

2 Współpraca w ramach PALS (Prague Asterix Laser System Research Infrastructure) oraz CELIA (Centre Lasers Intenses et Applications)

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

Fizyka wysokich gęstości energii (High Energy Density-HED) odnosi się do ekstremalnych stanów materii o ciśnieniu przekraczającym milion razy ciśnienie atmosferyczne na powierzchni Ziemi. Takie stany występują w plazmie termojądrowej gwiazd i w rdzeniach planet. W warunkach laboratoryjnych stany te można osiągnąć w plazmie generowanej za pomocą laserów dużej mocy, w której pola magnetyczne związane z wytwarzaniem takiej plazmy mogą osiągać wartość do kilkuset tesli, Dlatego, badania plazmy laserowej odgrywają dużą rolę w fizyce HED i stwarzają szerokie możliwości w badaniach dotyczących implementacji fuzji inercyjnej (IFE), modelowaniu zjawisk astrofizycznych, a także otwierają drogę dla innowacyjnych zastosowań przemysłowych i medycznych. Jedną z głównych trudności w prowadzeniu takich badań jest generacja silnych pól magnetycznych do wytwarzania strumieni namagnesowanych, które są przewidywane do zwiększenia efektywności implozji i zapłonu termojądrowego IFE, oraz laboratoryjnego modelowania obiektów i zjawisk we wszechświecie. Zastosowanie do tego celu impulsowych generatorów lub magnesów stałych nie stwarza dużych możliwości w osiągnięciu w ekstremalnie dużych indukcji (maksymalnie do kilkunastu Tesli). Dlatego szczególnie interesującą alternatywą wytwarzania namagnesowanych strumieni plazmowych do różnych zastosowań są tarcze o specjalnej konstrukcji typu *capacitor – coil* (CCT) oraz typu *snail* (ST), w których źródłem pola magnetycznego są spontaniczne pola magnetyczne (SPM) generowane przy oddziaływaniu intensywnej wiązki laserowej z tarczą o zdefiniowanej konstrukcji: (i) kondensatora lub dyskiem w przypadku tarcz CCT oraz spirali w kształcie ślimaka dla tarcz ST.

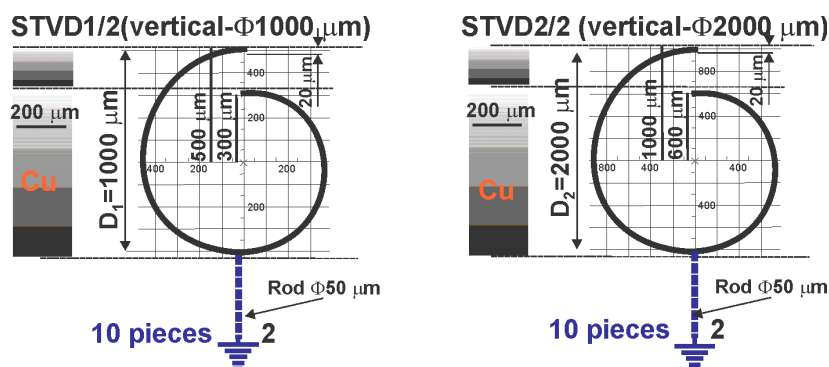
Badania wytwarzania namagnesowanych strumieni plazmowych za pomocą tarcz CCT oraz ST zostały zaproponowane w ramach niniejszego projektu, a motywacją do ich podjęcia jest implementacja wielokadrowej femtosekundowej interferometrii kompleksowej na eksperymencie PALS przez zespół realizujący projekt, która umożliwia uzyskanie informacji o przestrzenno-czasowych rozkładach SPM w plazmie, które są kluczowe w badaniach optymalizacyjnych w/w tarcz.

W raporcie przedstawione są wyniki kompleksowych badań tarcz ST oraz wstępne badanie optymalizacyjne tarcz typu CCT, które były uzyskane w sesji eksperymentalnej w październiku 2021. Badania tarcz CCT kontynuowane będą w następnej sesji pomiarowej planowanej w 2022. Ponadto, w raporcie przedstawione są wstępne wyniki dotyczące implementacji 1-wymiarowego kodu PIC do symulacji oddziaływania lasera o parametrach lasera jądrowego PALS, z tarczami wykonanymi z materiału o różnej liczbie atomowej. Kod ten przewidywany jest jako teoretyczne wsparcie dla interpretacji wyników badań uzyskanych w ramach projektów realizowanych na eksperymencie PALS z udziałem grupy z IFPiLM.

Badania namagnetyzowanych strumieni plazmowych kreowanych w tarczach typu ST

Badania są kontynuacją eksperymentów rozpoczętych w ramach poprzedniego projektu LaserLab nr PALS-2368, w których potwierdzono ideę formowania namagnesowanej plazmy za pomocą tarczy ślimakowych (ST) w reżimie umiarkowanej intensywności.

Celem eksperymentów z tarczami ST proponowanych w projekcie, jest dalsze poznanie procesu kreowania namagnesowanej plazmy wytworzonej wewnątrz tarczy ST dla różnych warunków oświetlenia tarcz odnoszących się do energii, polaryzacji oraz sposobu zogniskowania wiązki laserowej na tarczy, biorąc pod uwagę ich konstrukcję. Przedmiotem badań optymalizacyjnych były tarcze z Cu o dwóch średnicach: $F=1000\text{ mm}$ i $F=2000\text{ mm}$, rys. 1.1.1, które oświetlano promieniowaniem 1 w lasera jodowego PALS o energii około 500 J o polaryzacji liniowej oraz kołowej.



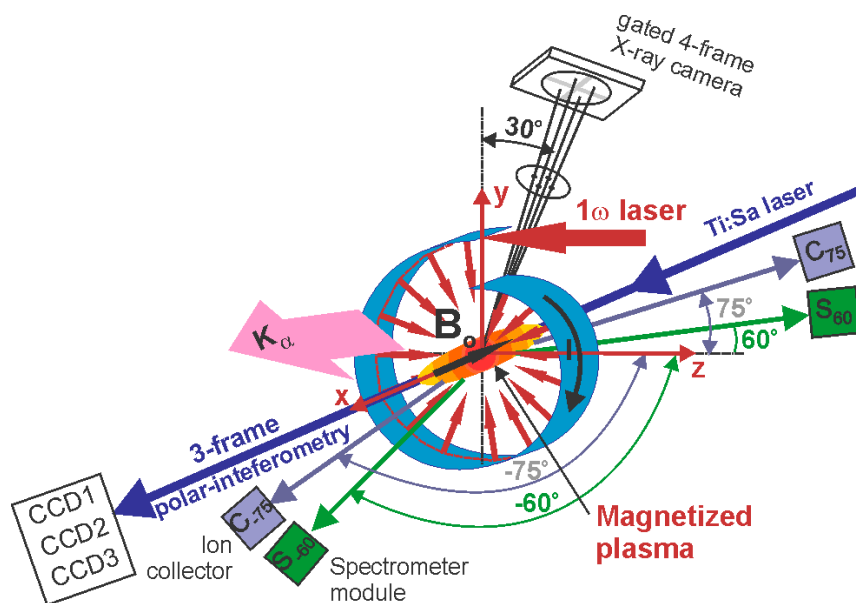
Rys. 1.1.1. Konstrukcja tarczy ślimakowej: a) o średnicy $F=1\text{ mm}$ i b) $F=2\text{ mm}$.

Jako główna diagnostyka stosowana była 3-kadrowa kompleksowa interferometria pozwalająca mierzyć czasowe zmiany rozkładów pola magnetycznego i gęstości elektronowej w formowanej strukturze namagnesowanej plazmy.

Razem z pomiarami polaro-interferometrycznymi prowadzone były badania emisji elektronów i jonów za pomocą diagnostyk dostępnych na PALS, umożliwiające, zarówno pomiar parametrów emisji elektronów i jonów z formowanej konfiguracji plazmy w tarczach ST jak i wizualizację procesu jej formowania w zakresie rentgenowskim. Wykorzystywane były następujące diagnostyki:

- dwuwymiarowe zobrazowanie emisji linii $K\alpha\text{-Cu}$ do wizualizacji procesu oddziaływania gorących elektronów wzdłuż powierzchni tarczy w zakresie rentgenowskim oraz uzyskania informacji o rozkładzie ich energii zdeponowanej wzdłuż powierzchni tarczy ślimakowej oraz o konwersji promieniowania laserowego w energię gorących elektronów,
- 4-kadrowa rentgenowska kamera otworkowa do wizualizacji procesu formowania namagnesowanego strumienia plazmy w tarczy ślimakowej w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego o energii od 10 do 10000 eV .
- wielokanałowy magnetyczny spektrometr elektronów do rejestrowania kątowych rozkładów energii elektronów oraz temperatury, których anizotropia jest ważnym kryterium oceny efektywności formowania namagnesowanej plazmy z osiowym polem magnetycznym,
- pomiary prądu zwrotnego za pomocą sondy prądowej, związanego z emisją elektronów mierzoną za pomocą wielokanałowego spektrometru elektronów,
- układ kolektorów siatkowych oraz paraboliczny spektrometr Thomsona do pomiaru rozkładów kątowych emisji jonów, które w korelacji z pomiarami emisji elektronów stanowiąc będą dodatkowe kryterium potwierdzające powstawanie namagnesowanej plazmy w centrum tarczy ST.

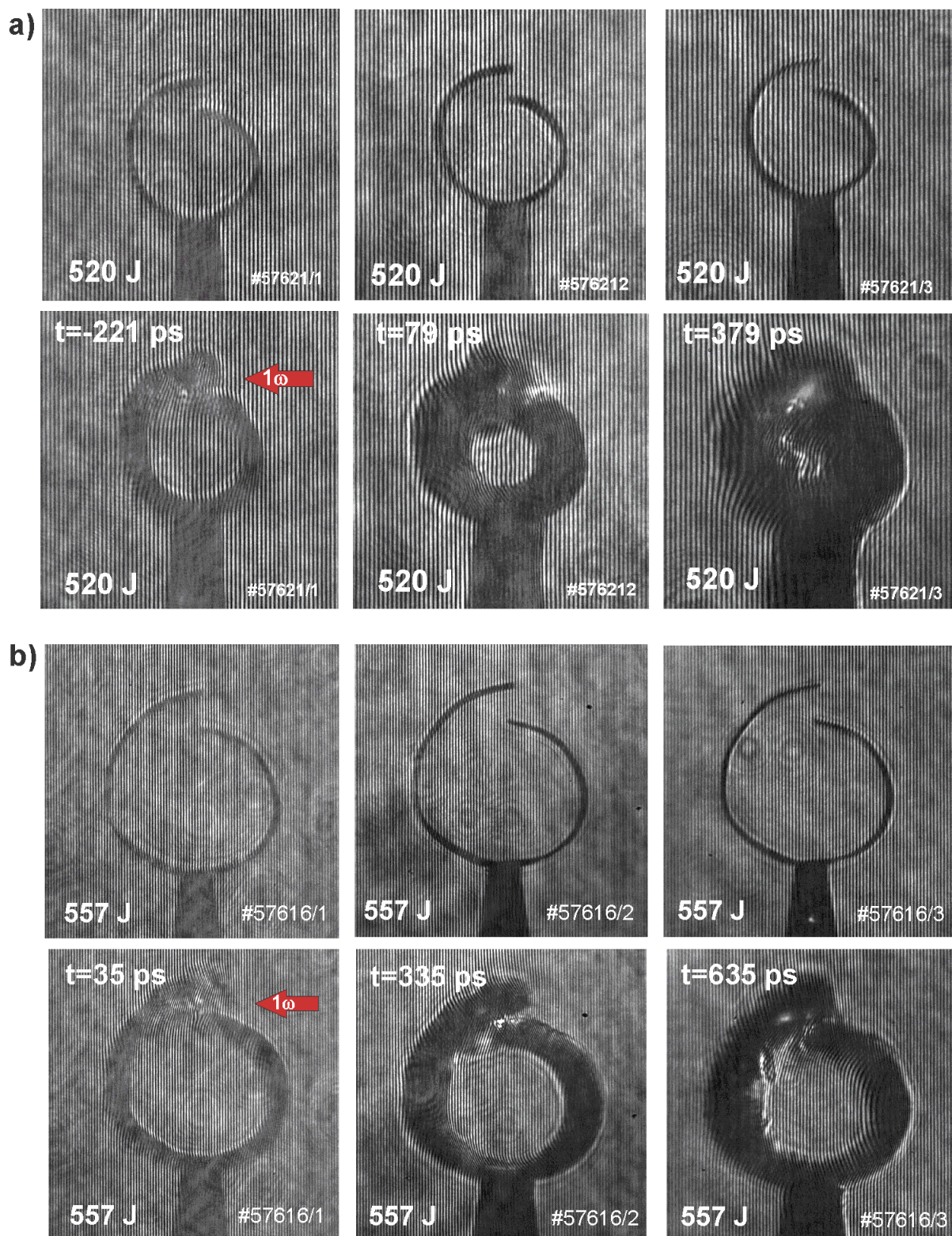
Geometria i sposób oświetlenia tarczy ślimakowej oraz usytuowanie diagnostyk na eksperymencie przedstawia rys. 1.1.2.



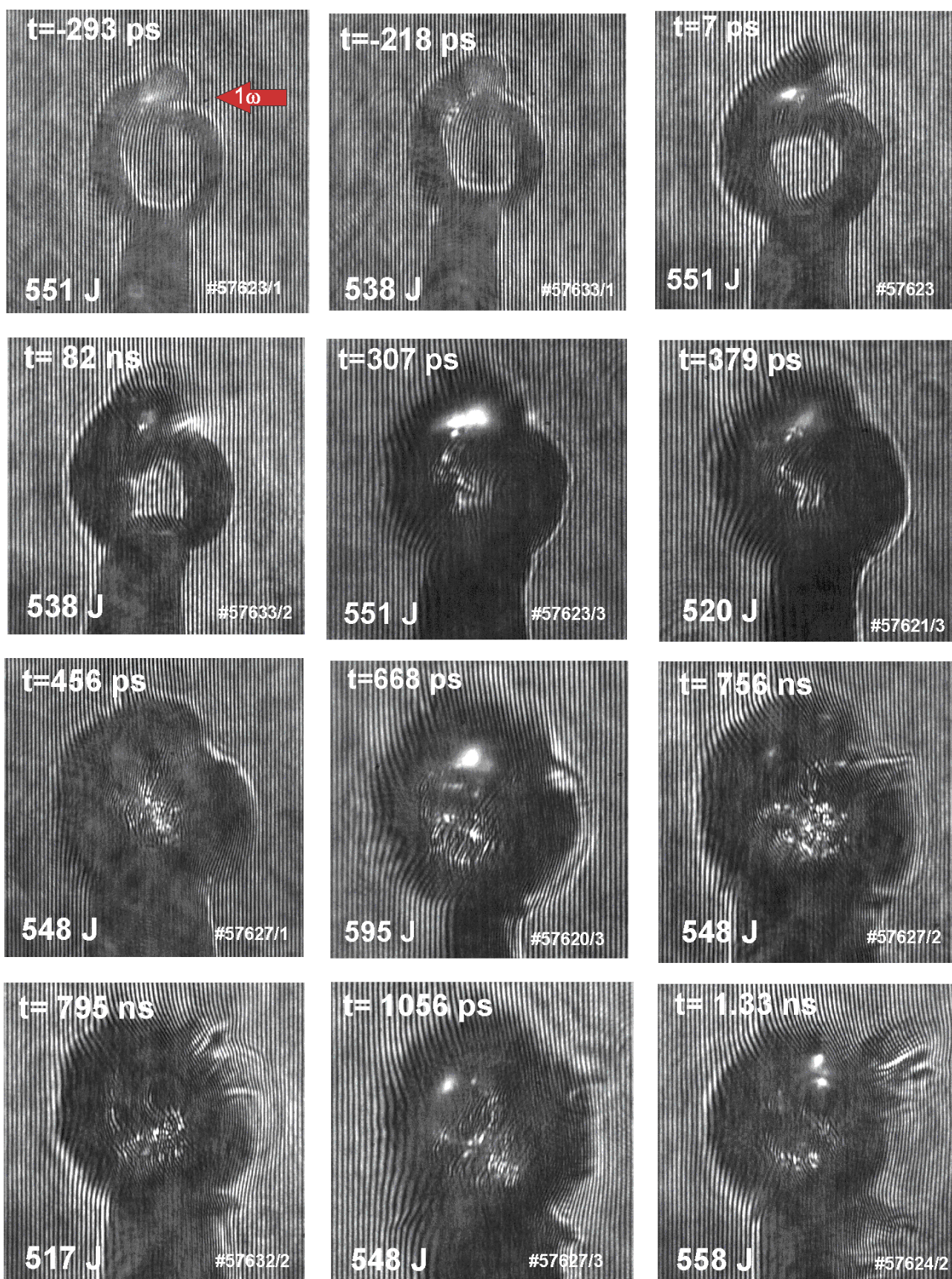
Rys. 1.1.2 Geometria oświetlenia tarczy ślimakowej promieniowaniem laserowym i lokalizacja diagnostyk w komorze eksperymentalnej PALS.

Na rys. 1.1.3 przedstawione są 3-kadrowej sekwencji interferogramów kompleksowych ilustrujące implozję radialną plazmy kreowanej z wewnętrznej powierzchni tarczy ślimakowej w przypadku dwóch typów tarcz STWD (rys. 1.1.1) o różnych średnicach, pod wpływem oświetlenia wiązką 1 ω lasera jodowego (1.315 mm) o energii około 500 J. Jak wynika z porównania sekwencji w przypadku tarcz o mniejszej średnicy ($F=1$ mm) proces implozji plazmy z powierzchni tarczy rozpoczyna się dużo wcześniej, w porównaniu z tarczą o większej średnicy, około kilkaset ps przed osiągnięciem maksimum intensywności impulsu laserowego gęsta uformowana konfiguracja plazmy w centrum ślimaka widoczna jest po zakończeniu impulsu lasera, co pokazuje rys. 1.1.3a dla $t=379$ ps. W przypadku tarczy o średnicy $F=2$ mm, proces kreowania plazmy na powierzchni tarczy ślimakowej rozpoczyna się dopiero kilkadziesiąt ps po maksimum impulsu lasera, co demonstruje rys. 1.1.3b. W celu pełnego zilustrowania procesu formowania strumienia plazmowego w obu typu tarczach, zestawiono na podstawie 3-kadrowych interferogramów kompleksowych czasowe sekwencje obejmujące dużo większy zakres czasowy badanego procesu implozji. Rozszerzona sekwencja czasowa interferogramów kompleksowych pokazana na rys. 1.1.4 potwierdza dużo szybszy proces formowania namagnetyzowanej plazmy w tarczach o średnicy 1 mm, co wynika z rys. 1.1.3a, natomiast w przypadku tarcz o większej średnicy, sekwencja pokazana na rys. 1.1.5, demonstruje formowanie się, dla czasów ekspansji około $t=1$ ns charakterystycznej stabilnej konfiguracji plazmy o strukturze prądowej w postaci „jetów” propagujących się do centrum ślimaka, która utrzymuje w późnych czasach, nawet kilkanaście ns po maksimum impulsu laserowego.

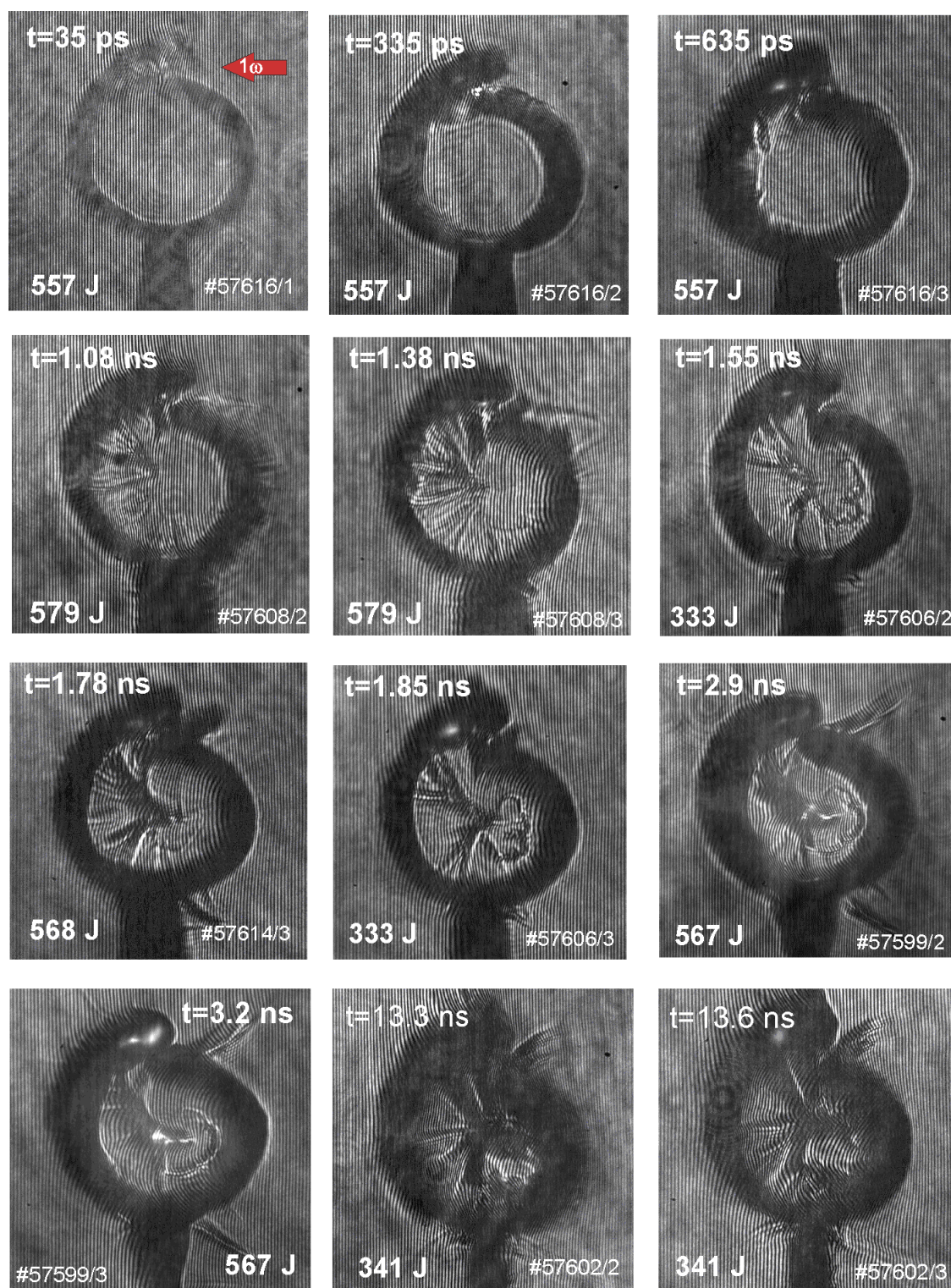
Szczególnie ważną opcją pomiarową w poznaniu procesu formowania strumienia plazmowych za pomocą tarcz ST o różnych średnicach było uzyskanie informacji o wpływie polaryzacji wiązki laserowej. 3-kadrowe sekwencje interferogramów kompleksowych ilustrujące porównanie procesu formowania strumienia plazmy w tarczy ST o średnicy $F=1000$ mm w przypadku oświetlenia promieniowaniem 1 ω lasera PALS o polaryzacji liniowej i kołowej przedstawia rys. 1.1.6. Jak wynika z porównania interferogramów zarejestrowanych w bardzo podobnych czasach ekspansji, różnice jakościowe w rozkładzie prążków interferencyjnych odnoszące się do różnych polaryzacji są trudne do jednoznacznej oceny i nie dają podstaw do formułowania wniosków odnośnie wpływu polaryzacji. W celu uzyskania ilościowych informacji parametrach formowanej plazmy (takich jak rozkłady pola magnetycznego oraz koncentracji elektronowej) niezbędna jest analiza amplitudowo-fazowa interferogramów kompleksowych, która będzie następnym etapem analizy danych.



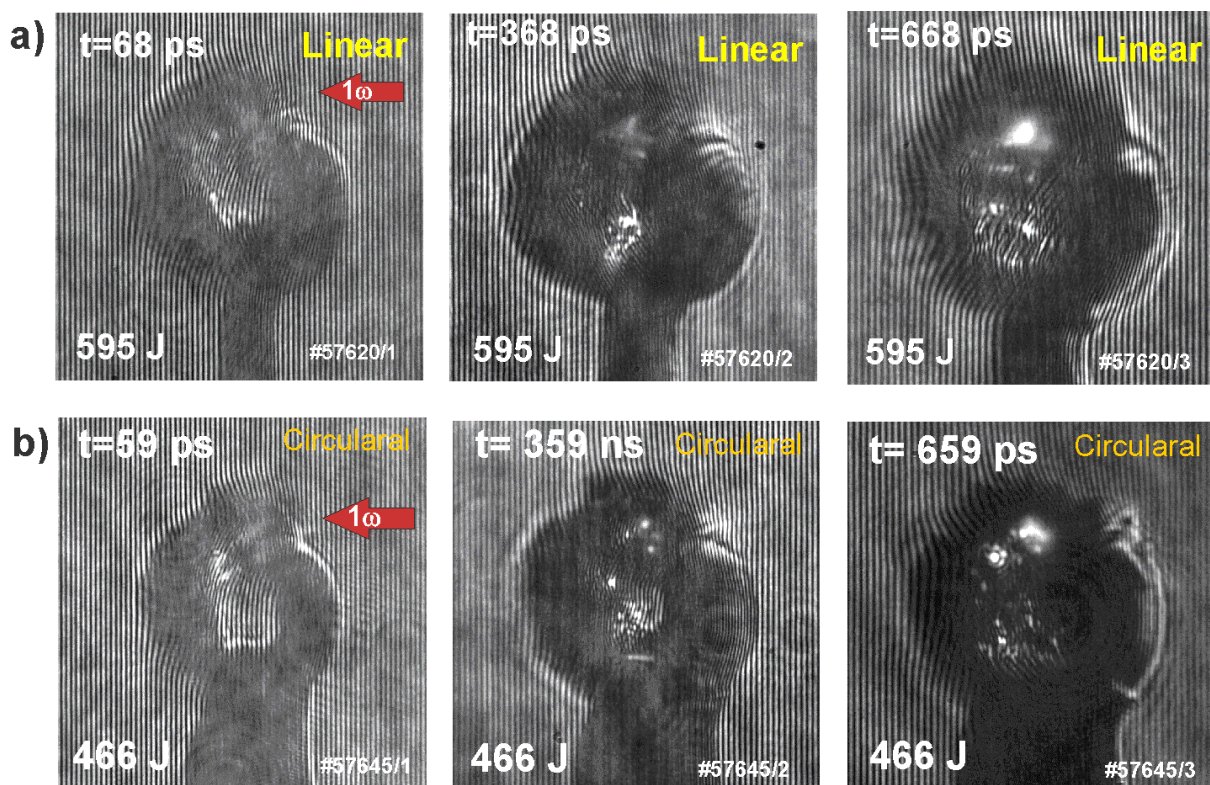
Rys. 1.1.3. 3-kadrowa sekwencja interferogramów kompleksowych ilustrująca formowanie plazmy namagnetyzowanej wewnątrz tarczy ślimakowej o różnej średnicy: a) $F=1000$ mm i b) $F=2000$ mm, oświetlanej promieniowaniem 1ω lasera jodowego PALS o energii około 500 J.



Rys. 1.1.4. Czasowa sekwencja interferogramów kompleksowych zestawiona na podstawie 3-kadrowych sekwencji ilustrująca formowanie plazmy namagnetyzowanej wewnątrz tarczy ślimakowej o średnicy $F=1000$ mm, oświetlanej promieniowaniem 1ω lasera jodowego PALS o energii około 500 J.



Rys. 1.1.5. Czasowa sekwencja interferogramów kompleksowych zestawiona na podstawie 3-kadrowych sekwencji ilustrująca formowanie plazmy namagnetyzowanej wewnątrz tarczy ślimakowej o średnicy $F=2000$ mm, oświetlanej promieniowaniem 1ω lasera jodowego PALS o energii około 500 J.

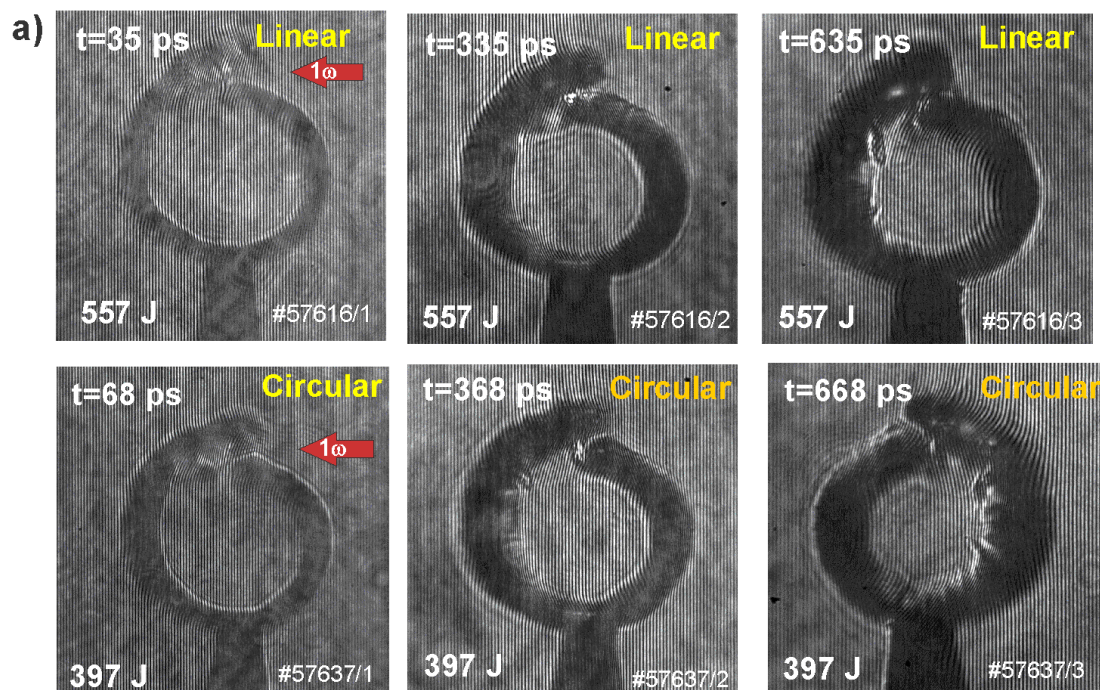


Rys. 1.1.6. Porównanie procesu formowania strumienia plazmy w tarczy ST o średnicy $F=1000$ mm w przypadku oświetlenia promieniowaniem 1ω lasera PALS o polaryzacji: a) liniowej i b) kolowej.

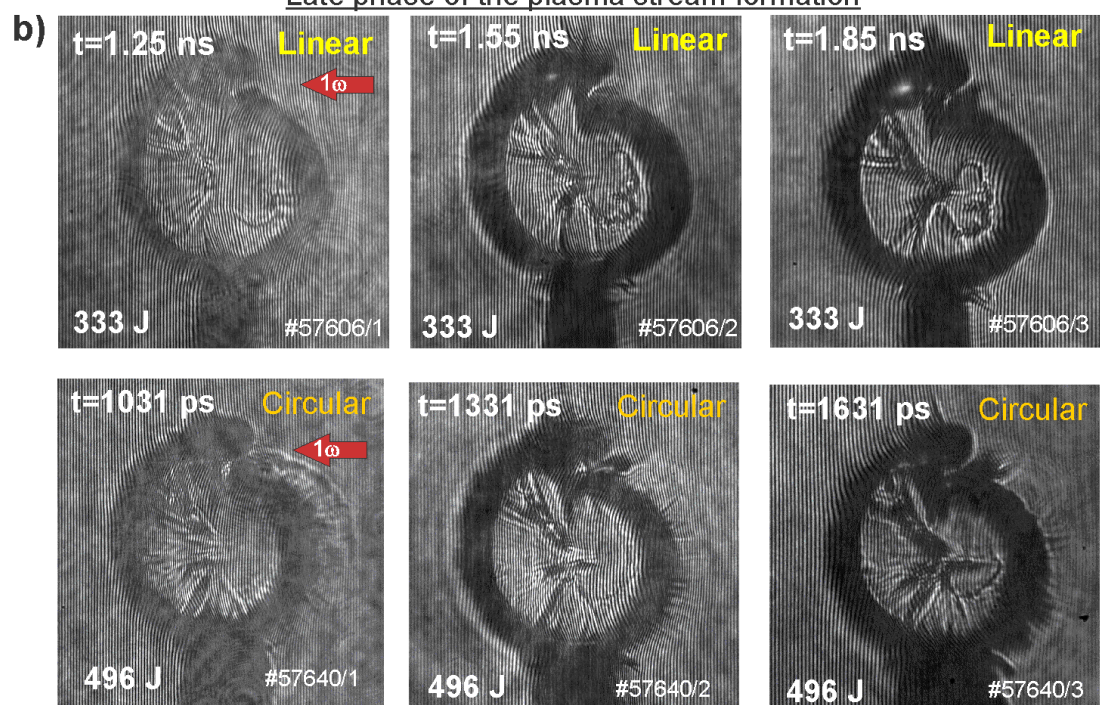
Porównanie wpływu polaryzacji wiązki laserowej na kreowanie plazmy w tarczach o większej średnicy, ilustrują sekwencje interferogramów kompleksowych pokazane na rys. 1.1.7. Ze względu długi czas formowania plazmy w tarczach o średnicy 2 mm (co pokazuje rys. 1.1.5), porównywano sekwencje dotyczą wczesnej i późnej fazy obserwowanego procesu. Jak wynika z porównania wczesnej i późnej fazy ekspansji, jakościowe różnice, spowodowane różną polaryzacją wiązki laserowej są bardzo małe, wręcz niezauważalne. W przypadku późnych czasów ekspansji, obserwowana struktura plazmy pozostaje prawie niezmieniona, co demonstrują interferogramy kompleksowe zarejestrowane dla drugiego i trzeciego kadru na rys. 1.1.7a i rys. 1.1.7b. Należy zauważyć, że utrzymywanie się tej struktury w bardzo późnych fazach ekspansji sięgającej kilkunastu ns, co pokazuje rys. 1.1.5, może być spowodowane zamrożeniem pola magnetycznego w formowanej plazmie, będącego wynikiem jej silnego namagnesowania strumienia.

Przedstawiona wyżej wstępna analiza uzyskanych sekwencji interferogramów kompleksowych ilustrująca wpływ polaryzacji wiązki laserowej o różnej polaryzacji na formowanie plazmy namagnetyzowanej w tarczach o różnych średnicach, pokazuje przede wszystkim różnice z wynikające z wymiarów tarczy. Różnice te choć jakościowe wyraźnie demonstrują różną skalę czasową procesu formowania namagnetyzowanych strumieni i ich strukturę w zależności od średnicy tarczy. Jednakże, uzyskanie informacji o wpływie polaryzacji wiązki laserowej na parametry formowanej plazmy wymaga ilościowej analizy uzyskanych interferogramów kompleksowych, która będzie następnym etapem analizy i formułowania wniosków. Celem ilościowej analizy jest uzyskanie informacji o przestrzenno-czasowych rozkładach pola magnetycznego i koncentracji elektronowej w formowanej plazmie dla obu typu tarcz i poznanie wpływu polaryzacji wiązki laserowej na te rozkłady. W tym celu wykorzystywane będzie autorskie oprogramowanie i podejście bazujące na analizie amplitudowo-fazowej interferogramów kompleksowych. Oczekuje się, że uzyskanie informacji o rozkładach pola magnetycznego w namagnetyzowanej plazmie pozwoli poznać strukturę prądową w plazmie formowanej w tarczach o różnych średnicach, a w szczególności w tarczach o większej średnicy odpowiedzialną za utrzymywanie się plazmy w późnych fazach ekspansji.

Early phase of the plasma stream formation



Late phase of the plasma stream formation



Rys. 1.1.7. Porównanie procesu formowania strumienia plazmy w tarczy ST o średnicy $F=2000$ mm w przypadku oświetlenia promieniowaniem 1ω lasera PALS o polaryzacji liniowej i kołowej dla: a) wczesnej i b) późnej fazy ekspansji.

W dalszej części raportu przedstawione są wyniki pomiarów: (i) emisji elektronów za pomocą 2D zobrazowania emisji Ka-Cu i wielo-kanalowego magnetycznego spektrometru elektronów, (ii) emisji jonów za pomocą parabolicznego spektrometru Thomsona oraz (ii) wizualizacji procesu formowania plazmy w zakresie rentgenowskim za pomocą 4-kadrowej kamery otworkowej, które stanowią znaczące uzupełnienie pomiarów polaro-interferometrycznych odnośnie poznania wpływu polaryzacji wiązki laserowej na parametry formowanej konfiguracji plazmy namagnetyzowanej dla tarcz o różnych średnicach.

Wyniki pomiarów ilustrujące wpływ polaryzacji 1w lasera jodowego PALS na parametry formowanej plazmy i emisję z niej gorących elektornów w przypadku tarcz o różnych średnicach, uzyskane za pomocą różnych diagnostyk, przedstawione są na rys. 1.1.8 i rys. 1.1.9. W przypadku tarcz ST o średnicy 1 mm, rys. 1.1.8, wyraźne różnice wynikające z oświetlenia tarczy wiązką laserową spolaryzowaną liniowo bądź kołowo dotyczą pomiarów emisji Ka-Cu pokazanych na rysunkach 1.1.8b. Oświetlenie tarczy wiązką laserową spolaryzowaną liniowo ewidentnie zwiększa emisję fotonów emitowanych pod wpływem oddziaływania gorących elektornów propagujących wzdłuż powierzchni tarczy. Obliczona na tej podstawie energia gorących elektornów zdeponowana, zarówno w pierwszym „spocie” (odpowiadającym zogniskowaniu wiązki laserowej na tarczy), jak i wzdłuż całej powierzchni tarczy jest wyraźnie większa w porównaniu z energią zdeponowaną przy oświetleniu tarczy wiązką spolaryzowaną kołowo. Dla strzału #57624 (pokazanego na rys. 1.1.8) energia gorących elektornów zdeponowana wzdłuż całej powierzchni wynosi około 0.27 J, podczas gdy energia odpowiadająca pierwszemu „spotowi” jest o ponad rząd mniejsza.

W przypadku tarcz o większej średnicy wpływ polaryzacji wiązki laserowej na emisję Ka-Cu (pokazany na rys. 1.1.9b) potwierdza również zwiększoną energię gorących elektronów zdeponowaną wzdłuż powierzchni tarczy przy oświetleniu tarczy wiązką laserową spolaryzowaną liniowo. Podstawowa różnica w stosunku do tarczy ślimakowej o mniejszej średnicy dotyczy bezwzględnych wartości zdeponowanej energii przez gorące elektrony, która jest wyraźnie mniejsza dla tarczy o większej średnicy. Dla strzału #57634 (pokazanego na rys. 1.1.9b) energia gorących elektornów zdeponowana wzdłuż powierzchni tarczy wynosi około 0.1 J i jest ponad dwa razy mniejsza w stosunku do strzału #57624 (pokazanego na rys. 1.1.8b) odpowiadającego tarczy o średnicy 1 mm.

Co się tyczy wyników dotyczących wizualizacji procesu formowania namagnetyzowanych strumieni plazmowych uzyskanych za pomocą 4-kadrowej kamery rentgenowskiej, przedstawionych na rys. 1.1.8a i rys. 1.1.9a, to wpływ polaryzacji na konfigurację plazmy formowanej w tarczach o tej samej średnicy, jest trudny do jakościowej oceny i wydaje się nie zależeć istotnie od polaryzacji wiązki laserowej. Jednakże, jak wynika z porównania rys. 1.1.8a i rys. 1.1.9a, wyraźne różnice w kształcie formowanej konfiguracji plazmy związane są ze średnicą tarczy.

W przypadku tarczy o mniejszej średnicy, rys. 1.1.8a, końcowym etapem procesu jest gęsta plazma wyraźnie skoncentrowana w centrum tarczy, natomiast w przypadku tarczy o większej średnicy rys. 1.1.9a, efektem impluzji jest gęsta plazma zlokalizowana w kilku obszarach wewnątrz tarczy, co potwierdzają również interferogramy kompleksowe zarejestrowane w późnych fazach ekspansji, rys. 1.1.7b. Te różnice dotyczące kształtu formowanej konfiguracji plazmy w zależności od średnicy tarczy, widoczne również na interferogramach kompleksowych wyjaśniają wpływ polaryzacji wiązki laserowej na parametry emisji gorących elektronów, przedstawiony na rys. 1.1.8b i rys. 1.1.9b.

Ilościowe porównanie wpływu polaryzacji wiązki laserowej na parametry emisji Ka-Cu z tarcz ślimakowych o różnej średnicy przedstawione jest na rys. 1.1.10 i rys. 1.1.11. Na rys. 1.1.10a przedstawione są parametry emisji Ka-Cu dla różnych energii lasera (od strzału do strzału), które odnoszą się: (i) całkowitej liczby fotonów, (ii) energii zdeponowanej przez gorące elektrony oraz (iii) kowarsji energii lasera w energię gorących elektronów, i dotyczą pierwszego „spotu” (odpowiadającego zogniskowaniu wiązki lasera na tarczy), natomiast na rys. 1.1.10b pokazane są parametry emisji odnoszące się do całej długości powierzchni tarczy. Te szczegółowe informacje wystarczająco potwierdzają wpływ polaryzacji wiązki laserowej o emisji Ka-Cu, wynikający z rezultatów pokazanych na rys. 1.1.8. i rys. 1.1.9.

Pewne różnice dotyczące wpływu polaryzacji wiązki laserowej wynikają również z pomiarów prądu zwrotnego za pomocą sondy prądowej przedstawione na rys. 1.1.8c i 1.1.9c. W przypadku polaryzacji liniowej czasowe zmiany prądu zwrotnego są bardzo podobne i wydają się nie zależeć od średnicy tarczy ślimakowej, jednakże oświetlenie tarcz wiązką o polaryzacji zdecydowanie zmienia czasowy profil impulsu prądowego, powodując jego około dwukrotne wydłużenie. Te zmiany dotyczące wydłużenia profilu czasowego impulsu w przypadku polaryzacji kołowej sugerują zmniejszenie dynamiki formowania plazmy co w konsekwencji może prowadzić do zmniejszenia parametrów emisji gorących elektronów. Jednakże z drugiej strony wydają się być w sprzeczności z pomiarami polaro-

interferometrycznymi, które dobitnie pokazują, że dynamika formowania plazmy w tarczy zależy od jej średnicy.

Pozytywny wpływ polaryzacji wiązki laserowej na emisję elektronów generowanych z tarcz ST o różnych średnicach wynika również z pomiarów kątowych widm energii elektronów zarejestrowanych za pomocą wielkanałowego magnetycznego spektrometru elektronów. Wyniki ilościowej analizy widm na podstawie których uzyskano informację o rozkładach kątowych liczby elektronów z plazmy ich energii oraz temperatury dla tarcz ślimakowych o różnej średnicy oświetlanych promieniowaniem 1w lasera PALS o różnej polaryzacji przedstawione są na rys. 1.1.12 oraz rys. 1.1.13. Przedstawione zależności demonstrują wyraźny wpływ stanu polaryzacji wiązki laserowej na w/w parametry emisji elektronów dla tarcz o różnych średnicach. W przypadku polaryzacji liniowej wartości energii i temperatury elektronów są zdecydowanie większe niż dla polaryzacji kołowej, jednakże charakter kątowych rozkładów liczby elektronów emitowanych w jednostkowy kąt bryłowy, energii i temperatury pozostaje nie zmieniony. Charakterystyczną cechą tych rozkładów jest wypłaszczony ich charakter, co pokazuje, że emisja elektronów z formowanej konfiguracji w tarczy ślimakowej jest większa w kierunku prostym w porównaniu z emisją elektronów z płaskich tarcz. Taki wypłaszczony charakter rozkładów jest dowodem, że formowana konfiguracja namagnetyzowanej plazmy ma rzeczywiście symetrię jak w układzie *theta-pinch* z osiowym polem magnetycznym prostym do płaszczyzny tarczy ślimakowej.

Wpływ polaryzacji wiązki laserowej przy oświetleniu tarcz ślimakowych o różnych średnicach zauważony został w pomiarach w emisji protonów rejestrowanych z pomocą parabolicznego spektrometru Thomsona usytuowanego pod kątem 30° w stosunku do normalnej do tarczy. Wstępna analiza danych z kilku strzałów nie pokazuje zmian energii protonów wynikających ze zmiany stanu polaryzacji wiązki laserowej oświetlającej tarczę ślimakową o różnych wymiarach. Obraz emisji protonów przedstawiony na rys. 1.1.14, nie jest wystarczająco spójny z obrazem emisji elektronów wynikającym z pomiarów za pomocą wielkanałowego magnetycznego, przedstawionym na rys. 1.1.12 i rys. 1.1.13, ponieważ zmiany energii protonów wynikają głównie z wymiarów tarcz ślimakowych.

Wstępne wyniki badań optymalizacyjnych tarcz CCT

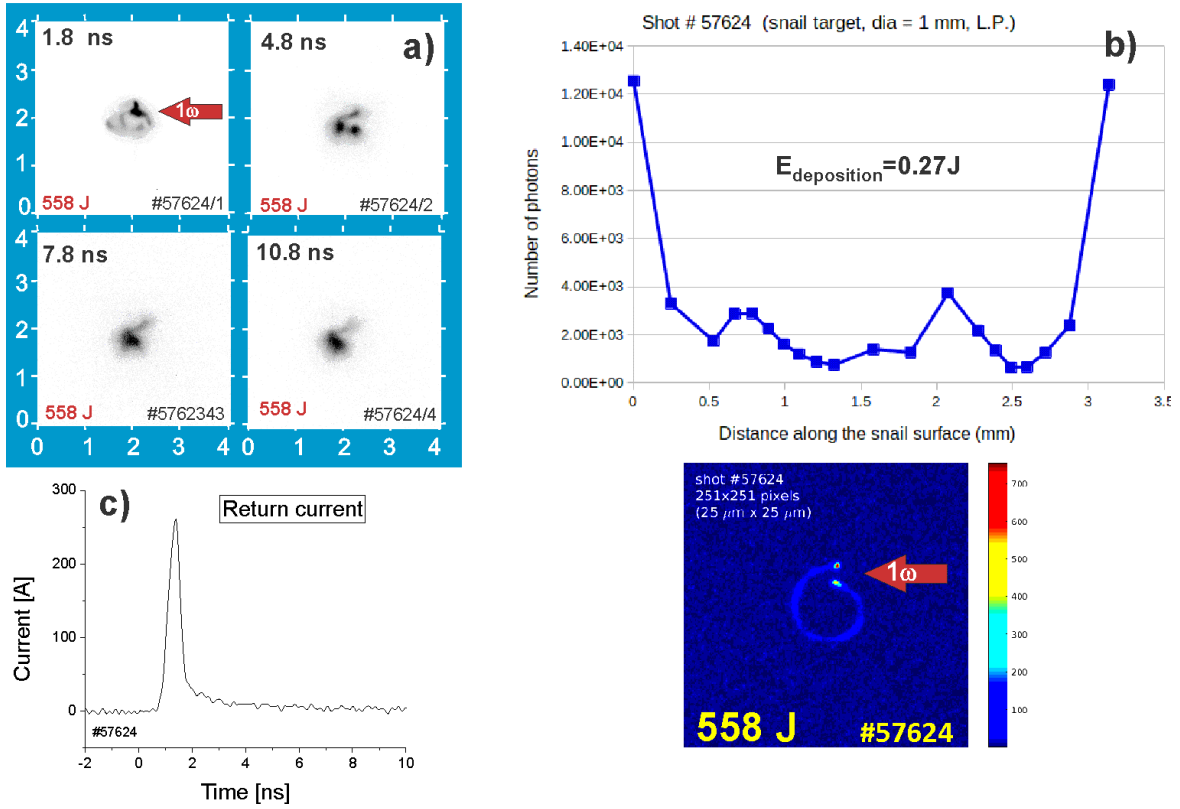
W badaniach optymalizacyjnych wykorzystywane będą tarcze CCT wykonane z różnych materiałów: Cu, Ni i Al z różnymi odstępami między płytkami kondensatora i różnymi uziemieniami - albo przez izolację za pomocą szklanych nóżek (wsporników) na rzecz zachowania obwodu zamkniętego, albo za pomocą metalowych nóżek w celu umożliwienia przepływu prądów bezpośrednich (*direct*) i zwrotnych (*return*). Konstrukcja tarcz CCT przedstawiona jest na rys. 1.2.1a.

Celem badań optymalizacyjnych tarcz CCT jest uzyskanie informacji o rozkładach gęstości prądu w części kondensatorowej tarczy w korelacji z pomiarami prądu elektrycznego w cewce.

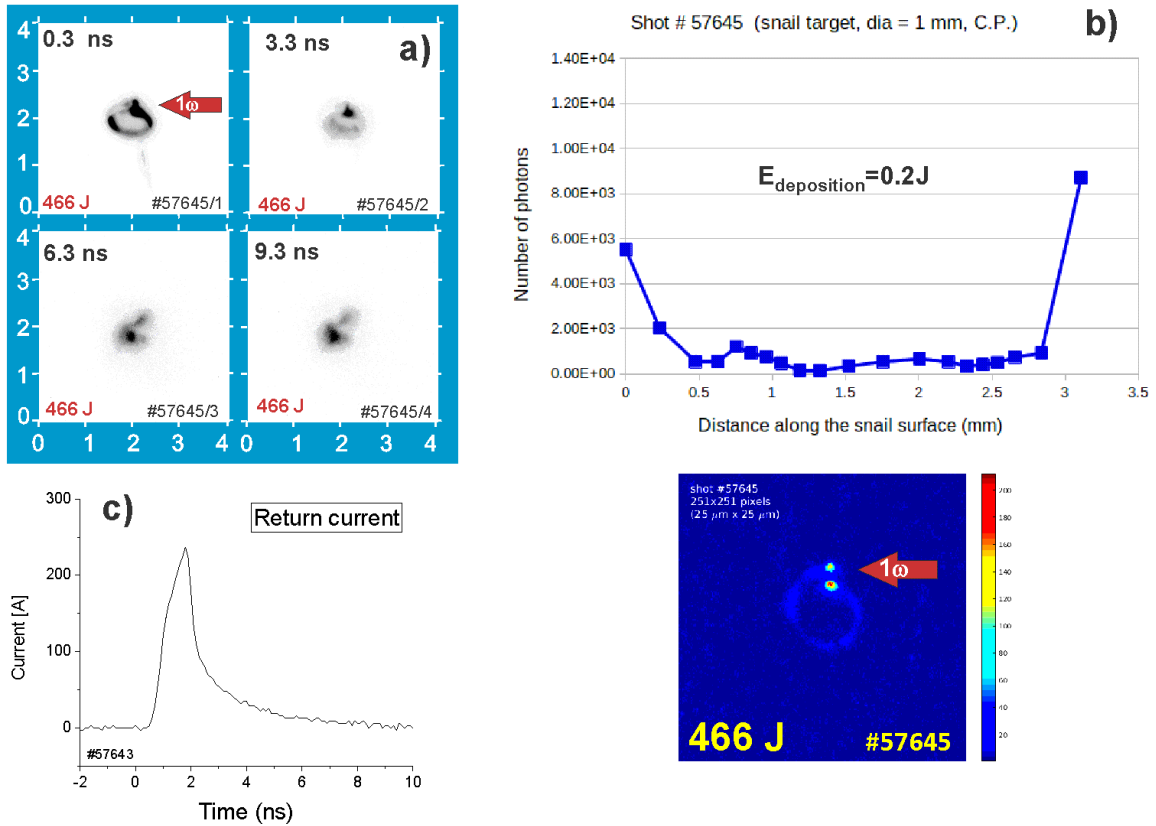
Jako główna diagnostyka wykorzystywana jest 3-kadrowa kompleksowa interferometria umożliwiająca jednoczesny pomiar rozkładu prądu w plazmie między okładkami kondensatora tarczy CCT na podstawie rozkładu spontanicznych pól magnetycznych (SPM) oraz prądu w cewce na podstawie pomiaru efektu Faradaya'a w kryształach TGG usytuowanym w odpowiednim miejscu w pobliżu cewki. Jako dodatkowe diagnostyki w badaniach optymalizacyjnych prowadzone będą pomiary emisji elektronów i jonów, a także pomiary prądu zwrotnego za pomocą sondy prądowej, które będą pomocne, żeby wybrać odpowiednią konfigurację tarcz CCT oraz zoptymalizować ich konstrukcję, biorąc pod uwagę warunki oświetlenia, wymagane do osiągnięcia maksymalnego pola magnetycznego w cewce sprzężonej z kondensatorem tarczy.

Badania optymalizacyjne zostały rozpoczęte w ramach sesji eksperymentalnej zrealizowanej w październiku 2021 r. i będą kontynuowane w kolejnej sesji przewidzianej w 2022 r. Celem zrealizowanych badań było testowanie holdera do zamocowania tarczy CCT i kryształu TGG, którego konstrukcja przedstawiona jest na rys. 1.2.1.b.

