone przez rozwiązanie równania Boltzmanna [15], a odpowiednie współczynniki dyfuzji – z zależności Einsteina. W modelu pominięto przepływ oraz grzanie gazu, przyjmując temperaturę $T_g = 300 \text{ K}$.

Równania uzupełniono odpowiednimi warunkami brzegowymi (Rys. 27b) i rozwiązano zakładając wymiary generatora jak w eksperymencie dla ciśnienia gazu 0.1 Torr (13.3 Pa) i częstotliwości pola 2.45 GHz dla różnych wartości absorbowanej mocy mikrofal.



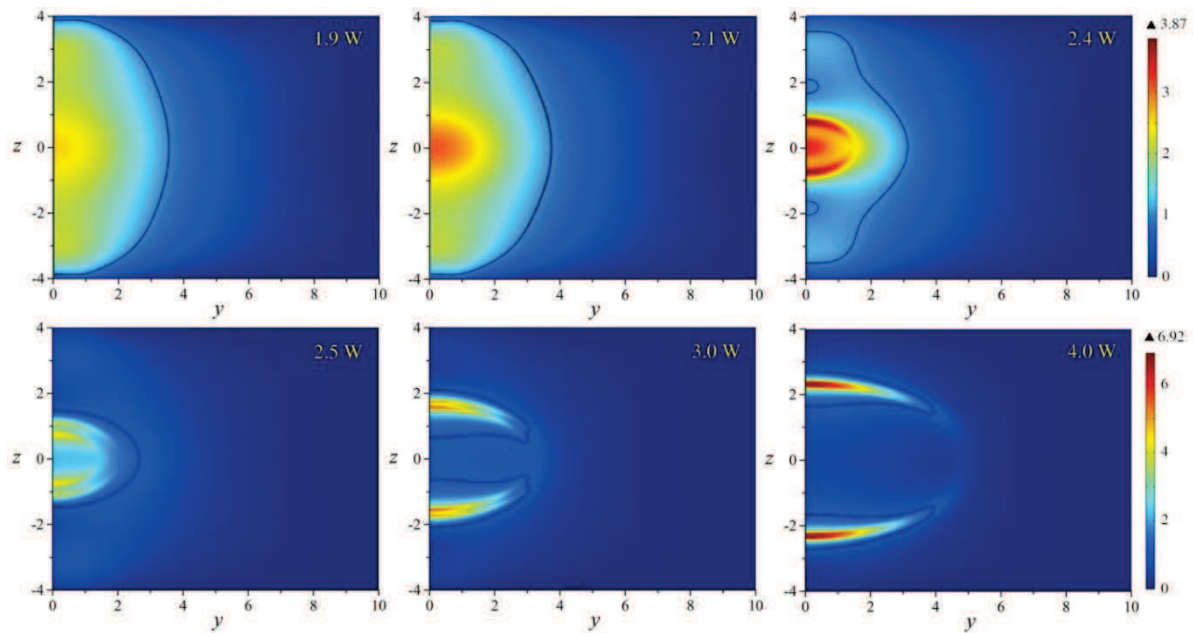
Rys. 27. a) Schemat generatora plazmy, b) Obszar obliczeń numerycznych, c) sposób przedstawiania wyników

Wynikiem obliczeń były przestrzenne rozkłady następujących wielkości: koncentracji elektronów, modułu pola elektrycznego mikrofal $|\mathbf{E}|$, gęstości mocy absorbowanej w plazmie, temperatury elektronów, stosunku x/λ_{De} (Rys. 28) i wartości $\log_{10}(\theta_A/\theta_L)$ (Rys. 29). Z obliczeń wynika, że w analizowanym zakresie mocy absorbowanej możliwe jest uzyskanie warunku $x/\lambda_{\text{De}} \geq 1$, dla którego obserwuje się periodyczne niestabilności parametryczne (Rys. 28). Ponadto, analizując przestrzenne rozkłady mocy $\theta_A(E)$ i $\theta_L(<U>)$ stwierdzono, że znacznie się one różnią (Rys. 29). Wynika stąd, że warunek bilansu (13) należy uogólnić do postaci

