

2 Współpraca w ramach PALS (Prague Asterix Laser System Research Infrastructure) oraz STFC (Science and Technology Facilities Council)

2.1 Wpływ pola magnetycznego na właściwości strumienia gorących elektronów generowanego trzecią harmoniczną promieniowania jodowego lasera PALS

Wstęp

Jedną z obiecujących geometrii pola magnetycznego do realizacji implozji magnetycznej ICF (Inertial Confinement Fusion) jest osiowy Z-pinch (Magnetized Liner Inertial Fusion- (MagLIF) testowany w eksperymentach w laboratorium SANDIA w USA [1, 2]. Eksperymenty te potwierdziły oczekiwany efekt namagnesowania plazmy w zakresie osiągnięcia bardziej stabilnej (adiabatycznej) kompresji prowadzącej do zwiększenia wydajności neutronów i temperatury jonów. Duże możliwości w badaniach związanych z zastosowaniem fuzji inercyjnej metodą implozji magnetycznej stwarzają także generatory optyczne silnych pól magnetycznych oparte na tarczach typu capacitor-coil napędzanych laserem [3-5]. Planowane jest wykorzystanie takich tarcz do realizacji idei implozji magnetycznej ICF w systemie laserowym LMJ w Bordeaux, poprzez wstępne namagnesowanie cylindrycznej tarczy z paliwem [6]. Oceny przedstawione w tym artykule pokazują, że dla intensywności lasera wynoszącej około 10^{15} W/cm² dostępnej w LMJ, ekstremalne warunki namagnesowania można osiągnąć przy stosunkowo niskim zasianym polu B. Początkowe pole o mocy 5 Tesli można skompresować do indukcji ponad 10 kT, co wystarcza do skutecznego oddziaływania na transport ciepła elektronów i jonów w celu uzyskania wartości temperatury i gęstości paliwa niezbędnych do zapłonu termojądrowego. Z tego powodu ważne jest zrozumienie wpływu pola magnetycznego na parametry plazmy ablacyjnej, w szczególności na produkcję gorących elektronów (HE) i jonów odpowiedzialnych za transport energii lasera do frontu ablacji.

Powyższe badania podjęto także na eksperymencie PALS, w którym tarcze typu disc-coil (DC) służą do generowania namagnesowanego strumienia plazmy, które umożliwia, zarówno generację plazmy z dysku z folii miedzianej, jak i pola magnetycznego, dzięki sprzężeniu tarczy z jednozwojową cewką. Źródłem pola magnetycznego generowanego przez cewkę jest prąd przepływający przez obwód cewka-dysk, powstający w wyniku nieskompensowanego ładunku dysku w wyniku ucieczki części wygenerowanych laserowo gorących elektronów (HE) poza obwód obszar plazmy ablacyjnej [7]. Przedmiotem badań była namagnesowana plazma wytwarzana w wyniku oddziaływania 1-harmonicznej lasera jodowego PALS z tarczami DC.

Badania te potwierdziły możliwość generowania pól magnetycznych powyżej 5 T przy energii lasera 0,5 kJ, co prowadzi do kolimacji strumienia gorących elektronów (HE), do wzrostu temperatury i średniej energii elektronów, a także do znacznego wzrostu gęstości prądu HE [7]. Przedmiotem tych badań była namagnesowana plazma powstająca w wyniku oddziaływania 1w lasera jodowego PALS z tarczami DC. Te wstępne wyniki badań tarcz DC uzyskane w eksperymencie PALS, stały się motywacją do podjęcia dalszych badań nad tarczami DC o zmodyfikowanej konstrukcji, rys. 2.1.1b, wykorzystując do oświetlania wiązkę 3w PALS, co wydaje się szczególnie interesujące, biorąc pod uwagę, że taka długość fali jest zbliżona do długości fali laserów LMJ i NIF stosowanych obecnie w badaniach ICF. W celu zrozumienia wpływu pola magnetycznego na powstawanie namagnesowanego strumienia plazmy tarczami DC o zmodyfikowanej konstrukcji, a w szczególności na parametry emisji HE i jonów, przy różnych warunkach oświetlania 3-harmoniczną lasera jodowego PALS, wykorzystywany był kompleksowy układ diagnostyczny [7], umożliwiający wizualizację procesu ekspansji plazmy ablacyjnej, zarówno w świetle widzialnym (3-kadrowa kompleksowa interferometria [8-10]) jak i w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego (4-kadrowa otworkowa kamera rentgenowska [11]) raz pomiary parametrów emisji HE wykorzystując 2D

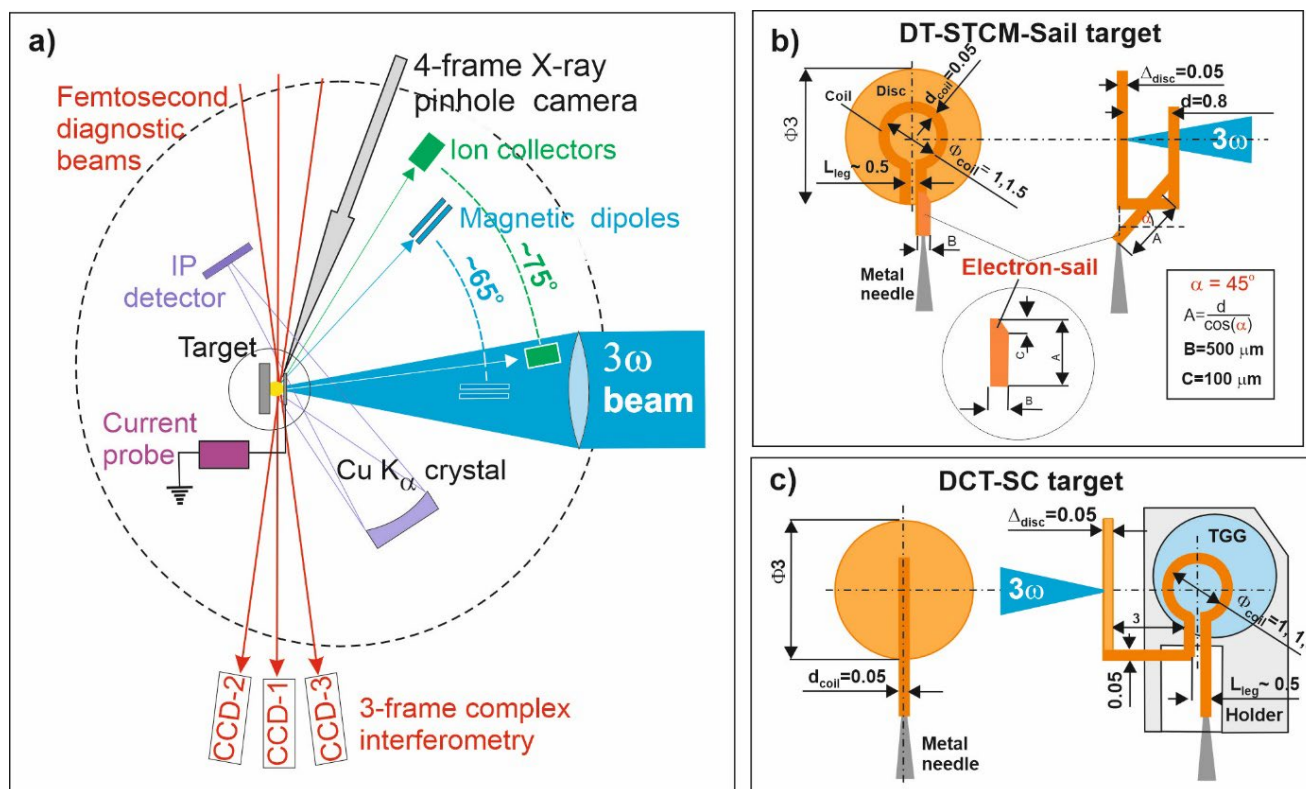
zobrazowanie emisji linii Ka z Cu [13] oraz kątowe pomiary widm energii HE za pomocą wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów [12]. Przydatnym uzupełnieniem zestawu diagnostycznego były pomiary kątowe emisji jonów za pomocą kolektorów siatkowych [13] oraz pomiary prądu powrotnego za pomocą sondy prądowej [14]. Wyniki pomiarów laserem 3w PALS porównano z wynikami uzyskanymi we wcześniejszym eksperymencie z użyciem 1w lasera PALS [7].

Dla lepszego zrozumienia wyników eksperymentu przeprowadzono trójwymiarowe symulacje numeryczne, wykorzystując dane ilościowe uzyskane z pomiarów kątowych widm energii elektronów do wizualizacji wpływu pola magnetycznego na strumień HE. Do symulacji wykorzystano znacznie ulepszony model niż w naszej ostatniej pracy [7], uwzględniający m.in. interakcje pomiędzy cząstkami oraz emisję elektronów z tarczy w obu kierunkach (forward i backward), a także populację obu frakcji elektronów w plazmie ablacyjnej: gorących (HE) oraz termicznych.

UKŁAD EKSPERYMENTALNY

Badania wpływu osiowego pola magnetycznego na emisję HE i jonów z plazmy ablacyjnej generowanej z plazmy z tarcz DC oświetlanych 3w lasera jodowego PALS prowadzone były za pomocą eksperymentalnego układu przedstawionego na rys. 2.1.1a. W odróżnieniu od wcześniejszych badań [7] zastosowano tarcze DC o zmodyfikowanej konstrukcji przedstawionej na rys. 2.1.1b. Elementem modyfikacji konstrukcji tarczy jest tzw. żagiel elektronowy, który wychwytuje elektrony w zewnętrznej nóżce w pobliżu dysku w celu zwiększenia prądu płynącego przez cewkę.

Do naświetlania celów wykorzystano wiązkę 3w lasera jodowego PALS ($\lambda = 438,5 \text{ nm}$) o różnej intensywności w zakresie 10^{15} - 10^{16} W/cm^2 , uzyskaną poprzez zogniskowanie wiązki lasera o energii około 150 J do różnych wymiarów ogniska.



Rys. 2.1.1: Układ eksperymentalny: a) lokalizacja diagnostyk w komorze plazmowej, b) konstrukcja tarczy DT-STCM- S z żaglem, c) tarcza DCT-SC do pomiaru pola magnetycznego w cewce za pomocą efekt Faradaya w kryształ TGG

W celu oceny rozkładu prądu i pola magnetycznego w cewce prowadzone były pomiary efektu Faradaya za pomocą kryształu TGG umieszczonego w odpowiedniej odległości od cewki, wykorzystując dyski DCT-SC o konstrukcji pokazanej na rys. 2.1.1c. Cewka umieszczona jest prostopadle do tarczy w specjalnym uchwycie, który zabezpiecza kryształ TGG przed degradacją ze strony promieniowania rentgenowskiego emitowanego

przez plazmę.

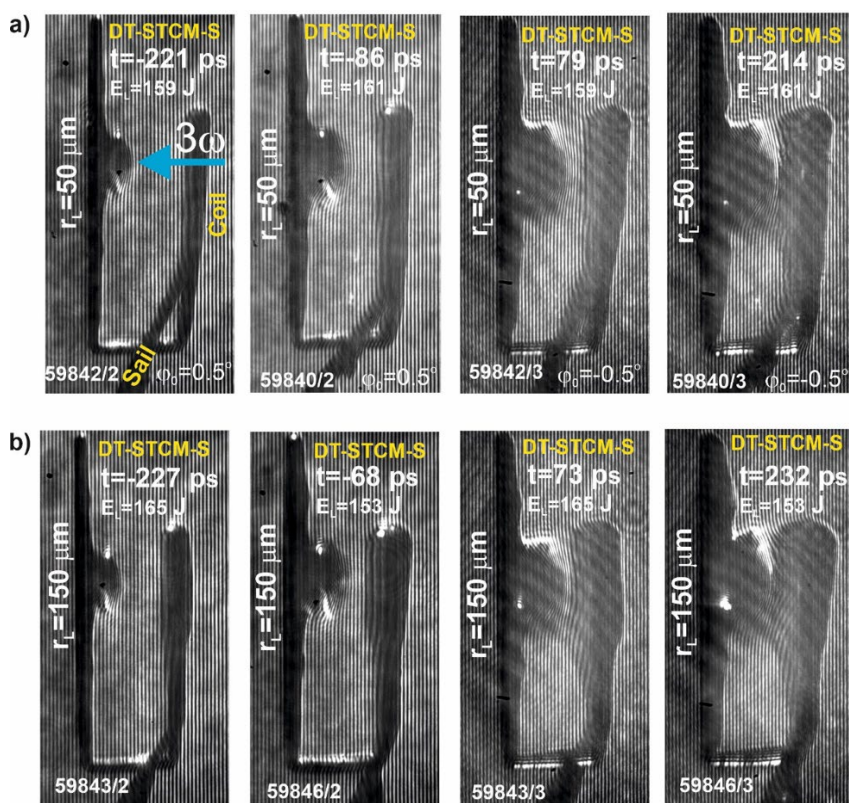
Kompleksowe badania wpływu osiowego pola magnetycznego na parametry plazmy ablacyjnej i emisję elektronów i jonów prowadzone były za pomocą układu diagnostycznego składającego się z następujących diagnostyk:

- 3-kadrowej kompleksowej interferometrii do pomiaru przestrzenno-czasowych rozkładów koncentracji elektronowej i spontanicznych pól magnetycznych (SPM) w plazmie ablacyjnej [8, 10],
- 4-kadrowej rentgenowskiej kamery otworkowej do wizualizacji procesu ekspansji plazmy w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego [11],
- 2D zobrazowanie emisji linii Ka z Cu [13] dostarczające informacji o parametrach emisji HE a w szczególności o energii (dawce) HE zdeponowanej w centralnym punkcie tarczy jak i poza nim oraz efektywności konwersji energii lasera w energię HE,
- wielokanałowy magnetyczny spektrometr elektronów [12] mierzący widma energii HE pod różnymi kątami, będące podstawą uzyskania informacji o kątowych rozkładach energii i temperatury,
- pomiary kątowe parametrów emisji jonów z wykorzystaniem kolektorów siatkowych oraz
- pomiary prądu zwrotnego płynącego przez cewkę do ziemi za pomocą sondy prądowej.

Lokalizacja w/w układów diagnostycznych w komorze eksperymentalnej przedstawia jest na rys. 2.1.1a.

REZULTATY POMIARÓW

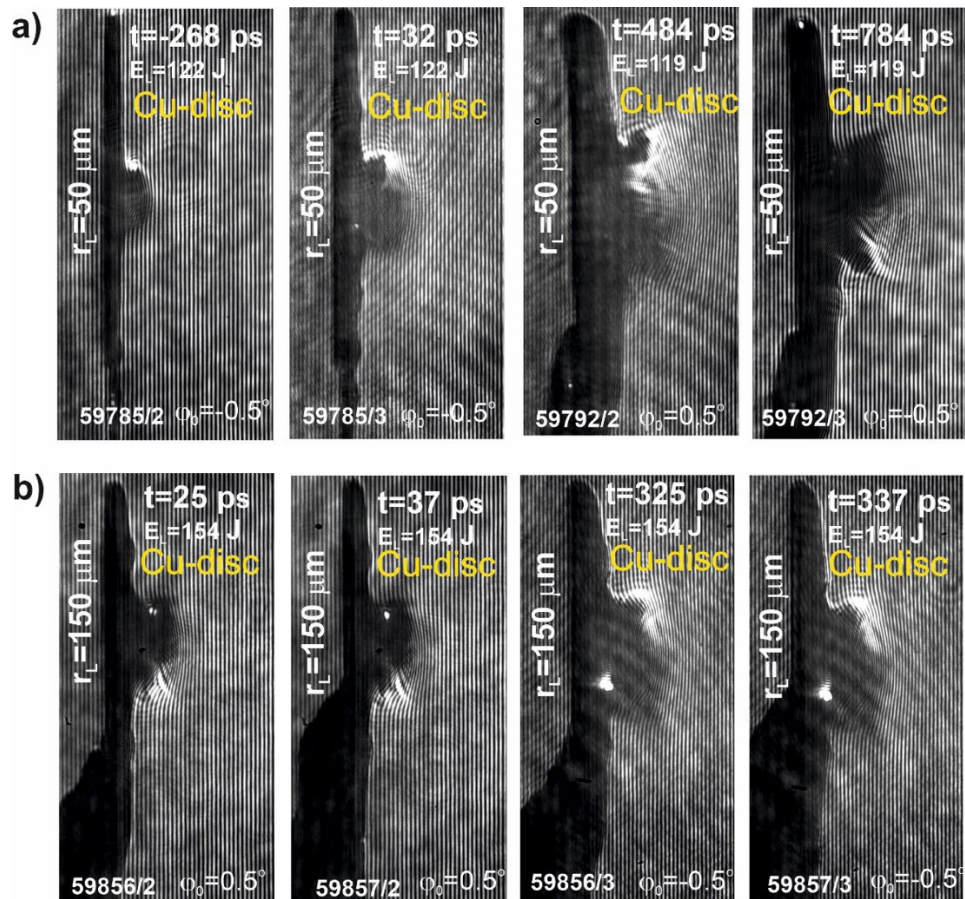
A-Kompleksowa interferometria-testowanie tarcz DT-STCM-S



Rys. 2.1.2: Sekwencje kompleksowych interferogramów ilustrujących proces ekspansji plazmy w tarczach DT-STCM-S w przypadku oświetlania wiązką 3ω lasera jodowego PALS o energii około 150 J zogniskowaną do różnych promieni ogniska: a) $r_L = 50 \text{ mm}$ oraz b) $r_L = 150 \text{ mm}$

W badaniach jako główną diagnostykę wykorzystano 3-kadrowy kompleksowy interferometr oświetlany laserem Ti:Sa o długości impulsu około 40 fs, który umożliwiał rejestrację 3-kadrowych sekwencji kompleksowych interferogramów z odstępem między poszczególnymi kadrami wynoszącym 300 ps, co pozwoliło na pokrycie zakresu opóźnienia pierwszego kadru od $t = -500 \text{ ps}$ do około $t = 1000 \text{ ps}$, względem

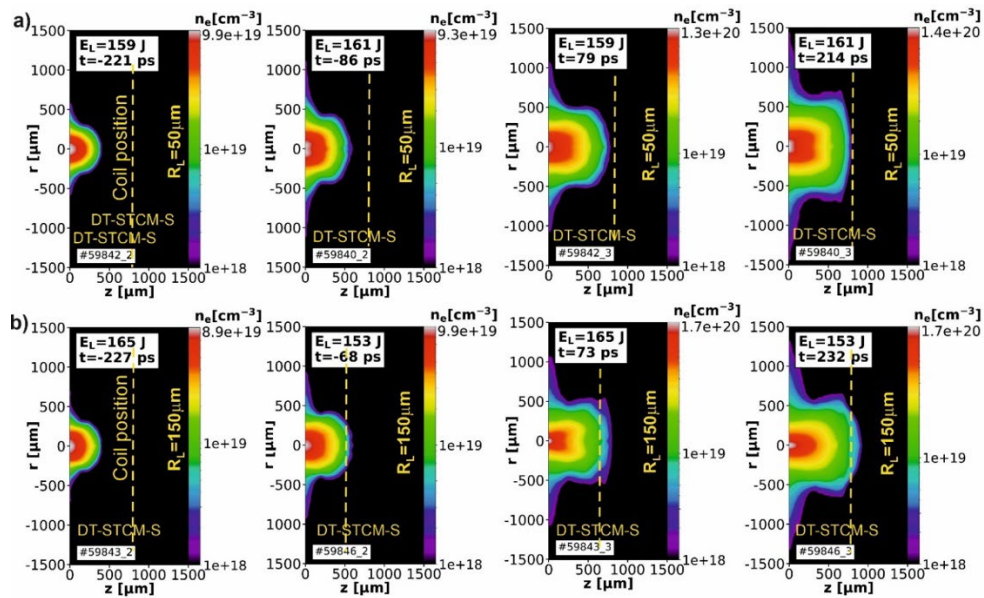
maksimum intensywności impulsu lasera PALS. Celem badań było uzyskanie informacji o wpływie pola magnetycznego na przestrzenno-czasowe rozkłady koncentracji elektronów w plazmie kreowanej za pomocą zmodyfikowanych konstrukcji tarcz (DT-STCM-S) w zależności od intensywności wiązki laserowej oświetlającej tarczę oraz od charakteru ekspansji plazmy ablacyjnej. Z tego powodu pomiary interferometryczne prowadzone były dla różnych intensywności uzyskiwanych poprzez zmianę wymiarów ogniska wiązki laserowej w zakresie od minimalnego $r_L=50$ mm do trzykrotnie większego promienia: $r_L=150$ mm. Przedmiotem badań były tarcze DT-STCM-S (rys. 2.1.1b) z cewką o średnicy $F_{coil} = 1$ i $1,5$ mm umieszczoną od tarczy w odległości $d = 0,8$ mm. Sekwencje kompleksowych interferogramów ilustrujących ekspansję plazmy w osiowym polu magnetycznym generowanym w tarczy DT-STCM-S, oświetlanej wiązką lasera zogniskowaną do różnych promieni przedstawiono na rys. 2.1.2, natomiast rys. 2.1.3 przedstawia swobodną ekspansję plazmy ablacyjnej kreowanej z „gołych” dysków z Cu.



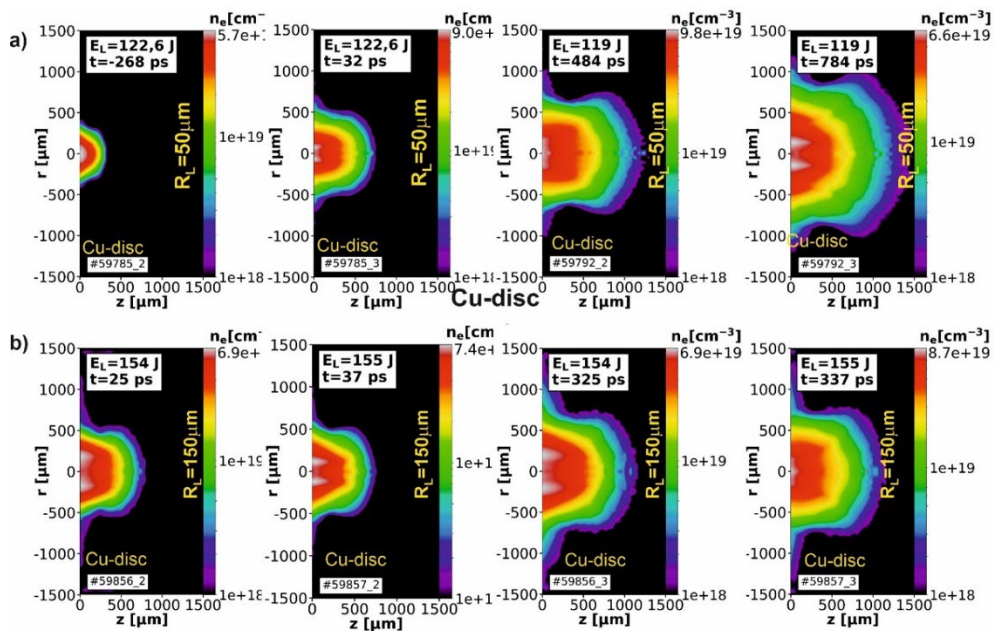
Rys. 2.1.3: Sekwencje kompleksowych interferogramów ilustrujących swobodną ekspansję plazmy ablacyjnej kreowanej z „gołych” dysków Cu w przypadku oświetlania wiązką 3w lasera jodowego PALS o energii około 150 J zogniskowaną do różnych promieni ogniska: a) $r_L=50$ mm oraz b) $r_L=150$ mm

Różnice jakościowe widoczne na interferogramach zarejestrowanych w obecności i bez pola magnetycznego dostatecznie obrazują wpływ pola magnetycznego na charakter ekspansji plazmy ablacyjnej. W przypadku plazmy generowanej z dysku Cu (rys. 2.1.3) plazma rozszerza się w stożek, co jest widoczne zwłaszcza w późnych fazach ekspansji, natomiast w przypadku dysków DT-STCM-S (rys. 2.1.2), pole magnetyczne generowane przez cewkę ogranicza radialną ekspansję plazmy. Kompleksowe interferogramy pokazują efekt Faradaya, który jest widoczny w dolnej lub górnej połowie interferogramów w zależności od kierunku początkowego skręcenia polaryzatora. Potwierdza to osiową symetrię SPM w formowanej plazmie i brak wpływu efektu Coutona-Moutona na stan polaryzacji wiązki diagnostycznej wywołanego osiowym polem magnetycznym indukowanym przez cewkę. Jakość tych interferogramów okazała się jednak niewystarczająca do uzyskania wiarygodnych informacji o rozkładach SMF, dlatego przedmiotem analiz ilościowych kompleksowych interferogramów i ich interpretacji prezentowanych później są głównie rozkłady gęstości elektronowej.

Na rys. 2.1.4 przedstawiono rozkłady gęstości elektronowej (odpowiadające interferogramom z rys. 2.1.2, ilustrujące powstawanie namagnesowanej plazmy w tarczach DT-STCM-S, natomiast na rys. 2.1.5 rozkłady koncentracji elektronowej (obliczone na podstawie interferogramów z rys. 2.1.3), demonstrujące swobodną ekspansję plazmy ablacyjnej z „gołego” dysku z Cu. Jak wynika z porównania rys. 2.1.4 i 2.1.5, pole magnetyczne generowane przez cewkę nie tylko ogranicza radialną ekspansję strumienia plazmy spowodowane składową osiową pola magnetycznego cewki, ale także zmniejsza osiowy wypływ strumienia plazmy spowodowany przez składową radialną tego pola. Radialne i osiowe ograniczenie jest większe dla większego o promienia ogniska, co pokazuje rys. 2.1.4. W przypadku swobodnej ekspansji plazmy (rys. 2.1.5) rozkłady gęstości elektronowej demonstrują sferyczny charakter ekspansji plazmy.