Linear polarization

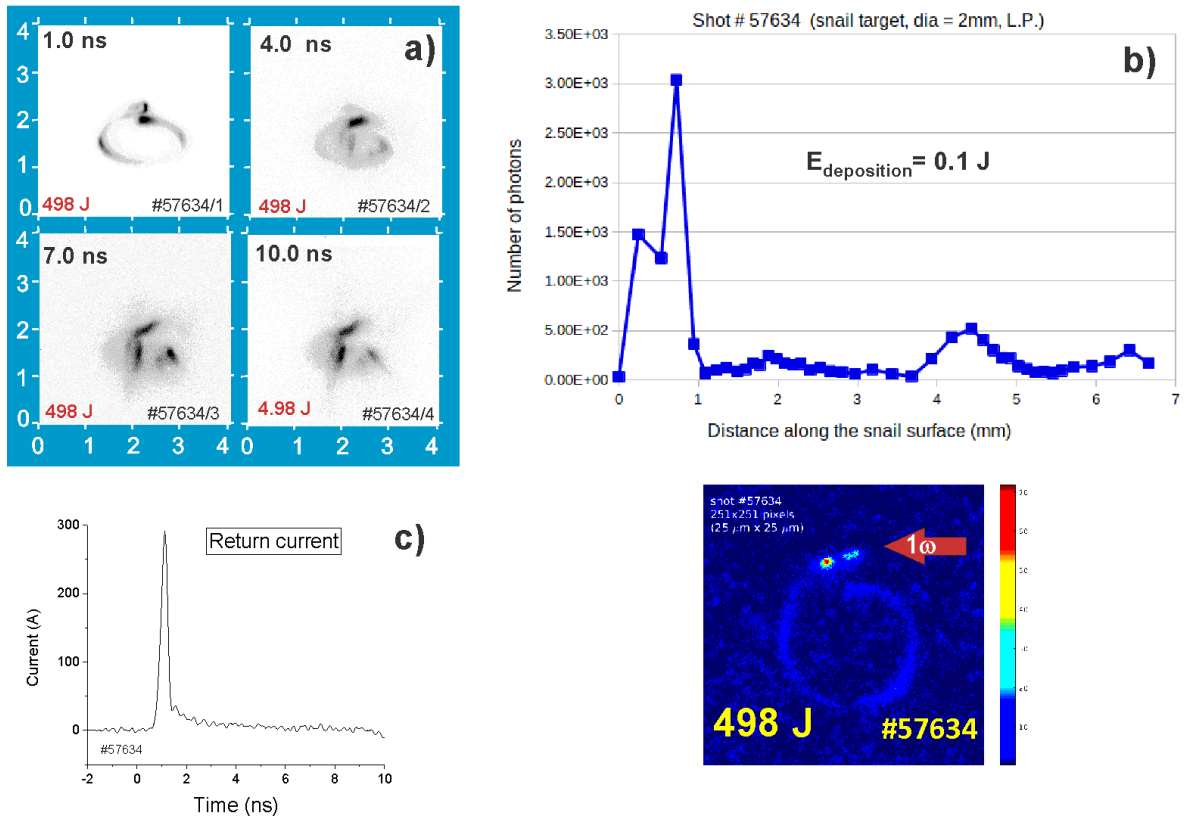


Circular polarization

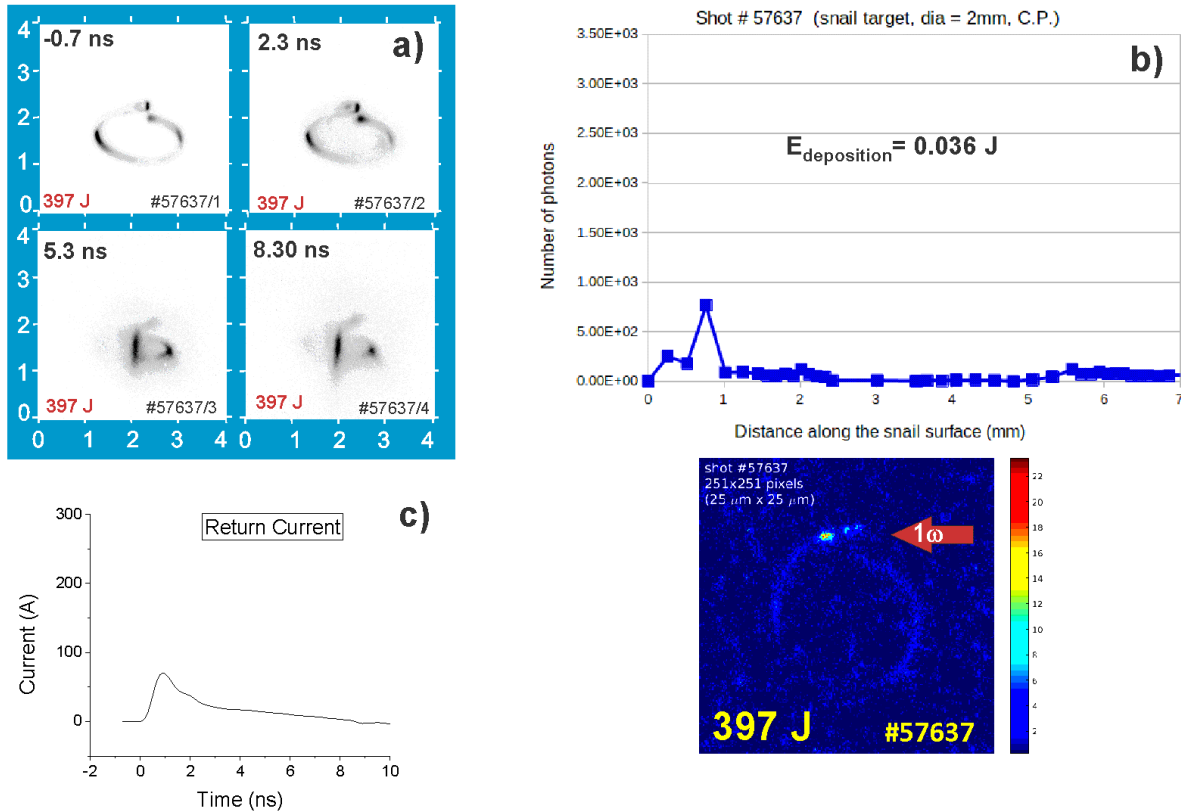


Rys. 1.1.8. Wyniki pomiarów uzyskane za pomocą: a) 4-kadrowej kamery rentgenowskiej, b) pomiarów emisji Ka-Cu oraz c) sondy prądowej ilustrujące wpływ wiązki laserowej o polaryzacji i liniowej na parametry plazmy i emisję HE w przypadku tarcz ślimakowych typu STV o średnicy 1 mm.

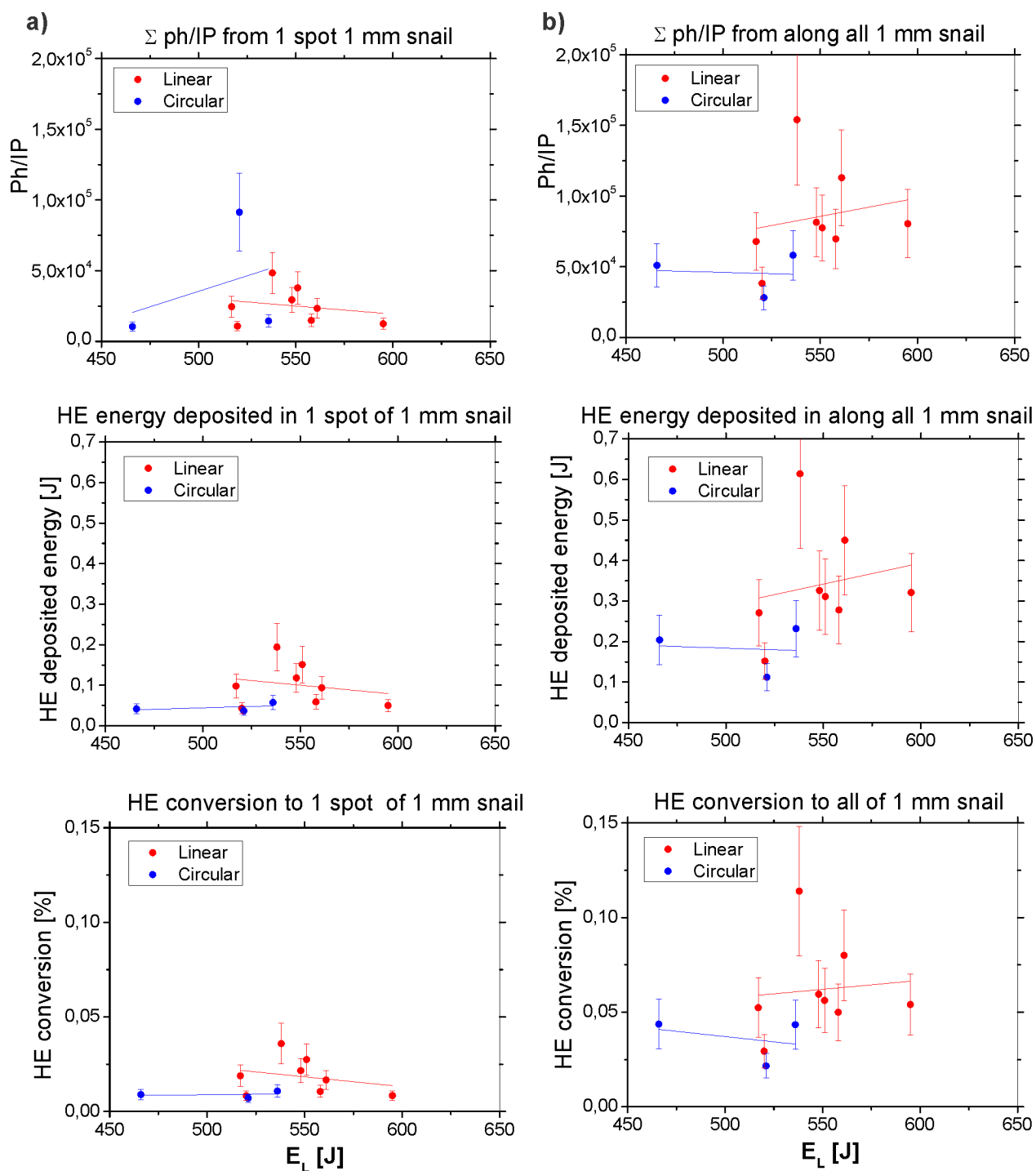
Line polarization



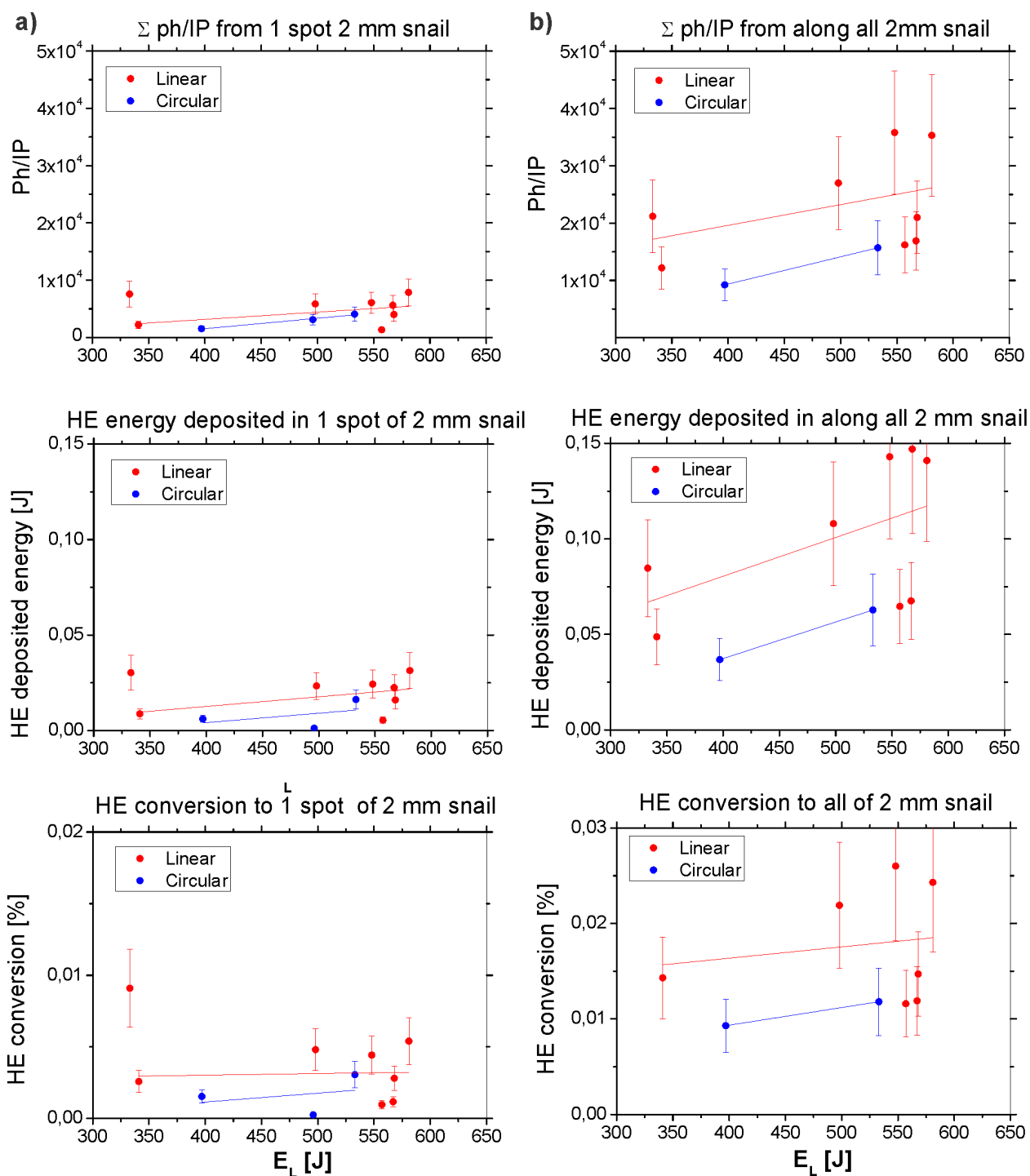
Circular polarization



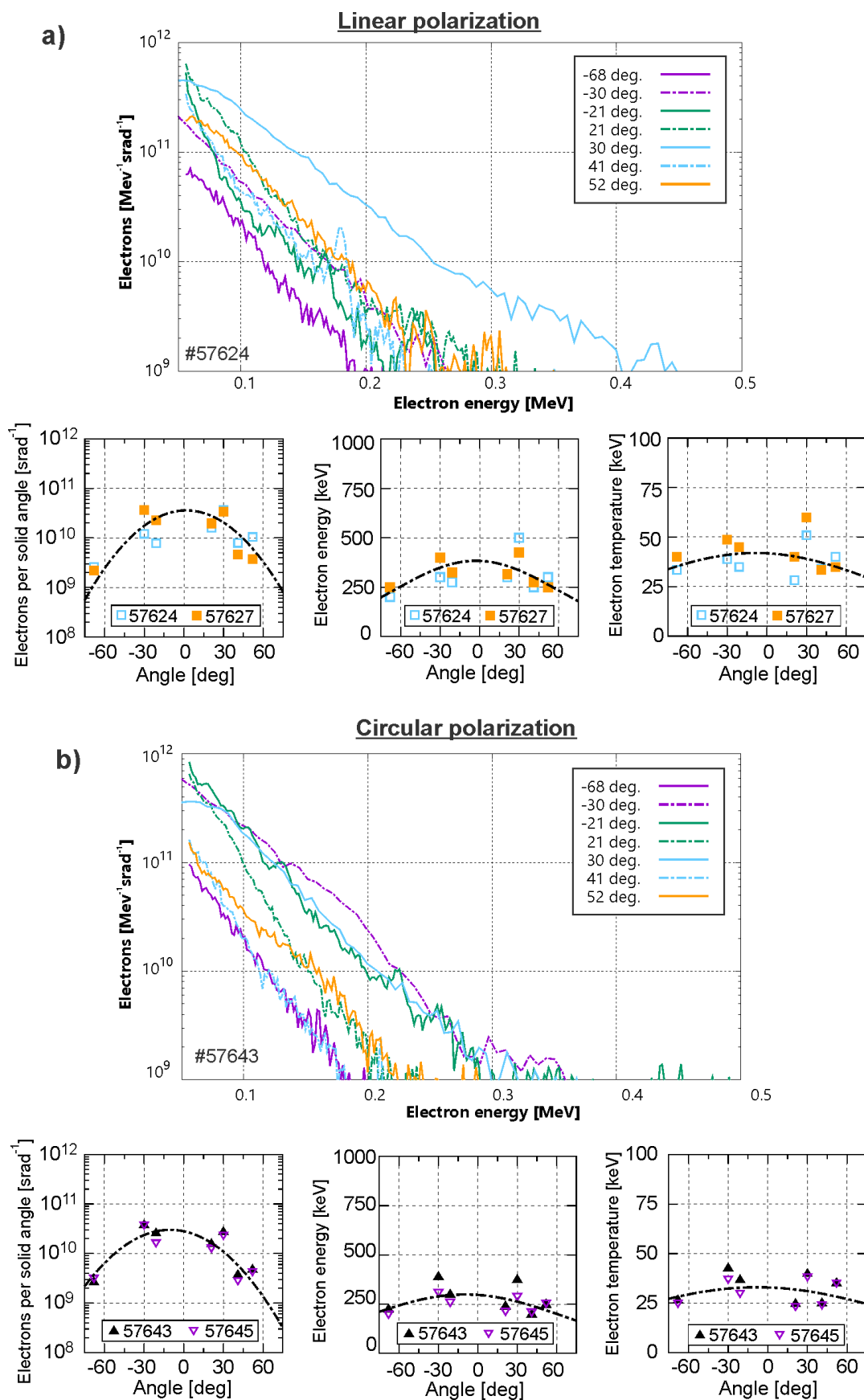
Rys. 1.1.9. Wyniki pomiarów uzyskane za pomocą: a) 4-kadrowej kamery rentgenowskiej, b) pomiarów emisji Ka-Cu oraz c) sondy prądowej ilustrujące wpływ wiązki laserowej o polaryzacji i liniowej na parametry plazmy i emisję HE w przypadku tarcz ślimakowych typu STV o średnicy 2 mm



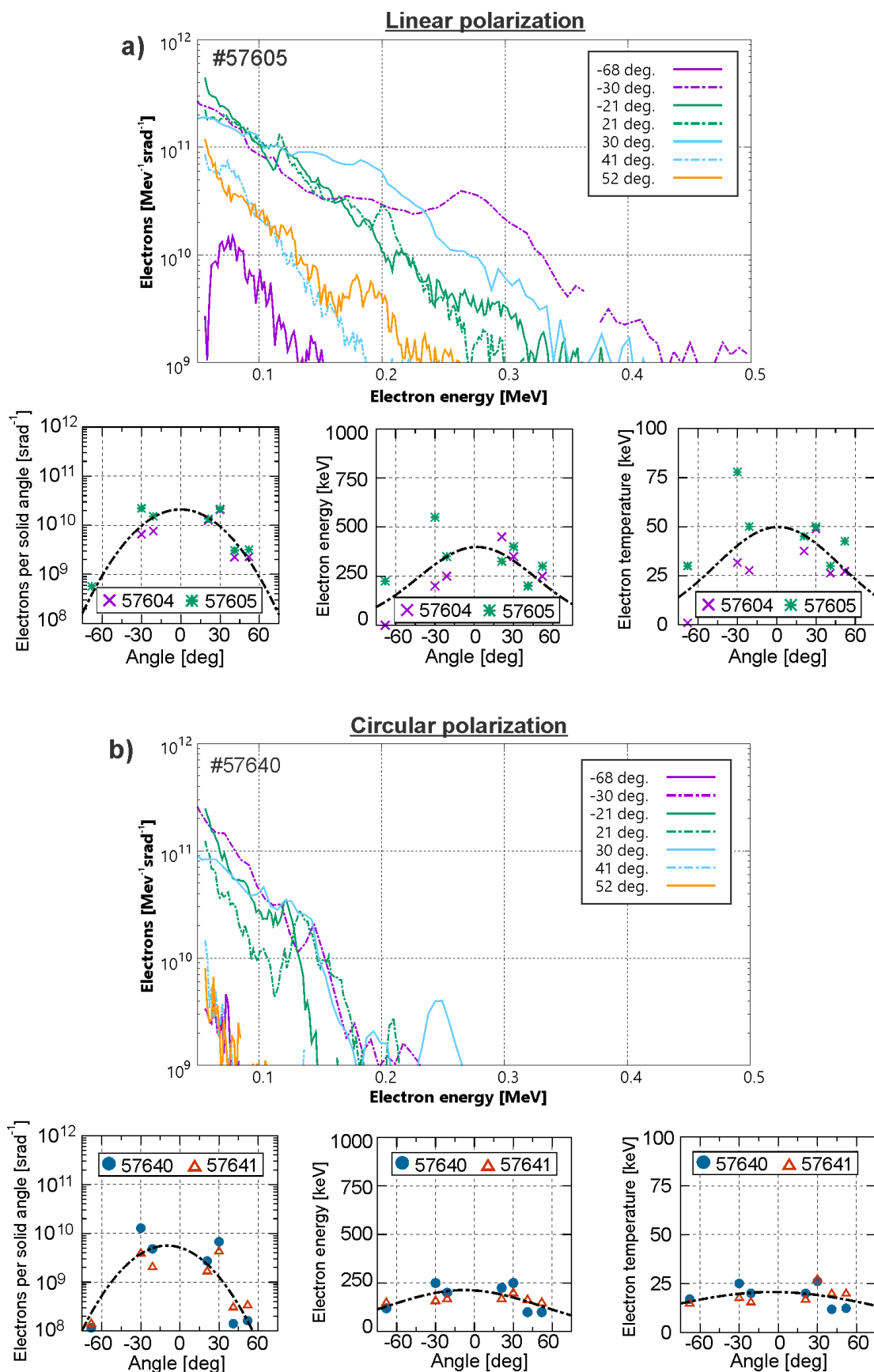
Rys. 1.1.10. Porównanie: (i) całkowitej liczby fotonów, (ii) energii deponowanej przez gorące elektrony oraz (iii) konwersję promieniowania laserowego w energię gorących elektronów w przypadku oświetlania tarcz o średnicy 1 mm promieniowaniem I_w lasera jodowego o różnej polaryzacji o energii około 500 J odnoszące się do: a) pierwszego „spota” (zogniskowania wiązki laserowej na tarczy) oraz b) całej długości wewnętrznej powierzchni ślimaka.



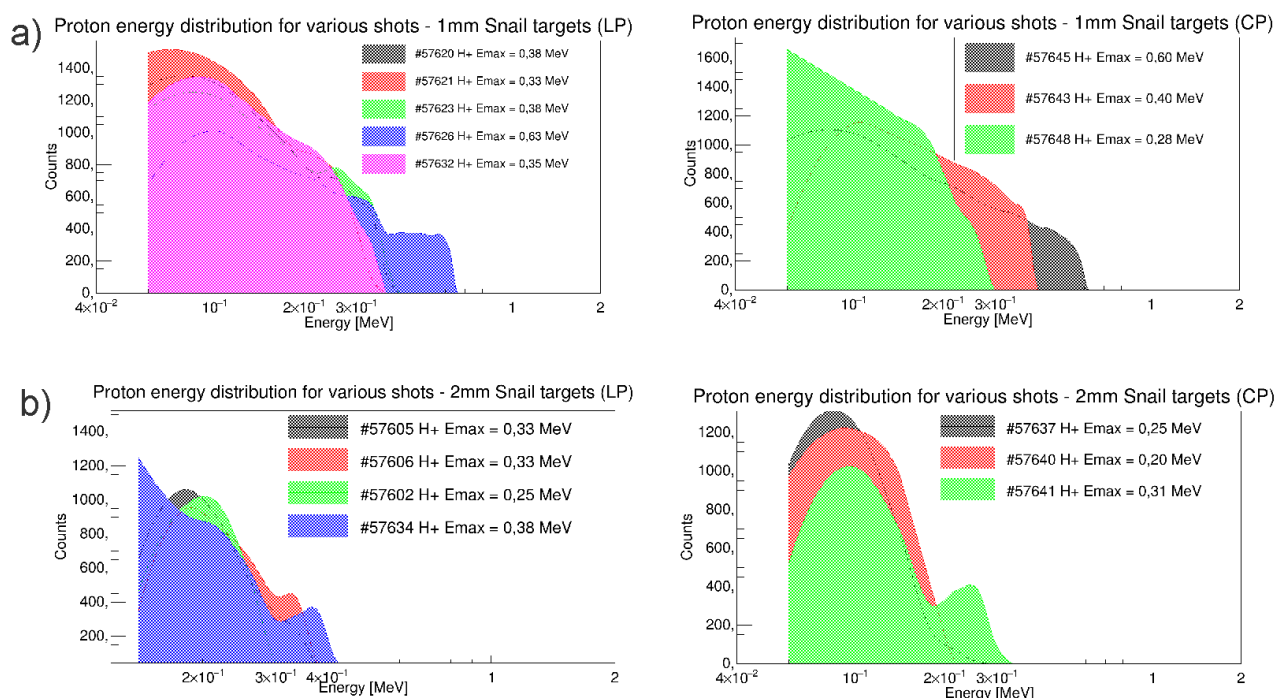
Rys. 1.1.11. Porównanie: (i) całkowitej liczby fotonów, (ii) energii deponowanej przez gorące elektrony oraz (iii) konwersję promieniowania laserowego w energię gorących elektronów w przypadku oświetlania tarcz o średnicy 2 mm promieniowaniem 1ω lasera jodowego o różnej polaryzacji o energii około 500 J odnoszące się do: a) pierwszego „spota” (zogniskowania wiązki laserowej na tarczy) oraz b) całej długości wewnętrznej powierzchni ślimaka.



Rys. 1.1.12. Porównanie kątowych widm energii elektronów i uzyskanych na ich podstawie parametrów emisji elektronów przy oświetlenia tarcz o średnicy 1 mm wiązką 1w lasera jodowego o energii około 500 J spolaryzowaną: a) liniowo oraz b) kołowo.

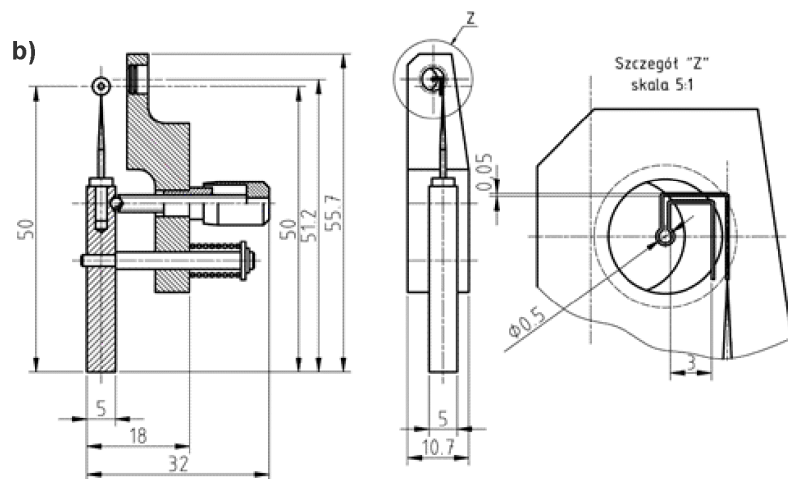
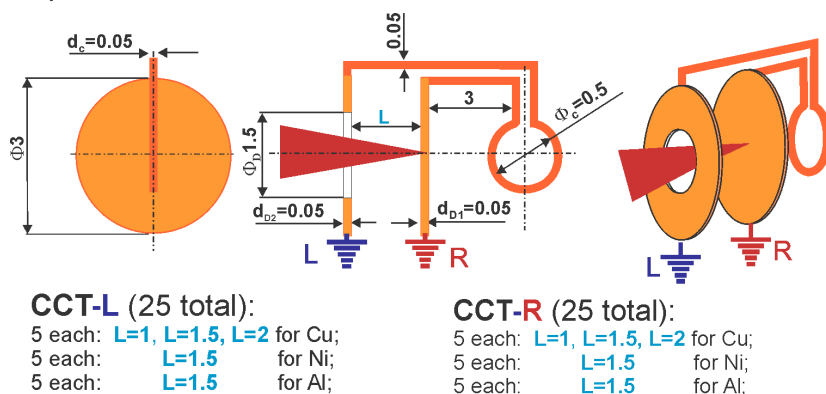


Rys. 1.1.13. Porównanie kątowych widm energii elektronów i uzyskanych na ich podstawie parametrów emisji elektronów przy oświetlenia tarcz o średnicy 2 mm wiązką 1w lasera jodowego o energii około 500 J spolaryzowaną: a) liniowo oraz b) kołowo.



Rys. 1.1.14. Porównanie widm energii protonów uzyskanych za pomocą parabolicznego spektrometru Thomsona przy oświetleniu tarcz ślimakowych o różnych średnicach: a) $F=1\text{mm}$ oraz b) $F=2\text{ mm}$ promieniowaniem 1w lasera PALS o energii około 500 J o polaryzacji liniowej i kołowej

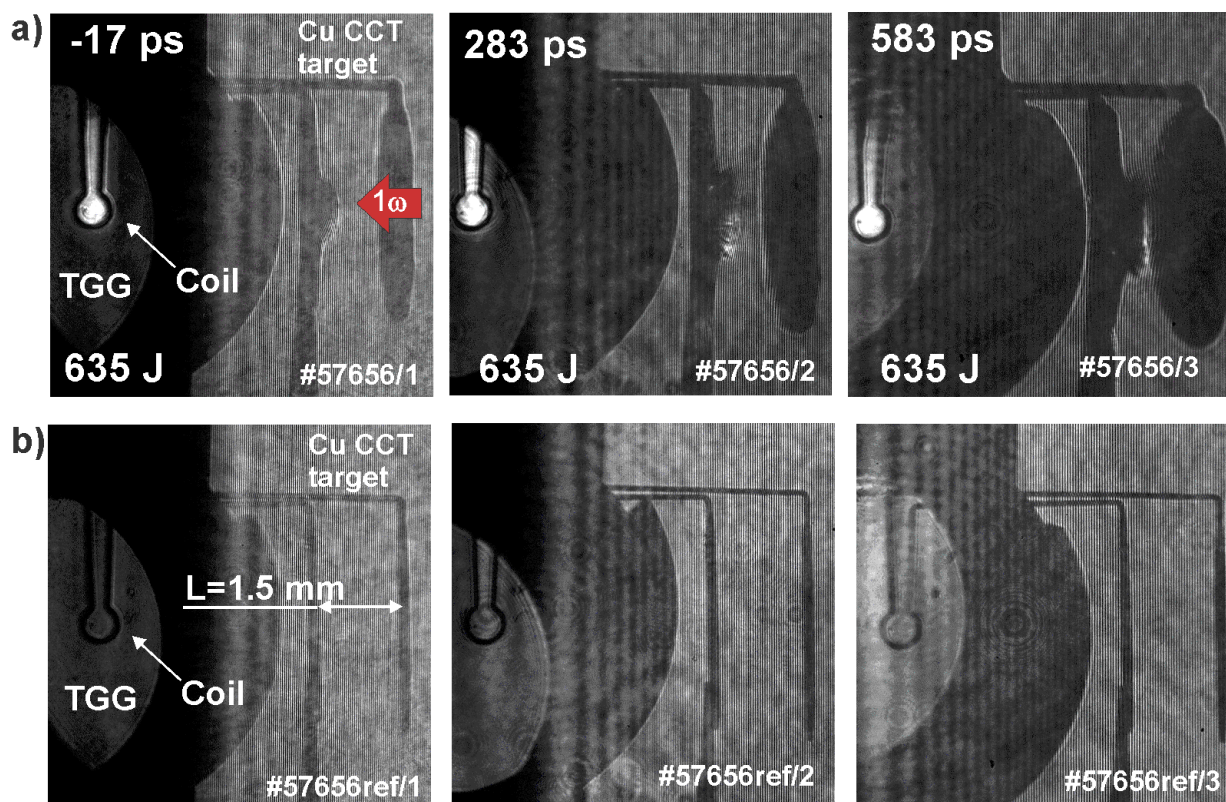
a) **CCT-L and CCT- R (Capacitor coil target)**



Rys. 1.2.1. Konstrukcje: a) tarczy CCT oraz b) holderu wykorzystywane w badaniach optymalizacyjnych

Pomiary testujące miały na celu sprawdzenie, czy proponowana konstrukcja holderu umożliwia właściwe zamocowanie tarczy CCT i kryształu TGG i zapewnia wymagane przesuw w celu zjustowania, a także czy holder wystarczająco chroni kryształ TGG przed degradującym działaniem promieniowania rentgenowskiego emitowanego z plazmy z obszaru kondensatora.

Pomiary polaro-interferometryczne prowadzone były za pomocą 3-kadrowego kompleksowego interferometru. Do oświetlenia polaro-interferometru wykorzystywany był laser Ti:Sa z ekstremalnie krótkim impulsem (~ 40 fs) co umożliwia sondowanie plazmy podczas oddziaływania impulsu lasera głównego z tarczą. Pomiary testujące prowadzono przy oświetleniu tarcz CCT 1w lasera jodowego PALS o energii powyżej 500 J. Przykładowa sekwencja interferogramów kompleksowych (uzyskana za pomocą w/w polaro-interferometru) ilustrująca efekt Faraday'a w plazmie ablacyjnej generowanej z obszaru kondensatora skorelowany z efektem Faraday'a w kryształach TGG wywołanym polem magnetycznym z cewki przedstawiona jest na rys. 1.2.2a. Na rys. 1.2.2b pokazana jest sekwencja interferogramów referencyjnych zarejestrowana przed strzałem. Na interferogramach kompleksowych widoczny jest efekt Faraday'a w dolnej połowie interferogramu., co wynika ze wstępnego skręcenia polaryzatora w polaro-interferometrze o kąt 2° (zgodnie do wskazówek zegara), i potwierdza azymutalną geometrię SPM w plazmie. Na interferogramach widoczny jest bardzo wyraźnie skręcenie płaszczyzny polaryzacji wywołane efektem Faraday'a w kryształach TGG. Z porównania interferogramów kompleksowych (rys. 1.2.2a) z interferogramami referencyjnymi (rys. 1.2.2b) wynika, że holder wystarczająco chroni kryształ TGG przed degradacją ze strony promieniowania rentgenowskiego.



Rys. 1.2.2. a) 3-kadrowa sekwencja interferogramów kompleksowych ilustrująca efekt Faraday w plazmie między okładkami kondensatora tarczy CCT oraz efekt Faraday'a w kryształach TGG oraz b) interferogramy referencyjne zarejestrowane przed strzałem.

Implementacja jednowymiarowego kodu PIC do symulacji oddziaływania lasera o parametrach laser jodowego PALS z tarczami wykonanymi z materiału o różnej liczbie atomowej

Przygotowanie kodu i symulacji PIC

Dla komputerowego modelowania i badań numerycznych oddziaływania laser-plazma realizowanych dla potrzeb fuzji laserowej najczęściej wykorzystywane są kody magneto-hydro-dynamiczne (MHD) i kody cząsteczkowe typu particle-in-cell (PIC), a niekiedy kody hybrydowe zawierające w sobie zarówno kod MHD jak i kod PIC. Kody MHD są zwykle wykorzystywane do modelowania szeroko rozumianej hydrodynamiki plazmy (zarówno w polach zewnętrznych jak i bez tych pól), a m. in. do modelowania i badania zjawisk związanych z ablacją i kompresją plazmy indukowaną laserem. Zjawiska hydrodynamiczne w układach relewantnych dla fuzji zachodzą najczęściej w czasach nanosekundowych i sub-nanosekundowych, zaś ich charakterystyczne skale przestrzenne leżą zwykle w zakresie od dziesiątek mm do kilku mm. Umożliwia to numeryczne modelowanie tych zjawisk przy krokach czasowych rzędu ps lub sub-ps i krokach przestrzennych w zakresie sub-mm. W efekcie proces hydrodynamiczny trwający od kilku do kilkudziesięciu ns (np. proces ablacji plazmy) można stosunkowo dokładnie zasymulować w dwuwymiarowym (2D) kodzie MHD w okresie nie przekraczającym kilku dni przy wykorzystaniu umiarkowanych, powszechnie dostępnych mocy komputerowych. Wadą kodów MHD w zastosowaniu ich do modelowania oddziaływań laser-plazma przy parametrach lasera adekwatnych dla fuzji laserowej jest niemożność uwzględnienia w sposób samo-uzgodniony i dokładny niektórych procesów wynikających z nieliniowości oddziaływania laser-plazma, takich jak np. anomalna absorpcja promieniowania laserowego w plazmie czy generacja szybkich (nad-termicznych) cząstek (np. gorących elektronów, czy multi-MeV-owych jonów). Procesy te mają szczególnie istotne znaczenie w alternatywnych (niekonwencjonalnych) schematach fuzji laserowej takich jak Shock Ignition (SI) i Fast Ignition (FI).

Dla modelowania nieliniowego oddziaływania laser-plazma i generacji szybkich cząstek przy wysokich, tzw. relatywistycznych natężeniach promieniowania laserowego ($> 10^{18}$ W/cm²) wykorzystuje się najczęściej kody typu PIC. Natężenia takie uzyskuje się przy wykorzystaniu laserów femtosekundowych (zwykle) lub pikosekundowych (rzadziej) i rozmiarach wiązki laserowej na tarczy od ~ 1 mm do ~ 10 - 20 mm. Proces oddziaływania laser-plazma zachodzi w czasie zbliżonym do czasu trwania impulsu laserowego, a istotne dla tego procesu zjawiska (jonizacja atomów tarczy, absorpcja, generacja szybkich elektronów i jonów, generacja promieniowania itd.) zachodzą w czasach fs lub ps. Poprawne numeryczne modelowanie procesu oddziaływania wymaga w tym przypadku attosekundowych kroków czasowych, nanometrowych kroków przestrzennych i bardzo dużej ilości quasi-cząstek (reprezentujących elektrony, jony i ewentualnie fotony) z reguły $\sim 10^6$ - 10^9 quasi—cząstek. W rezultacie, symulacja procesu trwającego kilka ps przy pomocy kodu 2D PIC na dostępnych w kraju super-komputerach wymaga czasu od ok. tygodnia do kilku tygodni. Jak wynika z powyższego, wykonanie symulacji numerycznej oddziaływania laser-plazma przy pomocy dwuwymiarowego kodu PIC w przypadku impulsów laserowych ns lub sub-ns jest obecnie praktycznie niemożliwe. Dlatego też nieliczne próby modelowania niektórych zjawisk występujących w oddziaływaniu takich impulsów z plazmą przy pomocy kodów PIC były z konieczności ograniczone do symulacji jednowymiarowych (1D).

W IFPiLM podjęto próbę przygotowania kodu 1D dla symulacji procesu oddziaływania laser-plazma w warunkach adekwatnych dla scenariusza SI fuzji laserowej. Jako punkt wyjścia przyjęto warunki występujące w eksperymencie PALS, w którym impuls sub-ns (300 ps) o natężeniu $\sim 10^{16}$ W/cm² i długości fali 1.315 mm oświetla sub-mm tarczę płaską z Cu. W pierwszym wariantcie wykorzystano do tego celu jednowymiarową wersję kodu PICDOM opracowanego w IFPiLM oraz kodu EPOCH opracowanego przez zespół z Wlk. Brytanii. PICDOM jest to zaawansowany kod numeryczny, który obejmuje podstawowe zjawiska występujące przy oddziaływaniu krótkich (fs, ps) impulsów laserowych o relatywistycznym natężeniu z tarczami o różnym składzie i konfiguracji (m. in. dynamiczną jonizację tarczy, nieliniowa absorpcję, generację pól elektrycznych i magnetycznych w plazmie, akcelerację elektronów i jonów, emisję promieniowania synchrotronowego i innych) i był wykorzystywany w wersji 2D w szczególności do badań numerycznych związanych z wariantem FI fuzji laserowej.

Przygotowanie wersji 1D kodu PICDOM, a także dobór optymalnych parametrów symulacji wykonywanych przy użyciu dwóch kodów wymagało jednak szeregu modyfikacji kodu wyjściowego i

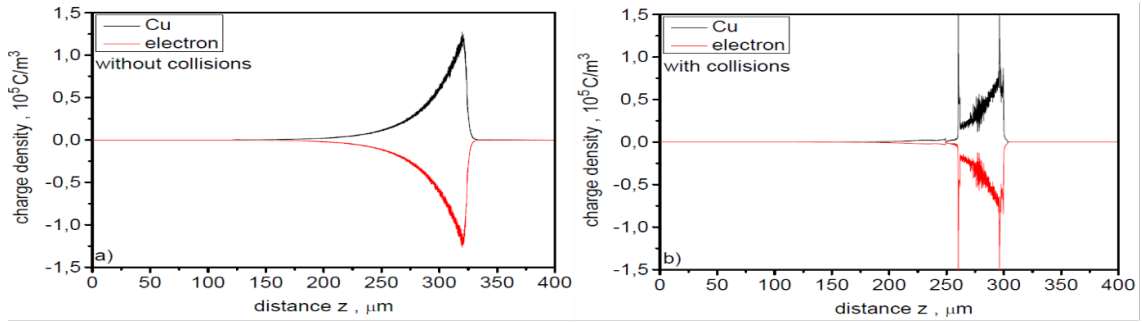
niekiedy czasochłonnych testów możliwych do wykonania tylko na super-komputerach w ICM UW lub PCSS w Poznaniu w ramach grantów obliczeniowych przyznanych realizatorom projektów z IFPiLM. Wykonane pełne symulacje dla warunków odpowiadających eksperymentom PALS dały jednak rezultaty dalekie od wyników eksperymentu, w szczególności w odniesieniu do widm energetycznych gorących elektronów pełniących istotną rolę w tym eksperymencie. Analiza tych rezultatów doprowadziła do wniosku, że poza uproszczeniami będącymi skutkiem jednowymiarowości kodu istotną przyczyną obserwowanych rozbieżności między wynikami symulacji i pomiarów może być brak uwzględnienia w symulacjach zderzeń między cząstkami w plazmie (głównie elektron-jon), które w przypadku warunków oddziaływania laser-plazma. Mając to na uwadze, podjęto próbę przygotowania symulacji 1D PIC oddziaływania laser-plazma w warunkach SI w oparciu o kod EPOCH. Na bazie kodu EPOCH przygotowano wstępną wersję kodu 1D PIC, w której uwzględniono elastyczne zderzenia elektron-jon, a także promieniowanie bremsstrahlung towarzyszące tym zderzeniom. Testy wstępnej wersji kodu wykazały jednak, że uwzględnienie tych zjawisk prowadzi do znacznego wydłużenia czasu symulacji, co przy sub-ns czasach trwania symulowanego procesu czyni wykonanie pełnej symulacji 1D dla warunków eksperymentu PALS mało realnym. Dokonano więc kolejnych modyfikacji polegających m. in. na rezygnacji z uwzględnienia dynamicznej jonizacji tarczy, ograniczenia widma fotonów bremsstrahlung do zakresu spodziewanego w eksperymencie oraz zmniejszenia grubości tarczy. Zmiany te umożliwiły przeprowadzenie pełnych symulacji numerycznych oddziaływania laser-plazma dla warunków eksperymentu PALS.

Wstępne wyniki symulacji PIC dla warunków eksperymentu PALS

Wykorzystując kod EPOCH, na super-komputerze PCSS wykonano symulacje numeryczne oddziaływania laser-plazma dla warunków odpowiadających eksperymentom PALS. Wyniki symulacji uwzględniające zderzenia elektron-jon i towarzyszące tym zderzeniom promieniowanie bremsstrahlung porównano z wynikami symulacji bez zderżeń. Do symulacji przyjęto impuls laserowy o kształcie supergaussowskim, natężeniu szczytowym 2×10^{16} W/cm², czasie trwania 350 ps, długości fali 1.315 μ m i polaryzacji liniowej. Tarczę stanowiła plazma Cu o stopniu jonizacji $Z = 10$ (bez zderżeń) lub $Z = 19$ (ze zderzeniami, z Z wyznaczonym dla średniej temperatury plazmy 1 keV), gęstości zmieniającej się eksponencjalnie i grubości 224 μ m (bez zderżeń) lub 200 μ m (ze zderzeniami). Symulację realizowano w obszarze (z) o długości 400 μ m lub 800 μ m z krokiem przestrzennym 30 nm i krokiem czasowym 6.65 as. Zbiór charakterystyk wyznaczanych w symulacji obejmował między innymi rozkłady przestrzenne (wzdłuż osi z) pól elektrycznych i magnetycznych w plazmie indukowanych laserem, gęstości elektronów i jonów, prądów elektronowych i jonowych oraz widm energetycznych elektronów i jonów.

Przykładowe wyniki symulacji ze zderzeniami i bez zderżeń przedstawiono na rysunkach 1.3.2.1 – 1.3.2.3 oraz w tabelach 1 i 2. Pokazane tam przebiegi i wartości parametrów odpowiadają chwili, w której natężenie impulsu jest bliskie natężeniu szczytowemu.

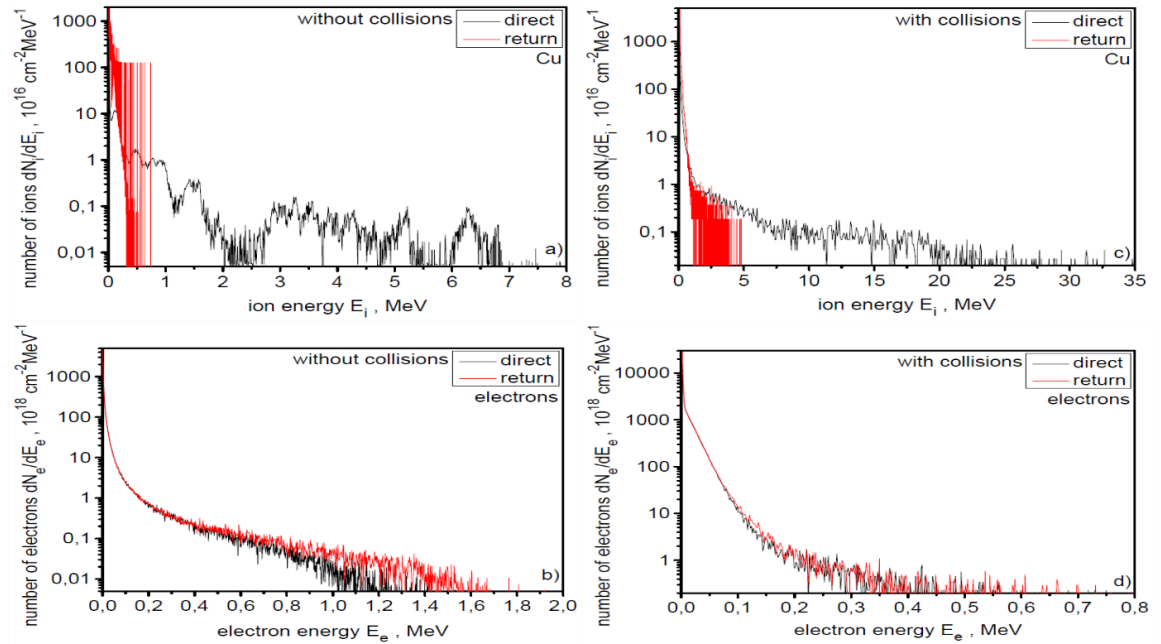
Rys. 1.3.2.1 ilustruje przestrzenny rozkład gęstości elektronów i jonów Cu dla przypadku bez zderżeń i ze zderzeniami. Zderzenia prowadzą do istotnej jakościowej zmiany rozkładu, a mianowicie bardzo silnego lokalnego wzrostu gęstości elektronów i jonów (przy $z \approx 260$ μ m), który można utożsamiać z falą uderzeniową generowaną przez cząstki (elektrony i jony) przemieszczające się w głąb tarczy. W przypadku bezzderzeniowym efekt ten nie występuje (rozkłady są gładkie, bez zaburzeń). W obu przypadkach rozkłady elektronów i rozkłady jonów są do siebie bardzo zbliżone – plazma jest quasi-neutralna ładunkowo. Niewielkie różnice w tych rozkładach – niewidoczne na rysunku – oznaczają zaburzenie równowagi ładunkowej między jonami i elektronami i są źródłem silnych lokalnych pól elektrycznych o natężeniach przekraczających 1 GV/cm.



Rys. 1.3.2.1. Rozkłady przestrzenne gęstości elektronów i jonów Cu otrzymane z symulacji bez zderzeń elektron-jon (a) i z symulacji ze zderzeniami (b).

Widma energetyczne jonów Cu i elektronów dla przypadku bez zderzeń i ze zderzeniami elektron-jon dla cząstek poruszających się w kierunku od tarczy (direct) i do tarczy (return) ilustruje rys. 1.3.2.2.

Jak widać, zderzenia zmieniają nie tylko energie średnie (tabela) i maksymalne elektronów i jonów, ale również kształt widma i relacje ilościowe między cząstkami poruszającymi się w kierunku od tarczy i do tarczy. W obu rozważanych przypadkach można wyróżnić dwie populacje cząstek. Pierwsza, to cząstki o małych energiach (w przypadku elektronów o energiach rzędu keV i mniejszych), które można nazwać „termicznymi”. Druga, to cząstki szybkie, o dużych energiach, które można nazwać „nadtermicznymi” lub „gorącymi”. W tabeli 1 zamieszczone są energie średnie dla tej drugiej grupy cząstek.



Rys. 1.3.2.2. Widma energetyczne jonów Cu (a, c) i elektronów (b, d) dla przypadku bez zderzeń elektron-jon (a, b) i ze zderzeniami (c, d).

Tabela 1. Średnie energie elektronów i jonów „nadtermicznych” (dla energii > 1 keV)

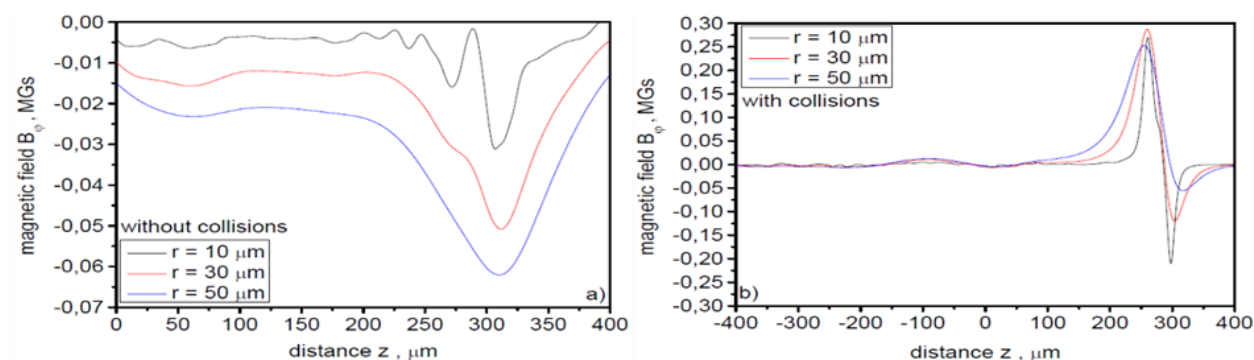
energia średnia keV	bez zderzeń		ze zderzeniami	
	direct	return	direct	return
jony	71.9	27.0	65.1	59.5
elektrony	10.1	11.2	8.4	8.7

Rozkład energetyczny gorących (nadtermicznych) elektronów ma często kształt zbliżony do maxwellowskiego, co umożliwia w przybliżony, ale łatwy sposób wyznaczyć temperaturę elektronów. W tabeli 2 zamieszczono temperatury gorących elektronów dla przypadku bez zderzeń i ze zderzeniami przy założeniu, że rozkład energetyczny tych elektronów jest maxwellowski.

Tabela 2. Temperatury gorących elektronów dla przypadku bez zderzeń i ze zderzeniami elektron-jon

temperatura keV	bez zderzeń		ze zderzeniami	
	direct	return	direct	return
	439	744	42.0	44.5

Zderzenia elektron-jon istotnie wpływają również na rozkłady quasi-statycznych pól magnetycznych w plazmie. Ilustruje to rys. 1.3.2.3, na którym przedstawiono rozkłady pola magnetycznego, indukowanego przepływem prądu wzdłuż osi z, w trzech odległościach r od osi z. W przypadku występowania zderzeń, pole magnetyczne jest skoncentrowane i ma najwyższą amplitudę w pobliżu fali uderzeniowej. Przy braku zderzeń pole magnetyczne jest indukowane w znacznie szerszym obszarze i jego maksimum występuje przy tylnej krawędzi tarczy. Maksymalna wartość pola magnetycznego dla przypadku ze zderzeniami jest kilkakrotnie wyższa niż w tym drugim przypadku, co można tłumaczyć gwałtownym wzrostem prądu w otoczeniu fali uderzeniowej.



Rys. 1.3.2.3. Rozkłady przestrzenne pola magnetycznego, indukowanego przepływem prądu wzdłuż osi z, obliczone dla trzech odległości od osi z dla przypadku bez zderzeń (a) i ze zderzeniami (b).

Przeprowadzone symulacje – których przykładowe wyniki przedstawiono wyżej - sugerują, że przygotowany kod 1D PIC może być użytecznym narzędziem dla badań oddziaływania laser-plazma w warunkach adekwatnych dla SI, umożliwiającym lepsze zrozumienie niektórych zjawisk występujących przy tym oddziaływaniu i wspomagającym badania eksperymentalne. Należy mieć jednak na uwadze, że jednowymiarowość kodu ogranicza jego stosowalność tylko do niektórych zjawisk występujących w realnych eksperymentach. Między innymi z tego powodu z dużą ostrożnością należy podchodzić do liczbowych wyników symulacji, które niekiedy mogą znacznie różnić się od wyników pomiarów.

