

Załącznik 2a

Autoreferat przedstawiający opis dorobku i osiągnięć naukowych (w języku polskim)

Dr inż. Tomasz Mościcki

Mościcki

Spis treści

1. Życiorys	3
1.1 Dane osobowe	3
1.2 Stopnie naukowe i tytuły zawodowe	3
1.3 Zatrudnienie w jednostkach naukowych	3
2. Osiągnięcie naukowe	4
2.1 Wprowadzenie i cel pracy	7
2.2 Model teoretyczny	9
2.2.1 Pochłanianie promieniowania laserowego przez tarczę	15
2.2.2 Pochłanianie i promieniowanie obłoku plazmowego	15
2.3 Przyśpieszanie obłoku plazmowego podczas ablacji nanosekundowym impulsem laserowym ..	17
2.4 Ekspansja obłoku plazmowego, którego składnikami są pierwiastki o znacząco różnych	18
masach	18
2.5 Wpływ długości fali na przebieg ablacji i formowania się obłoku plazmowego. . . .	19
2.6 Wpływ różnych mechanizmów ablacji na formowanie się obłoku plazmowego na przykładzie	20
osadzania impulsem laserowym supertwardych warstw WB ₃	20
2.6.1 Zmiana fazowa WB ₂ /B do WB ₃ podczas procesu ablacji/osadzania impulsem laserowym. . .	21
.....	21
2.7 Eksperymentalna walidacja modelu	21
2.7.1 Wykorzystanie modelu	21
3. Pozostały dorobek i osiągnięcia naukowo–badawcze	22
3.1 Ogólna charakterystyka działalności naukowej	22
3.2 Publikacje i cytowalność	26
3.2.1 Publikacje	26
3.2.2 Cytowalność	27
3.3 Budowa zespołu i umiejętności kierownicze	27
3.3.1 Promotorstwo pomocnicze	27
3.3.2 Funkcje kierownicze	27
3.4 Nagrody i wyróżnienia	28
3.5 Udział w projektach badawczych i badawczo-rozwojowych	28
3.6 Recenzje	29
4. Lista publikacji habilitanta	29
4.1 Publikacje JCR po doktoracie	29
4.2 Publikacje JCR przed lub w wyniku doktoratu	30
4.3 Pozostałe artykuły recenzowane i abstrakty konferencyjne	31

Mosiaczki

1. Życiorys

1.1 Dane osobowe

Imię i nazwisko: Tomasz Piotr Mościcki,
Data urodzenia : 17 czerwiec 1976, Grójec
Żonaty, dwoje dzieci

1.2 Stopnie naukowe i tytuły zawodowe

Luty 2007

Doktor nauk technicznych - mechanika, Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN;
temat pracy doktorskiej: Badanie właściwości fizycznych obłoku plazmowego powstającego
przy spawaniu laserowym stali; promotor prof. Zygmunt Szymański

Październik 2001

Magister inżynier w dziedzinie mechanika, Politechnika Warszawska, wydział Mechaniczny
Energetyki i Lotnictwa, na kierunku Inżynieria Środowiska, w zakresie Ekologicznych
problemów energetyki cieplnej

1.3 Zatrudnienie w jednostkach naukowych

od kwiecień 2007 – obecnie

adiunkt

od styczeń 2002 – marzec 2007

asystent

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN, Warszawa

2. Osiągnięcie naukowe

Jako swoje osiągnięcie naukowe, zgodnie z art. 16 ustawy¹, wskazuję cykl publikacji powiązanych tematycznie² zatytułowany:

Modelowanie numeryczne procesów zachodzących podczas ablacji nanosekundowym impulsem lasera

Na cykl publikacji powiązanych tematycznie składają się:

- H1 **Mościcki T.**; Hoffman J.; Szymanski Z., MODELLING OF PLASMA FORMATION DURING NANOSECOND LASER ABLATION, Archives of Mechanics 63 (2011), 99-116
IF: 0.75, 20 pkt., mój udział 90%, Opracowałem koncepcję pracy, opracowałem model, opracowałem i przeanalizowałem wyniki modelu, oraz przygotowałem manuskrypt.
- H2 **Mościcki T.**, Hoffman J., Szymański Z., LASER ABLATED CARBON PLUME: EXPERIMENT AND MODELLING, Nukleonika. International Journal of Nuclear Research 57 (2012), 283-286
IF: 0.40, 15 pkt. mój udział 80%, Opracowałem koncepcję pracy, opracowałem model, opracowałem i przeanalizowałem wyniki modelu, oraz przygotowałem manuskrypt.
- H3 **Mościcki T.**; Hoffman J., Szymanski Z., THE EFFECT OF LASER WAVELENGTH ON LASER-INDUCED CARBON PLASMA, Journal of Applied Physics 114 (2013), 083306
IF: 2.19, 35 pkt. mój udział 80%, Opracowałem koncepcję pracy, opracowałem model, opracowałem i przeanalizowałem wyniki modelu, oraz przygotowałem manuskrypt.
- H4 **Mościcki T.**, EXPANSION OF LASER-ABLATED TWO-COMPONENT PLUME WITH DISPARATE MASSES, Physica Scripta T161 (2014), 014024,
IF: 1.13, 25 pkt. mój udział 100%,
- H5 **Mościcki T.**, Hoffman J., Chrzanowska J., THE ABSORPTION AND RADIATION OF A TUNGSTEN PLASMA PLUME DURING NANOSECOND LASER ABLATION, Physics of Plasmas 22 (2015),103303

¹ Ustawa 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, z późn. zm.).

² Aktualizacja: 24 lipca 2014 r. – w art. 16 ust 2. pkt 1.

impact factor: 2.14, 30 pkt. mój udział 80%, Opracowałem koncepcję pracy, opracowałem model, opracowałem i przeanalizowałem wyniki modelu, oraz przygotowałem manuskrypt.

- H6 **Moscicki T.**, Radziejewska J., Hoffman J., Chrzanowska J., Levintant-Zayonts N., Garbiec D., Szymanski Z., WB2 TO WB3 PHASE CHANGE DURING REACTIVE SPARK PLASMA SINTERING AND PULSED LASER ABLATION/DEPOSITION PROCESSES, *Ceramics International* 41 (2015), pp. 8273-8281
IF: 2.61, 40 pkt., mój udział 65%, Opracowałem koncepcję pracy, opracowałem warunki eksperymentu, opracowałem i przeanalizowałem wyniki eksperymentu oraz przygotowałem manuskrypt.
- H7 **Mościcki T.**, DIFFERENCES IN NANOSECOND LASER ABLATION AND DEPOSITION OF TUNGSTEN, BORON AND WB₂/B COMPOSITE DUE TO OPTICAL PROPERTIES, *International Journal of Optics* 2016, Art. ID 5438721, pp. 1-13
<http://dx.doi.org/10.1155/2016/5438721>
IF: 0.30 (SJR), 15 pkt. mój udział 100%.

Moje osiągnięcie naukowe poświęcone jest problemowi teoretycznego modelowania zjawiska ablacji laserowej i formowania się obłoku plazmowego zachodzącego podczas nanoszenia powłok metodą impulsu laserowego (eng. pulsed laser deposition PLD). Analizie numerycznej poddałem zjawiska zachodzące podczas oddziaływania wiązki nanosekundowego lasera Nd-YAG z tarczami wykonanymi z aluminium, grafitu, boru, wolframu oraz kompozytu WB₂/B. Przedstawiony model opisuje termiczny przypadek ablacji laserowej. W wyniku oddziaływania wiązki laserowej tarcza nagrzewa się, a następnie paruje tworząc obłok plazmowy. Zbudowany przeze mnie model pozwala na szczegółowy opis wybranych zjawisk zachodzących podczas ablacji laserowej i formowania się obłoku plazmowego, które mają istotny wpływ na jakość osadzanych warstw.

W szczególności:

- Zaproponowany przeze mnie model umożliwia wyznaczenie parametrów plazmy, które są niemożliwe lub bardzo trudne do wyznaczenia eksperymentalnie (zwłaszcza w początkowych kilkudziesięciu nanosekundach) np.: pola ciśnień, temperatur czy gęstości zarówno popularnych materiałów (węgiel, aluminium) jak i materiałów dotychczas nie analizowanych, ale mających olbrzymi potencjał aplikacyjny – wolframu i boru [H1-H7].
- Przeprowadzona przeze mnie szczegółowa analiza pochłaniania i emisji promieniowania obłoku plazmowego pozwoliła na wyznaczenie wartości obydwu tych istotnych dla procesu ablacji parametrów. Jest to niezbędne do prawidłowego opisu rozwoju obłoku, a dodatkowo pozwala na określenie optymalnego czasu i położenia

Moscicki

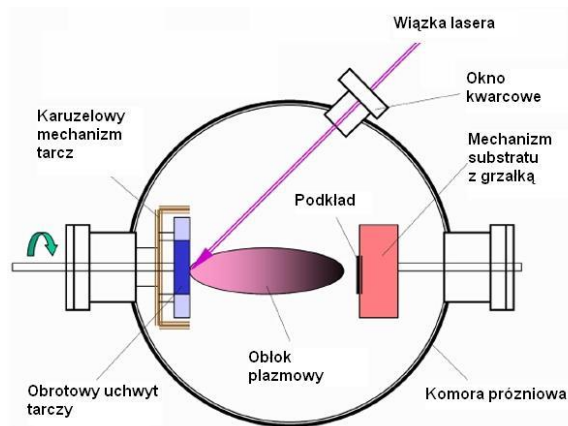
widma emisyjnego istotnego np. w laserowo indukowanej spektroskopii emisyjnej (LIBS - Laser Induced Breakdown Spectroscopy). Analiza pochłaniania obłoku umożliwiła również wyznaczenie strat wynikających z ekranowania tarczy przez obłok plazmowy, co ma istotny wpływ na przebieg ablacji [H2,H5].

- Zbadałem i wyjaśniłem mechanizm przyspieszania obłoku plazmy podczas ablacji. Uzyskane przeze mnie wyniki są w dobrej zgodności z wynikami eksperymentu. Temperatura i gęstość elektronów, a także prędkość obłoku uzyskana w modelu jest bliska tej, która jest obserwowana podczas eksperymentu wykonanego w podobnych warunkach. Oznacza to, że wysoka prędkość obłoku plazmowego obserwowana w badaniach eksperymentalnych może być w pełni wyjaśniona zjawiskami gazodynamicznymi i nie ma potrzeby uwzględniania mechanizmów przyspieszania jonów w polu elektrycznym wygenerowanym przez foto- i termiczną emisję elektronów [H1,H4].
- Wyjaśniłem różnice w zachowaniu się obłoku podczas ablacji materiałów, w których skład wchodzi pierwiastki o znacząco różnych masach. Pokazałem, że po upływie 100 ns od początku impulsu lasera prędkość i wielkość obłoku lekkiego boru jest większa, a gęstości i temperatura mniejsza w porównaniu z ciężkim wolframem [H4]. Ta zależność od masy pierwiastka jest dodatkowym świadectwem czysto gazodynamicznego rozwoju ekspansji obłoku.
- Określiłem wpływ długości fali promieniowania laserowego na parametry obłoku plazmowego - jego gęstość, temperaturę i prędkość. Pokazałem, że temperatury i prędkości obłoku rosną, a gęstości plazmy maleją z długością fali lasera [H3, H7].
- Wykazałem różne mechanizmy ablacji w zależności od materiału tarczy m.in. boru, wolframu, czy kompozytu WB_2/B . W pierwszym przypadku już przy fluencji lasera 10 J/cm^2 zachodzi wrzenie wybuchowe (explosive boiling), natomiast w przypadku wolframu ablacja ma charakter parowania [H7]. Ablacja kompozytu WB_2/B ma jeszcze inny, mieszany charakter, skutkujący kropelkową strukturą osadzonej warstwy [H7].
- Przeprowadzone przeze mnie obliczenia dostarczają informacji na temat wpływu długości fali, gęstości energii oraz składu tarczy na przebieg procesu ablacji. Wszystkie te informacje wykorzystałem do osadzania super-twardych warstw ReB_2 i WB_3 . [H6]

W ramach możliwości praktycznych, zastosowany model zweryfikowano eksperymentalnie przy wykorzystaniu metod profilometrycznych i optycznych. Uzyskane z modelu pola prędkości i temperatur, kształty obłoku plazmowego oraz objętości kraterów (powstałych w wyniku ablacji) są w dobrej zgodzie z wynikami eksperymentalnymi.

