

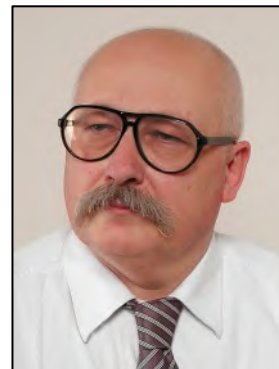
dr inż. Marek Andrzej Rabiński
Narodowe Centrum Badań Jądrowych

Autoreferat

Spis treści

1. Imiona i nazwisko	2
2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe	2
3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych	2
4. Wskazanie osiągnięcia naukowego	3
4.1. Tytuł osiągnięcia naukowego	3
4.2. Spis opublikowanego cyklu artykułów stanowiących osiągnięcie naukowe	3
4.3. Cel badań	5
4.4. Dyskusja wyników	5
4.4.1. Wprowadzenie	5
4.4.2. Struktura obszaru wyładowania w plazmie	7
4.4.3. Badania dynamiki plazmy w akceleratorze IPD – model ‘pługa śnieżnego’	9
Niestabilność Rayleigha-Taylora	14
4.4.4. Badania eksperymentalne procesu nakładania warstw	15
Szybka fotografia kadrowa wyładowań w plazmie	16
Strumienie jonów z akceleratora IPD	18
Erozja elektrody wewnętrznej	18
Akceleratory IPD z cylindryczną a prętową elektrodą zewnętrzną	19
4.4.5. Badania dynamiki plazmy w akceleratorze IPD – model MHD	21
Struktura wyładowania plazmowego	21
Badania alternatywnych wariantów wyładowania	23
Układ IPD wyzwany impulsowym zaworem gazowym	25
4.5. Wnioski	27
Spis publikacji (kontynuacja spisu w punkcie 4.2)	28
5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych	30
5.1. Działalność naukowa prowadzona przed doktoratem	30
5.2. Działalność naukowa po uzyskaniu stopnia doktora	30

Autoreferat



1. Imiona i nazwisko

Marek Andrzej Rabiński

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe

- 1985: doktorat z mechaniki stosowanej (z wyróżnieniem), Wydział Mechaniczny, Politechnika Świętokrzyska, Kielce – tytuł rozprawy doktorskiej: M. Rabiński "Komputerowa identyfikacja parametrów złożonych modeli matematycznych układów ciągłych zmodyfikowaną metodą Gaussa–Newtona" promotor: doc. dr hab. inż. Andrzej Masłowski; recenzenci: prof. dr hab. inż. Marek Dietrich, prof. dr hab. inż. Jan Osiecki
- 1976: mgr inż. mechanik (specjalność – energetyka jądrowa), Politechnika Warszawska,
- 1970–1976: studia na Wydziale Mechanicznym Energetyki i Lotnictwa Politechniki Warszawskiej.

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

Narodowe Centrum Badań Jądrowych (Zakład Fizyki Detektorów i Diagnostyki Plazmy), ul. A. Sołtana 7, 05–400 Otwock

poprzednie nazwy przed przekształceniami organizacyjnymi:

Instytut Badań Jądrowych (Zakład Fizyki Plazmy Wysokotemperaturowej),

Instytut Problemów Jądrowych (Zakład Fizyki i Technologii Plazmy)

- 1986–dziś: adiunkt
- 1980–1986: starszy asystent
- 1978–1980: asystent
- 1977–1978: inżynier mechanik.

- 2007–2011: kierownik Zakładu Fizyki i Technologii Plazmy
- 1997–2003: kierownik Sekcji Teorii Plazmy
- 1992–1996: kierownik Sekcji Teorii i Zastosowań Strumieni Plazmy
- 1986–1992: kierownik Sekcji Teorii Plazmy i Akwizycji Danych.

Wyższa Szkoła Działalności Gospodarczej (WSDG), Katedra Metod Ilościowych, Łabiszyńska 25, 03–204 Warszawa

- 1997–2006: wykładowca "Teorii Systemów i Cybernetyki" oraz "Badań Operacyjnych".

4. Wskazanie osiągnięcia naukowego

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. 2017 r. poz. 1789):

4.1. Tytuł osiągnięcia naukowego

Jako osiągnięcie naukowe w rozumieniu odpowiedniej ustawy przedstawiam serię monotematycznych publikacji naukowych pod zbiorczym tytułem:

“Badania dynamiki plazmy w rozwoju metody IPD impulsowego nakładania pokryć w inżynierii powierzchni”

4.2. Spis opublikowanego cyklu artykułów stanowiących osiągnięcie naukowe

Osiągnięcie naukowe stanowi jednotematyczny cykl publikacji w recenzowanych czasopismach o obiegu międzynarodowym:

- H 1. M. Rabiński, K. Zdunek: "Physical Model of Dynamic Phenomena in Impulse Plasma Coaxial Accelerator" Vacuum vol. 48 (7–9), pp. 715–718, 1997; DOI: 10.1016/S0042-207X(97)00060-2
- H 2. M. Rabiński, K. Zdunek: "Computer Simulations and Experimental Results in Studies of Plasma Dynamics during the Impulse Plasma Deposition Process", Surface and Coatings Technology, 116–119, pp. 679–684, 1999; DOI: 10.1016/S0257-8972(99)00128-0.
- H 3. M. Rabiński, K. Zdunek „Snow plow model of IPD discharge” Vacuum, vol. 70 (2003) pp. 303–306; DOI: 10.1016/S0042-207X(02)00659-0
- H 4. M. Rabiński, K. Zdunek „Rayleigh–Taylor instability in plasma jet from IPD accelerator”, Surf. Coat. Technol. Vol. 174–175 (2003) 964–967; DOI: 10.1016/S0257-8972(03)00534-6
- H 5. M. Rabiński, E. Wierzbiński, K. Zdunek „Studies of squirrel cage type coaxial accelerator for IPD process” Surf. Coat. Technol. Vol. 200 (2005) 788–791; DOI: 10.1016/j.surfcoat.2005.01.061
- H 6. M. Rabiński, K. Zdunek „Studies of discharge parameters influence on the IPD plasma deposition process” AIP 0-7354-0304-X/06/\$23.00, (2005) pp. 453–456
- H 7. M. Rabiński, K. Zdunek „Modelling of flow phenomena during the Impulse Plasma Deposition Process” EUROCON 2007 The International Conference on "Computer as a Tool", Warsaw, Poland, 2007-09-09 - 2007-09-12, IEEE No. 1-4244-0813-X/07/\$20.00_2007 (2007) p. 2177–2188
- H 8. M. Rabiński, K. Zdunek „Computational studies of plasma dynamics in Impulse Plasma Deposition coaxial accelerator” Surf. Coat. Technol. Vol. 201 (2007) 5438–5441; DOI: 10.1016/j.surfcoat.2006.07.005
- H 9. M. Rabiński, R. Chodun, K. Nowakowska-Langier, K. Zdunek „Computational modelling of discharges within Impulse Plasma Deposition accelerator with

gas valve” Phys. Scr. Vol. T161 (2014) 014049; DOI: 10.1088/0031-8949/2014/T161/014049

- H 10. M. Rabiński, K. Zdunek “Computational Studies of the Impulse Plasma Deposition Method” in: Tetsu Mieno (ed) “Plasma Science and Technology – Progress in Physical States and Chemical Reactions” InTech (2016) pp. 131-152; ISBN: 978-953-51-2280-7; DOI: 10.5772/61985;
<http://www.intechopen.com/books/plasma-science-and-technology-progress-in-physical-states-and-chemical-reactions/computational-studies-of-the-impulse-plasma-deposition-method>

4.3. Cel badań

Impulsowo-plazmowa metoda nakładania powłok (Impulse Plasma Deposition – IPD) została opracowana i wdrożona jako jedna z technik wykorzystywanych w inżynierii powierzchni. Zastosowanie plazmy impulsowej w warunkach niskiego ciśnienia okazało się niezwykle efektywnym rozwiązaniem osiągnięcia warunków niezbędnych do syntezy i osadzania cienkowarstwowych powłok na powierzchni podłoża.

Struktura plazmy w obszarze syntezy materiału powłok jest niezwykle istotna w punktu widzenia jakości wytwarzanych warstw, dlatego pogłębione zrozumienie przebiegu zjawisk istotnych dla technologii IPD jest niewątpliwym elementem optymalizacji procesu.

Celem prezentowanych badań było zwiększenie poziomu wiedzy dotyczącej dynamiki procesów podczas impulsowego osadzania cienkich warstw metodą IPD, pod kątem udoskonalenia i optymalizacji omawianej technologii inżynierii powierzchni, racjonalizacji procesu oraz wskazania alternatywnych rozwiązań.

4.4. Dyskusja wyników [H10, H1, H3]

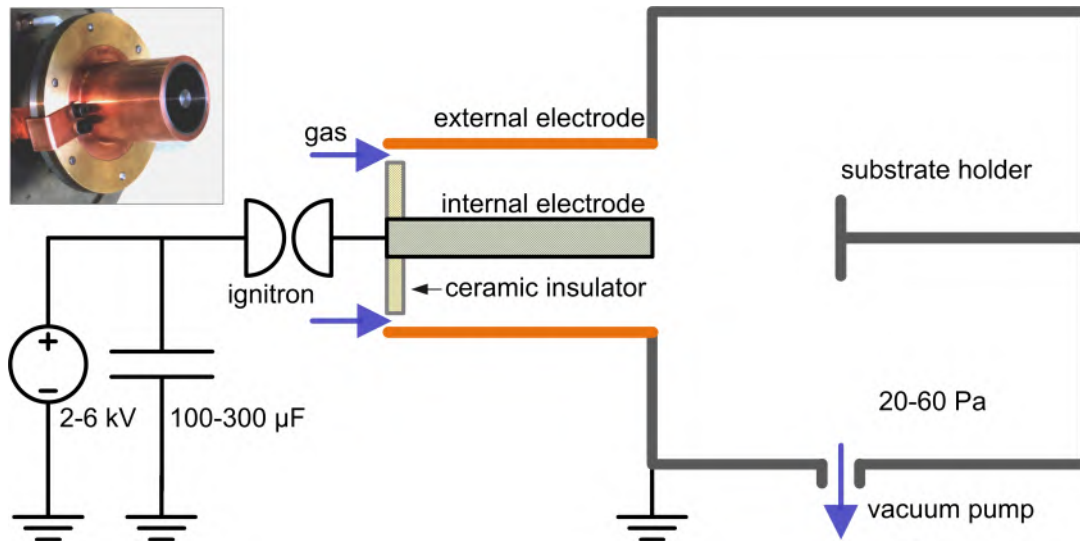
Przedstawiona dyskusja wyników jest oparta się na opublikowanym rozdziale [H10] monografii, podsumowującym badania teoretyczno-obliczeniowe impulsowo-plazmowego osadzania powłok metodą IPD.

4.4.1. Wprowadzenie

Wykorzystywana w inżynierii powierzchni metoda Impulse Plasma Deposition (IPD) [1, 2] została opracowana na początku lat 1980-tych na Wydziale Inżynierii Materiałowej Politechniki Warszawskiej. Podstawą metody IPD jest zarodkowanie materiału powłok na jonach plazmy, w czasie którego energia jąder atomowych pochodzi z nieelastycznych zderzeń z elektronami. Zostało potwierdzone, że zastosowanie plazmy impulsowej pod zmniejszonym ciśnieniem jest najskuteczniejszym sposobem osiągnięcia warunków wymaganych w inżynierii powierzchni do syntezy powłok.

Konstrukcja akceleratora plazmowego IPD opiera się na układzie dwóch współosiowych metalowych elektrod, cylindrycznej i prętowej, izolowanych od siebie materiałem ceramicznym, na powierzchni którego dochodzi do zainicjowania przebiegu – umieszczonych w wypełnionej gazem roboczym komorze próżniowej połączonej z baterią kondensatorów. Schemat ideowy standardowej wersji akceleratora pokazano na Rysunku 1. W podstawowej wersji akceleratora wyładowanie inicjowane jest przez przebieg w iskierniku gazowym. Typowymi zakresami parametrów procesu IPD jest: pojemność baterii kondensatorów $C = 100\text{--}200 \mu\text{F}$, napięcie obwodu zasilania $U = 2\text{--}6 \text{ kV}$, indukcyjność obwodu zewnętrznego $L = 1,25 \mu\text{H}$, półokres impulsu zasilania elektrycznego $\tau_{1/2} = 40 \mu\text{s}$, prąd maksymalny rzędu 100 kA , ciśnienie gazu roboczego $p = 20\text{--}60 \text{ Pa}$ (azotu dla powłok TiN lub tlenu przy syntezie Al_2O_3), oraz częstotliwość pracy cyklicznej $0,1\text{--}1 \text{ Hz}$. Generowane z określoną częstotliwością impulsy plazmy o czasie życia około $40\text{--}120 \mu\text{s}$, zostają

wyrzucane z akceleratora w kierunku podłoża z prędkością około 10^4 m/s [H1, 3] w postaci pakietów jonów.



Rysunek 1. Schemat koaksjalnego akceleratora plazmy metody Impulse Plasma Deposition (IPD).