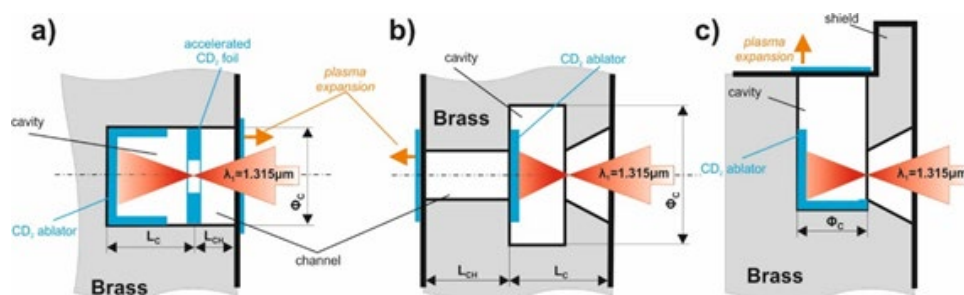
2.2 Wzrost wydajności przyspieszania folii CD_2 za pomocą tarczy typu *cavity* na układzie laserowym PALS

Osoba kontaktowa: T. Chodukowski, tomasz.chodukowski@ifpilm.pl

Niniejszy projekt, PALS002750, jest kontynuacją badań nad superefektywną metodą napędzania strumieni plazmowych – CPA (*Cavity Pressure Acceleration*), będącą narzędziem do opracowania zapalnika reakcji termojądrowej w jednym z konceptów inercyjnego utrzymywania plazmy (ICF – *Inertial Confinement Fusion*). W koncepcie tym kompresja i zapłon kapsułki z paliwem termojądrowym są odseparowanymi procesami, a wymagane zapewnienie zapłonu wstępnie już skompresowanego paliwa odbywa się za pomocą wiązki wysokoenergetycznych cząstek, jak np. ciężkie jony, relatywistyczne elektrony czy makrocząstki. Większa wydajność energetyczna czy niższa podatność na

niestabilności hydrodynamiczne daje temu conceptowi wyższość nad klasycznym schematem ICF. Do napędzania takich makrocząstek optymalnym narzędziem mogą być lasery wysokiej mocy i jak najmniejszej długości fali promieniowania.

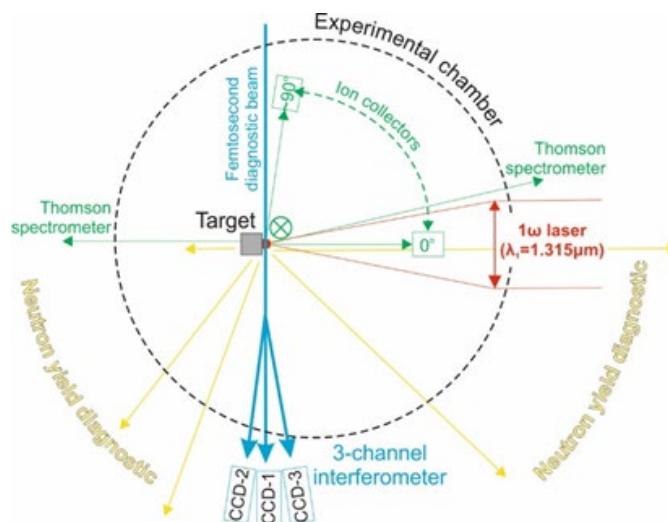
Podstawą metody CPA jest wykorzystanie tarcz ciśnieniowych typu „cavity” (Rys.1), których konstrukcja pozwala na przyspieszanie folii CD_2 za pomocą ablacyjnego ciśnienia plazmy generowanej zogniskowaną wiązką lasera dużej mocy, powstałego wewnątrz ograniczonej wnęki pokrytej folią CD_2 . Dotychczasowe badania nad CPA potwierdziły możliwości tej metody w napędzaniu bardzo gęstych strumieni plazmowych to wysokich prędkości (powyżej 10^7 cm/s). Bardzo ważnym aspektem w tej metodzie jest fakt, iż wysoką wydajność hydrodynamiczną procesu napędzania makrocząstki (potwierdzoną m.in. wysoką wydajnością neutronową), na poziomie wyników uzyskanych w laboratoriach dysponujących laserami o optymalnej długości fali oraz wysokiej energii impulsu, można uzyskać za pomocą laserów o relatywnie długiej fali promieniowania, przy energii o rząd niższej – jak np. laserowego układu PALS ($\lambda_1^{PALS}=1.315\mu m$, $E_L \approx 700J$).



Rys.1. Schemat ideowy tarcz przewidzianych w projekcie: typu „CPA-Backward” (a), typu „Forward” (b) oraz tarcza typu „kątownego” CPA90 (c).

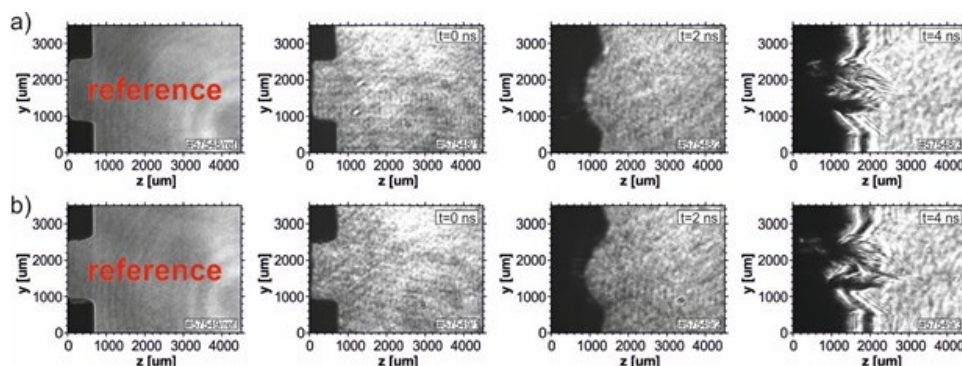
Głównym celem aktualnie prowadzonego projektu PALS002750 jest udoskonalanie tarcz w celu zminimalizowania strat ciśnienia plazmy, które były głównym powodem obniżenia wydajności energetycznej (choć wciąż bardzo wysokiej) w koncepcji CPA, w badaniach przeprowadzonych w ramach projektu PALS002514.

Projekt zakłada 3 sesje pomiarowe, z których pierwsza została przeprowadzona we wrześniu 2021 r. Podczas tej sesji eksperymentalnej jako diagnostyki zastosowano trzykadrowy układ interferometryczny, pomiary emisji neutronów oraz pomiary emisji jonów. Dodatkowo wyniki wszystkich sesji eksperymentalnych będą wsparte symulacjami numerycznymi. Schemat ideowy zastosowanych diagnostyk, przewidzianych w projekcie przedstawiony jest na Rys. 2.



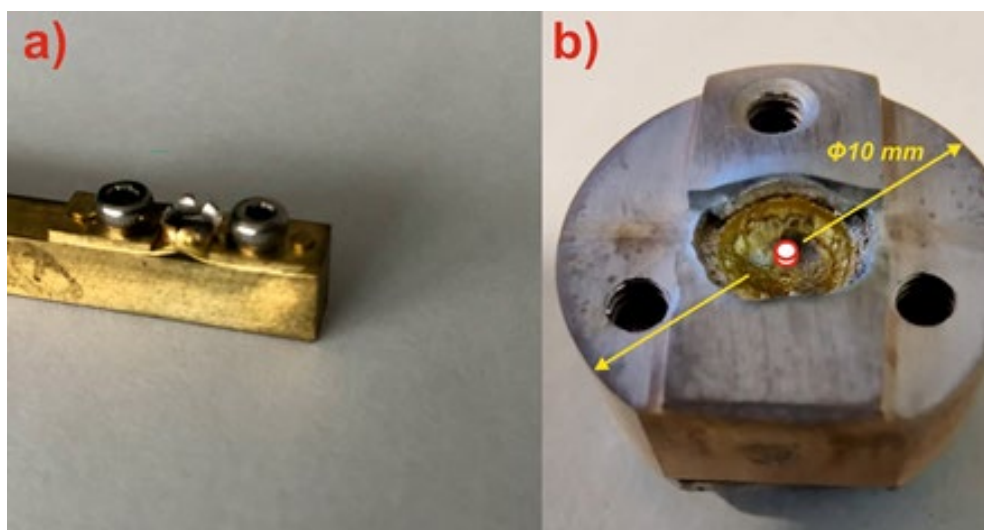
Rys. 2. Uproszczony schemat diagnostyk w eksperymentalnych sesjach w ramach projektu PALS002750.

Interferometr wielokadrowy oświetlany był impulsem lasera jodowego PALS (jako wydzielona część wiązki lasera głównego) o długości fali 658 nm (druga harmoniczna) i czasie trwania impulsu ok 300 ps, który pozwolił na uzyskanie obrazów ekspandującej plazmy z rozdzielczością czasową 2 i 4 ns między kadrami. Rys. 3 przedstawia cieniogramy, które udało się uzyskać w przeprowadzonej sesji pomiarowej, w schemacie CPA-Backward.



Rys. 3. Przykładowe cieniogramy dla tarcz CPA-Backward (reference – obrazy referencyjne, przed interakcją lasera z tarczą).

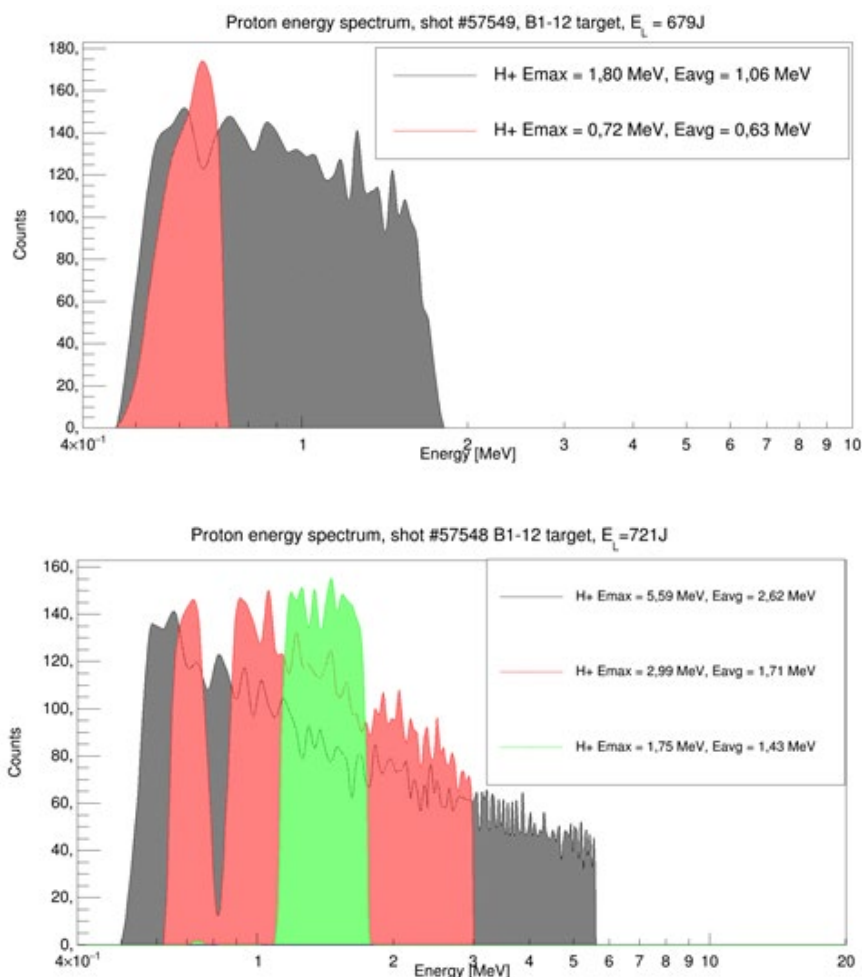
Ze wstępnych pomiarów interferometrycznych oraz analizy stanu tarcz eksperymentalnych po wystrzałach można wywnioskować, iż ciśnienie plazmy, które w poprzednim powodowało dekonstrukcję tarczy zanim dochodziło do napędzania makrocząstki, w ulepszonej konstrukcji ciśnienie budowane w plazmie ablacyjnej we wnęce powodowało rozszerzanie się tarczy w okolicy wnęki (biorąc pod uwagę masowość tarczy w tej części, można wywnioskować, iż we wnęce było wytwarzane bardzo wysokie ciśnienie – będzie to przedmiotem analizy numerycznej). Bardzo gęste strumienie plazmowe widoczne na cieniogramach pojawiają się z opóźnieniem ok 1-2 ns po maksimum intensywności wiązki lasera PALS, a zatem osiągają średnie prędkości powyżej 10^7 cm/s. Dodatkowym dowodem na skuteczność ograniczania strat ciśnienia we wnękach są kratery powstałe w tarczy (Rys. 4), charakteryzujące się dużymi objętościami w porównaniu do poprzednich konstrukcji tego typu tarcz oraz z tarczami w przypadkach klasycznego napędzania.



Rys. 4. Przykładowe tarcza z kraterem widocznym po wystrzale: a) tarcza o konstrukcji przed wprowadzeniem poprawek, b) po poprawkach. Na zdjęciu zaznaczona na czerwono-biało przybliżona geometria wnęki.

W pomiarach emisji jonów wykorzystywane były kolektory jonowe oraz spektrometr Thomsona (Rys. 5).

Jak widać, zderzenia zmieniają nie tylko energie średnie (tabela) i maksymalne elektronów i jonów, ale również kształt widma i relacje ilościowe między cząstkami poruszającymi się w kierunku od tarczy i do tarczy. W obu rozważanych przypadkach można wyróżnić dwie populacje cząstek. Pierwsza, to cząstki o małych energiach (w przypadku elektronów o energiach rzędu keV i mniejszych), które można nazwać „termicznymi”. Druga, to cząstki szybkie, o dużych energiach, które można nazwać „nadtermicznymi” lub „gorącymi”. W tabeli 1 zamieszczone są energie średnie dla tej drugiej grupy cząstek.



Rys. 5. Widma energetyczne protonów

Z widm energetycznych jonów jednoznacznie wynika, iż możliwa jest akceleracja jonów do bardzo wysokich energii. Oszacowane maksymalne energie protonów na poziomie ok. 5MeV są blisko dwukrotnie wyższe niż teoretyczna energia protonów z reakcji termojądrowej typu D-D. Tak wysoka energia świadczy o ekstremalnie wysokiej wydajności energetycznej napędzania metodą CPA.

Wyniki pomiarów z pierwszej sesji pomiarowej (w szczególności diagnostyki pomiarów emisji neutronów) są wciąż w trakcie analizy, która jest niezbędna do zaproponowania zmian zarówno w konstrukcji tarcz jak i innych parametrów (energii, ogniskowania i pozycji ogniska) w następnych sesjach eksperymentalnych. Wstępne pomiary potwierdzają, iż wprowadzone zmiany konstrukcyjne skutecznie ograniczyły „ucieczkę” energii/ciśnienia plazmy z wnętrza tarcz typu *cavity*. Jednocześnie można stwierdzić niski stopień powtarzalności wyników, co – według autorów – najprawdopodobniej spowodowane jest problemami z efektywnym wprowadzaniem energii lasera do wnętrza, stąd potrzeba prac nad bardziej precyzyjnym ogniskowaniem wiązki wewnątrz tarcz oraz modyfikacją ich konstrukcji w celu zminimalizowania wpływu drobnych błędów.

2.3 Badania polarointerferometryczne strug plazmowych generowanych z tarcz gazowych i stałociałowych o różnej konstrukcji za pomocą promieniowania laserowego o umiarkowanej i relatywistycznej intensywności

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

Badania realizowane na eksperymencie VEGA-3 w CLPU w ramach projektu (*Ion acceleration by ultra-intense laser interaction with high density gas jet - towards PW power regime*)

Badania realizowane w ramach projektu na eksperymencie VEGA-3 mają na celu lepsze zrozumienie procesów przyspieszania jonów wywołanych przez ultraintensywne impulsy lasera femtosekundowego ($>10^{20}$ W/cm²), w gazach o gęstości elektronowej bliskiej krytycznej. W takich warunkach elektrony mogą być pobudzone i osiągać energie znacznie przekraczające skalowanie elektromotoryczne, w zależności od intensywności impulsu lasera i gęstości elektronów tarczy gazowej. W takiej niejednorodnej plazmie generowanej w wyniku naddźwiękowych strumieni gazu, relatywistyczne auto-ogniskowanie może zwiększać lokalną intensywność lasera, a tym samym wzmacniać jego wpływ na elektrony, powodując silny wzrost gradientów ciśnienia elektronów, co prowadzi do przyspieszenia jonów poprzez dwa główne mechanizmy: (i) *target normal sheath acceleration* (TNSA) oraz (ii) *electrostatic collisionless shock acceleration* (CSA). Ten pierwszy mechanizm jest dobrze poznany i powszechnie wykorzystywany jako laserowa standardowa metoda przyspieszania jonów, która jest najbardziej wydajna w plazmie o ostrym gradiencie gęstości.

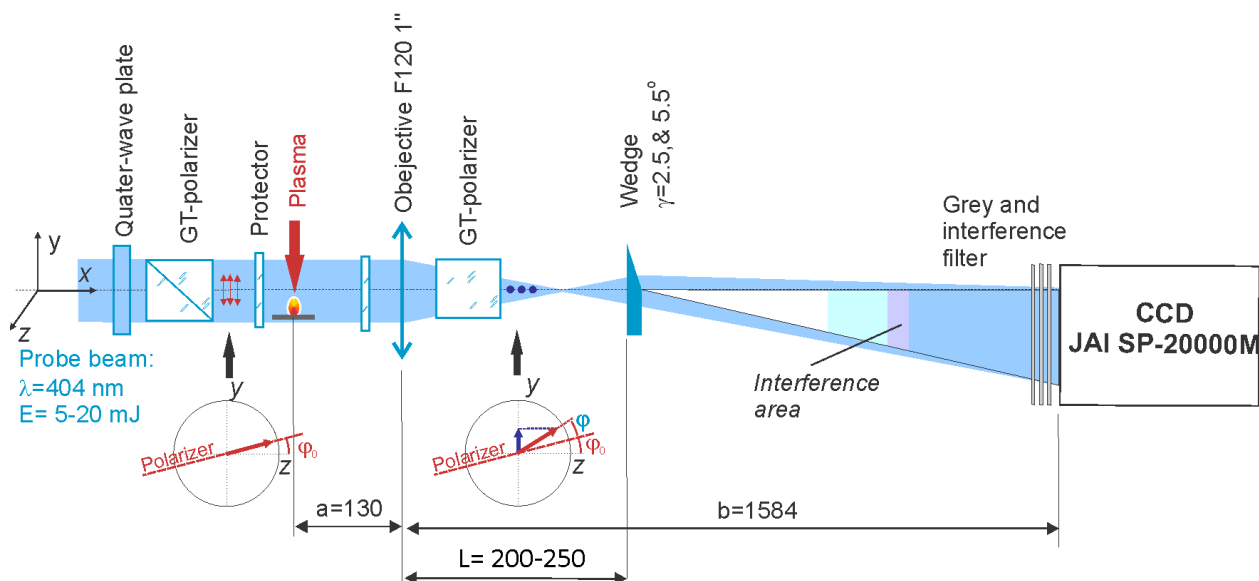
Nowe możliwości poznawcze w badaniu interakcji ultrakrótkich impulsowych laserowych z najnowocześniejszymi naddźwiękowymi strumieniami gazu stwarza układ laserowy VEGA-3 o parametrach impulsu: 27 J, 30 fs, 10 Hz, 800 nm. Badania przedstawione w raporcie zrealizowane na tym układzie są kontynuacją badań rozpoczętych na mniejszym systemie laserowym VEGA-2 o energii maksymalnej około 5J.

Celem eksperymentów rozpoczętych w ramach MoU jest dalsze poznanie w/w mechanizmów, a w szczególności mechanizmu CSA, którego fizyka jest mniej znana niż mechanizmu TNSA - jego poznanie może skutkować uzyskaniem bardziej mono-energetycznego przyspieszenia jonów w porównaniu z typowymi szerokimi widmami energii wytwarzanymi metodą TNSA, co ma istotne znaczenie w implementacji tej metody do różnych zastosowań.

W badaniach oddziaływania impulsu lasera VEGA-3 z naddźwiękowym strumieniem gazu wykorzystywany jest kompleksowy układ diagnostyczny umożliwiający pomiar parametrów termodynamicznych kreowanych strumieni plazmowych oraz emisji elektronów i jonów. Jednakże, istotnym uzupełnieniem tego zestawu jest interferometria kompleksowa jako dedykowana diagnostyka przygotowana przez zespół z IFPiLM., która umożliwia uzyskanie informacji o przestrzenno-czasowych zmianach pola magnetycznego oraz koncentracji elektronowej w strumieniu plazmy generowanej przy oddziaływaniu impulsu lasera ze strumieniem gazu.

W raporcie przedstawione są wyniki testowania jednokadrowego kompleksowego interferometru wykonane w IFPiLM oraz wstępne wyniki badań interferometrycznych zrealizowanych na eksperymencie VEGA-3 uzyskane za pomocą tego układu w ramach sesji pomiarowej, w czerwcu 2021, w której uczestniczył zespół z IFPiLM.

Badania testujące przeprowadzone zostały w IFPiLM w Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy (LWM) wykorzystując do oświetlenia polaro-interferometru femtosekundowy laser Ti-Sa o parametrach impulsu odpowiadających laserowi diagnostycznemu, który jest stosowany na eksperymencie VEGA-3 ($\lambda=404$ nm, $E=5-10$ mJ). Schemat optyczny polar-interferometru proponowanego do badań na układzie lasera VEGA-3 przedstawiony jest na rys. 1.1.1.



Rys. 1.1.1. Schemat optyczny polaro-interferometru proponowanego do badań na układzie laserowym VEGA-3

Przedmiotem testowania było określenie parametrów:

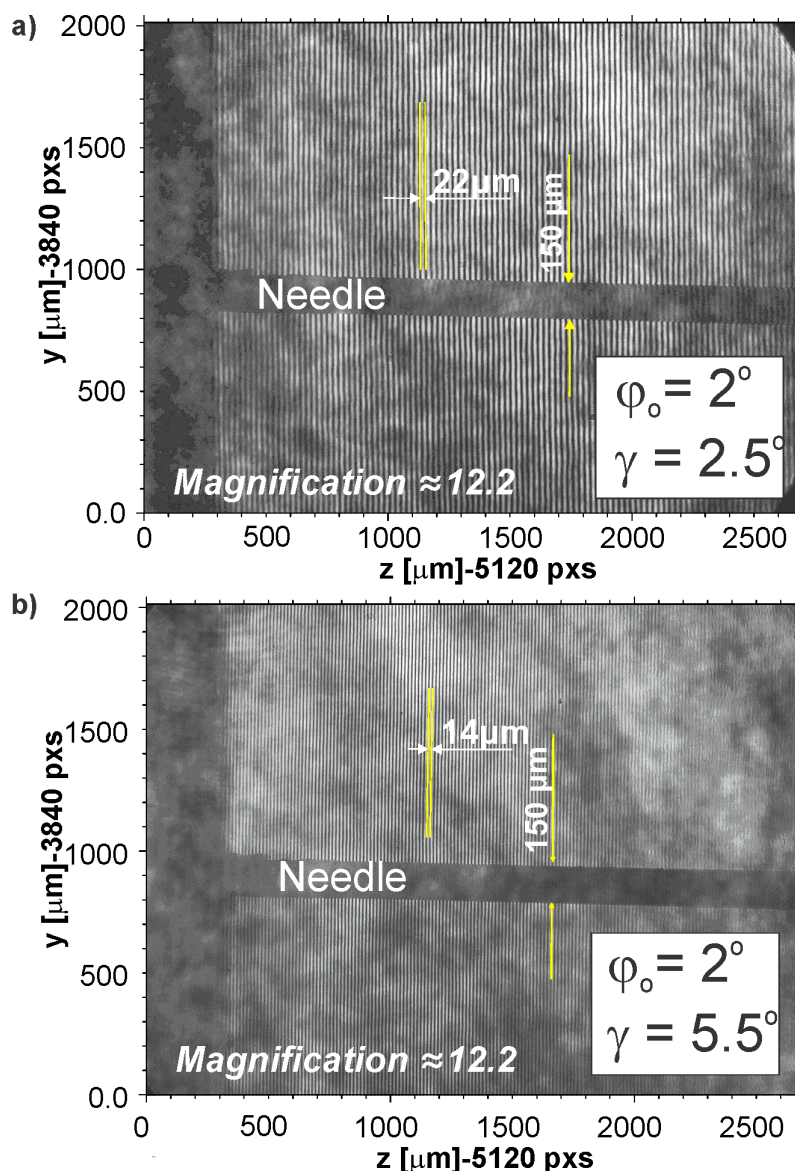
- elementów optycznych (polaryzatorów, obiektywu, klina, ćwierćfalówki, protektorów oraz filtrów) wchodzących w skład układu diagnostycznego i ich wzajemnego rozmieszczenia,
- elementów mechanicznych potrzebnych do ich zamocowania oraz
- średnicy i energii wiązki diagnostycznej

w celu uzyskania wymaganego pola interferencji, kontrastu i częstości prążków interferencyjnych, biorąc pod uwagę przewidywane wymiary strumienia plazmy gazowej.

Dodatkowym zadaniem był wybór kamery CCD o odpowiedniej czułości, rozdzielczości i dynamice do rejestracji obrazów interferencyjnych oraz odpowiedniego oprogramowania do sterowania pracą kamery i jej synchronizacji z laserem VEGA-3. Do rejestracji obrazów interferencyjnych zastosowano kamerę CCD z matrycą o rozdzielczości 3840 x 5120 pikseli (wymiar piksela 6 mm) i dynamice 12 bitów, obsługiwaną przez aplikację PALS Vision GigEV. Potwierdzeniem przydatności testowanego polaro-interferometru do badań na eksperymencie VEGA-3 są interferogramy kompleksowe uzyskane dla wymaganych parametrów impulsu lasera Ti:Sa jak na VEGA-3 oraz różnych częstościach prążków interferencyjnych przewidywanych w zależności od koncentracji elektronów w strumieniu plazmy generowanej przy oddziaływaniu lasera VEGA-3 z gazami (He, N lub ich mieszaniną) pod ciśnieniem kilkuset barów, rys. 1.1.2.

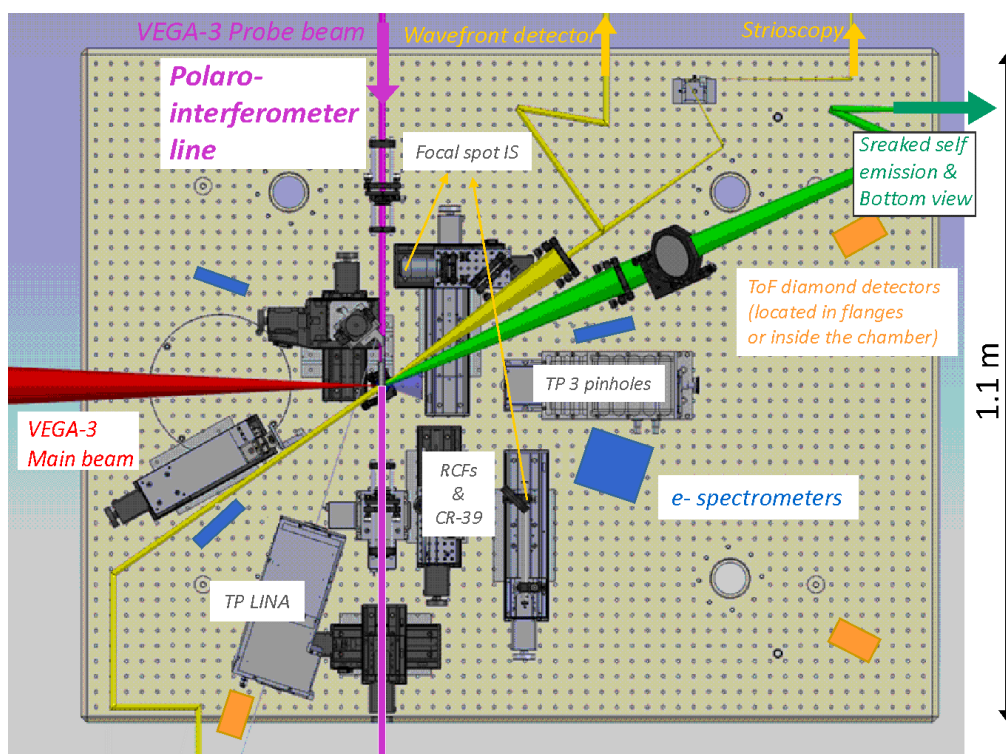
Aby zrealizować badania proponowane w projekcie odbyły się dwie sesje, w których pierwsza (jednotygodniowa) ze względu na pandemię odbyła się zdalnie (3-7 maja 2021) i dotyczyła: (i) instalacji polaro-interferometru (wysłanego do CLPU pocztą kurierską) w komorze eksperymentalnej VEGA-3 oraz (ii) sprawdzenia synchronizacji układu rejestracji polaro-interferometru z wiązką lasera diagnostycznego. Rozmieszczenie elementów polaro-interferometru w komorze VEGA_3 razem z innymi diagnostykami przedstawia rys. 1.1.3.

W ramach drugiej 3 tygodniowej sesji (14.06-3.07.2021) z udziałem zespołu z IFPiLM, prowadzone były kompleksowe badania strumieni plazmowych wytwarzanych przy oddziaływaniu laser VEGA-3 (rys. 1.1.4) ze tarczami gazowymi wytwarzanymi za pomocą układu gas-puff, w których wykorzystywany był ww. polaro-interferometer.



Rys. 1.1.2. Przykładowe testowe interferogramy kompleksowe uzyskane za pomocą optymalizowanego prototypu polar-interferometru przewidzianego do badań na eksperymencie VEGA-3 demonstrujące różne szerokości prążków interferencyjnych dla wymaganego pola interferencji w zależności dla różnych kątów łamiących klina: a) $\gamma = 2.5^\circ$ oraz b) $\gamma = 5.5^\circ$

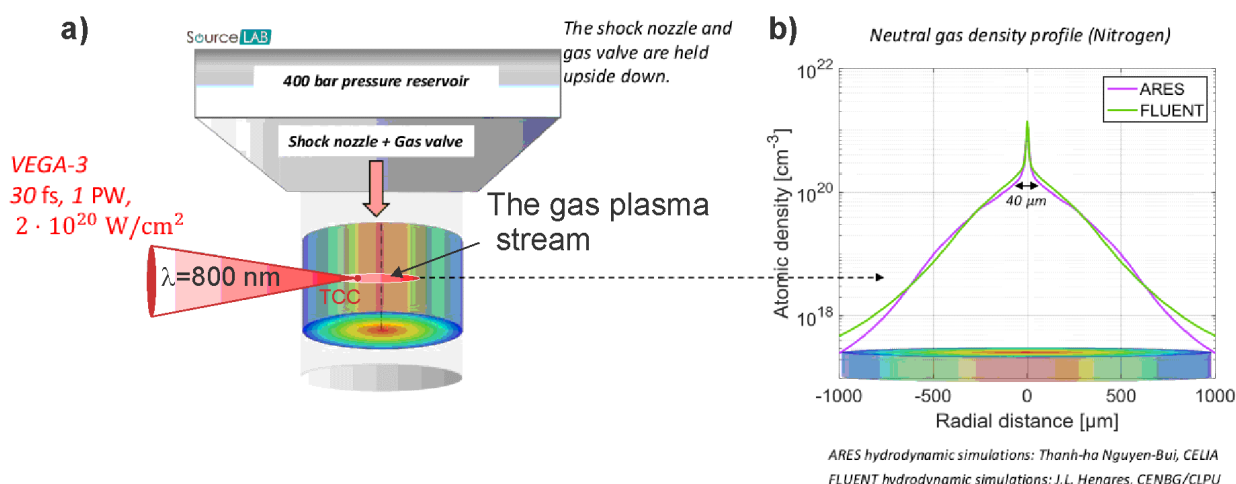
Geometria oddziaływania wiązki lasera VEGA-3 ze strumieniem gazu wytwarzanego przez gas-puff, zilustrowana jest na rys. 1.1.5. Wiązka lasera VEGA-3 o parametrach: energii około 30 J w impulsie 30 fs zogniskowana jest w strumieniu gazu (N, He lub ich mieszaniny) wylatującym z dyszy o średnicy około 400 mm pod ciśnieniem około 400 bar, w wyniku czego formowany jest wzdłuż osi lasera (prostopadłej do osi gas-puff) podłużny strumień plazmy (kanał) o koncentracji elektronów bliskiej krytycznej: $n_{cr,IL} = 1.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, w którym elektrony mogą osiągać relatywistyczne prędkości wyniku dwóch konkurencyjnych mechanizmów akceleracji: TNSA oraz CSA, rys. 1.1.5a.



Rys. 1.1.3. Lokalizacja podzespołów polaro-interferometru w komorze eksperymentalnej VEGA-3



Rys. 1.1.4 Widok lasera femtosekundowego VEGA-3 zainstalowanego w CLPU w Salamance



Rys. 1.1.5 Ilustracja oddziaływania wiązki laserowej VEGA-3 ze strumieniem gazu neutralnego wytwarzanego przez urządzenie gas-puff-(a) oraz profile radialne gęstości atomowej dla azotu uzyskane drogą symulacji odpowiadające warunkom eksperymentu-(b)

Celem eksperymentów jest identyfikacja mechanizmów TNSA i CSA w strumieniu plazmy gazowej wytwarzanej przy większych gęstościach mocy lasera niż na układzie VEGA-2, a w szczególności poznanie fizyki tego drugiego, który stwarza możliwość generacji bardziej mono-energetycznej wiązki jonów w porównaniu z typowymi szerokimi widmami energetycznymi wytwarzanymi przez mechanizm TNSA.

Szczególnie ważną rolę w tych badaniach odgrywa kompleksowa interferometria, która umożliwia na podstawie amplitudowo-fazowej analizy interferogramów uzyskanie informacji o rozkładach koncentracji elektronowej i pola magnetycznego w strumieniu plazmy gazowej generowanej, co pozwala zyskać informacje o:

- rozkładach gęstości prądu i całkowitego prądu w formowanym strumieniu plazmy gazowej na podstawie rozkładów pól magnetycznych oraz
- profilach koncentracji osiowej, koncentracji liniowej oraz całkowitej liczby elektronów w formowanym strumieniu plazmy gazowej na podstawie przestrzennych rozkładów koncentracji elektronowej,

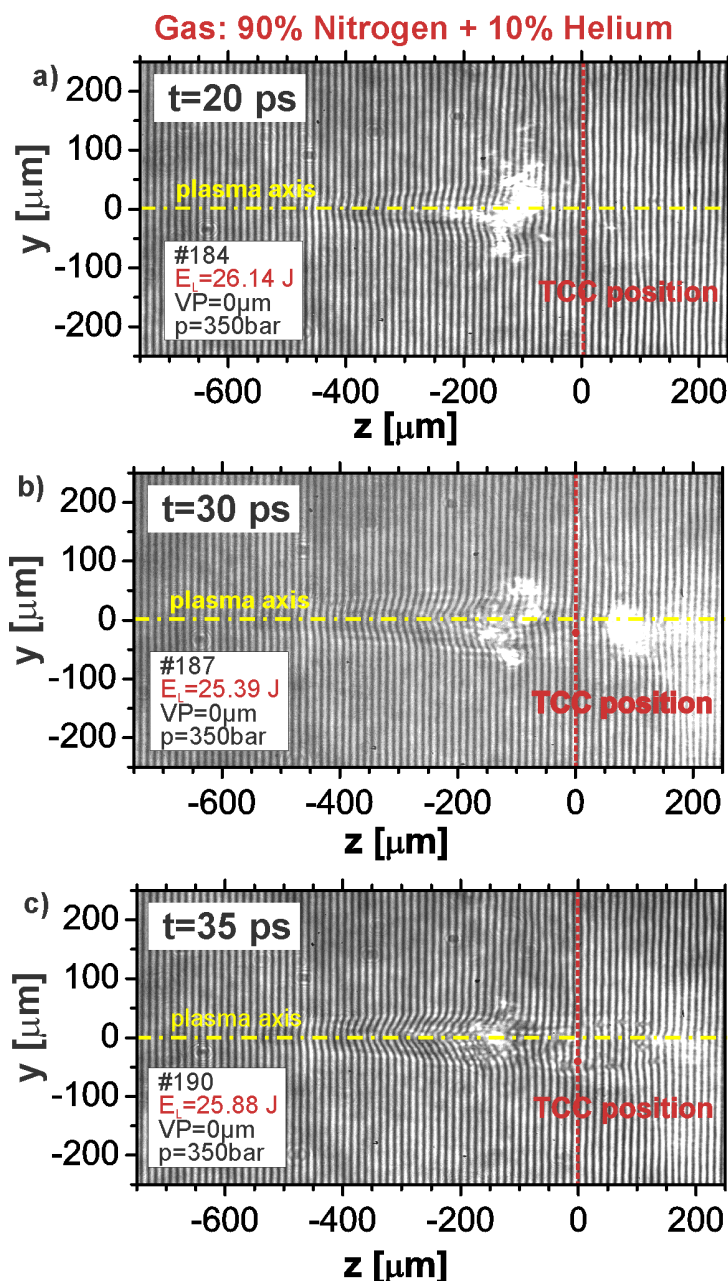
które w powiązaniu z danymi o emisji elektronów i jonów uzyskanymi z diagnostyk stanowią cenny materiał naukowy do interpretacji i formułowania wniosków odnośnie identyfikacji mechanizmów TNSA oraz CSA w badanym strumieniu plazmy gazowej.

Jednakże, zrealizowanie badań polar-interferometrycznych w opcji kompleksowej interferometrii nie było możliwe w sesji eksperymentalnej, która się odbyła w czerwcu ze względu na trudności techniczne związane z uzyskaniem wymaganej energii wiązki (2w lasera Ti:Sa) do oświetlenia polar-interferometrii na poziomie około 10 mJ. Z tego powodu w badaniach z pomocą polaro-interferometru rejestrowane były wyłącznie interferogramy, które stanowiły cenne źródło informacji o zmianach przestrzenno-czasowych koncentracji elektronowej w formowanym strumieniu plazmy gazowej, zwłaszcza że interferometria nie była jeszcze stosowana na eksperymencie VEGA-3.

Pomiary polaro-interferometryczne w opcji kompleksowej interferometrii przewidywane są w planowanych sesjach w 2022, jednakże ich zrealizowanie będzie możliwe pod warunkiem uzyskania wymaganej energii lasera diagnostycznego. Jedną z rozważanych opcji gwarantującym zrealizowanie kompleksowej interferometrii na VEGA-3 (proponowaną przez dyrekcję CLPU) jest zastosowanie do oświetlenia polaro-interferometru wiązki lasera VEGA-2 jako wiązki diagnostycznej.

Przedmiotem pomiarów interferometrycznych zrealizowanych na VEGA-3 była plazma gazowa generowana przy oświetleniu wiązką lasera VEGA-3 (o gęstości mocy powyżej 10^{22} W/cm^2) strumieni gazów: azotu, helu oraz ich mieszaniny wytwarzanych pod ciśnieniem około 400 bar za pomocą układu gas-puff zsynchronizowanego z laserem VEGA-3 pracującego z częstotliwością 1 Hz.

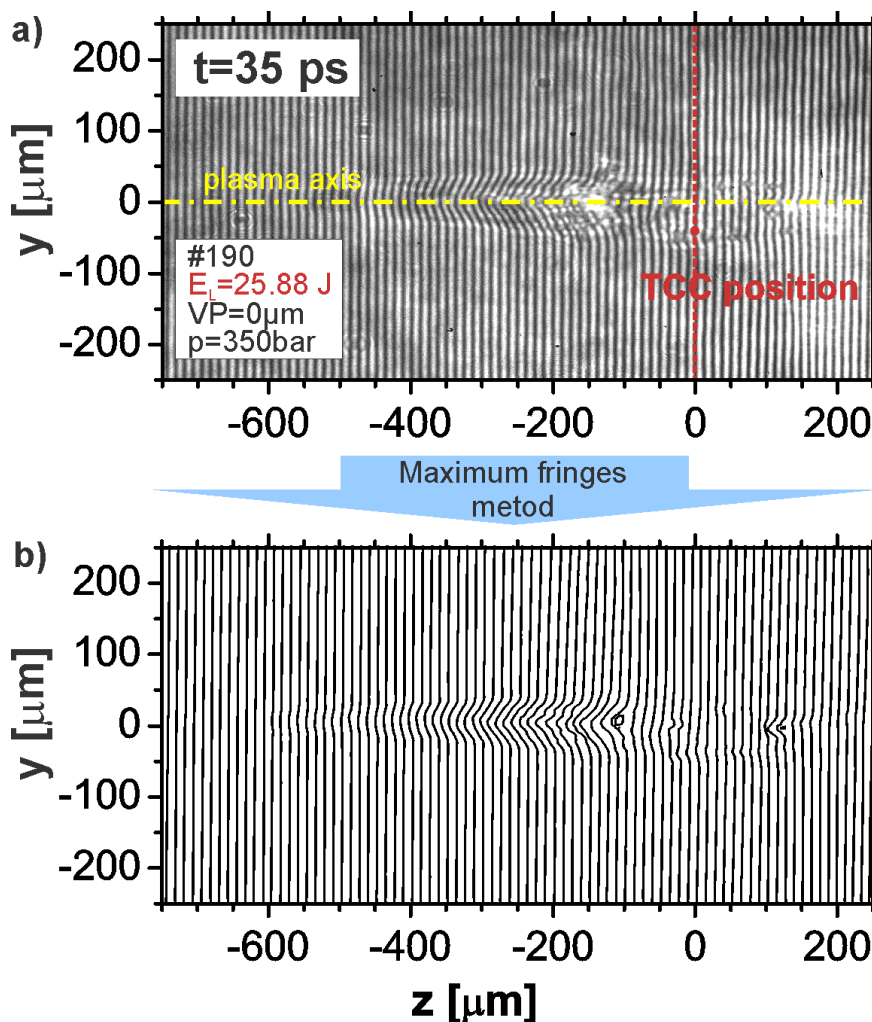
Na rys. 1.1.6. pokazane są interferogramy zarejestrowane przy oddziaływaniu lasera VEGA-3 ze strumieniem mieszaniny gazów o składzie: 90%N + 10%He pod ciśnieniem 350 bar, w różnych czasach jego ekspansji w stosunku maksimum intensywności lasera. Punkt TCC odpowiada miejscu zogniskowaniu lasera w stosunku do położenia osi dyszy zaworu gazowego (VP). W tym przypadku punkt zogniskowania (TCC) pokrywa się z osią dyszy zaworu gazowego.



Rys. 1.1.6. Interferogramy ilustrujące proces formowania strumienia plazmy przy oświetleniu laserem VEGA-3 o energii około 30 J, mieszaniny gazów (90%N + 10%He) po ciśnieniu 350 bar w różnych chwilach ekspansji w odniesieniu do maksymalnej intensywności lasera. Punkt TCC odpowiada zogniskowaniu wiązki laserowej, natomiast punkt VP jest położeniem centrum osi dyszy gas-peff w stosunku do punktu TCC

Jak wynika ze zdjęć, formowany strumień plazmy nie jest całkowicie osiowo symetryczny, a jego odstępstwa od symetrii cylindrycznej wzdłuż osi, stwarzają pewne problemy w stosowaniu równania w Abela w celu uzyskania rozkładów koncentracji elektronowej. Dodatkowym utrudnieniem w analizie ilościowej jest nieczytelność prążków interferencyjnych spowodowana samo świeceniem plazmy, co ogranicza stosowanie analizy Fouriera do uzyskania informacji o rozkładzie fazy. Dlatego z w/w

powodów do uzyskania informacji o rozkładzie fazy stosowana była metoda maksimum prążka (MP), natomiast w celu zminimalizowania wpływu asymetrii strumieni plazmy widocznej na interferogramach, informacje o rozkładzie koncentracji elektronowej były obliczane na podstawie rozkładów fazy wyznaczonych metodą MP dla trzech przypadków: (i) na podstawie rozkładu fazy wyznaczonych dla górnej połówki (Up) , (ii) dolnej połówki interferogramu (Down) oraz (iii) uśrednionego rozkładu fazy na podstawie obu połówek interferogramu (Middle). Zrekonstruowany interferogram metodą MP uzyskany na podstawie interferogramu z rys. 1.1.6c pokazany jest na rys. 1.1.7b.



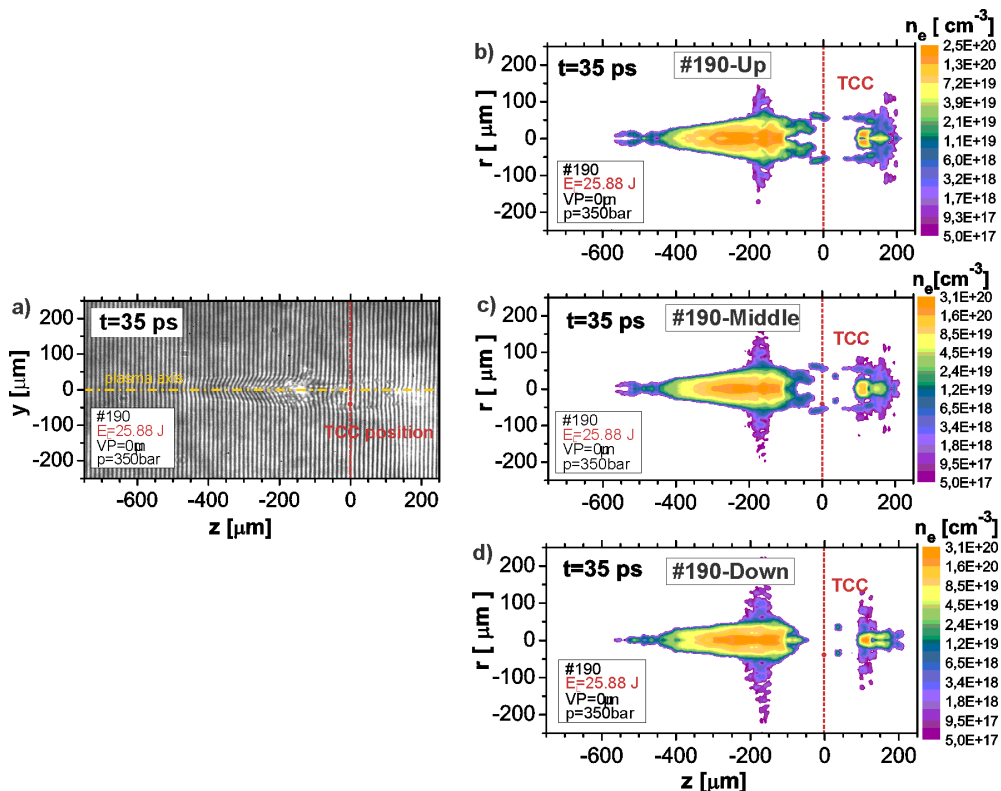
Rys. 1.1.7. Rekonstrukcja interferogramu metodą MP: a) interferogram uzyskany w eksperymencie, rys. 1.1.6c oraz b) jego rekonstrukcja

Informacje o rozkładach koncentracji elektronowej były uzyskiwane drogą abelizacji rozkładów fazy za pomocą szybkiej transformaty Fourier wykorzystując oprogramowanie opracowane w IFPiLM.

Rozkłady koncentracji elektronowej uzyskane dla trzech opcji rozkładów fazy na podstawie interferogramu, rys. 1.1.6c, przedstawione są na rys. 1.1.8. Jak wynika z przedstawionych rozkładów są one bardzo podobne dla wszystkich opcji, co dotyczy zarówno formowanego strumienia plazmy gazowej w obszarze $z < 0$ przed punktem zogniskowania (TCC) jak i w obszarze $z > 0$ za punktem TCC. Na poziomie minimalnej koncentracji elektronowej, $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, długość strumienia plazmy w tym obszarze przed punktem TCC nie przekracza 600 mm, a jego poprzeczny maksymalny wymiar (średnica) wynosi około 100 mm, nie uwzględniając charakterystycznych skrzydeł dla $z \sim 180 \text{ mm}$. Maksymalna koncentracja elektronowa w tym obszarze osiąga wartość powyżej $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

W obszarze za punktem TCC (dla $z > 0$) rozkład koncentracji elektronowej zdecydowanie różni się od obszaru przed punktem TCC. Obszar ten nie przypomina „jeta” ale raczej „hot spot’y” o koncentracji

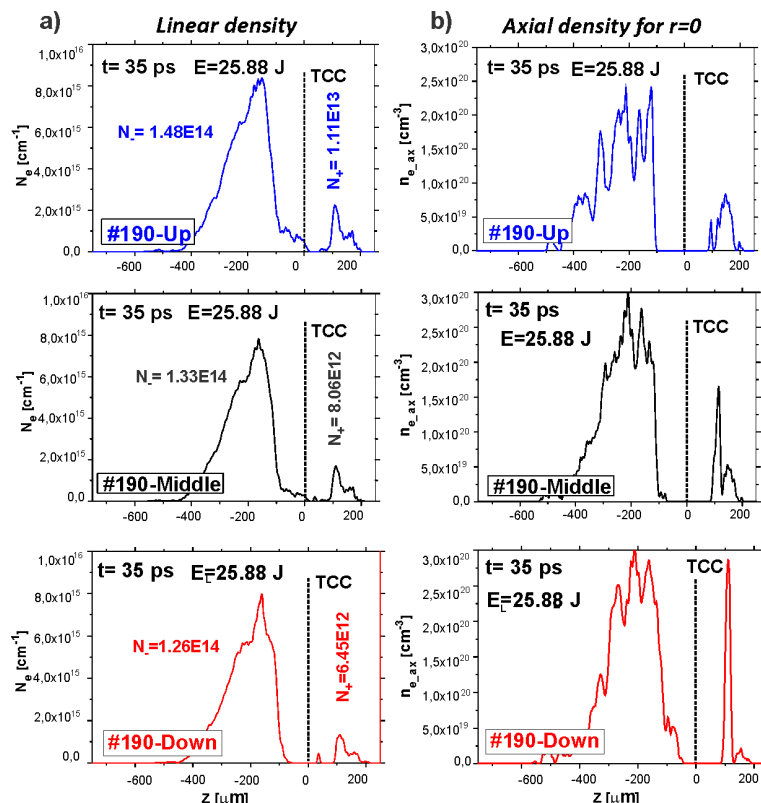
około $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ w odległości około 100 mm od punktu zogniskowania lasera. Aby lepiej scharakteryzować formowane konfiguracje plazmy gazowej w dwóch charakterystycznych obszarach względem punktu TCC, obliczone zostały na podstawie rozkładów koncentracji elektronowej: rozkłady koncentracji liniowej, całkowitej liczby elektronów, a także profile osiowej koncentracji elektronowej w tych obszarach. Wyniki obliczeń odpowiadające rozkładowi koncentracji elektronowej w trzech opcjach pokazanym na rys. 1.1.8 przedstawione są na rys. 1.1.9. Jak wynika z rys. 1.1.9a, rozkłady koncentracji liniowej (które są odzwierciedleniem zmian ilości elektronów na jednostkę długości strumienia plazmy gazowej), wyraźnie demonstrują, że największa liczba elektronów występuje w przekroju $z \approx -160 \text{ mm}$ i zmniejsza się zarówno w kierunku zgodnym laserem jak przeciwnym, przy czym spadek liczby elektronów w kierunku punktu TCC charakteryzuje się wyraźnie większym gradientem niż w kierunku $z < -160 \text{ mm}$. Zmiany liczby elektronów dla $z < -160 \text{ mm}$ mają natomiast charakter eksponencjalny typowy jak dla profilu koncentracji elektronowej plazmy laserowej generowanej przy oświetleniu tarcz ciała stałych. Taki ostry spadek liczby elektronów w kierunku TCC dowodzi powstaniu fali uderzeniowej w tym obszarze widocznej dla $t=35 \text{ ps}$ po maksimum intensywności lasera.



Rys. 1.1.8. Wyniki ilościowej analizy interferogramu, rys. 1.1.6c: a) analizowany interferogram, b) rozkład koncentracji elektronowej uzyskany dla górnej połówki, c) uśredniony rozkład koncentracji elektronowej wynikający z obu połówek interferogramu oraz d) rozkład koncentracji elektronowej odpowiadający dolnej połówce interferogramu.

Zmiany w obszarze dla $z > 0$ demonstrują raczej przeciwny charakter zmian liczby elektronów, co sugeruje powstawanie fali uderzeniowej propagującej się do punktu TCC w kierunku przeciwnym do wiązki lasera. Należy jednak zauważyć, że obszar ten jest dużo mniejszy w porównaniu ze strumieniem plazmy w obszarze dla $z < 0$. Jego wymiar osiowy wynosi około 200 mm, a liczba elektronów zawarta w tym obszarze jest ponad rząd wielkości mniejsza w porównaniu ze strumieniem plazmy z obszaru dla $z < 0$.

Tezę o formowaniu się fal uderzeniowych w obu obszarach: dla $z < 0$ oraz $z > 0$ potwierdzają również profile osiowe koncentracji elektronowej pokazane na rys. 1.1.9b. Jak wynika z tych rozkładów, profil koncentracji elektronowej dla $z < -160 \text{ mm}$ jest wyraźnie wyostrzony w porównaniu z profilem koncentracji elektronowej dla $z < -160 \text{ mm}$. W przypadku obszaru dla $z > 0$, rys. 1.1.9b, profil koncentracji elektronowej o dużym gradiencie od strony punktu TCC wyraźnie demonstrują rozkłady osiowe koncentracji obliczone dla opcji: MIDDLE i UP.



Rys 1.1.9. Rozkłady koncentracji liniowej oraz całkowite liczby elektronów (a) oraz profile osiowe koncentracji elektronowej (b) w dwóch charakterystycznych obszarach względem punktu TCC, obliczone na podstawie rozkładów koncentracji elektronowych z rys. 1.1.8.

Przestrzenno-czasowe zmiany koncentracji elektronowej oraz otrzymane na ich podstawie rozkłady koncentracji liniowej i całkowitej liczby elektronowej pozwalające prześledzić czasowe formowanie fali uderzeniowej w strumieniu plazmy gazowej generowanej przy oddziaływaniu laser VEGA-3 z mieszaniną gazów (90%N+10%He) przedstawione są na rys. 1.1.10 oraz rys. 1.1.11.

