

2 Współpraca w ramach PALS (Prague Asterix Laser System) oraz Extreme Light Infrastructure

2.1 Charakterystyka rozkładu intensywności lasera (IPL) w celu rzucenia światła na zjawiska oddziaływania promieniowania o wysokiej intensywności z materią

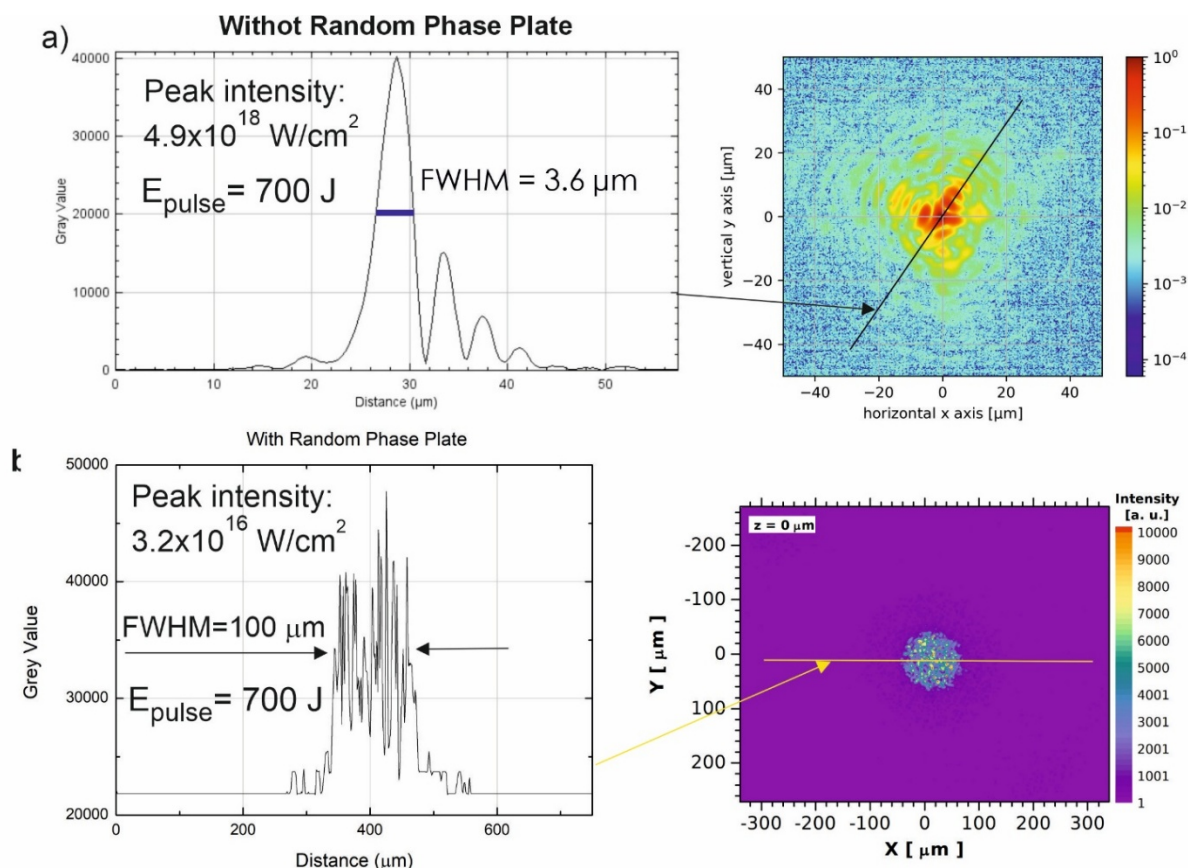
Lasery o wysokiej intensywności stały się niezbędnymi narzędziami w różnych dziedzinach, w tym w fuzji inercyjnej, astrofizyce laboratoryjnej i akceleracji cząstek [1–5]. Wydajność tych systemów oraz zjawiska interakcji lasera z materią są w decydującym stopniu zależne od dokładnej znajomości rozkładu mocy lasera i rozkładu fluencji, który można modyfikować, zarówno wielkością ogniska lasera jak i jego położeniem w stosunku do powierzchni tarczy. Dotychczasowe badania interferometryczne zrealizowane na PALS [6–8] pokazały, że wielkością ogniska na tarczy oraz jej konstrukcją (biorąc pod uwagę liczbę atomową materiału) można wymuszać zarówno ekspansję sferyczną kreowanej plazmy ablacyjnej (zmniejszając jego promień) oraz ekspansję osiową w przypadku zwiększenia promienia ogniska. Taki sposób wymuszania charakteru ekspansji okazał się szczególnie przydatny do formowania strumieni plazmowych dla różnych zastosowań, w szczególności fuzji inercyjnej (ICF) [9], oraz badań astrofizycznych [10].

Szczególnie ważnym obszarem badań pozostaje wiarygodny pomiar rozkładu natężenia oddziałującej wiązki laserowej oraz określenie wpływu tego rozkładu na parametry emisji elektronów i jonów odpowiedzialnych za transport energii promieniowania laserowego w plazmie ablacyjnej, co jest istotne z punktu widzenia wdrożenia proponowanych koncepcji zapłonu ICF, w szczególności zapłonu uderzeniowego (Shock Ignition – SI) i zapłonu szybkiego (Fast Ignition – FI).

Takie badania zostały podjęte w ramach niniejszego projektu, a motywacją były wstępne pomiary zrealizowane na PALS, które pokazały w przypadku, gdy wiązka laserowa nie jest wygładzana fazowo, możliwość uzyskania intensywności wiązki laserowej przekraczającej próg intensywności relatywistycznej: $0.8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Tak wysoka intensywność występuje w tzw. „hot spot” o szerokości połówkowej FWHM kilku mikrometrów, rys. 1a, natomiast w przypadku wygładzania intensywność wiązki laserowej jest wyraźnie mniejsza, a średnica ogniska (FWHM) ponad rząd większa w porównaniu z wymiarami „hot spot” i wynosi około $100 \mu\text{m}$, co demonstruje rys. 1b.

Celem badań zrealizowanych na eksperymencie PALS było poznanie procesu ekspansji plazmy ablacyjnej i parametrów emisji elektronów i jonów przy oświetleniu tarcz foliowych wykonanych z materiału o różnej liczbie atomowej, promieniowaniem 1-harmonicznej lasera jodowego PALS o intensywnościach przekraczających próg intensywności relatywistycznych.

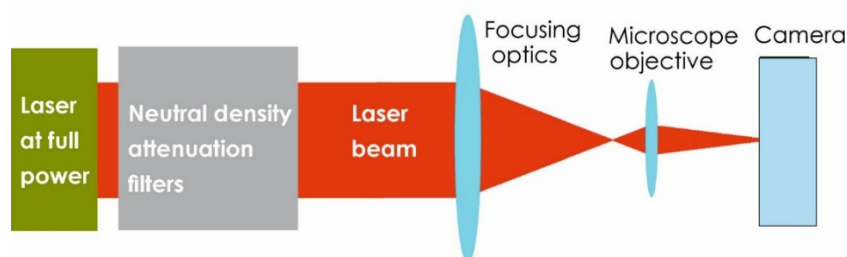
Badania realizowane były w dwóch etapach. Pierwszym etapem były pomiary rozkładu fluencji (intensywności) wiązki laserowej za pomocą układu pomiarowego przedstawionego na rys. 22, natomiast w drugim etapie prowadzone były pomiary przewidziane w projekcie za pomocą kompleksowego układu diagnostycznego przedstawionego na rys. 8.



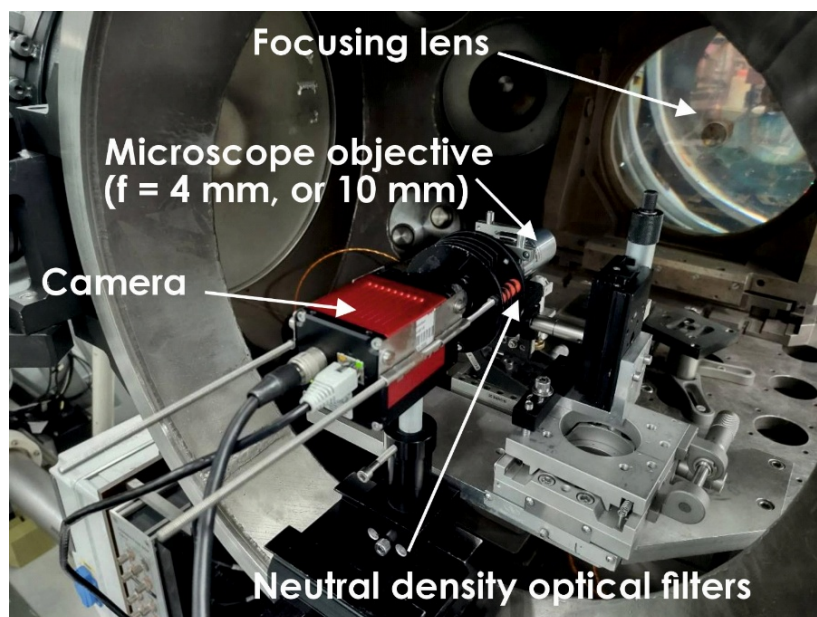
Rys. 1: Rozkłady intensywności wiązki lasera jodowego PALS o energii 700 J, zogniskowanej do minimalnego ogniska w przypadku wygładzania intensywności za pomocą płyty fazowej (a) oraz bez wygładzania.

Pomiary rozkładu fluencji (intensywności) wiązki laserowej

Aby zrealizować cel badań proponowanych w projekcie, pierwszoplanowymi zadaniami były pomiary rozkładu fluencji wiązki laserowej za pomocą układu pomiarowego, którego schemat optyczny pokazany jest na rys. 2, natomiast jego widok przedstawiony jest na rys.3. Aby wyznaczyć położenie ogniska wiązki laserowej odpowiadającej maksymalnej fluencji ($z=0$ mm), pomiary prowadzone były w obszarze kaustyki (wokół położenia ogniska) w zakresie od $-340 \text{ mm} < z < +340 \text{ mm}$., wykorzystując zobrazowanie w polu dalekim (tj. rzutując powiększony obraz rozkładu na kamerę). Powiększony obraz ogniska (50x) za pomocą obiektywu mikroskopowego rejestrowany był na kamerze CCD pracującej w bliskiej podczerwieni (Goldeye G-032 SWIR TEC z pikselem $25 \mu\text{m}$) Pomiary prowadzone były w powietrzu przy oświetleniu układu 1-harmoniczną lasera o maksymalnej energii około 700 J. W celu dopasowania czułości kamery CCD do intensywności wiązki lasera stosowane były kalibrowane filtry optyczne o neutralnej gęstości, osłabiające impuls lasera jodowego z 700 J do $\sim 1 \text{ mJ}$.

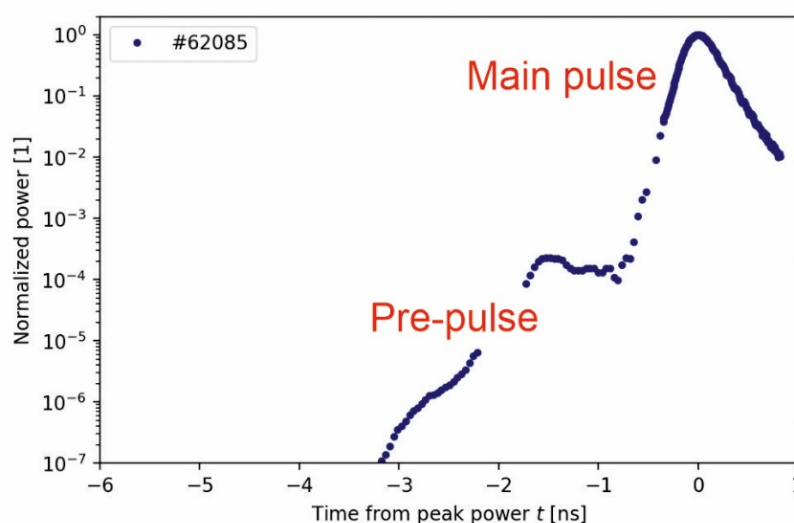


Rys. 2: Schemat optyczny do pomiaru fluencji wiązki laserowej.



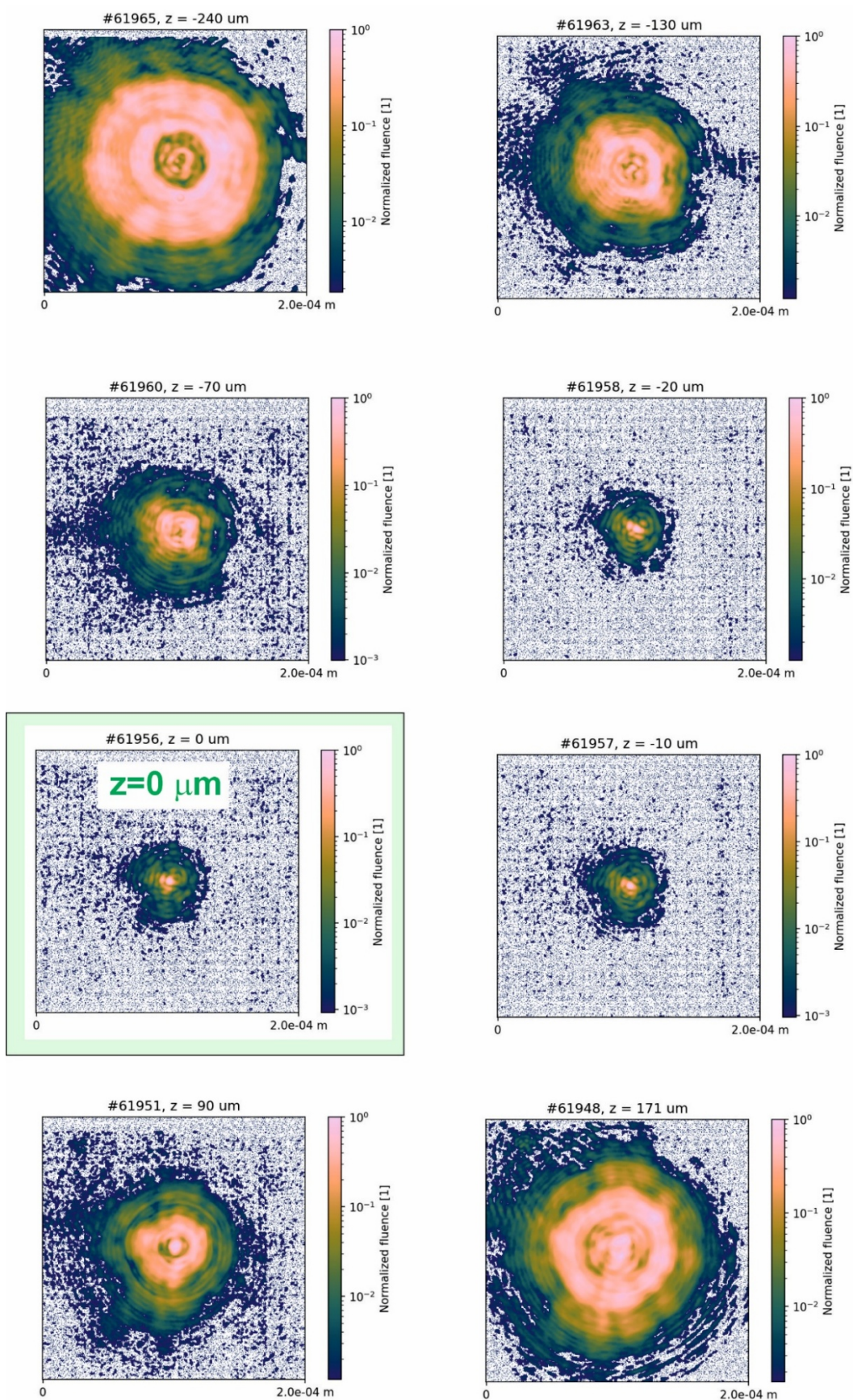
Rys. 3: Widok układu do pomiaru fluencji wiązki laserowej.

Żeby uzyskać wiarygodny rozkład fluencji wiązki laserowej pod uwagę brano typowy profil czasowy impulsu odpowiadający strzałowi # 62085, uwzględniający, zarówno pre-impuls jak i główny impuls lasera, pokazany na rys. 4.

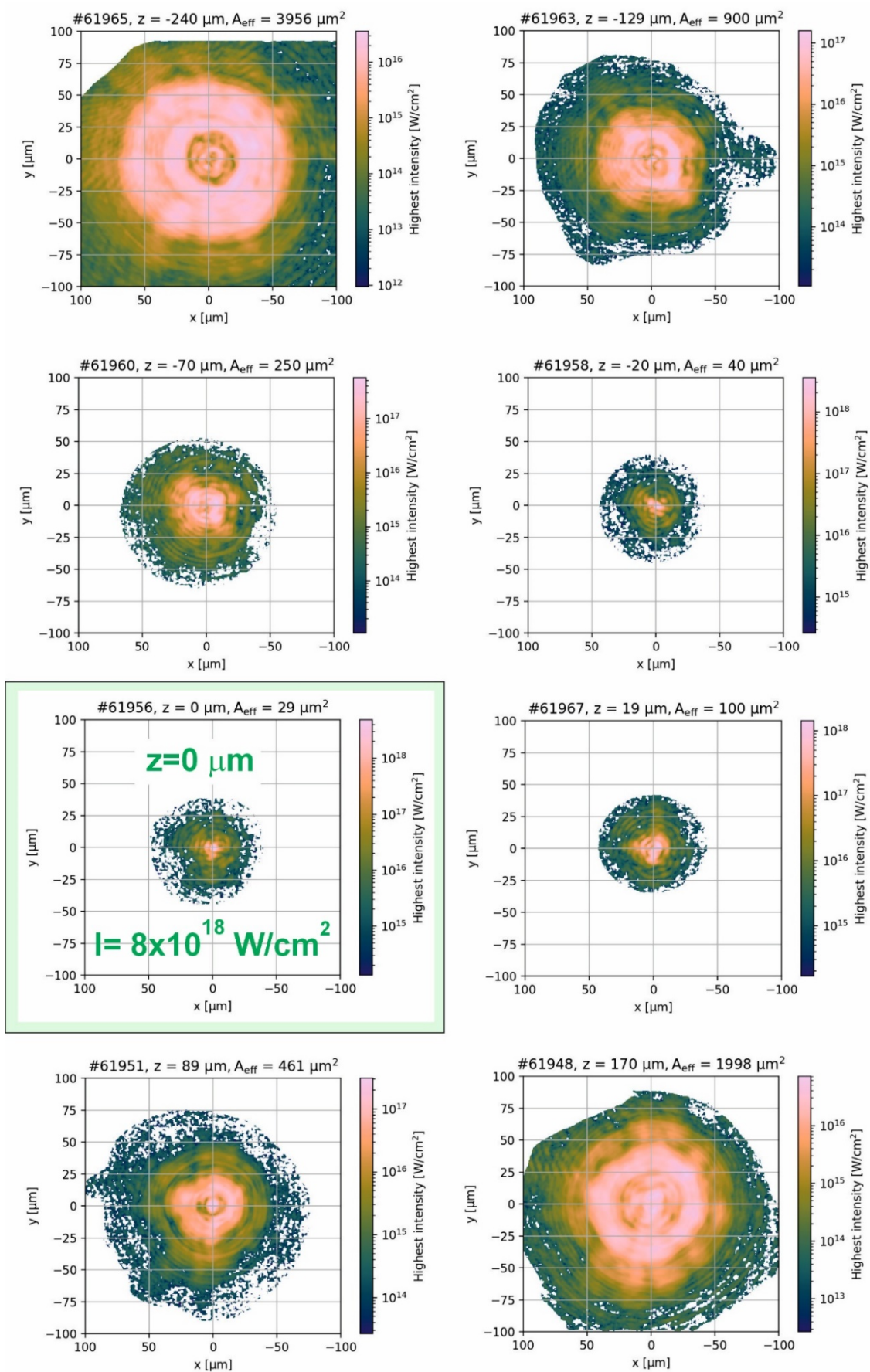


Rys. 4: Typowy profil czasowy impulsu lasera jodowego PALS dla strzału #62085.

Uzyskane z pomiarów rozkłady fluencji wiązki laserowej odpowiadające różnym położeniom ogniska w obszarze kaustyki pokazane są na rys 5, natomiast rys. 6 ilustruje uzyskane na ich podstawie rozkłady intensywności wiązki laserowej. Jak wynik z rys. 6 w przypadku położenia $z=0$ mm, maksymalna intensywność zogniskowanej osiąga wartość $\sim 5 \times 10^{18}$ W/cm², przekraczając wyraźnie próg intensywności relatywistycznej. Takie położenie ogniska zostało wybrane do zrealizowania badań przewidzianych w projekcie.



Rys. 5: Rozkłady fluencji wiązki laserowej odpowiadające różnym położeniom ogniska w obszarze kaustyki.



Rys. 6: Rozkłady intensywności wiązki laserowej uzyskane na podstawie rozkładów fluencji z rys. 5.

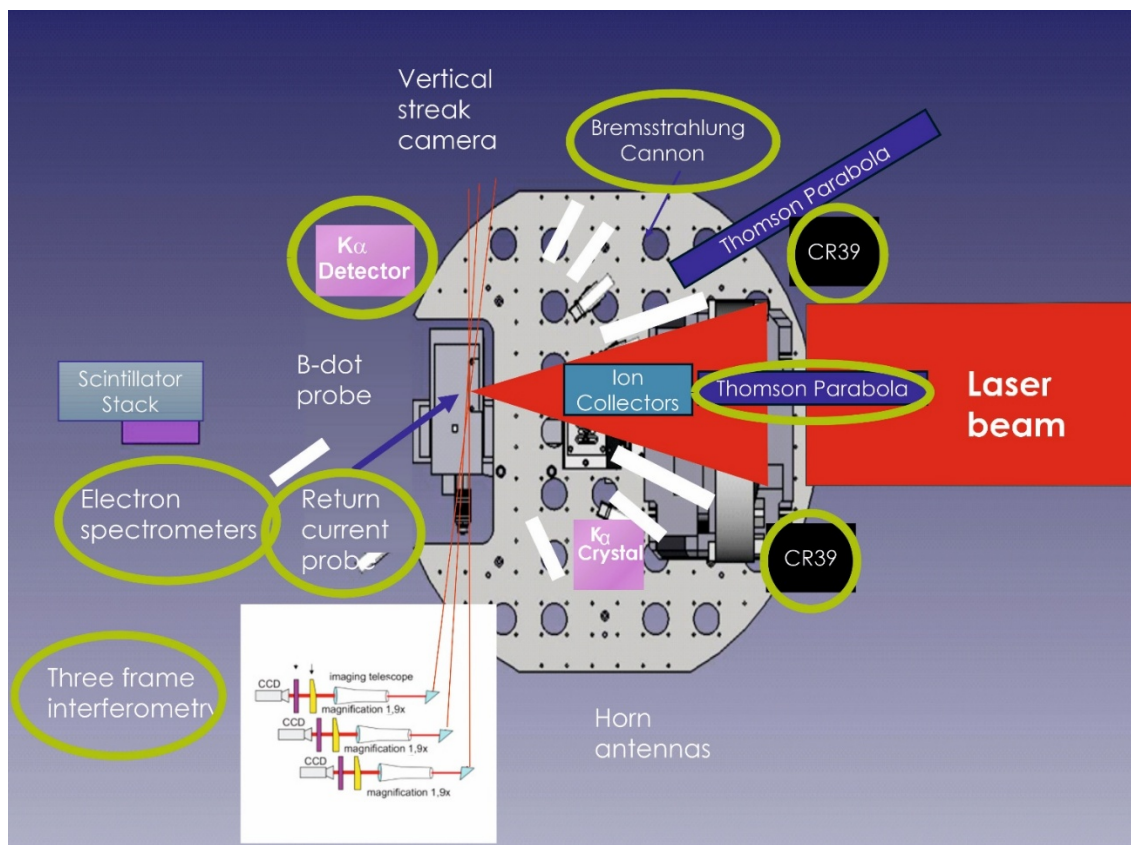
Wyniki badań zrealizowanych w projekcie

Do charakteryzacji plazmy w eksperymentach wykorzystywany kompleksowy układ diagnostyczny przedstawiony na rys. 7, w skład którego wchodzi:

- 3-kadrowa kompleksowa interferometria [11, 12] umożliwiająca pomiar przestrzenno-czasowych rozkładów koncentracji elektronowej i pola magnetycznego w plazmie ablacyjnej,
- wielokanałowy magnetyczny spektrometr elektronów [13] i paraboliczny spektrometr masowy Thomsona do pomiaru parametrów emisji gorących elektronów i jonów [14],
- układ kolektorów siatkowych do pomiaru parametrów kątowej emisji jonów [15],
- sondy prądowe [16] do pomiaru prądu zwrotnego związanego z elektronami poruszającymi się w kierunku od tarczy, rejestrowanymi za pomocą wielokanałowego spektrometru elektronów,
- pomiary promieniowania bremsstrahlung generowanego przez gorące elektrony za pomocą spektrometru ze stosem filtrów, pozwalającego na ilościową ocenę wydajności konwersji energii lasera na szybkie elektrony oraz
- pomiary impulsów EMP, za pomocą kombinacji anten tubowych, sond B-dot pozwalających na ocenę występowania relatywistycznych oddziaływań intensywności.

Zadaniem realizowanym przez grupę IPPLM w ramach projektu było przygotowanie dwóch diagnostyk plazmy dla realizacji zaplanowanych w projekcie eksperymentów, którymi są:

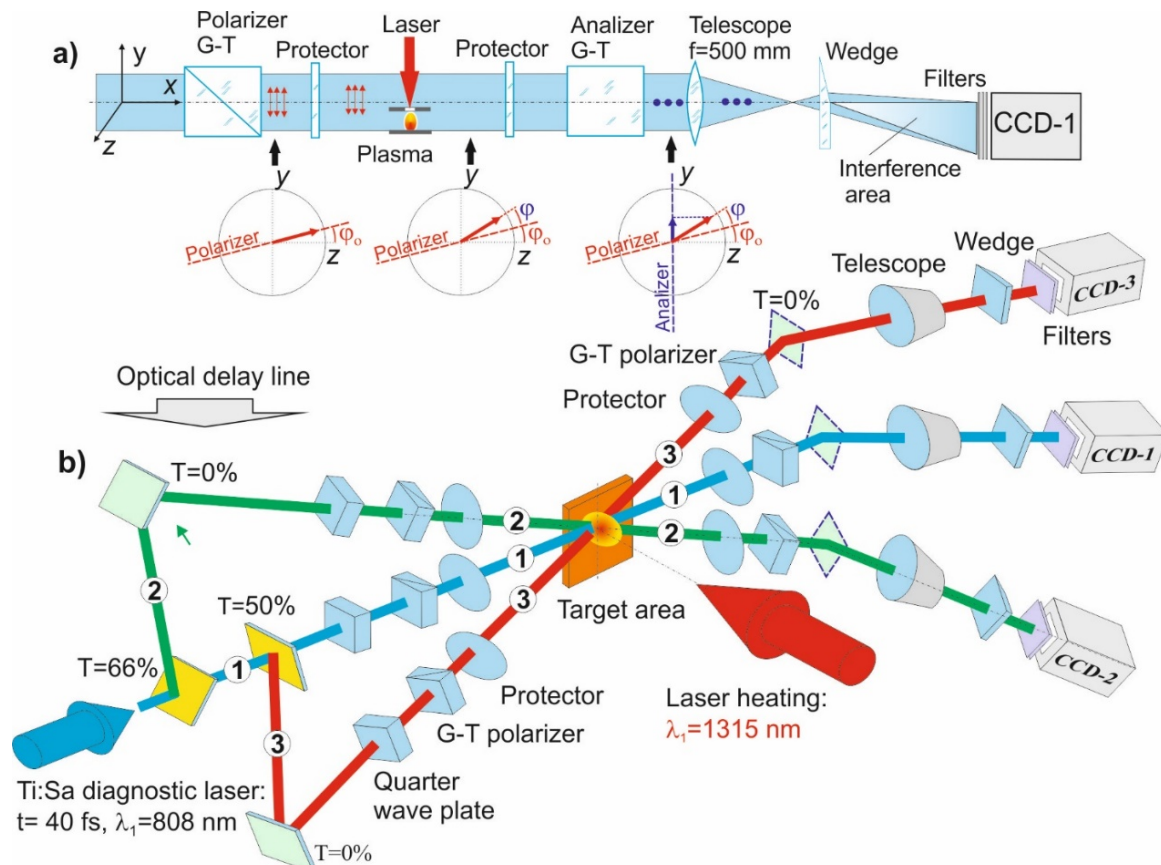
- 3-kadrowa kompleksowa interferometria do pomiarów rozkładów koncentracji elektronowej i spontanicznych pól magnetycznych (SPM) w wybranych fazach ekspansji plazmy, dla różnych rozkładów intensywności wiązki laserowej odpowiadającym wybranym przekrojom poprzecznym „z” jej kaustyki,
- spektrometr Thomsona do pomiaru energii protonów i jonów z plazmy generowanej przy różnych warunkach oświetlenia tarcz wiązką lasera PALS, wynikających z rozkładów intensywności wiązki laserowej w wybranych przekrojach.



Rys. 8: Układ eksperymentalny - lokalizacja diagnostyk na układzie laserowym PALS.

Wyniki pomiarów interferometrycznych

3-kadrowa kompleksowa interferometria, przedstawiona na rys. 9, implementowana na eksperymencie PALS przez zespół z IFPiLM do pomiarów rozkładów koncentracji elektronowej i spontanicznych pól magnetycznych (SPM) w plazmie ablacyjnej jest jedną ze szandarowych diagnostyk, realizowanych w ramach szeroko rozumianej międzynarodowej współpracy naukowej.



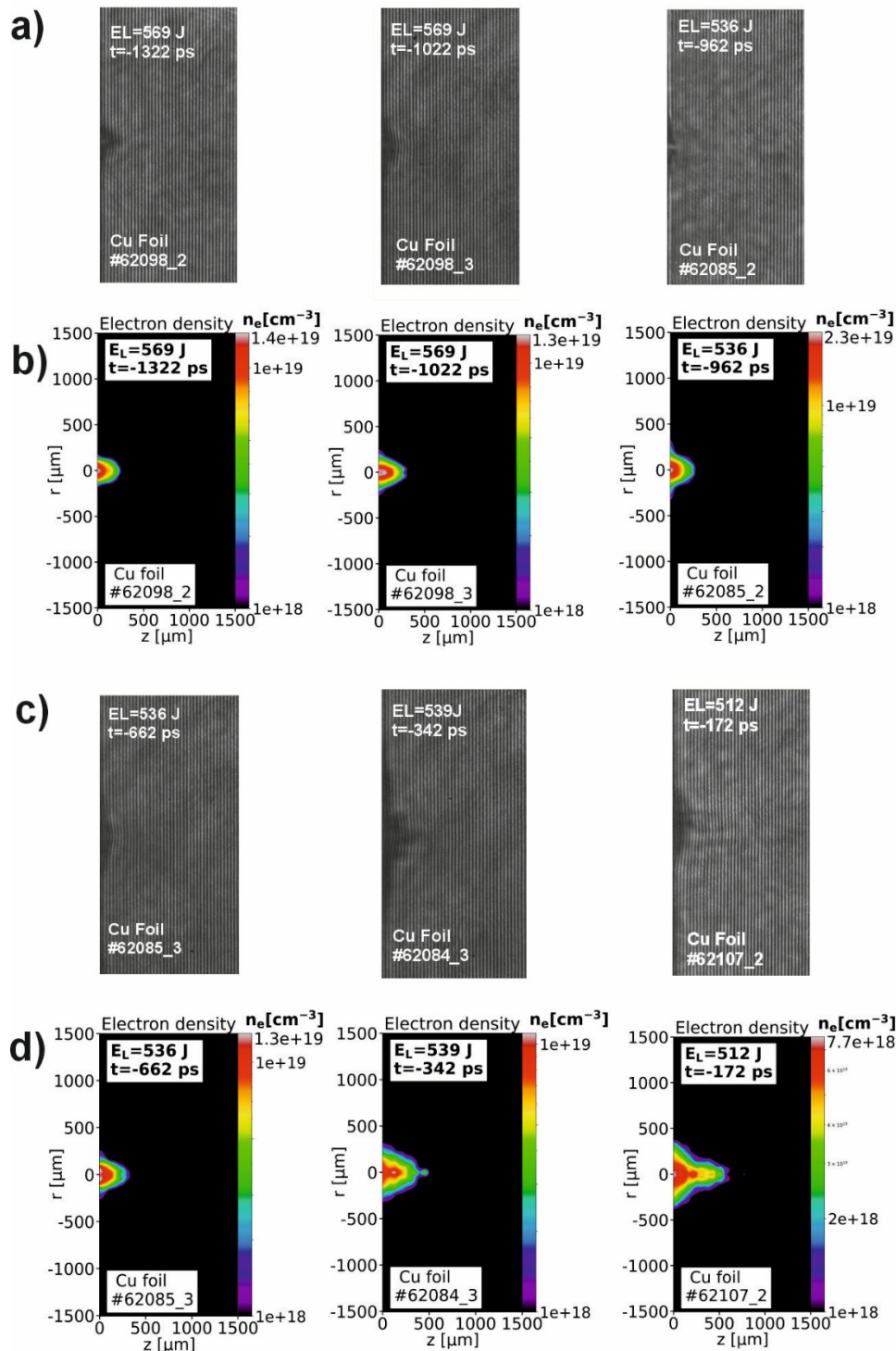
Rys. 9: 3-kadrowy kompleksowy interferometr: (a) schemat optyczny modułu pracującego w trybie złożonej interferometrii oraz (b) schemat optyczny podziału wiązki laserowej na poszczególne kanały interferometryczne ilustrujący przestrzenno-czasową separację kadrów.

Polaro-interferometr oświetlany jest przez optyczną linię opóźniającą, impulsem femtosekundowego lasera Ti:Sa o długości fali 808 nm i czasie trwania około 40 fs., która opóźnia czasowo i rozseparowuje przestrzennie wiązki diagnostyczne oraz pozwala wybrać wymagany czas odstępu między kadrami i zapewnia tę samą intensywność (energię) w każdej z wiązek poprzez odpowiedni dobór transmisji zwierciadeł dzielących wiązki diagnostyczne. Dla potrzeb przewidzianych badań w projekcie konstrukcja linii zapewnia odstęp czasowy między kolejnymi kadrami 300 ps, oraz regulowany czas sondowania pierwszego kadru w stosunku do maksimum intensywności impulsu lasera głównego w zakresie -1000 ps do +2000 ps. Do rejestracji interferogramów kompleksowych w każdym z torów diagnostycznych wykorzystywane są kamery CCD/CMOS o wysokiej rozdzielczości.

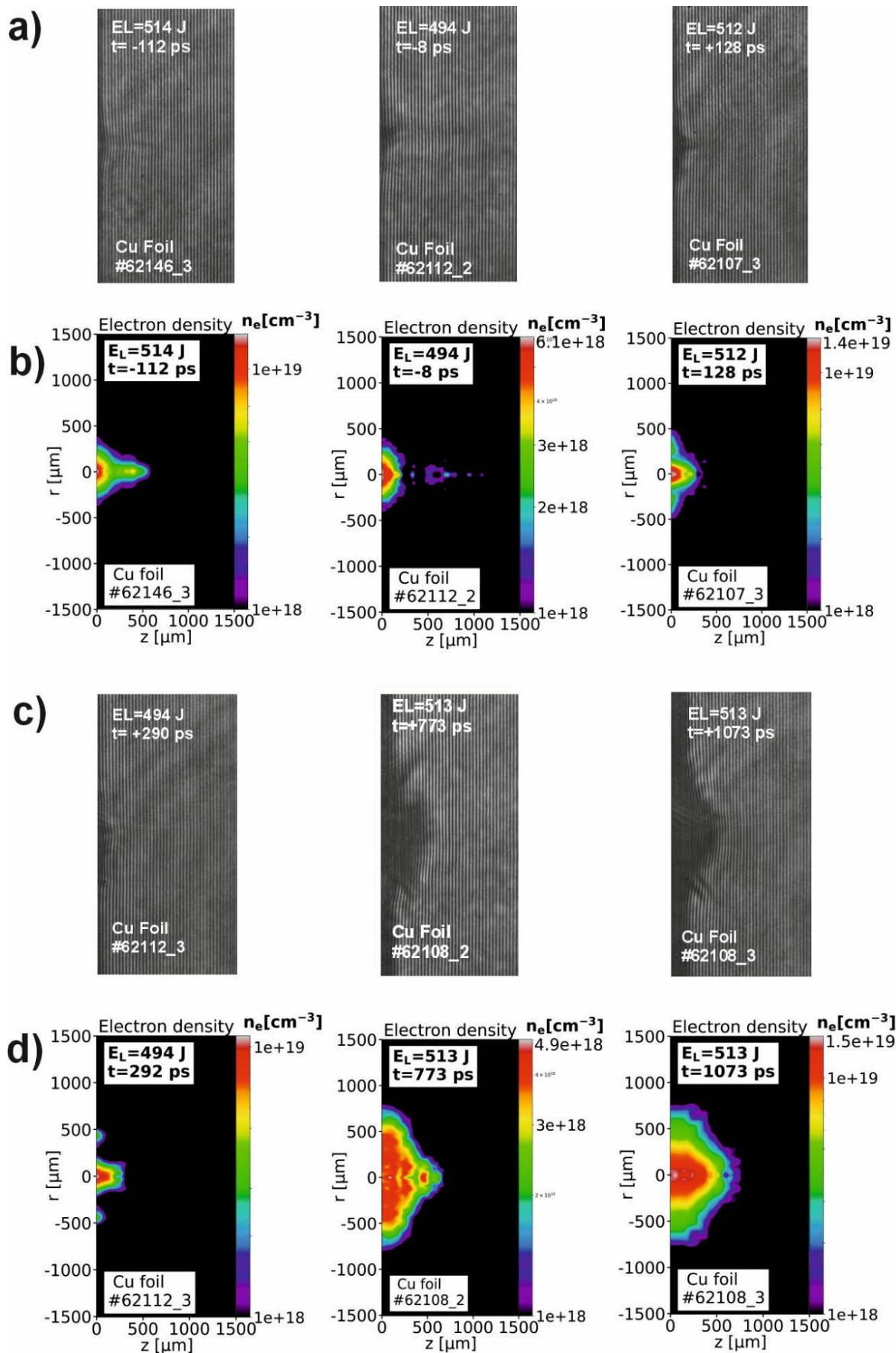
W zrealizowanej sesji eksperymentalnej zarejestrowanych zostało kilkadziesiąt sekwencji interferogramów dla różnych opóźnień w stosunku do maksimum intensywności impulsu lasera (biorąc pod uwagę profil czasowy). Zgodnie z celem badań podstawową opcją pomiarów były sekwencje interferogramów zarejestrowane przy oświetleniu foli z Cu(miedź) oraz Ta(tantal), niewygładzoną wiązką (1- harmonicznej) lasera jodowego PALS o maksymalnej energii (500 - 700 J), zogniskowaną do minimalnej średnicy dla położenia $z=0$ wynikającego z pomiarów rozkładów fluencji wiązki laserowej.

Do analizy ilościowej wybrano interferogramy, pokazane na rys. 10ac i rys. 11ac, które ilustrują ekspansję plazmy ablacyjnej w zakresie opóźnień (w stosunku do maksimum intensywności impulsu lasera głównego), obejmujących profil czasowy impulsu laserowego. Na rys. 10ac pokazane są interferogramy ilustrujące proces

ekspansji plamy, kreowanej w początkowej fazie przez pre-impuls impulsu lasera, natomiast na rys. 11ac, interferogramy ilustrują plazmę generowaną z udziałem głównego impulsu lasera, zarówno przed jak i po maksimum intensywności lasera. Aby uzyskać wiarygodną informację o rozkładach koncentracji elektronowej wykorzystywana była metodologia opracowana w IFPiLM [12], bazująca na ekstrakcji rozkładu fazy z interferogramów dwoma metodami: (i) za pomocą analizy Fouriera oraz (ii) metodą maksimum prążka. Do abelizacji rozkładów fazy i uzyskania informacji o rozkładzie koncentracji stosowana jest szybka transformata Fouriera (FFT). Rozkłady koncentracji elektronowej obliczone na podstawie sekwencji interferogramów z rys. 10ac i rys. 11ac pokazane są odpowiednio na rys. 10bd oraz rys.11bd.



Rys.10: Interferogramy ilustrujące proces ekspansji plazmy, kreowanej w początkowej fazie przez pre-impuls impulsu lasera.



Rys. 11: Interferogramy ilustrujące ekspansję plazmy generowanej z udziałem głównego impulsu lasera, zarówno przed jak i po maksimum intensywności impulsu lasera.

Powiązanie rozkładów koncentracji elektronowej uzyskanych w różnych czasach ekspansji pre-plazmy z profilami czasowymi impulsu laserowego demonstruje rys. 12, natomiast rys. 13 pokazuje powiązanie rozkładów koncentracji elektronowej z profilami czasowymi w fazach z udziałem głównego impulsu laserowego. Z rys. 12 wynika, że w początkowym okresie ekspansji (rys. 12a,b,c,d) plazma jest kreowana jest pre-impulesem stanowiącym około 5×10^{-4} maksymalnej intensywności impulsu laserowego. W późniejszych czasach ekspansji, gdy intensywność rośnie osiągając maksymalną wartość (zob. rys. 13a,b) charakter ekspansji staje się wyraźnie osiowy, co pprowadzi doformowania na osi wydłużonego strumienia plazmy (jeta), co demonstrują kadry nna rys.12e,f oraz rys. 13a. Jednakże w późniejszych ekspansji, po osiągnięciu maksymalnej intensywności impulsu lasera, rys. 13b,c,d,e,f, plazma ekspanduje sferycznie, co ilustrują rozkłady koncentracji elektronowej na kadrach na rys. 13c,d,e,f.

Aby scharakteryzować ilościowo charakter ekspansji plazmy kreowanej z folii z Cu oświetlanych impulsem lasera o intensywnościach przewyższających próg intensywności relatywistycznych ($> 0.8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$), obliczone zostały na podstawie rozkładów koncentracji elektronów: (i) osiowe rozkłady koncentracji, (ii) liniowe rozkłady koncentracji oraz (iii) całkowite liczby elektronów, odpowiadające charakterystycznym czasom ekspansji plazmy. W przypadku ekspansji plazmy, kreowanej w początkowej fazie przez pre-impuls impulsu lasera w/w rozkłady przedstawiono na rys. 14, natomiast na rys. 15 pokazane są w/w rozkłady odpowiadające plazmie generowanej z udziałem głównego impulsu lasera, zarówno przed jak po maksimum intensywności impulsu lasera.

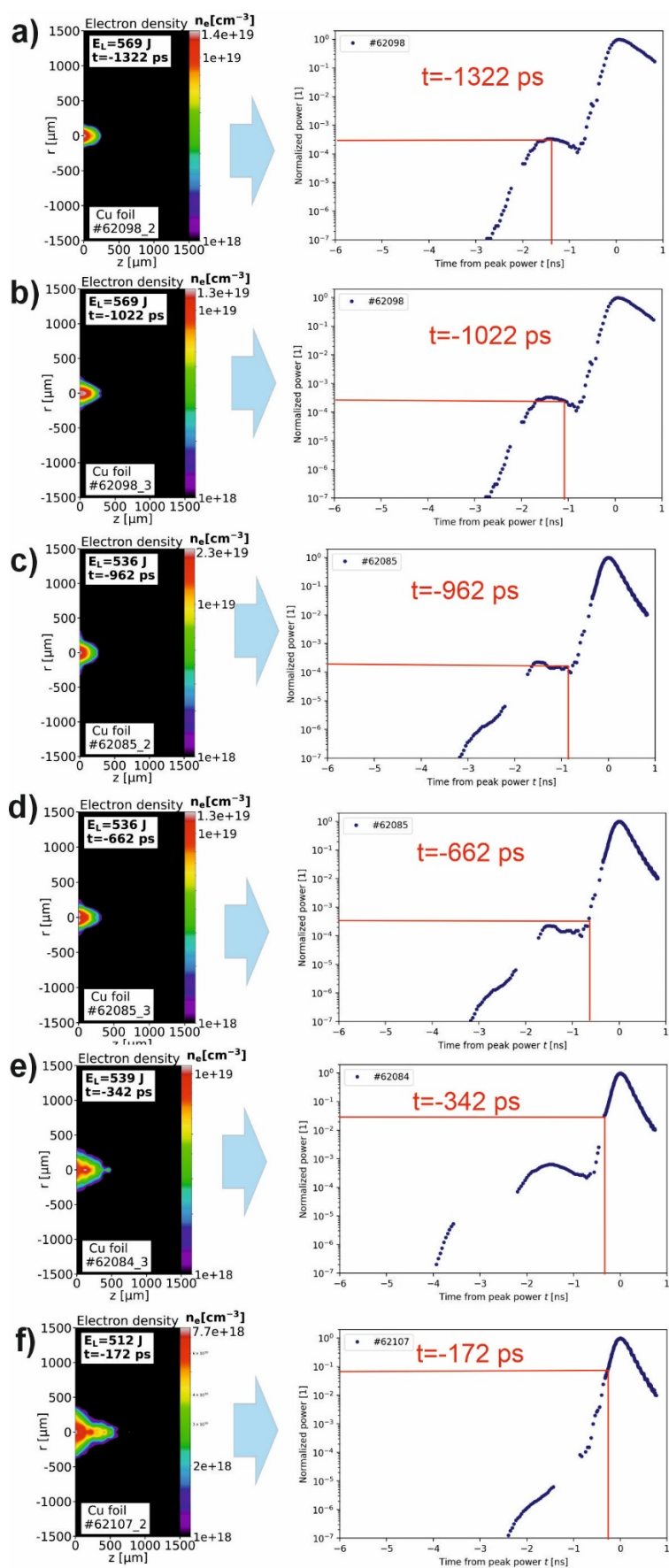
W przypadku rozkładów na rys. 14, widoczny osiowy charakter ekspansji pre-plazmy, prowadzący do powstania na osi „jet’a”, potwierdzają maksymalne osiowe rozkłady koncentracji elektronowej (rys. 14c,f) w stosunku do koncentracji elektronowych w obszarach poza osią, oraz monotoniczny spadek koncentracji liniowej wzdłuż osi (14b,e) ca także zwiększająca się całkowita liczba elektronów z czasem ekspansji kreowanego podłużnego strumienia plazmy (rys. 14b,e). Osiowy charakter ekspansji pre-plazmy, widoczny na rys. 14, można uzasadnić biorąc pod uwagę rozkład intensywności lasera odpowiadający położeniu $z=0$ mm na rys. 6 oraz profile czasowe impulsu. A mianowicie, biorąc pod uwagę prace [6-8] wydaje się oczywiste, że osiowy charakter ekspansji pre-plazmy wymuszony jest przez pierścieniowy rozkład intensywności lasera odpowiadający pre-impulsowi lasera z pominięciem centralnego obszaru o wysokiej intensywności, który związany jest ze wzrostem intensywności głównego impulsu.

W przypadku rozkładów na rys. 15, obserwowany sferyczny charakter plazmy generowanej z udziałem głównego impulsu lasera, wydaje się uzasadniony biorąc po uwagę rozkład intensywności lasera odpowiadający położeniu $z=0$ mm na rys. 6, charakteryzujący się maksimum intensywności w centrum. Potwierdzają to wystarczająco: depresja rozkładu koncentracji elektronowej widoczna na osiowych rozkładach koncentracji elektronowej oraz większa średnica plazmy i mniejszy zasięg osiowy, spowodowane ekspansją radialną plazmy.

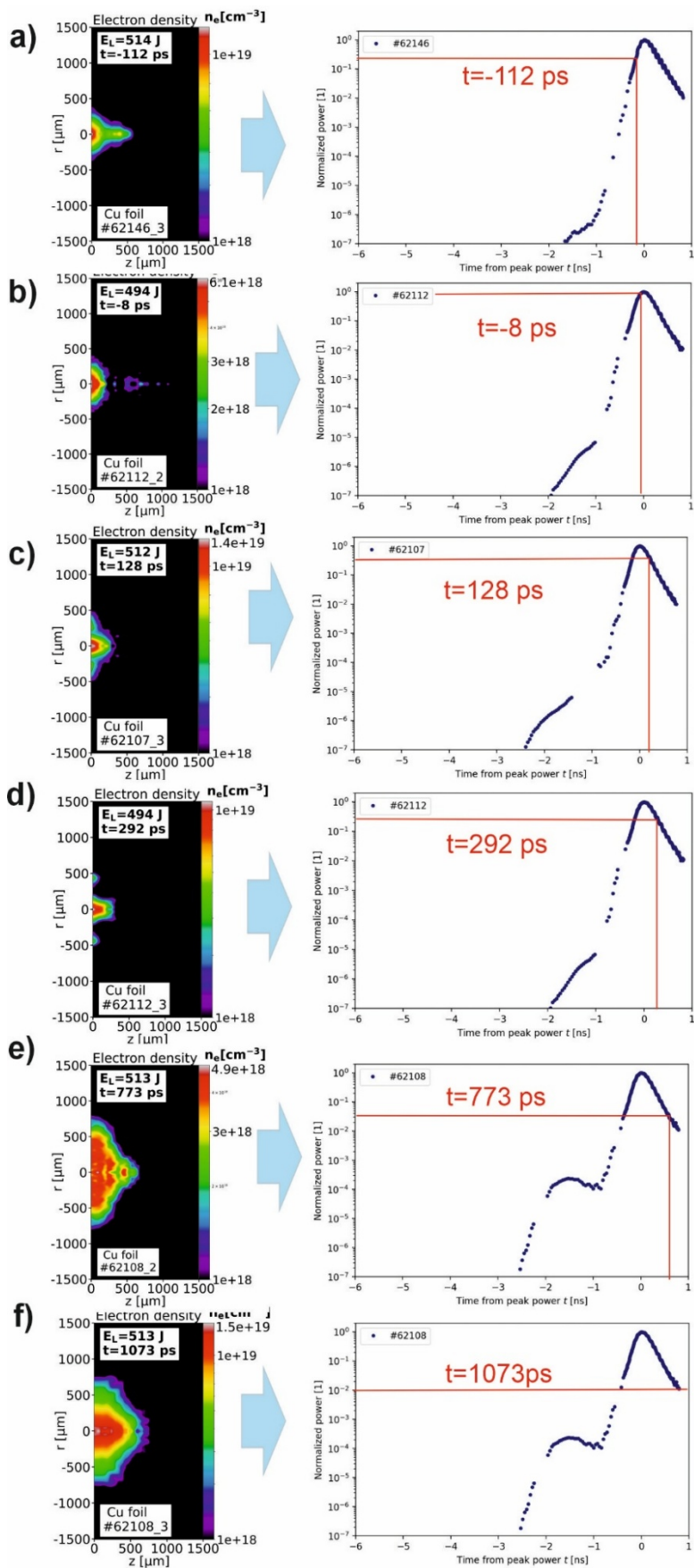
Jednakże, istotne różnice dotyczą wpływu rozkładu intensywności lasera na charakter ekspansji formowanej konfiguracji plazmy. Porównanie konfiguracji plazmowych formowanych przy oświetleniu wiązką lasera o intensywności $\sim 10^{16} \text{ W/cm}^2$ z wiązką o intensywności przekraczającej próg relatywistyczny $> 0.8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, pokazane jest na rys. 16.

Z porównania wynika, że w przypadku intensywności relatywistycznej ekspansja radialna formowanego strumienia plazmy jest wyraźnie ograniczana w porównaniu konfiguracją formowaną przy oświetleniu o intensywności około dwa rzędy mniejszej. Biorąc pod uwagę pracę [10] tym czynnikiem jest tzw. chłodzenie radiacyjne (radiation cooling), które zwiększa się ze wzrostem liczby atomowej materiału tarczy.

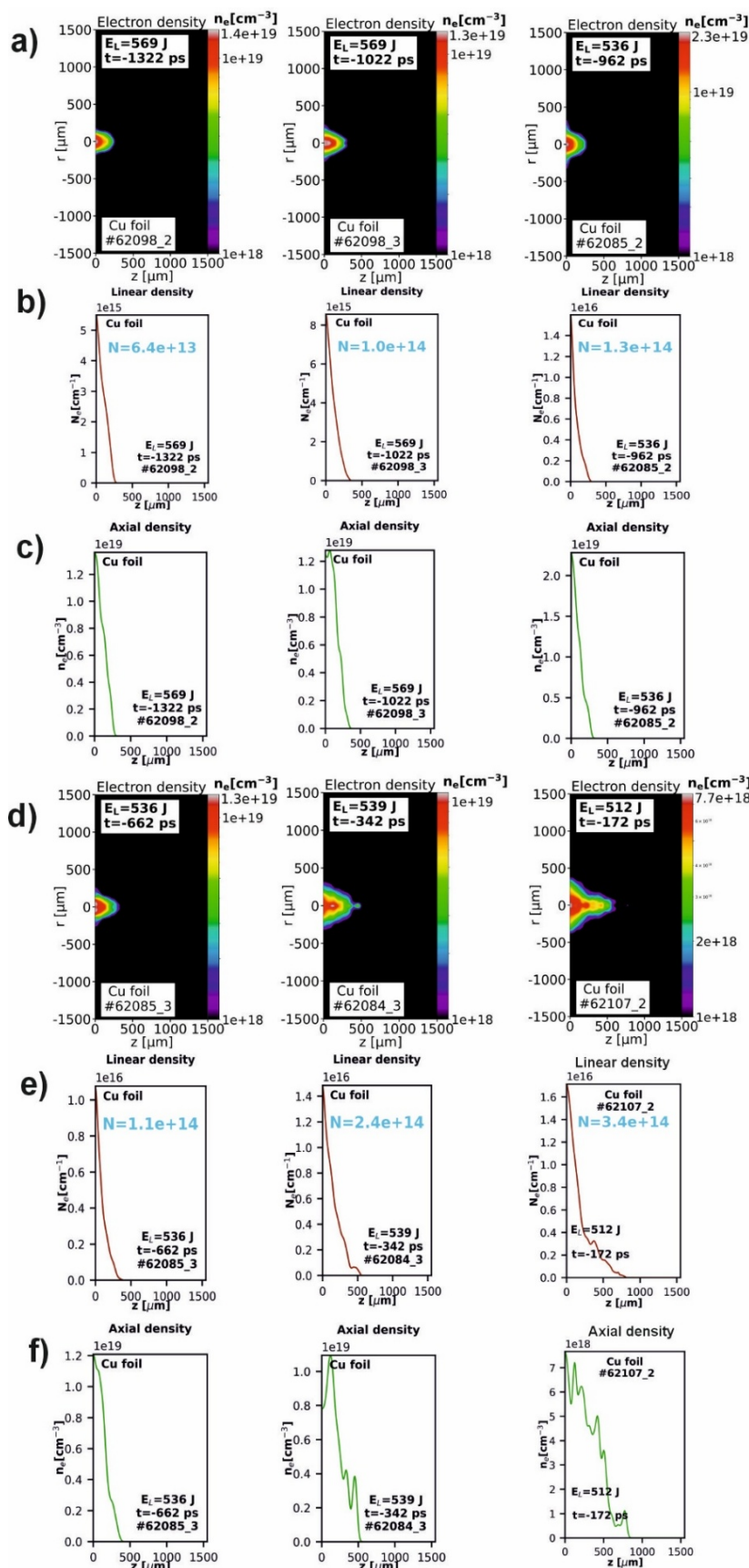
Potwierdzeniem takiej tezy są rozkłady koncentracji elektronowej uzyskane przy oświetleniu folii z Ta 1w lasera jodowego PALS o intensywności relatywistycznej o rozkładzie intensywności pokazanym na rys. 6 dla $z=0$ mm.



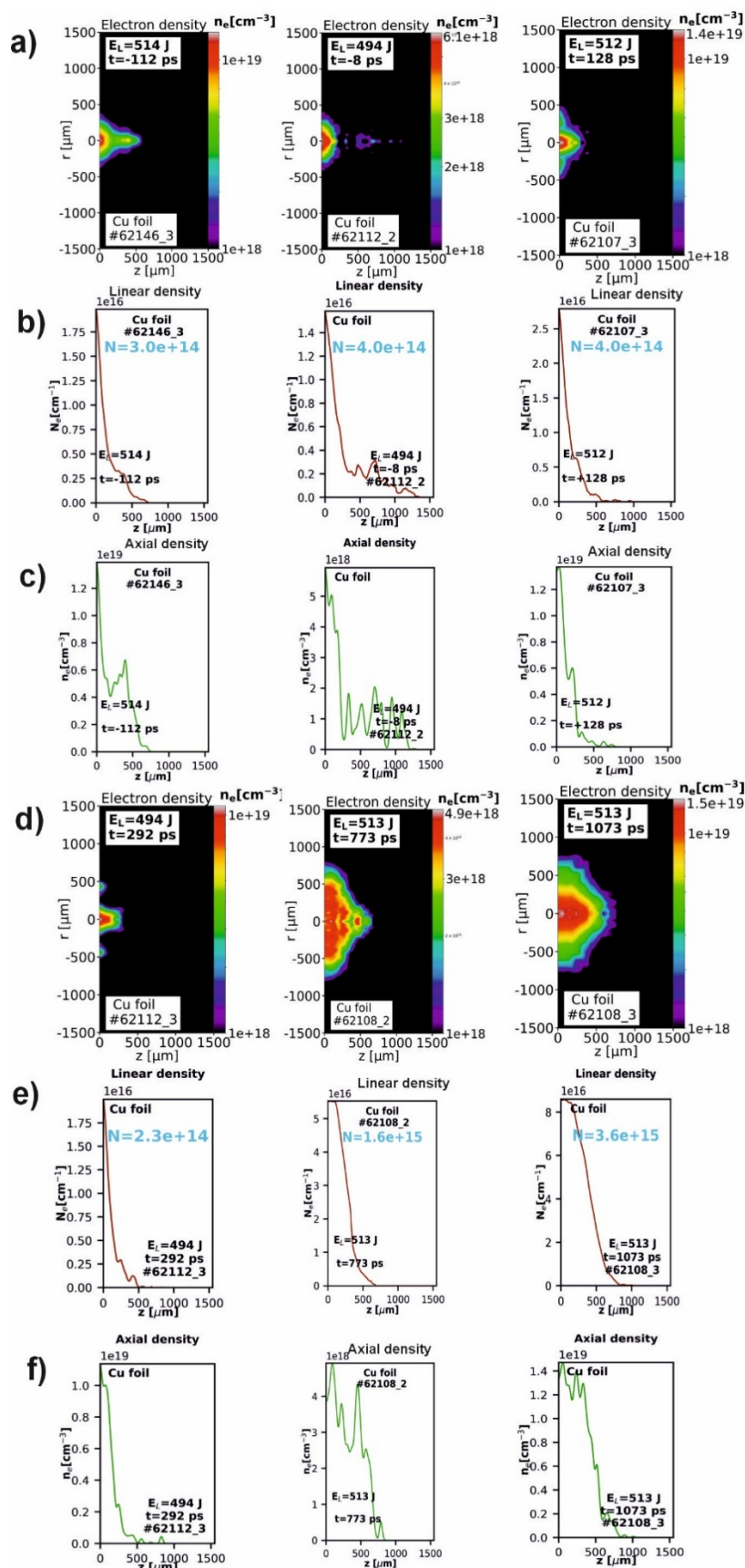
Rys. 12: Powiązanie rozkładów koncentracji elektronowej uzyskanych w różnych czasach ekspansji pre-plazmy z profilami czasowymi impulsu laserowego.