Rys. 2.1.4: Porównanie rozkładów koncentracji elektronowej ilustrujących powstawanie namagnesowanej plazmy ablacyjnej w DT-STCM-S przy ich oświetlaniu 3w lasera jodowego PALS przy różnych promieniach ogniska: a) dla $r_L = 50 \mu m$ oraz b) $r_L = 150 \mu m$



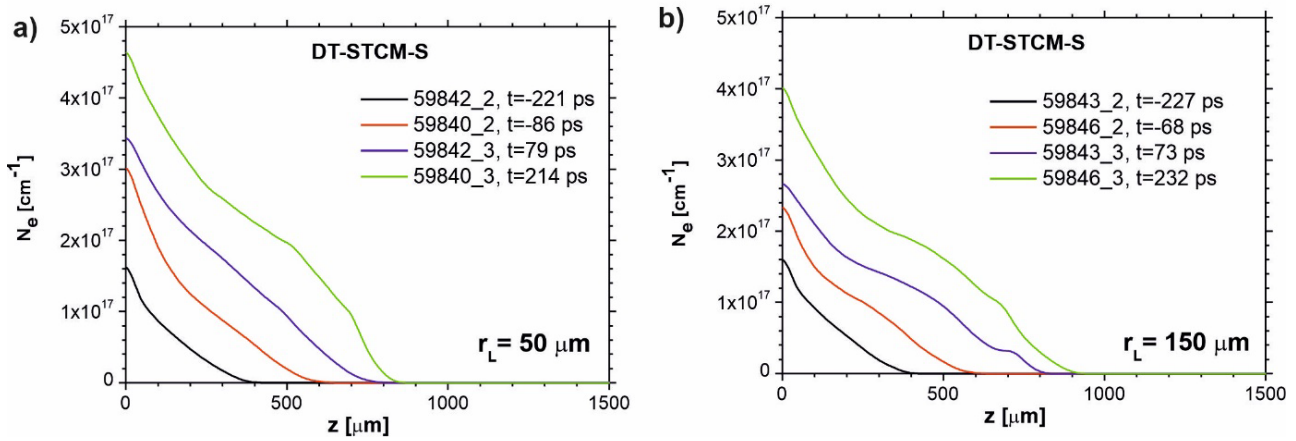
Rys. 2.1.5: Porównanie rozkładów koncentracji elektronowej ilustrujących swobodną ekspansję plazmy ablacyjnej z „gołego” dysku z Cu przy oświetlaniu 3w lasera jodowego PALS przy różnych promieniach ogniska: a) dla $r_L = 50 \mu m$ i b) $r_L = 150 \mu m$

Wpływ pola magnetycznego na proces tworzenia namagnesowanej plazmy w tarczach DT-STCM-S jest również widoczny na profilach koncentracji liniowej (N_e), które wyznaczono poprzez obliczenie liczby elektronów w przekrojach poprzecznych ($z = \text{const}$) strumienia plazmy ablacyjnej, korzystając ze wzoru:

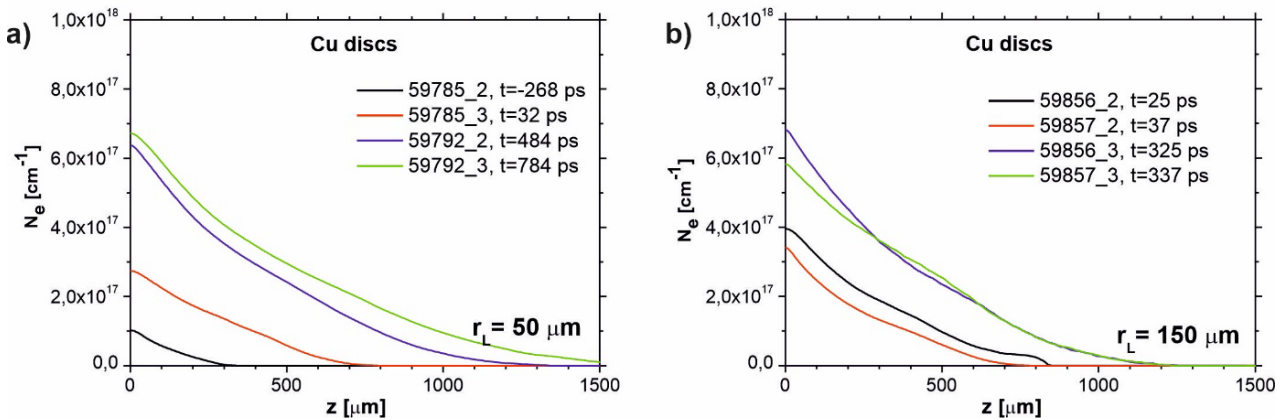
$$N_{z=\text{const}} = 2\pi \int_0^R n_e(r, z) r dr \quad (1)$$

gdzie: $n_e(r, z)$ – rozkład koncentracji elektronowej.

Ponieważ rozkłady koncentracji liniowej reprezentują liczbę elektronów na jednostkę długości strumienia plazmy, ich porównanie w różnych momentach ekspansji jest przydatne w ocenie przepływu plazmy, zarówno w kierunku osiowym jak i radialnym pod wpływem pola magnetycznego. Rozkłady koncentracji liniowej w namagnesowanej plazmie w różnych momentach ekspansji uzyskane dla plazmy generowanej z tarcz DT-STCM-S, rys. 2.1.6, wyraźnie pokazują promieniowe i osiowe ograniczenie plazmy pod wpływem pola magnetycznego cewki w przeciwieństwie do rozkładów koncentracji liniowej uzyskanych dla dysku z Cu pokazanych na rys. 2.1.7. W przypadku tarcz DT-STCM-S, rys. 2.1.6, koncentracja liniowa na froncie rośnie, natomiast dla swobodnie ekspandującej plazmy, rys. 2.1.7, profile koncentracji liniowej monotonicznie maleją, a zasięg plazmowy jest zdecydowanie większy niż w przypadku tarcz z cewką.

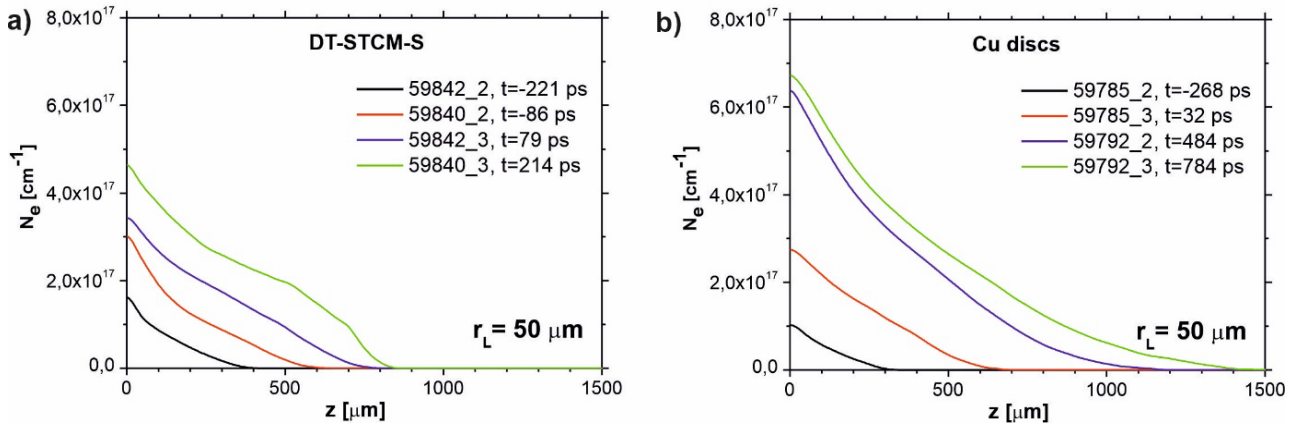


Rys. 2.1.6: Rozkłady koncentracji liniowej (N_e) i odpowiadająca im całkowita liczba elektronów (N) w różnych momentach ekspansji namagnesowanej plazmy kreowanej z tarcz DT-STCM-S, uzyskane na podstawie rozkładów koncentracji elektronów odpowiadających rys. 2.1.4, w przypadku oświetlenia 3w wiązką lasera PALS o różnym promieniu ogniska: a) $r_L=50$ mm oraz b) $r_L=150$ mm

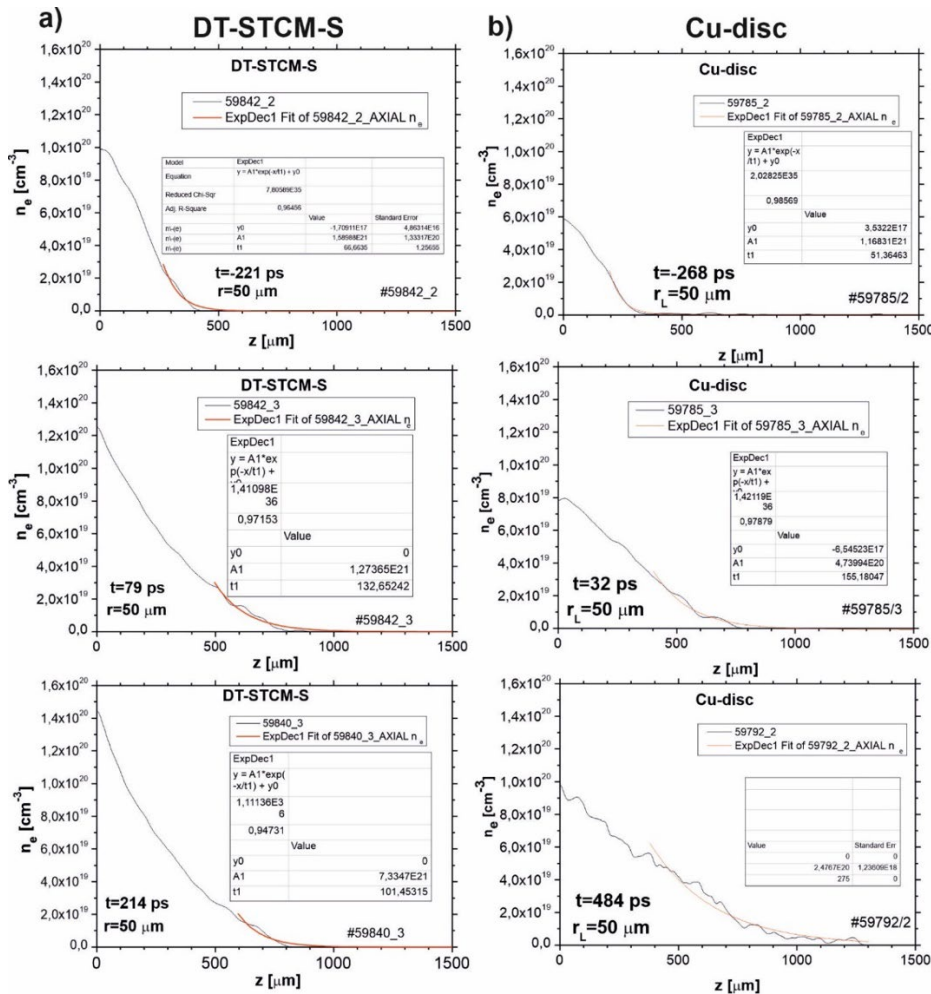


Rys. 2.1.7: Rozkłady koncentracji liniowej (N_e) i odpowiadająca im całkowita liczba elektronów (N) w różnych momentach ekspansji plazmy kreowanej z dysku z Cu, uzyskane na podstawie rozkładów koncentracji elektronów odpowiadających rys. 2.1.5, w przypadku oświetlenia 3w lasera jodowego PALS o różnym promieniu ogniska: a) $r_L=50$ mm oraz b) $r_L=150$ mm

Porównanie rozkładów koncentracji liniowej (N_e) i odpowiadającej im całkowitej liczby elektronów (N) w różnych momentach ekspansji plazmy kreowanej za pomocą DT-STCM-S i „gołych” dysków z Cu oświetlanych wiązką 3w lasera jodowego PALS o minimalnym promieniu ogniska: $r_L=50$ mm przedstawiono na rys. 2.1.8.



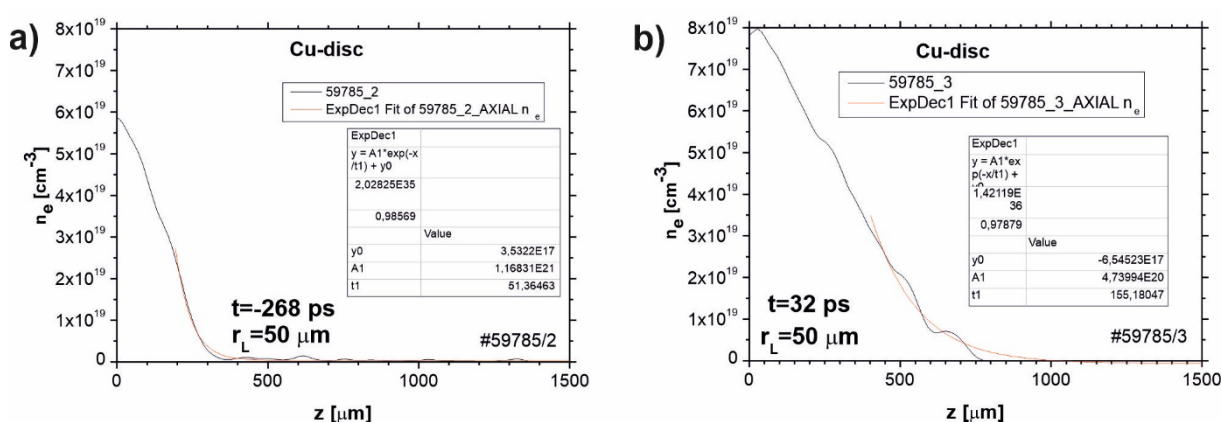
Rys. 2.1.8: Rozkłady koncentracji liniowej (N_e) i odpowiadające im całkowite liczby elektronów (N) w różnych momentach ekspansji plazmy kreowanej za pomocą: a) DT-STCM i b) dysków z Cu oświetlanych 3w lasera jodowego PALS o minimalnym promieniu ogniska $r_L=50$ mm



Rys. 2.1.9: Porównanie profili osiowych koncentracji elektronowej w przypadku plazmy kreowanej z: a) DT-STCM-S oraz b) dysków z Cu, przy oświetlaniu 3w wiązki lasera PALS o promieniu ogniska $r_L=50$ mm

Wpływ ograniczenia radialnej ekspansji plazmy przez pole magnetyczne generowane w tarczach DT-STCM-S prowadzi również do wzrostu maksymalnej koncentracji elektronów na osi, co pokazuje rys. 2.1.9. W przypadku tarcz DT-STCM-S maksymalna koncentracja elektronów (rys. 2.1.9a), jest wyraźnie wyższa niż w przypadku tarcz w postaci dysków z Cu (rys. 2.1.9b).

Osiowe profile koncentracji elektronowej okazały się szczególnie przydatne do określenia warunków początkowych symulacji numerycznych dotyczących wpływu pola magnetycznego na parametry emisyjne gorących elektronów, a w szczególności do ich wizualizacji, wykorzystując kątowe widma energii zarejestrowane za pomocą wielokanałowego spektrometru magnetycznego. Aproksymując profile osiowej koncentracji elektronowej funkcją wykładniczą, wyznaczono prawdopodobne położenie obszarów gęstości krytycznej (n_{ecr}), $0,25 (n_{\text{ecr}})$ i $0,1 (n_{\text{ecr}})$ istotne z punktu widzenia identyfikacji mechanizmów generacji gorących elektronów. Do symulacji numerycznej przedstawionej w części IV jako najbardziej odpowiednie wybrano profile osiowej koncentracji elektronów dla strzału nr 59785, pokazane na rys. 2.1.10. Położenia gęstości krytycznej odpowiadające: (n_{ecr}), $0,25 (n_{\text{ecr}})$ i $0,1 (n_{\text{ecr}})$ podano w tabeli 1 przy założeniu, że 0 znajduje się w położeniu tarczy $z = -0,8$ mm.



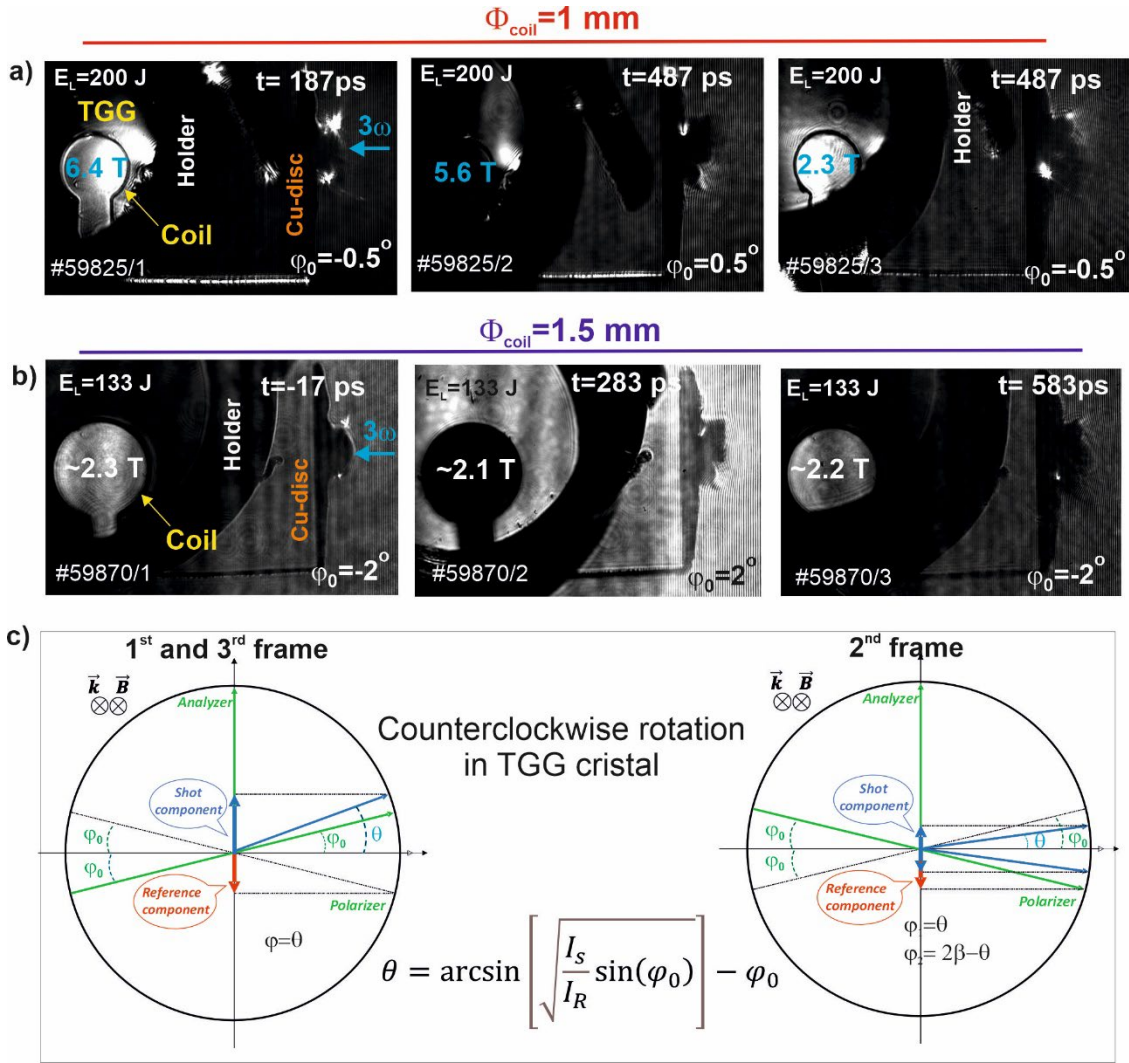
Rys. 2.1.10: Wybrane profile osiowej koncentracji elektronów dla symulacji PIC

Tabela 1

Shot: 59785		$t = 32$ ps	$t = -268$ ps
$n_{\text{Cu}} = 8.45 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$		-786 μm	-220 μm
$n_{\text{cr}} = 5.72 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$	n_{cr}	-377.10 μm	-81.58 μm
	$n_{\text{cr}}/4$	-166.87 μm	-10.37 μm
	$n_{\text{cr}}/10$	-27.97 μm	36.71 μm

B-Kompleksowa interferometria-pomiary pola magnetycznego w cewce za pomocą tarcz DCT-SC

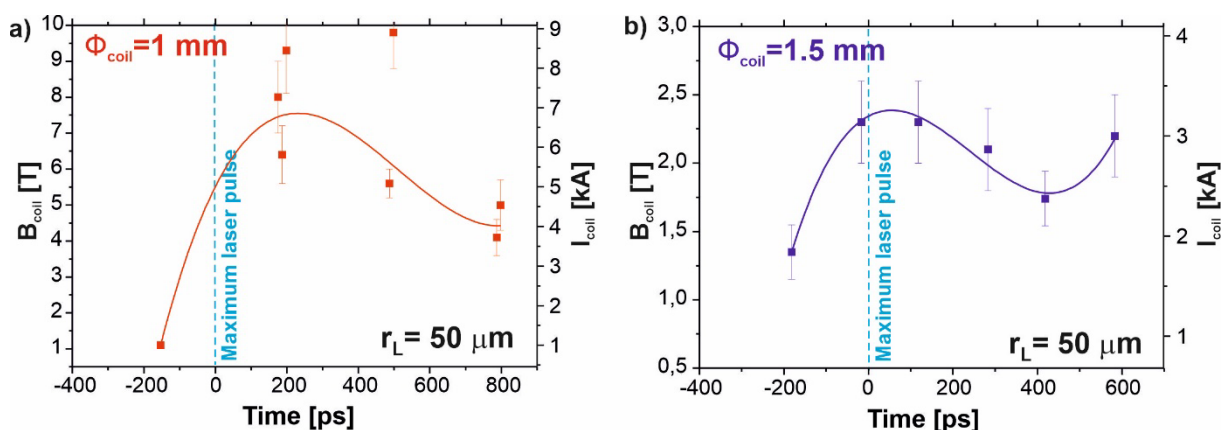
Aby ocenić wartość pola magnetycznego i prądu w cewce tarczy DT-STCM, prowadzone były pomiary efektu Faradaya w kryształach TGG z wykorzystaniem tarcz DCT-SC (patrz rys. 2.1.1c). Aby jednocześnie mierzyć efekt Faradaya w kryształach TGG i w plazmie generowanej z dysku Cu, cewka umieszczona jest prostopadle do dysku Cu w specjalnym uchwycie, który chroni kryształ TGG przed promieniowaniem rentgenowskim emitowanym przez plazmę (patrz rys. 2.1.11a i rys. 2.1.11b).



Rys. 2.1.11: Sekwencje obrazów optycznego sondowania tarcz DCT-SC ilustrujące efekt Faraday'a w kryształ TGG wzdłuż osi cewki i w plazmie ablacyjnej kreowanej z dysku z Cu uzyskane za pomocą kompleksowej interferometrii przy oświetlaniu 3w lasera PALS o promień ogniska $r_L = 50 \text{ mm}$ w przypadku o różnej średnicy cewki: a) $\Phi_{\text{coil}} = 1 \text{ mm}$ oraz b) $\Phi_{\text{coil}} = 1,5 \text{ mm}$. c)- diagramy do wyznaczania skręcenia Faraday'a w kryształ TGG z poszczególnych kadrów

W celu uzyskania informacji o czasowych zmianach prądu i pola magnetycznego w cewce docelowej DCT-SC rejestrowane były trzy kompleksowe interferogramy w odstępie czasowym 300 ps. Aby zwiększyć wiarygodność pomiarów, w poszczególnych kanałach interferometru zastosowano różne wstępne skręcenia polaryzatora (j_0): $j_0 = +2^\circ$ w pierwszym i trzecim kanale oraz $j_0 = -2^\circ$ w drugim kanale. Zarejestrowana sekwencja złożonych interferogramów ilustrujących efekt Faradaya w kryształ TGG i w plazmie ablacyjnej uzyskanej przy oświetlaniu wiązką 3w lasera PALS o minimalnym promieniu ogniska $r_L = 50 \text{ mm}$, w przypadku tarcz o różnej średnicy cewki pokazano na rys. 2.1.11a i rys. 2.1.11b. Do wyznaczenia prądu i pola magnetycznego w cewce wykorzystano metodologię ilościowej analizy wyznaczania kąta skręcenia Faraday'a w kryształ TGG opisaną w pracy [10]. Zgodnie z tą metodyką, aby uniknąć niejednoznaczności związanych z różnymi kątami skręcenia w kryształ TGG dla tej samej intensywności sygnału, wybrano dwa diagramy do interpretacji sygnałów TGG w zależności od kierunku i wartości wstępnego skręcenia polaryzatora (j_0), pokazane na rys. 2.1.11c. Jak wynika z interferogramów zarejestrowanych dla drugiego kadru (zob. rys. 2.1.11a) dla $t = 487 \text{ ps}$ i rys. 2.1.11b) dla $t = 283 \text{ ps}$, gdy wstępny kąt skręcenia polaryzatora jest dodatni, niejednoznaczność dotyczy dwóch różnych kątów skręceń (j_1 lub j_2) dla tej samej intensywności sygnału, która odpowiada dwóm różnym wartościom indukcji magnetycznej. Z tego powodu jako właściwą opcję zaproponowanego diagramu do interpretacji sygnałów TGG w drugim kadrze wybrano wariant ($j_2 = 2\beta - \varphi$). Rozkłady pola magnetycznego i prądu w cewce otrzymane z pomiarów efektu Faraday'a w kryształ TGG w różnych czasach ekspansji plazmy, uzyskanych przy oświetlaniu tarcz DCT-SC wiązką 3w lasera PALS o promieniu ogniska $r_L = 50 \text{ mm}$

w przypadku tarcz o różnej średnicy cewki przedstawiono na rys. 2.1.12.



Rys. 2.1.12: Rozkłady pola magnetycznego i prądu w cewce uzyskany z pomiarów efektu Faradaya w kryształach TGG w różnych czasach ekspansji plazmy w stosunku do maksymalnego impulsu lasera, uzyskane przy oświetlaniu DCT-SC za pomocą wiązki 3w lasera PALS o promieniu ogniska $r_L = 50 \text{ mm}$ w przypadku tarcz o różnej średnicy cewki: a) $F_{\text{coil}} = 1 \text{ mm}$ oraz b) $F_{\text{coil}} = 1,5 \text{ mm}$

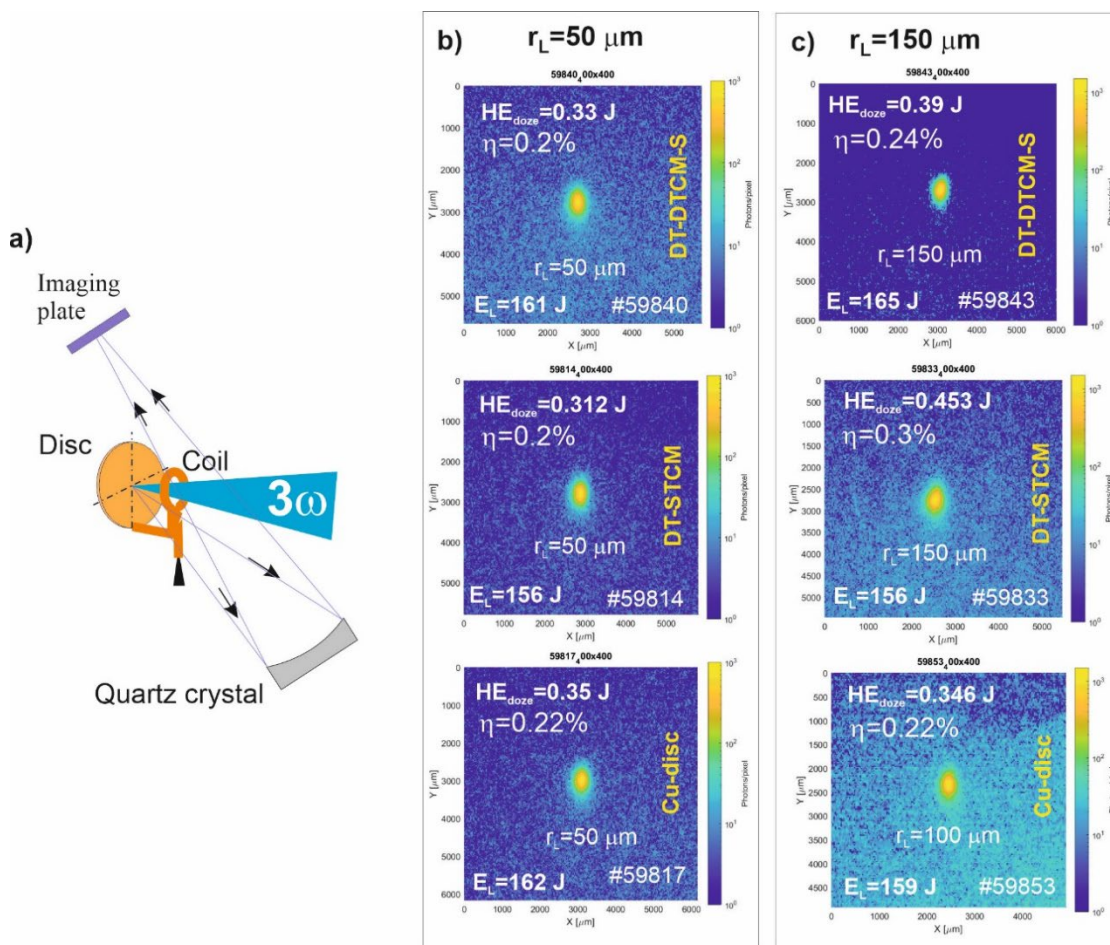
Wyniki te potwierdzają, że większe pole magnetyczne z indukcją do 10 T w centrum cewki można uzyskać dla tarcz DCT-SC z cewką o mniejszej średnicy (rys. 2.1.12a) przy oświetlaniu wiązką 3w lasera PALS o promieniu ogniska $r_L = 50 \text{ mm}$. Dla tarczy DCT-SC o większej średnicy (patrz rys. 2.1.12b) indukcja pola magnetycznego w centrum cewki jest odpowiednio mniejsza.