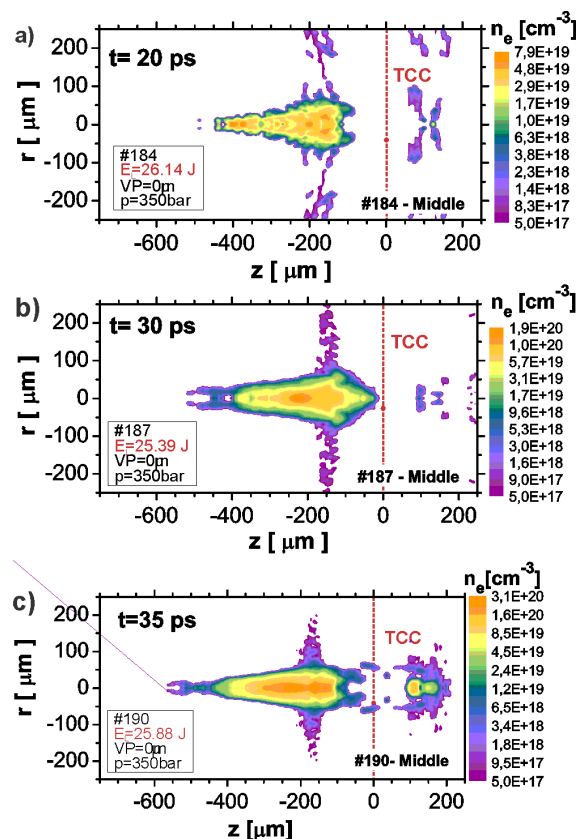
Jak wynika z rozkładów koncentracji elektronowej, rys 1.1.10, w fazach ekspansji dla $t < 35$ ps strumień plazmy gazy jest obserwowany głównie w obszarze dla $t < 0$. W obszarach dla $z > 0$ widocznych na interferogramach zarejestrowanych dla $t = 20$ ps i $t = 30$ ps, rys. 1.1.6a i b, przesunięcia prążków interferencyjnych są bardzo małe i dodatkowo nieczytelne z powodu samoświecenia plazmy co utrudnia ich analizę ilościową, ale wskazuje na występowanie plazmy o niskiej koncentracji elektronowej.

Rozkłady koncentracji liniowej, rys. 1.1.11a oraz profile koncentracji osiowej, rys. 1.1.11b, otrzymane na podstawie rozkładów czasowych koncentracji elektronowej z rys. 1.1.10, wyraźnie demonstrują, że w fazach wcześniejszych dla $t = 20$ ps i $t = 30$ ps zachodzi proces formowania fali uderzeniowej, która jest widoczna dopiero dla $t = 35$ ps, zarówno dla obszaru $z < 0$, jak i $z > 0$.

Na rys. 1.1.12 pokazane są rozkłady czasowe zmian całkowitej liczby elektronów w dwóch obszarach względem punkt TCC, obliczone na podstawie rozkładów koncentracji liniowej odpowiadającym trzem opcją: UP, MIDDELE oraz DOWN.

Jak wynika z rys. 1.1.12a, liczba elektronów w formowanym strumieniu wzrasta z czasem ekspansji osiągając maksymalną wartość powyżej 10^{14} elektronów dla $t = 35$ ps, przy jednoczesnym zmniejszeniu jego średnicy (zobacz rys. 1.1.10), co świadczy o jego kompresji polem magnetycznym prądu elektronów zawartych w tym strumieniu poruszających się prawdopodobnie w kierunku przeciwnym do wiązki lasera. W strumieniu plazmy gazowej dla $z > 0$ liczba elektronów jest zdecydowanie mniejsza (około blisko dwa rzędy) w zależności od fazy ekspansji, ale jej zmiany czasowe w obserwowanym

czasie ekspansji (początkowy silny spadek, a następnie wzrost dla $t=35$ ps) jest trudny do wyjaśnienia, bez konfrontacji z pomiarami emisji elektronów za pomocą magnetycznego spektrometru elektronów, który wchodził w skład kompleksowego układu diagnostycznego.

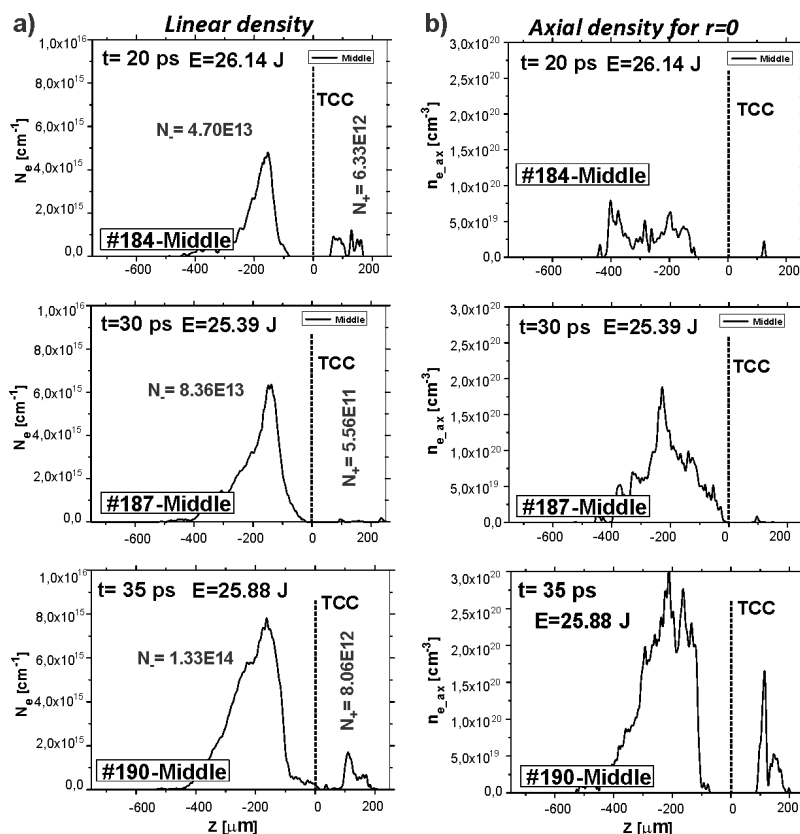


Rys. 1.1.10. Rozkłady koncentracji elektronowej otrzymane na podstawie interferogramów zarejestrowanych w różnych fazach ekspansji dla: a) $t=20$ ps (dla #184), b) $t=30$ ps (dla #187) oraz c) $t=35$ ps (dla #190) odpowiadające rozkładowi fazy w opcji-MIDDLE

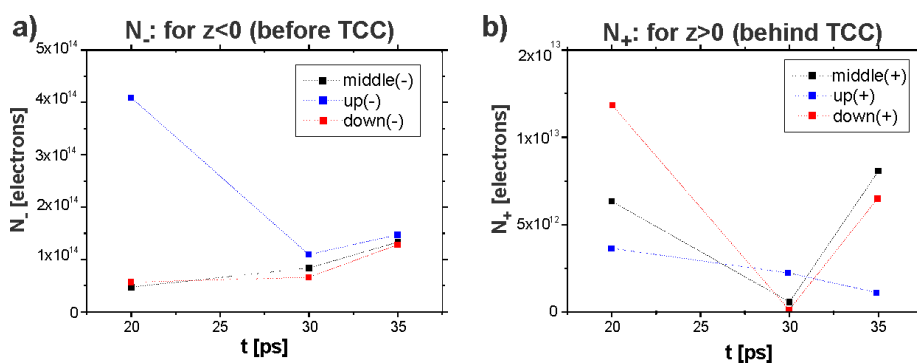
Zdecydowanie odmienny proces formowania strumienia plazmy gazowej wynika ze analizy interferogramów uzyskanych przy oddziaływaniu lasera VEGA-3 energii około 30 J z helem wypuszczanym z urządzenia gas-puff pod ciśnieniem kilkuset bar. Przykładowy interferogram uzyskany dla opóźnienia $t=154$ ps w stosunku do maksymalnej intensywności i ciśnieniu 400 bar oraz uzyskane na jego podstawie rozkłady koncentracji elektronowej, liniowej, całkowitej liczby elektronów w odniesieniu do punktów: TCC oraz VP (położenie dyszy zaworu gas-puff), przedstawione są na rys. 1.1.13.

Z przedstawionych rozkładów koncentracji elektronowej wynika, że na piedestale plazmy gazowej z helu formowany jest kanał z wyraźną depresją koncentracji elektronowej na osi. Średnica tego kanału jest około dwukrotnie większej (~ 200 mm) w porównaniu ze strumieniem plazmy gazowej kreowanym w mieszaninie (90%N i 10%He) w podobnych warunkach, natomiast jego długość wynosi prawie 1.5 mm. Ze względu na piedestał, rozkłady koncentracji liniowej nie odzwierciedlają, zarówno poprzecznej jak i podłużnej struktury kanału, jak w przypadku mieszaniny azotu z helem, tylko zmiany całkowitej liczby elektronów w zakresie całego wymiaru poprzecznego plazmy gazowej dla promienia $r \leq 520$ mm. tzn. włączając piedestał. Jednakże, podwójna struktura plazmy w kanale wzdłuż osi z w odniesieniu do punktu TCC jest widoczna zarówno na rozkładach koncentracji elektronowej (rys. 1.1.13b,c,d), jak i na profilach osiowych koncentracji elektronowej pokazanych na rys. 1.1.13f. Podobnie jak w przypadku strumienia plazmy z mieszaniny azotu i helu (rys. 1.1.11b dla $t=35$ ps) możemy wyróżnić dwa obszary plazmy charakteryzujące się ostrym frontem profilu koncentracji elektronowej na osi, ale są one

przesunięte wzdłuż osi „z” zgodnie z kierunkiem lasera co ilustruje, rys. 1.1.113 f. Takie przesunięcie tych obszarów wydaje się oczywiste, jeśli się weźmie pod uwagę usytuowanie zaworu gas-puff, który jest przesunięty o 250 mm od punktu TCC w kierunku zgodnym wiązką lasera

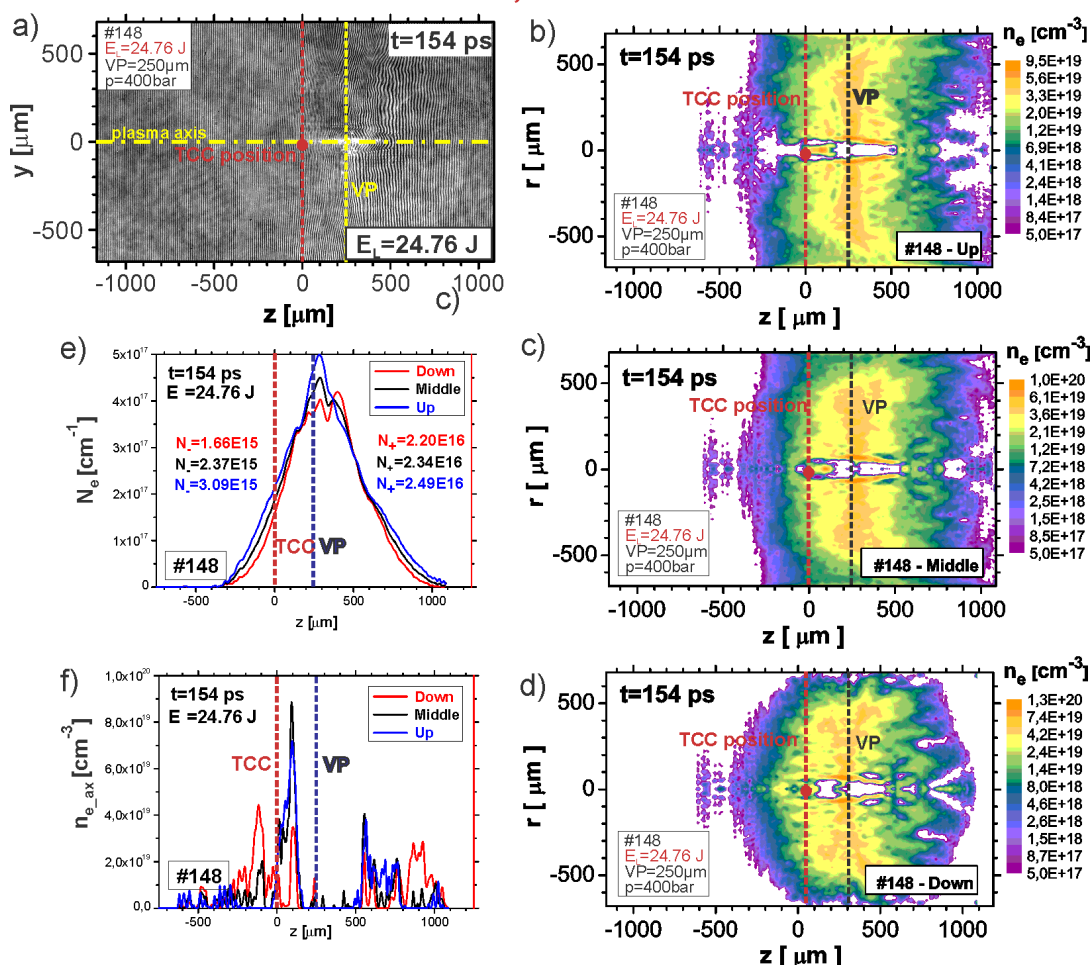


Rys. 1.1.11. Rozkłady koncentracji liniowej i całkowite liczby elektronów (a) oraz profile osiowe koncentracji elektronowej (b) w dwóch charakterystycznych obszarach względem punktu TCC odpowiadające różnym chwilom ekspansji, obliczone na podstawie rozkładów koncentracji elektronowych z rys. 1.1.10 dla opcji MIDDLE rozkładu fazy



Rys. 1.1.12. Czasowe zmiany całkowitej liczby elektronów w dwóch charakterystycznych obszarach: a) dla $z<0$ - przed punktem TCC oraz b) dla $z>0$ - za punktem TCC, obliczone dla trzech opcji rozkładu fazy: Up, MEEDLE oraz DOWN

Gas: Helium, 400 bar - #148



Rys. 1.1.13. Wyniki ilościowej analizy interferogramu zarejestrowanego dla opóźnienia $t=154$ ps ilustrujące oddziaływania lasera VEGA-3 o energii około 30 J ze strumieniem He pod ciśnieniem 400 bar: a) interferogram (#148), b) rozkład koncentracji elektronowej w opcji Up, c) w opcji Middle, d) w opcji Down, e) rozkłady koncentracji liniowej i odpowiadające im liczby elektronów oraz e) profile osiowe koncentracji elektronowej w charakterystycznych obszarach w odniesieniu punktu TCC

Podsumowanie badań na VEGA-3: Badania interferometryczne kreowania strumieni plazmy z gazów (He + N-He) pod ciśnieniem około kilkaset barów różniących się liczbą atomową przy oświetleniu laserem Ti:Sa o relatywistycznej gęstości mocy (powyżej 10^{22} W/cm²) demonstrują powstawanie strumieni o koncentracji elektronowej bliskiej krytycznej ($\sim 1.7 \times 10^{21}$ cm⁻³) o strukturze składającej się z dwóch obszarów różniących się: (i) położeniem względem punktu zogniskowania lasera (TCC) w zależności od położenia a dyszy zaworu gars-puff) (VP) oraz (ii) wymiarami (średnicy i długości osiowej) w zależności od rodzaju gazu.

Przedmiotem dalszych analiz i interpretacji będzie powiązanie wyników badań interferometrycznych z pomiarami emisji elektronów i jonów uzyskanych za pomocą diagnostyk przez międzynarodowe grupy uczestniczące w badaniach. Celem tych jest uzyskanie bardziej szczegółowych informacji o parametrach generowanych strumieni jonów i elektronów pod kątem różnych zastosowań. Wsparciem w interpretacji wyników badań eksperymentalnych będą symulacje prowadzone przez grupy teoretyczne z ośrodków CELIA i CLPU.

Przedstawione w raporcie wyniki badań na eksperymencie CLPU uzyskane z udziałem zespołu z IFPiLM są obecnie przedmiotem ilościowych analiz i interpretacji i opracowywane w celu opublikowania i prezentacji na międzynarodowych konferencjach.

Badania realizowane na eksperymencie w LULI w ramach projektu *Zeeman splitting in the UV range for characterization of laser-driven magnetic fields of 100s Tesla*

Szczególnie duże możliwości w badaniach związanych z implementacją fuzji inercyjnej, modelowaniem zjawisk astrofizycznych oraz innymi zastosowaniami w fizyce wysokich gęstości energii (High Energy Density – HED stwarzają generatory optyczne silnych pól magnetycznych oparte na tarczach typu kondensator-cewka (Capacitor-Coil – CCT), których rozwój został zainicjowany w ośrodku LULI. Tarczę CCT stanowi kondensator składający się z dwóch płytek połączonych przewodem w kształcie cewki w celu koncentracji strumienia magnetycznego. Wysokoenergetyczny laser impulsowy jest ogniskowany na wewnętrznej powierzchni jednej z płytek przechodząc przez otwór. Silny prąd wyładowania przepływa przez cewkę w związku z wyrzucaniem gorących elektronów z napromieniowanej laserowo powierzchni okładki kondensatora, indukując w ten sposób pole magnetyczne. Skala czasowa wyładowania jest określona przez czas trwania impulsu laserowego i impedancję tarczy.

Przedmiotem badań w projekcie MoU jest optymalizacja tarcz CCT ukierunkowana na wykorzystanie silnych pól magnetycznych generowanych przez cewkę tarczy CCT do:

- kreowania plazmy namagnetyzowanej jako źródła wysokoenergetycznych źródeł jonów (w tym protonów) do różnych zastosowań oraz
- realizacji zapłonu fuzji inercyjnej za pomocą implozji magnetycznej.

Bezpośrednim wkładem naukowo-technicznym grupy z IFPiLM w te badania jest implementacja dwóch układów optycznych, rys. 1.2.1: (i) 1- kadrowego polaro-interferometru oraz (ii) 1 kadrowego układu do fotografii cieniowej do badania parametrów plazmy generowanej w obszarze kondensatora oraz cewki tarczy CCT, które są integralną częścią kompleksowego układu diagnostycznego w którego skład wchodzi inne diagnostyki (spektroskopowe i jonowe) obsługiwane przez zespół realizujący badania.

Do oświetlania tarczy CCT wykorzystywane były trzy wiązki laserowe, których sposób wprowadzania do komory eksperymentalnej pokazany jest na rys. 1.2.2. Za pomocą wiązki NS-BEAM o energii około 500 J generowana jest plazma w kondensatorze tarczy będąca źródłem prądu w cewce sprzężonej z kondensatorem. Wiązka BLUE-BEAM o energii do 20 J wykorzystywana jest do wytwarzania plazmy z tarcz ciała stałych lub gazowy umieszczonych w cewce. Jako diagnostyczne wiązki wykorzystywane były: (i) 2w lasera Nd o energii do 150 mJ do rejestracji interferogramów lub cieniogramów w plazmie wytwarzanej, zarówno między okładkami kondensator tarczy CCT jak i generowanej z tarcz gazowych lub stałych umieszczonych w cewce tarczy CCT oraz (ii) wiązka PS-BEAM o energii około 50 J do wytwarzania protonów (zobacz rys. 1.2.3a) wykorzystywanych do pomiarów pola magnetycznego w cewce tarczy CCT za pomocą dwuosiowej protonowej deflektometrii.

Badania podzielono na trzy główne fazy, rys. 1.2.3, biorąc pod uwagę to:

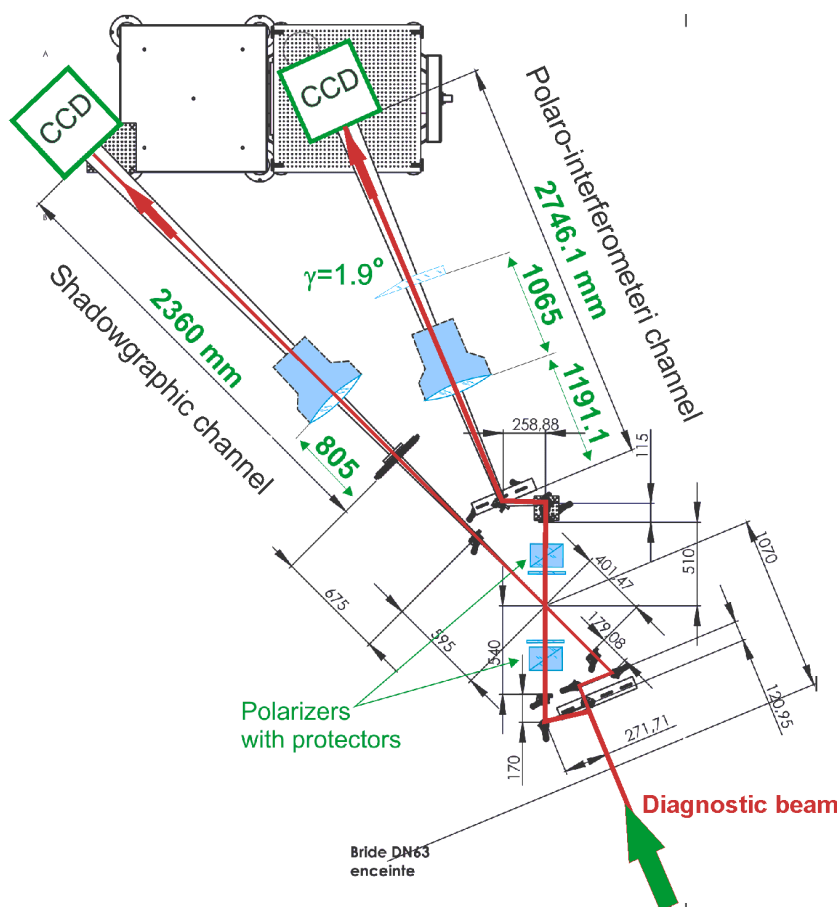
- która plazma będzie przedmiotem badań – czy z obszaru kondensatora tarczy CCT - czy kreowana z tarcz umieszczonych wewnątrz cewce oraz
- jakie wiązki laserowe będą wymagane w przewidzianych eksperymentach.

Faza A: prowadzono pomiary pola magnetycznego w cewce tarczy CCT metodą deflektometrii za pomocą wiązki protonów generowanych metodą TNSA z folii Au oświetlanej wiązką lasera Nd ($\lambda=1053$ nm) o parametrach: $E=50$ J, $t=1$ ps.

Faza Abis: prowadzono pomiary pola magnetycznego w cewce tarczy CCT za pomocą pomiaru efektu Farady'ego w kryształach TGG umieszczonym o odpowiednim miejscu w pobliżu cewki oraz pomiary koncentracji i SPM w tarczy CCT oświetlając zarówno obszar między okładkami kondensator tarczy CCT oraz kryształ TGG wiązką 2w lasera Nd ($\lambda=526.5$ nm) o energii około 150 mJ w impulsie o szerokości 8 ns. Impuls diagnostyczny bramkowany był za pomocą kamery CCD dzięki czemu czas rejestracji obrazów był skrócony do około 80 ps.

Faza B: prowadzono pomiary spektroskopowe i interferometryczne plazmy wytwarzanej z kapilary wypełnionej gazem przy oświetleniu wiązką 2w lasera Nd ($\lambda=526.5$ nm) o energii około 20 J w impulsie o szerokości 500 ps, oraz pomiary polaro-interferometryczne w plazmy w kondensatorze tarczy CCT. Do pomiarów interferometrycznych stosowaną wiązkę 2w lasera

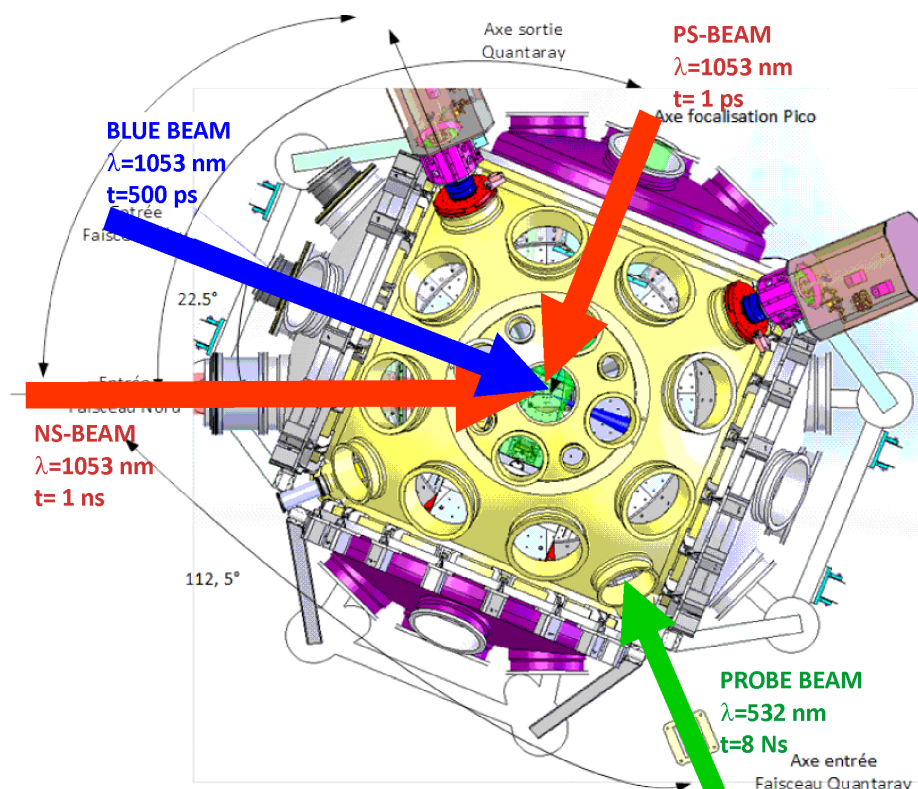
Nd ($\lambda=526.5$ nm o energii około 150 mJ w impulsie o szerokości 8 ns, bramkowaną czasowo za pomocą kamery CCD. Celem tych badań jest testowanie modeli fizyki atomowej w silnym polu magnetycznym (rozszerzenie Zeemana)



Rys. 1.2.1. Schemat optyczny i rozmieszczenie diagnostyki optycznych w komorze na eksperymencie w LULI.

Ze względu na zbyt małą energię wiązki diagnostycznej uzyskiwanej poprzez bramkowanie j za pomocą kamery CCD, nie było możliwe rejestrowanie interferogramów kompleksowych. Ten sposób skracania impulsu diagnostycznego, choć umożliwia skrócenie czasu impulsu około 2 rzędy, okazał się nie przydatny do kompleksowej interferometrii, ponieważ zmniejsza w takim samym stopniu jego energię po bramkowaniu. Zwiększenie energii do wymaganego poziomu do rejestracji interferogramów kompleksowych skutkowało spalaniem polaryzatorów, ponieważ niewykorzystana znaczna część energii impulsu (nierejestrowana przez kamerę) deponowana jest w elementach optycznych. Z tego powodu w badaniach rejestrowane były tylko interferogramy

Rys. 1.2.4a przedstawia rozkłady koncentracji elektronowej, liniowej oraz całkowitej liczby elektronów w plazmie ablacyjnej między okładkami kondensatora tarczy CCT generowanej przy oświetleniu 1w lasera neodymowego o energii około 500 J w fazie ekspansji $t=700$ ps po maksimum intensywności lasera. Zgodnie z oczekiwaniami plazma charakteryzuje się eksponencyjnym osiowym profilem koncentracji elektronowej. W przypadku kapilary o średnicy około 200 mm, wypełnionej gazem CO_2 , rys. 1.2.4b, oświetlanej wiązką lasera PS-BEAM, formowany strumień plazmy jest wyraźnie wydłużony z małym minimum na osi i średnicy nieco większej niż średnica kapilary. Maksymalna koncentracja elektronowa osiąga wartość prawie 1020 cm^{-3} na wyjściu kapilary.



Rys. 1.2.2. Ilustracja wprowadzania wiązek laserowych do komory eksperymentalnej.

Faza C: prowadzono pomiary spektroskopowe i interferometryczne plamy wytwarzanej z tarcz ETT umieszczonych wewnątrz cewki przy oświetleniu wiązką 1w lasera Nd ($\lambda=526.5$ nm) o energii około 50 J w impulsie o szerokości 1 ps. Celem tych badań jest charakterystyka ogrzewania izochorycznego w gęstej materii w wyniku namagnesowanego transportu elektronów relatywistycznych (REB) oraz wydajne przyspieszanie protonów w wyniku namagnesowanego transportu REB

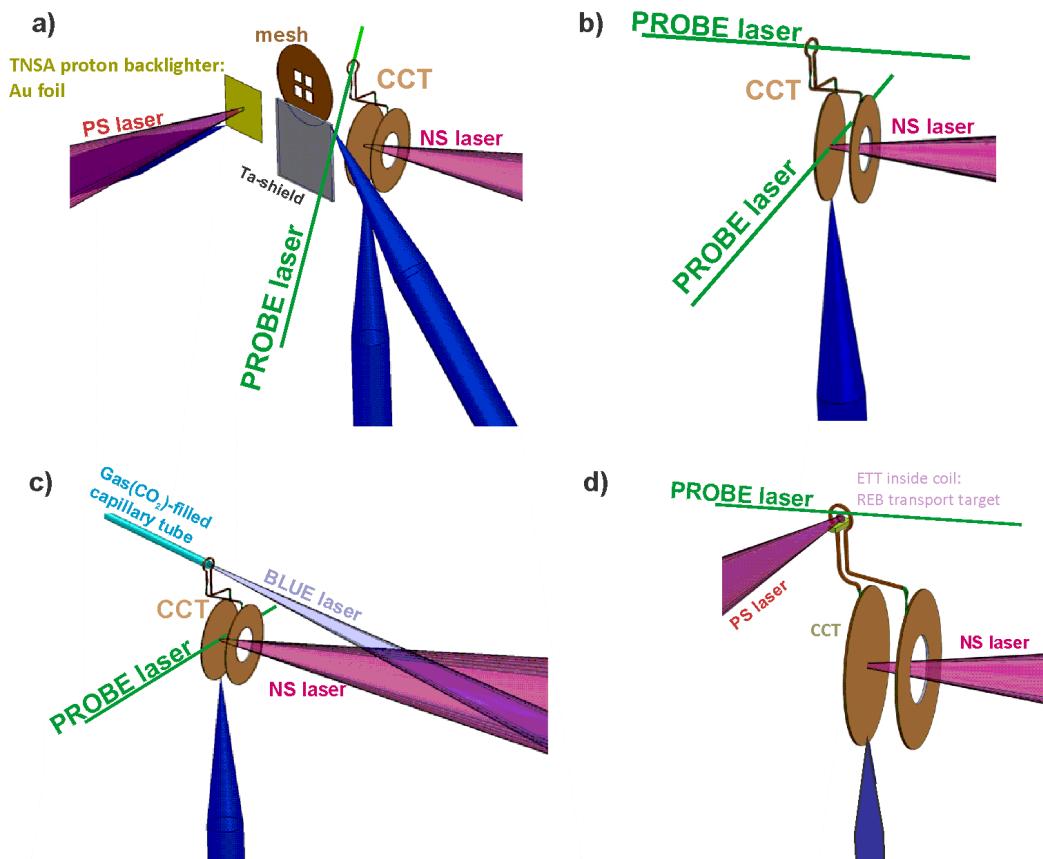
Wybrane wyniki pomiarów interferometrycznych korespondujące do ww. faz eksperymentów, w których wykorzystywany był 1-kanalowy układ polarno-interferometryczny przedstawione są na rys. 1.2.4, rys. 1.2.5 oraz rys. 1.2.6.

Rys. 1.2.5 przedstawia rozkłady koncentracji elektronowej i liniowej oraz całkowitej liczby elektronów ilustrujące oddziaływanie wiązki lasera BLUE-BEAM z tarczą *gas-puff* dla dwóch różnych czasów ekspansji. Podobnie jak w przypadku plazmy generowanej z kapilary strumień jest wydłużony, ale mimo że ma około 2 krotnie większą średnicę niż strumień plazmy z kapilary, to stosunek jego średnicy do długości pozostaje taki sam jak w przypadku strumienia z kapilary. Jednakże ze względu na ograniczenie jego radialnej ekspansji w gazie pod ciśnieniem 8 Bar granica tego strumienia jest ostra w odróżnieniu niż w przypadku strumienia plazmy z kapilary.

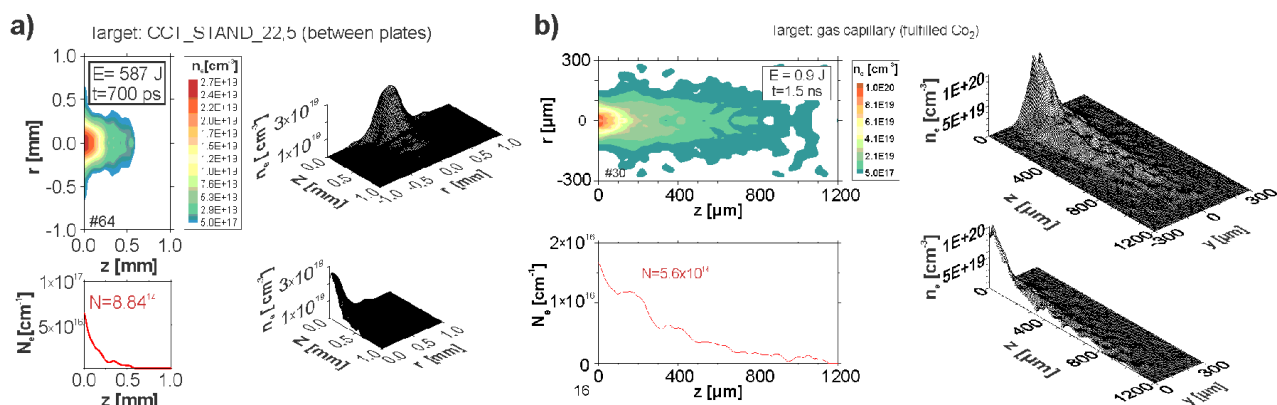
Rozkłady koncentracji elektronowej ilustrujące ekspansję plazm generowanych w tarczy CCT uzyskane przy oświetleniu zgodnie z fazą C, pokazane są na rys. 1.2.6. Interferogramy w obszarze kondensatora i cewki uzyskano jednocześnie za pomocą wiązki diagnostycznej o średnicy obejmującej obszar ekspansji plazmy w kondensatorze i cewce.

Analiza uzyskanych profilów koncentracji elektronowych między okładkami kondensatora oraz w obszarze cewki w różnych chwilach sondowania pozwoliła zweryfikować wyniki pomiarów pól magnetycznych generowanych w cewce uzyskanych za pomocą diagnostyk spektroskopowych (pomiary rozszczepienia Zeemana), deflektometrii oraz sond magnetycznych. Pomiary interferometryczne wyraźnie wskazują, że niemożliwość obserwowania oczekiwanego rozszczepienia Zeemana Li-podobnej linii Co węgla oraz zbyt małe odchylenia protonów z deflektometrii wynika ze zbyt niskiej koncentracji elektronowej plazmy w cewce. Ponadto sygnały z sondy magnetycznych oraz

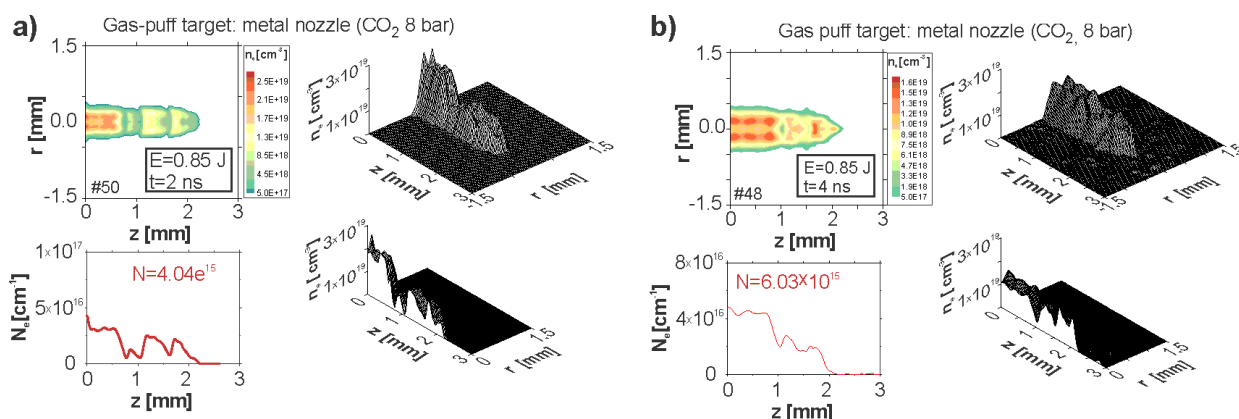
cieniogramy wskazują na możliwość, że rurka kapilarna może zwierać prąd cewki. Aby przezwyciężyć te problemy zostały ulepszone tarcze CCT. Jednym z istotnych ulepszeń było opracowanie konstrukcji holdera do mocowania tarczy CCT oraz kryształu TGG, który chroni kryształ TGG przed degradującym działaniem promieniowania rentgenowskiego emitowanego z plazmy w obszarze kondensatora.



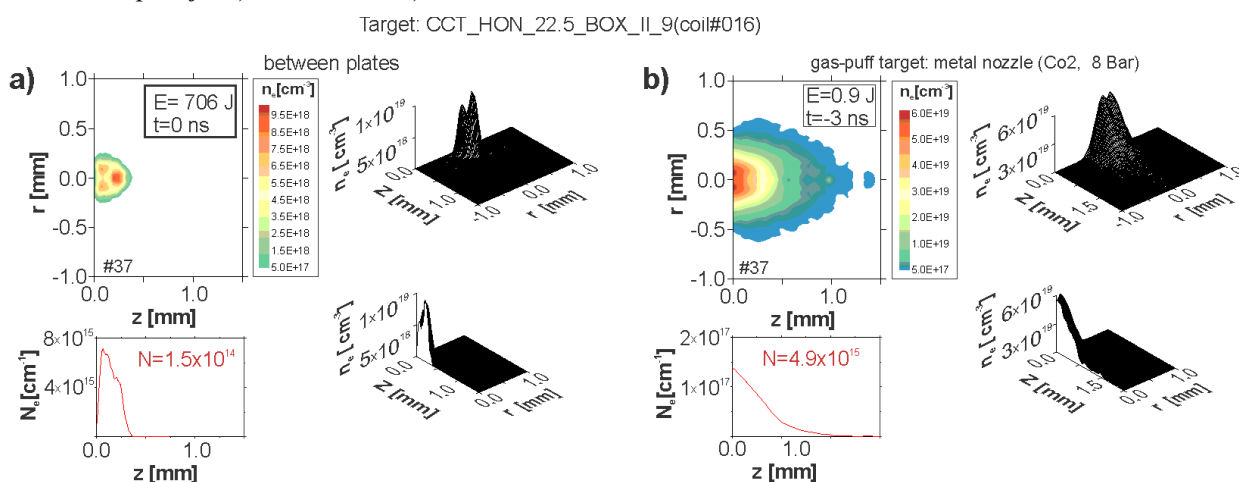
Rys. 1.2.3 Ilustracja faz eksperymentów, w których wykorzystywane były diagnostyki optyczne: a) faza A, b) faza Abis, c) faza B oraz d) faza C



Rys. 1.2.4 Rozkłady koncentracji elektronowej oraz uzyskane na ich podstawie rozkłady koncentracji liniowej i całkowita liczby elektronów dla plazmy generowanej: a) między okładkami kondensatora tarczy CCT, sondowanej wiązką diagnostyczną zgodnie z fazami B i C oraz b) z kapilary umieszczonej w cewce tarczy CCT przy oświetleniu odpowiadającym fazie C



Rys. 1.2.5. Rozkłady koncentracji elektronowej, liniowej i całkowitej liczby elektronów w strumieniu plazmy generowanym przy oddziaływaniu wiązki lasera BLUE-BEAM z tarczą gas-puff dla dwóch czasów ekspansji: a) $t=2$ ns oraz b) 4 ns

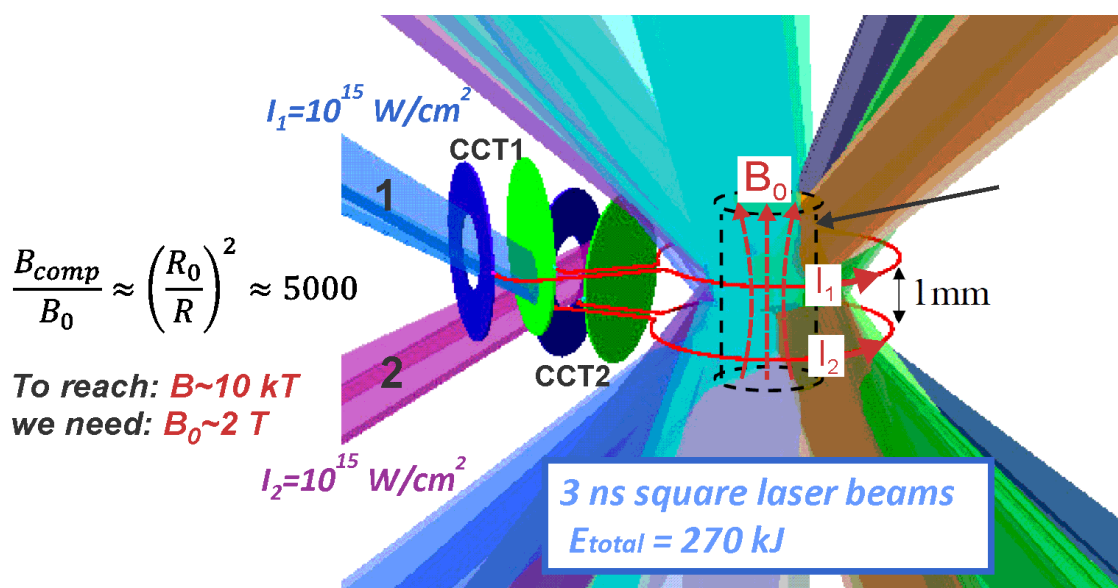


Rys. 1.2.6 Rozkłady koncentracji elektronowej ilustrujące ekspansję plazm generowanych w tarczy CCT uzyskane przy oświetleniu zgodnie z fazą C: a) w obszarze kondensatora oraz b) cewki tarczy CCT.

Kolejna sesja pomiarowa na eksperymencie w LULI, która się odbyła w maju 2021, z powodu pandemii była prowadzona zdalnie z udziałem zespołu z IFPiLM. Elementy optyczne potrzebne do ponownego zestawienia w/w układów optycznych zostały przesłane pocztą kurierską. Podjęte próby zwiększenia energii wiązki diagnostycznej w celu zarejestrowania interferogramów kompleksowych nie przyniosły oczekiwanego rezultatu i skutkowało spalaniem powłok antyrefleksyjnych obiektywów. Z tego powodu układy: polarointerferometr oraz układ do fotografii cieniowej zostały zmodyfikowane – zastępując obiektywy układem soczewek. Żeby zwiększyć wydajność kwantową tych układów w celu zarejestrowania interferogramów, zastosowano do zobrazowania badanej plazmy w tarczach CCT układ współogniskowych soczewek. Jednakże, zastosowane modyfikacje nie przyniosły oczekiwanych rezultatów, a układy w zmodyfikowanej wersji wykorzystywane były do rejestracji interferogramów i cieniogramów w różnych fazach eksperymentu.

Przedmiotem badań były eksperymenty realizowane przy oświetleniu zgodnie z fazą A (rys. 1.2.3a), w których jako główna diagnostyka stosowana była dwuosiowa protonowa deflektometria. Interferometria była wykorzystywana do pomiaru parametrów plazmy ablacyjnej między okładkami kondensatora tarczy oraz kreowanej z tarcz stałych i, gazowych umieszczonych w cewce. Szczególnie ważną rolę odgrywała interferometria w monitorowaniu właściwego ustawienia folii z Cu (generującej wiązkę protonów), względem cewki wytwarzającej pola magnetyczne.

W eksperymentach wykorzystywane były zmodyfikowane tarcze CCT, o konstrukcji przewidywanej do testowania implozji magnetycznej na układzie lasera MLJ, zgodnie z ideą przedstawioną na rys. 1.2.7.



Rys. 1.2.7 Idea realizacji zapłonu termojądrowego fuzji inercyjnej za pomocą implozji magnetycznej z wykorzystaniem tarcz CCT

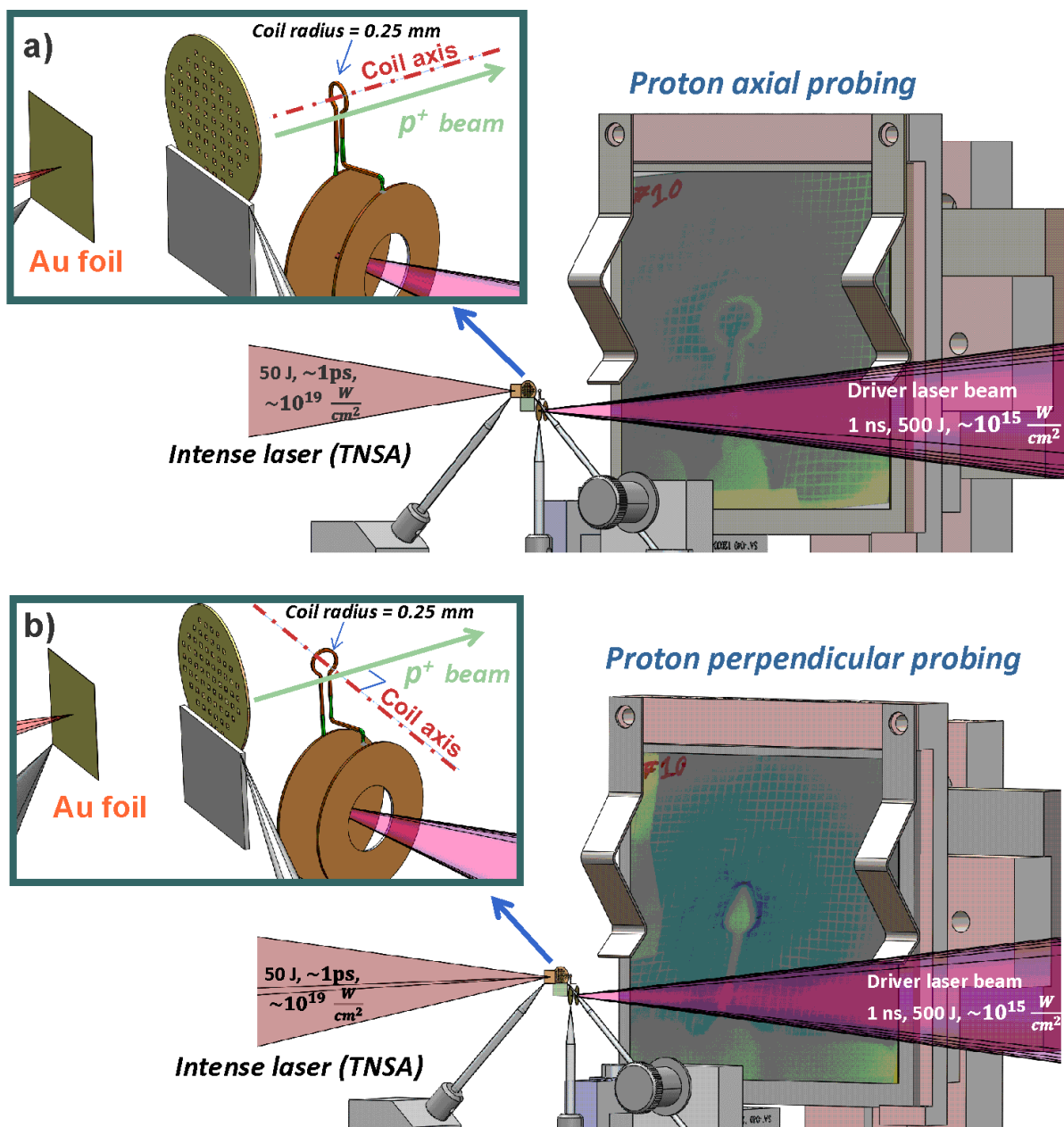
Zgodnie z ideą implozji magnetycznej fuzji inercyjnej, mechanizm działa następująco: najpierw generujemy wstępne pole magnetyczne (B_0) (tzw. *the seed field*), i pozwalamy, aby pole B_0 w wyniku dyfuzji rezystancyjnej przeniknęło do tarczy. Po penetracji pole B_0 jest kompresowane przez adwekcję z tarczą podczas jego implozji. W skali czasowej, proces kompresji tarczy z paliwem powinien być wystarczająco szybki, aby zapobiec dyfuzji rezystancyjnej powodującej przeciekanie pola. Ta silna kompresja polem magnetycznym paliwa prowadzi do powstania gorących punktów zapalających (tzw. *hot spots*) inicjujących zapłon termojądrowy.

Jak wynika z rys. 1.2.7. do realizacji idei na układzie laserowym MLJ, do wstępnego namagnesowania cylindrycznej tarczy z paliwem, proponowane są 2 tarcze CCT

Pomiary pola magnetycznego w cewce testowanych tarcz CCT prowadzone były za pomocą dwuosiowej protonowej deflektometrii. Sposób pomiaru odpowiadający dwóm sposobom prześwietlania cewki wiązką protonów zilustrowany jest na rys. 1.2.8.

Dla obu geometrii sondowania wykorzystywana była wiązka protonów generowana metodą TNSA w wyniku oświetlenia foli z Au o grubości około 50 nm, wiązką 1 μm lasera neodymowego (PS-BEAM) o energii około 50 J w impulsie około 1 ps. Pozwalało to uzyskać po odpowiednim zogniskowaniu wiązki laserowej, intensywność na foli z Cu około 10^{19} W/cm^2 , która była wystarczająca żeby uzyskać wiązkę protonów o energii 10.15 MeV. Wyniki ilościowej analizy emisji protonów zarejestrowanej na stosach płyt RFC, przedstawione są na rys. 1.2.9.

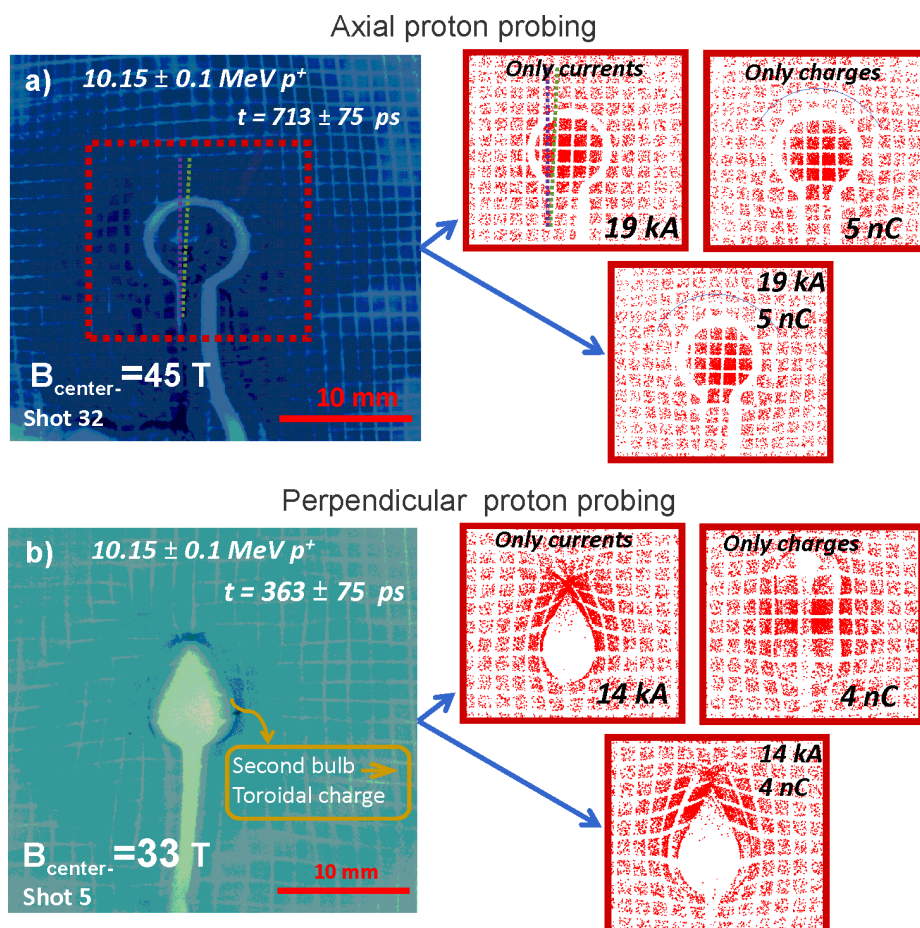
Wyniki te demonstrują, że prąd w cewce rośnie wraz czasem ekspansji plazmy generowanej w kondensatorze tarczy CCT, osiągając wartość około 19 kA dla czasu ekspansji $t = 713 \text{ ps}$ co koresponduje z czasem bliskim zakończeniu impulsu laserowego oświetlającego tarczę CCT. Takemu prądowi odpowiada pole magnetyczne w centrum cewki około 45 Tesli, które jest wystarczająco zgodne z modelem diodowym. Jest ono nawet za wysokie biorąc pod uwagę intensywności oświetlenia tarcz na układzie LMJ, co demonstrują symulacje wykonane w oparciu o model diodowy, pokazane na rys. 1.2.10.