Podczas oddziaływania zgęstka plazmowego (plazmoidu) z nieogrzewaną powierzchnią podłoża, na jej powierzchnię działa krótki (rzędu 10^{-3} s) impuls cieplny, podnosząc jej chwilową temperaturę do wartości około 2000 K [4]. Przekazane ciepło jest rozpraszane w materiale podłoża z szybkością $\sim 10^6$ K/s, określoną przez przewodność cieplną materiału. Oprócz efektu termicznego, oddziaływanie plazmy z powierzchnią podłoża powoduje subplantację (płytką implantację) składników plazmy, co prowadzi do tworzenia strefy mieszania na granicy faz. Cechą akceleratora IPD jest do prawie całkowita jonizacja plazmy i stan nierównowagi termodynamicznej. W takich warunkach prawdopodobieństwo niesprężystych zderzeń elektronów z cięższymi składnikami plazmy jest szczególnie wysokie, a zatem również wydajność wymiany energii między plazmą a fazą tworzoną w plazmie. Należy zauważyć, że impulsowe generowanie plazmy podczas wyładowania elektrycznego prowadzi do zaistnienia warunków znacznie różniących się od opisanych przez krzywą Paschena. Dzięki temu technika IPD oferuje relatywnie łatwy sposób zwiększenia wewnętrznej energii środowiska gazowego o szczególnie dużą nadwyżkę energii, trudną do osiągnięcia w inny sposób.

Na mechanizm procesu nakładania warstw metodą IPD składają się specyficzne zjawiska elementarne, takie jak:

- wytworzenie praktycznie całkowicie zjonizowanej plazmy nierównowagowej w impulsowym wyładowaniu o dużej energii, zachodzące w gazie pod obniżonym ciśnieniem;
- przyspieszenie plazmy ciśnieniem magnetycznym;
- zarodkowanie na jonach w plazmie;
- dynamiczne oddziaływanie plazmy z powierzchnią nieogrzewanego podłoża, prowadzące do silnej aktywacji termicznej powierzchni i subplantacji;
- mechanizm wzrostu klastra o ograniczonej koalescencji nanoagregatów.

Główne zalety plazmy impulsowej w warunkach niskiego ciśnienia, zastosowanej do syntezy materiałów (a zwłaszcza do syntezy metastabilnych faz o wysokiej temperaturze topnienia) są związane z następującymi cechami:

- zintensyfikowaniem wymiany energii w wyniku zderzeń niesprężystych cząstka-elektron, podczas gdy próg zarodkowania zostaje obniżony na skutek silnie nieizotermicznego charakteru plazmy impulsowej;
- krótki czas życia plazmy powoduje natychmiastowe unieruchomienie (zamrożenie) produktów syntezy w stanie, w jakim zostały wytworzone w plazmie.

Metoda IPD inżynierii powierzchniowej potwierdziła swoją przydatność w syntezie warstw diamentopodobnych, c-BN, tlenków (np. Al_2O_3), wieloskładnikowych powłok metalicznych typu MCrAl(Y), oraz faz metastabilnych [3]. Technika IPD została wdrożona w Zakładach Kombinatu Hutniczego STALOWA WOLA, gdzie jest używana na skalę przemysłową do nakładania warstw TiN na narzędzia skrawające. Wydaje się być jedyną metodą plazmowej inżynierii powierzchni nakładania odpornych na ścieranie nanokrystalicznych warstw na nieogrzewane i niespolaryzowane podłoża. Ostatnio generatory IPD zostały połączone z metodą rozpylania magnetronowego [5-7] – GIMS (Gas Injection Magnetron Sputtering).

4.4.2. Struktura obszaru wyładowania w plazmie

Model fizyczny zjawisk dynamicznych w akceleratorze IPD z zewnętrzną elektrodą rurową został opracowany na podstawie przybliżenia 'pluga śnieżnego' (ang: *snow plow approach*) [8]. Rozważane są zjawiska w komorze wyładowania zawierającej dwie współosiowe elektrody, oddzielone na jednym końcu izolatorem, a otwarte na drugim. Przestrzeń między elektrodami wypełnia gaz roboczy o jednolitym rozkładzie gęstości i temperatury.

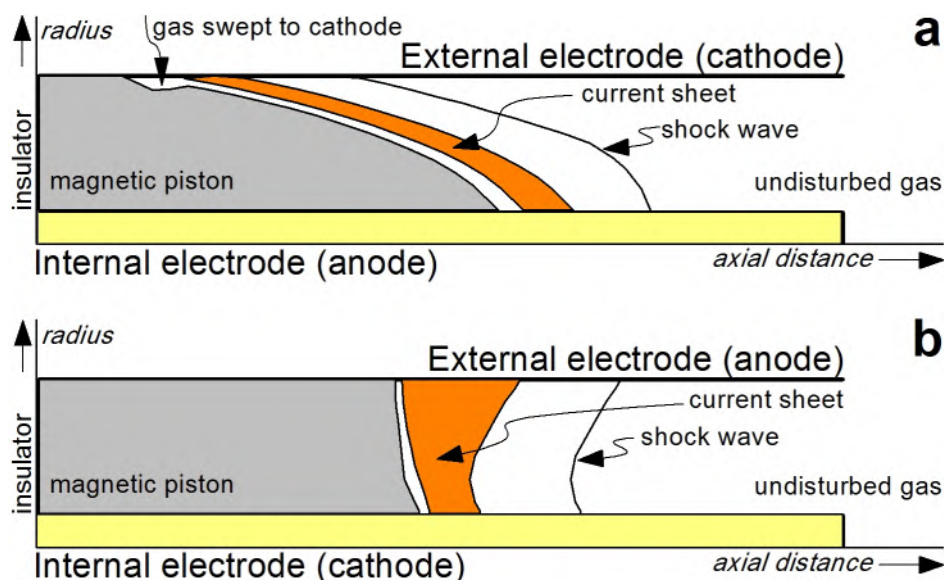
W początkowej fazie wyładowania w przestrzeni międzyelektrodowej szybko narastający prąd elektryczny powoduje przebicie po powierzchni izolatora na tylnej ścianie, w wyniku którego na powierzchni izolatora powstaje osiowo symetryczna warstwa prądowa. Prąd płynący w tej warstwie indukuje za sobą azymutalne pole magnetyczne. Pod jego wpływem następuje ruch plazmy w postaci warstwy prądowej, przyspieszanej siłą Lorentza indukowaną przez oddziaływanie prądu z własnym polem magnetycznym. Przyspieszana siłą Lorentza warstwa porusza się poosiowo wzdłuż elektrod w kierunku otwartego końca, zgarniając jonizowany gaz i pozostawiając za sobą obszar próżni. Pole magnetyczne w próżni za poruszającą się warstwą działa jak tłok. Poruszająca się wzdłuż elektrod warstwa prądowa powoduje powstanie fali uderzeniowej przed swoim frontem; ze względu na swoją siłę fala uderzeniowa wstępnie prejonizuje gaz, który pod wpływem przepływu prądu przekształca się w całkowicie zjonizowaną plazmę.

Można zatem w przestrzeni wyładowania między elektrodami wyróżnić trzy charakterystyczne strefy [H1] (Rysunek 2a): niezaburzonego gazu w przedniej części komory próżniowej, przejściowego obszaru plazmy wyładowania oraz tłoka magnetycznego od strony izolatora. W obszarze wysokiej próżni za warstwą prądową ciśnienie magnetyczne znacząco przewyższa ciśnienie hydrodynamiczne gazu, tworząc tzw. tłok magnetyczny. Obszar wyładowania jest ograniczony przednią krawędzią tego tłoka, który jest jednocześnie tylną krawędzią poprzedzającej go

warstwy prądowej. Plazmę w obszarze przejściowym od niezakłóconego gazu przed nią oddziela powierzchnia fali uderzeniowej.

Ponieważ dla nieparzystych faz pracy akceleratora (pierwszego i trzeciego półokresu wyładowania elektrycznego) natężenie pola magnetycznego zmniejsza się proporcjonalnie do promienia – ciśnienie magnetyczne na elektrodzie wewnętrznej znacznie przekracza jego wartość na elektrodzie zewnętrznej. Warstwa prądowa przybiera kształt paraboloidalny, powodując przepływ plazmy wzdłuż warstwy w kierunku elektrody zewnętrznej – tak jak w przypadku pługa śnieżnego. Gdy przepływ osiąga zewnętrzną elektrodę, jego ruch w kierunku promieniowym zostaje wyhamowany. W ten sposób zwiększa się ciśnienie lokalne, powodując powstawanie toroidalnego „pęcherza” gazu za warstwą przy powierzchni elektrody. Kształt powierzchni kontaktowej wynika z równowagi ciśnienia magnetycznego i ciśnienia hydrodynamicznego. W układzie współrzędnych Lagrange’a, poruszającym się wraz z falą uderzeniową, charakter obszaru wyładowania jest prawie niezmienny – chociaż kształt warstwy ulega powolnym zmianom, a objętość pęcherza gazu narasta w czasie. W przypadku zastosowania katody w postaci prętów, plazma jest usuwana na zewnątrz elektrody, co przyspiesza ruch warstwy prądowej.

Parzyste fazy cyklu pracy akceleratora (drugi i czwarty półokres) są związane ze zmianą polaryzacji elektrod. Eksperymenty [9] przeprowadzone w urządzeniach plazmowych z centralną katodą wykazują znaczne różnice w strukturze wyładowania, powodowane zmianą polaryzacji. W tym przypadku warstwa prądowa staje się ponad dwa razy grubsza niż warstwa utworzona z anodą wewnętrzną, warstwa ta nie jest również tak dobrze zdefiniowana i jest prawie prostopadła do ścian kanału – co prowadzi do zagarniania plazmy na ruchomej powierzchni i znacznego spowolnienia jej ruchu postępowego (patrz Rysunek 2b).



Rysunek 2. Schemat obszaru wyładowania dla dodatniej (a) i ujemnej (b) polaryzacji układu elektrod.

Po dotarciu do końca wewnętrznej elektrody warstwa prądowa ulega ugięciu wokół jej krawędzi a tworząca się kolumna plazmowa zaciska się na osi. Pod koniec każdej fazy wyładowania z powodu malejącej wartości prądu tłok magnetyczny

gwałtownie zanika powodując powstanie zwrotnych fal uderzeniowych. Ze względu na malejącą amplitudę wartości natężenia prądu w kolejnych półokresach wyładowania prądowego, kolejne warstwy nie osiągają krawędzi elektrody.

Szczególną cechą omawianego źródła energii jest to, że po zainicjowaniu samego wyładowania plazma rozprzestrzenia się niezwykle gwałtownie. Z tego względu modelowanie komputerowe staje się niezastąpionym narzędziem do przewidywania zachowania plazmy.

4.4.3. Badania dynamiki plazmy w akceleratorze IPD – model ‘pługa śnieżnego’

Pierwsze analizy teoretyczne stosowane od wczesnych lat 1960-tych do badań dynamiki plazmy w samozaciskających się pinczach plazmowych, koaksjalnych rurach uderzeniowych, układach typu Plasma Focus oraz działach i akceleratorach plazmowych opierały się na jednowymiarowym, jednopłynowym modelu wyładowania. W tym uproszczonym podejściu zakładano, że warstwa prądowa ma postać nieskończonego cienkiego i płaskiego dysku prostopadłego do osi układu elektrod oraz do ścian kanału. Pod działaniem siły Lorentza warstwa zostaje w ciągły sposób przyspieszana, zgarniając gaz wzdłuż obszaru międzyelektrodowego. Równania modelu były rozwiązywane przy użyciu komputera analogowego.

Ogólny model ‘pługa śnieżnego’ zakłada, że cała zgarniana masa jest ściskana w cienką warstwę bezpośrednio za falą uderzeniową, a obszar wyładowania plazmowego zostaje zredukowany do nieskończonego cienkiej warstwy prądowej. W ten sposób krawędź tłoka magnetycznego, warstwa prądowa za falą uderzeniową i fala uderzeniowa tworzą tę samą powierzchnię. Podstawowa niedokładność uproszczonego jednowymiarowego przybliżenia płytowego jest jednak wynikiem systematycznego niedoszacowania wartości prędkości. Geometria płyty powoduje, że cały gaz z obszaru między elektrodami gromadzi się na powierzchni tłoka magnetycznego, znacznie spowalniając jego ruch. Kształt powierzchni kontaktu jako prostopadłej do osi układu płyty nie jest jednak nieodzownym założeniem przy tworzeniu modelu teoretycznego w oparciu o to przybliżenie.

Do obliczeniowej symulacji zjawisk przepływu w akceleratorze IPD stworzono dwuwymiarowy model typu ‘pługa śnieżnego’ [H1, H3]. Matematyczny model dynamiki plazmy zostaje zdefiniowany następującym układem równań.

Równanie ciągłości:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dm}{d\lambda} \right) = 2\pi\rho r \left(v_r \frac{\partial z}{\partial \lambda} - v_z \frac{\partial r}{\partial \lambda} \right)$$

Równania ruchu warstwy prądowej:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dm}{d\lambda} v_r \right) = \frac{\partial z}{\partial \lambda}$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dm}{d\lambda} v_z \right) = - \frac{\partial r}{\partial \lambda}$$

$$\frac{\partial r}{\partial t} = v_r$$

$$\frac{\partial z}{\partial t} = v_z$$

Chwilowa wartość indukcyjności plazmy opisana jest następującą zależnością:

$$\frac{dL}{dt} = 2 \int_0^{\lambda_m} \frac{1}{r} \left(v_r \frac{\partial z}{\partial \lambda} - v_z \frac{\partial r}{\partial \lambda} \right) d\lambda'$$

Obwód elektryczny jest opisany równaniami:

$$\frac{d}{dt} \left((L_o + L_p) I \right) + RI = U$$

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{I}{C}$$

gdzie:

- d/dt – pochodna konwekcyjna,
- z – współrzędna wzdłuż osi elektrod,
- r – współrzędna radialna,
- v_r, v_z – radialna i poosiowa prędkość plazmy,
- L_o – indukcyjność obwodu zewnętrznego,
- L_p – indukcyjność warstwy prądowej,
- I – natężenie prądu elektrycznego,
- R – oporność,
- U – napięcie,
- C – pojemność kondensatorów,
- λ – współrzędna krzywoliniowa wzdłuż warstwy prądowej,
- λ_m – długość warstwy prądowej,
- ρ – gęstość gazu roboczego w komorze,
- m – liniowa gęstość masy na jednostkę długości warstwy.