Biorąc pod uwagę przedstawione wyniki pomiarów wartość pola magnetycznego o indukcji około 7,5 T w centrum cewki została wybrana jako najbardziej odpowiednia do interpretacji wyników z poszczególnych diagnostyki i symulacji numerycznych przedstawionych w dalszej części raportu

C- 2D zobrazowanie emisji Ka z Cu

Do scharakteryzowania zasięgu przestrzennego, całkowitej populacji i wydajności konwersji energii lasera w energię HE propagujących się wewnątrz tarczy z Cu (z cewką lub bez) wykorzystywany był układ do 2D zobrazowania emisji rentgenowskiej z Ka z Cu ze sferycznie wygiętym kryształem kwarcu (422). HE o energiach powyżej granicy jonizacji krawędzi Cu - K (tj. powyżej 8979 eV) oddziałują ze stosunkowo zimnym i gęstym materiałem docelowym i tworzą dziury w powłokach atomowych K, co skutkuje emisją fotonów Cu-Ka. Schemat diagnostyki HE opartej na 2D zobrazowaniu emisji z Cu Ka1 przedstawiono na rys. 2.1.13a.

Szczegóły zastosowanej metody opisano w pracy [13]. Powiększone obrazy emisji Cu-Ka1 w rozdzielczości 2D obserwowano pod kątem $17,2^\circ$ względem powierzchni napromieniowanego dysku Cu, zapisane były na płytkach obrazowych FUJI BAS MS i zeskanowane przy użyciu czytnika Amersham Typhoon o rozmiarze piksela $25 \times 25 \text{ } \mu\text{m}^2$. Zintegrowane przestrzennie i czasowo strumienie fotonów monoenergetycznych z centralnych części dysków skorelowano z wygenerowaną dawką HE (0,25-0,5 J) i wydajnością konwersji energii wiązki laserowej na HE (0,2-0,4%) za pomocą kodu GEANT4 [15]. Należy zauważyć, że wartości te oszacowano przy założeniu, że przeważająca część utworzonych HE propaguje się wewnątrz tarczy, tj. reprezentują one dolne granice, a rzeczywiste populacje HE mogą być proporcjonalnie większe. W przeciwieństwie do wcześniejszych badań, w których wykorzystano laser 1w PALS [7], celem prezentowanych badań było uzyskanie informacji na temat wpływu pola magnetycznego na emisję Ka z namagnesowanej plazmy kreowanej z tarcz DT-STCM przy oświetlonym ich promieniowaniem o krótszej długości fali (3w przy $\lambda = 438 \text{ nm}$), porównywalnej z laserami: NIF i LMJ, które obecnie wykorzystuje się do realizacji ICF. Nową opcję tych badań testowanie tarcz DT-STCM o zmodyfikowanej konstrukcji przedstawionej na rys. 2.1.1b. Elementem tej konstrukcji jest tzw. żagiel elektronowy, który wychwytuje elektrony w zewnętrznej nodze w pobliżu dysku w celu zwiększenia prądu płynącego przez cewkę. Tarcze oświetlano wiązką 3w laser PALS o różnej intensywności, uzyskiwaną poprzez zmianę ogniskowania do różnych promieni. Obrazy zintegrowanej emisji Ka1 z tarcz DT-STCM, DT-STCM-S i dysków z Cu uzyskane przy oświetlaniu wiązką 3w lasera PALS dla różnych promieni ogniska przedstawiono na rys. 2.1.13b i c).



Rys. 2.1.13: Schemat diagnostyki HE opartej na 2D obrazowaniu rentgenowskiej emisji Cu-K α 1 - (a) oraz porównanie zintegrowanej emisji K α 1 z tarcz: DT-STCM, DT-STCM-S i dysku z Cu przy oświetlaniu wiązką 3 ω lasera jodowego PALS o różnych promieniach ogniska: b) $r_L = 50 \mu\text{m}$ i c) $r_L = 150 \mu\text{m}$

Analiza ilościowa tych obrazów pokazuje, że zwiększenie promienia ogniska prowadzi do wzrostu energii zdeponowanej HE, zarówno w przypadku tarcz z cewką: DT-STCM i DT-STCM-S, jak i dla dysku z Cu. Należy również zauważyć, że zdeponowana energia HE jest większa w przypadku tarcz DT-STCM-S i DT-STCM w porównaniu z dyskiem z Cu. Uzasadnieniem takiej tezy jest sumaryczne porównanie wyników, przedstawione na rys. 2.1.14.

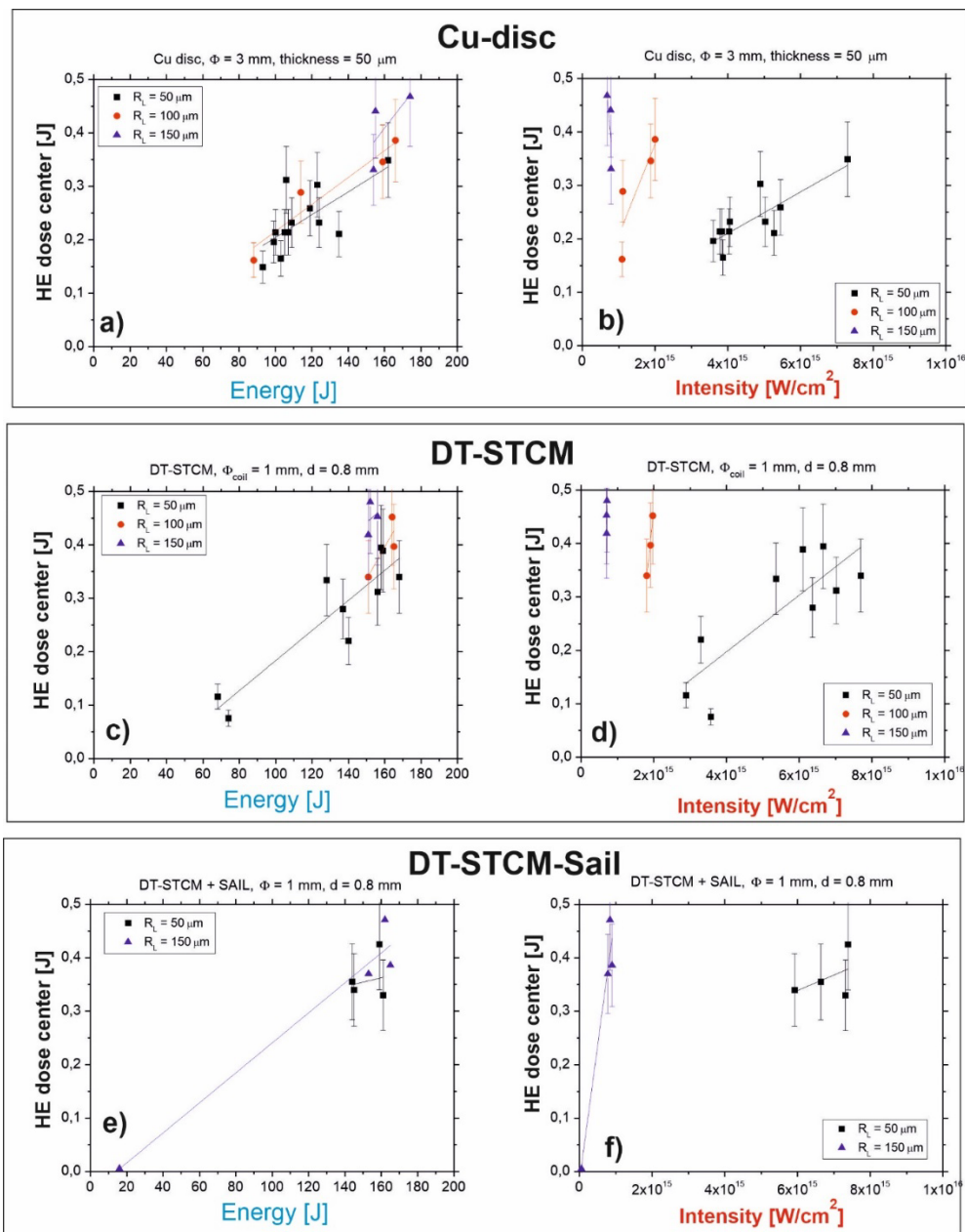
Wyniki na rys. 2.1.14 wyraźnie pokazują, że energia HE zdeponowana w centrum tarczy zależy od energii lasera i wielkości obszaru (r_L – promień zogniskowania wiązki laserowej), w którym jest deponowana. Konwersja energii promieniowania laserowego na energię THE mieści się w zakresie 0,2-0,4% , co jest podobne do wyników uzyskanych dla 1wlasera PALS [7].

D-Pomiary parametrów emisji HE przy użyciu wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronowego

Różnice w parametrach emisji elektronów z plazmy ablacyjnej spowodowane wpływem pola magnetycznego wynikają także z pomiarów kątowych widm energii HE zarejestrowanych za pomocą wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów, którego budowę opisano w pracy [12]. Do pomiarów wykorzystano 7-kanalowy spektrometr, umożliwiający pomiar energii elektronów w zakresie od 50 keV do 1,5 MeV [12] i obejmujący całkowity kąt pomiaru wynoszący około 110 stopni, patrz rys. 2.1.15a.

Typowe widma energii HE uzyskane dla tarcz DT-STCM-S i DT-STCM przedstawiono na rys. 2.1.15b) i c). Z porównania obu typów rozpatrywanych tarcz wyraźne różnice dotyczą wpływu promienia ogniska na liczbę elektronów i ich maksymalną energię emitowaną na osi w kierunku prostopadłym do celu (widmo dla 0

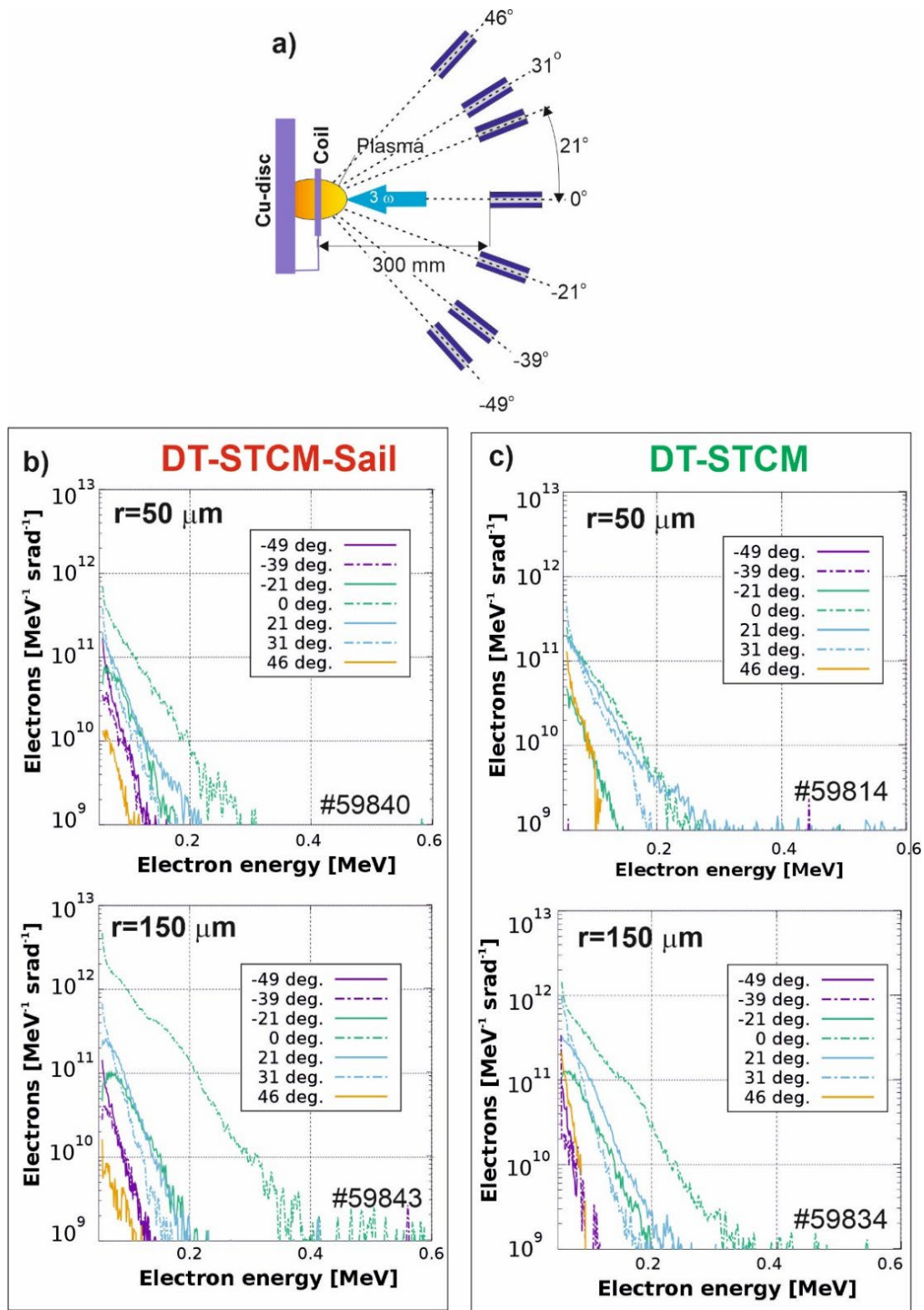
stopnia). Dla większego promienia ogniska $r_L = 150$ mm, zarówno liczba elektronów, jak i ich maksymalna energia są większe w przypadku tarcz DT-STCM-S o zmodyfikowanej konstrukcji z żaglem (rys. 2.1.1b).



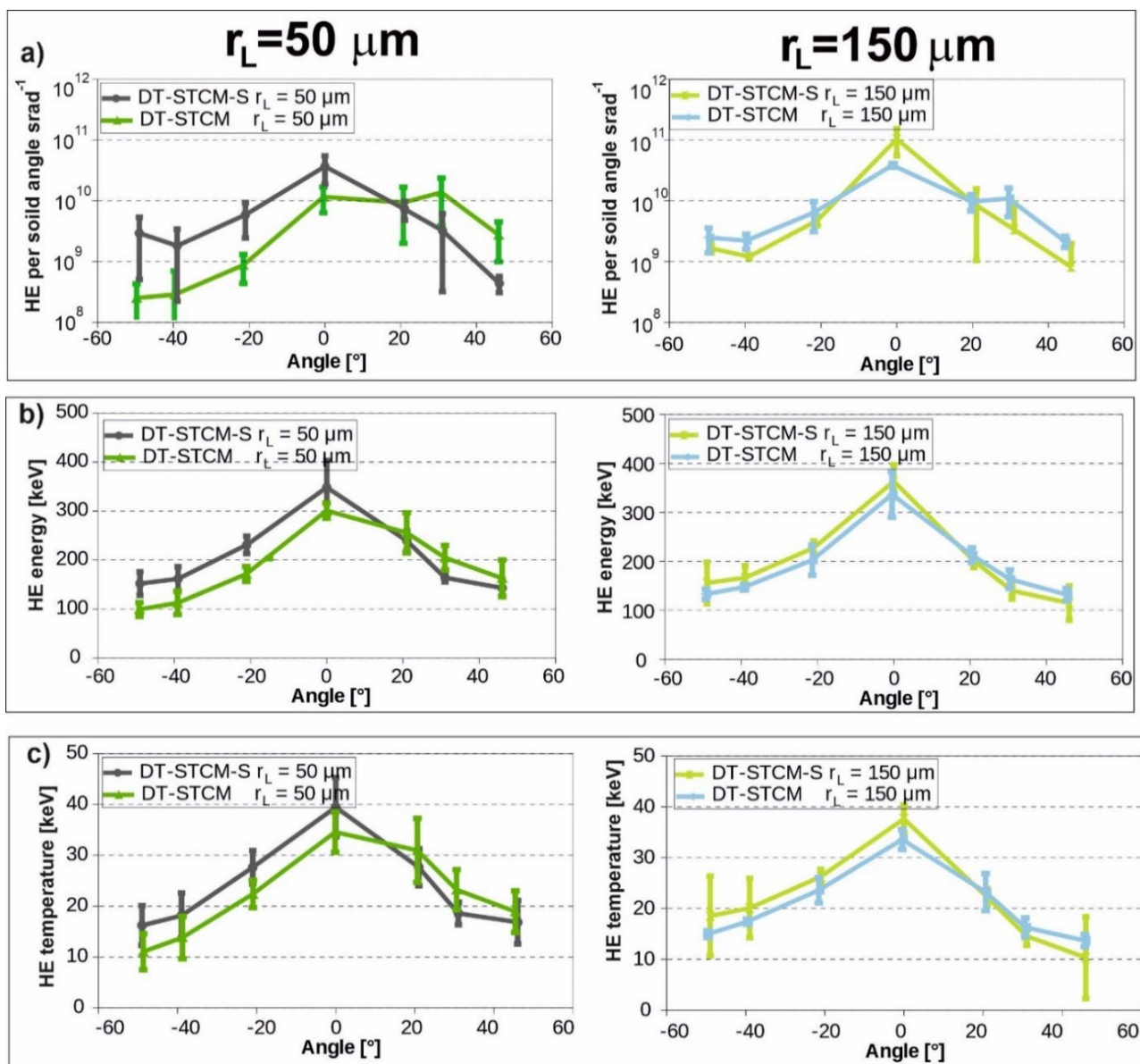
Rys. 2.1.14: Porównanie dawki HE zdeponowanej w centralnym obszarze w przypadku tarcz DT-STCM, DT-STCM-S i dysku z Cu

Typowe widma energii HE uzyskane dla tarcz DT-STCM-S i DT-STCM przedstawiono na rys. 2.1.15b) i c). Z porównania obu typów rozpatrywanych tarcz wyraźne różnice dotyczą wpływu promienia ogniska na liczbę elektronów i ich maksymalną energię emitowaną na osi w kierunku prostopadłym do celu (widmo dla 0 stopnia). Dla większego promienia ogniska $r_L = 150$ mm, zarówno liczba elektronów, jak i ich maksymalna energia są większe w przypadku tarcz DT-STCM-S o zmodyfikowanej konstrukcji z żaglem (rys. 2.1.1b).

Opierając się na rozkładach kątowych widm energii HE uzyskanych dla wszystkich rozpatrywanych typów tarcz, obliczono całkowitą liczbę strumienia elektronów wyemitowanych na jednostkę kąta bryłowego, energię elektronów oraz ich temperaturę, stosując metodologię ilościowej analizy widm energii opisaną w [12].



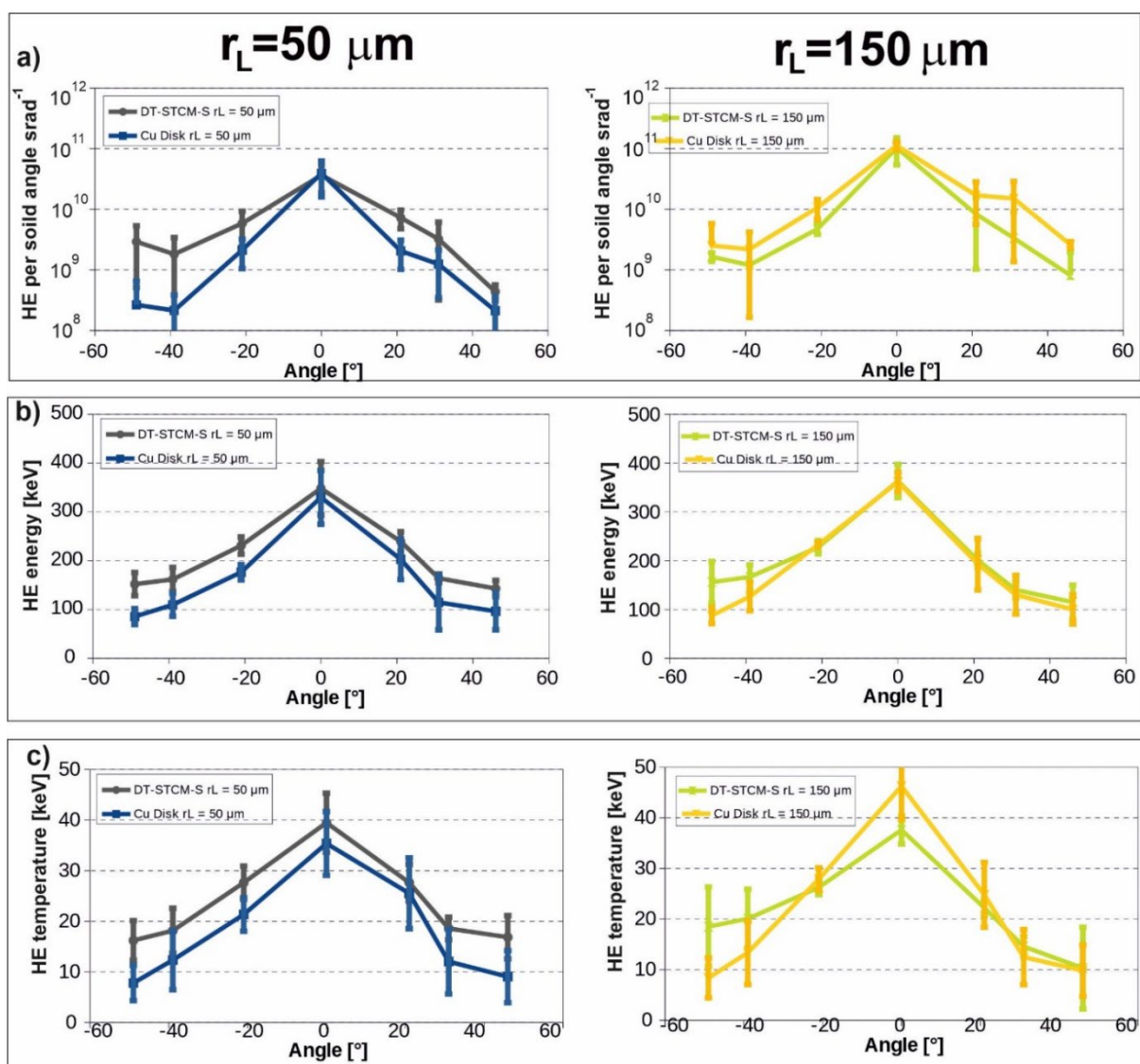
Rys. 2.1.15: Rozmieszczenie kanałów pomiarowych 7-kanałowego spektrometru elektronów (a) oraz porównanie kątowych widm energii HE dla tarcz DT-STCM-S (b) i DT-STCM (c) uzyskanych przy oświetleniu wiązką 3 ω lasera PALS o różnym promieniu ogniska



Rys. 2.1.16: Zbiorne porównanie parametrów emisji elektronów: (a) całkowita liczba strumienia elektronów wyemitowanych na jednostkę kąta bryłowego, (b) energia elektronów oraz (c) ich temperatura, dla tarcz DT-STCM-S i DT-STCM przy oświetlaniu wiązką 3w lasera PALS zogniskowaną do różnych promieni ogniska

Różnice pomiędzy całkowitą energią i temperaturą HE wyemitowanych z celów DT-STCM-S w porównaniu z HE wyemitowanymi z celów DT-STCM są wyraźnie widoczne w rozkładach zbiorczych pokazanych na rys. 2.1.16, gdzie zmierzone dane są dopasowane przez Funkcje Gaussa [12, 14]. Jak wynika z rys. 2.1.16, w przypadku minimalnego promienia ogniska ($r_L = 50 \text{ mm}$), wszystkie parametry charakteryzujące emisję HE z tarcz DC-STCM-S są wyraźnie wyższe w porównaniu do tarcz bez żągla (DT-STCM) w całym zakresie kątów emisji HE. Natomiast wymuszenie osiowej ekspansji strumienia plazmy poprzez zwiększenie promienia ogniska do $r_L = 150 \text{ mm}$ prowadzi do zmniejszenia tych różnic.

Bardzo ciekawy wniosek wynika z porównania parametrów emisji HE z celów tarczowo-cewkowych z parametrami emisji dla ‘gołego’ dysku z Cu, co pokazuje na rys. 2.1.17.



Rys. 2.1.17: Zbiornicze porównanie parametrów emisji elektronów: (a) całkowita liczba strumienia elektronów wyemitowanych na jednostkę kąta bryłowego, (b) energia HE i (c) ich temperatura, dla DT-STCM-S i dysków z Cu w przypadku oświetlania wiązką 3w lasera PALS o różnym promieniu ogniska

W przypadku minimalnego promienia ogniska, rozkłady kątowe liczby elektronów, energii HE i temperatury dla tarcz DC-STCM rosną wraz ze wzrostem kąta emisji HE w porównaniu do parametrów emisji HE dla dysku z Cu. Dowodzi to, że wpływ pola elektrycznego i magnetycznego na emisję HE w obszarach położonych bliższych cewki jest większy niż w obszarach w centrum cewki. W przypadku większego promienia wiązki laserowej parametry emisji HE dla tarcz DT-STCM-S są wyższe w porównaniu do dysku Cu, jednakże w obszarach bliżej centrum wyraźnie maleją na skutek wymuszenia osiowej ekspansji plazmy przez zwiększenie promienia ogniska wiązki lasera.