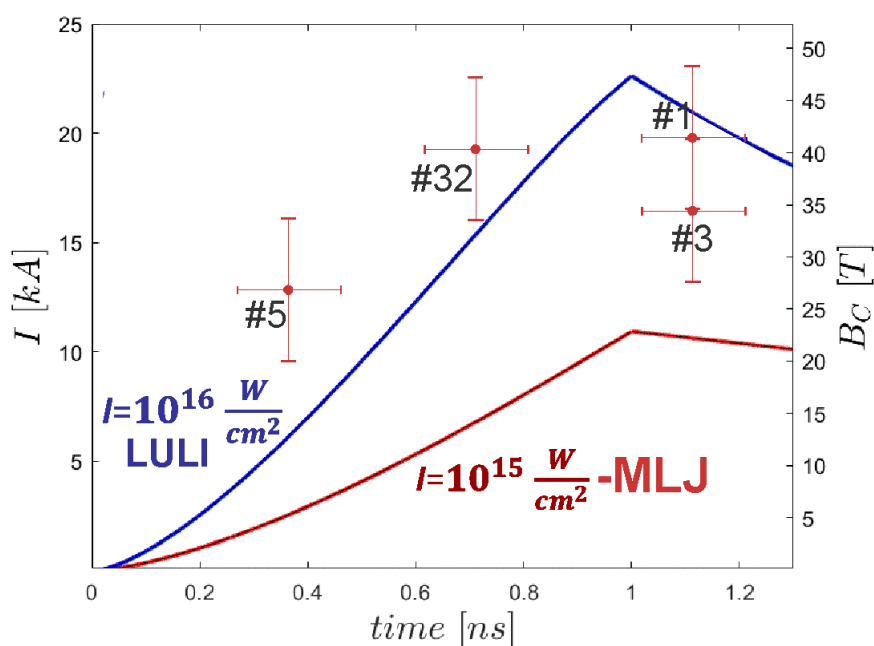
Rys. 1.2.8. Ilustracja pomiarów pola magnetycznego generowanego w tarczy CCT za pomocą dwuosiowej protonowej deflektometrii w przypadku oświetlenia wiązką protonów cewki w kierunku: a) wzdłuż osi cewki oraz b) prostopadle do osi cewki.

Przedstawione w raporcie wyniki badań na eksperymencie LULI uzyskane z udziałem zespołu z IFPiLM są obecnie przedmiotem ilościowych analiz i interpretacji i opracowywane w celu opublikowania i prezentacji na międzynarodowych konferencjach.

Przedstawione w raporcie wyniki badań na eksperymencie LULI uzyskane z udziałem zespołu z IFFPiLM są obecnie przedmiotem ilościowych analiz i interpretacji i opracowywane w celu opublikowania i prezentacji na międzynarodowych konferencjach.



Rys. 1.2.9 Wyniki pomiaru prądu w cewce tarczy CCT uzyskane metodą deflektometrii protonowej w przypadku: a) osiowego oraz b) prostopadłego sondowania wiązki protonów w stosunku do osi cewki



Rys. 1.2.10. Symulacje prądu i pola magnetycznego w cewce tarczy CCT zależności od intensywności oświetlenia tarcz laserowych. Strzały Wartości prądu odpowiadające: #5, #32, #1, #3 zostały uzyskane z pomiarów za pomocą dwuosiowej deflektometrii

3 Projekty Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej

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

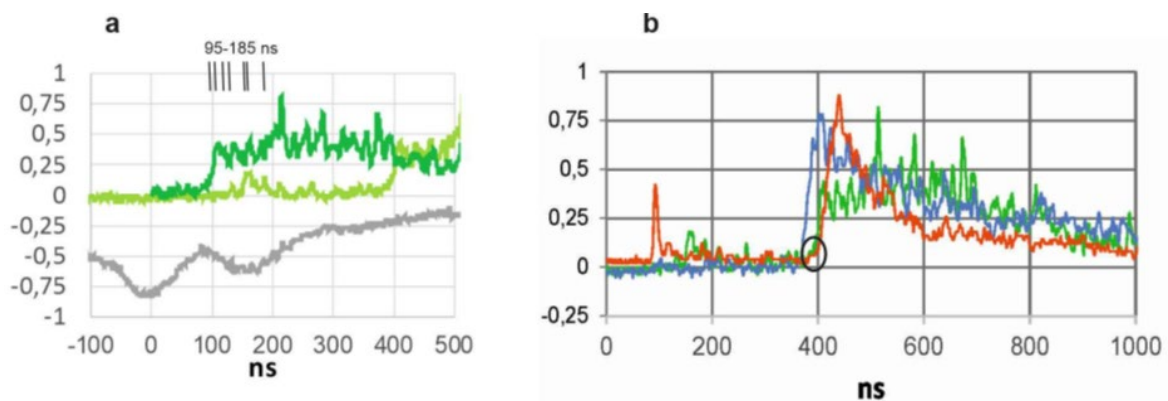
Osoba kontaktowa: R. Miklaszewski, ryszard.miklaszewski@ifpilm.pl

Prowadzone w 2021 badania międzynarodowego zespołu skupionego wokół PF-1000 koncentrowały się na opisanu czasowej różnorodności emisji neutronów i twardego promieniowania X w pojedynczych wyładowaniach oraz ich korelacji ze strukturami plazmowymi obserwowanymi za pomocą interferometrii laserowej sprzężonej z kamerą XUV. Usytuowanie detektorów promieniowania neutronowego oraz XUV w jednakowej odległości (7 m) od źródła pod różnymi kątami w stosunku do osi układu (0, 90, 180 stopni) daje możliwość rozdzielenia składowej neutronowej emisji od XUV, zachowując jednocześnie odpowiednią dokładność pomiaru.

Powyższe pomiary doprowadziły do hipotezy, że mechanizmem akceleracji deuteronów w zjawisku *plasma focus* jest gwałtowny zanik lokalnych pól magnetycznych związanych ze zorganizowanymi strukturami plazma-pole magnetyczne, zgodnie z ideą rekoneksji pola magnetycznego.

W celu zaprezentowania najbardziej charakterystycznych cech tego procesu wybrane zostały trzy wyładowania (spośród 30 przeprowadzonych w ostatnich kampaniach eksperymentalnych) ze stosunkowo dużą emisją neutronów.

Wyniki uzyskane w trakcie wyładowania #13258 (2×10^{10}) przedstawione zostały na rys. 1 i 2.



Rys.1. #13258: (a) dI/dt (szary), HXRy (jasno zielony), neutrony (zielony), (b) sygnały HXRy + neutrony rejestrowane w odległości 7m pod kątami: 0° (niebieski), 90° (zielony), 180° (czerwony).

Uwaga: sygnał neutronowy na rys (a) sprowadzony został do miejsca generacji tzn. przesunięty 300 ns w lewo (co odpowiada czasowi przelotu neutronów o energii 2.45 MeV odległości 7 m dzielącej źródło neutronów i detektor).

Stwierdzono, że wykres pochodnej prądu (Rys.1a) posiada dwa wyraźne minima – oznaczające znaczne wzrosty impedancji w obwodzie elektrycznym. Pierwsze minimum odpowiada obserwowanej przy powierzchni anody maksymalnej kompresji, powstającej na osi układu kolumny plazmowej, natomiast drugie minimum obserwowane jest w czasie rozwoju przewężeń (niestabilności

MHD) powstałej już kolumny plazmowej. Moment rejestracji drugiego minimum pochodnej prądu odpowiada emisji intensywnych wiązek wysoko energetycznych elektronów i jonów.

Dominujący sygnał pochodzący od HXR rejestrowany w kierunku *up-stream* (180°) odpowiada dominującym maksimum w obydwu kierunkach osiowych (0° , 180°) (Rys. 1b). Obserwowane aksjalnie (0° , 180°) sygnały neutronowe zanikają monotonicznie po osiągnięciu maximum, podczas gdy sygnał neutronowy „side on” (180°) wykazuje płaskie maximum w trwające (200-400ns).

Wyniki przedstawione na Rys. 1. są podstawą następujących wniosków:

Rejestrowany w kierunku 180° sygnał HXR charakteryzował się niskim FWHM (około 9 ns), która w rzeczywistości była jeszcze mniejsza z uwagi na czas odpowiedzi scyntylatora (3ns) oraz 2 sekundowy sampling oscyloskopu. Sygnał ten skorelowany był z ostrymi maksimum sygnałów neutronowych w kierunkach osiowych (0° , 180°) przesuniętych o czas przelotu 7m.

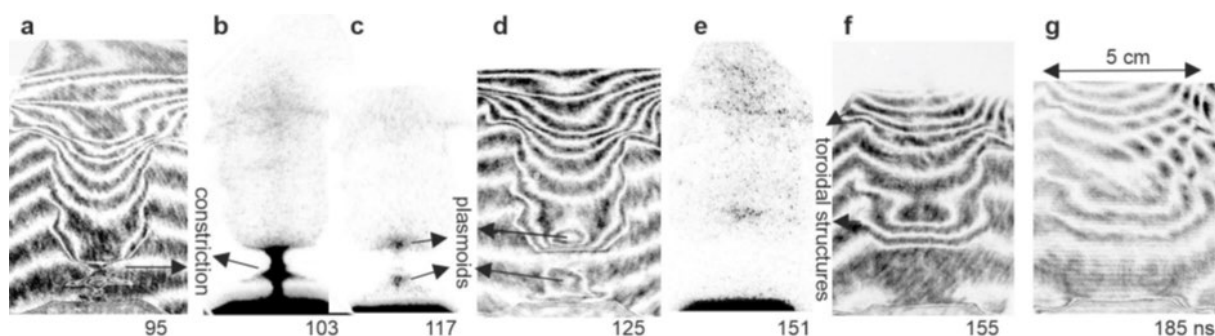
Odstęp czasowy między tymi maksimum wynosił 40-50 ns i spowodowany był prędkimi deuteronami o energiach 70-120 keV i poruszającymi się w kierunku „down-stream” (0°).

Co więcej wysoka wartość FWHM dominującego maksimum down-stream (~ 60 ns) różni się od FWHM maksimum sygnału up-stream (~ 40 ns) co wynika z anizotropii emisji neutronów w modelu beam-target.

Brak dominujących impulsów neutronowych oraz HXR w kierunku 90° świadczy o istotnej anizotropii emisji.

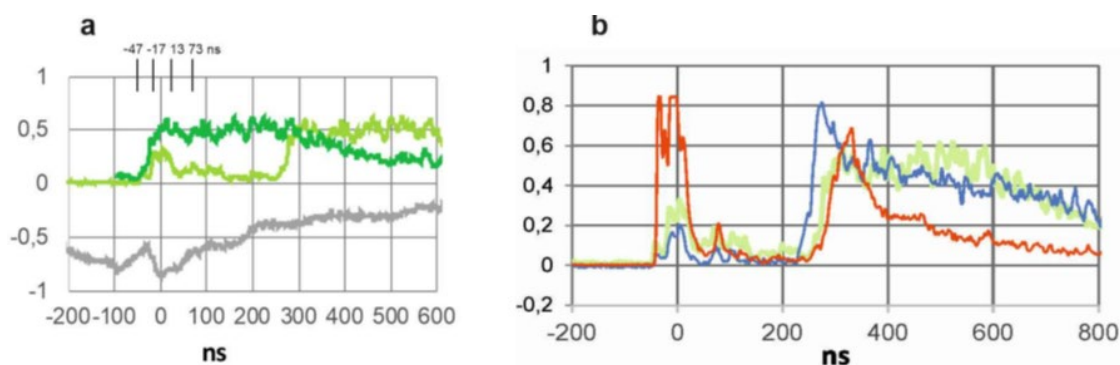
Na podstawie wyników przedstawionych na Rys. 1. i 2. można także stwierdzić, że:

- początkowa część dominującego, osiowego impulsu neutronowego emitowana w czasach -20 ns do 120 ns odpowiada na Rys.2. fazie rozpadu kolumny plazmowej w wyniku niestabilności MHD oraz formowania się plasmoidu w jej górnej części (plasmoidy są konfiguracjami zamkniętych prążków interferometrycznych z maksymalną gęstością a w ich centrach),
- późniejszy impuls neutronowy zarejestrowany w kierunku 90° (z wydłużonym impulsem) odpowiada stopniowemu rozpadowi uporządkowanych struktur w obszarze pozostałości po kolumnie plazmowej.



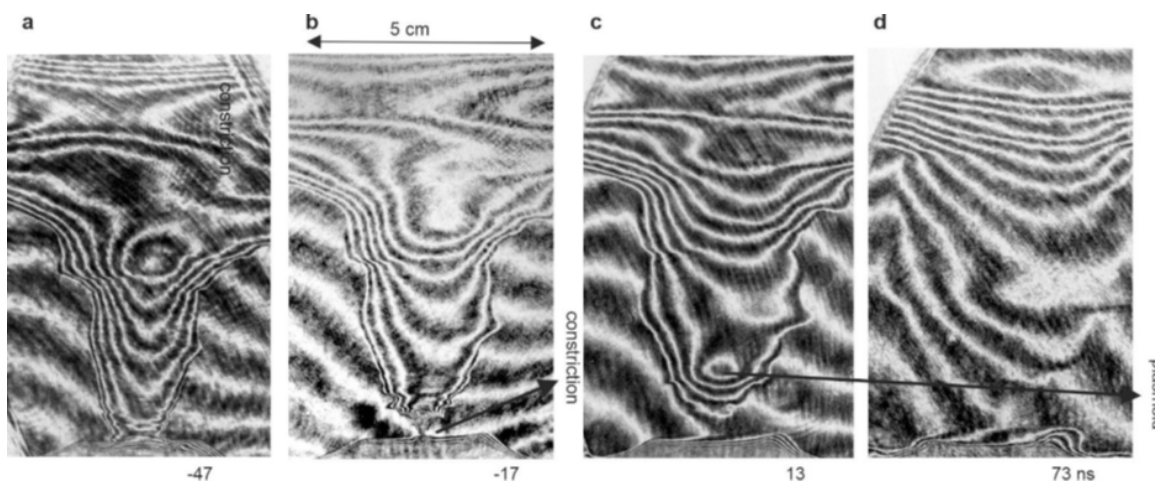
Rys.2. Pozostałe wyniki dla wyładowania #13258: Interferogramy (a,d,f,g) oraz kadry z kamery XUV (b,c,e): (a) oraz (b) przed rozwojem niestabilności kolumny plazmowej, (c) oraz (d) po rozerwaniu struktury kolumny plazmowej, (e), (f), (g)- zanik kolumny plazmowej.

Drugim przykładem wybranym do analizy jest wyładowanie #13260 w którym emisja neutronów wyniosła $6,2 \times 10^{10}$ neutronów na wyładowanie. Wyniki eksperymentalne przedstawione są na Rys. 3 i 4.



Rys.3. #13260: (a) dI/dt (szary), HXR (jasno zielony), neutrony (zielony), (b) sygnały HXR + neutrony rejestrowane w odległości 7m pod kątami: 0° (niebieski), 90° (zielony), 180° (czerwony).

Sygnały neutronowy oraz HXR pokazane na Rys.1a pojawiają się w momencie drugiego minimum pochodnej prądu które jest głębsze niż pierwsze minimum. Traktujemy je na Rys.1b jako $t=0$. Maksyma sygnałów (HXR oraz neutronowych – Rys.1b) z kanałów aksjalnych – 0° oraz 180° jak też późniejsze płaskie maksimum w kanale poprzecznym (90°) są podobne do obserwowanych w wyładowaniu 13258.



Rys.4. Pozostałe wyniki dla wyładowania #13260: Interferogramy zarejestrowane w czasie emisji HXR oraz neutronów (między -47 ns i 73 ns) (a) przed rozwojem niestabilności kolumny plazmowej, (b) w trakcie rozwoju niestabilności, (c) po rozerwaniu sznura plazmowego, (d) w trakcie zaniku kolumny plazmowej.

W przypadku wyładowania #13260 notujemy:

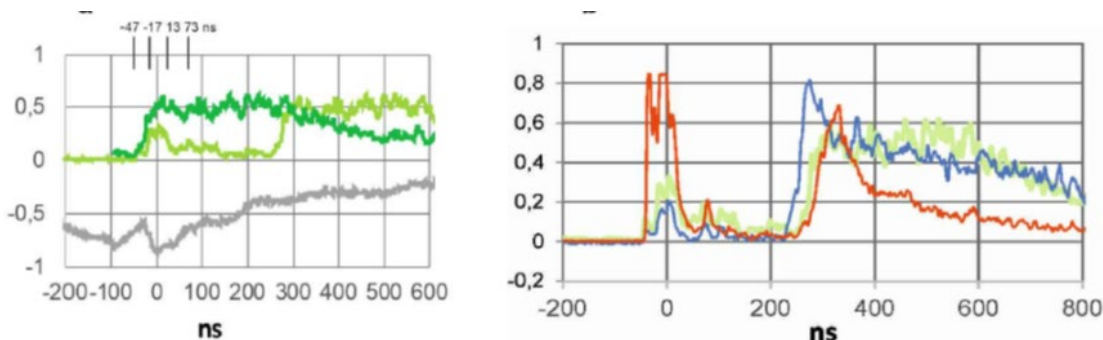
- Dominujący sygnał odpowiadający HXR składa się z ciągu maksimów trwających ~ 50 ns.
- Maksima te odpowiadają szeregowi następujących po sobie przewężeń i rozerwani kolumny plazmowej związanych z niestabilnościami MHD w trakcie których prędkie elektrony emitowane są głównie w kierunku anody.
- Sygnał neutronowy w kierunku 90° narasta wyraźnie wolniej niż sygnały wzdłuż osi układu (0° i 180°) a następnie wielkość sygnału maleje wolniej niż sygnały osiowe przez następne ~ 300 ns. Podobieństwo profilów zanikania sygnałów w kierunkach 0° oraz 90° w trakcie rozpadu kolumny plazmowej wskazuje, że składowe prędkości deuteronów „side-on” and „down-stream” są podobne.

Interferogramy przedstawione na Rys.4. pokazują, że ewolucja gęstej kolumny plazmowej w wyładowaniu #13260 jest podobna do obserwowanej w wyładowaniu #13258. Jednocześnie można zauważyć, że dominujące sygnały HXR oraz neutronowe (Rys. 3a oraz b) są skorelowane z

obserwowanym na interferogramie przerwaniem struktury kolumny plazmowej oraz utworzeniem plasmoidu (zaznaczony strzałką – Rys.4 c) w pobliżu przerwania. W wyładowaniu tym faza rozwoju niestabilności MHD w pobliżu anody a następnie przerwania kolumny plazmowej trwała od ~ -50 ns do $\sim +50$ ns.

Końcowy przebieg sygnału “sideon”, który opada znacznie wolniej niż dwa pozostałe i skorelowany jest w czasie z interferogramami na Rys. 4c oraz d, odpowiadającymi rozpadowi wewnętrznych struktur kolumny plazmowej.

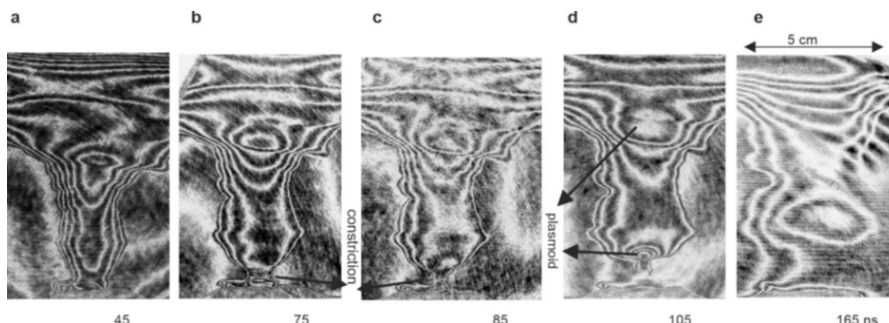
Trzeci przykład wybrany do analizy to wyładowanie #13262 w którym całkowita emisja neutronów wyniosła 4.7×10^{10} . Odpowiadające temu wyładowaniu wyniki eksperymentalne zaprezentowane zostały na Rys. 5 oraz 6.



Rys.5. #13262: (a) dI/dt (szary), HXR (jasno zielony), neutrony (zielony), (b) sygnały HXR + neutrony rejestrowane w odległości 7m pod kątami: 0° (niebieski), 90° (zielony), 180° (czerwony).

Na wstępie zauważmy, że także w tym wyładowaniu, podobnie jak w dwóch poprzednich, sygnały HXR oraz sygnały neutronowe odpowiadają czasowo drugiemu minimum pochodnej prądu. Z danych przedstawionych na Rys.5 oraz 6 można stwierdzić, że:

Silny i krótki impuls HXR (FWHM ~ 12 ns) emitowany był szczególnie w kierunku „up-stream” (-180°). Odpowiednie sygnały neutronowe w kierunkach up-stream oraz down-stream zarejestrowane przez sondy scyntylacyjne posiadają wyraźne maksima. Szersze (w sensie FWHM) z dominujących maksimów obserwowanych down-stream w porównaniu z obserwacją w kierunku przeciwnym (180°) może być wyjaśniony różnicą energii (prędkości pierwotnych deuteronów w dwóch sub-impulsach (pierwszy o wyższej energii, drugi o niższej)), podobnie jak w przypadku wyładowania #13258. Ostrzejsze narastanie sygnału neutronowego rejestrowanego w kierunku 0° (down-stream) w porównaniu z impulsem w kierunku 180° .



Rys.6. Pozostałe wyniki dla wyładowania #13260: Interferogramy zarejestrowane w czasie emisji HXR oraz neutronów (między -45 ns i 165 ns) (a), (b) przed rozwojem niestabilności kolumny plazmowej, (c) w trakcie rozwoju niestabilności, (d) po rozerwaniu sznura plazmowego w trakcie łączenia się dwóch plasmoidów, (e) w trakcie zaniku kolumny plazmowej.

3.2 Zastosowanie intensywnych obciążeń termicznych i radiacyjnych generowanych w plazmie urządzenia PF-1000U w badaniach materiałów istotnych z punktu widzenia reaktora termojądrowego wykorzystującego koncepcję fuzji inercyjnej

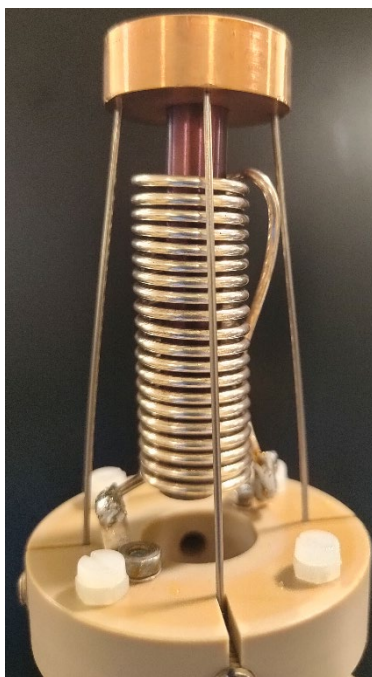
Osoba kontaktowa: P. Czarkowski, piotr.czarkowski@ifpilm.pl

W roku 2021 prowadzone były badania materiałowe w ramach projektu CRP MAEA „Application of Heavy Thermal and Radiation Loads Generated by Plasma-Focus PF-1000U in Material Sciences in View of Future Reactors Based on Inertial Fusion Concepts”.

W dniach 30.07.-5.08.2021 zorganizowano sesję naświetlania próbek materiałów w której brał udział Dr Rodrigo Mateus (IPFN). Przeprowadzono naświetlenia próbek wolframowych oraz opracowanych w Lizbońskim Instituto de Plasmas e Fusão Nuclear (IPFN) stopów o wysokiej entropii (HEA) : W20Ta20Cr20Nb20V20 oraz W30Ta17.5Cr17.5Nb17.5V17.5. Próbkę poddano obciążeniom wiązkami jonowymi, termicznym i radiacyjnym generowane przez układ PF-1000U, celem symulacji wpływu przewidywanych obciążeń w planowanych reaktorach fuzyjnych na zastosowane materiały. Badania prowadzone były w plazmach deuterowych oraz deuterowo-helowych. Badania morfologiczne, mikrostrukturalne oraz składu fazowego prowadzone są obecnie w IPFN i zaprezentowane zostaną na "International Conference on Accelerators for Research and Sustainable Development: From Good Practices Towards Socioeconomic Impact" w maju bieżącego roku.

Istotnym parametrem wpływającym na zjawiska zachodzące w obiektach obciążanych wiązkami jonowymi, radiacyjnie, cieplnie i mechanicznie jest temperatura materiału. Średnia energia cieplna w materiale determinuje uruchomienie różnych mechanizmów przemian strukturalnych oraz prędkość ich zachodzenia. W badaniach nad materiałami do zastosowań fuzyjnych, widoczne jest to w szczególności w przypadku wolframu i jego stopów. Obserwowana odporność materiału na obciążenia plazmą i radiacyjne jest silnie uzależniona od przejścia materiału ze stanu kruchego w ciągliwy powyżej pewnej krytycznej temperatury (DTBTT). Dowiedzione zostało również, że w obciążanych plazmą w zjawiskach VDE elementach dywertyora, proces pęknięcia poprzedzony jest intensywnie zachodzącą rekrytalizacją – procesem aktywowanym cieplnie, konkurencyjnym względem innego aktywowanego cieplnie mechanizmu relaksacji naprężeń - zdrowienia.

Zważywszy zatem na nietrywialny i złożony wpływ temperatury na mechanizmy przemian zachodzących w materiałach, istotne jest rozwinięcie możliwości testowania materiałów warunkach temperaturowych możliwie zbliżonych do tych właściwych przewidywanym warunkom pracy urządzenia. Celem rozwinięcia możliwości laboratorium PF-1000U w zakresie badań materiałowych, kontynuowane były prace nad budową dla układu wysokotemperaturowego systemu grzania próbek.

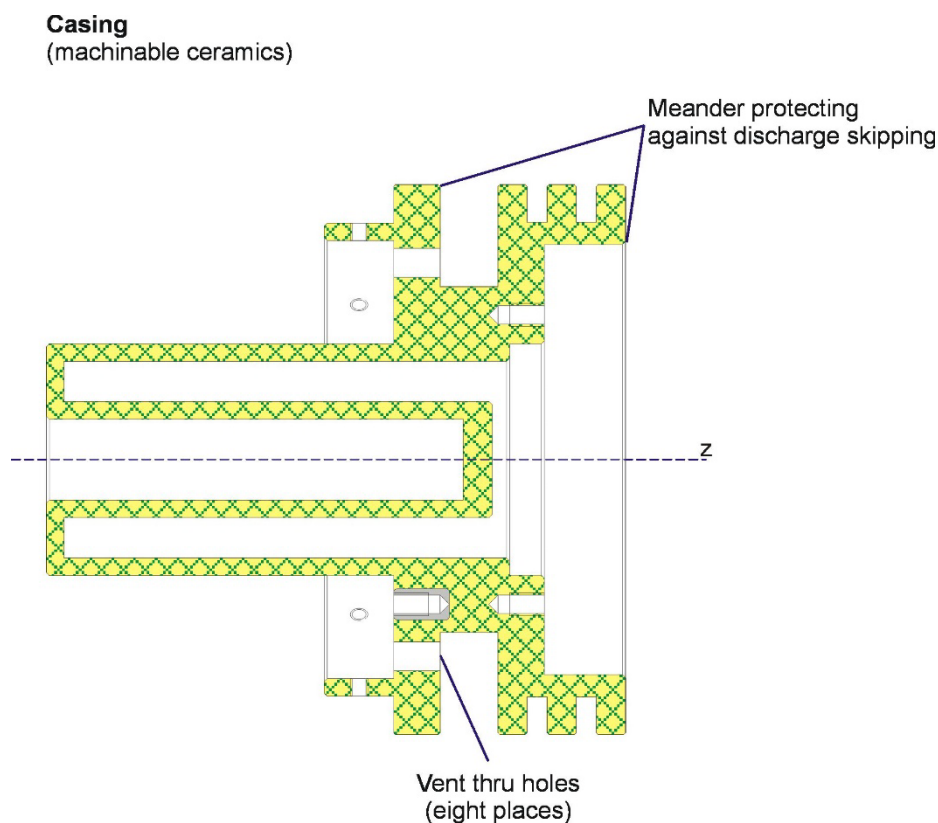


Rys.1. Testowy prototyp układu grzania próbek. Miedziana głowica uchwytu nasadzona jest na stalowy rdzeń. Uchwyt zasilany jest przez dwudziestozwojową cewkę z posrebrzanego drutu miedzianego ϕ 15.

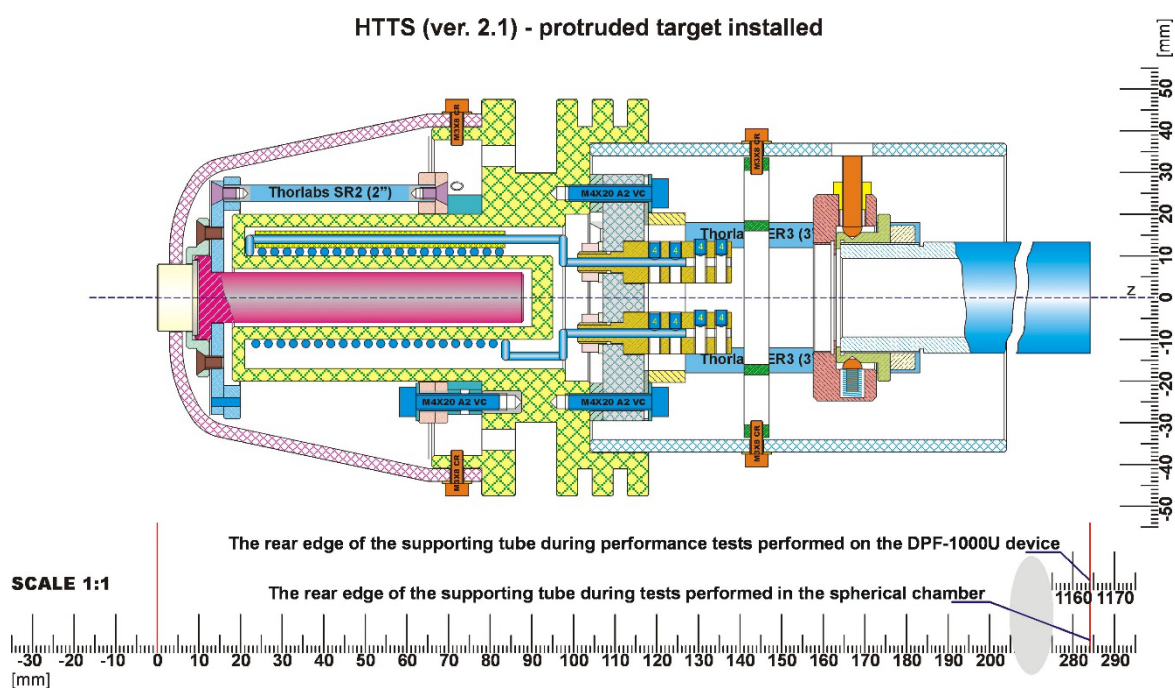
Zważywszy na występujące w układach typu plasma focus wysokie potencjały elektryczne, konieczne było opracowanie rozwiązania zapewniającego wysoki stopień separacji elektrycznej ogrzewanego komponentu od układu zasilania. W tym celu opracowano metodę ogrzewania uchwytu próbki z wykorzystaniem ferromagnetycznego trzpienia stalowego sprzężonego indukcyjnie z cewką. W prowadzonych w latach ubiegłych próbach, zaobserwowano wysoką prędkość chłodzenia układu. Testy, przeprowadzone w różnych gazach i szerokim zakresie ciśnień, wskazały konwekcję jako dominujący mechanizm odprowadzania ciepła w warunkach typowych dla pracy układu plasma focus.

Ze względu na występujący w końcowych fazach wyładowania potencjał elektryczny w kolumnie plazmowej, celem uniknięcia przebiegów elektrycznych, uchwyt próbki pozostawać musi na potencjale plazmy, zaś cewka i układ zasilania muszą być odseparowane elektrycznie.

W 2021 roku opracowano koncept rozwiązania powyższych problemów przez wprowadzenie w pełnoskalowym układzie grzewczym głowicy ceramicznej.



Rys.2. Osłona ceramiczna układu cewki zasilającej. Złożona geometria powprawia separację elektryczną układu zasilającego.



Rys.3. Rysunek złożeniowy proponowanego rozwiązania głowicy grzewczej z zamontowaną próbką. Układ od frontu osłonięty jest kopułą ceramiczną. Układ zasilania jest dodatkowo separowany głowicą z ceramiki skrawalnej oraz rękawem ceramicznym.

Wprowadzenie ceramicznej osłony cewki układu grzania zapewnia znakomitą separację elektryczną układu zasilania od plazmy w komorze. Ze względu na ukształtowanie gniazda trzpienia oraz osłonięcie całości układu kopułą ceramiczną w istotnym stopniu ograniczona zostanie również konwekcja, poprawiając stabilność temperaturową układu.

Ze względu na złożoną geometrię wymaganą przez wypracowane rozwiązania konstrukcyjne, komponenty ceramiczne wykonane zostaną z ceramiki skrawalnej (Macor lub jego ekwiwalent).

Przyjęte rozwiązanie zakłada wykorzystanie trzpienia stalowego lub też, w przypadku konieczności osiągnięcia wyższych temperatur, wykonanego ze stopu kobaltu. Projekt zakłada zasilanie trzpienia z cewki wielozwojowej zdolnej do przeniesienia prądu przemiennego o natężeniu do 20 amperów. W celu zapewnienia efektywnego transportu ciepła, zaproponowane rozwiązanie zakłada łączenie próbek z trzpieniem układu grzewczego przez cienkie folie metalowe.

4 Projekty programu ITER – organizacji Fusion for Energy oraz programu H2020

4.1 Radialna kamera neutronowa: rozwój, projekt końcowy i prototyp

Osoba kontaktowa: K. Miksuta-Michalik, katarzyna.miksuta-michalik@ifpilm.pl

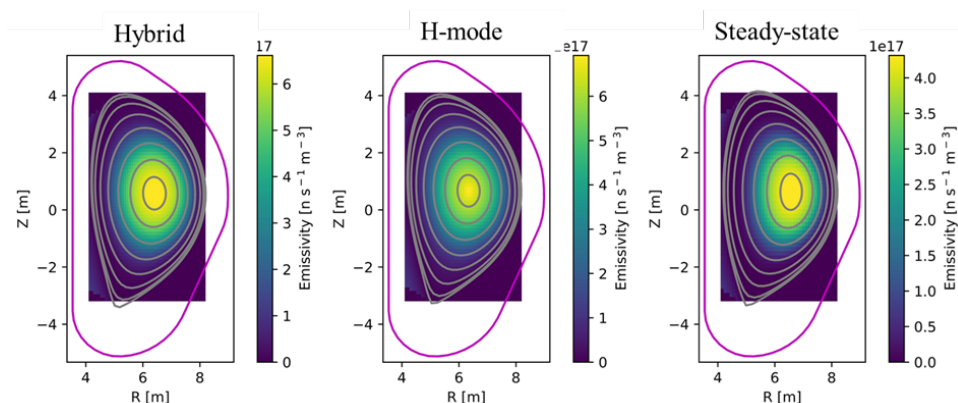
ITER jest międzynarodowym projektem skupionym na wykazaniu możliwości produkcji energii z wykorzystaniem fuzji jądrowej. Tokamak budowany w Cadarache we Francji ma posłużyć do kompleksowych badań nad utrzymaniem gorącej plazmy i studiowaniem zjawisk fizycznych co ma umożliwić wybudowanie testowego reaktora. 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). Radialna Kamera Neutronowa (RNC) ma umożliwić pomiar neutronów, a także odtwarzanie profili emisji w przekroju poloidalnym plazmy.

Diagnostyka RNC składa się z dwóch struktur kolimatorów wyposażonych w detektory rejestrujące 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 składa się z 16 kolimatorów, dla których rozważane są trzy typy detektorów. Zadaniem zespołu z IFPiLM na rok 2021 była ocena możliwości rekonstrukcji emisyjności neutronów RNC dla różnych typów detektorów (plastikowe scyntylatory, sCD i scyntylatory oparte na He-4). Obliczenia tomograficzne wykonano dla trzech różnych scenariuszy pracy planowanych dla tokamaka ITER. Dodatkowo wykonano test wpływu przesunięć pola magnetycznego na wyniki rekonstrukcji z wyznaczeniem minimalnej dokładności ustalenia położenia linii pól widzenia względem plazmy.

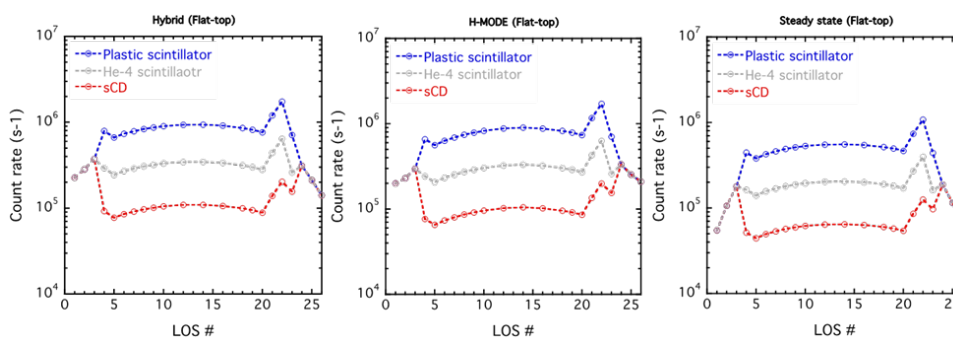
Kolejnym zadaniem zespołu z IFPiLM było wykonanie rekonstrukcji emisyjności neutronów w plazmie dla zaktualizowanych danych związanych ze zmianami w detektorach systemu in-port. Ocena precyzyjności tomografii została wykonana dla dwóch różnych scenariuszy pracy tokamaka ITER. Otrzymane wyniki zostały dołączone do ostatecznego raportu systemu in-port, który w listopadzie 2021 roku poddany został recenzji przez specjalistów z F4E i Organizacji ITER (IO).

Analiza oceny możliwości rekonstrukcji emisyjności neutronów dla różnego typu detektorów w systemie ex-port opierała się na wykonaniu obliczeń tomograficznych dla trzech różnych scenariuszy pracy tokamaka ITER. Wynik symulacji emisji neutronowej dla poszczególnych wyładowań znajduje się na rysunku 1. Rozważane scenariusze *Hybrid*, *H-mode* i *Steady-state* charakteryzują się prądem plazmy 12.5 MA, 15 MA i 9 MA.

Wszystkie przedstawione scenariusze pracy tokamaka zostały użyte do wykonania symulacji pomiaru za pomocą różnych detektorów. Porównanie wyników znajduje się na rysunku 2. Otrzymane rezultaty zostały użyte do wykonania obliczeń tomograficznych. Precyzyjność rekonstrukcji została zdefiniowana jako relatywna różnica między wartościami otrzymanymi dla danego piksela, a wartością pochodzącą z symulacji.



Rys. 1. Emisyjność neutronowa dla trzech scenariuszy pracy tokamaka ITER.



Rys. 2. Symulowana liczba zliczeń podczas pomiaru za pomocą trzech rodzajów detektorów w systemie ex-port dla różnych scenariuszy pracy tokamaka ITER.

Obliczenia poprzedzała optymalizacja siatki pikseli dla poszczególnych scenariuszy pracy tokamaka. Różnice w liczbie wyznaczonych pikseli związane są z dokładnością definicji pola magnetycznego dla różnych wyładowań. Obliczenia tomograficzne dla scenariusza Hybrid zostały wykonane na siatce 50x60. Wyniki rekonstrukcji dla wszystkich typów detektorów mają dokładność lepszą niż 10% w centrum plazmy co jest wymogiem stawianym diagnostyce. Najlepszą dokładnością cechuje się wynik dla scyntylatorów plastikowych, ale maksymalna różnica w centrum plazmy wynosi tylko 2%. Rozkład emisyjności neutronów otrzymany z użyciem detektorów sCD jest wyraźnie zaburzony na dolnym brzegu plazmy co widać na rysunku 3.

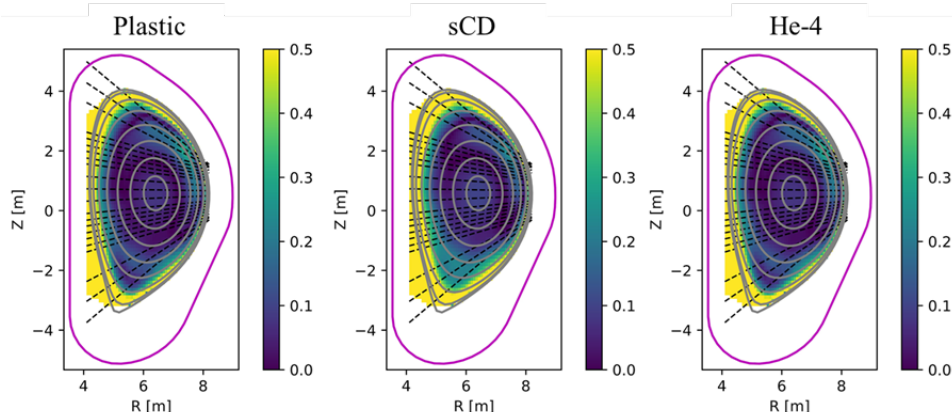
Rozkład emisyjności dla scenariusza *H-mode* był rekonstruowany na siatce pikseli 40x50. Różnica w dokładności dla scyntylatorów i detektorów opartych na He-4 jest nie widoczna (rysunek 4.). Tomografia z użyciem detektorów sCD dała ponownie gorsze rezultaty.

Siatka pikseli optymalna dla wyładowania *Steady-state* równa się 40x50. W tym wypadku najlepszą dokładnością charakteryzuje się wyraźnie wynik otrzymany z użyciem scyntylatorów. Wyodrębnienie, który z detektorów daje najmniej poprawny wynik jest niemożliwe ze względu na identyczne rezultaty dla pozostałych detektorów.

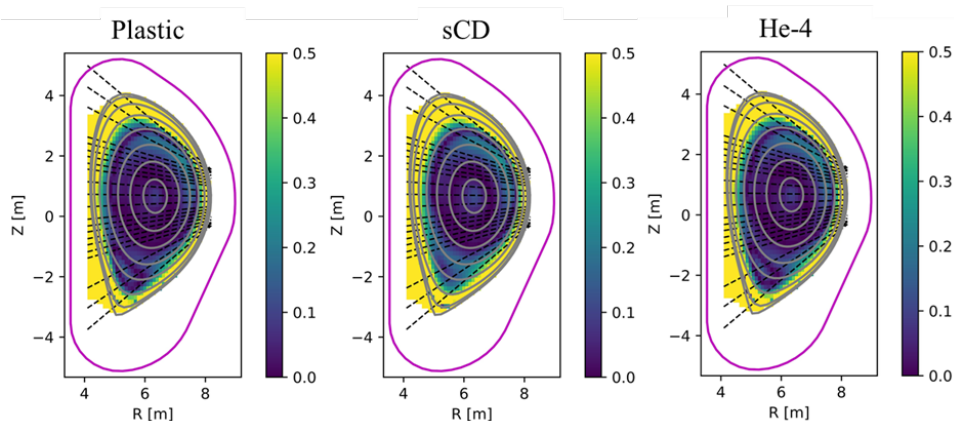
Wyraźnie najlepszą dokładnością rekonstrukcji charakteryzują się wyniki rekonstrukcji tomograficznej dla scyntylatorów. Wszystkie możliwe opcje zapewniają spełnienie wymogu dokładności lepszej niż 10% w centrum plazmy.

Dalsze testy wykonano dla przesunięć plazmy w tokamaku. Analiza miała na celu ocenę dokładności z jaką musi być zmierzone położenie plazmy w czasie eksperymentu, aby tomografia z użyciem RNC mogła spełnić wymagania. Przesunięcia do 1 cm nie wpływają na wynik rekonstrukcji. Dla większych

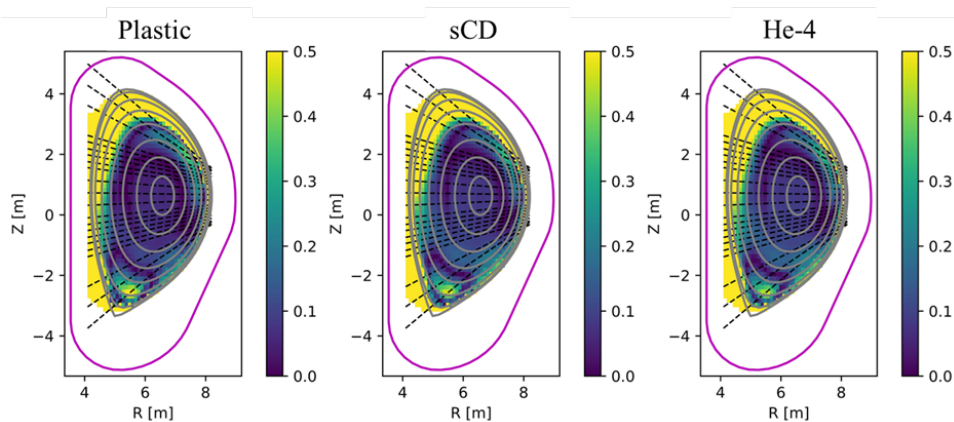
zmian wpływ zależy od kierunku przemieszczenia. Oddalanie się plazmy od kamery neutronowej ma najsilniejszy wpływ na rekonstrukcję. Maksymalna wartość przesunięcia wzdłuż osi R oraz Z pozwalająca na otrzymanie rezultatów z wymaganą dokładnością wynosi 6 cm.



Rys. 3. Dokładność rekonstrukcji rozkładu emisyjności neutronów w scenariuszu Hybrid dla różnych typów detektorów.

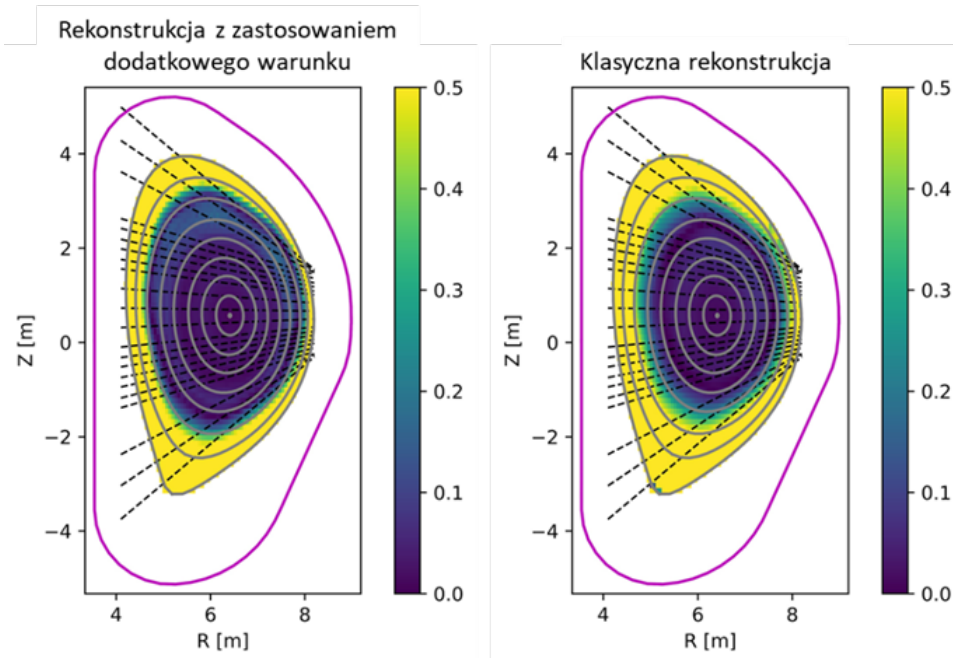


Rys. 4. Dokładność rekonstrukcji rozkładu emisyjności neutronów w scenariuszu H-mode dla różnych typów detektorów.

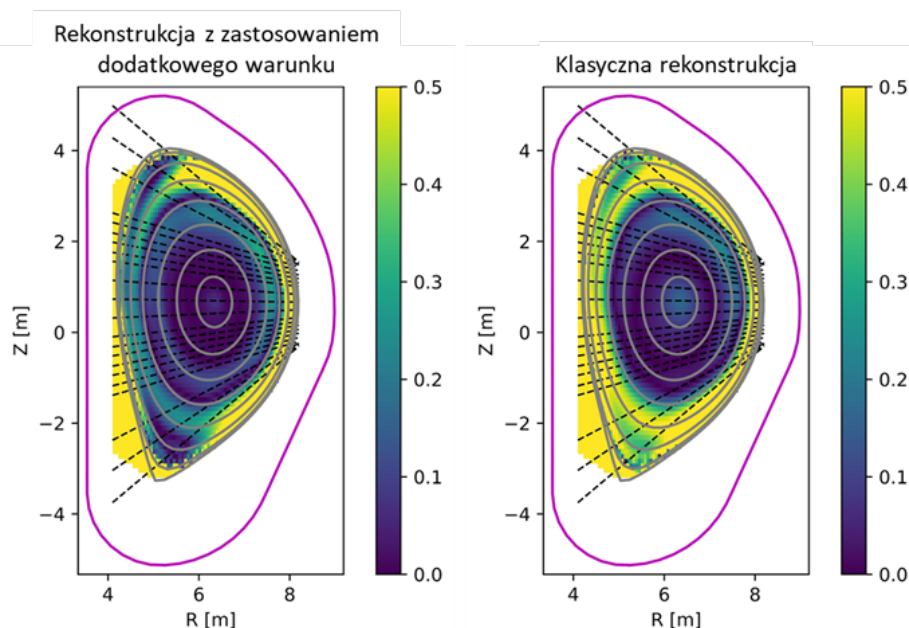


Rys. 5. Dokładność rekonstrukcji rozkładu emisyjności neutronów w scenariuszu Steady-state dla różnych typów detektorów

Analiza dokładności rekonstrukcji dla RNC z detektorami opartymi na He-4 pod ciśnieniem 100 barów została wykonana dla dwóch scenariuszy pracy tokamaka ITER. Tomografia dla scenariusza bazowego ze współczynnikiem produkcji energii wynoszącym 10 zawiera porównanie wyników z zastosowaniem dodatkowego warunku w obliczeniach jakim jest całkowita emisja neutronowa w plazmie. Porównanie wyników znajduje się na rysunku 6. Rezultat analizy dla scenariusza H-mode znajduje się na rysunku 7. W obu przypadkach obszar plazmy rekonstruowany z dokładnością lepszą niż 10% jest szerszy dla tomografii z użyciem całkowitej emisji neutronów.



Rys. 6. Porównanie dokładności rekonstrukcji rozkładu emisyjności neutronów w scenariuszu bazowym dla aktualnego układu detektorów RNC przy zastosowaniu dodatkowego warunku (lewa strona) i dla klasycznej tomografii (prawa strona).



Rys. 7. Porównanie dokładności rekonstrukcji rozkładu emisyjności neutronów w scenariuszu H-mode dla aktualnego układu detektorów RNC przy zastosowaniu dodatkowego warunku (lewa strona) i dla klasycznej tomografii (prawa strona).

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 rezultatów o wysokiej dokładności 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 roku 2021 wprowadzono modyfikacje w kodzie pozwalające na symulacje przesunięć plazmy i pola magnetycznego względem kamery neutronowej. Dodatkowe funkcje nadane narzędziu informatycznemu obejmują również dopasowywanie struktur pola magnetycznego zapisywanego w różnych formach do potrzeb kodu tomograficznego.

Dzięki szybszemu wykonaniu zadań z harmonogramu w roku 2020 i przygotowaniu ostatecznej wersji kodu komputerowego do tomografii w roku 2021 zespół z IFPiLM mógł wykonać dodatkowe obliczenia potrzebne dla rozwoju projektu. Dokonana została analiza wpływu wyboru typu detektora w systemie ex-port na wyniki rekonstrukcji tomograficznej z których wynika, że najlepsza dokładność otrzymywana jest przy użyciu scyntylatorów plastikowych. Dodatkowo porównano wyniki obliczeń rozkładu emisyjności neutronów dla zaktualizowanych danych na temat detektorów w systemie in-port z zastosowaniem dodatkowego warunku w postaci całkowitego wydatku neutronowego oraz standardowej rekonstrukcji.

Diagnostyka RNC na tokamaku ITER będzie służyła pomiarowi neutronów w celu rekonstrukcji rozkładu ich emisji w plazmie. Pozwoli to na poszerzenie wiedzy na temat fuzji jądrowej co będzie skutkowało zwiększeniem wpływu na stabilność wyładowań oraz produkcji energii w reaktorach termojądrowych. Projekt kamery neutronowej musi zapewniać możliwość dokładnej rekonstrukcji dwuwymiarowej emisji neutronów. Analizy wykonywane przez zespół z IFPiLM zapewnią optymalizację elementów RNC, tak aby spełnione były wszystkie wymagania dotyczące analiz zjawisk fizycznych w plazmie.

4.2 Początkowy etap opracowania urządzenia Early Neutron Source IFMIF/DONES, na potrzeby projektu DEMO

Osoba kontaktowa: B. Bieńkowska, barbara.bienkowska@ifpilm.pl

Wstępne obliczenia MCNP dla modułu Creep Fatigue Test Module (CFTM) przeprowadzone w ramach realizacji grantu IFMIF DONES-Preparatory Phase, H2020

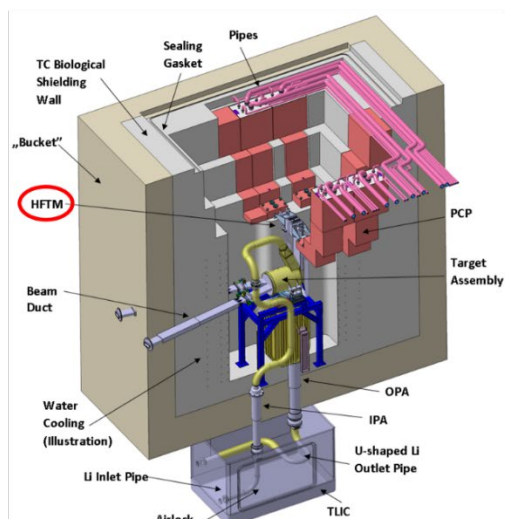
Celem zadania WP 8.3 było dokonanie przeglądu oraz modyfikacji katalogu różnych możliwych modułów, w których realizowane byłyby napromieniania strumieniami neutronów z generatora DONES.

Dotychczasowe analizy koncentrowały się na podstawowym module tzw. High Flux Test Module, w którym wykorzystując maksymalny strumień neutronów napromieniane będą próbki materiałów.