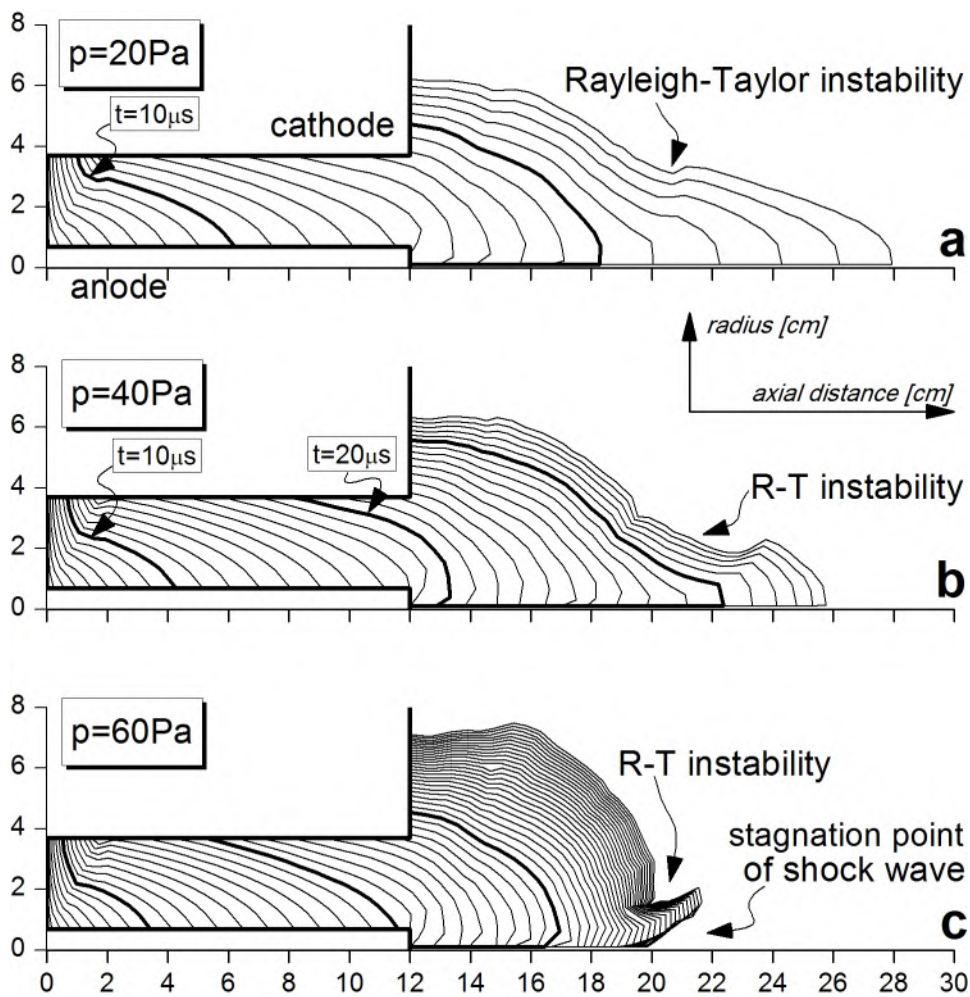
Układ równań modelu łączy opis obwodu elektrycznego z opornością oraz z indukcyjnością plazmy, a także równowagą ciśnienia magnetycznego i hydrodynamicznego na powierzchni kontaktowej, w zależności od parametrów układu zasilania i przepływu plazmy wzdłuż warstwy prądowej. Kształt powierzchni kontaktu jest wynikiem dynamicznie ustalającej się równowagi ciśnienia magnetycznego i hydrodynamicznego po obu stronach warstwy prądowej. Model jest rozwiązywany numerycznie w układzie współrzędnych Lagrange'a, poruszającym się wraz z plazmą. W takim podejściu w zestawie równań różniczkowych nie występują człony konwekcyjne. Podejście 'pługa śnieżnego' pozwala na stosunkowo proste, ale dokładne obliczenie dynamiki warstwy – pod warunkiem, że uwzględniony zostanie kształt powierzchni kontaktowej wynikający z równowagi ciśnienia magnetycznego za, i ciśnienia niezaburzonego gazu przed, warstwą prądową.

Kod obliczeniowy został wykorzystany w wielu badaniach wyładowania IPD dla oceny wpływu różnych parametrów procesu wytwarzania plazmy [H2]. Na Rysunku 3 przedstawiono dynamikę warstwy prądowej w przestrzeni międzyelektrodowej oraz przed przednią krawędzią elektrod akceleratora. Na wykresach można zaobserwować następujące cechy charakterystyczne:

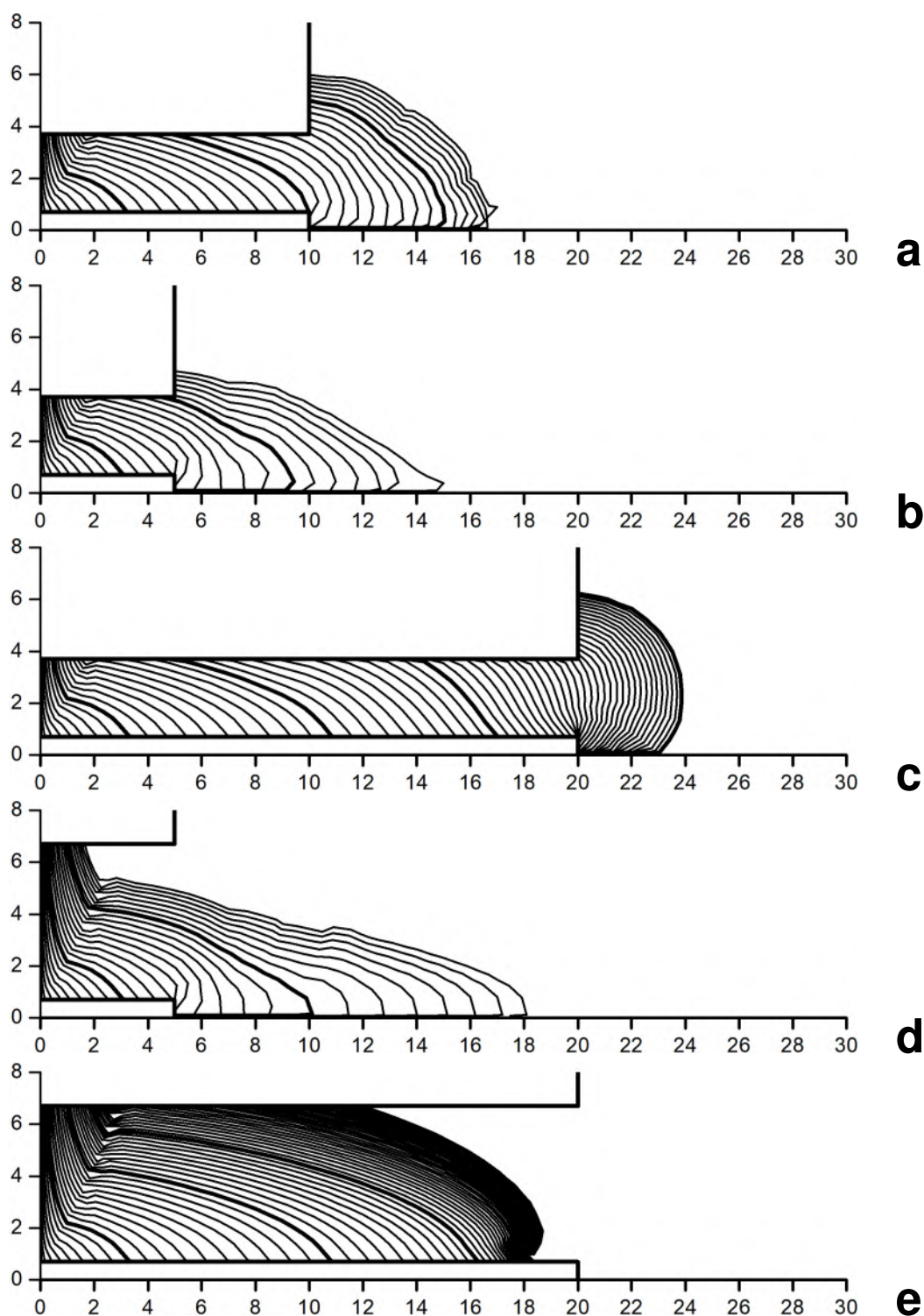
- opóźnienie ruchu warstwy prądowej w okolicach zewnętrznej elektrody akceleratora; jest ono spowodowane zgarnianiem gazu roboczego przez ruchomą warstwę co skutkuje opisaną powyżej zmianą kształtu warstwy.
- niestabilność Rayleigha-Taylor'a tworzącą się przed czołem elektrod i skutkującą powstaniem dwóch stref: jednej, rozciągającej się wzdłuż osi układu, oraz drugiej nad nią, mającej kształt torusa gęstej plazmy. Toroidalna

struktura jest stale zasilana gazem zgarnianym przez warstwę prądową, co powoduje narastanie niestabilności. Omawiany obszar plazmy przed przednimi powierzchniami elektrod jest niezwykle istotny z punktu widzenia jakości powłok IPD. Wcześniejsze badania produktów syntezy, a także badania spektralne plazmy, sugerują, że każdy pojedynczy impuls plazmowy składa się z dwóch frakcji: jednej skoncentrowanej w pobliżu osi układu (w której plazma jest izotermiczna) oraz wysoce nierównowagowej zewnętrznej.

- w trakcie wyładowania niskoenergetycznego przy wysokim ciśnieniu może zostać utworzony dodatkowy zgęstek plazmy na osi elektrod, w punkcie spiętrzenia poruszającej się do przodu fali uderzeniowej.



Rysunek 3. Ewolucja w czasie położenia warstwy prądowej (wykreślona co 1 μs) dla kilku parametrów wyładowania (C = 100 μF, U = 6 kV, gaz roboczy – azot przy p = 20/40/60 Pa). Współrzędna promieniowa i poosiowa w cm.

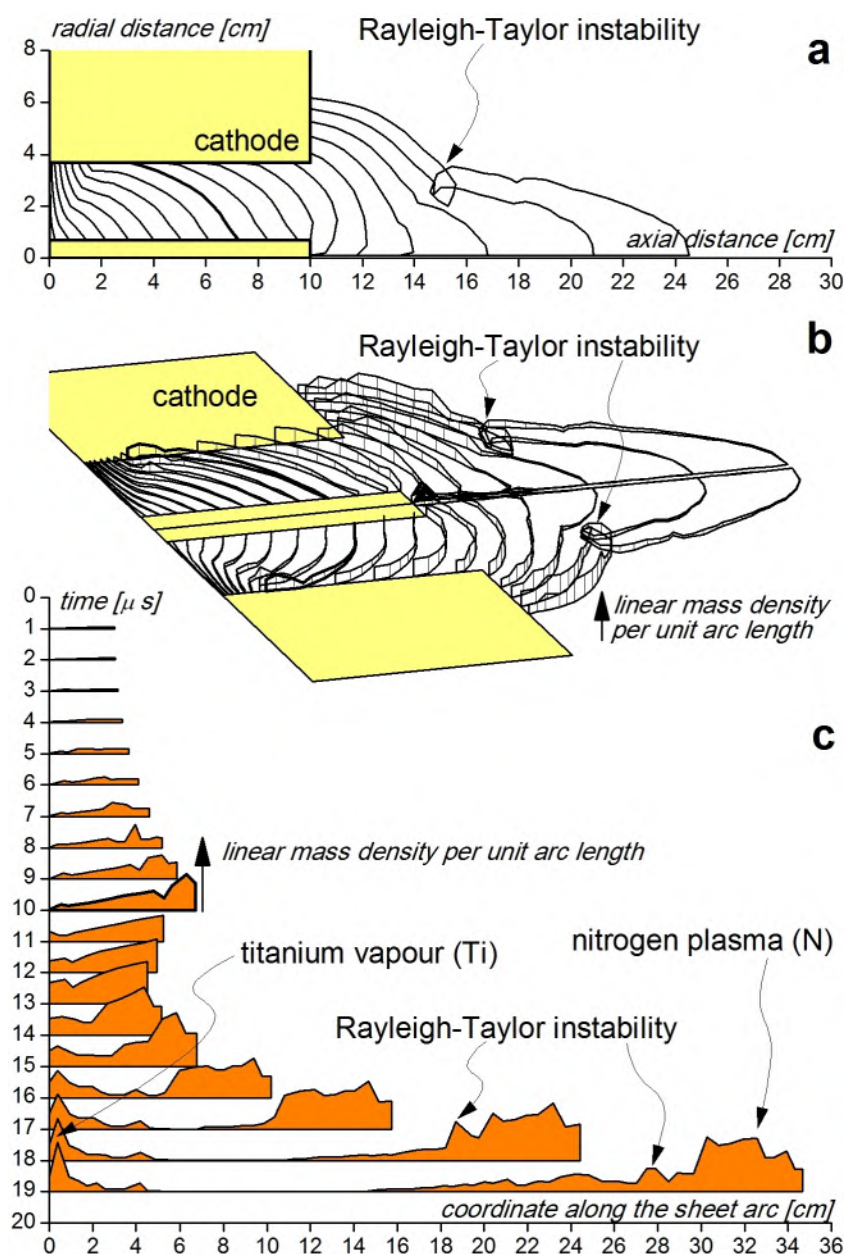


Rysunek 4. Ewolucja w czasie położenia warstwy prądowej w akceleratorze IPD o zmodyfikowanej geometrii układu elektrod ($C = 100 \mu\text{F}$, $U = 6 \text{ kV}$, gaz roboczy – azot przy $p = 60 \text{ Pa}$). Współrzędne promieniowe i poosiowe w cm, położenie warstwy wykreślone co $1 \mu\text{s}$. (a) – geometria odniesienia.