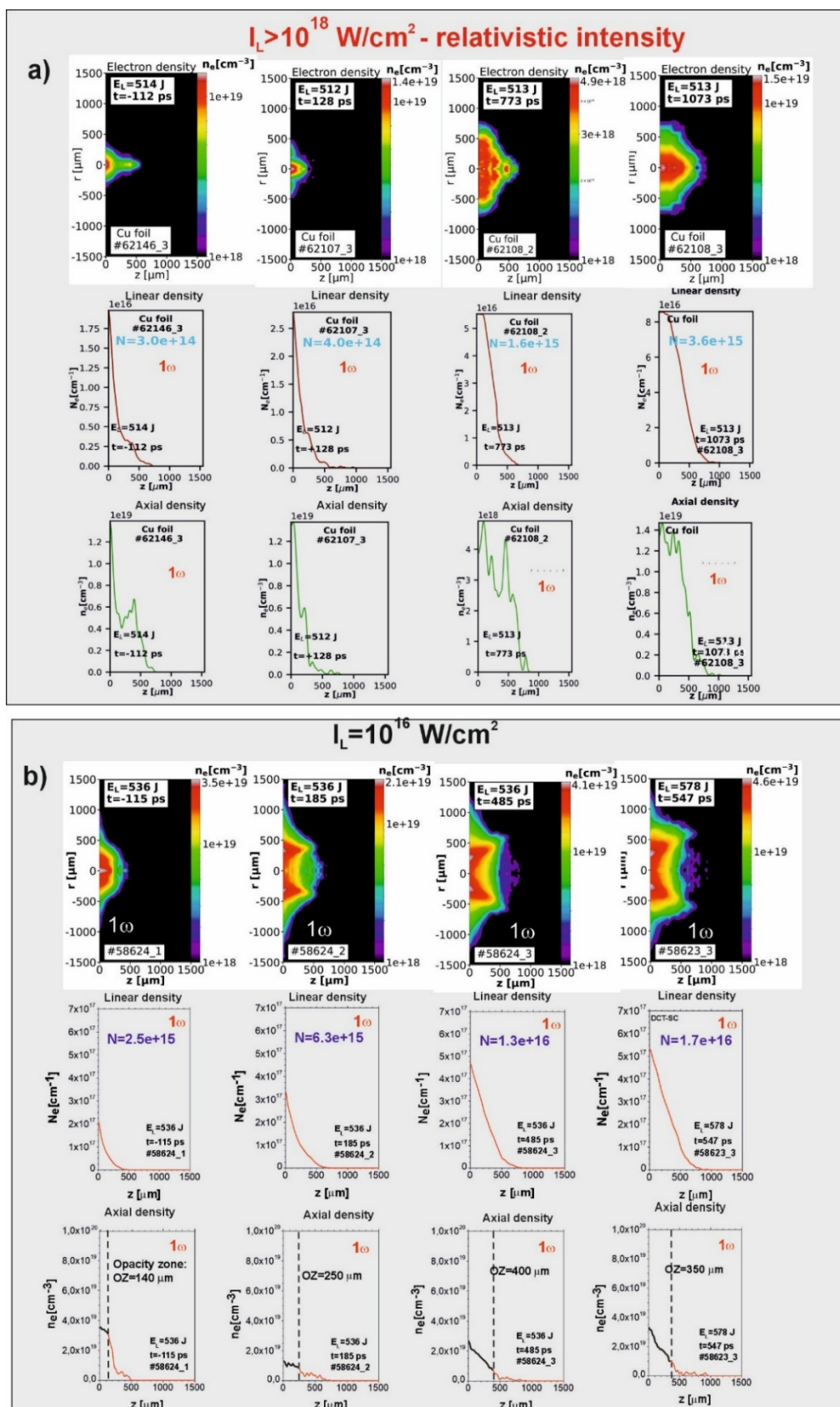
Rys. 13: Powiązanie rozkładów koncentracji elektronowej z profilami czasowymi w fazach z udziałem głównego impulsu laserowego.



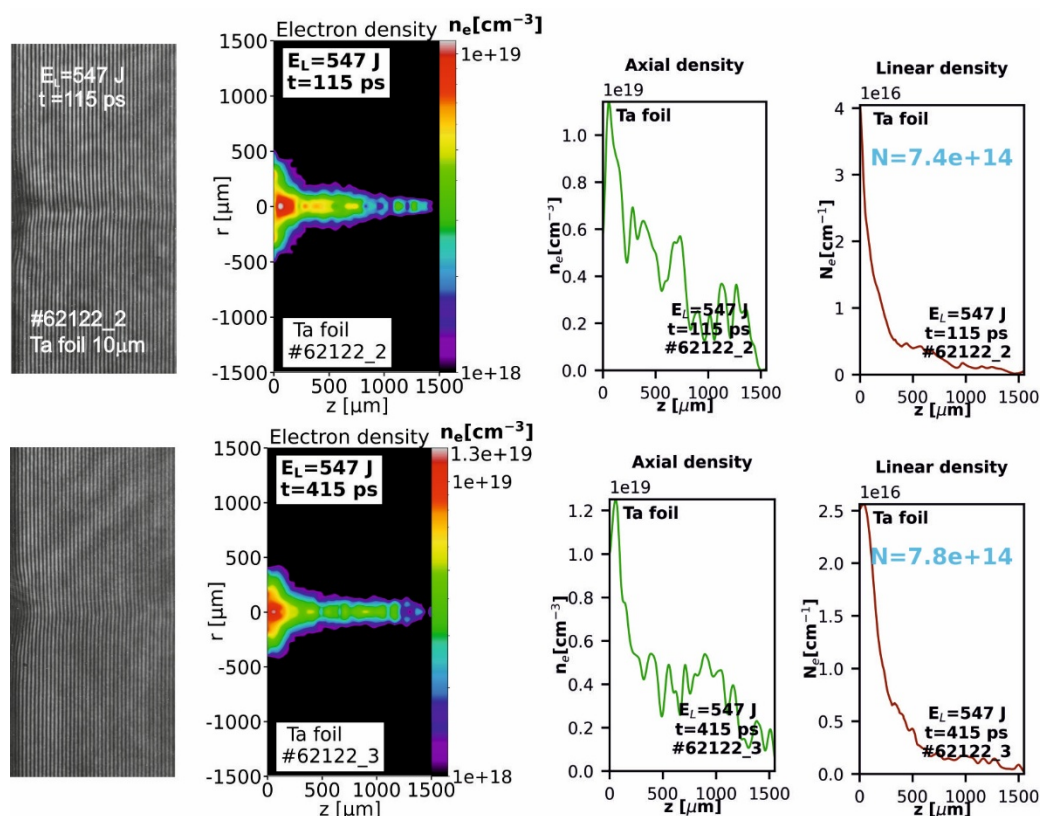
Rys. 14: Ilustracja ekspansji plazmy, kreowanej w początkowej fazie przez pre-impuls impulsu lasera jodowego PALS: a), d) rozkłady koncentracji elektronowej, b), e) rozkłady koncentracji liniowej oraz c), f) rozkłady koncentracji osiowej odpowiadające charakterystycznym fazom ekspansji.



Rys. 15: Ilustracja ekspansji plazmy generowanej z udziałem głównego impulsu lasera jodowego PALS: a), d) rozkłady koncentracji elektronowej, b), e) rozkłady koncentracji liniowej oraz c), f) rozkłady koncentracji osiowej odpowiadające charakterystycznym fazom ekspansji.



Rys. 16: Porównanie konfiguracji plazmowych formowanych przy oświetleniu wiązką lasera jodowego PALS o intensywności: a) przekraczającej próg relatywistyczny $> 0.8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, oraz b) o intensywności $\sim 10^{16} \text{ W/cm}^2$ [17].



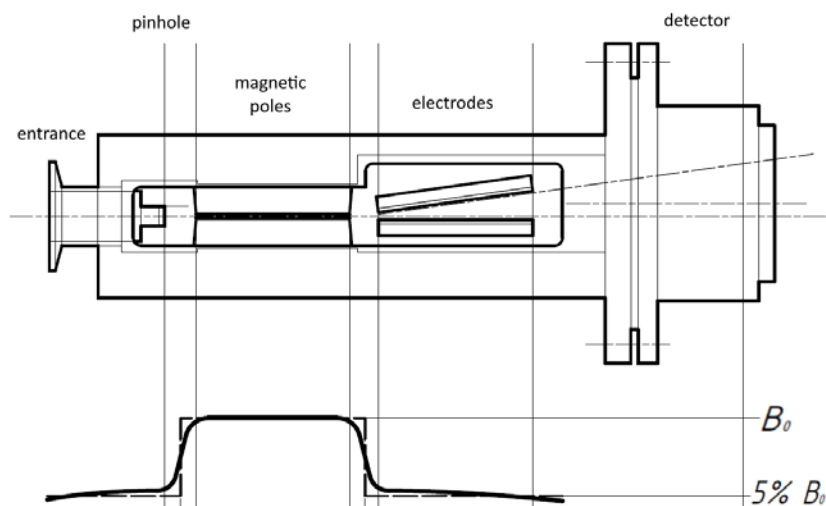
Rys. 17: Rozkłady koncentracji elektronowej i odpowiadające im osiowe profile koncentracji oraz koncentracje liniowe uzyskane przy oświetleniu folii z Ta 1w lasera jodowego PALS o intensywności relatywistycznej o rozkładzie intensywności pokazanym na rys. 6 dla $z = 0$ mm.

Pomiary emisji jonów za pomocą parabolicznego spektrometru masowego Thomsona

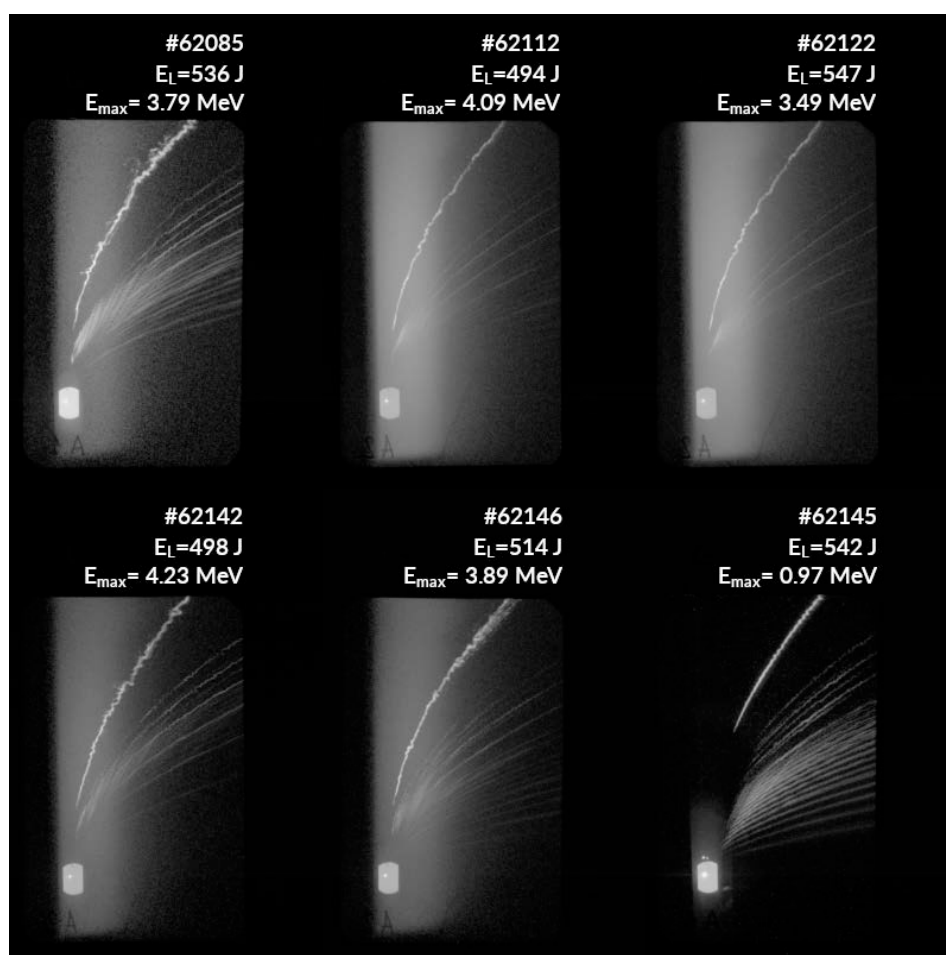
W ramach eksperymentu na układzie laserowym PALS, jedną z zastosowanych diagnostyk był spektrometr Thomsona, służący do identyfikacji akcelеровanych podczas eksperymentu jonów z uwzględnieniem poszczególnych stopni jonizacji dla jonów danego pierwiastka. Spektrometr Thomsona wykorzystuje zjawisko odchylenia cząstek naładowanych w polu elektrycznym oraz magnetycznym, wykorzystując efekt Lorentza. Cząstki naładowane, które dotrą poprzez kolimator wejściowy do wnętrza spektrometru są odchylane od toru początkowego w pierwszej kolejności w polu magnetycznym wytworzonym przez układ magnesów stałociąlowych (odchylenie wertykalne), a następnie w polu elektrycznym wytworzonym pomiędzy elektrodami (odchylenie horyzontalne). W efekcie, na powierzchni detektora otrzymywane są indywidualne ślady cząstek, których położenie zależy od stosunku ładunku elektrycznego do masy danego jonu, co pozwala na zidentyfikowanie poszczególnych rodzajów jonów oraz ich stopni jonizacji, a także rekonstrukcję ich widma energetycznego. Schemat zastosowanego spektrometru przedstawiono na Rys. 18.

Głównym celem zastosowania spektrometru Thomsona w eksperymencie było zmierzenie widma energetycznego akcelеровanych protonów. Parametry definiujące siłę pól magnetycznego i elektrycznego zostały dobrane w taki sposób, aby uzyskać jak najdokładniejszą informację o zakresie energii akcelеровanych jonów w zależności od parametrów impulsu laserowego zaplanowanych dla danego strzału. Spektrometr Thomsona został zainstalowany pod kątem 22 stopni względem normalnej do płaszczyzny tarczy.

Mechanizm akceleracji jonów w zastosowanym układzie eksperymentalnym i przy użytej geometrii tarcz zdefiniowany jest poprzez emisję elektronów, które opuszczając objętość tarczy tworzą warstwę ujemnego ładunku elektrycznego. W efekcie, zaistniała różnica potencjału między dodatnio naładowaną powierzchnią tarczy a ujemnie naładowaną chmurą elektronową powoduje akcelerację dodatnich jonów powstałych poprzez interakcję lasera z materią. W zależności od wydajności produkcji elektronów pod względem ilości, ale także rozkładu ich prędkości, obserwowane energie protonów oraz ich ilość różnią się pomiędzy poszczególnymi strzałami.



Rys. 18: Schemat spektrometru Thomsona opracowanego w IFPiLM.

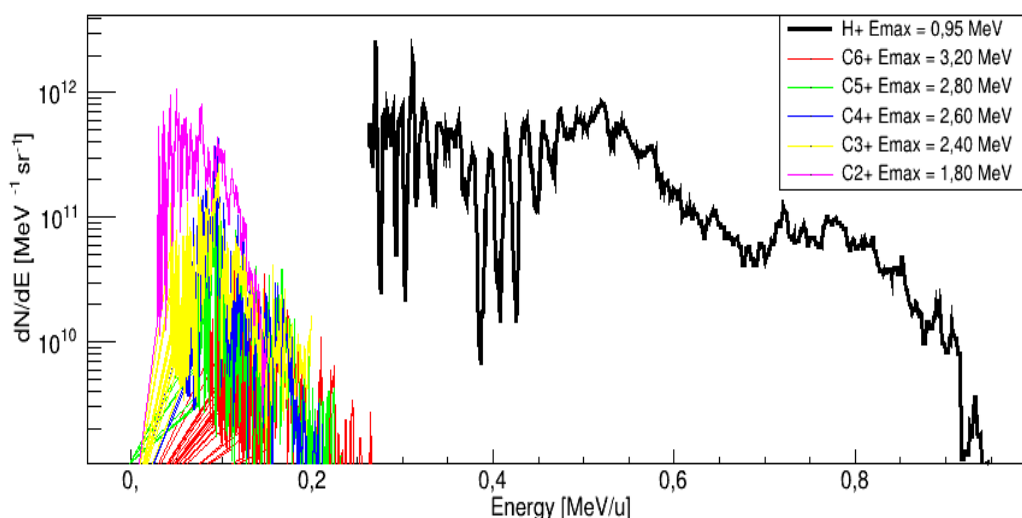


Rys. 19: Przykładowe wyniki surowych skanów płyty obrazowej użytej w spektrometrze Thomsona w różnych strzałach

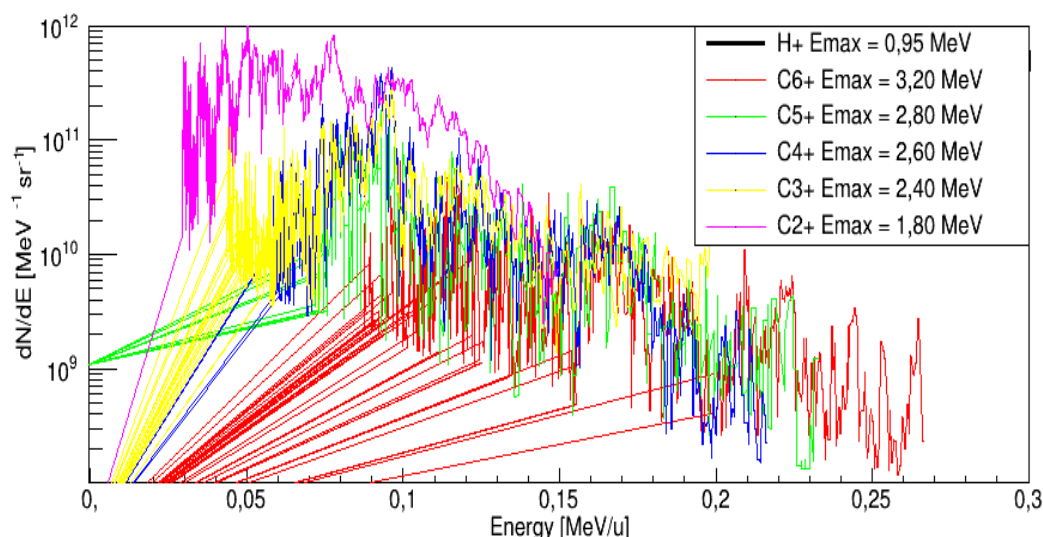
Jony o wyższym stosunku ładunku do masy, których ślady zarejestrowano na TPS, były silnie zniekształcone przez pasożytniczy sygnał świetlny, oraz EMP (pofalowane parabole) prawdopodobnie spowodowany wtórną

emisją promieniowania rentgenowskiego z powierzchni elektrod. Jedynym z nielicznych strzałów, w którym na płycie obrazowej (Image Plate) nie jest widoczny sygnał pasożytniczy, jest strzał 62145 (ostatni obraz na Rys. 19), dla którego maksymalna zarejestrowana energia protonów wynosi około 1 MeV. W większości zarejestrowanych strzałów maksymalne energie protonów przekraczały 3 MeV, co sugeruje bardziej efektywne zdeponowanie energii impulsu laserowego w tarczy, prowadzące do zwiększonej emisji promieniowania X bezpośrednio z tarczy oraz w formie promieniowania hamowania wysokoenergetycznych elektronów. Dla strzałów innych niż 62145, początek śladu jonowego (korespondujący z maksymalną energią) jest trudny do określenia, a rekonstrukcja widma energetycznego jonów cięższych niż wodór nie jest możliwa.

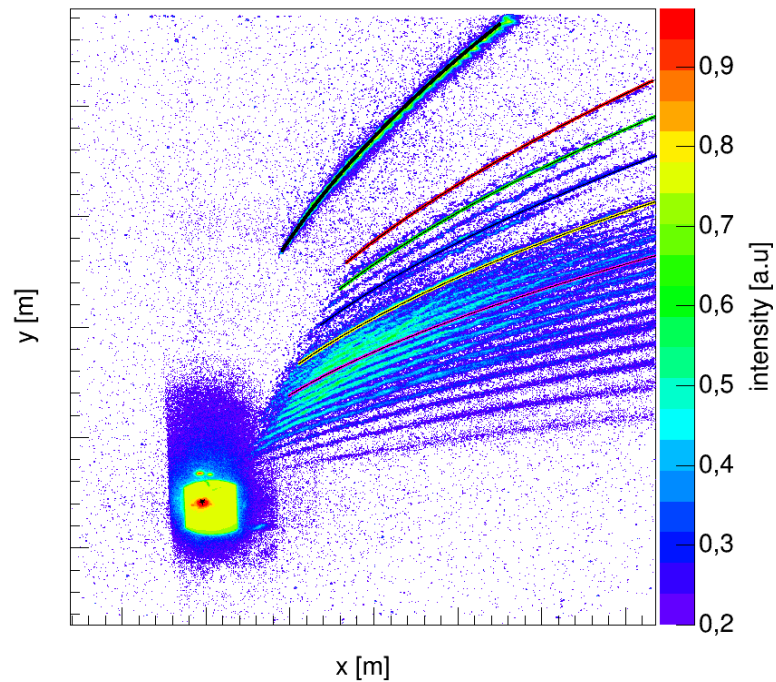
Zidentyfikowano wszystkie stany jonizacji węgla, nałożone na ślady jonów cięższych, przypuszczalnie miedzi. Jednak ze względu na brak krzywych kalibracyjnych dla jonów miedzi nie zostały one dopasowane. Otrzymane widma energetyczne przedstawiono na rysunkach 20 i 21 (z powiększeniem dla jonów węgla). Obraz zarejestrowany przez płytę obrazową, wraz z parabolami odpowiadającymi wyznaczonym widmom, pokazano na rysunku 22.



Rys. 20: Widma energetyczne jonów, które zostały zidentyfikowane w strzale 62145.

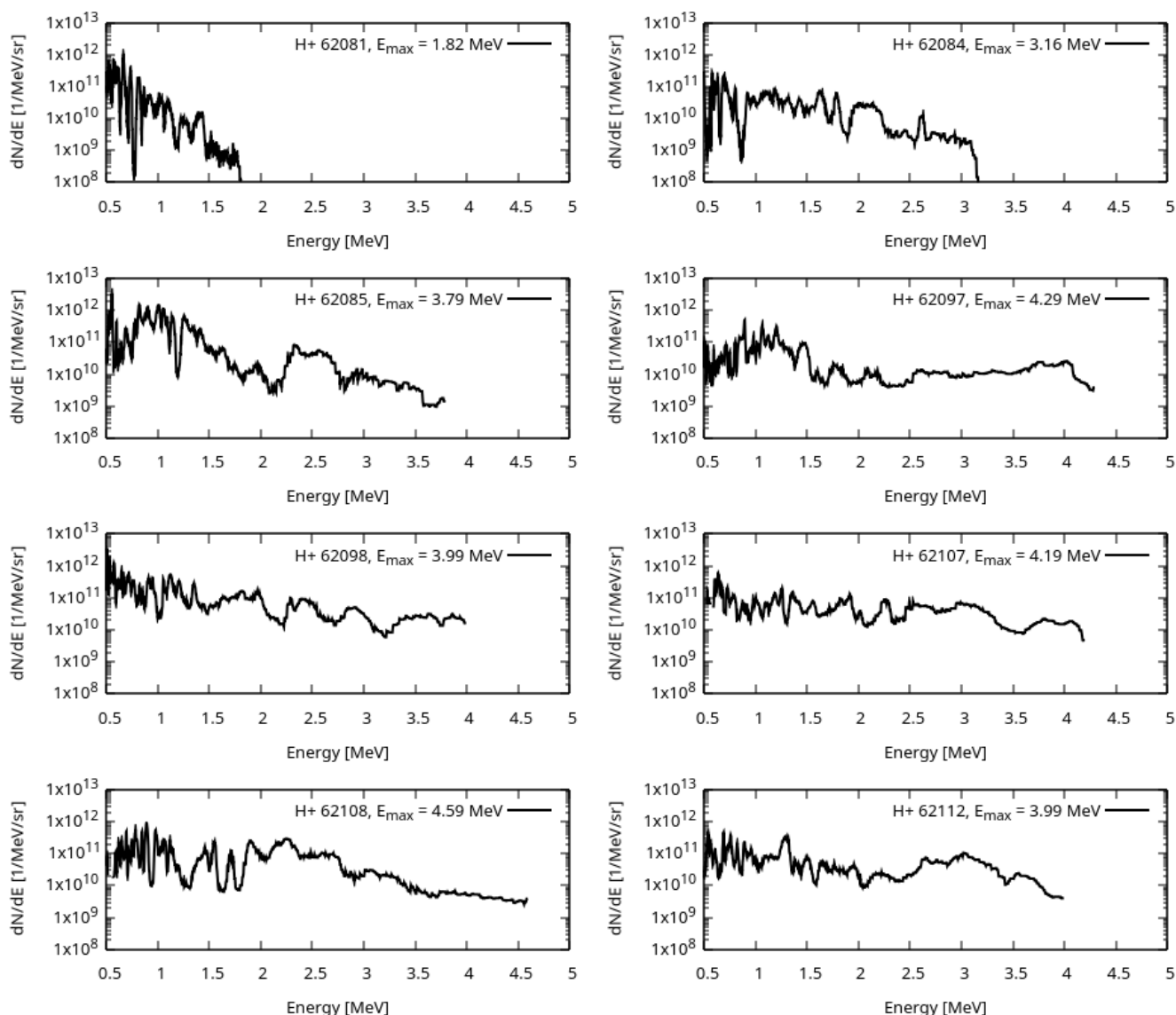


Rys. 21: Zbliżenie na widma energetyczne jonów węgla dla wszystkich zarejestrowanych stopni jonizacji w strzale 62145



Rys. 22: Dopasowanie parabol odpowiadającym różnym zarejestrowanym stopniom jonizacji – kolory odpowiadają tym z rys. 20 i 21.

Na Rys. 23 zestawiono ze sobą wybrane strzały, w których poszczególne diagnostyki użyte w eksperymencie wykazały wysoką efektywność depozycji energii impulsu na tarczy. W większości przypadków, zarejestrowane maksymalne energie protonów przekraczały wartość 3 MeV. Wyniki te w znacznym stopniu odbiegają od wartości zwyczajowo obserwowanych podczas eksperymentów z wykorzystaniem układów laserowych o porównywalnej mocy. Świadczy to o szczególnie efektywnym transferze energii impulsu laserowego do tarczy i produkcji wysokoenergetycznych, protonów



Rys. 23: Zestawienie widm energetycznych z poszczególnych strzałów, w których odnotowano najwyższe energie maksymalne protonów.

Uzyskane wyniki z pomiarów interferometrycznych oraz spektroskopowych stanowią cenny materiał naukowy do dalszych interpretacji i formułowania wniosków w połączeniu z symulacjami numerycznymi oraz pomiarami uzyskanym za pomocą pozostałych diagnostyk wykorzystywanych w eksperymencie. Materiał naukowy po opracowaniu przewidywany jest do prezentowania na konferencjach naukowych i opublikowania w prestiżowych czasopiśmie naukowych

Literatura:

- [1] H. Abu-Shawareb, R. Acree, P. Adams, et al. (Indirect Drive ICF Collaboration), Lawson criterion for ignition exceeded in an inertial fusion experiment, *Physical Review Letters* 129, 075001 (2022).
- [2] P. Tchorz, T. Chodukowski, M. Rosinski, et al., Proton beams generated via thermonuclear deuterium-deuterium fusion by means of modified cavity pressure acceleration-type targets as a candidate for proton-boron fusion driver, *Physics of Plasmas* 31, (2024).
- [3] H. Bohlin, F.-E. Brack, M. Cervenak, et al., Radiative characterization of supersonic jets and shocks in a laser-plasma experiment, *Plasma Physics and Controlled Fusion* 63, (2021).
- [4] L. Giuffrida, F. Belloni, D. Margarone, et al., Highcurrent stream of energetic α particles from laser driven proton-boron fusion, *Physical Review E* 101, 013204 (2020).
- [5] T. Ziegler, I. Goethel, S. Assenbaum, et al., Laserdriven high-energy proton beams from cascaded acceleration regimes, *Nature Physics* 20, (2024).

- [6] A.Kasperczuk, T. Pisarczyk, S. Borodziuk, J. Ullschmied, E. Krousky, K. Masek, K. Rohlena, and J. Skala, H. Hora: Stable dense plasma jets produced at laser power densities around 10^{14} W/cm². *Physics of Plasma* 13, 062704 (2006).
- [7] T. Pisarczyk, A.Kasperczuk, E. Krousky, K. Masek, R. Miklaszewski, PH Nicolai, M. Pfeifer, P. Pisarczyk, K. Rohlena, K. Stenc, J. Skala, V. Tikhonchuk and J. Ullschmied: The PALS iodine laser-driven jets. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 49, B611-B619 (2007).
- [8] A.Kasperczuk, T. Pisarczyk, T. Chodukowski, Z. Kalinowska, P. Parys, J. Ullschmied, E. Krousky, M. Pfeifer, J. Skala, D. Klir, J. Kravarik, P. Kubes, K. Rezac and P. Pisarczyk: Interaction of Cu and plastic plasmas as a method of forming laser produced Cu plasma streams with a narrow jet or pipe geometry. *Physics of Plasmas* 18, 044503 (2011).
- [9] Pisarczyk, S.Yu. Gus'kov, Z. Kalinowska, J. Badziak, D. Batani, L. Antonelli, G. Folpini, Y. Maheut, F. Baffigi, S. Borodziuk, T. Chodukowski, G. Cristoforetti, N.N. Demchenko, L.A. Gizzi, A. Kasperczuk, P. Koester, E. Krousky, L. Labate, P. Parys, M. Pfeifer, O. Renner, M. Smid, M. Rosinski, J. Skala, R. Dudzak, J. Ullschmied & Pisarczyk, P. (2014). Pre-plasma effect on energy transfer from laser beam to shock wave generated in solid target. *Phys. Plasmas* 21, 012708
- [10] V.T. Tikhonchuk, Ph. Nicolai, X. Ribeyre, C. Stenz, G. Schurtz, A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, L. Juha, E. Krousky, K. Masek, M. Pfeifer, K. Rohlena, J. Skala, J. Ullschmied, M. Kalal, D.Klir, J. Kravarik, P. Kubes and P. Pisarczyk : Laboratory modeling of supersonic radiative jets propagation in plasmas and their scaling to astrophysical conditions. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 50, 124056 (2008).
- [11] T. Pisarczyk, M. Kalal, S.Yu. Gus'kov, D. Batani, O. Renner, J. Santos, R. Dudzak, A. Zaras-Szydlowska, T. Chodukowski, Z. Rusiniak, J. Dostal, J. Krasa, M. Krupka, Iu. Kochetkov, S. Singh, J. Cikhardt, T. Burian, M. Krus, M. Pfeifer, G. Cristoforetti, L.A. Gizzi, F. Baffigi, L. Antonelli, N.N. Demchenko, M. Rosinski, D. Terwińska, S. Borodziuk, P. Kubes, M. Ehret, L. Juha, J. Skala and Ph. Korneev. Hot electron retention in laser plasma created under terawatt sub-nanosecond irradiation of Cu targets. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 62, 115020 (2020).
- [12] A.Zaraś-Szydlowska, T. Pisarczyk, T. Chodukowski, Z. Rusiniak, R. Dudzak, J. Dostal, M. Kalal, Iu. Kochetkov, M. Krupka, S. Borodziuk and P. Pisarczyk. Implementation of amplitude-phase analysis of complex interferograms for measurements of spontaneous magnetic fields in laser generated plasma. *AIP Advances* 10, 115201 (2020)
- [13] M. Krupka, S. Singh, T. Pisarczyk, J. Dostal, M. Kalal, J. Krasa, R. Dudzak, T. Burian, S. Jelinek, T. Chodukowski, Z. Rusiniak, M. Krus and L. Juha. "Design of modular multi-channel electron spectrometers for application in laser matter interaction experiments at Prague Asterix Laser System". *Rev. Sci. Instrum.* 92, 023514 (2021).
- [14] Tchorz, P., Chodukowski, T., Rosiński, M., Szymanski, M. & S. Borodziuk, S. Capabilities of thomson parabola spectrometer in various laser-plasma and laser-fusion-related experiments. *Nukleonika* 68, 29–36 (2023).
- [15] J. Krasa, P. Parys, L. Velardi, A. Velyhan, L. Ryć, D. Delle Side and V. Nassisi. "Time-of-flight spectra for mapping of charge density of ions produced by laser." *Laser and Particle Beams.* 32. 15-20 (2014).
- [16] J. Cikhardt, J. Krasa, M. De Marco, M. Pfeifer, A. Velyhan, E. Krouský, B. Cikhardtová, D. Klír, K. Rezac, J. Ullschmied, J. Skala, P. Kubes, J. Kravarik. "Measurement of the target current by inductive probe during laser interaction on terawatt laser system PALS." *Rev. Sci. Instrum.* 85, 103507 (2014).
- [17] T. Pisarczyk, O. Renner, J. Domański, R. Dudzak, Z. Rusiniak, T. Chodukowski, M. Rosinski, J. Badziak, A. Zaraś-Szydlowska, J. Krasa, M. Krupka, P. Tchórz, J. Cikhardt, B. Cikhardtová, D. Klir, S. Singh, S. Agarwal, P. Devi, P. Gajdos, D. Ettel, W. Rafalak, J.J. Santos, N. Fefeu, H. Marchenko, S. Borodziuk, M. Kustos, R. Miklaszewski, J. Dostal, M. Krus, A. Morace and L. Juha. "Effect of transverse magnetic field on hot electron and ion fluxes generated by laser interactions with disc-double-coil targets". *Scientific Report of the Nature Publishing Group* 16:180 (2026).

2.2 Badanie równania stanu azotku boru w ekstremalnych warunkach za pomocą bezpośredniego napędu laserowego

Pierwsze opublikowane w literaturze naukowej wyniki dotyczące badań równania stanu (EoS) azotku boru odnosiły się do pomiarów regularnego azotku boru (c-BN) w temperaturze 300 K i pod wysokim ciśnieniem rzędu 1,15 Mbar. Na ich podstawie wyznaczono moduł objętościowy przy zerowym ciśnieniu równy $3,69 \pm 0,14$ Mbar [1].

Zgodnie z dostępną wiedzą, kolejne prace dotyczyły pomiarów EoS prowadzonych na pojedynczych kryształach c-BN umieszczonych w quasi-hydrostatycznym ośrodku ciśnieniowym (hel lub neon), z wykorzystaniem dyfrakcji promieniowania rentgenowskiego. Badania te objęły zakres ciśnień do 16,0 Mbar w temperaturze 295 K oraz do 0,80 Mbar w zakresie temperatur 500–900 K [2]. Równanie stanu cBN wyznaczono również dla temperatur sięgających 3300 K przy statycznym ciśnieniu do 0,70 Mbar [3].

Równanie stanu wurtzytowego azotku boru (w-BN) oraz jego ściśliwość były badane przy ciśnieniach dochodzących do 0,66 Mbar [4] z wykorzystaniem kowadła diamentowego oraz proszkowej dyfrakcji

promieniowania synchrotronowego. Uzyskana zależność ciśnienie–objętość wykazała, że faza wurtzytowa charakteryzuje się ściśliwością bardzo zbliżoną do c-BN. Oparte na tych wynikach obliczenia termodynamiczne EOS dla BN wskazują, że wurtzytowy azotek boru pozostaje metastabilny w całym rozważanym zakresie ciśnień i temperatur.

Ostatnie eksperymenty przeprowadzone w National Ignition Facility (NIF) wykazały wysoką przydatność materiałów o niskiej gęstości powierzchniowej, takich jak bor, w badaniach nukleosynety [5]. Prace nad zastosowaniem tego typu materiałów są intensywnie prowadzone zarówno na instalacjach laserowych OMEGA w Stanach Zjednoczonych, jak i w National Ignition Facility, ze szczególnym naciskiem na optymalizację procesu implozji w celu efektywnego badania reakcji prowadzących do generacji cząstek naładowanych.

Kluczowe wymagania dla takich eksperymentów obejmują wysoką wydajność, niezbędną do uzyskania odpowiedniej statystyki pomiarowej produktów syntezy, przy jednoczesnym zachowaniu niskiej gęstości powierzchniowej tarczy, która umożliwia wydostanie się naładowanych produktów reakcji na zewnątrz. Warunki te są najefektywniej spełniane w konfiguracjach implozji z bezpośrednim napędem, w których stosuje się kapsuły z cienkościnną, szklaną powłoką [6].

Bor stanowi również niezwykle interesujący materiał z punktu widzenia badań nad kontrolowaną syntezą termojądrową. Reakcja syntezy proton–bor od dawna uznawana jest za swoisty „Święty Graal” fuzji jądrowej, który w przyszłości mógłby umożliwić efektywną produkcję energii. Reakcja ta $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3 {}^4\text{He} + 8,7 \text{ MeV}$ charakteryzuje się wyjątkowo korzystną cechą — w przeciwieństwie do reakcji deuter–tryt nie prowadzi do emisji neutronów.

Brak neutronów w reakcji pierwotnej oznacza znikomą aktywację materiałów konstrukcyjnych przyszłych reaktorów, a w konsekwencji bardzo ograniczoną ilość odpadów radioaktywnych. Dodatkowo produktami reakcji są wysokoenergetyczne cząstki alfa, których energia kinetyczna mogłaby być bezpośrednio konwertowana na energię elektryczną, bez konieczności stosowania klasycznego cyklu termodynamicznego.

Dotychczasowy brak szeroko zakrojonych badań nad syntezą p–B wynika jednak z konieczności osiągnięcia ekstremalnie wysokich temperatur wymaganych do zajścia tej reakcji. Z tego powodu większość dotychczasowych prac badawczych koncentrowała się na koncepcjach opartych na reakcji deuter–tryt (DT), pozostawiając syntezę proton–bor jako odległy, choć bardzo obiecujący, „drugi krok” w rozwoju energetyki opartej na fuzji jądrowej.

W zrozumieniu fizyki boru kluczową rolę odgrywają dane opisujące jego zachowanie w warunkach ekstremalnych. Dotyczy to w szczególności pozyskiwania wiarygodnych informacji na temat równania stanu (EOS) boru przy bardzo wysokich ciśnieniach, sięgających nawet 100 megabarów. W eksperymentach wykorzystujących metodę bezpośredniego napędu (direct-drive) na laserze OMEGA uzyskano trzy punkty EOS azotku boru leżące na głównej krzywej Hugoniota, odpowiadające ciśnieniom 12,14 Mbar, 20,91 Mbar oraz 26,43 Mbar. Jako próbki zastosowano przezroczyste monokryształy BN [6].

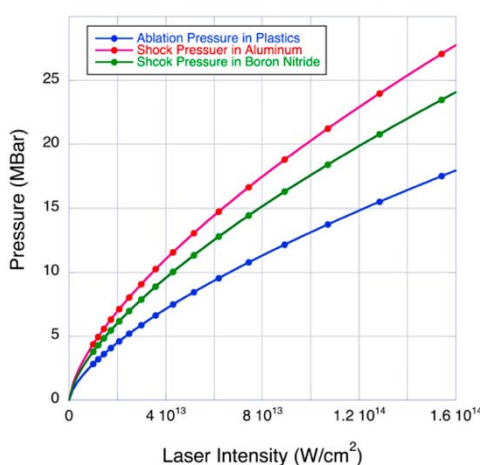
Na instalacji National Ignition Facility (NIF) ta sama grupa badawcza przeprowadziła następnie pomiary, które dostarczyły danych umożliwiających wyznaczenie jednego punktu na krzywej Hugoniot dla czystego boru przy bardzo wysokim ciśnieniu 56,08 Mbar [6]. Uzyskany wynik porównano z teoretycznymi tabelami EOS dla boru, obejmującymi szeroki zakres temperatur ($5,1 \times 10^4$ – $5,2 \times 10^8$ K) oraz gęstości (0,25–49 g/cm³). Eksperyment wykonany w ramach tego projektu był pierwszym eksperymentem polskich uczonych przeprowadzonym w ramach konkursu na jednej z instalacji laserowych (ELI Beamlines, wiązka laserowa L4n P3) wchodzącej w skład konsorcjum ELI ERIC. Pozwolił on na nawiązanie formalnej współpracy pomiędzy IFPiLM i ELI ERIC w ramach projektu ELI-ERIC_IPPLM (ELIUPM-117) ukierunkowanej na badania równania stanu związków boru oraz testy nowego typu tarcz z wykorzystaniem zaawansowanych diagnostyk: Velocity Interferometer System for Any Reflector (VISAR) oraz Streak Optical Pyrometry (SOP).

Standardowo badania równania stanu przeprowadza się na instalacjach laserowych charakteryzujących się długim czasem trwania impulsu lasera (rzędu nanosekund) i wysoką energią, pozwala to na wytworzenie fali uderzeniowej pozwalającej na wysoką kompresję badanego materiału (powyżej 1 Mbar) oraz utrzymanie w badanej próbce jednorodnych warunków. Mankamentem tego typu instalacji jest bardzo niska częstotliwość strzałów. Na instalacjach laserowych typu GEKKO, LULI czy PHELIX maksymalna liczba strzałów na dzień sięga 5 rekordzistą jest PALS, który pozwala na przeprowadzenie do 10 strzałów dziennie.

Projekt zrealizowany na ELI BL przy wykorzystaniu wiązki laserowej L4n P3 pozwolił na osiągnięcie znaczącej statystyki pomiarów przy bardzo wysokiej częstotliwości strzałów, sięgającej jednego strzału na około 2 minuty.

Głównym celem projektu było określenie równania stanu skompresowanego heksagonalnego azotku boru (h-BN) przy wykorzystaniu innowacyjnych tarcz zaprojektowanych specjalnie na potrzeby eksperymentu oraz zgromadzenie obszernej statystyki pomiarów.

Systemy VISAR będące na wyposażeniu L4nP3, oparte na interferometrze Macha–Zehndera, umożliwiły wyznaczanie równania stanu badanych materiałów (w tym heksagonalnego azotku boru h-BN) poprzez pomiar przesunięcia dopplerowskiego lasera referencyjnego odbitego od poruszającej się powierzchni badanej tarczy. Analiza ta prowadzona była przy znajomości parametrów materiału referencyjnego, którym był kwarc lub aluminium. Obydwa z tych materiałów mają bardzo dobrze scharakteryzowane parametry takie jak gęstość, ciśnienie, prędkość fali uderzeniowej w warunkach wysokiej kompresji. W ramach eksperymentu wykorzystano również diagnostykę SOP (Streak Optical Pyrometry), która pozwoliła na wyznaczenie uśrednionej prędkości fali uderzeniowej na podstawie pomiaru emisji spontanicznej promieniowania emitowanego z materiału tarczy.



Rys. 1 Oszacowane ciśnienie, które mogłoby zostać wytworzone w materiałach tarczy w zależności od zaaplikowanego natężenia wiązki laserowej.

Zgodne z obliczeniami przeprowadzonymi w ramach przygotowań do eksperymentu charakterystyka lasera ELI BL powinna pozwolić na wytworzenie w materiale tarcz ciśnień w przedziale do 20 Mbar (Rys. 1) [8, 9]. Ciśnienie ablacji w materiale plastiku obliczone zostało na podstawie równania:

$$P(\text{Mbar}) = 8,6 \left(\frac{I_{14}}{\lambda_{\mu\text{m}}} \right)^{2/3}$$

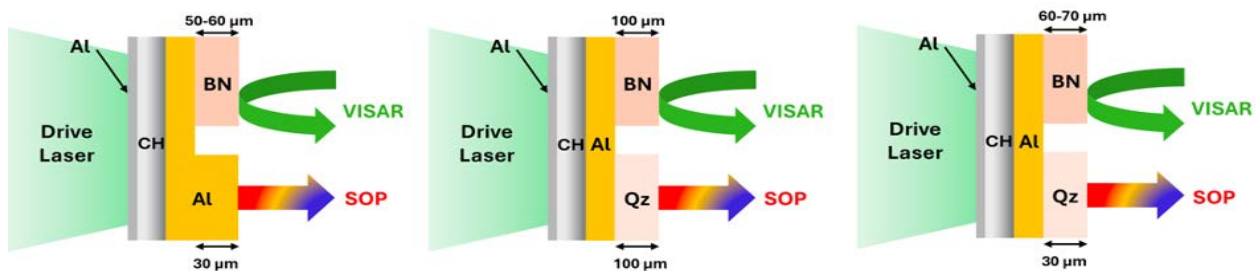
Natomiast ciśnienie badanych materiałów wyznaczone zostało na podstawie relacji “impedance mismatch” związanej z transmisją fali uderzeniowej pomiędzy różnymi materiałami:

$$P_2 = \frac{4\rho_2 P_1 (\gamma_2 + 1)}{\left[(\gamma_1 + 1)^{1/2} \rho_1^{1/2} + (\gamma_2 + 1)^{1/2} \rho_2^{1/2} \right]^2}$$

Ze względu na problemy z dostarczeniem głównej wiązki lasera wykonanie eksperymentu w przewidzianym terminie stało pod znakiem zapytania na kilka dni przed przeprowadzeniem eksperymentu. Finalnie biorąc pod uwagę zaawansowanie przygotowań odbył się on w planowanym terminie co spowodowało opóźnienia w justowaniu diagnostyk oraz miało wpływ na jakość sygnału z obydwu diagnostyk i liczbę pomiarów uzyskanych podczas eksperymentu. Energia wiązki lasera nie odpowiadała maksymalnej wartości jaka określona została w złożonym projekcie (400 J -> 240 J).

Eksperyment pozwalający na wytworzenie wysokiej kompresji materiału próbek heksagonalnego azotku boru (h-BN) przeprowadzono na platformie eksperymentalnej P3 w ośrodku ELI-Beamlines. Laser L4n pracował

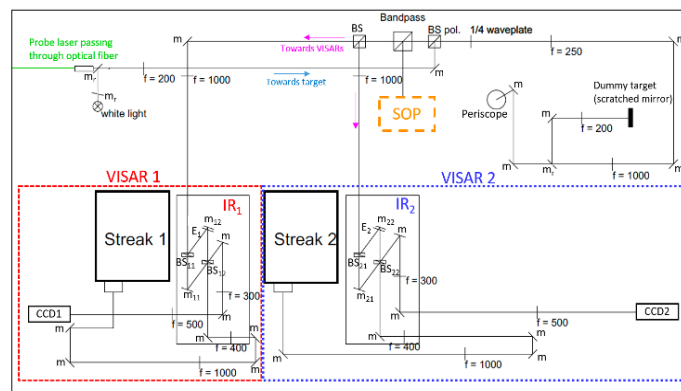
na drugiej harmonicznej ($2\omega = 526,5$) i dostarczał energie w zakresie od 90 do 240 J, co umożliwiło wytworzenie silnej fali uderzeniowej w badanych materiałach. Czas trwania impulsu o kształcie prostokątnym wynosił około 1,92 ns (FWHM), z czasem narastania i opadania wynoszącym 0,39 ns. Wiązka była ogniskowana na wielowarstwowych tarczach zawierających dwa stopnie, wyprodukowanych przez firmę Scitech Precision (UK). Tarcze zaprojektowane na potrzeby tego eksperymentu w specyficzny sposób (Rys. 2) pozwoliły na analizę danych przez zastosowanie techniki IMPEDANCE MISMATCH (IM). Kwarc i aluminium służyły jako materiały referencyjne, ponieważ ich parametry (ciśnienie, temperatura, gęstość) są bardzo dobrze scharakteryzowane eksperymentalnie w warunkach wysokiej kompresji. Konstrukcja tarcz (rodzaj, grubość materiału) określona została na podstawie wcześniej przeprowadzonych symulacji biorących pod uwagę charakterystykę lasera L4n. Oprócz tarcz skonstruowanych do przeprowadzenia testów diagnostyki VISAR przygotowano również prostsze tarcze zawierające jedynie jeden „stopień” wytworzony z aluminium służące do justowania diagnostyki i wstępnych testów.



Rys. 2. Ostateczna struktura wielowarstwowej tarczy zawierała warstwę aluminium (~ 200 nm), ablator wykonany z warstwy polimeru CH ($10 \mu\text{m}$), warstwę aluminium ($10 \mu\text{m}$). Materiał referencyjny i badany rozmieszczony został w postaci warstw umieszczonych na podstawie $10 \mu\text{m}$ aluminium. Te dwa materiały oddalone były od siebie o około $100 \mu\text{m}$. Kwarc, bądź aluminium o grubości $\sim 30 \mu\text{m}$ wykorzystany został jako materiał referencyjny, warstwa badanego heksagonalnego azotku boru (BN) miała różną grubość (w granicach $50 \mu\text{m} - 100 \mu\text{m}$) w zależności od numeru tarczy.

Podczas pierwszego tygodnia przeprowadzono przygotowania do eksperymentu. Przy wykorzystaniu mikroskopu LEXT OLS5100, Evident wykonane zostały dokładne pomiary grubości warstw materiału referencyjnego oraz badanej próbki, które pozwoliły na przeprowadzenie analizy danych z większą dokładnością. Ponieważ podstawową wielkością wyznaczaną na podstawie danych eksperymentalnych jest prędkość fali uderzeniowej błąd związany z określeniem grubości tarczy ma bardzo duży wpływ na dokładność przeprowadzonych pomiarów. Tarcze umieszczone zostały na specjalnych podkładkach, które zamontowane na holderach zawierających dużą liczbę tarcz pozwoliły na przeprowadzenie pomiarów o dużej częstotliwości bez otwierania komory próżniowej. Pozwoliło to na wykonanie średnio 32 strzałów dziennie.

Schemat układu eksperymentalnego zaprezentowany został na Rys. 3. Jak zostało to wspomniane wcześniej oszacowanie chwilowej prędkości fali uderzeniowej materiału próbki przeprowadzone zostało na podstawie równoczesnego pomiaru przesunięcia Dopplera przy wykorzystaniu dwóch diagnostyk VISAR.



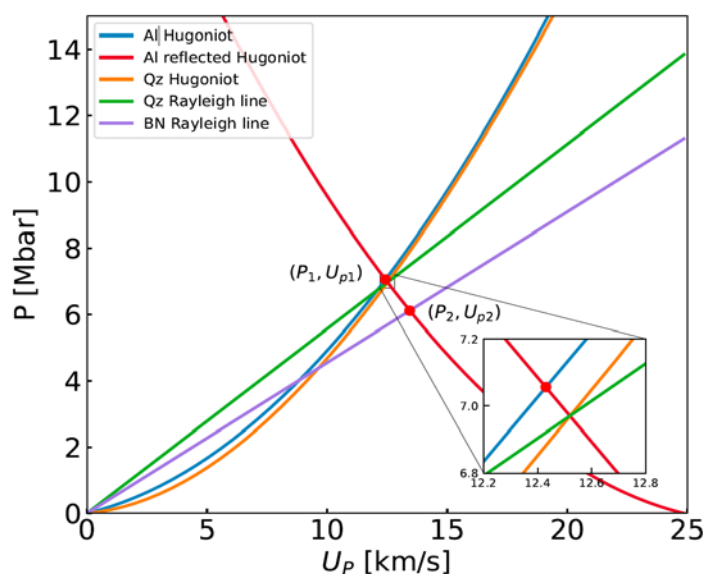
Rys. 3 Schemat układu eksperymentalnego zawierającego diagnostyki VISAR1, VISAR2 oraz SOP.

Wykorzystanie dwóch diagnostyk VISAR mających różną czułość pozwoliło na usunięcie niejednoznaczności analizowanych pomiarów. Czułość diagnostyki VISAR ustalana jest poprzez zastosowanie etalonu wykonanego z materiału BK7 o różnej grubości (VISAR1 E1 = 4 mm, VISAR2 E2 = 24 mm odpowiadające czułości wynoszącej odpowiednio **10,8 km/s/prążek (VISAR 1)** i **1,8 km/s/prążek (VISAR 2)**).

Diagnostyka SOP posłużyła do zweryfikowania czasu wydostania się fali uderzeniowej z materiału podstawy tarczy (aluminium) oraz określenia średniej prędkości fali uderzeniowej.

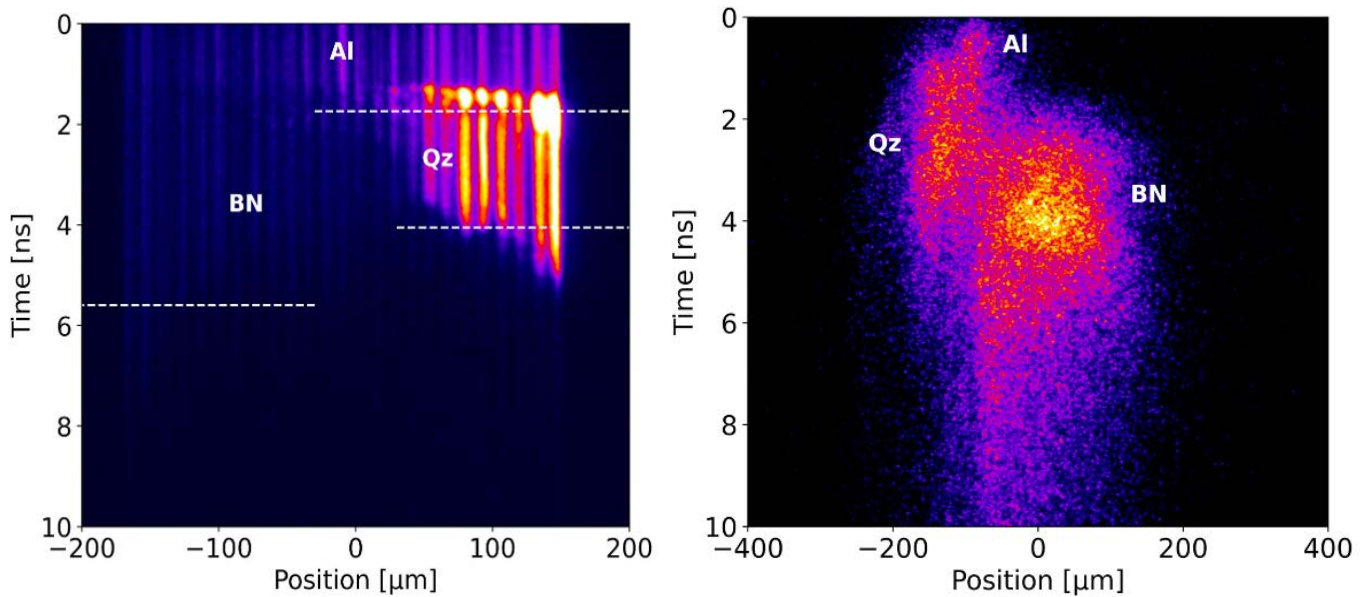
Podczas kampanii eksperymentalnej wykonano 161 strzałów. Silna fala uderzeniowa generowana była w wyniku oddziaływania lasera z materiałem w warstwach CH i Al przemieszczając się w kierunku tylnej strony tarczy. W momencie wydostania się fali uderzeniowej z podstawy do stopni wykonanych z badanego i referencyjnego materiału (umieszczonych obok siebie na aluminiowej podstawie), na skutek zmian gęstości pomiędzy materiałami powstaje fala relaksacyjna, która propaguje wstecz do warstwy podstawy wykonanej z aluminium. W tym samym czasie fala uderzeniowa przemieszcza się w materiale dwóch stopni. Po pokonaniu całej grubości stopni ostatecznie fala uderzeniowa wydostaje się z próbki i materiału referencyjnego w różnych momentach czasu (jeśli grubość materiałów jest odmienna).

Dla tarczy z aluminiowym stopniem prędkość fali uderzeniowej w warstwie podstawy jest identyczna jak w stopniu wykonanym z Al, ponieważ obie warstwy wykonane są z tego samego materiału. Dla tarcz w których kwarc jest materiałem referencyjnym pomiar prędkości fali uderzeniowej w kwarcu pozwala wyznaczyć stan końcowy kwarcu. Metoda IMPEDANCE MISMATCH (IM) wykorzystana do analizy danych eksperymentalnych umożliwiła odtworzenie początkowego stanu Al po przejściu fali uderzeniowej w warstwie podstawy, a następnie jego krzywej rozprężania, gdy fala przechodziła do BN. Stan BN po przejściu fali uderzeniowej wyznaczony został przez punkt przecięcia izentropowej krzywej rozprężania Al oraz prostej Rayleigh'a dla BN, określonej zależnością $P = P_0 + \rho_0 U_s U_p$ (gdzie P_0 określa ciśnienie początkowe, ρ_0 - gęstość początkową, U_s - prędkość fali uderzeniowej, U_p - prędkość grupową materii przemieszczającej się za czołem fali uderzeniowej). Ze względu na zbliżone wartości gęstości Al i h-BN, krzywa rozprężania Al jest bardzo dobrze przybliżona przez odbitą krzywą Hugoniota Al w płaszczyźnie (P, U_p). Graficzną ilustrację metody IM przedstawiono na Rys. 4.

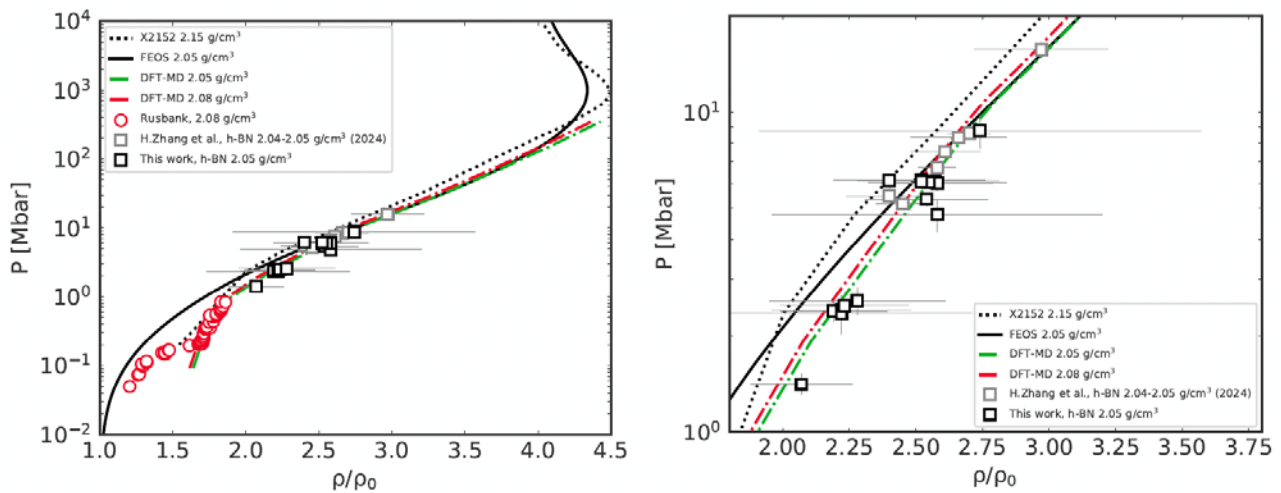


Rys. 4 Graficzna ilustracja metody IMPEDANCE MISMATCH.