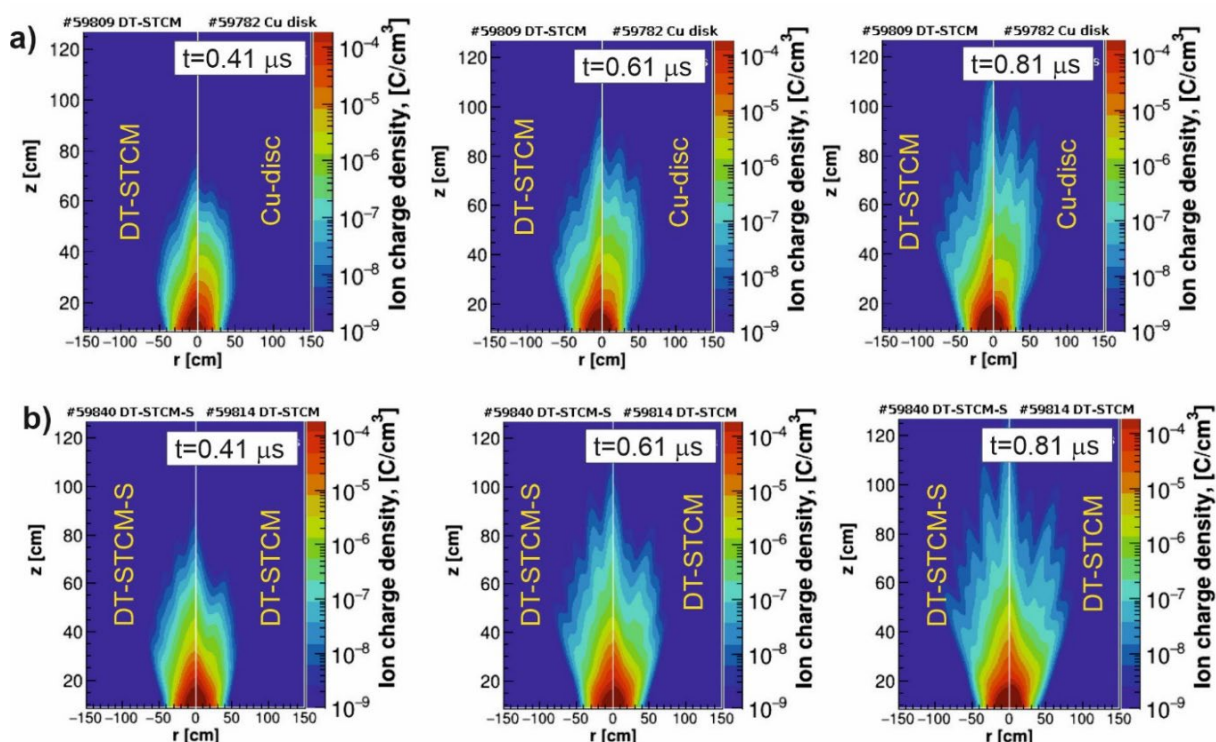
Podsumowując wyniki pomiarów należy podkreślić, że zarówno energie, jak i temperatury HE uzyskane przy oświetlaniu tarcz DT-STCM-S wiązką 3w lasera jodowego PALS są wyraźnie niższe w porównaniu z parametrami emisji HE uzyskanymi dla 1w lasera PALS [7].

E-Pomiary parametrów emisji jonów za pomocą kolektorów siatkowych

Ważnym uzupełnieniem pomiarów kątowych emisji HE z namagnesowanej plazmy wytwarzanej w z tarcz DC są pomiary kątowej emisji jonów z wykorzystaniem zestawu kolektorów siatkowych z usytuowanych w odległości 40 cm od tarczy i obejmujących zakres kątów emisji jonów do 60° (w płaszczyźnie horyzontalnej) (zob. rys. 2.1.1a). Zakładając sferyczną symetrię emisji jonów, takie ustawienie pozwala uzyskać informację o ekspansji plazmy w stożku o kącie bryłowym 120°. Kolektory jonów są wrażliwe raczej na ładunek niż na

energię cząstek, dlatego nie nadają się do rozróżniania szybkich protonów na poziomie MeV. Jednakże biorąc pod uwagę odległość kolektorów od tarczy, całkowanie odpowiedzi kolektora jonów do 1,2 ms, pozwoliło to wyeliminować ładunki przenoszone przez jony propagujące z prędkościami mniejszymi niż 0,33 mm/ns, które przybyły w czasach późniejszych - jony, które nie dotarły do cewki w ciągu około 3 ns, nie są brane pod uwagę.

Celem badań było zbadanie wpływu pola magnetycznego generowanego w tarczach DT-STCM i DT-STCM-S (z żaglem) na parametry emisji jonów przy oświetleniu wiązką 3w lasera PALS o różnej intensywności w zakresie: 10^{15} - 10^{16} W/cm² uzyskiwanej poprzez ogniskowanie jej do różnych wymiarów ogniska. Przykłady zintegrowanych w czasie rozkładów gęstości ładunku jonów ilustrujących emisję kątową przy różnych czasach ekspansji pokazano na rys. 2.1.18. Prezentowane dane zostały przetworzone i uzyskane w podobny sposób, jak w pracy [16].



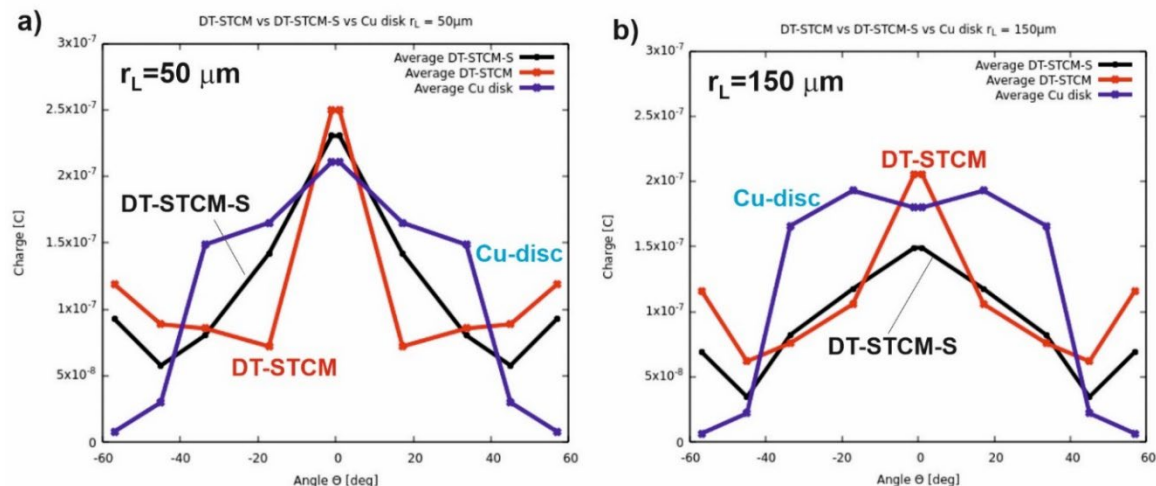
Rys. 2.1.18: Porównanie rozkładów gęstości ładunku pokazujące kątową emisję jonów przy różnych czasach ekspansji jonów dla tarcz: a) DT-STCM i „gołego dysku z Cu oraz b) DT-STCM-S i DT-STCM oświetlanych przez wiązkę 3w lasera PALS zogniskowaną do promienia $r_L = 50$ mm

Rys. 2.1.18a przedstawia porównanie emisji kątowej gęstości ładunku jonów z tarcz DT-STCM bez żagla (lewa połowa zdjęcia) z emisją plazmy kreowanej z „gołych” dysków Cu (prawa połowa obrazu) przy oświetleniu wiązką 3w lasera PALS zogniskowanej do minimalnego promienia $r_L = 50$ mm, natomiast rys. 2.1.18b ilustruje porównanie emisji kątowej pomiędzy tarczami o zmodyfikowanej konstrukcji DT-STCM-S i tarczą DT-STCM bez żagla. Jak widać z rys. 2.1.18a, pole magnetyczne powoduje kolimację emisji jonów widoczną w rozkładach gęstości ładunku po lewej stronie rysunku. W przypadku tarcz DT-STCM rozkłady są wyraźnie wydłużone w obszarze centralnym w kierunku prostopadłym do tarczy w porównaniu do rozkładów odpowiadających swobodnej ekspansji „gołych” dysków z Cu (prawa strona rysunku). Wyraźne różnice w charakterze ekspansji jonów pomiędzy obydwoimi typami tarcz widoczne są dla dłuższych czasów ekspansji (rys. 2.1.18a) dla $t = 0,81$ ms.

Porównanie rozkładów kątowych emisji jonów z tarcz DT-STCM-S i DT-STCM, ilustrujących wpływ żagla, pokazano na rys. 2.1.18b. Jak widać z rys. 2.1.18b, w obu przypadkach pole magnetyczne prowadzi do kolimacji i rozciągnięcia strumienia jonów wzdłuż normalnej tarczy, przy czym różnice w kształcie emitowanych wiązek jonowych pomiędzy obydwoimi typami tarcz widoczne są w obszarach emisji jonów rozchodzących się pod dużymi kątami. Ponadto w przypadku tarcz DT-STCM-S kadry odpowiadające

$t=0,41\text{ms}$ i $t=0,61\text{ms}$ demonstrują większy ładunek zgromadzony w pobliżu osi dla dużych odległości wzdłuż osi z, co wskazuje na różnicę prędkości jonów na korzyść żagla – umieszczonego w obwodzie z cewką.

Ilościowe porównanie kątowej emisji jonów z tarcz: DT-STCM-S, DT-STCM i dysku z Cu oświetlanych wiązką 3w lasera PALS o różnych promieniach ogniska, pokazują rozkłady kątowe całkowitego ładunku na rys. 2.1.19.



Rys. 2.1.19: Porównanie rozkładów kątowych ładunku jonów dla tarcz: DT-STCM-S, DT-STCM i dysku z Cu oświetlanych wiązką 3w lasera PALS zogniskowanej do różnych promieni: a) $r_L=50\text{ mm}$ i b) $r_L=150\text{ mm}$

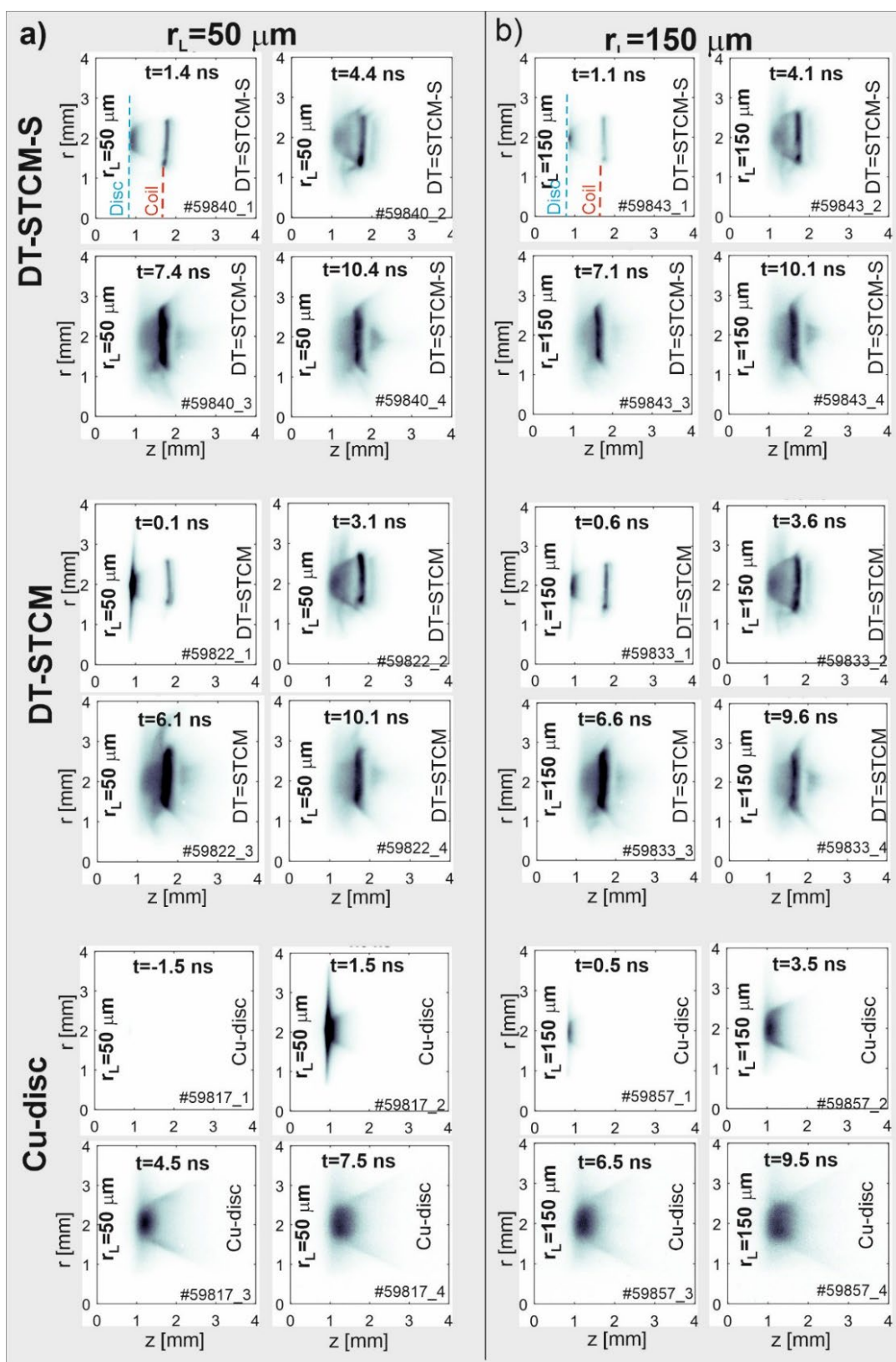
Jak widać z rys. 2.1.19a), w przypadku minimalnego promienia $r_L = 50\text{ mm}$, obecność pola magnetycznego prowadzi jednocześnie do wyraźnej kolimacji ładunku na osi dla $Q = 0^\circ$ w przypadku DT-STCM-S i DT-STCM w porównaniu do zwykłego dysku z Cu. Jednak w obu przypadkach zauważalny jest wzrost nagromadzonego ładunku dla kątów większych niż 40° . Efekt ten można wyjaśnić geometrią cewki i kierunkiem wektorów pojawiających się pól elektrycznych i magnetycznych w sąsiedztwie cewki. Biorąc pod uwagę wymiary cewki (promień $\sim 0,5\text{ mm}$) i jej odległość od tarczy ($\sim 0,8\text{ mm}$), jony propagujące się pod kątem większym niż 30° nie przechodziły przez cewkę, a raczej poza nią. W rezultacie wpływ pola magnetycznego wewnątrz cewki i pola elektrycznego wychodzącego z cewki był dla tych cząstek przeciwny.

Dla kątów $0^\circ < Q < 30^\circ$ można zaobserwować, że w przypadku DT-STCM-S gromadzi się więcej ładunku niż w przypadku zwykłych tarcz DT-STCM, natomiast ładunek przy $Q = 0^\circ$ pozostaje na tym samym poziomie. Oznacza to, że ilość jonów przechodzących przez cewkę w przypadku tarczy DT-STCM-S była większa, przez co efekt kolimacji jest wzmocniony.

W przypadku większego promienia ogniska $r_L = 150\text{ mm}$ rozkłady kątowe ładunku jonów dla wszystkich rozpatrywanych tarcz stają się bardziej płaskie, co wynika ze zwiększonej osiowej ekspansji plazmy wymuszonej większym promieniem ogniska wiązki laserowej. Wpływ pola magnetycznego na rozkłady kątowej emisji jonów jest zgodny z rozkładami energii kątowej i temperatury HE przedstawionymi na rys. 2.1.16. Obecność żagla nie spowodowała wzrostu emisji jonów w całym zakresie kątów emisji jak w przypadku HE.

F- 4-kadrowa otwarkowa kamera rentgenowska

Wpływ pola magnetycznego generowanego przez cewkę na ekspansję plazmy w tarczach DT-STCM jest wyraźnie widoczny na obrazach miękkiego promieniowania rentgenowskiego z 4-kadrowej kamery otwarkowej [7, 11]. Do zobrazowania strumienia namagnesowanej plazmy tworzącego się w tarczach DT-STCM zarejestrowano cztery kadry z ekspozycją około 1 ns i odstępem czasowym 3 ns , obejmujące zakres miękkiego promieniowania rentgenowskiego o energii od 10 do $10\,000\text{ eV}$. Na rys. 2.1.20 przedstawiono sekwencję zdjęć rentgenowskich ilustrujących proces powstawania plazmy w tarczach: DT-STCM-S, DT-STCM i dysków z Cu przy oświetleniu wiązką 3w lasera jodowego PALS zogniskowaną do różnych promieni.



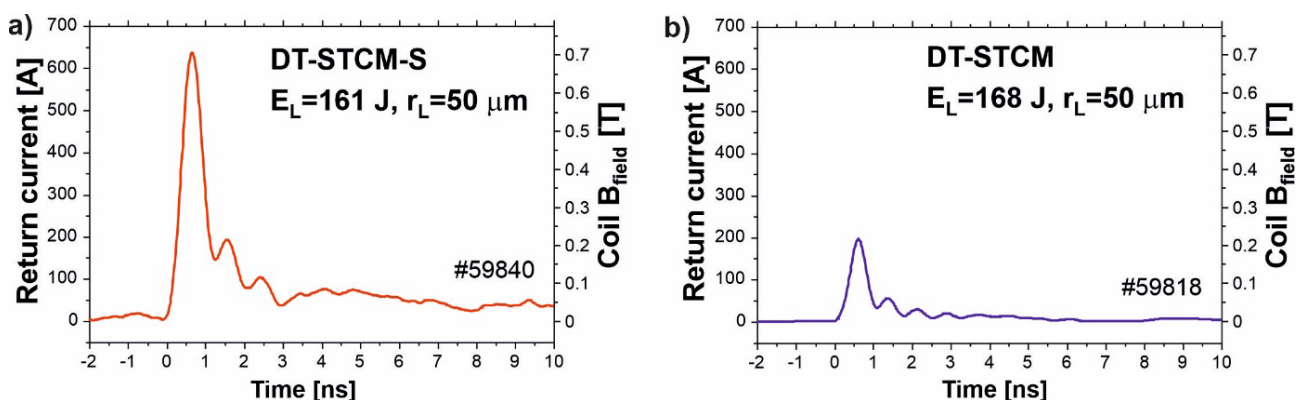
Rys. 2.1.20: Sekwencje zdjęć rentgenowskich ilustrujących proces tworzenia plazmy w tarczach: DT-STCM-S, DT STCM i „gołego” dysku z Cu przy oświetleniu wiązką 3w lasera jodowego PALS zogniskowaną do różnych promieni: a) $r_L = 50 \text{ mm}$ oraz b) $r_L = 150 \text{ mm}$

W przypadku tarcz DT-STCM-C i DT-STCM oświetlonych wiązką o różnym promieniu wpływ pola magnetycznego na ekspansję plazmy widoczny jest dopiero w kadrach po kilku ns, Rys. 2.1.20a, co

potwierdza, że obserwowana emisja dotyczy elektronów termicznych o energiach od 1 do 50 keV, co wynika z symulacji przedstawionych w punkcie H. Za płaszczyzną cewki przez $t \approx 10$ ns widoczna jest wyraźna kumulacja termicznego strumienia elektronów. W przypadku swobodnej ekspansji plazmy z „gołych” dysków Cu, emisja promieniowania rentgenowskiego ma zgodnie z oczekiwaniami kształt stożkowy. Zwiększenie promienia ogniska do $r_L = 150$ mm (patrz rys. 2.1.20b), wymuszającego większą osiową ekspansję elektronów, nie prowadzi jednak do znaczących zmian w charakterze kątowej emisji obrazu elektronów, zarówno w obecności i brak pola magnetycznego.

G-Pomiary za pomocą sond prądowych

Zgodnie z oczekiwaniami pozytywny wpływ żąglu w zmodyfikowanych tarczach DT-STCM-S na zwiększenie prądu płynącego przez cewkę, potwierdzają pomiary za pomocą sondy prądowej. Porównanie prądu płynącego przez cewkę w obwodzie tarczy DT-STCM-S z prądem płynącym w tarczy DT-STCM w przypadku oświetlania tych tarcz wiązką 3w lasera jodowego PALS zogniskowaną do minimalnego promienia ogniska $r_L = 50$ mm pokazuje rys. 2.1.21.



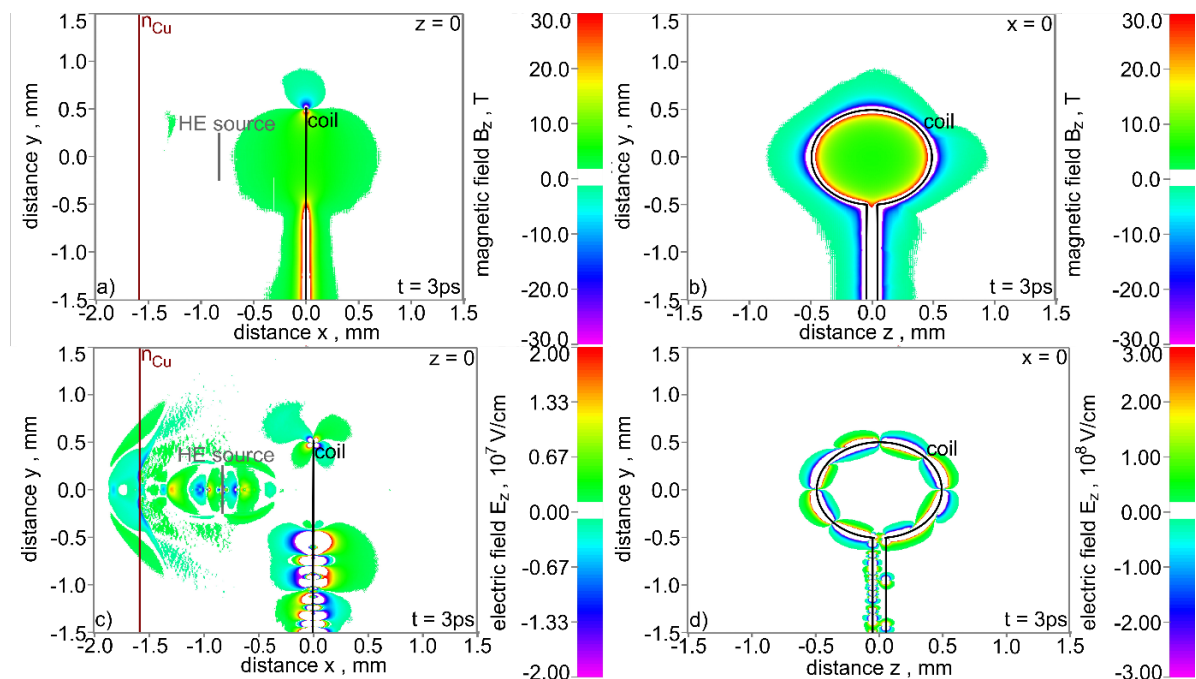
Rys. 2.1.21: Porównanie prądu płynącego przez cewkę tarczy DT-STCM-S-(a) i tarczy DT-STCM-(b) w przypadku oświetlania tych tarcz wiązką 3w lasera jodowego PALS zogniskowaną do minimalnego promienia ogniska: $r_L = 50$ mm

Z rys. 2.1.21 wynika, że maksymalny prąd płynący w obwodzie tarczy DT-STCM-S z żągłem jest ponad dwukrotnie większy w porównaniu do prądu płynącego w obwodzie DT-STCM bez żąglu. To by oznaczało, że pole B dla DT-STCM-S jest ponad 2x większe niż dla DT-STCM.

H. Symulacje numeryczne wpływu pola magnetycznego na strumień HE generowany z tarcz DC

Dla lepszego zrozumienia wpływu zewnętrznego pola magnetycznego na właściwości strumienia gorących elektronów (HE) generowanych w oddziaływaniu laser-plazma, a w szczególności w układach disc-coil (DC), wykonano symulacje numeryczne propagacji strumienia HE w polu magnetycznym cewki układu DC dla warunków eksperymentu PALS opisanego wyżej. Symulacje wykonano przy pomocy kodu komputerowego obejmującego odpowiednio zmodyfikowany trójwymiarowy (3D3V) kod komputerowy typu particle-in-cell o nazwie EPOCH [17] oraz kod umożliwiający wyznaczanie w trzech wymiarach pól magnetycznych i elektrycznych wytwarzanych przez cewkę układu DC. Wykorzystany do symulacji kod uwzględnia między innymi wzajemne oddziaływanie między elektronami w strumieniu HE, oddziaływanie między HE i innymi cząstkami naładowanymi takimi jak elektrony termiczne, protony i wieloładunkowe jony emitowane z tarczy, a także pola elektryczne i magnetyczne generowane przez HE i inne cząstki naładowane. Badano wpływ zmierzonego w eksperymencie pola magnetycznego wytwarzanego przez cewkę, zarówno na strumień HE propagujący się w kierunku zgodnym (*forward*) z kierunkiem propagacji wiązki laserowej tzn. w kierunku tarczy układu DC jak i w kierunku przeciwnym (*backward*). Parametry źródła HE wyznaczono korzystając z widm energetycznych HE zmierzonych w eksperymencie przy pomocy spektrometru elektronów. Źródło HE umieszczono w odległości x_0 od stałej, niejonizowanej powierzchni tarczy, przy której gęstość plazmy (elektronów plazmowych) jest 10x mniejsza od gęstości krytycznej n_c , co oznacza założenie, że źródłem HE jest wymuszone rozpraszanie. Gęstość plazmy $n_{cr}/10$ wyznaczono z pomiarów interferometrycznych. Przyjęto, że połowa strumienia początkowego HE wyznaczonego z pomiarów emitowana jest w kierunku do przodu

(zgodnym z kierunkiem propagacji wiązki laserowej), a druga połowa w kierunku do tyłu. Przykładowe wyniki symulacji numerycznych przedstawiono poniżej.