2.1 Wprowadzenie i cel pracy

Osadzanie impulsem laserowym jest metodą, gdzie wiązka lasera impulsowego oddziałuje z tarczą wykonaną z materiału, który następnie ma być naniesiony w formie cienkiej warstwy na podkład. Cały proces odbywa się w komorze próżniowej rys.1. Osadzone pokrycia mogą mieć grubość od kilku nanometrów do kilku mikrometrów. Metoda PLD jest uniwersalna i pasuje bardzo dobrze do osadzania trudno topliwych materiałów. Gęstość mocy konwencjonalnego lasera Nd:YAG w miejscu padania wiązki może osiągać wielkość rzędu GW/cm^2 . Oznacza to w rzeczywistości, że laser może odparować każdy znany materiał. Kolejną zaletą tej metody jest odwzorowanie składu stechiometrycznego targetu w osadzonej warstwie. Aby uzyskać warstwy o wysokiej jakości konieczna jest wiedza dotycząca pierwszego etapu PLD, jakim jest ablacja laserowa. Przebieg procesu ablacji wpływa na skład obłoku plazmowego i decyduje o stosunku ilości par do nano- lub mikro- cząsteczek powstałych w wyniku ablacji. Pomimo licznych zastosowań aplikacyjnych, fizyka procesu ablacji laserowej w dalszym ciągu nie jest do końca zrozumiała. Proces ablacji laserowej zależy nie tylko od użytego materiału, ale również parametrów lasera takich jak czas trwania impulsu, częstotliwości, gęstości energii (fluencja) oraz długości fali.



Rysunek 1 Schemat osadzania impulsem laserowym

Ablacja laserowa jest to proces usuwania materiału z jego powierzchni na skutek oddziaływania promieniowania laserowego o dużym natężeniu. W zależności od długości trwania impulsu można rozróżnić dwa rodzaje ablacji tj. ablację termiczną i ablację fotochemiczną. W przypadku ablacji termicznej (impuls nanosekundowy), zaabsorbowana energia lasera w całości zamienia się w ciepło. Najprostszy mechanizm ablacji termicznej składa się z trzech etapów. W trakcie oddziaływania wiązki laserowej z powierzchnią próbki (targetu) jest ona nagrzewana do temperatury wrzenia, a czasami przekracza również

temperaturę krytyczną³. W drugim etapie, oświetlony przez laser materiał ulega odparowaniu, tworząc cienką warstwę plazmy zawierającą elektrony, jony i atomy. Obłok plazmowy w wyniku fotojonizacji i procesu odwrotnego do procesu hamowania (Bremsstrahlung) pochłania część energii wiązki laserowej, co powoduje wzrost ciśnienia i temperatury. W wyniku powstałego w ten sposób gradientu ciśnień obłok plazmowy przyspiesza w kierunku prostopadłym do tarczy i osiąga prędkości rzędu kilkudziesięciu tysięcy metrów na sekundę. W następnym etapie impuls laserowy kończy się, a obłok ekspanduje adiabatycznie. Jednakże taki mechanizm ablacji zachodzi w przypadku, kiedy gęstość energii nie powoduje przekroczenia 0.9 temperatury krytycznej i związanej z tym eksplozji fazy. W wyniku wystąpienia eksplozji fazy w obłoku plazmowym, obok zjonizowanego gazu, pojawiają się nano- i mikrocząsteczki. W przypadku ablacji fotochemicznej (impuls femtosekundowy) gęstość mocy promieniowania laserowego jest na tyle duża, że powoduje zerwanie wiązań międzyatomowych i wyrwanie cząsteczek z powierzchni tarczy.

Dalszą część autoreferatu poświęciłem teoretycznemu modelowaniu zjawisk zachodzącym podczas ablacji termicznej.

Osadzanie cienkich warstw impulsem laserowym nie jest jedynym sposobem wykorzystania zjawiska ablacji. Ablacja jest także używana w takich zastosowaniach jak mikroobróbka⁴, czyszczenie⁵ oraz wytwarzanie mikro i nanostruktur⁶. Dlatego też, szczegółowa wiedza na temat dynamiki obłoku plazmowego, a także zrozumienie mechanizmów ablacji jest potrzebne aby móc zoptymalizować procesy technologiczne, jak również promować wysokoenergetyczne, nanosekundowe lasery do ekonomicznego wykorzystania w przemyśle.

Przedstawione przeze mnie osiągnięcie naukowe prezentuje wyniki numerycznego modelowania nagrzewania tarczy oraz formowania się obłoku plazmowego, które wywołane są oddziaływaniem nanosekundowego impulsu laserowego. Układ równań zachowania masy, pędu i energii rozwiązywany jest z użyciem pakietu Ansys – Fluent. Zaadoptowanie komercyjnego oprogramowania do opisu omawianego przeze mnie zjawiska wymagało stworzenia szeregu funkcji zewnętrznych pozwalających na uwzględnienie zjawiska pochłaniania i promieniowania w plazmie oraz tarczy, wprowadzenia zależnych od temperatury i ciśnienia właściwości plazmy tj. ciepła właściwego i gęstości. Kluczowym

³ C.J.Knight 1979, Theoretical Modelling of Rapid Surface Vaporization with Back Pressure, *AIAA Journal* 17, NO.5, 519-523

⁴ N.M. Bulgakova, V.P. Zhukov, A.R. Collins, D. Rostohar, T. J.-Y. Derrien, T. Mocek, How to Optimize Ultrashort Pulse Laser Interaction with Glass Surfaces in Cutting Regimes?, *Appl. Surf. Sci.* 336 (2015) 364–374

⁵ M. Afif, J.P. Girardeau-Montaut, C. Tomas, M. Romand, M. Charbonnier, N.S. Prakash, A. Perez, G., Marest J.M. Frigerio, In Situ Surface Cleaning of Pure and Implanted Tungsten Photocathodes by Pulsed Laser Irradiation, *Appl. Surf. Sci.* 96-98 (1996) 469-473.

⁶ Jong-Won Yoona, Kwang Bo Shim, Growth of Crystalline Boron Nanowires by Pulsed Laser Ablation”, *J. Ceram. Procces. Res.* 12(2) (2011) 199-201.

również było opracowanie funkcji opisującej promieniowanie lasera jako źródła energii, pozwalającej na zbadanie wpływu różnych parametrów lasera tj. gęstości mocy, długości impulsu, rozkładu promieniowania w wiązce oraz długości fali promieniowania laserowego na przebieg zjawiska ablacji. Stworzenie funkcji UDF wymagało znajomości metod numerycznych zastosowanych w pakiecie Ansys-Fluent jak i podstaw fizycznych procesu ablacji.

Celem badań wchodzących w skład osiągnięcia naukowego jest opracowanie modelu numerycznego, który umożliwi opis zjawisk zachodzących podczas ablacji laserowej oraz formowania się obłoku plazmowego. Ponadto model ma być użytecznym narzędziem pozwalającym w prosty sposób na dobór parametrów lasera niezbędnych do osadzania warstw impulsem laserowym.

2.2 Model teoretyczny

Teoretyczny model ablacji termicznej jest rozwijany od lat 70-tych ubiegłego wieku^{3,7}. W pierwszych modelach temperatura była wyznaczana z bilansu energii, a ciśnienie pary nasyconej $p_s(T)$ z równania Clausiusa-Clapeyrona. Modele te nie precyzują źródła energii ani nie uwzględniają ogrzewania par przez wiązkę. W następnych latach stworzono bardziej kompleksowe modele uwzględniające zarówno grzanie tarczy jak i formowanie się obłoku plazmowego, jednakże problemem był brak zgodności uzyskiwanych prędkości z wynikami eksperymentalnymi^{8,9}. Dlatego też zaczęto stosować różnego rodzaju przybliżenia takie jak półempiryczny model plazmy¹⁰. Kolejne modele były coraz bardziej dokładne, jednakże wymagały dalszych badań ze względu na to, że bardzo często były jednowymiarowe, w sposób przybliżony traktowały zjawiska w tarczy^{9,11} oraz nie uwzględniały wszystkich mechanizmów pochłaniania w plazmie¹². Wielokrotnie zastosowane własności materiałowe były niezależne od temperatury. Opracowany przeze mnie model jest wolny od zbędnych założeń, opisuje materiały nie metaliczne oraz uwzględnia wszystkie mechanizmy pochłaniania w plazmie.

⁷ T.Ytrehus 1976, Theory and Experiments on Gas Kinetics in Evaporation, Rarefied Gas Dynamics vol.51,ed. J.L.Potter, 1197-1212

⁸ R.K. Singh, J. Narayan, Pulsed-laser evaporation technique for deposition of thin films: Physics and theoretical model, Phys. Rev. B, 41, 8843–8859, 1990

⁹ K. R Chen., T. C King., J. H. Hes, J. N.Leboeuf, D. B Geohegan., B. R. F.Wood, A. A.Puretzky, J. M. Donato Phys. Rev. B 60 (1999) 8373-8382

¹⁰ N.M. Bulgakova, A. Bulgakov, L.P. Babich, Energy balance of pulsed laser ablation: thermal model revised, Appl. Phys. A, 79, 1323–1326, 2004

¹¹ V.I. Mazhukin, V.V. Nossov, I. Smurov, Modeling of plasma-controlled evaporation and surface condensation of Al induced by 1.06 and 0.248 mm laser radiations, J. Appl. Phys., 101, 024922, 2007

¹² Zh. Chen, A. Bogaerts, Laser ablation of Cu and plume expansion into 1 atm ambient gas, J. Appl. Phys., 97, 063305, 2005

Podstawowy opis modelu teoretycznego, który składa się z nagrzewania tarczy oraz formowania się obłoku plazmowego i jego ekspansji został przedstawiony przeze mnie w [H1]. Dotyczy on oddziaływania wiązki laserowej z tarczą aluminiową. Opierając się o to rozwiązanie, został stworzony model oddziaływania wiązki laserowej z tarczą grafitową [H2,H3]. W przypadku tym, obliczenia zostały wykonane dla dwóch długości fali lasera Nd-YAG – 355 nm i 1064 nm. Dodatkowo, została tu uwzględniona absorpcja wiązki laserowej w głąb tarczy, a nie jak do tej pory na powierzchni próbki. Tak powstały model został następnie wykorzystany do opisu zjawisk zachodzących podczas ablacji boru, wolframu oraz kompozytu WB_2/B [H4,H5,H7]. Informacje uzyskane z modelu posłużyły do doboru parametrów osadzania wykazujących supertwarde właściwości borków wolframu [H6].

