

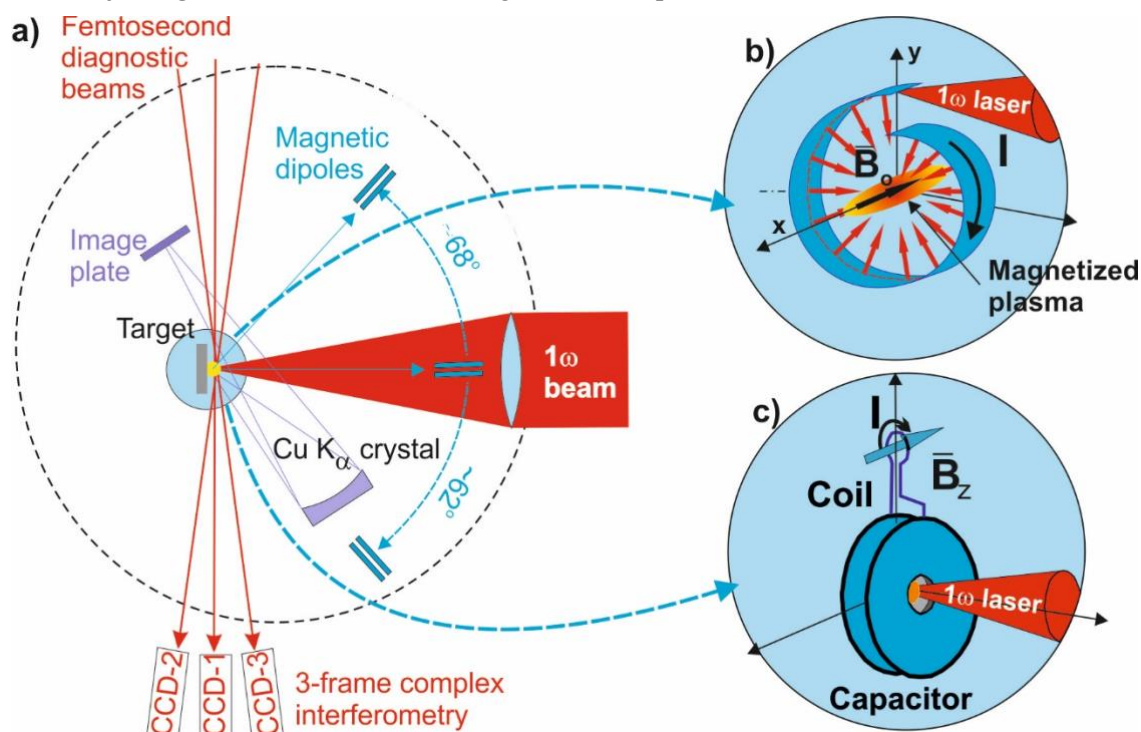
2 Projekty Programu H2020

2.1 Kompleksowe badania optycznych generatorów silnego pola magnetycznego i plazmy namagnetyzowanej w zastosowaniu do ICF i astrofizyki

Osoba kontaktowa: T. Pisarczyk, tadeusz.pisarczyk@ifpilm.pl

Projekt jest kontynuacją badań rozpoczętych na PALS w ramach poprzednich projektów LaserLab dotyczących generowania silnego pola magnetycznego za pomocą tarcz laserowych o specjalnej konstrukcji. Kontynuowane będą: (i) badania tarcz o konstrukcji ślimakowej (ST), aby lepiej poznać proces formowania plazmy namagnetyzowanej w zależności od konstrukcji i warunków ich oświetlenia oraz (ii) badania optymalizacyjne tarcz typu capacitor-coil (CCT) do wytwarzania ekstremalnie silnych pól magnetycznych. Proponowane sposoby generacji silnych pól magnetycznych stwarzają nowe możliwości wytwarzania namagnesowanych strumieni plazmy do różnych zastosowań, a w szczególności w badaniach nad realizacją fuzji inercyjnej oraz laboratoryjnej astrofizyce do symulacji i oddziaływania obiektów astrofizycznych.

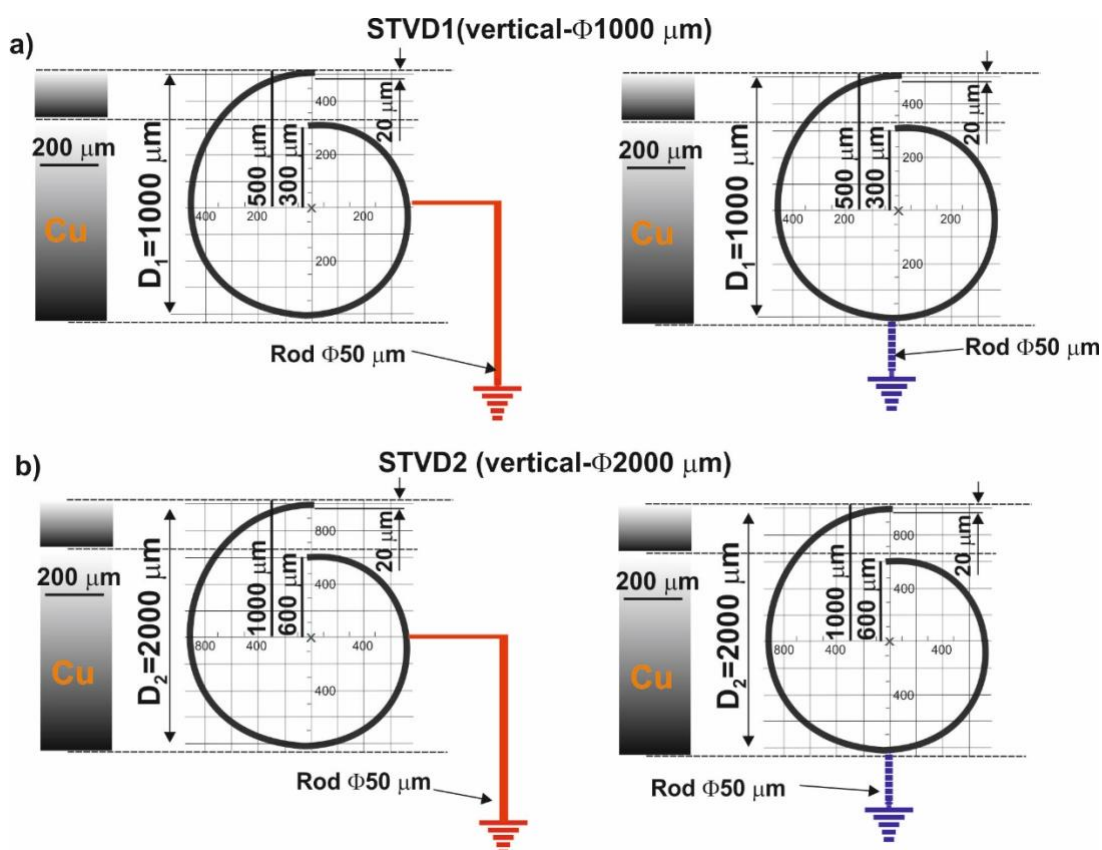
W proponowanych badaniach wykorzystywany będzie kompleksowy układ diagnostyczny, przedstawiony rys. 1, umożliwiający, zarówno pomiar przestrzenno-czasowych parametrów hydrodynamicznych plazmy ablacyjnej jak i na emisji z niej elektronów i jonów. Jednakże kluczową diagnostyką jest 3-kadrowy polaro-interferometr pracujący w reżimie kompleksowej interferometrii, umożliwiający pomiar rozkładów pól magnetycznych generowanych w dwóch typach tarcz, z ekstremalnie wysoką rozdzielczością, dzięki zastosowaniu do oświetlenia układu polaro-interferometrycznego lasera femto-sekundowego Ti:Sa z impulsem o szerokości FWHM około 40 fs.



Rys. 1. Rozmieszczenie diagnostyk optycznych i spektroskopowych w badaniach tarcz CT i CCT oraz sposób ich oświetlenia

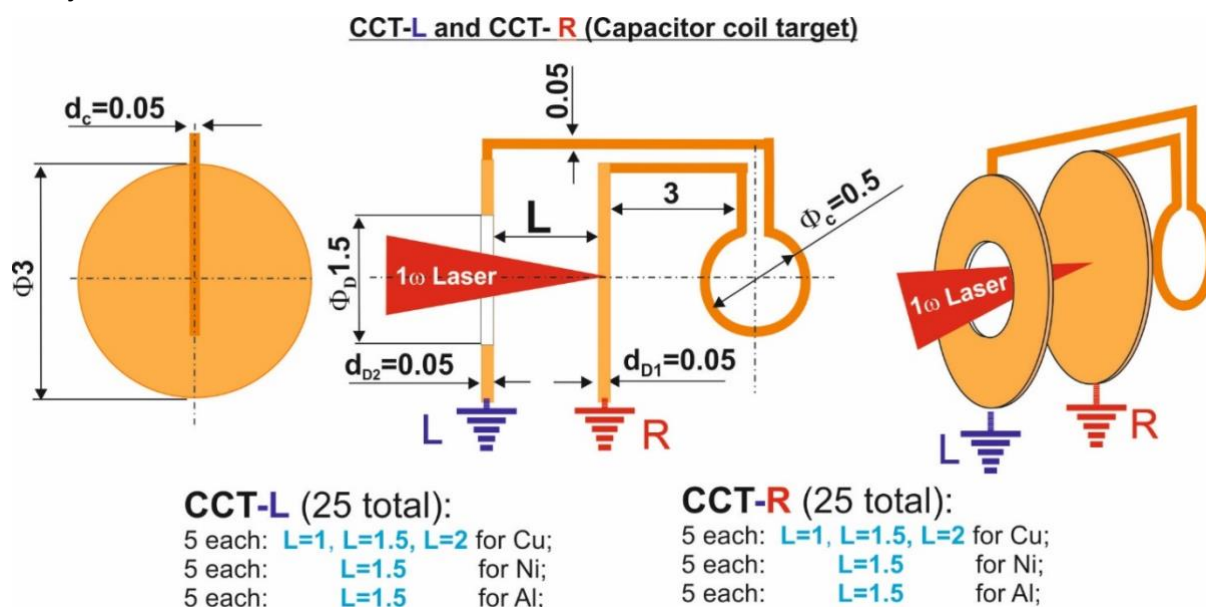
Celem badań dotyczących tarcz ST jest optymalizacja procesu tworzenia plazmy namagnetyzowanej, w zależności od geometrii (wymiarów) tarczy i warunków jej oświetlenia, biorąc pod uwagę

W ramach przygotowania badań optymalizacyjnych tarcz ST, zostały zaprojektowane tarcze ślimakowe o konstrukcji przedstawionej na rys. 2. Biorąc pod uwagę wyniki badań wstępnych do badań przewidzianych w projekcie zostały wybrane tarcze ślimakowe o dwóch średnicach i różnym sposobie zamocowania, biorąc pod uwagę uziemienie. Konstrukcje obu typów tarcz przedstawione są na rys. 2. Dodatkową opcją jest orientacja tarczy w stosunku do głównej wiązki laserowej oświetlającej tarczę oraz do wiązek diagnostycznych oświetlających układ interferometryczny. Podstawową opcją jest orientacja tarczy „vertical” (rys. 1b), która umożliwia monitorowanie procesu implozji plazmy w tarczy ślimakowej. Druga orientacja tarcz „horizontal”, umożliwia zweryfikowanie wymiarów formowanej konfiguracji plazmy w kierunku prostopadłym do kierunku wiązki lasera głównego. Jednakże, zainstalowanie tej diagnostyki należy traktować opcjonalnie ze względu na trudności techniczne związane z jej lokalizacją w komorze eksperymentalnej.



Konstrukcje tarcz CCT, które zostały wybrane do badań optymalizacyjnych przedstawione są na rys. 3. Jak wynika z rys. 3 przedmiotem optymalizacji będą tarcze CCT wykonane z różnych materiałów: Cu,

Ni i Al o różnych odstępach między okładkami kondensatora tarczy: 1-2 mm oraz różnym uziemieniu tarczy.



Rys. 3. Konstrukcja tarczy CCT przewidzianej do badań optymalizacyjnych

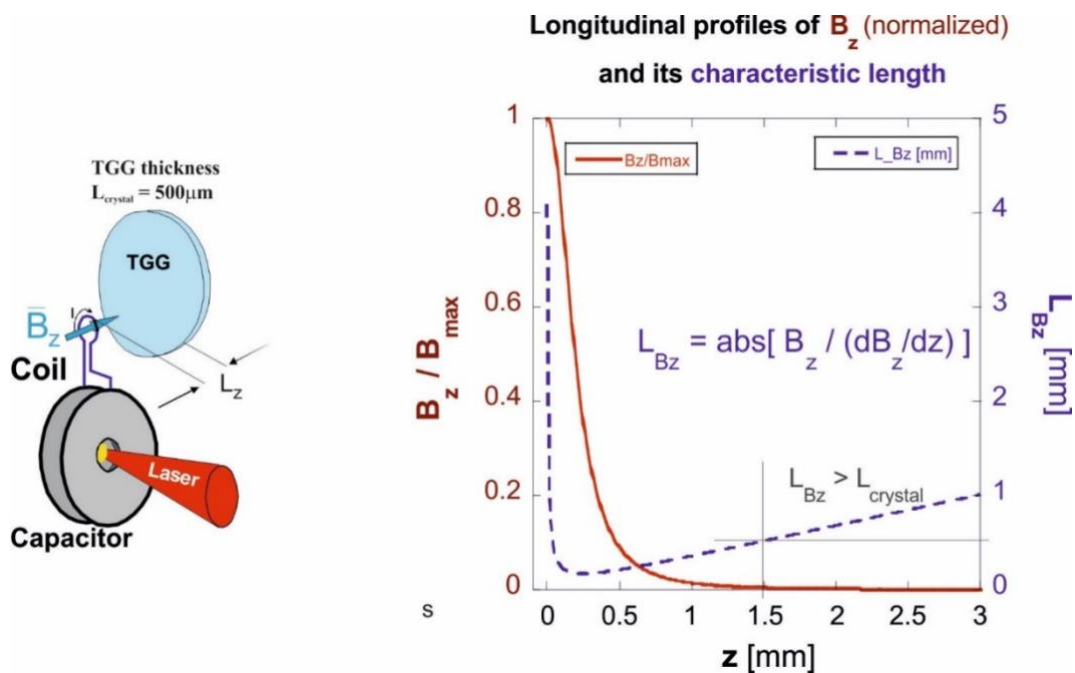
W obu przypadkach promieniowanie laserowe ogniskowane jest na tylnej okładce kondensatora tarczy. Wówczas, generowane gorące elektrony z tej okładki uderzają w przednią płytę. Powstająca między okładkami różnica potencjałów generuje prąd w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara. Podstawową opcją jest tarcza z Cu, która będzie optymalizowana dla różnych odległości L między okładkami kondensatora, przy oświetleniu tarczy 1-harmoniczną lasera jodowego PALS ($\lambda = 1315$ nm) spolaryzowaną liniowo, w impulsie o szerokości połówkowej 350 ps i energii w zakresie 250-500 J. Badania porównawcze z tarczami z Ni oraz Al. będą prowadzone dla $L=1.5$ mm. W zależności od możliwości technicznych rozważana jest również optymalizacja, przy oświetleniu tarcz wiązką o polaryzacji kołowej.

Szczególnie ważnym zadaniem w przygotowaniu badań jest zaprojektowanie uchwytów do mocowania do mocowania tarcz ST oraz CCT, w szczególności dotyczy to uchwytów tarcz CCT, które muszą zapewnić odpowiednie i dokładne zjustowanie cewki tarczy CCT w stosunku do kryształu TGG, biorąc pod uwagę jego grubość ($L_{\text{kryształ}}$). Jak wynika z rys. 4, odległość cewki od kryształu (L_z) musi być taka, żeby charakterystyczna długość profilu pola magnetycznego L_{BZ} była większa od grubości kryształu TGG. Spełnienie tego warunku zapewnia, że pola mierzone w kryształach w wyniku efektu Faradaya, można traktować jako quasi-jednorodne. Konstrukcja uchwytu do mocowania i pozycjonowania tarczy CCT względem kryształu TGG przedstawiona jest na rys. 5.

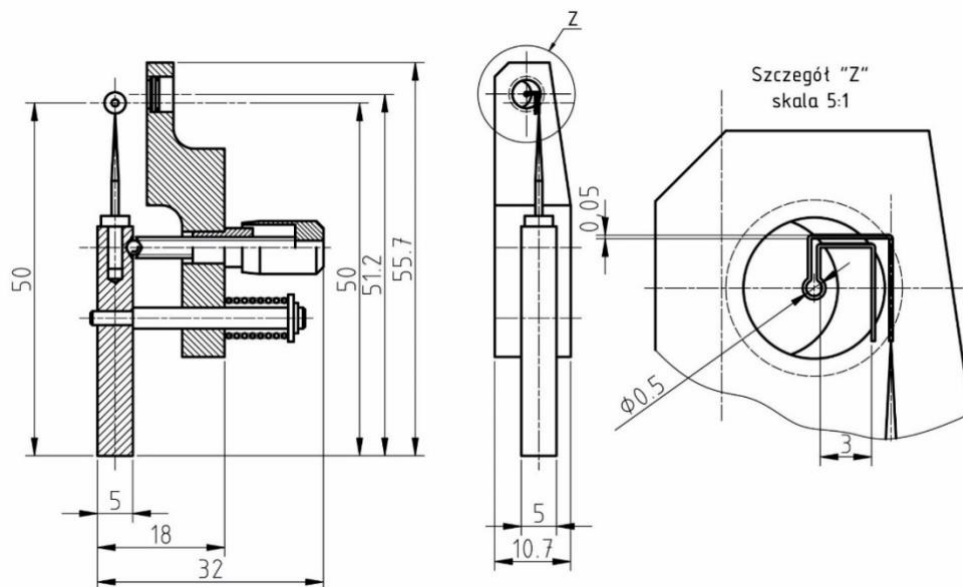
Dodatkowym zadaniem w przygotowaniu tych diagnostyk do badań przewidzianych w projekcie było rozwijanie i doskonalenie metodologii ilościowej analizy uzyskanych wyników badań. W szczególności dotyczy to dwóch głównych diagnostyk zestawu pomiarowego, a mianowicie: (i) kompleksowej interferometrii oraz (II) wielokanałowego spektrometru magnetycznego elektronów, które są kluczowe dla interpretacji ilościowej analizy wyników badań optymalizacyjnych tarcz ST oraz CCT.

W przypadku kompleksowej interferometrii dotyczy dwóch to aspektów:

- modyfikacji oprogramowania do analizy amplitudowo-fazowej interferogramów kompleksowych w celu zwiększenia dokładności wyznaczenia rozkładów pola magnetycznego oraz
- uzupełnienia tego oprogramowania o opcje związane z wyznaczeniem charakterystyk prądowych na podstawie informacji o rozkładach pola magnetycznego.

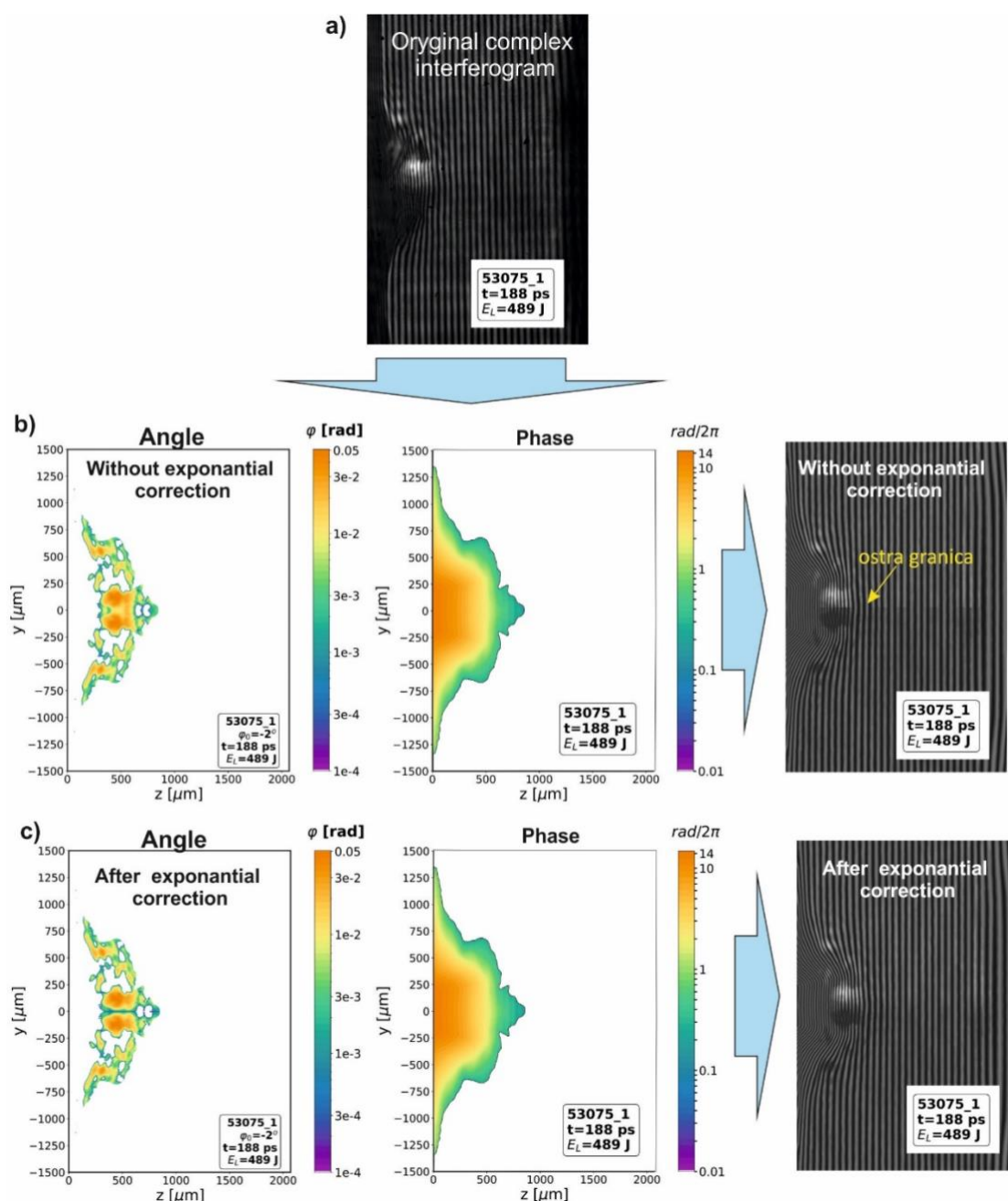


Rys. 4. Ilustracja wyboru odpowiedniego położenia kryształu w stosunku do cewki tarczy CCT



Rys. 5. Konstrukcja uchwytu do mocowania i pozycjonowania tarczy CCT względem kryształu TGG

W pierwszym przypadku dokonując stosownej modyfikacji rozkładu kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji w pobliżu osi symetrii za pomocą funkcji eksponencjalnej – wymuszającej zerową wartość kąta na osi plazmy niezbędną z punktu widzenia abelizacji rozkładu kąta skręcenia, uzyskano zadawalające dopasowanie rozkładu intensywności na interferogramie syntetycznym (wyznaczonym na podstawie analizy amplitudowo fazowej) z rozkładem intensywności kompleksowego interferogramu uzyskanego w eksperymencie. Ta zgodność potwierdza wiarygodność stosowanej metody ilościowej analizy interferogramów kompleksowych. Porównanie wyników analizy ilościowej interferogramów kompleksowych w przypadku bez korekcji rozkładu kąta skręcenia z wynikami uzyskanymi poprzez jego modyfikację przedstawia rys. 6. Widoczna na syntetycznym kompleksowym interferogramie (rys. 6b) ostra granica w rozkładzie intensywności na osi, znika po wprowadzeniu korekcji. Ta modyfikacja wydaje się niezbędna z punktu widzenia wiarygodności stosowanej metodologii analizy ilościowej.