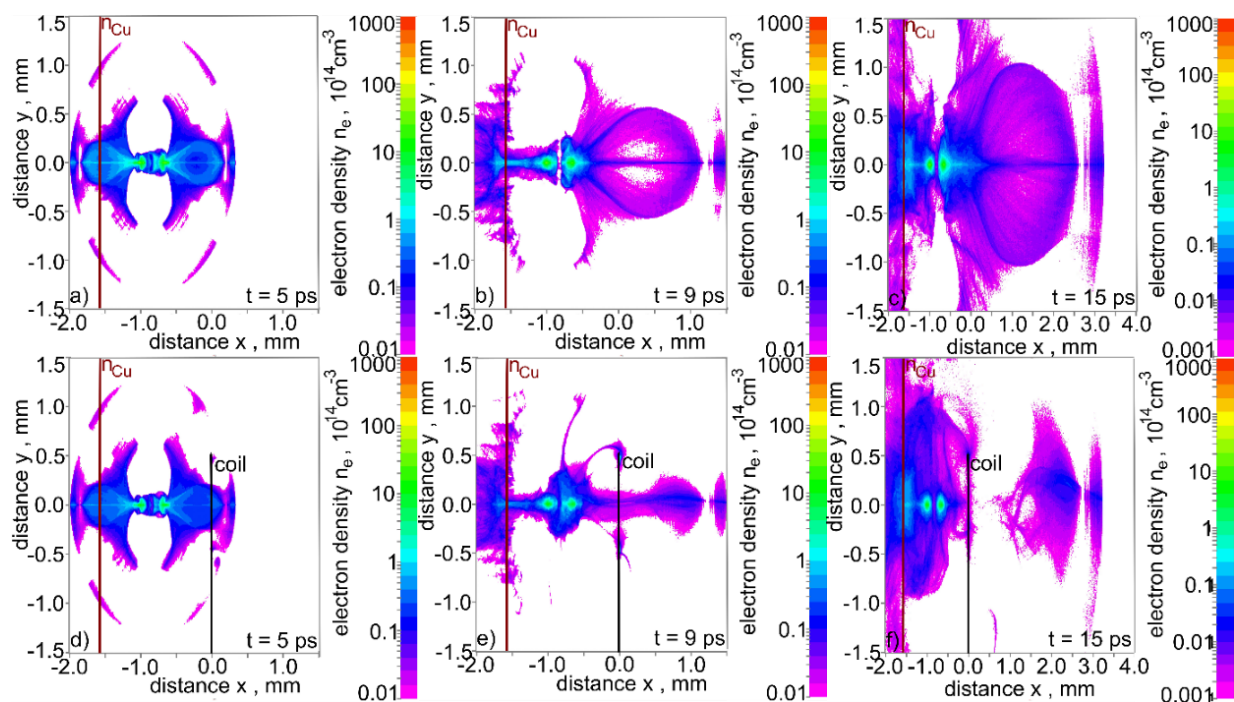


Rys. 2.1.22: Przestrzenne rozkłady natężenia pola magnetycznego (a, b) i elektrycznego (c, d) w płaszczyźnie x - y , gdzie x jest kierunkiem propagacji wiązki laserowej w płaszczyźnie y - z prostopadłej do tego kierunku dla wybranej chwili czasu $t = 3\text{ps}$ ($t = 0$ odpowiada początkowi symulacji)

Rys. 2.1.22 przedstawia przestrzenne rozkłady natężenia pola magnetycznego (a, b) i elektrycznego (c, d) w płaszczyźnie x - y , gdzie x jest kierunkiem propagacji wiązki laserowej i płaszczyźnie y - z prostopadłej do tego kierunku dla wybranej chwili czasu $t = 3\text{ps}$ ($t = 0$ odpowiada początkowi symulacji). Czas ten odpowiada chwili, w której zasadnicza część strumienia HE znajduje się już w obszarze występowania pola magnetycznego cewki, ale jeszcze nie osiągnęła powierzchni cewki. Pole magnetyczne zarówno w płaszczyźnie x - y jak i y - z jest niejednorodne. Najwyższe wartości natężenia pola magnetycznego B obserwuje się w pobliżu kołowego przewodu cewki (rys. 2.1.22b) oraz igły podtrzymującej cewkę (rys. 2.1.22a). Pole magnetyczne wewnątrz cewki jest dość jednorodne, a jego wartość sięga $\sim 7\text{ T}$. Struktura pola elektrycznego generowanego przez prąd płynący w cewce jest jeszcze bardziej złożona niż pola magnetycznego, przy czym natężenie pola E w większości obszaru wewnątrz cewki jest bliskie 0. Na rys. 2.1.22c widoczna jest również złożona struktura pola elektrycznego generowanego przez strumień HE oraz protony i jony Cu zgromadzone w pobliżu brzegu dysku Cu.

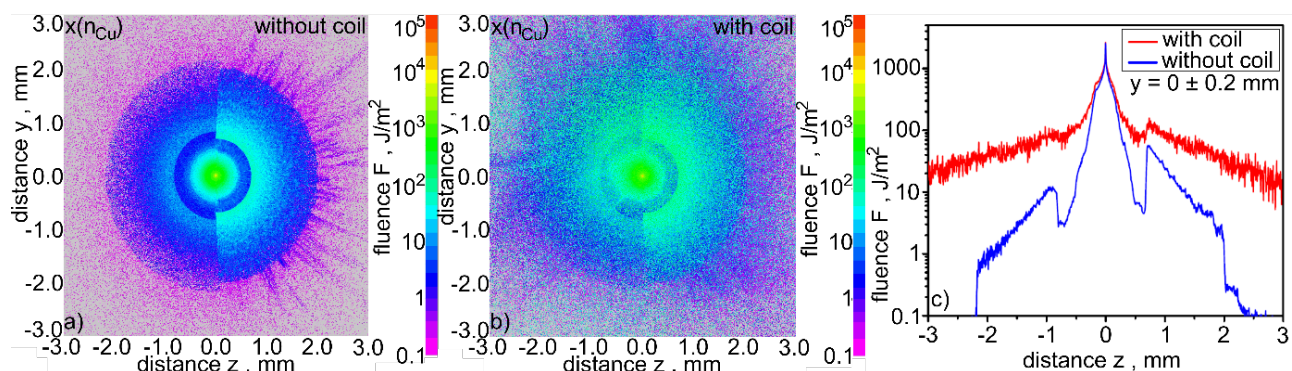
Porównanie dwuwymiarowych rozkładów gęstości gorących elektronów dla strumienia HE propagującego się do przodu (w kierunku ujemnych wartości x) i do tyłu (w kierunku dodatnich x) w polu magnetycznym cewki wytwarzanego w targacie DC z rozkładami HE dla przypadku gdy zewnętrzne pole magnetyczne nie występuje (target bez cewki) przedstawia rys. 2.1.23. Szczególnie duże różnice między tymi dwoma przypadkami są widoczne w rozkładach koncentracji elektronów dla strumienia HE propagującego się do tyłu. Widać w szczególności, że w przypadku targetu z cewką (rys. 2.1.23 d, e, f) w obszarze występowania pola magnetycznego cewki ma miejsce silna kolimacja strumienia HE w zaawansowanej fazie propagacji strumienia ($t = 9\text{ ps}$) skutkująca znacznym wzrostem koncentracji i prądu HE przy osi propagacji (osi laserowej). Po opuszczeniu regionu występowania pola magnetycznego następuje jednak gwałtowna dekolimacja strumienia HE i wzrost kątowej rozbieżności strumienia. W rezultacie, do układu detekcyjnego umieszczonego w dużej odległości od targetu DC dociera strumień HE o niskiej gęstości rozrzucony w duży kąt bryłowy, co obserwuje się w eksperymencie. Główną przyczyną dużej rozbieżności kątowej strumienia HE po wyjściu strumienia z regionu pola magnetycznego jest kulombowskie odpychanie między elektronami strumienia, które nie jest skompensowane polem magnetycznym cewki. W regionie występowania pola jest ono wystarczająco silne ($\geq 5\text{ T}$), aby możliwa była skuteczna kompensacja sił kulombowskich i kolimacja

strumienia. W układzie bez zewnętrznego pola magnetycznego (target bez cewki) – rys. 2.1.23 a, b, c – obserwujemy dużą rozbieżność kątową strumienia HE, zarówno w zaawansowanej jak i początkowej fazie propagacji strumienia, gdyż nie ma czynnika, który kompensowałby odpychanie kulombowskie elektronów strumienia oraz hydrodynamiczną ekspansję radialną strumienia, będącą skutkiem stosunkowo wysokiej temperatury HE (> 10 keV) (ekspansja hydrodynamiczna ma w badanym przypadku mniejsze znaczenie, gdyż wymaga znacznie dłuższych czasów). Warto dodać, że w kodzie uproszczonym, stosowanym wcześniej (nie uwzględniającym oddziaływania między cząstkami) [7] stwierdzenie obserwowanej wyżej i zgodnej z eksperymentem de-kolimacji strumienia HE w układzie DC nie można było zaobserwować, gdyż kulombowskie odpychanie między elektronami było pominięte.



Rys. 2.1.23: Rozkłady 2D gęstości gorących elektronów w płaszczyźnie y - z równoległej do osi wiązki laserowej w różnych fazach propagacji strumienia elektronów. a, b, c – przypadek targetu bez cewki; d, e, f – przypadek targetu z cewką

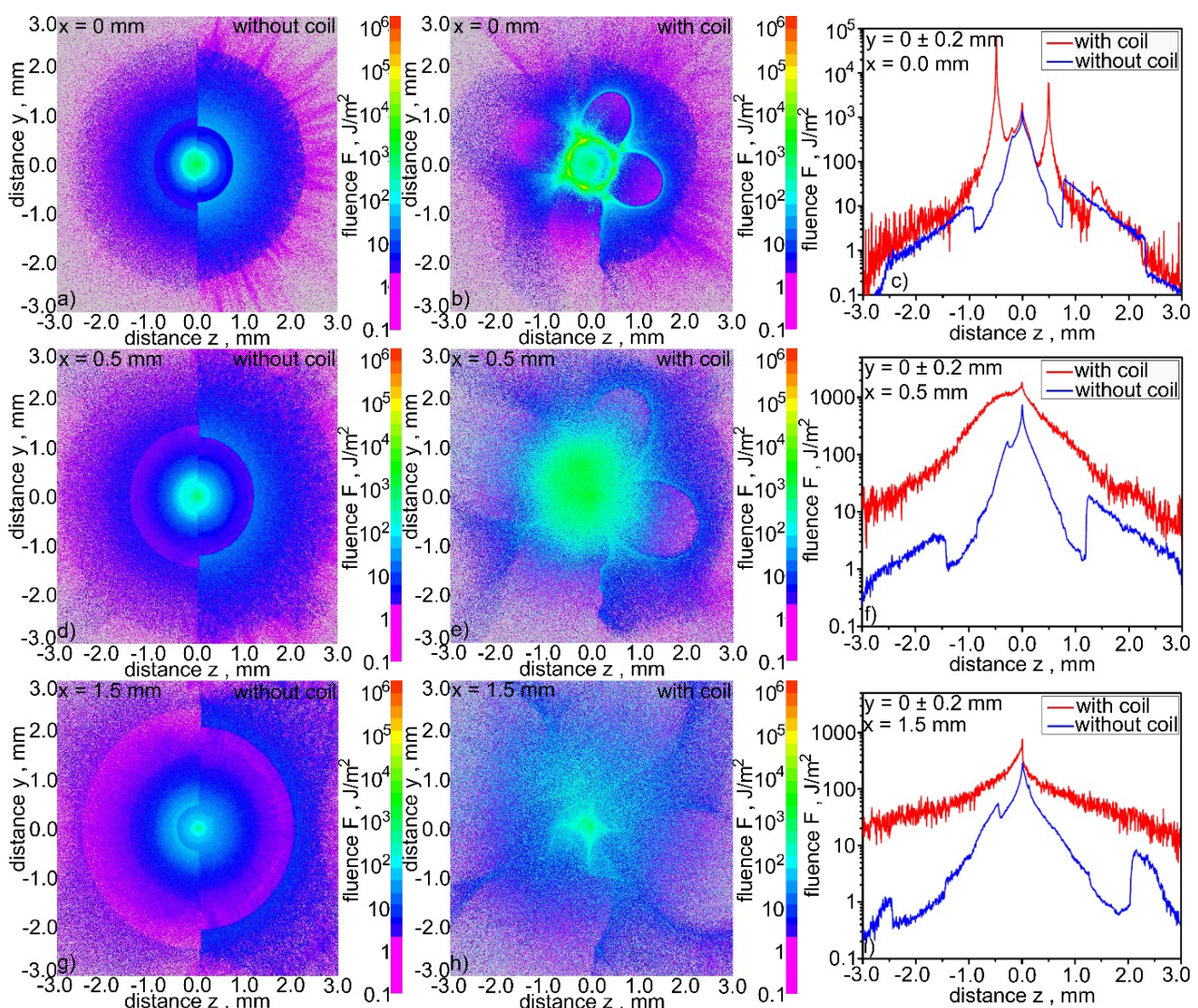
Rys. 2.1.24. przedstawia dwuwymiarowe rozkłady fluencji energetycznej w płaszczyźnie y - z usytuowanej na powierzchni targetu Cu dla strumienia HE propagującego się do przodu w przypadku targetu bez cewki (a) i z cewką (b) oraz „przekroje” tych rozkładów wzdłuż osi $y = 0$.



Rys. 2.1.24: Rozkłady 2D fluencji energetycznej w płaszczyźnie y - z usytuowanej na powierzchni targetu Cu dla strumienia HE propagującego się do przodu w przypadku targetu bez cewki (a) i z cewką (b); rysunek (c) prezentuje przekroje tych rozkładów wzdłuż osi $y = 0$

Żeby uniknąć dużych fluktuacji fluencji widocznych w rozkładach 2D (a) i (b), zamiast przekroju nieskończonego dla $y = 0$ wyznaczono „przekrój” o skończonej szerokości dla zakresu $y = \pm 0.2$ mm, który w sposób bardziej wiarygodny obrazuje różnice w rozkładach fluencji dla targetu z cewką i bez cewki. Jak widać, pomimo że natężenie pola magnetycznego cewki w pobliżu źródła HE jest stosunkowo niskie (< 1 T), to różnice w rozkładach fluencji dla targetu z cewką i bez cewki są znaczne. Różnice wartości fluencji dla tych dwu przypadków rosną ze wzrostem odległości od osi strumienia i w odległości ~ 2 mm od osi sięgają rzędu wielkości. W rezultacie, całkowita energia strumienia HE generowanego z targetu z cewką jest kilkakrotnie wyższa niż w przypadku targetu bez cewki. Oznacza to, że część energii zgromadzona w polu magnetycznym cewki została przekazana do strumienia HE. Warto zwrócić uwagę, że na rozkłady fluencji strumienia HE ma wpływ nie tylko pole magnetyczne cewki i wewnętrzne pola magnetyczne i elektryczne strumienia, ale również pola elektryczne wytwarzane przez protony i jony Cu umiejscowione przy powierzchni targetu (rys. 2.1.22 c).

Rozkłady 2D fluencji energetycznej w płaszczyźnie y - z i ich przekroje w różnych odległościach od płaszczyzny cewki ($x = 0$) dla strumienia HE propagującego się do tyłu w przypadku targetu z cewką i bez cewki prezentuje rys. 2.1.25.



Rys. 2.1.25: Rozkłady 2D fluencji energetycznej w płaszczyźnie y - z i ich przekroje w różnych odległościach od płaszczyzny cewki ($x = 0$) dla strumienia HE propagującego się do tyłu w przypadku targetu bez cewki (a, d, g) i z cewką (b, e, h)

Podobnie jak dla strumienia propagującego się do przodu „przekroje” są uśrednione po obszarze $y = \pm 0.2$ mm. Jak wynika z rysunku, wspólną cechą strumieni HE propagujących się w polu magnetycznym i bez pola jest

zmniejszanie się fluencji (zarówno pikowej jak i średniej) ze wzrostem odległości od płaszczyzny cewki. Jest to skutkiem tego, że w obu przypadkach rozbieżność kątowa strumienia HE jest stosunkowo duża, pomimo że w niektórych chwilach czasu następuje kolimacja strumienia w polu magnetycznym cewki (patrz rys. 2.1.23e). Istotne różnice obserwuje się natomiast w kształtach przestrzennych rozkładów fluencji strumienia HE dla porównywanych przypadków. W przypadku strumienia HE generowanego z targetu bez cewki, kształt rozkładu 2D zmienia się stosunkowo niewiele ze zmianą odległości od płaszczyzny cewki i zachowuje regularny kształt zbliżony do początkowego. W tym drugim przypadku zmiany kształtu przestrzennego rozkładu fluencji są bardzo duże i kształt rozkładu przybiera złożone formy. Ponadto, co bardzo ważne, energia strumienia HE (całka fluencji po powierzchni rozkładu 2D) w przypadku targetu z cewką (targetu DC) jest wielokrotnie wyższa (o czynnik ~ 10) niż w przypadku targetu bez cewki. Oznacza to, że zdecydowana większość energii strumienia HE opuszczającego pole magnetyczne pochodzi z transferu energii od pola magnetycznego do strumienia. Jednakże, ze względu na dużą rozbieżność kątową strumienia oraz jego silnie niejednorodną i nieregularną strukturę tylko niewielka część tej energii jest rejestrowana w układzie detekcji umieszczonym w dużej odległości (kilkadziesiąt cm) od targetu. Tym samym, duża różnica energii między strumieniami HE emitowanymi z targetu z cewką i bez cewki, obserwowana w mm odległościach od targetu, może nie być w pełni ujawniona przez układ detekcyjny. Tym samym, różnice między energiami strumieni zarejestrowane przez układ detekcyjny mogą być znaczne mniejsze niż blisko targetu, co w szczególności obserwujemy w wyżej opisanym eksperymencie (rys. 2.1.17, $r_L = 50 \text{ um}$).

W konkluzji, oddziaływanie strumienia HE z polem magnetycznym cewki targetu DC prowadzi do znacznego wzrostu energii strumienia, ale jednocześnie skutkuje znacznym zwiększeniem złożoności struktury przestrzennej i niejednorodności strumienia oraz jego rozbieżności kątowej. Wykorzystanie takiego strumienia HE w ewentualnych aplikacjach staje się więc problematyczne.

Symulacje numeryczne, których przykładowe wyniki przedstawiono powyżej pozwoliły na lepsze zrozumienia zachowania się strumienia gorących elektronów produkowanych przy oddziaływaniu laser-plazma w quasi-statycznych polach magnetycznych wytwarzanych w układach typu DC, a w szczególności pomogły w zrozumieniu i właściwej interpretacji wyników opisanego wyżej eksperymentu PALS.

Literatura

1. S. Slutz, M. Herrmann, R. Vesey, A. Sefkow, D. Sinars, D. Rovang, K. Peterson, and M. Cuneo, “*Pulsed-power-driven cylindrical liner implosions of laser preheated fuel magnetized with an axial field*”. *Physics of Plasmas*, 17(5), 056303 (2010).
2. M. R. Gomez, S. A. Slutz, A. B. Sefkow, D. B. Sinars, K. D. Hahn, S. B. Hansen, E. C. Harding, P. F. Knapp, P. F. Schmit, C. A. Jennings, et al., “Experimental demonstration of fusion relevant conditions in magnetized liner inertial fusion”. *Physical review letters*, 113(15), 155003 (2014)
3. J. J. Santos, M. Bailly-Grandvaux, L. Giuffrida, P. Forestier-Colleoni, S. Fujioka, Z. Zhang, P. Korneev, R. Bouillaud, S. Dorard, D. Batani. “Laser-driven platform for generation and characterization of strong quasi-static magnetic fields”. *New J. Phys* 17, 083051 (2015).
4. M. Bailly-Grandvaux, J. J. Santos, C. Bellei, P. Forestier-Colleoni, S. Fujioka, L. Giuffrida, J. J. Honrubia, D. Batani, R. Bouillaud, M. Chevrot, J. E. Cross, R. Crowston, S. Dorard, J.-L. Dubois, M. Ehret, G. Gregori, S. Hulin, S. Kojima, E. Loyez, J.-R. Marquès, A. Morace, Ph. Nicolai, M. Roth, S. Sakata, G. Schaumann, F. Serres, J. Serval, V. T. Tikhonchuk, N. Woolsey & Z. Zhang. “Guiding of relativistic electron beams in dense matter by laser-driven magnetostatic fields”. *Nat. Comm.* 9, 102 (2018).
5. J. J. Santos, M. Bailly-Grandvaux, M. Ehret, A. V. Arefiev, D. Batani, F. N. Beg, A. Calisti, S. Ferri, R. Florido, P. Forestier-Colleoni, S. Fujioka, M. A. Gigosos, L. Giuffrida, L. Gremillet, J. J. Honrubia, S. Kojima, Ph. Korneev, K. F. F. Law, J.-R. Marquès, A. Morace, C. Mossé, O. Peyrusse, S. Rose, M. Roth, S. Sakata, G. Schaumann, F. Suzuki-Vidal, V. T. Tikhonchuk, T. Toncian, N. Woolsey and Z. Zhang. “Laser-driven strong magnetostatic fields with applications to charged beam transport and magnetized high energy-density physics”. *Phys. Plasmas* 25, 056705 (2018).
6. G. Pérez-Callejo, C. Vlachos, C.A. Walsh, R. Florido, M. Bailly-Grandvaux. X. Vaisseau, F. Suzuki-Vidal, C. McGuey, F. N. Beg, P. Bradford, V. Ospina-Bohorquez, D. Batani, D. Raestin, A. Colatis, V. Tikhonchuk, A. Casner, M. Koenig, B. Albertazzi, R. Fedosejevs, N. Woolsey, M. Ehret, A. Debayle, P.

- Loiseau, A. Calisti, S. Ferri, J. Honrubia, R. Kingham, R. C. Mancini, M. A. Gigosos, and J. J. Santos, “A cylindrical implosion platform for the study of highly magnetized plasmas at LMJ”. arXiv:2203.12099v1 [physics.plasm-ph] 22 Mar 2022.
7. T. Pisarczyk, O. Renner, R. Dudzak, T. Chodukowski, Z. Rusiniak, J. Domanski, J. Badziak, J. Dostal, M. Krupka, S. Singh, D. Klir, M. Ehret, P. Gajdos, A. Zaras-Szydlowska, M. Rosinski, P. Tchórz, M. Szymanski, J. Krasa, T. Burian, M. Pfeifer, J. Cikhardt, S. Jelinek, G. Kocourkova, D. Batani, K. Batani, J. Santos, C. Vlachos, V. Ospina-Bohórquez, L. Volpe, S. Borodziuk, M. Krus, and L. Juha. Influence of the magnetic field on properties of hot electron emission from ablative plasma produced at laser irradiation of a disc-coil target. Plasma Physics and Controlled Fusion, **64**, 115012 (2022).
 8. T. Pisarczyk, M. Kalal, S. Yu Gus'kov, D. Batani, O. Renner, J. Santos, R. Dudzak, A. Zaras-Szydlowska, T. Chodukowski, Z. Rusiniak, J. Dostal, J. Krasa, M. Krupka, Iu. Kochetkov, S. Singh, J. Cikhardt, T. Burian, M. Krus, M. Pfeifer, G. Cristoforetti, L. A. Gizzi, F. Baffigi, L. Antonelli, N. N. Demchenko, M. Rosinski, D. Terwinska, S. Borodziuk, P. Kubes, M. Ehret, L. Juha, J. Skala and Ph. Korneev. “Hot electron retention in laser plasma created under terawatt subnanosecond irradiation of Cu targets” Plasma Phys. Controlled Fusion **62**, 115020 (2020).
 9. A. Zaras-Szydlowska, T. Pisarczyk, T. Chodukowski, Z. Rusiniak, R. Dudzak, J. Dostal, M. Kalal, Iu. Kochetkov, M. Krupka, S. Borodziuk and P. Pisarczyk. “Implementation of amplitude-phase analysis of complex interferograms for measurement of spontaneous magnetic fields in laser generated plasma”. AIP Adv. **10**, 115201 (2020).
 10. T. Pisarczyk, J. J. Santos, R. Dudzak, A. Zaras-Szydlowska, M. Ehret, Z. Rusiniak, J. Dostal, T. Chodukowski, O. Renner, S. Yu. Gus'kov. „Elaboration of 3-frame complex interferometry for optimization studies of capacitor-coil optical magnetic field generators”. Journal of Instrumentation, **14**(11), C11024–C11024 (2019).
 11. A. Kaspercuk, T. Pisarczyk, J. Badziak, S. Borodziuk, T. Chodukowski, S. Yu. Gus'kov, N. N. Demchenko, D. Klir, J. Kravarik, P. Kubes. „Interaction of a laser-produced copper plasma jet with ambient plastic plasma”. Phys. Plasmas **18**, 044503 (2011).
 12. M. Krupka, S. Singh, T. Pisarczyk, J. Dostal, M. Kalal, J. Krasa, R. Dudzak, T. Burian, S. Jelinek, T. Chodukowski, Z. Rusiniak, M. Krus, and L. Juha. “Design of modular multi-channel electron spectrometers for application in laser matter interaction experiments at Prague Asterix Laser System”. Rev. Sci. Instrum. **92**, 023514 (2021).
 13. T. Pisarczyk, S. Yu Gus'kov, A. Zaras-Szydlowska, R. Dudzak, O. Renner, T. Chodukowski, J. Dostal, Z. Rusiniak, T. Burian, N. Borisenko, M. Rosinski, M. Krupka, P. Parys, D. Klir, J. Cikhardt, K. Rezac, J. Krasa, Y.-J. Rhee, P. Kubes, S. Singh, S. Borodziuk, M. Krus, L. Juha, K. Jungwirth, J. Hrebicek, T. Medrik, J. Golasowski, M. Pfeifer, J. Skala, P. Pisarczyk and Ph. Korneev. “Magnetized plasma implosion in a snail target driven by a moderate-intensity laser pulse”. Scientific Report **8**, 17895 (2018).
 14. J. Cikhardt et al. Measurement of the target current by inductive probe during laser interaction on terawatt laser system PALS. Rev. Sci. Instrum. **85**, 103507 (2014).
 15. Agostinelli S et al 2003 Geant4—a simulation toolkit Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **506** 250.
 16. Krasa, Josef & Parys, P & Velardi, Luciano & Velyhan, Andriy & Ryć, Leszek & Delle Side, Domenico & Nassisi, Vincenzo. (2014). “Time-of-flight spectra for mapping of charge density of ions produced by laser.” Laser and Particle Beams. **32**. 15-20. 10.1017/S0263034613000797).
 17. T. D. Arber et al., Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 113001 (2015).

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

Wstęp

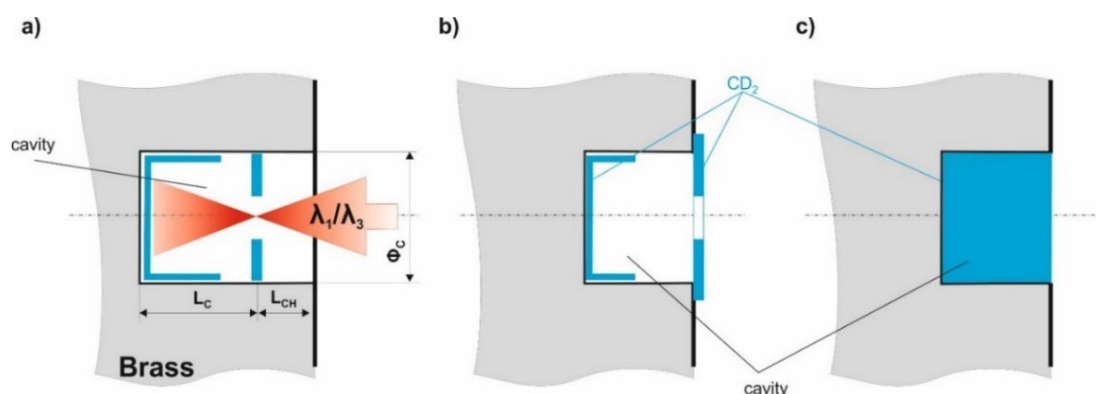
Projekt PALS002750 był kontynuacją badań nad opracowaniem efektywnego zapalnika metodą napędzania strumieni plazmowych – CPA (Cavity Pressure Acceleration) [1], będącą narzędziem do opracowania zapalnika reakcji termojądrowej w jednym z konceptów inercyjnego utrzymywania plazmy (ICF – Inertial Confinement Fusion) [2,3]. 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 konceptowi 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” [4-8], których konstrukcja stanowi ograniczoną przestrzennie pułapkę energetyczną, pozwalającą na bardziej efektywną konwersję energii lasera w generację szybkich i gęstych strumieni plazmy za pomocą ciśnienia plazmy wewnątrz wnęki. W ramach niniejszego projektu przeprowadzono 3 sesje pomiarowe, w których użyto głównie tarcz typu „backward”, których kanał wprowadzający wiązkę laserową był zarazem kanałem generacji gęstych strumieni plazmy:

- I sesja pomiarowa, przeprowadzona we wrześniu 2021 r., której celem było wstępne zweryfikowanie nowej konstrukcji tarcz,
- II sesja - poszukiwanie najbardziej efektywnych wariantów (różnicowanie podstawowych wymiarów geometrycznych),
- III sesja - końcowa, uwzględniająca wyniki i wnioski z sesji I + II.