We wszystkich obliczeniach obłok plazmowy powstaje w wyniku oddziaływania wiązki laserowej o gęstości energii (fluencji) równej 10 J/cm^2 lub 15 J/cm^2 (w przypadku węgla). Następnie ekspanduje on w powietrzu o ciśnieniu 10^{-3} Pa (próżnia). W przypadku tak niskiego ciśnienia liczba Knudsen jest większa niż wartość graniczna dla kryterium stosowalności modelu hydrodynamicznego. Jednakże, w dalszych krokach czasowych obszar o tak niskim ciśnieniu jest mniej ważny dla modelowania procesu ablacji. W miejscu, w którym wiązka laserowa oddziałuje z tarczą ciśnienie raptownie rośnie i kryterium ciągłości jest spełnione. W trakcie ekspansji ciśnienie w obłoku spada i może się zdarzyć, że gęstość będzie zbyt mała aby przepływ spełniał kryterium stosowalności modelu hydrodynamicznego. Opierając się o wyniki symulacji numerycznych w ważnym do analizy obszarze, podczas pierwszych 100 ns, liczba Knudsen jest poniżej 0.1, co jest ogólnie akceptowane jako wartość, powyżej której główna droga swobodna jest zbyt długa aby usprawiedliwić stosowalność modelu hydrodynamicznego. W przypadku użytego nanosekundowego lasera ablacja jest termiczna a obłok plazmowy jest w lokalnej równowadze termodynamicznej, co pozwoliło na przyjęcie warunków początkowego wynikającego z teorii nagłego odparowania powierzchni¹³. Model zakłada, że prędkość obłoku plazmowego po przejściu przez warstwę Knudsen³ ma prędkość dźwięku (liczba Macha = 1). W związku z tym pozostałe parametry mają wartość $T_v \sim 0.67 T_s$, $p_v \sim 0.21 p_s$, $\rho_v \sim 0.31 \rho_s$, gdzie indeks v oznacza wielkości za warstwą Knudsen, a s na powierzchni tarczy.

Rozkład natężenia wiązki laserowej na powierzchni tarczy I_L został dobrany tak, aby odzwierciedlał kształt impulsu laserowego używanego podczas prac eksperymentalnych:

¹³ R. Kelly, A. Miotello, Comments on Explosive Mechanisms of Laser Sputtering”, Appl. Surf. Sci. 96-98 (1996) 205-215

$$I_L(t, r) = \frac{CF}{\tau} \exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{s_2}\right)^2\right) \exp\left(-\left(\frac{r}{s_1}\right)^2\right) \times \left(\exp\left(-\int \kappa dz\right)\right) \quad (1)$$

Pierwsza część równania (1) opisuje czasową zmianę natężenia, natomiast druga rozkład promieniowania po promieniu wiązki laserowej. W ostatnim eksponencjalnym członie równania zostało uwzględnione osłabianie wiązki w wyniku pochłaniania w plazmie. W obliczeniach uwzględniono odbicie promieniowania laserowego R od powierzchni tarczy. W związku z tym człon źródłowy w równaniu energii opisującym plazmę przyjmuje postać $\kappa I_L(1+R)$, natomiast w przypadku tarczy $\alpha I_L(1-R)\exp(-\int \alpha dz_T)$. W wyrażeniu tym człon eksponencjalny opisuje osłabienie wiązki laserowej na drodze do punktu (r, z_T) w tarczy, gdzie κ to pochłanianie w plazmie, a α współczynnik pochłaniania w tarczy.

Opracowany przeze mnie model składa się z dwóch części. W pierwszej części równanie przewodnictwa jest odpowiedzialne za wyznaczenie rozkładu temperatury i wydatku odparowanego materiału z tarczy. Równanie energii można zapisać jako:

$$\frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v} H) = \text{div}(k \nabla T) + (1-R) \cdot \alpha \cdot I_L \cdot \exp(-\alpha z) \quad (2)$$

gdzie I_L to natężenie wiązki laserowej, α pochłanianie tarczy, R współczynnik odbicia światła laserowego od powierzchni tarczy, ρ jest gęstością, $\vec{v} = \vec{v}_c + \vec{u}$, gdzie \vec{v}_c jest prędkością konwekcji, a \vec{u} jest prędkością recesji w wyniku odparowania, k to przewodność cieplna, a T temperatura.

$H = \int_{T_0}^T c_p dT + f_l L_m$, gdzie c_p jest ciepłem właściwym przy stałym ciśnieniu, L_m to ciepło topnienia, natomiast faza f_l jest zdefiniowana jako 0 dla $T < T_{sol}$, 1 dla $T_{liq} < T$ i

$f_l = \frac{T - T_{sol}}{T_{liq} - T_{sol}}$ jeśli $T_{sol} < T < T_{liq}$. T_{sol} i T_{liq} oznaczają odpowiednio temperatury solidus i liquidus.

Warunek brzegowy w miejscu, w którym wiązka laserowa oddziałuje z tarczą można zapisać jako:

$$-k \frac{\partial T_s}{\partial \vec{n}} = -\rho \vec{u}(t) L_v + R_p / 2 \quad (3)$$

gdzie L_v to ciepło parowania, \vec{n} jest wektorem jednostkowym prostopadłym do powierzchni tarczy i R_p – strumień ciepła dostarczony w wyniku promieniowania plazmy. Straty energii związane z promieniowaniem termicznym z powierzchni tarczy są małe w porównaniu do innych członów i zostały zaniedbane. Na pozostałych ścianach obszaru obliczeniowego przyjęto temperaturę $T = 300$ K.

Moicich

Tempo parowania zostało wyznaczone na podstawie równania Hertza-Knudsen, w którym ciśnienie par nad powierzchnią odparowywaną można wyznaczyć na podstawie równania Clausius–Clapeyrona¹⁰. Stąd:

$$u(t) = (1 - \beta) \frac{p_b}{\rho} \left(\frac{m}{2\pi k T_s} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{L_v}{k_B} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_s} \right) \right] \quad (4)$$

gdzie k_B to stała Boltzmanna, T_s – temperatura powierzchni, T_b - temperatura wrzenia przy ciśnieniu odniesienia p_b , a β jest stałą opisującą ilość odparowanych cząstek wracający do powierzchni targetu (back flux). Dla stacjonarnego parowania $\beta = 0.18$.

Druga część modelu opisuje obłok plazmowy. W tym przypadku zjawiska zdefiniowane są za pomocą układu równań składającego się z równań ciągłości i równania dyfuzji:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \nabla \cdot (\vec{v} (\rho E + p)) = \kappa \cdot I_L - R_p \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \rho \vec{g} \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho Y_i) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} Y_i) = 0 \quad (8)$$

gdzie:

$$Y_i = \frac{\rho_i}{\rho_i + \rho_k} \quad (9)$$

E to energia zdefiniowana jako $E = h - p / \rho + 0.5v^2$, h - entalpia $h = \sum_j Y_j h_j$, $h_j = \int_{T_{ref}}^T c_{p,j} dT$

p – ciśnienie, Y_i ułamek masowy odparowanego materiału w mieszaninie z powietrzem, \vec{v} - wektor prędkości, I_L – natężenie wiązki laserowej. W równaniu energii R_p oznacza straty promieniste, natomiast κ pochłanianie w plazmie.

masiuch

Zgodnie z literaturą jak i własnymi oszacowaniami w pierwszej fazie ekspansji obłoku plazmowego efekty gazodynamiczne są dominujące, dlatego też w zaproponowanym modelu można było ograniczyć się do zastosowania równania zachowania pędu bez uwzględnienia efektów związanych z lepkością.

Układ równań jest rozwiązywany iteracyjnie. W pierwszym kroku wyznaczana jest temperatura tarczy, na podstawie której obliczany jest strumień cząstek wynikający z parowania. Strumień cząstek o temperaturze i ciśnieniu wynikającym z zależności uwzględniających przejście przez warstwę Knudseną, jest zadawany jako warunek brzegowy na wlocie modułu modelującego obłok plazmowy. Następnie wyznaczana jest ilość energii docierająca do tarczy, która jest pomniejszona o wartość pochłoniętą przez obłok plazmowy. Biorąc pod uwagę pochłanianie w obłoku plazmowym wyznaczana jest nowa temperatura tarczy, która następnie użyta jest do obliczenia nowych parametrów na wyjściu z warstwy Knudseny. W ten sposób cykl iteracyjny zamyka się. W pozostałej części tarczy, gdzie nie ma parowania, zastosowano nieruchomą, nieprzenikliwą ścianę. Rozpatrywany przypadek jest osiowoosymetryczny, dlatego też na osi zastosowano odpowiedni dla niej warunek brzegowy. Na pozostałych krawędziach obszaru obliczeniowego uwzględniono wypływ do próżni poprzez zastosowanie warunku brzegowego pressure outflow ze zdefiniowanym ciśnieniem statycznym na wlocie.

Wszystkie właściwości materiałowe użyte w tarczy zależą od temperatury, natomiast w przypadku obłoku plazmowego dodatkowo od ciśnienia i ułamka masowego składników. Wprowadzenie właściwości materiałowych, a w szczególności ciepła właściwego zależnego zarówno od temperatury jak i od ciśnienia, wymagało dodatkowych kroków obliczeniowych. Związane jest to z tym, że Ansys-Fluent, w przypadku płynu ściśliwego, umożliwia wprowadzenie ciepła właściwego tylko w funkcji temperatury. Jednakże wyznaczone na podstawie sum statystycznych ciepło właściwe w obłoku plazmowym silnie zależy również od ciśnienia. Dlatego też prawidłowa wartość ciepła właściwego musiała być zmieniana w kolejnych krokach czasowych. Dodatkowym problemem jest gęstość, która w programie obliczana jest na podstawie równania gazu doskonałego w postaci:

$$\rho = \frac{M \cdot p}{R_g T} \quad (10)$$

gdzie M to masa molowa, a R_g stała gazowa. Takie sformułowanie nie uwzględnia „nieważkich” elektronów pojawiających się w trakcie jonizacji i mających wpływ na ciśnienie w obłoku¹⁴. Problem ten został rozwiązany poprzez zmianę masy molowej, w celu uzyskania prawidłowej gęstości w wysokich temperaturach. Aby uzyskać wynik końcowy, operacja modyfikacji zarówno gęstości jak i ciepła właściwego wymagała kilku iteracji.

We wszystkich obliczeniach obłoku jest spełnione założenie lokalnej równowagi termodynamicznej (LTE) w rozważanym przedziale czasowym tj. od początku impulsu laserowego do 100 ns. Kryterium LTE ma postać¹⁴:

$$N_e \geq N_e^{cr} = 1.6 \times 10^{18} T_e^{1/2} (\Delta E)^3 \quad (11)$$

gdzie N_e^{cr} jest krytyczną gęstością elektronów (w m^{-3}) konieczną do wypełnienia warunków LTE, T_e jest temperaturą elektronów (w K) i ΔE jest największą przerwą w układzie poziomów energetycznych atomów lub jonów (w eV). Na przykład dla aluminium [H1], gdzie największa przerwa energetyczna dla Al I - Al III wynosi 7.73 eV, gęstość elektronów konieczna do wypełnienia kryterium powinna być $1.8 \times 10^{23} m^{-3}$ w temperaturze 60 kK. Przez pierwsze 100 ns typowa gęstość w modelowanej plazmie jest o rząd wyższa. Ponieważ czas relaksacji dla ustalenia LTE jest około 1×10^{-11} s przejściowe zjawiska zachodzące w obłoku nie powinny zakłócać równowagi.