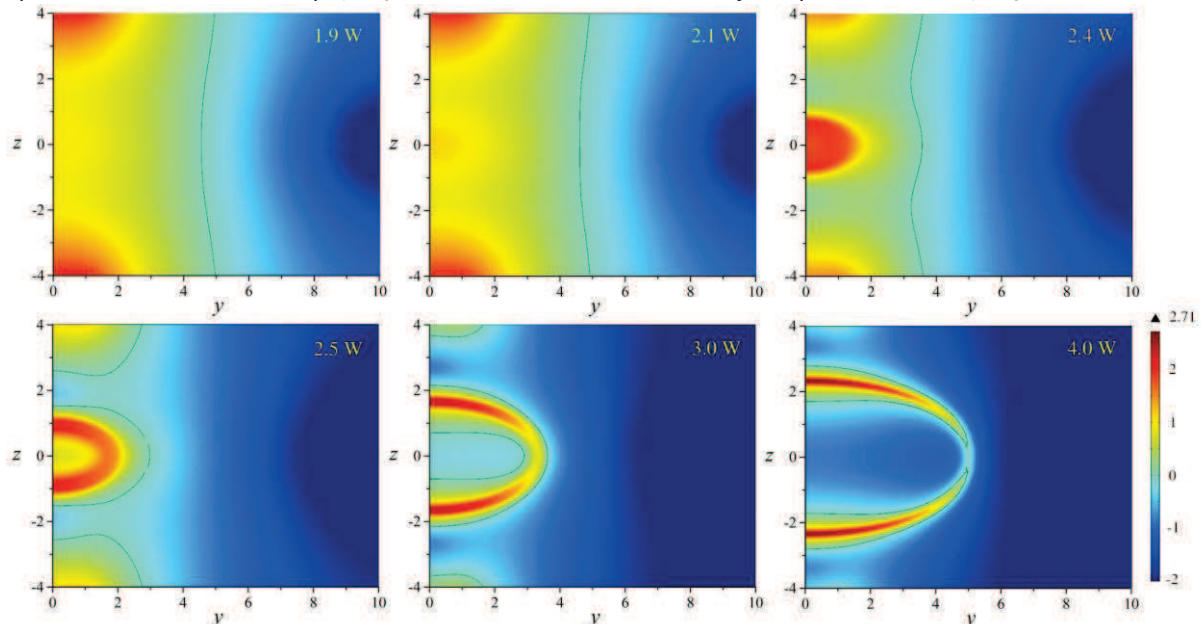
$$\theta_A V_A n_{eA} = \theta_L V_L n_{eL}, \quad (18)$$

gdzie V_A i V_L są objętościami, w których zachodzi, odpowiednio, absorpcja i strata mocy, a n_{eA} i n_{eL} są średnimi koncentracjami elektronów w obszarze, odpowiednio, absorpcji i strat mocy (dyfuzja). Z warunku (18) i wyznaczonej koncentracji elektronów wynika wniosek, że jeśli absorpcja zachodzi

w objętości mniejszej niż rozpraszanie energii ($V_A < V_L$), to możliwe jest uzyskanie wyższych wartości pola elektrycznego, niż gdy objętości te są równe. Oznacza to, że jedną z metod uzyskania wysokiej wartości pola elektrycznego w wyładowaniu jest zwiększenie niejednorodności wyładowania, tak by zachodziło $V_A < V_L$. Jest to ważny wniosek, gdyż – choć obliczenia były przeprowadzone dla szczególnego przypadku wyładowania w warunkach dyfuzji ambipolarnej – można go uogólnić na inne rodzaje wyładowań, również wyładowania prądu stałego i częstotliwości radiowych. W szczególności można zastosować ten wynik do wyjaśnienia właściwości mikrowyładowań, w których uzyskuje się wyższy stopień jonizacji gazu i wyższe stopnie wzbudzenia atomów niż w wyładowaniach zachodzących w dużej objętości.