Po wszystkich sesjach pomiarowych została przeprowadzona analiza wszystkich wyników eksperymentalnych, wspartych wynikami jednowymiarowych symulacji numerycznych za pomocą modelu hydrodynamicznego. Ze względu na przesunięte terminy wszystkich eksperymentów na PALS (z tytułu ograniczeń wynikających z pandemii COVID19), ostatnia sesja eksperymentalna odbyła się na przełomie listopada i grudnia 2022 r., więc niezbędnym okazało się przedłużenie projektu do września 2023 r.

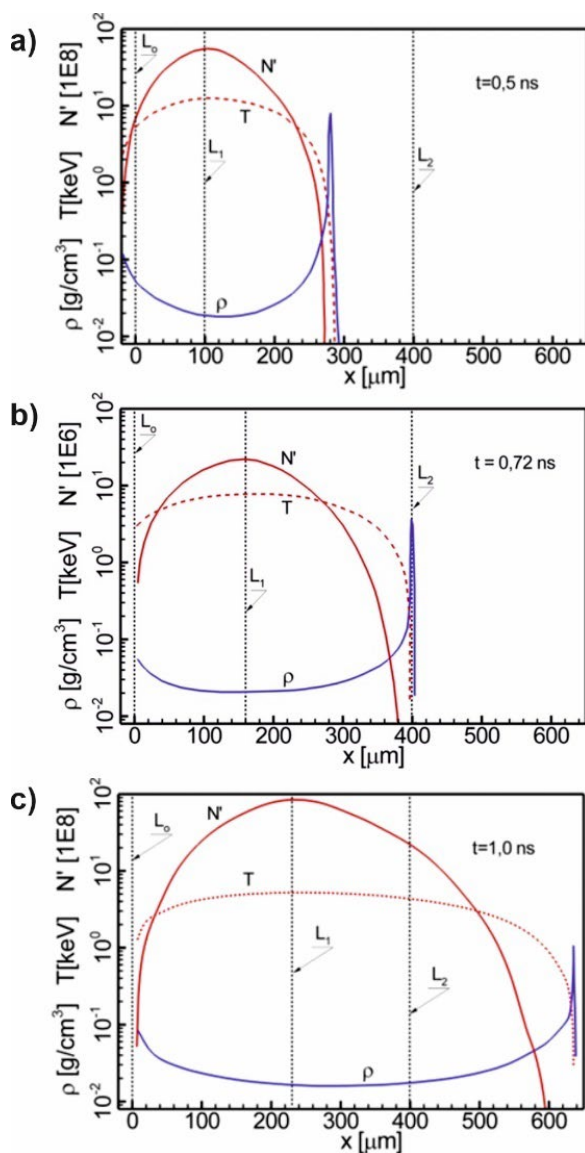
W eksperymencie tarcze wypełnione były folią z polietylenu deuterowanego (CD_2) w kilku wariantach, przedstawionych na Rys. 2.2.1, oświetlane wiązką lasera jodowego PALS [9] o energii na poziomie 500-700 J, w impulsie o długości $\Delta FWHM=300$ ps i długości fali $\lambda_1^{PALS}=1315$ nm.



Rys.2.2.1. Schemat ideowy tarcz użytych w eksperymencie: tarcze „B” z napędzaną folią i dodatkowym kanałem (a), „B-nc” bez kanału (b) oraz B-FD: wersja bez kanału wypełniona proszkiem CD_2 (c)

Użycie ostatniej wersji tarcz (Rys.2.2.1c) wynikało z analizy numerycznej za pomocą kodu KAROL [10]. Z analizy tej wynika, iż pozycja maksimum produkcji neutronów we wnęce (Rys. 2.2.2, $x=L_1$) zachodzi w warstwie, której przemieszczanie się jest znikome względem maksimum gęstości napędzanej makrocząstki.

Główny obszar generacji neutronów jest ograniczony wymiarami wnęki oraz pikiem gęstości, związanym z napędzaną makrocząstką, czyli do momentu, w którym ww. maksimum gęstości znajduje się jeszcze we wnęcie. Zatem ponad 80% wydatku neutronowego jest wynikiem reakcji zachodzących do czasu $t \approx 0.72$ ns. Natomiast do czasu $t = 1$ ns produkowane jest ponad 90% całkowitej wydajności neutronowej. Świadczyć to może o termojądrowym charakterze zachodzących we wnękach reakcji. Żeby zbadać mechanizm generacji neutronów we wnękach, zdecydowano się wykorzystać tarcze CPA, w których możliwe by było zminimalizowanie ewentualnego pochodzenia produktów reakcji typu *beam-target* (Rys.2.2.1c). Zatem wykorzystano w eksperymencie nieprzewidziane w założeniach projektu tarcze z wnękami wypełnionymi skompresowanym proszkiem CD_2 (Rys. 2.2.1c).

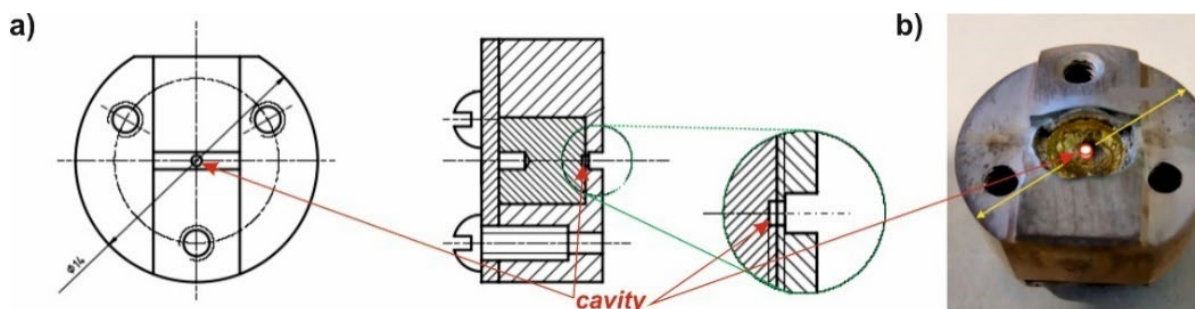


Rys. 2.2.2. Wykresy produkcji neutronów (N'), maksymalnej gęstości makrocząstki oraz temperatury względem osi symetrii wnęki tarcz CPA, dla dwóch a) $t = 0.5$ ns, b) $t = 0.72$ ns oraz c) $t = 1.0$ ns. L_0 – pozycja dna wnęki ciśnieniowej, L_1 – maksimum wydajności neutronowej, pozycja folii napędzanej ($x = 200 \mu m$) oraz L_2 – pozycja wylotu z kanału ($x = 400 \mu m$)

W ramach badań wydajności akceleracji makrocząstek skupiano się głównie nad optymalizacją budowy tarcz i warunków oświetlenia w celu kontrolowania wydajności hydrodynamicznego procesu konwersji energii wiązki laserowej jak i wydajności neutronowej, potwierdzającej powstawanie wewnątrz wnęki tarcz „cavity” warunków pozwalających na zaistnienie reakcji termojądrowych. Wydajność neutronowa jest bardzo dobrym kryterium konwersji energii lasera. Żeby uzyskać zamierzony cel, niezbędne było udoskonalanie tarcz w celu

zminimalizowania strat ciśnienia plazmy, które były głównym powodem obniżenia wydajności energetycznej (choć nadal bardzo wysokiej) w koncepcji CPA [11], w badaniach przeprowadzonych w ramach projektu PALS002514.

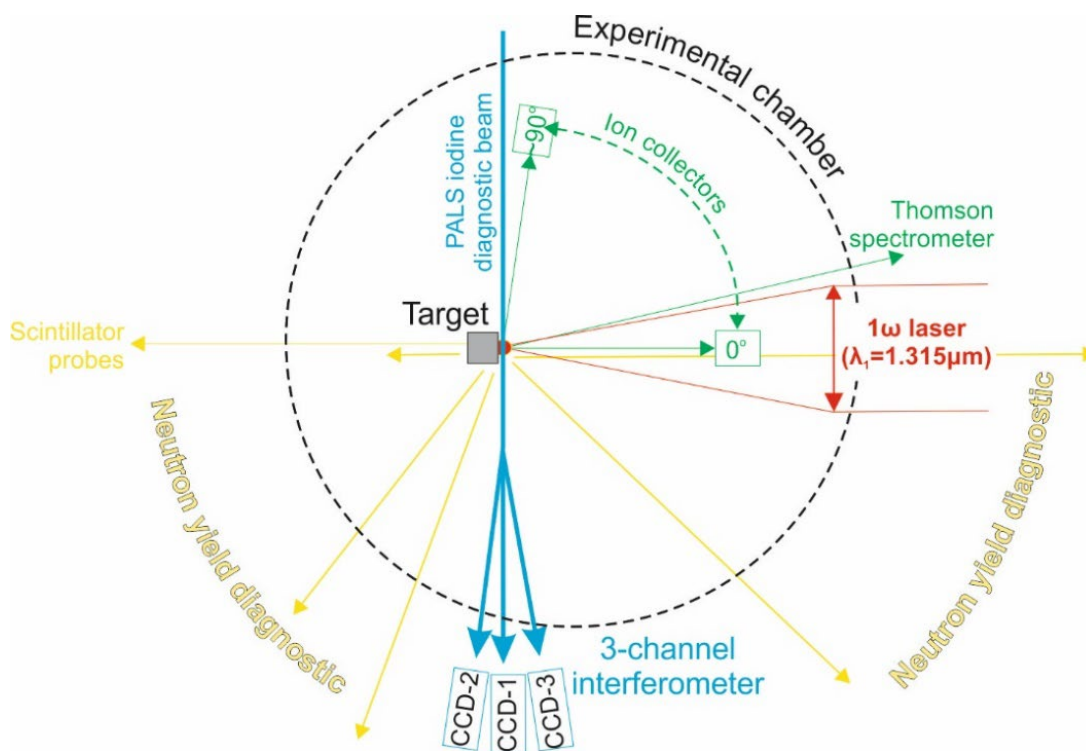
Na Rys. 2.2.3. Przedstawiono techniczne rozwiązanie problemu konstrukcji tarcz w celu wyeliminowania strat ciśnienia we wnękach oraz zdjęcie przykładowej tarczy CPA. W nowym projekcie tarcz wnęka tworzona jest jako przestrzeń między dwoma cylindrami – zewnętrznym i wewnętrznym, dzięki czemu pułapka energetyczna jest bardziej szczelna, co z kolei prowadzi do wzrostu wartości zaabsorbowanej energii impulsu laserowego i w konsekwencji do wyższych wartości podstawowych parametrów plazmy (temperatury, gęstości, prędkości akcelerowanych strumieni plazmowych).



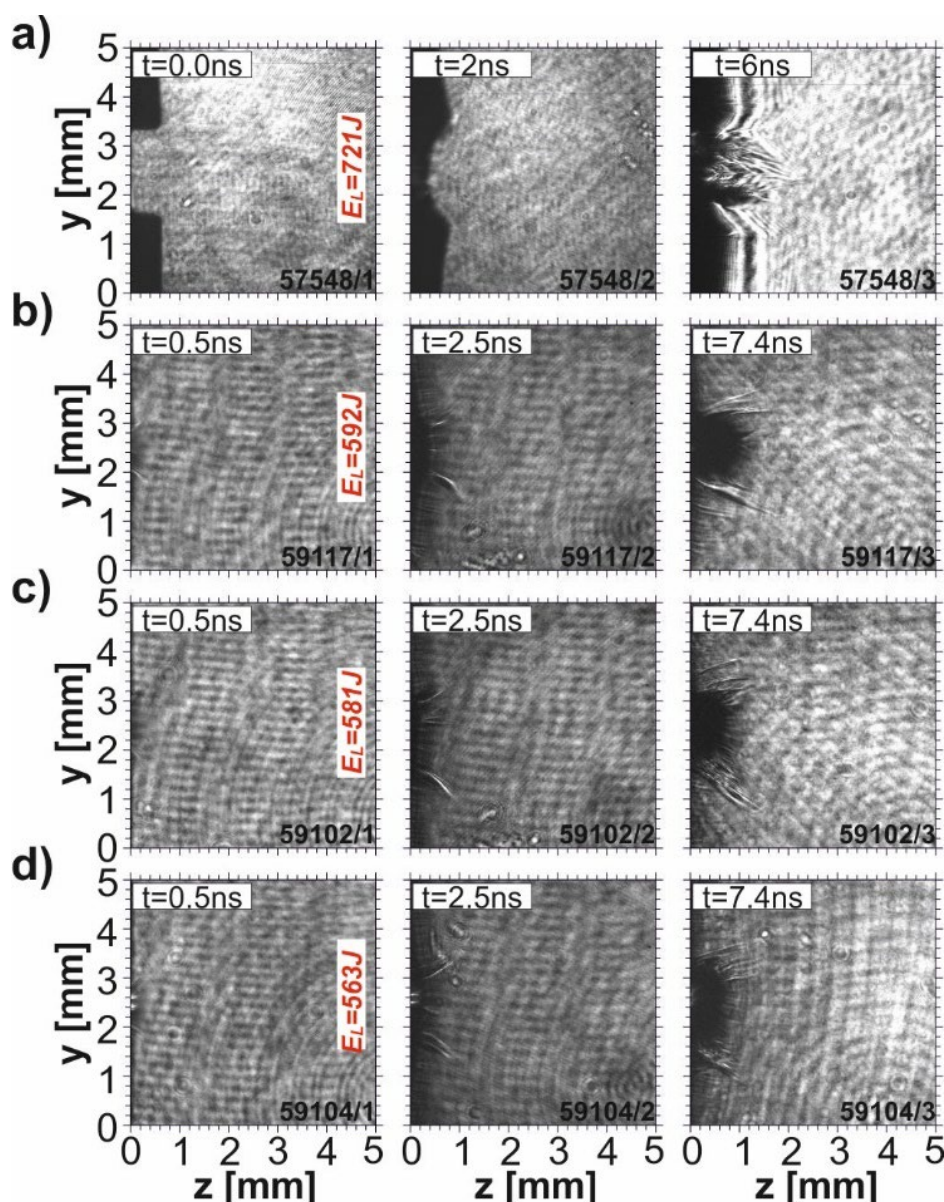
Rys.2.2.3. Koncepcja konstrukcji nowych tarcz wykorzystywanych w projekcie (a) oraz przykład tarczy użytej w eksperymencie (b)

Do badań wykorzystano następujące diagnostyki: bąbelkowe dozymetry neutronowe (BD-PND) [12], liczniki scyntylacyjne, spektrometr Thomsona (TP), kolektory jonowe oraz 3-kadrowy interferometr [13].

Schemat ideowy eksperymentu wraz z użytymi diagnostykami przedstawiono na Rys. 2.2.4.



Rys. 2.2.4. Uproszczony schemat diagnostyk w eksperymentalnych sesjach w ramach projektu PALS002750



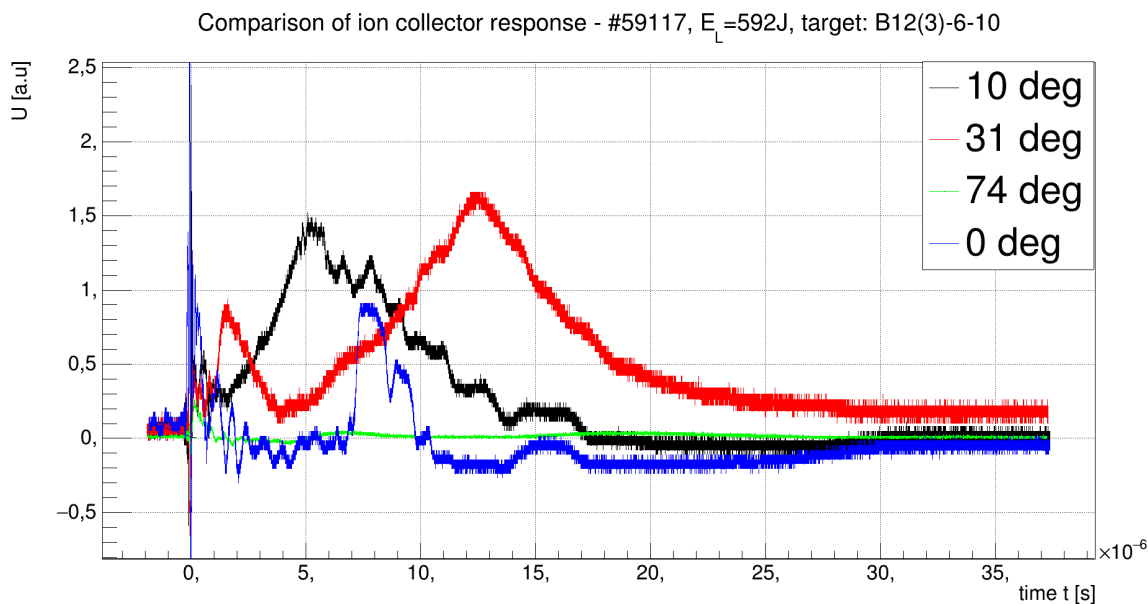
Rys. 2.2.5. Przykładowe cieniogramy dla tarcz CPA dla tarcz użytych w eksperymencie: a) tarcz z napędzaną folią i dodatkowym kanałem (Rys.2.2.1a), b) tarczy z wnęką bez kanału (Rys.2.2.1b) oraz c) i d) tarcz bez kanału wypełnionych proszkiem CD2 (Rys.2.2.1c)

Zastosowano układ interferometryczny oświetlany drugą harmoniczną ($\lambda_2^{\text{PALS}}=658$ nm) impulsu laserowego wydzielonego z wiązki lasera głównego PALS, który pozwolił na uzyskanie obrazów ekspandującej plazmy (interferogramów i cieniogramów) z rozdzielczością czasową 2 i 4 ns oraz 2 i 4.9 ns (w zależności od sesji pomiarowej) między kadrami, dzięki czemu możliwe było oszacowanie ewolucji parametrów plazmy takich jak koncentracja elektronowa i średnia prędkość strumieni plazmy.

Przykładowe sekwencje uzyskanych cieniogramów przedstawiono na Rys. 2.2.5. Z analizy ekspansji tej części plazmy, która była nieprzezroczysta dla wiązki diagnostycznej, wynika, iż prędkości makrocząstek o bardzo wysokiej gęstości (powyżej progu przezroczystości dla wiązki diagnostycznej – koncentracji elektronowej ok. $2.58 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) przekraczały wartość $2 \times 10^7 \text{ cm/s}$.

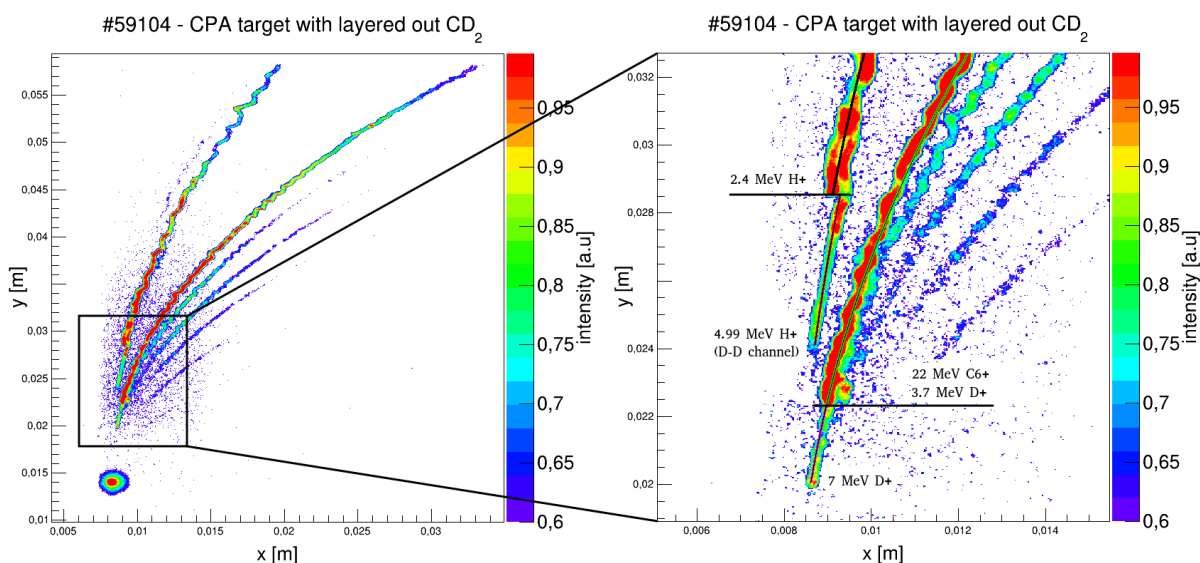
Na podstawie otrzymanych interferogramów i cieniogramów dokonano również kontroli strat ciśnienia z wnęk tarcz za pomocą analizy obrazu ablacji materiału tarczy. Do takiej kontroli użyto również kolektorów jonowych ustawionych pod kątami bliskimi osi głównej wiązki laserowej oraz powyżej 70° (Rys. 2.2.6).

Opisana analiza wykazała znaczącą poprawę ograniczania strat ciśnienia – brak wzmożonej emisji pod kątami powyżej 70° (co było raportowane w poprzednim projekcie, [10]).



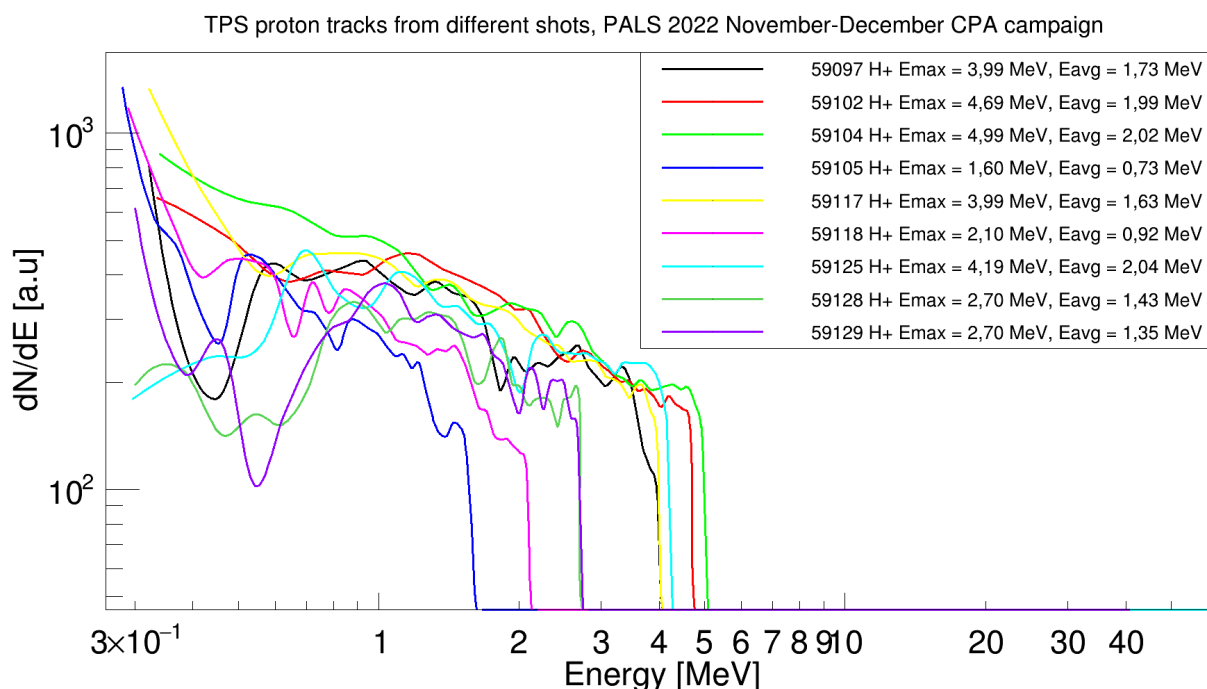
Rys. 2.2.6. Przykładowe przebiegi zarejestrowane za pomocą kolektorów jonowych

Za pomocą spektrometru Thomsona (TP) badano energie protonów emitowanych z tarcz CPA. Zarejestrowane zostały parabole złożone, sugerujące różne źródła jonów o różnych zakresach energetycznych, w szczególności maksymalnych energii [14]. Zaobserwowano wyraźny skok intensywności na liniach odpowiadających stosunkowi $Q/m=1$ (parabola protonowa) oraz $Q/m=2$. Biorąc pod uwagę energie produktów reakcji D-D (proton o energii $\sim 3\text{ MeV}$) zaobserwowane linie (Rys. 7) sugerują silną generację protonów pochodzących z reakcji termojądrowej, dodatkowo przyspieszonych w ramach mechanizmu Cavity Pressure Acceleration. W przypadku linii $Q/m=2$ odnotowane zostały bardzo wysokie energie jonów, również z widocznym załamaniem intensywności. Z racji na obecność deuteru wewnątrz cavity, bardziej prawdopodobną interpretacją tego wyniku jest ślad pochodzący od jonów D^+ nałożony na parabolę odpowiadającą węglowi $C6^+$ – gdyby pominąć jony deuteru, maksymalne odnotowane energie na tej krzywej sięgałyby 30 MeV . W przypadku deuteru, zakres ten wynosi $7 - 3.7\text{ MeV}$.