Założenie modelu jednotemperaturowego jest mniej wiarygodne. Energia wiązki laserowej jest przejmowana przez elektrony. W ten sposób temperatura elektronów T_e zawsze przekracza temperaturę cząstek ciężkich T_h . Elektrony przenoszą część swojej energii w wyniku zderzeń sprężystych z cząstkami ciężkimi oraz przez zderzenia nieelastyczne, głównie jonizujące. Oszacowania pokazują, że człon opisujący transfer energii w wyniku zderzeń elastycznych jest mniejszy o czynnik $(T_e - T_h) \times 10^{-4}$ od członu źródła energii $\kappa \cdot l_L$. Z drugiej strony człon związany ze zderzeniami jonizującymi ma podobną wielkość do członu źródłowego. Dlatego też różnica między temperatura elektronów a temperaturą cząstek ciężkich w trakcie pierwszych 10-15 ns może wynosić kilka tysięcy kelwinów. Przykładowo dla węgla [H2,H3] stosunek temperatur $T_e/T_h = 1.5$ jest utrzymywany przez około 10 ns, aż gęstość elektronów osiągnie wartość $\sim 1 \times 10^{26} m^{-3}$ a następnie T_e/T_h jest zmniejszany do jedności. Oznacza to, że temperatury wyrównują się do temperatury cząstek ciężkich. W obliczeniach przyjąłem, że w temperatura elektronów T_e po przejściu przez warstwę Knudseną jest równa temperaturze powierzchni tarczy. Jak już było powiedziane wcześniej, w tym samym czasie cząstki ciężkie mają temperaturę T_h wynikającą z warunku warstwy Knudseny to jest $0.67 T_s$. Jest to założenie prawidłowe ponieważ szacowania pokazują, że czas potrzebny do przejścia cząstek przez warstwę Knudseny jest zbyt krótki aby doszło do równowagi energetycznej pomiędzy atomami i cząstkami „nieważkimi” w analizowanej warstwie. W związku tym powstający obłok jest w równowadze opisanej równaniem Saha, gdzie $T_e = T_s$ oraz $T_e/T_h = 1.5$. Podczas obliczeń problem ten został rozwiązany poprzez wprowadzenie dwóch współczynników absorpcji, tj dla

¹⁴ J Richter, Radiation of Hot Gases in Plasma Diagnostics, ed. Lochte-Holtgreven, North Holland, Amsterdam, 1968

różnych temperatur (w czasie do zapłonu plazmy) i przypadku kiedy obydwie temperatury są sobie równe (po zapłonie).

Po wykonaniu wstępnych obliczeń rozmiary komórek zostały dopasowane do pojawiających się gradientów. Następnie sprawdzono, że dalsze zmniejszanie rozmiarów komórki nie powoduje zmiany wyników. Krok czasowy został dobrany do najmniejszej komórki obliczeniowej. Obydwa sprzężone procesy obliczeniowe są osiowosymetryczne i zależą od czasu. W przypadku plazmy układ równań jest rozwiązywany solverem „density based”(równań sprzężonych) z dyskretyzacją przestrzenną drugiego rzędu dla przepływu. Układ równań rozwiązywany jest metodą SIMPLE 'Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations', zapewniającą wystarczającą dokładność i stabilność rozwiązania oraz umożliwiającą użycie metody siatek rozbieżnych (ułatwienie w implementacji). W przypadku tarczy zastosowano ustawienia pierwotne zadane przez pakiet Ansys – Fluent.

2.2.1 Pochłanianie promieniowania laserowego przez tarczę

W zależności od analizowanego materiału wiązka laserowa może wnikać na różne głębokości warstwy wierzchniej targetu. W przypadku metali (aluminium [H1], wolframu [H7]) głębokość wnikania jest na tyle niewielka, że pochłanianie może być traktowane jako powierzchniowe. W tym przypadku źródło energii, jakim jest promieniowanie lasera, może być wprowadzone poprzez warunek brzegowy. Taki warunek zastosowałem w przypadku ablacji aluminium [H1]. Jednakże lepszym rozwiązaniem jest zastosowanie pochłaniania objętościowego. W przypadku niemetali, gdzie współczynnik pochłaniania może być mniejszy nawet o dwa rzędy (bor w porównaniu z metalami), zastosowanie źródła energii w warunku brzegowym jest mało dokładne i wymaga głębszej analizy. Dlatego też w przypadku węgla [H2,H3], boru [H4,H5,H7] i WB_2/B [H7] równanie przewodnictwa (1) opisującego nagrzewanie tarczy zostało zmodyfikowane poprzez wprowadzenie dodatkowego źródła energii $(1-R) \cdot \alpha \cdot I_L \cdot \exp(-\alpha z)$ po przez zdefiniowaną funkcję zewnętrzną (UDF). Zastosowanie źródła objętościowego pozwoliło mi również na analizę wpływu długości fali lasera na przebieg procesu ablacji.

2.2.2 Pochłanianie i promieniowanie obłoku plazmowego

W drugim etapie ablacji oświetlony przez promieniowanie lasera materiał zaczyna parować. Tworzy się w ten sposób cienka warstewka bardzo gęstego materiału, który w wyniku oddziaływania lasera ulega jonizacji. Wytworzony w ten sposób obłok plazmowy składa się z atomów, elektronów, jonów oraz nanocząstek powstałych w wyniku kondensacji oraz eksplozji

fazy. Obłok plazmowy pochłania energię z wiązki laserowej (fotojonizacja, proces odwrotny do hamowania – *inversbremsstrahlung*, absorpcja Mie na klastrach i nanocząsteczkach) i może blokować transfer energii do tarczy. Jednakże znacząca ilość energii jest wypromieniowywana z obłoku i może dodatkowo dogrzewać tarczę, co również wpływa na dynamikę obłoku plazmowego.

Wyznaczenie zarówno współczynników pochłaniania jak i promieniowania nie jest proste, dlatego też zostało przeze mnie opisane w publikacjach [H1,H5]. W pracy [H5] przedstawiono sposób wyznaczania współczynnika promieniowania, natomiast w [H1] współczynników absorpcji.

Przykładowo, plazma powstała w wyniku ablacji wolframu z gęstością energii 10 J/cm^2 pochłania około 6% energii wiązki [H5]. Ze względu na stosunkowo niewielką ilość pochłoniętej energii, promieniowanie plazmy nie powoduje dogrzewania tarczy. Jednakże dla większych wartości fluencji absorpcja obłoku może osiągać nawet 50% i znacząco wpływać na przebieg ablacji¹⁵. Efekt ekranowania widoczny jest także w przypadku ablacji węgla. Wyniki obliczeń pokazują, że plazma powstała podczas ablacji ma znaczący wpływ na tempo ablacji. Dla gęstości energii $F = 15 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ tempo ablacji jest o $\sim 15\%$ mniejsze w porównaniu z przypadkiem bez pochłaniania [H2]. Należy zwrócić uwagę, że energia głównie jest pochłaniana w okolicach osi obłoku plazmowego, gdzie temperatury i ciśnienia są najwyższe oraz po zapłonie plazmy [H2].

Wyniki obliczeń pokazują, że nie można zaniedbywać pochłaniania na nanocząstkach (absorpcja Mie) powstałych wskutek kondensacji lub wyrzuconych w wyniku eksplozji fazy. Uwzględnienie tego rodzaju pochłaniania we wczesnej fazie formowania się obłoku prowadzi do znacznego wzrostu zarówno ciśnienia jak i temperatury plazmy [H1]. A to w konsekwencji powoduje wcześniejszy zapłon plazmy i uzyskanie większych prędkości obłoku plazmowego.

Podobnie jest w przypadku promieniowania linii. W literaturze¹⁴ można odnaleźć informację, że najważniejszym składnikiem promieniowania obłoku plazmowego powstałego w wyniku ablacji jest promieniowanie fotorekombinacyjne. Jak pokazują moje obliczenia w pewnych warunkach również promieniowanie linii spektralnych może odgrywać ważną rolę i nie powinno być zaniedbywane. Przykładem może być plazma wolframu po upływie 100 ns ekspansji, gdzie ten rodzaj promieniowania stanowi 46.5% całkowitej emisji obłoku plazmowego [H5].

Obliczenia pokazują również, że w okolicach zapłonu plazmy dominującym mechanizmem absorpcji jest pochłanianie *inverse-bremsstrahlung* elektronów na jonach. Na tym samym

¹⁵ N.M. Bulgakova, A. B. Evtushenko, Y.G. Shukhov, S.I. Kudryashov, A. V. Bulgakov, Role of laser-induced plasma in ultradeep drilling of materials by nanosecond laser pulses, Appl. Surf. Sci. 257 (2011) 10876– 10882.

etapie, kiedy gęstość jest największa, głównym mechanizmem emisji jest promieniowanie fotorekombinacyjne. W dalszych etapach, gdy obłok zaczyna się rozprężyć i jego gęstość spada, udział poszczególnych składowych promieniowania zmienia się. Coraz większe znaczenie ma promieniowanie linii. Jest to obserwacja na tyle znacząca, że pozwala oszacować od jakiego momentu można wprowadzić spektralne metody pomiaru, w tym LIBS.

Jak już wspomniałem model pozwala wyznaczyć rozkłady pól ciśnień praktycznie niemożliwych do zmierzenia eksperymentalnie. Obok temperatury, rozkłady ciśnień konieczne są również do wyznaczenia parametrów takich jak gęstość elektronów [H2, H3, H4] czy emisja obłoku plazmowego [H5]. Przykładowo dla węgla i długości fali 355 nm oraz gęstości energii 15 J/cm² maksymalna gęstość elektronów osiąga 2.2×10²⁵ m⁻³ i tylko 1.0×10²⁵ m⁻³ w przypadku długości fali 1064 nm [H3]. Wyznaczenie zarówno gęstości elektronów jak i emisji obłoku wymagało dodatkowych obliczeń, niedostępnych w pakiecie Ansys-Fluent.

2.3 Przyspieszanie obłoku plazmowego podczas ablacji nanosekundowym impulsem laserowym

Pierwszym celem do jakiego został wykorzystany model było wyjaśnienie przyczyny powodującej przyspieszanie obłoku plazmowego podczas ablacji nanosekundowym impulsem laserowym. Ze względu na to, że prędkość plazmy obserwowana w eksperymentach była znacznie wyższa od prędkości uzyskiwanych ze znanych dotychczas modeli, pojawiło się wiele teorii próbujących wyjaśnić tę rozbieżność^{8,9,16}. Zastosowanie przeze mnie modelu hydrodynamicznego z uwzględnieniem zjawisk plazmowych [H1] pozwoliło potwierdzić, że za przyspieszanie obłoku plazmowego odpowiedzialny jest gradient ciśnień, a nie na przykład oddziaływanie pola elektrycznego wygenerowanego przez foto- i termiczną emisję elektronów wyprzedzające cząstki ciężkie.

Parowanie materiału jest silnie związane z formowaniem się obłoku plazmowego i w konsekwencji zależy od współczynnika absorpcji promieniowania laserowego w plazmie. Gęsty obłok plazmowy może blokować promieniowanie lasera, co w rezultacie skutkuje ograniczeniem transferu energii do tarczy. Nawet w przypadku kiedy szerokość połówkowa impulsu laserowego wynosi 20 ns, rzeczywisty czas oddziaływania wiązki z tarczą ogranicza się do pierwszych 10 ns trwania impulsu. W dalszych krokach czasowych promieniowanie laserowe jest blokowane przez rozwijającą się plazmę. Gęsta plazma pochłania energię z wiązki laserowej w wyniku czego rośnie temperatura i ciśnienie wewnątrz obłoku. Grubość

¹⁶ X Tan, D Zhang, X Li, Z Li, R Fang, A new model for studying the plasma plume expansion property during nanosecond pulsed laser deposition, J.Phys.D:Appl.Phys.41 (2008) 035210

warstwy, którą tworzy plazma jest mała w porównaniu z innymi wymiarami, dlatego też gradient ciśnienia wewnątrz warstwy jest ogromny (od 0.001 Pa do 1 GPa) i prawie prostopadły do powierzchni tarczy. Ten gradient przyspiesza plazmę do bardzo dużych prędkości, które zgadzają się z wartościami uzyskanymi w eksperymentach przy zastosowaniu tych samych parametrów lasera [H1, H2, H7].