Rys. 28. Przestrzenne rozkłady x/λ_{De} dla kilku wartości absorbowanej mocy; czarne linie: $x/\lambda_{De}=1$

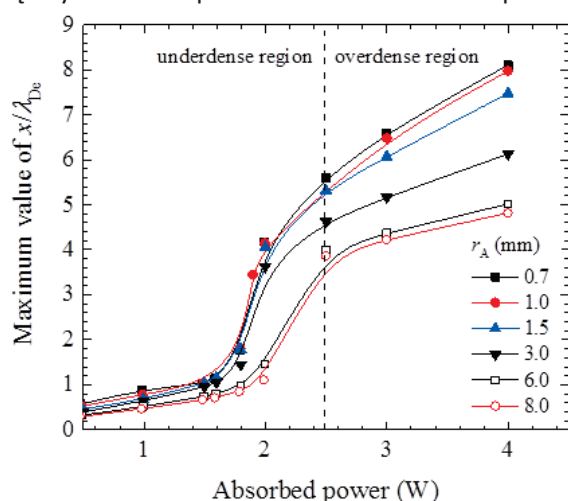


Rys. 29. Przestrzenne rozkłady $\log_{10}(\theta_A/\theta_L)$ dla różnych wartości mocy absorbowanej. Czarne linie: $\theta_A=\theta_L$

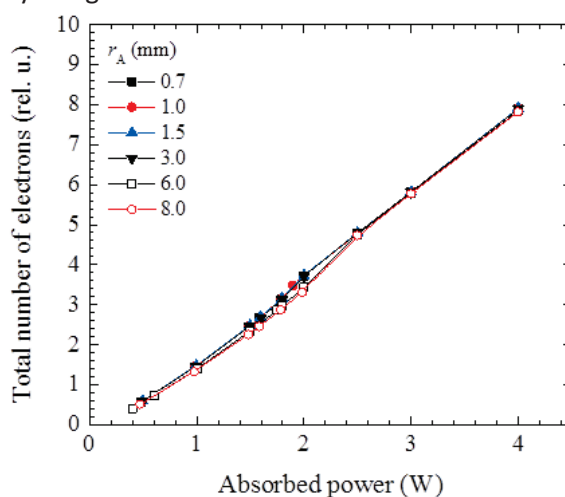
Praca [H11], która na życzenie redakcji czasopisma przyjęła postać przeglądu tematycznego (ang. *topical review*), poświęcona jest głównie generatorom plazmy z falą powierzchniową oraz pokazaniu, jak znajomość właściwości tych wyładowań może pomóc w analizie plazmy wytwarzanej w innych typach generatorów. Omówione zostały w niej wyładowania generowane w gazach

zarówno pod obniżonym jak i wysokim ciśnieniem, pracujących w trybie ciągłym, jak i impulsowym, zarówno, wytwarzających plazmę w kształcie kolumny, płomienia, o przekroju pierścieniowym, jak i płaskich warstw. Omówione zostały także właściwości plazmy generowanej w takich wyładowaniach w zależności od ciśnienia, częstotliwości fali, wymiarów rury wyładowczej. Omówiono pojęcie mocy absorbowanej/traconej przypadającej na elektron (θ_A/θ_L) i pokazano, jak wielkość ta ułatwia zrozumienie i interpretację zjawisk zachodzących w wyładowaniach i jak można ją zastosować do innych rodzajów wyładowań. W szczególności (i) może ona służyć jako miara efektywności wyładowań w różnych obszarach (dyfuzyjnym, rekombinacyjnym), (ii) może być parametrem w tzw. prawach podobieństwa wyładowań, (iii) pozwala oszacować wartości pola elektrycznego w mikrowyładowaniach i w warunkach elektronowego rezonansu cyklotronowego ECR. W Aneksie, dodanym na życzenie redaktorów, przedstawiono metody wyznaczania zależności dyspersyjnych fal elektromagnetycznych rozchodzących się w różnych przewodnicach zawierających plazmę.