Przykładowe dane eksperymentalne związane z pomiarem przy wykorzystaniu diagnostyki VISAR i SOP przedstawione są na rysunku 5. Przeprowadzona analiza danych pozwoliła na określenie parametrów skompresowanego azotku boru dla wielu punktów uzyskanych w różnych warunkach (w zależności od energii lasera) Rys. 6.



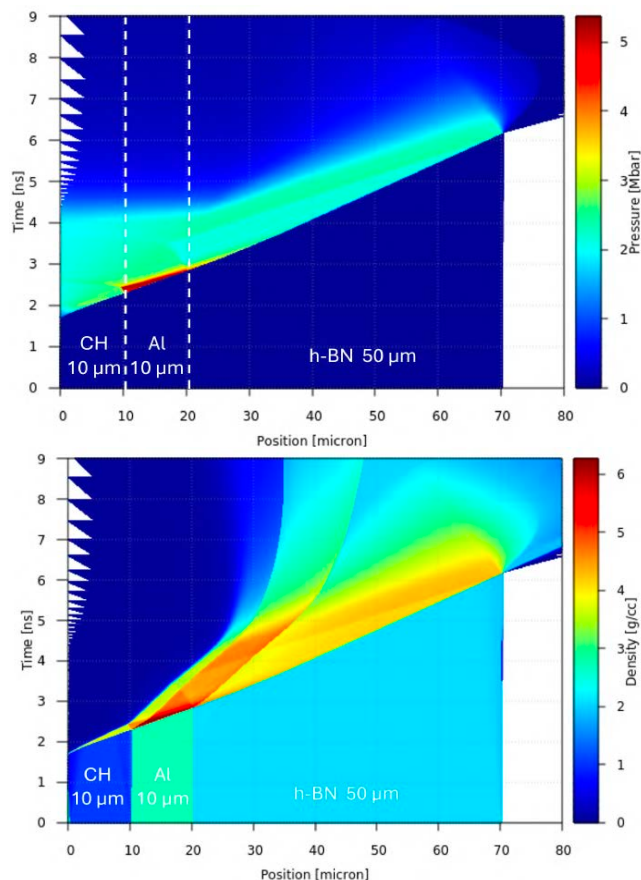
Rys. 5 Dane eksperymentalne zmierzone przy pomocy diagnostyki VISAR (po lewej) VISAR 1 ($S1 = 10.8$ km/s/przłek) strzał #122 przy wykorzystaniu tarczy Al-Qz-BN. Dane eksperymentalne zmierzone przy pomocy diagnostyki SOP (po prawej) strzał #84 przy wykorzystaniu tarczy Al-Qz-BN.



Rys. 6 Zestawienie punktów opisujących równanie stanu uzyskanych w ramach tego projektu.

Parametry azotku boru określone na podstawie zgromadzonych danych eksperymentalnych przedstawione na rysunku 6. w postaci czarnych otwartych kwadratów zgodne są z wartościami określonymi na podstawie modelu DFT-MD (zielona przerywana linia) dla eksperymentalnych gęstości h-BN (2.05 g/cm^3).

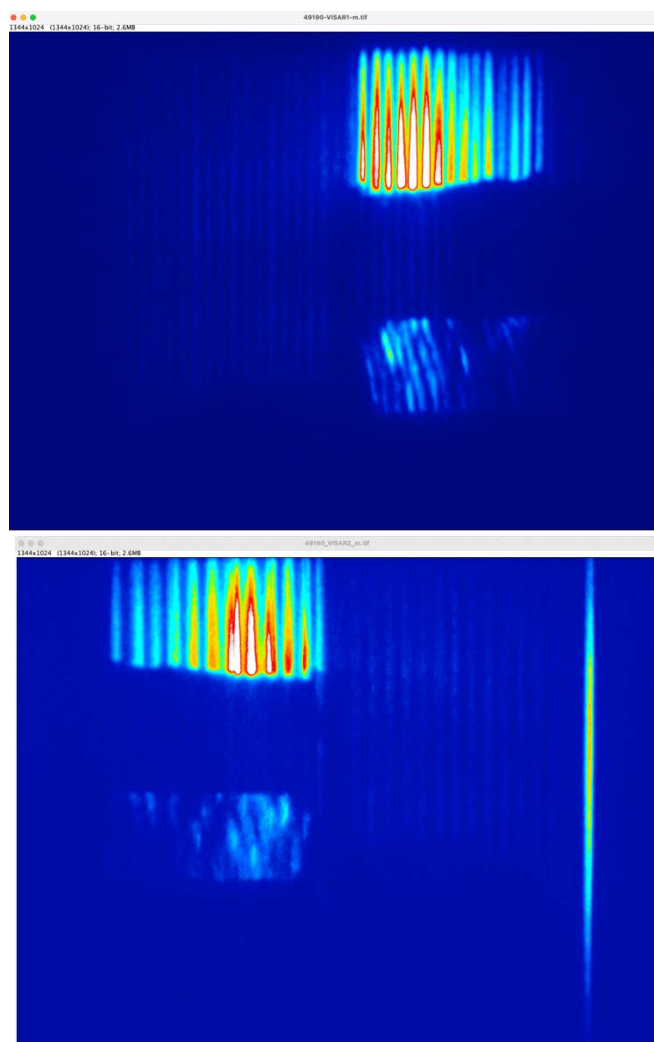
Dodatkowe hydrodynamiczne (1D) symulacje przeprowadzone zostały przy wykorzystaniu kodu Multi1 (Rys. 7) wykazując zgodność wartości teoretycznych z wartościami określonymi na podstawie pomiarów eksperymentalnych (Tab. 1).



Rys. 7. 1D symulacja hydrodynamiczna dla strzału #043 na tarczy CH–Al–BN. Intensywność lasera $1,15 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$. (Po lewej) Profil ciśnienia. Fala uderzeniowa wydostaje się do próżni w czasie $t \approx 6,17 \text{ ns}$. (Po prawej) Profil gęstości. Gęstość osiąga około $4,49 \text{ g/cm}^3$ przed wyjściem fali uderzeniowej z warstwy h-BN.

	$U_s^{Al} \text{ (km/s)}$	$P^{Al} \text{ (Mbar)}$	$U_s^{BN} \text{ (km/s)}$	$P^{BN} \text{ (Mbar)}$	ρ^{BN}/ρ_0^{BN}
Eksperyment	14,86	2,87	14,64	2,39	2,19
Symulacje	14,91	2,80	15,03	2,50	2,10

Dodatkowo w ramach projektu przeprowadzono uzupełniające pomiary na instalacji laserowej GEKKO XII. Czas eksperymentalny przyznany w ramach konkursu pozwolił na przeprowadzenie pomiarów związanych z równaniem stanu heksagonalnego azotku boru przy wykorzystaniu dwukrotnie wyższej mocy wiązek laserowych ($E=400 \text{ J}$). Specyfika instalacji laserowej pozwoliła również na wygenerowanie dwóch fal uderzeniowych wytworzonych z 4,5 ns opóźnieniem co pozwoli na uzyskanie informacji na temat równania stanu poza główną krzywą Hugoniot. Przykładowe pomiary dla strzałów z wykorzystaniem dwóch impulsów laserowych wykonane przy pomocy diagnostyki VISAR przedstawione są na Rys. 8.



Rys. 8. Wyniki pomiarów uzyskane przy pomocy dwóch systemów VISAR dla tego samego strzału #49190. Pierwszy impuls laserowy ($E=75\text{J}$, $t=2,5\text{ ns}$) przesunięty był o $4,5\text{ ns}$ w stosunku do drugiego impulsu laserowego (300J , $2,5\text{ ns}$). Pozwoliło to na pomiar niezależne wydostanie się czoła fali uderzeniowej każdego z impulsu (nie nastąpiła kumulacja fal uderzeniowych w materiale tarczy).

W ramach prezentowanego projektu uzyskano kompresję heksagonalnego azotku boru ($n_0=2,05\text{ g/cm}^3$) w zakresie od 4 do 6 g/cm^3 , osiągając ciśnienia od 1 do 9 Mbar poprzez zmianę energii lasera padającego na badaną tarczę. Uzyskano bardzo dużą statystykę pomiarów określając siedemnaście punktów równania stanu (EoS) przy użyciu lasera L4n w ośrodku ELI-Beamlines, co stanowi istotny postęp w pomiarach równania stanu realizowanych z wysoką częstotliwością powtórzeń (HRR).

Przy ciśnieniach powyżej 5 Mbar model FEOS wykazał doskonałą zgodność zarówno z obliczeniami DFT-MD, jak i z danymi eksperymentalnymi, potwierdzając jego wiarygodność w modelowaniu równania stanu h-BN w zakresie wysokociśnieniowej kompresji. W celu wsparcia interpretacji wyników eksperymentalnych przeprowadzono jednowymiarowe symulacje hydrodynamiczne z wykorzystaniem kodu MULTI, obejmujące tablice SESAME dla wszystkich istotnych materiałów. Symulacje te umożliwiły oszacowanie efektywnej intensywności lasera na tarczy oraz potwierdziły spójność pomiędzy zmierzonymi prędkościami fali uderzeniowej, a wnioskowanymi warunkami termodynamicznymi. Łącznie eksperymenty i modelowanie wykazują zdolność wiązki laserowej L4n do dostarczania znacznej liczby danych EoS, które są kluczowe dla weryfikacji modeli teoretycznych w reżimie ciepłej gęstej materii. Wraz z przyszłymi usprawnieniami jakości związanymi z ogniskowaniem lasera, automatyzacji diagnostyki oraz udoskonalenia technologii tarcz wykorzystywanych do wysokiej częstotliwości powtórzeń strzałów, wiązka laserowa L4n stanie się kluczową

platformą do precyzyjnych pomiarów EoS przy wysokiej częstotliwości powtórzeń. Przedstawione dane są pierwszymi danymi eksperymentalnymi uzyskanymi na ELI BL / L4n.

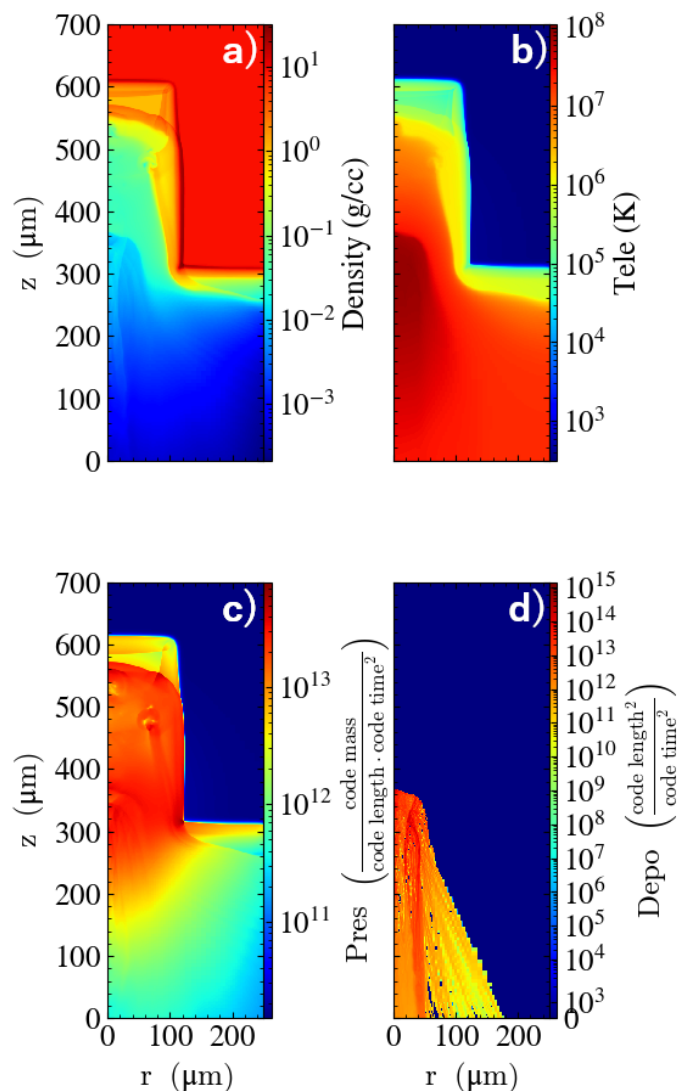
Referencje:

- [1] E. Knittle, R. M. Wentzcovitch, R. Jeanloz & M. L. Cohen “Experimental and theoretical equation of state of cubic boron nitride” Nature volume 337, pages 349–352 (1989)
- [2] F. Datchi, A. Dewaele, Y. Le Godec, and P. Loubeyre “Equation of state of cubic boron nitride at high pressures and temperatures” Phys. Rev. B 75, 214104 (2007)
- [3] A. F. Goncharov, J. C. Crowhurst, J. K. Dewhurst, S. Sharma, Ch. Sanloup, E. Gregoryanz, N. Guignot, and M. Mezouar “Thermal equation of state of cubic boron nitride: Implications for a high-temperature pressure scale” Phys. Rev. B 75, 224114 (2007)
- [4] V. L. Solozhenko “Equation of state of wurtzitic boron nitride to 66 GPa” Appl. Phys. Lett. 72, 1691 (1998); <https://doi.org/10.1063/1.121186>
- [5] Y. LeGodec, O. O.Kurakevych, P. Munsch, G. Garbarino, V. L.Solozhenko “Equation of state of orthorhombic boron, -B28” Solid State Communications, 149 (33–34), 1356–1358 (2009); <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2009.05.025>
- [6] Shuai Zhang, et al. “Equation of state of boron nitride combining computation, modeling, and experiment” PHYSICAL REVIEW B 99, 165103 (2019)

2.3 Hybrydowa, indukowana laserowo fuzja proton-bor przy użyciu systemu laserowego o nanosekundowym czasie trwania impulsu: test wydajności podejścia wykorzystującego protony pochodzące z termojądrowej reakcji D(d,p)T

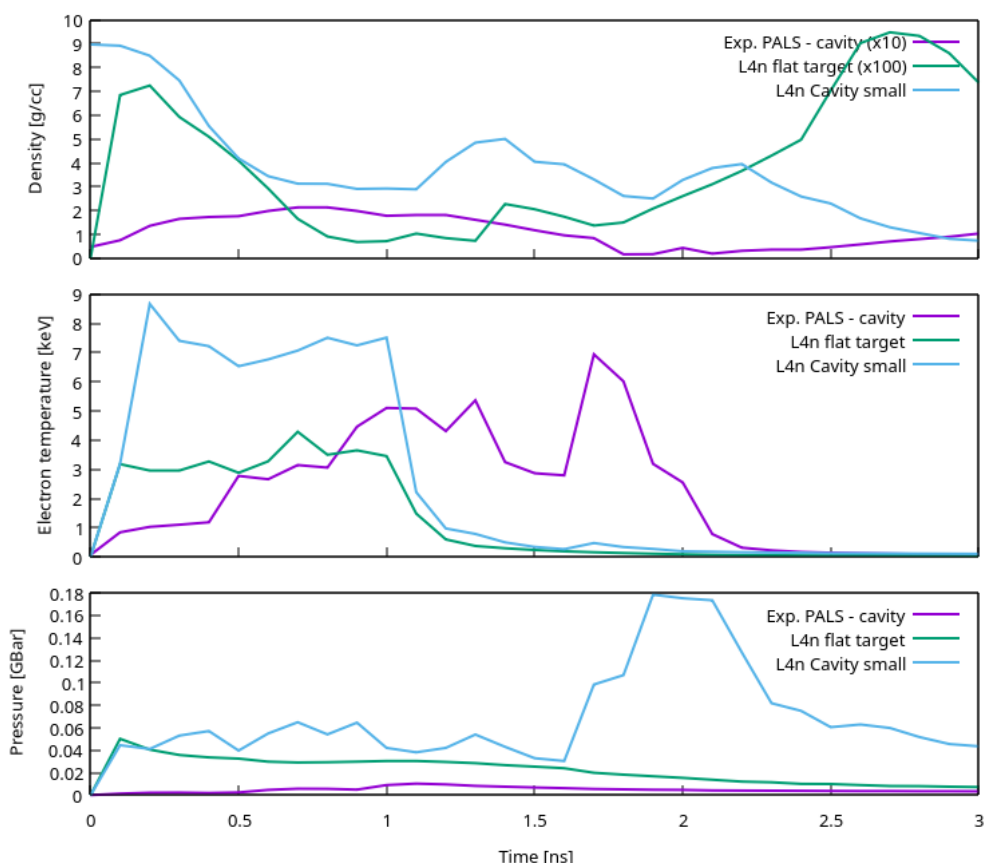
Zadanie 1: „Numeryczna optymalizacja geometrii i produkcja tarcz typu cavity oraz produkcja cienkich tarcz wtórnych opartych o związki boru”

W porównaniu do układu laserowego PALS, który do tej pory był najczęściej wykorzystywanym układem w badaniach wykorzystujących mechanizm Cavity Pressure Acceleration, laser L4n wyróżnia się układem skupiającym impuls laserowy o relatywnie długiej ogniskowej ($f=2.6\text{m}$), który istotnie wpływa na kaustykę skupionego impulsu laserowego, efektywnie wydłużając długość Rayleigha. W praktyce oznacza to możliwość zastosowania zarówno węższych jak i głębszych kanałów tarcz typu cavity i zwiększenie głębokości, na której dochodzi do interakcji impulsu laserowego z materiałem umieszczonym wewnątrz w porównaniu do układu laserowego najczęściej używanego do tego typu badań. W celu zoptymalizowania konstrukcji tarcz w kontekście osiągniętych parametrów termodynamicznych plazmy takich jak gęstość, ciśnienie oraz temperatura elektronowa, przed sesją eksperymentalną przeprowadzono szereg symulacji radiacyjno-hydrodynamicznych przy użyciu kodu FLASH, na podstawie których zdefiniowano najodpowiedniejszą geometrię wnęk. Rysunek 1 przedstawia przykładowe, dwuwymiarowe rozkłady mierzonych parametrów uzyskane w ramach symulacji. W celu określenia skuteczności modelowanej geometrii, porównywano zmienność maksymalnych wartości badanych parametrów plazmy w czasie trwania symulacji.



Rysunek 1: Zestawienie otrzymanej gęstości (a), temperatury elektronowej (b), ciśnienia (c) oraz zdeponowanej energii (d) w ostatnich 100ps trwania impulsu laserowego dla tarczy o wymiarach $\varphi=200\mu\text{m}$, $D=300\mu\text{m}$

Rysunek 2 przedstawia porównanie maksymalnych wartości gęstości plazmy opuszczającej wnękę, temperatury elektronowej oraz ciśnienia dla 3 przypadków: tarczy płaskiej, optymalnej geometrii tarczy typu cavity oraz tarczy cavity stosowanej w innym eksperymencie dotyczącym zjawiska Cavity Pressure Acceleration przeprowadzonym na laserze PALS. Wszystkie istotne parametry symulacji dla wszystkich trzech przypadków przedstawiono w Tabeli 1. Wyniki otrzymane w przypadku zoptymalizowanej geometrii tarczy dla lasera L4n wskazały na możliwość uzyskania podobnej szczytowej wartości temperatury elektronowej plazmy jak na układzie PALS, który oferuje większą intensywność impulsu laserowego z racji krótszego czasu trwania impulsu, przy jednoczesnym wydłużeniu czasu utrzymania wysokiej temperatury (Rys.2b).



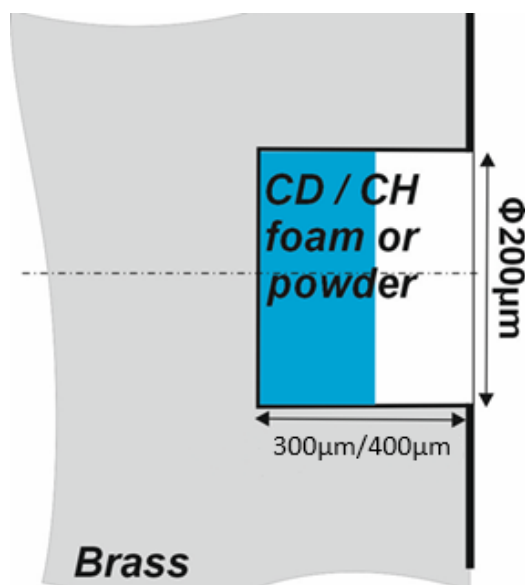
Rysunek 2 Zmiana maksymalnej gęstości (góra), temperatury elektronowej (środek) oraz ciśnienia (dół) plazmy w przypadku optymalnej geometrii tarczy cavity (kolor niebieski), tarczy płaskiej (kolor zielony) dla układu L4n oraz tarczy cavity używanej podczas poprzedniego eksperymentu na układzie PALS (kolor fioletowy)

Parametr	Tarcza płaska (L4n)	optymalna geometria cavity (L4n)	Poprzednia geometria cavity (eksperyment PALS)
Energia [J]	300	300	600
Szerokość ogniska [μm]	100	100	100
Czas trwania impulsu [ns]	1	1	0.35
Długość fali [nm]	527	527	1310
Wymiary cavity (głębokość/szerokość) [μm]	-	300(400)/200	300/700
Profil czasowy impulsu	Flat top	Flat top	Gaussian

Tabela 1 Zestawienie parametrów impulsu użytych w symulacjach FLASH

Ponadto, uzyskane wartości maksymalnej gęstości plazmy osiągane przy optymalnej geometrii były dziesięciokrotnie (10x) większe niż podczas eksperymentu na układzie PALS i aż stukrotnie wyższe (100x) w porównaniu do płaskich tarcz symulowanych dla tego samego układu laserowego L4n (Rys.2a). Jednocześnie, maksymalne ciśnienie dla przypadku zoptymalizowanej tarczy cavity było na poziomie 0.2 GBar, zdecydowanie przewyższając wielkości z pozostałych symulacji (Rys.2c) a także te odpowiadające poprzedniemu eksperymentowi. Finalnie, tarcze typu cavity dla właściwej sesji eksperymentalnej

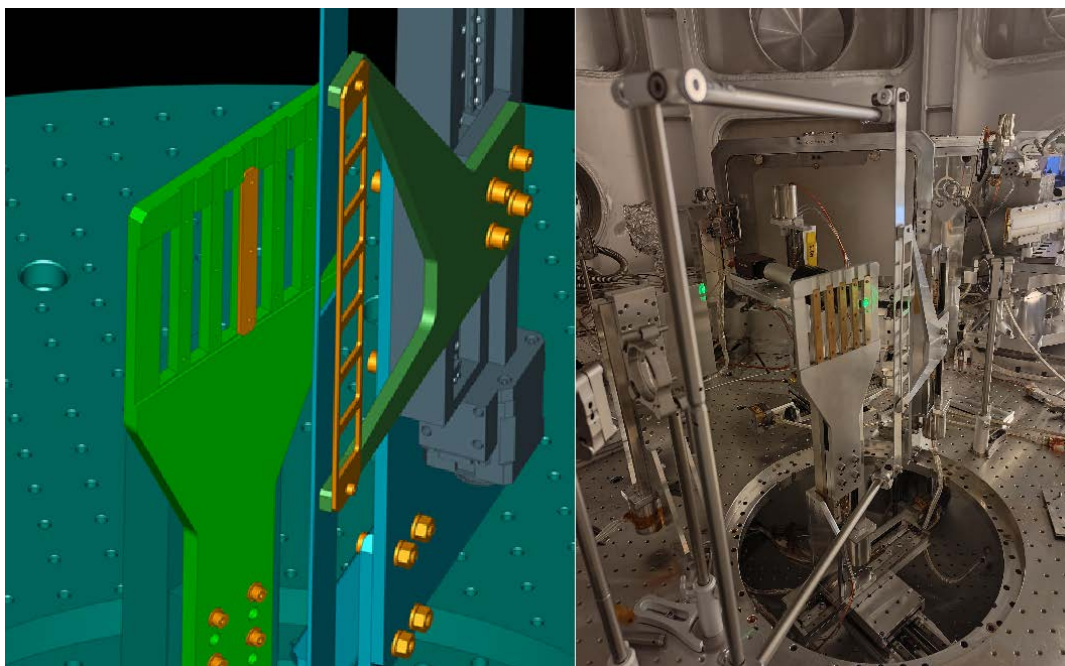
przygotowane zostały w dwóch wariantach geometrycznych – stałej szerokości kanału $200\mu\text{m}$ oraz głębokości $300\mu\text{m}$ lub $400\mu\text{m}$ (Rys.3). W zależności od przeznaczenia danej tarczy cavity w czasie trwania eksperymentu, wewnątrz kanału deponowana była warstwa różnych materiałów o stałej grubości warstwy równej $100\mu\text{m}$. Na przestrzeni eksperymentu zastosowanych zostało pięć wariantów zdeponowanego materiału – polietylen w formie proszku, deuterowany polietylen w formie proszku, polietylen w formie nanocząstek, deuterowany polietylen w formie nanocząstek, deuterowany borowodorek amoniaku w formie pojedynczego kryształu oraz deuterowany borowodorek amoniaku w formie proszku.



Rysunek 3 Schemat zoptymalizowanych geometrycznie tarcz typu cavity użytych w eksperymencie

Różnorodność zastosowanych materiałów miała na celu zbadanie wydajności reakcji syntezy deuteru w zależności od gęstości zastosowanego materiału (proszek vs. Nanocząstki) oraz relatywnej ilości deuteru w związku chemicznym (deuterowany polietylen CD_2 vs. deuterowany borowodorek amoniaku $\text{ND}_3 \cdot \text{BD}_3$). Z racji wysokiej repetycji strzałów oferowanej przez układ laserowy L4n, na rzecz eksperymentu zaprojektowany został specjalny uchwyt pozwalający na jednoczesne zamontowanie 5 niezależnie montowanych płytek z 9 tarczami cavity na każdej z nich. Taka konfiguracja pozwalała na maksymalne wykorzystanie czasu eksperymentalnego i wykonanie do 45 interakcji impulsu z tarczą w ramach jednego cyklu próżniowego komory eksperymentalnej (Rys.4).

Na potrzeby eksperymentu wykonane zostały cienkie tarcze oparte o związki boru, które przeznaczone były do przeprowadzenia reakcji typu proton-bor. W związku z brakiem komercyjnie dostępnych materiałów o grubościach poniżej $200\mu\text{m}$ (zwyczajowo stosowanym materiałem jest azotek boru), konieczne było opracowanie metody produkcji tak cienkich tarcz, jednocześnie mając na uwadze względnie wysoką zawartość boru. Zakres grubości tarcz zaplanowany w ramach projektu miał szeroki zakres, przy czym istotne było użycie tarcz o minimalnych grubościach rzędu kilkudziesięciu mikrometrów.



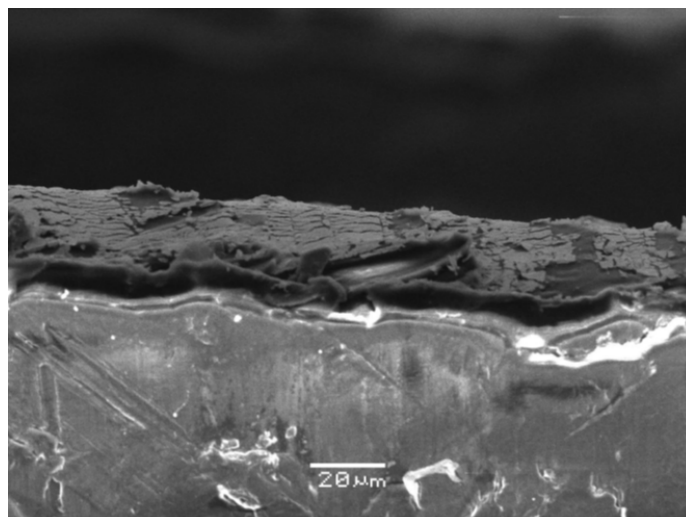
Rysunek 4 Model zaprojektowanego układu uchwytów na tarczy cavity oraz tarcze wtórne (lewa) oraz zdjęcie wyprodukowanego układu zainstalowanego w komorze eksperymentalnej (prawa)

Z uwagi na rygorystyczne wymagania co do grubości tarcz borowych, precyzyjna kontrola grubości warstwy była realizowana poprzez zastosowanie łańcucha polimerowego o określonej długości, pełniącego rolę molekularnego dystansu (polymer ruler). Jako podłoże użyto komercyjnie dostępnej miki w postaci arkusza o grubości 20 μ m (dla tarcz o grubościach łącznych do 200 μ m) lub szkła borowego (dla tarcz o grubościach łącznych 250 μ m-300 μ m).

Grubość tarczy [μ m]	Zastosowane podłoże	Grubość warstwy borowej [μ m]
30	Mika, 20 μ m	10
50	Mika, 20 μ m	30
100	Mika, 20 μ m	80
150	Mika, 20 μ m	130
200	Mika, 20 μ m	180
250	Szkło borowe, 200 μ m	50
300	Szkło borowe, 200 μ m	100

Tabela 2 Lista uzyskanych grubości, wraz z zastosowanym podłożem, wtórnych tarcz borowych

Warstwy borowe o różnej grubości zostały zaaplikowane w postaci roztworu kwasu borowego na zadaną grubość, po czym cała próbka poddana była suszeniu w piecu próżniowym w temperaturze 60°C i ciśnieniu - 0.5 Bara przez 10h. W Tabeli 2 przedstawione zostały wszystkie warianty wyprodukowanych folii wraz z zastosowanym podłożem, zaś na Rysunkach 5 i 6 przykładowe zdjęcie mikroskopowe przekroju przez jedną z próbných tarcz otrzymaną przy użyciu zastosowanej metody oraz zdjęcie zestawu tarcz zrobione podczas eksperymentu.



Rysunek 5 Zdjęcie mikroskopowe przekroju przez próbną tarczę borową opartą o szklane podłoże



Rysunek 6 Folie borowe podczas procesu instalacji w uchwycie podczas kampanii eksperymentalnej.

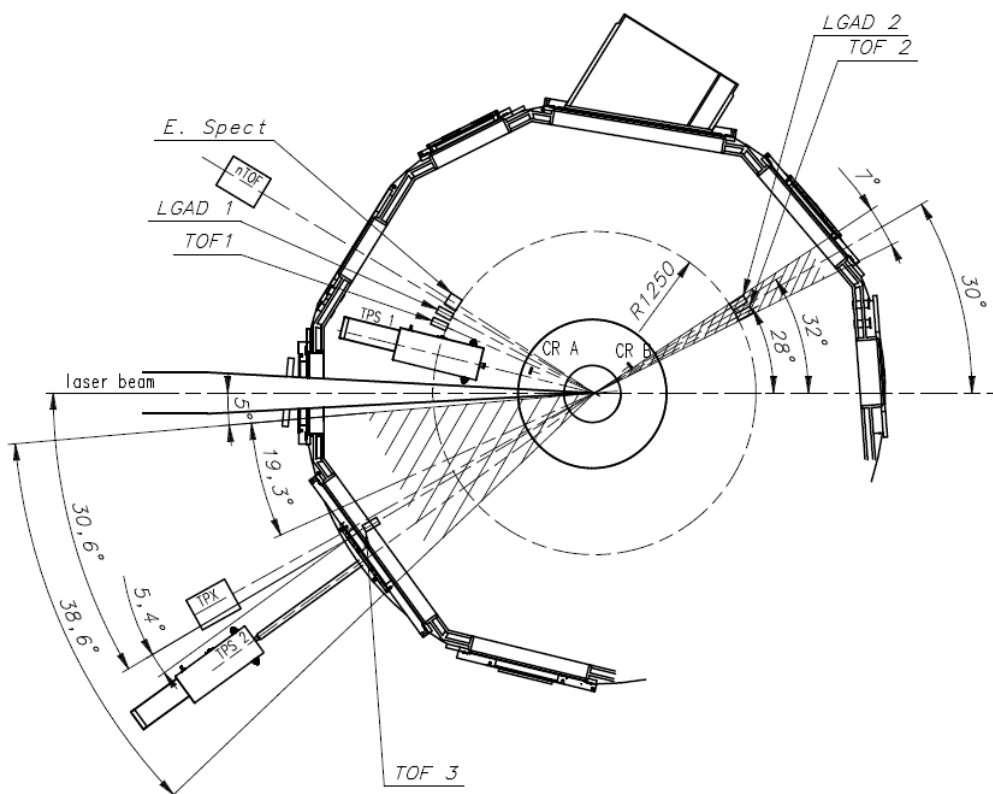
**Zadanie 2: „Przygotowanie układów pomiarowych oraz ich instalacja na układzie laserowym L4n” +
Zadanie 3. „Właściwa sesja eksperymentalna”**

W tygodniu poprzedzającym rozpoczęcie właściwej sesji eksperymentalnej (29.09.2025 - 06.10.2025) zainstalowany został pełen zestaw narzędzi diagnostyki plazmowo-jonowej, składający się z następujących elementów:

- a. Dwa detektory jonowe oparte o półprzewodnikowe struktury diamentowe o różnej czułości i powierzchni aktywnej (TOF1, TOF2)
- b. Magnetyczny spektrometr elektronowy (E. Spect)

- c. Dwa spektrometry Thomsona (TPS1, TPS2)
- d. Dwa detektory typu Low Gain Avalanche Detector (LGAD1, LGAD2)
- e. Matryca detektorów diamentowych wykorzystująca filtry aluminiowe o różnej grubości (TOF3)
- f. Dozymetryczne detektory typu BD-PND rozmieszczone wewnątrz oraz na zewnątrz komory eksperymentalnej
- g. Dwa zautomatyzowane układy pomiarowe wykorzystujące detektory śladowe
- h. Układ pomiaru czasu przelotu neutronów (nTOF)
- i. Detektor TimePIX wraz z filtrami (TPX)

Rozmieszczenie poszczególnych detektorów przedstawione zostało schematycznie na Rysunku 7.



Rysunek 7 Schemat rozmieszczenia narzędzi diagnostycznych podczas przeprowadzania eksperymentu

Zastosowanie tak zróżnicowanego układu diagnostycznego pozwoliło na uzyskanie istotnych informacji zarówno na temat samego oddziaływania lasera z materią w kontekście fizyki plazmy, ale również scharakteryzowanie produkowanych w reakcjach jądrowych cząstek neutralnych oraz naładowanych. W pierwszym tygodniu zaplanowanego dostępu do wiązki (06.10.2025-10.10.2025) przeprowadzonych zostało 40 strzałów na płaskie, mosiężne tarcze w celu zsynchronizowania ze sobą wszystkich detektorów operujących w domenie czasu, a także sprawdzenie zdalnego połączenia z układami obrazowymi i sterującymi wewnątrz komory. W trakcie trwania właściwej sesji eksperymentalnej oddano łącznie 235 strzałów, które podzielone zostały na 4 kategorie w zależności od stosowanych materiałów i konfiguracji tarcz:

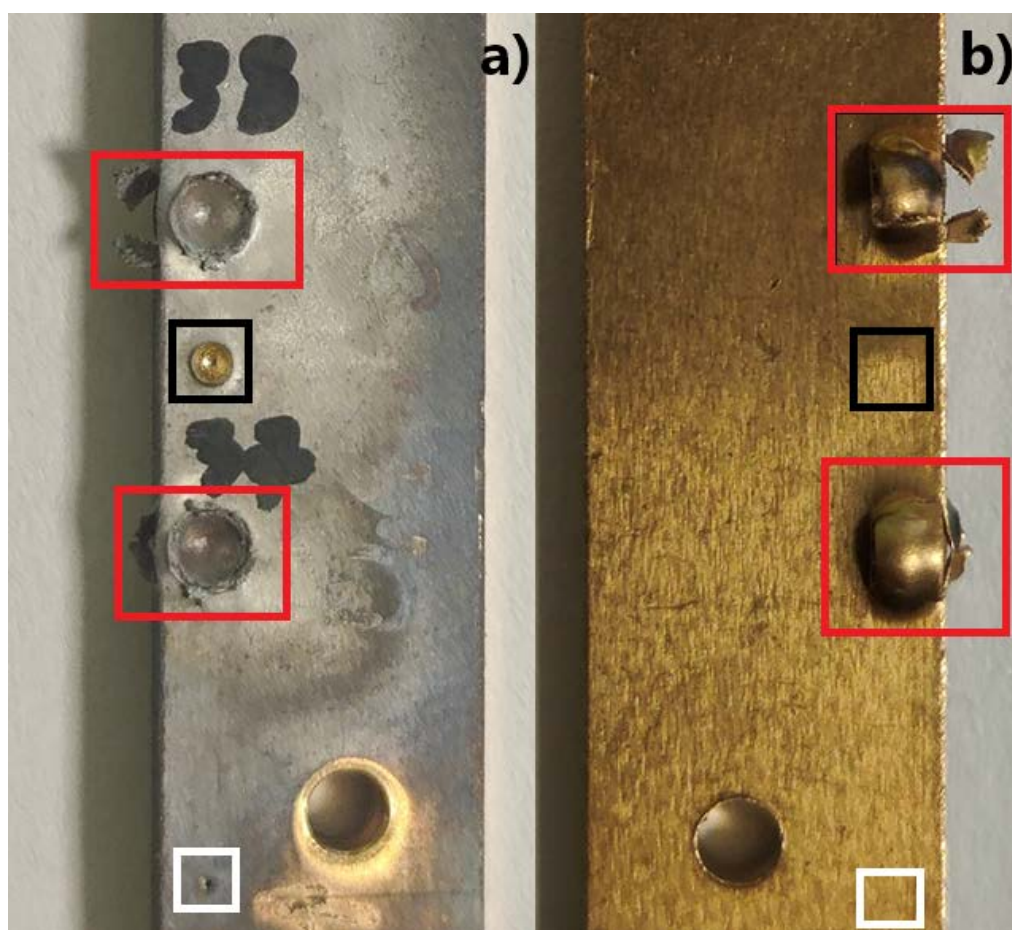
- I. Tarcze typu cavity z paliwem deuterowanym, bez użycia wtórnych tarcz borowych
- II. Tarcze typu cavity z paliwem deuterowanym, z użyciem wtórnych tarcz borowych w konfiguracji pitcher-catcher fuzji proton-bor

- III. Tarcze kompozytowe zawierające bor i wodór, bez użycia tarcz borowych (konfiguracja „in-plasma” fuzji proton-bor)
- IV. Tarcze kompozytowe zawierające bor i wodór, z użyciem wtórnych tarcz borowych (konfiguracja „in-plasma + pitcher-catcher” fuzji proton-bor).

Zadanie 4: „Opracowanie wyników, analiza danych, badania uzupełniające oraz komunikacja naukowa”

Dane uzyskane podczas eksperymentu w naturalny sposób można podzielić na 3 kategorie:

- A. Niosące informację o oddziaływaniu impulsu laserowego z materią, zjawiskach zachodzących w plazmie, parametrach termodynamicznych plazmy – rozpatrywane w kategoriach fizyki wysokiej gęstości energii (ang. High Energy Density Physics, HEDP)
- B. Niosące informację o reakcjach jądrowych zachodzących wewnątrz tarczy cavity – rejestracja produktów reakcji deuter-deuter (proton o energii 3 MeV oraz neutron o energii 2.45 MeV) lub proton-bor (cząstki alfa, w przypadku tarcz zawierających bor w warstwie paliwa umieszczonego we wnętrze)
- C. Niosące informację o reakcji proton-bor zachodzącej poprzez interakcję wyprodukowanej wiązki protonów z wtórną tarczą borową – rejestracja cząstek alfa

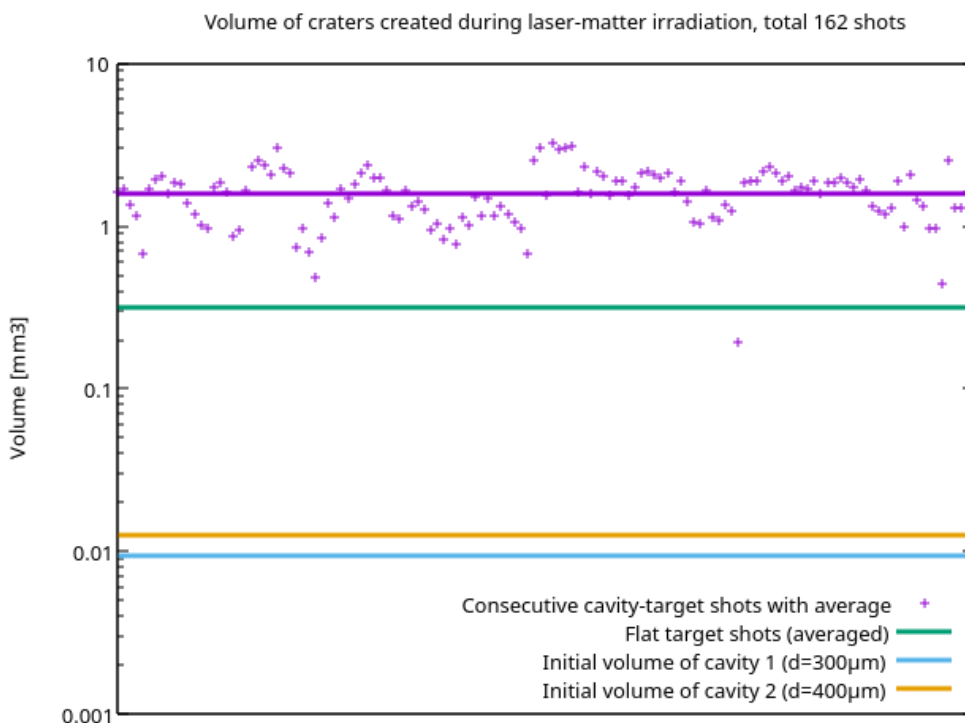


Rysunek 8 Zdjęcia przedniej (a) oraz tylnej (b) powierzchni płytki z tarczami cavity użytej podczas eksperymentu. Ramki czerwone - obszary interakcji z tarczami cavity, ramki czarne - obszar interakcji z płaskim materiałem, ramki białe - niewykorzystany obszar z tarczą cavity

Obecnie trwająca faza analizy danych na dzień złożenia tego raportu pozwala stwierdzić, że każde z założeń

projektu związane z osiągnięciem konkretnych zjawisk fizycznych zostało spełnione. W przypadku wyników związanych z oddziaływaniem impulsu laserowego z materiałem, włącznie ze zjawiskami związanymi z szerokopojętą fizyką wysokiej gęstości energii, przeprowadzono analizę objętości kraterów powstałych podczas iradiacji tarczy impulsem laserowym. W tym przypadku, zastosowanie tarcz cavity skutkowało otrzymaniem o rząd wielkości większego krateru w porównaniu do standardowych, płaskich tarcz. Rysunek 8 przedstawia stronę oświetlaną (a) oraz tył płytki (b) na której umieszczone zostały tarcze cavity. W ramach koloru czerwonego zamknięte zostały kratery uzyskane podczas wykorzystania wnęki cavity oraz korespondujący z nią obszar na tylnej stronie tarczy. Ramka koloru czarnego obejmuje płaski obszar, na którym doszło do interakcji impulsu laserowego z materiałem, tj. bez wykorzystania geometrii typu cavity. Dla porównania, w ramce białej znalazła się tarcza cavity, która nie została użyta podczas eksperymentu Grubość płytki, na której umieszczone były wnęki cavity wynosiła 2mm, zaś płytka wykonana była z mosiądzu.

Porównując deformacje materiału uzyskane w przypadku użycia tarczy cavity i płaskiego materiału w skali makroskopowej, można jednoznacznie stwierdzić, że w przypadku tarcz cavity transfer energii impulsu laserowego do materiału jest o wiele bardziej wydajny i objawia się on generacją silnej fali uderzeniowej propagującej się w materiale płytki, który dociera do jej tylnej powierzchni i podczas przejścia granicy między mosiądzem i próżnią powoduje widoczne odkształcenie materiału. Obserwowany efekt sugeruje, że plazma wytworzona podczas interakcji impulsu laserowego i zamknięta w objętości tarczy cavity powinna osiągać wielokrotnie bardziej intensywne ciśnienia oraz temperaturę. W celu oszacowania ciśnienia ablacyjnego plazmy, dokonano pomiarów uzyskanych kraterów przy pomocy zautomatyzowanego mikroskopu i zestawiono ze sobą uzyskane rezultaty (Rys. 9). Znajomość objętości krateru oraz parametrów impulsu laserowego pozwala na obliczenie wytworzonego ciśnienia ablacyjnego w oparciu o relację Rankine-Hugoniota oraz modelu tłoka plazmowego zaprezentowanego w pracy [1]. W przypadku tarczy płaskiej, otrzymana wartość ciśnienia wahała



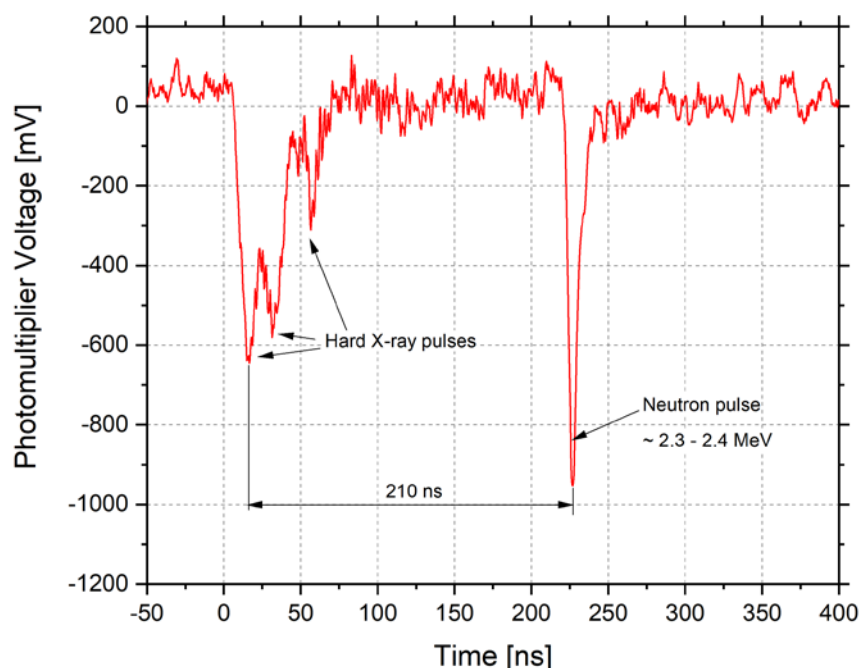
Rysunek 9 Porównanie objętości kraterów powstałych podczas iradiacji tarcz płaskich oraz tarcz typu cavity

się w granicach 170-200MBar, natomiast w przypadku tarcz typu cavity wyniosła maksymalnie 630MBar. Porównując otrzymane wartości do wartości uzyskanych podczas przygotowawczych symulacji w ramach

Zadania 1 (Rys. 2), wartości ciśnienia otrzymane na drodze analizy kraterów są kilkukrotnie wyższe niż te otrzymane w obliczeniach radiacyjno-hydrodynamicznych przy użyciu kodu FLASH. Jednym z powodów może być zaniżona wartość intensywności, jaka została przyjęta we wstępnych symulacjach. W praktyce, podczas eksperymentu, impuls laserowy był dziesięciokrotnie bardziej intensywny niż założono pierwotnie. Wynikało to z usprawnień układu laserowego dokonanych przez zespół z ELI Beamlines. Biorąc pod uwagę stosunek maksymalnych ciśnień uzyskanych dla tarcz cavity oraz tarcz płaskich, zarówno w symulacjach jak i w eksperymencie uzyskano zbliżone wartości, odpowiednio $\frac{P_{cavity}}{P_{flat}} = 3.82$ (eksperyment) oraz $\frac{P_{cavity}}{P_{flat}} \approx 3.6$ (symulacje). Obecnie trwają prace nad nowym zestawem symulacji, w których zostaną odwzorowane parametry impulsu laserowego stosowane podczas kampanii eksperymentalnej. Pozwoli to również na zwiększenie dokładności metody obliczenia ciśnienia przy użyciu pomiarów kraterów, gdyż wykorzystuje ona parametry empiryczne, które są trudno mierzalne i zmienne dla konkretnych wariantów eksperymentu, co skutkuje dużym rozrzutem wyników w zależności od ich wartości. Przedstawione powyżej wartości ciśnienia obliczone tą metodą zakładają najbardziej restrykcyjny scenariusz i reprezentują dolną granicę uzyskanych wartości maksymalnego ciśnienia ablacyjnego. Pomimo tego, wartości ciśnienia przekraczające 0.5 Gbar są zwyczajowo osiągane na wielokrotnie większych układach laserowych i wymagają użycie wielu wiązek laserowych jednocześnie. Fakt ten wskazuje na niezwykle możliwości zastosowanej przez zespół z IFPiLM metody, które mogą mieć wpływ na rozwój badań nad ekstremalnymi stanami materii w dziedzinie HEDP, symulacjami zjawisk astrofizycznych w laboratorium oraz podstawowym badaniom nad zjawiskiem fuzji termojądrowej. Należy również wspomnieć, że po raz pierwszy w badaniach wykorzystujących metodą Cavity Pressure Acceleration wykorzystano impulsy laserowe o czasie trwania nanosekund. Oznacza to wysoką elastyczność mechanizmu Cavity Pressure Acceleration i możliwość sterowania parametrami wytwarzanej plazmy poprzez dobór odpowiedniej geometrii tarczy.

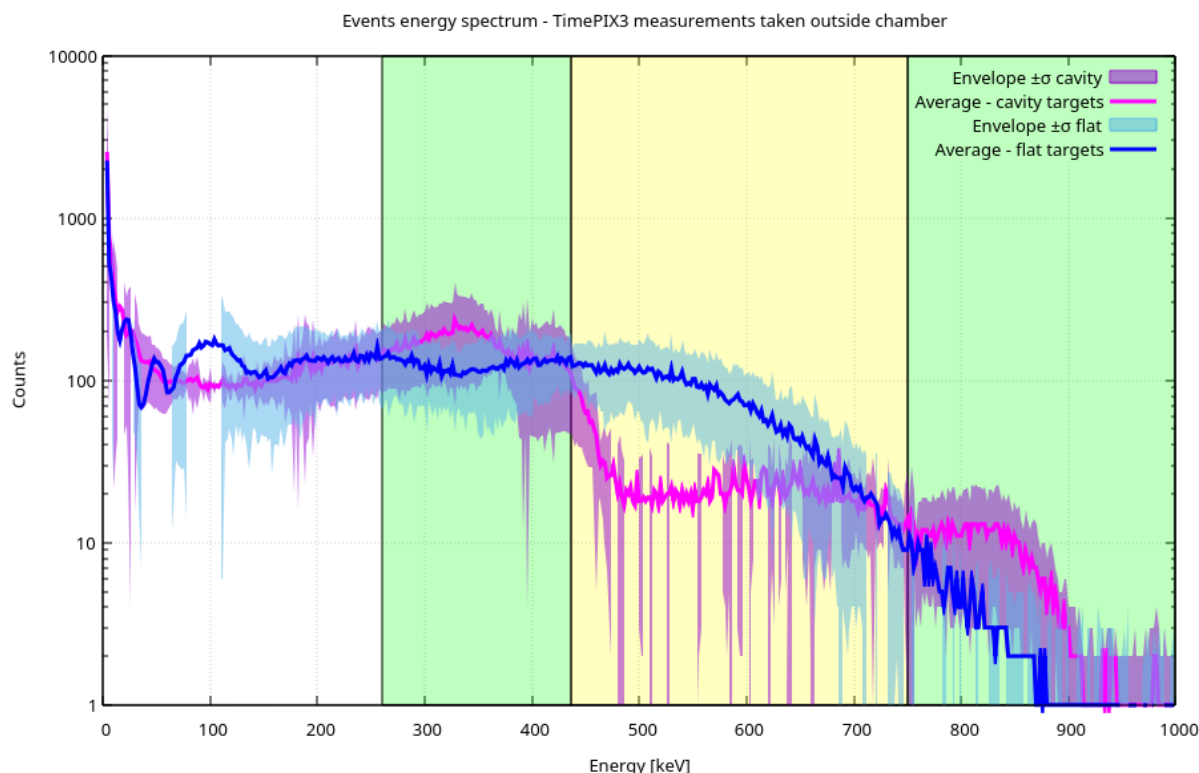
Poza badaniami kraterów, obecnie trwają prace nad analizą oraz korelacją wyników uzyskanych z innych diagnostyk w kontekście oceny skuteczności inicjacji zarówno reakcji typu deuter-deuter jak i reakcji proton-bor.

Wstępne analizy sygnałów uzyskanych za pomocą detektorów typu time-of-flight dedykowanym rejestracji neutronów w licznych strzałach potwierdziły obecność neutronów o energiach odpowiadających tym pochodzącym z reakcji deuter-deuter (2.45 MeV). Przykład rejestracji przedstawiono na Rys. 10.



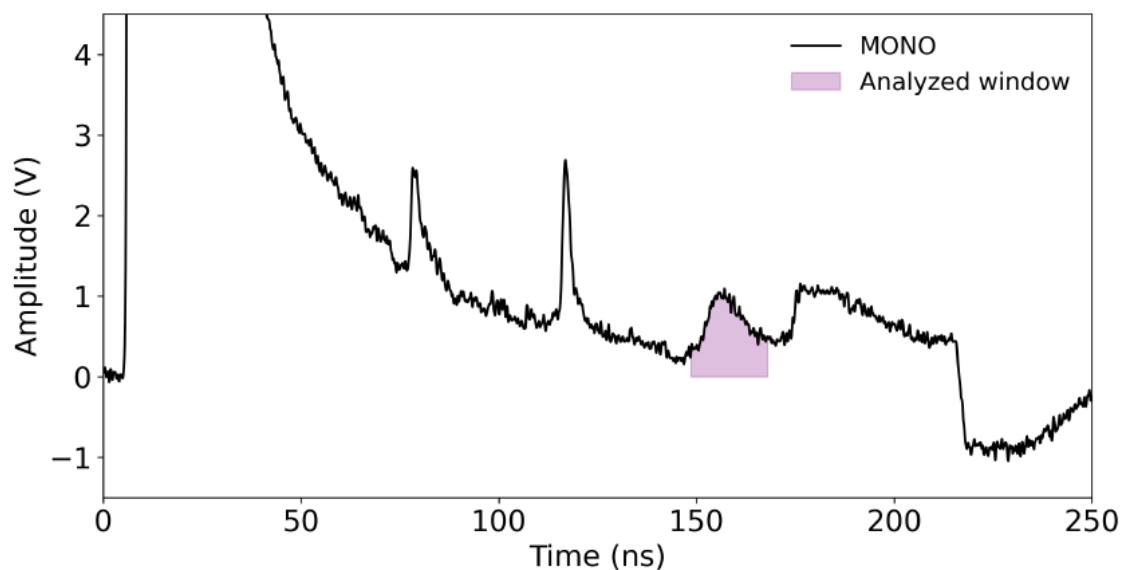
Rysunek 10 Przebieg czasowy zarejestrowany przez detektor czasu przelotu neutronów (nTOF)

Kolejną diagnostyką, która potwierdziła obecność występowania neutronów jest detektor TimePIX, w którym wykorzystano konwertery wykonane z materiałów o niskiej gęstości (polistyren, kapton). Neutron padający na powierzchnię takiego konwertera może przekazać swój pęd dla jądra wodoru, powodując wybiecie tzw. *recoil proton*, który następnie deponuje swój ładunek wewnątrz struktury detektora TimePIX. Korzystając z analizy porównawczej widma energetycznego zarejestrowanych eventów dla płaskich tarcz niezawierających deuteru oraz tarcz typu cavity w których wykorzystano paliwo deuterowe, może stwierdzić obecność dodatkowego źródła sygnałowego (Rys.11). Z racji pozycji detektora, który umieszczony był poza komorą eksperymentalną, jedyne promieniowanie jonizujące które mogło zostać przez niego zarejestrowane to wysokoenergetyczne kwanty promieniowania X, ang. *hard X ray* oraz cząstki nienaładowane, które są w stanie opuścić wnętrze komory, w tym przypadku neutrony.

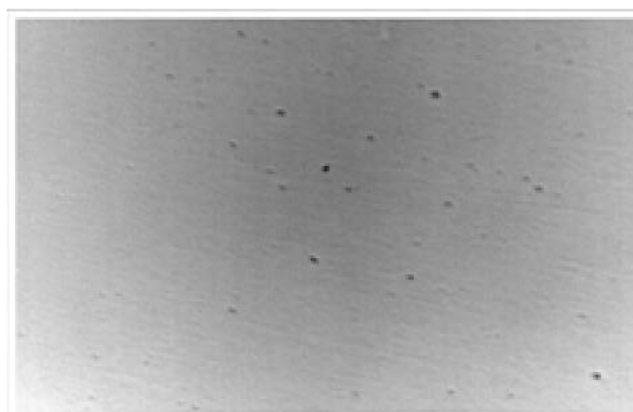


Rysunek 11 Porównanie widm energetycznych opartych o odpowiedź detektora TimePIX w domenie Time over Threshold dla strzałów, w których spodziewano się neutronów (kolor różowy) oraz tarcz referencyjnych (kolor niebieski)

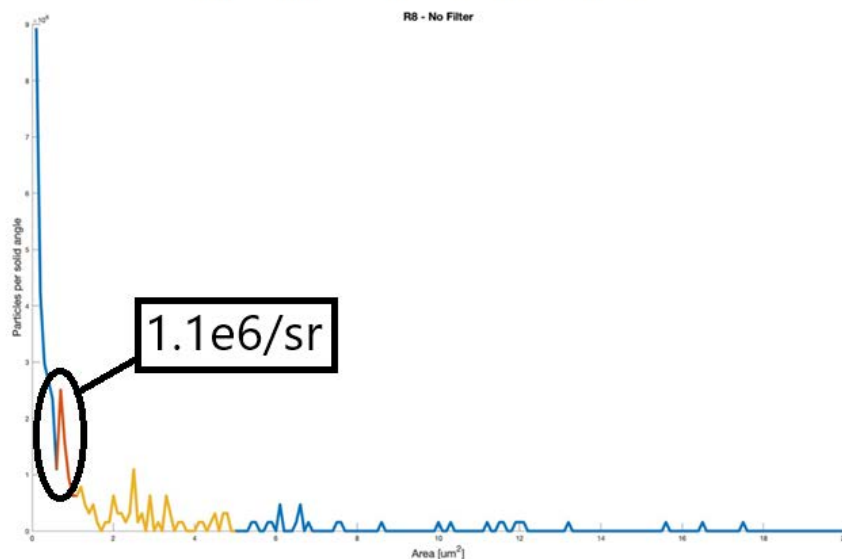
Podczas eksperymentu stosowane były również diagnostyki dedykowane detekcji jonów, a w szczególności wysokoenergetycznych protonów. Głównym źródłem informacji na chwilę obecną są detektory typu time-of-flight wykorzystujące diamentową warstwę półprzewodnikową. Na aktualnym etapie analizy, operując cząstkowymi danymi, w poszczególnych strzałach udało się wykazać obecność dwóch grup jonów - o szerokim widmie energetycznym, osiągających wartości maksymalne bliskie 1 MeV (okolicie 150ns, Rys. 12), oraz wyraźny, quasi-monoenergetyczny pik korespondujący z protonami o energiach około 2.5 MeV (75ns, Rys. 12). Sygnały te są unikalne dla tarcz typu cavity w których zastosowano paliwo deuterowe, przy czym tego typu charakterystyczne struktury nie występują w przypadku pomiarów wykonywanych dla tarcz niezawierających deuteru. Wyniki te muszą zostać porównane zarówno z danymi zebranymi za pomocą spektrometru Thomsona oraz detektorami śladowymi typu CR39, które były stosowane równolegle do detektorów typu time-of-flight. Z racji skomplikowanego procesu analizy danych, tylko niewielki fragment zebranych wyników CR39 został do tej pory przeanalizowany. Jednakże, już w pierwszych zbadanych egzemplarzach detektorów śladowych stosowanych podczas wprowadzania borowej tarczy wtórnej wykryte zostały ślady pochodzące od cząstek alfa, w obu kierunkach względem zastosowanego catchera (Rys.13).