Badania nad formowaniem obłoku plazmowego pozwoliły zaobserwować dodatkowe, niezbadane do tej pory zjawisko jakim jest powstanie fali detonacyjnej po zapłonie plazmy. Zapłon plazmy (lawinowe pochłanianie energii w obłoku plazmowym) zachodzi tuż przy powierzchni tarczy, gdzie pary są wystarczająco gęste. Następnie, energia wiązki laserowej jest silnie absorbowana powodując wzrost temperatury plazmy. Gorąca para porusza się szybciej i dogania znajdującą się przed nią zimniejszą plazmę. Gorąca plazma działa jak tłok i zaczyna ścisnąć gaz znajdujący się przed nią. „Tłok” ten porusza się z prędkością naddźwiękową i zachowuje się jak fala detonacyjna. Fala ta w końcu dogania front pary i finalnie zanika [H3].

2.4 Ekspansja obłoku plazmowego, którego składnikami są pierwiastki o znacząco różnych masach

Jedną z najczęściej wymienianych zalet metody PLD jest odwzorowanie stechiometryczne materiału tarczy w osadzonych warstwach. Wynika to z faktu, że oddziaływanie wiązki laserowej o gęstościach mocy rzędu GW/mm^2 powoduje, że wszystkie składniki materiału odparowują praktycznie w tym samym czasie, niezależnie od ich temperatury parowania. W rzeczywistości stechiometria zachowana jest tylko w sąsiedztwie tarczy. Na dalszym dystansie udział masowy składników może ulegać zmianie¹⁷. Zjawisko to wynika z różnicy mas ekspandujących elementów obłoku plazmowego i związanego z tym ich tempa rozprężania się. Przykładem może tu być bor i wolfram (siedemnastokrotna różnica mas molowych), które są składnikami super twardego WB_3 [H6].

Wyniki obliczeń numerycznych ablacji i ekspansji obłoków plazmowych boru i wolframu [H4, H7] pokazują, że w przypadku ablacji materiału o mniejszej masie atomowej uzyskiwane są większe prędkości. Przykładowo, maksymalne prędkości uzyskiwane po 50 ns od początku impulsu laserowego wynoszą $17 \times 10^3 \text{ m/s}$ i $44 \times 10^3 \text{ m/s}$ odpowiednio dla wolframu i boru. W odróżnieniu do tego, w przypadku boru, temperatury w obłoku plazmowym są znacznie niższe, co spowodowane jest mniejszą absorpcją, a jednocześnie większym promieniowaniem w porównaniu z obłokiem plazmowym wolframu. Wyższe prędkości ekspansji obłoku

¹⁷ A. De Bonis, R. Teghil, J.V. Rau, A. Galasso, S. Orlando, A. Santagata, Characterization of gaseous phase and nanoparticles produced in ultra-short pulsed laser ablation of transition metal borides, Appl. Surf. Sci. 257 (2011) 5315.

Mosach

plazmowego boru powodują, że po upływie takiego samego czasu obłok ten jest znacznie większy od obłoku wolframowego. Ze względu na znaczne różnice w wielkości obłoków obydwu pierwiastków i tego, że bor znacznie wyprzedza ciężki wolfram, istnieje prawdopodobieństwo zaburzenia stechiometrii w osadzonej warstwie na prostopadle umieszczonym do ekspandującego obłoku podkładzie o ograniczonej średnicy.

2.5 Wpływ długości fali na przebieg ablacji i formowania się obłoku plazmowego

Przeprowadzone dotychczas eksperymenty pokazują, że temperatura plazmy wzrasta wraz z długością fali. Wraz ze wzrostem długości fali odnotowano jednak spadek gęstości elektronów, pomimo że nie została osiągnięta krytyczna gęstość elektronów^{18,19}. W pracach [H3,H5,H7] podjąłem się wyjaśnienia tego zjawiska na podstawie modelu teoretycznego ablacji węgla, boru i wolframu. Dodatkowo w pracy [H7] przedstawiono wpływ długości fali na jakość osadzanych warstw boru i wolframu.

Obliczone rozkłady temperatury i gęstości elektronów w obłoku plazmowym we wczesnej fazie ekspansji pokazują zgodnie z eksperymentem, że temperatury plazmy są wyższe w przypadku 1064 nm ale gęstość elektronów jest wyższa dla 355 nm. Wyższa temperatura w przypadku pierwszej harmonicznej promieniowania lasera wynika z silniejszej absorpcji energii wiązki laserowej. Większa ilość energii docierająca do tarczy w przypadku 355 nm powoduje większy wydatek odparowanego materiału, a co za tym idzie większą gęstość obłoku oraz gęstość elektronów. Większe tempo ablacji w przypadku trzeciej harmonicznej spowodowane jest również mniejszym współczynnikiem odbicia oraz mniejszą głębokością wnikania wiązki laserowej w tarczę. Powoduje to, że temperatury powierzchni rosną znacznie szybciej w porównaniu z długością fali 1064 nm. Dodatkową konsekwencją wyższego wydatku jest wolniejsza ekspansja i mniejsze rozmiary obłoku plazmowego [H3].

W przypadku ablacji boru z długością fali 1064 nm główną przyczyną większej ilości odłamków w osadzonej warstwie jest znacznie niższy współczynnik pochłaniania ($1.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$) w porównaniu z 355 nm ($3 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$) [H7]. Powoduje to, że nagrzewana jest grubsza warstwa materiału, a temperatura krytyczna przekraczana jest znacznie później i na większej głębokości niż w przypadku 355 nm. Należy zauważyć, że w przypadku gdy różnice w wielkości współczynnika pochłaniania w tarczy nie są tak znaczne (np. wolfram [H7]), wpływ długości fali na przebieg ablacji ma mniejszy związek ze zjawiskami zachodzącymi w tarczy.

¹⁸ E. Hussein, P. K. Diwakar, S. S. Harilal, A. Hassanein, The role of laserwavelength on plasma generation and expansion of ablation plumes in air. *J. Appl. Phys.* 113 (2013)143305.

¹⁹ J. Hoffman, T. Moscicki, and Z. Szymanski, The effect of laser wavelength on heating of ablated carbon plume, *Appl. Phys. A* 104 (2011) 815–819

W tym przypadku decydujące jest większe pochłanianie w plazmie dla dłuższej długości fali lasera [H3].

2.6 Wpływ różnych mechanizmów ablacji na formowanie się obłoku plazmowego na przykładzie osadzania impulsem laserowym super-twardych warstw WB₃

W pracy [H6] przedstawiłem przeprowadzoną z sukcesem pierwszą próbę osadzania super-twardego WB₃ z użyciem nanosekundowego lasera Nd-YAG. W pracy tej, na podstawie wcześniejszych badań [H4] został użyty target z nadwyżką boru. Biorąc pod uwagę wyniki rozważań nad wpływem długości fali lasera na proces ablacji [H3, H7] do osadzania impulsem laserowym została wybrana długość fali 355 nm, która zapewniła mniejsze straty w plazmie i związany z tym większy wydatek osadzanego materiału. Dodatkowo gęstość energii została ograniczona do 6 J/cm² w celu uniknięcia eksplozji fazy [H7]. Pomimo tego, uzyskane warstwy mają bardzo dużą chropowatość, spowodowaną tym, że powstały one w wyniku osadzania się różnej wielkości kropeł. W przypadku PLD nie jest to standardowy sposób osadzania, dlatego też w pracy [H7] podjęto się wyjaśnienia tego zjawiska.

Badania teoretyczne wykazały fundamentalne różnice w ablacji tarczy wykonanych z kompozytu WB₂/B, wolframu i boru przy użyciu takiej samej gęstości energii (10 J/cm²). W przypadku wolframu następuje odparowanie materiału, które jest kontrolowane przez formowanie się plazmy i w konsekwencji przez współczynnik pochłaniania. Bor zachowuje się inaczej – obserwowana jest tu ablacja w wyniku eksplozji fazy. Takie zachowanie jest spowodowane przez przegrzanie podpowierzchniowe i przejście do stanu super krytycznego. W przypadku długości fali 1064 nm efekt jest zintensyfikowany poprzez zwiększoną głębokość penetracji wiązki laserowej. Eksplozyjna natura ablacji boru ma kluczowe znaczenie dla ablacji kompozytu WB₂/B. Dlatego też w pracy [H7] zaproponowałem nowy, nieuwzględniany do tej pory mechanizm usuwania materiału podczas ablacji. Jest to „detonacja w fazie ciekłej”. Szybsze nagrzewanie się boru w porównaniu z czystym WB₂ powoduje, że w momencie, kiedy bor osiąga temperaturę krytyczną reszta materiału jest tylko stopiona. Gwałtowny wzrost ciśnienia we wrzącym borze powoduje powstanie fal uderzeniowych, których rezultatem jest wyrzucanie ponad mikrometrowych kropeł WB₂. Wynikiem tego jest eksplozja w fazie ciekłej i osadzanie się kropeł umieszczonych w ciągłej matrycy pochodzącej z odparowania [H6]. Mechanizm ma ten znaczenie w przypadku materiałów kompozytowych, którego składniki charakteryzują się znacząco różnymi własnościami optycznymi jak i termodynamicznymi np.: WB₂/B [H7]. Jak już wspominałem, nakładanie warstw jako rezultat osadzania się przede wszystkim kropeł nie jest standardową cechą procesu PLD. Dlatego też próba wyjaśnienia tego zjawiska na pewno pozwoli na osadzanie pokryć o lepszej jakości.

2.6.1 Przemiana fazowa WB₂/B do WB₃ w trakcie procesu ablacji/osadzania impulsem laserowym

Przeprowadzone w pracy [H6] badania XRD i testy nanotwardości wykazały dodatkowy efekt zachodzący w trakcie ablacji laserowej tarczy wytworzonej z kompozytu WB₂/B. Efektem tym jest zmiana fazy z WB₂/B do WB₃. Dane zjawisko zachodzi w wyniku zmiany stanu skupienia jak i ogromnych gradientów temperatury i ciśnienia zarówno w tarczy jak i powstałym w wyniku ablacji obłoku plazmowym [H4, H5].

Jak pokazały badania materiałowe, w wyniku oddziaływania wiązki laserowej na powierzchni tarczy nastąpił wzrost udziału fazy WB₃ z 8.2% do 86.9 %. Natomiast w osadzonej warstwie odnotowano dalszy wzrost do 93.3%. Można stwierdzić zatem, że główna przemiana zaszła na powierzchni tarczy, a w wyniku przenoszenia kawałków tarczy w postaci kropeł z jednoczesnym oddziaływaniem ciśnienia i temperatury uzyskano końcowy efekt w postaci super-twardej warstwy WB₃.

2.7 Eksperymentalna walidacja modelu.

Ze względu na wysoką złożoność modelu i konieczność użycia wielu parametrów w postaci własności materiałowych, opracowany przeze mnie model wymagał walidacji eksperymentalnej. Badania eksperymentalne polegały przede wszystkim na pomiarach optycznych z użyciem szybkiej kamery [H1,H5,H7] oraz pomiarach profilometrycznych [H7]. Wykonano również pomiary spektrograficzne [H2]. Wszystkie pomiary potwierdzają poprawność zastosowanego modelu oraz możliwość jego użycia w dalszych badaniach.