Ponadto, w pracy tej kontynuowano analizę z artykułu [H10] dotyczącą bilansu energii dla elektronu oraz znaczenia i interpretacji wielkości $\theta_L(<U>)$. Na podstawie modelu zaproponowanego w [H11] wykonano nowe obliczenia i zbadano wpływ wielkości promienia anteny na parametry plazmy w generatorze plazmy z Rys.27a. Zgodnie z oczekiwaniami wynikającymi z przyjętej interpretacji θ_L , stwierdzono, że zmniejszenie promienia anteny powoduje zwiększenie niejednorodności parametrów wyładowania (zmniejsza się objętość V_A) i wynikający z tego wzrost pola elektrycznego podtrzymującego wyładowanie, co wyraża się wzrostem stosunku x/λ_{De} (Rys. 30). Jednocześnie stwierdzono, że całkowita ilość elektronów wytworzonych w wyładowaniu nie zależy od średnicy anteny, czyli od niejednorodności pola elektrycznego, a jest liniową funkcją absorbowanej mocy (Rys. 31). Oznacza to, że średnia moc absorbowana przypadająca na elektron (wyznaczona jako całkowita moc absorbowana/całkowita ilość elektronów) jest stała w wyładowaniu i nie zależy od wielkości obszaru, w którym moc fali jest absorbowana. To prowadzi do wniosku, że wyładowania, w których obszar absorpcji energii elektrycznej jest znacznie ograniczony (wyładowania helikalne, mikrowyładowania), choć umożliwiają osiągnięcie wyższych stopni jonizacji gazu i wzbudzenia atomów, nie są bardziej efektywne energetycznie. Zwrócono uwagę, że bilans energii (18) nie ma zastosowania w wyładowaniach impulsowych o krótkim impulsie, w którym mechanizmy strat energii są zbyt wolne w porównaniu ze zmianami pola elektrycznego.



Rys. 30. Obliczona maksymalna wartość x/λ_{De} w funkcji absorbowanej mocy dla różnych wartości promienia anteny



Rys. 31. Obliczona całkowita liczba elektronów w wyładowaniu w funkcji absorbowanej mocy dla różnych wartości promienia anteny

Dodatkowo, w pracy [H10], analizując wyniki z literatury (doświadczalne i numeryczne) dotyczące wyładowań typu mikrofalowa pochodnia plazmowa i przeprowadzając własne obliczenia, wykazaliśmy, że wzdłuż włókna plazmowego wytwarzanego w takich wyładowaniach rozchodzi się fala powierzchniowa. Zagadnienie to było przedmiotem kontrowersji w literaturze.

Ponadto w omawianej pracy zasygnalizowano nieanalizowane dotychczas zjawisko, czyli wpływ rury (siatki) ekranującej na parametry wyładowania. Z analiz teoretycznych dla wyładowań z elektromagnetyczną falą biegnącą wiadomo było, że obecność rury ekranującej wpływa na rozchodzenie się tej fali, jednak jeśli promień jest dostatecznie duży, to wpływ rury na parametry wyładowania można zaniedbać. Z doświadczeń wykonanych na Uniwersytecie Montrealskim wynika jednak, że obecność rury wpływa znacząco na długość wyładowania i parametry plazmy. W szczególności, długość wyładowania z ekranującą rurą jest większa niż bez niej, choć z szacunków związanych z propagacją i tłumieniem fali wynika, że powinno być odwrotnie. Ten fakt wyjaśniliśmy przyjmując, że oprócz tłumienia fali związanego z generacją plazmy, istotnym czynnikiem jest promieniowanie pochodzące zarówno ze szczeliny generatora plazmy, jak i z samej kolumny plazmy, która działa jak antena. Podaliśmy metodę szacowania strat związanych z promieniowaniem i oszacowaliśmy, że dochodzą one do 28% doprowadzonej mocy.

To istotne z punktu widzenia optymalizacji i zwiększania efektywności generatorów plazmy zagadnienie będzie przedmiotem naszych dalszych analiz. Nowe wyniki były prezentowane w formie zaproszonego referatu [27] i są przygotowywane do publikacji w czasopiśmie.

5. Podsumowanie dokonań

Do moich oryginalnych osiągnięć podczas realizacji badań mogę zaliczyć:

1. Opracowanie metody optymalizacji transferu energii w mikrofalowych generatorach plazmy strojonych pojedynczym zwierakiem i zastosowanie jej do optymalizacji generatora z dużym przepływem gazu.
2. Opracowanie metody wyznaczania schematu zastępczego naczynia z plazmą umieszczonego w falowodzie i zastosowanie jej do wyznaczenia schematu zastępczego kolumny plazmy w falowodzie prostokątnym i pudełka z plazmą w falowodzie prostokątnym.
3. Wykazanie, że w warunkach dostrojenia generatora plazmy strojonego zwierakiem mikrofalowym, rozkład pola elektrycznego wokół osi kolumny plazmy jest niesymetryczny i jego maksimum przesunięte jest w stronę zwieraka.
4. Zbadanie wpływu geometrii różnych generatorów plazmy i właściwości plazmy na rozkłady pola elektrycznego w generatorze plazmy. Wyznaczenie optymalnych wymiarów dla uzyskania samozapłonu wyładowania. Zbadanie wpływu wymiarów na częstotliwości własne w generatorze plazmy typu komora rezonansowa.
5. Zbadanie wpływu geometrii, wymiarów i natężenia przepływu na rozkłady pola prędkości gazu roboczego w pudełku plazmowym do wytwarzania płaszczyzny plazmowej i dobór takich wymiarów, które zapewniają jednorodną plazmę na wylocie pudełka.
6. Opracowanie samouzgodnionego modelu wyładowania mikrofalowego w gazie pod ciśnieniem atmosferycznym w generatorze plazmy z dużym przepływem i wykonanie symulacji numerycznych dla wyładowania w argonie. Wykazanie, że przy osiowym przepływie gazu maksymalne wartości koncentracji elektronów są przy ścianach rury wyładowczej.
7. Opracowanie samouzgodnionego modelu wyładowania mikrofalowego w argonie pod niskim ciśnieniem w warunkach bardzo wysokich pól elektrycznych. Wykazanie, że w takim generatorze zachodzą warunki do wystąpienia periodycznych niestabilności parametrycznych. Uogólnienie bilansu energii dla pojedynczego elektronu stosowanego do analizy wyładowań.
8. Wykazanie, że zwiększenie niejednorodności wyładowania (np. przez zmniejszenie stosunku objętości, w której energia mikrofal jest absorbowana, do objętości, w której energia jest rozpraszana) prowadzi do zwiększenia wartości pola elektrycznego podtrzymującego wyładowanie i zwiększenia efektywności reakcji plazmowych, co wyjaśnia m.in. właściwości mikrowyładowań.

9. Opracowanie schematu kinetyki reakcji chemicznych pirolizy metanu bez azotu i tlenu oraz wykazaniu, że można go stosować do analizy produkcji wodoru w wyładowaniu mikrofalowym w rurze dielektrycznej. Wykazaniu, że proces pirolizy metanu w wyładowaniu mikrofalowym w rurze dielektrycznej nie zachodzi w samej plazmie, ale w obszarze wirowego przepływu gazu i jest związany głównie z grzaniem gazu, a nie procesami elektronowymi.
10. Wykazanie, że przy analizie bilansu energii wyładowania mikrofalowego, które nie jest ekranowane, nie można pominąć promieniowania kolumny plazmy, gdyż moc wypromieniowana może dochodzić do 30% mocy dostarczonej do generatora plazmy. Podanie sposobu szacowania strat związanych z promieniowaniem przez analizę zależności długości wyładowania od dostarczonej mocy.

Dalsze moje badania będą dotyczyły:

1. Prac teoretycznych związanych z modyfikacją generatora płaszczyzny plazmowej, polegającej na zmianie sposobu zasilania z falowodowego na mikropaskowy, dzięki czemu zmniejszy się ciężar całego generatora i będzie on wygodniejszy do niektórych zastosowań.
2. Analizy promieniowania elektromagnetycznego z generatora plazmy w zależności od jego konstrukcji i zmniejszeniu strat energii wynikających z tego promieniowania.
3. Prac nad wykorzystaniem generatorów plazmy mikrofalowej do usuwania CO₂.

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo - badawczych (artystycznych).

W nawiasach kwadratowych podano odniesienia do publikacji zamieszczonych w Załączniku 5

Przed doktoratem

Moja praca magisterska była elementem projektu prowadzonego na Wydziale Elektroniki Politechnice Gdańskiej pt. *Radiator do hipertermii mikrofalowej guzów nowotworowych*. W ramach tego projektu opracowałam metodę pomiaru zespolonej przenikalności elektrycznej materiałów biologicznych w zakresie mikrofal. Zaprojektowana przeze mnie sonda nadawała się do pomiaru właściwości elektrycznych niewielkich ilości ciekłych, silnie stratnych materiałów. Wykorzystując tę sondę opracowałam metodę wytwarzania ciekłych fantomów o zadanych właściwościach elektrycznych, przeznaczoną do odtwarzania cech tkanek biologicznych. fantomy te były wykorzystywane do badań właściwości radiatorów do hipertermii mikrofalowej. Wyniki prac zostały przedstawione w publikacji, na konferencjach i w raporcie z umowy.