Rys. 6. Porównanie wyników analizy ilościowej interferogramów kompleksowych: a) interferogram kompleksowy uzyskany w eksperymencie, b) rozkłady kąta skręcenia i fazy oraz uzyskane z analizy amplitudowo fazowej oraz obliczony na ich podstawie syntetyczny interferogram kompleksowy oraz c) rozkłady zmodyfikowanego kąta skręcenia i fazy oraz uzyskany na ich podstawie syntetyczny interferogram kompleksowy

W drugim przypadku oprogramowanie do analizy ilościowej analizy wyników pomiarów polaro-interferometrycznych zostało rozszerzone o opcje pozwalające na uzyskanie informacji o rozkładach prądu na podstawie rozkładów pola magnetycznego z pomiarów polar-interferometrycznych istotne z punktu widzenia optymalizacji tarcz ST oraz CCT. W przypadku tarcz CCT opracowany software pozwoli uzyskać informacje o prądach rozładowania związanych z przepływem elektronów, zarówno w kierunku od okładki kondensatora tarczy CCT (tzw. *direct current*) jak w kierunku przeciwnym (tzw. *return current*). Przykładowe wyniki pokazujące możliwości rozszerzonego software przedstawione są na rys. 7. Jedną z ważniejszych opcji jest wizualizacja wektorowa prądów RZ „direct” i „return” (rys. 7b), która pozwala na uzyskanie informacji o zintegrowanych rozkładach prądów (direct i return) płynących w kierunku osiowym oraz radialnym w wybranych obszarach ograniczonych cylindrem o

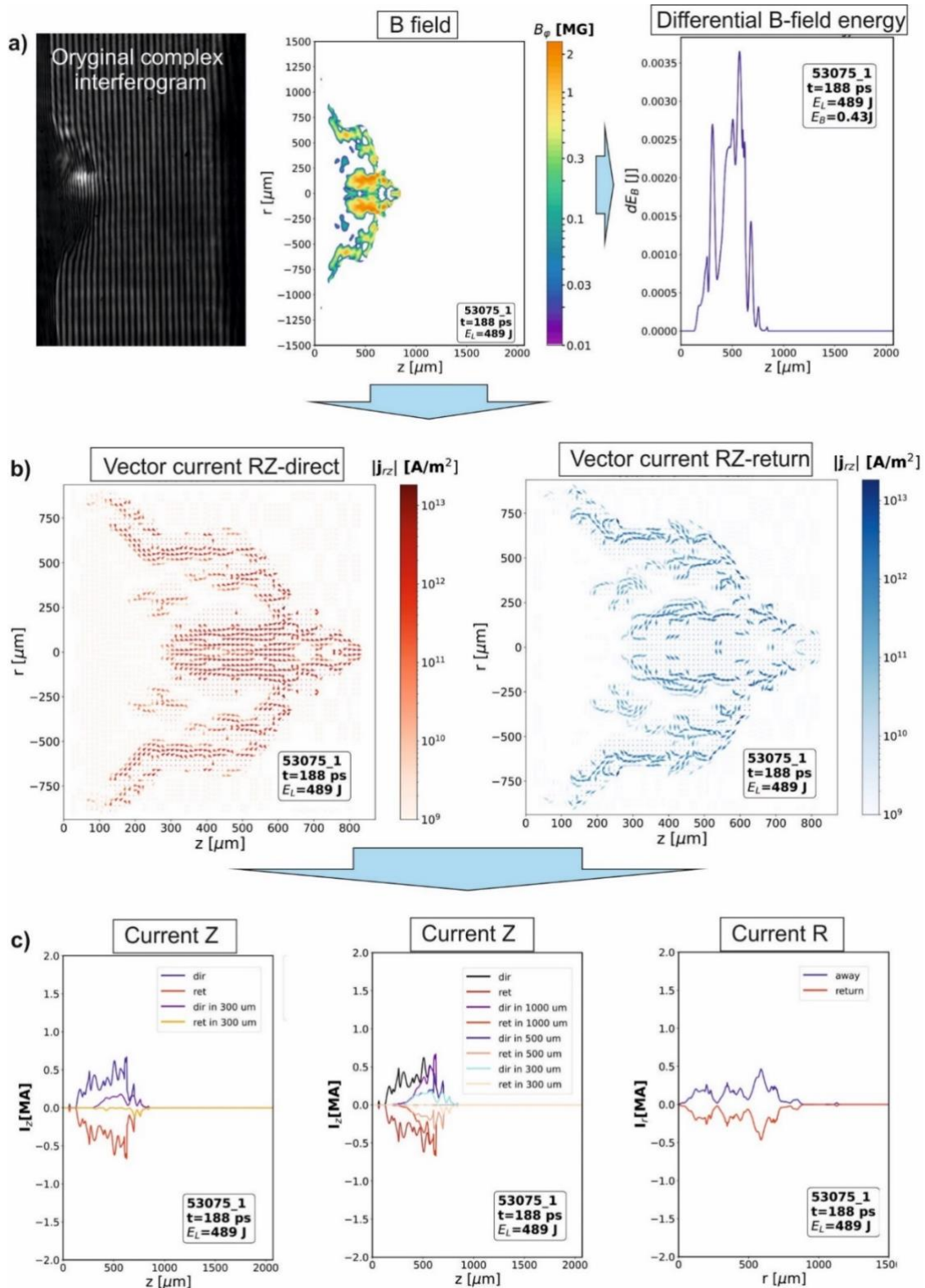
różnych średnicach. Ponadto, oprogramowanie to pozwala ocenić energią lasera zdeponowaną w polu magnetycznym, rys. 7a. Strzałki (wektory) ilustrują kierunek prądu RZ, natomiast kolory oraz ich intensywność reprezentują wypadkowy prąd (moduł wektora) odpowiadający prądom direct (czerwony) oraz return (niebieski).

Jednakże, mimo przygotowania: wszystkich diagnostyk przewidzianych do badań, tarcz laserowych oraz uchwytów do ich mocowania, planowana sesja pomiarowa na PAS w drugiej połowie 2020 nie odbyła się z głównie z powodu pandemii, co potwierdzone jest przez Dyрекcję PALS w dokumencie (załącznik 1). W takiej sytuacji oczywistą alternatywą była dalsza analiza, interpretacja i opracowanie wyników badań eksperymentalnych i teoretycznych uzyskanych na PALS w ramach projektów LaserLab istotnych z punktu widzenia badań przewidzianych w niniejszym projekcie. Przedmiotem pogłębionych analiz i interpretacji były wyniki pomiarów spontanicznych pól magnetycznych i emisji elektronów w plazmie ablacyjnej generowanej przy oddziaływaniu 1-harmonicznego promieniowania lasera jodowego PALS z płaskimi tarczami masywnymi Cu. Szczegółowe informacje o strukturze prądu w plazmie ablacyjnej uzyskane za pomocą wielokadrowej kompleksowej interferometrii oraz dane o parametrach emisji elektronów uzyskane metodami spektroskopowymi, pozwoliły uzyskać spójny obraz retencji elektronów w plazmie ablacyjnej istotny nie tylko z punktu widzenia realizacji fuzji inercyjnej za pomocą koncepcji *shock ignition*, ale również innych zastosowań, które dotyczą między innymi generatorów optycznych do generacji super silnych pól magnetycznych opartych na tarczach CCT, które są przedmiotem badań projektu. Z badań tych wynika, że emisja gorących elektronów z obszaru plazmy ablacyjnej jest silnie stłumiona przez potencjał elektrostatyczny i tylko mała część populacji gorących elektronów (około 1%) opuszcza obszar plazmy ablacyjnej i jest rejestrowana za pomocą diagnostyk spektroskopowych. Szczególnie ważne informacje z punktu widzenia optymalizacji tarcz CCT, dotyczą rozkładów gęstości elektronów oraz odpowiadające im prądy w plazmie ablacyjnej, rys. 8, uzyskane na podstawie rozkładów SPM oraz odpowiadające im rozkłady kątowe parametrów emisji gorących elektronów uzyskane za pomocą wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów, rys. 9. Jak wynika z rys. 8 oraz rys. 9 najsilniejszy strumień elektronów jest emitowany dla wszystkich energii w kierunku normalnym do powierzchni docelowej, zakres energii widm zależy w znacznym stopniu od kąta emisji. Energia elektronów emitowanych w kierunku normalnym osiąga wartość kilkuset keV. Szczególnie ważną informacją, którą należy brać pod uwagę przy optymalizacji prac tarcz CCT jest informacja o całkowitym prądzie płynącym w kierunku osiowym zawartym w obszarze cylindra o różnym. Jak wynika z rys. 8b znaczna część prądu przenoszona jest w obszarze o średnicy cylindra około 400 mm związanym z wielkością obszaru emitującego linię Ka. Jest to istotna informacja, którą należy brać pod uwagę przy optymalizacji tarcz CCT wybierając średnicę otworu przez które wprowadzane jest promieniowanie laserowe do kondensatora tarczy CCT.

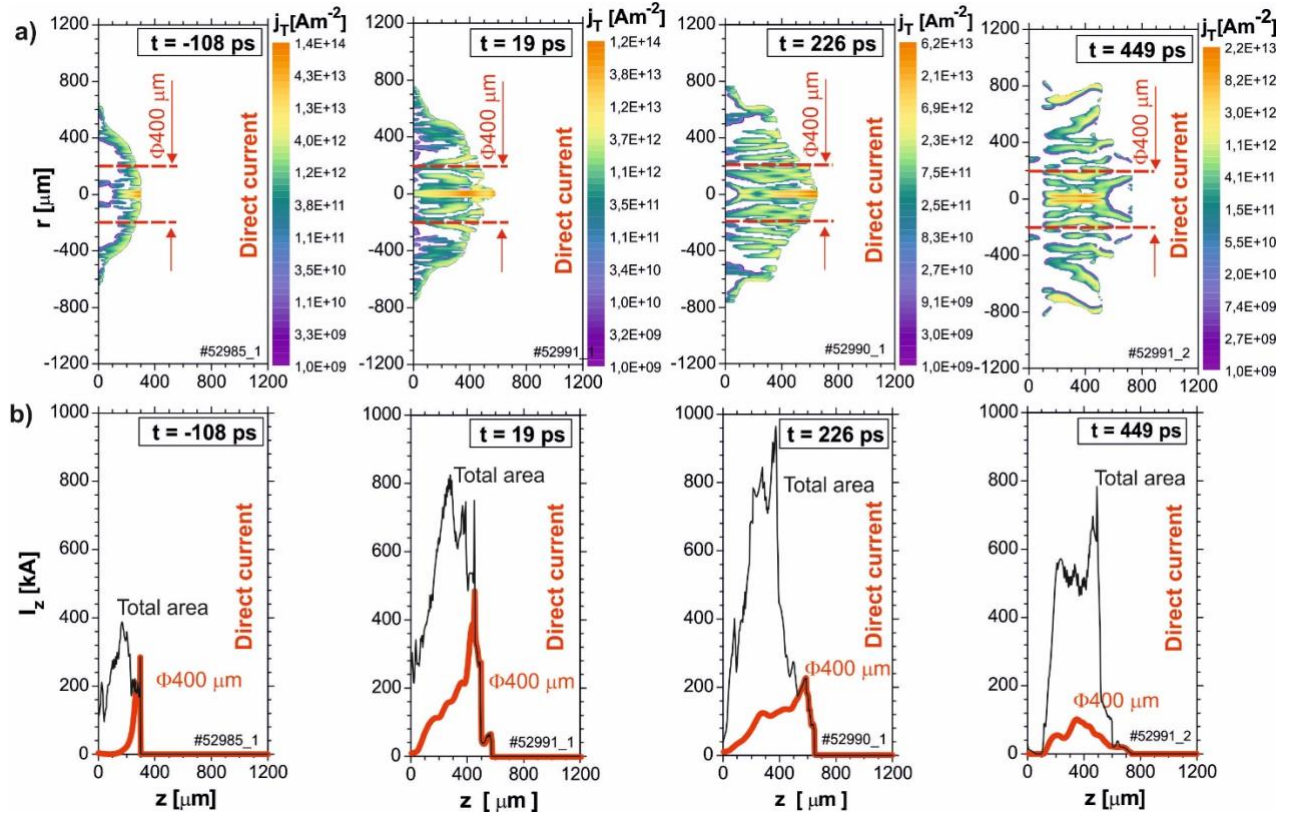
Modelowanie rozkładów spontanicznych pól magnetycznych (SPM) w plazmie laserowej z udziałem gorących elektronów jest bardzo złożonym zagadnieniem, ponieważ wymaga uwzględnienia zarówno procesów MHD, jak i procesów związanych z powstawaniem różnego rodzaju niestabilności kinetycznych. Duże możliwości w tym zakresie stwarzają wielowymiarowe kody PIC, jednakże ich użycie jest ograniczone do modelowania zjawisk w bardzo wąskiej skali czasowej ze względu na ograniczone możliwości obliczeniowe obecnych superkomputerów. Z tego powodu, aby wyjaśnić strukturę SPM obserwowaną w eksperymentach na PALS prowadzone są symulacje numeryczne za pomocą 2D kodu MHD. Zastosowanie kodu KAROL pozwoliło na uwzględnienie prądu gorących elektronów jako dodatkowego prądu zewnętrznego w równaniach MHD wraz z niestabilnością jonowo-dźwiękową, co prowadzi do anomального wzrostu rezystancji plazmy i w konsekwencji do wzmocnienia SPM o amplitudzie osiągającej wartość kilku MGs w pobliżu osi symetrii plazmy tak jak obserwowano w eksperymencie.

W roku 2020, modelowanie za pomocą kodu KAROL było kontynuowane w celu wyjaśnienia dwóch zjawisk związanych z przestrzenno-czasową strukturą SPM:

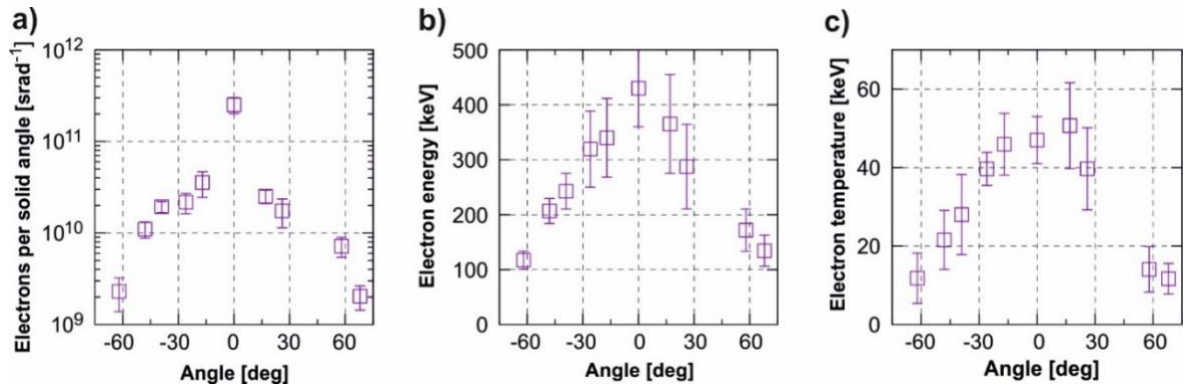
- utrzymywanie się wysokiej amplitudy pola (na poziomie kilku MG) w późnych fazach ekspansji plazmy ablacyjnej, długo po zakończeniu impulsu lasera, która koreluje z pomiarami impulsu EMP wykonanymi na eksperymencie PALS oraz
- struktura włóknistej obserwowana, zarówno na rozkładach SPM oraz a rozkładach gęstości prądu.



Rys. 7. Przykładowe wyniki pokazujące możliwości rozszerzonego software: a) interferogram kompleksowy i obliczony na jego podstawie rozkład pola magnetycznego oraz rozkład energii lasera zdeponowanej w polu magnetycznym, b) rozkłady wektorowe prądów RZ odpowiadające elektronom poruszającym się w kierunku od tarczy – direct oraz w kierunku przeciwnym -return oraz c) zintegrowane prądy płynące w kierunkach: osiowym „z” oraz radialnym „r”, obliczone na podstawie wektorowych prądów RZ



Rys. 8. Przestrzenno-czasowe rozkłady gęstości prądu płynącego od powierzchni tarczy (a) oraz odpowiadające im rozkłady osiowe całkowitego prądu obliczonego na podstawie azymutalnych rozkładów pola magnetycznego Średnica plazmy $F = 400$ m jest związana z wielkością obszaru emitującego linię Ka

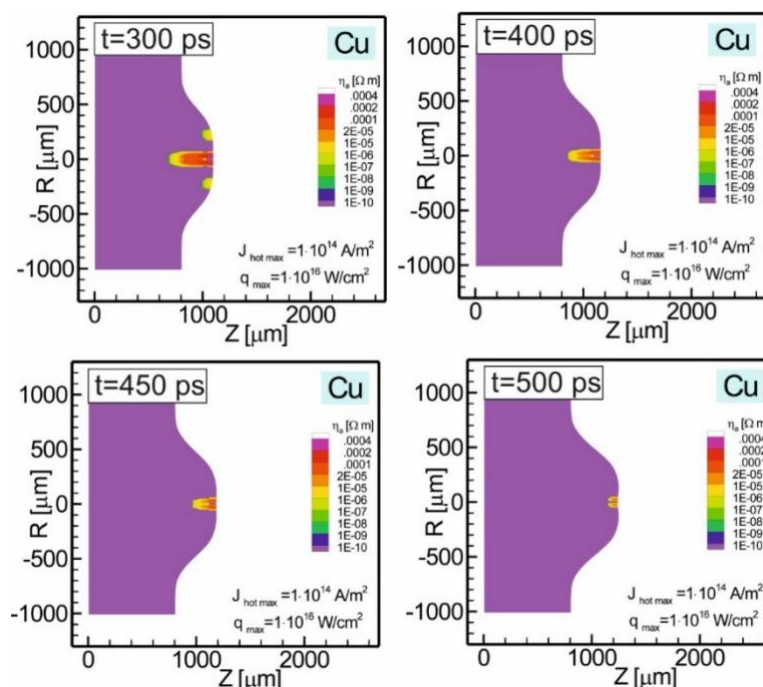


Rys. 9: Rezultaty ilościowej analizy kątowych rozkładów energii elektronów: a) całkowita liczba elektronów wyemitowanych w jednostkowym kącie brylowym, b) maksymalna energia elektronów oraz c) temperatura gorących elektronów wynikająca z wykładniczego dopasowania rozkładów energii elektronów

Okazało się jednak, że rozwiązanie pierwszego problemu istnieje, jeśli weźmiemy pod uwagę zmiany w czasie rozkładów anomalnej rezystancji, pokazane na rys. 10, z których wynika, że po osiągnięciu maksymalnej intensywności lasera opór ten gwałtownie spada. Z tego powodu po zaniku anomalnej rezystancji możemy porzucić model generowania pełnego pola zastąpić go modelem „zamrożonej” plazmy:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{w} \times \mathbf{B}$$

gdzie: $\mathbf{w}$ – masowy wektor prędkości.



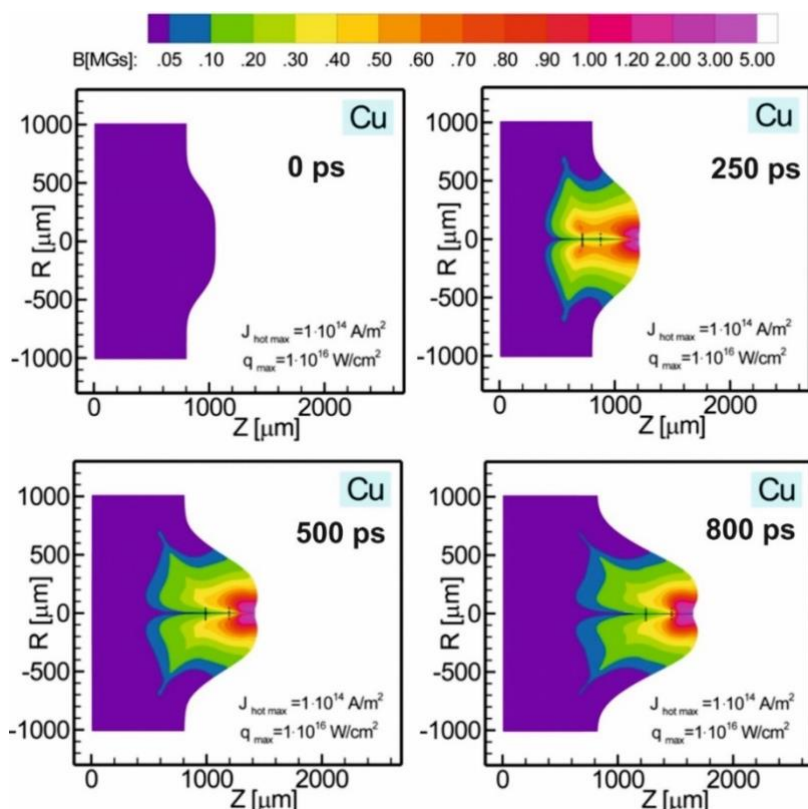
Rys. 10. Zmiany w czasie rozkładu anomalnej rezystancji w różnych momentach ekspansji plazmy ablacyjnej w zależności od początku impulsu laserowego

Jak wynika z rys. 10 anomalny opór pojawia się zaraz po rozpoczęciu interakcji laser-plazma i zanika osiągając wartość prawie zerową na końcu impulsu laserowego. Te symulacje sugerują, że podobnie jak w eksperymencie, pola magnetyczne o amplitudzie około kilku MG mogą istnieć nie tylko podczas interakcji lasera z plazmą, ale także po zakończeniu impulsu laserowego, z powodu szybkiego zaniku anomalnej rezystancji po osiągnięciu maksymalnego natężenia lasera, traktując to pole jako zamrożone, którego rozkład ze względu na zerowy opór zależy tylko od zmian rozkładach koncentracji elektronowej. Przykładowe wyniki modelowania uzyskane dla rozważanych danych odpowiadających gęstości prądu gorących elektronów $j_{hmax} = 1 \times 10^{14} \text{ A/m}^2$ korespondujących z eksperymentem przedstawiono są na rys. 11. Można zauważyć, że znaczna wartość pola magnetycznego (3-5MGs) utrzymuje się długo po osiągnięciu maksymalnej intensywności lasera (250ps) i po jego zakończeniu (500ps).

Odnosnie drugiego zjawiska-struktury włóknistej (filamentacji), niezgodności dotyczą różnicy między rozkładami przestrzennym SPM i gęstości prądu obserwowanymi w eksperymencie, a rozkładami uzyskanymi z 2D modelowania. Okazało się, że te niezgodności można łatwo wytłumaczyć, biorąc pod uwagę założenie, że w przypadku 2D MHD modelu jedynym źródłem gorących elektronów są elektrony generowane w wyniku absorpcji rezonansowej z powierzchni krytycznej w wąskim obszarze znajdującym się na osi plazmy o wymiarach porównywalnych z ogniskiem wiązki laserowej. Z tego powodu prawie cały prąd w plazmie ablacyjnej, zwany prądem „direct”, przenoszony jest głównie przez elektrony poruszające się od tarczy w obszarze wąskiego cylindra zlokalizowanego na osi i jest kompensowany przez prąd „return” związany z elektronami poruszającego się do tarczy w obszarze poza cylindrem. Maksymalna amplituda zintegrowanych prądów (direct i return) płynących wzdłuż osi „z” nie przekracza 100 kA, natomiast amplitudy prądów uzyskanych z eksperymentu są istotnie większe (prawie 10-krotnie), a ponadto mają strukturę włóknistą co demonstrowują rozkłady gęstości przedstawione na rys. 8a.