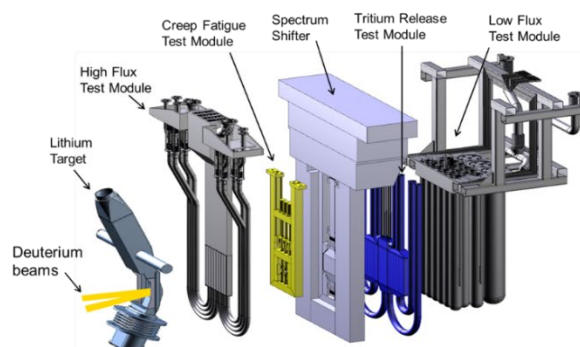
Na rysunku 1 przedstawiono ogólną koncepcję konstrukcji komory testowej urządzenia DONES bazującą na opracowaniach IFMIF-EVEDA (06/2013)

a)

b)



DONES Test Cell with single irradiation module "HFTM" (08/2019)



Set of 4 irradiation modules foreseen during IFMIF/EVEDA (06/2013) for multiple irradiation objectives:

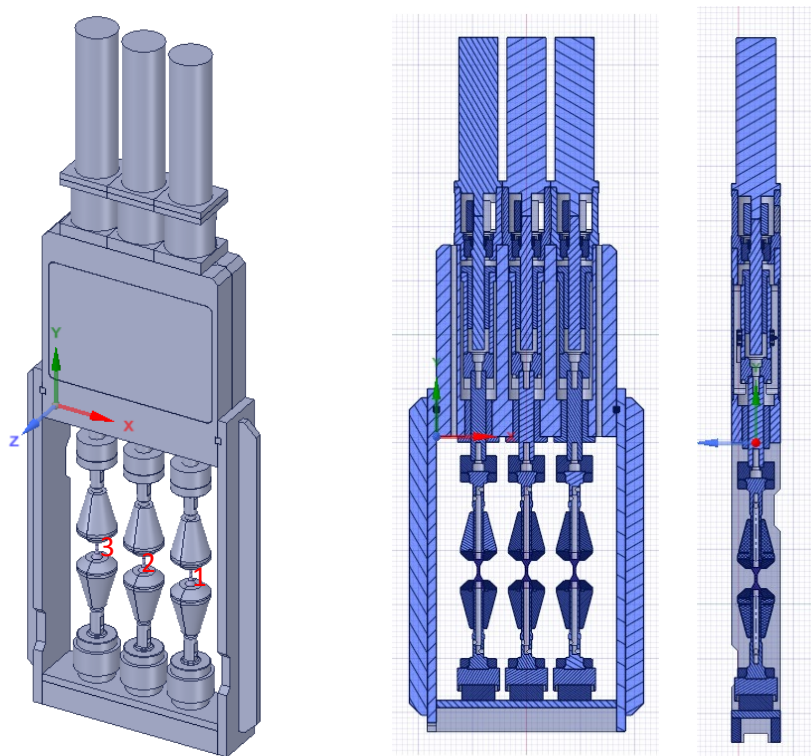
- HFTM for irradiation of steel samples
- CFTM for in-situ creep fatigue tests
- TRTM for release of tritium from breeder
- LFTM for irradiation of instrumentation, etc.

Rys.1. Rysunki przedstawiające komorę testową DONES-a razem z modulem HFTM (a) oraz przewidywane w projekcie IFMIF dodatkowe moduły testowe (b) w tym modulem CFTM stanowiący przedmiot modelowania MCNP prezentowanego w niniejszym raporcie.

Poniższe, robocze opracowanie zawiera wyniki obliczeń map grzania jądowego dla modułu CFTM (moduł testowania osłabienia materiału w wyniku efektu płynięcia) oraz *displacement damage rate* i produkcji helu oraz wodoru w próbkach. Wszystkie wielkości mogą być liczone zarówno w formie map lub uśrednione dla poszczególnych komórek.

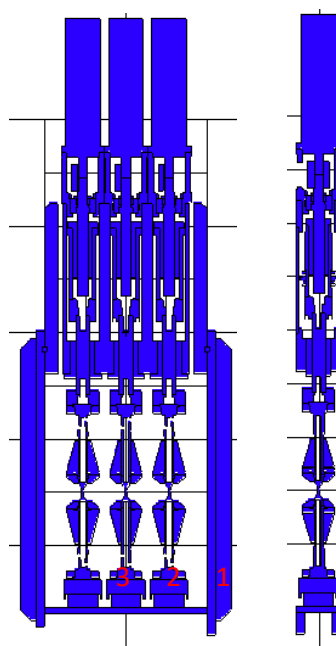
Uproszczony projekt modułu Creap Fatigue Test Module (CFTM) otrzymano w formacie .stp od zespołu z Wydział Inżynierii Materiałowej Politechniki Warszawskiej (kierowanego przez prof. Łukasza Ciupińskiego). Rysunek 2 przedstawia widok urządzenia. Po lewej stronie, na modelu 3D naniesiono proponowaną numerację próbek. Patrząc od strony źródła neutronów próbki są ponumerowane 1, 2 i 3 od lewej do prawej. Na rysunku przedstawiono również 2 przekroje pionowe. Pierwszy przez płaszczyznę przechodzącą przez środek wszystkich próbek a drugi przez płaszczyznę prostopadłą do pierwszej i przechodzącą przez środek próbki nr 2. Model, jak się okazało, nie wymagał uproszczeń. Został przetransformowany do MCNP za pomocą kodu SuperMC. Na rysunku 3 przedstawiono 2 pionowe przekroje modułu CFTM w geometrii MCNP analogiczne jak na rysunku 2. Input MCNP modułu CFTM pomyślnie przeszedł testy – nie znaleziono błędów w geometrii. Następnie input ten został stosownie obrócony i wpasowany w istniejący input DONES Test Cell (TC). Nie jest znana informacja na temat odległości CFTM od High Flux Test Module (HFTM) dlatego HFTM został wstawiony najbliżej jak się da bez kłopotliwej ingerencji w input DONES TC. Fragment geometrii MCNP DONES TC z wstawionym modulem CFTM jest przedstawiony na rysunku 3.

Obliczenia przeprowadzono kodem Monte Carlo MCNP6.1 z użyciem pakietu McDeLicious-17 oraz bibliotek przekrojów czynnych FENDL-3.1b. Obliczono mapy grzania jądowego od neutronów oraz od promieniowania gamma w module CFTM dla 2 przypadków: 1) CFTM jest wykonany z euroferu, 2) CFTM jest wykonany ze stali SS316L. Rysunki 5-8 przedstawiają te obliczenia oraz niepewności względne w przekroju pionowym, w płaszczyźnie przechodzącej przez środki próbek.

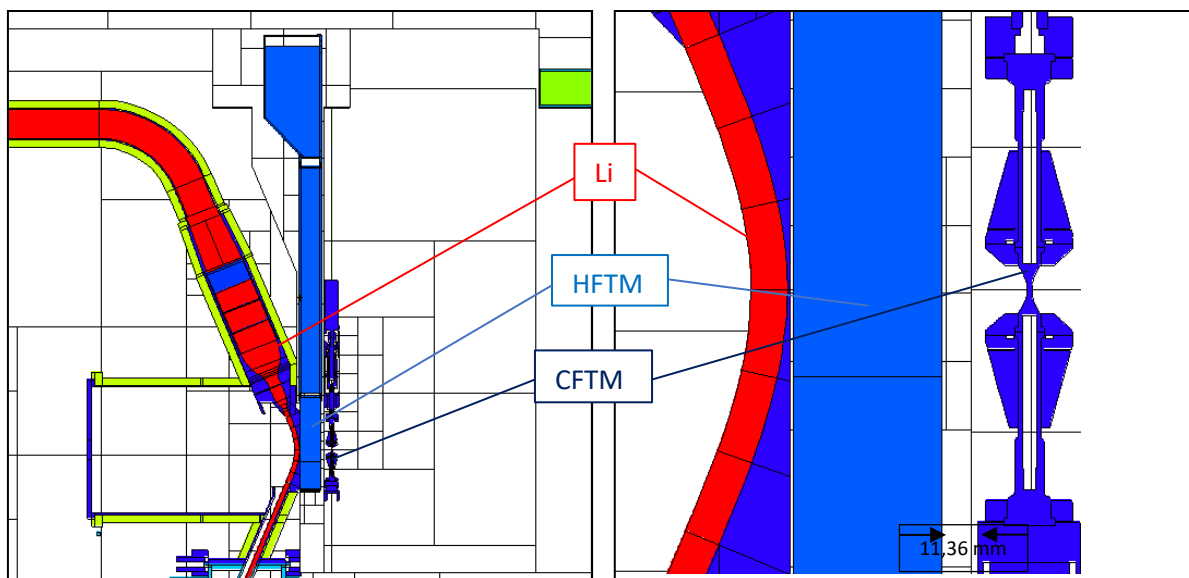


Rys. 2 Otrzymany model CAD modułu CFTM. Po lewej stronie widok 3D. Neutrony będą nadchodzić z tyłu urządzenia. Czerwone cyfry oznaczają zaproponowaną numerację próbek. Po prawej stronie dwa przekroje pionowe urządzenia

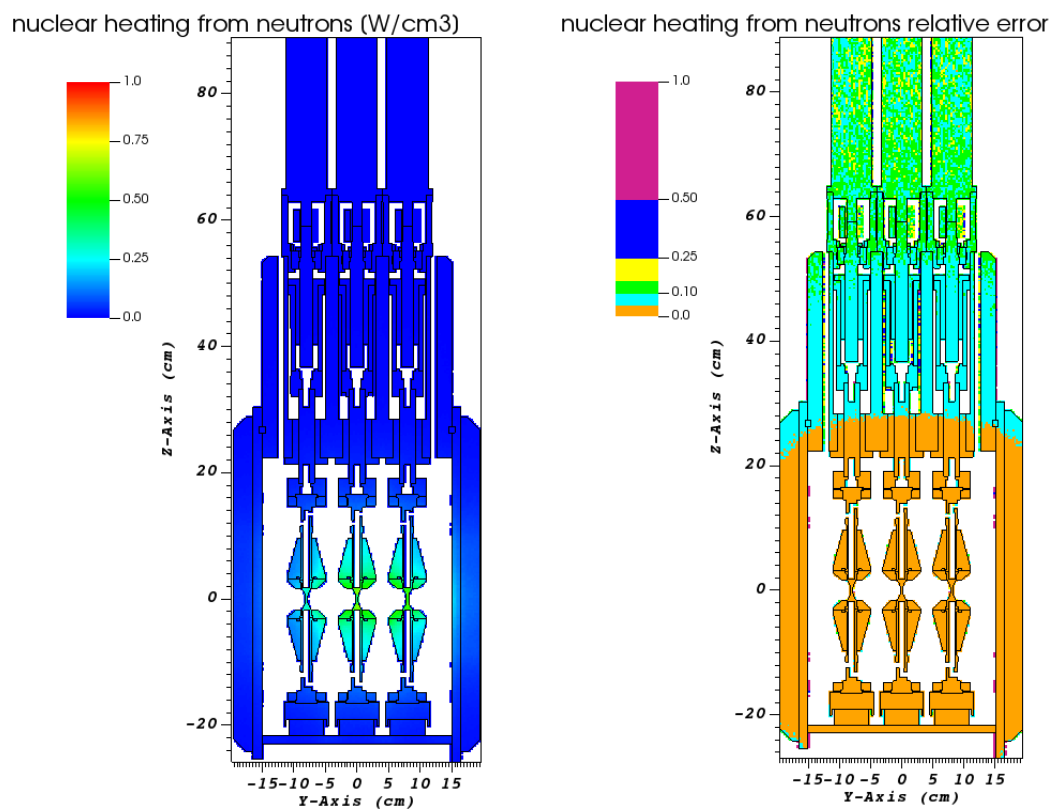
Przeprowadzono także obliczenia *displacement damage rate* dla żelaza, produkcji helu oraz wodoru w próbkach. Przyjęto, że energia progu przeszczenia dla żelaza wynosi 40 MeV. Wyniki tych obliczeń przedstawiono w tabelach 1 i 2.



Rys. 3. Input geometryczny MCNP modułu CFTM widoczny w dwóch analogicznych przekrojach

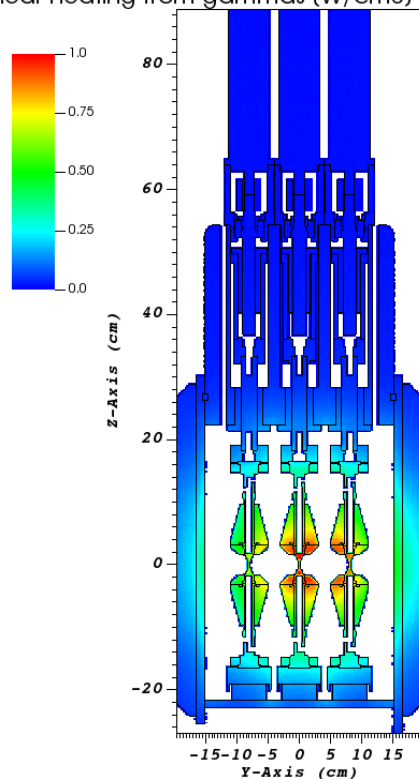


Rys. 4. Input geometryczny MCNP DONES Test Cell z wstawionym inputem modułu CFTM. Po prawej stronie znajduje się powiększenie z zaznaczoną odległością CFTM od HFTM

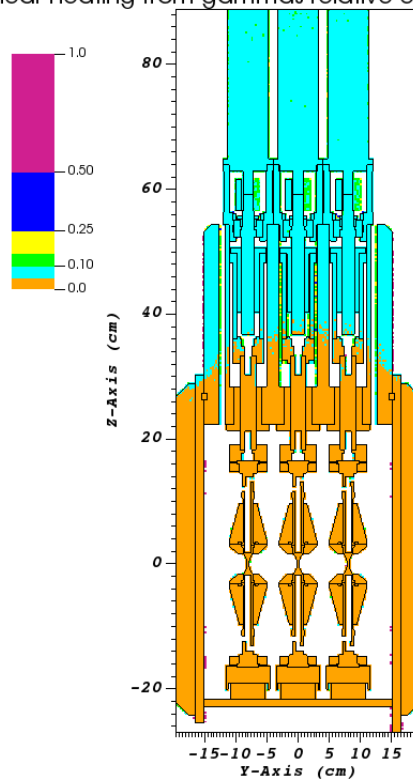


Rys. 5. Mapa grzania jądrowego od neutronów oraz mapa niepewności względnej w przypadku, gdy CFTM jest wykonany z Euroferu

nuclear heating from gammas (W/cm³)

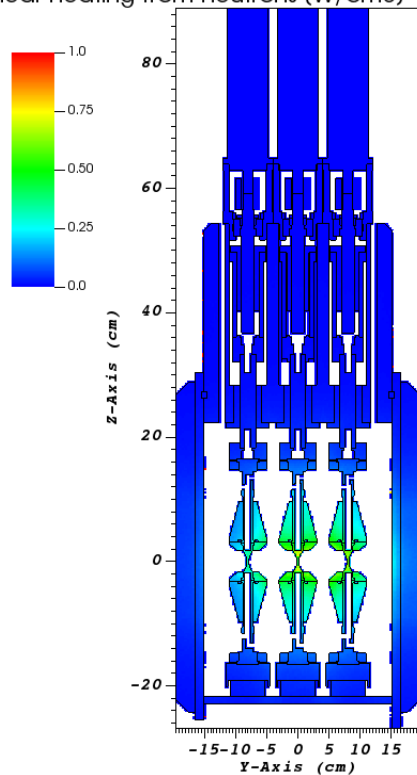


nuclear heating from gammas relative error

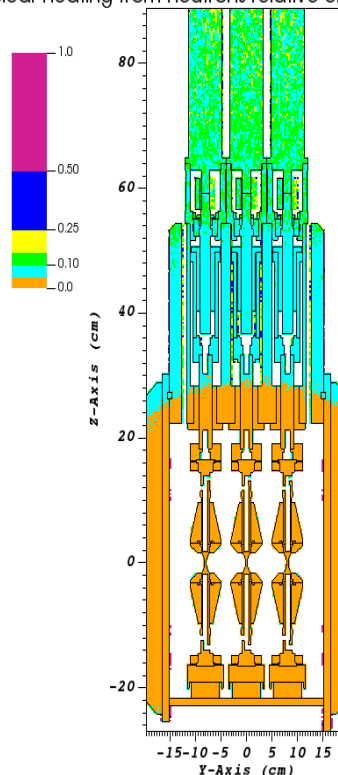


Rys. 6. Mapa grzania jądrowego od promieniowania gamma oraz mapa niepewności względnej w przypadku, gdy CFTM jest wykonany z Euroferu

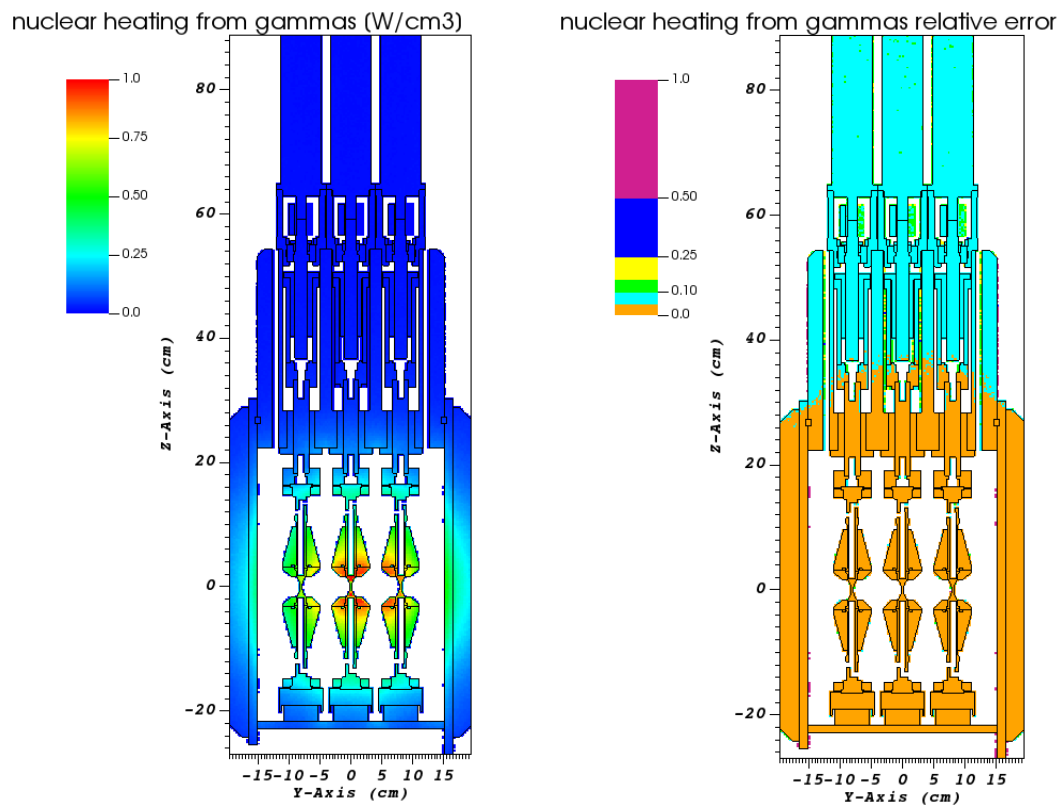
nuclear heating from neutrons (W/cm³)



nuclear heating from neutrons relative error



Rys. 7. Mapa grzania jądrowego od neutronów oraz mapa niepewności względnej w przypadku, gdy CFTM jest wykonany ze stali SS316L



Rys. 8. Mapa grzania jądrowego od promieniowania gamma oraz mapa niepewności względnej w przypadku, gdy CFTM jest wykonany ze stali SS316L

Tabela 1. Displacement damage rate dla żelaza oraz produkcja helu i wodoru w próbkach w przypadku, gdy HFTM jest wykonany z euroferu

Eurofer	Specimen 1	Specimen 2	Specimen 3
Displacement damage rate [dpa/fpy]	$1,467 \pm 0,001$	$1,670 \pm 0,001$	$0,9463 \pm 0,0009$
Produkcja helu [appm/fpy]	$0,0873 \pm 0,0002$	$0,0992 \pm 0,0003$	$0,0524 \pm 0,0002$
Produkcja wodoru [appm/fpy]	$88,87 \pm 0,09$	$100,0 \pm 0,1$	$47,59 \pm 0,07$

Tabela 2. Displacement damage rate dla żelaza oraz produkcja helu i wodoru w próbkach w przypadku, gdy HFTM jest wykonany ze stali SS316L

SS316L	Specimen 1	Specimen 2	Specimen 3
Displacement damage rate [dpa/fpy]	$1,471 \pm 0,001$	$1,673 \pm 0,001$	$0,9518 \pm 0,0009$
Produkcja helu [appm/fpy]	$0,0687 \pm 0,0002$	$0,078 \pm 0,002$	$0,0413 \pm 0,0002$
Produkcja wodoru [appm/fpy]	$108,6 \pm 0,1$	$122,5 \pm 0,1$	$59,24 \pm 0,08$

5 Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy

5.1 Badania silnych impulsów elektromagnetycznych towarzyszących laserowej akceleracji protonów oraz sposoby ich redukcji

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

Wprowadzenie

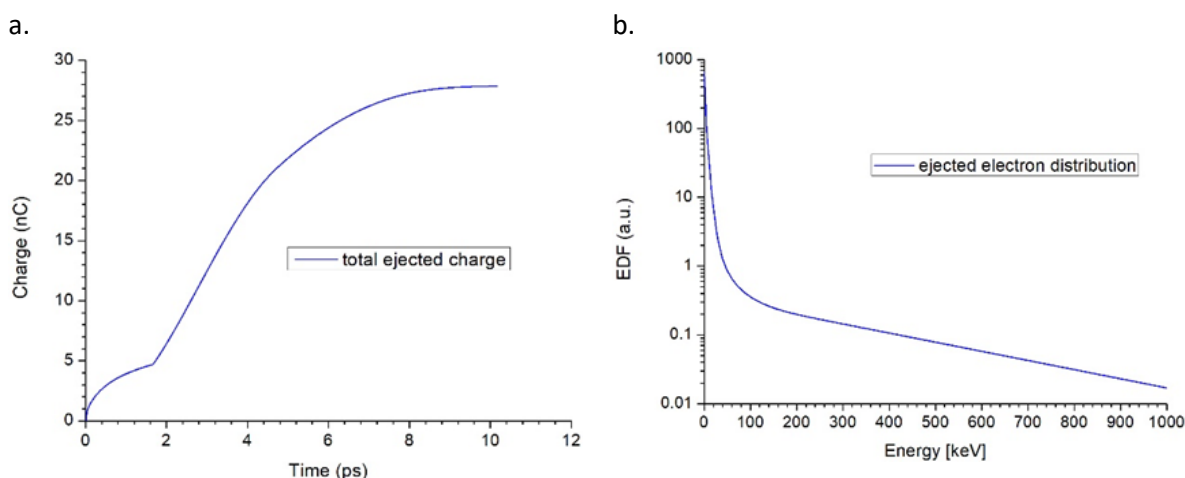
Od kilku lat w LLWM prowadzone są prace mające na celu scharakteryzowanie silnych impulsów elektromagnetycznych (IEM) w zakresie częstotliwości od MHz do sub-THz, towarzyszących laserowej akceleracji protonów, a także na opracowanie metod tłumienia takich impulsów. Silne IEM są oczywiście niepożądane, ponieważ mogą zaburzać proces akwizycji danych lub prowadzić do uszkodzenia elementów elektronicznych w aparaturze pomiarowej i komputerach. Zasadniczą przyczyną powstawania takich impulsów jest jasna, jest to zjawisko emisji szybkich elektronów z tarczy poddanej działaniu lasera o dużej intensywności. Jednak ilościowo problem nie jest do końca zbadany i nie wypracowano do tej chwili metodyki wiarygodnego przewidywania widma i amplitud takich impulsów, co siłą rzeczy bardzo utrudnia tworzenie efektywnych metod tłumienia IEM.

W LLWM po raz pierwszy została przetestowana koncepcja redukcji emisji IEM przez zastosowanie układów typu *birdhouse*, w których tarcza laserowa jest otoczona osłoną elektromagnetyczną, wewnątrz której umieszczone są elementy zapewniające dyssypację energii elektromagnetycznej. Pierwsze wyniki okazały się obiecujące. To zachęciło zespół LLWM do podjęcia prób opracowania tarcz typu *birdhouse* dla laserów krótkoimpulsowych dużo większej mocy, a docelowo dla lasera Vulcan Petawatt. Elementem tych badań było wykonanie symulacji komputerowej emisji silnych IEM podczas procesu laserowej akceleracji protonów, a także zbadanie drogą symulacji wpływu osłon typu *birdhouse* na impuls IEM, dla warunków lasera femtosekundowego w LLWM. Bardzo ważną rolę w tych badaniach odgrywa pomiar maksymalnych energii napędzanych laserowo protonów. Dla określenia warunków wyjściowych dla symulacji konieczne jest bowiem przyjęcie założeń co do całkowitego ładunku niesionego przez uciekające elektrony, a przewidywania co do wartości tego ładunku są silnie zależne od przyjętego współczynnika konwersji energii lasera na energię szybkich elektronów. Parametr ten jest jednak słabo znany i zależny od warunków eksperymentalnych. Pojawia się on jednak również w wyrażeniach teoretycznych na maksymalne energie napędzanych laserowo protonów, mając więc wyniki dla protonów można oszacować współczynnik konwersji na szybkie elektrony, a następnie podać wiarygodne przewidywanie co do całkowitego ładunku niesionego przez szybkie elektrony.

Symulacje przebiegu IEM dla całej komory doświadczalnej i dla całej długości trwania IEM w komorze, czyli ok. 200 ns, byłyby oczywiście bardzo skomplikowane i wymagałyby zasobów komputerowych będących obecnie poza zasięgiem możliwości LLWM. Do analizy powstawania i tłumienia IEM nie jest to jednak niezbędne, impulsy takie są bowiem emitowane z tarczy i jej podstawki tylko przez bardzo krótki czas, rzędu kilku nanosekund, a później rozchodzą się wewnątrz komory, odbijając się od ścianek i podlegając ewolucji na skutek oddziaływania z różnymi elementami metalowymi wewnątrz komory. Dlatego w pierwszej kolejności poddano symulacji zjawiska zachodzące tylko w tej pierwszej fazie ewolucji IEM. Symulacje wykonano przy użyciu komercyjnego pakietu programistycznego Computer Simulation Technology Studio Suite (CST S2) firmy Dassault Systèmes. Jest to jeden z niewielu dostępnych na rynku pakietów oferujących funkcjonalność śledzenia ewolucji wiązek cząstek naładowanych metodą Particle-in-Cell (PIC), przy jednoczesnym uwzględnieniu oddziaływania elektromagnetycznego tych cząstek ze strukturami zbudowanymi z przewodników. Przeprowadzone symulacje dają zupełnie nowe spojrzenie na proces generacji silnych IEM i na skuteczność tłumienia IEM przy użyciu osłon typu *birdhouse*.

Określenie parametrów wiązki elektronów wyrzucanych z tarczy

Podstawową przyczyną powstawania silnych IEM jest zjawisko emisji szybkich elektronów pod wpływem promieniowania laserowego o dużej intensywności, dlatego dla przeprowadzenia symulacji konieczne jest przyjęcie jakichś założeń co do parametrów tej emisji. Dla określenia tych parametrów posłużono się uproszczonym modelem ewolucji populacji szybkich elektronów w tarczy laserowej, którego implementacją jest kod ChoCoLaTII. Do obliczeń przyjęto następujące parametry układu laserowego: energia impulsu 250 mJ, czas trwania impulsu 41 fs, średnica plamki lasera 12 μm , tarcza Al o grubości 6 μm , współczynnik konwersji energii lasera na energię szybkich elektronów 0.2. Przewidywania dotyczące widma uciekających elektronów i całkowitego niesionego przez nie ładunku są przedstawione na rys. 1a i 1b. Z rys. 1a wypływa bardzo ciekawy wniosek: mimo że czas trwania impulsu laserowego wynosi tylko 41 fs, to czas emisji uciekających elektronów jest ok. 10 ps, czyli blisko o trzy rzędy wielkości dłuższy. Jest to bardzo ważne z punktu widzenia symulacji IEM, bo oznacza, że symulacje zjawisk elektromagnetycznych wywołanych taką emisją powinny być w pełni w zasięgu możliwości takich pakietów jak CST S2.



Rys. 1 (a) Całkowity ładunek niesiony przez szybkie elektrony wyrzucane z tarczy, w zależności od czasu. (b) Funkcja rozkładu elektronów wyrzucanych z tarczy dla tarczy Al 6 μm i energii impulsu laserowego 250 mJ

Całkowity ładunek unoszony przez uciekające elektrony to ok. 27 nC. Rozkład uciekających elektronów ma dwie składowe, dla energii powyżej 150 keV ma charakter eksponencjalny. Symulacja przy użyciu ChoCoLaTII pokazuje także, że maksymalna średniokwadratowa średnica populacji szybkich elektronów ewoluujących wewnątrz tarczy Al to 1.3 mm, a więc jest znacznie większa niż plamka lasera.

Wyniki symulacji przy użyciu pakietu CST S2

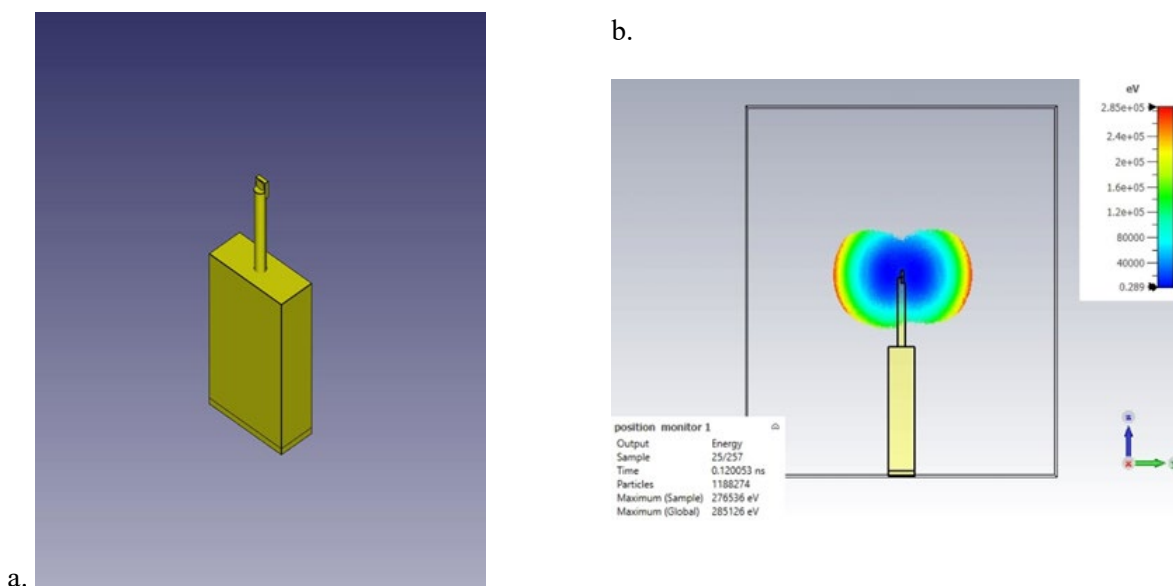
Symulacje generacji IEM przeprowadzono dla następujących układów:

1. Folia Al zamocowana na pręcie Cu, osadzonym na postumencie z Al.
2. Folia Al zamocowana na beleczce z Al, umieszczonej wewnątrz osłony elektromagnetycznej. Belecza była połączona elektrycznie z osłoną jedynie za pośrednictwem oporników.
3. Folia Al zamocowana na beleczce dielektrycznej, umieszczonej wewnątrz osłony elektromagnetycznej.
4. Folia Al zamocowana na pręcie z dielektryka, osadzonym na postumencie z Al.

Wyniki symulacji dla układu I

Pierwsza konfiguracja podstawki i tarczy, dla której wykonano symulację, to folia Al zamocowana na pręcie Cu, osadzonym na postumencie z Al. Jest to układ imitujący standardowe rozwiązanie stosowane na laserze Vulcan przy eksperymentach dotyczących laserowej akceleracji jonów, zaadaptowany do warunków lasera LLWM. Układ poddany symulacji jest przedstawiony na Rys.2a. W warunkach eksperymentu wiązka lasera biegnie poziomo w płaszczyźnie rysunku, trafiając prostopadle w folię aluminiową umieszczoną w płaszczyźnie XZ. W symulacji CST S2 wiązka lasera nie jest jednak

odtworzana, za punkt wyjścia przyjmuje się emisję szybkich elektronów spowodowanych oddziaływaniem lasera z tarczą. Dla pręta i postumentu założono w symulacji realistyczne parametry przewodnictwa i przyjęto realistyczne rozmiary: średnica pręta 3 mm, wysokość 27 mm, rozmiary postumentu 24 mm×10 mm×50 mm. Obszar symulacji obejmował prostopadłościan o wymiarach 120 mm×120 mm×143 mm. W obszarze symulacji umieszczono wirtualne sondy, które rejestrowały składowe wektorów natężenia pola elektrycznego i magnetycznego. Dla emisji szybkich elektronów z tarczy lasera przyjęto następujące założenia: całkowity ładunek 27 nC, średnica obszaru emisji 1.3 mm; rozkład energii jednostajny skupiony wokół 160 keV, z niewielkim rozrzutem; kąt rozlotu maksymalnie 60°, co w przybliżeniu odpowiada wartościom obserwowanych w podobnych warunkach eksperymentalnych; gaussowski rozkład w czasie z szerokością połówkową 5.5 ps; całkowity czas emisji 16.5 ps. Parametry te dobrano tak, aby w ramach ograniczeń pakietu CST S2 maksymalnie przybliżyć się do parametrów odpowiadających warunkom eksperymentów w LLWM. Emisja szybkich elektronów przedstawiona jest na rys. 2b. W rozważanym zakresie parametrów lasera emisja z przedniej powierzchni tarczy nie różni się od emisji z tylnej powierzchni tarczy.

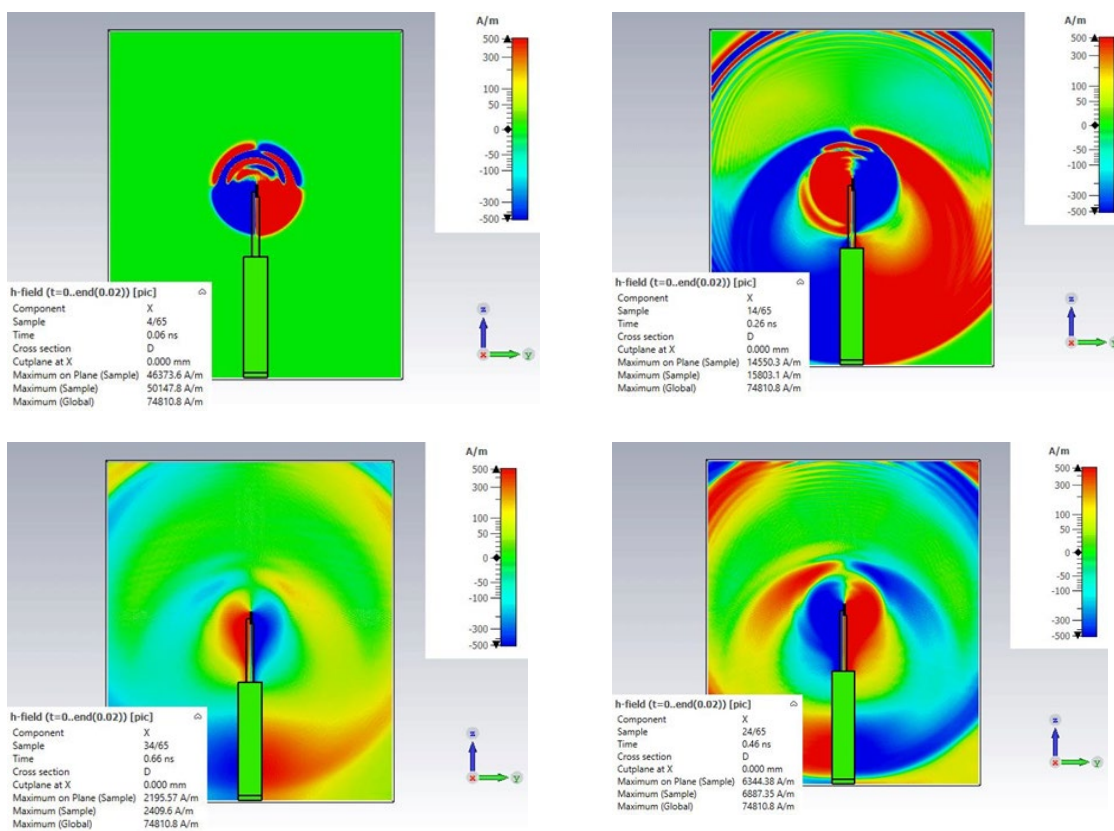


Rys. 2 (a) Standardowy układ stosowany w eksperymentach dotyczących laserowej akceleracji jonów: folia Al zamocowana na miedzianym pręcie, osadzonej na aluminiowym postumencie. (b) Obraz emisji szybkich elektronów z tarczy.

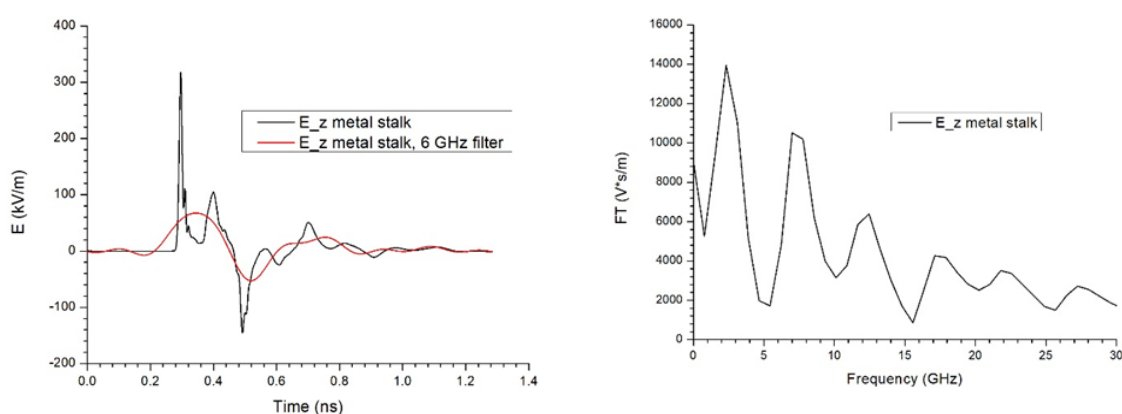
Ewolucja pola elektrycznego i magnetycznego nie jest łatwa do zobrazowania, dlatego ograniczymy się do przedstawienia ewolucji rozkładu składowej H_x na płaszczyźnie $X = 0$, co przedstawiono na rys. 3. W początkowej fazie emisji elektronów pojawia się bardzo silny impuls z polem H o symetrii osiowej względem emitowanej wiązki elektronów, poniżej zaś osi emisji elektronów pojawia się silny impuls z polem H o symetrii osiowej względem miedzianego pręta, niewątpliwie związanym z inicjacją przepływu prądu neutralizacji. W późniejszej fazie rozwoju impulsu widzimy naprzemienne zmiany orientacji pola H w pobliżu pręta, co wskazuje na pojawienie się oscylacji prądu neutralizacji. Tym samym koncepcja podstawki tarczy jako anteny zostaje potwierdzona, ale dotyczy to dopiero późniejszej fazy IEM. W początkowej fazie impuls elektromagnetyczny ma charakter nieoscylacyjny.

Dla uzupełnienia tego jakościowego obrazu warto przeanalizować ilościowe dane zarejestrowane przez wirtualne sondy. Dla przykładu, na rys. 4a jest przedstawiony zapis składowej E_z zarejestrowany przez wirtualną sondę w punkcie B o współrzędnych (60, -60, 78) (w mm, względem punktu położonego pośrodku dolnej powierzchni postumentu) - takie ustawienie sondy odpowiada orientacji jednej z sond D-dot w eksperymentach LLWM, z tym, iż rzeczywista sonda była oczywiście ustawiona znacznie dalej od tarczy. Zarejestrowany sygnał zaczyna się od bardzo wąskiego pikę sięgającego 300 kV/m, po którym następują dwa wąskie maksima, przechodzące w łagodniejsze oscylacje. Dla porównania przedstawiony jest tenże sygnał, z którego odfiltrowano częstotliwości powyżej 6 GHz, co odpowiada pasmu typowych oscyloskopów używanych w badaniach IEM na świecie, w tym w LLWM. Jak widać,

sygnał odfiltrowany zupełnie niewłaściwie oddaje kształt impulsu w jego początkowej fazie, choć dość dobrze przybliża jego przebieg w fazie późniejszej. Na rys. 4b przedstawione jest widmo sygnału z rys. 3a w zakresie do 30 GHz. Jak widać, widmo to zawiera znaczący wkład od częstotliwości powyżej 6 GHz, co wyjaśnia, dlaczego sygnał przefiltrowany do pasma 6 GHz słabo odtwarza faktyczny przebieg.



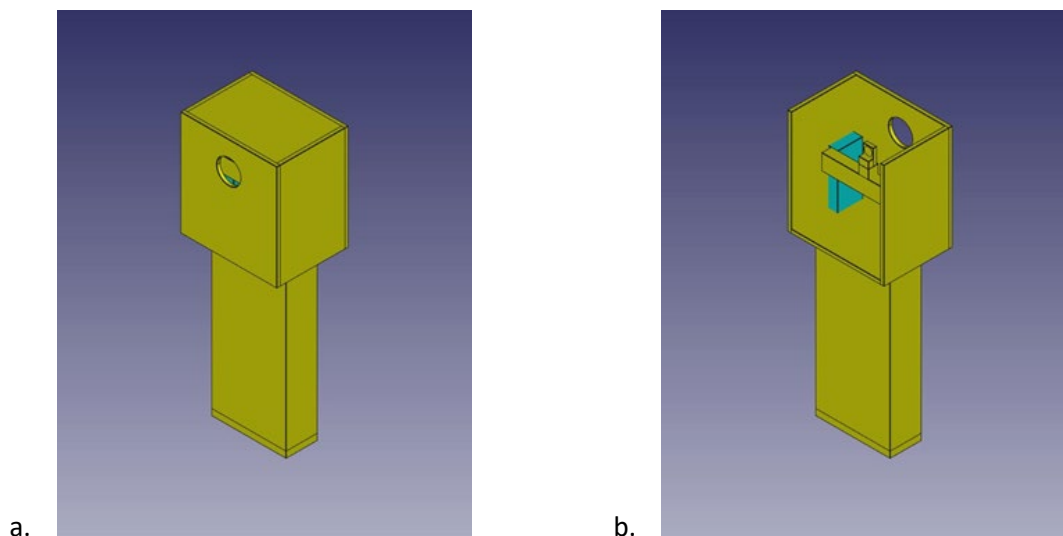
Rys. 3 Obraz ewolucji składowej X-owej natężenia pola magnetycznego po emisji wiązki szybkich elektronów, przedstawiony dla czasów 0.06 ns, 0.26 ns, 0.46 ns i 0.66 ns po momencie emisji (od lewego górnego rogu zgodnie z ruchem wskazówek zegara), dla folii Al zamocowanej na pręcie Cu



Rys. 4 (a) Składowa Z wektora natężenia pola elektrycznego w punkcie B w funkcji czasu, dla tarczy zamocowanej na pręcie Cu. Dla porównania pokazany jest także przebieg otrzymany po odfiltrowaniu częstotliwości wyższych niż 6 GHz. (b) Transformata Fouriera przebiegu (a).

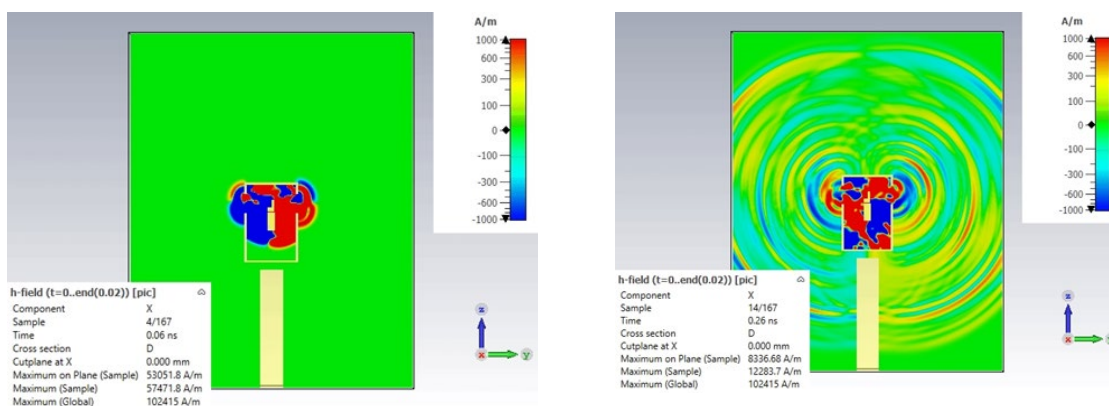
Wyniki symulacji dla układów II i III

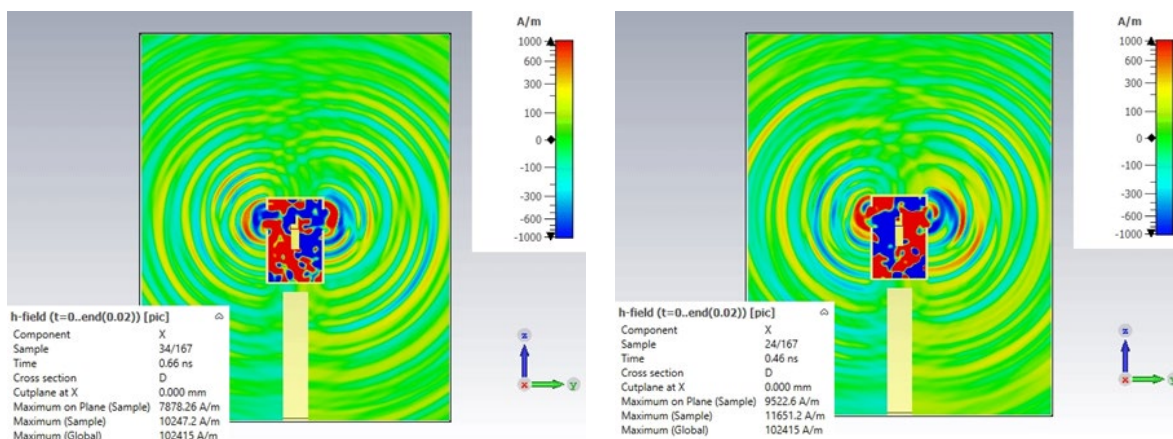
Druga konfiguracja podstawki i tarczy, dla której wykonano symulację, to folia Al zamocowana na beleczce z Al, umieszczonej wewnątrz metalowej prostokątnej osłony elektromagnetycznej, jak to przedstawia rys. 5a i 5b.



Rys. 5 Folia Al zamocowana na beleczce z Al umieszczonej wewnątrz metalowej osłony elektromagnetycznej: a) widok z zewnątrz; b) widok beleczki wewnątrz osłony

Beleczka była zamocowana na wspornikach z dielektryka i połączona elektrycznie z osłoną jedynie za pośrednictwem dwóch oporników o rezystancji 260 ohm, podłączonych równolegle – które jednak nie są uwidocznione na rysunku, ponieważ były modelowane jako wirtualne elementy elektryczne. Osłona elektromagnetyczna była osadzona na takim samym postumencie z Al, jak w układzie I, przy użyciu przejściówki z dielektryka. W osłonie były dwa okrągłe otwory o średnicy 8 mm, służące do wprowadzenia wiązki laserowej i wyprowadzenia napędzanych laserowo protonów. Koncepcja takiego układu była inspirowana konstrukcją użytą we wcześniejszym eksperymencie w LLWM, a rozmiary osłony były podyktowane ograniczeniami przestrzennymi w komorze lasera Vulcan. Podobnie jak dla układu I oddziaływanie lasera z folią prowadzi do emisji szybkich elektronów, a to z kolei powoduje powstanie skomplikowanego rozkładu pól elektromagnetycznych wewnątrz osłony i na zewnątrz niej, co jest zilustrowane na rys. 6. Porównując obraz pól na tym rysunku z rys. 4 widzimy jakościową różnicę. W przypadku układu II na zewnątrz osłony brak jest silnego impulsu początkowego, rozchodzącego się kolistnie od punktu oddziaływania lasera z tarczą, a występujące oscylacje mają zauważalnie mniejszą amplitudę i wyraźnie krótszy okres drgań. Brak jest także z oczywistych względów oscylacji, które można by uznać za efekt zmiennego prądu neutralizacji. Z drugiej strony bardzo silne pola utrzymują się przez dłuższy czas wewnątrz osłony.

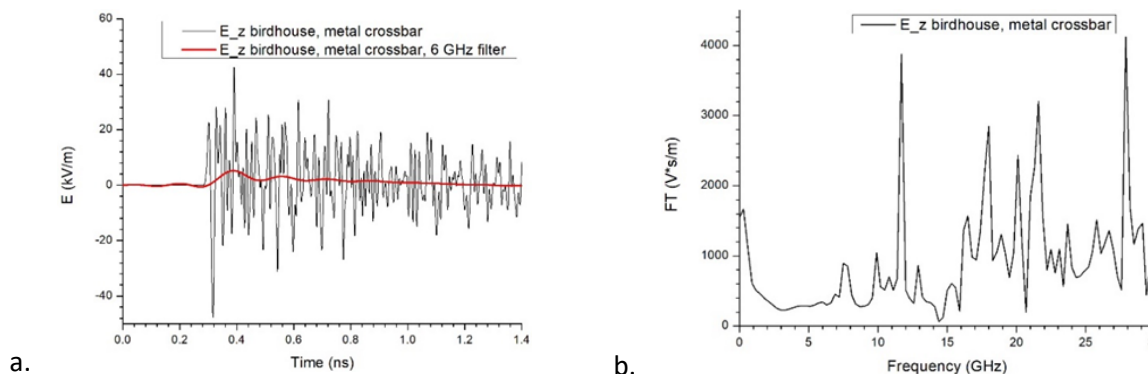




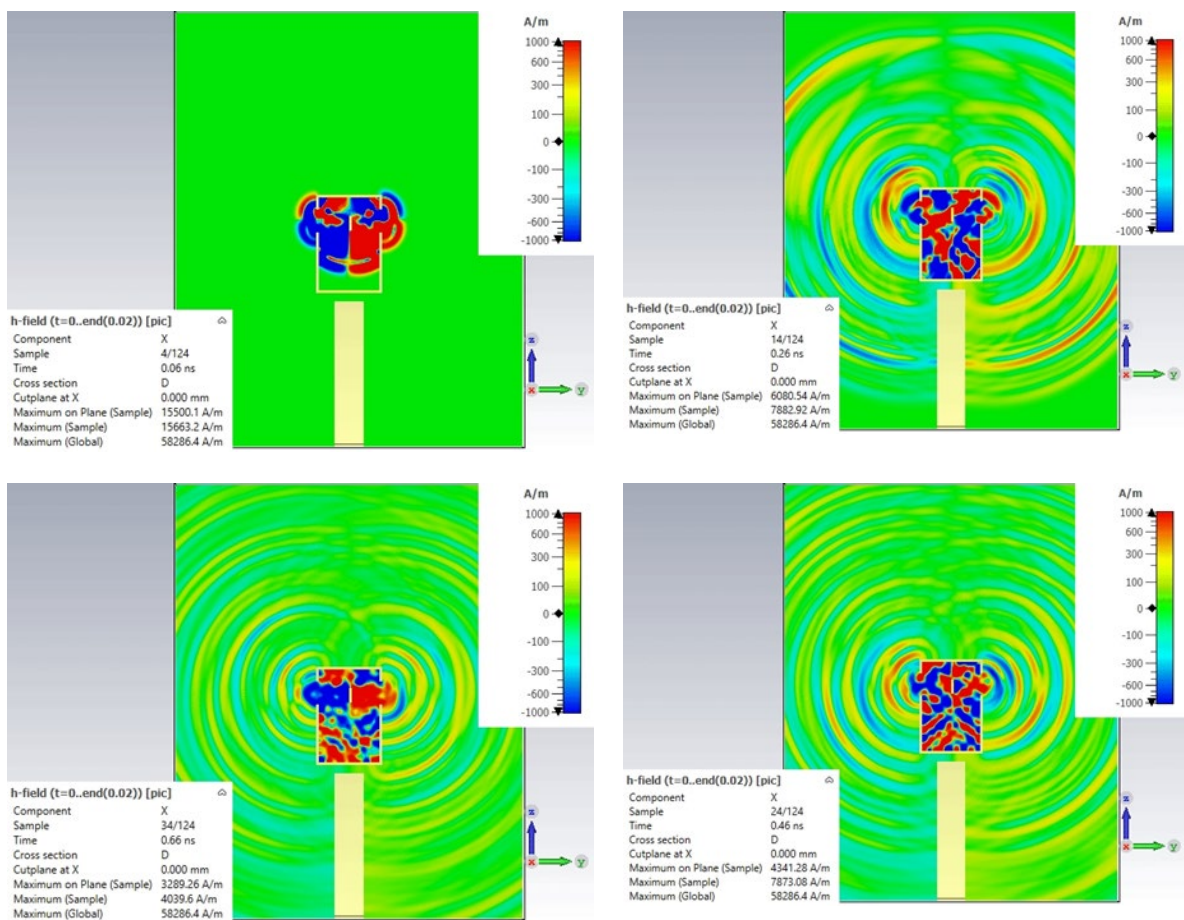
Rys. 6 Obraz ewolucji składowej X-owej natężenia pola magnetycznego po emisji z tarczy wiązki szybkich elektronów, przedstawiony dla czasów 0.06 ns, 0.26 ns, 0.46 ns i 0.66 ns po momencie emisji (od lewego górnego rogu zgodnie z ruchem wskazówek zegara), dla folii Al zamocowanej na beleczce Al osadzonej wewnątrz metalowej osłony elektromagnetycznej

Dla ilościowego zweryfikowania tych wniosków można znów posłużyć się przykładem składowej Z wektora natężenia pola elektrycznego w punkcie B. Zmienność tej składowej w funkcji czasu jest przedstawiona na rys.7a. Wyraźnie widać brak bardzo silnego piku początkowego, będącego charakterystycznym elementem rys. 7a. Amplituda oscylacji pola jest znacznie mniejsza niż w przypadku układu I, nawet o rząd wielkości, jeśli do porównania przyjąć wartość maksymalną w wykresie rys.4a. Zmiany pola mają też postać oscylacji o dużej częstotliwości. Ciekawy jest wynik odfiltrowania częstotliwości wyższych niż 6 GHz, co daje nam przewidywaną odpowiedź układu pomiarowego z typowym oscyloskopem 6 GHz: jak widać, sygnał taki zasadniczo różni się od sygnału wyjściowego, zarówno co do amplitudy, jak i zachowania oscylacyjnego. Na rys.7b przedstawione jest widmo sygnału z rys. 7a: jak widać, znacząca część tego widma leży powyżej 10 GHz.