Na Rysunku 4 można zaobserwować wpływ zmian geometrii akceleratora na dynamikę plazmy [10]. Przedstawione wyniki prowadzą do następujących wniosków:

- Skrócenie długości elektrody eliminuje możliwość powstawania niestabilności Rayleigha-Taylor'a przed czołem układu elektrod. Wzdłuż osi układu tworzy się i rozprzestrzenia strumień plazmy.
- Podwojenie długości elektrod także eliminuje niestabilność R–T, nie ma również warunków do syntezy materiału powłok. Taka geometria zamienia akcelerator IPD w napędzane siłą Lorentza działło plazmowe, wytwarzające silne fale uderzeniowe.
- Podwojenie odległości między elektrodami i skrócenie długości elektrod prowadzi do powstania niestabilności R–T w pobliżu zewnętrznej powierzchni elektrody. W tym przypadku w obszarze tym powstaje gęsty plazmoid oraz miejsce zgarnianego gazu. Plazma rozprzestrzenia się w obszarze wokół osi układu elektrod.
- Podwojenie obu analizowanych wymiarów powoduje spowolnienie dynamiki plazmy. W tym przypadku gaz roboczy jest usuwany na powierzchnię elektrody wewnętrznej, nie ma warunków do syntezy i osadzania materiału powłokowego.

Zbadano również dla różnych geometrii układu elektrod rozkład masy zgarnianej na powierzchni warstwy prądowej w akceleratorze IPD. Na Rysunku 5 przedstawiono sekwencję rozkładów gęstości na jednostkę długości wzdłuż współrzędnej krzywoliniowej dla różnych chwil czasu pierwszego półokresu wyładowania elektrycznego. Można zaobserwować wyraźne rozdzielanie plazmy utworzonej z gazu roboczego (plazmy azotowej) w zewnętrznym obszarze wyładowania oraz plazmy tytanowej ze strefy erozji na czole elektrody centralnej, w czasie gdy warstwa prądowa przemieszcza się przed powierzchnią czołową układu elektrod.



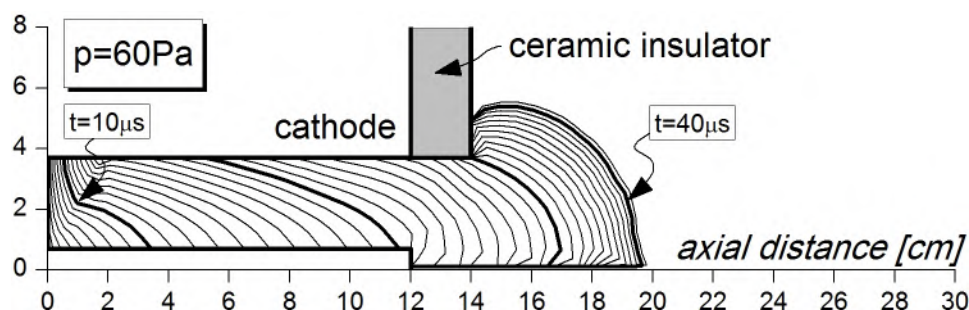
Rysunek 5. Ewolucja w czasie wyładowania IPD (a, b) i rozkładu gęstości masy (b, c) wzdłuż krzywizny warstwy prądowej ($C = 100 \mu\text{F}$, $U = 6 \text{ kV}$, gaz roboczy – azot przy $p = 40 \text{ Pa}$, długość elektrody wewnętrznej – 10 cm, promień elektrody zewnętrznej 3,7 cm). Położenie warstwy i rozkłady gęstości wykreślone z interwałem 1 μs .

Niestabilność Rayleigha-Taylora

Badania numeryczne akceleratora IPD wykazały, że geometria elektrod może prowadzić do powstania niestabilności Rayleigha-Taylora (R-T) na powierzchni warstwy prądowej [H2, H4, H7]. W klasycznej hydrodynamice niestabilność R-T ma miejsce, gdy dwie nałożone na siebie warstwy płynów o różnych gęstościach są przyspieszane w kierunku prostopadłym do ich granicy faz, w kierunku od medium cięższego do lżejszego. Niestabilność ta powstaje w plazmie przyspieszanej ciśnieniem magnetycznym. Obszar gęstej plazmy w układzie IPD jest stale zasilany gazem zgarnianym przez ruchomą strukturę 'pługa śnieżnego' warstwy prądowej, co

powoduje narastanie niestabilności. Zgarniany gaz tworzy toroidalny plamoid – spójną strukturę plazmową w polu magnetycznym. W plazmoidach plazma azotowa zostaje wzbogacona w produkty erozji, np. tytan w przypadku powłok z azotku tytanu. Wyjaśnia to dlaczego nakładane warstwy mają niejednorodny skład fazowy oraz morfologię – obszar na osi akceleratora różni się składem i rodzajem struktur od obszaru oddalonego od osi. Dlatego konfiguracja plazmy w obszarze przed czołem układu elektrod wpływa na jakość powłok, a powstawanie niestabilności Rayleigha-Taylora jest istotnym elementem syntezy powłok TiN.

Modyfikując konstrukcję akceleratora IPD można zmniejszyć niestabilność Rayleigha-Taylora i ograniczyć strefę erozji elektrody wewnętrznej. Symulacja komputerowa dynamiki plazmy dla tej sytuacji została przedstawiona na Rysunku 6. Ceramiczny pierścień zainstalowany na przedniej powierzchni elektrody zewnętrznej zmienia geometrię wyładowania w akceleratorze IPD. Ogranicza on „wspinanie się” warstwy prądowej po metalowej ścianie komory próżniowej i modyfikuje przepływ plazmy. Porównując z przebiegami z Rysunku 3, przedstawiona na Rysunku 6 ewolucja kształtu warstwy prądowej sugeruje, że obecność izolatora ceramicznego w obszarze przed czołem elektrod zmniejsza tendencję do powstawania niestabilności Rayleigha-Taylora. W rezultacie tego gaz wypływa wzdłuż powierzchni tła magnetycznego w kierunku elektrody zewnętrznej zmniejszając rozpraszanie energii plazmy. Ponieważ w obszarze poprzedzającym strefę wyładowania nie powstają niestabilności, fala uderzeniowa staje się silniejsza, a wywołane przez nią impulsowe grzanie powierzchni podłoża jest bardziej intensywne. Efekt ten potwierdzono doświadczalnie w przypadku powłok A_2O_3 – gdy na wylocie akceleratora został zainstalowany pierścień ceramiczny na nieogrzewanym podłożu zaobserwowano przejście fazowe nakładanego materiału powłok z γ do α [H2].



Rysunek 6. Ewolucja w czasie kształtu warstwy prądowej w akceleratorze IPD z izolatorem ceramicznym na powierzchni czoła elektrody zewnętrznej. Parametry wyładowania identyczne jak na Rysunku 3c.

4.4.4. Badania eksperymentalne procesu nakładania warstw

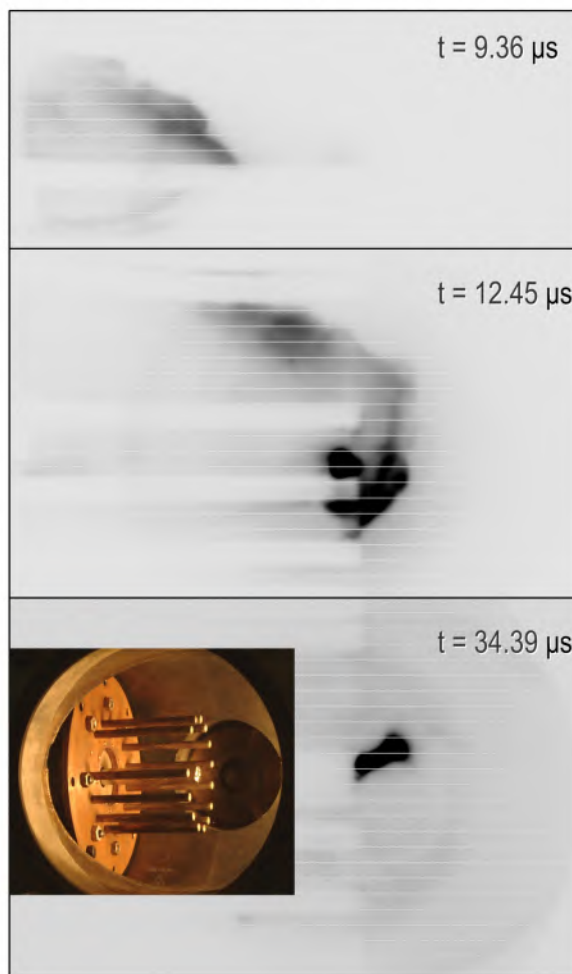
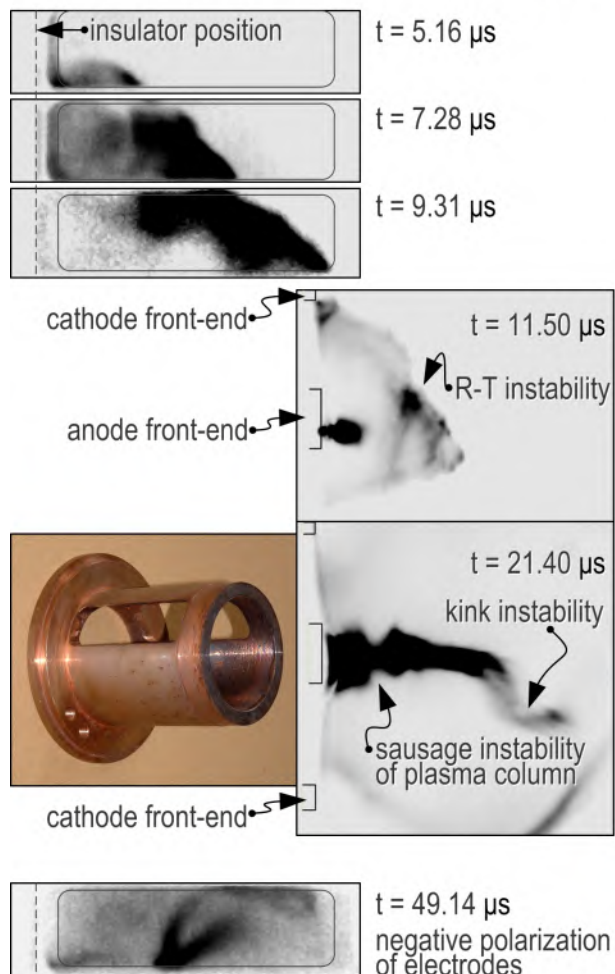
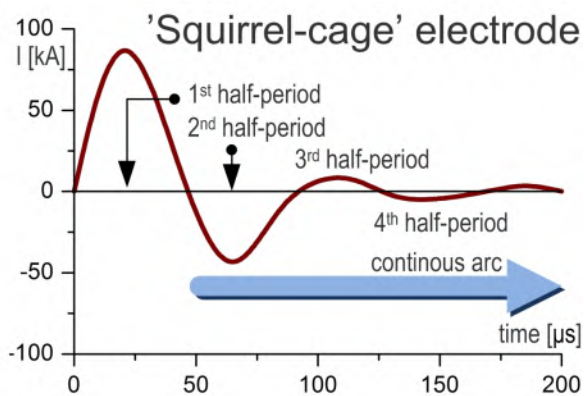
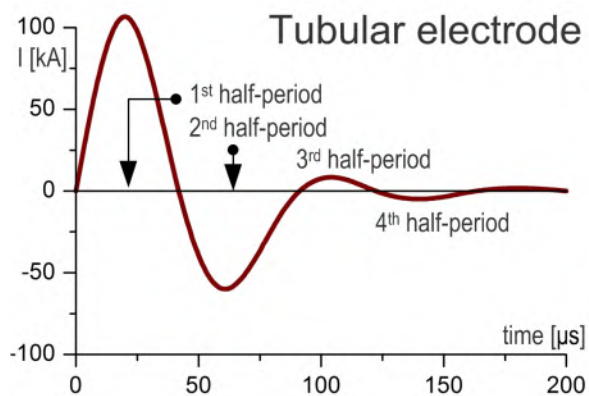
Modele teoretyczne zjawisk przepływowych podczas wyładowania w akceleratorze IPD znacząco przyczyniły się do zrozumienia przebiegu procesu. Istniała jednak potrzeba przeprowadzenia obserwacji eksperymentalnych zjawisk podczas pinczowania (samozaciskania) kolumny plazmy na powierzchni czołowej układu elektrod. Do weryfikacji wyników numerycznych wykorzystano wyniki szybkiej fotografii kadrowej, obserwacji wiązek jonowych, diagnostyki rentgenowskiej, sond magnetycznych oraz spektroskopii optycznej. Zbadano również morfologię nakładanych powłok.

Szybka fotografia kadrowa wyładowań w plazmie

Struktura warstwy prądowej oraz jej dynamika zostały eksperymentalnie zbadane przy wykorzystaniu szybkiej fotografii kadrowej (HSFC) w widmie światła widzialnego [11]. Sygnały wideo uzyskane z kamer CCD zostały zdigitalizowane za pomocą wielokanałowego układu przechwytywania sygnału (grabbera). W przeciwieństwie do pomiarów sondą magnetyczną, dających dokładne informacje o strukturze warstwy prądowej w określonym punkcie obszaru międzyelektrodowego, obrazy szybkiej fotografii kadrowej ukazują kształt i rzeczywiste położenie wyładowania w danym momencie czasu.