2.7.1 Wykorzystanie modelu

Należy również nadmienić, że zaproponowany przeze mnie model został użyty przy realizacji trzech projektów. Przykładowo w projekcie „Super-twarde pokrycia osadzone impulsem laserowym” (Sonata NCN 2013-2016), w którym byłem kierownikiem, badania dotyczyły super-twardych borków wolframu i renu będących obiecującym kandydatem mogącym zrewolucjonizować narzędzia skrawające i zastąpić “twarde materiały” takie jak węgiel wolframu, będący obecnie szeroko w użyciu. Opracowany model numeryczny pozwolił zarówno na dobór parametrów osadzania jak i posłużył do opisu zjawisk fizycznych zachodzących podczas ablacji w trakcie osadzania warstw metodą PLD.

Ponadto cząstkowe wyniki modelu zostały wykorzystane w cyklu prac dr Jacka Hoffmana dotyczących badań eksperymentalnych ablacji grafitu wywołanej nanosekundowym impulsem lasera. Główne zadania zrealizowane przy użyciu modelu to:

Mosiaczka

- wyznaczenie teoretyczne tempa ablacji tarczy grafitowej w zależności od długości fali²⁰
- wyznaczenie teoretycznych rozkładów pól ciśnień i temperatur i prędkości w momencie zapłonu plazmy węglowej²¹

3. Pozostały dorobek i osiągnięcia naukowo–badawcze

3.1 Ogólna charakterystyka działalności naukowej

Podstawowy nurt moich zainteresowań badawczych dotyczy dziedziny ablacji i osadzania impulsem laserowym (ang. Pulsed Laser Ablation /Deposition (PLA/PLD), a w szczególności problemu numerycznego modelowania zjawiska ablacji laserowej i formowania się obłoku plazmowego zachodzących podczas osadzania powłok metodą PLD. Zagadnienia te stanowią główny temat prac [1H -7H] (wskazywanych w niniejszym wniosku jako osiągnięcia naukowe) i zostały omówione w punkcie 2. W tym samym nurcie mieszczą się prace [7,9,10], w których zajęto się przede wszystkim eksperymentalnymi badaniami zjawiska ablacji węgla i formowania się obłoku plazmowego. Prace prowadzone były pod kierownictwem dr Jacka Hoffmana (IPPT PAN). W wyniku tych badań udało się między innymi zbadać ewolucję obłoku plazmowego powstającego podczas ablacji grafitu i porównać ją z wynikami modelu teoretycznego. Metodami spektroskopii emisyjnej, zostały wyznaczone prędkości obłoku oraz gęstość i temperatura elektronów w obłoku w funkcji czasu i odległości od tarczy. Wyniki obejmujące początkową fazę ekspansji (0 -100 ns) dla gęstości energii typowych dla zastosowań technologicznych (ok.15 J/cm²) zostały przedstawione po raz pierwszy. Ponadto została zbadana wydajność ablacji grafitu impulsem lasera w zależności od długości fali promieniowania laserowego i wyznaczona progowa wartość fluencji, przy której następuje zmiana charakteru ablacji.

Drugi obszar zainteresowań badawczych związany jest głównie z zagadnieniem „Super-twardych powłok osadzanych impulsem laserowym”. Z obszarem tym wiąże się realizacja kierowanego przeze mnie projektu (2012/05/D/ST8/03052). W projekcie zostały zaproponowane teoretyczne i eksperymentalne badania procesu osadzania nowoczesnych super-twardych materiałów jakimi są borki metali z grupy 6 układu okresowego pierwiastków tj. renu i wolframu metodą Pulsed Laser Deposition i rozpylania magnetronowego. Celem projektu było opracowanie metody otrzymywania super-twardych nowych materiałów na

²⁰ Hoffman J., Chrzanowska J., Kucharski S., **Mościcki T.**, Mihailescu I.N., Ristoscu C., Szymański Z., The effect of laser wavelength on the ablation rate of carbon, APPLIED PHYSICS A-MATERIALS SCIENCE AND PROCESSING, Vol.117, pp.395-400, 2014

²¹ Hoffman J., **Mościcki T.**, Szymański Z., Acceleration and distribution of laser-ablated carbon ions near the target surface, JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS, Vol.45, No.2, pp.025201-1-8, 2012

podstawie symulacji numerycznych zjawisk występujących w trakcie procesu osadzania impulsem laserowym (ablacja, ekspansja, wzrost warstw) oraz badań eksperymentalnych procesu, a także właściwości otrzymanych materiałów. Przeprowadzone badania pozwoliły na uzyskanie informacji niezbędnych do osadzania super-twardych warstw, których skład w głównej mierze opierał się o dwuborek renu ReB_2 i borki wolframu WB_x . Podjęte zostały także próby zsyntezowania nowych materiałów: $\text{Re}_{1-x}\text{W}_x\text{B}_2$, Re-B-N i W-B-N. Efektem tych badań są publikacje [H6,1,5] oraz wystąpienia konferencyjne [19-22,26,27]. Główne osiągnięcia wynikające z wymienionych prac to:

- a) Osadzono po raz pierwszy super-twarde krystaliczne warstwy ReB_2 za pomocą nanosekundowego lasera Nd:YAG. Zbadano właściwości, jakość oraz szybkość osadzania warstw ReB_2 w zależności od parametrów lasera, to jest gęstości mocy i długości fali lasera. Zbadano również wpływ wygrzewania na właściwości tych warstw.
- b) Zaobserwowano zmianę fazy WB_2 do WB_3 podczas osadzania nanosekundowym laserem Nd:YAG supertwardych warstw WB_3 z użyciem tarczy WB_2/B .
- c) Po raz pierwszy osadzono metodą PLD twarde ($H_v \sim 50$ GPa) warstwy WB_2 i $\text{W}_{0.5}\text{Re}_{0.5}\text{B}_2$.
- d) Osadzono metodą rozpylania magnetronowego i zbadano warstwy WB. Warstwy te są supertwarde, mają niski współczynnik chropowatości i dobrą przyczepność zarówno na podkładach Si jak i stalowych oraz inconelowych, co sugeruje ich możliwości aplikacyjne.
- e) Podjęto się próby zsyntezowania warstw WBN i ReBN z użyciem metody RF-PLD. Osadzone warstwy wykazały amorficzny charakter i związaną z tym relatywnie niską twardość.

Na uwagę zasługują również teoretyczne badania nad kolejnymi po ablacji etapami procesu PLD czyli ekspansji obłoku i osadzania się warstw. Badania prowadzone we współpracy z dr. Słowicką z wykorzystaniem metody Direct Simulation Monte Carlo nad ekspansją obłoku składającego się z boru (10.8 a.u.) i wolframu (183.84 a.u.) pokazały, że niezależnie od różnicy mas, obydwa składniki w obłoku plazmowym ulegają wymieszaniu i w dalszych etapach ekspansji $t > 1 \mu\text{s}$ poruszają się z podobną prędkością [23]. Dodatkowo, podczas ekspansji obłoku w azocie o ciśnieniu 20 Pa tworzą się dwie fale uderzeniowe – wewnętrzna zarówno w borze jak i wolfranie oraz zewnętrzna w azocie.

Większy problem stanowi model teoretyczny osadzania warstw z badanych materiałów. Ze względu na brak danych obliczeniowych takich jak przekroje molekularne związków z grupy ReB_2 i WB_x obliczenia te są aktualnie niemożliwe. Jednakże wykorzystując model FPC (Density Functional Theory uwzględniający ustawienia Ultra-Fine Quality i zmodyfikowaną aproksymację gradientu Perdew-Burke-Ernzerhof) podjęto się analizy właściwości zarówno strukturalnych, optycznych jak i mechanicznych tych związków, co w

dalszej kolejności może posłużyć do wyznaczenia wyżej wymienionych przekrojów. Należy nadmienić, że własności optyczne i siły kohezji stabilnych supertwardych związków renu z borem i wolframu z borem nie były dotychczas opisane w literaturze. Analizie poddane zostały trzy struktury ReB_2 (space group: P63/mmc, No: 194), (space group: R-3m, No: 166) i (space group: Pmmn, No: 59) [4]. Obliczenia wykazały, że zaproponowana struktura rombohedralna (R-3m) jest stabilna dynamicznie i mechanicznie oraz teoretycznie ma wyższą twardość od powszechnie znanej formy heksagonalnej ReB_2 (P63/mmc) odpowiednio 41.7 i 40.6 GPa. W przypadku WB_x rozpatrzono 5 potencjalnie supertwardych odmian polimorfowych tego związku (hP10-P63/mmc- WB_4 , hP16-P63/mmc- WB_3 , hR24-R3m- WB_3 , hP6-P63/mmc- WB_2 i oP6-Pmmn- WB_2) [2]. Obliczenia wykazały, że żadna z analizowanych odmian polimorfowych WB_x nie ma twardości wyższej niż 40 GPa, przy czym najwyższą wartość twardości odnotowano dla hP6-P63/mmc- WB_2 ($H_v=39$ GPa).

Aby móc osadzić materiał w postaci cienkich warstw za pomocą metody PLD czy rozpylania magnetronowego potrzebne są odpowiednie tarcze. Ze względu na brak na rynku tarcz z badanych przeze mnie materiałów zostały podjęte próby ich syntezy metodą SPS (spark plasma sintering). We współpracy z dr Garbcem z Instytutu Obróbki Plastycznej w Poznaniu podjąłem się próby analizy wpływu parametrów spiekania oraz stechiometrycznego składu proszków na jakość uzyskanych spieków. Wyniki zostały opisane w [H6]. Zbadano, że wraz ze wzrostem ciśnienia spiekania zwiększa się ilość fazy WB_3 . W wyniku wspomnianej współpracy po raz pierwszy metodą SPS zsyntezowano tarcze z WB_2 i $\text{W}_{0.5}\text{Re}_{0.5}\text{B}_2$. Ponadto tą samą metodą uzyskano tarczę ReB_2 .

Jednakże moja praca nie ogranicza się tylko do zagadnień związanych z procesem PLD. Wieloletnie doświadczenia zdobyte w Pracowni Technologicznych Zastosowań Laserów (IPPT PAN) pozwalają na analizę zjawisk zachodzących podczas oddziaływania wiązki laserowej z materiałami laserem innym niż nanosekundowy. Uczestniczyłem w badaniach z wykorzystaniem lasera milisekundowego oraz o pracy ciągłej. Analizie poddane były zjawiska przetapiania laserowego z oscylacjami źródła energii [8] oraz spawania przewodnościowego materiałów różnoimiennych [3,18,24,30].

Hybrydowa metoda łącząca przetapianie laserowe z nagniataniem w jednym procesie jest bardzo obiecującą obróbką, redukującą chropowatość powstałą w wyniku przetopienia laserowego. Dlatego też, w związku ze skomplikowaną fizyką procesu bardzo ważne jest opracowanie modelu numerycznego, który pozwolił by lepiej zrozumieć właściwości i mechanizmy procesu, a także możliwości jego optymalizacji i kontroli przebiegu. Problem ten został zbadany we współpracy z dr hab. Joanną Radziejewską w ramach projektu „Optymalizacja parametrów obróbki laserowo-mechanicznej nagniataniem ze względu na stan warstwy wierzchniej”. Uzyskane przeze mnie wyniki obliczeń są w dobrej zgodności z badaniami eksperymentalnymi. Najlepsze dopasowanie otrzymano w przypadku przyjęcia

Małucha

rzeczywistego rozkładu promieniowania laserowego oraz uwzględnienia zmiany absorpcyjności promieniowania laserowego w wyniku zmiany stanu skupienia w trakcie obróbki. Przeprowadzone obliczenia pozwalają na prognozowanie z dużą dokładnością wielkości strefy przetopienia oraz rozkładu temperatury w strefie nagniatania zarówno przy zastosowaniu oscylacji jak i bez. W oparciu o przyjęty model obróbki oraz znajomość zależnych od temperatury zmian własności mechanicznych materiału możliwy jest dobór parametrów procesu nagniatania. Zastosowanie ruchu oscylacyjnego w kierunku prostopadłym do posuwu pozwala na uzyskanie korzystnej topografii powierzchni i uniknięcia powstawania mikro-rowków występujących w trakcie obróbki nagniataniem w wysokiej temperaturze bez oscylacji. Ruch ten powoduje, że maksymalna temperatura w strefie obróbki jest niższa o około 400 K w stosunku do przetapiania powierzchni w tych samych warunkach bez oscylacji. Efektywność procesu przetapiania jest większa tj. przy tej samej energii wiązki laserowej objętość przetopionego materiału jest większa. Jest to związane najprawdopodobniej z większą wypadkową absorpcyjnością powierzchni w przypadku zastosowania oscylacji, która jest wyższa w niższych temperaturach [8].