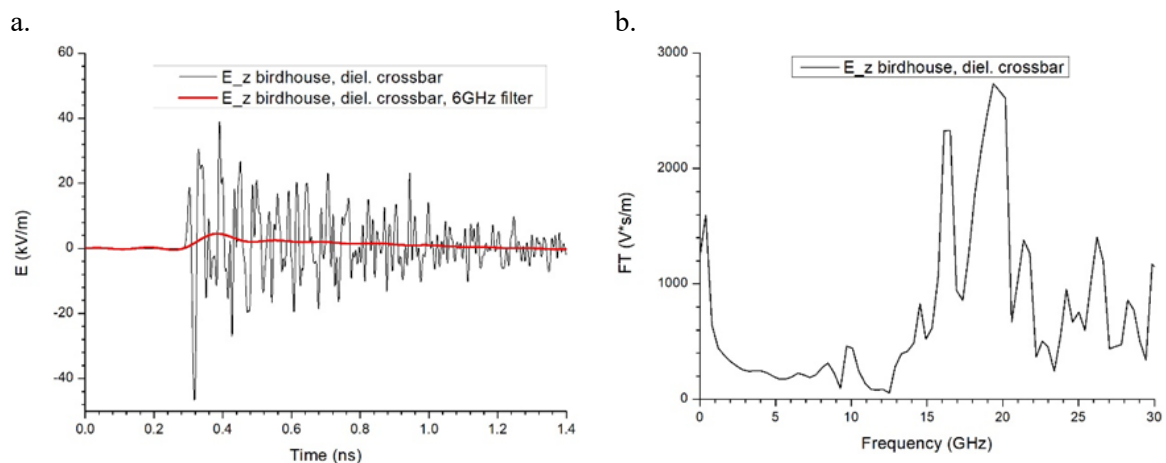
Układ III jest bardzo podobny do układu II, z tym, że tarcza jest zamocowana na beleczce dielektrycznej, a nie metalowej, i z oczywistych względów beleczka nie jest połączona z obudową za pośrednictwem oporników. Obraz pola zilustrowany podobnie jak dla układu II rozkładem składowej H_x na rys. 8 jest bardzo podobny do obrazu na rys.6. Zwracają jednak uwagę mniejsze wartości pola na zewnątrz osłony elektromagnetycznej i bardziej skomplikowana topologia pola wewnątrz tej osłony.



Rys. 7 (a) Składowa Z wektora natężenia pola elektrycznego w punkcie B w funkcji czasu, dla tarczy zamocowanej na beleczce Al, osadzonej wewnątrz osłony elektromagnetycznej. Dla porównania pokazany jest także przebieg otrzymany po odfiltrowaniu częstotliwości wyższych niż 6 GHz. (b) Transformata Fouriera przebiegu (a)



Rys. 8 Obraz ewolucji składowej X -owej natężenia pola magnetycznego po emisji z tarczy wiązki szybkich elektronów, przedstawiony dla czasów 0.06 ns, 0.26 ns, 0.46 ns i 0.66 ns po momencie emisji (od lewego górnego rogu zgodnie z ruchem wskazówek zegara), dla folii Al zamocowanej na beleczce dielektrycznej, osadzonej wewnątrz metalowej osłony elektromagnetycznej

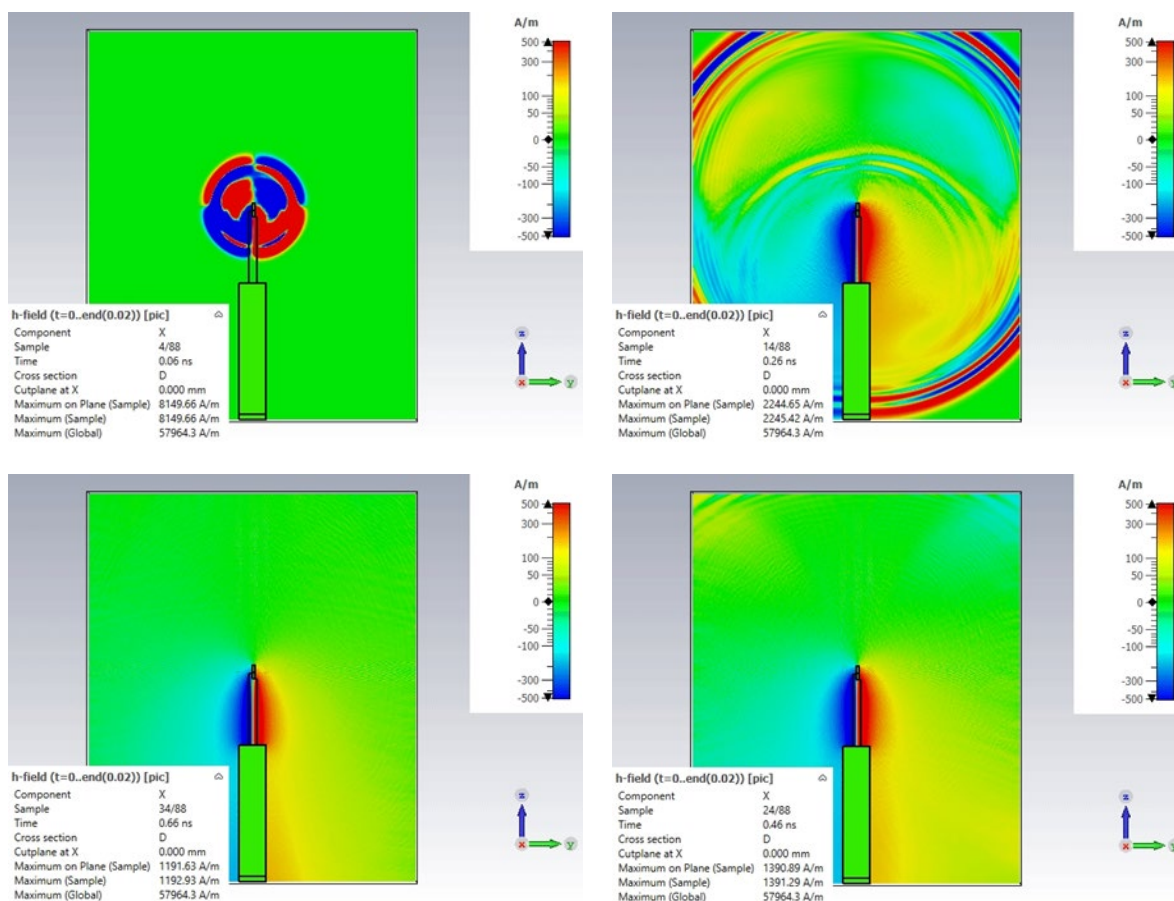


Rys. 9 (a) Składowa Z wektora natężenia pola elektrycznego w punkcie B w funkcji czasu, dla tarczy zamocowanej na beleczce dielektrycznej, osadzonej wewnątrz osłony elektromagnetycznej. Dla porównania pokazany jest także przebieg otrzymany po odfiltrowaniu częstotliwości wyższych niż 6 GHz. (b) Transformata Fouriera przebiegu (a)

Do podobnych wniosków prowadzi także obraz składowej E_z w punkcie B, przedstawiony na rys. 9a. Pierwszy pik jest podobnej wielkości co w przypadku układu II – i blisko o rząd wielkości mniejszy niż w przypadku układu I – jednak następujące po nim oscylacje o dużej częstotliwości mają mniejszą amplitudę. Te wnioski potwierdza także obraz widma sygnału E_z przedstawiony na rys. 9b.

Wyniki symulacji dla układu IV

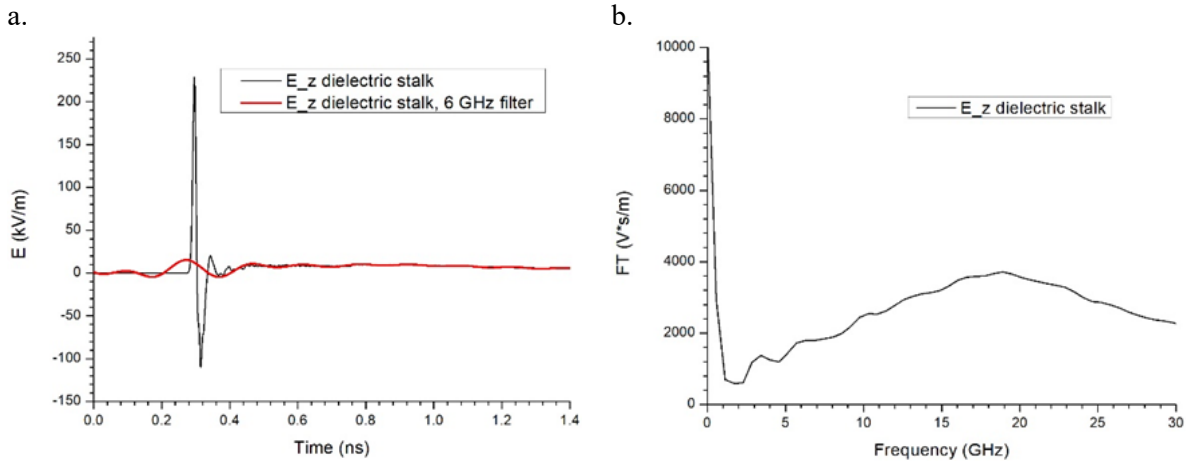
Układ IV różni się od układu I jedynie tym, że pręt osadzony na postumencie z aluminium i podtrzymujący aluminiową tarczę jest z dielektryka. Oczekiwano, że zastosowanie pręta dielektrycznego zamiast metalowego pozwoli ograniczyć wartość prądu neutralizacji i tym samym zredukować emisję silnych IEM. Podobne próby były prowadzone w LLWM, dlatego ten przypadek został włączony do symulacji. Obraz ewolucji składowej X-owej natężenia pola magnetycznego po emisji wiązki szybkich elektronów przedstawiony jest na rys. 10. Porównując te obrazy z rys. 3 dla przypadku, kiedy tarcza jest podtrzymywana przez pręt metalowy widzimy, że w początkowej fazie ewolucji IEM rozkład pola jest bardzo podobny i w obu przypadkach mamy do czynienia z krótkotrwałym bardzo silnym impulsem o charakterze sferycznym, którego środek jest w punkcie emisji elektronów, czyli punkcie oddziaływania laser z tarczą. Jednak w dłuższej skali czasu pojawiają się duże różnice, wynikające z faktu znacznie większej rezystancji pręta i tym samym znacznie zredukowanego prądu neutralizacji. Jak widać, nie występują w ogóle oscylacje prądu neutralizacji, mamy do czynienia jedynie z powolnym zanikiem elektrycznej polaryzacji tarczy. Taka powolna neutralizacja tarczy prowadzi do powstania bardzo wolno zmiennych pól o niedużej amplitudzie.



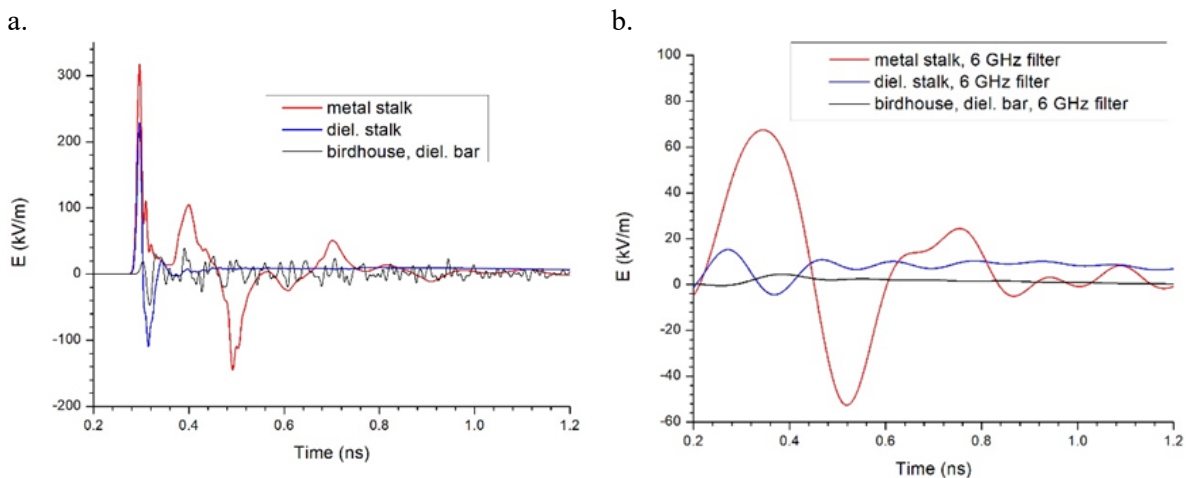
Rys. 10 Obraz ewolucji składowej X-owej natężenia pola magnetycznego po emisji wiązki szybkich elektronów, przedstawiony dla czasów 0.06 ns, 0.26 ns, 0.46 ns i 0.66 ns po momencie emisji (od lewego górnego rogu zgodnie z ruchem wskazówek zegara), dla folii Al zamocowanej na pręcie dielektrycznym

Podobnie jak w poprzednich przypadkach obserwacje te można potwierdzić np. przez odwołanie się do zapisu składowej E_z pola elektrycznego zarejestrowanej przez wirtualną sondę w punkcie B, co

przedstawiono na rys. 11a: sygnał ten składa się z silnego pikę początkowego, po którym występuje jedynie bardzo słaba część oscylacyjna. Podobnie jak i dla przypadku metalowego pręta sygnał z odfiltrowanymi częstotliwościami powyżej 6 GHz ma jedynie niskie i szerokie maksimum w miejscu ostrego pikę. Wynika to z faktu, że widmo sygnału, przedstawione na rys. 11b, ma bardzo dużą składową z wyższymi częstotliwościami, w postaci szerokiego rozkładu z maksimum w okolicy 19 GHz.



Rys. 11 (a) Składowa Z wektora natężenia pola elektrycznego w punkcie B w funkcji czasu, dla tarczy zamocowanej na pręcie dielektrycznym. Dla porównania pokazany jest także przebieg otrzymany po odfiltrowaniu częstotliwości wyższych niż 6 GHz. (b) Transformata Fouriera przebiegu (a).



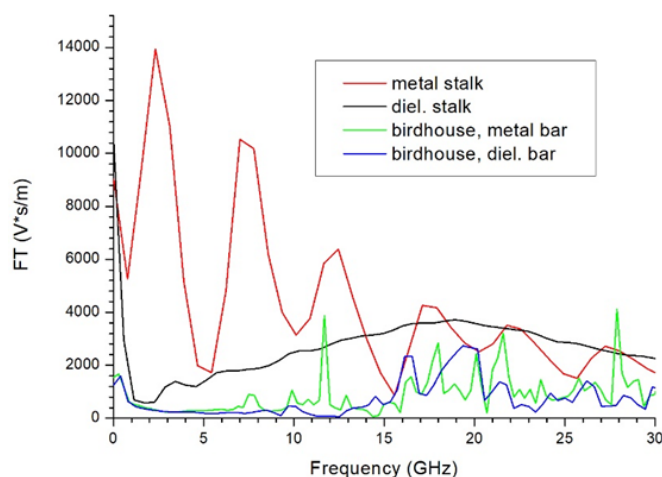
Rys. 12 (a) Porównanie wartości składowej E_z zmierzonych przez wirtualną sondę w punkcie B, dla układów I, III i IV. (b) Porównanie zmierzonych sygnałów po odfiltrowaniu częstotliwości wyższych niż 6 GHz

Podsumowanie

Dla podsumowania wyników dobrze jest zestawić na jednym wykresie dane z wirtualnej sondy mierzącej składową E_z w punkcie B dla różnych układów, co przedstawiono na rys. 12a. Wykres ten pokazuje, że w przypadku tarczy zamocowanej na dielektrycznym pręcie (układ IV) sygnał początkowy ma podobną wartość jak w przypadku tarczy na metalowym pręcie (układ I), później jednak bardzo szybko zanika, natomiast w przypadku tarczy umieszczonej na dielektrycznej beleczce wewnątrz metalowej osłony (układ III) początkowy sygnał jest znacznie mniejszy niż w obu poprzednich przypadkach, za to po nim zaś następują oscylacje o niedużej amplitudzie i dużej częstotliwości, które

dość wolno zanikają (w przypadku układu II - tarcza na metalowej beleczce wewnątrz metalowej osłony - przebieg sygnału jest bardzo podobny).

Interesujące jest porównanie tych sygnałów po odfiltrowaniu częstotliwości przekraczających 6 GHz, co odpowiada sygnałom, jakie zostałyby zmierzone w faktycznym eksperymencie przy użyciu typowego oscyloskopu. Jak już wcześniej zostało podkreślone, najsilniejszy sygnał nadal rejestruje się dla układu I, choć w miejscu początkowego ostrego piku występuje szerokie maksimum o amplitudzie mniejszej o czynnik 5. Podobna redukcja początkowego piku występuje także w przypadku układu IV, który jednak po początkowym skoku zanika powoli bez oscylacji. Interesujące jest jednak, że w tym zakresie częstotliwości otrzymujemy bardzo słaby sygnał w przypadku układu III, znacznie słabszy niż w przypadku układu IV. Wynika to z faktu, że oscylacje sygnału z układu III są zdominowane przez częstotliwości wyższe niż 6 GHz, co widać wyraźnie z rys. 13.



Rys. 13 Porównanie widm sygnałów przedstawionych na rys. 12.a

Przeprowadzone symulacje prowadzą do dwóch ważnych wniosków:

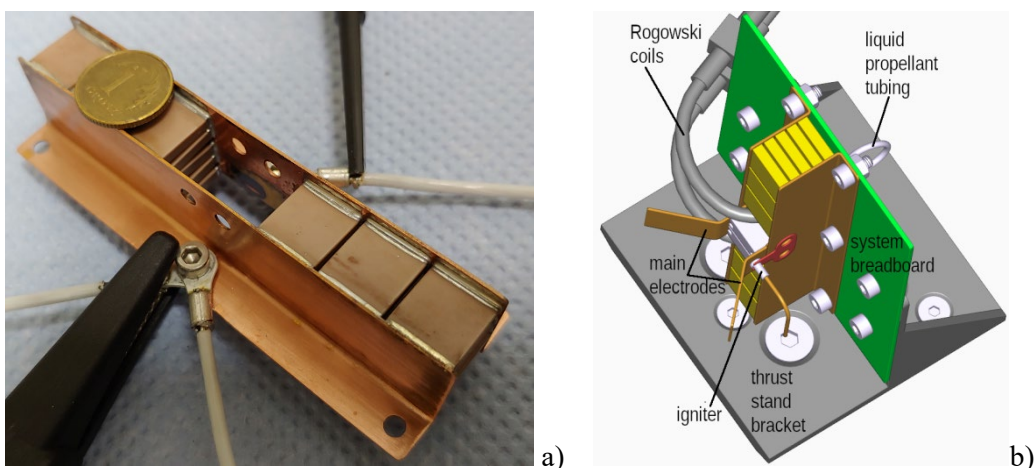
1. Symulacje komputerowe emisji silnych IEM są możliwe do zrealizowania w ramach dostępnych środków, jeśli ograniczymy się do bliskiego otoczenia tarczy z podstawką i przedziałów czasu rzędu nanosekund od momentu oddziaływania lasera z tarczą. Symulacje takie dostarczają ważnych wniosków odnośnie do natury IEM i mogą być dobrą wskazówką przy wyborze metod tłumienia IEM.
2. Jeśli chcemy dokładniej poznać naturę silnych IEM powstających w układach laserowych, musimy znacznie rozszerzyć widmo rejestrowanych częstotliwości, do 30 GHz a może nawet i wyższych, co jest technicznie możliwe do zrealizowania.

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.) kontynuowano prace badawcze (w tym testy laboratoryjne) mające na celu wyselekcjonowanie dostatecznie wytrzymałych kondensatorów zasilających silnik (wymagana generacja sekwencji impulsów na poziomie 2-5 miliona) i określenie konfiguracji baterii bloku silnika. Raport z testów (pt. *Testy kondensatorów dla baterii silnika PPT IFPILM_R02_01_w_02_20210702*) uzupełniany jest na bieżąco w miarę dostaw zamówionych kondensatorów i postępu testów. Niestety opóźnienia w dostawach wynoszące ½ roku i więcej poważnie zdeorganizowały pracę i uniemożliwiły terminową realizację harmonogramu. Obecnie wszystkie typy kondensatorów (KEMET, KNOWLES/NOVACAP i EXXELIA – 2 typy) zostały dostarczone do Instytutu i trwają intensywne prace nad implementacją różnych wariantów bloku silnika.

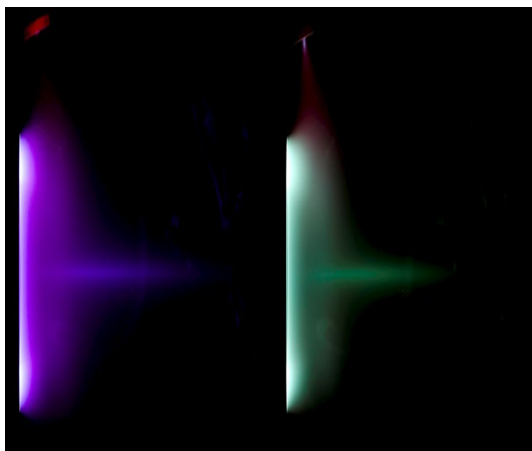


Rys. 1. Prototyp 2 μF baterii kondensatorów mikrosilnika PPT (30×KEMET C0G C4540H683KGGWCT50: 68 nF, 2000 VDC, -55+200°C) podczas pierwszych testów napięciowych (a) oraz projekt CAD integracji silnika na stanowisku do pomiaru siły ciągu (b)

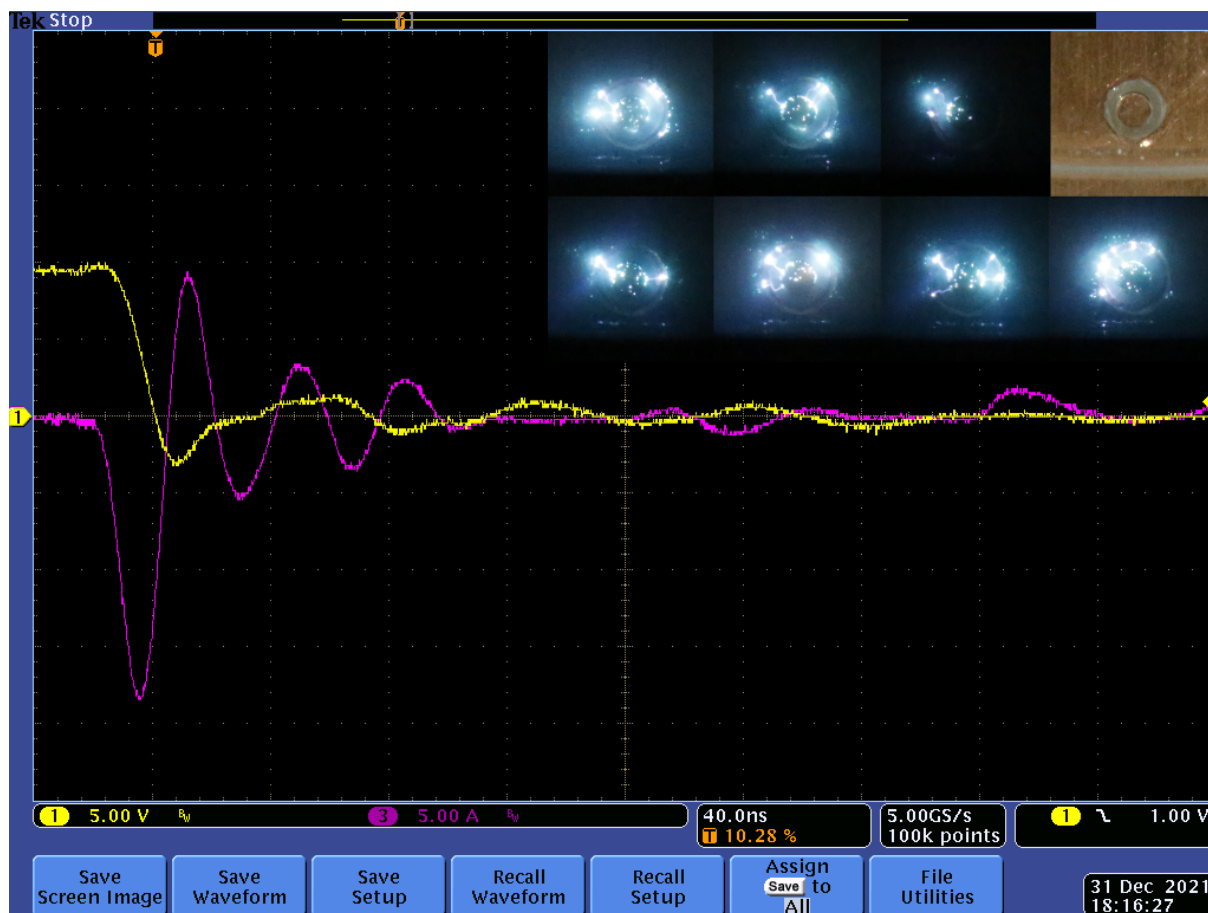
W międzyczasie prowadzono testy pierwszej wersji układu zasilającego silnik (dostarczonego przez Lidera projektu) oraz testy układu zapłonika do inicjacji baterii głównej. Wersję testową iskiernika zamontowanego w kuwetce optycznej wypełnianej PFPE (ciekłym paliwem) umieszczonej w komorze próżniowej przedstawiono na Rysunku 2. Przez szybę kuwetki widoczna jest elektroda centrala (anoda) iskiernika oddzielona od katody (blacha miedziana) przez koncentryczny izolator (Al_2O_3). Podczas testów skupiono się między innymi na wiarygodnym pomiarze przebiegu wysokiego napięcia (WN) na elektrodach iskiernika i natężenia prądu podczas generacji iskry, dla określenia energii dostarczanej do wyładowania. Oscylogramy przebiegów prądu i napięcia podczas testów iskiernika wraz z sekwencją fotografii wyładowania w iskierniku zilustrowano na Rysunku 3.

W wyniku testów zidentyfikowano ograniczenia prototypowego układu mikro generatora WN. Wskazano, że impulsowy transformator WN musi dostarczać wyższych napięć i być lepiej dopasowany do warunków przebicia w iskierniku, a układ sterowania musi zapewniać zmianę amplitudy impulsów WN w większym zakresie niż testowy układ laboratoryjny. Po zmianach w układzie impulsatora (m.in.

wymianie transformatora WN na układ z rozdzielonymi masami oraz modyfikacjach oprogramowania przez Lidera projektu) uzyskano generację iskry w powietrzu i w próżni ze skutecznością zadowalającą na tym etapie.



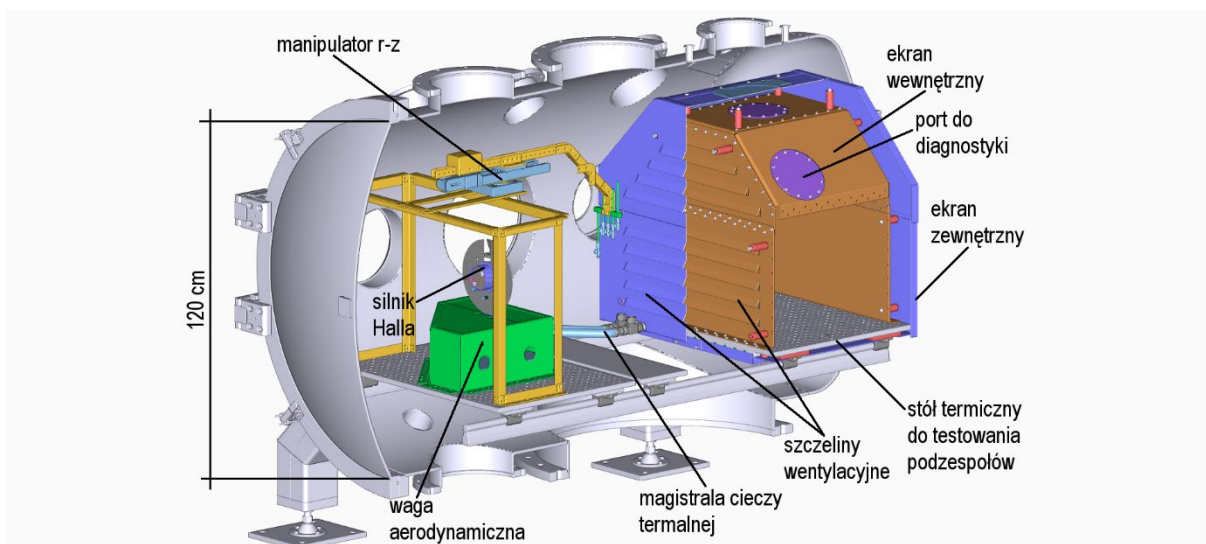
Rys. 2. Prototyp Układ do testowania skuteczności iskiernika umieszczony w komorze próżniowej; na powiększeniu widoczne położenie menisku polimeru PFPE na tle elektrod iskiernika



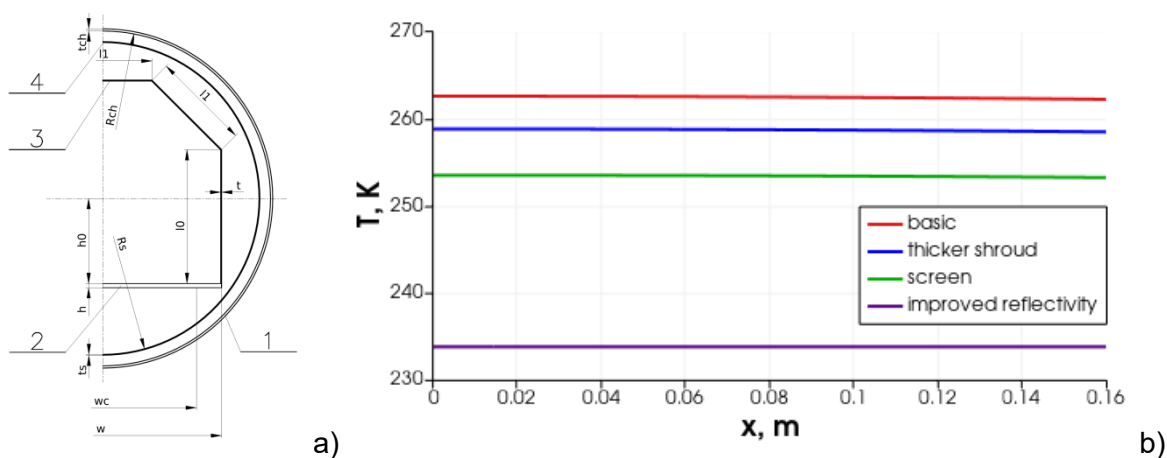
Rys. 3. Oscylogram typowego przebiegu prądu i napięcia na elektrodach iskiernika podczas wyładowania. Dla przebiegu napięciowego (żółty) czułość oscyloskopu wynosiła 5000 V/cm, a dla prądowego 5 A/cm. W górnej części oscylogramu umieszczono sekwencję fotografii świecenia plazmy podczas generacji iskry (fotografie przy otwartej migawce, rejestracja w całym zakresie optycznym).

Moduł termiczny

W projekcie przewidywane są między innymi testy podzespołów, elektroniki oraz funkcjonalności całego silnika w warunkach termicznych odpowiadających przestrzeni okołozemskiej. W celu realizacji testów zdecydowano się na doposażenie komory próżniowej IFPiLM w dedykowany moduł termiczny pozwalający kontrolować temperaturę badanego obiektu w granicach co najmniej $-40, +120^{\circ}\text{C}$. Opracowaną w laboratorium PlaNS konstrukcję modułu i schemat jego instalacji ilustruje przekrój stanowiska próżniowego przedstawiony na Rysunku 4.

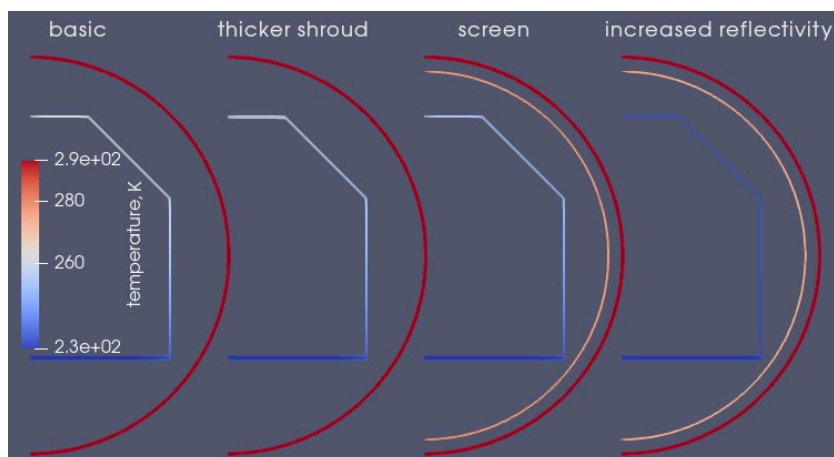


Rys. 4. Model CAD instalacji modułu termicznego w komorze próżniowej laboratorium PlaNS



Rys. 5.a) Uproszczony model 2D komory próżniowej wraz projektowanym modulem termicznym: 1) ściana komory próżniowej, 2) stół termiczny, 3) miedziany płaszcz termiczny, 4) ekran termiczny. **b)** Temperatura wzdłuż górnej powierzchni płaszcza (od środka) dla konfiguracji podstawowej (linia czerwona), konfiguracji o zwiększonej grubości ściany płaszcza (niebieska), po dodaniu ekranu (zielona) i dla układu o zmniejszonej emisyjności ściany (linia fioletowa). Temperatura stołu termicznego 233K

Modelowanie prowadzono przy założeniu, że temperatura stołu termicznego jest ustalona i wynosi 233 K, podczas gdy temperatura ściany komory 293 K. W obliczeniach rozpatrywano geometrię bez ekranu (wersja podstawowa) i ekranem oraz wariowano wartości współczynnika emisyjności na ścianach płaszcza i ekranu biorących udział w wymianie promienistej ciepła. W najkorzystniejszym rozwiązaniu różnica temperatur między stołem termicznym, a górną powierzchnią płaszcza została zredukowana do kilku stopni, co powinno zapewnić wysoką jednorodność pola temperatur podczas testów. Wyniki zostały uwzględnione przy opracowaniu konstrukcji i dokumentacji wykonawczej.



Rys. 6. Rozkład temperatury w obszarze modelowania modułu termicznego

Moduł składa się z wnęki termicznej utworzonej przez stanowiący wymiennik ciepła stół montażowy (do mocowania i kontroli temperatury testowanych elementów) połączony z płaszczem termicznym (rozprowadzającym ciepło ze wszystkich stron testowanych obiektów) i otoczonej przez ekran cieplny. W wyniku analizy rezultatów modelowania numerycznego pola temperatur wewnątrz wnęki, zdecydowano się na zastosowanie dwustopniowej konstrukcji, co powinno radykalnie zmniejszyć niejednorodność rozkładu pola temperatury w obszarze całej wnęki. Modelowanie prowadzono w oparciu o metodę elementów skończonych za pomocą pakietu ELMER. Schemat sprowadzonego do geometrii 2D układu wnęki przedstawiono na Rysunku 5.a, natomiast rezultaty modelowania zostały pokazane na Rysunkach 5.b i 6.

Stół termiczny będzie zasilany cieczą termalną o temperaturze regulowanej w zakresie $-85+250^{\circ}\text{C}$ przez agregat JULABO W85. Model agregatu został wybrany w wyniku postępowania konkursowego zgodnie z regulaminem o zamówieniach z dziedziny nauki i powinien zostać dostarczony do IFPiLM w marcu 2022. W wyniku kolejnego konkursu tego samego rodzaju został wskazany wykonawca, który powinien dostarczyć elementy modułu w kwietniu 2022. Montaż modułu zostanie przeprowadzony siłami własnymi IFPiLM.

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) prowadzono 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.

W roku 2021 został osiągnięty ostatni krok milowy projektu HIKHET i przedstawione obszerne sprawozdania z jego wykonania (kwiecień 2021) wraz z dokumentacją zamykającą (contract Closure Documentation – CCD). Z uwagi na bardzo obiecujące wyniki projektu, ESA zaproponowała kontynuację badań nad tego typu silnikiem Halla. Ze strony IFPiLM został przedstawiony dokument CCN (Contract Change Notice) opisujący plan badań na rok 2022 – po akceptacji dodatkowe zadanie uzyskało dofinansowanie od ESA w kwocie 39793 Euro.

Poniżej został przedstawiony raport z wykonania projektu HIKHET dla administracji Europejskiej Agencji Kosmicznej.

HIKHET: Executive Summary Report

Objectives

High Impulse Krypton Hall Effect Thruster (HIKHET) was an R&D project funded under ESA's Polish Industry Incentive Scheme, aiming to prove high specific impulse (I_{sp}) capability of a small-size, low power (500 W class) Hall thruster. It was based on the legacy of the previous project named Krypton Large Impulse Thruster (KLIMT), which had also been developed in the Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion (IFPiLM), and financially supported through ESA's Plan for European Cooperating States (PECS). KLIMT intended to develop a Hall Effect Thruster (HET) that operates on krypton - noble gas that is a low-priced substitute of predominantly used (in this branch) xenon. The ultimate goal of the newer project was to design a laboratory model (TRL3) of krypton thruster which is capable to produce specific impulse of 2500 s by operating with high voltage (above 600 V).

Rationale

The role of specific impulse can be seen from the basics of jet propulsion, which constitutes that for an object to accelerate there must be some mass ejected from it which carries out some momentum. The rate of momentum transfer (momentum flow, $\dot{p}$) is basically the force of thrust (T) and in jet propulsion it is described as $T = \dot{p} = I_{sp} g_0 \dot{m}$, where g_0 is the standard gravity and $\dot{m}$ - the mass flow rate. Thus, the term $I_{sp} g_0$ tells us how much momentum some propulsion system can bring into one unit of mass of the supplied propellant. The larger I_{sp} , the larger thrust the propulsion system produces for a set value of mass flow rate, or equivalently the less propellant is needed to produce the same thrust. In other words, specific impulse can be characterized as the measure of effectiveness of propellant utilization.

In this regard, the advantage of electric propulsion over conventional rocket engines is evident. While in chemical propulsion the maximum momentum that can be gained by the ejected mass is limited to the energy of chemical reactions between the propellant components, in electric thrusters the propellant acquires energy from some external source. In Hall thrusters, which belong to the class of electrostatic propulsion, charged particles (ions) accelerate in electric field, thus theoretically, the specific impulse is limited to the capabilities of spacecraft powerplant.

A typical Hall Effect Thruster has three main components (Figure 1, a): a dielectric discharge channel with an anode inside, a source of magnetic field and a cathode. Electrons ejected from the cathode, essentially tend towards the anode, compelled by the electric field vector. However, in the presence of transverse magnetic field mobility of electrons is reduced as they are enforced to drift in azimuthal direction due to Hall Effect (Figure 1, b), and their migration towards the anode is mainly possible due to collisions. Extended residence time of electrons in the channel increases ionization probability of the neutral gas and maintains the required potential distribution (Figure 1, c). The propellant is injected through the gas distributor (which commonly serves the additional function of an anode), some fraction of it undergoes ionization and plasma is generated in which charged species accelerate along electric field. Since electrons accelerate in opposite direction to that of positively charged particles, the exhaust beam of ions must be neutralized by some fraction of electrons from the cathode, to avoid charge accumulation.

When looking at the potential profile (Figure 1, c) one can notice that, in a very rough estimation (neglecting collisions within plasma volume and wall losses), final energy of an ion (at the exhaust plane) depends on the potential energy at the location of its creation inside the discharge channel. As specific impulse is a measure of momentum per unit mass the following correlation becomes evident $I_{sp} \propto U_d^{1/2}$. The latter is the fundamental idea of HIKHET. With nominal KLIMT parameters determined to be $U_d = 300$ V, $\dot{m} = 1.2$ mg/s, $I_{sp} \approx 1400$ s, HIKHET aimed to obtain higher specific impulse (aforementioned target value 2500 s) by increasing the discharge voltage, while keeping the reasonable discharge power (P_d) by reducing the mass flow rate. This approach is associated with several problems, such as anticipated rapid erosion of the dielectric channel and overheating of structural elements, which had to be resolved throughout the project.

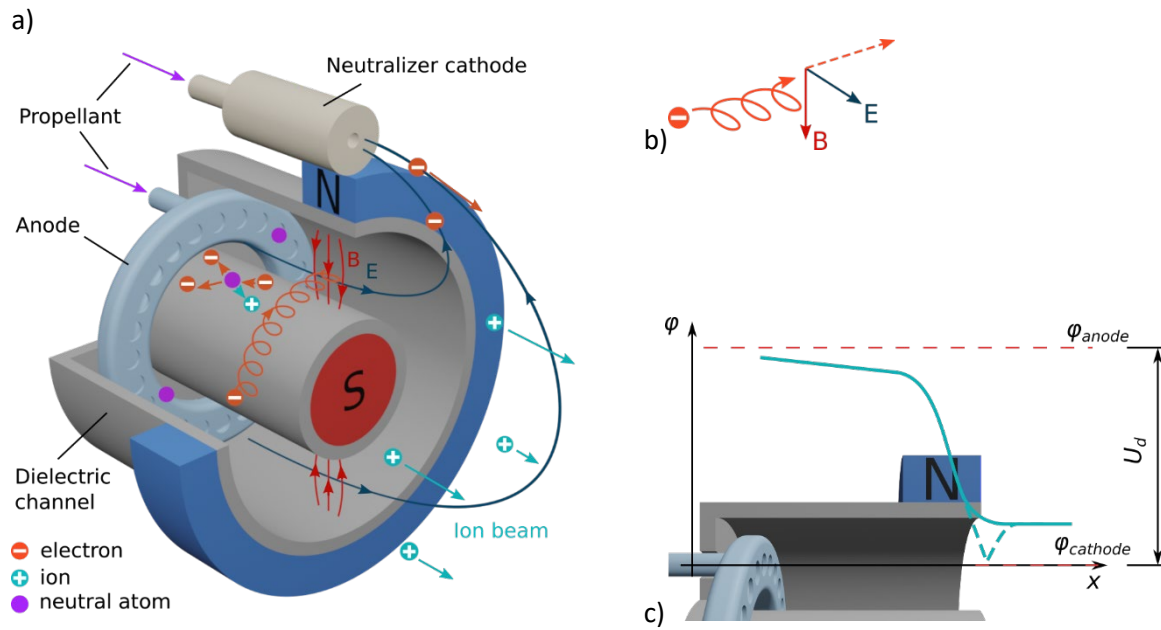


Figure 1. Hall Effect Thruster: a) conceptual model. b) Hall effect. c) electric potential distribution along the discharge channel.

Work plan

The project was planned as a two-stage evolution of KLIMT thruster, involving development and assessment of two consecutive versions, namely Kick-off and Final (see Figure 2). Definition and assembling of each version were followed by high-voltage tests, with subsequent weak points identification and design improvements, after which the performance tests were conducted in IFPiLM's PlaNS laboratory, aiming to determine the most efficient operating conditions. In addition, the project timeline included numerical modelling and diagnostics augmentation, being done concurrently with the aforementioned tasks. In particular: discharge simulations and magnetic field topology modelling preceded high voltage tests of the kick-off version, while development and installation of Faraday cup diagnostics came before its performance tests. Similarly, definition of the final version was preceded by an additional study of the magnetic field topology and heat loads modelling when a Retarding Potential Analyzer (RPA) was prepared before the performance tests of the final version. The measurements in IFPiLM should have been followed by validation tests campaign in ESTEC, but it was cancelled due to COVID restrictions.

Design evolution and testing

The original KLIMT version was designed to withstand above-average heat loads arising from the increased propellant number density inside the discharge channel, which is a necessary measure when someone wants to replace xenon by krypton and keep the same ionization rate (krypton has smaller ionization cross-section). Nevertheless, it appeared that operation in high voltage mode poses much more rigorous thermal requirements even at smaller mass flow rates. Several failures accompanied the high voltage tests of the kick-off version, leading to corresponding amendments in thermal insulation of the gas feed line and magnetic coils. With the modifications, there were no further issues in accomplishing the consequent performance tests, yet the specific impulse did not reach the desired level (Figure 3), giving the maximum I_{sp} and anode efficiency (η) to be 2230 ± 140 s and $29.3 \pm 1.8\%$, correspondingly. The results showed that further advancement is impossible without improving the anode efficiency (as measured by the ratio of power carried by expelled particles to the power of electric discharge in the thruster channel). The major cause of its decrement supposed to come from the rapid erosion of the discharge channel insulator (Figure 4) which is an indicative of ion losses at the walls.

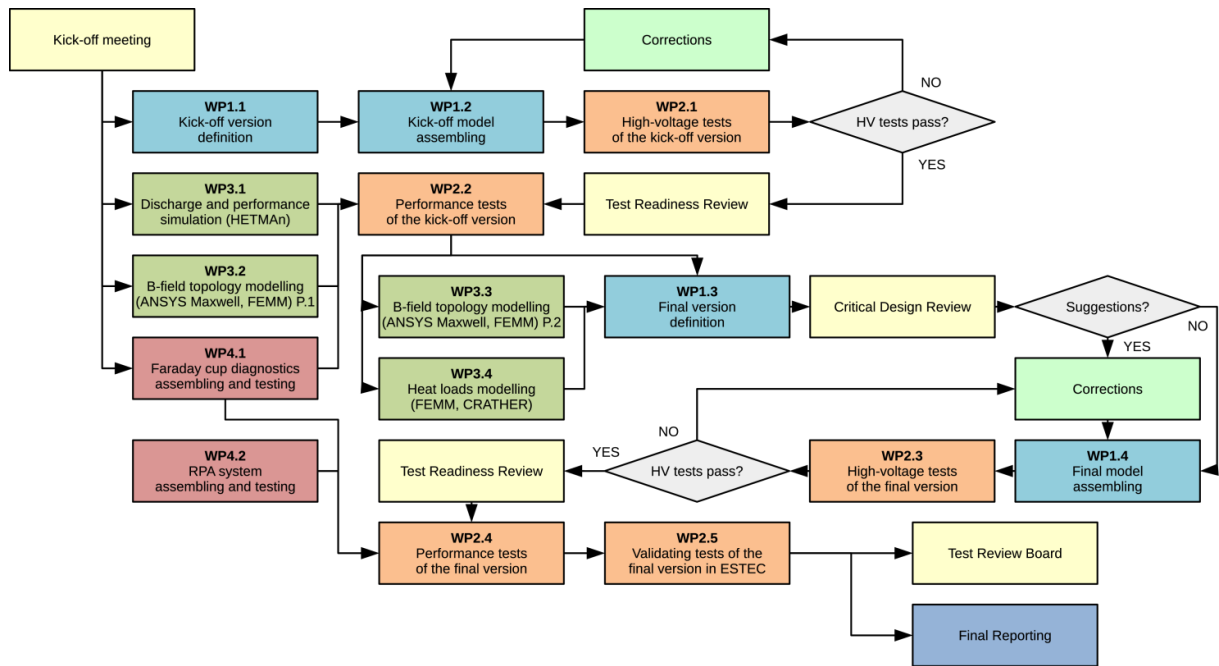


Figure 2. Flowchart of project logistics

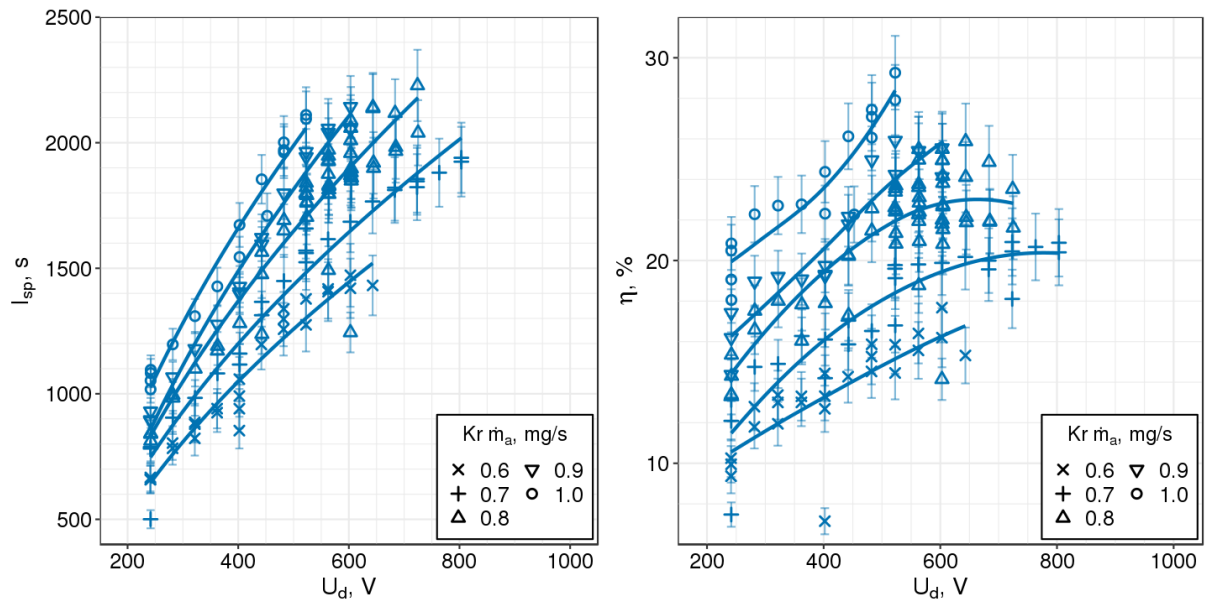


Figure 3. Specific impulse and anode efficiency versus discharge voltage for Kick-off version operated with Kr propellant

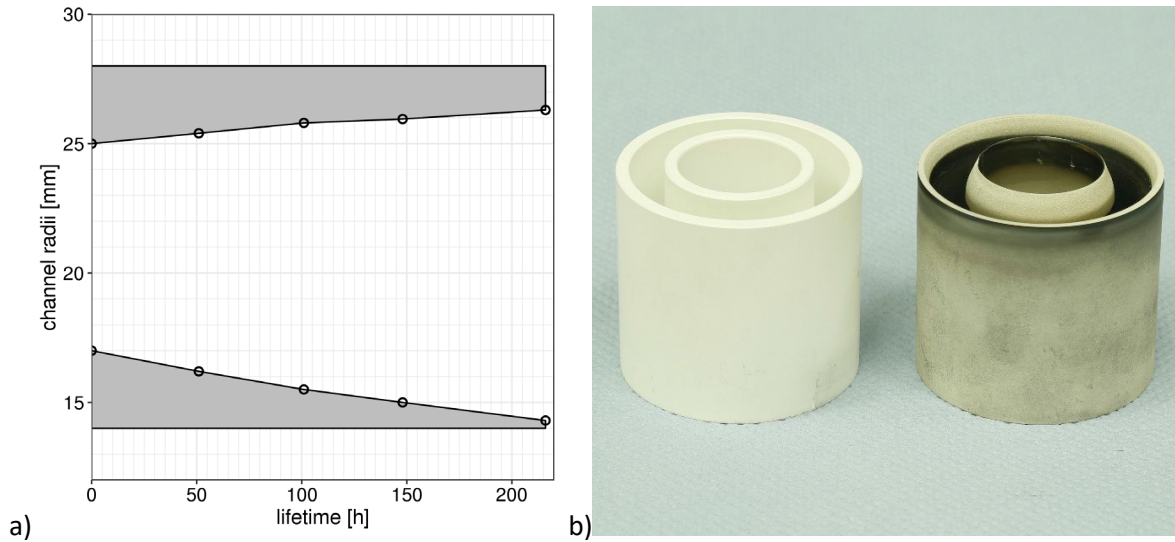


Figure 4. Erosion of the channel insulator:

a) history of erosion at the channel exit. b) comparison of new and eroded insulators.