W ramach doktoratu zajmowałam się modelowaniem wyładowań z falą powierzchniową zachodzących w rurach dielektrycznych o małym promieniu (kapilarach). Moje badania dotyczyły wyładowań pod ciśnieniem atmosferycznym, które wówczas – w odróżnieniu od wyładowań pod ciśnieniem obniżonym – nie miały opisu teoretycznego. W ramach tych badań powstały m.in. prace [II.A.1 – II.A.4, II.A.8-II.A.10, II.A.12, II.E.1, II.E.6]. Zostały w nich przedstawione modele wyładowań zachodzących w azocie, argonie i neonie. We wszystkich tych modelach wykorzystane zostało założenie o lokalnej jednorodności wyładowania, słuszne dla wyładowań długich, czyli takich, w których długość wytworzonej kolumny plazmy jest dużo większa od jej średnicy. Założenie to pozwala na to, aby oddzielnie wyznaczać radialne i osiowe rozkłady wyładowania, aby w następnym kroku odpowiednio je połączyć. Wzór umożliwiający połączenie tych rozkładów został przedstawiony w pracach [II.A.1 i II.E.1] i był stosowany we wszystkich wymienionych pracach. Rozkłady osiowe wyładowania były wyznaczane na podstawie charakterystyk tłumienia wyznaczanych dla fali powierzchniowej rozchodzącej się w ośrodku stratnym (jakim jest plazma pod ciśnieniem atmosferycznym) otoczonym jedną lub wieloma (gdy uwzględniamy rurę z cieczą chłodzącą) rurami dielektrycznym. Dla wyładowań pod ciśnieniem atmosferycznym opis propagacji fali wymagał formalizmu zespolonego. Rozkłady radialne wyładowania uwzględniały rodzaj gazu i tak: dla wyładowania w azocie, który jest gazem cząsteczkowym, zostało wykorzystane założenie o lokalnej równowadze termicznej, natomiast dla wyładowań w argonie i neonie, które są gazami szlachetnymi, został zastosowany model dwutemperaturowy plazmy. Zgodność wyników modelowania z doświadczeniem była dobra. Prace [II.A.5 i II.A.6] poświęcone były wyłącznie analizie propagacji fali powierzchniowej w określonych przewodnicach. W pierwszej z nich wyprowadzono analityczne zależności na współczynnik tłumienia i propagacji fali dla gęstej plazmy o małym promieniu i przez porównanie z rozwiązaniami numerycznymi określono zakres stosowalności przybliżeń. Druga z prac poświęcona była analizie propagacji fali w przewodnicy typu, w której plazma znajduje się na zewnątrz rury dielektrycznej, a jej przekrój poprzeczny ma kształt pierścienia. Zbadano charakterystyki propagacyjne takiej przewodnicy i określono, jakie mody mogą się w niej rozchodzić.

Oprócz prac nad doktoratem, w ramach projektu *Optymalizacja metod generacji i modelowania wyładowań mikrofalowych dla eliminacji ekologicznie szkodliwych gazów* (lata 2000-2002) opracowałam program numeryczny CORONA, przeznaczony do badania kinetyki reakcji chemicznych zachodzących w wyładowaniu koronowym. Program ten – napisany był w języku Fortran – uwzględniał fakt, że schemat kinetyki obejmować może kilkaset reakcji i że pole elektryczne impulsu może być wyrażone skomplikowaną funkcją. Wyniki zostały przedstawione w pracy [II.E.2], doniesieniu konferencyjnym i opracowaniach wewnętrznych.

W ramach projektu *Projektowanie, modelowanie, diagnostyka i optymalizacja mikrofalowych źródeł plazmy dla zastosowań w przemysłowych instalacjach oczyszczania gazów odlotowych* (2002-2006) pracowałam nad modelowaniem wyładowań mikrofalowych typu pochodnia plazmowa zachodzących w zmodyfikowanym generatorze plazmy typu TIAGO (Torche à Injection Axiale sur Guide d'Ondes). Władowania te nie należą do wyładowań długich. Moje prace koncentrowały się głównie na wyznaczeniu rozkładu pola elektrycznego w obszarze kształtowania się fali pod-

trzymującej wyładowanie. Wyniki zostały przedstawione w kilku opracowaniach wewnętrznych i zostały wykorzystane do optymalizacji urządzeń przeznaczonych do oczyszczania gazów.