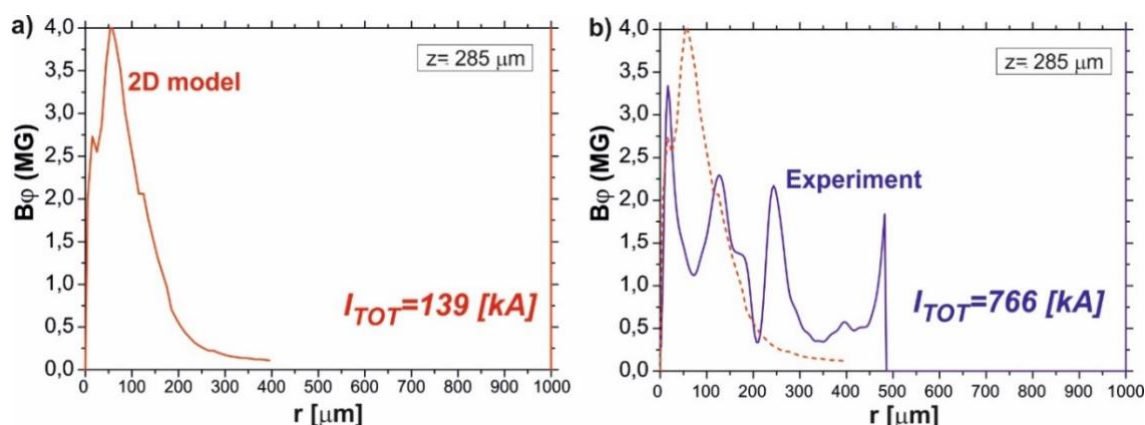
W związku z powyższym, w celu uzyskania struktury filamentacyjnej oraz zwiększenia amplitudy zintegrowanego prądu przeprowadzono również 2D symulacje zakładając rozkład kątowny strumienia gorących elektronów (zamiast cylindrycznego) wynikający z pomiarów kątowych widm elektronów, wykonanych z wykorzystaniem wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów [4]. Jednakże symulacje przeprowadzone nawet dla wyższej energii lasera (powyżej 500 J) nie spowodowały znaczącego wzrostu całkowitego prądu. Okazało się, że różnice w zintegrowanych rozkładach prądów między modelowaniem a eksperymentem można łatwo wyjaśnić, porównując

zmierzone radialne rozkłady SMF w wybranych przekrojach z rozkładami uzyskanymi z modelowania, rys. 12. W przypadku modelowanego rozkładu SMF (rys. 12a) rozkład pola ma tylko jedno maksimum o amplitudzie około 4 MG i z tego powodu sumaryczny prąd direct pochodzi tylko z rosnącej części rozkładu pola w zakresie zmian promienia: $0 < r < 50 \mu\text{m}$, natomiast prąd return jest obliczany na podstawie monotonicznie malejącej części rozkładu w obszarze $r > 50 \mu\text{m}$. Natomiast, w przypadku eksperymentu (rys. 12b) rozkład SMF składa się z kilku maksimów (związanych ze strukturą włóknistą), z których każde daje wkład do sumarycznego prądu direct oraz return, i z tego powodu sumaryczny prąd jest znacznie większy niż uzyskany w wyniku modelowania. Należy jednak zauważyć, że znaczna część prądu koncentruje się na osi symetrii i osiąga gęstość 10^{14} A/m^2 , co jest zgodne z modelowaniem, natomiast pozostała część prądu ma strukturę włóknistą za którą odpowiedzialne są nie termiczne elektrony generowane w wyniku bezzderzeniowych mechanizmów absorpcji zachodzących w plazmie o koncentracji dużo niższej niż koncentracja krytyczna, takich jak stymulowane rozproszenie Ramana, czy niestabilności Weibel'a. Jednakże, uwzględnienie tych zjawisk kinetycznych do modelowania SPM wykracza poza możliwości kodu KAROL.



Rys. 11. Rozkłady SPM - dla różnych czasów ekspansji plazmy uzyskanych dla $j_{hmax} = 1 \times 10^{14} \text{ A / m}^2$, uzyskane przy uwzględnieniu zaniku anomalnej rezystancji po osiągnięciu maksymalnej intensywności lasera.

Proponowane badania optymalizacyjne tarcz do wytwarzania strumieni namagnetyzowanych mają bezpośredni związek z szeroko rozumianą fizyką wysokich gęstości energii (High Energy Density-HED) i z tego powodu stwarzają szerokie możliwości ich wykorzystania w badaniach dotyczących implementacji fuzji inercyjnej (IFE), modelowaniu zjawisk astrofizycznych, a także otwierają drogę dla innowacyjnych zastosowań przemysłowych i medycznych plazmy laserowej, w których kluczową rolę odgrywa generacja supersilnych pól magnetycznych. Zarówno tarcze typu capacitor-coil (CTT) jak i snail (ST) mogą być szczególnie interesującą alternatywą w stosunku do tradycyjnych generatorów pola magnetycznego wykorzystywanych w badaniach w zakresie fizyki HED.



Rys. 12. Porównanie radialnych rozkładów SPM dla wybranego przekroju „z”: a) 2D modelowanie i b) rozkład eksperymentalny

Duże znaczenie mają również rozwijane w ramach projektu metody diagnostyczne zastosowane do diagnostyki tych tarcz. Dotyczy to w szczególności wielokadrowej interferometrii kompleksowej pionierskiej diagnostyki do pomiaru pól magnetycznych i koncentracji elektronowej w plazmie opracowanej w IFPiLM i po raz pierwszy zastosowanej do badań na eksperymencie PALS. Opanowanie tej diagnostyki okazało się szczególnie ważne z punktu widzenia współpracy międzynarodowej, gdyż otworzyło możliwość udział pracowników IFPiLM w eksperymentach realizowanych na europejskich układach laserowych w LULI oraz CLPU w ramach francuskich projektów badawczych.

3 Projekty Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej

3.1 Rozwój kompaktowego, powtarzalnego źródła neutronów wykorzystującego urządzenie *plasma focus*

Osoba kontaktowa: R. Miklaszewski, ryszard.miklaszewski@ifpilm.pl

Experimental activity aimed at better understanding of neutron emission mechanisms

The experiments described in this report were performed within the modified PF-1000U facility which was equipped with Mather-type coaxial electrodes of 480mm in length. The anode was made of a copper tube of 230mm in diameter. The cathode of 400mm in diameter consisted of twelve stainless-steel tubes (each of 82mm in diameter). The filling pressure of deuterium was (80–100) Pa. The investigated PF discharges were supplied from a capacitor bank charged up to 16 kV, which stored energy equal to about 250 kJ. The current intensity during the D-D fusion neutron emission amounted to about (0.7–0.9) MA.

During the reported period the Plasma-Focus Laboratory of the IPPLM organized two international experimental sessions (2 times 2 weeks) on megajoule Plasma-Focus aimed at better understanding mechanisms of neutron generation. In the sessions participated scientists, regular and phd students from Czech Technical University (Prague, 6-7 participants), University of Lisboa, Portugal (one Post-doc) National Centre for Nuclear Research (Świerk, near Warsaw, one PhD student) and the IPPLM team.

Characteristics of closed currents and magnetic fields outside the dense pinch column in a plasma focus discharge

The dense pinch column has usually several sub-regions of a larger diameter (along its length), which are called the lobules. They are distributed symmetrically and/or helically. The distribution of interferometric fringes recorded for the lobules could be explained by an influence of opposite currents which can flow from the lobule tops, also through a rare plasma region. The internal current constitutes evidently a part of the closed current flowing through the surface of the dense pinch column and the internal boundary of the lobules. It can flow from the lobule tops to the anode.

In the present contribution, we broaden the characterization of a layer of the opposite currents in the region outside the dense plasma column and the lobule tops, by a comparison of extreme ultraviolet (XUV) and interferometric frames. We estimate the distributions of the current flow as well as the magnetic- and plasma-pressure.

Scenario of a magnetic dynamo and magnetic reconnection in a plasma focus discharge

A magnetic dynamo together with self-organization can explain the appearance of closed components of the magnetic field in PF-1000U discharges, which were analyzed using magnetic probe measurements.

One possible explanation for the generation of the axial magnetic field component was made in a paper published by Mather et al., (Stability of the dense plasma focus Phys. Fluids **12**, 2343,1969) who suggested that there was an amplification of the geomagnetic field, but this hypothesis was not confirmed by later studies.

The generation and transformation of the magnetic field, considered in this paper as being due to a magnetic dynamo, can be realized by the α effect, by an increase in the magnetic energy, or by the mutual transformation of the poloidal and toroidal components of the magnetic field. The magnetic dynamo can transform the kinetic energy into magnetic energy during the perpendicular motion of the plasma across the magnetic field lines. It can also lead to the formation of a ball of magnetic field lines.

The motion of the plasma stream along the magnetic field lines can transform the kinetic energy into magnetic energy and transform a toroidal magnetic line into a poloidal line.

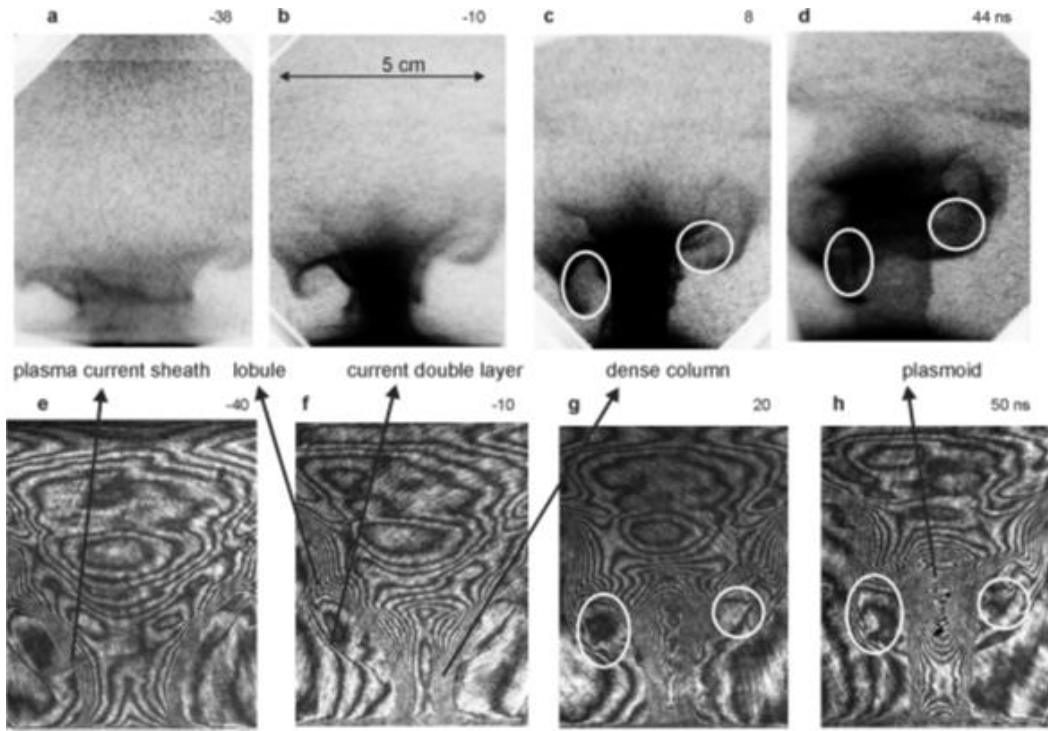


FIG.1. Images from the shot #12606: XUV frames (top) and interferometric pictures (bottom), which were recorded during the evolution of the first plasmoid and the first neutron emission peak. White circles indicate regions of some external toroid-like structures. The arrows show the plasma current sheath, plasma lobule, current double layer, dense plasma column, and an internal plasmoid. The bottom edges of the presented images corresponded to the anode face

The electron densities in the PF-1000 discharges were of the order of 10^{24} m^{-3} – 10^{25} m^{-3} . The velocities of the plasma column transformations, as observed and described in our earlier papers, were $(1-2) \cdot 10^5 \text{ m/s}$. From the known plasma densities and average temperatures of 30 eV–70 eV and with the assumed quasi-equilibrium of the plasma and magnetic pressures, allowed to estimate that the local magnetic field could reach about 10 T and the currents about hundreds of kiloamps. An example of the relevant calculations is presented in the paper published by the joint team.

The appearance of self-generated closed azimuthal currents in PF-1000 plasmas was deduced from interferometric frames recorded during the radial implosion of the dense current sheath, and particularly from the closed dense interferometric fringes that form a toroidal structure. An example is shown in Fig.2. The closed interferometric fringes show small toroidal and helical tubes formed by the dominant azimuthal current flow. This may be due to the dissipation of some current filaments, whose energy may be transformed into magnetic energy through the generation of magnetic turbulence. The turbulence develops into larger forms by spontaneous transformation accompanied by magnetic reconnections. Due to the α effect, the turbulence can induce an increase in the azimuthal current component and the corresponding poloidal magnetic field. During the acceleration and implosion of the plasma sheath, the azimuthal current can reach about 10% of the recorded axial current. Then, the part of the discharge current that penetrates ahead of the plasma sheath can accumulate into a few toroidal or helical tubes, as one can see in Fig.2.

The comprehensive diagnostics applied in PF 1000U experiments have made it possible:

- (1) to determine instants of the generation and energies of the accelerated charged particles,
- (2) to observe organized structures of plasma and their spatial- and temporal-evolution, and
- (3) to describe their correlations with the HXR and fusion-neutron production.

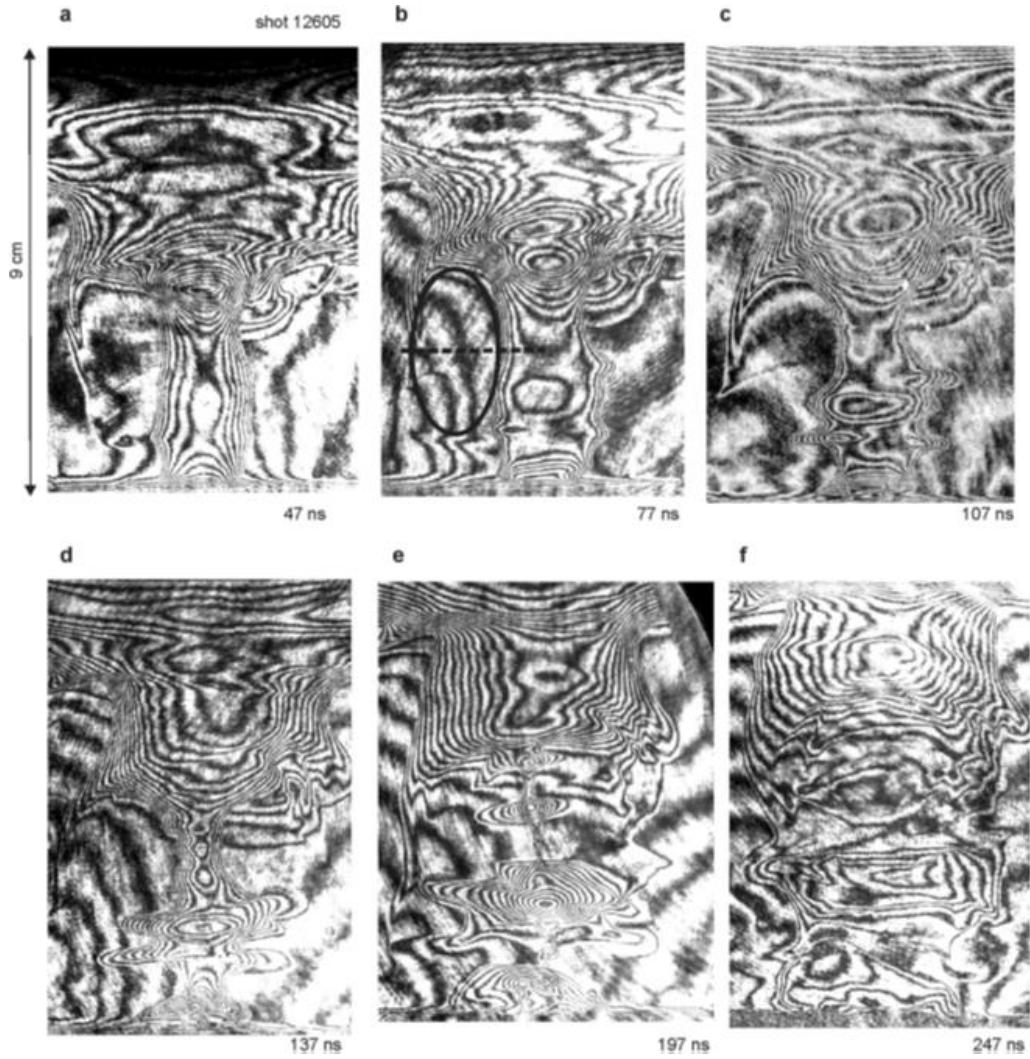


FIG. 2. Interferometric frames from shot 12 605 recorded at different phases: [(a) and (b)] During the pinch stagnation. [(c), (d), and (e)] During the evolution of the constrictions. [(e) and (f)] During the decay of the plasma column structures. In (b), the black ellipse marks the profile of the toroidal tube and the dashed black line is the cross section that was used to calculate the closed currents

The performed experiments proved the appearance of the toroidal and plasmoidal plasma structures, which were formed by closed internal currents with poloidal and toroidal components and their magnetic fields. Their spontaneous transformations have been explained by the magnetic dynamo and magnetic reconnections. Many experimental observations confirmed a filamentary structure of the current. The generation of fast particles was explained by the magnetic reconnections of the current filaments, in which a part of the magnetic energy was transformed into the accelerating electric field. It was noticed that the studies of laboratory fusion and cosmic plasmas solve similar problems, e.g., the fast release of the magnetic energy in a form of high-energy charged particles streams.

Preparation of the preliminary MCNP - FISTPACT model of the source for the nuclear safety analysis

Long term neutron emission on the level of 10^{17} n/s will cause significant activation of the source construction and nuclear safety issues should be addressed within the Project.

It is foreseen that the final report (final project of the neutron source) will include analysis of activation of its elements as well as hints for safety aspects of the maintenance procedures. The analysis will be performed using MCNP and FISTPACT codes (R2S method). Part of the construction can also be heated

by neutron absorption (nuclear heating) - a significance of this heating will be evaluated using MCNP code.

As the neutron source project will be prepared in the final period of the Project goals realization, in a meantime, the IPPLM team is collecting experience in MCNP and FISPACT usage, preparing detailed MCNP model of the PF-1000U, the megajoule Plasma-Focus generator used at the IPPLM.

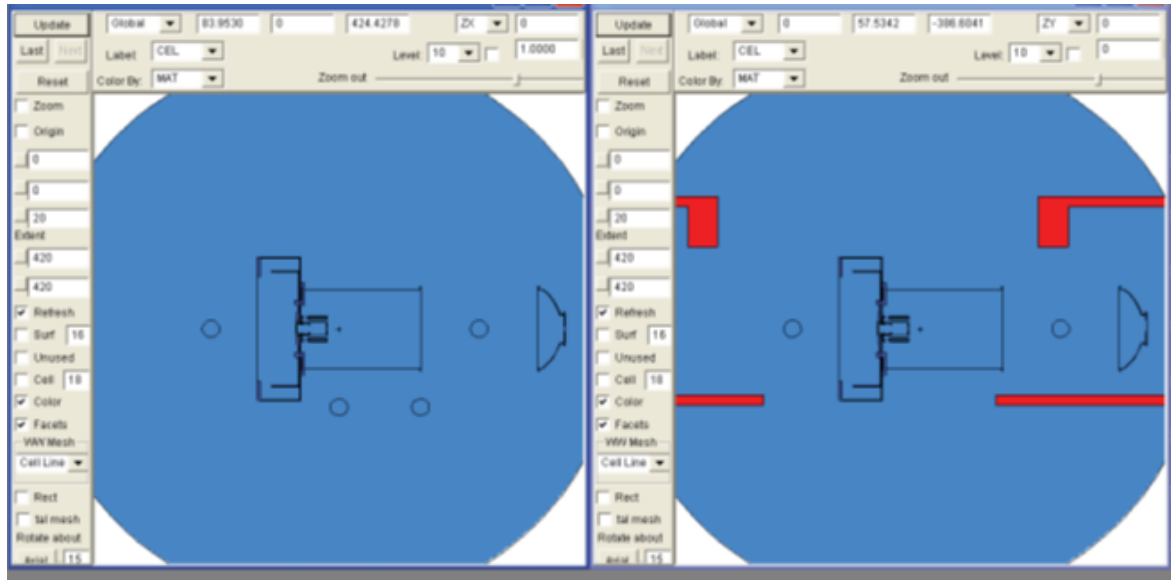


FIG.3. General view of the PF1000U generator geometry (MCNP model) as well as concrete elements of walls, floor and ceiling

Detailed MCNP “input” for PF-1000U has been prepared, including elemental composition of materials used in its construction. The neutron flux spatial distribution delivered by the MCNP will be used by FISPACT to model a time evolution of the neutron induced activities in elements of the generator.

Preparation of the neutron camera for future experiments - measurements of the neutron emission spatial distribution in PF pinch:

The aim of MCNP modelling was to estimate a capability of a neutron camera consisting with a block of material (plastic in case of 2.45 MeV neutrons) with a mesh of drilled holes as in FIG 7 (a capillary structure).

Neutron leaving the collimator (bottom of the picture) will encounter a thin foil made with hydrogen rich material (a converter) that changes a stream of neutrons into a bunch of energetic protons, that can be recorded using a CR-39 films.

The MCNP model of the above capillary structure allowed to estimate a resolution of the spatial neutron emission intensity distribution at the source plane as transformed into a neutron distribution picture recorded at the end of collimators.

$$x = 10 \text{ cm}, y = 5 \text{ cm}, z = 20 \text{ cm}, h = 10 \text{ cm}, E_n > 1,5 \text{ MeV}$$

The results obtained seems to be promising, allowing achievements of the 1mm resolution at the source plane, although we still have to transform a neutron intensity picture into a proton intensity one (after conversion), as only charged particle can be effectively recorded at the final picture plain.

Unfortunately, our MCNP code version, used for modelling of the neutron part of the problem has no capability of modelling neutron-proton conversion process and following dynamics of protons. A special approximate model of the above process is in preparation to give a final answer on capabilities of the whole neutron camera.

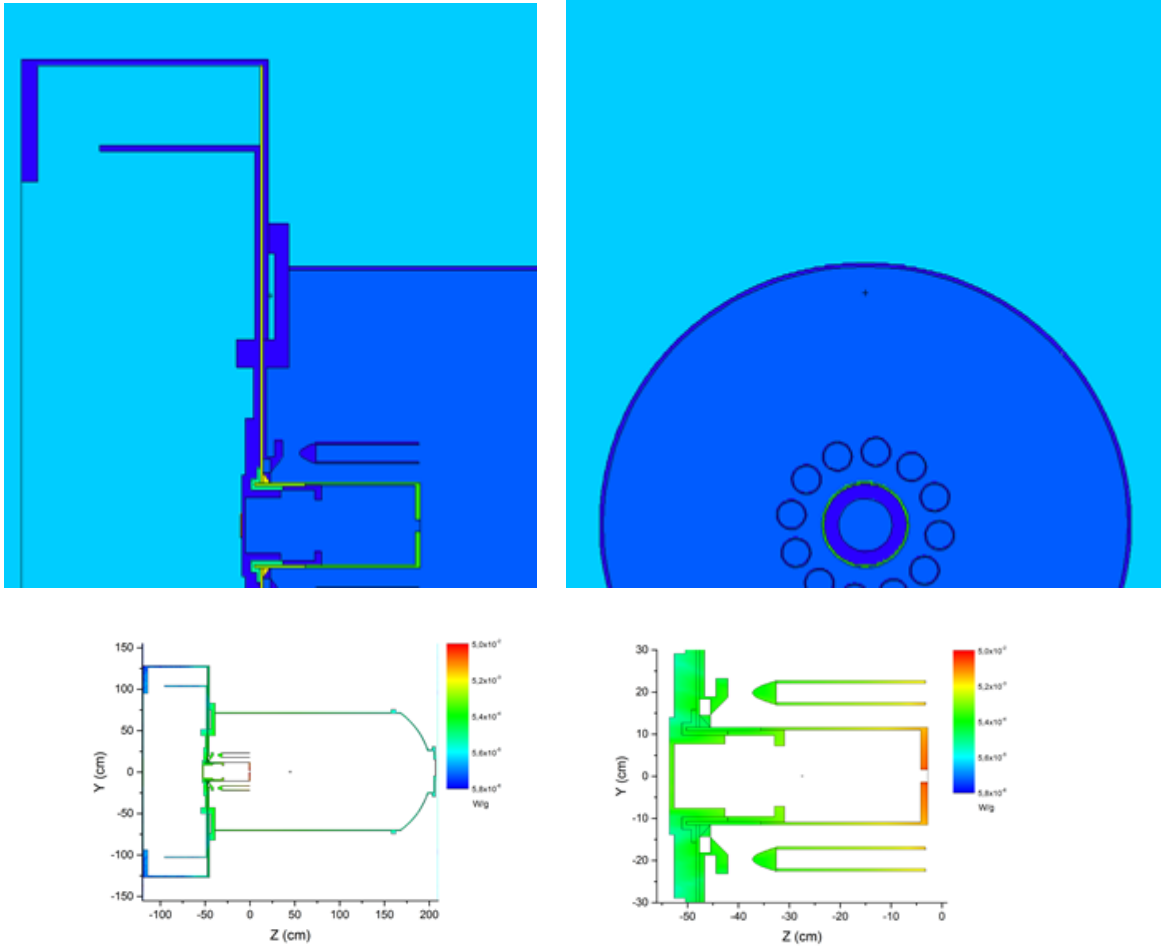
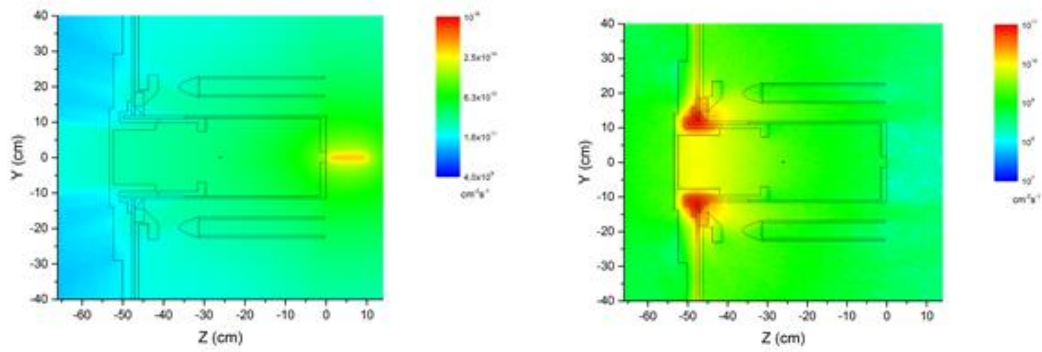