Rysunek 12 Przebieg czasowy zarejestrowany za pomocą detektora półprzewodnikowego w strzale, w którym stosowano tarczę typu cavity ze zdeponowaną warstwą zawierającą deuter.



Shot (134-147)- CR 368 - Conf. B1
-Etching Time: 60 min - Magnification 40X



Rysunek 13 Analiza śladów powstałych na powierzchni detektora typu CR39 umieszczonego za tarczą cavity. Zaznaczony na wykresie obszar odpowiada cząstkom alfa - liczba zliczeń w tym przypadku wyniosła 1.1×10^6 cząstek na steradian

Świadczy to o pomyślnym wprowadzeniu geometrii umożliwiającej obserwację przedniej powierzchni tarczy wtórnej. Pomimo widocznej spójności jak dotąd otrzymanych rezultatów, dopiero analiza całości zebranych danych pozwoli na sformułowanie wniosków i skonfrontowanie też postawionych przed przeprowadzeniem eksperymentu. Przewidywany okres zakończenia etapu analizy danych przewidywany jest na koniec 2 kwartału 2026 roku.

Otrzymane jak dotąd wyniki, zarówno symulacji wykonanych przed eksperymentem jak i danych eksperymentalnych, sugerują możliwość opublikowania przynajmniej dwóch prac w wysoko punktowanych czasopismach – jedna z nich poświęcona zjawiskom i obserwacjom związanym z szerokopojętym polem HEDP (planowane czasopismo – Physical Review Letters), druga poświęcona reakcjom jądrowym inicjowanym przy pomocy mechanizmu Cavity Pressure Acceleration (planowane czasopismo – Plasma Physics and Controlled Fusion/Physics of Plasmas/Scientific Reports). Wyniki symulacji wykonanych za pomocą pakietu FLASH wraz z ideowym opisem planowanych działań były prezentowane w roku 2025 na dwóch międzynarodowych konferencjach: PLASMA 2025 (Warszawa, Polska) oraz 5th International Workshop on Proton-Boron Fusion (Belgrad, Serbia).

Referencje:

[1] S. Borodziuk, I.Y. Doshch, S. Gus'kov et al. „Experimental and theoretical investigations of crater formation in an aluminium target in a PALS experiment”, NUKLEONIKA 2004;49(1):7–14

3 Projekty programu ITER – F4E oraz Horizon Europe - EURATOM

3.1 Radialna kamera neutronowa: rozwój, projekt końcowy i prototyp

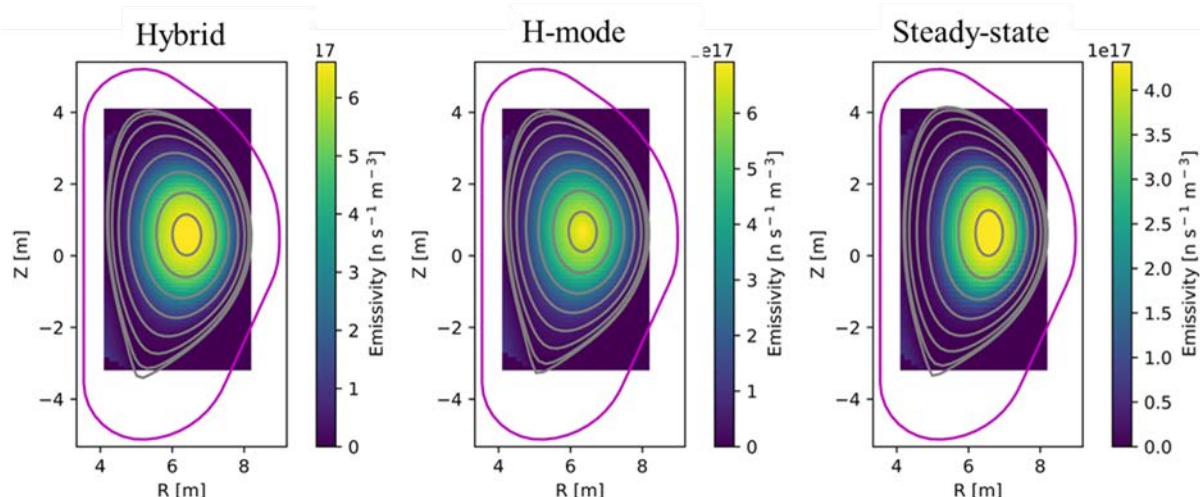
Zasadniczym rezultatem prac zespołu przygotowującego w ramach umowy “F4E-FPA-327 (PMS-DG): SG07 for Development of the Final Design and Prototyping” projekt Radialnej Kamery Neutronowej (RNC - ang. Radial Neutron Camera) dla tokamaka ITER było przygotowanie pełnej dokumentacji technicznej tego skomplikowanego urządzenia w stopniu pozwalającym na jego budowę, montaż oraz obsługę w czasie eksperymentów. ITER jest międzynarodowym projektem tokamaka budowanego we Francji mającego posłużyć do kompleksowych badań nad produkcją energii z wykorzystaniem fuzji jądrowej zachodzącej w plazmie deuterowo-trytowej. Prace badawcze nad zjawiskami fizycznymi zachodzącymi w gorącej plazmie prowadzone będą na podstawie pomiarów parametrów plazmy oraz emitowanego promieniowania. Ważnymi produktami fuzji jądrowej dwóch jąder deuteru lub deuteru i trytu są neutrony o charakterystycznych energiach. Radialna Kamera Neutronowa jest diagnostyką o istotnym znaczeniu dla monitorowania spalania plazmy, czyli kontroli bezpieczeństwa w czasie pracy urządzenia. Ma ona również wnieść znaczący wkład w badanie zjawisk fizycznych w tym rozkładu plazmy jako źródła cząstek alfa oraz temperatury jonowej.

Diagnostyka RNC składa się z dwóch struktur kolimatorów umieszczonych w jednej pozycji toroidalnej tokamaka. Na końcu każdego kolimatora umieszczony jest detektor rejestrujący neutrony powstałe w zdefiniowanej przez układ przestrzeni plazmy. Umożliwia to odtwarzanie lokalnej emisyjności neutronów, czyli profili emisji w przekroju poloidalnym tokamaka. System in-port umieszczony w pierwszej ścianie tokamaka składa się z 6 kolimatorów skierowanych na brzegi plazmy. Druga część; system ex-port, oddalona jest od plazmy, a układ skupia się na monitorowaniu rdzenia. Łącznie kamera składa się z 22 detektorów rejestrujących emitowane neutrony. Wymagane jest, aby pomiar zapewniał możliwość rekonstrukcji rozkładu emisyjności neutronów z niepewnością nie gorszą niż 10% w centrum plazmy przy rozdzielczości czasowej 10 ms. Warunek ten zapewnia możliwość wiarygodnej interpretacji dystrybucji emisji cząstek alfa oraz temperatury jonowej w tokamaku.

W celu spełnienia warunków narzuconych przez organizację Fusion for Energy (F4E) oraz ITER (IO) odpowiedzialnych za nadzór nad projektem niezbędne było przygotowanie narzędzi numerycznych służących do rekonstrukcji profili emisyjności neutronowej na podstawie pomiaru diagnostyką RNC. Podstawowym zadaniem zespołu z IFPiLM było przygotowanie kodu komputerowego umożliwiającego wykonanie rekonstrukcji rozkładu emisyjności neutronów w dwóch wymiarach (tomografia). W tym celu algorytm do tomografii plazmy dedykowany dla promieniowania elektromagnetycznego stworzony w IPP CAS w Pradze zmodyfikowano tak aby mógł zostać wykorzystany w przypadku kamery neutronowej. Kod komputerowy opiera się na metodzie MFR (ang. Minimum Fisher Information Regularization), która pozwala na uzyskanie poprawnych rezultatów przy niewielkiej ilości informacji pochodzącej z pomiaru eksperymentalnego. Odtwarzanie profili z niewielkim błędem możliwe jest dzięki wygładzaniu względem linii pola magnetycznego zawartego w tej metodzie. Za pomocą przygotowanego kodu komputerowego, zespołu z IFPiLM oceniał możliwość rekonstrukcji emisyjności neutronów RNC dla różnych typów detektorów (plastikowe scyntylatory, sCD i scyntylatory oparte na He-4). Obliczenia tomograficzne wykonano dla trzech różnych scenariuszy pracy planowanych dla tokamaka ITER. Dodatkowo wykonano test wpływu przesunięć pola magnetycznego na wyniki rekonstrukcji z wyznaczeniem minimalnej dokładności ustalenia geometrii kamery względem plazmy. Kolejnym zadaniem zespołu z IFPiLM było wykonanie rekonstrukcji emisyjności

neutronów w plazmie dla zaktualizowanych danych związanych ze zmianami w detektorach systemu in-port. Otrzymane wyniki zostały dołączone do ostatecznego raportu systemu in-port, który w listopadzie 2021 roku poddany został recenzji przez specjalistów z F4E i IO.

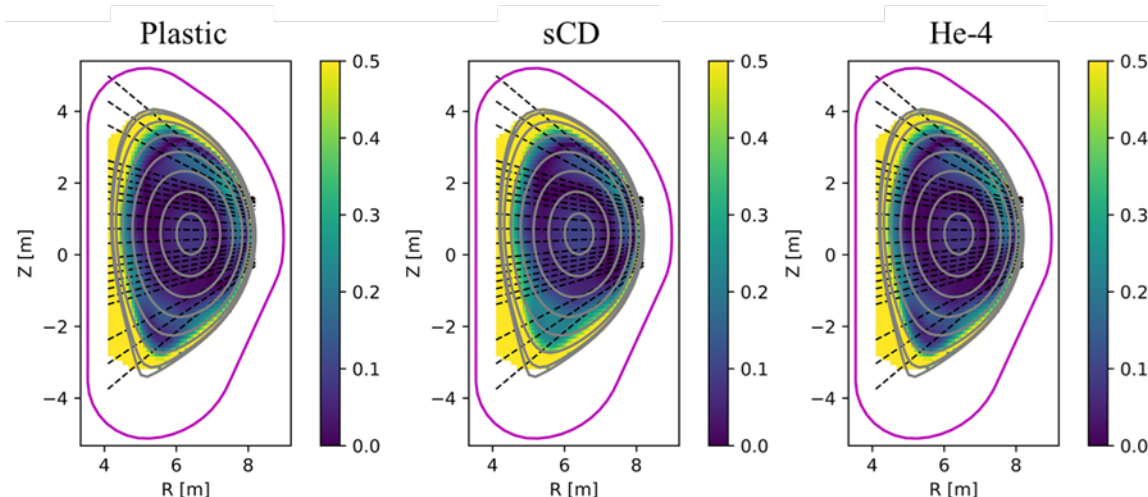
Pierwszym z rozwiązanych problemów naukowych po przygotowaniu narzędzi informatycznych była identyfikacja optymalnego detektora dla systemu ex-port diagnostyki RNC. Analiza oceny możliwości rekonstrukcji emisyjności neutronów dla różnego typu detektorów w systemie ex-port opierała się na wykonaniu obliczeń tomograficznych dla trzech różnych scenariuszy pracy tokamaka ITER. Wynik symulacji emisji neutronowej dla poszczególnych wyładowań znajduje się na rysunku a.1.



Rysunek a.1. Emisyjność neutronowa dla trzech scenariuszy pracy tokamaka ITER (Hybrid – lewa strona, H-mode – środek, Steady-state – prawa strona).

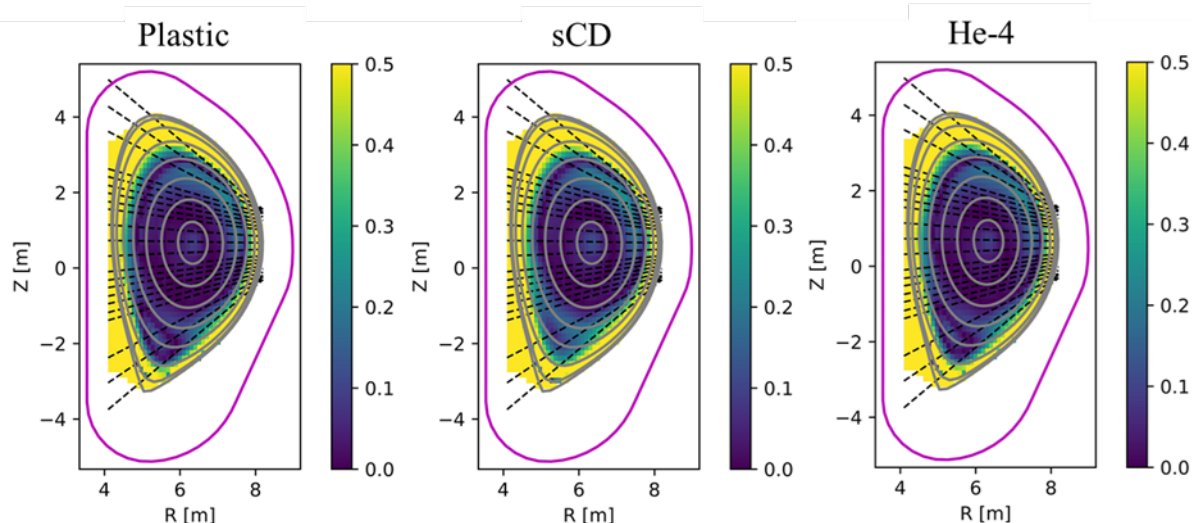
Wszystkie przedstawione scenariusze pracy tokamaka zostały użyte do wykonania symulacji pomiaru za pomocą rozważanych detektorów. Otrzymane rezultaty zostały użyte do wykonania obliczeń tomograficznych. Dokładność rekonstrukcji została zdefiniowana jako relatywna różnica między wartością otrzymaną dla danego piksela, a wartością pochodzącą z symulacji.

Analizę poprzedzała optymalizacja rozważanej w obliczeniach siatki pikseli dla poszczególnych scenariuszy pracy tokamaka. Różnice w liczbie wyznaczonych pikseli związane są z dokładnością definicji pola magnetycznego dla różnych wyładowań, która ma istotne znaczenie w przypadku zastosowanej metody. Obliczenia tomograficzne dla scenariusza Hybrid zostały wykonane na siatce 50x60. Wyniki rekonstrukcji dla wszystkich typów detektorów mają dokładność lepszą niż 10% w centrum plazmy co jest wymogiem stawianym diagnostyce. Najlepszą dokładnością cechuje się wynik otrzymany dla scyntylatorów plastikowych, ale maksymalna różnica w centrum plazmy wynosi tylko 2%. Rozkład emisyjności neutronów otrzymany z użyciem detektorów sCD jest wyraźnie zaburzony na dolnym brzegu plazmy co jest widoczne na rysunku a.2.



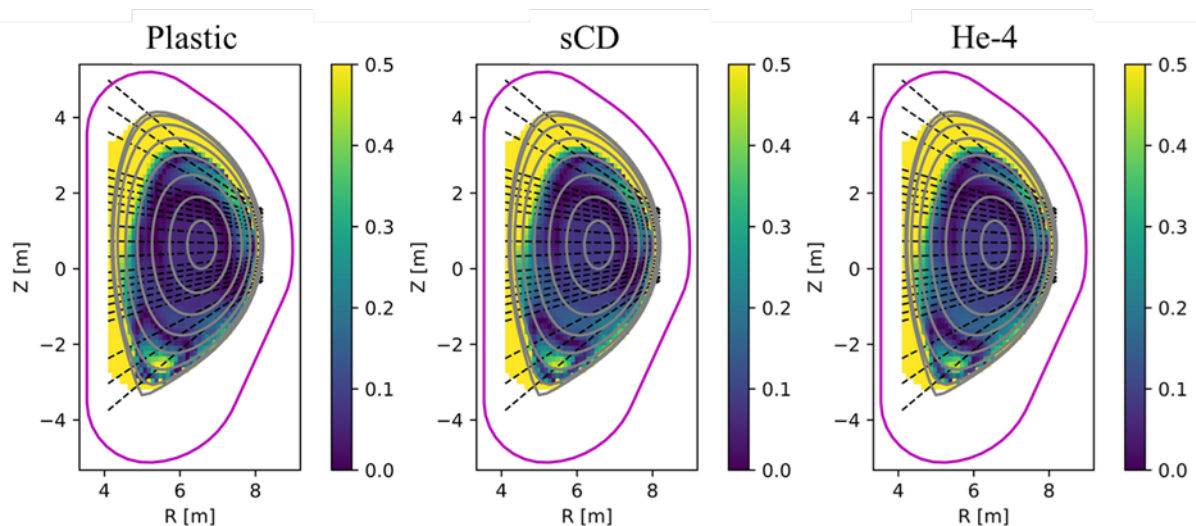
Rysunek a.2. Dokładność rekonstrukcji rozkładu emisyjności neutronów w scenariuszu Hybrid dla różnych typów detektorów (scyntylatory plastikowe – lewa strona, detektory diamentowe – środek, scyntylatory oparte na He-4 – prawa strona).

Rozkład emisyjności dla scenariusza H-mode był rekonstruowany na siatce pikseli 40×50 . Różnica w dokładności dla scyntylatorów i detektorów opartych na He-4 jest nie widoczna (rysunek a.3). Wyniki obliczeń tomograficznych z użyciem detektorów sCD ponownie cechuje się najniższą zgodnością z rozkładem symulowanym.



Rysunek a.3 Dokładność rekonstrukcji rozkładu emisyjności neutronów w scenariuszu H-mode dla różnych typów detektorów (scyntylatory plastikowe – lewa strona, detektory diamentowe – środek, scyntylatory oparte na He-4 – prawa strona).

Siatka pikseli optymalna dla wyładowania Steady-state równa się 40×50 . W tym wypadku najlepszą dokładnością charakteryzuje się wynik otrzymany z użyciem scyntylatorów (rysunek a.4). Wyodrębnienie, który z detektorów daje najmniej poprawny wynik jest niemożliwe ze względu na identyczne rezultaty dla pozostałych detektorów.



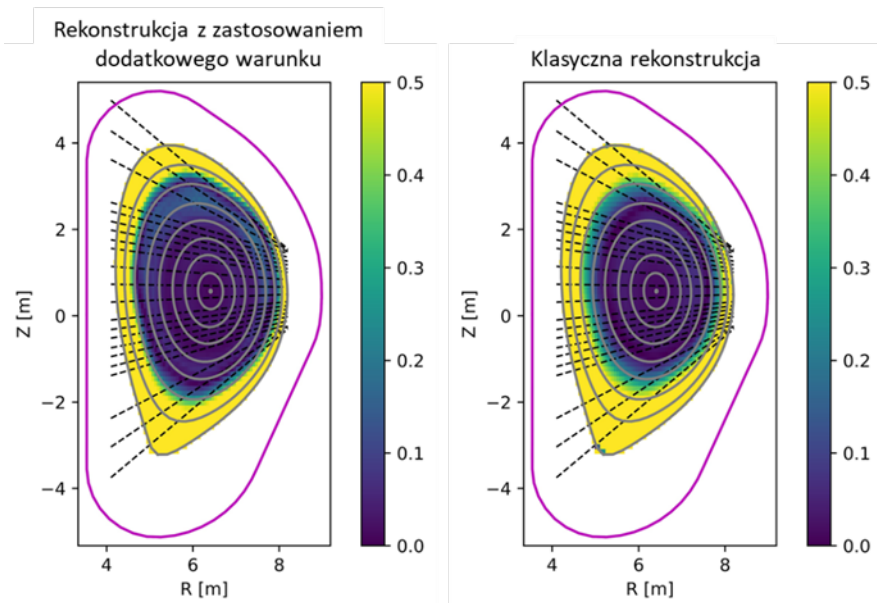
Rysunek a.4 Dokładność rekonstrukcji rozkładu emisyjności neutronów w scenariuszu Steady-state dla różnych typów detektorów (scyntylatory plastikowe – lewa strona, detektory diamentowe – środek, scyntylatory oparte na He-4 – prawa strona).

Konkluzją z przedstawionej analizy jest stwierdzenie, że wszystkie rozważane opcje detektorów zapewniają spełnienie wymogu projektowego dotyczącego niepewności rekonstrukcji emisyjności neutronów w centrum plazmy lepszej niż 10%. Najlepszą dokładnością obliczeń charakteryzuje się tomografia z użyciem scyntylatorów plastikowych.

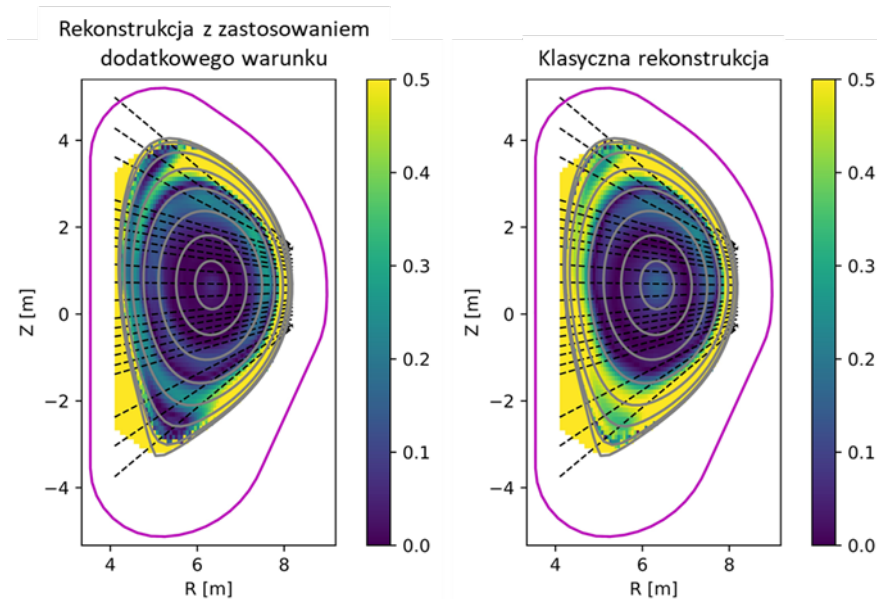
Przeanalizowano również wpływ zmian w polu magnetycznym na wynik rekonstrukcji tomograficznej. Pierwszy test polegał na zamianie pola magnetycznego na pochodzący z innego scenariusza pracy tokamaka ITER niż odpowiadający danym z symulacji pomiaru. Analiza wyników miała na celu ocenę możliwości rekonstrukcji w sytuacji błędnego określenia pola magnetycznego w czasie eksperymentu. Obliczenia wykazały, że dla wyładowań o podobnych strukturach powierzchni magnetycznych nie występuje spadek dokładności. W przypadku znacznie różniących się pól magnetycznych pojawia się zawężenie zakresu emisyjności neutronów rekonstruowanej z dokładnością lepszą niż 10%.

Dalsze testy wykonano dla przesunięć plazmy w tokamaku. Analiza miała na celu ocenę wymaganej dokładności dla definicji pola magnetycznego wykorzystywanego w obliczeniach, a także wpływ przesunięć kamery związanych z naprężeniami termicznymi oraz mechanicznymi mającymi wpływ na geometrię obserwowanej plazmy. Przesunięcia do 1 cm nie wpływają na wynik rekonstrukcji. Dla większych zmian wpływ zależy od kierunku przemieszczenia. Oddalanie się plazmy od kamery neutronowej ma najsilniejszy wpływ na rekonstrukcje. Maksymalna wartość przesunięcia wzdłuż obu osi przekroju poloidalnego pozwalająca na otrzymanie rezultatów z wymaganą dokładnością wynosi 6 cm.

Wykonana została również analiza dokładności rekonstrukcji profili emisyjności neutronów dla diagnostyki z wykorzystaniem detektorów opartych na He-4 zastosowanych w systemie in-port w celu umieszczenia wyników w raporcie końcowym dotyczącym projektu tej części kamery. Tomografia dla scenariusza bazowego zawiera porównanie wyników z zastosowaniem dodatkowego więzu w obliczeniach jakim jest całkowita emisja neutronowa w plazmie mierzona za pomocą niezależnego monitora. Porównanie wyników znajduje się na rysunku a.5. Rezultat analizy dla scenariusza H-mode znajduje się na rysunku a.6. W obu przypadkach obszar plazmy rekonstruowany z dokładnością lepszą niż 10% jest szerszy dla tomografii z użyciem dodatkowego więzu.



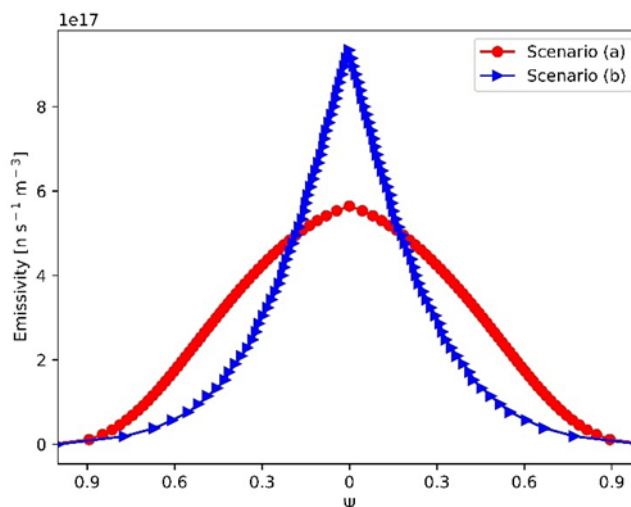
Rysunek a.5 Porównanie dokładności rekonstrukcji rozkładu emisyjności neutronów w scenariuszu bazowym dla aktualnego układu detektorów RNC przy zastosowaniu dodatkowego warunku (lewa strona) i dla klasycznej tomografii (prawa strona).



Rysunek a.6 Porównanie dokładności rekonstrukcji rozkładu emisyjności neutronów w scenariuszu H-mode dla aktualnego układu detektorów RNC przy zastosowaniu dodatkowego warunku (lewa strona) i dla klasycznej tomografii (prawa strona).

Kolejnym problemem naukowym rozwiązany przez zespół z IFPiLM była analiza możliwości rekonstrukcji emisyjności neutronów w formie rozkładu jednowymiarowego opisywanego przez funkcję zależną od znormalizowanego strumienia poloidalnego pola magnetycznego (Ψ). Rozważany opis możliwy jest dzięki zastosowaniu przybliżenia mówiącego o stałej emisji neutronów na powierzchniach magnetycznych w tokamaku charakteryzującym się plazmą termojądrową. Liczba poszukiwanych wartości w tym wypadku zależy od liczby rozważanych powierzchni magnetycznych co pozwala na redukcję nieokreśloności problemu i zwiększenie precyzyjności obliczeń. Pozwala to również na skrócenie czasu wykonania instrukcji w kodzie komputerowym co niezbędne jest w przypadku zastosowania w czasie rzeczywistym.

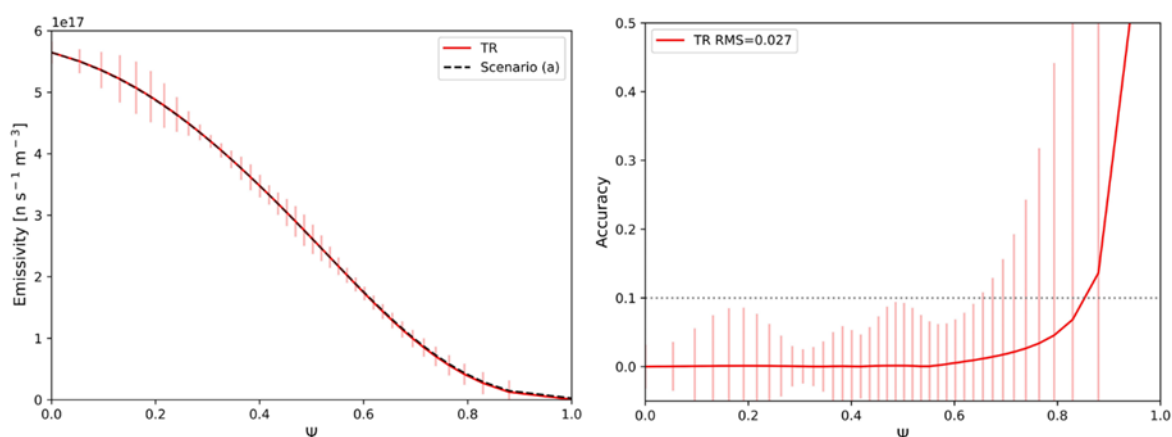
Analiza oceny możliwości rekonstrukcji emisyjności neutronów za pomocą różnych metod została wykonana dla dwóch wariantów II referencyjnego scenariusza pracy tokamaka ITER: (a) z temperaturą jonową równą 4.5 keV, (b) z gwałtownym wzrostem gęstości w centrum plazmy. Porównanie profili emisji neutronów dla rozważanych scenariuszy znajduje się na rysunku a.7.



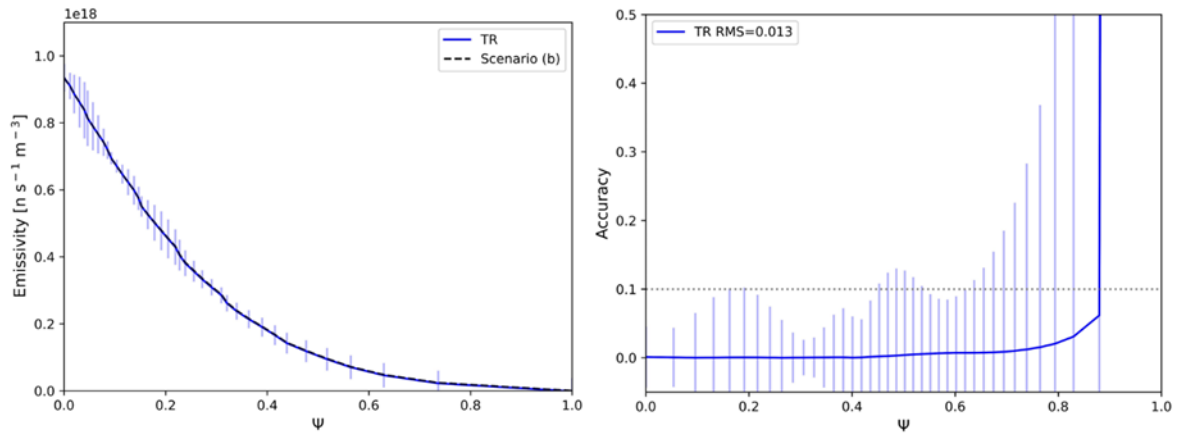
Rysunek a.7 Profile emisji neutronów dla dwóch wariantów bazowego scenariusza pracy tokamaka ITER.

Wstępna analiza kodów została wykonana dla liczby powierzchni magnetycznych równej liczbie detektorów w kamerze neutronowej. Wyniki dla trzech z czterech kodów pozwalały na rekonstrukcję emisyjności neutronowej w szerokim przedziale strumienia poloidalnego. Algorytm oparty na metodzie MaxEnt jest nie odpowiedni dla tego typu rozkładów charakteryzujących się gładkimi zmianami. Dalsza analiza wykonana została dla 40 powierzchni magnetycznych co pozwala na dokładniejszą interpretację parametrów plazmy.

Rezultaty obliczeń za pomocą kodu TR znajdują się na rysunku a.8 i a.9, odpowiednio dla danych syntetycznych pochodzących z symulacji dla wersji scenariusza (a) i (b). W obu wypadkach precyzja rekonstrukcji jest lepsza niż 10% w obszarze do 0.9 Ψ .



Rysunek a.8 Wyniki rekonstrukcji emisyjności neutronów w tokamaku ITER dla scenariusza (a) otrzymane za pomocą algorytmu opartego na metodzie TR.

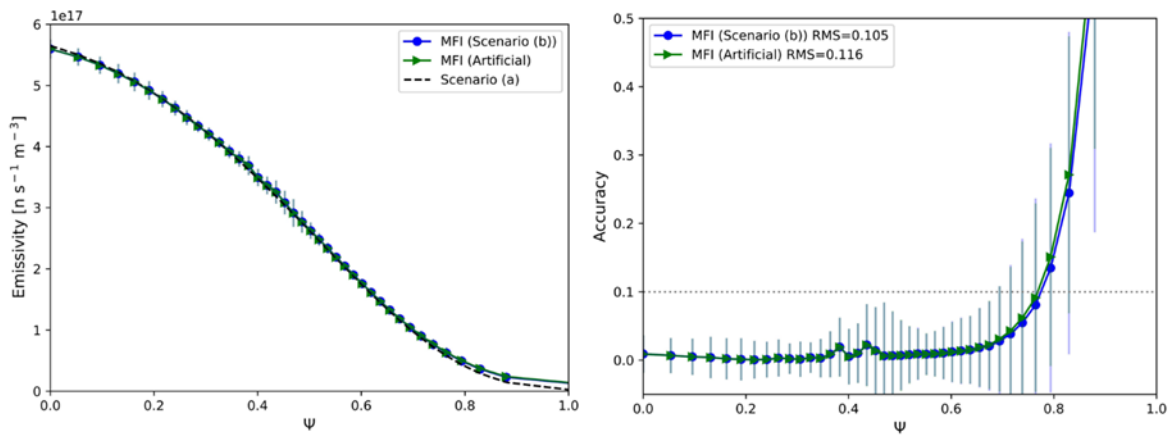


Rysunek a.9 Wyniki rekonstrukcji emisyjności neutronów w tokamaku ITER dla scenariusza (b) otrzymane za pomocą algorytmu opartego na metodzie TR.

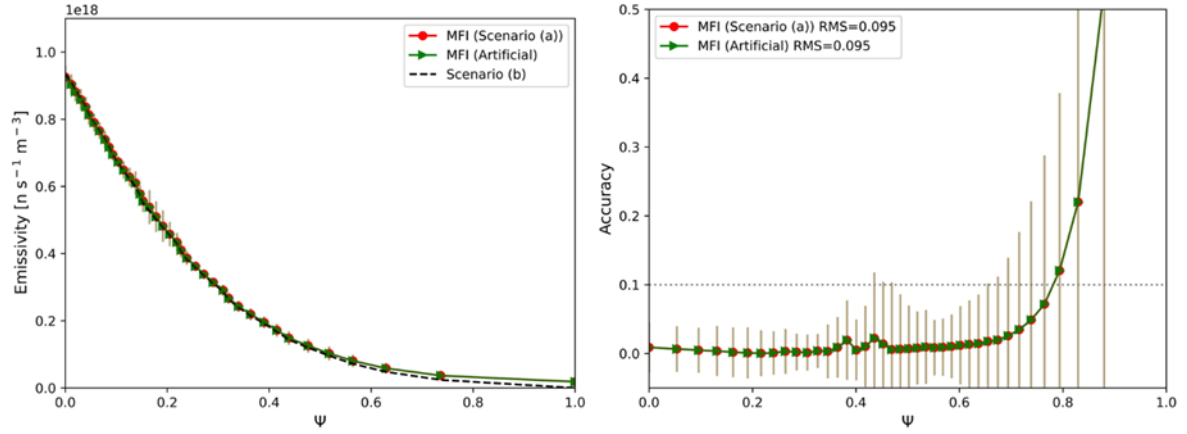
Wyniki analizy za pomocą algorytmu opartego na metodzie MFI dla danych pochodzących ze scenariusza (a) znajdują się na rysunku a.10. Zrekonstruowane rozkłady emisyjności neutronów z użyciem różnych profili wejściowych (drugiego scenariusza pracy tokamaku i “Artificial” czyli linii prostej) różnią się tylko na brzegach plazmy. Na rysunku a.11 zaprezentowane są wyniki analizy dla danych syntetycznych otrzymanych dla wersji scenariusza (b). W tym wypadku różnica między wynikami jest niewidoczna. Precyzyjność rekonstrukcji lepsza niż 10% jest obserwowana do znormalizowanego strumienia poloidalnego równego 0.8.

Wyniki analizy za pomocą kodu opartego na metodzie ML dla wersji scenariusza (a) i (b) znajdują się kolejno na rysunkach a.12 i a.13. Czułość metody na zmiany w profilach domyślnych jest bardzo wysoka. Niepewność rekonstrukcji w przypadku zastosowania rozkładu o wartościach podobnych do oryginalnego jako profilu wejściowego jest lepsza niż 10% w całym rozważanym zakresie znormalizowanego strumienia poloidalnego. Precyzja rekonstrukcji w centrum jest lepsza niż 10% nawet w przypadku profilu wejściowego o kształcie i intensywności odbiegających od rekonstruowanego.

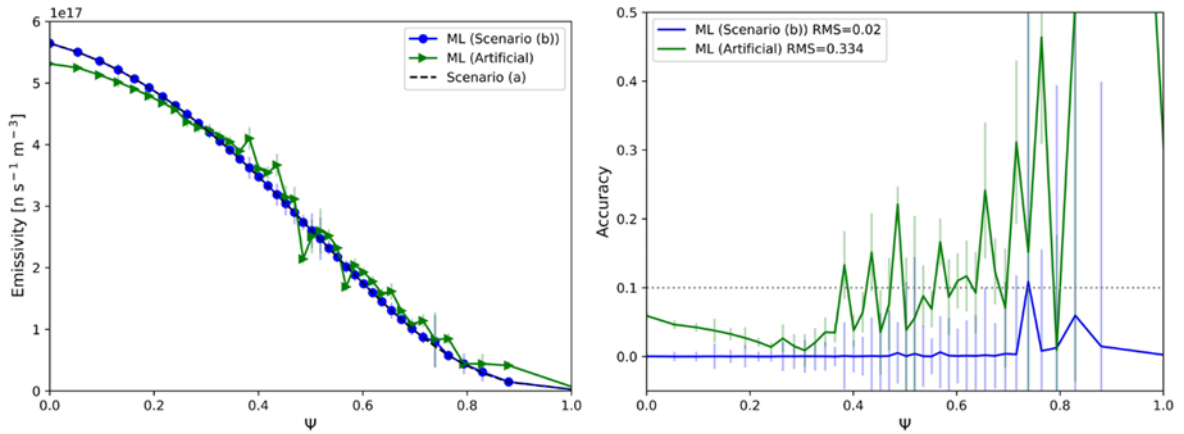
Najlepsze rezultaty otrzymane zostały za pomocą kodu numerycznego opartego na TR nie wymagającego dodatkowych danych wejściowych. Obliczenia wykonywane za pomocą metody MFI charakteryzują się największą stabilnością ze względu na zmiany związane z szumem pomiarowym. Dwa wymienione algorytmy zostały wytypowane jako najlepsze w celu zastosowania do analizy spalania plazmy w czasie rzeczywistym w tokamaku ITER i dokonano weryfikacji możliwości ich zastosowania w czasie eksperymentu.



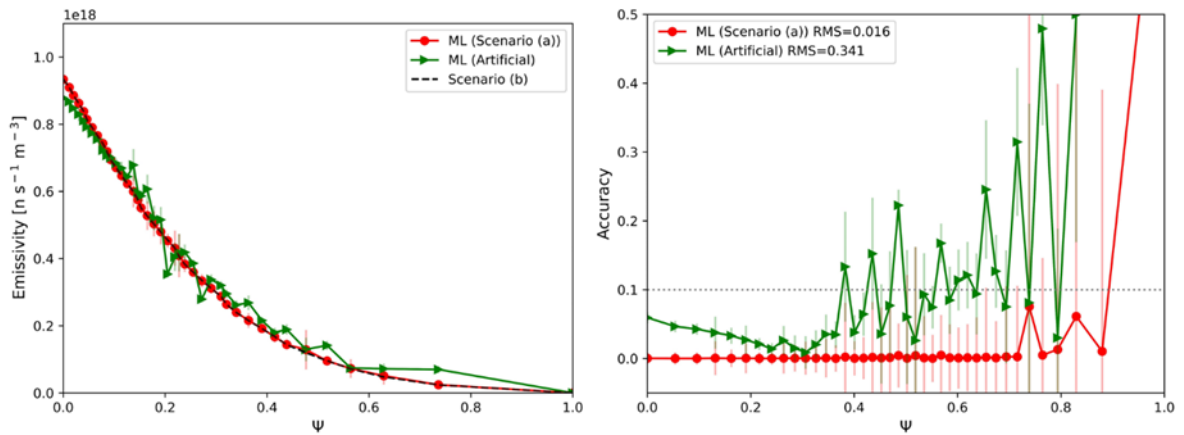
Rysunek a.10 Wyniki rekonstrukcji emisyjności neutronów w tokamaku ITER dla scenariusza (a) otrzymane za pomocą algorytmu opartego na metodzie MFI.



Rysunek a.11 Wyniki rekonstrukcji emisyjności neutronów w tokamaku ITER dla scenariusza (b) otrzymane za pomocą algorytmu opartego na metodzie MFI.



Rysunek a.12 Wyniki rekonstrukcji emisyjności neutronów w tokamaku ITER dla scenariusza (a) otrzymane za pomocą algorytmu opartego na metodzie ML.



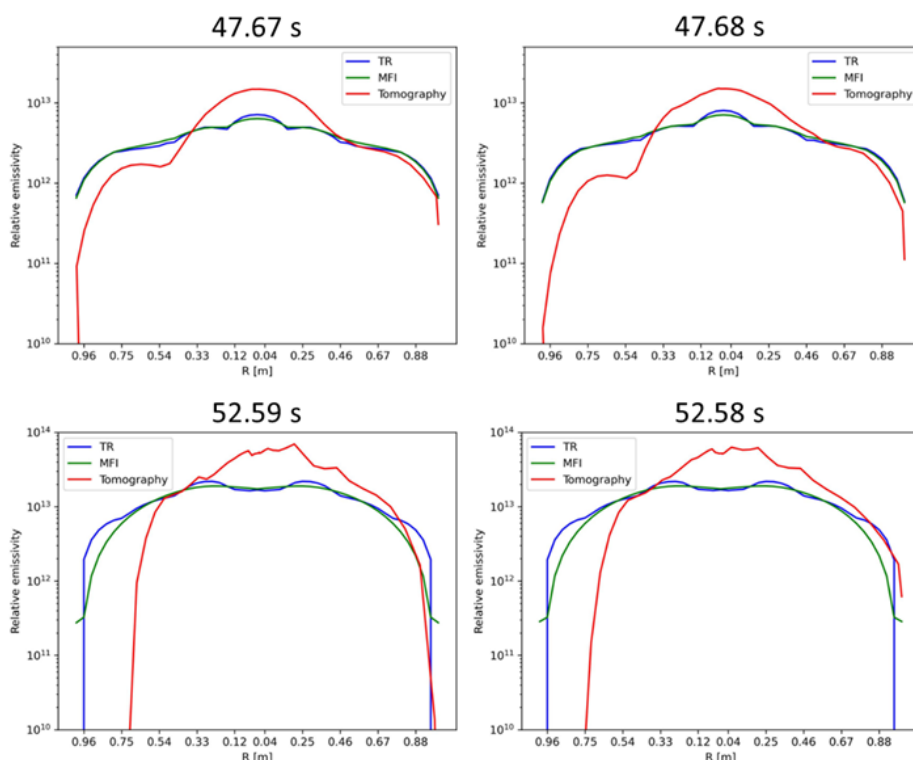
Rysunek a.13 Wyniki rekonstrukcji emisyjności neutronów w tokamaku ITER dla scenariusza (b) otrzymane za pomocą algorytmu opartego na metodzie ML.

Podczas drugiej i trzeciej kampanii deuter-tryt (DTE2 i DTE3) na tokamaku JET które odbyła się w roku 2021 oraz 2023 przeprowadzono eksperymenty ze scenariuszami pracy opracowywanymi dla tokamaku ITER. Dane eksperymentalne z tej kampanii uznane zostały za odpowiednie do przetestowania przygotowanych do rekonstrukcji jednowymiarowych profili neutronowych w celu kontroli spalania plazmy w czasie

rzeczywistym dla tokamaka ITER. Analiza obejmuje porównanie rozkładów emisyjności neutronów otrzymanych za pomocą dwóch metod TR i MFI z przekrojami wynikającymi z analizy tomograficznej wykonanej w ramach projektu WPTE.

Kamera neutronowa na tokamaku JET składa się z dwóch części wertykalnej i horyzontalnej. Taki układ kolimatorów pozwala na obserwacje asymetrii w plazmie. Nie jest to jednak możliwe w przypadku rekonstrukcji profilu jednowymiarowego w formie funkcji emisyjności neutronów od poloidalnego strumienia pola magnetycznego (Ψ). Ze względu na duży wpływ metod grzania na rozkłady emisyjności neutronów w plazmie tokamaka JET co związane jest z niezachowaniem stałości parametrów plazmy na powierzchniach magnetycznych, przewidywane są rozbieżności między wynikami z rekonstrukcji jednowymiarowej oraz tomografii. Dokładność rekonstrukcji tomograficznej waha się w przedziale 10-20% co nie pozwala na uznanie wyników za referencyjne. Na podstawie porównania wyników rekonstrukcji nie możliwa jest ocena precyzyjności obliczeń.

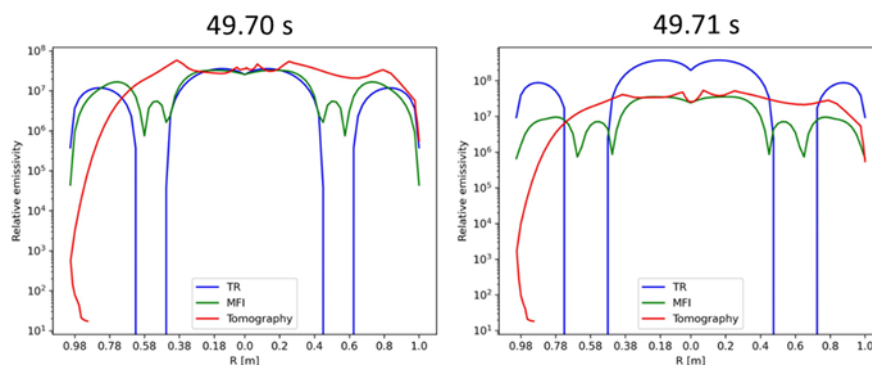
W przypadku wyładowań z kampanii DTE2, tomografia neutronowa wykonana została na siatce pikseli 50x50. Rekonstrukcja jednowymiarowa wykonana została dla 25 poloidalnych powierzchni magnetycznych w przybliżeniu odpowiadających rozkładowi użytemu w obliczeniach dwuwymiarowych. Przykład porównania wyników dla różnych przedziałów czasowych wyładowania plazmowego #99423 znajduje się na rysunku a.14. Poziom intensywności emisji jest porównywalny dla wszystkich technik obliczeniowych. W profilu otrzymywanych z tomografii pojawia się asymetria, która nie jest możliwa do zrekonstruowania za pomocą kodów rozważających plazmę w jednym wymiarze. Rekonstruowane struktury znacznie różnią się od siebie. Rozbieżność między wynikami otrzymanymi za pomocą kodów komputerowych TR i MFI jest nieznaczna.



Rysunek a.14 Porównanie wyników rekonstrukcji profilu emisyjności neutronowej metodami TR, MFI oraz tomograficzną dla różnych przedziałów czasowych wyładowania plazmowego #99423.

W przypadku danych z kampanii DTE3 rozważano większą liczbę poloidalnych powierzchni magnetycznych powoduje to, że możliwa jest dokładniejsza rekonstrukcja struktur profilu, ale problem staje się trudniejszy w

sensie matematycznym. Tomografia wykonywana była na siatce pikseli 82x135 z tego względu liczba rozważanych poloidalnych powierzchni magnetycznych wynosi 41. Przykładowe porównanie wyników otrzymanych trzema metodami dla wyładowania plazmowego #104178 znajduje się na rysunku a.15. Zwiększenie liczby powierzchni magnetycznych nie umożliwiło poprawnej rekonstrukcji struktur rozkładu emisyjności neutronowej. Rozbieżność między kształtem otrzymanym za pomocą tomografii a kodami TR i MFI jest wyraźnie widoczna. Czas obliczeń dla wszystkich rozważanych wypadków wahał się od 15 do 30 ms. W przypadku obu algorytmów przedział czasowy jest taki sam. Wymagana rozdzielczość czasowa wynosi 10 ms i jest możliwa do uzyskania na komputerze dedykowanym dla projektowanej diagnostyki dla tokamaka ITER. Pomiar czasu wykonania rekonstrukcji, po wykluczeniu operacji które mogą być wykonane przed wyładowaniem plazmowym, zrealizowany został na laptopie o procesorze Intel Core i5 8 generacji z pamięcią RAM wynoszącą 16 GB. Przygotowane kody zostały uznane za odpowiednie do dalszych analiz wymaganych w projekcie diagnostyki RNC.

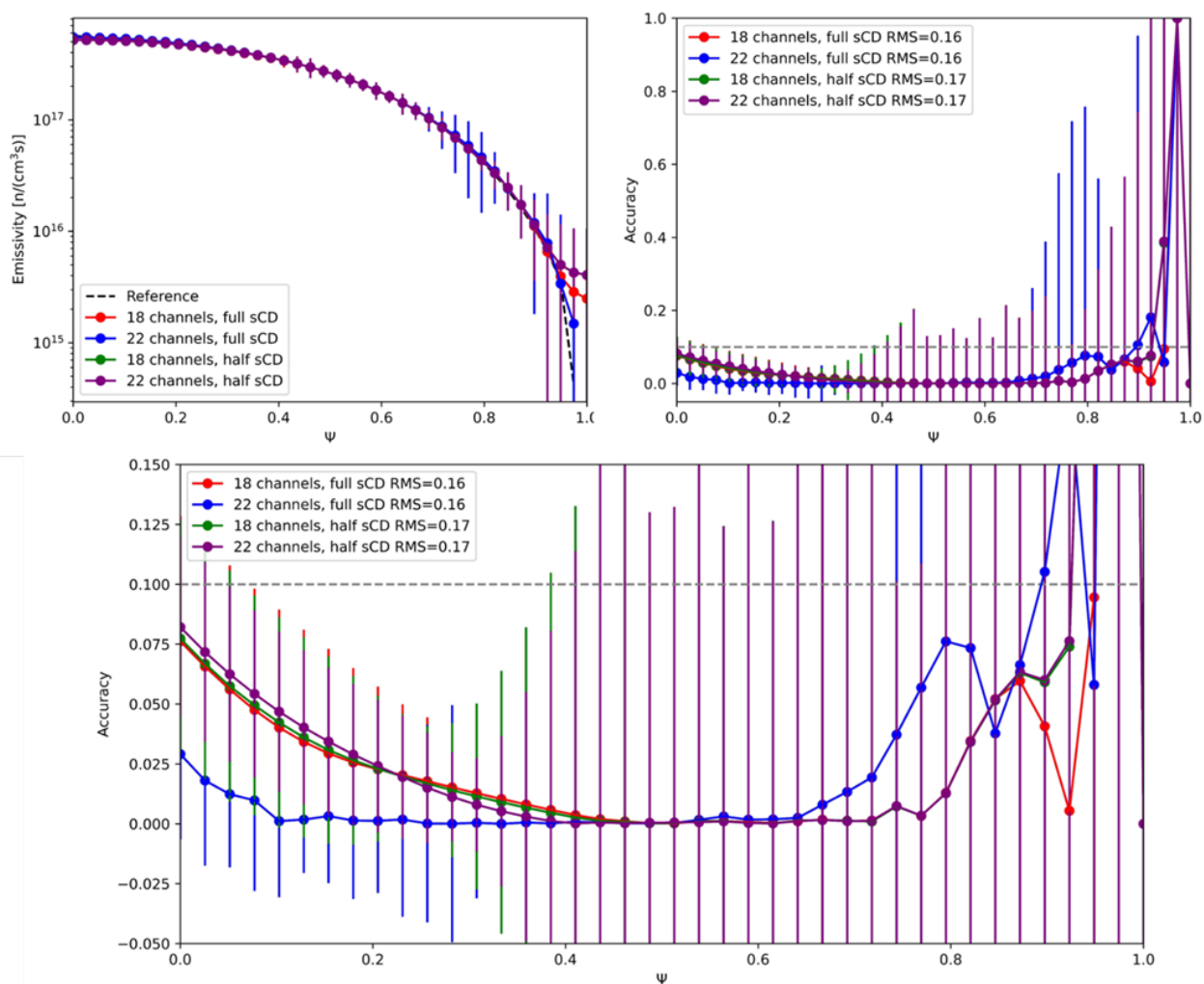


Rysunek a.15 Porównanie wyników rekonstrukcji profilu emisyjności neutronowej metodami TR, MFI oraz tomograficzną dla różnych przedziałów czasowych wyładowania plazmowego #104178.

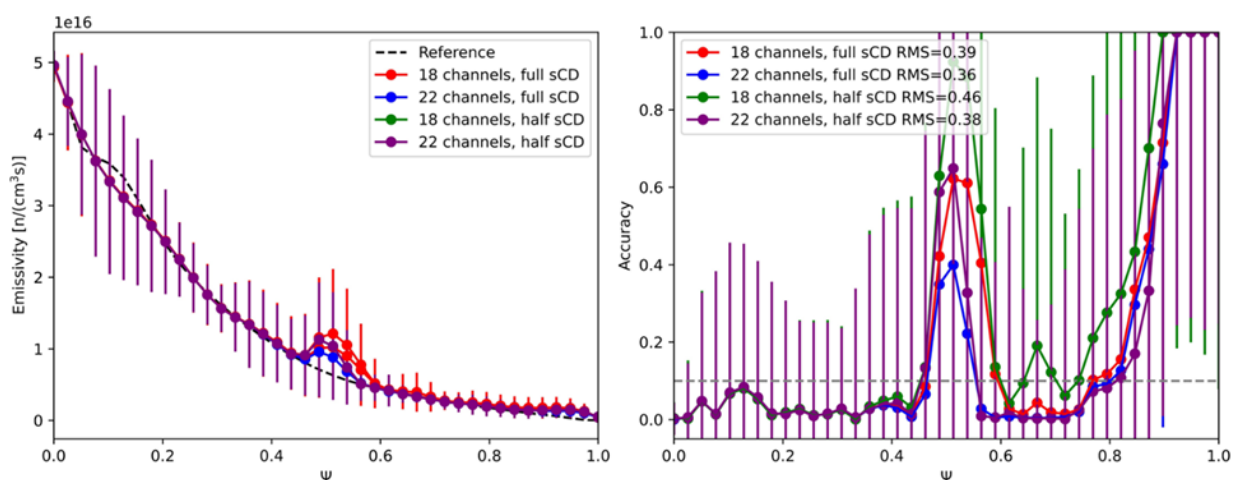
W roku 2024 została analiza wpływu zmian mających zapewnić oszczędności w budżecie projektu na jakość rekonstrukcji profili emisyjności neutronowej. Obejmowała ona wykluczenie z obliczeń detektorów #4, #21, #22 i #23 oraz zmniejszenie wielkości macierzy detektorów co uwzględnione zostało poprzez proporcjonalne zmniejszenie liczby rejestrowanych neutronów przez detektory diamentowe. Do testów użyto danych syntetycznych otrzymanych z symulacji pracy tokamaka dla scenariusza DT Q=10 (prąd plazmy 15 MA, pole magnetyczne 5.3 T, 500 MW mocy fuzji) i DT low (prąd plazmy 7.5 MA, pole magnetyczne 2.65 T, 23 MW mocy fuzji).

Założono, że kamera będzie składała się z detektorów diamentowych zawierających 30 pikseli w systemie in-port oraz scyntylatorów opartych na He-4 w systemie ex-port. Dla scenariusza DT Q=10 przeanalizowano czasy akwizycji danych: 10 ms, 20 ms i 50 ms. W przypadku mniej wydajnego scenariusza rozważano czasy pomiaru 100 ms i 200 ms. Wynik otrzymany metodą TR z macierzą pochodnej pierwszego rzędu dla DT Q=10 i 10 ms znajduje się na Rysunku a.16. Przykład profilu otrzymanego za pomocą metody MFI dla scenariusza DT low i 200 ms znajduje się na Rysunku a.17.

Wyniki rekonstrukcji i zmiany związane z modyfikacją kamery zależą od użytej metody, a także czasu akwizycji danych. W przypadku scenariusza DT Q=10 zaobserwowano przede wszystkim spadek dokładności rekonstrukcji na brzegach plazmy. Większy efekt obserwowany jest przy usuwaniu detektorów z kamery. W przypadku scenariusza DT low wnioski są podobne, a pogorszenie średniego błędu kwadratowego na poziomie 0.1. Aplikacja obu zmian w kamerze jednocześnie nie jest rekomendowana przez zespół projektowy ze względu na zbyt duże straty w dokładności rekonstrukcji.



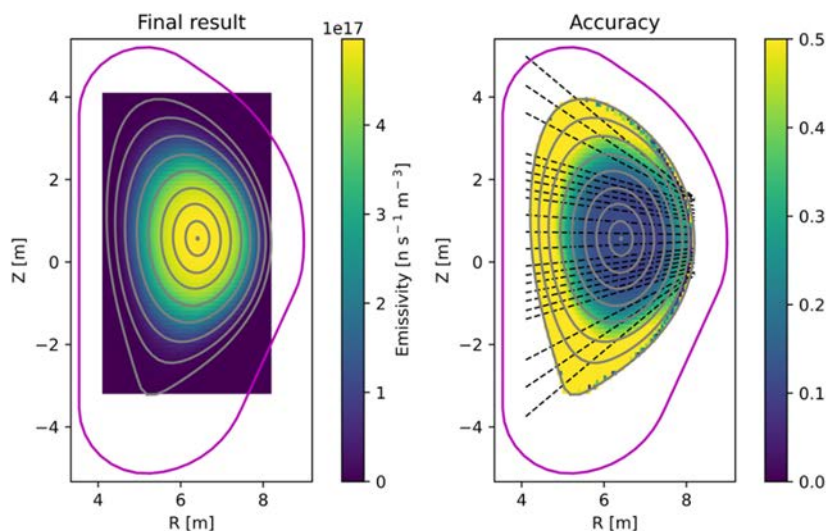
Rysunek a.16 Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie TR z macierzą pochodnej pierwszego rzędu dla scenariusza $DT Q=10$ i czasu akwizycji danych 10 ms.