W ramach projektu *Development of general purpose software for plasma physics modeling*, uczestniczyłam w rozwijaniu pakietu PLASMAKIN do analizy kinetyki chemicznej wielu reakcji w plazmie (dostępnego na licencji wolne oprogramowanie) w wyładowaniach dowolnego typu i byłam współautorką doniesień konferencyjnych [III.B.4] oraz [II.L.1].

W latach 2004-2006 uczestniczyłam w projekcie dotyczącym rozpraszania elektronów i pozytonów na atomach gazów, w którym zajmowałam się obliczeniami numerycznymi. W pracy [II.A.7] wykorzystany został program rozwiązujący równanie kinetyczne Boltzmanna do zbadania wpływu przekrojów czynnych gazów trójatomowych N_2O i CO_2 na współczynniki transportu znane z doświadczenia i dopasowanie tych przekrojów do wyników eksperymentalnych. W pracy [II.A. 11] wyznaczone zostały przekroje czynne na rozpraszanie pozytonów na atomach argonu z wykorzystaniem nowego formalizmu, co umożliwiło otrzymanie zgodnego z eksperymentem obrazu rozpraszania w zakresie niskich energii. W ramach tego projektu byłam również współautorką doniesień na konferencjach związanych z edukacją fizyki, w których pokazaliśmy prosty, lecz pouczający sposób wyznaczania przekrojów czynnych na rozpraszanie elektronów (czyli obliczeń z zakresu mechaniki kwantowej) z wykorzystaniem arkusza kalkulacyjnego Microsoft Excel [G. Karwasz, H. Nowakowska, *Quantum scattering, calculated easily, 10th Workshop on Multimedia in Physics and Learning, Berlin, Germany, 5-7 October 2006*, i G. Karwasz, G. Osiński, H. Nowakowska, *Quantum (and relativistic) scattering, GIREP-EPEC Conference Frontiers of Physics Education, 26-31 August, 2007, Opatija, Croatia*].

Po doktoracie

W ramach projektów związanych z produkcją wodoru w wyładowaniach mikrofalowych brałam udział w projektowaniu eksperymentów i analizie ich wyników, m.in. w opracowaniu wielkości opisujących wydajność produkcji wodoru i szacowaniu jej kosztów. Wyniki przedstawione zostały w pracach [II.A.13, II.A.14 II.E.7 oraz II.E.8] i na konferencjach. Otrzymane wyniki potwierdziły, że przy odpowiednio zaprojektowanych generatorach plazmy reforming metanu prowadzony z wykorzystaniem plazmy mikrofalowej jest atrakcyjny pod względem energetycznym, gdyż daje wysoki stopień konwersji metanu (99%), selektywność konwersji 100% i bardzo dobrą masową i energetyczną wydajność produkcji wodoru. Projekt zakończył się zbudowaniem prototypowego mikrofalowego generatora do plazmowej produkcji wodoru metodą reformingu węglowodorów.

W ramach projektów poświęconych badaniu dielektroforezy, czyli wpływu pola elektrycznego działającego na granicy rozdziału dwóch faz (powietrze – ciecz dielektryczna), brałam udział w opracowaniu modelu i przeprowadzeniu obliczeń numerycznych sił działających na ciecz znajdującą się między okładkami kondensatora płaskiego o pionowo umieszczonych okładkach. Urządzenie to jest elementem mikrokontrolera mikroprzepływu. Wyniki przedstawione zostały przedstawione w pracach [II.A.16, II.E. 12 oraz II.E.13]

W ramach projektu współpracy z Zakładem Wymiany Ciepła IMP PAN brałam udział w opracowaniu modelu wymiany ciepła w magazynie ciepła typu rura w rurze z materiałem PCM [II.J.13] oraz w opracowaniu modelu przepływu dwufazowego w kapilarze w warunkach wrzenia cieczy zachodzącego przy menisku, którego wyniki przedstawiono w pracy [II.A.15].

W roku 2016 opracowałam model przepływu elektrohydrodynamicznego (EHD) układzie obejmującym cylindryczną elektrodę zewnętrzną i wewnętrzną elektrodę drutową, których osie są nieznacznie przesunięte [II.E.11]. Z literatury wiadomo, że w takim układzie nawet przy niewielkiej asymetrii (przesunięcie elektrody drutowej o 0.5% średnicy elektrody zewnętrznej) indukuje się silne pole przepływu, a analiza numeryczna tego zjawiska znana z literatury dawała wyniki znacznie różniące się od doświadczalnych. Opracowany przeze mnie model daje wyniki znacznie lepiej odtwarzające doświadczenie, zarówno jeśli chodzi o wartości, jak i kształt pola przepływu.