Zbadano różne geometrie elektrod akceleratora IPD [H5]. Podczas badań eksperymentalnych typowej geometrii cylindrycznej, plazma obszaru wyładowania była obserwowana przez wycięte w elektrodzie zewnętrznej wydłużone okna. Zbadano także wyładowanie w układzie z elektrodą zewnętrzną składającą się z prętów ze stali nierdzewnej (konfiguracji elektrod prętowych), rozmieszczonych symetrycznie wokół wewnętrznego pręta tytanowego. W układach Plasma Focus zewnętrzna katoda typu prętowego była używana od lat 1970-tych dla uwolnienia poruszającej się warstwy prądowej z nadmiaru zgarnianego gazu i przyspieszenia jego ruchu – by uzyskać silniejsze pinczowanie (zaciskanie) kolumny plazmowej i wyższe wyjścia neutronów z syntezy zachodzącej w tych warunkach. Jednak w przypadku akceleratora IPD rozwiązanie to zostało zastosowane po raz pierwszy.

Na Rysunku 7 zostały przedstawione sekwencje zdjęć wyładowania zarówno dla przypadku zewnętrznych elektrod rurowych, jak i prętowych. Zaobserwowano, że dynamika plazmy w procesie IPD różni się znacznie w obu przypadkach – tak jak przewidywał to model wyładowania plazmowego. W przypadku układu prętów plazma jest usuwana na zewnątrz elektrody, zapobiegając gromadzeniu się masy na wewnętrznej powierzchni elektrody rurowej. Kształt warstwy prądowej staje się jednocześnie bardziej symetryczny. Sekwencja obrazów wyładowania plazmowego dla półprzezroczystej zewnętrznej elektrody prętowej potwierdza również wystąpienie charakterystycznego efektu – przy zmianie polaryzacji elektrod podczas późnych faz akceleracji na powierzchni izolatora nie powstaje warstwa prądowa. Zamiast tego pincz plazmowy powstający podczas pierwszego półokresu przebiegu prądu przekształca się w łuk ciągłego wyładowania. W przypadku elektrody rurowej na końcu każdej fazy spadek napięcia prądu elektrycznego powoduje zanik tłoka magnetycznego, a nowa warstwa prądowa jest tworzona na powierzchni izolatora. Podczas użycia zewnętrznej elektrody prętowej charakterystyczna struktura 'pługa śnieżnego' występuje tylko w pierwszym półokresie oscylacji przebiegu prądu, można zaobserwować pewną ewolucję kolumny plazmowej ale podstawowy charakter wyładowania łukowego pozostaje niezmienny.



Rysunek 7. Zdjęcia szybkiej fotografii kadrowej w widmie światła widzialnego dla wyładowania plazmowego w azocie w akceleratorze IPD z cylindryczną elektrodą zewnętrzną (lewa kolumna) i dla elektrody prętowej (prawa kolumna). W lewej kolumnie – faza poosiowa pierwszego półokresu rozładowania prądu, obszar między elektrodami widziany przez wydłużone okna wycięte w elektrodzie zewnętrznej, obszar przed czołem układu elektrod, drugi półokres ($U = 6 \text{ kV}$, $C = 100 \text{ }\mu\text{F}$, $p = 60 \text{ Pa}$), szerokość obszaru na zdjęciu – 8,5 cm. W prawej kolumnie – akcelerator IPD z elektrodami prętowymi ($U = 3 \text{ kV}$, $C = 100 \text{ }\mu\text{F}$, azot przy $p = 20 \text{ Pa}$), długość elektrod – 10 cm. Elektroda wewnętrzna częściowo ukryta za zewnętrznymi prętami elektrod.

Strumienie jonów z akceleratora IPD

Emisja strumieni jonów i promieniowania rentgenowskiego z akceleratora IPD została zbadana eksperymentalnie [12]. W badaniach emisji jonów wykorzystano kubek Faraday'a, działający w trybie wtórnej emisji elektronów. Kubek o długości 1 cm składał się z uziemionej metalowej klatki z aluminiowym kolektorem na dolnej podstawie, w przestrzeni między siatką a kolektorem wytworzono przy pomocy dwóch magnesów poprzeczne pole magnetyczne. Wejście kubka (o średnicy 3 mm) zostało przesłonięte umieszczoną na ceramicznym izolatorze metalową siatką o przezroczystości 25%. Podczas pomiarów emisji jonów detektor Faraday'a był umieszczany w odległości 35 i 48 cm przed czołem elektrod. Sygnały z systemu diagnostycznego strumieni jonów porównano z przebiegami prądu rozładowania z pasa Rogowskiego oraz z sygnałami XET (X-ray Energy in Time) z fotopowielaczy.

Zaobserwowano następujące charakterystyczne cechy emisji strumieni jonów z akceleratora IPD:

- 15 μs po zapłonie wyładowania rejestrowano od kilku do kilkunastu oscylacji prądu elektrycznego. Każda oscylacja trwała około 0,1-0,5 μs , ze średnią przerwą 2–2,5 μs między impulsami; całkowity czas występowania oscylacji trwał około 20 μs . Sytuacja powtarzała się w drugim półokresie po zmianie polaryzacji układu elektrod. Zgodnie z przewidywaniami modelu teoretycznego obserwowany czas wystąpienia oscylacji ściśle korelował z fazami wyładowania w akceleratorze IPD oraz rejestrowanymi na zdjęciach plazmy z szybkiej fotografii kadrowej.
- Wykazano, że równoczesne emisje wiązek jonów i promieniowania rentgenowskiego korelują z pinczami kolumny plazmy. Zauważono ścisłą korelację między liczbą, czasem pojawiania się i czasem trwania emisji jonów a sygnałami rentgenowskimi, chociaż amplitudy obu typów sygnałów nie były skorelowane ze sobą.
- Impulsy jonowe zostały zarejestrowane w różnych momentach czasu. Obserwacja ta oraz rozmycie czasów ich występowania prowadzą do wniosku, że strumienie plazmy nie są generowane ściśle wzdłuż osi. Energię kinetyczną jonów azotu oszacowano na ponad 10-15 eV, a prędkości jonów wynosiły około 10^4 m/s. Prędkość ruchu obszaru wyładowania plazmowego oszacowano na $2-4 \cdot 10^3$ m/s.

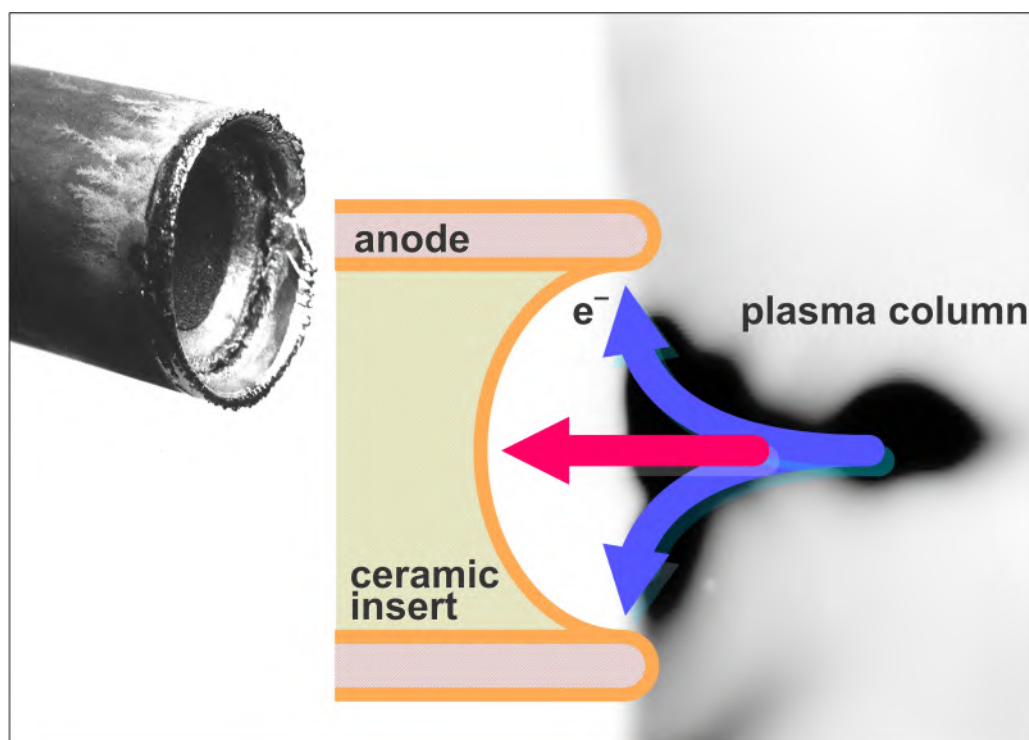
Podsumowując – zaobserwowane emisje wiązek jonów i promieniowania rentgenowskiego były zgodne ze zdjęciami uzyskanymi z szybkich kamer HSFC oraz z przewidywaniami modelu wyładowania plazmowego.

Erozja elektrody wewnętrznej

Czas potrzebny na dotarcie przez plazmę do końca elektrody oraz jej pinchowanie na osi układu wynosi około 15 μs , co stanowi jedną trzecią półokresu wyładowania prądowego. Przez pozostały czas półokresu można zaobserwować intensywną erozję czoła anody. W stosowanych wcześniej impulsowych akceleratorach plazmy praktycznie cała powierzchnia elektrody wewnętrznej ulegała erozji. Poważne odkształcenia bocznych powierzchni elektrody zakłócały proces powstawania i rozprzestrzenianie się plazmy. Oba zjawiska znacząco ograniczały zalety układów IPD jako techniki inżynierii powierzchni.

Wpływ zerodowanego materiału z elektrod ($4,7 \cdot 10^{-4}$ g/wyładowanie) na dynamikę wyładowania zbadano przy wykorzystaniu symulacji komputerowych. Stwierdzono, że podawanie zerodowanego materiału ze stałą szybkością spowalnia dynamikę wyładowania. Przy uwzględnieniu bardziej realistycznej zależności erodowanego źródła masy od czasu zjawisko to dotyczyło głównie późnej fazy wyładowania.

Obserwacje doprowadziły do sformułowania modelu [H2] opisującego zjawiska erozji podczas procesu IPD. Ze względu na koncentrację linii pola elektrycznego, łuk elektryczny tworzy się na końcu elektrody. Rysunek 8 przedstawia wygląd zerodowanej metalowo-ceramicznej elektrody wewnętrznej, stosowanej w IPD do tworzenia powłok z tlenku glinu. W stanie wyjściowym czołowa powierzchnia wkładki ceramicznej pokrywała się z czołową powierzchnią zakończenia elektrody. Po długotrwałym użytkowaniu stwierdzono wyerodowanie charakterystycznej lejkowatej powierzchni we wkładce z tlenku glinu. Efekt ten był rezultatem przyspieszania elektronów z łuku elektrycznego w kierunku czoła elektrody. Należy podkreślić, że erozja była wynikiem zarówno efektów rozpylania, jak i termicznych. W ich wyniku elektroda wewnętrzna staje się wydajnym źródłem składników materiału pokryć.



Rysunek 8. Fizyczny model ruchu elektronów w lejkowatym obszarze zerodowanej elektrody metalowo-ceramicznej stosowanej w syntezie powłok Al_2O_3 ; po lewej – wygląd swobodnego zakończenia elektrody wewnętrznej z wkładką ceramiczną (po wielu wyładowaniach), średnica elektrody: 1,4 cm; po prawej – zdjęcie HSFC pinczu plazmowego.

Akceleratory IPD z cylindryczną a prętową elektrodą zewnętrzną

Traktując azotek tytanu jako modelowy materiał dla inżynierii powierzchni, zbadano efektywność nakładania powłok i jakość osadzonej warstwy [H5, H6] zarówno dla cylindrycznej geometrii zewnętrznej elektrody akceleratora jak i dla prętowej. Powłoki analizowano za pomocą dyfraktometru XRD Philips PW 1140 (Co K_{α}). Metoda ta

odnosi się do powszechnie znanych specyfikacji materiałów standardowych, dostępnych w bazach American Society for Testing and Materials (ATSM). Wyniki analiz wykazały zastąpienie powłoki azotku tytanu kompozytem TiN/Ti, zarodkowanie azotku tytanu zostało ograniczone przez niewystarczającą jonizację azotu i brak efektu przyspieszania plazmy w kierunku powierzchni podłoża.

Upřednio prowadzone badania wykazały, że utworzenie struktury 'pługa śnieżnego' wymaga szybkiego zainicjowania wyładowania na powierzchni izolatora. Wystąpienie początkowego przebiecia elektrycznego na początku każdego kolejnego półokresu i późniejsze tworzenie osiowosymetrycznej struktury warstwy prądowej ma w tym przypadku istotne znaczenie. W optymalnych warunkach kolejne pakiety impulsów plazmy o czasie życia około 40-120 μ s zostają generowane z określoną częstotliwością i wyrzucane z akceleratora w kierunku podłoża z prędkością około 10^4 m/s. Z punktu widzenia inżynierii powierzchni najważniejsze zalety prowadzonej przy obniżonym ciśnieniu metody plazmowej związane są z następującymi cechami:

- plazma zostaje w pełni zjonizowana i pozostaje w stanie głębokiej nierównowagi termodynamicznej;
- do aktywacji fazy gazowej nie są wykorzystywane żadne zewnętrzne źródła pól (elektrycznych lub magnetycznych);
- zarodkowanie zachodzi na jonach w samej plazmie;
- nie jest potrzebne zewnętrzne ogrzewanie podłoża, co oznacza, że podczas całego procesu osadzania podłoże pozostaje zimne;
- elektroda wewnętrzna koaksjalnego akceleratora plazmy jest źródłem materiału, który jako reagent jest doprowadzany do fazy gazowej;
- warstwa jest osadzana przez koalescencję klastrów i zarodków tworzących się w plazmie; tak otrzymana warstwa jest trwała i ściśle przylega do podłoża.