FIG.5. Results of the MCNP modeling - nuclear heating of the CFNS-PF model elements



$E_n > 0.5 \text{ MeV}$

thermal neutrons $E_n < 0.625 \text{ keV}$

FIG.6. Distribution of the neutron flux density in the CFNS-PF model to be used as an input to the FISPACT-II code

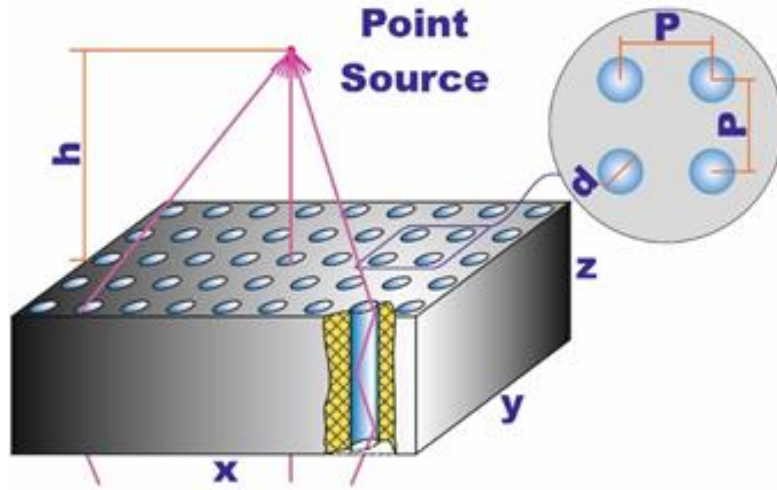
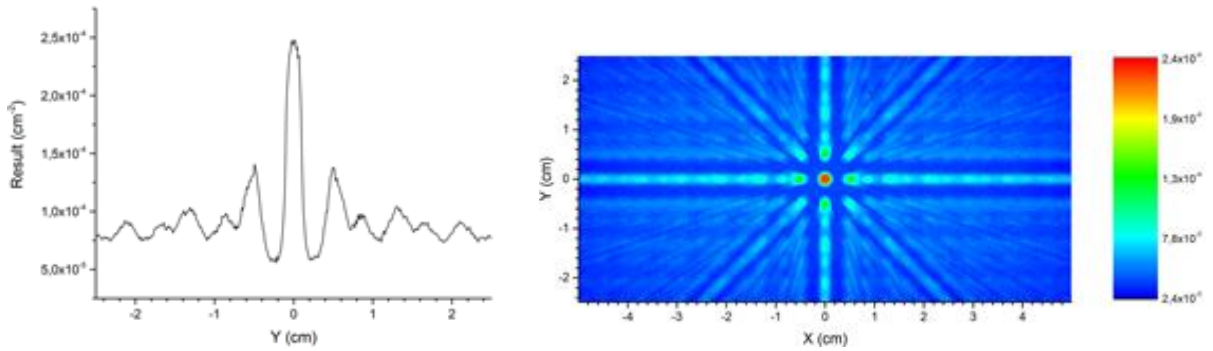


FIG 7. Scheme of the basic element of the camera – block of material (plastic) with drilled holes – a kind of capillary structure

$d = 2\text{mm}$



$d = 0.5\text{mm}$

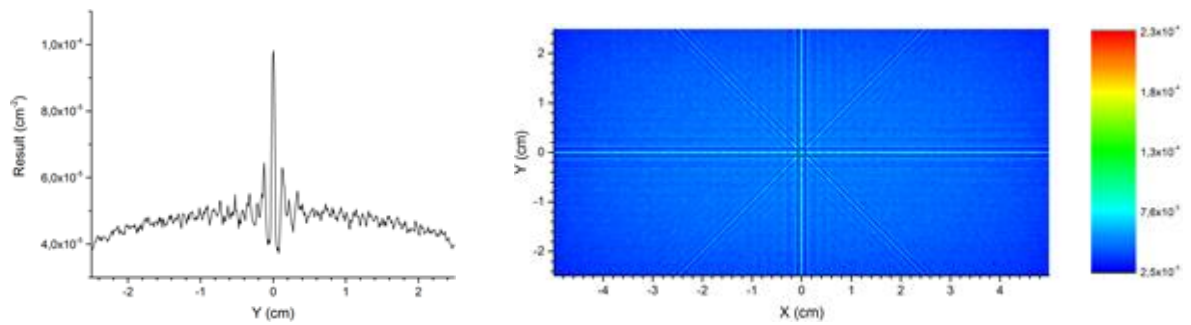


FIG. 8. Y-axis distribution of neutron flux intensity at the picture plane (left column), the same distribution picture in 2 D (X, Y)

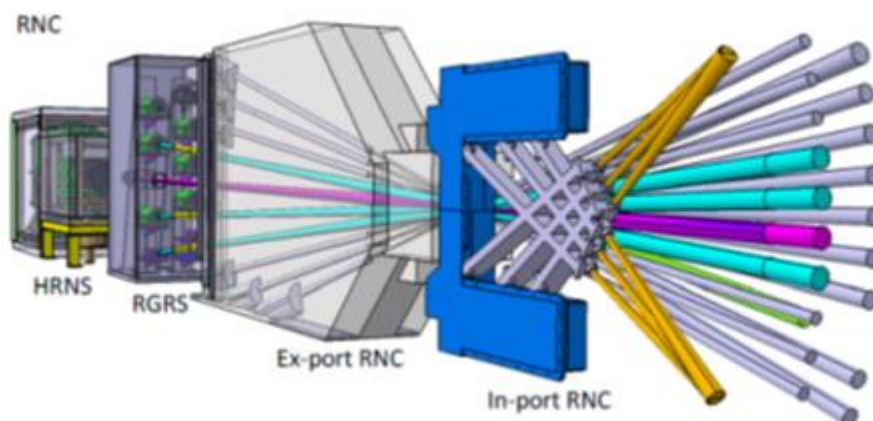
4 Projekty programu ITER – organizacji Fusion for Energy

4.1 Radialna kamera neutronowa: rozwój, projekt końcowy i prototyp

Osoba kontaktowa: R. Miklaszewski, ryszard.miklaszewski@ifpilm.pl

Projekt “F4E-FPA-327 (PMS-DG): SG07 for Development of the Final Design and Prototyping” dotyczy zaprojektowania Radialnej Kamery Neutronowej (RNC - ang. Radial Neutron Camera) dla tokamaka ITER. ITER jest międzynarodowym projektem skupionym na wykazaniu możliwości produkcji energii z wykorzystaniem fuzji jądrowej. Tokamak budowany w Cadarache we Francji ma posłużyć do kompleksowych badań nad utrzymaniem gorącej plazmy i studiowaniem zjawisk fizycznych co ma umożliwić wybudowanie testowego reaktora. Do produkcji energii planuje się wykorzystanie izotopów wodoru: deuteru i trytu. Obserwacja zjawisk fizycznych dokonywana będzie za pomocą diagnostyk mierzących parametry plazmy oraz emitowane promieniowanie. Neutrony o charakterystycznych energiach są produktami reakcji fuzji dwóch cząstek deuteru oraz deuteru i trytu. Pomiar neutronów jest ważny z punktu widzenia kontroli bezpieczeństwa (monitoring emisji neutronów) oraz badania zjawisk fizycznych (rozkład emisji cząstek alfa oraz temperatury jonowej). Diagnostyka RNC ma umożliwić pomiar neutronów, a także odtwarzanie profili emisji w przekroju poloidalnym plazmy. Projekt kamery jest nieustannie dopracowywany w kolejnych etapach projektu.

Diagnostyka RNC składa się z dwóch struktur kolimatorów umieszczonych w pozycji radialnej (Rysunek 1). Na końcu każdego kolimatora umieszczony jest detektor rejestrujący neutrony powstałe w zdefiniowanej przez układ przestrzeni plazmy. System in-port składa się z 6 kolimatorów skierowanych na brzegi plazmy, z detektorami umieszczonymi blisko komory tokamaka. Druga część, ex-port, jest oddalona od plazmy i zwrócona w kierunku rdzenia. System składający się aktualnie z 16 kolimatorów jest przedmiotem obecnego projektu.

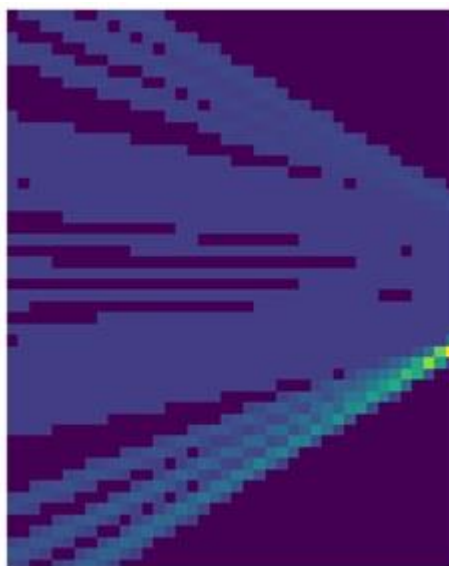


Rys. 1. Model 3D diagnostyki RNC

Zadaniem zespołu z IFPiLM na rok 2020 było przygotowanie programu umożliwiającego wykonanie rekonstrukcji rozkładu emisyjności neutronów w dwóch wymiarach (tomografia). W tym celu kod do

tomografii plazmy dedykowany dla promieniowania elektromagnetycznego stworzony w IPP CAS w Pradze zmodyfikowano tak aby mógł zostać wykorzystany w przypadku RNC. Kod opiera się na metodzie MFR (ang. Minimum Fisher Information Regularization), która pozwala na uzyskanie poprawnych rezultatów przy niewielkiej ilości informacji pochodzącej z pomiaru eksperymentalnego. Odpowiada to sytuacji opisywanej diagnostyki, gdzie liczba danych pomiarowych wynosi 22. Odtwarzanie profili z niewielkim błędem możliwe jest dzięki wygładzaniu względem linii pola magnetycznego zawartego w tej metodzie. Niesie to ze sobą konsekwencje silnej zależności od jakości dostarczonych linii pola magnetycznego i ich zgodności z rzeczywistym stanem plazmy.

W celu dopasowania kodu do tomografii MFR do rekonstrukcji na podstawie pomiarów neutronowych niezbędne było napisanie nowej wersji modułu wyznaczającego geometrię pomiaru. W przypadku rekonstrukcji opartej na pomiarze promieniowania gamma przestrzeń widziana przez detektory opisywane są jako linie o inifitezymalnej grubości. Kolimacja promieniowania neutronowego, ze względu na naturę jego oddziaływania z materią, jest zadaniem trudnym do wykonania. Geometria pomiaru neutronów z użyciem kolimatorów ma kształt stożka ściętego. W opisie mierzonej przestrzeni należy uwzględnić również informację na temat redukcji intensywności promieniowania związaną z kątem bryłowym na który szczególnie wpływ ma oddalenie od detektora. Rysunek 2 przedstawia geometrię pomiaru za pomocą RNC opisaną za pomocą napisanego przez IFPiLM modułu używanego w tomografii.

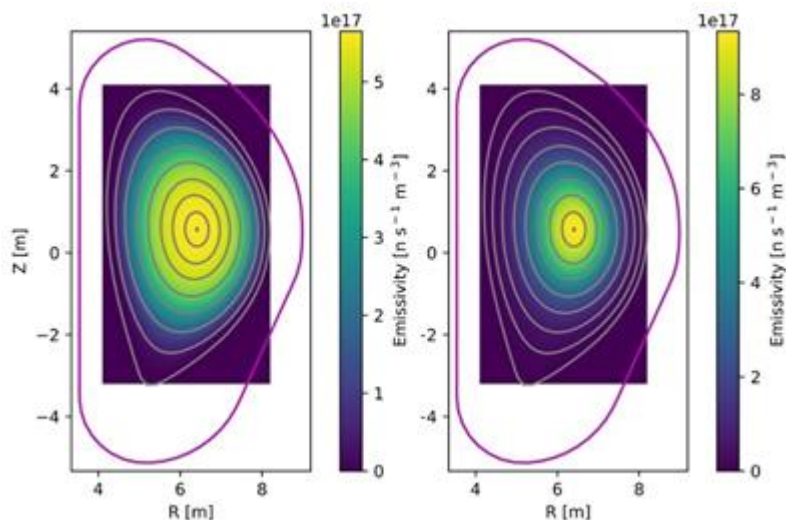


Rys. 2. Geometria pomiaru za pomocą diagnostyki RNC wykorzystywana w tomografii

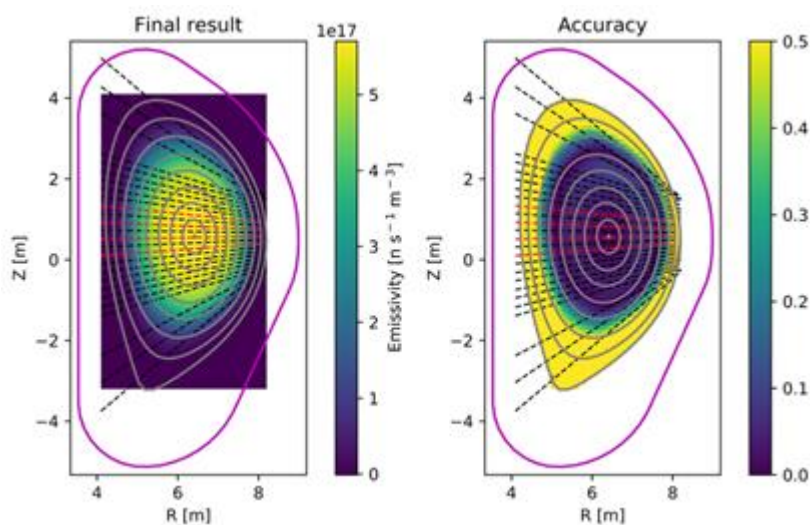
Następnym krokiem było dopisanie modułu odpowiadającemu tokamakowi ITER. Nowy moduł ma za zadanie importowania plików wejściowych i przekazywanie je w kompatybilnej postaci do obliczeń tomograficznych. Wyniki pomiarowe z detektorów muszą być przeliczane na podstawie podanej efektywności zliczeń. W czasie projektowania diagnostyki wszystkie używane do testów dane są syntetyczne i pochodzą z symulacji. Dodatkowo moduł ITER zawiera funkcje dodającą do danych szum losowy zgodnie ze statystyką Poissona co pozwala na symulacje błędów pomiarowych występujących w eksperymentach. Moduł rozszerzony został również o możliwość modyfikacji błędów do postaci rozkładu gaussa o wybranej amplitudzie. Umożliwia to wprowadzanie zaburzeń mogących wystąpić podczas rzeczywistego pomiaru. Oddzielnie napisany został program tworzący siatkę współrzędnych linii pól magnetycznych na podstawie plików opisujących stan równowagowy plazmy dla konkretnego scenariusza pracy tokamaka. Dane te następnie importowane są przez moduł ITER do kodu wykonującego tomografię.

Po zakończeniu części programistycznej przetestowano kod dla przykładowych danych. Wykorzystano w tym celu dwa różne scenariusze pracy tokamaka ITER: a – 15 MA oraz b – o tej samej mocy z pikiem gęstości. Rozkład emisji neutronów dla tych dwóch scenariuszy znajduje się na rysunku 3. Wynik

rekonstrukcji wraz z dokładnością rekonstrukcji dla pierwszego przypadku znajdują się na rysunku 4. Rysunek 5 przedstawia zrekonstruowany profil scenariusza b. Przestrzeń w centrum plazmy odtwarzana jest z dokładnością około 10%.

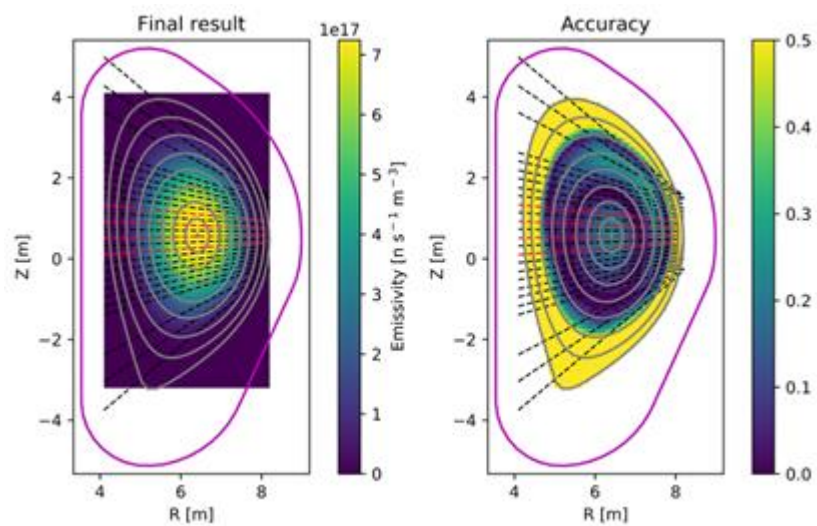


Rys. 3. Emisja neutronów z tokamaka ITER podczas dwóch symulowanych scenariuszy pracy (prawa strona - scenariusz b, lewa strona – scenariusz a).



Rys. 4. Wynik rekonstrukcji na podstawie symulacji pomiaru podczas scenariusza a (lewa strona) oraz jej dokładność (prawa strona)

Plan na pierwszy rok projektu został zrealizowany. Część programistyczna polegała na dostosowaniu kodu do tomografii do przypadku pomiaru neutronów oraz tokamaka ITER. Dzięki szybszemu wykonaniu zadań z harmonogramu i otrzymaniu zadowalających wyników testów w roku 2021 można będzie wykonać dodatkowe obliczenia. Analiza tomograficzna ma pomóc w wyborze rodzaju detektorów, które zostaną użyte w systemie ex-port. W zależności od typu detektora pojawiają się różnice w liczbie zaliczeń neutronów, przez co również w poziomie szumów, może mieć to wpływ na wyniki tomografii.



Rys. 5. Wynik rekonstrukcji na podstawie symulacji pomiaru podczas scenariusza b (lewa strona) oraz jej dokładność (prawa strona)

5 Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy

5.1 Reakcje jądrowe indukowane oddziaływaniem promieniowania laserowego: badania reakcji proton-bor

Osoba kontaktowa: M. Rosiński, marcin.rosinski@ifpilm.pl

W wyniku międzynarodowej współpracy zespołu LLWM w ramach projektu LaserLab (PALS002674) pod kierownictwem P. Cirrone przeprowadzony został eksperyment będący kontynuacją badań nad laserową fuzją w reakcji proton-bor (*Physical Review E* **101**, 013204 (2020)). W poprzedniej kampanii eksperymentalnej, impuls laserowy oddziaływał z tarczą BN (azotek boru) o grubości 0.5mm – ze względu na grubość tarczy, urządzenia pomiarowe rejestrowały jedynie produkty interakcji akcelerowane w kierunku przeciwnym do propagacji impulsu laserowego, tym samym uniemożliwiając akcelerację typu TNSA oraz znacząco ograniczając energię akcelerowanych jonów.

Zespół LLWM podczas ostatniej kampanii eksperymentalnej dotyczącej zagadnienia laserowej fuzji aneutronicznej odpowiedzialny był za diagnostyki jonowe, a w szczególności spektrometr Thomsona (TPS) oraz detektory półprzewodnikowe (SiC). Podczas eksperymentu poddawano testom trzy rodzaje cienkich (o grubości 10um - 20um) tarcz zarówno w konfiguracji pojedynczej, w których impuls laserowy oddziaływał z tarczami zawierającymi domieszki ^{11}B (*SiHB*, *LNS*), gdzie reakcja $p + ^{11}\text{B}$ miałyby zachodzić wewnątrz tarczy, jak i w konfiguracji pitcher – catcher, gdzie akcelerowane wstecz protony z pierwszej tarczy oddziaływać miały z tarczą wykonaną z ^{11}B o grubości 200um w celu wzmocnienia strumienia cząstek alfa będących produktami w reakcji $p + ^{11}\text{B}$ w tarczy pierwotnej. Wykonano również strzały referencyjne z użyciem tarcz niezawierających domieszki boru (*SiH*) w celu weryfikacji otrzymanych wyników.

Spektrometr typu TPS umieszczony był za tarczą, pod kątem 0° , w odległości 1.7m od tarczy. Zamieszczone w raporcie wyniki uzyskane zostały za pomocą detektora typu ImagePlate oraz opracowane przez oprogramowanie stworzone na potrzeby Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy w IFPiLM i dedykowane naszemu spektrometrowi Thomsona.

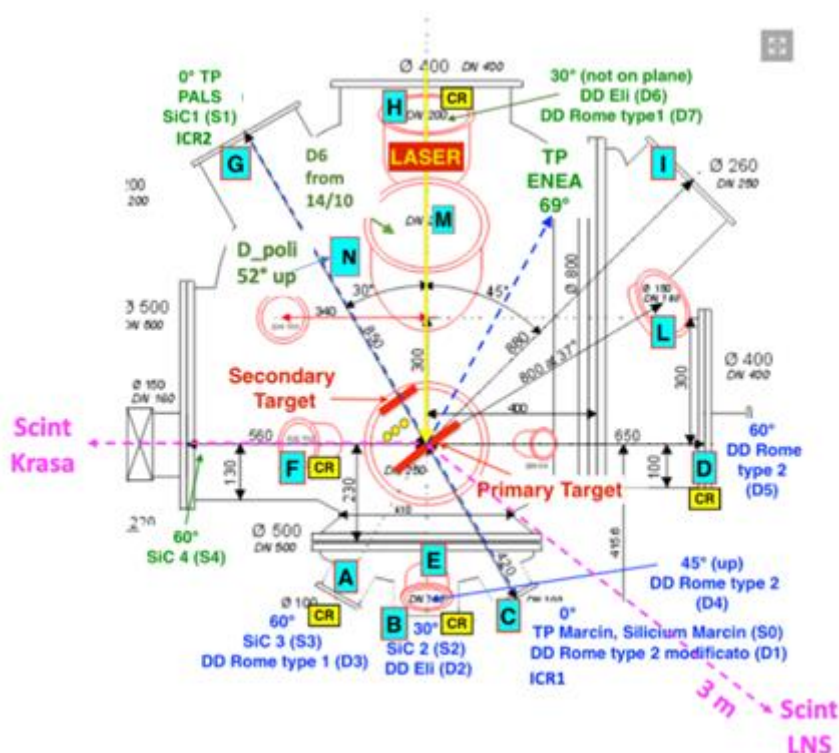
Zasadniczym celem wykonywanych przez zespół LLWM pomiarów było monitorowanie składu plazmy akcelerowanej poprzez interakcje lasera z tarczą, a przede wszystkim scharakteryzowanie wiązki protonów, która odpowiada za rozpoczęcie reakcji $p + ^{11}\text{B}$ oraz cząstek alfa, będących produktami tej reakcji. Na Rys. 1 przedstawiono ogólny schemat układu pomiarowego.

- **Typ tarczy: 10 μm PS + 110 μm SiH, brak domieszkowania boronem)**

Podczas analizy wyników uzyskanych za pomocą spektrometru Thomsona (Rys. 2), jednym z głównych problemów jest nakładanie się na siebie linii jonowych dla jonów różnych pierwiastków wykazujących ten sam stosunek niesionego ładunku do masy. Maksymalne oraz średnie energie protonów akcelerowanych z tarcz referencyjnych spełniają kryteria konieczne do przeprowadzenia reakcji $p + ^{11}\text{B}$ (Rys. 3). W konfiguracji pitcher - catcher wartości zarówno średniej jak i maksymalnej energii protonów są odpowiednio niższe niż dla pojedynczej tarczy. W opisywanym eksperymencie, linie cząstek alfa ^4_2He pokrywają się z całkowicie zjonizowanym węglem C^{6+} i zawsze przedstawiane są w naszej analizie równolegle - dlatego też do uzyskania pełnej informacji na temat zarejestrowanych cząstek, należy uwzględnić wyniki uzyskane z innych diagnostyk (w tym przypadku detektory śladowe CR39, które w momencie tworzenia tego dokumentu w dalszym ciągu są opracowywane przez pozostałe zespoły biorące udział w eksperymencie).