Rysunek a.17 Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie MFI dla scenariusza $DT low$ i czasu akwizycji danych 200 ms.

Ostatnim zadaniem zespołu z IFPiLM było wykonanie analizy tomograficznej dla ostatecznej konfiguracji kamery. Finalny projekt Radialnej Kamery Neutronowej obejmuje 22 kolimatorów w dwóch układach: 16 Ex-

port i 6 In-port. Na końcu każdego kolimatora znajdować się będą trzy detektory – scyntylator plastikowy i gazowy oparty na He-4 oraz detektor diamentowy. Założenia uwzględniają redukcję kosztów diagnostyki. Wyniki obliczeń tomograficznych znajdują się na rysunku a.18. Dokładność otrzymana w centrum plazmy wynosi około 10%.



Rysunek 1. Zrekonstruowany rozkład emisyjności neutronów (strona lewa) oraz dokładność obliczeń (strona prawa) dla finalnego projektu Radialnej Kamery Neutronowej.

Konsorcjum przygotowało dokumentację potrzebną do wybudowania Radialnej Kamery Neutronowej na tokamaku ITER, a następnie poddana została recenzji przez Organizację ITER (IO) oraz Fusion for Energy (F4E). Wyjaśnienie wszystkich wątpliwości i poprawa dokumentów wymagała wielu dyskusji i dodatkowych obliczeń. Recenzenci uznali dokumentację za kompletną i pełnowartościową.

3.2 Faza 1 konsolidacji DONES

IFMIF-DONES (International Fusion Materials Irradiation Facility – DEMO-Oriented Neutron Source) jest obiektem projektowanym w celu generowania intensywnego strumienia neutronów, reprezentatywnego dla warunków przewidywanych w przyszłych reaktorach fuzyjnych. Jego główną misją jest napromienianie materiałów w środowiskach istotnych dla fuзии, aby wspierać kwalifikację i rozwój materiałów konstrukcyjnych dla systemów energetyki termojądrowej. Poza swoim podstawowym celem, akcelerator oferuje wyjątkowe możliwości do precyzyjnych badań eksperymentalnych niezwiązanych z fuзией. Techniki neutronowe są potężnymi narzędziami do badań i rozwoju w różnych dziedzinach nauki, medycyny i przemysłu.

Instytut uczestniczy w projekcie IFMIF-DONES od jego pierwszego etapu realizowanego w latach 2014-2017. Eksperci diagnostyki neutronów uczestniczyli następnie w fazie przygotowawczej DONES w latach 2019-2021, a obecnie zaangażowani są w budowę społeczności użytkowników DONES w fazie konsolidacji projektu. IFPILM pracuje zarówno nad programami eksperymentalnymi fuзии jądrowej oraz programami nie dotyczącymi syntezy jądrowej, koncentrując się na przemysłowym zastosowaniu unikalnego obiektu IFMIF-DONES. Ponadto pracownicy Instytutu wykonali analizy z zakresu nauk społecznych i humanistycznych oraz wspierali prace koordynacyjne, dzięki wiedzy i doświadczeniu Instytutu w roli Krajowego Punktu Kontaktowego EURATOM-Fusion.

Cele projektu IFMIF-DONES są kamieniem milowym na Europejskiej Mapie Drogowej Fuзии Jądrowej. Obejmują one zapewnienie ośrodka do testowania materiałów konstrukcyjnych demonstracyjnej elektrowni

termojądrowej (DEMO), a także przyszłych komercyjnych reaktorów, który będzie wykorzystany również do badań w sektorach takich jak przemysł, medycyna czy środowisko.

Długo przed 2018 rokiem, Europejska Mapa Drogowa Syntezy Jądrowej określiła IFMIF-DONES ośrodkiem testowania materiałów jako priorytet dla projektu i budowy DEMO. W 2018 r. IFMIF-DONES został wpisany na Europejską Mapę Drogową ESFRI a w 2019 r. uzyskał wsparcie finansowe dla fazy przygotowawczej ze strony EURATOM.

Program IFMIF-DONES obejmuje fazy:

- Walidacji (*Validation Phase 2012-2016*)
- Projektu i Inżynierii (*Design and Engineering Phase, 2015-2020, 2021-2027*)
- Wyboru Gospodarza (*Site Selection Process (2016-2018)*)
- Przygotowania (*Preparatory Phase 2019-2021*)
- Konstrukcji, instalacji, testowania i weryfikacji systemów (*Construction, Installation, Testing and Systems Commissioning Phase*)

Głównym celem fazy przygotowawczej było opracowanie projektu umowy międzynarodowego wdrożenia projektu dotyczącego infrastruktury DONES.

Projekt DONES ConP1 jest dwuletnią europejską inicjatywą następującą po fazie przygotowawczej DONES (DONES-Prep) i powiązaną z programem prac EURATOM. W projekcie DONES ConP1 uczestniczy dziesięć instytucji europejskich (IFMIF-DONES España, CEA, CIEMAT, ENEA, IFJ PAN, INFN, IFPiLM, KIT, RBI i UNIZAG FSB) wraz z kluczowymi obserwatorami z sektora technologii termojądrowych.

Projekt składa się z czterech pakietów zadaniowych:

1. Koordynacja i Upowszechnianie (*WP1: Coordination & dissemination*)
2. Upowszechnianie, rozwój i zaangażowanie społeczności naukowej i inżynierskiej użytkowników (*WP2: Outreach, development & engagement of scientific and engineering user community*)
3. Rozwój umów rzeczowych i partnerskich (*WP3: Development of in kind & partnering Agreements*)
4. Przygotowanie projektu do budowy (*WP4: Project Preparation for construction*)

W ramach wszystkich pakietów zadaniowych w trakcie projektu zrealizowano następujące cele:

- Zaplanowanie fazy operacyjnej i eksploatacyjnej, ze szczególnym uwzględnieniem wniosków z fazy przygotowawczej DONES Prep oraz zaangażowania innych obiektów UE w program.
- Przygotowanie programów eksperymentalnych dotyczących zastosowań termojądrowych, a także obszarów komplementarnych (np. fizyka jądrowa, medycyna, przemysł).
- Stworzenie i rozwój społeczności użytkowników infrastruktury IFMIF-DONES.
- Wspieranie partnerów programu IFMIF-DONES w planowaniu oraz procesie podejmowania decyzji, zwłaszcza w zakresie organizacji, kalkulacji kosztów i oceny ryzyka.
- Konsolidacja zasad i dokumentów dotyczących zarządzania programem IFMIF-DONES w celu stworzenia ram dla skutecznej i wydajnej współpracy między wszystkimi interesariuszami.
- Wspieranie partnerów na wczesnym etapie wdrażania zespołu projektowego oraz w okresie przejściowym do momentu udostępnienia funduszy.
- Ustanowienie skutecznych ram współpracy poprzez udoskonalenie strategii wkładu rzeczowego i zamówień partnerskich wśród zainteresowanych stron.
- Uaktualnienie dokumentacji dotyczącej finansowych, prawnych i organizacyjnych aspektów obiektu IFMIF-DONES podczas jego budowy, instalacji, uruchomienia i fazy operacyjnej.

IFPiLM w ramach projektu DONES ConP1 realizował następujące zadania:

1. Rozwój społeczności użytkowników naukowych i inżynierskich IFMIF-DONES

Zadanie realizowane w ramach pakietu roboczego WP2: Outreach, development and engagement of scientific and engineering user community.

1.1. Współudział w przygotowaniu konspektu programu eksperymentalnego badań związanych z fuzją jądrową

Zadanie dotyczyło przygotowania konspektu programu eksperymentalnego badań związanych z fuzją jądrową (DONES Fusion Experimental Programme). Prace nad raportem IFPiLM realizował pod kierownictwem KIT (Niemcy) we współpracy z CIEMAT (Hiszpania), ENEA (Włochy) i RBI (Chorwacja). Raport końcowy zawiera listę eksperymentów, ich wymagania i priorytety. Grupa badawcza, w której skład wchodzi IFPiLM, zbierała informacje na temat potrzeb badań materiałowych dla demonstracyjnego reaktora termojądrowego DEMO. W ramach zadania oceniane zostały podstawowe eksperymenty związane z materiałami konstrukcyjnymi wykonywane na małych próbkach, ale także możliwość wykorzystania obiektu do zaawansowanych eksperymentów z elementami reaktorów termojądrowych. Przeprowadzono ocenę możliwości zastosowania obiektu IFMIF-DONES w ramach innych projektów związanych z fuzją termojądrową uwzględniając ich potrzeby, wymagania oraz czas wykonania.

1.2. Współudział w przygotowaniu konspektu programu eksperymentalnego badań niezwiązanych z fuzją jądrową

Obiekt IFMIF-DONES ma na celu uzupełniać ofertę źródeł neutronów w Europie, której deficyt przewiduje się w nadchodzących latach, ze względu na zamknięcie kilku ośrodków badawczych. Zadanie w ramach projektu DONES-ConP1 koordynowane przez IFJ PAN (Kraków) polegało na przeanalizowaniu istniejącej listy eksperymentów komplementarnych oraz przygotowaniu programu eksperymentalnego. W realizacji zadania poza IFPiLM brały udział również: CEA (Francja), CIEMAT (Hiszpania), INFN (Włochy) i RBI (Chorwacja). Prace obejmowały analizę możliwości wykorzystania obiektu IFMIF-DONES do produkcji radioizotopów wykorzystywanych w medycynie, wykonania eksperymentów związanych z badaniami podstawowymi fizyki jądrowej oraz zastosowania w przemyśle. W ramach zadania przygotowane zostały koncepcje stanowisk eksperymentalnych, w których realizowane będą wybrane badania. Zespół z IFPiLM był zaangażowany głównie w przygotowanie części programu eksperymentalnego dotyczącego przemysłu. Zadanie obejmowało również utworzenie Grupy Użytkowników IFMIF- DONES wraz z Komitetem Naukowym Użytkowników. Organizowane były wydarzenia dla użytkowników w celu konsolidacji i rozszerzenia społeczności.

2. Tworzenie umów o charakterze rzeczowym i partnerskim

Zadanie realizowane w ramach pakietów roboczych WP1: Coordination & dissemination, WP3: Development of in-kind & partnering agreements oraz WP4: Project Preparation for construction

W ramach WP 1 Coordination IFPiLM przeprowadził ocenę działań zaplanowanych do realizacji w projekcie w kontekście społeczno-ekonomicznym, tzw. Analizę SSH. Miała ona na celu określenie możliwych działań w zakresie realizacji zadań przez koordynatora i partnerów odpowiedzialnych w pierwszym roku projektu. Analiza SSH służyła jako wskazówka do identyfikacji aspektów i działań SSH w projekcie oraz do oceny wpływu społeczno-ekonomicznego zadań, które partnerzy odpowiedzialni powinni rozważyć w ramach realizacji projektu. SSH to mapa działań i wskaźników umożliwiających uwzględnienie nauk społecznych i ekonomicznych w realizacji zadań, dostarczanie produktów końcowych i raportowanie kamieni milowych planowanych do osiągnięcia. Analiza SSH nie określała metodologii wyceny ani narzędzi wdrażania proponowanych do wdrożenia działań SSH. Liczba i jakość wyników przeprowadzonych ocen będą stanowić wskaźniki wpływu społeczno-ekonomicznego projektu. Analiza SSH nie wskazuje harmonogramu realizacji ani miejsca dostarczenia wskaźników SSH. Analiza wskazywała proponowane działania, głównie z dziedziny nauk ekonomicznych, zarządczych, prawa i finansów, które należy rozważyć w celu zwiększenia pozytywnego wpływu wdrożenia działań zaplanowanych w projekcie, oraz identyfikacji elementów istotnych dla osiągnięcia celów projektu. Analiza dotyczyła całego okresu trwania działania, ale odnosiła się wyłącznie do działań zaplanowanych w Planie Pracy na Rok 1 i nie uwzględniała aktualizacji Planu Pracy na Rok 2. Zakres analizy

objął wszystkie podzadania i rekomendacje w odniesieniu do działań adresowane do wszystkich uczestników projektu: koordynatora oraz Uczestników. Analiza umożliwiła identyfikację wskaźników i mierników efektywności wszystkich kategorii działań realizowanych w projekcie. Jak wynika z rekomendacji, wyniki powinny zostać zebrane w formie Raportu oceny wybranych, aspektów wymaganych w ramach koordynacji grup zadaniowych w dostarczaniu kamieni milowych (milestones) i dostaw (deliverables).

W kolejnych krokach opracowane zostały szczegółowe działania następcze związane z rezultatami pakietów roboczych. Aby rozwinąć tę współpracę, w ramach Zadania 1, Podzadanie 2 Upowszechnianie (WP 1 Project Dissemination), zaplanowano opracowanie różnych narzędzi: wewnętrzna strona internetowa, sekcja w biuletynie IFMIF-DONES, okresowe raporty z postępów w realizacji projektu. W 2024 r. ustanowiono stronę internetową projektu oraz newsletter, a od 2023 informacje o projekcie są regularnie publikowane w mediach społecznościowych, na konferencjach oraz podczas warsztatów. Został również zrealizowany film o projekcie, w którego produkcji IFPILM aktywnie uczestniczył dostarczając swój wkład.

W podsumowaniu z realizacji WP1, Koordynator przedstawił wyniki realizacji wybranych zadań i dostaw:

W ramach *T1.1. Project Coordination* zidentyfikowano kluczowe wskaźniki sukcesu:

- Struktura zarządzania operacyjnego
- 21 spotkań Zespołu Zarządzającego + 5 Walnych Zgromadzeń Rady Zarządzającej
- Wdrożenie kwartalnego systemu raportowania
- Uruchomienie scentralizowanego repozytorium
- Realizacja wszystkich zamierzonych celów i kamieni milowych
- Nawiązanie współpracy z programem DONES

W ramach *T1.1. Project Coordination* zidentyfikowano lekcje do nadrobienia:

- Waga regularnej koordynacji
- Wartość systemu monitorowania wskaźników (KPI system for tracking)
- Centralne repozytorium dokumentów w celu zacieśniania współpracy
- Znaczenie koordynacji wewnątrz projektu dla wzmocnienia programu

W ramach *D1.3 Impact from and on DONES Programme activities uszło się osiągnąć:*

- Realizacja misji: Zapewnienie współpracy i zapobieganie powielaniu w ramach Programu DONES
- Zastosowanie metodyki: Systematyczny przegląd dokumentów, konsultacje z interesariuszami, analiza porównawcza zadań
- Ustalenie zakresu: Analiza wszystkich trwających i przyszłych projektów związanych z programem DONES oraz utworzenie ekosystemu programu DONES
- Realizacja programu badawczego DONES: 38 rozpraw doktorskich zidentyfikowanych w wielu instytucjach, 7 ukończonych (2022-2024), 29 w trakcie realizacji, wiodące instytucje: Uniwersytet w Granadzie (23 rozprawy), współpraca międzynarodowa z KIT, UNED i in.
- Ustalenie obszarów badań: Fizyka jądrowa, Inżynieria, Materiałoznawstwo, Analiza bezpieczeństwa, Zastosowania sztucznej inteligencji

W ramach *D1.3 Impact from and on DONES Programme activities udało się ustalić:*

- Obszary komplementarne (DONES ConP1: Ramy strategiczne, organizacyjne i regulacyjne)
- Projekty techniczne: Rozwój komponentów, walidacja, optymalizacja
- Możliwości współpracy (zarządzanie danymi, protokoły bezpieczeństwa, rozwój społeczności użytkowników)
- Synergie w obszarach: integracja danych (wyniki techniczne projektu → Plan dostępu i zarządzania danymi), *Bezpieczeństwo* i licencje (rozwój technologiczny → Ramy regulacyjne), *Spółeczność użytkowników* (społeczność IFMIF → maksymalizacja wszystkich efektów projektu), *Standardy testowania* (Protokoły akceptacji → Walidacje techniczne)

W ramach *D1.3 Impact from and on DONES Programme activities* udało się wypracować rekomendacje dla całego projektu:

- Działania krótkoterminowe: Powołanie Wspólnego Komitetu Technicznego ds. harmonizacji specyfikacji, utworzenie Centralnego repozytorium dokumentacji, powołanie interfejsu do integracji projektów
- Działania długoterminowe: Ustawienie kompletnych systemów monitorowania, Zintegrowanego systemu zarządzanie ryzykiem, Skoordynowanej strategii rozpowszechniania

Jednym z celów WP3: *Development of in kind & partnering Agreements* było nabycie wiedzy na temat specyfikacji zamówień wymagających podpisywania umów opracowywanych w ramach programu DONES (D3.1 *Procurement Agreements*). Niezbędne było uzgadnianie i zatwierdzenie strategii testów akceptacyjnych dla każdego zamawianego sprzętu. Zadanie to polegało na doradztwie w zakresie tej strategii w oparciu o wcześniejsze doświadczenia każdego z partnerów, w wyniku czego opracowany został Raport techniczny dotyczący Strategii Testów Akceptacyjnych w DONES (D3.4 *Strategy of Acceptance Tests*).

W ramach WP3: *Development of in-kind & partnering agreements* członkowie konsorcjum wraz z partnerami nabywali wiedzę na temat wymagań specyfikacji zamówień publicznych dotyczących podpisywania umów opracowywanych w ramach programu DONES. Zrealizowano szereg uzgodnień i zatwierdzono strategię testów akceptacyjnych dla każdego zamawianego sprzętu (Raport techniczny dotyczący Strategii Testów Akceptacyjnych w DONES (D3.4 *Strategy of Acceptance Tests*)). W ramach zwiększania liczby krajów i instytutów uczestniczących w programie DONES, albo jako potencjalnych darczyńców na etapie budowy w postaci wkładów rzeczowych, albo do rozwijania zdolności eksperymentalnych na etapie eksploatacji, rozwijana była współpraca z partnerami (D3.5 *Interaction with possible partners*). Zadanie uwzględniało wizyty w potencjalnych krajach partnerskich w celu zrozumienia ich możliwości i zainteresowań oraz wniesienia wkładu w zdefiniowanie Strategii Testów Akceptacyjnych. W ramach uwzględniania w projekcie wiedzy i doświadczeń podobnych infrastruktur badawczych (RI) w zakresie zarządzania (D.3.6 *Commercial and IKC experience from similar RI's on IKC management*), IFPILM, równolegle z koordynatorem brał udział w wymianie wiedzy i doświadczeń z przedstawicielami największych infrastruktur badawczych w Europie (ESS, XFEL, LIPAc, ITER, CERN, FAIR). Koordynator zawęził wymianę wiedzy do ESS, XFEL oraz LIPAC i przygotował podsumowanie z uwzględnieniem wyzwań i zaleceń dotyczących zarządzania IKC (D.3.3 *Summary of the Commercial and IKC experience from similar RI's on IKC management*).

W ramach WP4 *Project Preparation for construction*, została przeprowadzona aktualizacja całej niezbędnej dokumentacji przygotowanej na etapie uruchamiania Programu DONES, w celu jej konsolidacji na potrzeby właściwej realizacji prac przez Zespół Projektowy w fazach budowy, instalacji i uruchomienia. Instytut wspierał koordynatora w organizacji Zespołu Programowego poprzez dzielenie się doświadczeniami zdobytymi w czasie uczestnictwa w projektach o podobnym charakterze oraz udzielał wsparcia w aktualizacji planu zatrudnienia DONES zawierającego liczbę pracowników, kluczowe umiejętności, schemat organizacyjny oraz organizacja zespołu programowego. W wyniku wspólnych działań, w tym z udziałem IFPILM, dostarczono dwa rezultaty D4.1: *Update of the DONES Project Organisation for the Construction Phase* oraz D4.3: *Update of the DONES Programme Organisation for the Integrated Installation & Commissioning Phase*. IFPILM brał udział w analizach Raportu Technicznego którego celem jest uruchomienie Kamienia Milowego 5 - Porozumienie w sprawie Organizacji DONES dla Fazy Budowy i Zaktualizowanego Harmonogramu. W wyniku uzgodnień osiągnięto porozumienie w sprawie dwóch dokumentów: propozycji Organizacji Zespołu Programowego (D.4.1. *Programme Team Organisation*) dla późniejszych etapów Fazy Budowy oraz zaktualizowanego Harmonogramu Projektu (*Updated Project Schedule*).

W ramach WP4 *Project 'Preparation for construction'* Koordynator dokonał przeglądu i aktualizacji dokumentów projektowych w celu zapewnienia ich kompletności, spójności i aktualności. We współpracy z partnerami projektu dostarczono zaktualizowane narzędzie zarządzania projektem zawierające szablony wszystkich dokumentów (4.3. *Update CODA*) obejmujące kompleksowe zestawienie wszystkich prac wykonanych w latach 2024–2025 w celu zapewnienia kompletności, spójności i aktualności dokumentów

CODA, a obejmujących elementy takie jak: Harmonogram (DONES Schedule Management Plan (DSMP)), Ocena ryzyka (DONES Risk Management Plan (DRMP)), Szacowanie kosztów (Value Estimates for DONES Programme Phases), Plan zarządzania programem DONES (DONES Programme Management Plan (DPMP)), Zintegrowany plan instalacji i uruchomienia (Integrated Installation and Commissioning Plan (ICP)).

W ramach Zadania *T.4.3 Safety and licensing* Koordynator we współpracy z partnerami dostarczył raport na temat zapotrzebowania w zakresie transportu ze strony infrastruktury (D.4.2 Transport needs to the suport facilities), bezpieczeństwa transportu materiałów napromieniowanych (D4.3.1 Transport of irradiated materials to suport facilities) oraz raport na temat wymagań licencyjnych dotyczących eksperymentów (D4.3.2 Update of licensing requirements to include needs of complementary experiments).

Infrastruktura IFMIF-DONES podzielona została na trzy części: komorę testową (TC - Test Cell), pokój do eksperymentów komplementarnych z wykorzystaniem skolimowanej wiązki neutronów (CNB-DONES – Collimated Neutron Beam) i obszar eksperymentów z pomiarem czasu przelotu (TOF-DONES – Time-of-Flight). Komora testowa przeznaczona jest do irradacji materiałów przygotowywanych do użycia w demonstracyjnym reaktorze termojądrowym. Podstawowym modulem, w którym przeprowadzane będą badania, jest Wysokostrumieniowy Moduł Testowy (HFTR – High Flux Test Module). Moduł ten znajdował się będzie bezpośrednio za źródłem neutronów, co zapewni maksymalne warunki napromieniowania. Moduł HFTR zawierał będzie aż 32 miejsca, w których będą umieszczone kapsuły z próbkami do badań. Program eksperymentalny uwzględnia materiały przeznaczone do budowy elementów w komorze reaktora DEMO takich jak breeding blanket (układ do produkcji trytu), divertor czy limiter. Jednym z podstawowych celów wykorzystania kapsuł będzie napromieniowanie, testowanie i licencjonowanie stali ferrytyczno-martenzytycznych o obniżonej aktywności promieniotwórczej (RAFM - Reduced Activation Ferritic-Martensitic steels) takich jak EUROFER97 oraz F82H. Lista próbek zawiera również stal ODS, HT-EUROFER, stopy CuCrZr, Cu, ODS-Cu oraz materiały kompozytowe Cu/W, wolfram (W), spiekane stopy wolframu (SPW), wolfram nanoszony metodą natrysku plazmowego (PSW) oraz spawanie różnych materiałów stosowanych w technologiach fuzyjnych (np. RAFM–stal nierdzewna, RAFM–ceramika). Planowane jest również wykorzystanie innych modułów testowych do badania i kwalifikowania segmentów układów do produkcji trytu, kluczowej technologii dla pomyślnego wdrożenia fuzyji jako źródła energii, zachowania się przyrządów i innych istotnych zjawisk, których wystąpienia można się spodziewać w środowisku reaktora. Pełna lista modułów znajduje się poniżej:

- BLUME (Blanket fUunctional Materials module)
- In-situ Ceramic Breeder Irradiation Module (ICBIM) formerly known as Tritium Release Test Module
- Liquid Breeder Validation Module (LBVM)
- Water-Cooled Lead Lithium Test Breeding Unit (WCLL-TBU)
- Dual-coolant Lead Lithium Test Breeding Unit (DCLL-TBU)
- Model Blanket Module - First Wall (MBM-FW)
- Creep Fatigue Test Module (CFTM)
- Instrumentation Irradiation and Diagnostics Irradiation Module (IIDIM)

W ramach programu niefuzyjnego przygotowano listę eksperymentów wykonywanych w CNB-DONES i TOF-DONES. Mogą one zostać przeprowadzone w dowolnym momencie trwania kampanii napromieniowania w TC. Eksperymenty planowane w CNB-DONES to:

- Produkcja izotopów bogatych w neutrony do badań podstawowych fizyki jądrowej
- Aktywacja neutronowa dla astrofizyki
- Badania rozpraszania neutronów przy użyciu wiązek moderowanych
- Obrazowanie i tomografia neutronowa
- Napromieniowanie elektroniki szybkimi neutronami

- Badania zachowania nadprzewodników wysokotemperaturowych (HTS) pod wpływem promieniowania neutronowego
- Rozwój terapii medycznych opartych na naświetlaniu neutronami szybkimi
- Produkcja izotopów

W części TOF-DONES dostępna będzie wiązka deuteronów wykorzystywana do:

- Pomiaru przekrojów czynnych reakcji indukowanych deuterem
- Spektroskopia rzadkich izotopów wytworzonych w wyniku rozszczepienia indukowanego deuteronami (aktynowców) z magnetyczną separacją produktów rozszczepienia
- Badania struktur jądrowych z wykorzystaniem reakcji rezonansowych

Wiązka neutronów o zdefiniowanej energii w TOF-DONES posłuży do eksperymentów związanych z:

- Pomiaru przekrojów czynnych w reakcjach wychwytu neutronów dla technologii jądrowych (rozszczerzenie, fuzja, dozymetria, gospodarka odpadami), np. reakcje z listy priorytetowej NEA/OCDE
- Pomiaru danych jądrowych dla astrofizyki jądrowej: (n, γ) , (n, p)
- Pomiaru danych jądrowych dla fuzji: materiały konstrukcyjne i chłodziwa: dane reakcji neutronowych dla izotopów ^{16}O , Fe i Zr; osłony i hodowla trytu: izotopy ^6Li , ^9Be , ^{16}O , ^{52}Cr , ^{58}Ni oraz W
- Pomiaru reakcji rozszczepienia indukowanego neutronami
- Pomiaru całkowitych przekrojów czynnych na oddziaływanie z neutronami
- Eksperymentami rozpraszania nieelastycznego neutronów
- Badaniem struktury jądra przy użyciu neutronów jako sond
- Dozymetrią neutronową i badaniem odpowiedzi detektorów
- Neutronową analizą aktywacyjną opartą na promieniowaniu natychmiastowym (PGAA) i obrazowaniem neutronowym
- Eksperymentami wzorcowymi i osłonowymi
- Pomiarami stosunku izomerów powstających w reakcjach indukowanych neutronami oraz emisji opóźnionego promieniowania gamma.

Zespół z IFPiLM skupiał się w swojej pracy nad zastosowaniem przemysłowym IFMIF-DONES. W ramach drugiego pakietu zadaniowego zrealizowano zadania:

- Identyfikacja technik eksperymentalnych opartych na neutronach do zastosowań przemysłowych.
- Opracowanie listy wymagań dotyczących integracji tych technik z projektem bazowym DONES.
- Analiza potencjalnych użytkowników i interesariuszy eksperymentów neutronowych w celu zwiększenia zaangażowania społeczności w naukowe i przemysłowe zastosowania IFMIF-DONES.
- Przygotowanie listy kontaktów potencjalnych użytkowników.
- Przeprowadzenie działań informacyjnych w celu zebrania zainteresowań i wymagań interesariuszy.

Dzięki tym wysiłkom Instytut przyczynił się do zwiększenia znaczenia przemysłowego IFMIF-DONES i zaangażowania nowych użytkowników.

Opracowane techniki eksperymentalne zostały przedstawione podczas 3. Warsztatu Użytkowników DONES we wrześniu 2024 roku. Ponadto kilka z tych propozycji eksperymentalnych było następnie omawianych w kontekście zastosowań przemysłowych podczas 2. spotkania DONES ConP1 w październiku 2025 roku.

Poniżej przedstawiono podsumowanie proponowanych technik analitycznych opartych na neutronach:

- Neutronowe rozpraszanie pod małym kątem (SANS - Neutron Small Angle Scattering): SANS bada strukturę cieczy i ciał stałych w skali długości od nano do mikro. Może być wykorzystany do testów płynów przy wysokich ciśnieniach i temperaturach [Ji et. al. Measurement 235 (2024) 114997], badania właściwości magnetycznych materiałów [Ukleev et, al. Physical Review Research, (2022) 4,023239] oraz badania właściwości cząstek lipidowych [Singh et. al. Nature Communications (2023) 14:8050].

- Dyfrakcja neutronów (Neutron Diffraction, ND): bada strukturę atomową i/lub magnetyczną materiałów. Może być wykorzystywana do usprawniania procesu produkcji szkła [Peterson et al. J. Am. Ceram. Soc. (2019) 102 1495], badanie dyfrakcji neutronów w stopach stali o wysokiej entropii [Pramote et. al. Materials Characterization (2024) 212 113980], analizy wydajności, trwałości i bezpieczeństwa ogniw litowo-jonowych [Petz et. al. Batteries & Supercaps (2021), 4, 327 – 335].
- Obrazowanie neutronowe, tomografia i radiografia (Neutron Imaging, Tomography and Radiography, NITR): NITR to nieniszczące techniki, które pozwalają zajrzeć do wnętrza materiałów i zbadać zachodzące w nich procesy. Techniki te wykorzystywane są między innymi: badania brązów archeologicznych [Ryzewski et al. Physics Procedia, (2013), 43 343 – 351] oraz analizy rozkładu wilgoci w betonie w wysokiej temperaturze [Dauti et. al. Cement and Concrete Research, (2018) 111, 41-55].
- Reflektometria neutronowa (Neutron Reflectometry, NR): NR jest techniką analizy powierzchni, struktury międzyfazowej i składu. Może być wykorzystywane do badania interakcje leków i systemów dostarczania leków z błoną biologiczną [Caselli et. al. Advances in Colloid and Interface Science (2024), 325, 103120], prowadzenia badań nad rozwojem materiałów magnetycznych i urządzeń opartych na cienkich warstwach [Book et. al. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 1023 (2022) 165970], a także do badania wpływu helu na strukturę i stabilność nanokopozytów np. W/Ta [Chen et al. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, B (2021), 504, 43–49].
- Produkcja izotopów np. ^{85}Kr (detektory szczelności i pomiar grubości), ^{192}Ir (radiografia), ^{60}Co (sterylizacja, kontrola jakości w hutnictwie).
- Domieszkowanie krzemu neutronami (NTD-Si) - w przemyśle NTD-Si wykorzystywany do produkcji bardzo jednorodnych i stabilnych elektrycznie elementów mocy, takich jak tranzystory, diody i tyrystory stosowane m.in. w energetyce, napędach i systemach wysokich napięć.

Przygotowanie programów eksperymentalnych wymagało również rozwiązania problemów technologicznych. Na podstawie osiągnięć wszystkich grup badawczych powstał raport zawierający fuzyjny program eksperymentalny.

Fuzyjny program eksperymentalny (DONES Fusion) tworzy spójne i technicznie zweryfikowane ramy dla europejskiej strategii napromieniania materiałów demonstracyjnego reaktora termojądrowego. Łączy wiedzę o warunkach pracy komponentów, priorytetyzację materiałów opartą na dowodach oraz solidną metodologię projektowania eksperymentów, zapewniając, że planowane kampanie napromieniania odpowiadają kluczowym potrzebom DEMO i przyszłych systemów fuzyjnych.

Raport pokazuje, że obiekt DONES, a w szczególności High Flux Test Module (HFTM), może zapewnić odpowiednie środowisko neutronowe do wytworzenia reprezentatywnych uszkodzeń 14 MeV w materiałach konstrukcyjnych i funkcjonalnych. Analiza rozkładu strumienia neutronów oraz uszkodzeń radiacyjnych (dpa -displacements per atom) pozwala określić zakresy szybkości uszkodzeń, temperatury i fluencji w objętości testowej. Wyniki te stanowią podstawę do kwalifikacji materiałów i optymalizacji kampanii eksperymentalnych. Ważnym osiągnięciem jest opracowanie ilościowego, przestrzennie rozdzielonego opisu pola uszkodzeń w HFTM i przekształcenie go w ramy operacyjne kampanii. Wprowadzenie koncepcji flip-and-average dla kapsuł z próbkami umożliwia bardziej jednorodny rozkład dawki i poprawia porównywalność próbek. Połączone z uporządkowanymi schematami układania próbek, podejście to zapewnia efektywne wykorzystanie dostępnej objętości wysokostrumieniowej przy zachowaniu znaczenia naukowego.

Strategicznie program integruje naukę o materiałach, technologię jądrową i projektowanie inżynierskie w jednolity proces decyzyjny. Logika ustalenia priorytetów – uwzględniająca potrzeby komponentów, dojrzałość materiałów i możliwości testowe – tworzy przejrzystą i powtarzalną ścieżkę od wymagań DEMO do zadań napromieniania w DONES. To znaczący postęp w stosunku do wcześniejszych, bardziej fragmentarycznych podejść.

Raport podkreśla mocne strony podejścia:

- silne powiązanie między modelowaniem fizycznym a realizacją eksperymentalną,
- ustandaryzowany układ próbek i skrzynek zapewniający porównywalność kampanii,
- zweryfikowany łańcuch obliczeniowy łączący dane o polu neutronowym z kwantyfikacją uszkodzeń i optymalizacją kapsuł.

Jednocześnie wskazano ograniczenia wymagające dalszej uwagi, m.in. ograniczoną przestrzeń dla niektórych kapsuł, logistykę obsługi zdalnej oraz potrzebę narzędzi do zarządzania dużą ilością danych eksperymentalnych. Konieczne będzie też ciągłe porównywanie przewidywań modeli z pomiarami eksperymentalnymi w celu wzmocnienia zdolności predykcyjnej programu.

Kolejna faza programu skupi się na wdrożeniu i udoskonaleniu pierwszych kampanii napromieniania, w tym finalizacji zestawów próbek, weryfikacji przydziału temperatur oraz walidacji pola szybkości uszkodzeń w 3D (symulacyjnie, a później eksperymentalnie). Wnioski z wczesnych kampanii posłużą do skalowania testów dla pełnych komponentów DEMO i będą bezpośrednio zasilać europejskie bazy danych materiałowych i kody projektowe.

Badania prowadzone przez naukowców z IFPiLM nad źródłem neutronów IFMIF-DONES zostały opublikowane w czasopiśmie Nuclear Fusion (publikacje uwzględniono na liście w sekcji 2 e)).

Przygotowanie niefuzyjnego programu działań eksperymentalnych wymaga opracowania w pierwszej kolejności projektu obszarów komplementarnych dla infrastruktury. Obecnie TOF-DONES rozwijany jest na poziomie koncepcyjnym. Obejmuje to:

- określenie toru wiązki z odchyłoną frakcją 0,1% głównej wiązki deuteronów,
- charakterystyki czasowe,
- optykę wiązki wymaganą do prawidłowej kolimacji wiązki,
- wstępne koncepcje dotyczące celu produkcji neutronów.

Obecnie rozważany jest grafitowy konwerter neutronów. Konstrukcja betonowa zapewni odpowiednie ekranowanie stanowisk pomiarowych i przyległych obszarów. Planowane są różne linie prowadzenia wiązek neutronowych o różnych długościach, aby zapewnić przestrzeń dla różnych stanowisk eksperymentalnych.

4 Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy

4.1 Badania eksperymentalne procesów zachodzących w plazmie laserowej w laboratorium LLWM i innych ośrodkach laserowych

Wstęp

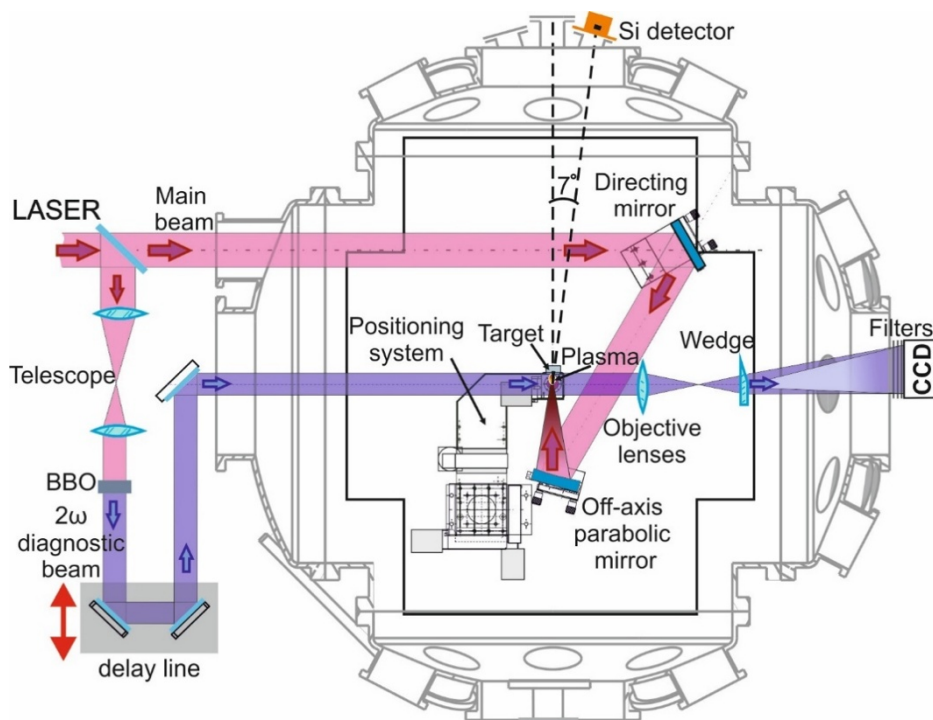
W 2025 roku w Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy (LLWM) realizowano badania z zakresu oddziaływań impulsów laserowych z materią dla różnych warunków oświetlenia tarczy oraz konfiguracji parametrów lasera. Równolegle prowadzono działania modernizacyjne i serwisowe ukierunkowane na zapewnienie prawidłowego funkcjonowania systemu oraz poprawę jego parametrów eksploatacyjnych. Prowadzone prace obejmowały między innymi:

1. **Badania interferometryczne ekspansji plazmy generowanej z tarcz stałych przez impuls femtosekundowy:** Badania były związane z generacją strumieni plazmy wywołanych oddziaływaniem femtosekundowego impulsu laserowego z tarczą stałą. Celem eksperymentu była wizualizacja oraz określenie charakteru ekspansji plazmy w zależności od warunków oświetlania tarczy. Główną diagnostyką był jednokadrowy interferometr wyposażony w regulowaną linię opóźniającą, umożliwiający rejestrację interferogramów dla różnych czasów ekspansji plazmy.
2. **Prace modernizacyjne i serwisowe:** Działania te miały na celu podtrzymanie prawidłowej pracy układu laserowego, a także poprawę i weryfikację jego aktualnych parametrów, ocenę stabilności oraz możliwości operacyjnych. Uzyskane wyniki stanowiły podstawę do planowania dalszych eksperymentów oraz optymalizacji przyszłych kampanii pomiarowych.

Ad. 1 Badania interferometryczne ekspansji plazmy generowanej przez impuls femtosekundowy z tarcz stałych

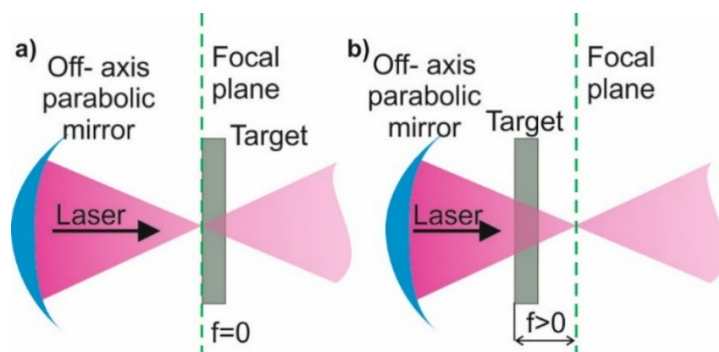
Oddziaływanie femtosekundowych impulsów laserowych z tarczami stałymi stwarza istotny potencjał w zakresie generacji wysokoenergetycznych strumieni cząstek, co jest przedmiotem szczególnego zainteresowania w badaniach nad inercyjną syntezą termojądrową, modelowaniem procesów astrofizycznych oraz w zastosowaniach przemysłowych i medycznych, takich jak implantacja jonów czy terapia hadronowa. Interferometria stanowi efektywne narzędzie do wizualizacji procesów ekspansji strumieni plazmy, umożliwiając uzyskanie informacji o ich rozkładach przestrzenno-czasowych z wysoką rozdzielczością przestrzenną i czasową.

Badania przeprowadzone w LLWM były ukierunkowane na analizę charakteru ekspansji plazmy w różnych warunkach eksperymentalnych, ze szczególnym uwzględnieniem wpływu zmiany średnicy plamki laserowej na powierzchni tarczy. W eksperymentach wykorzystywano tarcze aluminiowe: zarówno masywne o grubości 5 mm, jak i cienkie folie o grubości 3 μm . Podstawowym układem diagnostycznym był jednokadrowy interferometr wyposażony w regulowaną linię opóźniającą, umożliwiający rejestrację obrazów plazmy na wybranych etapach jej ekspansji. W przypadku eksperymentów z wykorzystaniem folii dodatkowo zastosowano diagnostykę jonową przy użyciu półprzewodnikowego detektora krzemowego. Na Rysunku 1 przedstawiono schemat komory eksperymentalnej wraz z rozmieszczeniem diagnostyk.



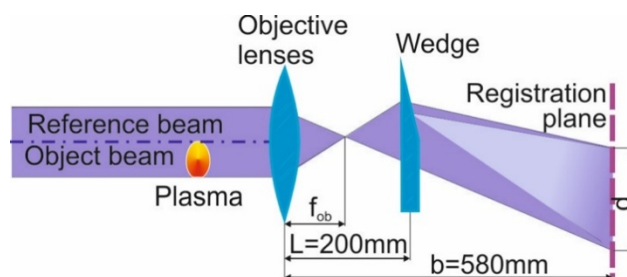
Rys.1 Schemat komory eksperymentalnej wraz z diagnostyką interferometryczną oraz jonową.

Źródłem impulsów femtosekundowych był układ lasera tytanowo-szafirowego wykorzystujący technikę wzmacniania impulsów „chirped pulse amplification” (CPA), generujący impulsy o energii ok. 280 mJ i długości fali 810 nm. Impulsy laserowe były ogniskowane na tarczy za pomocą pozaosiowego zwierciadła parabolicznego. Średnica plamki laserowej d_L zależała od położenia tarczy względem płaszczyzny ogniska zwierciadła parabolicznego. W przypadku umieszczenia powierzchni tarczy w płaszczyźnie ogniska średnica plamki wynosiła 15 μm , natomiast przy przesunięciu tarczy o 150 μm w kierunku zwierciadła zwiększała się do 50 μm . Rysunek 2 przedstawia położenie tarczy względem płaszczyzny ogniskowej dla różnych wartości średnicy plamki laserowej.



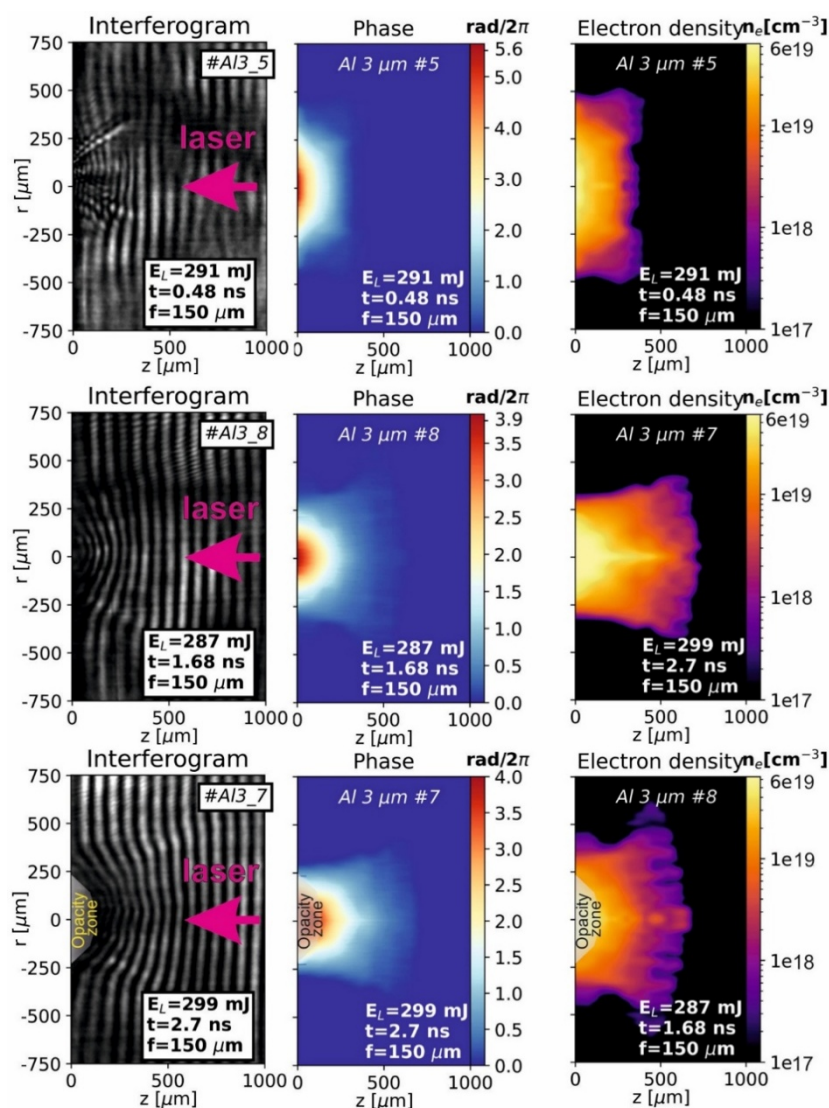
Rys. 2 Położenie tarczy: (a) powierzchnia tarczy znajduje się w płaszczyźnie ogniskowej ($f = 0$), co odpowiada średnicy plamki laserowej $d_L = 15 \mu\text{m}$; (b) powierzchnia tarczy znajduje się poza płaszczyznę ogniskową ($f = 150 \mu\text{m}$), co odpowiada średnicy plamki laserowej $d_L = 50 \mu\text{m}$;

Interferometr zastosowany w badaniach był typu folding-wave [A. Kasperczuk and T. Pisarczyk, Optica Applicata, 31, 3, 571 (2001)], a jego schemat optyczny przedstawiono na Rysunku 4.



Rys. 3 Schemat optyczny interferometru typu folding-wave.

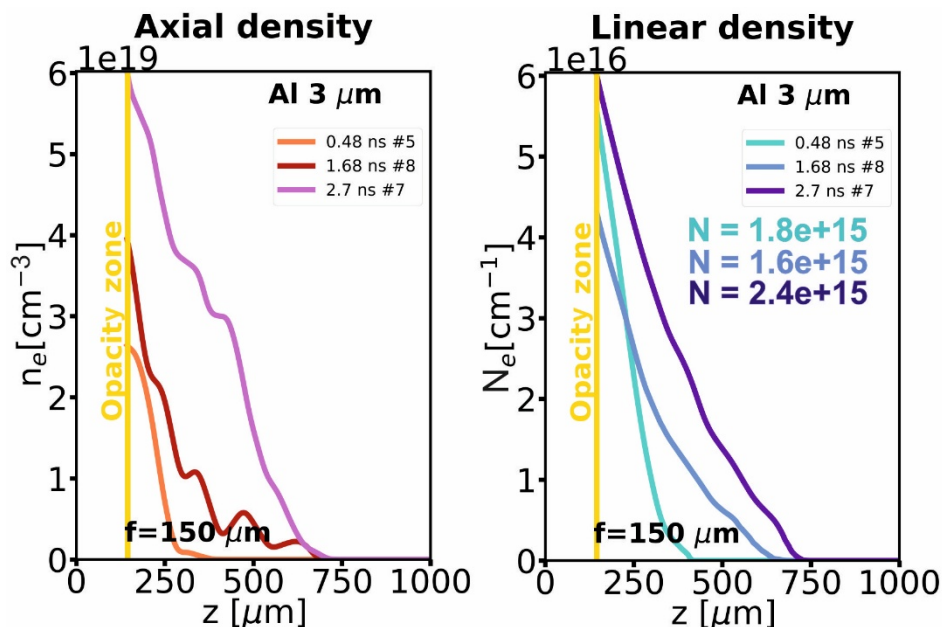
Jako wiązkę diagnostyczną do pomiarów interferometrycznych wykorzystano część wiązki głównej generowanej przez układ lasera tytanowo-szafirowego, której średnicę zredukowano z 50 mm do 20 mm. Wiązka ta została przekształcona w drugą harmoniczną ($\lambda = 406$ nm) w kryształach boranu baru beta (BBO), co pozwoliło uzyskać końcową energię 9 mJ.



Rys. 4 Interferogramy oraz rozkłady fazy i koncentracji elektronowej dla czasów ekspansji: (a) 0,48 ns, (b) 1,68 ns i (c) 2,7 ns uzyskane dla średnicy plamki lasera $d_L = 15$ μ m i folii aluminiowej o grubości 3 μ m

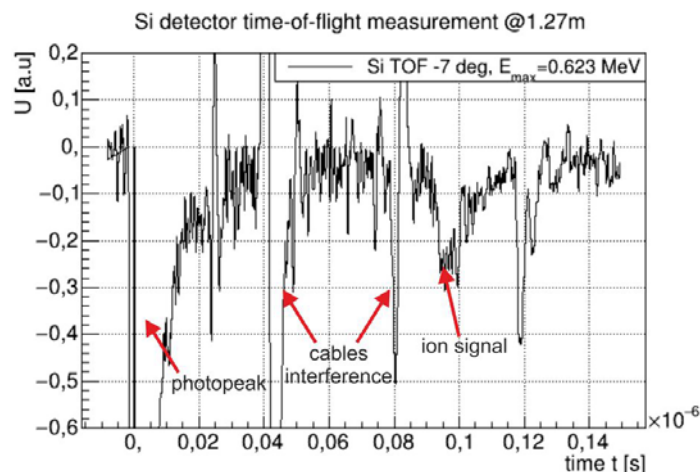
Połowa wiązki diagnostycznej pełni rolę wiązki przedmiotowej i przechodzi przez plazmę generowaną na tarczy, w wyniku czego ulega przesunięciu fazowemu. Druga połowa wiązki omija obszar plazmy i służy jako

wiązka odniesienia. Nałożenie wiązki odniesienia na wiązkę przedmiotową za pomocą klina optycznego pozwalało uzyskać prążki interferencyjne, które były rejestrowane kamerą CCD w postaci interferogramów. Pomiary przeprowadzono z użyciem obiektywu o ogniskowej 120 mm oraz powiększeniu 4,9. Wybrane interferogramy zostały poddane analizie, w wyniku której uzyskiwane zostały rozkłady fazy, a następnie na ich podstawie obliczone zostały rozkłady koncentracji elektronowej a także profile koncentracji osiowej i liniowej oraz całkowita liczba elektronów. Przykładowe wyniki dla folii aluminiowej o grubości 3 μm przedstawiono na Rysunku 4 i 5.



Rys. 5 Profile koncentracji osiowej i liniowej uzyskane dla średnicy plamki lasera $d_L = 15 \mu\text{m}$ i folii aluminiowej o grubości 3 μm

W przypadku pomiarów z cienkiej folii dodatkową diagnostyką był półprzewodnikowy detektor krzemowy, który umożliwiał określenie prędkości jonów. Detektor został umieszczony za tarczą w odległości 1,27 m oraz pod kątem 7° względem normalnej do powierzchni tarczy, aby zarejestrować strumień jonów wydostający się z jej tylnej powierzchni. Maksymalną prędkość jonów wyznaczono na podstawie czasu, w którym sygnał został po raz pierwszy zarejestrowany. Odpowiedź detektora, przedstawiona na Rysunku 6, jest proporcjonalna zarówno do liczby cząstek, jak i ich energii. Maksymalna energia jonów wyniosła 0,623 MeV.



Rys. 6 Czasowy rozkład sygnału jonowego zarejestrowany przez półprzewodnikowy detektor krzemowy

Ad. 2 Prace modernizacyjne i serwisowe

Działania modernizacyjne ukierunkowane były na zwiększenie niezawodności systemu oraz poprawę jego parametrów użytkowych. Obejmowały one:

a) **Modernizację modułu sterowania układem zwierciadeł wiązki pompującej w oscylatorze Mantis:**

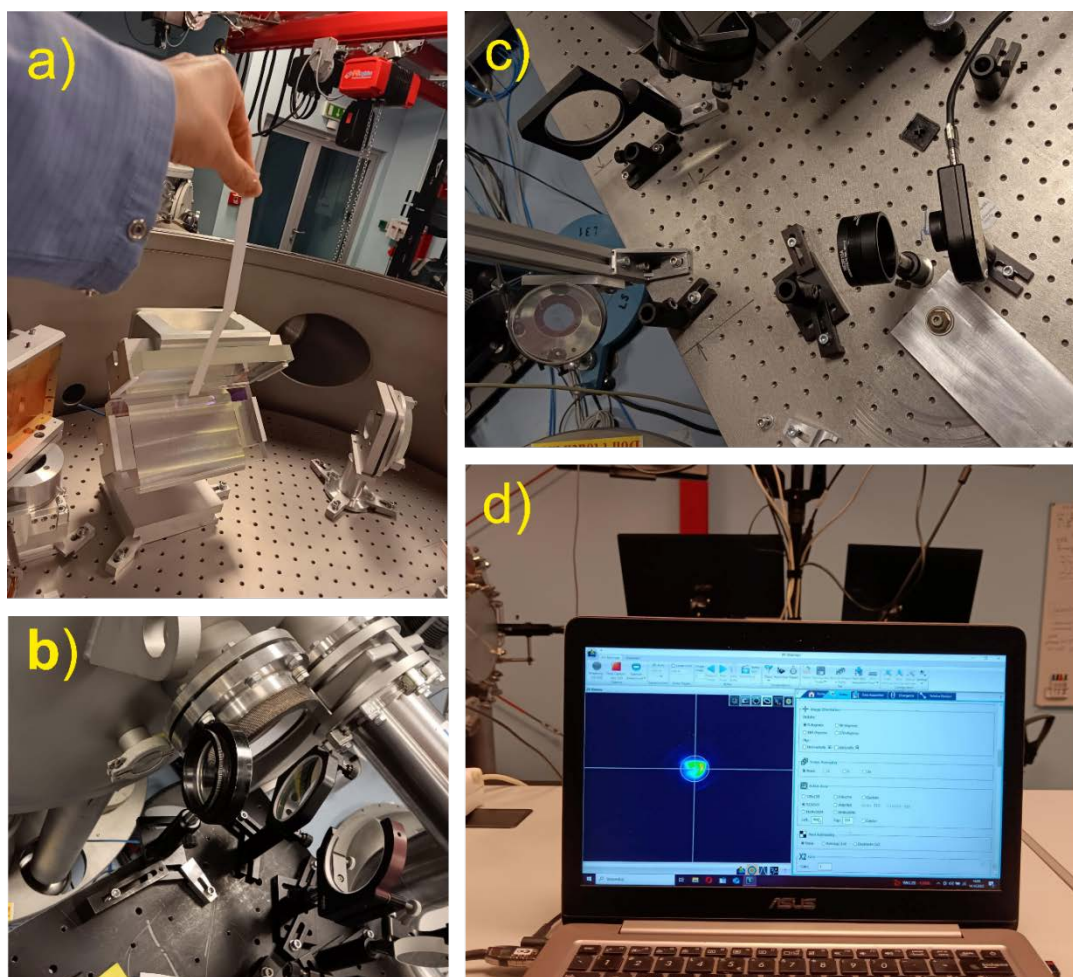
Opracowano, wykonano oraz wdrożono nowy system zdalnego sterowania zwierciadłami kierującymi wiązkę pompującą w oscylatorze Mantis. Zastosowane rozwiązanie zwiększyło niezawodność układu oraz umożliwiło bardziej precyzyjne i intuicyjne ustawianie elementów optycznych. W rezultacie poprawiono ergonomię obsługi oscylatora, co przełożyło się na większą stabilność i efektywność pracy całego systemu laserowego.

b) **Wymianę pozaosiowego zwierciadła parabolicznego w układzie ogniskowania wiązki w komorze eksperymentalnej:**

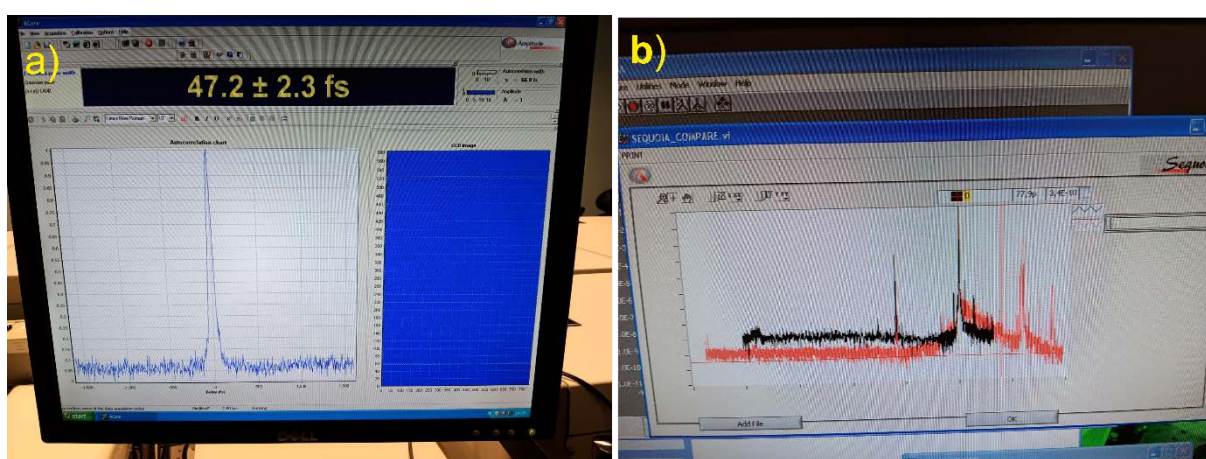
Zainstalowano nowe pozaosiowe zwierciadło paraboliczne o parametrach zgodnych z elementem oryginalnym, który uległ zużyciu w wyniku wieloletniej eksploatacji i był tymczasowo zastąpiony zwierciadłem o odmiennych parametrach optycznych. Wymiana zwierciadła wiązała się z koniecznością ponownego ustawienia całego układu ogniskowania. W tym celu opracowano i wdrożono nową metodę precyzyjnego ustawiania zwierciadła. Wykorzystano diodę emitującą promieniowanie o długości fali odpowiadającej wiązce głównej lasera, umieszczoną w punkcie definiowanym jako docelowe ognisko. Poprzez odpowiednią regulację zwierciadła parabolicznego oraz zwierciadła naprowadzającego wprowadzono wiązkę z diody w tor głównej wiązki w kompresorze. Metoda ta umożliwia precyzyjne i powtarzalne ustawienie układu ogniskowania oraz uzyskanie ogniska w ściśle zdefiniowanym punkcie. Na zakończenie przeprowadzono kalibrację układu podglądu położenia wiązki na tarczy, dostosowując go do nowej konfiguracji układu ogniskowania.