Zastosowanie zewnętrznej elektrody złożonej z prętów ze stali nierdzewnej wprowadza znaczące modyfikacje procesu IPD. Dla wariantu elektrody prętowej w obszarze przed czołem elektrod obserwuje się gładki kształt warstwy prądowej. Prawidłowość ta jest konsekwencją braku niestabilności Rayleigha-Taylor'a. Należy przypuszczać, że zaobserwowany skład fazowy osadzanych pokryć był spowodowany brakiem mieszania plazmy gazu roboczego z plazmą metaliczną w rejonie niestabilności R-T. Dlatego użycie elektrod prętowych prowadzi do niepożądanego nadwyżki tytanu w materiale nakładanych powłok.

W przypadku zastosowania zewnętrznej elektrody prętowej powstawanie na powierzchni izolatora kolejnych struktur plazmowych zostaje zastąpione łukiem ciągłego wyładowania elektrycznego, co istotnie wpływa na syntezę i osadzanie materiału. Niekorzystne własności powłok otrzymanych w warunkach powstania łuku ciągłego, po wyładowaniu typu 'pługa śnieżnego' w pierwszym półokresie, są wynikiem braku akceleracji materiału TiN w kierunku podłoża, co skutkuje słabą jakością warstw [H5]. Badania udowodniły istotną rolę niestabilności Rayleigha-Taylor'a w syntezie azotku tytanu, gdy brak mieszania plazmy azotowej z tytanem z erodowanej elektrody w obszarze niestabilności prowadzi do gorszej jakości powłok.

Ustalenia te sugerowały wprowadzenie modyfikacji konstrukcji akceleratora IPD. Pierwszy półokres wyładowania prądowego okazał się wystarczającym do syntezy azotku tytanu na pokrycia. Dlatego oscylacyjne wyładowanie baterii kondensatorów zostało zastąpione pojedynczym rozładowaniem w układzie elektrod o polaryzacji

dotadniej (centralnej anody i zewętrznej katody). Proponowane modyfikacje zostały przetestowane i wprowadzone do praktyki przemysłowej. Zewętrzna elektroda składająca się z prętów ze stali nierdzewnej (tzw. prętowa) okazała się niekorzystna z punktu widzenia inżynierii powierzchni.

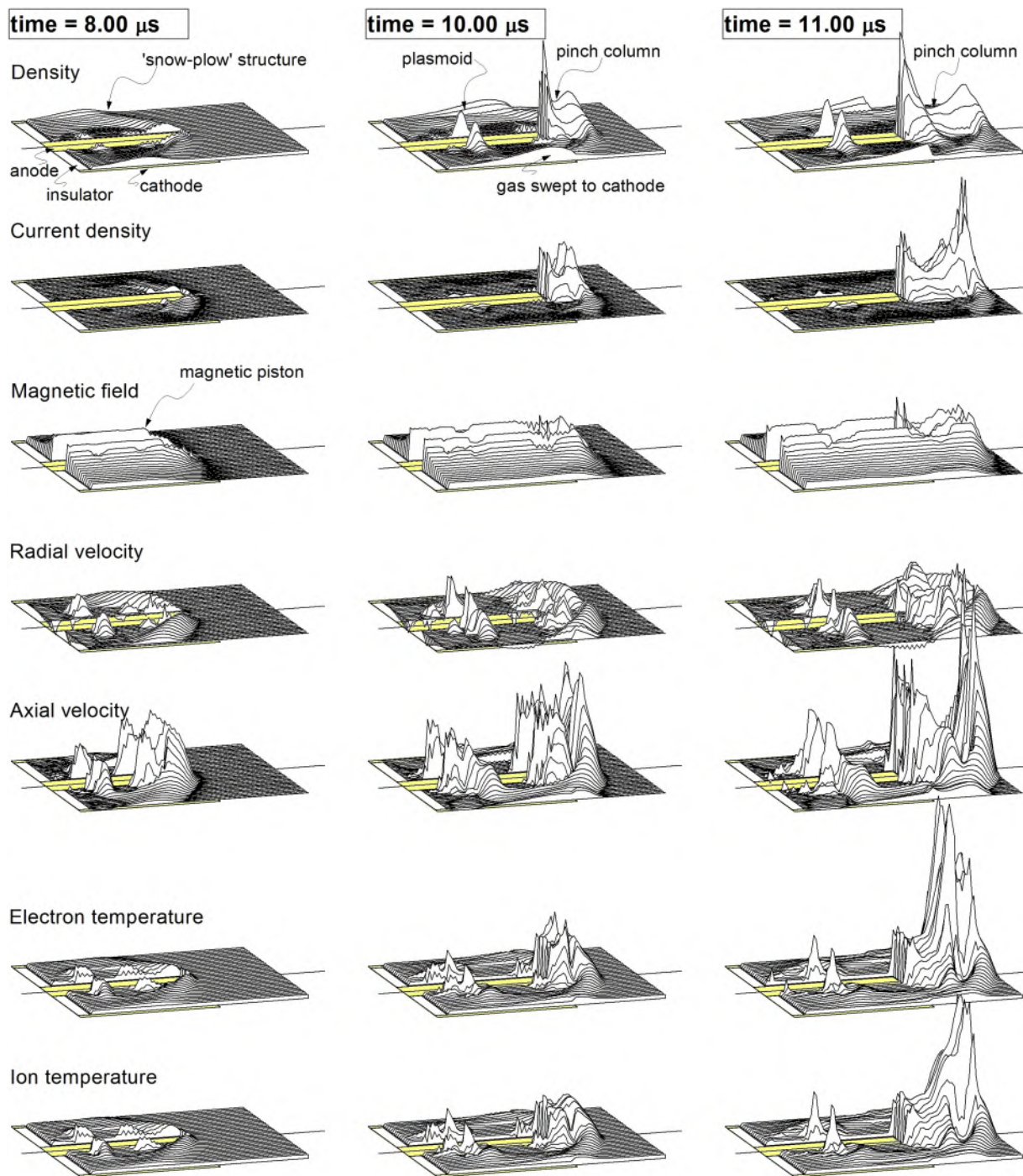
4.4.5. Badania dynamiki plazmy w akceleratorze IPD – model MHD

Podejście tzw. 'pługą śnieżnego' zakłada, że obszar wyładowania plazmowego jest zredukowany do nieskończonej cienkiej powierzchni. W rzeczywistości ani warstwa prądowa, ani krawędź tłoka magnetycznego nie są nieskończonej cienkie. Dokładną strukturę obszaru między falą uderzeniową a tłokiem magnetycznym można opisać rozwiązując pełny model magnetohydrodynamiczny (MHD). Do badań zgarniania gazu roboczego przez ruchomą warstwę oraz szczegółów zjawisk zachodzących za obszarem wyładowania zostało wykorzystane dwuwymiarowe podejście MHD [H7, H8]. Model matematyczny oparty jest na układzie sprzężonych równań transportu dla ośrodka złożonego z elektronów i jednego rodzaju jonów. Stąd plazma jest traktowana jako układ dwóch całkowicie zjonizowanych płynów (elektronów i jonów). Równania zachowania masy (równanie ciągłości), pędu, strumienia magnetycznego (prawo Faradaya) i gęstości energii plazmy są rozwiązywane łącznie z prawem Maxwella-Ohma dla obwodu elektrycznego. Zakłada się symetrię cylindryczną z polem magnetycznym ograniczonym do kierunku azymutalnego.

Zastosowano zmodyfikowaną i rozszerzoną wersję kodu [13] pierwotnie stworzonego [14] do modelowania układów typu Plasma Focus [H7, H8]. Układ równań jest rozwiązywany numerycznie na stałej siatce układu Eulera, przy wykorzystaniu dwuetapowego zmodyfikowanego schematu Laxa-Wendroffa o drugim rzędzie aproksymacji, w którym człony paraboliczne są całkowane jawną metodą pierwszego rzędu.

Struktura wyładowania plazmowego

Pierwsze badania wykorzystujące podejście MHD dotyczyły zjawiska tworzenia i ewolucji struktury mostka plazmowego za warstwą prądową. Sekwencja rozkładów parametrów plazmy dla pierwszego półokresu prądu została przedstawiona na Rysunku 9. Można zaobserwować strukturę plazmową tworzącą się z gazu pozostawianego w narożniku między izolatorem a powierzchnią anody. W 4 μ s w narożniku przy powierzchni anody tworzy się struktura wyładowania: warstwa prądowa zostaje przyspieszona siłą Lorentza, tworząc obszar próżni za sobą, a pozostały gaz zostaje zgarniany w kierunku do anody. Część gazu roboczego zostaje pozostawiona za szybko przyspieszonym wyładowaniem. W obszarze narożnika przyspieszenie jest niezwykle szybkie, ponieważ w pobliżu powierzchni anody pole magnetyczne osiąga swoją maksymalną wartość.



Rysunek 9. Sekwencja rozkładów parametrów plazmy obliczonych dla koaksjalnego akceleratora IPD ($C = 100 \mu\text{F}$, $U = 6 \text{ kV}$, indukcyjność obwodu zewnętrznego $L = 1,25 \mu\text{H}$, $p = 20 \text{ Pa}$, długość elektrod – 10 cm, promień elektrody wewnętrznej – 0,7 cm, promień elektrody zewnętrznej – 3,7 cm).

W ciągu kolejnych kilku mikrosekund w gazie roboczym można zauważyć dwa procesy. Najbardziej istotnym jest przepływ gazu po powierzchni 'pługa śnieżnego'. Kształt tej powierzchni ustala się w wyniku równowagi ciśnienia magnetycznego i ciśnienia hydrodynamicznego na powierzchni kontaktowej między obszarami wyładowania a tłokiem magnetycznym. Gdy gaz zostaje wyhamowany na powierzchni elektrody wewnętrznej jego ciśnienie wzrasta, co powoduje powstanie charakterystycznej struktury o kształcie 'zgrubienia na ogonie'. Ze względu na

znacznie niższą wartość natężenia pola magnetycznego w pobliżu powierzchni elektrody zewnętrznej granica tej struktury gromadzącej gaz jest rozmyta i słabo zdefiniowana.

Inny proces tworzy w pobliżu powierzchni anody strukturę typu plazmoidu. Struktura ta przemieszcza się za warstwą prądową, ale z wyraźnie mniejszą prędkością poosiową. Jednocześnie narasta wartość prędkości radialnej. Dla czasu 10 μs zewnętrzny obszar granicy zbiornika gazu osiąga powierzchnię elektrody zewnętrznej, tworząc rodzaj zamkniętego połączenia między tymi strukturami. W momencie pinczu plazmowego ($t = 11 \mu\text{s}$) można zaobserwować w pełni rozwiniętą strukturę plazmoidu połączonego mostkiem elektrycznym o niskiej gęstości z gazem przygarniętym do elektrody zewnętrznej.

Przedstawione powyżej badania prowadzą do następujących wniosków:

- W podejściu MHD zostało potwierdzone istotne znaczenie mechanizmu 'pługa śnieżnego'. Mechanizm ten odgrywa istotną rolę w złożonym systemie zależności zjawiska wyładowania. Z tego względu poprzednie badania numeryczne wykorzystujące uproszczony model 'pługa śnieżnego' z nieskończone cienką warstwą prądową opisywały dość dokładnie dynamikę plazmy IPD.
- Przedstawione symulacje dynamiki plazmy po raz pierwszy pokazały szczegóły rozbudowanej struktury przestrzennego i czasowego rozkładu gazu za warstwą prądową. Badania te pomagają zinterpretować zdjęcia z szybkich kamer CCD z wcześniejszych badań eksperymentalnych [11].

Najbardziej oczywisty dowód potwierdzający istnienie opisanej powyżej struktury za warstwą prądową przedstawia Rysunek 10. Można zauważyć ścisłą korelację charakteru erozji elektrody z położeniem plazmoidu w przedstawionej symulacji numerycznej. Długość gładko erodowanej strefy materiału jest ilościowo skorelowana z położeniem mostka między plazmoidem a zbiornikiem gazu przygarnianego do elektrody zewnętrznej. Głębokie wyerodowanie w pobliżu krawędzi izolatora odpowiada położeniu narożnika, z którego rozpoczyna się przyspieszanie plazmy.