- **Typ tarczy: 110 μm PS + 110 μm SiHB**

Dla tarcz typu SiHB zaobserwowano (Rys. 4), w przeciwieństwie do tarcz referencyjnych typu SiH, wzrost maksymalnych oraz średnich energii akcelеровanych protonów wraz ze zmniejszeniem energii maksymalnych oraz średnich dla jonów odpowiadających teoretycznym liniom cząstek alfa oraz węglowych w przypadku układu pitcher – catcher (Rys. 5). Dla tego typu tarcz wypróbowana została również metoda przesłonięcia części Image Plate 10um filtrem wykonanym z aluminium (Rys. 6) w celu odseparowania jonów węglowych od cząstek alfa – zastosowany filtr powinien odcinać jony węgla C^{6+} o energiach niższych niż 11.63MeV oraz protony o energiach niższych niż 0.77MeV (obliczenia wykonane za pomocą kodu LISE++). Dla przytoczonego przypadku, zastosowanie takiego filtra nie wykazało obecności cząstek alfa co może być spowodowane niejednorodnością domieszek boranu w tarczy i zmiennych parametrów wiązki laserowej. Przewidywania dotyczące obciążenia niskoenergetycznych protonów bazujące na wykonanych obliczeniach okazały się słuszne – w przyszłych eksperymentach konfiguracja taka zostanie powtórzona w celu zweryfikowania skuteczności takiego podejścia.



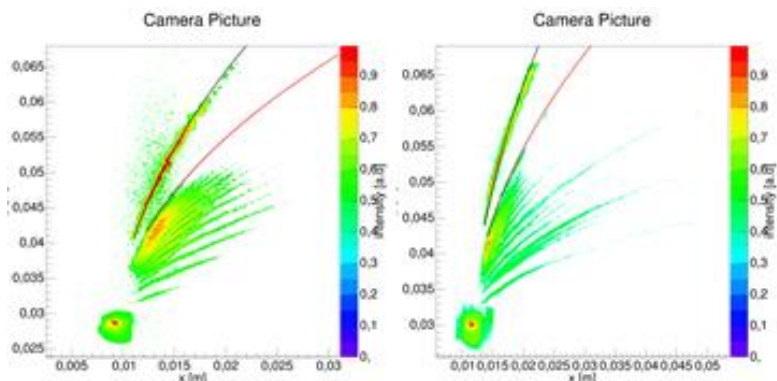
Rys. 1. Schemat rozmieszczenia diagnostyk w komorze eksperymentalnej

- **Typ tarczy: LNS (1010 μm ps + 500 nm ^{11}B)**

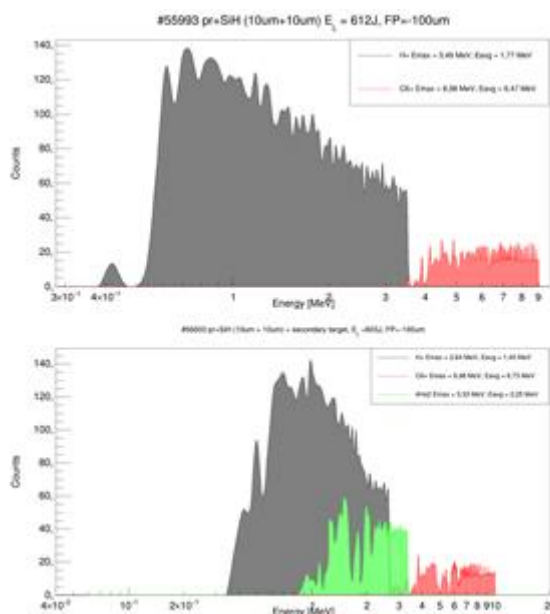
Ostatnim typem tarcz używanych w jesiennej kampanii eksperymentalnej były tarcze polistyrenowe z warstwą czystego boronu naniesionego metodą ion evaporation. Obrazy zarejestrowane przez TPS (Rys. 7) wyróżniają się na tle pozostałych typów tarcz brakiem obecności linii jonowych w dużej mierze pochodzących od niepożądanych pierwiastków, typowych dla zanieczyszczeń tarcz używanych w eksperymentach dotyczących laserowej akceleracji jonów, a także większą intensywnością linii jonowych związanych ze składem tarczy – emisja protonów była większa o 15% w stosunku do tarcz typu SiH oraz SiHB (Rys. 8).

Zestawiając ze sobą wyniki uzyskane z detektorów półprzewodnikowych, obserwujemy wysoką zgodność energii maksymalnych wyznaczonych za pomocą TPS, jak i również trendu zwiększenia się energii protonów wraz z zastosowaniem tarczy wtórnej. Zjawisko to widoczne jest dla tarcz typu SiHB oraz LNS. Zjawisko odwrotne zachodzi dla tarcz referencyjnych SiH, dla których w konfiguracji pitcher

– catcher energia maksymalna protonów jest mniejsza niż przy zastosowaniu pojedynczej tarczy (Rys. 9 i Rys. 10).



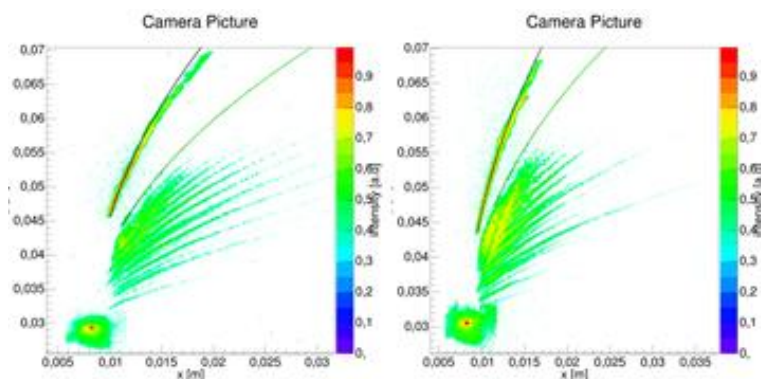
Rys. 2. Przetworzony obraz z ImagePlate, lewy: strzał #55994, energia lasera 616J, $FP = -100 \mu m$, prawy: strzał #56000, z tarczą wtórną, energia lasera 617J, $FP = -100 \mu m$)



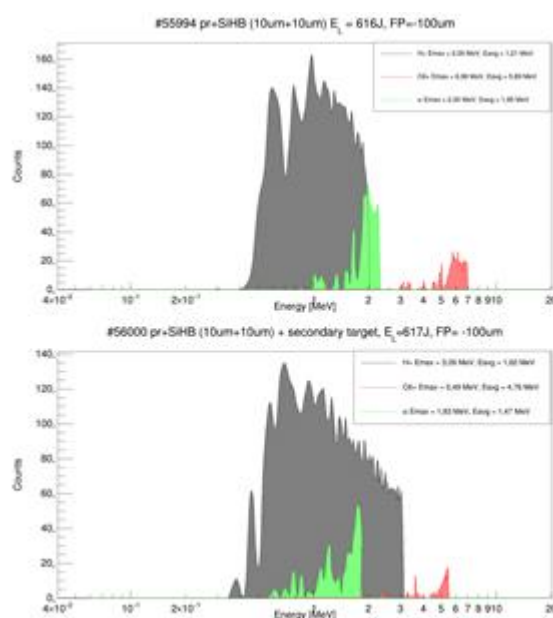
Rys. 3 Histogramy energii stworzone na podstawie danych z ImagePlate, góra: strzał #55994, energia lasera 616J, $FP = -100 \mu m$, dół: strzał #56000, z tarczą wtórną, energia lasera 617J, $FP = -100 \mu m$)

W części strzałów, zastosowany został układ Image Plate oraz detektora CR39 zamontowanego w komorze spektrometru Thomsona (Rys. 11). Rozwiązanie to miało na celu identyfikację zarejestrowanych cząstek oraz odseparowanie sygnałów pochodzących od jonów C^{6+} oraz cząstek.

Przedstawione wyniki bazują na diagnostykach używanych przez zespół LLWM i w najbliższym czasie będą weryfikowane z wynikami uzyskanymi za pomocą detektorów śladowych i pozostałych spektrometrów masowych, a także kolektorów jonów oraz detektorów półprzewodnikowych umieszczonych w innych położeniach względem punktu oddziaływania laser-materia. W celu dokładnego scharakteryzowania procesów zachodzących podczas przeprowadzanych badań szczególnie istotnym jest porównanie danych pochodzących z obu spektrometrów umieszczonych pod kątem 0° względem normalnej do tarczy po obu stronach układu tarcz. Umożliwi to ocenę sprawności akceleracji pożądanych cząstek w obu scenariuszach laserowej fuzji proton-bor testowanych podczas opisywanego eksperymentu.

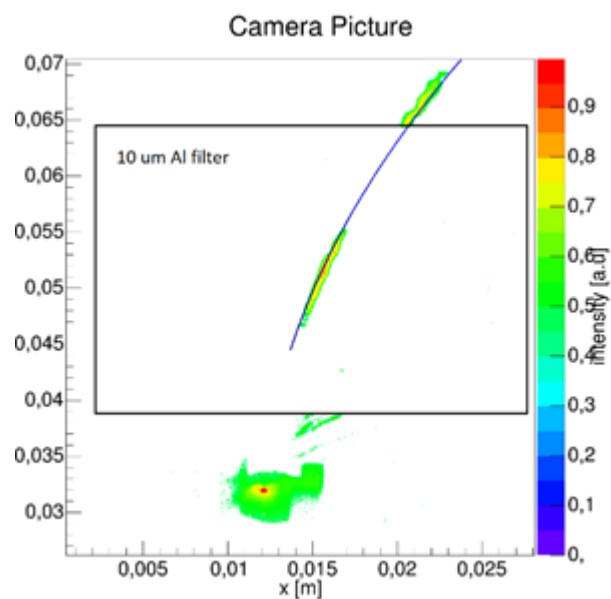


Rys. 4. Przetworzony obraz z ImagePlate, lewy: strzał #55994, energia lasera 616J, FP = -100 μm , prawy: #56000, z tarczą wtórną, energia lasera 617J, FP= -100 μm

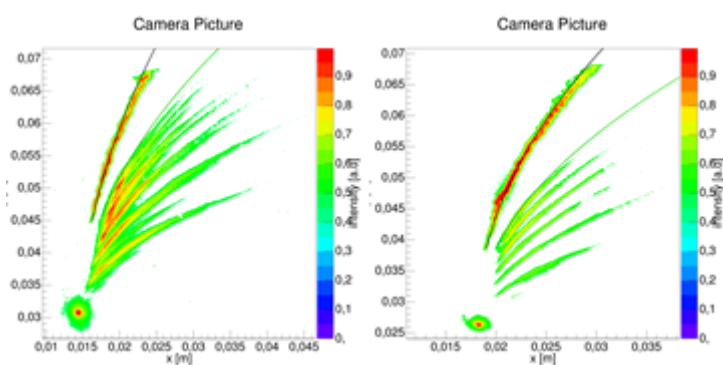


Rys. 5. Histogramy energii stworzone na podstawie danych z ImagePlate, góra: strzał #55994, energia lasera 616J, FP = -100 μm , dół: #56000, z tarczą wtórną, energia lasera 617J, FP= -100 μm

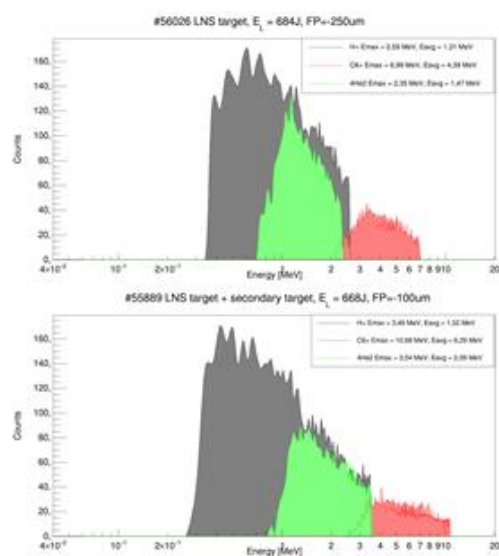
Opisywana kampania eksperymentalna była pierwszym testem możliwości skonstruowanego w LLWM spektrometru Thomsona na zagranicznym dużym układzie laserowym – możliwość adaptacji diagnostyki do dynamicznych warunków technicznych (przejście z układu obrazowania wykorzystującego płytkę mikrokanalikową do obrazowania za pomocą Image Plate oraz niestabilność układu ogniskowania lasera) potwierdziła potencjał naszej diagnostyki podczas eksperymentów odbywających się w kooperacji z zespołami z innych instytutów badawczych i adaptację diagnostyki do różnych typów badań. Porównanie uzyskanych wyników z danymi pochodzącymi z innych urządzeń tego typu pozwoli również na weryfikację rozwiązań i modeli zaimplementowanych w autorskim oprogramowaniu dedykowanym spektrometrom Thomsona.



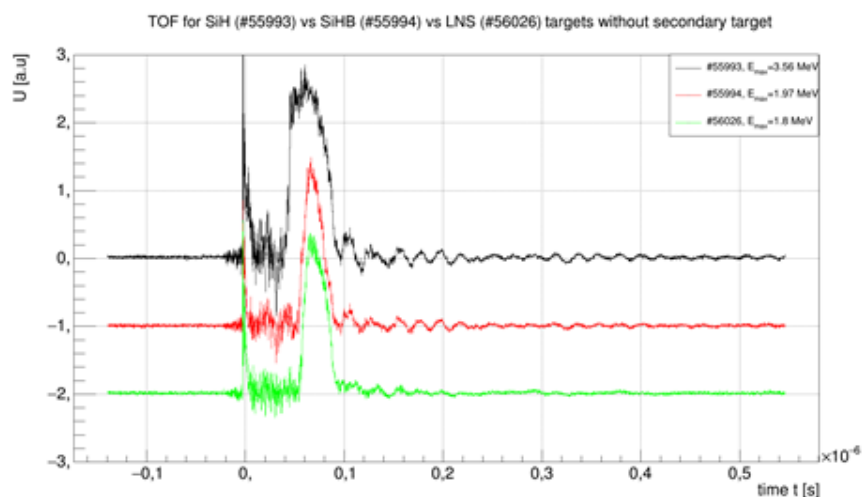
Rys. 6. Strzał #56002, Obraz zarejestrowany na Image Plate przy zastosowaniu filtra aluminium w celu obcięcia niskoenergetycznych jonów



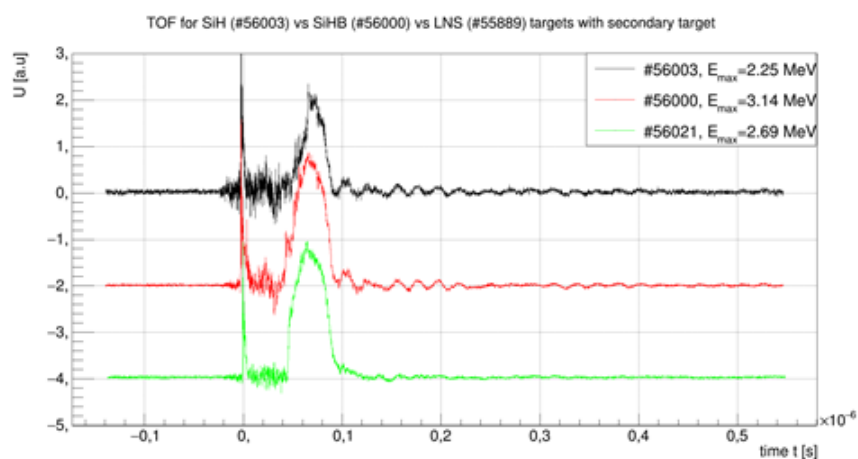
Rys. 7. Przetworzony obraz z Image Plate, góra: strzał #56026, energia lasera 684J, FP = -250 μm , dół: #55889, z tarczą wtórną, energia lasera 668J, FP= -100 μm



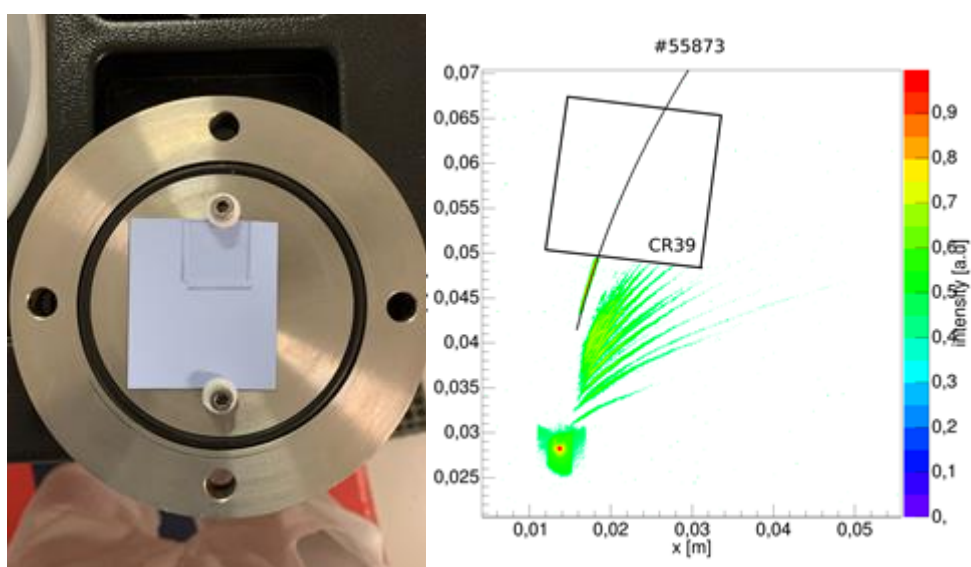
Rys. 8. Histogramy energii stworzone na podstawie danych z Image Plate góra: strzał #56026, energia lasera 684J, FP = -250 μm , dół: #55889, z tarczą wtórną, energia lasera 668J, FP= -100 μm



Rys. 9. Porównanie przebiegów TOF dla trzech rodzajów tarcz bez użycia tarczy wtórnej



Rys. 10. Porównanie przebiegów TOF dla trzech rodzajów tarcz z użyciem tarczy wtórnej



Rys. 11. Układ detektora CR39 oraz Image Plate wykorzystywany w celu odseparowania sygnałów z linii jonowych odpowiadających pierwiastkom o tym samym stosunku ładunku do masy

5.2 Badania procesu generacji silnych impulsów elektromagnetycznych na laserach wielkiej mocy w celu opacowania metod redukcji zaburzeń elektromagnetycznych na laserze Vulcan Petawatt

Osoba kontaktowa: M. Rosiński, marcin.rosinski@ifpilm.pl

Ważnym kierunkiem badań przy użyciu laserów wielkiej mocy rozwijanych w ostatnich latach jest laserowa akceleracja jonów z tarcz stałych. Impulsy jonów napędzanych laserowo, jakie udało się do tej pory uzyskać, mają wprowadzić dość szerokie widmo, charakteryzując się jednak bardzo krótkim czasem trwania, a zatem bardzo dużymi strumieniami i dużą mocą. Maksymalne energie, jakie udało się osiągnąć w przypadku protonów, to ok. 100 MeV. Wiązki jonów napędzanych laserowo są używane w badaniach nad fuzją jądrową z inercyjnym utrzymaniem plazmy; w radiografii protonowej; przy mapowaniu quasi-statycznych pól elektromagnetycznych powstających w wyniku oddziaływania lasera z materią; służą do izochorycznego ogrzewania materii dla badań nad gorącą gęstą materią oraz do badania reakcji jądrowych przy niskich energiach.

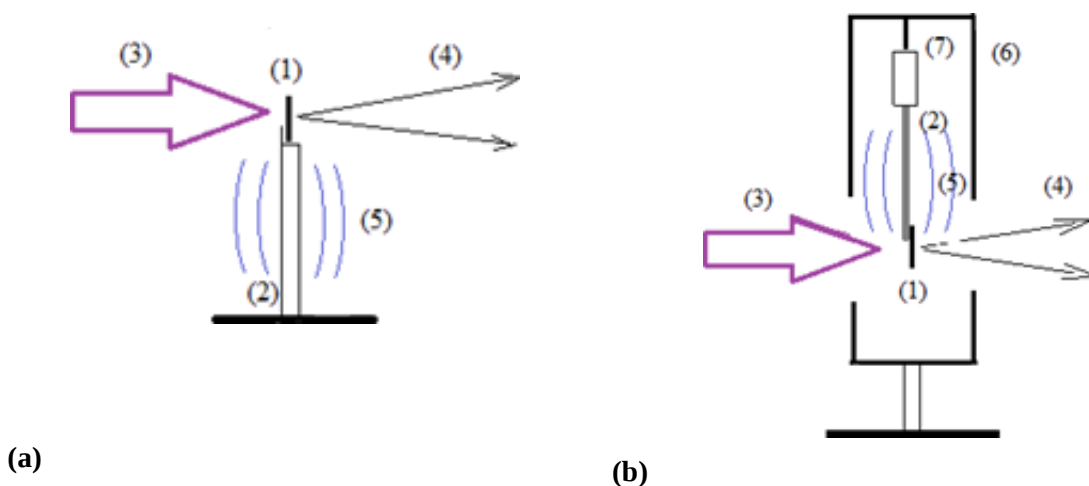
Jedną z przeszkód w rozwoju metod laserowej akceleracji jonów jest emisja silnych impulsów elektromagnetycznych (IEM) o szerokim widmie, od dziesiątków MHz do kilku GHz, towarzyszących oddziaływaniu impulsu laserowego z tarczą stałą [F. Consoli et al., High Power Laser Science and Engineering 8, e22 (2020)].

Impulsy takie zakłócają pracę urządzeń elektronicznych używanych do gromadzenia danych doświadczalnych i stanowią zagrożenie dla bezpiecznej realizacji eksperymentów. W najbliższej przyszłości przewiduje się wprowadzenie do użytku kilku nowych układów laserowych o energii impulsu sięgającej kilku kJ i mocach rzędu kilku PW, dlatego znalezienie skutecznego sposobu ograniczania emisji silnych IEM ma kluczowe znaczenie dla dalszego rozwoju laserowej akceleracji jonów.

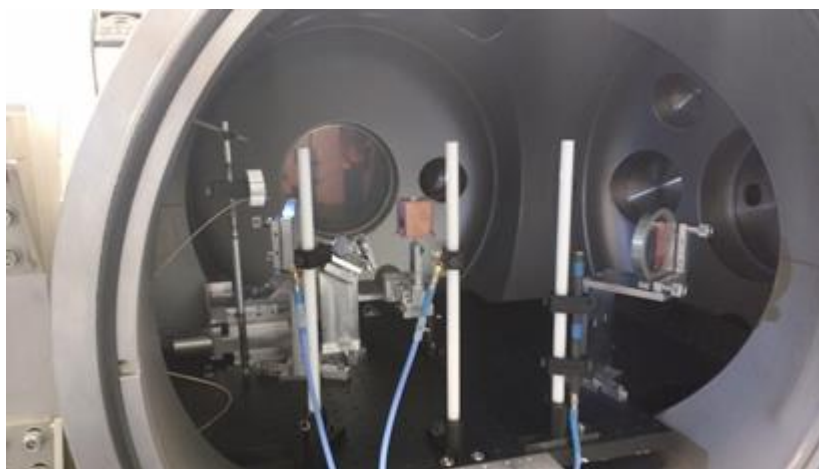
Głównym źródłem IEM w oddziaływaniu lasera z tarczą stałą jest elektryczna polaryzacja tarczy i związany z nią prąd neutralizacji. W pracy [J.-L.Dubois et al., Review of Scientific Instruments 89, 103301 (2018)] opartej o krótki eksperyment przeprowadzony na układzie laserowym o mocy 10 TW w IFPiLM zaproponowano, aby emisję silnych IEM zredukować poprzez wczesny wychwyt ładunku elektrycznego wyrzucanego z tarczy laserowej i zastosowanie odpowiednio ukształtowanej osłony elektromagnetycznej, a następnie dyssypację przechwyconej energii elektromagnetycznej przy użyciu odpowiednio dobranych elementów elektrycznych (koncepcja „bird-house”). Uzyskane wyniki wskazywały na to, że taka osłona pozwala na znaczące zredukowanie amplitudy IEM, przy braku negatywnego wpływu na maksymalne energie przyspieszanych protonów. Wyniki te wzbudziły zainteresowanie zespołu Central Laser Facility w Wlk. Brytanii i zespół IFPiLM został poproszony o przygotowanie tarczy laserowej z osłoną elektromagnetyczną, dostosowanej do warunków pracy laser Vulcan Petawatt. Osłona taka mogłaby być użyta podczas eksperymentu na laserze Vulcan Petawatt dedykowanego zagadnieniom silnych IEM. W LLWM podjęto prace zmierzające w tym kierunku. Plan pracy przewidywał przetestowanie na laserze 10 TW w IFPiLM kilku wariantów tarcz laserowych z osłonami elektromagnetycznymi, stworzenie modelu komputerowego dla zrozumienia zjawisk zachodzących w takich tarczach, weryfikowanego przez dane doświadczalne, a następnie na podstawie tak zgromadzonych doświadczeń stworzenie tarczy z osłoną elektromagnetyczną, która dawałaby nadzieje na uzyskanie dużego tłumienia IEM na laserach dużej mocy, w tym na laserze Vulcan Petawatt. Schemat jednego z wariantów osłon elektromagnetycznych przedstawiony jest na Rys. 1.