W przypadku spawania przewodnościowego, wynikiem badań jest opracowanie modelu spawania elektrod świec niklowych z nakładkami irydowymi lub platynowymi. Należy nadmienić, że model spawania elektrod świec został zlecony przez Zakłady Precyzyjne Iskra Sp zoo oraz na potrzeby realizacji projektu: „Technologie laserowego spawania dla energetyki i ochrony środowiska” (NCBiR numer projektu PBS1/B5/13/2012). W zadaniu tym został opracowany trójwymiarowy zależny od czasu model teoretyczny spawania przewodnościowego nakładek platynowych lub irydowych z elektrodami niklowymi. Model ten pozwala na zbadanie wpływu długości impulsu laserowego, średnicy ogniska, miejsca i kąta padania wiązki laserowej na rozkład pola temperatur w spawanej świecy. Na podstawie modelu dowiedziono, że niemożliwe jest przetopienie całej powierzchni styku nakładki i elektrody bez przekroczenia temperatury wrzenia niklu i platyny, dla parametrów lasera stosowanego w badaniach eksperymentalnych i użytej geometrii nakładka – elektroda. Przekroczenie temperatur wrzenia obydwu materiałów, czyli przejście do spawania głębokiego, może prowadzić do defektów uniemożliwiających zastosowanie świec w przemyśle. Dlatego też zaproponowano połączenie dwu procesów tj. spawania oporowego i spawania laserowego [3]. Badania nad spawaniem przewodnościowym kontynuowane są przez mgr. inż. Rafała Banaka (Wydział Mechatroniki i Budowy Maszyn Politechniki Świętokrzyskiej), którego jestem promotorem pomocniczym w przewodzie doktorskim.

Mosiacznik

3.2 Publikacje i cytowalność

3.2.1 Publikacje

Czasopisma z listy filadelfijskiej (JCR)

Jestem autorem lub współautorem **22** artykułów wydanych w czasopismach znajdujących się na liście filadelfijskiej (JCR) o sumarycznym 5-letnim wskaźniku Impact Factor (IF₅ w roku publikacji) **28.13**. Listę artykułów poza cyklem habilitacyjnym można znaleźć w Punkcie 4.1. W tabeli 1 przedstawiłem porównanie publikacji wraz z danymi bibliograficznymi powstałymi po uzyskaniu stopnia doktora.

Tabela 1. Publikacje po doktoracie

Numer na liście publikacji	Tytuł czasopisma	Rok publikacji	5-letni Impact Factor w roku publikacji	Cytowania (WoS)	Punktacja MNiSW 2015
1	Ceramics International	2016	2.540	-	40
2	Materials Chemistry and Physics	2016	2.503	-	35
3	Lasers in Engineering	2016	0.192	-	15
H7	International Journal of Optics (notowany w WoS)	2016	0.3(SJR)	-	15
4	Journal of Alloys and Compounds	2016	2.716	-	35
H5	Physics of Plasmas	2015	2.100	-	30
5	Surface and Coatings Technology	2015	2.374	1	35
H6	Ceramics International	2015	2.540	1	40
6	Archives of Civil and Mechanical Engineering	2015	1.486	1	30
7	Applied Physics A- Material Science and Processing	2014	1.710	8	30
H4	Physica Scripta	2014	1.103	3	25
H3	Journal of Applied Physics	2013	2.259	7	30
8	Kovové materiály - Metallic Materials	2013	0.430	-	20
H2	Nukleonika	2012	0.471	-	15
9	Journal of Physics D: Applied Physics	2012	2.357	6	35
10	Applied Physics A- Material Science and Processing	2011	1.823	17	30
H1	Archives of Mechanics	2011	0.591	14	25
11	Materials Science-Poland	2010	0.327	1	15
12	Optica Applicata	2008	0.305	10	15
	SUMA		28.13(9.364)	69	515

Należy zauważyć, że moja aktualna tematyka badawcza różni się od tematyki mojego doktoratu, co wpłynęło na opóźnienie cyklu publikacyjnego oraz cytowalność. Jednak od roku 2011 publikuje w wysokopunktowanych czasopismach co najmniej dwa artykuły rocznie (od 2015 - cztery). Warto również zauważyć, że jakość publikowanych prac wzrasta, co odzwierciedla wzrost ilości punktów (MNiSW 2015) w kolejnych latach.

3.2.2 Cytowalność

Moje publikacje według bazy Web of Science były cytowane **98** razy (72 bez autocytowań), a mój indeks Hirscha wynosi **7** (stan na 12 maja 2016 r.). Ilość cytowań jest znacznie wyższa jeżeli pod uwagę weźmiemy bazę Google Scholar Citation. W tym przypadku moje publikacje były cytowane 139 razy, a iH wynosi 8.

3.3 Budowa zespołu i umiejętności kierownicze

3.3.1 Współpromotorstwo i promotorstwo pomocnicze

Byłem opiekunem naukowym podczas stażu w IPPT PAN oraz jest promotorem pomocniczym doktoranta na wydziale Mechatroniki i Budowy Maszyn Politechniki Świętokrzyskiej – mgr inż. Rafała Banaka, tytuł przewodu doktorskiego: „Analiza pola temperatur i kształtu strefy przetopieniowej w procesie spawania laserowego”. Przewód doktorski mgr. Banaka został otwarty 11 grudnia 2014 r. Praca ta dotyczy modelowania teoretycznego zjawisk zachodzących podczas spawania laserowego materiałów różnoimiennych.

3.3.2 Funkcje kierownicze

Byłem kierownikiem projektu „Super-twarde pokrycia osadzane impulsem laserowym”. Okres realizacji od 2013-01-31 do 2016-01-30, Finansowanie: NCN, SONATA, 493000 PLN. Główne osiągnięcia naukowe projektu opisano w punkcie 3.1. Dodatkowym celem projektów typu SONATA (Narodowe Centrum Nauki) jest stworzenie unikatowego warsztatu naukowego lub powołanie nowego zespołu naukowego. Cele te zostały zrealizowane czego potwierdzeniem jest 9 publikacji w czasopismach naukowych [**H3-H7,1,2,4,5**] (z czego 7 o punktacji ≥ 30 pkt), 9 abstraktów konferencyjnych [**17, 19-23, 26-28**] oraz 1 rozdział w książce.

Mościński

3.4 Nagrody i wyróżnienia

– Wyróżnienie Dyrektora IPPT PAN za osiągnięcia naukowe w kategorii młodych pracowników, a w szczególności publikacje w najwyższej punktowanych czasopismach (31 stycznia 2012).

- Wyróżnienie dyrektora IPPT PAN za osiągnięcia naukowe w kategorii pracowników >35 lat, a w szczególności publikacje w najwyższej punktowanych czasopismach (2016).

3.5 Udział w projektach badawczych i badawczo-rozwojowych

Najważniejsze projekty po doktoracie, w których brałem lub biorę udział, to:

- Synteza nanostruktur węglowych laserem impulsowym, 2014/13/B/ST8/04290, 2015-2018, Finansowanie: NCN, OPUS, kierownik Prof. Zygmunt Szymański, 975 820 PLN, rola: wykonawca – zadanie:
 - opracowanie modelu ablacji węgla w trakcie syntezy nanorurek węglowych.
- Opracowanie nowej metody badania dynamicznej twardości oraz wybranych właściwości mechanicznych materiałów jednorodnych i cienkich warstw w warunkach wysokich prędkości odkształcenia, 2013/09/B/ST8/03468, NCN, OPUS, Kierownik: dr hab. Joanna Radziejewska, data rozpoczęcia i zakończenia 2014-2017 , całkowita wartość projektu: 956 000 PLN, rola: wykonawca – zadanie:
 - opracowanie modelu ablacji laserowej grafitu pod znacznym ciśnieniem gazu oraz w wodzie.
- **Super-twarde powłoki osadzone impulsem laserowym, 2012/05/D/ST8/08052 Okres realizacji od 2013-01-31 do 2016-01-30, Finansowanie: NCN, SONATA, 493000 PLN rola: kierownik – zadania:**
 - Koordynacja projektu; modelowanie ablacji i ekspansji obłoku plazmowego podczas pierwszych 100 ns (Ansys-FLUENT); udział w osadzaniu warstw; porównanie i wybór optymalnych wyników osadzania; promocja, konsultacje i wymiana wiedzy.
- Technologie laserowego spawania dla energetyki i ochrony środowiska (LAS-ENERG), PBS1/B5/13/2012, Kierownik: prof. Bogdan Antoszewski, Koordynator :Politechnika Świętokrzyska, czas realizacji 2012-2015 Finansowanie: NCBiR, całkowita wartość projektu :3480892 PLN, wykonawca- zadanie:
 - opracowanie modelu laserowego spawania przewodnościowego metali o znacznie różnych temperaturach topnienia (Ni, Ir).
- Ablacja laserowa grafitu i nanostruktury węglowe, N N501 0691 38, 2010-2013, kierownik: prof. Z. Szymanski, wartość projektu: 312650 PLN, rola: wykonawca – zadanie:
 - opracowanie modelu ablacji węgla w próżni.

- Zdalne wykrywanie i identyfikacja skażeń biologicznych z zastosowaniem zaawansowanych metod optoelektroniki, K147/T02/2007, NCBiR, koordynator: Wojskowa Akademia Techniczna, 2007-2011, całkowita wartość 17 446 000 PLN, funkcja: wykonawca – zadanie:
Opracowanie metody wyznaczania wielkości kropeł w obłoku na podstawie rozpraszania światła laserowego.
- Wpływ atmosfery roboczej na struktury nanowarstw osadzanych impulsem laserowym, N501 02531/1604, 2006-2009, kierownik: prof. Z Szymanski, wartość projektu: 196300PLN PLN, rola: wykonawca- zadania:
 - badania wpływu wygrzewania warstw hydroksyapatytu osadzonych metodą PLD w atmosferze powietrza.

3.6 Recenzje

Recenzja dla Plasma Chemistry and Plasma Processing (Springer, ISSN: 0272-4324 , IF = 2.056), 2011

Recenzja dla Computational Materials Science (Elsevier, ISSN: 0927-0256, IF=2.131), 2016.

4. Lista publikacji habilitanta

Moja lista publikacji jest dostępna na stronie IPPT PAN, pod adresem internetowym <http://www.ippt.pan.pl/staff/tmosc>.