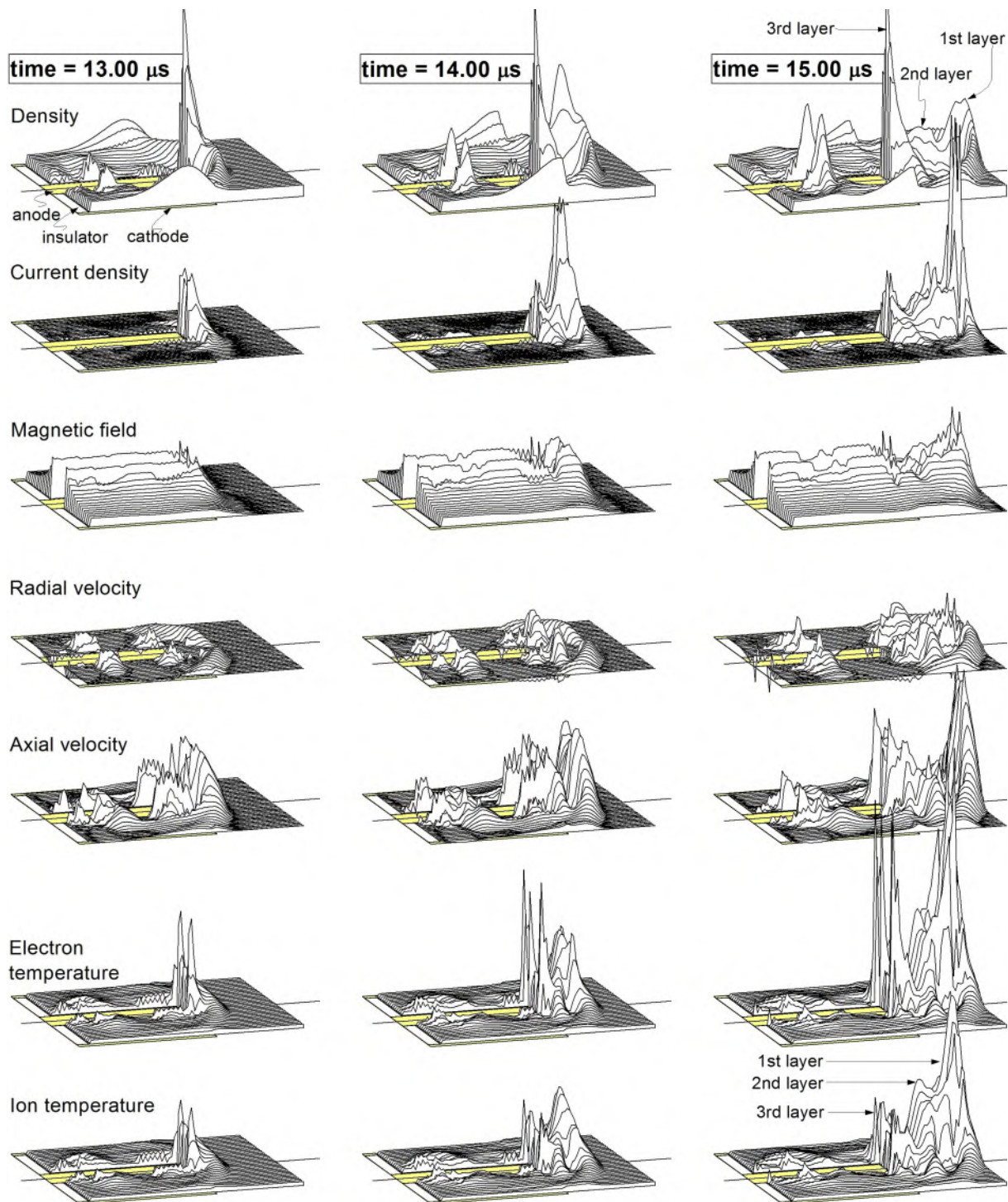


Rysunek 10. Ślady erozji wewnętrznej elektrody akceleratora IPD.

Badania alternatywnych wariantów wyładowania

W trakcie symulacji komputerowych zbadano wpływ wielu parametrów wyładowania na dynamikę plazmy dla wariantów z polaryzacją dodatnią i ujemną układu elektrod (anoda wewnętrzna a katoda wewnętrzna), jak również dla wartości ciśnienia poza zakresem powszechnie stosowanym w praktyce eksploatacji technologii IPD.

Jako przykład wpływu polaryzacji układu elektrod – w obszarze wylotu akceleratora można zaobserwować rozwarstwianie frontu impulsu plazmy dla polaryzacji dodatniej. Dwie struktury zostają rozdzielone ze względu na znacznie wyższe prędkości w warstwie czołowej. Zjawisko to nie występuje gdy elektroda wewnętrzna jest katodą.



Rysunek 11. Sekwencja rozkładów parametrów plazmy obliczonych dla akceleratora IPD pracującego z gazem przy $p = 70 \text{ Pa}$ – wyższym ciśnieniu niż w typowych warunkach. ($C = 200 \text{ }\mu\text{F}$, $U = 6 \text{ kV}$, indukcyjność obwodu zewnętrznego $L = 1,25 \text{ }\mu\text{H}$).

Dla ciśnienia gazu roboczego $p = 10$ Pa (to znaczy niższego niż zwykle stosowane podczas procesu IPD), czas potrzebny na osiągnięcie struktury rozładowania do wewnętrznego końca elektrody jest zauważalny krótszy (2-3 μ s). Temperatury elektronów na czole elektrody wewnętrznej są niższe, co powoduje słabą jakość osadzanej powłoki. Analogiczne symulacje przeprowadzono również dla ciśnienia gazu roboczego $p = 70$ Pa (wyższego niż w typowych warunkach). Napędzana siłą Lorentza warstwa prądowa porusza się poosiowo wzdłuż elektrod do otwartego końca, ale zauważalnie większa ilość gazu prowadzi do znacznego spowolnienia dynamiki procesu. Dlatego czas potrzebny do osiągnięcia końca elektrody wewnętrznej staje się o 3-4 μ s dłuższy. Obliczone rozkłady parametrów plazmy (patrz Rysunek 11) pokazują podział frontu rozładowania na poszczególne warstwy w części czołowej plazmy. Taka defragmentacja w połączeniu z większymi ilościami gazu zgarniętego na powierzchni 'pługa śnieżnego' ułatwia rozbudowę niestabilności Rayleigha-Taylora na poszczególnych warstwach.

Układ IPD wyzwalany impulsowym zaworem gazowym

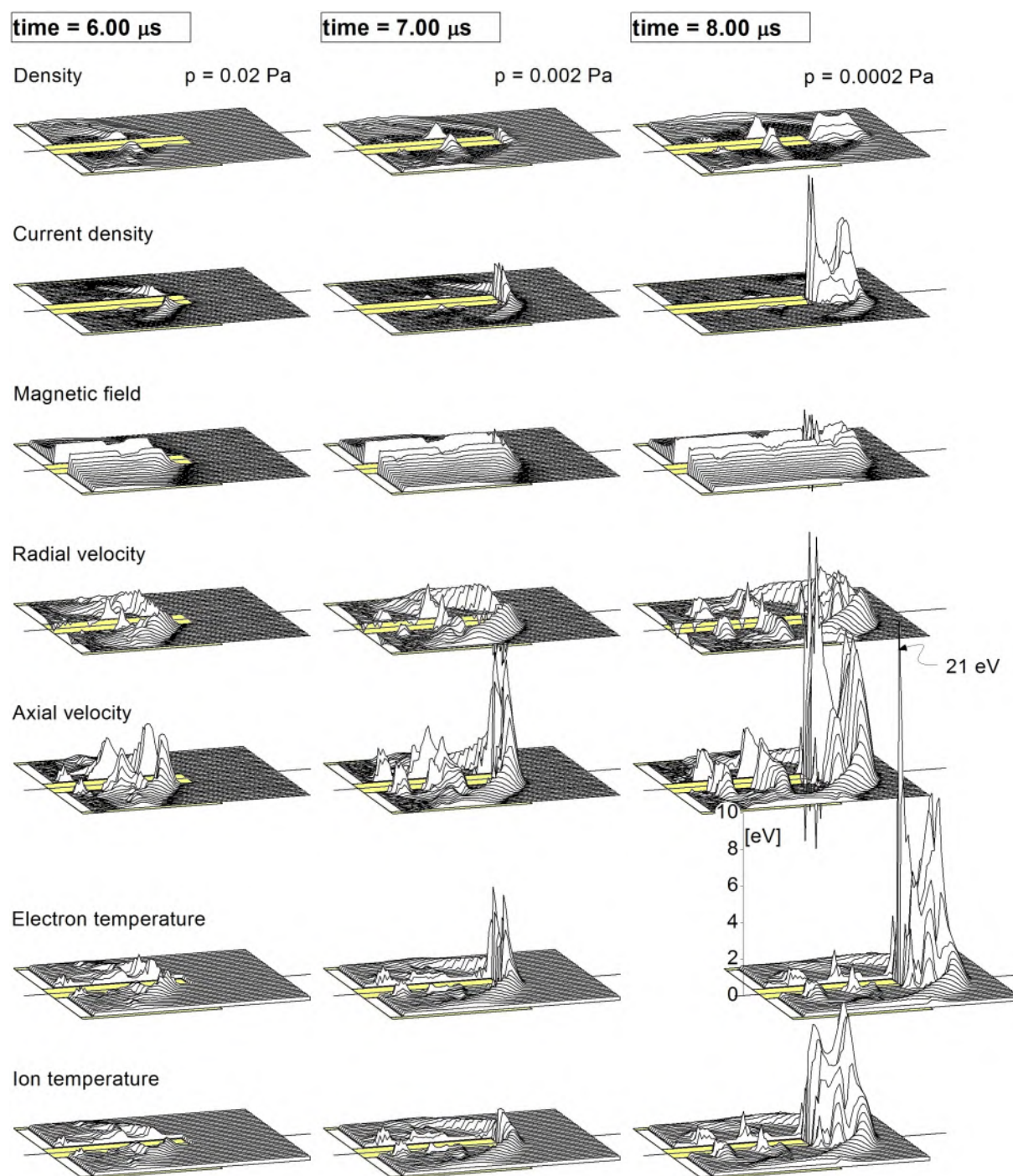
Zbadano możliwość zastąpienia iskiernika bardziej efektywnym sposobem inicjacji wyładowania. W szczególności korzystnym okazało się zastosowanie impulsowego zaworu inicjującego proces plazmowy przez wtrysk gazu [6]. W tym rozwiązaniu zamiast zmiany rezystancji elektrycznej iskiernika proces plazmowy zostaje zainicjowany przez wprowadzenie gazu roboczego bezpośrednio do przestrzeni międzyelektrodowej. Dawkę gazu dostosowano tak, aby uzyskać ciśnienie między wyładowaniami rzędu 10^{-4} Pa. Wtrysk gazu należy uznać za korzystne rozwiązanie w optymalizacji metody IPD nakładania powłok.

Na potrzeby obliczeń komputerowych została opracowana specjalna procedura symulująca działanie zaworu gazowego [H9]. Początkowy etap rozładowania zostaje prowadzony pod stałym ciśnieniem, a po czasie równym efektywnej szerokości połówkowej impulsu zaworu ciśnienie niezaburzonego gazu przed falą uderzeniową jest wykładniczo zmniejszane do wartości ciśnienia w komorze między wyładowaniami.

Symulacje obliczeniowe wykazały, że zbyt długi okres działania zaworu tylko nieznacznie zmienia dynamikę rozładowania w porównaniu ze standardowym akceleratorem pracującym pod stałym ciśnieniem. Stwierdzono również, że zbyt krótki impuls gazowy ($<3\mu$ s) prowadzi do bardzo słabego wyładowania przy niskich temperaturach plazmy uzyskiwanych na czole elektrody wewnętrznej. Optymalne wyniki uzyskano dla czasów działania zaworu gazowego rzędu 4 μ s i dla bardzo niskich wartości ciśnienia w komorze między wyładowaniami ($\sim 10^{-4}$ Pa).

Sekwencja rozkładów parametrów plazmy obliczonych dla akceleratora pracującego w warunkach stosowania impulsowego zaworu gazowego została przedstawiona na Rysunku 12. Można zaobserwować znacznie wyższe temperatury elektronów i jonów plazmy na czole elektrod, osiągnęte w wyraźnie krótszym czasie. W porównaniu z przypadkiem standardowego IPD z iskiernikiem warstwa prądowa rozchodzi się wzdłuż akceleratora w komorze próżniowej pod ciśnieniem o rzędy wielkości niższym. W rezultacie struktura wewnętrzna obszaru wyładowania jest również znacząco różna; ilość gazu zgarnianego przez poruszającą się warstwę jest mniejsza, w wyniku czego prędkości poosiowe są wyższe. Zaobserwowano znaczące zmiany w nakładanych powłokach [6]. Struktura pokrycia z azotku tytanu zostaje zbudowana z

prostopadłościennych nanoziaren o rozmiarach kilkudziesięciu nanometrów, przy braku fazy amorficznej. Taką w pełni nanokrystaliczną strukturę z równoosiowymi krystalitami w przypadku metody IPD zaobserwowano po raz pierwszy.



Rysunek 12. Sekwencja rozkładów parametrów plazmy obliczonych dla akceleratora IPD pracującego z impulsowym zaworem gazowym (wyłączonym po 4 μs).

Warstwy TiN utworzone na narzędziach skrawających standardową metodą IPD i testowane w warunkach przemysłowych wykazywały typowe właściwości, to znaczy przedłużenie okresu eksploatacji o kilkadziesiąt do kilkuset procent (np. 400%), w zależności od typu narzędzia skrawającego. Bardzo korzystny wzrost odporności na zużycie narzędzi pokrytych przy wykorzystaniu zmodyfikowanego akceleratora IPD z

zaworem impulsowym może być wiązany z jakościową zmianą warunków propagacji plazmy. Wzrost średniej drogi swobodnej cząsteczek gazu z 10^{-3} m, jak w standardowej metodzie IPD, do wartości rzędu 0,1–1 m, prowadzi do jakościowego zmniejszenia energii rozpraszanej w zderzeniach międzycząsteczkowych. Powstałe w ten sposób warstwy TiN na nieogrzewanych powierzchniach narzędzi skrawających wykazują 16-krotny wzrost trwałości podczas testów [15].

4.5. Wnioski

Badania przedstawione powyżej prowadzą do następujących wniosków.

Modele matematyczne pozwoliły na efektywną analizę dynamiki plazmy. Symulacje komputerowe przewidywały ewolucję i rozkłady przestrzenne obszaru wyładowania w zależności od geometrii akceleratora i parametrów procesu generowania plazmy. Eksperymenty numeryczne rzuciły także nowe światło na interpretację pewnych zjawisk w akceleratorze IPD. Wykazano zgodność jakościową, a nawet ilościową, wyników modelowania obliczeniowego i obserwacji eksperymentalnych.