Dodatkowo wykonano szereg napraw i prac konserwacyjnych aparatury. Prace te obejmowały między innymi:

- a) **Modyfikację wnęki wzmacniacza regeneratywnego:** zmieniono jej geometrii i zastosowano zwierciadła sferyczne o innych parametrach ogniskowych, co zapewniło bardziej stabilną pracę modułu oraz zwiększyło jego odporność na rozjustowanie;
- b) **Zmianę średnicy wiązki wyjściowej:** przyczyniło się to do obniżenia gęstości energii na elementach optycznych, a w efekcie zwiększyło ochronę siatek dyfrakcyjnych w kompresorze oraz umożliwiło pracę przy wyższych energiach wiązki bez ryzyka ich uszkodzenia;
- c) **Kompleksowe czyszczenie siatek dyfrakcyjnych w kompresorze oraz optymalizację ustawienia kompresora:** w tym korekcję chirpu przestrzennego połączonego z pomiarami czasu trwania impulsu oraz optymalizację kontrastu impulsu (Rysunek 7,8).
- d) **Naprawę lasera pompującego CFR 200 w module pierwszego wzmacniacza:** naprawa obejmowała pełną konserwację głowicy laserowej wraz z przywróceniem wszystkich parametrów fabrycznych, a także weryfikację ustawień programowych zasilacza i elektroniki sterującej, w tym ich kontrolę oraz ewentualne ponowne zaprogramowanie. W wyniku przeprowadzonych prac przywrócono pełną sprawność lasera, w szczególności jego maksymalną energię zgodną z parametrami fabrycznymi oraz stabilność pracy, co bezpośrednio przełożyło się na stabilne i niezawodne działanie całego układu laserowego.

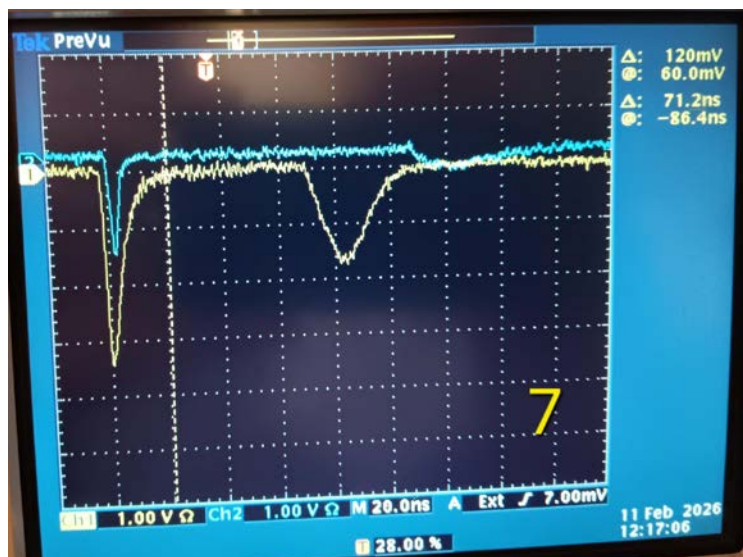


Rys. 7 Optymalizacja chirpu przestrzennego za kompresorem: a) przysłanianie części wiązki na reflektorze w kompresorze w celu zaobserwowania chirpu; b) układ wyprowadzenia wiązki z kompresora z użyciem soczewki; c) układ naprowadzenia wiązki na kamerę; d) obraz wiązki w ognisku soczewki



Rys. 8 Pomiar czasu trwania (a) oraz kontrastu (b)

Przeprowadzono również weryfikację aktualnych parametrów lasera oraz ich wpływu na zdolność akceleracji jonów z cienkich folii. Rysunek 9 przedstawia przykładowy sygnał jonowy zarejestrowany za pomocą półprzewodnikowego detektora krzemowego.

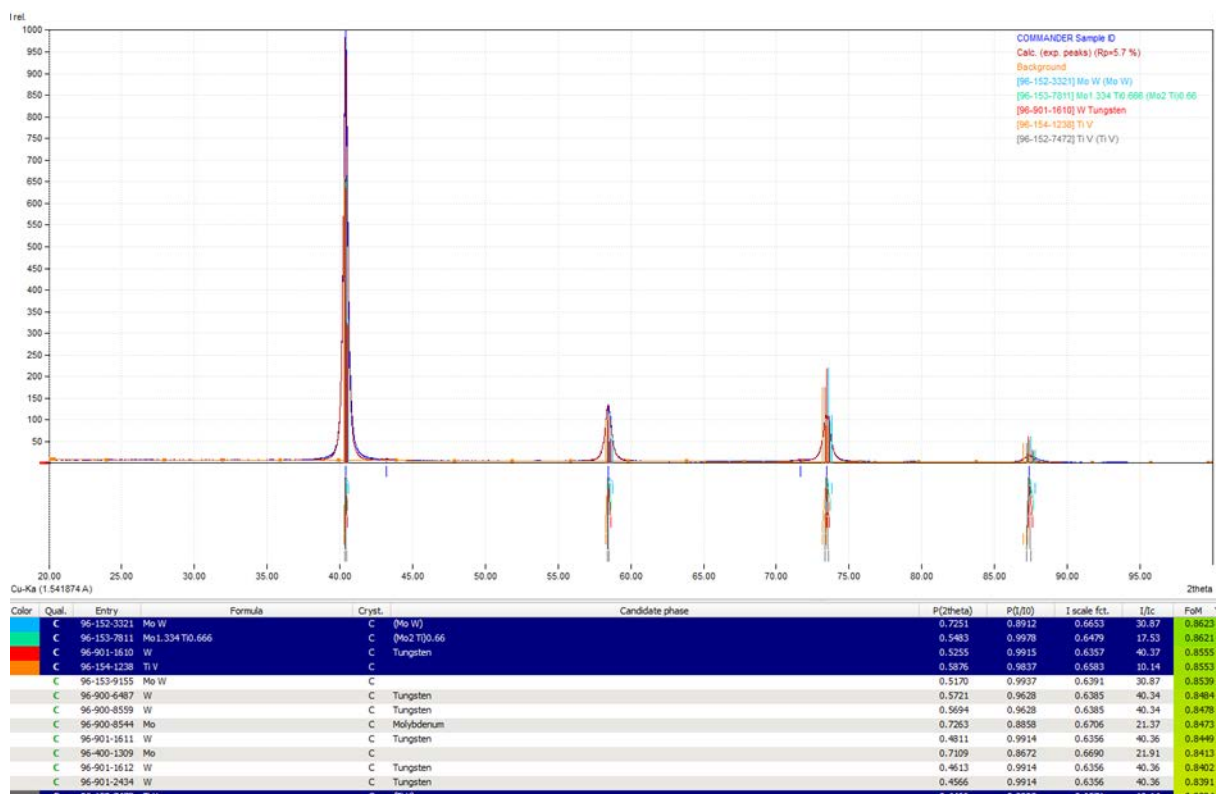


Rys. 9 Sygnał jonowy zarejestrowany przez półprzewodnikowy detektor krzemowy odpowiadający energii jonom ok 600 keV.

5 Międzynarodowe Centrum Gęstej Plazmy Namagnetyzowanej

5.1 Badania procesów fizycznych w gorącej plazmie komprimowanej polem magnetycznym w urządzeniach PF-1000U i PF-6

W roku 2025 kontynuowane były badania dot. odporności i przemian mikrostrukturalnych/fazowych w stopach wysokoentropowych. W układzie PF-6 naświetlono strumieniami plazmy deuterowej i wiązkami prędkich jonów powierzchnie próbek kompozytowych materiałów o własnościach interesujących z punktu widzenia reaktorów fuzyjnych. Zbadane zostały próbki materiałów na osnowie wolframu wzbogaconych cząstkami stopów o podwyższonej entropii W-CrVTaMo oraz W-CrVTaTi, wytworzone w różnych technologiach spiekania (Pressureless sintering, Spark Plasma Sintering). W roku 2025 wykonano badania składu fazowego próbek metodą dyfrakcji rentgenowskiej (XRD) we współpracy z Multidyscyplinarnym Centrum Badawczym UKSW. Wyniki wskazują na zachowanie stabilności mikrostruktury badanych stopów po wystawieniu na oddziaływanie wysokoenergetycznej plazmy i wiązek jonowych.



Rys.1 Widmo XRD próbki W-CrVTaTi po ekspozycji na plazmę deuterową

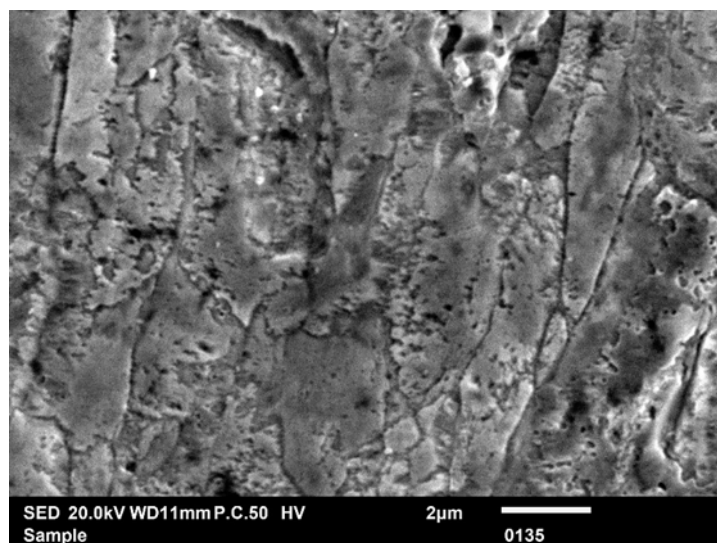
Pozostałe badania mikrostruktury i właściwości badanych stopów są obecnie w toku.

W roku 2025 prowadzone też były badania nad wykorzystaniem układów typu plazma focus do wytwarzania grubych warstw powierzchniowych związanych dyfuzyjnie z podłożem poprzez implantację wysokoenergetycznych jonów azotu.

Jednym z istotnych nierozwiązanych problemów w projekcie reaktora fuzyjnego zdolnego do stabilnej długotrwałej pracy jest kwestia diwertora. Jest to część urządzenia wystawiona na oddziaływanie plazmy odprowadzanej z SOL. Z racji dużych obciążeń termicznych i silnego rozpylania plazmą powierzchni tego elementu, preferowanym materiałem w tej aplikacji są materiały na osnowie wolframu (monobloki wolframowe, kompozyty wolfram-wolfram). Ze względu na zjawisko rekrytalizacji i pękanie towarzyszące zbytniemu przegrzaniu wolframu [1], obecnie przyjęte jest maksymalne obciążenie dla powierzchni aktywnie chłodzonych na poziomie 10 MW/m² [2]. Zachowanie tej gęstości mocy jest problematyczne w przypadku większości preferowanych obecnie scenariuszy pracy tokamaków.

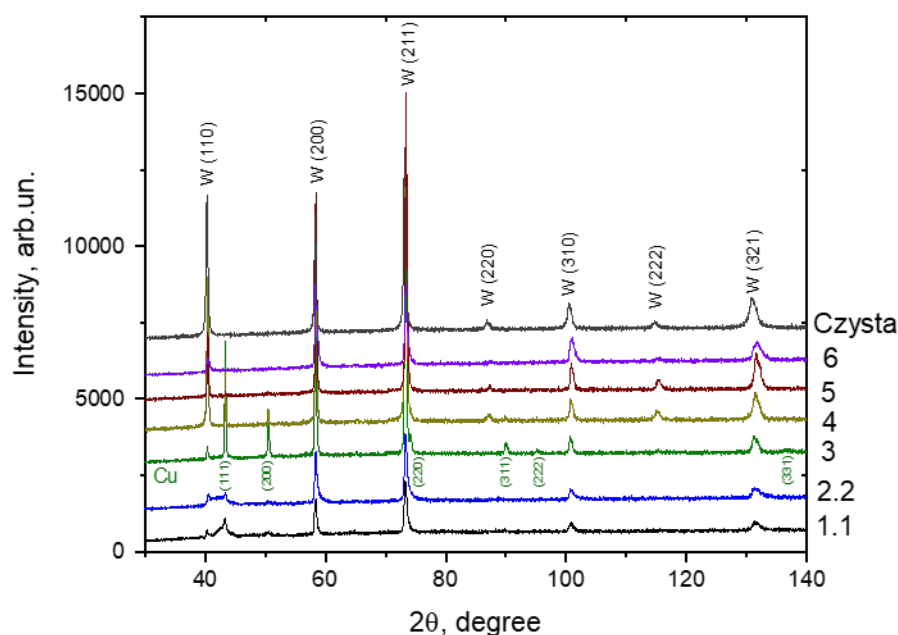
Warstwy azotku wolframu stanowią perspektywiczny materiał w kontekście elementów wystawionych na oddziaływanie plazmy w reaktorach fuzyjnych. Azotek wolframu charakteryzuje się znacznie większą odpornością na rozpylanie niż czysty wolfram. Ponadto, rozpylany azot stanowi znacznie lżejsze zanieczyszczenie niż wolfram, ograniczając jego wpływ na działanie reaktora [3,4].

W roku 2025 przeprowadzono wstępne próby implantacji azotu na próbkach w postaci blachy wolframowej z wykorzystaniem urządzenia PF-6.



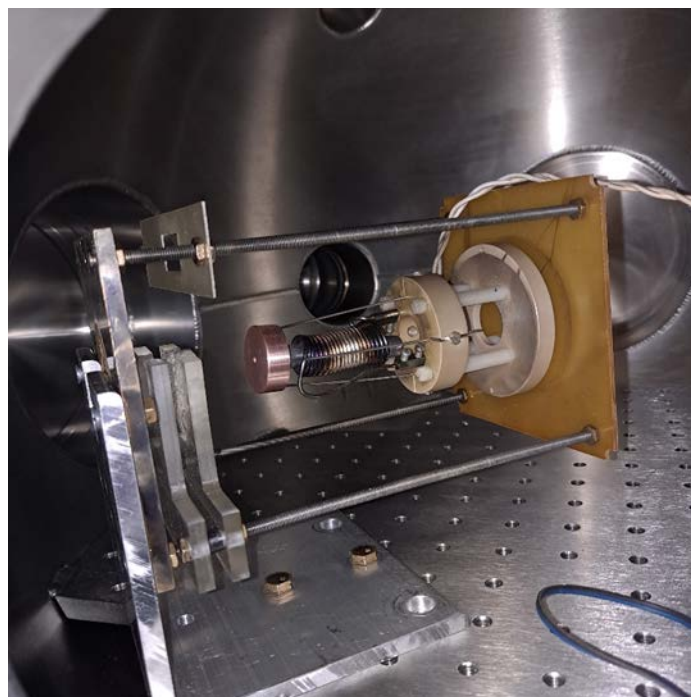
Rys. 2 Morfologia powierzchni blachy wolframowej przed implantacją

Próbki naświetlone wiązkami plazmy azotowej poddane zostały badaniu składu mikrostrukturalnego metodą dyfrakcji rentgenowskiej. Wstępne wyniki (Rys.2) wskazują na powstanie drobnokrystalicznych azotków wolframu oraz zauważalne zanieczyszczenie powierzchni powstających warstw miedzią z elektrod. Odczyt wyników był znacząco utrudniony przez silną teksturę mikrostruktury i odkształcenia cieplne powstałe w toku naświetlenia próbek. Badania zostaną powtórzone na grubszych próbkach o mniejszej teksturze mikrostruktury.



Rys. 3 Widmo XRD próbek przed i po implantacji

W ramach rozwoju możliwości badań materiałowych, kontynuowane były prace nad udoskonaleniem układu grzania naświetlanych próbek. W wyniku wcześniejszych testów wykazano konieczność wykonania bloku uchwytu próbki w układzie monolitycznym z trzpieniem grzanym indukcyjnie. Wynikało to z powstawania bardzo wysokiego (~ 100 °C/cm) gradientu temperatury w pierwotnym, łączonym układzie. Celem uzyskania dobrej przewodności cieplnej przy zachowaniu wysokiej wydajności grzania szybkozmiennym polem magnetycznym, podjęto decyzję o wykonaniu monobloku z miedzi elektrodowej pokrytej elektrolitycznie kilku mikrometrową warstwą żelaza. Wykonanie dobrej jakości powłoki żelaznej, zachowującej adhezję do podłoża, okazało się jednak być w tej technologii procesem bardzo złożonym technologicznie, niemożliwym do realizacji na rynku krajowym ani wykonania w warunkach lokalnych bez nieracjonalnie dużego nakładu czasu i środków. Podjęto decyzję o przetestowaniu dwóch nowych rozwiązań – z elementem grzejnym w postaci rurki stalowej osadzonej na gorąco na wcisk na trzpieniu monobloku oraz w postaci warstwy czystego żelaza napyłonej próżniowo na trzpieniu elementu. Przeprowadzono testy nowych elementów grzejnych uchwytu do próbek w warunkach wysokiej próżni i atmosfer zbliżonych do typowych warunków eksperymentalnych dla naświetlania próbek materiałów do zastosowań fuzyjnych. W obydwu przypadkach osiągnięto zakładane parametry grzania próbek (temperatura powyżej 550 °C, kontrolowana prędkość grzania, $\max \Delta T > 75$ °C/min.). Podjęto decyzję o wyborze elementu grzejnego w postaci warstwy napyłonej z racji lepszej stabilności parametrów.



Rys. X układ testowy uchwytu próbek

Literatura:

- [1] Y. Li, T.W. Morgan, T. Vermeij, J.W.M. Vernimmen, Th. Loewenhoff, J.P.M. Hoefnagels, J.A.W. van Dommelen, M. Wirtz, G. De Temmerman, K. Verbeken and M.G.D. Geers; Recrystallization-mediated crack initiation in tungsten under simultaneous high-flux hydrogen plasma loads and high-cycle transient heating. *Nuclear Fusion*, Volume 61, Number 4: 046018. DOI 10.1088/1741-4326/abe312
- [2] Jochen Linke, Juan Du, Thorsten Loewenhoff, Gerald Pintsuk, Benjamin Spilker, Isabel Steudel, Marius Wirtz; Challenges for plasma-facing components in nuclear fusion. *Matter Radiat. Extremes* 1 September 2019; 4 (5): 056201. <https://doi.org/10.1063/1.5090100>
- [3] K. Schmid et al, Interaction of nitrogen plasmas with tungsten, 2010 Nucl. Fusion 50 025006
- [4] D. Allegre et al, CHARACTERISATION OF TUNGSTEN NITRIDE LAYERS AND THEIR EROSION UNDER PLASMA EXPOSURE IN NANO-PSI, Romanian Reports in Physics, Vol. 67, No. 2, P. 532–546, 2015

6 Laboratorium Plazmowych Napędów Satelitarnych

6.1 Badania kosmicznych sterowników plazmowych

Ze względu na zakończenie w roku ubiegłym projektu HIKHET (*High Impulse Krypton Hall Effect Thruster*) finansowanego w ramach programu PIIS/ESA (*Polish Industry Incentive Scheme*, ESA Contract No. 4000122415/17/NL/GE) oraz realizowanego wraz z liderem przemysłowym (krakowską firmą LIFTERO, dawniej PROGRESJA-SPACE) projektu *Impulsowy napęd plazmowy (INP) do nano i mikro satelitów* (NCBiR, POIR.01.01.01-00-0857/19) dużą część działalności w roku bieżącym stanowiło przygotowanie propozycji nowych projektów w ramach różnych programów finansowania ESA i NCBiR. Będąc z jednej strony kontynuacją prowadzonych badań z drugiej poszerzają zakres zainteresowań grupy PlaNS o ablacyjne impulsowe mikrosilniki elektrotermiczne¹, impulsowe silniki typu *vacuum arc*², silniki elektrotermiczne pracy ciągłej z nagrzewaniem paliwa w wyładowaniu mikrofalowym³ i silniki typu Halla zasilane paliwem stałym⁴. Przygotowano również projekt będący ekstrapolacją dotychczasowych badań nad kryptonowym silnikiem Halla w kierunku optymalizacji topografii pola magnetycznego, z myślą o komercjalizacji we współpracy z partnerem przemysłowym (firmą LIFTERO). Rozpoczęte działania stanowią punkt wyjścia do zawarcia długoterminowej współpracy na temat silników Halla z tym podmiotem przemysłowym.

Zasadniczą część omawianych w tym podrozdziale badań stanowiły prace eksperymentalne mające na celu dostarczenie materiału niezbędnego do zamknięcia części doświadczalnej przygotowywanej przez Pana Macieja Jakubczaka rozprawy doktorskiej p.t. *Multiply charged ions in ablative pulsed plasma thruster - APPT: experimental study of plasma plume and thruster*. Z drugiej strony są one naturalnym przedłużeniem dotychczasowych badań prowadzonych w zespole mających na celu lepsze zrozumienie procesów fizycznych w tego typu napędach i w efekcie optymalizację silników APPT, także poprzez dobór bardziej wydajnego paliwa. Dalekosieżnym celem nadrzędnym jest opracowanie satelitarnego silnika tego typu nadającego się do komercjalizacji – w domyśle jako potencjalnych jego odbiorców wskazuje się integratorów układów typu CubeSat. Układy takie należą do satelitów klasy nano, składających się z kilku (w ekstremalnych przypadkach nawet 36) elementarnych jednostek 1U (1 dcm³/1.3 kg). Jednym ze zidentyfikowanych problemów stanowiących wyzwanie na tej drodze jest malejąca wydajność silników PPT, obserwowana przy skalowaniu redukcyjnym mających już długą historię układów lotnych i laboratoryjnych o większej energii (kilkadziesiąt-kilkaset J) do gabarytów i energetyki dopasowanej do nanosatelitów (kilka J). Mimo tego mankamentu zainteresowania sektora CubeSat silnikami typu PPT uzasadnione są prostotą konstrukcyjną i nadzieją na dostarczenie tanich układów zapewniających aktywną kontrolę mobilności. Należy zauważyć, że wybór materiałów pędnych proponowanych dla APPT (ablacyjnych PPT) pozostaje w dużej mierze niezmienny od

¹ **Pulsed Liquid Propellant Electrothermal Thruster**, Second Fixed Call for Proposals under the Requesting Party Activity (RPA) in Poland, ESA CFP/ 5- 5-50127 /25/NL/MH/yd, due: 18 months, prime contractor IFPiLM, Subcontractor: SatRev, Poland.

² **Development of a Variable-Power Vacuum Cathodic Arc Thrust Module System**, 13th Polish-Taiwanese/Taiwanese-Polish Joint Research Call (NSCT+NCBR), due: 3 years, **Polish Principal Investigator: Maciej Jakubczak, IFPiLM, Poland**, Taiwanese PI: Li, Yueh-Heng, National Cheng Kung University (NCKU), Taiwan.

³ **Low-Power, High-Thrust Electric Propulsion System for Space Transportation**, Call: ESA Express Procurement Plus – EXPRO+, ESA AO/1-12911/25/NL/RK, due: 18 months, Prime contractor: Liftero sp. z o.o. Poland, Subcontractor 1: TTI Norte SLU, Spain, Subcontractor 2: **IFPiLM, Poland**, Subcontractor 3: Universidad Carlos III de Madrid, Spain.

⁴ **Ignition of a Low Power Hall Thruster with Bismuth Supply System**, Fifth Call for Proposals under Requesting Party Activity (RPA) in Lithuania, ESA CFP/5-50152/25/NL/MH/yd, due: 15 months, Prime contractor: Uvireso, UAB Lithuania, Subcontractor 1: **IFPiLM, Poland**, Subcontractor 2: Kongsberg NanoAvionics, UAB, Lithuania.

co najmniej 20 lat i ogranicza się głównie do różnego rodzaju polimerów, z PTFE (teflonem; $-(C_2F_4)_n-$) wskazywanym jako paliwo „z wyboru” [5,6]. Istnieją jednak doniesienia, o znaczącym zwiększeniu wydajności APPT w stosunku do standardowo stosowanego teflonu poprzez zmianę paliwa. Wobec wspomnianego spadku wydajności ze względu na skalowanie, potencjalne jej zwiększenie poprzez dobór materiału pędnego w oczywisty sposób jest naturalną ścieżką poszukiwań.

Niedawno nasza grupa przedstawiła szczegółową analizę składu i dynamiki wiązki emitowanej przez mikro silnik PPT klasy 1 J zasilany stałym [3] i ciekłym [4] polimerem fluorowęglowym: PTFE (teflonem) i PFPE (fomblinem). Część tych wyników przedstawiono także w Raporcie Rocznym IFPiLM z roku 2023 (RR23). Okazało się, że dla obu materiałów pędnych większa część energii wiązki emitowanej przez silnik przenoszona jest przez wielokrotnie naładowane jony fluoru. Wynik ten jest sprzeczny z dość powszechnym przekonaniem, że w plazmie wytwarzanej w silnikach APPT dominują jednokrotne jony w proporcjach charakterystycznych dla relacji stechiometrycznych paliwa. W cytowanych pracach wykazaliśmy, że niska wydajność silnika wynikała nie tylko z niewielkiej utylizacji masy paliwa, ale także z dużej entalpii zamrożonej (uwieszonej w wysokich stanach jonizacyjnych i wzbudzonych tych jonów) i nieefektywnym przyspieszaniu jonów węgla, co w sumie przekładało się na stosunkowo niską energię wiązki.

W tym kontekście wydaje się uzasadnione oczekiwanie, że w wyniku poszukiwania materiałów pędnych zapewniających lepsze wykorzystanie energii mogą zostać wskazane dla silników ablacyjnych nowe, potencjalnie bardziej wartościowe paliwa. Lepszą utylizację energii mogą potwierdzić ilościowo m/i badania funkcji rozkładu składowych wiązki plazmy generowanej dla materiałów pędnych o niższych potencjałach jonizacji i/lub prostszej strukturze chemicznej niż fluoropolimery. I tak np. jednym z obiecujących kandydatów może okazać się siarka (S8), która według Johnsona [7], zapewnia znaczną poprawę wydajności silnika PPT mierzoną wzrostem popędu siły ciągu na jeden cykl pracy silnika (zwanego też impulsem ciągu – wielkość ta w układach impulsowych jest miarą wydajności podobną do siły ciągu podawanej jako charakterystyka silników pracy ciągłej).

Przedstawione poniżej wyniki otrzymano dla silnika PPT klasy 1 J rozwijanego w Laboratorium PlaNS. Wykorzystano egzemplarz, którego konstrukcję opracowano w ramach projektu INP (NCBiR, POIR.01.01.01-00-0857/19 – zainteresowany czytelnik może znaleźć szczegółowe informacje w raporcie rocznym RR2023 jak i naszych publikacjach [1-4]). Ocenie poddano wydajność oraz zbadano skład jonowy strumienia plazmy generowanej dla czterech materiałów pędnych: PTFE, siarki S8 oraz dwóch soli jonowych: NaCl i KCl (wydaje się, że sole nie były dotąd proponowane jako samodzielne paliwa dla PPT– według naszej wiedzy były jedynie dodawane w pewnej ilości do wody testowanej jako alternatywne paliwo dla tych silników [8]). Tak jak w badaniach dotychczasowych tak i teraz PTFE dostarczano do silnika w postaci prostopadłościennych kostki zastępującej izolator pełniący rolę dystrybutora fomblinu (ciekłego PFPE) [1,4]. Pozostałe paliwa przygotowano w postaci podobnych kostek utworzonych przez prasowanie sproszkowanej siarki S8 i obu soli.

Do badania składu jonowego generowanej strugi plazmy tak jak poprzednio zastosowano metodę czasu przelotu, w której do dyskryminacji energii rejestrowanych cząstek wykorzystuje się analizę metodą potencjału opóźniającego RPA. Chociaż metodologia pomiarów została szczegółowo opisana w poprzednich publikacjach – patrz np. [1,3,4], to trzeba przypomnieć, że wszystkie charakterystyki silnika PPT należy rozumieć jako wielkości średnie, wyznaczone na podstawie wielu impulsów. W ramach przyjętej metody pomiarowej jeden punkt spektrum masowo-energetycznego we współrzędnych *potencjał opóźniający* vs *czas przelotu jonów* wymagał uśrednienia po 50 cyklach pracy silnika. Odpowiednie krzywe z rodziny hiperbol $\sim 1/t^2$ reprezentują składowe jonowe o zadanym stosunku masy do ładunku m_i/q_i zgodnie z formułą:

$$V = \frac{1}{2} \frac{m_i}{q_i} \left(\frac{L}{\Delta t} \right)^2$$

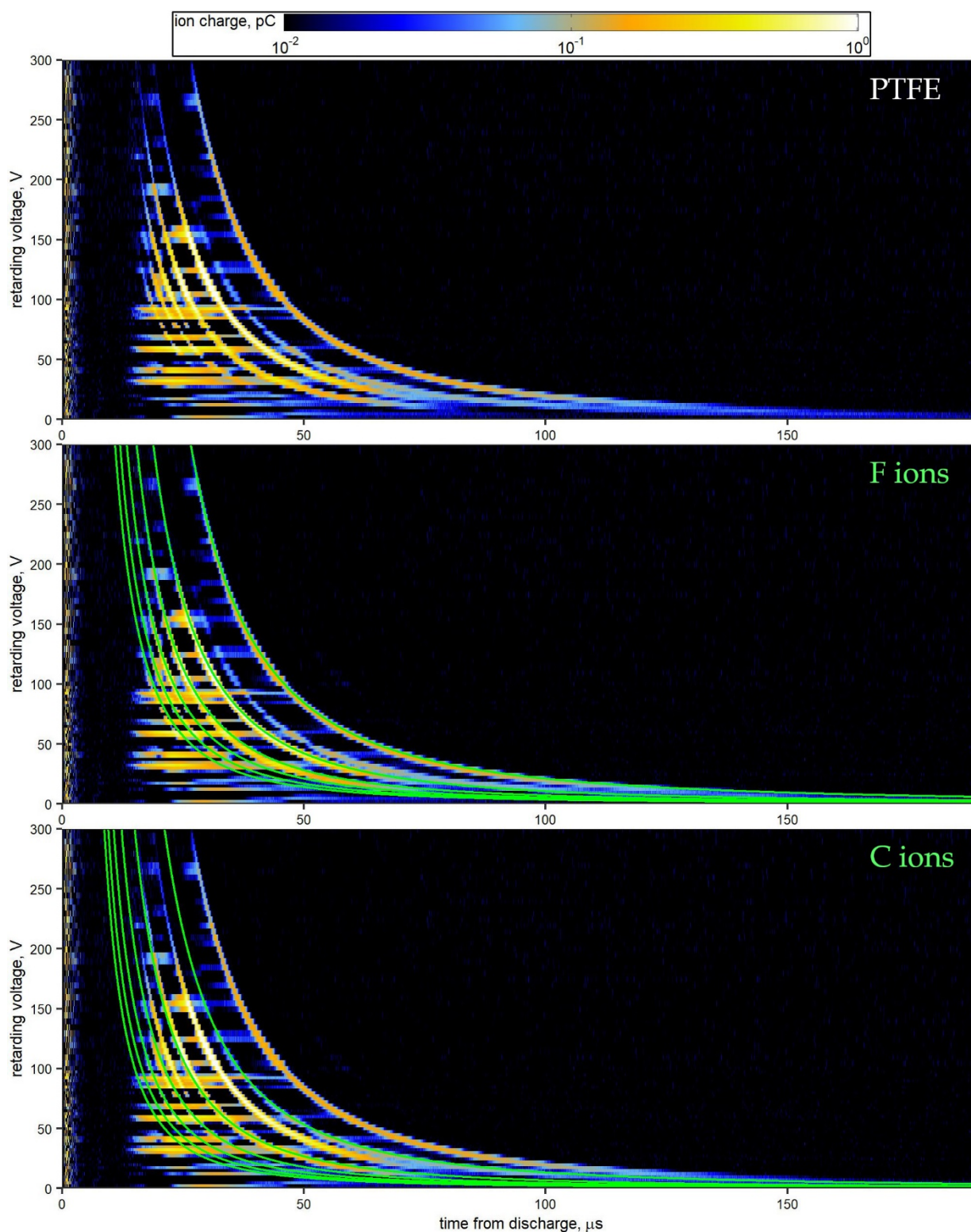
gdzie m_i oznacza masę jonu, q_i jego ładunek, L odległość między silnikiem a detektorem. Czas przelotu jonu: $\Delta t = t - t_0$ uwzględnia moment generacji t_0 , V jest energią jonu odniesioną do jego ładunku mierzoną wartością potencjału analizującego RPA. Ze względu na krótki czas generacji plazmy w stosunku do czasu przelotu jonów (poniżej 2 μ s względem kilkudziesięciu w zależności od energii) oraz niewielkie rozmiary przestrzenne wyładowania w silniku w stosunku do odległości L (2 cm vs ~ 150 cm) przyjęto, że silnik stanowi źródło punktowe w przestrzeni i czasie.

Widma masowo-energetyczne jonów generowanej strugi plazmy dla wszystkich czterech paliw przedstawiono na rysunkach 1 - 4. Chociaż pomiary wykonano dla energii baterii 0.5, 1.0 i 2.0 J w tym raporcie ograniczono się jedynie do widm dla energii 2 J. Funkcje rozkładu energii jonów poszczególnych walencji dla wszystkich energii i paliw zostaną wyznaczone na podstawie widm masowo-energetycznych metodą zaproponowaną przez Pana Macieja Jakubczaka w publikacjach [3,4] i będą przedstawione w jego dysertacji doktorskiej oraz kolejnych publikacjach. Tu warto zauważyć, że mimo iż przy analizie produktów ablacji PTFE hiperbole jonów C^{2+} mogą być błędnie interpretowane jako F^{3+} ze względu na zbliżony stosunek M_i/q_i (6.0 vs 6.33 – M_i oznacza tu liczbę masową jonu) i skończoną rozdzielczość pomiarową, podobnie C^{3+} jako F^{5+} (dla których $M_i/q_i = 4.0$ vs 3.8) oraz C^{4+} jako F^{6+} ($M_i/q_i = 3.0$ vs 3.17), to wydaje się, że zdanie o dominacji wielokrotnych jonów fluoru w strudze plazmy jest nadal uzasadnione. Przemawia za tym fakt, że ślad jonów C^+ jest zdecydowanie słabszy od F^+ mimo, że potencjał jonizacji węgla C^I jest znacznie niższy niż F^I (11.26 vs 17.42 eV), łatwo rozróżnialne jony F^{4+} występują w dużej ilości (patrz skala barwna diagramu), a potencjały jonizacji dla przejść $C^{4+} \rightarrow C^{5+}$ i $C^{5+} \rightarrow C^{6+}$ wynoszą odpowiednio 392 i 490 eV, podczas gdy dla przejść $F^{4+} \rightarrow F^{5+}$, $F^{5+} \rightarrow F^{6+}$ i $F^{6+} \rightarrow F^{7+}$ kolejno 114.2, 157.1 i 185.1 eV, (patrz tabela), co jest zdecydowanie łatwiejsze energetycznie do realizacji. Nie mniej widma te wymagają dalszej analizy.

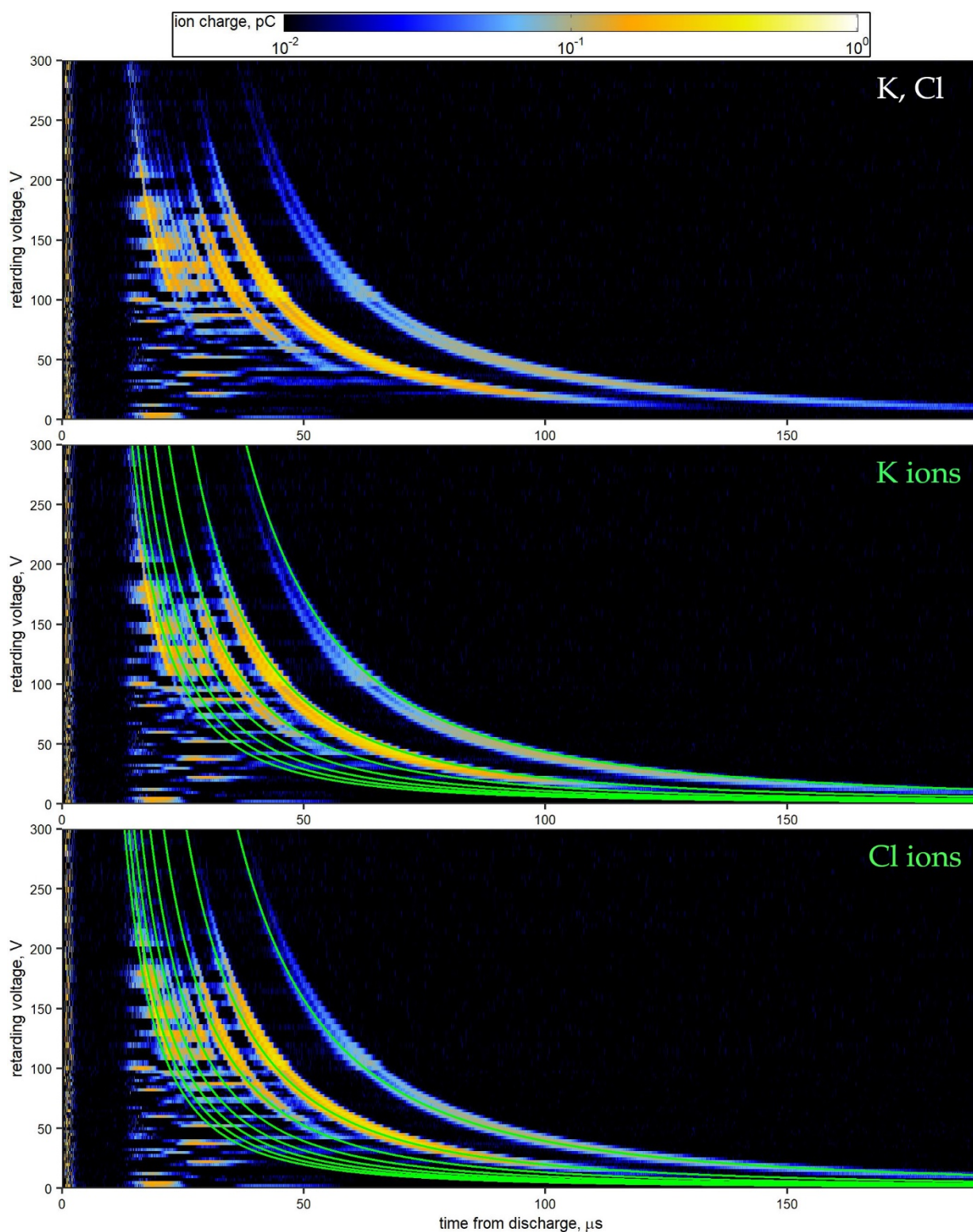
W przypadku soli KCl odpowiednie jony o walencji od 1 do 4 występują wyraźnie parami. Wśród kolejnych hiperbol daje się wyróżnić jony potasu aż do K^{7+} , przy czym ślady jonów K^{6+} wydają się najslabsze. Podobnie jest dla chloru. Należy jednak zauważyć, że tak jak dla teflonu, tak i dla KCl istnieje możliwość sumowania się wkładu od jonów o podobnym stosunku M_i/q_i na jednej krzywej – i tak jony K^{8+} mogą być utożsamiane z Cl^{7+} , ze względu na M_i/q_i równe odpowiednio 4.89 i 5.06. Mimo zaznaczenia na diagramie teoretycznej hiperboli dla jonów Cl^{8+} wydaje się, że zdecydowanie bardziej prawdopodobna jest generacja jonów K^{9+} , ponieważ odpowiednie przejście jonizacyjne (222.6 eV) dokonuje się jeszcze w ramach powłoki M (dopiero następne zmienia powłokę i wymaga aż 503.8 eV), natomiast generacja jonu Cl^{8+} wymaga otwarcia powłoki L i energii jonizacji 348 eV (patrz tabela).

W przypadku soli NaCl, ze względu na dużą różnicę liczb masowych (22.99 vs 35.45), grupowanie śladów parami takie jak dla KCl nie występuje. Natomiast tak jak dla pozostałych paliw należy zachować ostrożność przy interpretacji śladów jonów o zbliżonym stosunku M_i/q_i . Dotyczy to w szczególności relacji Na^{4+} vs Cl^{6+} , dla których M_i/q_i wynosi odpowiednio 5.75 vs 5.91. Wydaje się, że dla jonów Na^{5+} vs Cl^{8+} , dla których M_i/q_i wynosi odpowiednio 4.60 vs 4.43, problem ten jest mniej istotny, ponieważ generacja jonów Cl^{8+} jest mniej prawdopodobna, co wyjaśniono w poprzednim akapicie.

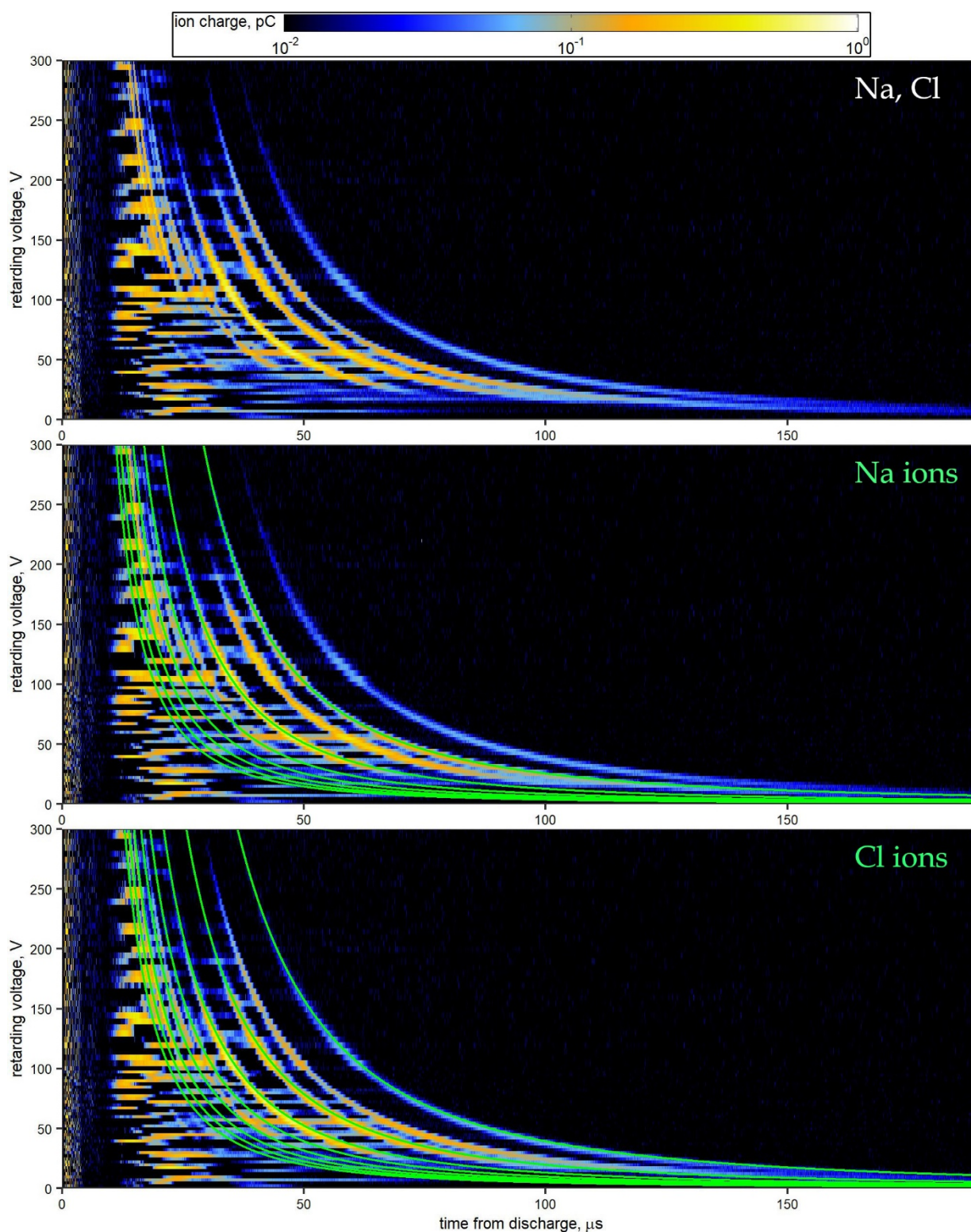
W przypadku widm siarki oprócz wszystkich jonów z zakresu $S^+ - S^{6+}$ (przy bardzo silnym sygnale S^{6+} wymagającym jedynie energii 88.06 eV dla przejścia $S^{5+} \rightarrow S^{6+}$) pojawia się słaby sygnał jonów S^{7+} (przejście $S^{6+} \rightarrow S^{7+}$, 280.95 eV, otwarcie powłoki L).



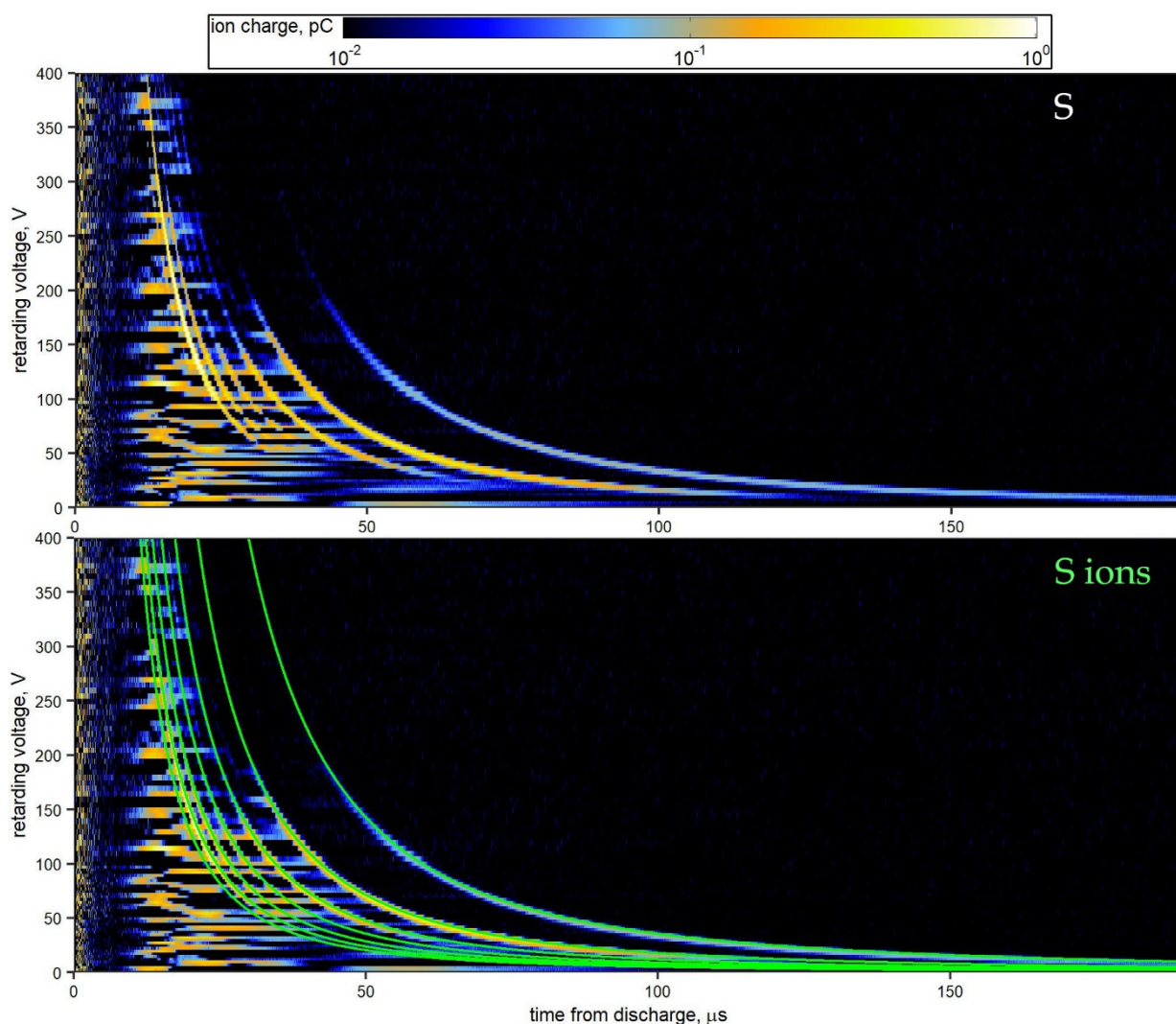
Rysunek 1: a) Rozkłady ładunku jonów w funkcji czasu i potencjału analizującego zarejestrowane na osi układu sondę RPA umieszczoną w odległości 1,45 m od silnika PPT zasilanego teflonem (PTFE); b) z nałożonymi krzywymi teoretycznymi dla jonów fluoru $F^+ - F^{6+}$ (od prawej do lewej); c) z nałożonymi krzywymi teoretycznymi dla jonów węgla $C^+ - C^{6+}$ (od prawej do lewej). Ze względu na zbliżony stosunek m/q i skończoną rozdzielczość metody TOF hiperbole jonów C^{2+} mogą nakładać się na F^{3+} ($M/q = 6.0$ vs 6.33), C^{3+} na F^{5+} ($M/q = 4.0$ vs 3.8), a C^{4+} na F^{6+} ($M/q = 3.0$ vs 3.17). Skala barwna odpowiada wielkości ładunku przenoszonego przez daną składową jonową.



Rysunek 2: a) Rozkłady ładunku jonów w funkcji czasu i potencjału analizującego zarejestrowane na osi układu sondą RPA w odległości 1,45 m od silnika PPT zasilanego solą KCL; b) z nałożonymi krzywymi teoretycznymi dla jonów potasu $K^+ - K^{7+}$ (od prawej do lewej); c) z nałożonymi krzywymi teoretycznymi dla jonów chloru $Cl^+ - Cl^{8+}$ (od prawej do lewej). Skala barwna odpowiada wielkości ładunku przenoszonego przez daną składową jonową.



Rysunek 3: a) Rozkłady ładunku jonów w funkcji czasu i potencjału analizującego zarejestrowane na osi układu sondę RPA w odległości 1,45 m od silnika PPT zasilanego solą NaCl; b) z nałożonymi krzywymi teoretycznymi dla jonów sodu $\text{Na}^+ - \text{Na}^{7+}$ (od prawej do lewej); c) z nałożonymi krzywymi teoretycznymi dla jonów chloru $\text{Cl}^+ - \text{Cl}^{8+}$ (od prawej do lewej). Skala barwna odpowiada wielkości ładunku przenoszonego przez daną składową jonową.



Rysunek 3: a) Rozkłady ładunku jonów w funkcji czasu i potencjału analizującego zarejestrowane na osi układu sondą RPA w odległości 1,45 m od silnika PPT zasilanego siarką S8; b) z nałożonymi krzywymi teoretycznymi dla jonów siarki $S^+ - S^{7+}$ (od prawej do lewej). Skala barwna odpowiada wielkości ładunku przenoszonego przez daną składową jonową.

Symbol	C	F	Na	S	Cl	K
Z; M	6; 12.01	9; 19.00	11; 22.99	16; 32.06	17; 35.45	19; 39.10
konfiguracja	$1s^2 2s^2 2p^2$	$1s^2 2s^2 2p^5$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^1$
przejście	Energia jonizacji – eV					
0→1	11.26	17.42	5.14	10.36	12.97	4.34
1→2	24.38	34.97	47.28	23.34	23.82	31.63
2→3	47.89	62.71	71.62	34.79	39.61	45.81
3→4	64.49	87.14	98.91	47.22	53.47	60.91
4→5	392.09	114.24	138.40	72.59	67.80	82.66
5→6	489.99	157.17	172.18	88.05	97.03	99.39
6→7	–	185.19	208.50	280.95	114.19	117.56
7→8	–	953.91	264.25	328.75	348.28	154.88

Wydajność silnika dla w/w materiałów pędnych została wyznaczona z bezpośrednich pomiarów popędu ciągu na hamowni (*thrust stand*) oraz w oparciu o pomiary impulsów masy. Te ostatnie, dokonywane na podstawie pomiarów ubytku masy paliwa (poprzez ważenie na wadze laboratoryjnej), dla uzyskania wiarygodnych wyników wymagały realizacji wielu tysięcy cykli pracy silnika. Wynika to stąd, że średni impuls masy na jeden cykl pracy silnika to wielkość rzędu mikro gramów, a więc tylko taka liczba impulsów, która zapewnia zmianę masy paliwa znacząco przekraczającą dokładność pomiarową wagi może dostarczyć wiarygodnych wielkości. Dla PTFE i siarki pomiary wydajności wykonano dla wszystkich trzech energii baterii kondensatorów zasilających silnik: 0.5, 1 i 2 J, natomiast dla obu soli jonowych ograniczono się do energii 1 i 2 J. W tabeli zbiorczej przy każdym z wyników podano niepewność standardową stosując zapis zgodny z zalecaną konwencją statystyczną.

Paliwo	Energia zadana [J]	Energia zmierzona [J]	Popęd ciągu [μNs]	Impuls masy [μg]	Impuls właściwy [s]	Sprawność [%]
PTFE	0.5	0.483(29)	8.7(2.1)	2.550(4)	346(83)	3.0(1.5)
PTFE	1	0.977(42)	15.9(2.1)	4.034(5)	401(53)	3.19(86)
PTFE	1	0.977(42)	16.3(2.1)	4.270(5)	389(50)	3.18(84)
PTFE	1	0.977(42)	16.0(2.1)	4.349(4)	375(49)	3.02(80)
PTFE	2	1.948(59)	30.2(2.2)	6.245(4)	493(36)	3.74(56)
KCl	1	0.977(42)	10.8(2.1)	0.672(5)	1630(320)	8.8(3.5)
KCl	2	1.948(59)	24.2(2.2)	1.662(5)	1480(130)	9.0(1.6)
NaCl	1	0.977(42)	9.8(2.1)	0.485(5)	2070(440)	10.2(4.4)
NaCl	2	1.948(59)	21.9(2.2)	1.345(5)	1660(160)	9.2(1.8)
S	0.5	0.483(29)	7.2(2.1)	2.260(5)	324(95)	2.4(1.4)
S	1	0.977(42)	13.8(2.1)	3.526(5)	395(61)	2.71(85)
S	2	1.948(59)	27.2(2.2)	8.139(5)	341(28)	2.34(39)

Przedstawione wyniki dla nietypowych materiałów pędnych należy traktować jako dane surowe, które planuje się wykorzystać do wyznaczenia całkowitej energii strugi plazmy i porównania jej z uprzednio uzyskanymi wynikami dla paliwa standardowego (PTFE) i PFPE [1,3]. Spodziewa się, że w ten sposób zostaną uzyskane informacje na temat najbardziej pożądanych cech materiału pędnego (jak koszt jonizacji, entalpia sublimacji, masa atomowa itp.), co ostatecznie utoruje drogę do znalezienia bardziej wydajnego materiału pędnego dla APPT. To co zwraca uwagę już na tym etapie, to zdecydowanie większa sprawność dla obu soli jonowych niż dla teflonu jak również prawie trzykrotnie większa wartość I_{sp} przy około 1.5 razy mniejszym popędzie ciągu. Zastanawiające jest odwrócenie trendu dla soli jonowych w porównaniu do teflonu i siarki: ze wzrostem dostarczanej energii wartość I_{sp} wydaje się maleć, mimo że sam popęd ciągu znacząco rośnie. Jednak obserwację tę należy traktować ostrożnie, ze względu na bardzo dużą niepewność pomiarową impulsu właściwego (ok. 20%) dla energii 1 J; dla 2 J niepewność ta zmniejsza się do ok. 10% (patrz tabela).

Na podstawie uzyskanych wyników nie można potwierdzić optymistycznych doniesień o wyjątkowej wydajności silnika PPT przy zasilaniu siarką – żadna z wielkości charakteryzujących wydajność nie okazała się w naszych pomiarach większa niż dla teflonu (PTFE) i fomblinu (PFPE).