The final model of the thruster underwent several changes with regard to the identified issues. The most visually noticeable was resignation from the single external magnetic coil in favor of more traditional configuration with four separate coils (Figure 5, b). With this modification a significant part of the external magnetic screen became exposed to the environment, facilitating heat evacuation. The magnetic circuit was modified in a way to increase gradient of the magnetic field by introducing zero-B configuration, which is supposed to narrow the ionization region and shift it towards the exit plane, thus, potentially reduce the previously mentioned ion losses at the walls. The configuration was implemented by making a slit at the rear part of the magnetic circuit, allowing to return to the classic magnetic field topology with the help of a ferromagnetic insert. Unlike the previous version, the anode was separated from the gas distributor, so the latter became less subjected to the extensive heat loads. The colder distributor is supposed to increase the residence time of the injected neutrals inside the discharge channel and improve ionization. Its outlet was composed of a sintered metal filter, supposed to provide uniform propellant injection, however, further experiments with another distributor having a circumferential slit showed no significant difference. Other changes, of rather technical nature, were done to facilitate modification and maintenance of the laboratory model, for example: the modular ceramic discharge channel allowed to easily replace its rapidly wearing parts (inner and outer inserts near the exit plane) when the base remained unchanged, this also gave possibility to change the dimensions of the channel exit by installing different ceramic inserts; the anode mounting points were located on a cylindrical surface of a separate radiator, for the ease of access, allowing for quick adjustment and replacement. This came in handy as several configurations of the channel exit and the anode were prepared.

During the extensive final measurements campaign (over 520 setpoints and 334 hours of thruster operation) a variety of hardware configurations has been tested. Surprisingly, the new magnetic field topology (zero-B) showed no superiority over conventional one but rather the opposite, yielding significantly lower performance and increased contribution of the electron component to the total discharge current. The result seems to contradict the literature reports and the nature of the discrepancy (either technical or physical) has not yet been identified. When proceeding further, with only classical magnetic field topology, the verification measurements revealed variation of performance as lifetime increased – gradual improvement was later followed by deterioration, what appeared to be the effect of not only channel erosion, but also plasma etching of the gas distributor. The distributor's design underwent improvements and, additionally, an alternative version, with the circumferential slit, was proposed. During the performance test both versions of the distributor showed nearly identical results. Figures 7 and 8 illustrate their combined results and compare them with KLIMT for krypton and xenon, correspondingly. Figure 9 is of special interest as it aggregates a big set of performance characteristics in one plot. And thus, besides displaying thrust-to-power ratio versus specific impulse it also shows

hyperbolas of constant efficiency as well as lines of constant specific input energy as measured by discharge power related to mass flow rate of the propellant. Consequently, the figure clearly demonstrates significant advancement of HIKHET, such as possibility to keep almost constant efficiency in a wide range of the discharge voltage. In addition, one can notice that the gap between efficiency for both propellants tends to decrease at high Isp regime. Most significantly, the specific impulse exceeded 2500 s, when operating with krypton, meaning that the goal of the project has been attained.

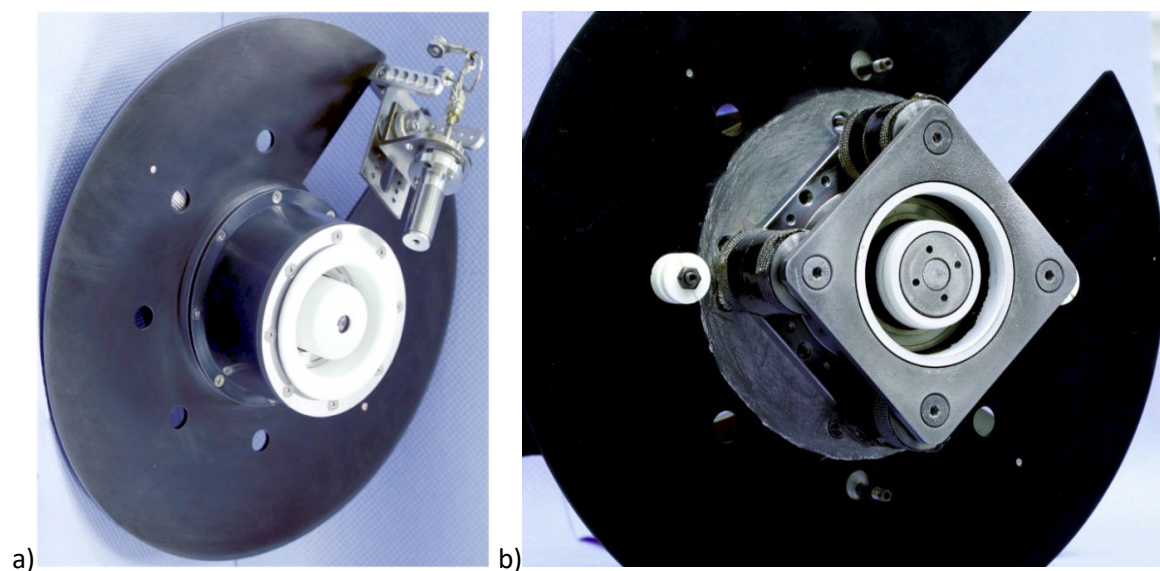


Figure 5. Comparison of KLIMT (left) and HIKHET's final version (right).
For HIKHET a set of external coils is exposed.

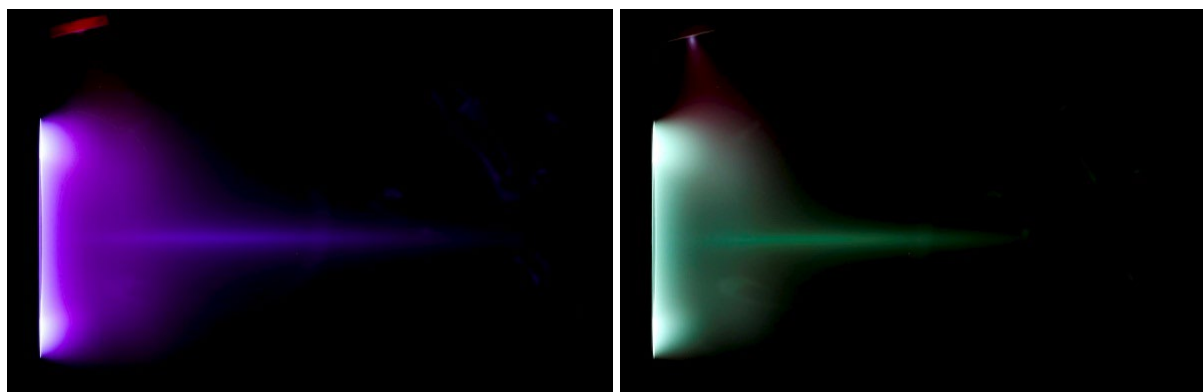


Figure 6. Side view of plasma plume for HIKHET operated with krypton (left) and xenon propellant (right).

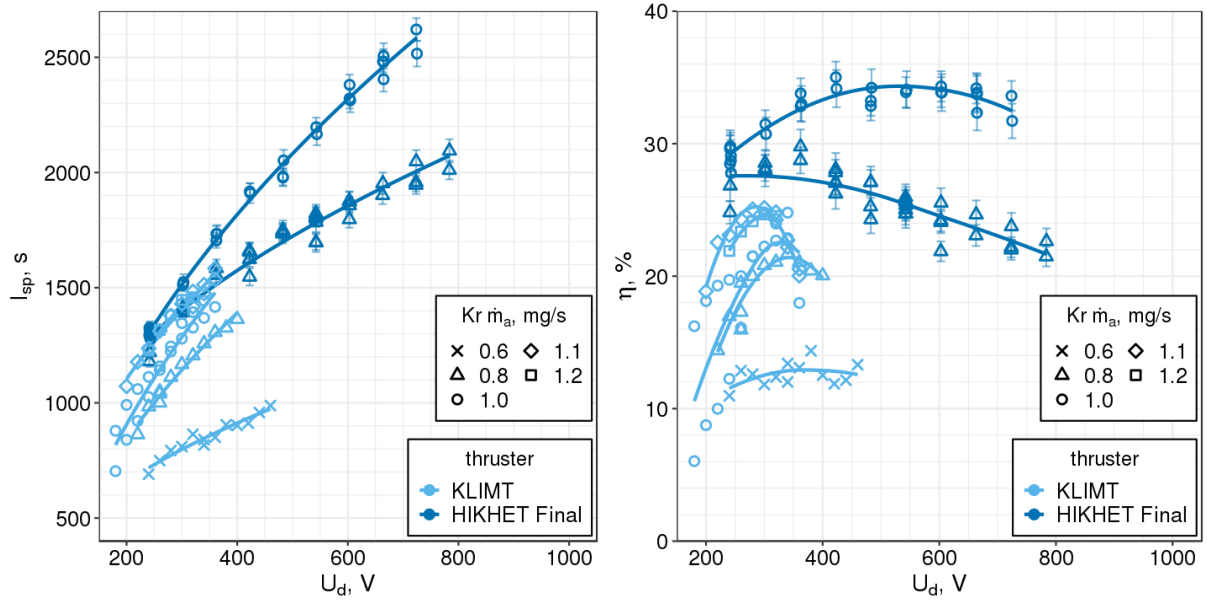


Figure 7. Comparison of specific impulse and anode efficiency versus discharge voltage for Kr propellant as measured for HIKHET and KLIMT.

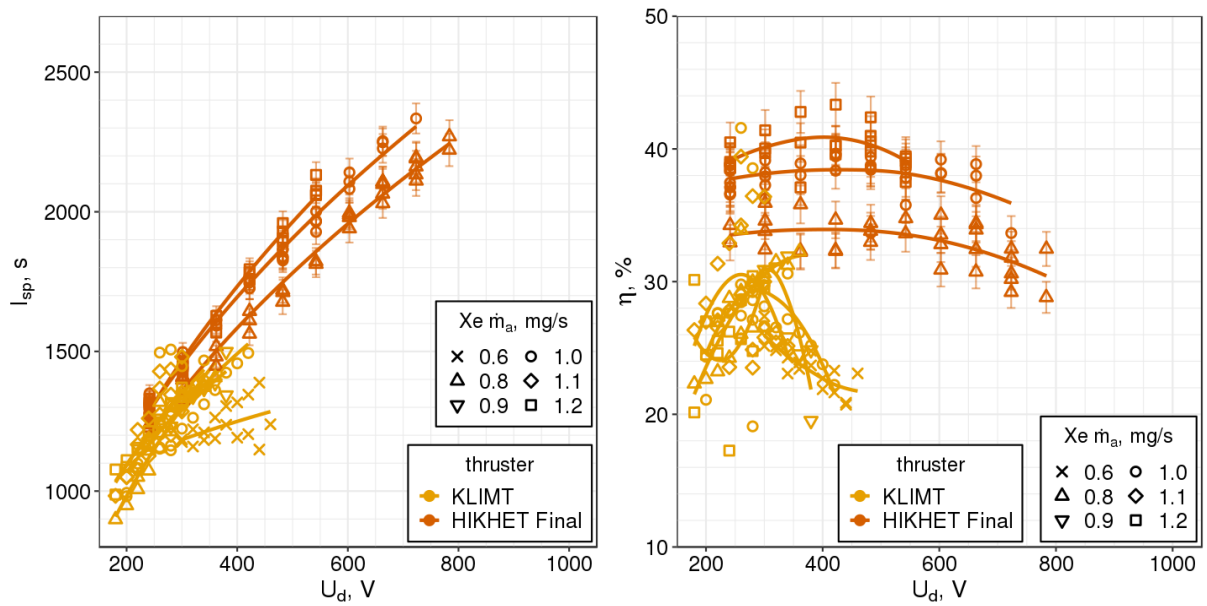


Figure 8. Comparison of specific impulse and anode efficiency versus discharge voltage for Xe propellant as measured for HIKHET and KLIMT.

Conclusions

We consider the project HIKHET to be successfully completed as the three major goals have been accomplished. First, the capability of a small (500 W class) krypton Hall thruster to provide large specific impulse by operating in high voltage mode has been proven; in particular, $I_{sp} = 2621 \pm 49$ s has been reached when operating at $\dot{m} = 1$ mg/s and $U_d = 720$ V. Second, the measurements confirm that for the same mass flow rate the efficiency of the thruster operating on both krypton and xenon becomes comparable. As Figure 9 shows, the efficiencies for both propellants appear to converge as specific impulse increases. Third, the desired performance was achieved experimentally under electrically and thermally stable conditions of the thruster for relatively long time, demonstrating TRL 3. At the same

time, a few questions arose, sparking some interest from a physics perspective and an engineering standpoint. One of them regards low productivity of zero-B magnetic field configuration, which, as mentioned before, disagrees with the available literature. To clarify the issue, a better understanding of electron and gas dynamics inside the discharge channel is needed. Another question concerns the thruster's lifetime, since the previous measurements were done for a variety of input parameters, including non-optimal, making it difficult to conclude about the service life for configurations selected to be nominal. These issues require additional work and together with the learned lessons may lay the groundwork for further development.

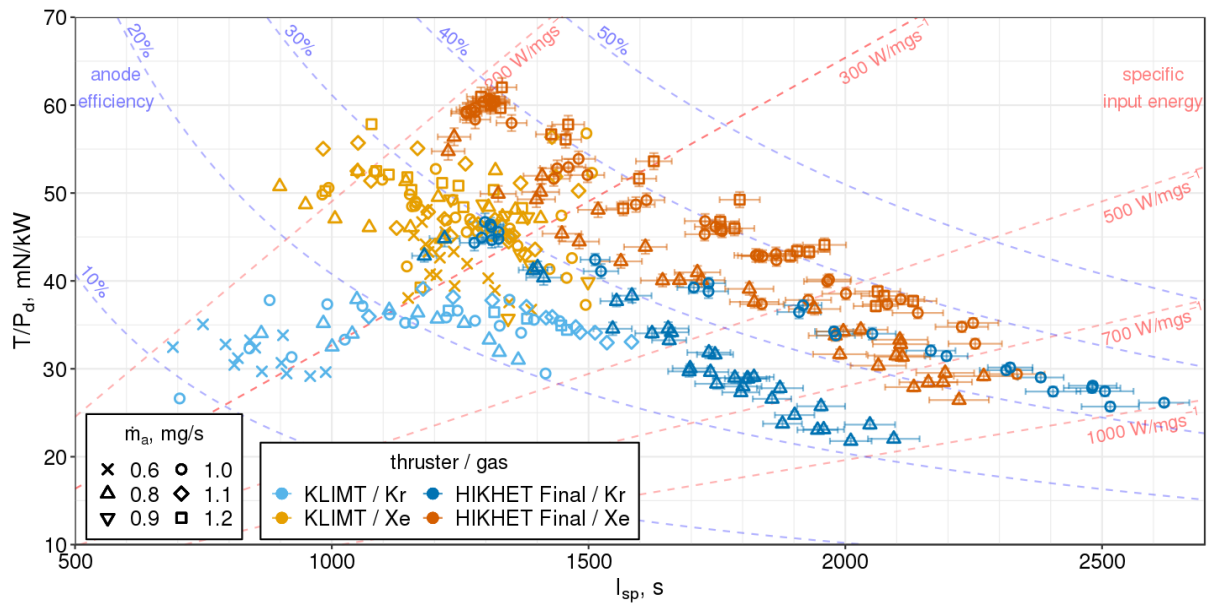


Figure 9. Thrust-to-power ratio versus specific impulse for both thrusters operating with both propellants. For mass flow rate of 1 mg/s throttling opportunity is clearly visible in a wide range of specific impulse keeping almost constant anode efficiency.

On numerical simulations of the plasma-wall interface in HET

A conventional approach of describing plasma in contact with a boundary wall seem to be ill-suited in case of a Hall Effect Thruster (HET) due to several contradictions with the following assumptions:

- a fully absorbing wall – is highly doubtful for dielectric walls of a HET;
- Maxwellian bulk plasma;
- prevalence of thermal over kinetic energy of electrons at the sheath edge.

To eliminate contradiction with the first assumption, one might think of the theory of plasma in contact with the emitting wall but, usually, the theory assumes the electrons to be emitted with negligible energies and this would neglect elastic backscattering of energetic electrons. These concerns prompted the development of a kinetic model, which is not constricted by the assumptions. In particular, the work on 1d3v explicit Particle-in-Cell (PIC) code has begun in 2020 and continued in 2021. The spatial domain of the model represents the radial component of a HET's discharge channel (yet velocities are simplified to Cartesian coordinates)

At the beginning of the year the code already incorporated an additional Monte Carlo Collision (MCC) model for electron-neutral elastic scattering and ionization. The boundary on one side of the domain was the symmetry plane, on the other side – the wall with electron-ion recombination, elastic and diffusive backscattering (see Figure 1).

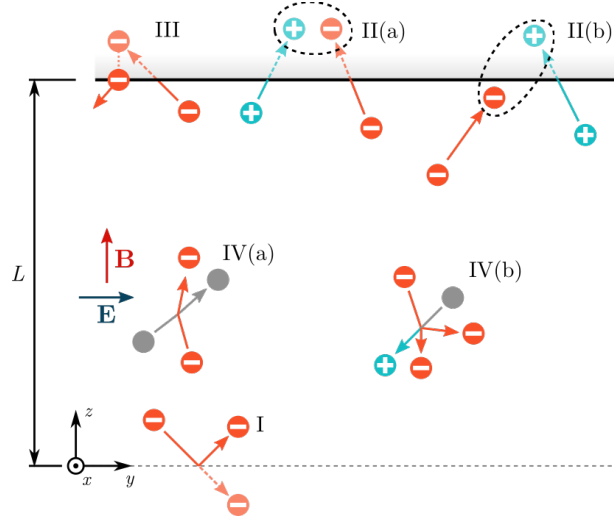


Figure 1: Simulation domain and physical effects of the early model:
 I – symmetry plane reflection; II – electron-ion recombination;
 III – backscattering; IV(a) – elastic scattering; IV(b) – ionization.

Initial results confirmed non-Maxwellian distribution with electron component comprising bulk plasma and two streams of backscattered electrons from the opposite walls (figures 2 and 3).

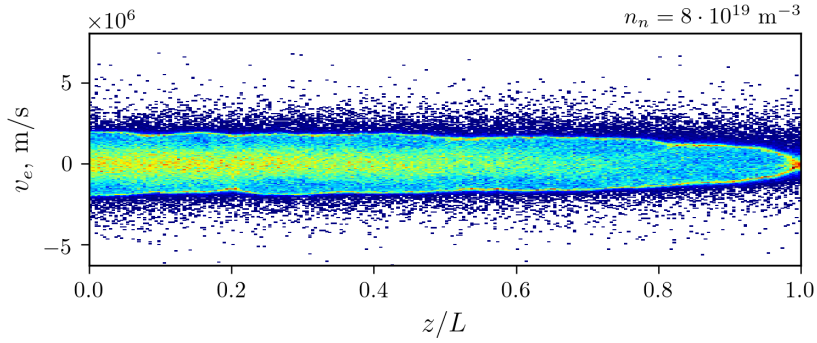


Figure 2: Map of the electron velocity distribution function (EVDF).
 n_n – neutral density, $\varepsilon_{e,wall} = 0.9$ eV – average energy
 of the diffusively backscattered electrons.

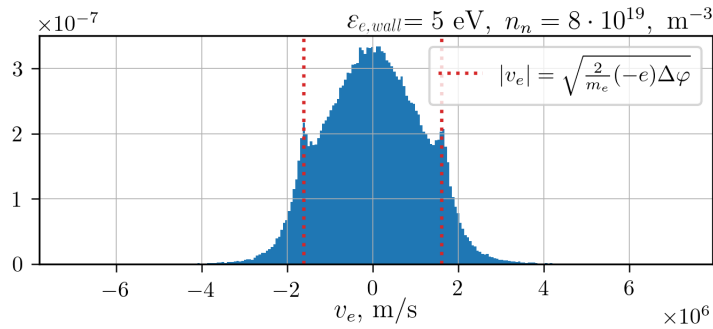


Figure 3: EVDF near the symmetry plane. The red dotted line represents the velocity of electrons, calculated from the potential difference with respect to the wall. This suggests the two opposite streams are formed by re-diffused electrons.

At the same time, a problem was found with maintaining a set-point value of the bulk plasma density. As the only source of plasma was MCC ionization of neutral atoms, that were assumed to form a uniform background of constant density, whereas the sink of plasma was determined by the boundary conditions at the wall and its behavior (the sink) was hard to predict. The problem is typical for the models of this kind (1d, with ionization to be the only source of plasma) and the control can be gained, for example, by automatically adjusting the density of neutral atoms.

Further efforts, however, were put into a parametric investigation of the boundary effects in terms of their impact on the sheath formation. This was done to reduce the cumulative effect of various physical phenomena and to gradually increase the complexity of the problem. For the reason, the simulation domain was reduced from the half-space between the two walls to a small near-wall region. The MCC module was disabled, making plasma in the domain collisionless. In addition, one boundary was set to be the bulk plasma source, while another remained to be the wall.

The parametric study started with a typical case of the completely absorbing wall. For illustration purposes, some results of the simulation are shown in Figure 4. The next step was replacement of the absorbing property of the wall with an immediate inelastic backscattering of the excess of incident electrons (those that did not manage to recombine with incident ions), having a set-value of average energy. The later effects were added successively to the previous one and included: temporal absorption of the excessive incident electrons (and further diffusive backscattering) for some set time ($t_{e,wall}$); immediate elastic backscattering of some fraction (η) of the excessive incident electrons.

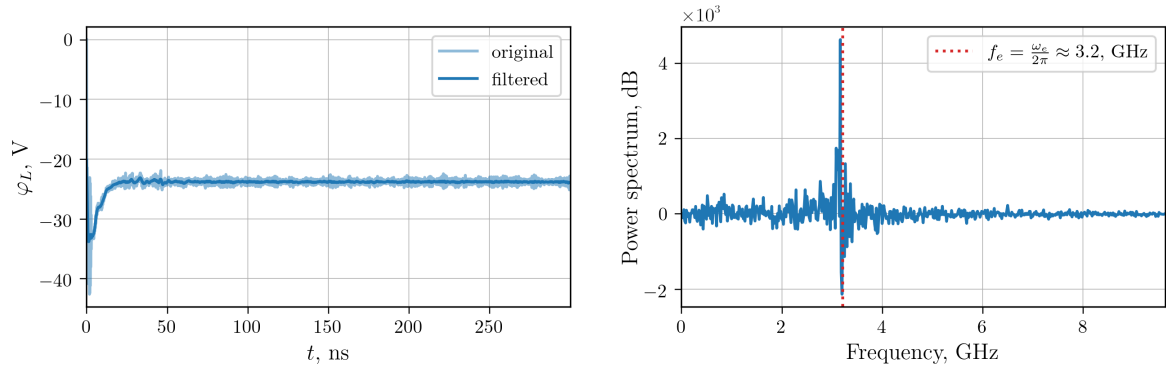


Figure 4: Time evolution of plasma potential near the wall (left) and corresponding power spectral density when the quasi-steady state is reached (right). Potential of the bulk plasma is set to zero. The red dotted line corresponds to the theoretical bulk plasma frequency.

A summary of the parametric study, in the form of variation of the plasma potential near the wall, is presented in Figure 5.

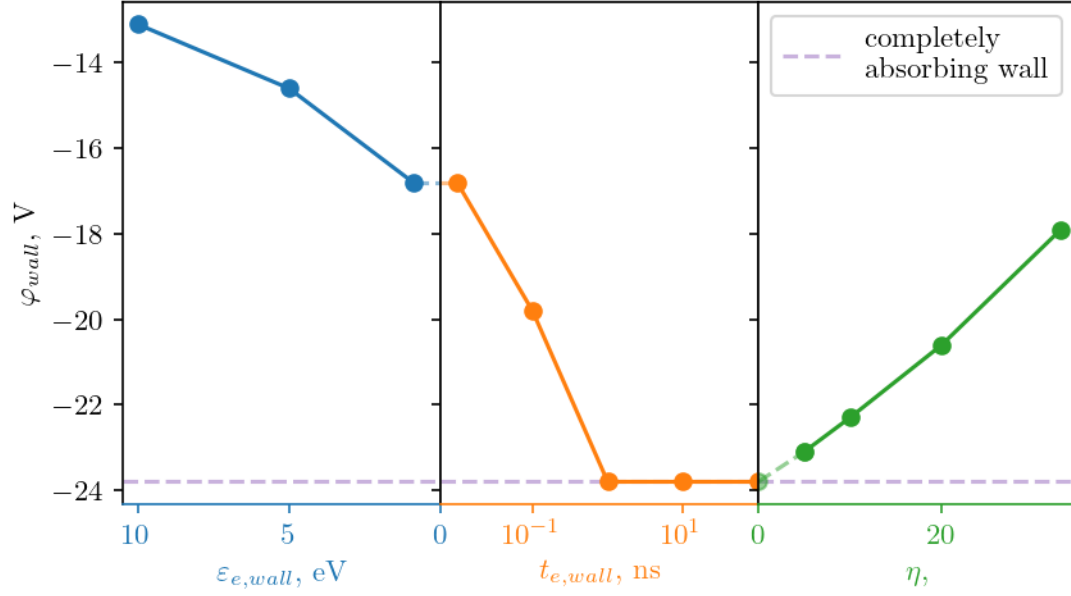


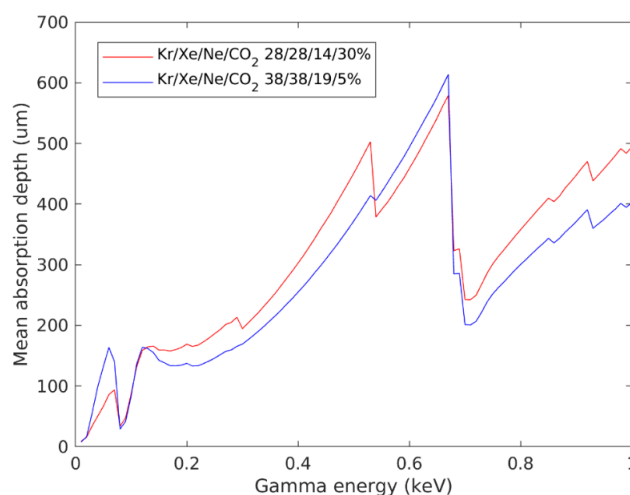
Figure 5: Changes in the plasma potential near the wall with respect to modifications in the parametric space. Each subsequent plot (from left to right) includes the effect from the previous one. Starting with the immediate rediffusion of electrons (in blue), then gradually adding temporal absorption (orange) and partial immediate elastic backscattering with no energy losses (green). As a reference the value for the case of the fully absorbing wall is shown in all the plots. $\epsilon_{e,wall}$ – average energy of the rediffused electrons, $t_{e,wall}$ – electron residence time (inside the wall) or electron desorption time, η – fraction of elastically backscattered electrons

7 Projekty Narodowego Centrum Nauki

7.1 Obrazowanie oparte o gazowe powielacze elektronowe w warunkach intensywnego promieniowania z plazmy tokamakowej

Osoba kontaktowa: M. Chernyshova, maryna.chernyshova@ifpilm.pl

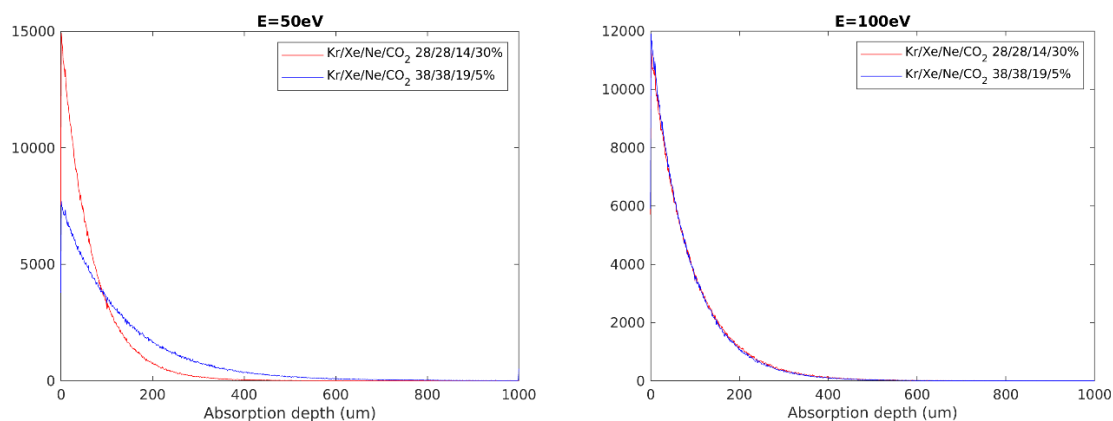
W ramach prac nad przygotowaniem detektora do obrazowania plazmy zostały rozpoczęte analizy projektowe: struktury odczytu, mieszanki gazowej, wydajności modułu elektroniki. Tak w przypadku mieszanki gazowej badania dotyczyły określenia składu mieszanki, a mianowicie, udziału środka gaszącego CO₂. W tym celu rozpoczęto symulacje za pomocą kodu GEANT4 wydajności detekcji dla niskich energii fotonów, która jest charakterystyczna dla wzbudzonego atomu argonu, Ar*, (argon jest rozważany jako główny kandydat dla mieszanki gazowej detektora). Promieniowanie to mieści się w zakresie ultrafioletu, które jest emitowane przez wzbudzony atom argonu i może prowadzić do powstania niepożądanego rozwoju lawiny ładunków w detektorze, tzw. streamera. Najbardziej intensywne promieniowanie pochodzi od dwóch głównych linii (rezonansu atomowego) dla Ar* o energii 11.83 eV oraz 11.62 eV wraz z grupą linii z zakresu 13.8-15.5 eV dla jonu Ar. W celu zbadania zjawiska dla tego obszaru promieniowania obliczono średnią drogę absorpcji dla mieszanek gazowych o różnej zawartości środka gaszącego, CO₂ (Rys. 1).



Rys. 1. Wyniki symulacji oddziaływania promieniowania X o energiach 10 eV-1 keV dla mieszanek gazów Kr/Xe/Ne/CO₂ dla dwóch zawartości środka gaszącego 5 i 30%.

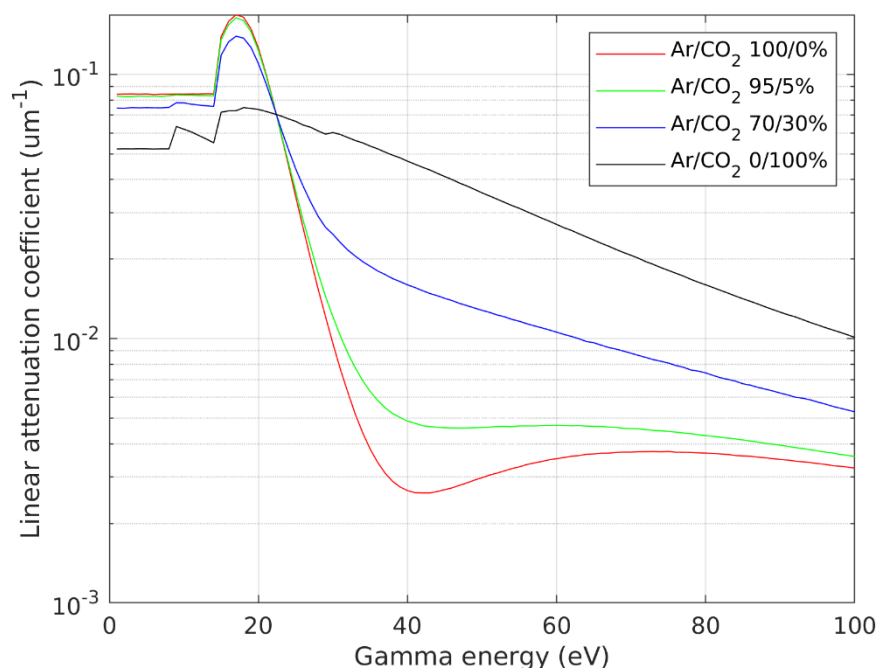
Jak mogłoby się wydawać, dla obszaru zainteresowania (10-20 eV) średnia droga absorpcji jest znacznie krótsza w przypadku większej zawartości CO₂.

Na Rys. 2 przedstawiono przykłady rozkładów średniej drogi absorpcji dla wybranych energii.



Rys. 2. Zależność średniej drogi absorpcji dla dwóch badanych mieszanek gazowych.

Niemniej jednak po uzyskaniu powyższych wyników obszar promieniowania został zawężony do zakresu 1-100 eV. Poniższa zależność liniowego współczynnika absorpcji (Rys. 3) dla czystego CO₂ oraz mieszanki gazowej z Ar nie daje odpowiedzi na pytanie jaki powinien być stosunek składu środka gaszącego w mieszance gazowej do gazu podstawowego dla efektywnego tłumienia promienistego przejścia atomu Ar* do stanu podstawowego. Przyczyną jest brak uwzględnienia w metodzie obliczeniowej bardziej skomplikowanych procesów, takich jak przejścia promieniste ze stanów wzbudzonych atomu lub jonu argonu oraz absorpcji tego promieniowania poprzez molekulę CO₂. Z tego względu zastosowane podejście uwzględniające głównie fotoefekt nie pozwoliło pozytywnego wyniku w tych badaniach.



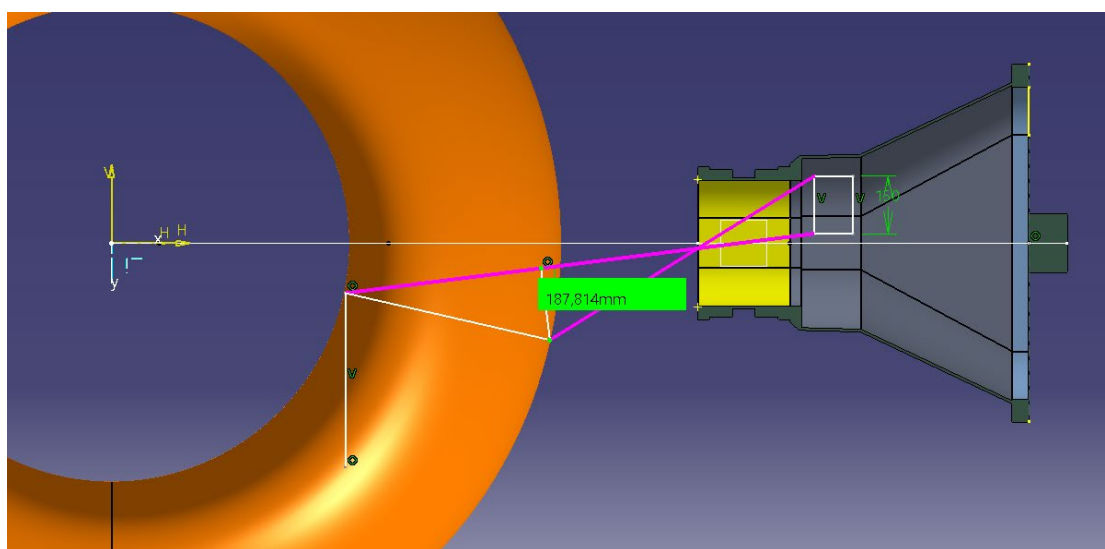
Rysunek 3. Liniowy współczynnik absorpcji dla czystego CO₂ oraz mieszanki Ar/CO₂ z różnym stosunkiem gazów

Dlatego w ramach następnego podejścia do omawianego zagadnienia zamierzono zbadać efekt Penninga w badanej mieszance gazowej. W mieszaninie gazów, w której propaguje promieniowanie jonizujące, energia wejściowa może być wykorzystana zarówno na jonizację, jak i wzbudzenia atomów gazu, w zależności od przekrojów oddziaływań. Zwykle energia wzbudzenia jest tracona w postaci transferu promienistego lub niepromienistego. Jeśli jednak stan wzbudzony jednego atomu gazu jest wyższy niż potencjał jonizacji innego gazu obecnego w mieszance, stan wzbudzony pierwszego atomu gazu może

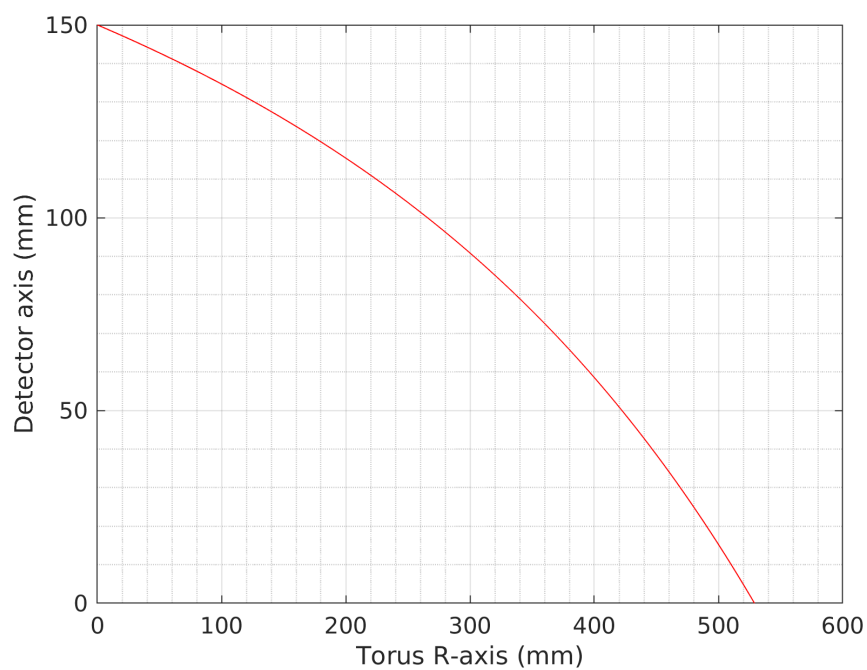
z pewnym prawdopodobieństwem spowodować jonizację drugiego. Zjawisko to nosi nazwę transferu Penninga. W odniesieniu do detektorów gazowych, które działają na zasadzie powielania lawinowego ładunków wewnątrz ośrodka gazowego, efekt Penninga zwiększa ilość „regularnych” ładunków poprzez przekształcenie wzbudzenia w jonizację, które uwalnia wolny elektron. Powoduje to zwiększone wzmocnienie gazowe detektora.

Taki transfer jest możliwy na wiele sposobów. Przy transferze bezpośrednim najbardziej zewnętrzny elektron w Ar^* podlega przejściu promienistemu, uwalniając foton. Taki foton jest absorbowany przez CO_2 , który ulega jonizacji, uwalniając elektron. Transfer pośredni jest procesem podobnym do procesu emisji elektronu Augera. W tym przypadku elektron tuneluje z CO_2 i wyrzuca elektron z zewnętrznej powłoki Ar^* . Uwzględniając efekt Penninga współczynnik jonizacji Townsenda zostaje określony zgodnie z równaniem $\alpha_{eff} = \alpha(1 + r v_{exc}/v_{ion})$: gdzie α to współczynnik Townsenda, v_{ion} - sumaryczna częstotliwość (szybkość produkcji) bezpośredniej jonizacji (Ar^+ i CO_2^+), v_{exc} - sumaryczna prędkość powstawania stanów A^* , które mają większą energię niż próg jonizacji CO_2 (13.77 eV), r - szybkość transferu Penninga, prawdopodobieństwo, że wzbudzony atom argonu zjonizuje cząsteczkę CO_2 . W ramach kontynuacji tego zadania, dalsze symulacje są zaplanowane przy użyciu kodu MAGBOLTZ.

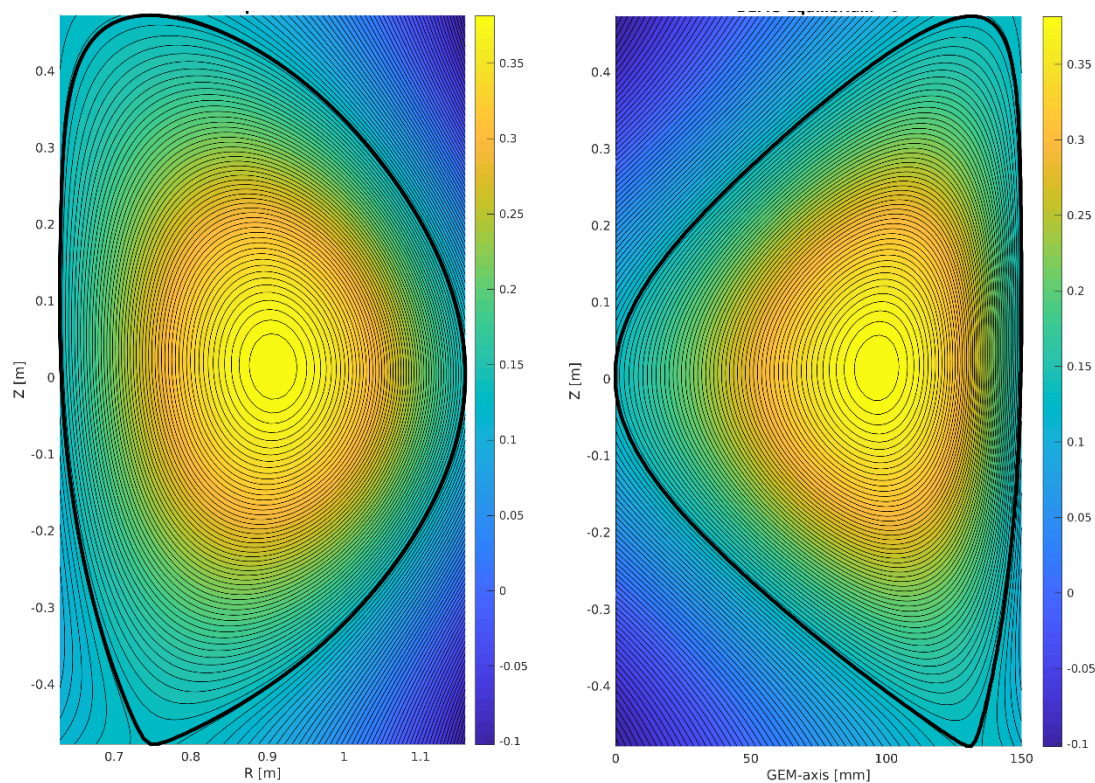
W roku 2021 rozpoczęte zostały prace przygotowawcze w celu określenia pozycji detektora w stosunku do portu diagnostycznego tokamaka COMPASS-U. W ramach tego zadania pracowano nad otrzymaniem spodziewanego obrazu w detektorze GEM z uwzględnieniem zmian związanych z kątem patrzenia na plazmę. Przeliczenie przeprowadzono w płaszczyźnie ekwatorialnej torusa COMPASS-U dla rzutu powierzchni magnetycznych plazmy na detektor GEM.



Rysunek 4. Przeliczenie z rozdzielczością 1000 pionowych linii na 529 mm osi R torusa i 1000 pionowych linii na oś poziomą detektora GEM. Geometria #1: umieszczenie detektora w porcie diagnostycznym



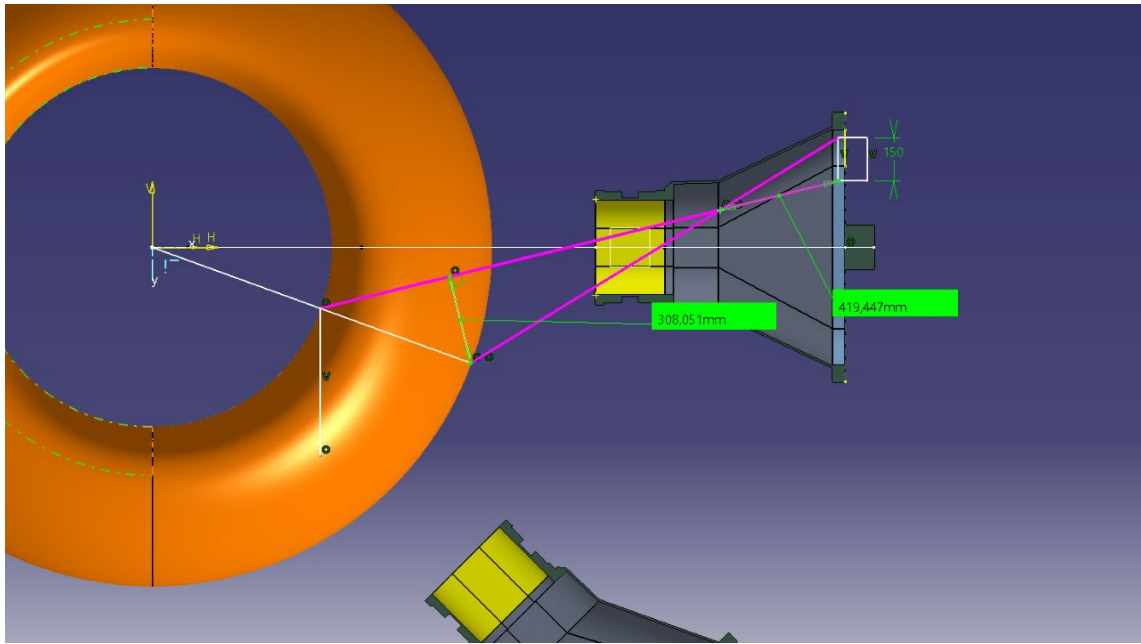
Rysunek 5. Konwersja wymiarów dla geometrii #1.



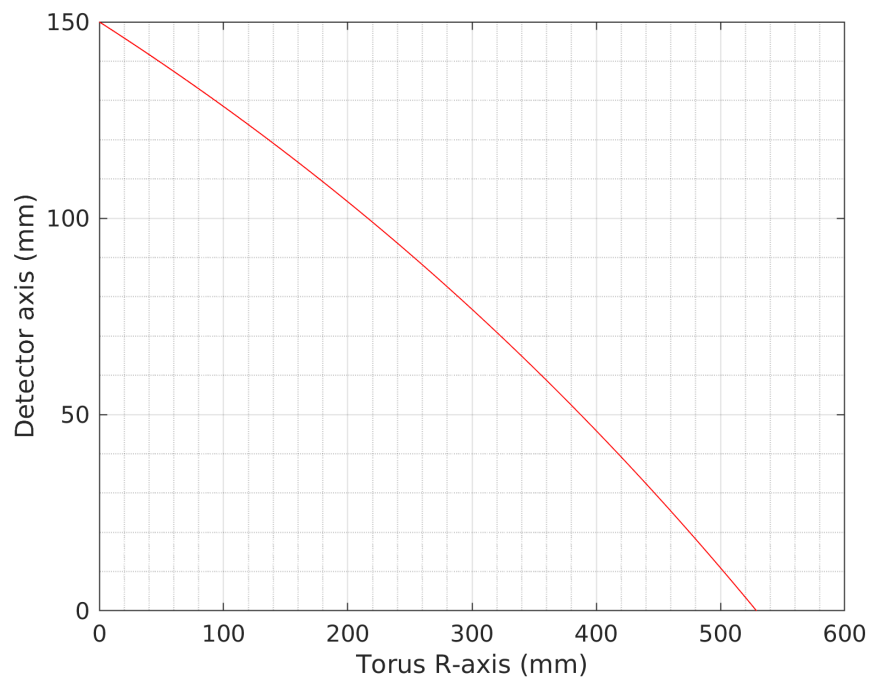
a)

b)

Rysunek 6. (a) Powierzchnie magnetyczne dla przekroju plazmy tokamaka COMPASS-U. (b) Obraz rzutowany na płaszczyznę detektora GEM (widok od czoła detektora, geometria #1).



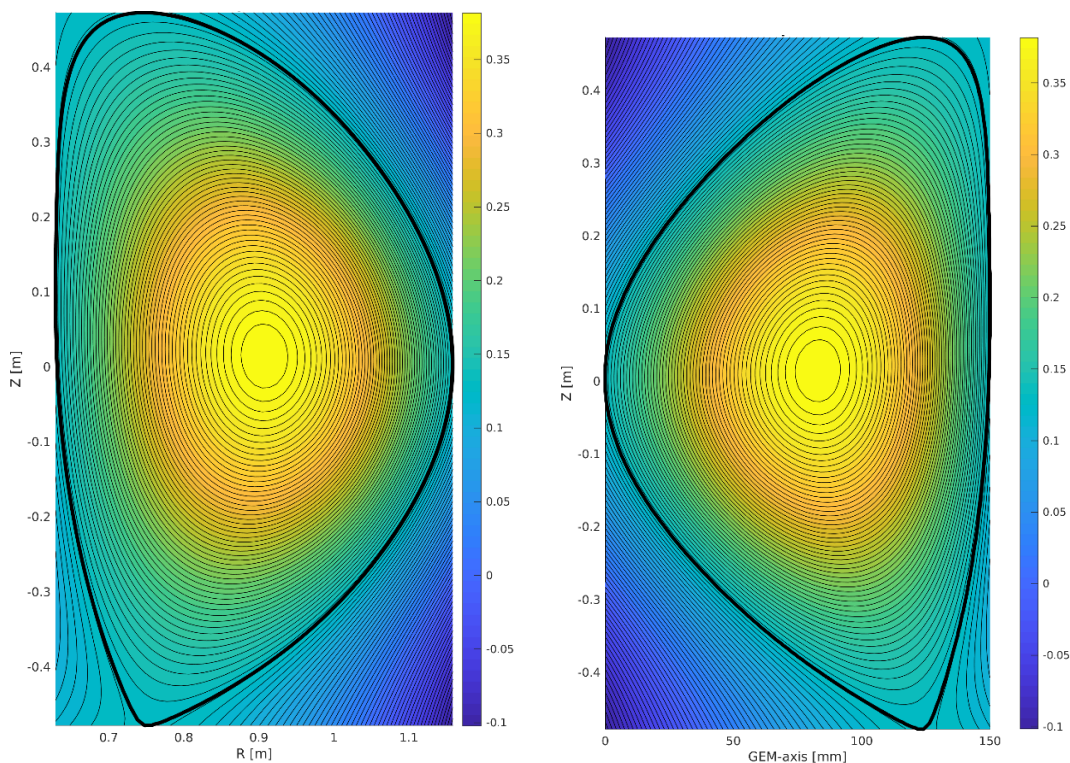
Rysunek 7. Geometria #2: umieszczenie detektora poza portem diagnostycznym.



Rysunek 8. Konwersja wymiarów dla geometrii #2.

Uzyskane wyniki pozwalają wstępnie wnioskować, że bardziej korzystne ustawienie detektora względem portu diagnostycznego dla obrazowania plazmy jest poza portem. Geometria #2 została przyjęta jako wstępna koncepcja rozmieszczenia detektora.

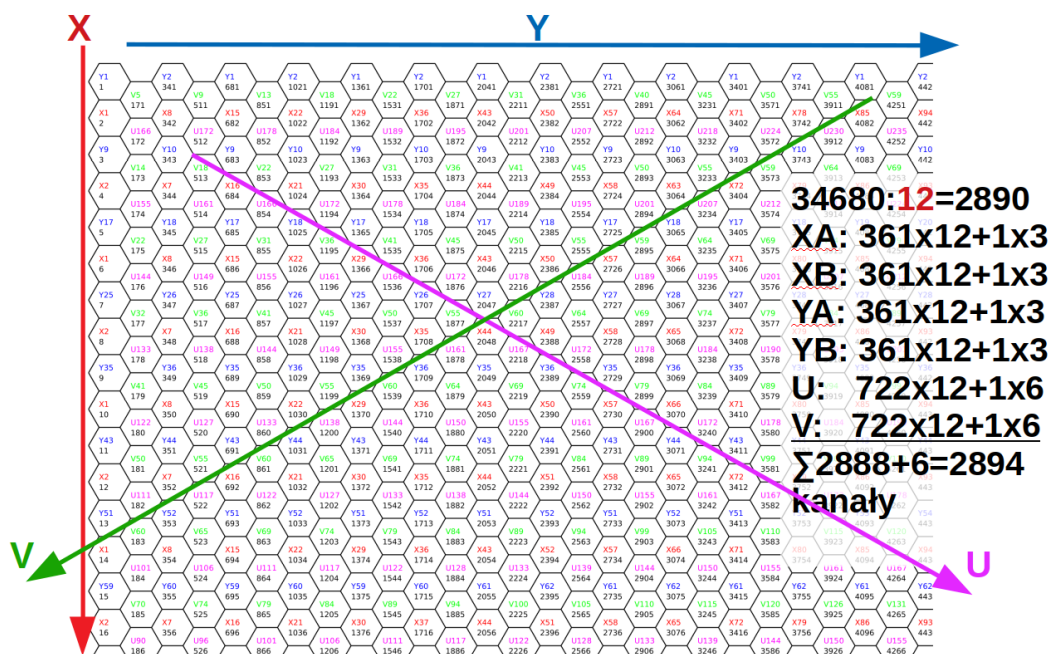
W roku 2021 rozpoczęto również prace nad optymalizacją struktury odczytu (Rys. 10) do warunków intensywnego promieniowania plazmy. Celem było osiągnięcie równomiernego obciążenia kanałów elektroniki przez sygnały z detektora.



a)

b)

Rysunek 9. (a) Powierzchnie magnetyczne dla przekroju plazmy tokamaka COMPASS-U. (b) Obraz rzutowany na płaszczyznę detektora GEM (widok od czoła detektora, geometria #2)



Rysunek 10. Ilustracja struktury odczytu. Wzajemne położenie czterech głównych grup multipikseli. Przy zastosowanymłączeniu otrzymano 2894 niezależne multipiksele, kanały elektroniczne

Struktura elektrody odczytu detektora GEM dla układu COMPASS-U zaprogramowano w środowisku Matlab. Wymiary struktury to 170 x 204 (rzędy x kolumny) pikseli heksagonalnych, co przy boku heksagonu $a=0.35\text{mm}$ daje $\sim 102.75 \times 106.75 \text{ mm}^2$ (obszar o pełnym wypełnieniu).

Ponieważ struktura zawiera 34680 pikseli, pojedyncze piksele połączono w większe grupy w taki sposób, aby uzyskać poniżej 3000 niezależnych kanałów sygnałowych (maksimum dostępnych kanałów przy rejestracji elektronicznej). Zakładając, że pojedyncze lawiny elektronów od detekowanych kwantów promieniowania X będą rozmiarów 2-3 pikseli, zaproponowany sposób łączenia powinien zapewnić możliwość jednoznacznej identyfikacji pozycji lawiny, poprzez uzyskanie 2-3 skorelowanych w czasie sygnałów na multipikselach, której to kombinacji odpowiadać będzie tylko jedna para sąsiadujących heksagonalnych pikseli.