Układ doświadczalny, jakim posłużono się w badaniach nad osłonami elektromagnetycznymi odpowiadał standardowej konfiguracji lasera 10 TW stosowanej w eksperymentach z pomiarem energii napędzanych laserowo jonów. Do pomiarów używano impulsów laserowych o połówkowym czasie trwania 45 fs i energii zmienianej w zakresie 200-300 mJ, przy płamce lasera o średnicy połówkowej 12 μm . Jako tarcze służyły folie Al o grubości 6 μm z warstwą polistyrenu o grubości 0.3 μm na tylnej ścianie dla uzyskania bardziej regularnych sygnałów jonowych. Pomiary maksymalnych energii napędzanych protonów wykonywano metodą czasu przelotu, z użyciem detektorów półprzewodnikowych do rejestracji jonów. Pomiary impulsu elektromagnetycznego wykonywano przy

użyciu sondy D-dot firmy Prodyn oraz dwóch pętli Moebiusa własnej konstrukcji, a sygnały z tych sond rejestrowano przy użyciu oscyloskopu LeCroy 4 GHz. Zdjęcie komory lasera 10 TW z zainstalowaną tarczą wyposażoną w osłonę elektromagnetyczną przedstawione jest na Rys. 2.



Rys. 1. Schemat ustawienia tarczy do laserowej akceleracji jonów: a) konwencjonalny, b) z osłoną elektromagnetyczną tarczy. (1) folia mikrometrowa; (2) podstawka tarczy; (3) impuls laserowy; (4) wiązka protonów; (5) silny IEM emitowany z tarczy laserowej; (6) osłona elektromagnetyczna; (7) rezystor o małej indukcyjności.

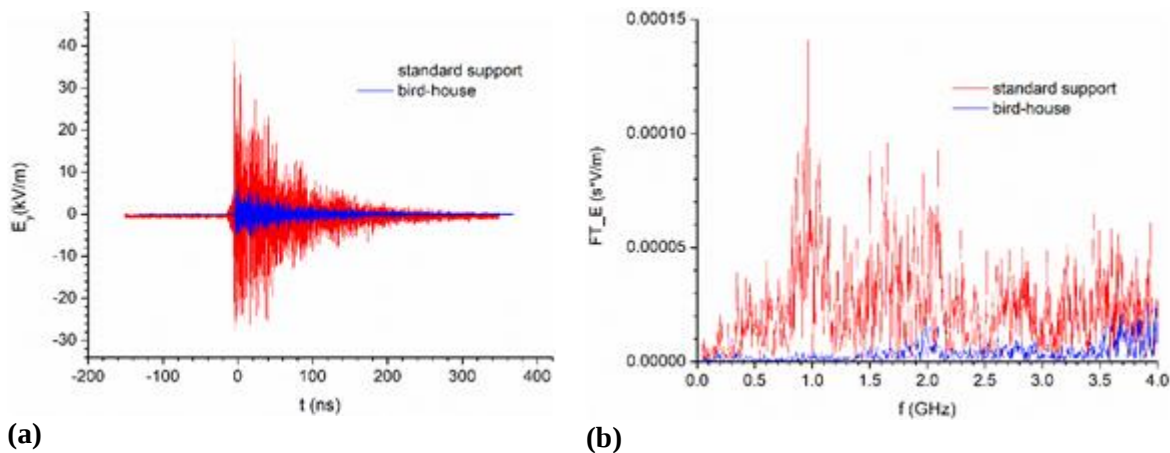


Rys. 2. Tarcza laserowa z osłoną elektromagnetyczną, przygotowana do pomiarów w komorze lasera 10 TW w IFPiLM. Na pierwszym planie widoczne sondy elektromagnetyczne

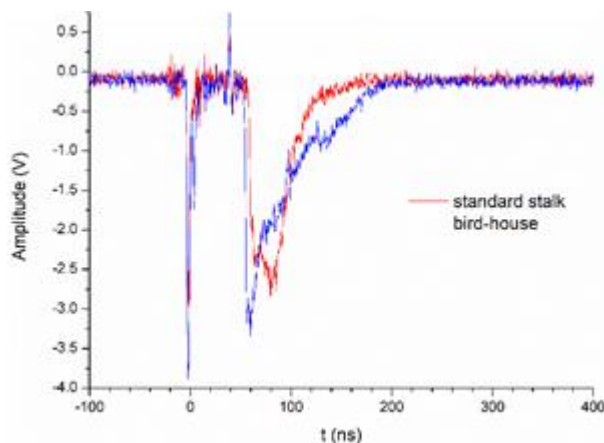
Pomiary wykonane dla tarcz osadzonych na podstawkach w postaci pręta metalowego o średnicy 2.9 mm i długości 20 mm, jakie są standardowo stosowane na laserze Vulcan Petawatt, wskazały na bardzo silną generację IEM. Pomiary potwierdziły w całej rozciągłości, iż zastosowanie osłon elektromagnetycznych prowadzi do znaczącego zredukowania natężenia IEM. Na Rys. 3 przedstawione jest porównanie odczytów sondy D-dot dla tarczy bez osłony i z osłoną. Porównanie jest przeprowadzone w dziedzinie czasowej i częstotliwościowej. Bardzo ciekawe jest porównanie w dziedzinie częstotliwościowej, pokazuje bowiem, iż zmienia się nie tylko amplituda sygnału, ale także skład spektralny, tzn. częstotliwości IEM emitowanych w obecności osłon elektromagnetycznych są wyraźnie przesunięte w górę, dając w bardzo ważnym zakresie 1 GHz redukcję o czynnik bliski 30.

Na Rys. 4 porównano widma czasu przelotu z detektorów jonowych dla tych dwóch strzałów; widma te pokazują, iż zastosowanie osłony elektromagnetycznej nie wpływa ujemnie na maksymalne energie protonów napędzanych laserowo (odstęp czasowy między sygnałem rentgenowskim emitowanym

bezpośrednio z tarczy a narastającym zboczem sygnałem z detektora półprzewodnikowego jest praktycznie taki sam).



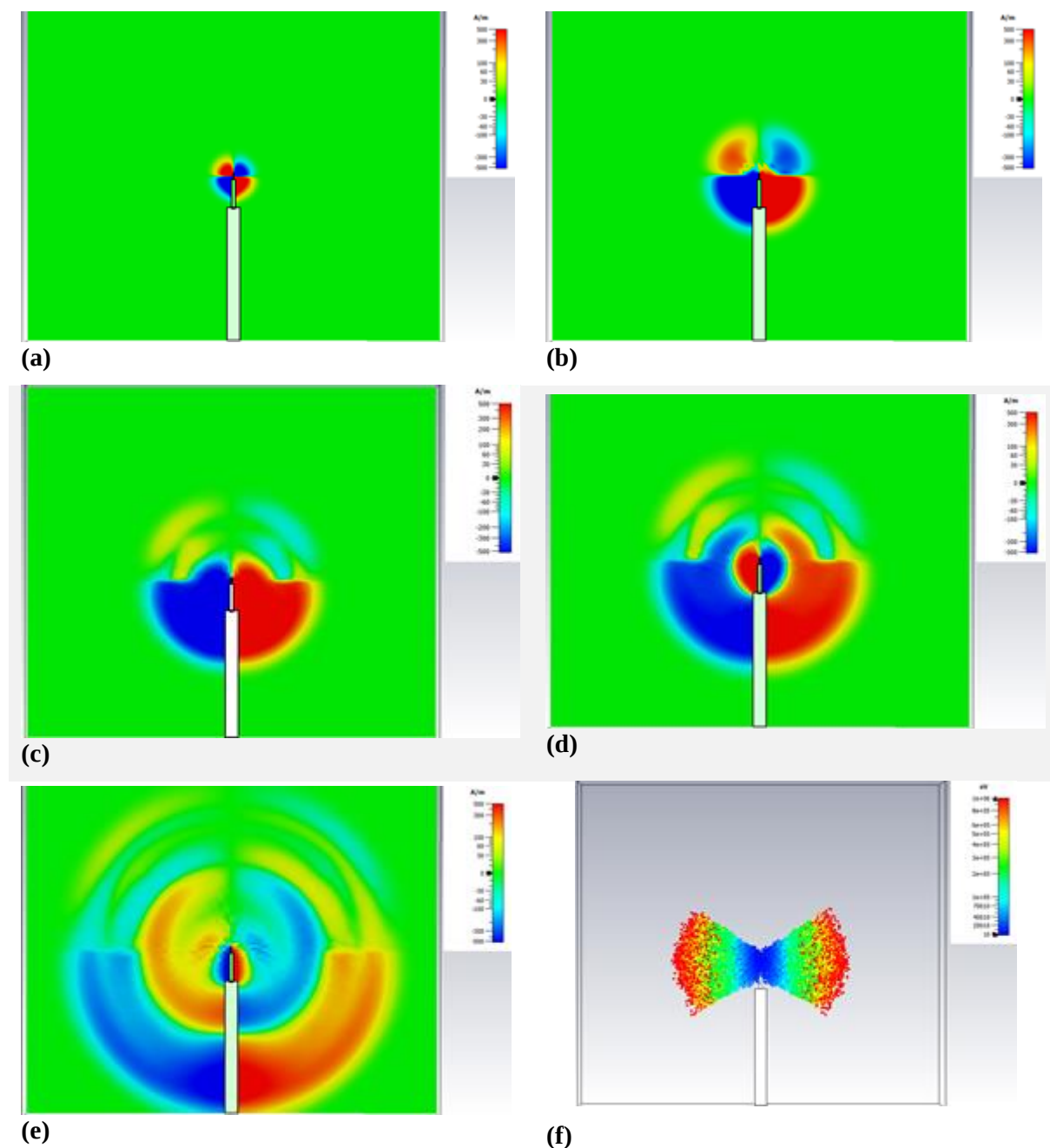
Rys. 3. Porównanie składowej pionowej wektora natężenia elektrycznego w komorze lasera 10 TW, zmierzonego dla tarczy na standardowej podstawie i tarczy w osłonie elektromagnetycznej: (a) dziedziina czasowa; (b) dziedziina częstotliwościowa



Rys. 4. Porównanie widm czasu przelotu dla jonów, zarejestrowanych w przypadku użycia tarczy na podstawie standardowej (linia czerwona) i tarczy z osłoną typu bird-house (linia niebieska)

Dla tarczy standardowej i tarczy z osłoną elektromagnetyczną wykonano także symulacje komputerowe przy użyciu pakietu CST Studio Suite firmy Dassault Systèmes. Symulacje polegały na przyjęciu uproszczonego modelu wiązek szybkich elektronów wyrzucanych z tarczy i prześledzeni ewolucji pól elektromagnetycznych wywołanych przez przepływ dodatniego ładunku elektrycznego zdeponowanego na tarczy. Układ objęty symulacją jest wierną trójwymiarową kopią tarczy z osłoną lub bez, osadzonych na postumencie metalowym. Przy formułowaniu parametrów symulacji użyteczne były wyniki pomiarów jonowych i elektromagnetycznych uzyskane wcześniej na laserze 10 TW w IFPiLM [PR2020]. Wyniki dla tarczy bez osłony przedstawia Rys. 5. Widzimy tam układ w rzucie z boku, wiązka laserowo pada na tarczę z lewa na prawo. Poszczególne plansze ilustrują rozkład składowej wektora natężenia pola magnetycznego prostopadłej do płaszczyzny rysunku dla kilku odstępów czasowych od momentu rozpoczęcia emisji szybkich elektronów. W początkowej fazie rozkład pola jest zdominowany przez prądy wytworzone przez szybkie elektrony wyrzucone z tarczy. Następnie pojawia się pole związane z odpływem ładunku dodatniego z tarczy. Jednak dla $t = 0.29$ ns kierunek prądu w podstawie ulega odwróceniu, co jest zjawiskiem podobnym do odbicia sygnału o wielkiej częstotliwości na skutek niedopasowania impedancji. Dla $t = 0.49$ ns następuje kolejna zmiana kierunku prądu w

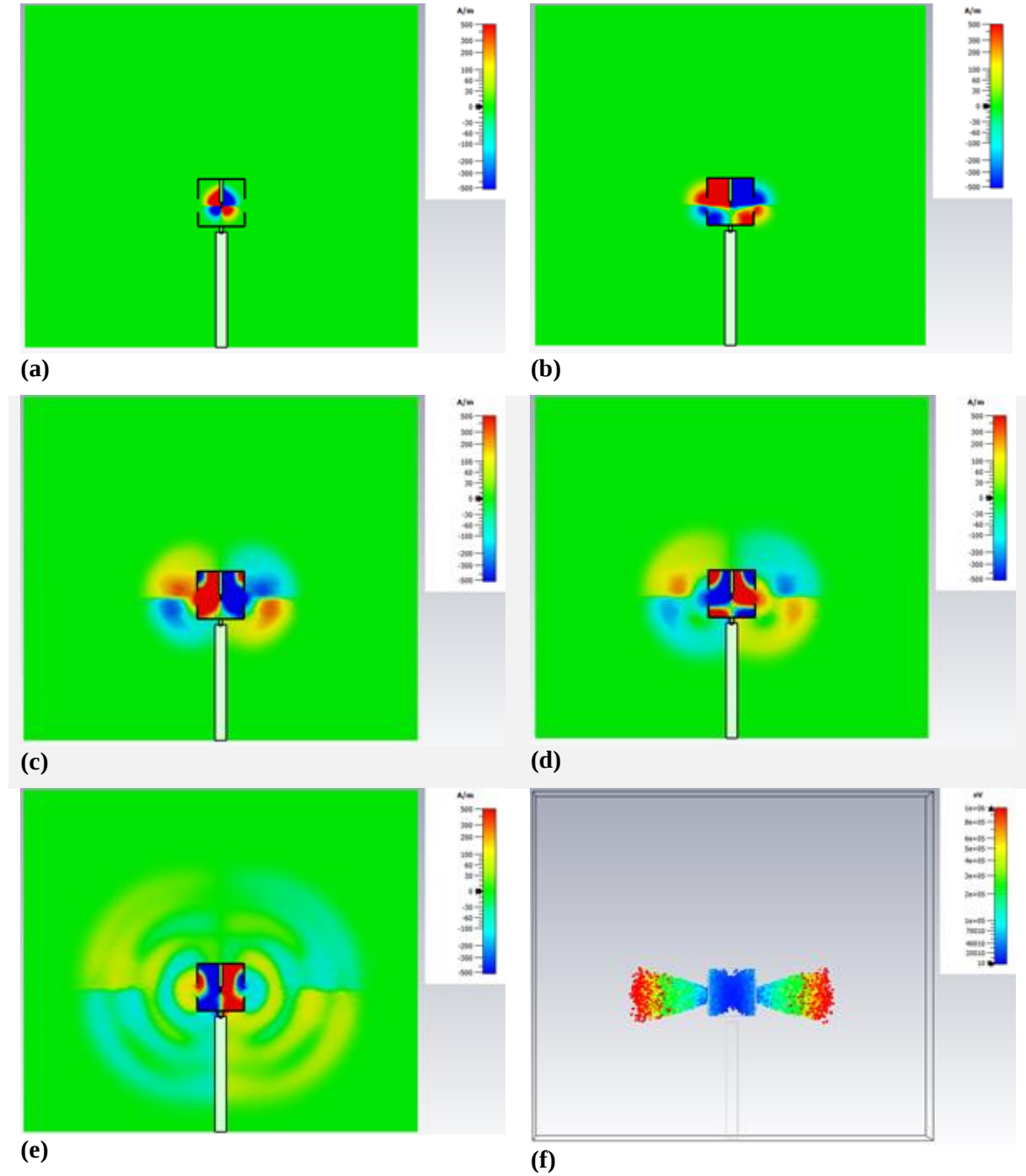
podstawce. Pokazuje to, iż tarcza na nieosłoniętej podstawce faktycznie działa jak antena. Ostatnie pole ilustruje przestrzenny rozkład elektronów wyrzuconych z tarczy w chwili $t = 0.29$ ns.



Rys. 5. Wartość składowej wektora natężenia pola magnetycznego prostopadłej do płaszczyzny rysunku w przypadku tarczy na standardowej podstawce, dla różnych odstępów czasu od rozpoczęcia emisji szybkich elektronów z tarczy: (a) 0.06 ns; (b) 0.15 ns; (c) 0.25 ns; (d) 0.29 ns; (e) 0.45 ns. Pole (f) przedstawia rozkład przestrzenny szybkich elektronów w chwili $t = 0.29$ ns

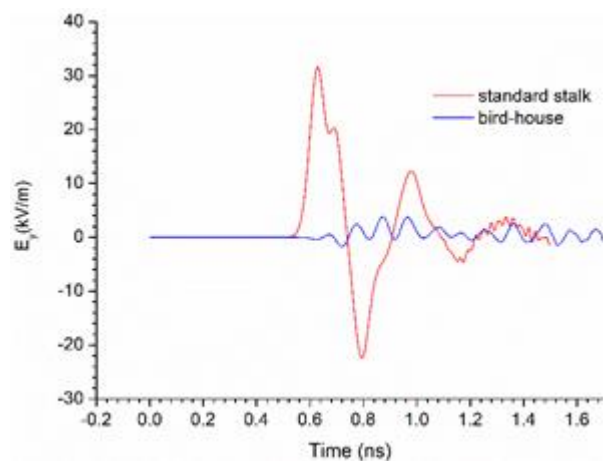
Na Rys. 6 zilustrowana jest ewolucja tej samej składowej pola w przypadku tarczy z osłoną elektromagnetyczną. Jak widać, obecność osłony powoduje, że obszar bardzo silnych pól pozostaje skupiony wewnątrz osłony, a wartości pól w przestrzeni otaczającej osłonę są znacznie mniejsze niż w przypadku tarczy na nieosłoniętej podstawce. Inny jest też przestrzenny rozkład emitowanego promieniowania. Ostatnie pole na Rys. 6 przedstawia przestrzenny rozkład szybkich elektronów wyrzuconych z tarczy dla $t = 0.29$ ns. Na Rys. 7 porównano przebiegi czasowe pionowej składowej wektora natężenia pola elektrycznego w punkcie umieszczonym na wysokości wiązki laserowej, w odległości 18 cm od tarczy, przy kącie między punktem pomiaru a hipotetyczną wiązką laserową

równym 60° . Wynik jest w niej zgodności w wynikiem eksperymentalnym przedstawionym na Rys. 3.



Rys. 6. Wartość składowej wektora natężenia pola magnetycznego prostopadłej do płaszczyzny rysunku w przypadku tarczy z osłoną elektromagnetyczną, dla różnych odstępów czasu od rozpoczęcia emisji szybkich elektronów z tarczy: (a) 0.06 ns; (b) 0.15 ns; (c) 0.25 ns; (d) 0.29 ns; (e) 0.45 ns. Pole (f) przedstawia rozkład przestrzenny szybkich elektronów w chwili $t = 0.29$ ns

Uzyskane wyniki eksperymentalne i wyniki symulacji są obecnie przedmiotem analizy mającej na celu zoptymalizowanie struktury osłony elektromagnetycznej właściwej dla laserów wielkich mocy.



Rys. 7. Wynik symulacji dla pionowej składowej wektora natężenia pola elektrycznego w punkcie położonym na wysokości wiązki laserowej, w odległości 18 cm od tarczy z osłoną elektromagnetyczną

6 Laboratorium Plazmowych Napędów Satelitarnych

6.1 NCBiR: Impulsowy napęd plazmowy do nano i mikrosatelitów

Osoba kontaktowa: J. Kurzyna, jacek.kurzyna@ifpilm.pl

W ramach projektu NCBiR „Impulsowy napęd plazmowy do nano i mikro satelitów” (wniosek POIR.01.01.01-00-0857/19, lider projektu PRPOGRESJA SPACE Sp. z o. o.) zostały rozpoczęte prace badawcze (w tym testy laboratoryjne) zmierzające do wyselekcjonowania dostatecznie wytrzymałych kondensatorów zasilających silnik (wymagana generacja sekwencji na poziomie miliona i więcej impulsów) i określenia konfiguracji bloku silnika. Powstał obszerny raport podsumowujący wyniki analiz kondensatorów: IFPILM_R01_01_w_01_20201231.pdf (J. Kurzyna, *Analiza dostępności kondensatorów dla układu PPT*). W celu przybliżenia problemu poniżej przytoczono fragment raportu.

Silnik plazmowy PPT musi zapewniać generację wielkiej liczby impulsów ciągu. Patrząc od strony zastosowania wystarczy powiedzieć, że jeżeli w pojedynczym strzale generowany jest impuls (popęd siły) na poziomie 20 μNs , to pięć milionów strzałów zapewnia całkowity impuls o wartości 100 Ns. Jeżeli przyjąć, że stabilizacja orbity kołowej nanosatelity przy założonej wysokości 500 km wymagałaby impulsu całkowitego około 25-30 Ns w ciągu roku (dla kompensacji oporu resztkowego atmosfery), to należałoby zapewnić około 1.3-1.5 miliona strzałów na rok (zauważmy, że silnik powinien więc strzelać mniej więcej co 20 sekund). Na potrzeby tego szacowania opór resztkowy oceniono na podstawie średnich danych rocznych z kilku lat (z uwzględnieniem cyklu słonecznego) i przyjmując powierzchnię bocznego oporu jednego modułu CubeSat równą 0.014 m² - tj. zakładając jego najmniej korzystne ustawienie.

Podstawę dla definicji wymagań stawianych kondensatorom stanowią dane uzyskane w badaniach prowadzonych w IFPiLM w latach 2011-2014 w ramach projektu L μ PPT realizowanego w programie FP7 EC. Badania wydajności mikrosilnika L μ PPT zasilanego nielotnym paliwem polimerowym (perfluoropolieterelem) wykonano dla różnych pojemności baterii kondensatorów i kilku napięć zasilających. I tak baterię o pojemności 2.8 μF testowano dla napięcia 750 i 1000 V, a baterię o pojemności 1.65 μF dla napięcia 1500 V. Osiągi odpowiadające tym napięciom podano w Tabeli 1:

Tabela 1

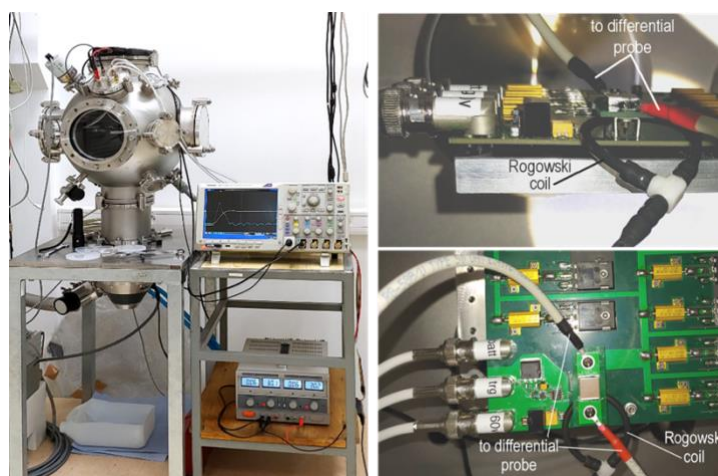
Pojemność nominalna (μF)	Napięcie pracy V_D (V)	Energia dla V_D (J)	Popęd siły (μNs)	Impuls właściwy I_{sp} (s)	Impuls masy (μg)	Ciąg/moc ($\mu\text{N/W}$)	Sprawność (%)
2.8	750	0.79	14.0	1050	1.33	18.0	9.5
2.8	1000	1.40	18.5	1350	1.37	14.5	9.3
1.65	1500	1.85	26.5	1100	2.40	17.0	9.0

Podane wartości dla baterii 2.8 μF są wynikiem uśrednienia po 4 lub 5 seriach zawierających około 2 tysiące strzałów każda, natomiast dla baterii 1.65 μF wyniki uśredniono w ramach tylko jednej serii złożonej również z około 2000 strzałów.