Referencje:

- [1] M Jakubczak, A Riazantsev, O Cichorek, A Jardin, J Kurzyna, P Drożdż, T Palacz, M Chuchla, R Łabuz, and G Bywalec, „Design and performance of a 1 J ablative pulsed plasma thruster fed with non-volatile liquid propellant,” *Acta Astronautica* **228** 813–827 (2025)
- [2] A Riazantsev, M Jakubczak, O Cichorek, and J Kurzyna, “Side and front fast imaging of solid and liquid fed ablative pulsed plasma thruster’s discharge,” *Acta Astronaut.* **225** 583–594 (2024)

- [3] M Jakubczak, A Jardin, and J Kurzyna, "Analysis of composition and dynamics of the plasma plume emitted by a 1 J pulsed plasma thruster fed with polytetrafluoroethylene and determination of thruster efficiency components," *Phys. Plasmas* **31** 053501 (2024)
- [4] M Jakubczak, A Jardin, and J Kurzyna, "Plume measurements of a 1 J ablative pulsed plasma thruster fed with non-volatile liquid propellant," *Plasma Sources Sci. Technol.* **34** 015010 (2025)
- [5] R L Burton, and P J Turchi, "Pulsed Plasma Thruster," *J. Propuls. Power* **14** 5 (1998)
- [6] W Y L Ling, S Zhang, H Fu, M Huang, J Quansah, X Liu, and N Wang, "A brief review of alternative propellants and requirements for pulsed plasma thrusters in micropropulsion applications," *Chin. J. Aeronaut.* **33** 12 (2020)
- [7] I K Johnson, "Expanding the Capabilities of the Pulsed Plasma Thruster for in-Space and Atmospheric Operation," PhD dissertation, University of Washington (2015)
- [8] H Koizumi, Y Kawazoe, K Komurasaki, and Y Arakawa, "Effect of solute mixing in the liquid propellant of a pulsed plasma thruster," *Vacuum* **80** 1234-1238 (2006)

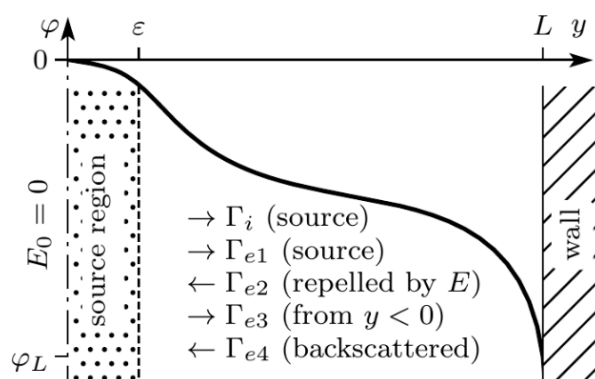
6.2 Modelowanie i symulacje numeryczne

O problemie warstwy Debye'a (*sheath*) w plazmie w kontekście bezzderzeniowego modelu kinetycznego (kontynuacja badań opisanych w poprzednich raportach)

Wstępne badania warstwy Debye'a w ramach modelu bezzderzeniowego, przy założeniu geometrii płaskiej i ściany na potencjale pływającym, pozwoliły rzucić nowe światło na sformułowanie problemu. Początkowo wydawało się, że rozwiązanie zagadnienia powinno istnieć dla (1) dowolnej odległości L pomiędzy źródłem (plazmą) a ścianą; (2) dowolnego (w pewnym zakresie) ładunku elektrycznego na ścianie (któremu odpowiada określona wartość brzegowa pola elektrycznego E_L); (3) dowolnej wydajności źródła. W naszych badaniach zakładaliśmy dodatkowo, że (a) rozkłady prędkości elektronów i jonów opuszczających źródło są opisywane funkcjami Maxwella odpowiednio z temperaturą T_e lub T_i ; (b) każdy jon osiagający ścianę ulega neutralizacji (co jest założeniem typowym); i że liczba elektronów osiagająca ścianę w jednostce czasu jest taka sama jak liczba jonów.

Tak zdefiniowany problem można do pewnego stopnia rozwiązać analitycznie, ponieważ dla monotonicznego spadku potencjału gęstości ładunku są funkcjami potencjału elektrycznego. Wykazaliśmy jednak, że dla założonych właściwości ściany nie jest możliwy dowolny wybór zarówno L jak i E_L . Kontynuowane w omawianym okresie badania zostały szczegółowo opisane w publikacji [1]. Poniżej przedstawiono krótkie ich omówienie i najważniejsze wyniki.

Szkic ilustrujący geometrię i strumienie cząstek naładowanych dla bezzderzeniowego modelu płaskiego źródła plazmy i ściany na potencjale pływającym przedstawiono na Rysunku 1. Dostarczające elektrony i jony źródło (plazma) o grubości połówkowej ε umieszczone jest w położeniu $y = 0$, a ściana w $y = L$. Oba rodzaje emitowanych cząstek mają rozkład Maxwella, odpowiednio z temperaturą T_e dla elektronów i T_i dla jonów.



Rysunek 1: Sformułowanie problem źródło-ściana z odpowiednimi strumieniami cząstek naładowanych.

Definiując właściwości ściany zakłada się dla uproszczenia, że pewien ułamek cząstek, η , może być od niej odbijany sprężysto. Dalsze uproszczenie modelu polega na redukcji grubości źródła do zera ($\varepsilon \rightarrow 0$) oraz przyjęciu, że pozostała część domeny jest bezzderzeniowa. W rezultacie charakterystyki układu równań Własowa dla elektronów i jonów stają się stałymi ruchu, a dla znanych warunków brzegowych funkcje rozkładu elektronów i jonów stają się w dowolnym punkcie znanymi funkcjami potencjału elektrycznego.

Dla wygody w modelu przyjęto zmienne bezwymiarowe $\tau = T_e/T_i$, $\mu = m_i/m_e$, $\psi = e\varphi/(kT_e)$. Przy tym, dla zachowania bezwymiarowej wydajności produkcji cząstek równej jeden dla obu kierunków propagacji, zdefiniowano unormowaną gęstość $v = n/n_i^*$ i prędkość $u = v/\sqrt{2kT_i/(\pi m_i)}$, gdzie n_i^* oznacza gęstość jonów w płaszczyźnie źródła. Wtedy unormowane strumienie stają się równe $\gamma = \Gamma/(2\Gamma_i)$. Natomiast unormowaną długość (położenie) i pole elektryczne zdefiniowano odpowiednio jako $v = y/\lambda_D^*$ i $\xi = E\lambda_D^*/(kT_e)$, gdzie $\lambda_D = \sqrt{\varepsilon_0 kT_e/(n_i^* e^2)}$.

Gęstości jonów i elektronów otrzymuje się z zerowych momentów funkcji rozkładu:

$$v_i(\psi) = \frac{1}{2} \exp(-\tau\psi) \operatorname{erfc}\sqrt{-\tau\psi},$$

$$v_e(\psi, \psi_L, \eta) = \frac{1}{2\sqrt{\mu\tau}} \exp(\psi - \psi_L) \left[\frac{2}{1-\eta} - \operatorname{erfc}\sqrt{\psi - \psi_L} \right].$$

Natomiast równanie Poissona dla potencjału elektrycznego (jako zmiennej kanonicznej) reprezentowane jest przez układ dwóch równań całkowych opisujących unormowane pole elektryczne ξ i unormowaną zmienną przestrzenną v :

$$\left. \begin{aligned} \xi_L^2(\psi_L, \eta) &= -2 \int_0^{\psi_L} (v_i(\psi) - v_e(\psi, \psi_L, \eta)) d\psi \\ v_L(\psi_L, \eta) &= - \int_0^{\psi_L} \frac{d\psi}{\sqrt{\xi^2(\psi, \psi_L, \eta)}} \end{aligned} \right\} (*)$$

gdzie całki gęstości w równaniu dla pola elektrycznego na ścianie wyrażają się następująco:

$$\int_0^{\psi} v_i(\psi) d\psi = -\frac{1}{2\tau} \left(\exp(-\tau\psi) \operatorname{erfc}\sqrt{-\tau\psi} + \sqrt{-\frac{4\tau\psi}{\pi}} - 1 \right),$$

$$\int_0^{\psi} v_e(\psi, \psi_L, \eta) d\psi = \frac{1}{2\sqrt{\mu\tau}} \left[\exp(\psi - \psi_L) \left(\frac{2}{1-\eta} - \operatorname{erfc}\sqrt{\psi - \psi_L} \right) - \exp(-\psi_L) \left(\frac{2}{1-\eta} - \operatorname{erfc}\sqrt{-\psi_L} \right) - \sqrt{\frac{4}{\pi}} (\psi - \psi_L) + \sqrt{-\frac{4}{\pi} \psi_L} \right].$$

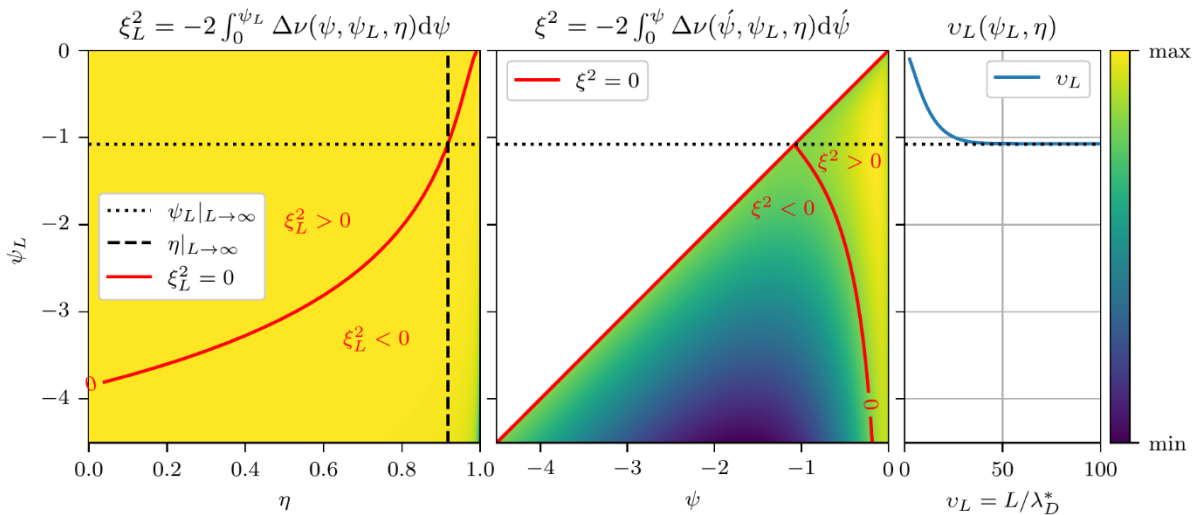
Należy podkreślić, że powyższy system dwóch równań zawiera cztery zmienne niezależne: pole elektryczne na ścianie ξ_L , odległość v_L między źródłem i ścianą, własność ściany η , i potencjał elektryczny na ścianie ψ_L . Oznacza to, że dla rozwiązania tego układu potrzebne są jedynie dwa parametry zewnętrzne, a nie trzy. Tak

więc, jeśli oczekuje się, że parametrami wejściowymi w modelu będą v_L , ξ_L i η problem jest rzeczywiście nadokreślony.

Dobłą ilustracją nadmiarowej specyfikacji jest sztuczny scenariusz, w którym zakłada się, że elektrony które nie uległy rekombinacji na ścianie, są od niej odbijane. W takiej sytuacji pole elektryczne na ścianie powinno znikać. W tym przypadku nadwyżkę padających elektronów reprezentowaną w modelu przez współczynnik η można otrzymać przekształcając pierwsze równanie układu (*) do postaci:

$$\eta(\psi_L) = 1 + \frac{2(1 - \exp(-\psi_L))}{\sqrt{\frac{\mu}{\tau}} \left(\exp(-\tau\psi_L) \operatorname{erfc} \sqrt{-\tau\psi_L} + \sqrt{-\frac{4\tau\psi_L}{\pi}} - 1 \right) + \exp(\psi_L) \operatorname{erfc} \sqrt{-\psi_L} + \sqrt{-\frac{4\psi_L}{\pi}} - 1}.$$

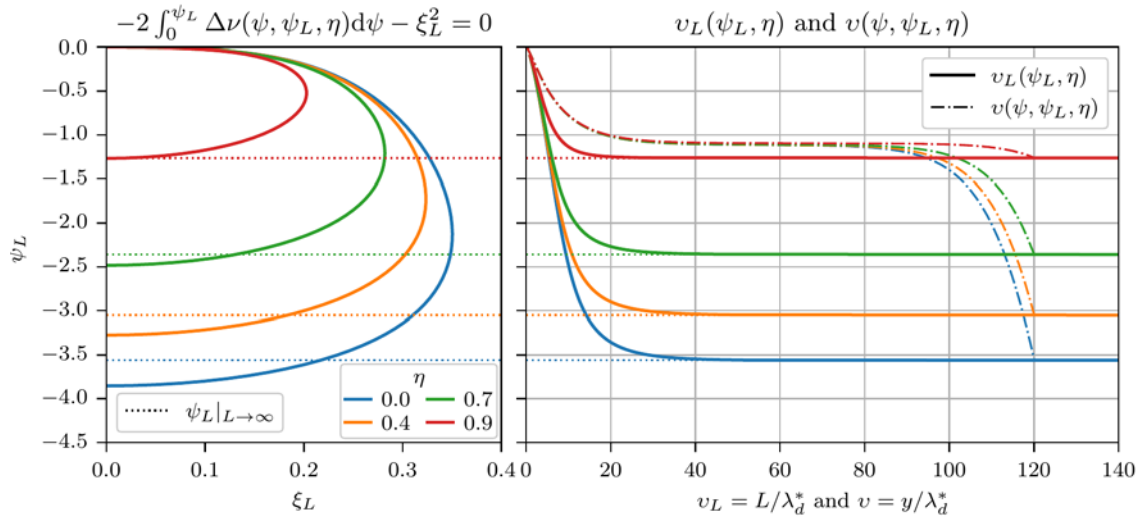
Dla tak sformułowanego zagadnienia przestrzeń parametrów zobrazowano na Rysunku 2. Wszystkie wyniki otrzymano dla $\mu = m_H/m_e \approx 1837$ i $\tau = 100$. Łatwo widać, że rozwiązania fizyczne istnieją jedynie w ograniczonym zakresie zmienności parametru η , dla którego możliwe wartości znormalizowanego potencjału na ścianie ψ_L rozciągają się od pewnej wartości ujemnej do zera. Dalsze zmniejszanie ψ_L (równoważne wyjściu poza dopuszczalny zakres zmienności η) prowadziłyby do zespolonych wartości unormowanego pola elektrycznego (ponieważ $\xi^2 < 0$), co nie jest fizyczne – sytuację ilustruje środkowy panel Rysunku 2. Natomiast jego prawy panel pokazuje, że każdy fizyczny potencjał ściany ψ odpowiada tylko jednej odległości v_L .



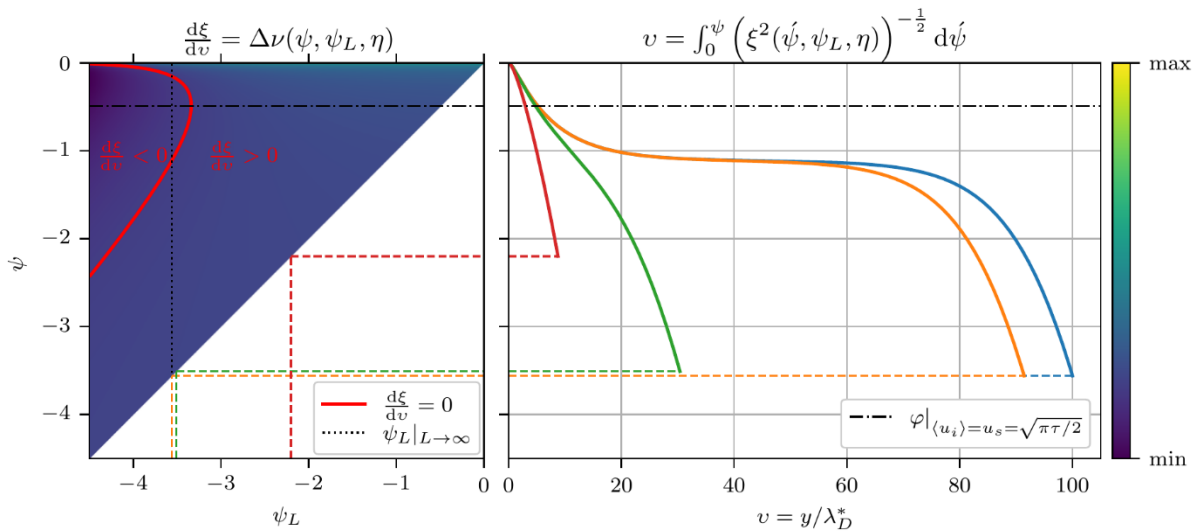
Rysunek 2: Przestrzeń rozwiązań dyskutowanego układu równań dla $\xi_L = 0$. Lewy panel ilustruje unormowane pole elektryczne ściany ξ_L^2 (skala barwna) – czerwona izolinia pokazuje relację między unormowanym potencjałem ściany ψ_L , a współczynnikiem odbicia elektronów η , dla którego pole elektryczne na ścianie znika $\xi_L = 0$. Pod całką $\Delta v = v_i - v_e$. Panel środkowy obrazuje rozkład unormowanego pola elektrycznego ξ^2 między ścianą a źródłem (skala barwna), dla różnych wartości ψ_L i η . Czerwona izolinia odpowiada zerowej wartości lokalnego pola elektrycznego: $\xi^2 = 0$. Panel prawy przedstawia relację między ψ_L i v_L (unormowaną odległością między ścianą i źródłem). Na wszystkich diagramach czarna przerywana linia oznacza najmniejsze fizycznie dopuszczalne wartości potencjału ściany (największe możliwe wartości spadku potencjału), dla których $v_L \rightarrow \infty$.

Tak więc, ustalenie wartości ξ_L określa w sposób jednoznaczny parę v_L i η . Podobnie, ustalając właściwość ściany, na przykład zakładając ścianę idealnie pochłaniającą ($\eta = 0$), uzyskuje się jednoznaczne wartości pary v_L i ξ_L . Aby odzyskać swobodę definiowania L należy zmienić właściwość ściany. Ilustruje to Rysunek 3, na którym dodatkowo przedstawiono profile potencjału elektrycznego odpowiadające rozwiązaniom przy stałej długości dla różnych właściwości ściany. Rysunek wyraźnie pokazuje nasycenie potencjału pływającego

ściany spowodowane zwiększoną emisją (odbiciem) elektronów.



Rysunek 3: Rozwiązania dyskutowanego układu równań dla różnych η i dowolnego pola elektrycznego przy ścianie. Lewy panel przedstawia rozwiązania pierwszego równania tego układu dla wybranych wartości pola elektrycznego (oś pozioma) i potencjału ściany (oś pionowa). Linie przerywane wskazują najmniejszą fizycznie możliwą wartość potencjału ściany (największy możliwy spadek potencjału), dla którego $v_L \rightarrow \infty$. Prawy panel przedstawia unikalne długości odpowiadające tym rozwiązaniom, a także przykładowe profile potencjału elektrycznego (znormalizowanego) dla danej wartości η i $v_L = L/\lambda_D^* = 120$.



Rysunek 4: Gradient znormalizowanego pola elektrycznego wszystkich możliwych rozwiązań (po lewej) i odpowiadające im profile potencjału jako funkcja współrzędnej przestrzennej (po prawej) dla ściany naładowanej i $\eta=0$. Czerwona izolinia na lewym diagramie wskazuje zerowy gradient pola elektrycznego (zerową gęstość ładunku). Linia kropkowana wskazuje najmniejszą fizycznie możliwą wartość potencjału ściany (największy możliwy spadek potencjału), dla której $v_L \rightarrow \infty$. Czarna, pozioma linia przerywana z kropką odpowiada takiemu potencjałowi ψ , dla którego średnia prędkość jonów osiąga wartość prędkości jonowo-akustycznej. Tak jak poprzednio, czarna linia kropkowana wskazuje najmniejszą fizycznie możliwą wartość potencjału ściany (największy możliwy spadek potencjału), dla której $v_L \rightarrow \infty$. Linie przerywane na obu diagramach wskazują potencjały ściany ψ_L odpowiednich profili przedstawionych na prawym diagramie.

Pomiędzy źródłem a ścianą można wyróżnić trzy obszary: warstwy przylegającej do źródła, quasi-neutralnego plateau oraz obszar warstwy przysiennej. Tworzenie się warstwy przy źródle spowodowane jest brakiem

zderzeń w domenie – ta warstwa w pewnym stopniu zastępuje obszar pośredni (*presheath*) wyróżniany zwykle między plazmą a warstwa przyścienną.

Warto również zauważyć, że te trzy obszary ujawniają się tylko w przypadku wystarczająco dużych odległości między źródłem a ścianą. Oczekuje się, że w obszarze plateau wystąpi punkt przegięcia potencjału elektrycznego. Narzucenie warunku zerowego pola elektrycznego dla źródła (ze względu na symetrię) powoduje pojawienie się kolejnego punktu przegięcia – pomiędzy źródłem a punktem przegięcia w obszarze plateau. Punkty te powinno charakteryzować zerowanie się ładunku elektrycznego $v_i - v_e = 0$, przy czym nie pojawiają się one w każdym rozwiązaniu. Jako przykład na Rysunku 4 zostały przedstawione rozwiązania układu dla przypadku całkowicie absorbującej ściany.

Punkty przegięcia pojawiają się jedynie dla dostatecznie dużej odległości między źródłem i ścianą v_L i tylko wtedy występuje warstwa przylegająca do źródła.

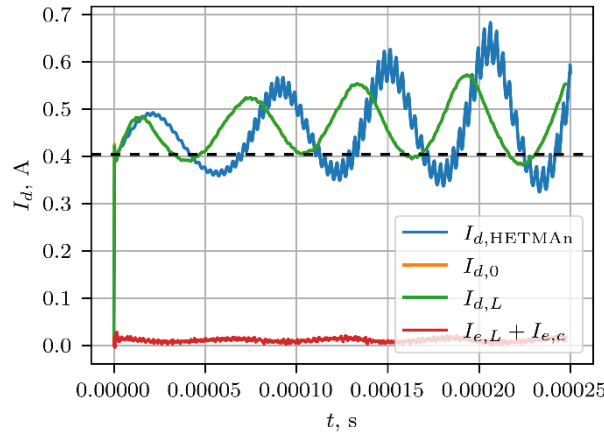
Udoskonalenie płynowego modelu wyładowania w silniku Halla

Wiadomo, że symulacje plazmy oparte o dynamikę molekularną wymagają wielkich mocy obliczeniowych. Dlatego, w kontekście modelowania wyładowania elektrycznego w silniku Halla, mogłoby być uzasadnione rozpoczęcie symulacji stawiając warunki początkowe zbliżone do badanego reżimu pracy, co pozwoliłoby uniknąć symulacji rozwoju wyładowania. Jako warunki początkowe można by wykorzystać wyniki obliczeń za pomocą kodów płynowych. Z myślą o takim podejściu rozwijany w PlaNS kod typu PIC został przystosowany do inicjacji z wykorzystaniem rezultatów makroskopowych symulacji płynowych. Potrzebne dane makroskopowe generowane są za pomocą hydrodynamicznego kodu HETMAN przeznaczonego do modelowania wyładowania w silniku Halla. Kod zaprojektował, rozwijał i zaimplementował w IFPiLM Serge Barral, w ramach projektu *High power electric propulsion: A roadmap for the future* (EC FP7).

Zastosowanie opisanego wyżej podejścia ujawniło jednak jakościowe różnice wyników modelowania za pomocą obu kodów przy tych samych parametrach operacyjnych (napięciu wyładowania, wydatku masowym paliwa i temperaturze). W szczególności, rozwiązania stałe kodu HETMAN użyte jako dane wejściowe dla kodu PIC generowały oscylacje prądu władowania.

Oczywiście, ze względu na różnice w opisie płynowym i kinetycznym nie powinno się spodziewać pełnej zgodności wyników symulacji obu rodzajów. Niemniej jednak wydawało się, że jest możliwe zwiększenie podobieństwa rezultatów poprzez bardziej subtelne potraktowanie upraszczającego założenia dotyczącego kosztu jonizacji. W kodzie HETMAN procesy wzbudzeń i jonizacji nie są modelowane niezależnie, ale opisywane wspólnie za pomocą jednego parametru $\varepsilon_{i,eff} = \gamma_i \varepsilon_i$ – tzw. efektywnej energii jonizacji, gdzie ε_i oznacza energię jonizacji gazu, a współczynnik $\gamma_i < 1$ efektywne straty na jonizację. Współczynnik γ_i pozwala uwzględnić straty energii na wzbudzenia w modelowaniu samej jonizacji. Ponieważ jednak zależność energetyczna przekrojów czynnych jonizacji i wzbudzenia jest różna, użycie stałej γ_i w wyładowaniu, w którym występują przestrzenne zmiany temperatury, może stanowić jedynie przybliżenie. Z tego powodu kod HETMAN udoskonalono poprzez rozdzielenie obu procesów. W wersji pierwotnej dla ich uwzględnienia dane wejściowe zawierały jedynie stabelaryzowaną zależność energetyczną przekroju czynnego na jonizację i efektywną energię jonizacji. Po modyfikacji dane wejściowe zawierają stabelaryzowane zależności energetyczne zarówno dla przekroju czynnego na jonizację jak i całkowitego przekroju na wzbudzenia oraz energie jonizacji i wzbudzeń. Tak jak dla jonizacji tak i dla wzbudzeń współczynniki wydajności zderzeniowej obliczane są sukcesywnie podczas symulacji wnosząc wkład w równania energii i pędu elektronów. Wprowadzone modyfikacje doprowadziły do zgodności obu symulacji według dyskutowanego wyżej scenariusza, w którym przy pierwszym podejściu rozwiązania stałe z HETMAN'a traktowane jak warunek początkowy dla kodu PIC generowały oscylacje prądu wyładowania. Obecnie, po modyfikacji, kod HETMAN również generuje rozwiązania oscylacyjne dla warunków używanych w pierwszym podejściu, co zilustrowano

na Rysunku 5.



Rysunek 5: Porównanie dynamiki prądu wyładowania otrzymanego za pomocą kodu kinetycznego i zmodyfikowanego kodu HETMAN. Dla obu symulacji stawiany jest ten sam warunek początkowy przyjęty z poprzedniej wersji kodu HETMAN, w której wzbudzenia cząstek neutralnych nie były jeszcze traktowane jako oddzielny proces, lecz uwzględniane w zdarzeniach jonizacyjnych za pomocą efektywnego kosztu jonizacji. Czarna przerywana linia pozioma reprezentuje stałą w czasie wartość prądu wyładowania wygenerowaną przez poprzednią wersję kodu HETMAN. $I_{d,0}$ i $I_{d,L}$ reprezentują prąd wyładowania otrzymany w ramach symulacji opartej na dynamice molekularnej zmierzony odpowiednio po stronie anody i katody ($I_{d,0}$ nie jest widoczny, ponieważ oba przebiegi dokładnie się pokrywają).

Jak już zostało zauważone, nie można spodziewać się pełnej zgodności ilościowej wyników obu symulacji, ponieważ podejście płynowe i kinetyczne różnią się od siebie diametralnie.

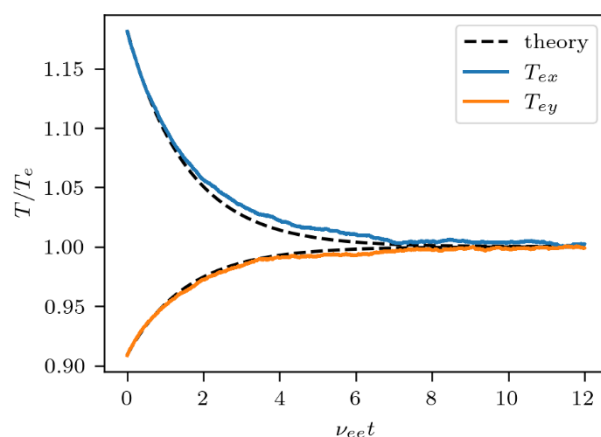
Udoskonalenie modelu kinetycznego wyładowania w silniku Halla

W opisie wyładowania w silniku Halla zderzenia kulombowskie dla małych kątów zazwyczaj są pomijane. Uzasadnia się to zazwyczaj, niewielką wartością parametru zderzenia dla rozpraszania elektronów na jonach, będącą wynikiem dużej energii elektronów w obszarze przyspieszenia silnika (który to obszar pokrywa się na ogół z obszarem silnego pola magnetycznego). Fakt ten można zauważyć, jeśli używa się przekroju czynnego na rozpraszanie kulombowskie w przybliżeniu logarytmu kulombowskiego [2]:

$$\sigma = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{ee'}{\mu(\mathbf{v} - \mathbf{v}')^2} \right)^2 \ln \left(\frac{\chi_{\max}}{\chi_{\min}} \right) \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{e^2}{m_e v_e^2} \right)^2 \ln \left(\frac{4\pi\epsilon_0 m_e v_e^2 \lambda_D}{e^2} \right),$$

gdzie μ oznacza masę zredukowaną. Równość przybliżona po prawej stronie powyższego wyrażenia odpowiada rozpraszaniu elektronów na jonach. Jednak w silniku Halla, zarówno w obszarze anodowym jak i przy katodzie (przy ujściu kanału silnika) energia elektronów jest o rząd wielkości mniejsza niż w obszarze akceleracji. Z tego powodu wydaje się konieczne uwzględnienie także zderzeń kulombowskich. Konsekwentnie, w omawianym kodzie PIC zaprojektowanym do symulacji wyładowania w silniku Halla uwzględniono zderzenia kulombowskie, implementując kumulatywny model rozpraszania pod małymi kątami [9], który reprezentuje rozwiązanie Monte Carlo operatora zderzeń Fokkera-Plancka.

Wprowadzona modyfikacja kodu została pozytywnie zweryfikowana przez porównanie dynamiki relaksacji początkowo anizotropowej temperatury elektronowej ($T_{ex} \neq T_{ey} = T_{ez}$) z teoretycznie przewidywanym zachowaniem, co ilustruje Rysunek 6 – całkowita temperatura $T_e = \frac{1}{3}T_{ex} + \frac{2}{3}T_{ey}$.



Rysunek 6: Relaksacja anizotropowej temperatury elektronowej – weryfikacja wyników numerycznych przez porównanie z teorią.

Referencje:

- [1] A Riazantsev and Z Peradzyński, “Planar plasma source and a floating wall,” *Archives of Mechanics*, 77 (6) 595–620 (2025) doi: 10.24423/aom.4713.
- [2] M Lifshitz E and P Pitaevskii L, *Physical kinetics*, 2nd revised. in Theoretical physics, vol. 10. Moscow: Fizmatlit, 2007.
- [3] K Nanbu, “Theory of cumulative small-angle collisions in plasmas,” *Phys. Rev. E*, 55 Apr. 4642–4652 (1997) doi: 10.1103/PhysRevE.55.4642

6.3. Modelowanie oscylacji typu *breathing mode* w silniku Halla

W zespole od wielu lat prowadzone są badania mające na celu lepsze zrozumienie dynamiki wyładowania w silniku Halla. Ich zasadniczą część dotyczącą warunków generacji oscylacji niskiej częstotliwości znanych w literaturze przedmiotu jako *breathing mode* i wzbudzanych w wyniku niestabilności jonizacyjnej, wykonano i podsumowano w ramach rozprawy doktorskiej Olgierda Cichorka pod tytułem *Study of breathing mode oscillations in Hall thrusters*. Rozprawę przygotowano w ramach kształcenia w szkole doktorskiej Geoplanet zwieńczonego obroną w/w pracy 22 grudnia 2025 oraz nadaniem stopnia doktora w dziedzinie nauk inżyniersko-technicznych w dyscyplinie automatyka, elektronika, elektrotechnika i technologie kosmiczne w dniu 21 stycznia 2026. Oprócz dysertacji część wyników została przedstawiona w publikacjach [1,2] i obszernie omówiona w Raporcie Rocznym 2024. Dla wygody czytelnika poniżej zamieszczono krótkie streszczenie najważniejszych rezultatów.

W pracy [1], w oparciu o zaawansowany kod hydrodynamiczny *HETMAN* do modelowania 1D wyładowania w silniku Halla przeprowadzono szeroko zakrojone badania parametryczne oscylacji *breathing mode* - BM. W przestrzeni parametrów napięcie wyładowania U – indukcja magnetyczna B zidentyfikowano obszar generacji oscylacji BM, w którym silnik pracuje wydajnie (W) i obszar, w którym pracuje nieefektywnie (N). Obszar W odpowiada umiarkowanym wartościom napięcia U i dużym wartościom indukcji B , natomiast N dużym wartościom U i małym wartościom B . Stwierdzono, że w obszarze W za wzbudzenie niestabilności odpowiadają głównie procesy zdeterminowane przez temperaturę elektronów, prowadzące do znacznych fluktuacji wydajności jonizacji podczas pojedynczego cyklu oscylacji BM. W przypadku pracy w obszarze N znaczące nakładanie się w kanale silnika strefy jonizacji i strefy jonów o ujemnych prędkościach sprawia, że niestabilności mogą powstawać przede wszystkim w obszarze wstecznego strumienia jonów. W rezultacie za mechanizm niestabilności w obszarze N odpowiada cykliczna jonizacja i rekombinacja plazmy anodowej. Stwierdzono, że istnieje związek między nieefektywną pracą silnika i tworzeniem warstwy (*sheath*) w granicy nasyconego ładunku przestrzennego. Dalsza analiza ujawnia, że praca w obszarze W jest powiązany z

wysokim wykorzystaniem prądu i paliwa oraz umiarkowanym wykorzystaniem napięcia. Z drugiej strony, praca w obszarze N jest powiązana z bardzo niskim wykorzystaniem prądu wyładowania (z powodu dużego prądu wstecznego jonów), co nie może być skompensowane przez większą utylizację paliwa i napięcia.

W pracy [2] badania parametryczne wykorzystano do weryfikacji uproszczonego opisu teoretycznego wyładowania w silniku Halla. Opiera się on na zaledwie dwóch równaniach modelujących ewolucję prądu wyładowania I i gęstości N gazu neutralnego. Podejście miało na celu wyodrębnienie mechanizmu odpowiedzialnego za generację oscylacji BM z pełnego opisu płynowego wyładowania w silniku Halla. W tym celu wykorzystuje się dla stanu stacjonarnego dwie funkcje położenia w kanale silnika: $\gamma(x)$ i $\Psi(x)$, gdzie x jest wymiarem osiowym wzdłuż linii centralnej kanału wyładowania. W celu sprawdzenia, czy w szerokim spektrum warunków obliczeniowych zaproponowany opis uproszczony zachowuje dokładnie wyniki konwencjonalnego modelu płynowego, przeprowadzono badania parametryczne z przemiataniem napięcia wyładowania. Ponadto, zaproponowane podejście uproszczone pozwoliło na sformułowanie analitycznego kryterium wzbudzenia oscylacji BM. Okazuje się, że jest ono powiązane z czasem przejścia neutralów między obszarami, w których funkcje $\gamma(x)$ i $\Psi(x)$ są znaczące. Pokazano, że wyprowadzone kryterium stabilności w racjonalny sposób wyjaśnia przejście od trybu wyładowania statycznego do trybu oscylacyjnego.

Referencje:

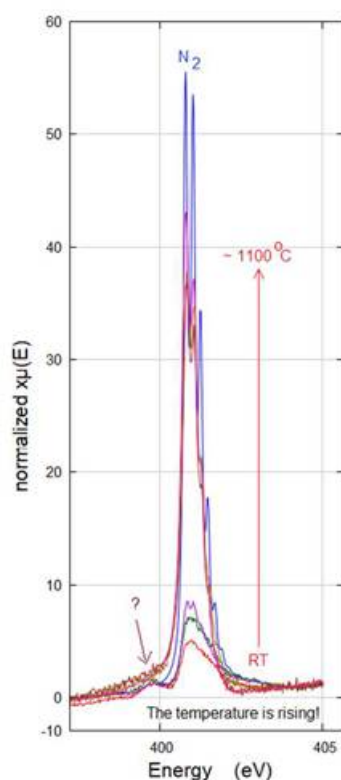
- [1] O. Cichorek and Z. Peradzyński, „High and low efficiency subregimes of breathing mode oscillations in Hall thruster”, *Pys. Plasmas* **32** 022113 (2025), <https://doi.org/10.1063/5.0232441>.
- [2] O. Cichorek and Z. Peradzyński, „Parametric study of a breathing mode theory”, *IEPC-2025-475*, presented at the 39th International Electric Propulsion Conference, London, UK, 14-19 September **2025**, https://www.electrocrocket.org/IEPC_2025/London/submission_475.pdf

7 Projekty Narodowego Centrum Nauki

7.1 Wpływ implantacji jonów na powstawanie defektów i domieszkowanie tlenku galu

Praca pt. *Local structure modification around Si atoms in Si-implanted monocrystalline β -Ga₂O₃ (100) under heated substrate conditions*, zapowiadana w poprzednim raporcie, została opublikowana w czasopiśmie *Acta Materialia*, Volume 292 (2025), 121036.

Jako bezpośrednią kontynuację wcześniejszych badań teoretycznych dotyczących konfiguracji defektowych w β -Ga₂O₃ oraz roli domieszek w stabilizacji stanów nierównowagowych przeprowadzono eksperyment synchrotronowy w trybie *in-situ* oraz *ex-situ* na linii PIRX (SOLARIS), obejmujący próbki β -Ga₂O₃ (100) implantowane jonami azotu.

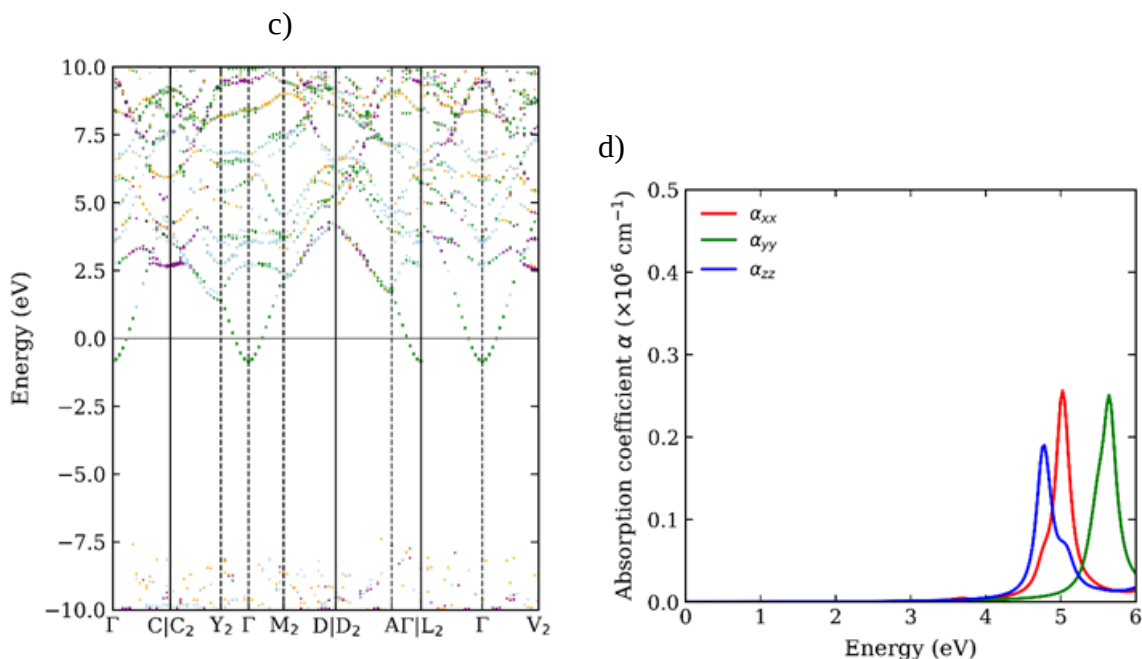


Rysunek 1. Porównanie wysokorozdzielczych widm XANES na krawędzi K azotu dla próbek β -Ga₂O₃:N z referencyjnym widmem molekularnego N₂.

Celem tej części projektu było zweryfikowanie hipotezy, że, analogicznie do krzemu, lokalna struktura domieszki azotu w warunkach nierównowagowych nie specjalnie musi odpowiadać klasycznemu modelowi podstawieniowemu, lecz może prowadzić do stabilizacji bardziej złożonych konfiguracji defektowych, obejmujących zarówno układy o charakterze molekularnym, jak i kompleksy związane z wakansami. Innymi słowy, zakładano, że implantowany azot może podlegać reorganizacji strukturalnej determinowanej kinetyką procesu, a nie wyłącznie energetyką równowagową.

Scenariusz ten pozostaje w pełnej zgodności z brakiem jednoznacznej sygnatury konfiguracji podstawieniowej, z progresywnym pojawianiem się cech molekularnych w widmach XANES oraz z analogiami do znanych procesów rekombinacji i agregacji lekkich domieszek w półprzewodnikach tlenkowych.





Rysunek 2. Panele (a), (b) i (c) przedstawiają rozwinięte (unfolded) struktury pasmowe rzutowane odpowiednio na atomy Ga, O oraz Si. Uwaga: rozmiary znaczników odpowiadających wkładowi orbitalnym w strukturach pasmowych zostały przeskalowane 60-krotnie. W przypadku atomów Si współczynnik ten został dodatkowo pomnożony przez 10 (tj. łącznie 600), aby lepiej uwidocznili ich wkład. Energia Fermiego została przyjęta jako równa zero. Panel (d) przedstawia anizotropowy współczynnik absorpcji optycznej w funkcji energii fotonu.

W przeciwieństwie do krzemu, który wykazuje tendencję do tworzenia konfiguracji donorowych oraz kompleksów defektowych stabilizowanych przez podsić kationową, azot nie stabilizuje się efektywnie w pozycjach sieciowych tlenu w β -Ga₂O₃. Zamiast tego, jak wskazują wyniki spektroskopowe, preferuje on reorganizację w kierunku, jak wspomniano wyżej, konfiguracji molekularnych lub quasi-molekularnych. Oznacza to zasadniczą różnicę w mechanizmie stabilizacji obu domieszek w warunkach nierównowagowych.

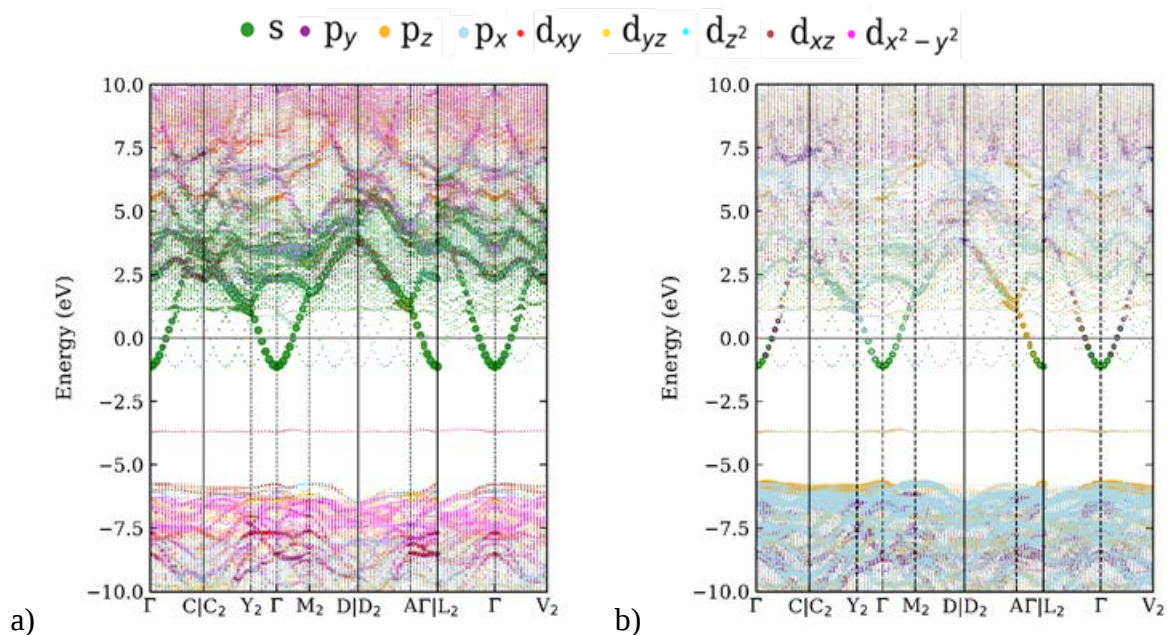
Wcześniejsza część raportu obejmowała analizę teoretyczną (DFT + FEFF) konfiguracji defektowych w β -Ga₂O₃, w tym kompleksów międzywęzłowych oraz oddziaływania domieszek z wakansami. Przedstawione tu badania synchrotronowe na krawędzi K azotu stanowią bezpośrednie rozwinięcie tego programu poprzez eksperymentalne potwierdzenie, że lekkie domieszki w β -Ga₂O₃ mogą przyjmować konfiguracje odmienne od klasycznie zakładanych podstawieniowych. Co więcej, obserwowana ewolucja widm wskazuje, że krótkodystansowa chemia wiązań, w tym przypadku tworzenie wiązań N-N, dominuje nad uproszczonym modelem domieszkowania akceptorowego. Sugeruje to, że implantacja azotu prowadzi raczej do strukturalnej reorganizacji w kierunku tworzenia cząsteczek niż do stabilizacji efektywnych centrów akceptorowych w sieci krystalicznej. W tym sensie badania krawędzi K azotu rozszerzają wcześniejsze rozważania teoretyczne o przypadek, w którym energetycznie uprzywilejowana okazuje się rekombinacja domieszki w konfiguracje molekularne, a nie jej integracja z siecią β -Ga₂O₃.

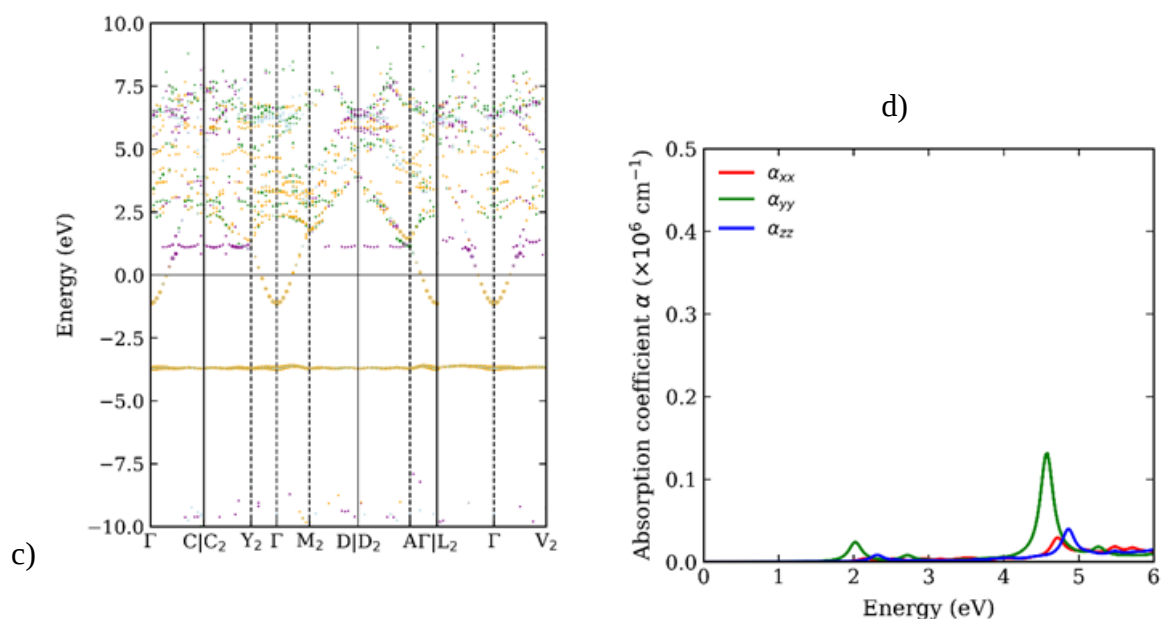
Obecnie prowadzone są rozszerzone obliczenia DFT oraz symulacje FEFF dla wybranych modeli strukturalnych obejmujących kompleksy typu N-V_{Ga}, molekularne formy N₂ osadzone w matrycy Ga₂O₃, jak również konfiguracje azotu związane z klastrami defektów własnych. Celem tych analiz jest ilościowe odtworzenie widm eksperymentalnych N K-krawędzi XANES oraz opracowanie uporządkowanej, energetycznie i spektroskopowo zweryfikowanej hierarchii możliwych scenariuszy strukturalnych.

Równolegle przygotowywany jest manuskrypt pt. 'Thermally Driven Stabilization of Molecular Nitrogen in N-Implanted β -Ga₂O₃ Revealed by N K-Edge XANES', w którym wyniki spektroskopowe zostaną zestawione z modelowaniem teoretycznym. Planowane jest również uzupełnienie analizy o dane z wysokorozdzielczej dyfrakcji rentgenowskiej (HRXRD), pomiarów RBS/c oraz efektu Halla, co pozwoli na bezpośrednie powiązanie lokalnej chemii wiązań z długozasięgową strukturą krystaliczną oraz właściwościami transportowymi materiału.

Przeprowadzona analiza próbek β -Ga₂O₃ implantowanych azotem jednoznacznie wskazuje, że azot w warunkach implantacji i wygrzewania nie zachowuje się jak klasyczny domieszkan akceptorowy stabilizowany w pozycjach sieciowych. Zamiast tego wykazuje on wyraźną tendencję do tworzenia konfiguracji molekularnych N–N, determinowanych procesami kinetycznymi zachodzącymi w warunkach nierównowagowych.

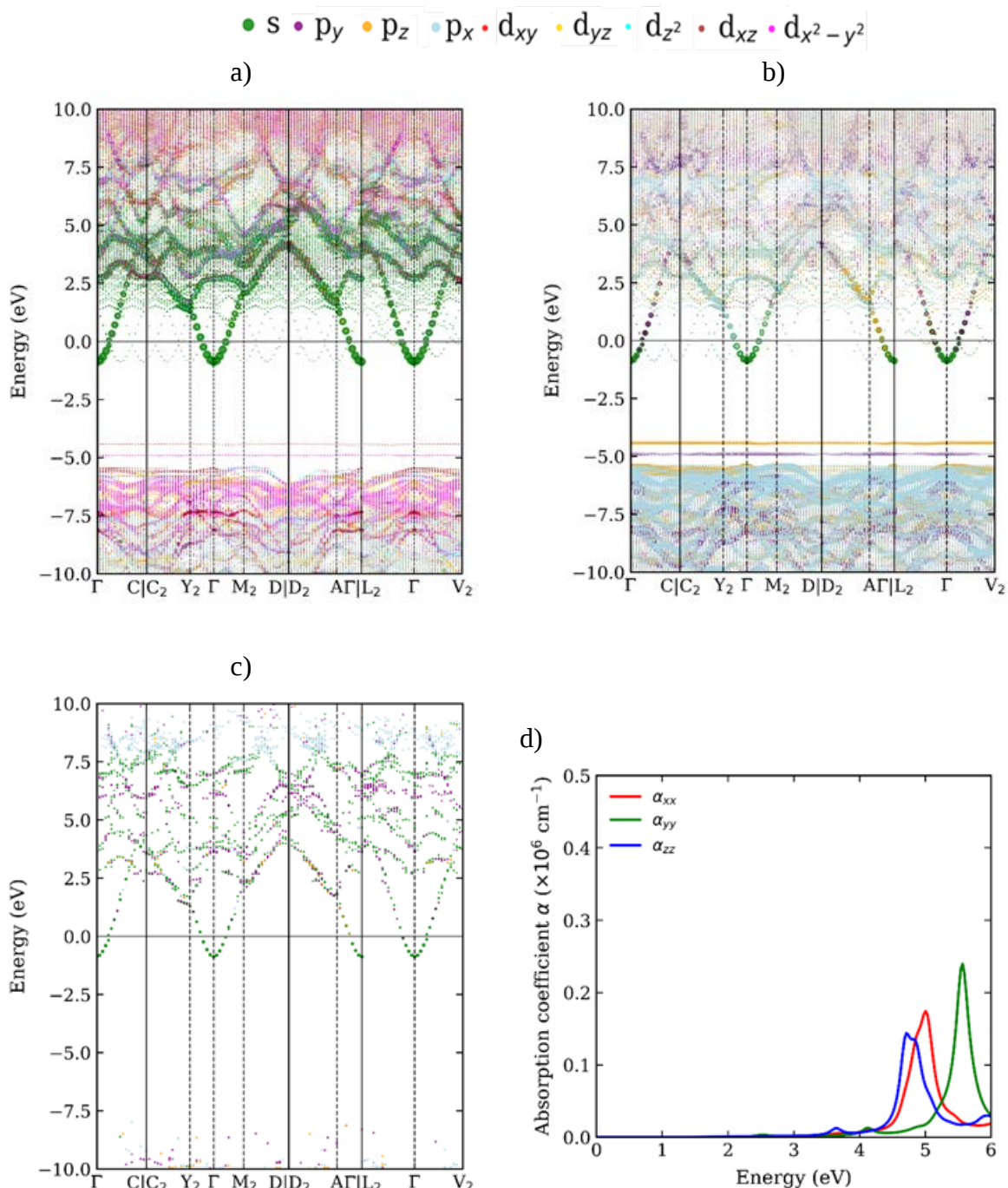
Wyniki te, rozpatrywane łącznie z analizami teoretycznymi, ujawniają fundamentalną różnicę mechanizmów stabilizacji domieszek Si i N w β -Ga₂O₃. Podkreślają one kluczową rolę kinetyki, lokalnej chemii wiązań oraz reorganizacji defektowej w kształtowaniu właściwości materiałów tlenkowych o szerokiej przerwie energetycznej, wskazując, że krótkodystansowa struktura chemiczna może dominować nad klasycznym modelem domieszkowania sieciowego.





Rysunek 3. Panele (a), (b) i (c) przedstawiają rozwinięte (unfolded) struktury pasmowe rzutowane odpowiednio na atomy Ga, O oraz międzywęzłowy atom Si. Uwaga: rozmiary znaczników odpowiadających wkładowi orbitalnym w strukturach pasmowych zostały przeskalowane 60-krotnie. W przypadku atomów Si współczynnik ten został dodatkowo pomnożony przez 10 (tj. łącznie 600), aby lepiej uwidocznili ich wkład. Energia Fermiego została przyjęta jako równa zero. Panel (d) przedstawia anizotropowy współczynnik absorpcji optycznej w funkcji energii fotonu.

W roku sprawozdawczym przeprowadzono również obliczenia z pierwszych zasad (DFT z funkcjonalem hybrydowym HSE06), które umożliwiły systematyczną analizę wpływu międzywęzłowych atomów Si oraz ich kompleksów z wakansami Ga na strukturę elektronową i właściwości optyczne β -Ga₂O₃. Wyniki tych badań zostały opublikowane w pracy pt. “Unraveling the Role of Interstitial Si–Vacancy Defect Complexes on Electronic Structure and Optical Properties of β -Ga₂O₃: A First-Principles Study” w *Physica Status Solidi (RRL) – Rapid Research Letters* (2026), doi: 10.1002/pssr.202500457.



Rysunek 4. Panele (a), (b) i (c) przedstawiają rozwinięte (unfolded) struktury pasmowe rzutowane odpowiednio na atomy Ga, O oraz międzywęzłowy atom Si. Uwaga: rozmiary znaczników odpowiadających wkładowi orbitalnemu w strukturach pasmowych zostały przeskalowane 60-krotnie. W przypadku atomów Si współczynnik ten został dodatkowo pomnożony przez 10 (tj. łącznie 600), aby lepiej uwidocznić ich wkład. Energia Fermiego została przyjęta jako równa zero. Panel (d) przedstawia anizotropowy współczynnik absorpcji optycznej w funkcji energii fotonu.

Uzyskane rezultaty prowadzą do następujących kluczowych wniosków. Po pierwsze, podstawieniowy atom Si w pozycji GaI (Si_{GaI}) zachowuje się jak klasyczny donator w $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (Rys. 2). Powoduje on przesunięcie poziomu Fermiego do pasma przewodnictwa bez generowania stanów zlokalizowanych w przerwie energetycznej. Obliczona wartość ładunku Badera (+3,12 e) pozostaje w zgodzie z eksperymentalnie

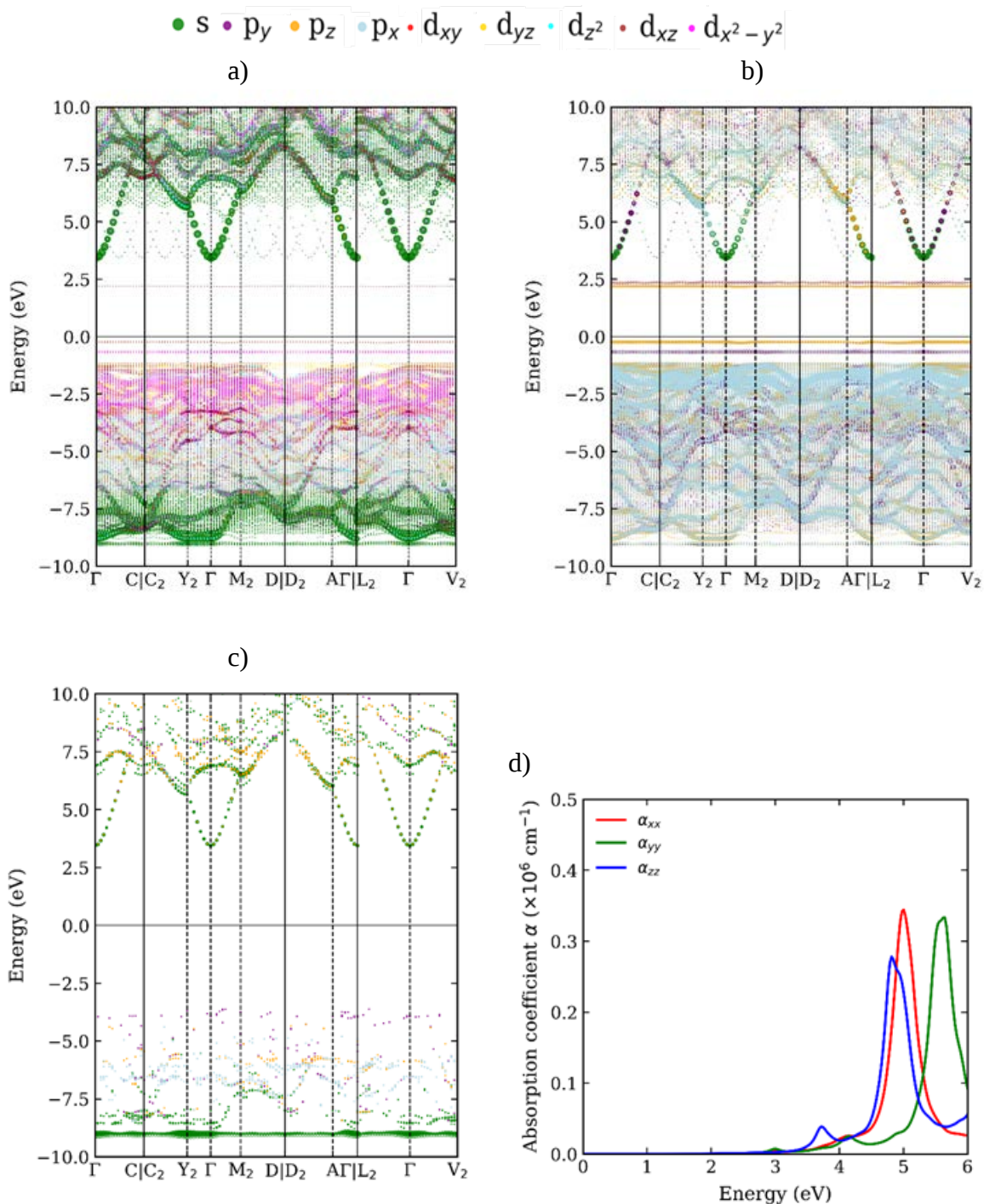
obserwowanym stanem utlenienia krzemu zbliżonym do +4, co jednoznacznie potwierdza donorowy charakter tej konfiguracji oraz jej dominującą rolę w uzyskiwaniu przewodnictwa typu *n*.