Dodatkowo, publiczne profile są dostępne pod adresami:

- Research Gate https://www.researchgate.net/profile/Tomasz_Moscicki

- My citations (Google Scholar), <http://scholar.google.com/citations?user=Gzeph-xkAAAAJ&hl=en>

4.1. Wykaz publikacji JCR po doktoracie (bez publikacji ujętych w cyklu)

1. Chrzanowska J., Kurpaska Ł., Giżyński M., Hoffman J., Szymański Z., Mościcki T. "Fabrication and characterization of superhard tungsten boride layers deposited by radio frequency magnetron sputtering", (2016), doi: 10.1016/j.ceramint.2016.04.166. Mój udział 10%. Byłem kierownikiem projektu w wyniku którego powstała praca, brałem udział w analizie wyników oraz pisaniu manuskryptu.
2. Maździarz M., Mościcki T., "Structural, mechanical and optical properties of potentially superhard WBx polymorphs from first principles calculations", Materials Chemistry and Physics (2016), dx.doi.org/10.1016/j.matchemphys.2016.05.014 Mój udział 20%. Brałem udział w opracowaniu koncepcji manuskryptu, analizie wyników modelu oraz pisaniu manuskryptu.
3. Banak R., Mościcki T., Tofil S., Hoffman J., Antoszewski B. "Laser welding of spark plug electrode - modelling problem of metals with disparate melting points" Lasers

Mościcki

- in Engineering (2016), przyjęty do publikacji (14.03.2016). Mój udział 35%. Brałem udział w opracowywaniu modelu, analizie wyników oraz pisaniu manuskryptu
4. Maździarz M., Mościcki T., "Structural, mechanical, optical, thermodynamical and phonon properties of stable ReB₂ polymorphs from density functional calculations", Journal of Alloys and Compounds 657 (2016), pp. 878-888, Mój udział 20%. Brałem udział w opracowaniu koncepcji manuskryptu, analizie wyników modelu oraz pisaniu manuskryptu.
 5. Chrzanowska J., Hoffman J., Denis P., Giżyński M., Mościcki T., The effect of process parameters on rhenium diboride films deposited by PLD, Surface and Coatings Technology 277 (2015), pp.15-22, Mój udział 10%. Byłem kierownikiem projektu w wyniku którego powstała praca, brałem udział w analizie wyników oraz pisaniu manuskryptu.
 6. Garbiec D., Jurczyk M., Levintant-Zayonts N., Mościcki T., "Properties of Al-Al₂O₃ composites synthesized by spark plasma sintering method", Archives of Civil and Mechanical Engineering 15 (2015), pp.933-939, Mój udział 5%. Brałem udział w analizie wyników twardości i pisaniu manuskryptu.
 7. Hoffman J., Chrzanowska J., Kucharski S., Mościcki T., Mihailescu I.N., Ristoscu C., Szymański Z., "The effect of laser wavelength on the ablation rate of carbon", Applied Physics A-Materials Science & Processing 117 (2014), pp. 395-400. Mój udział 15%. Opracowałem model numeryczny ablacji i wyznaczyłem tempo ablacji.
 8. Moscicki T., Radziejewska J., "Numerical simulation and experimental analysis of simultaneous melting and burnishing of 304 stainless steel with oscillatory laser heat source" Kovové materiály - Metallic Materials 51(1) (2013), pp. 37-44 Mój udział 75%. Opracowałem model i przeanalizowałem jego wyniki, przygotowałem manuskrypt.
 9. Hoffman J., Moscicki T., Szymanski Z., "Acceleration and distribution of laser-ablated carbon ions near the target surface", Journal of Physics D-Applied Physics 45 (2012), pp. 025201 Mój udział 15%. Zbudowałem model numeryczny ablacji węgla, brałem udział w analizie wyników.
 10. Hoffman J., Moscicki T., Szymanski Z., "The effect of laser wavelength on heating of ablated carbon plume", Applied Physics A-Materials Science & Processing 104 (2011), pp. 815-819 Mój udział 15% Wyznaczyłem współczynniki pochłaniania obłoku plazmowego.
 11. Jedynski M., Hoffman J., Moscicki T., Mroz W, Burdyńska S, Diduszko R, Kołodziejczak P, Szymański Z, "Deposition of thin hydroxyapatite films by 335 nm Nd:YAG laser ablation", Materials Science-Poland 28 (2010), pp. 693-702 Mój udział 2%. Brałem udział w przygotowaniu warstw.
 12. Moscicki T., Hoffman J., Szymanski Z., "Net emission coefficients of low temperature thermal iron-helium plasma", Optica Applicata 38 (2008), pp. 365-373. Mój udział 65%. Wyznaczyłem współczynniki emisji obłoku plazmowego, przygotowałem manuskrypt.

4.2. Publikacje JCR przed lub w wyniku doktoratu

13. Moscicki T., Hoffman J., Szymanski Z., "Modelling of plasma plume induced during laser welding", Journal of Physics D-Applied Physics 39 (2006), pp. 685-692

14. Hoffman J., Moscicki T., Szymanski Z., "Modelling of time dependent plasma plume induced during laser welding", Czechoslovak Journal of Physics 56 (2006), pp. B938-B943
15. Moscicki T., Hoffman J., Szymanski Z., "Emission coefficients of low temperature thermal iron plasma" Czechoslovak Journal of Physics 54 (2004), pp. C677-C682
16. Moscicki T., Hoffman J., Szymanski Z., "Dynamics of the plasma plume induced during laser welding", Optica Applicata 33 (2003), 433-443

4.3. Pozostałe artykuły recenzowane i abstrakty konferencyjne

17. Mościcki T., Chrzanowska J., "Hydrodynamic model of nanosecond laser ablation of tungsten and boron", Proceedings of Conference on Modelling Fluid Flow (CMFF'15), Budapest, Hungary, September 1-4, 2015, pp. 1-8 Mój udział 95%. Opracowałem model, przeanalizowałem wyniki i napisałem manuskrypt.
18. Banak R., Zowczak W., Mościcki T., Theoretical Model of the Laser Welding Process, 11TH EUROPEAN CONFERENCE OF YOUNG RESEARCHERS AND SCIENTISTS - TRANSCOM, 22-24.06, ŽILINA, SLOVAK REPUBLIC, pp.13-18, 2015 Mój udział 10%. Brałem udział w opracowaniu modelu i jego wyników.
19. Mościcki T., Garbiec D., Chrzanowska J., Hoffman J., Pulsed laser deposition of superhard rhenium and tungsten borides, 7TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON INNOVATIONS IN THIN FILM PROCESSING AND CHARACTERIZATION ITFPC'2015, 16-20 NOVEMBER, NANCY, FRANCE, pp.99-99, 2015. Mój udział 70%. Opracowałem warunki eksperymentu i jego wyniki, napisałem abstrakt.
20. Hoffman J., Chrzanowska J., Mościcki T., Comparison of WB2.5 thin films deposited by pulsed laser deposition and magnetron sputtering, 7TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON INNOVATIONS IN THIN FILM PROCESSING AND CHARACTERIZATION ITFPC'2015, 16-20 NOVEMBER, NANCY, FRANCE, pp.94-94, 2015. Mój udział 30%. Brałem udział w opracowaniu warunków eksperymentu i analizie jego wyników.
21. Chrzanowska J., Hoffman J., Denis P., Mościcki T., The effect of substrate heating on the ReB2 layers deposited by PLD method, 7TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON INNOVATIONS IN THIN FILM PROCESSING AND CHARACTERIZATION ITFPC'2015, 16-20 NOVEMBER, NANCY, FRANCE, pp.93-93, 2015 Mój udział 30%. Brałem udział w opracowaniu warunków eksperymentu i analizie jego wyników.
22. Chrzanowska J., Mościcki T., Hoffman J., Garbiec D., Radiofrequency assisted pulsed laser deposition of WBN and ReBN thin films, EUROPEAN CONGRESS AND EXHIBITION ON ADVANCED MATERIALS AND PROCESSES EUROMAT 2015, WARSAW, POLAND, SEPTEMBER 20–24, pp.1-2, 2015 Mój udział 30%. Brałem udział w opracowaniu warunków eksperymentu i analizie jego wyników.
23. Słowicka A., Walenta Z., Szymański Z., Hoffman J., Mościcki T., Structure and expansion of a plume emitted during laser ablation of multi-component materials, THE 30TH INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON SHOCK WAVES, ISSW30 TEL-AVIV, ISRAEL, 19-24.07, pp.562-571, 2015. Mój udział 30%. Koordynowałem badania, brałem udział w pisaniu abstraktu.
24. Banak R., Mościcki T., Zowczak W., Modelowanie procesu przewodnościowego spawania laserowego z wykorzystaniem oprogramowania CFD, IV SYMPOZJUM KATEDR I ZAKŁADÓW SPAWALNICTWA PT. NOWOCZESNE ZASTOSOWANIA

Mościcki

- TECHNOLOGII SPAWALNICZYCH, 16-17.06.2015, ISTEbNA, POLSKA, pp.4-8, 2015 Mój udział 20%. Brałem udział w opracowaniu modelu i jego wyników.
25. Mościcki T., Hoffman J., Antoszewski B., Grabas B., Radziejewska J., "Theoretical modelling of laser welding of Ni – Pt spark plug for bio-fuel engine", Abstracts of international conference "MODERN LASER APPLICATIONS" 4th edition - INDLAS 2014, May 19-23, Bran, Romania, 2014, pp. 58-59. Mój udział 80%. w Opracowałem model i jego wyniki, napisałem abstrakt.
 26. Mościcki T., Hoffman J., Radziejewska J., Chrzanowska J., Levintant-Zayonts N., Garbiec D., "Formation of WB4 thin films using nanosecond Nd-YAG laser", Book of abstracts, 4th National Conference on Nano- and Micromechanics, Wrocław, Poland, July 8-10, 2014, pp. 152-154 Mój udział 60%. w Opracowałem warunki eksperymentu i jego wyniki, napisałem abstrakt.
 27. Chrzanowska J., Hoffman J., Giżyński M., Mościcki T., "Investigation of Wavelength Influence on Rhenium Diboride Films Prepared by PLD Method", Abstracts of international conference "MODERN LASER APPLICATIONS" 4th edition - INDLAS 2014, May 19-23, Bran, Romania, 2014, pp. 24-25. Mój udział 20%. Byłem kierownikiem projektu, w wyniku którego powstała praca, brałem udział w analizie wyników oraz pisaniu abstraktu.
 28. Mościcki T., Hoffman J., Expansion of Laser- Ablated Plumes with Disparate Masses, Book of abstracts 12th International Conference on Laser Ablation (COLA 2013), Ischia, Italy, October 6-11, 2013, pp. 154-155, Mój udział 80%. Opracowałem model numeryczny i jego wyniki, napisałem abstrakt.
 29. Hoffman J., Moscicki T., Mróz W., Szymanski Z., "Laser-induced carbon plasma; modelling and experiment", proceedings of ESCAMPIG XXI, Viana do Castelo, Portugal, July 10-14, 2012 Mój udział 30%. Opracowałem model numeryczny.
 30. Banak R., Mościcki T., Antoszewski B., Wpływ parametrów spawania laserowego na właściwości złącza NI-PT w świecach zapłonowych dla silników na biopaliwo, IX KONFERENCJA NAUKOWO-TECHNICZNA TEROTECHNOLOGIA, KIELCE, 15-16.10, pp.1-8, 2015 Mój udział 30%. Brałem udział w opracowaniu modelu teoretycznego i jego wyników.

Przed doktoratem

31. Moscicki T., Hoffman J., Szymanski Z., "Modelling of plasma plume induced during laser welding", AIP Conference Proceedings 812 (2006), pp. 165-168
32. Hoffman J., Moscicki T., Szymanski Z., "Laser beam-plasma plume interaction during laser welding", Proceedings of the Society of Photo-optical Instrumentation Engineers (SPIE) 5229 (2003), pp. 228-232
33. Kalita W., Kołodziejczak P., Hoffman J., Mościcki T., Szymański Z., „Spawanie stopu magnezu AM20 laserem CO2” Przegląd Mechaniczny 7-8 (2003), pp. 48-51

Mościcki