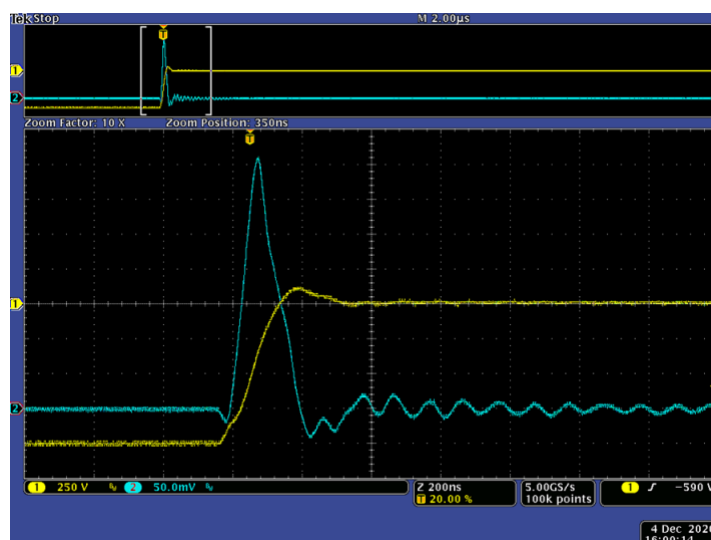
Jako punkt wyjścia przyjęto, że bateria kondensatorów powinna pozwalać pracować w reżimie impulsowym przy napięciu AC ± 1000 V, a energia zgromadzona w baterii przy napięciu DC 1000 V powinna zawierać się w przedziale 0.8-1.5 J. Dodatkowo, kondensatory powinny zapewniać bezpieczną pracę dla przebiegów impulsowych o pochodnej napięcia dV/dt na poziomie 1000 V/ μs . Kluczowym

wymaganiem jest czas życia kondensatorów liczony liczbą cykli ładowania-rozładowania – jako wartość minimalną przyjęto na tym etapie 1 milion cykli, ze wskazaniem na kilkukrotnie większą liczbę w wersji docelowej silnika. Przy rozpatrywaniu gabarytów przyjęto, że objętość baterii, liczona jako suma objętości poszczególnych kondensatorów, nie powinna przekraczać 50 cm³ (objętość jednego modułu *cube-sat* to 1 dcm³).

Niestety, dyskusje z producentami jedynie w nielicznych przypadkach dostarczyły jednoznacznych odpowiedzi na temat tak sprecyzowanych wymagań – w związku z tym potrzebna jest szczegółowa analiza danych katalogowych jak i testy zakupionych próbek kondensatorów. Mimo zainteresowania niektórych producentów takimi testami, nie są oni na ogół w stanie dostarczyć próbek do badań, wybrane kondensatory nie są dostępne z magazynów, czas ich produkcji na życzenie klienta jest nadzwyczaj długi (do ½ roku) a sam zakup kosztowny przy małych seriach. Zostały wytypowane oraz zakupione najbardziej obiecujące próbki kondensatorów i rozpoczęto testy ich rozładowania w próżni (mała komora próżniowa PlaNS) z wykorzystaniem układu elektroniki dostarczonego przez lidera projektu.



Rys. 1. Stanowisko próżniowe (z lewej) i umieszczony w komorze układ ładująco-rozładowujący (z prawej) do testowania wydajności prądowej i czasu życia pojedynczych kondensatorów - widoczny kondensator ceramiczny C0G firmy Kemet



Rys. 2. Przebieg prąd-napięcie rozładowania kondensatora KEMET C4540H683KGGWCT50 (68 nF/2000 V) - maximum prądu ~720 A dla napięcia naładowania 1000 V - oporność obciążenia 0.6 oma. Sonda różnicowa THD P0200 200 MHz; ± 1500 V; pas Rogowskiego CWT 60B mini 0.5 mV/A, peak current 12 kA; C1 250 V/d, C2 100 A/d, TB 200 ns/d.

6.2 ESA: HIKHET – 0.5 kW class HET for operation at high voltage with krypton propellant

Osoba kontaktowa: J. Kurzyna, jacek.kurzyna@ifpilm.pl

W ramach projektu HIKHET (High Impulse Krypton Hall Effect Thruster) sponsorowanego z programu PIIS/ESA (Polish Industry Incentive Scheme, ESA Contract No. 4000122415/17/NL/GE) kontynuowano prace zmierzające do jego zakończenia. Celem projektu jest realizacja na poziomie TRL3 (*Technological Readiness Level*) laboratoryjnej wersji kryptonowego silnika Halla stosunkowo małej mocy (klasa 0.5 kW) dostarczającego impulsu właściwego na poziomie 2500 s (*proof of concept*). Ma to prowadzić do podniesienia wydajności silnika, przede wszystkim z punktu widzenia gospodarowania paliwem na rzecz uzyskania wymaganego przyrostu prędkości sondy kosmicznej. Dotychczasowe badania wersji „kick-off” posłużyły do opracowania nowej konstrukcji. W szczególności w tej fazie projektu:

- zrealizowano przewidzianą konstrukcję silnika (zasilanego napięciem do 1 kV) w dwóch wersjach: klasycznej i z topografią pola magnetycznego typu zero-B w obszarze anodowym (patrz RR 2019).
- Uruchomiono diagnostykę strumienia plazmy, w oparciu o komercyjny układ RPA (analyzer potencjałów opóźnionych) pozwalającą ocenić utylizację napięcia w silniku z punktu widzenia produkcji energetycznych jonów.
- Wykonano szereg serii pomiarowych w celu oceny wydajności obu wersji prototypowych silnika (określonej przez impuls właściwy, sprawność anodową, sprawność jonizacji, utylizację masy, efektywność wykorzystania napięcia, sprawność konwersji mocy w ciąg silnika) poprzez pomiar siły ciągu, rozkładów kątowych gęstości prądu jonowego strumienia plazmy, oraz charakterystyk prądowo-napięciowych wyładowania silnika w szerokim zakresie parametrów pracy, w tym napięcia zasilającego, wydatku masowego i rodzaju gazu (Kr, Xe).
- Stwierdzono, że w konfiguracji klasycznej, generacja impulsu właściwego na postulowanym poziomie 2500 s dla kryptonu została osiągnięta, ale potrzebne są pewne modyfikacje w układzie dozowania gazu, związane przede wszystkim z mierną jakością wykonania elementów zamawianych w warsztatach zewnętrznych. Poprawa tych elementów powinna przynieść dalszy wzrost sprawności anodowej, a w konsekwencji pozwolić pracować w bezpieczniejszym zakresie temperatur silnika.
- Wszystkie przewidziane pakiety zadań zostały zrealizowane z wyjątkiem weryfikacyjnej sesji pomiarowej w laboratorium EPL (ESA Propulsion Laboratory – ESTEC) w Holandii, która została skasowana ze względu na ograniczenia wymiany osobowej w okresie pandemii i pierwszeństwo w dostępie do zasobów EPL programów strategicznych. W porozumieniu z koordynatorem projektu ze strony ESA zostało uzgodnione, że zamiast tej sesji zostaną przeprowadzone dodatkowe pomiary w Laboratorium PlaNS IFPiLM mające na celu bardziej szczegółowe zbadanie wpływu konstrukcji dystrybutora gazu na wydajność silnika.

W ten sposób projekt HIKHET osiągnął finalną fazę realizacji. Na diagramie poniżej przedstawiono listę pakietów zadań w pełni zakończonych i zaakceptowanych oraz zaznaczono zadania obecnie realizowane zamykające projekt.

Poniżej zostaną przedstawione niektóre wyniki badań silnika HIKHET

6.2.1 Objectives and new thruster design

Work Package 2.4 (*Performance tests of the final version*) was geared towards extensive examination of HIKHET performance and the relevant deliverable D2.4 collects comprehensive presentation of the project outcomes. Here it will be briefly summarised.

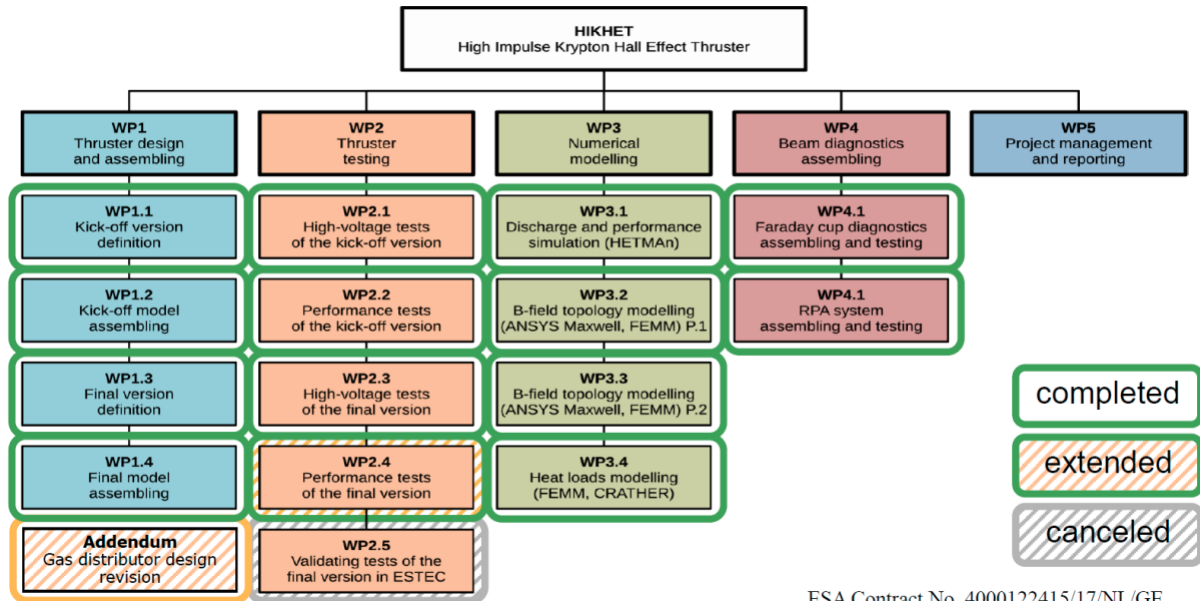
The main goal of the measurement campaigns was to show that the objectives of the project as defined in the proposal have been accomplished, *i.e.*

1. to provide a proof of concept of feasibility of high I_{sp} production by 500 W class Hall Thruster, especially when fuelled with krypton propellant,

2. to verify if the increased I_{sp} entails a comparable thruster efficiency for both krypton and xenon propellants provided at similar mass flow rates,
3. to demonstrate the achievement of TRL 3 for HIKHET operated in the high I_{sp} regime (high voltage regime).

The measurements were done in a wide range of operating conditions to reveal an operating envelope of the thruster and identify the areas in which it could provide the best performance as rate by such parameters like thrust and specific impulse production, energetic efficiency, thrust to power ratio etc.

The final version of the thruster (in both configurations: classic one and the one providing zero- B topography – see IFPiLM RR 2019) builds on the results of broad testing of the HIKHET kick-off version.



ESA Contract No. 4000122415/17/NL/GE

The main conclusion of the kick-off version measurement campaign (WP2.2) was:

To achieve the desired specific impulse of 2500 s at a reasonable power level a radical improvement of the anode efficiency must be gained.

The biggest limiting factor of anode efficiency was identified to be correlated with high erosion rate which entails significant loss of supplied energy and energetic ions at the walls resulting also in low voltage utilization, that must reduce efficiency.

Both erosion and voltage utilization problems were expected to be mitigated by compression (B_r gradient growth) and shifting magnetic field barrier closer to the thruster exit plane. That would result in displacement of the ion production zone closer to the channel exit, where also the largest potential drop would be located. Additionally, shaping magnetic field lines by increasing their curvature inside the channel should provide better confinement of electrons in the near-wall region reducing plasma sheath potential (E_r component effect). Consequently, one can expect more efficient ionization (due to reduction of electron diffusion towards the anode) but also lowering the probability of energetic ions to hit the walls while still efficient utilization of the discharge voltage should be provided. In conclusion, high thruster performance requires strong magnetic field generation. On the other hand, that requires high coil currents. These guidelines were accounted at the ground up of the final HIKHET version design. The new design was also geared towards more effective evacuation of excessive heat released in the coils as well as power flux deposited at the walls by energetic ions and plasma radiation. The final version of HIKHET, which cross section is schematically depicted in Figure 1, also addresses the problem of anode/gas distributor overheating.

The current B-field topography referred further as classic one, evolved from kick-off version of the thruster. For completeness, this new topography as well as zero- B one is reproduced in Figure 2 in which

are drawn magnetic field lines as modelled with Ansys Maxwell simulating tool and as measured with 3D teslameter.

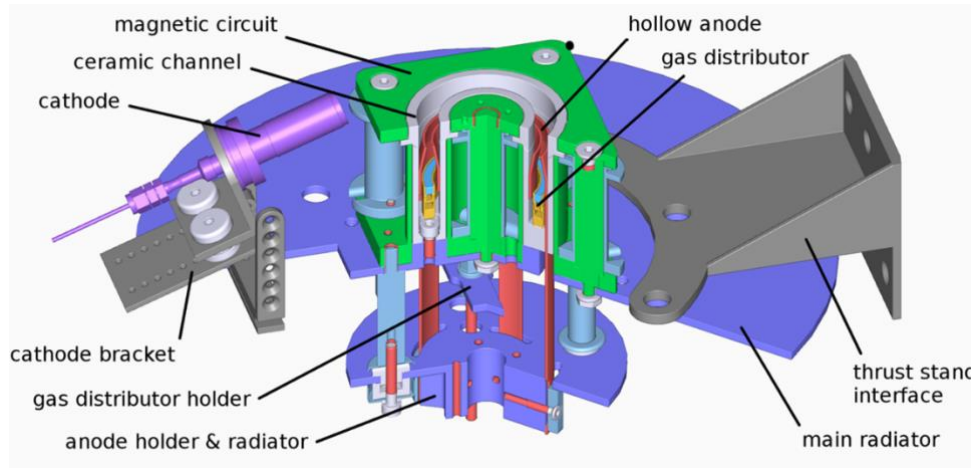


Fig. 1. HIKHET final version cross-section: coil spools are shown without windings

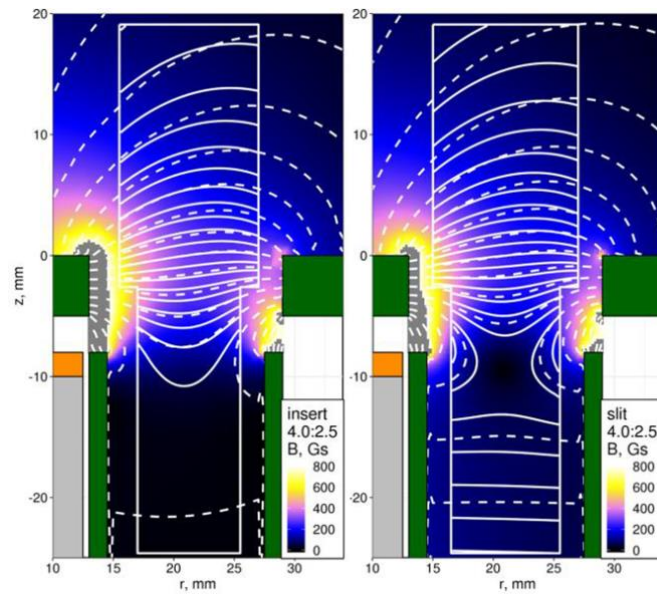


Fig. 2. HIKHET classic and zero-B field topographies as measured in experiment (solid lines) and as calculated with Maxwell Ansys (broken lines)

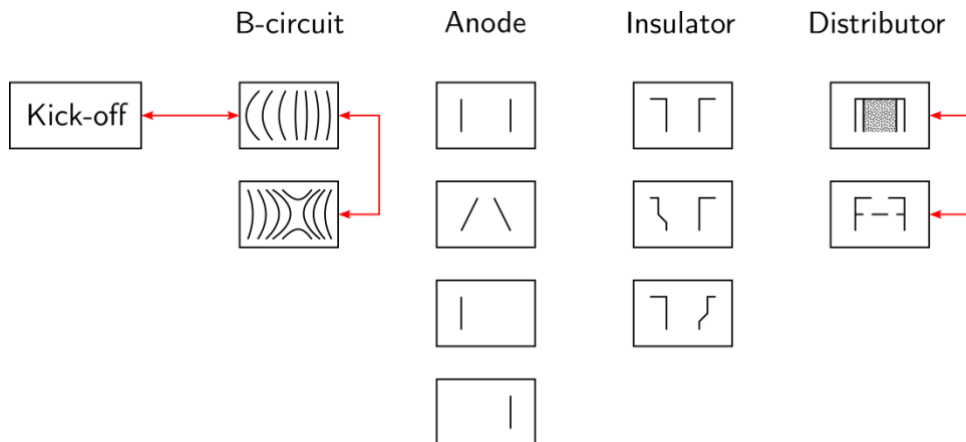


Fig. 3. HIKHET hardware configurations examined during experimental campaign at IFPiLM

Final design of the thruster allowed for assembling HIKHET in several hardware configurations which were examined in separate experimental sessions. The possible thruster variants are schematically shown in Figure 3. The variant with classic B-field topography, straight channel walls, straight anode and gas distributor made of sintered metal filter (left at floating potential) has been named as a reference configuration, to which all the other configurations could be compared. Front and side views of the thruster assembled in the reference configuration are shown in Figure 4. For size illustration a centimetre ruler is shown. Inner and outer magnetic poles are coated with thin ceramic layer as sputtering protection. Total mass of the final version without cathode is 2.07 kg, that is by about 27% less than the mass of kick-off version.

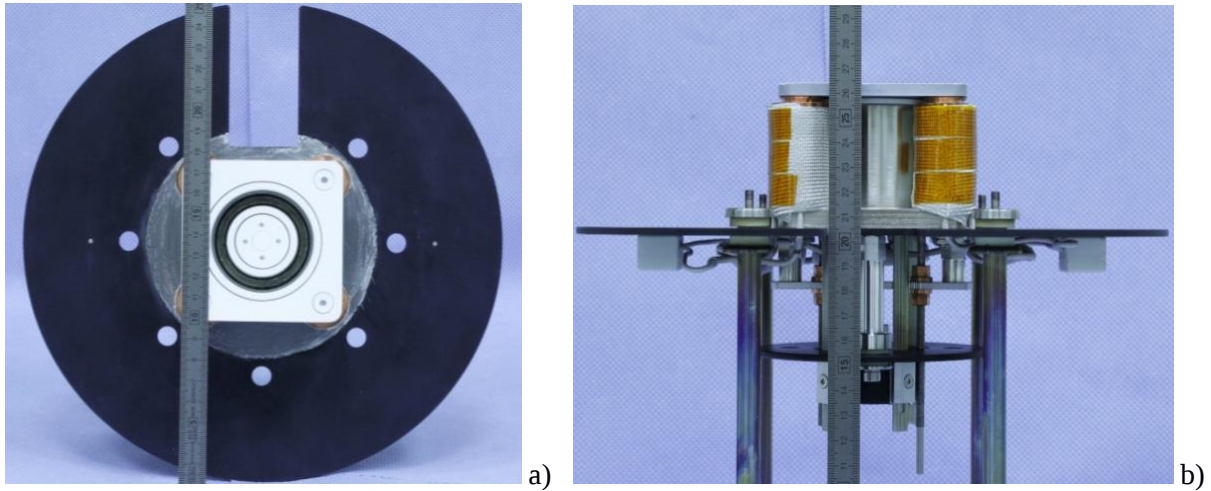


Fig. 4. a) Front view and b) side view of HIKHET as assembled in reference configuration.

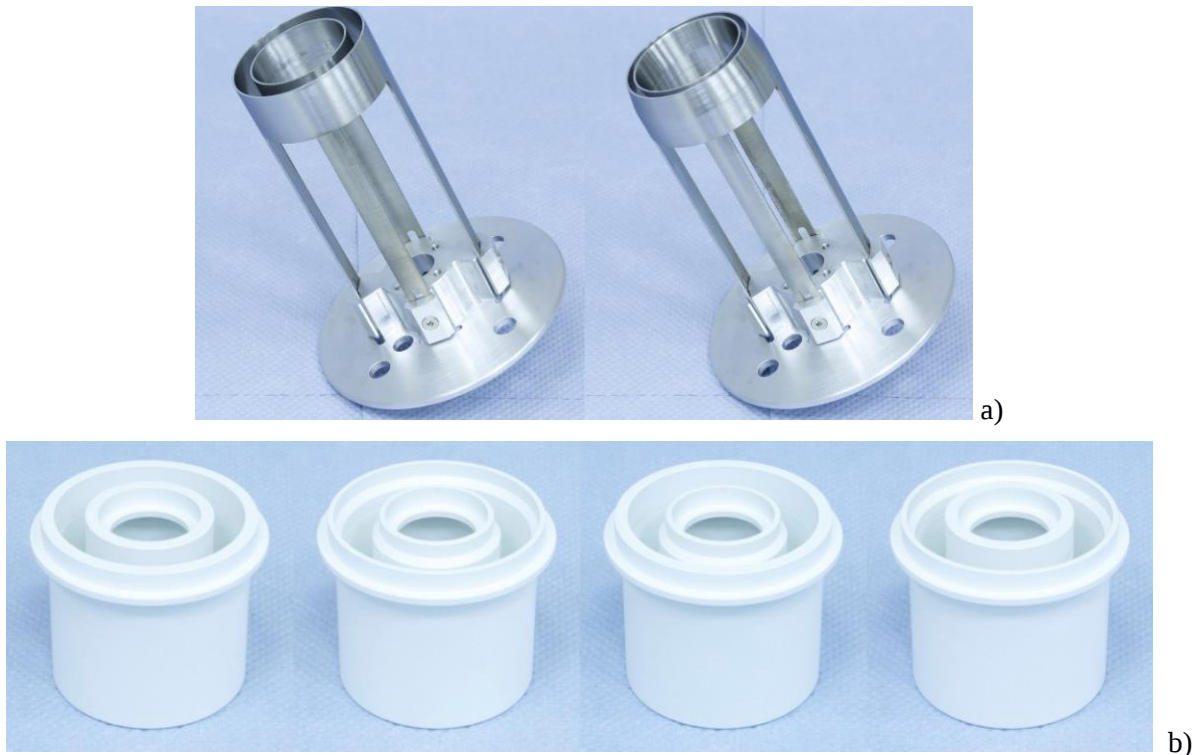


Fig. 5. a) Two basic types of anode configurations b) Possible channel insulator configurations.

In Figure 5.a. straight and convergent variants of the thruster anode as fixed to the dedicated radiator (before blackening) are shown, while in Figure 5.b. possible discharge channel configurations are depicted – please compare with schematic view of Figure 1. The variation in diameter of the discharge

channel exit zone is provided by replacement of short inserts only, while the main part of the whole boron nitride insulator is kept unaltered. Such design addresses not only the problem of testing thruster in different channel geometries, but also allows for easy reconstruction of the channel profile in case of significant wall erosion.

6.2.2 Measurement campaign

By logics of measurement the thruster can be regarded as a device accepting some input parameters (gas type, mass flow rate, discharge voltage, etc.) and returning some outputs which depend on its behaviour (e.g. thrust). In this sense we can define the set of inputs and outputs as shown in Figure 5.