Po drugie, izolowany atom Si w pozycji międzywęzłowej i9 (Si_{i9}) wprowadza silnie zlokalizowany stan w środku przerwy energetycznej (Rys. 3) oraz charakteryzuje się wyraźnie obniżonym ładunkiem Badera (+2,04 e). Mimo formalnego przesunięcia poziomu Fermiego w kierunku pasma przewodnictwa, obecność zlokalizowanego pasma defektowego oraz wysoka energia tworzenia (~5 eV) wskazują, że konfiguracja ta nie stanowi stabilnego ani efektywnego donora w warunkach równowagowych. Analiza właściwości optycznych ujawnia dodatkową absorpcję podprzerwową (~2 eV), co sugeruje potencjalną rolę tego defektu jako centrum pułapkowego.

Po trzecie, utworzenie kompleksu $\text{Si}_{i9}\text{-V}_{\text{Ga}}$ prowadzi do zasadniczej zmiany charakteru defektu (Rys. 4). Zanika pierwotny stan środkowoprzerwowy związany z hybrydyzacją Si–Ga, natomiast poziom Fermiego pozostaje w paśmie przewodnictwa. Kompleks zachowuje charakter typu *n*, przy jednoczesnym pojawieniu się stanów zlokalizowanych w pobliżu maksimum pasma walencyjnego, o dominującym wkładzie orbitalnym tlenu. Obliczony ładunek Badera na atomie Si (+3,08 e) jest bardzo zbliżony do wartości dla defektu podstawieniowego, a ujemna energia tworzenia w warunkach ubogich w Ga wskazuje na wysoką stabilność tej konfiguracji w warunkach nierównowagowych, takich jak implantacja jonowa. Towarzyszy temu przesunięcie krawędzi absorpcji optycznej w kierunku niższych energii.

Wreszcie, wprowadzenie dwóch wakansów Ga w sąsiedztwie międzywęzłowego Si prowadzi do silnej lokalizacji ładunku na atomach tlenu oraz przesunięcia poziomu Fermiego w kierunku maksimum pasma walencyjnego (Rys. 5). W rezultacie charakter donorowy zostaje istotnie osłabiony, a powstały kompleks wykazuje cechy kompensujące, zbliżone do zachowania akceptorowego. Widoczne są liczne stany zlokalizowane w pobliżu VBM oraz dodatkowe przejścia optyczne poniżej 4.2 eV. Mimo że ładunek Badera Si (+3.04 e) pozostaje zbliżony do konfiguracji donorowej, redystrybucja elektronowa w układzie powoduje redukcję przewodnictwa typu *n*. Oznacza to, że przy wysokiej koncentracji taki kompleks może obniżać mobilność nośników i degradować parametry optoelektroniczne materiału.

Otrzymane wyniki dostarczają spójnego wyjaśnienia obserwowanej eksperymentalnie „podwójnej natury” domieszkowania Si w $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$. Część konfiguracji defektowych pełni rolę efektywnych donorów (Si_{GaI} , $\text{Si}_{i9}\text{-V}_{\text{GaI}}$), natomiast inne prowadzą do powstawania stanów kompensujących lub pułapkowych (Si_{i9} , $\text{Si}_{i9}\text{-2V}_{\text{GaI}}$), ograniczających efektywną koncentrację nośników. Mechanizm ten pokazuje, że aktywność elektryczna krzemu jest silnie determinowana przez lokalne środowisko defektowe oraz warunki nierównowagowe towarzyszące implantacji. W konsekwencji kontrola parametrów procesu, w szczególności temperatury podłoża podczas implantacji, warunków wyżarzania oraz chemii otoczenia (warunki Ga-ubogie vs Ga-bogate), staje się kluczowa dla ograniczenia formowania kompleksów kompensujących i maksymalizacji przewodnictwa typu *n*. Uzyskane rezultaty mają bezpośrednie znaczenie dla projektowania strategii domieszkowania w materiałach o ultra-szerokiej przerwie energetycznej (ang.: UWBG) oraz dla optymalizacji procesów implantacyjnych stosowanych w strukturach do zastosowań wysokiego napięcia i w fotodetektorach UV, gdzie precyzyjna kontrola populacji defektów decyduje o stabilności i wydajności urządzeń.



Rysunek 5. Panele (a), (b) i (c) przedstawiają rozwinięte (unfolded) struktury pasmowe rzutowane odpowiednio na atomy Ga, O oraz międzywęzłowy atom Si. Uwaga: rozmiary znaczników odpowiadających wkładowi orbitalnym w strukturach pasmowych zostały przeskalowane 60-krotnie. W przypadku atomów Si współczynnik ten został dodatkowo pomnożony przez 10 (tj. łącznie 600), aby lepiej uwidocznić ich wkład. Energia Fermiego została przyjęta jako równa zero. Panel (d) przedstawia anizotropowy współczynnik absorpcji optycznej w funkcji energii fotonu.

Celem kolejnej pracy pt. “Silicon Implantation as a Route to Polymorph Engineering in Ga_2O_3 (100)”, która obecnie znajduje się w procesie recenzji w czasopiśmie naukowym z listy filadelfijskiej, było wykazanie, że implantacja jonów Si w monokrystalicznym $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (100) nie stanowi jedynie techniki domieszkowania, lecz może być traktowana jako skuteczne narzędzie inżynierii stanów nierównowagowych. W szczególności celem

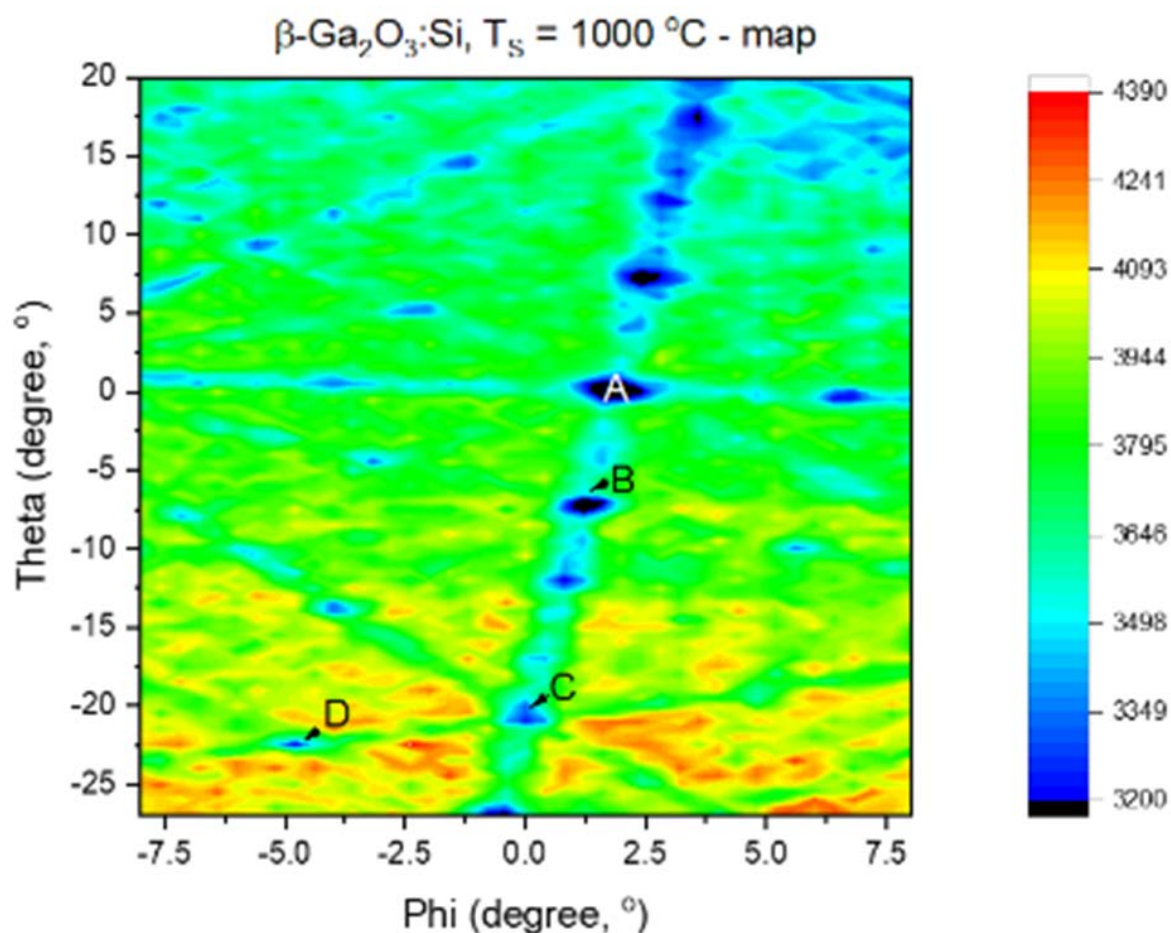
było pokazanie, że proces implantacji umożliwia kontrolę przemian polimorficznych, lokalizacji domieszki oraz długoterminowej stabilności strukturalnej materiału.

W przeprowadzonych badaniach szczególną uwagę poświęcono zależności między temperaturą implantacji a formowaniem fazy γ -Ga₂O₃, korelacji pomiędzy strukturą dalekiego i bliskiego zasięgu, lokalnemu otoczeniu atomów Si (Si K-edge XANES) oraz zjawisku opóźnionej ewolucji strukturalnej (tzw. *aging effect*) podczas przechowywania próbek w temperaturze pokojowej. Na podstawie kompleksowej analizy danych HRXRD, RBS/c, Si K-krawędzi XANES oraz obliczeń FEFF wykazano, że implantacja w temperaturze pokojowej prowadzi do przemiany fazowej $\beta \rightarrow \gamma$ indukowanej akumulacją defektów. Po raz pierwszy pokazano, że transformacja ta może zostać jednoznacznie zidentyfikowana metodą konwencjonalnej wysokorozdzielczej dyfrakcji rentgenowskiej (HRXRD), bez konieczności odwoływania się wyłącznie do technik transmisyjnej mikroskopii elektronowej. Zastosowanie geometrii skośnej ('skew' geometry) oraz analiza symetrii ϕ -scan umożliwiły rozróżnienie fazy γ (symetria czterokrotna) od potencjalnie nakładającej się fazy κ , dostarczając nieniszczącego i statystycznie reprezentatywnego narzędzia diagnostycznego dla przemian polimorficznych w Ga₂O₃.

Wykazano ponadto, że implantacja prowadzona przy temperaturze podłoża 625 °C sprzyja dynamicznej rekombinacji defektów i stabilizacji fazy β , przy jednoczesnym zachowaniu gradientu naprężeń i defektów w obszarze implantowanym. Analiza RBS/c potwierdziła, że koncentracja i rozkład defektów zależą nie tylko od fluencji, lecz również od czasu implantacji, podkreślając kluczową rolę kinetyki procesu. Z kolei analiza widm Si K-krawędzi XANES wykazała, że w obu polimorfach krzem występuje głównie w stanie Si⁴⁺, a jego lokalne otoczenie pozostaje zaskakująco podobne w fazach β i γ . W fazie β -Ga₂O₃ zidentyfikowano współlistnienie konfiguracji donorowych (Si_{Ga}), kompleksów międzywęzłowych Si związanych z wakansami Ga oraz nano-obszarów SiO₂. W fazie γ -Ga₂O₃ krzem preferencyjnie obsadza pozycje w podsioci niespinellowej (Ga-deficient), co potwierdzono modelowaniem FEFF uwzględniającym częściowe obsadzenie pozycji kationowych. Analiza XANES wskazuje ponadto, że implantowana warstwa nie stanowi jednorodnego kryształu domieszkowanego, lecz radiacyjnie wytworzony nanokompozyt, w którym współlistnieją faza β lub γ , kompleksy defektowe oraz nano-obszary SiO₂. Struktura taka ma istotne konsekwencje dla transportu elektronowego i stabilności długoterminowej materiału.

Jednym z najbardziej nowatorskich rezultatów pracy jest wykazanie, że próbki stabilizowane w fazie β po implantacji w podwyższonej temperaturze, po około 12 miesiącach przechowywania w warunkach laboratoryjnych, wykazują pojawienie się sygnałów dyfrakcyjnych charakterystycznych dla fazy γ . Oznacza to, że stan strukturalny po implantacji może mieć charakter jedynie kinetycznie utrwalony, a powolna reorganizacja defektów prowadzi do opóźnionej ewolucji fazowej bez dodatkowego wyżarzania. Wynik ten wskazuje, że czas należy traktować jako dodatkowy parametr inżynierii materiałowej w systemach tlenkowych o ultra-szerokiej przerwie energetycznej (ang.: UWBG).

Warto również podkreślić, że w ramach kampanii RBS w HZDR zrealizowano pilotażowy etap badań ukierunkowany na uruchomienie i walidację metody dwuwymiarowego mapowania kąтового RBS w warunkach kanałowania. Uzyskane dane umożliwiły konstrukcję pełnych map kątowych (ψ - θ), dostarczających bezpośredniego, krystalograficznie rozdzielczego obrazu minimów kanałowania w badanych monokryształach (Rys. 6), co stanowi istotne rozszerzenie możliwości analizy strukturalnej implantowanych warstw.



Rysunek 6. Dwuwymiarowa mapa kątowa kanałowania RBS dla próbki $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (100) implantowanej Si, wyżarzanej w temperaturze $1000\text{ }^\circ\text{C}$. Mapa została uzyskana poprzez skanowanie orientacji próbki względem padającej wiązki He^+ o energii $1,7\text{ MeV}$ w zakresie kątów odchylenia ψ i θ oraz rejestrowanie wydajności wstecznego rozpraszania. Lokalne minima (kolor niebieski) odpowiadają krystalograficznym kierunkom kanałowania. Punkt A wskazuje kanałowanie osiowe wzdłuż kierunku [201], normalnego do powierzchni; punkty B, C i D oznaczają dodatkowe orientacje zmierzone podczas szybkich pomiarów uzupełniających.

Kluczowym kolejnym etapem analizy jest jednoznaczne przełożenie eksperymentalnych współrzędnych kątowych (ψ , θ) na odpowiadające im kierunki krystalograficzne. W tym celu pozycje kątowe punktów B, C oraz D zostaną skorelowane z projekcją stereograficzną (pole figure) wyznaczoną na podstawie danych HRXRD dla orientacji $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (100). Takie sprzężenie analizy RBS z danymi dyfrakcyjnymi umożliwi przypisanie każdemu zarejestrowanemu minimum kanałowania konkretnego kierunku krystalograficznego. Uzyskana w ten sposób kalibracja krystalograficzna stworzy solidną podstawę do ilościowej interpretacji wydajności kanałowania w funkcji orientacji próbki, analizy mechanizmów dekanalowania związanych z obecnością defektów punktowych i rozciągłych, identyfikacji potencjalnych sygnatur lokalizacji domieszek w określonych pozycjach sieciowych oraz oceny anizotropii rozkładu defektów w warstwie implantowanej. Dwuwymiarowe mapy (ψ - θ) stanowią zatem narzędzie umożliwiające przejście od jakościowej obserwacji minimów kanałowania do krystalograficznie rozdzielczej charakterystyki struktury po implantacji i wyżarzaniu.

7.2 Anomalny transport elektronów w częściowo namagnetyzowanej plazmie wywołany azymutalnymi oscylacjami

Plazmy częściowo namagnetyzowane uzyskiwane są w rozmaitych urządzeniach, w tym w cylindrycznych magnetronach, wyładowaniach Penninga czy silnikach Halla. Pomimo pewnych różnic między wyładowaniami realizowanymi w powyższych urządzeniach, wspólną cechą plazm częściowo namagnetyzowanych jest obecność zewnętrznego pola magnetycznego wykorzystywanego do ograniczenia ruchliwości elektronów. Ograniczenie ruchliwości elektronów ma kluczowe znaczenie dla podtrzymania plazmy, ponieważ tylko wtedy możliwe jest uzyskanie odpowiednio wysokiej częstotliwości zderzeń jonizacyjnych elektronów z cząstkami neutralnymi. Pole magnetyczne przykładane jest prostopadle do pola elektrycznego, osiągając konfigurację skrzyżowanych pól. W efekcie elektrony dryfują w kierunku $E \times B$, podczas gdy jony, z uwagi na swoją większą masę, pozostają nienamagnetyzowane. Skuteczne ograniczenie ruchliwości elektronów osiąga się tylko wtedy, gdy kierunek $E \times B$ nie przecina ścian urządzenia, ponieważ prowadzioby to do strat plazmy. Dlatego znakomita większość wyładowań realizowana jest w urządzeniach opartych na geometrii cylindrycznej z dryfem $E \times B$ w kierunku azymutalnym.

Klasyczna teoria transportu elektronów głosi, że ruch elektronów przez barierę magnetyczną może nastąpić wyłącznie w obecności mechanizmów prowadzących do gwałtownych zmian pędu elektronów, a więc podczas zderzeń elektronów. Rozważając równanie zachowania pędu dla płynu elektronowego:

$$m_e \left(\frac{\partial (n_e v_e)}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e v_e^2) \right) = q n_e (E + v_e \times B) - \nabla \cdot P_e - m_e v_m n_e v_e \quad (1)$$

gdzie $m_e, n_e, v_e, q, E, B, P_e, v_m$ są odpowiednio masą elektronu, gęstością elektronów, prędkością elektronów, ładunkiem elektronów, polem elektrycznym, polem magnetycznym, tensorem ciśnienia i częstotliwością zderzeń elektronów. Zakładając konfigurację pól charakterystyczną dla silników Halla, tj. pole elektryczne ściśle w kierunku osiowym (z) i pole magnetyczne ściśle w kierunku promieniowym (r) oraz pomijając wyrażenia inercyjne i wyrażenia ciśnieniowe w kierunku osiowym z i azymutalnym θ , Równanie 1 można rozpisać na komponent osiowy i azymutalny:

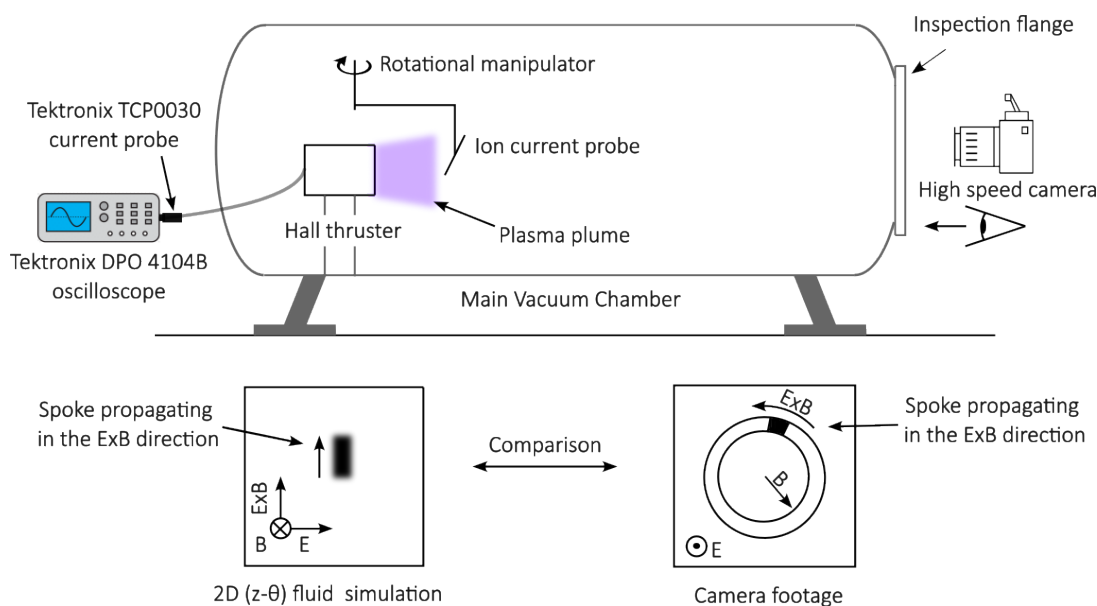
$$z: \quad 0 = q n_e E_z - q n_e v_{e\theta} B_r - m_e v_m n_e v_{ez} \quad (2)$$

$$\theta: \quad 0 = q n_e E_\theta - q n_e v_{ez} B_r - m_e v_m n_e v_{e\theta} \quad (3)$$

Ponieważ rozważane są wyładowania azymutalnie symetryczne, można założyć, że nie ma gradientów gęstości w kierunku azymutalnym, co daje $E_\theta = 0$. Połączenie Równań (2-3) daje klasyczne, zderzeniowe wyrażenie na ruchliwość elektronów:

$$\mu_e = \frac{\frac{|q|}{m_e v_m}}{1 + \frac{\omega_{ce}^2}{v_m^2}} \quad (4)$$

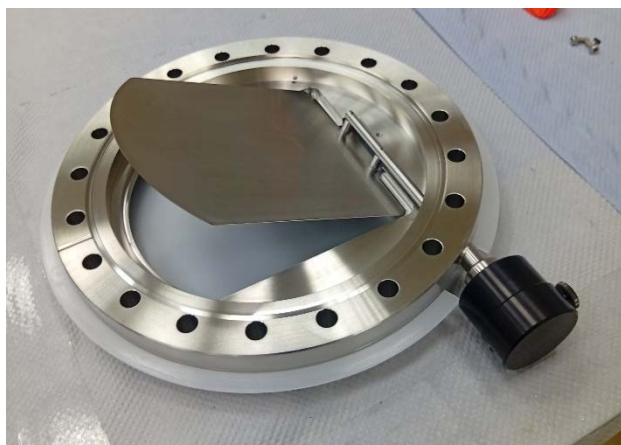
Jako że $\omega_{ce} = |q|B_r/m_e$ jest częstotliwością cyklotronową elektronów, Równanie 4 przewiduje skalowanie ruchliwości jak $\mu_e \propto B^{-2}$. Jednak eksperymenty często wykazują większą ruchliwość elektronów niż przewiduje to powyższa zależność. Z uwagi na brak jednoznacznej odpowiedzi na pytanie, dlaczego tak się dzieje, obserwowane zwiększone wartości transportu elektronowego nazywa się anomalnym przewodnictwem elektronowym. Projekt „Anomalny transport elektronów w częściowo namagnetyzowanej plazmie wywołany azymutalnymi oscylacjami” dotyczy badań anomального przewodnictwa elektronowego w kontekście satelitarnych silników Halla.



Rysunek 14: Schematyczne przedstawienie eksperymentu w ramach projektu.

Podejrzewa się, że jednym z głównych mechanizmów anomalous przewodnictwa są oscylacje plazmowe propagujące się w kierunku azymutalnym. Oscylacje te mogą powodować powstawanie gradientów gęstości plazmy n oraz pola elektrycznego E_θ w kierunku azymutalnym. Takie gradienty, jeśli odpowiednio skorelowane, zwiększają ruchliwość elektronów poprzez wymuszanie dryfu elektronowego w kierunku $E_\theta \times B$, który jest w silnikach Halla tożsamy z kierunkiem osiowym. W ramach projektu przygotowywany jest eksperyment mający scharakteryzować azymutalne oscylacje oraz ich wpływ na anomalous transport elektronowy. Eksperyment przeprowadzony będzie w komorze laboratorium PLANS (Rys. 1). Obserwując wyładowanie plazmowe silnika Halla od czoła (patrz Rys. 1) można rozstrzygnąć czy w danym wyładowaniu silnika rozwinęły się azymutalne oscylacje, obserwowane jako obszary o zwiększonej jasności świecenia. Dodatkowo mierząc prąd wyładowania I_d oraz prąd jonowy I_i , można oszacować poziom przewodnictwa elektronowego za pomocą prostej zależności $I_e = I_d - I_i$. Następnie można przeanalizować, czy wyładowania wykazujące obecność azymutalnych oscylacji wykazują również wyższe poziomy przewodnictwa elektronowego.

W 2025 roku trwały przygotowania do eksperymentu. Zakupiono dedykowaną flanszę inspekcyjną, która z uwagi fakt, że znajduje się na osi wiązki plazmowej emitowanej przez silnik musi być wyposażona w ochronną przesłonę (Rysunek 2). Dobrano również szybką kamerę do eksperymentu, która zostanie wypożyczona od firmy EC Test Systems. Początek eksperymentu szacuje się na połowę roku 2026.



Rysunek 15: Przesłona do flanszy inspekcyjnej.

7.3 Badania eksperymentalne reakcji syntezy proton-bor ($p+B$) w układzie Plasma-Focus

Wykonawcy: zespoły IPPLM (Warszawa), NCBJ (Świerk) oraz IFJ (Kraków)

I. Wstęp.

Głównym celem projektu jest eksperymentalna weryfikacja modelu teoretycznego wykazującego możliwość zajścia reakcji syntezy między protonem (p) a jądrami boru (^{11}B) w urządzeniu typu Plasma-Focus (PF). Model ten został szczegółowo opisany przez M.Scholz i współautorów w pracy [1]. Zakłada on, że za pomocą warstwy plazmy wodorowej powstającej podczas wyładowania PF można skompresować chmurę boru wprowadzaną wiązką laserową z tarczy umieszczonej w anodzie urządzenia PF. Plazma wodorowo-borowa (proton-bor) powinna zostać wytworzona i skompresowana w postaci kolumny plazmowej (znanej także pod nazwą „pinch”) tak jak ma to miejsce podczas standardowej pracy wyładowania PF. W rezultacie, na końcu tego procesu, na osi anody powinna powstać gęsta i wysokotemperaturowa kolumna plazmy typu pinch, zawierająca mieszaninę boru oraz wysokoenergetycznych protonów, przyspieszonych w wyniku rozwoju niestabilności prądowych w plazmie. Pomiar energii takich protonów przeprowadzone zostały w wielu ośrodkach naukowych i praktycznie wszędzie rejestrowano energie powyżej 1 MeV-ta. Naturalnym jest więc założenie, że w powstającej plazmie pB układu PF zachodzą będą reakcje $^{11}\text{B}(p,\alpha)\alpha$. Otwartym pozostaje pytanie czy wydajność emisji cząstek alfa będzie wystarczająco wysoka, aby mogła zostać zarejestrowana i zmierzona.

II. Badania eksperymentalne

Do realizacji eksperymentalnej części Projektu wykorzystywane są trzy duże infrastruktury naukowe:

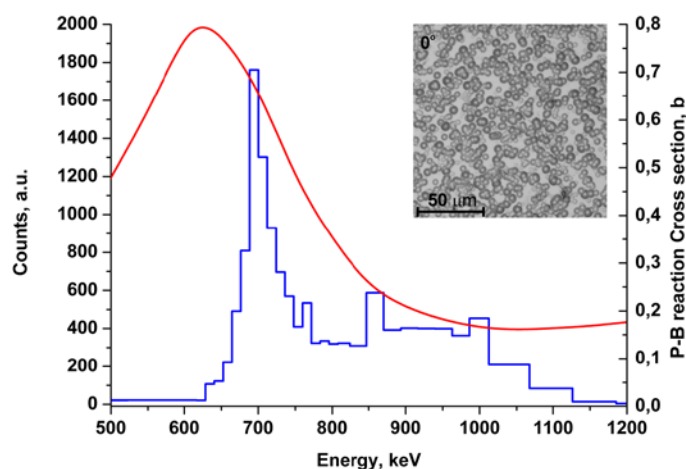
- Plasma-Focus PF-24 uruchomiony w ostatnich latach w IFJ PAN, testowany i wykorzystywany w eksperymentach naukowych z użyciem plazmy deuterowej domieszkowanej gazami szlachetnymi [2].
- Drugie urządzenie typu PF (PF-1000 w IPPLM), które będzie wykorzystywane w ramach Projektu, pracuje z powodzeniem od ponad dwudziestu lat. Międzynarodowe zespoły uczestniczące w różnych projektach badawczych realizowanych z wykorzystaniem PF-1000 oraz jego bardzo nowoczesnego systemu diagnostycznego opublikowały ponad 200 prac naukowych. W 2019 roku, w laboratorium PF-1000, zespół pracowników naukowych IFPiLM oraz NCBJ przeprowadził pierwsze udane rejestracje reakcji $^{11}\text{B}(p,\alpha)\alpha$ w schemacie „pitcher-catcher” [3].

- Trzecim generatorem typu Plasma-Focus jest układ PF-360 działający od lat w NCBJ gdzie realizowana była znaczna część prac eksperymentalnych przedstawianych w niniejszym raporcie oraz w publikacji [4].

W 2019 roku wspólny zespół IPPLM i NCBJ przeprowadził wstępny eksperyment dotyczący reakcji p-B z wykorzystaniem urządzenia PF-1000 typu Plasma-Focus. Schemat eksperymentu odpowiadał koncepcji „pitcher-catcher” zastosowanej w pracy [3], w której źródło szybkich protonów stanowi oddzielna warstwa tarczy. W naszym przypadku źródłem szybkich jonów („pitcher”) było urządzenie PF-1000, natomiast „catcherem” była tarcza zawierająca bor, umieszczona w specjalnym uchwycie w odległości kilkudziesięciu cm od końca kolumny plazmowej. W trakcie eksperymentów zarejestrowano już niewielką liczbę śladów cząstek α .

W 2025 roku realizatorzy grantu NCN wraz uczestnikiem poprzedniego eksperymentu – zespołem z NCBJ postanowili powtórzyć te badania, poprzedzając je bardziej systematycznymi analizami i wykorzystując nowe materiały i diagnostyki. Badania emisji cząstek alfa generowanych w reakcji $p + {}^{11}\text{B}$ zostały przeprowadzone na układach PF-360 (NCBJ, Świerku) oraz PF-1000 (IPPLM).

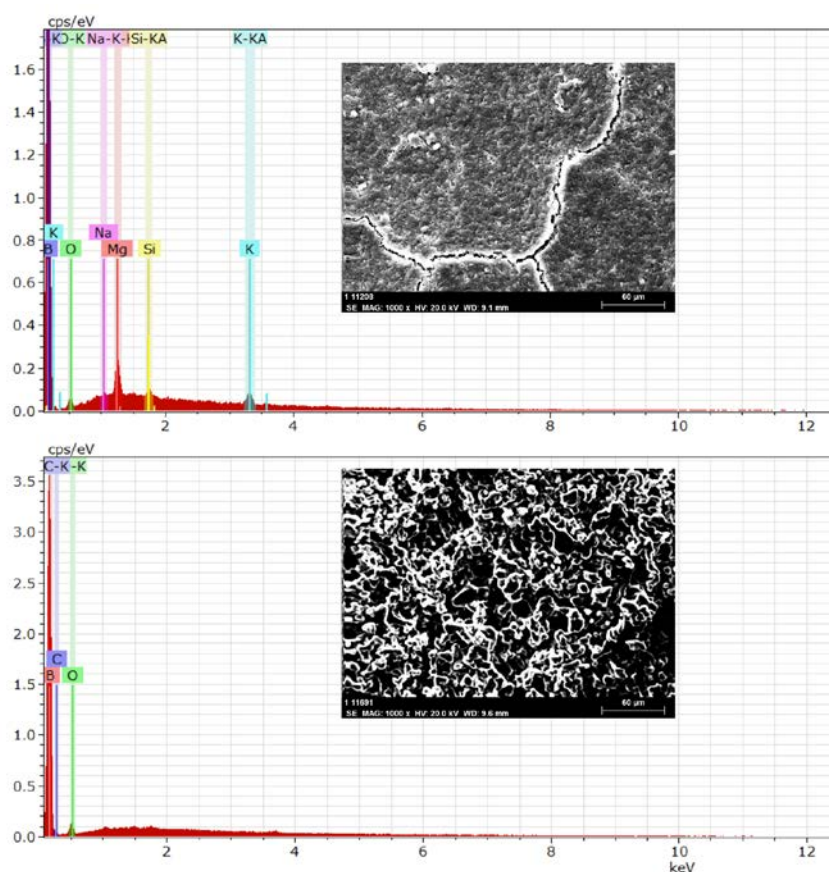
Przygotowując nowy eksperyment, w pierwszym rzędzie przeprowadzono na układzie PF-360 pomiary anizotropii kątowej emisji strumienia protonów dla wyładowań w wodorze, a następnie na układzie PF-1000 przeprowadzono pomiary widma oraz intensywności strumienia protonów propagujących wzdłuż osi elektrod w kierunku tarczy. Wyniki pomiarów widma protonów przedstawiono na Rys.1.



Rys.1. PF-1000. Rozkład energetyczny protonów emitowanych wzdłuż osi układu w kierunku tarczy kierunku tarczy (linia czerwona, lewa oś) oraz przekrój czynny reakcji $p-{}^{11}\text{B}$ w funkcji energii protonu w układzie laboratoryjnym.

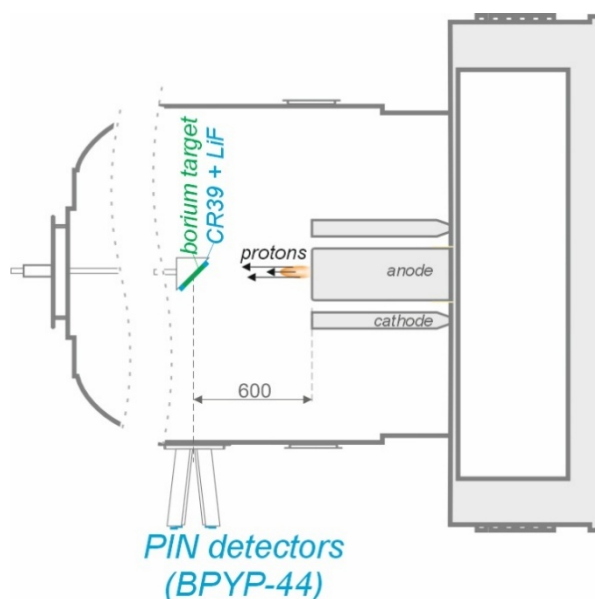
Stwierdzono, że protony emitowane podczas wyładowań wodorowych w urządzeniu PF-1000, miały energie w zakresie od 600 keV do około kilku MeV. Maksimum widma uzyskuje się w przedziale energii od 600 do 800 keV. Można zauważyć, że urządzenie PF-1000U emituje jony o energiach nawet większych niż 1 MeV, pomimo znacznie niższego napięcia ładowania. Wyraźnie widać, że obserwowane widma mają dwa rozróżnialne składniki: jeden, szybciej zanikający, w zakresie energii 0,65–0,8 MeV, oraz drugi, wolniejszy, w obszarze powyżej 0,8 MeV. Widma te są podobne do tych uzyskiwanych w eksperymentach prowadzonych na innych instalacjach typu PF.

Zamiast pierwotnych tarcz wykonanych metodą prasowania sproszkowanego boru z dodatkiem polistyrenu, zastosowano tarcze z metalicznego boru. Na Rysunku 2 przedstawiono analizę EDS powierzchni tarcz borowych stosowanych w eksperymentach PF: starego typu (u góry) oraz nowego typu (na dole). Analiza składu chemicznego wykazała istotne różnice w jakości materiału wyjściowego. W przypadku tarczy starego typu wykryto obecność tlenu w jej składzie. Częściowe utlenienie powierzchni proszku oraz niewystarczająca gęstość sprasowania prowadziły do powstawania mikropęknięć i rozwoju utlenionej warstwy podczas eksperymentu. Zjawiska te miały negatywny wpływ na stabilność układu oraz zmniejszały wydajność generacji cząstek alfa. Wprowadzenie tarczy nowego typu, charakteryzującej się większą czystością powierzchni oraz brakiem zanieczyszczeń związanych z tlenem, poprawiło znacząco stabilność eksperymentu i zwiększyło wydajność emisji cząstek alfa.

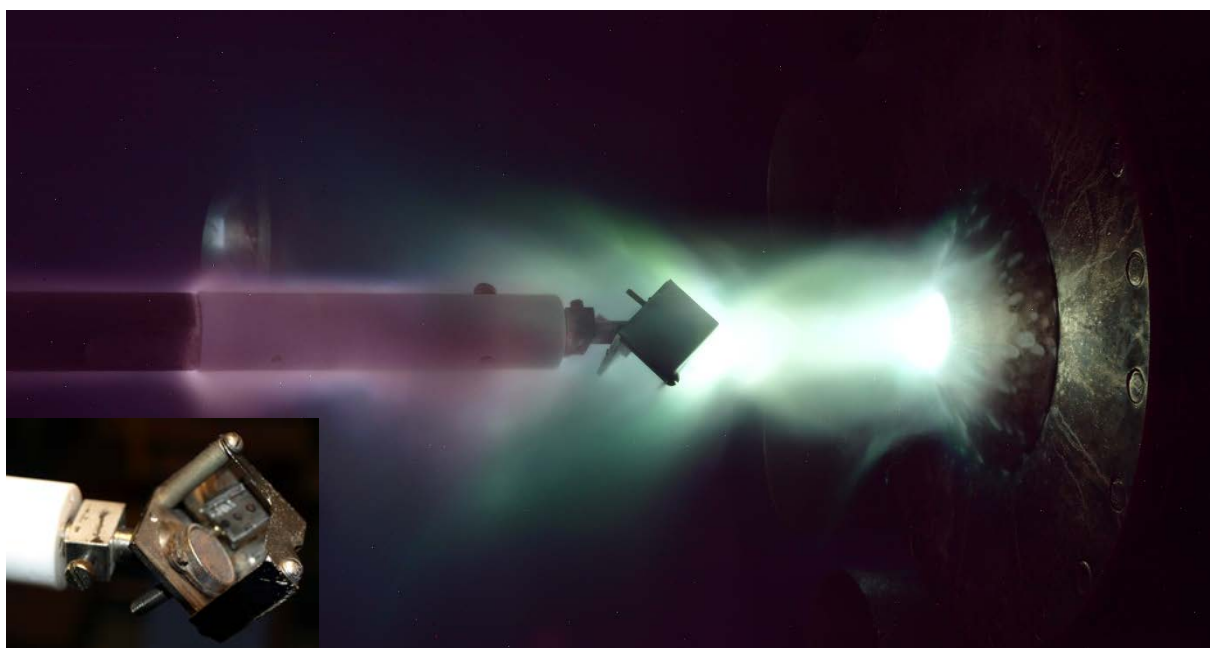


Rys.2. Analiza EDS powierzchni tarcz boronowych zastosowanych w eksperymentach (2019 rok prasowany proszek boron-polistyren, 2025 rok – metaliczny bor).

Cząstki alfa były mierzone za pomocą detektora PADK [5] umieszczonego w bliskiej odległości od tarczy borowej. Próbkę detektorów śladowych, jak również sama tarcza z czystego metalicznego boru, zostały umieszczone na specjalnym uchwycie znajdującym się wewnątrz komory próżniowej, w wybranej odległości od środka wylotu wewnętrznej elektrody na osi (Rysunki 3 i 4).



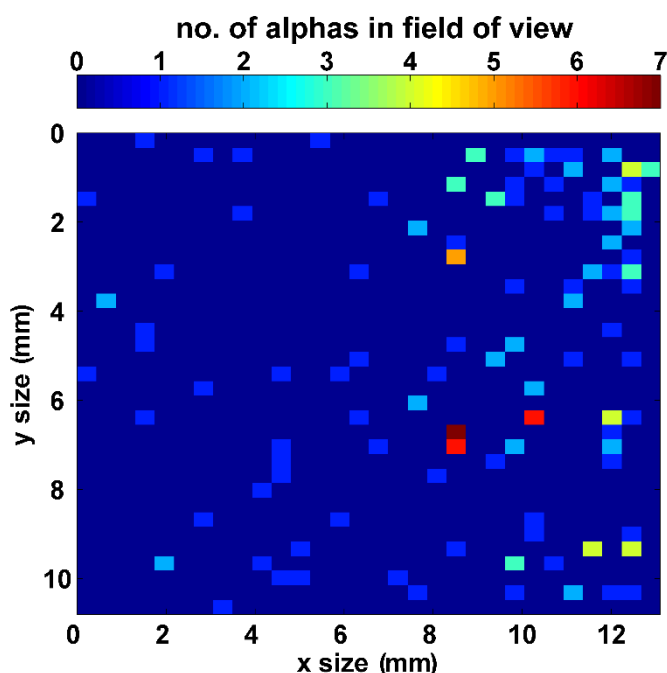
Rys.3 Schemat ideowy eksperymentów typu “pitcher – catcher” w generatorach plazmy typu Plasma-Focus.



Rys.4. Uchwyt zawierający tarczę (metaliczny bor), detektor śladowy CR-39 a w ostatnim eksperymencie także detektor fluorescencyjny (kryształki LiF).

Ślady odpowiadające cząstkom alfa rozpoznawano na podstawie przeprowadzonej kalibracji detektora. W celu ograniczenia wpływu szumów na odczyt detektora zastosowano zestaw filtrów opartych na właściwościach śladów. Prawidłowy ślad cząstki alfa musiał mieć jasność i średnicę mieszczące się w określonym zakresie oraz charakteryzować się gładką, wypukłą krawędzią. Odrzucano również ślady o zbyt dużej elipsoidalności (tj. stosunku osi głównej do osi mniejszej elipsy), ponieważ zbyt duża mimośrodowość nie pozwalała na poprawne wyznaczenie średnicy śladu. Zastosowanie takich filtrów umożliwiło zwiększenie stosunku sygnału do szumu w naszych detektorach.

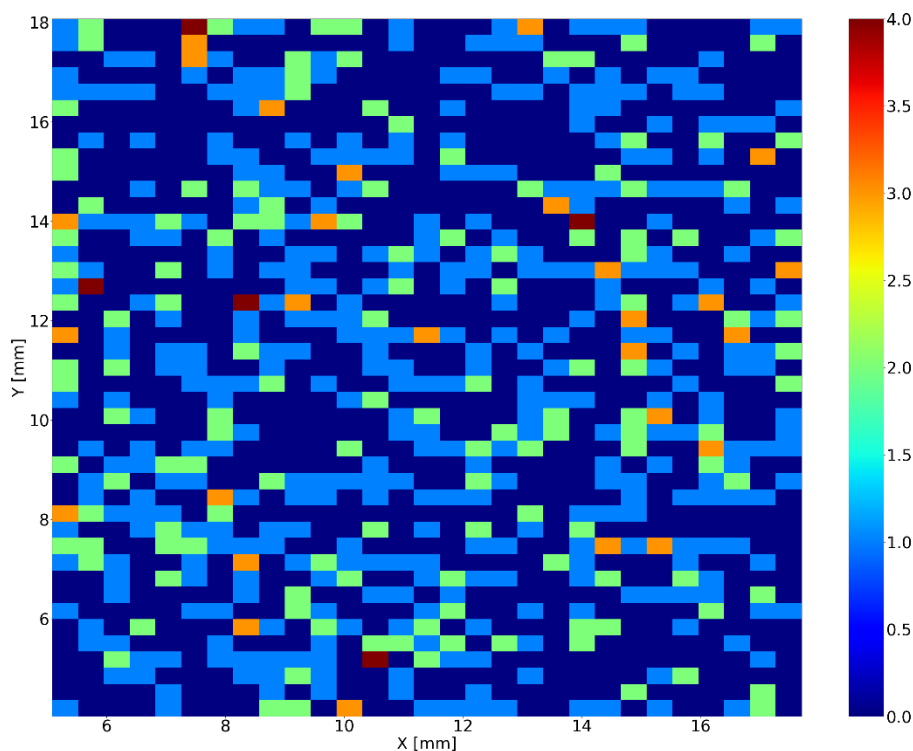
Wyniki przedstawiono na Rysunku 8. Pokazują one, że detektor CR-39 umieszczony wewnątrz komory PF-1000 zarejestrował cząstki alfa. Liczba śladów cząstek alfa jest wyraźnie większa niż poziom tła, a ich rozkład jest asymetryczny, co może wynikać ze wzajemnego położenia tarczy borowej i detektora CR-39.



Rys.5. Rozkład śladów na powierzchni detektora ujawniony w polu widzenia mikroskopu (eksperyment PF-1000, 2019 rok).

Ostatecznie oszacowano, że w obecnym stanie eksperymentu liczba cząstek alfa docierających do powierzchni detektora śladowego wynosi około 120 na centymetr kwadratowy. Ponieważ całkowita liczba zarejestrowanych cząstek alfa była bardzo mała, uznano, że konieczne są dalsze badania i ulepszenia.

Na podstawie powyższych wniosków przeprowadzono pomiary eksperymentalne cząstek alfa podczas napromieniania nowego typu tarczy borowej na urządzeniu PF-360 w NCBJ. Detektor śladowy został umieszczony w bliskim sąsiedztwie tarczy, podobnie jak w poprzedniej sesji eksperymentalnej. Ostatecznie oszacowaliśmy, że w obecnym stanie eksperymentu liczba cząstek alfa docierających do powierzchni detektora śladowego wynosi około 440 cząstek na centymetr kwadratowy, co było wartością znacznie większą od tła (50 śladów na cm^2) (Rysunek 6).



Rys.6. Rozkład śladów na powierzchni detektora ujawniony w polu widzenia mikroskopu (eksperyment PF-360, jesień 2025).

III. Opracowanie nowej diagnostyki rejestrującej promieniowanie alfa z plazmy w układach Plasma-Focus opartej na wykorzystaniu diod krzemowych typu PIN.

W celu uprawdopodobnienia pomiarów emisji cząstek alfa, poza wspomnianymi powyżej metodami opartymi na analizie śladów w kliszach CR-39 oraz metody wykorzystującej fluorescencję w kryształkach LiF zaproponowano trzecią metodę wykorzystującą właściwości krzemowych detektorów promieniowania typu PIN. Detektory typu PIN są jednymi z najbardziej popularnych półprzewodnikowych detektorów promieniowania jonizującego.

BPYP-44 to krzemowa fotodioda PIN, która została zaprojektowana z myślą o wykrywaniu światła, ale ze względu na swoją konstrukcję (duża powierzchnia czynna, szczelna obudowa) doskonale nadaje się do detekcji promieniowania jądrowego. Wykorzystywana standardowo do detekcji cząstek alfa, beta oraz miękkiego promieniowania gamma/X.

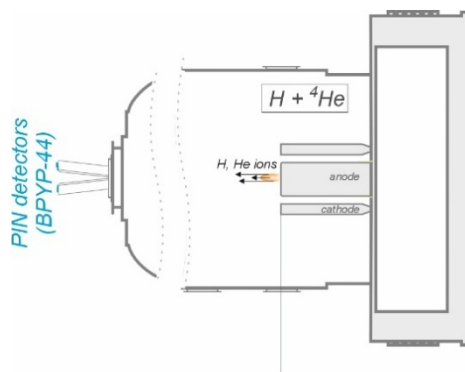
Separacja sygnału pochodzącego od cząstek alfa od rejestrowanego także promieniowania X odbywać będzie się dwiema metodami:

1/ metodą time of flight – promieniowanie X propaguje w kierunku detektora ze znacznie większą prędkością (c) niż cząstki alfa o energii 1-3 MeV, stąd możliwość rozdzielenia sygnałów na drodze od tarczy borowej do detektorów $> 1\text{m}$.

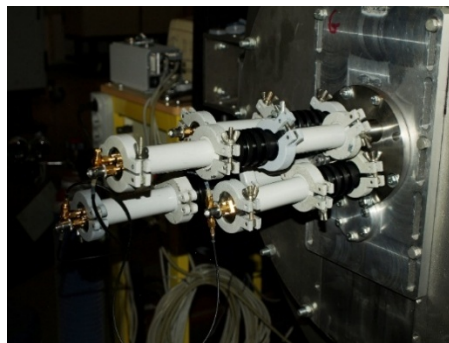
2/ proponowany układ detektorów składa się z dwóch par umieszczonych blisko siebie diod umieszczonych na dwóch odległościach od źródła cząstek alfa. Jedna z diod w każdej parze przykryta jest cienką folią absorbującą całkowicie cząstki alfa a miarą ich emisji jest różnica sygnałów rejestrowanych przez obydwie diody.

Przeprowadzono wstępne testy metody detekcji cząstek alfa wykorzystując akcelerowane jony ^4He w klasycznym wyładowaniu prowadzonym w mieszaninie $\text{H} + ^4\text{He}$.

a)

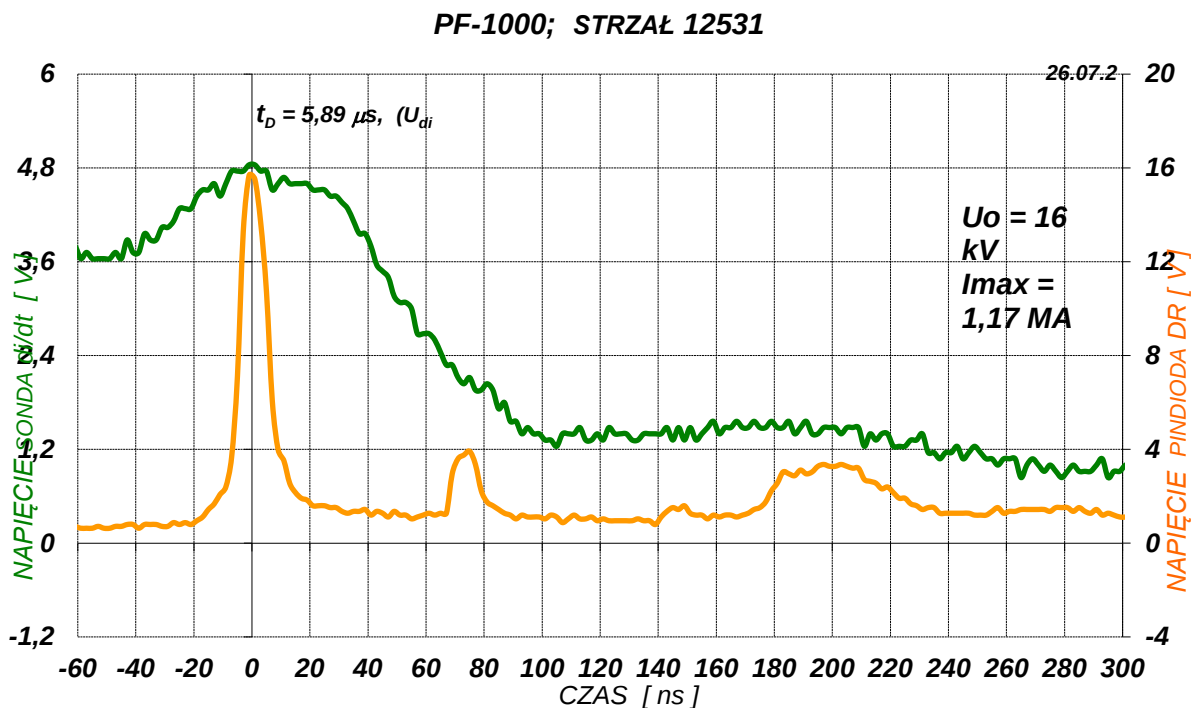


b)



Rys.7. Schemat układu do testowani diagnostyki cząstek alfa z wykorzystaniem diod typu PiN, a), układ detektorów zamontowany na tylnej pokrywie komory eksperymentalnej

PF-1000 b).



Rys.8. Przebiegi pochodnej prądu DI/dt oraz sygnały z diody PiN rejestrowane w trakcie wyładowania w PF-1000 (komora wypełniona wodorem i helem 4)

Przedstawiona na Rysunku 8 struktura sygnału z diody PiN (pomarańczowy przebieg) posiada trzy wyraźne maksima: dla czasu $t=0$ ns silny impuls promieniowania X związany z powstaniem „pinchu”, następny sygnał związany z dotarciem do detektora wiązki protonów oraz trzeci sygnał odpowiadający czasowi dotarcia do detektora jonów ^4He . Oznacza to, że ze względu na dużą masę, jony ^4He znacznie później niż zasadniczy sygnał promieniowania X co pozwala na rozróżnienie jonów helu i promieniowania X za pomocą diody PiN.

IV. Modelowanie komputerowe.

Równolegle do prac eksperymentalnych prowadzone są prace nad rozwinięciem i udoskonaleniem wspomnianego modelu teoretycznego przy użyciu własnych oraz komercyjnych kodów numerycznych. Należy rozwiązać dwa dość dobrze rozdzielne problemy, mianowicie:

- ablację laserową boru,
- oddziaływanie szybkich jonów (protonów) z jonami boru w kolumnie plazmy.

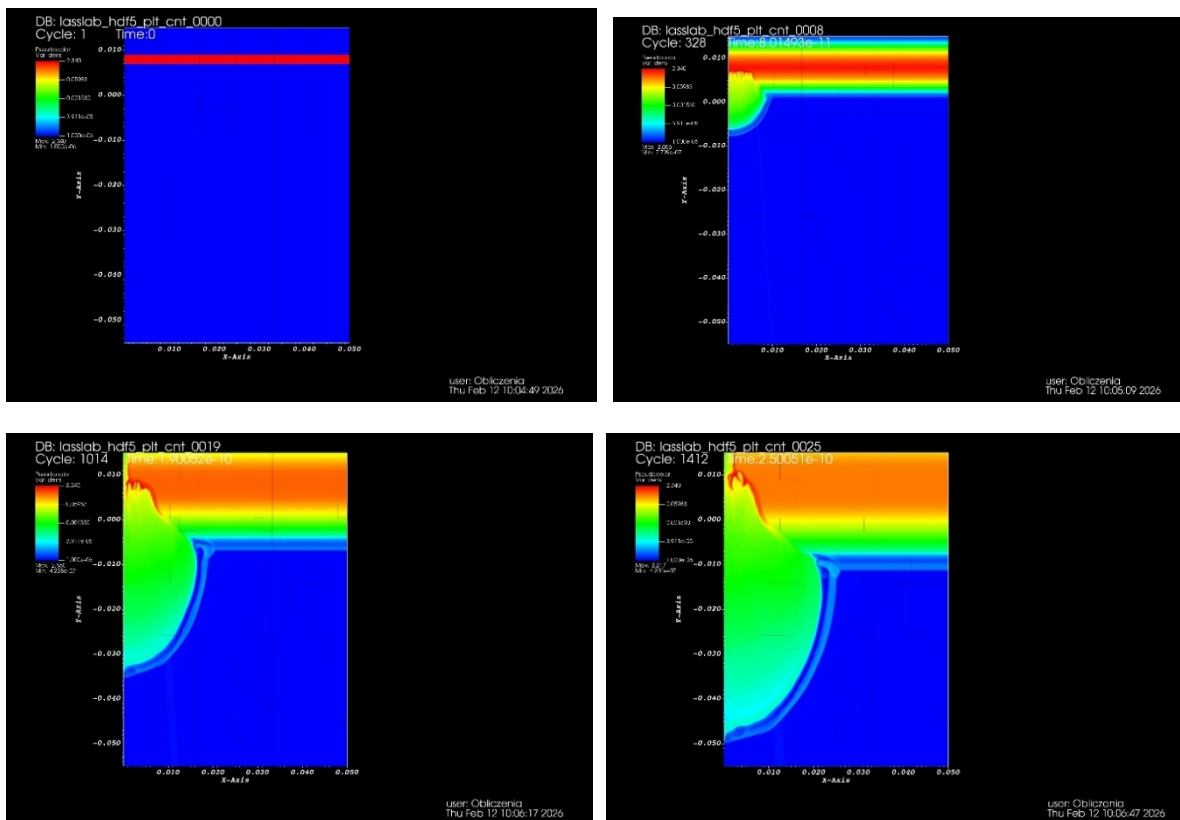
Przygotowywany jest kod typu Monte Carlo do śledzenia szybkich protonów przyspieszanych w wyniku procesów nieliniowych (niestabilności MHD $m=0$, mikro-niestabilności prądowych oraz formowania się diody plazmowej) w komprymowanej plazmie oraz poruszających się w silnym polu magnetycznym generowanym przez prąd o natężeniu do 2 MA.

Natomiast do modelowania laserowej ablacji boru wykorzystywany jest hydrodynamiczny kod FLASH.

FLASH jest zaawansowanym, otwarto-źródłowym kodem hydrodynamicznym rozwijanym pierwotnie na Uniwersytecie Chicagowskim do symulacji zjawisk astrofizycznych, a obecnie szeroko stosowanym również w fizyce plazmy, badaniach syntezy termojądrowej oraz w eksperymentach z wykorzystaniem intensywnych impulsów laserowych. Program umożliwia numeryczne modelowanie dynamiki gazów i plazmy w warunkach ekstremalnych temperatur, gęstości i ciśnień, które trudno lub wręcz niemożliwe jest bezpośrednio obserwować eksperymentalnie.

Kod FLASH opiera się na metodach hydrodynamiki obliczeniowej i rozwiązuje równania zachowania masy, pędu oraz energii w układach wielowymiarowych. Jedną z jego kluczowych cech jest zastosowanie adaptacyjnej siatki obliczeniowej (Adaptive Mesh Refinement, AMR), która pozwala zwiększać rozdzielczość obliczeń w obszarach, gdzie zachodzą najbardziej gwałtowne procesy fizyczne, takie jak fale uderzeniowe czy niestabilności hydrodynamiczne. Dzięki temu możliwe jest uzyskanie dokładnych wyników przy rozsądnym czasie obliczeń.

W badaniach oddziaływania intensywnej wiązki laserowej z tarczami (targetami) kod FLASH znajduje szerokie zastosowanie jako narzędzie wspomagające projektowanie i interpretację eksperymentów. Gdy silny impuls laserowy pada na powierzchnię materiału, następuje szybkie ogrzewanie i jonizacja materii, prowadzące do powstania plazmy. Powierzchnia tarczy ulega gwałtownej ablacji, a powstająca plazma rozszerza się z dużą prędkością, generując fale uderzeniowe oraz silne gradienty ciśnienia i temperatury. Wstępne wyniki symulacji procesu ablacji plazmy borowej w wyniku naświetlania powierzchni tarczy wykonanej z metalicznego boru silnym impulsem laserowym, przedstawiono na Rys.9.



Rys.9. Wstępne testy modelowania komputerowego (kod FLASH) ablacji plazmy z tarczy (metaliczny bor): laser neodymowy (pierwsza harmoniczna 1.06 μm), 1J, średnica plamki laserowej 100 μm . Sekwencja rozkładów koncentracji plazmy dla kolejnych momentów czasu.

Na przedstawionej sekwencji rozkładów koncentracji plazmy widoczna jest szybka ekspansja całej tarczy, nawet w miejscach nie oświetlanych promieniowaniem lasera. Oznacza to, że tak zwana część zimna równania stanu (EOS) uzyskanego z biblioteki SESAME, nie jest odpowiednio skompensowana aby zapewnić (w przybliżeniu) zerowe ciśnienie w tarczy dla niskich temperatur. Przyczyna tego stanu rzeczy wymaga wyjaśnienia i znalezienia właściwej metody kompensacji tego efektu.

Referencje:

- [1] Scholz M, Krol K, Kulinska A et al 2019 J. Fusion Energy, 38522;
- [2] Scholz M, Kulińska A, Report IFJ PAN No 2104/AP, Kraków, Poland, 2020;
- [3] McKenzie W, Batani D, Mehlhorn TA et al., Journal of Fusion Energy, 42:17 (2023).
- [4] Malinowska A, Kwiatkowski R, Nowakowska-Langier K, Romaniuk S, Araszkiewicz M, Miklaszewski R, Paduch M, Czarkowski P, Chodukowski T, Korgul A and Kulinska A., Plasma Physics and Controlled Fusion, 2026, DOI 10.1088/1361-6587/ae4141;
- [5] Malinowska A, Szydłowski A, Jaskola M et al 2012 NIMB, 281 56.