Symulacyjne badania dynamiki plazmy wykazały istotne znaczenie mechanizmu 'pługa śnieżnego' w fazie akceleracji wyładowania plazmowego, rolę niestabilności Rayleigha-Taylor'a, wpływ parametrów procesu i geometrii układu, a także szczegóły skomplikowanych struktur plazmowych w rejonie czoła elektrod. Te ostatnie są niezwykle istotne dla jakości nakładanych powłok, dlatego ich badania odgrywają kluczową rolę w rozwoju metody IPD.

Symulacje numeryczne znacznie zwiększyły zrozumienie zjawisk zachodzących metodzie IPD. Badania dostarczyły również wskazówek dotyczących optymalizacji i zastosowania techniki nakładania warstw przy wykorzystaniu plazmy impulsowej. W oparciu o obliczenia zasugerowano i opracowano szereg zmian w metodzie IPD inżynierii powierzchni.

Przedstawione powyżej teoretyczne i obliczeniowe badania dynamiki plazmy doprowadziły do trzech znaczących modyfikacji konstrukcji i działania akceleratora IPD, nie wspominając o wyznaczeniu optymalnych wartości wybranych parametrów nakładania warstw.

Pierwszy etap modyfikacji był wynikiem głębszego wglądu w zależność morfologii powłok od parametrów wyładowania plazmowego. Doprowadziło to do następujących zmian

- zmian geometrii akceleratora wpływających na niestabilności Rayleigha-Taylor'a oraz ograniczanie strefy erozji elektrody wewnętrznej;
- ograniczenia 'wspinania się' warstwy prądowej na metalową ściankę komory próżniowej poprzez wprowadzenie pierścienia ceramicznego zainstalowanego na przedniej powierzchni elektrody zewnętrznej. Spowodowało to wzmocnienie fali uderzeniowej, powodując bardziej intensywne chwilowe ogrzewanie powierzchni podłoża, co prowadzi np. do przejścia fazowego z γ do α osadzonego materiału A_2O_3 [H2].
- wykazanie zalet cylindrycznej elektrody zewnętrznej w porównaniu z elektrodą zewnętrzną złożoną z prętów ze stali nierdzewnej. Zaobserwowaną niekorzystną zmianę składu fazowego powłoki powodował brak mieszania

plazmy gazu roboczego z plazmą metaliczną. W związku z tym elektrody prętowe powodowały niepożądaną nadwyżkę tytanu w materiale powłok, a nadmiar tytanu okazał się niekorzystny z punktu widzenia inżynierii powierzchni.

Druża poważna modyfikacja w sposobie działania baterii kondensatorów wynikała z badań wpływu polaryzacji układu elektrod. Oscylacyjne rozładowanie baterii kondensatorów zastąpiono pojedynczym wyładowaniem w układzie elektrod o polaryzacji dodatniej (wewnętrzna anoda i zewnętrzna katoda). Zaproponowana zmiana została przetestowana i wprowadzona do praktyki przemysłowej. Wykazano, że pierwszy półokres wyładowania prądowego jest wystarczający do syntezy azotku tytanu na potrzeby nakładania powłok.

Trzeci etap modyfikacji akceleratora IPD opierał się na zastosowaniu impulsowego zaworu do zainicjowania procesu plazmowego poprzez wtrysk gazu roboczego bezpośrednio do przestrzeni między elektrodami. Zwiększenie średniej długości drogi swobodnej cząsteczek gazu dziesięć tysięcy razy doprowadziło do jakościowego zmniejszenia energii rozpraszanej w zderzeniach międzycząsteczkowych. Bardzo korzystna odporność na zużycie narzędzi pokrywanych przy pomocy zmodyfikowanego akceleratora IPD z impulsowym zaworem gazowym jest związana z jakościową zmianą warunków propagacji plazmy przed czołem elektrod. Warstwy TiN utworzone w ten sposób na narzędziach tnących wykazywały 16-krotny wzrost trwałości narzędzia. Zastosowanie zaworu impulsowego umożliwiło również połączenie akceleratora plazmy IPD z technologią rozpylania magnetronowego [5-7] – GIMS (Gas Injection Magnetron Sputtering).

Spis publikacji (kontynuacja spisu w punkcie 4.2)

1. M. Sokołowski "Influence of the Pulse Plasma Chemical Content on the Crystallization of Diamond under Conditions of its Thermodynamic Instability" *J Cryst Growth*. 1981;**54**(3):519-522. DOI: 10.1016/0022-0248(81)90507-8
2. M. Sokołowski, A. Sokołowska "Electric Charge Influence on the Metastable Phase Nucleation" *J Cryst Growth*. 1982;**57**(1):185-188. DOI: 10.1016/0022-0248(82)90265-2
3. K. Zdunek "Concept, techniques, deposition mechanism of impulse plasma deposition - A short review" *Surf Coat Technol*. 2007;**201**(9-11):4813-4816. DOI: 10.1016/j.surfcoat.2006.07.024
4. Z. Romanowski, M. Wronikowski "Specific Sintering by Temperature Impulses as a Mechanism of Formation of a TiN Layer in the Reactive Pulse Plasma" *J Mater Sci*. 1992;**27**(10):2619-2622. DOI: 10.1007/BF00540678
5. K. Zdunek, K. Nowakowska-Langier, R. Chodun, J. Dora, S. Okrasa, E. Talik "Optimization of gas injection conditions during deposition of AlN layers by novel reactive GIMS method" *Materials Science-Poland*. 2014;**32**(2):171-175. DOI: 10.2478/s13536-013-0169-6
6. Z. Zdunek, K. Nowakowska-Langier, J. Dora, R. Chodun "Gas injection as a tool for plasma process control during coating deposition" *Surf Coat Technol*. 2013;**228**(1):S367-S373. DOI: 10.1016/j.surfcoat.2012.05.101
7. K. Zdunek, K. Nowakowska-Langier, R. Chodun, S. Okrasa, M. Rabiński, J. Dora, P. Domanowski, J. Halarowicz "Impulse Plasma in Surface Engineering

- a review” *Journal of Physics: Conference Series*. 2014;**564**(1):012007. DOI: 10.1088/1742-6596/564/1/012007
8. F. Fishman, H. Petschek ”Flow model for large radius-ratio magnetic annular shock-tube operation” *Phys Fluids*. 1962;**5**:632-633. DOI: 10.1063/1.1706671
 9. C. Keck ”Current distribution in a magnetic annular shock tube” *Phys Fluids*. 1962;**5**:630-632. DOI: 10.1063/1.1706671
 10. M. Rabiński, K. Zdunek: ”Computational Studies of IPD Accelerator Geometry” *Proc. PLASMA–2001, Int. Symposium on Research and Applications of Plasmas, Warsaw, Sept. 19–21, 2001*, p.30.
 11. M. Rabiński, K. Zdunek, M. Paduch, K. Tomaszewski ”Experimental studies of current sheet structure in IPD coaxial accelerator” *Surf Coat Technol.* 2001;**142-144**:49-51. DOI: DOI: 10.1016/S0257-8972(01)01076-3
 12. J. Baranowski, L. Jakubowski, M. Rabiński, K. Zdunek ”Studies of simultaneous X-ray emission and ion beams in the IPD plasma accelerator” *Czechoslovak Journal of Physics*. 2002;**52**(Suppl. D):D188-D193.
 13. A. A. Skorupski, A. Senatorski, ”Numerical studies of the Mather type large Plasma Focus devices”, *Nukleonika*, vol. 28, pp. 11–51, 1983.
 14. D.E. Potter ”Numerical Studies of the Plasma Focus” *Phys Fluids*. 1971;**14**(9): 1911-1924; DOI: 10.1063/1.1693700
 15. K. Zdunek, K. Nowakowska-Langier, R. Chodun, M. Kupczyk, P. Siwak ”Properties of TiN coatings deposited by the modified IPD method” *Vacuum* 2010; **85**:514-517. DOI: 10.1016/j.vacuum.2010.01.024

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych

5.1. Działalność naukowa prowadzona przed doktoratem

Od 1977 do 1985 roku brałem udział w programie projektowania, badań i budowy układu Plasma Focus PF-1000, jednego z trzech największych na świecie układów doświadczalnych o energii 1 MJ. Moja działalność naukowa koncentrowała się na opracowaniu programów obliczeniowych do modelowania zjawisk fizyki plazmy – takich jak dynamika warstwy prądowej w układzie Plasma Focus, niestabilność przewężeniowa zaciskającej się kolumny plazmy, wymiana ciepła w materiale elektrody i na powierzchni plazma/ścianka, topienie i krzepnięcie materiału próbek wystawionych na działanie intensywnych strumieni jonów.

Tematem mojej rozprawy doktorskiej było opracowanie metodologii i metod obliczeniowych identyfikacji parametrów modeli fizyko-matematycznych o zmiennych rozłożonych. Identyfikacja parametrów jest rozumiana jako wyznaczenie modelu, równoważnego rzeczywistemu obiektowi (procesowi lub urządzeniu). Złożoność modeli matematycznych używanych w fizyce plazmy wymaga jednak niezwykle wydajnych metod minimalizacji kryterium jakości. Opracowałem metodologię i metodę obliczeniową opartą o zmodyfikowane techniki minimalizacji Gaussa-Newtona i Marquarda. Zaproponowane połączenie tych dwóch metod gwarantowało zarówno wysoką wydajność obliczeniową, jak i stabilną pracę w przypadku obszarów o słabnącym wpływie parametrów na wartość funkcjonału kryterium.

Uzyskane wyniki zostały opublikowane w recenzowanych czasopismach i zaprezentowane na konferencjach – wymienionych w pkt 2. Załącznika 4; między innymi w raportach i opracowaniach Instytutu Badań Jądrowych i Instytutu Problemów Jądrowych im. Andrzeja Soltana.

5.2. Działalność naukowa po uzyskaniu stopnia doktora

Po uzyskaniu doktoratu brałem udział w międzynarodowym programie teoretycznych badań transportu zanieczyszczeń w plazmie brzegowej tokamaka T-15 w Moskwie. Opracowałem kod obliczeniowy do modelowania transportu zanieczyszczeń w warstwie brzegowej plazmy tokamaka, oparty na 21-momentowym podejściu Grada. Transport plazmy został opisany za pomocą modelu dwupłynowego ze współczynnikami lepkości i przewodności termicznej traktowanymi jako zmienne niezależne. Pomocnicze równania opisujące nielocalne współczynniki transportu zostały wyprowadzone na podstawie metody momentów Grada.

Zajmowałem się również modelowaniem napyłania magnetronowego – przy pomocy urządzeń plazmowych powszechnie stosowanych w przemyśle oraz badaniach wygładzania powierzchni i nakładania cienkich warstw. Opracowałem jednowymiarowy model płynowy do modelowania zachowania plazmy w magnetronie, obejmujący równanie ciągłości, przekazywania pędu, bilansu energii dla elektronów i jonów, a także równanie Poissona rozkładu potencjału. Przedstawiłem koncepcję

uwzględnienia dwóch grup (płynów) elektronów o różnych temperaturach. Koncepcja ta była cytowana w literaturze związanej z magnetronami.

Moja aktywność związana z badaniami koaksjalnego akceleratora IPD plazmowego nakładania pokryć została szczegółowo opisana w pkt 4 niniejszego Załącznika.

Od 2006 r. głównym tematem mojej działalności naukowej stały się prace związane z zagadnieniem diagnostyki typu Czerenkowa do badań wiązek szybkich elektronów w tokamakach. Od 2007 roku jestem odpowiedzialny za realizację odpowiednich zadań w ramach europejskich programów EURATOM i EUROfusion. Znaczenie tego zagadnienia wynika z istotnej roli diagnostyki wiązki elektronów w fizyce plazmy. Pomiary szybkich elektronów ucieczki z układów doświadczalnych typu tokamak okazały się szczególnie interesujące ze względu na fakt, że cząstki te wnoszą informacje o nieliniowych procesach zachodzących w plazmie termojądrowej. Zespół z Narodowego Centrum Badań Jądrowych (NCBJ), działający w ramach asocjacji EURATOM i EUROfusion, zaproponował wykorzystanie sond typu Czerenkowa do pomiarów szybkich elektronów w tokamakach ze względu na możliwe do uzyskania przy ich pomocy wysokie rozdzielczości przestrzenne i czasowe.

Zastosowanie detektorów typu Czerenkowa w tokamakach umożliwiło monitorowanie elektronów ucieczki (*run-away electrons* – RE), badania korelacji sygnałów Czerenkowa z magnetohydrodynamicznymi niestabilnościami plazmy oraz oszacowanie strat RE w wyniku niestabilności MHD. Może być również traktowane jako wsparcie działań nad ograniczaniem elektronów ucieczki oraz walidacji modeli ich generacji w instalacjach typu tokamaka. Dzięki zastosowaniu sond wielokanałowych można wysnuwać wnioski dotyczące charakterystyki energetycznej strumieni elektronów. Zarejestrowane sygnały Czerenkowa pomagają także zidentyfikować warunki rozwoju niestabilności MHD.

Wyniki pomiarów wykonanych za pomocą detektorów typu Czerenkowa (w następujących tokamakach: CASTOR – Praga, TORE-SUPRA – Cadarache we Francji, ISTTOK – Lizbona w Portugalii, FTU – Frascati we Włoszech, COMPASS – Praga i TCV – Lausanne w Szwajcarii) dowiodły przydatności opracowanej techniki pomiarowej do badań elektronów ucieczki i strumieni elektronów powstających w niejednorodnościach pola magnetycznego (*ripple-born electrons*).

Uzyskane wyniki zostały opublikowane w recenzowanych czasopismach i zaprezentowane na konferencjach – wymienionych w pkt 2. Załącznika 4.

M. Rabinowski
29-04-2019