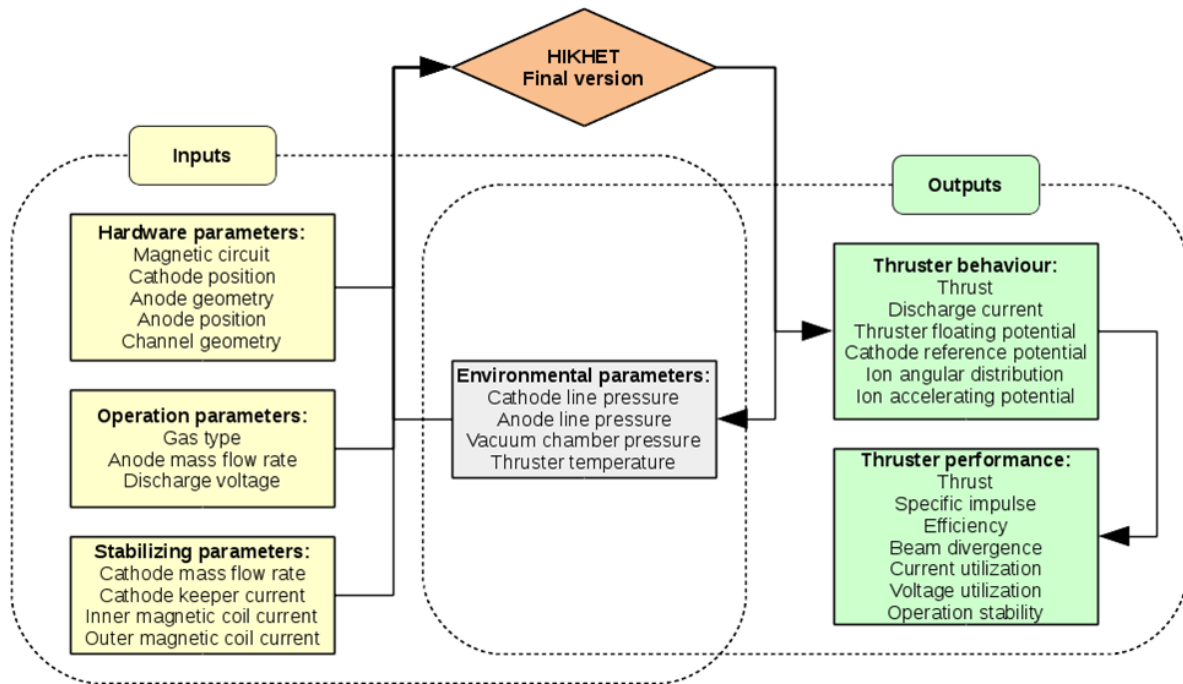


Fig. 5. Inputs and outputs flowchart

By choice of hardware configuration, setting up operation parameters and adjustment of stabilizing parameters reliable operation of the thruster was provided. Resulting environmental characteristics (like coil temperature) were permanently monitored during the thruster examination and were regarded to be reference quantities, decisive *inter alia* for operating the thruster within the safety limits. A map of the performance versus set of input parameters defines the thruster operating envelope relevant to its behaviour. Such a big number of input parameters makes a testing space indeed multidimensional. Moreover, each setpoint has to be examined in a thermally stable state of the thruster that requires long enough time intervals after switching to new operating conditions. Both facts demand for very precise choice of setpoints to be investigated as well as careful strategy of the measurements, to allow for accomplishing the experimental sessions in reasonable time. Within measurement campaign several experimental sessions were arranged for a) reference performance revealment, b) channel and anode geometry optimization, c) zero-B configuration study and d) xenon-krypton performance comparison.

Each time when switching from a given hardware configuration to another one was requested the measurements with input parameters already established for reference were repeated to verify if the thruster performance is reproducible. It appeared that the main factor causing a gradual drop in efficiency was channel wall erosion, while dissimilarities in outputs between subsequent checking sessions stem rather from gas distributor degradation. It was verified by series of separate tests that wearing off of gas distributor results in unpredictable variation in azimuthal uniformity of gas delivery to the discharge channel.

Operation parameter	Values
gas type	Krypton, Xenon
anode mass flow rate	0.6, 0.8, 1.0, 1.2 mg/s
discharge voltage	240, 300, ..., 600, 760 V
Stabilizing parameter	Values
cathode mass flow rate	0.05 – 0.3 mg/s
cathode keeper current	1.0 – 5.0 A
Inner magnetic coil current	0 – 10 A
Outer magnetic coil current	0 – 10 A

Table 1. Parametric space of inputs. Operating parameters were varied according to the test plan while stabilizing parameter were adjusted to provide reliable thruster operation and maximum performance for a given setpoint.

6.2.3 Gas distributor effect

The HIKHET's gas distributor consists of a ring-like porous filter composed of sintered metal powder (0.2 μm). This filter had been tightened inside a metal socket with laser welding. Tightness of the distributor and uniformity of gas outlet were verified by visual inspection. For that the distributor was immersed in isopropyl alcohol and pressurized with nitrogen (graded 99.999). The generated bubble patterns illustrate the uniformity of gas outflow – see Figure 6.

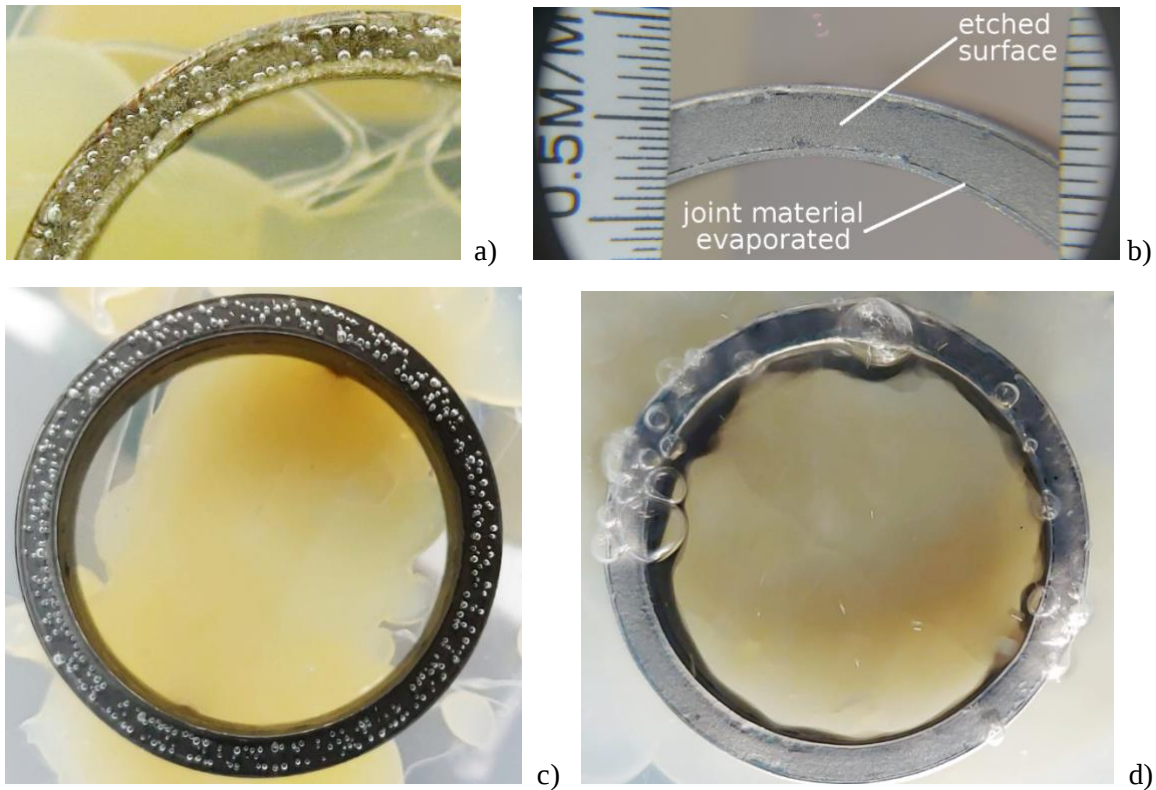


Fig. 6. Ageing process of gas distributor: a) initial stage, b) final stage, c) intermediate stage illustrating improvement of outflow uniformity (before the session with xenon), d) lack of surface outflow after the final session with xenon.

It appeared that laser joint as well as the front surface of the filter were systematically etched with discharge plasma. Initially this effect resulted even in some improvement of gas outflow uniformity

along the azimuth (compare Figure 6.a and 6.c), however, in time circumferential slits between the filter and the socket appeared due to almost complete evaporation of the laser joint. These slits let gas to bypass filter body that seriously disturbed gas outflow uniformity. The history of gas distributor unsteadiness can be correlated with the thruster performance map as shown in Figure 7 for verification sessions, however, it is to some extent masked due to erosion and replacement of the insulator inserts. Not surprisingly, the best thruster performance for krypton was achieved for session No. 4 for which new inserts were applied and gas outflow seemed to be provided by the whole surface of the filter.

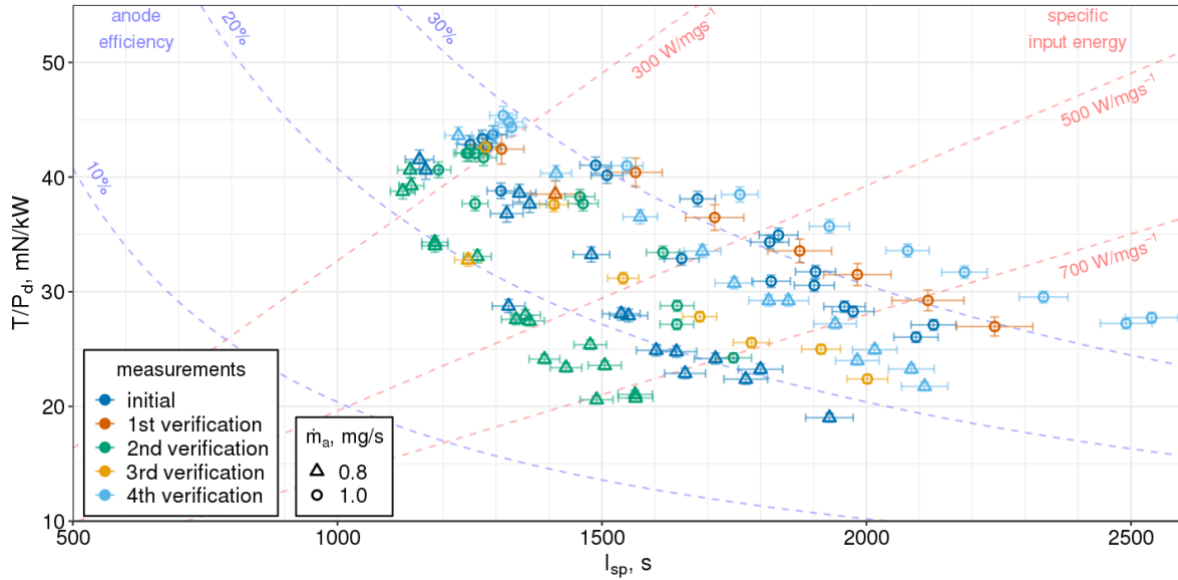


Fig. 7. Thrust to power ratio T/P_d versus specific impulse I_{sp} for different verification sessions.

6.2.4 Thruster performance

The experimental session with xenon followed immediately the 4th verification session therefore it was expected that the states of inserts and of the gas distributor were very similar in both series of measurements. The detailed results of both sessions for discharge current, thrust, specific impulse and anode efficiency are presented in Figure 8 and Figure 9.

Over 1.5 times larger atomic mass of xenon and easier ionization (lower ionization potential – 12.13 eV versus 14.00 eV, larger ionization cross-section) typically lead to lower discharge current and lower thrust with respect to krypton (for the same mass flow rate). On the other hand, ratio of thrust to power and anode efficiency is typically larger [Michael R. Nakles et al., A Performance Comparison of Xenon and Krypton Propellant on an SPT-100 Hall Thruster, 32nd International Electric Propulsion Conference, paper IEPC-2011-003 (2011)]. The behaviour of HIKET operated with xenon was not peculiar one. Discharge current for the same mass flow rate was by 0.2-0.3 A lower than for krypton (Figure 8). The thrust was lower only for 1.0 mg/s. For 0.8 mg/s it was on the same level as for Kr. For 1.2 mg/s the thrust was not as large as could be expected (please note difference in thrust between 0.8-1.0 mg/s and 1.0-1.2 mg/s) and at high voltage was even matched by 1.0 mg/s of Kr. Moreover, the growth of thrust with voltage for 1.0 mg/s of Kr was much faster than for Xe at the same mass flow rate, while for 0.8 mg/s the inclination of both curves was similar.

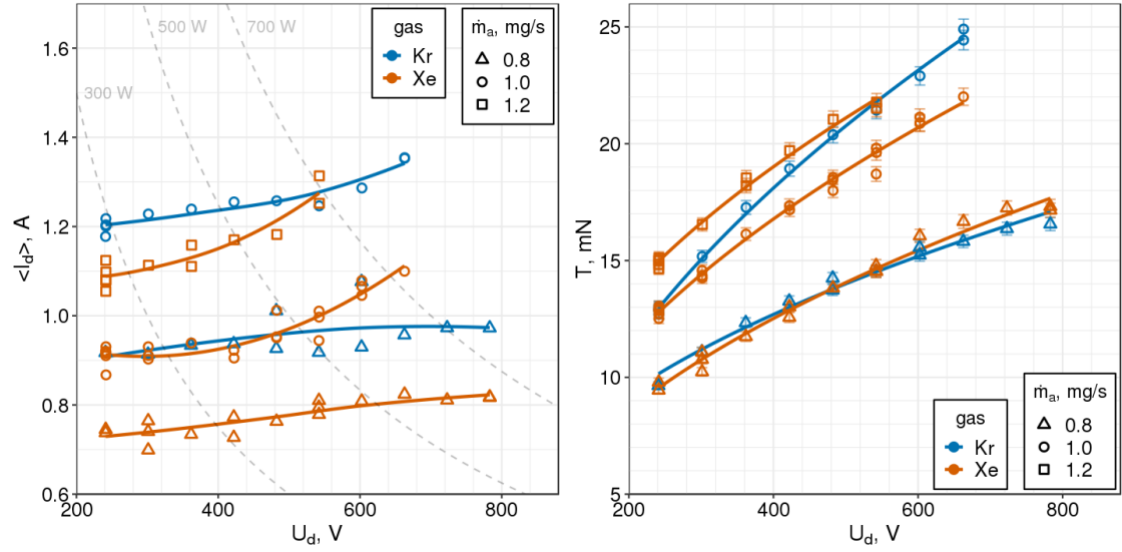


Fig. 8. Plots of (left) mean discharge current and (right) thrust versus discharge voltage. For convenience, (left) splines and (right) square root functions were fitted

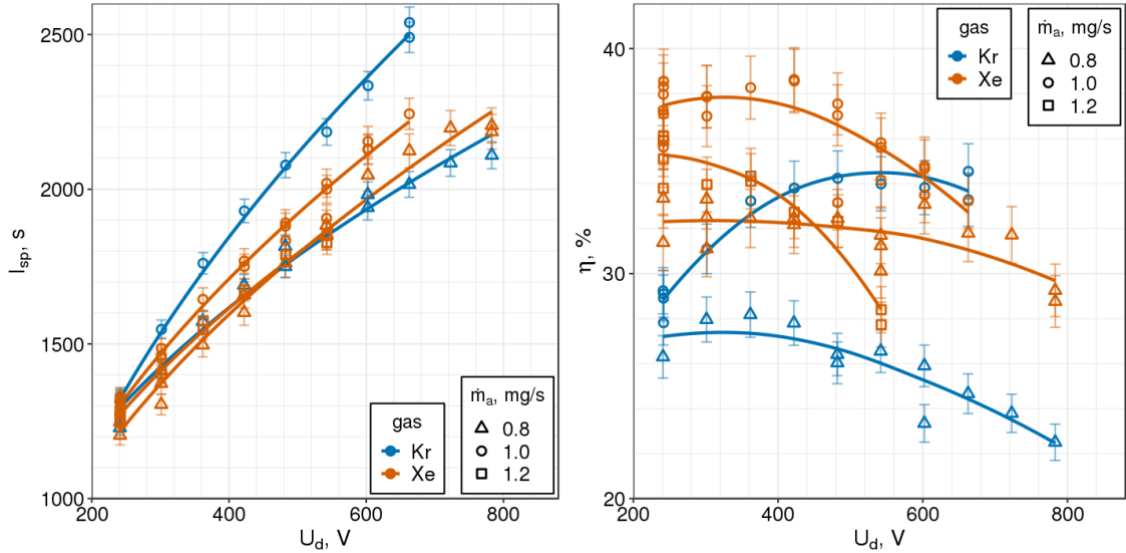


Fig. 9. Plots of (left) specific impulse and (right) anode efficiency versus discharge voltage. For convenience, (left) square root functions and (right) splines were fitted

As can be seen in Figure 9, specific impulse for xenon exceeded 2200 s and the maximum anode efficiency was over 38%. Interestingly, in all cases there was almost monotonic decline of anode efficiency with voltage except for 1.0 mg/s of Kr, for which there was gradual increase. As a result, at discharge voltage of 660 V the thruster operated most efficiently with krypton. Even though for 0.8 mg/s thrust (or specific impulse) curves for both gases almost overlapped, the anode efficiency differed by 5-7% in the entire range of discharge voltage. Moreover, what came as a big surprise, the thruster operated very poorly for 1.2 mg/s mass flow rate of xenon. The efficiency was consistently lower than for 1.0 mg/s and at high voltage even lower than for 0.8 mg/s. Therefore, after measurements with 1.2 mg/s of Xe, the gas was switched back to krypton to see if nothing wrong had happened. This verification showed serious drop in thruster's performance, while testing the gas distributor in isopropanol displayed serious degradation of the laser joint already shown in Figure 6.d.

6.2.5 Plasma Plume

The thruster operated with xenon exhibited improved beam divergence efficiency in relevance to krypton. Below is a side-by-side comparison of the beams produced by HIKHET working under the same conditions (mass flow rate, discharge voltage, magnetic field) but with different gas, where the better beam focusing is clearly visible. As can be seen in Figure 10 and Figure 11 the less divergent Xe beams were characterized by much steeper profiles of ion current density and noticeably sharper plasma needle. Interestingly, however, the xenon beams were also considerably more asymmetric, with one tail being in some cases even one order of magnitude lower than the other. On the other hand, in the side view the plasma needles were almost perfectly horizontal and there was no visible difference in the look of the plasma plume surrounding the exit of the thruster with respect to krypton propellant.

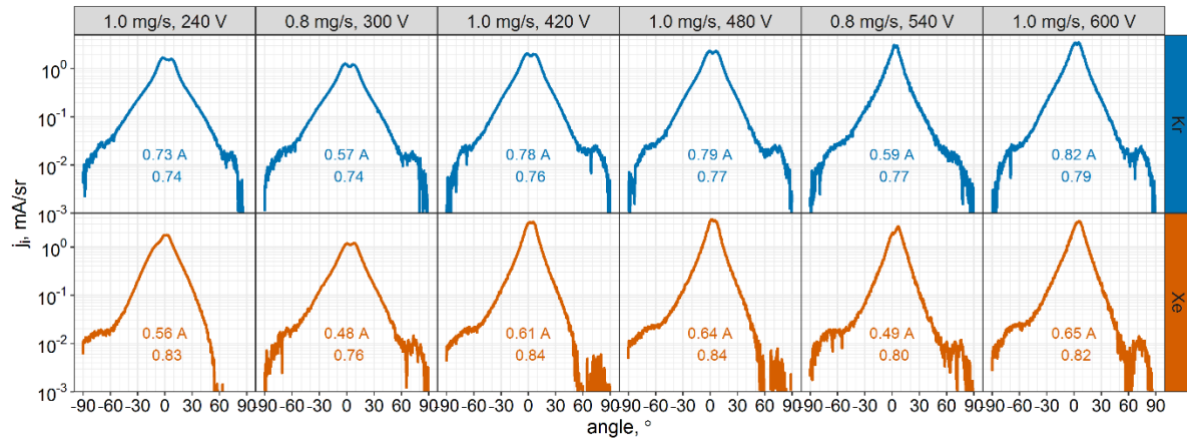


Fig. 10. Angular distribution of ion current density for selected cases. Signals were smoothed with Savitzky-Golay filter. Mean value of ion current and beam divergence efficiency is shown below each profile as calculated by integration of ion current angular density distribution

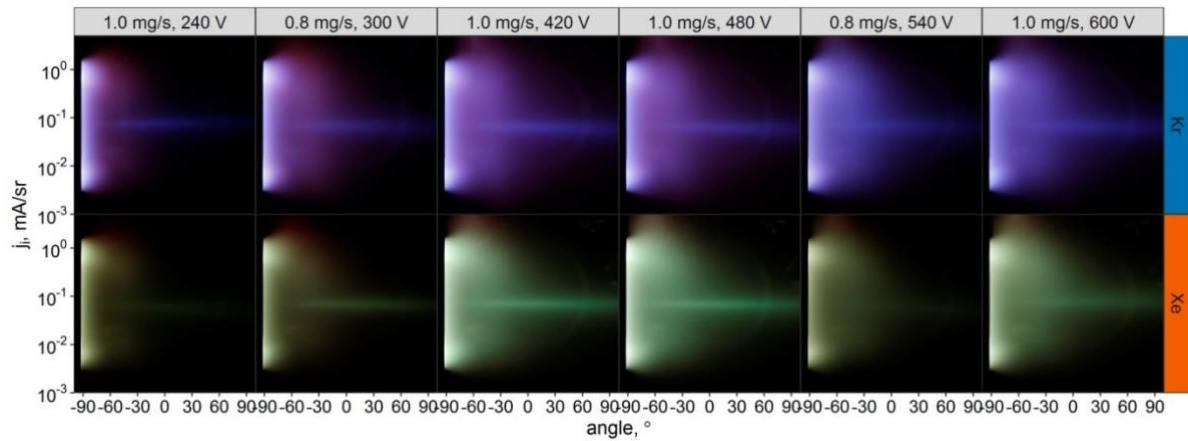


Fig. 11. Side view of the plasma plume for selected cases.

6.2.6 Conclusion

The record efficiency of over 34% and generation of specific impulse of 2500 s for krypton in a Hall thruster of relatively small power (0.5 kW- class) and which was one of the goals of the project, has been achieved. As expected, performance of the thruster working with xenon was better than with krypton. However, at larger discharge voltages the difference in anode efficiency became gradually smaller and at 600 V efficiency for both gases was on the same level – see Figure 12. In this way another of the project’s objectives was met: “to verify if the increased specific impulse entails a comparable thruster efficiency for both krypton and xenon propellants provided at similar mass flow rates.”

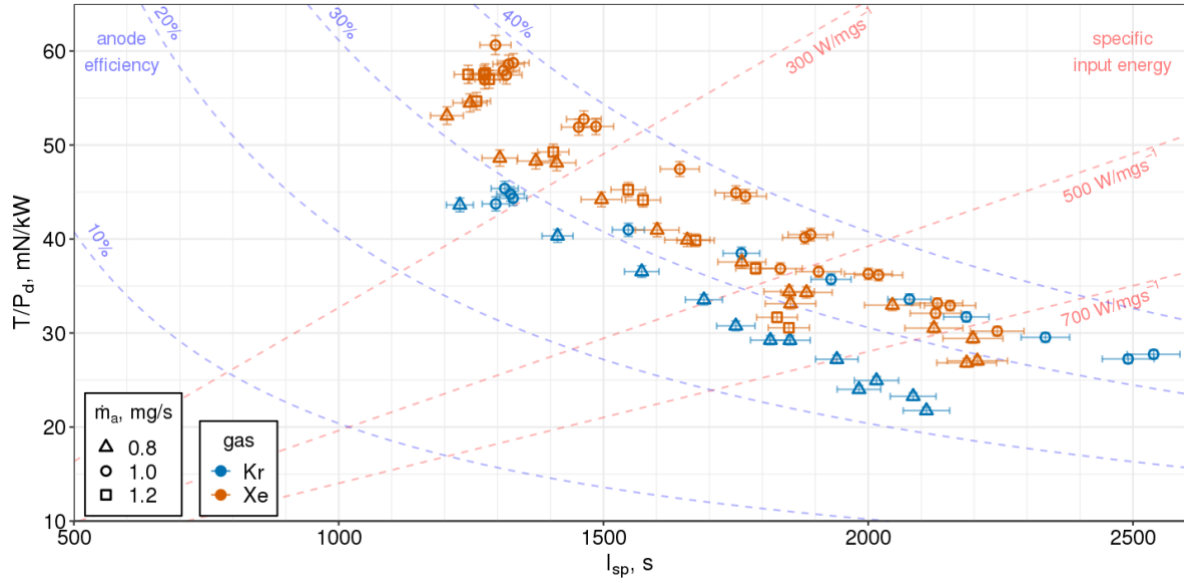


Fig. 11. Comparison of thrust to power ratio versus specific impulse for krypton and xenon at different mass flow rates.

During the measurement campaign a flaw in the design of the gas distributor was identified. The location of the laser joint at the frontal surface of the gas distributor left it exposed to plasma which gradually etched it away. Therefore, the design of the gas distributor must be modified to extend its lifetime and ensure stable operation. It will be addressed in the next experimental session. A series of tests for HIKHET assembled in zero-B configuration has been performed. Unfortunately, no hardware variant or operating conditions were found in which the thruster with zero B magnetic circuit would operate with similar performance as classical one. Due to time shortage, it was decided to stop testing this circuit and focus instead on the classical topography of magnetic field. However, in the future it would be advisable to study the problems of this configuration in more detail (using additional diagnostic tools) to better understand the physical mechanisms behind unsatisfactory outcomes for this B-field topography.