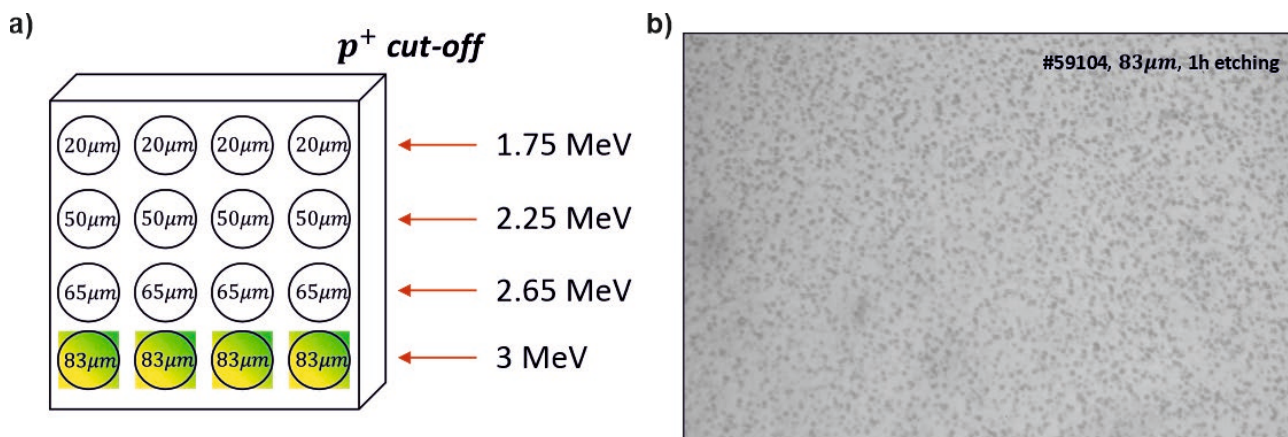
Rys. 2.2.7. Parabole zarejestrowane spektrometrem Thomsona dla strzału 59104

Rozkłady energii protonów zmierzone za pomocą TP zostały przedstawione na Rys. 2.2.8.



Rys. 2.2.8. Rozkłady widm energii protonów dla wybranych strzałów do tarcz CPA

Aby potwierdzić wyniki emisji protonów, w komorze eksperymentalnej umieszczono również detektory śladów CR39 z foliami z aluminium o różnej grubości. Rys. 2.2.9 przedstawia przykładowy wynik rejestracji protonów za pomocą detektora CR39.



Rys. 2.2.9. Przykład rejestracji śladów protonowych za pomocą detektora CR39

W przypadku filtrów 83 μm udało nam się zawęzić detekcję protonów do cząstek o energiach na poziomie ok. 3 MeV. Oszacowaliśmy liczbę takich energetycznych protonów na około 1.3×10^{10} 1/sr.

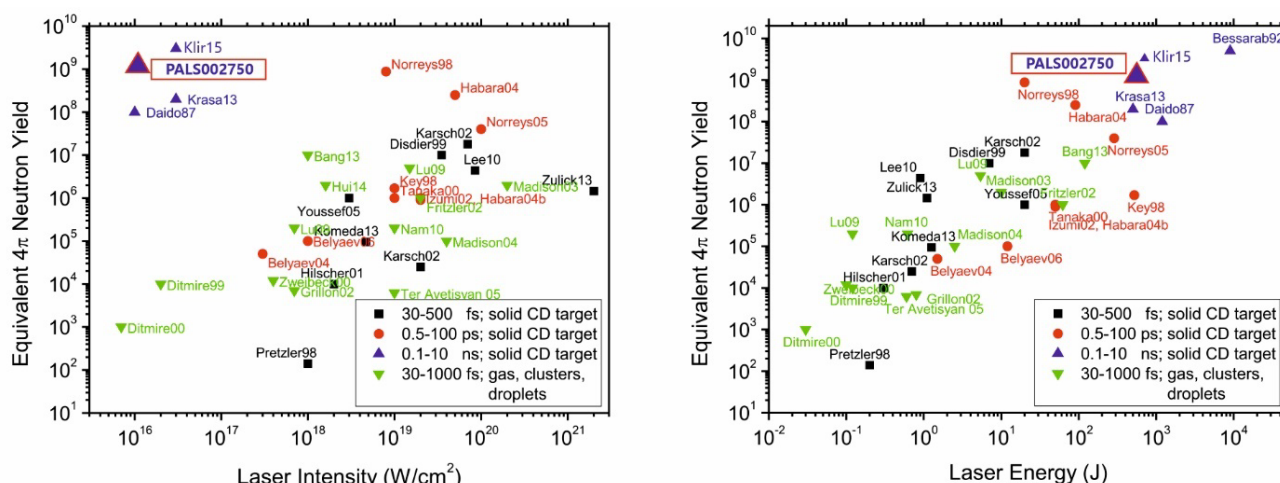
Potwierdzeniem reakcji termojądrowych w tarczach typu „cavity” były pomiary wydajności neutronowej przeprowadzone za pomocą dozymetrów bąbelkowych BD-PND. Detektory te były ekranowane aluminium w celu uniknięcia wpływu odbitych promieni wiązki laserowej na pomiar. W niektórych przypadkach pomiary te były wsparte pomiarami za pomocą srebrnego licznika aktywności [15, 16]. Zestawienie przykładowych wyników tych pomiarów przedstawiono w Tabeli 1.

Tabela 1. Wydajności neutronowe uzyskane za pomocą mechanizmu CPA.

Nr strzału	Energia lasera [J]	Rodzaj tarczy	Intensywność lasera [W/cm ²]	Wydajność neutronowa (BD-PND)	Wydajność neutronowa (licznik aktywacyjny)
57548	721	B	1.43x10 ¹⁶	(4.14±2.59)x10 ⁸	(1.28±0.19)x10 ⁸
57554	714	B	1.42x10 ¹⁶	(3.38±2.59)x10 ⁸	(2.72±0.41)x10 ⁷
59102	581	B-FD	1.16x10 ¹⁶	(1.04±0.31)x10 ⁹	-
59104	563	B-FD	1.12x10 ¹⁶	(2.15±0.42)x10 ⁹	-
59117	592	B-nc	1.18x10 ¹⁶	(1.22±0.34)x10 ⁹	-
59125	563	B-nc	1.12x10 ¹⁶	(7.77±2.59)x10 ⁸	-

Uzyskane wydajności emisji neutronów w funkcji intensywności lasera plasują się w ścisłej czołówce wyników otrzymanych na układach laserowych dysponujących laserami o energii w wiązce nawet o rząd wielkości wyższej i intensywności kilka rzędów wielkości wyższej (Rys. 2.2.10).

Ww. pomiary emisji protonów za pomocą detektorów CR39 zdają się potwierdzać, że wydajność neutronowa uzyskana z użyciem tarcz CPA jest wysoce prawdopodobna.



Rys. 2.2.10. Wykres funkcji otrzymanych wydajności neutronowych w funkcji intensywności (a) oraz energii (b) lasera grzejącego. Rezultaty opublikowane w (doi): Chodukowski22 (niniejszy raport), Daido87 (10.1063/1.98937), Bessarab92 (n/a - Sov. Phys. JETP 75,970,1992), Norreys98 (10.1088/0741-3335/40/2/001), Key98 (10.1063/1.872867), Disdier99 (10.1103/PhysRevLett.82.1454), Tanaka00 (10.1063/1.874023), Pretzler98 (10.1103/PhysRevE.58.1165), Hilscher01 (10.1103/PhysRevE.64.016414), Ter-Avetisyan05 (10.1063/1.1815001), Ditmire99 (10.1038/19037), Ditmire00 (10.1063/1.874020), Zweiback00 (10.1063/1.1487382), Izumi02 (10.1103/PhysRevE.65.036413), Karsch02 (Ph.D. thesis, Ludwig-Maximilians-Universitat Munchen, 2002), Grillon02 (10.1103/PhysRevLett.89.065005), Madison03 (10.1364/JOSAB.20.000113), Madison04 (10.1103/PhysRevA.70.053201), Habara04 (10.1103/PhysRevE.70.046414), Belyaev04 (10.1134/1.1777625), Norreys05 (10.1088/0741-3335/47/11/L01), Youssef05 (10.1063/1.2131847), Belyaev06 (10.1134/S1054660X06120097), Lee09 (10.3938/jkps.55.543), Lu09 (10.1103/PhysRevA.80.051201), Nam10 (10.3938/jkps.56.295), Krasa13 (10.1017/S0263034613000360), Komeda13 (10.1038/srep02561), Zulick13 (10.1063/1.4795723), Bang13 (10.1103/PhysRevE.87.023106), Zhang14 (10.7567/APEX.7.026401).

Literatura:

1. S. Borodziuk, A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, J. Badziak, T. Chodukowski, J. Ullschmied, E. Krousky, K. Masek, M. Pfeifer, K. Rohlena, J. Skala, P. Pisarczyk. Cavity pressure acceleration: An efficient laser-based method of production of high-velocity macroparticles. *Appl. Phys. Lett.* 95, 231501 (2009).
2. M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodward, E. M. Campbell, M. D. Perry, and R. J. Mason, *Phys. Plasmas* 1, 1626 (1994).
3. N. G. Basov, S. Yu. Guskov, and L. P. Feoktistov, *J. Sov. Laser Res.* 13, 396 (1992).
4. S. Borodziuk, A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, J. Ullschmied, E. Krousky, K. Masek, M. Pfeifer, K. Rohlena, J. Skala, and P. Pisarczyk. Reversed scheme of thin foil acceleration. *Appl. Phys. Lett.* 93, 101502 (2008).
5. S. Borodziuk, A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, J. Badziak, T. Chodukowski, J. Ullschmied, E. Krousky, K. Masek, M. Pfeifer, K. Rohlena, J. Skala, P. Pisarczyk. Cavity pressure acceleration: An efficient laser-based method of production of high-velocity macroparticles. *Appl. Phys. Lett.* 95, 231501 (2009).
6. S. Borodziuk, J. Badziak, T. Chodukowski, Z. Kalinowska, A. Kasperczuk, J. Ullschmied, E. Krousky, M. Pfeifer, K. Rohlena, J. Skala, P. Pisarczyk. Forward and Backward Cavite Pressure Acceleration of Macroparticles. 7th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA2011), Boredeaux, France, poster P.Tu_3 (2011).
7. S. Borodziuk, T. Pisarczyk, T. Chodukowski, Z. Kalinowska, A. Kasperczuk, J. Dostal, R. Dudzak, E. Krousky, J. Ullschmied, M. Pfeifer, J. Skala, P. Pisarczyk. Non-classic efficient cavity pressure acceleration method applied to obtain very fast and dense macroparticles. *Europhysics Conference Abstracts (ECA)*, 43th EPS Conference, Leuven, Belgium, poster P5.078 (2016).
8. J. Badziak, S. Borodziuk, T. Pisarczyk, T. Chodukowski, E. Krousky, K. Masek, J. Skala, J. Ullschmied, and Y.-J. Rhee, *Appl. Phys. Lett.* 96, 251502 (2010).
9. K. Jungwirth, A. Cejnarova, L. Juha, B. Kralikova, J. Krasa, E. Krousky, P. Kupickova, L. Laska, K. Masek, J. Nejd, M. Pfeifer, A. Prag, O. Renner, K. Rohlena, B. Rus, J. Skala, P. Straka, J. Ullschmied. The Prague Asterix Laser System. *Physics of Plasmas* 8(5) (2001).
10. K. Jach, A. Morka, M. Mroczkowski, R. Panowicz, A. Sarzynski, W. Stepniewski, R. Swierczynski, J. Tyl. Computer Modelling of Dynamic Interaction of Bodies by Free Particle. Method, PWN (2001) (in polish).
11. T. Chodukowski, S. Borodziuk, Z. Rusiniak, J. Cikhardt, K. Jach, J. Krasa, M. Rosinski, D. Terwinska, R. Dudzak, T. Pisarczyk, R. Swierczynski, T. Burian, P. Tchorz, J. Dostal, M. Szymanski, M. Pfeifer, J. Skala, S. Singh, M. Krupka, M. Krus. Neutron Production in Cavity Pressure Acceleration of Plasma Objects. *AIP Advances* 10, 085206 (2020).
12. H. Ing, R.A. Noulty and T.D. McLean, *Radiation Measurements* 27, 1 (1997).
13. A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, *Optica Applicata XXXI* 3, 571 (2001).
14. P. Tchórz, T. Chodukowski, M. Rosiński, M. Szymański, S. Borodziuk. Capabilities of Thomson Parabola Spectrometer in various laser-plasma and laser-fusion related experiments. *Nukleonika* (2023) – w oczekiwaniu na publikację.
15. D. Hladik, Neutron yield measurement using silver activation counter, Bachelor thesis, Czech Technical University in Prague, NS01 (2018) – in Czech.
16. D. Hladik, A. Pavlat, Calibration of the Silver Activation Counter of Neutrons for Laser System and Plasma Focus Experiments, 22nd International Student Conference on Electronical Engineering, Prague (2018).

2.3 Pomiar równania stanu dla boru i związków boru na urządzeniu PALS

Wstęp

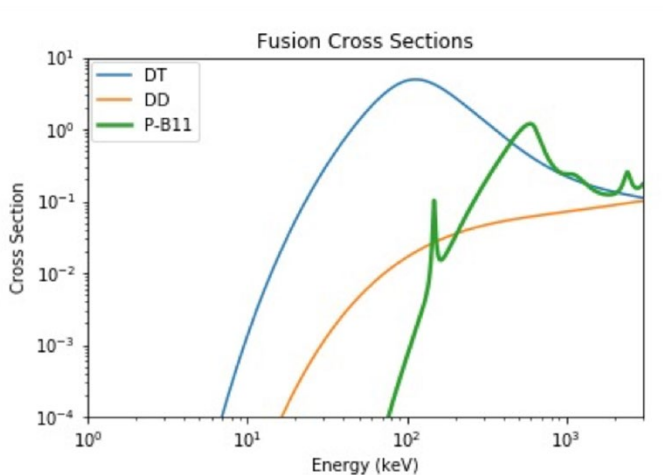
Badania realizowane w ramach projektu na instalacji laserowej PALS stanowią zapoczątkowanie międzynarodowej współpracy skoncentrowanej na studiowaniu równania stanu dla związków boru oraz konstrukcji diagnostyki, która pozwoli na określenie równania stanu dla badanych materiałów (w tym przypadku azotku boru – BN).

Pierwsze wyniki pomiarów, które pojawiły się w czasopiśmie naukowym, związane z badaniem równania stanu dotyczyły pomiarów BN (cBN) w temperaturze 300 K w warunkach wysokiego ciśnienia (1,15 Mbar) i dały wynik $3,69 \pm 0,14$ Mbar modułu objętościowego przy zerowym ciśnieniu [1]. Zgodnie z naszą wiedzą następnie opublikowane wyniki związane są z pomiarami EOS przeprowadzonymi na pojedynczych kryształach cBN osadzonych w quasi-hydrostatycznym ośrodku ciśnieniowym (hel lub neon) oraz dyfrakcji promieniowania rentgenowskiego do 16,0 Mbar w temperaturze 295 K i 0,80 Mbar w zakresie temperatur 500-900 K [2]. Wyznaczono również EOS cBN w granicach do maksymalnej temperatury 3300 K przy ciśnieniu statycznym do 0,70 Mbar [3].

Równanie stanu wurtzitowego azotku boru i jego ściśliwość zostały zbadane przy ciśnieniach osiągających wartość 0,66 Mbar [4], wykorzystując kowadło diamentowe i dyfrakcję proszkową promieniowania synchrotronowego. Uzyskana zależność ciśnienie-objętość wykazała, że faza ta ma prawie taką samą ściśliwość jak cBN. Obliczenia termodynamiczne równania stanu dla BN (oparte na tych wynikach) wykazały, że wurtzitowy azotek boru jest metastabilny w całym zakresie ciśnień i temperatur. Ostatnie eksperymenty w National Ignition Facility (NIF) zademonstrowały przydatność materiałów o małej gęstości powierzchniowej (jak bor) do eksperymentów nukleosynety [5]. Badania nad wykorzystaniem takich materiałów prowadzone są zarówno na urządzeniach laserowych OMEGA (w Stanach Zjednoczonych), jak i National Ignition Facility, ze szczególnym naciskiem na optymalizację implozji w celu badania reakcji wytwarzania cząstek naładowanych. Podstawowe wymagania w tym zakresie to wysoka wydajność, pozwalająca na uzyskanie wysokiej statystyki pomiarów produktów syntezy, w połączeniu z niską gęstością powierzchniową, umożliwiającą ucieczkę naładowanych produktów syntezy. Jest to optymalnie osiągalne w przypadku implozji z bezpośrednim napędem pchającym, w których stosuje się kapsuły z cienką szklaną powłoką [6].

Bor jest również bardzo interesujący pod kątem badań nad kontrolowaną syntezą termojądrową. Reakcja syntezy proton-bor jest od dawna uważana za "Graala" syntezy jądrowej, który w przyszłości umożliwi produkcję energii. W istocie taka reakcja: $p + B11 \rightarrow 3He4 + 8,7 \text{ MeV}$ ma tę bardzo atrakcyjną cechę, że nie wytwarza neutronów, w przeciwieństwie do reakcji deuteru z trytem. Brak neutronów w reakcji pierwotnej oznacza bardzo niewielką aktywację materiałów w przyszłych reaktorach, a tym samym bardzo małą ilość odpadów radioaktywnych. Jednocześnie w wyniku reakcji produkowane są wysokoenergetyczne cząstki alfa, których energia kinetyczna mogłaby zostać bezpośrednio zamieniona w energię elektryczną bez konieczności przeprowadzania cyklu termodynamicznego. Brak studiów na szeroką skalę w tym temacie związany jest z potrzebą wytworzenia dla przebiegu reakcji bardzo wysokiej temperatury. Rys. 1. Z tego względu większość dotąd prowadzonych badań skoncentrowana została na koncepcjach opartych na reakcji DT, pozostawiając syntezę pB jako odległy, choć interesujący "drugi krok" w produkcji energii za pomocą fuzji jądrowej.

W zrozumieniu fizyki boru ważną rolę odgrywają dane dotyczące jego zachowania w warunkach ekstremalnych. Dotyczy to w szczególności pozyskiwania danych na temat równania stanu boru przy bardzo



Rys. 1 Przekrój czynny na reakcje DT, DD i p-B11.

wysokich ciśnieniach (do 100 megabarów). Stosując metodę direct-drive na laserze Omega, uzyskano 3 punkty EOS azotku boru leżące na głównej krzywej Hugoniot, odpowiednio przy ciśnieniach 12,14 Mbar; 20,91 Mbar i 26,43 Mbar. Jako próbki wykorzystano przezroczyste monokryształy BN [6]. W NIF, ta sama grupa przeprowadziła pomiary, które dostarczyły danych dotyczących do określenia jednego punktu na krzywej Hugoniot dla czystego boru przy bardzo wysokich ciśnieniach (56,08 Mbar) [7]. Punkt ten został porównany z teoretyczną tabelą EOS dla boru w szerokim zakresie temperatur ($5,1 \times 10^4$ - $5,2 \times 10^8$ K) i gęstości (0,25-49 g/cm³).

Celem tego projektu było zaprojektowanie, konstrukcja prototypu, końcowej wersji diagnostyki VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector) oraz próba uzyskania pierwszych danych, które pozwoliłyby na określenie równania stanu azotku boru (BN) dla różnych wartości ciśnień wytworzonych przy pomocy oddziaływania lasera PALS z próbką BN. Diagnostyka VISAR pozwala na pomiar chwilowej prędkości fali uderzeniowej wytworzonej przez oddziaływanie lasera z materiałem tarczy poprzez pomiar przesunięcia Dopplera przy pomocy interferometru Mach-Zehnder. W ramach eksperymentu wykorzystano również diagnostykę SOP (Streak Optical Pyrometry), która jest znacznie mniej skomplikowana i pozwala na wyznaczenie uśrednionej prędkości fali uderzeniowej na podstawie pomiaru emisji spontanicznej promieniowania emitowanego z materiału tarczy (Rys.2.3.2a).

W raporcie przedstawione zostały informacje na temat wstępnej i końcowej konfiguracji diagnostyki VISAR, która została skonstruowana podczas czasu eksperymentalnego poświęconego realizacji badań nad „Measuring Equation of State of Boron Compounds in Extreme Conditions” realizowanego w ramach programu LaserLab (nr projektu PALS19582) oraz wnioski dotyczące statusu diagnostyki po ukończeniu eksperymentu. Raport zawiera również wyniki analizy danych eksperymentalnych.

Jak zostało to wcześniej wspomniane w rocznym raporcie pierwszym etapem było skonstruowanie prostego modelu diagnostyki VISAR w celu wyszkolenia osób odpowiedzialnych za montaż i justowanie diagnostyki. Do justowania układu i otrzymania obrazu prążków interferencyjnych wykorzystano zielony laser punktowy (CAS-456261-N7Q8T6). Układ zawierał elementy optyczne, które pozwoliły na przesłanie obrazu obiektu rejestrowanego przy pomocy kamery CCD i wyświetlanego na ekranie monitora. Na drodze optycznej pojawiły się również elementy optyczne wchodzące w skład interferometru Mach-Zehnder pozwalające na wytworzenie prążków interferencyjnych z przesunięcia których możliwe jest wydedukowanie chwilowej prędkości fali uderzeniowej w materiale tarczy przez oddziaływanie z wiązką lasera. W finalnym rozrachunku skonstruowano model diagnostyki VISAR oraz uzyskano obraz prążków interferencyjnych. W ten sposób zespół przygotowany został do budowy prototypowego układu diagnostyki na terenie instalacji laserowej PALS.

W ramach przygotowań do montażu prototypowej diagnostyki elementy optyczne, detektory, elementy niezbędne do mocowania optyki i pozostałe niezbędne oprzyrządowanie przetransportowane zostały na instalację laserową PALS. Ze względu na przebiegający równolegle eksperyment diagnostyka zestawiona została w pomieszczeniach poniżej hali eksperymentalnej według schematu zaprezentowanego w poprzednim sprawozdaniu oraz [8].

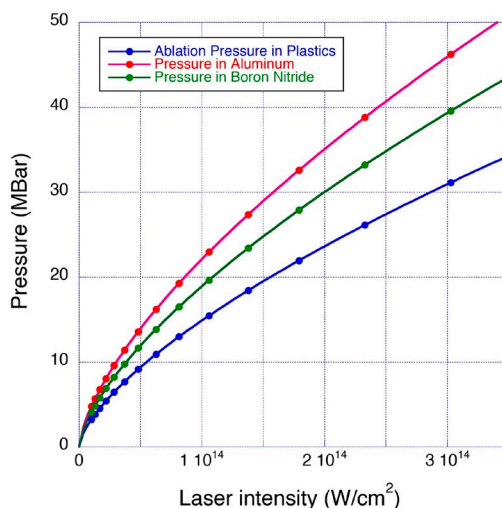
Zadaniem do realizacji było zbudowanie układu przetestowanie wszystkich elementy optyki, stolika wyposażony w motor (Thorlabs) oraz detektora i uzyskanie prążków interferencyjnych na ekranie kamery smugowej. Planowano również przeprowadzenie synchronizacji lasera referencyjnego Quantell ND o energii 130 mJ i czasie trwania pulsu 7 ns z kamerą smugową oraz główną wiązką lasera PALS. Kamera smugowa wykorzystana do rejestracji sygnału wyposażona była w kamerę CCD (Mightex) z matrycą o rozdzielczości (1400x1052) obsługiwaną przez aplikację SSClassic. Stolik wyposażony w motor (Thorlabs), kontrolowany był przez aplikację APT User.

Część związana z przygotowaniem diagnostyki oraz synchronizacją kamery smugowej z laserem referencyjnym (30 ns) zakończyła się sukcesem. Niestety ze względu na prace prowadzone równolegle do kampanii eksperymentalnej synchronizacja lasera próbkującego z laserem PALS nie została ukończona. Zgodne z obliczeniami przeprowadzonymi w ramach przygotowań do eksperymentu charakterystyka lasera PALS powinna pozwolić na wytworzenie w materiałach tarcz ciśnień w przedziale od 10 do 35 Mbar (Rys. 2b) [8, 9]. Ciśnienie ablacji w materiale plastiku obliczone zostało na podstawie równania: $P(\text{Mbar}) =$

$8,6 \left(\frac{I_{14}}{\lambda_{\mu m}} \right)^{2/3}$ [10] natomiast ciśnienie badanych materiałów wyznaczone zostało na podstawie relacji

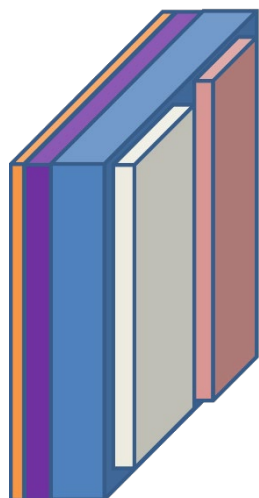
niedopasowania impedancji związanej z transmisją fali uderzeniowej pomiędzy różnymi materiałami:

$$P_2 = \frac{4\rho_2 P_1 (\gamma_2 + 1)}{[(\gamma_1 + 1)^{1/2} \rho_1^{1/2} + (\gamma_2 + 1)^{1/2} \rho_2^{1/2}]^2} [11].$$



Rys. 2.3.2. a) Układ eksperymentalny, b) zależność osiąganego ciśnienia w materiale próbek w zależności od natężenia lasera PALS

Do konstrukcji ostatecznej wersji diagnostyki [12] wykorzystano w znacznej mierze wcześniej dostępne oprzyrządowanie i optykę. Skomplikowane prototypowe wielowarstwowe tarcze wykorzystane podczas eksperymentu skonstruowane zostały na potrzeby eksperymentu przez dwóch niezależnych producentów. Podstawa wielowarstwowych tarcz zamówionych w Scitech Precision składała się z bardzo cienkiej warstwy aluminium (100-200 nm), warstwy polimeru zawierającego jedynie C and H (10 µm), warstwy aluminium (10 µm). Materiały badane w eksperymencie (kwarc o grubości 100 µm i azotek boru (BN) o grubości 100 µm) umieszczone zostały po dwóch stronach 10 µm warstwy aluminium (Rys. 2.3.3a). Kwarc wykorzystany został jako materiał referencyjny, ze względu na jego parametry (ciśnienie, temperaturę, gęstość) bardzo dobrze scharakteryzowane w warunkach wysokiego ciśnienia. Konstrukcja tarcz określona została na podstawie wcześniej przeprowadzonych symulacji [8,9].



a)



b)

Rys. 2.3.3. a) ostateczna struktura wielowarstwowej tarczy zawierała warstwę aluminium (100-200 nm),

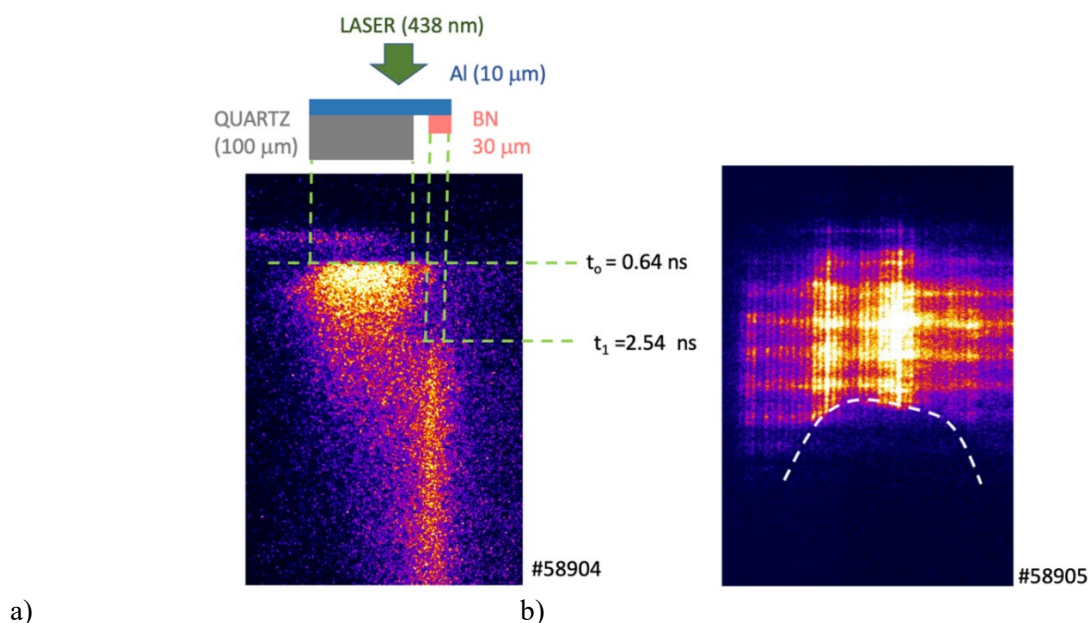
ablator wykonany z warstwy polimeru CH ($10\ \mu\text{m}$), warstwę aluminium ($10\ \mu\text{m}$), kwarc o grubości $100\ \mu\text{m}$ wykorzystany został jako materiał referencyjny, warstwa badanego azotku boru (BN) posiadała grubości $100\ \mu\text{m}$. Obydwie warstwy umieszczone zostały po dwóch stronach $10\ \mu\text{m}$ warstwy aluminium. b) zdjęcie diagnostyki VISAR

Podstawa wielowarstwowych tarcz zamówionych na Uniwersytecie Daekin była praktycznie taka sama. Jedyna różnica polegała na wykorzystaniu znacznie cieńszej grubości BN, która zmieniała się w granicach pomiędzy 30 i $60\ \mu\text{m}$. Aby zapewnić jednakowe ciśnienie w ramach badanego obszaru ($400\ \mu\text{m}$), znajdującego się w ogniskowej rejestrowanego pomiaru, w ramach projektu zlecono wykonanie płytki fazowej niezbędnej do spłaszczenia profilu natężenia lasera. W pierwszej fazie zakupiono okno, które dostarczone zostało producentowi płytki fazowej. Ze względu na przeciągający się proces produkcji zamówionej płytki fazowej podczas kampanii eksperymentalnej wykorzystana została płytka fazowa udostępniona przez jedną z instytucji biorących udział w przeprowadzanych pomiarach. Zakupiona płytka fazowa, która niestety dostarczona została po wykonaniu eksperymentu, wykorzystana zostanie w eksperymentach będących kontynuacją opisywanego projektu.