Gdańsk, 26 kwietnia 2019 r.

Helena Nowakowska

Literatura

- [1] Raizer Y P 1991 *Gas discharge physics* (Berlin Heidelberg: Springer Verlag)
- [2] Green K M, Borras M C, Woskov P P i in., 2001 *IEEE Transactions on Plasma Science* 29 399–406
- [3] Uhm H S, Hong Y C and Shin D H, 2006 *Plasma Sources Science and Technology* 15 S26–34
- [4] Radoiu M T, 2004 *Radiation Physics and Chemistry* 69 113–20
- [5] Radoiu M and Hussain S, 2009 *Microwave Journal of Hazardous Materials* 164 39–45
- [6] Mizeraczyk J, Jasiński M, Dors M and Zakrzewski Z, 2008 *AIP Conf. Proceedings* 993 287–94
- [7] Jasiński M and Mizeraczyk J, 2008 *Przegląd Elektrotechniczny* 84 78–80
- [8] *Hydrogen Roadmap Europe. A sustainable pathway for the European energy transition* 2019 (Belgium: Fuel Cells and Hydrogen 2 Joint Undertaking)
- [9] Snoeckx R and Bogaerts A, 2017 *Chemical Society Reviews* 46 5805–63
- [10] Jasiński M, Goch M and Mizeraczyk J, 2010 *Przegląd Elektrotechniczny* 86 112–4
- [11] Bae Y S, Lee W C, Ko K B i in., 2006 *J. Korean Phys. Soc.* 48 67–74
- [12] Hamdan A, Valade F, Margot J i in., *Plasma Sources Science and Technology* 26 015001
- [13] Beech P M, Jones S L and Shawcross J T, 2009 *Hydrogen production* US Patent 8,574,422, 2013
- [14] Hrycak B, Sikora A, Moczala M i in., *IEEE Transactions on Plasma Science* 47 1309–1315
- [15] Hagelaar G J M and Pitchford L C, 2005 *Plasma Sources Science and Technology* 14 722–33
- [16] Sobański M, Jasiński M and Mizeraczyk J, 2014 *Acta Physica Polonica A* 125 1309–12
- [17] Sobański M, Jasiński M and Mizeraczyk J, 2012 *Przegląd Elektrotechniczny* R. 88, nr 10b 135–8
- [18] Sobański M, Jasiński M and Mizeraczyk J, 2013 *Prace Instytutu Elektrotechniki* 261 105–14
- [19] Miotk R, Jasiński M and Mizeraczyk J, 2016 *Zeszyty Nauk. Akademii Morskiej w Gdyni* 95 7–14
- [20] Miotk R, Jasiński M and Mizeraczyk J 2018, *Plasma Sources Science and Technology* 27 035011
- [21] Fleisch T, Kabouzi Y, Moisan M, Pollak J i in., 2007 *Plasma Sources Science and Technology* 16 173–82
- [22] Sobański M, Lubański M, Jasiński M and Mizeraczyk J, 2013 *Przegląd Elektrotechniczny* 251–3
- [23] Nowakowska H, Jasiński M and Mizeraczyk J, XX European Conf. on the Atomic and Molecular Physics of ionized gases (Novi Sad, Serbia) 2010
- [24] Janssen G M, Dijk J van, Benoy D A i in., 1999 *Plasma Sources Science and Technology* 8 1–14
- [25] Jasiński M, Czyłkowski D, Hrycak B i in., 2013 *International Journal of Hydrogen Energy* 38 11473–83
- [26] Moisan M and Leprince P, 1975 *Beiträge aus der Plasmaphysik* 15 83–104
- [27] Moisan M, Levif P and Nowakowska H, 2018 *Proceedings of the X International Workshop on Microwave Discharges: Fundamentals and Applications (MD-10)* Microwave Discharges: Fundamentals and Applications. ed Y A Lebedev (Zvenigorod, Russia: Yanus-K, Moscow)

H. Nowakowska