Podczas pierwszego tygodnia eksperymentu przeprowadzonego na instalacji laserowej PALS w Pradze w okresie od 3 do 27 października 2022 roku przetransportowano prototypową diagnostykę VISAR (Rys. 2.3.3b) w pobliże komory próżniowej oraz dokonano justowania i niezbędnych zmian układu optycznego w celu zapewnienia dobrej jakości mierzonego sygnału. Diagnostyka SOP wykorzystana do detekcji spontanicznej emisji z materiału tarczy po stronie przeciwnej do lasera została również skonstruowana i wyjustowana.

Podczas kampanii eksperymentalnej wykonano 39 strzałów.

Na wstępie w celu przetestowania funkcjonalności diagnostyki SOP przeprowadzono pomiary przy wykorzystaniu jednowarstwowych płaskich tarcz aluminiowych o różnych grubościach (9 i $25\ \mu\text{m}$). Spontaniczna emisja z materiału aluminium o grubości $9\ \mu\text{m}$ i $25\ \mu\text{m}$ była wyraźnie przesunięta w czasie, co obrazuje wydostanie się fali uderzeniowej z materiału badanej próbki. Dzięki znajomości grubości płytki oraz przy wykorzystaniu eksperymentalnego pomiaru czasu jaki potrzebuje fala uderzeniowa na przemieszczenie się w materiale tarczy możliwe jest określenie prędkości fali uderzeniowej w badanym, skompresowanym przez laser materiale. Dla precyzyjnego określenia momentu pojawienia się emisji z badanych materiałów zbudowano specjalny układ, który pozwolił na wydzielenie części światła z wiązki laserowej PALS i przesłanie jej bezpośrednio do detektora systemu SOP co pozwoliło na synchronizację czasową pomiarów wykonanych przy pomocy tej diagnostyki z laserem PALS.



Rys. 2.3.4a) pomiar prędkości przy wykorzystaniu diagnostyki SOP, b) pomiar przeprowadzony przy wykorzystaniu diagnostyki VISAR [13]

Pomiar wykonany przy pomocy diagnostyki SOP pozwolił na określenie uśrednionej prędkości fali uderzeniowej w próbce azotku boru o znanej grubości materiału tarczy na podstawie zmierzonej różnicy czasu wydostania się fali uderzeniowej z materiału aluminium oraz czasu wydostania się fali uderzeniowej z materiału próbki BN. Średnia prędkość fali uderzeniowej określonej na podstawie wstępnych pomiarów przeprowadzonych przy wykorzystaniu diagnostyki SOP wyniosła około 16 km/s co przy zastosowaniu tabel zawierających wartości teoretycznego równania stanu dla azotku boru odpowiada ciśnieniu rzędu 4 Mbar.

Podsumowując przeprowadzony projekt pozwolił na przeprowadzenie testu nowych rodzajów tarcz i uzyskanie wstępnych informacji na temat równania stanu azotku boru (BN). Wykonanie projektu przede wszystkim doprowadziło do skonstruowania diagnostyki VISAR, przetestowania jej funkcjonalności oraz zdefiniowania obszarów, w ramach których diagnostyka mogłaby zostać udoskonalona.

REFERENCJE

- [1] E. Knittle, R. M. Wentzcovitch, R. Jeanloz & M. L. Cohen “Experimental and theoretical equation of state of cubic boron nitride” *Nature* volume 337, pages 349–352 (1989)
- [2] F. Datchi, A. Dewaele, Y. Le Godec, and P. Loubeyre “Equation of state of cubic boron nitride at high pressures and temperatures” *Phys. Rev. B* 75, 214104 (2007)
- [3] A. F. Goncharov, J. C. Crowhurst, J. K. Dewhurst, S. Sharma, Ch. Sanloup, E. Gregoryanz, N. Guignot, and M. Mezouar “Thermal equation of state of cubic boron nitride: Implications for a high-temperature pressure scale” *Phys. Rev. B* 75, 224114 (2007)
- [4] V. L. Solozhenko “Equation of state of wurtzitic boron nitride to 66 GPa” *Appl. Phys. Lett.* 72, 1691 (1998); <https://doi.org/10.1063/1.121186>
- [5] Y. LeGodec, O. O.Kurakevych, P. Munsch, G. Garbarino, V. L.Solozhenko “Equation of state of orthorhombic boron, -B28” *Solid State Communications*, 149 (33–34), 1356-1358 (2009); <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2009.05.025>
- [6] Shuai Zhang, et al. “Equation of state of boron nitride combining computation, modeling, and experiment” *PHYSICAL REVIEW B* 99, 165103 (2019)
- [7] K. Batani, Perspective on research on laser driven proton-boron fusion and applications, 2nd International Conference on Proton Boron Fusion, Catania, September, 2022
- [8] D. Singappuli, Préparation d'une campagne expérimentale pour la mesure de l'équation d'état du Bore à des pressions du Mégabar, Master 2 de Physique Fondamentale, Bordeaux University June, 2022
- [9] D. Singappuli, Preparation of an experimental campaign for the measurement of the equation of state of boron and boron nitride in extreme conditions, 9th Summer School Plasmas in super-intense laser fields, Erice, June 2022
- [10] John Lindl “Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain” *Physics of Plasmas*, 2, 3933 (1995); doi: 10.1063/1.871025
- [11] Y. B. Zeldovich and Y. P. Raiser, *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Academic Press, New York, 1966), Vol. 1.
- [12] D. Singappuli, D. Batani, M. Huault, A. Martynenko, M. Krus, R. Dudziak, L. Giuffrida, L. Sun, W. Kang, M. Rosinski, P. Tchorz and K. Batani, Study of the equation of state of boron and boron nitride at very high pressure by shock waves produced by laser, The 3rd International Workshop on Proton Boron Fusion, 2-5 październik, 2023, Praga
- [13] K. Batani, D. Singappuli, M. Huault, P. Nicolaï, D. Raffestin, D. Batani, T. Buriuan, R. Dudzak, M. Krus, S. Pikuz, W. McKenzie, A. Martynenko, L. Giuffrida, Y.I. Chen, S. Mateti, Q. Cai, Measuring the equation of state of boron nitride in extreme conditions, 5th European Conference on Plasma Diagnostics, 23-27 April, Rethymno 2023

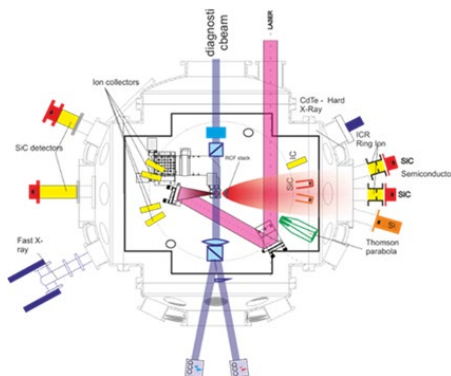
2.4 Charakterystyka i metody tłumienia silnych impulsów elektromagnetycznych emitowanych w oddziaływaniu wiązek laserowych wielkiej mocy z materią

Wstęp

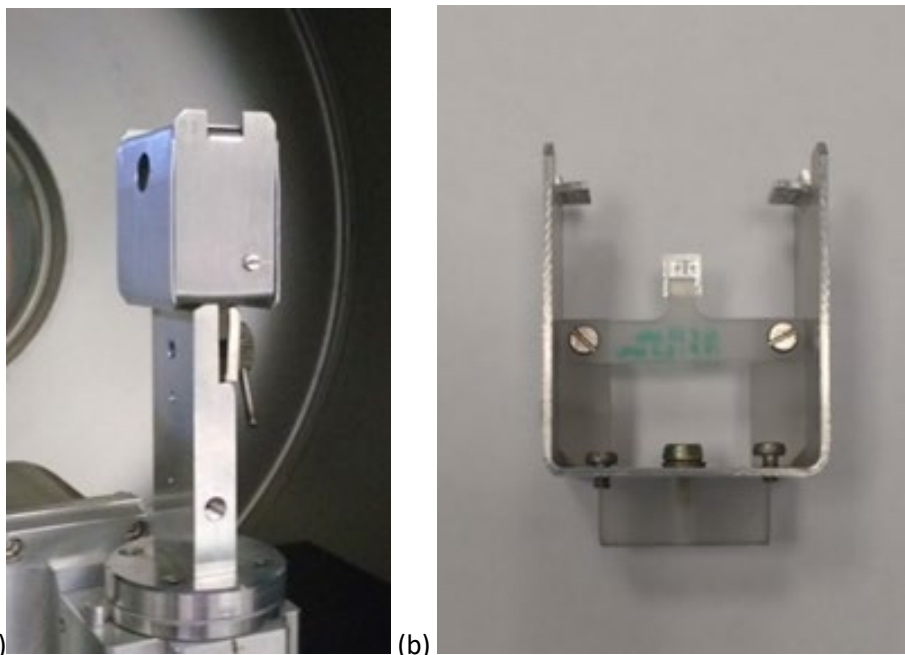
Przedmiotem projektu było zagadnienie redukcji emisji silnych impulsów elektromagnetycznych (IEM) powstających w układach laserowych o ultrakrótkim czasie trwania impulsu – rzędu 10^{-12} s – i wielkiej mocy chwilowej – rzędu 10^{15} W – oraz wielkim natężeniu zogniskowanej wiązki – rzędu 10^{18} - 10^{21} W/cm². Naświetlanie takimi wiązkami folii o grubości rzędu dziesiątek mikrometrów prowadzi do wyrzucenia z tarczy wiązki szybkich elektronów o szerokim widmie energetycznym i średniej energii rzędu kilku MeV, co skutkuje elektryczną polaryzacją tarczy i pojawieniem się na powierzchni tarczy silnego quasi-statycznego pola elektrycznego. Pole to jonizuje i przyspiesza atomy zawarte w bardzo cienkiej warstewce węglowodorów, która w warunkach naturalnych pokrywa wszelkie powierzchnie ciał stałych. Procesowi laserowej akceleracji jonów towarzyszy emisja silnych impulsów elektromagnetycznych o szerokim widmie, od dziesiątków MHz do kilku GHz, które zakłócają pracę urządzeń elektronicznych używanych do gromadzenia danych doświadczalnych i stanowią zagrożenie dla bezpiecznej realizacji eksperymentów [F. Consoli, V. Tikhonchuk et al., High Power Laser Science and Engineering 8, e22 (2020)]. Grupa laserowa z IFPiLM od szeregu lata zajmuje się badaniami nad charakterystyką i tłumieniem silnych IEM [P. Rączka et al., Laser and Particle Beams 35, 677 (2017), J.-L. Dubois, P. Rączka et al., Review of Scientific Instruments 89, 103301 (2018)], a stosowana przez nią metodologia wzbudziła zainteresowanie w Rutherford Appleton Laboratory w Didcot, Wlk. Brytania, gdzie jest użytkowany laser Vulcan Petawatt, będący jednym z najpotężniejszych laserów krótkoimpulsowych w Europie. To zaowocowało zaproszeniem zespołu IFPiLM do wykonania pomiarów na układzie Vulcan PW. Jedną z metod tłumienia silnych IEM badanych w IFPiLM jest zastosowanie osłon elektromagnetycznych na tarczy laserowej, które przejmują część strumienia szybkich elektronów wyrzucanych z tarczy oraz absorbują część energii elektromagnetycznej emitowanej bezpośrednio z tarczy. Projekt był poświęcony eksperymentalnym i komputerowym badaniom tego typu osłon przy użyciu lasera Vulcan PW i innych laserów dużej mocy.

Zadanie 1. Zaprojektowanie konstrukcji osłony elektromagnetycznej dostosowanej do wymagań lasera Vulcan PW i wykonanie takich osłon.

W laboratorium IFPiLM wykonano szereg prób z różnymi typami osłon elektromagnetycznych. Udało się stworzyć model dostosowany do warunków układu IFPiLM (impuls o energii 0.4 J na tarczy, połowkowy czas trwania impulsu 45 fs, średnica plamki lasera na tarczy ok. 12 μ m - rys. 2.4.1.1) i jednocześnie odpowiadający w pewnym przybliżeniu wymaganiom lasera Vulcan PW. Najlepsze wyniki uzyskano w przypadku osłony o kształcie prostopadłościennego pudełka o rozmiarach rzędu 3.5×3×2 cm, wykonanej z blachy Al o grubości od 0,5 do 1,0 mm, z otworem o średnicy ok. 1 cm w przedniej ścianie do wprowadzania wiązki laserowej (padającej w układzie IFPiLM prostopadle na tarczę) i podobnym otworem w tylnej ścianie dla napędzanych jonów (rys.2.4.1.2). Wewnątrz osłony znajdowała się tarcza z folii Al o grubości ok. 9 μ m podpartej na poprzecznej beleczce z materiału dielektrycznego (polieteroeteroketon).

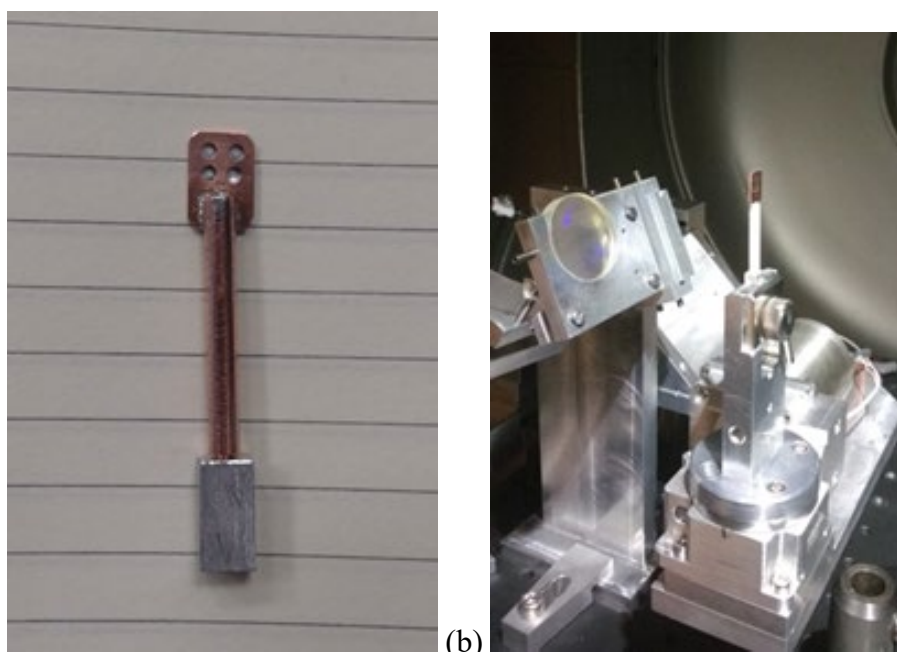


Rys. 2.4.1.1. Schemat układu laserowego w IFPiLM, używanego m.in. do badania laserowej akceleracji jonów i emisji impulsów elektromagnetycznych (widok z góry, średnica ok. 1 m)



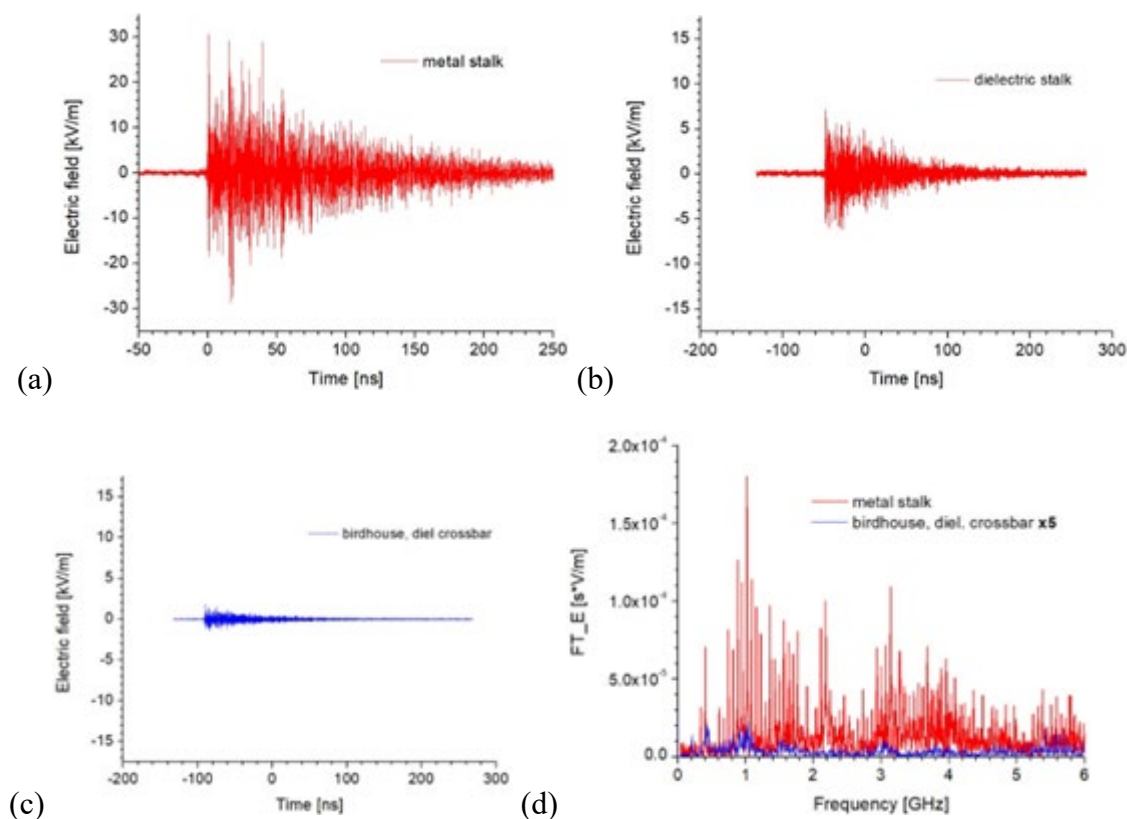
Rys. 2.4.1.2. Osłona elektromagnetyczna dla tarczy laserowej, testowana w IFPiLM: (a) widok zewnętrzny; (b) folia Al na beleczce dielektrycznej wewnątrz osłony

Jako tarcz porównawczych używano folii Al 9 μm nałożonych na miedziane płytki o rozmiarach 6×9 mm i grubości 0.5 mm, które były osadzone na słupkach metalowych lub dielektrycznych o długości 2 cm i średnicy 3 mm (rys. 2.4.1.3).



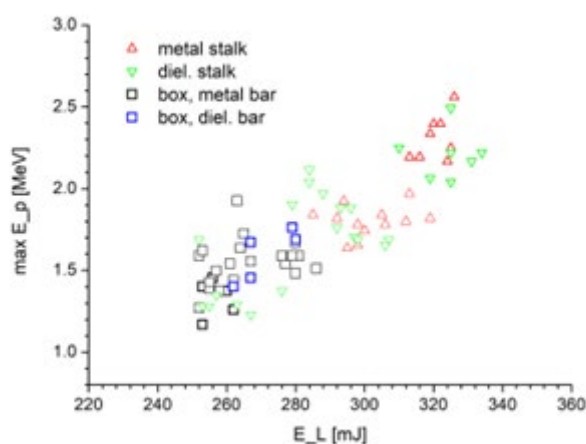
Rys.2.4.1.3. Tarcze porównawcze do pomiarów w IFPiLM: (a) folie na płytce Cu osadzonej na metalowym słupku; (b) folie na płytce Cu na słupku dielektrycznym

Pomiary pokazały, że osłony pudełkowe zapewniają bardzo dobre tłumienie impulsu elektromagnetycznego, pozwalając na blisko 15-krotne zmniejszenie maksymalnej wartości impulsu w dziedzinie czasowej i częstotliwościowej, jak to zilustrowano wykresami dla przykładowych strzałów (rys. 2.4.1.4).



Rys. 2.4.1.4. Typowe impulsy elektromagnetyczne zarejestrowane w komorze lasera IFPiLM w przy użyciu sondy elektromagnetycznej umieszczonej 29 cm od ogniska lasera: (a) w dziedzinie czasowej, dla folii na słupku metalowym, (b) dla folii na słupku dielektrycznym, (c) dla folii umieszczonej w osłonie elektromagnetycznej; (d) porównanie typowych impulsów w dziedzinie częstotliwościowej

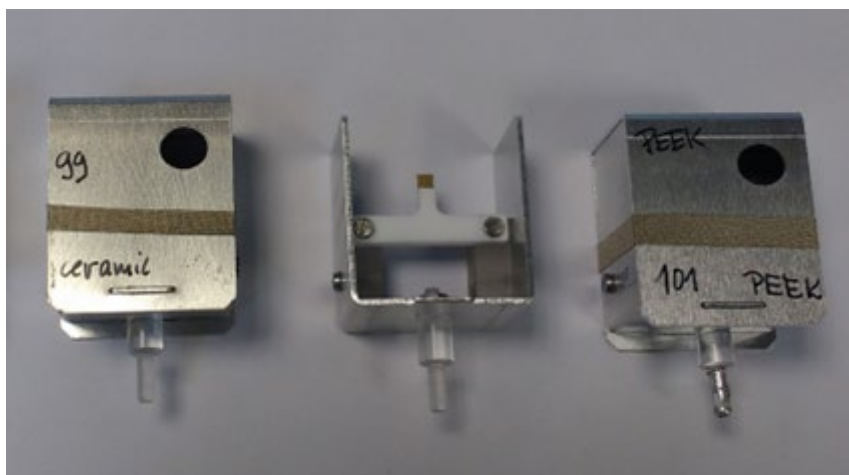
Należy jednocześnie zaznaczyć, że zastosowanie osłony elektromagnetycznej nie miało negatywnego wpływu na maksymalne energie napędzanych laserowo protonów, co ilustruje rys. 2.4.1.5.



Rys.2.4.1.5. Maksymalne energie protonów napędzanych laserem w przypadku folii osadzonych na słupkach metalowych i dielektrycznych (trójkąty) i folii umieszczonych w osłonach elektromagnetycznych (kwadraty) z beleczkami dielektrycznymi i metalowymi

Na podstawie tego modelu osłony stworzono osłonę ściśle dostosowaną do warunków układu Vulcan. Osłona ta była wykonana z blachy Al o grubości 1 mm, z otworem o średnicy ok. 6 mm w przedniej ścianie dla

wprowadzenia wiązki laserowej, umiejscowionym w taki sposób, aby możliwe było padanie wiązki laserowej na folię pod kątem 30° , oraz otwór o średnicy 8 mm w tylnej ścianie dla wyprowadzenia napędzanych jonów (rys. 2.4.1.6). W niektórych osłonach beleczka z polieteroeteroketonu została zastąpiona beleczką ceramiczną (tworzywo Macor).



Rys. 2.4.1.6. Osłony elektromagnetyczne przygotowane dla eksperymentu na układzie Vulcan PW

Zadanie 2. Modelowanie komputerowe osłon elektromagnetycznych dla tarcz laserowych z użyciem pakietu CST Studio Suite.

Opis realizacji tego zadania jest zamieszczony po opisie realizacji zadania 5.

Zadanie 3. Wykonanie zestawu kilkunastu sond pętlowych do pomiarów pola magnetycznego w zakresie GHz oraz wstępne sprawdzenie ich kalibracji.

Badanie ewolucji silnych IEM w komorze doświadczalnej układu laserowego wymaga monitorowania pola w kilku punktach w komorze jednocześnie, dla różnych polaryzacji. To zaś wymaga zastosowania dużej liczby sond elektromagnetycznych, ale niestety sondy komercyjne są bardzo drogimi przyrządami pomiarowymi. Dlatego powstał pomysł, aby na potrzeby pomiarów elektromagnetycznych na układzie Vulcan skonstruować własny zestaw sond pola magnetycznego, tzw. sond Moebiusa. Są to sondy pętlowe wykonane z wysokiej jakości kabla koncentrycznego, które w szczycie pętli mają skrzyżowane połączenia elektryczne rdzeń-płaszcz, co daje efektywnie połączenie elektryczne o topologii Moebiusa (rys. 2.4.3.1a). Sondy takie dają oczywiście dużo mniej dokładny pomiar pola niż sondy komercyjne, zapewniają jednak bardzo dobry stosunek sygnału do szumu, a także bardzo dobry stosunek użyteczności do ceny. Rysunek 2.4.3.1b pokazuje trzy takie sondy zainstalowane w komorze doświadczalnej lasera Vulcan PW, aby mierzyły jednocześnie i niemal w tym samym punkcie trzy ortogonalne składowe pola magnetycznego.

Zadanie 4. Wykonanie kalibracji sond pętlowych z użyciem komercyjnej sondy B-dot.

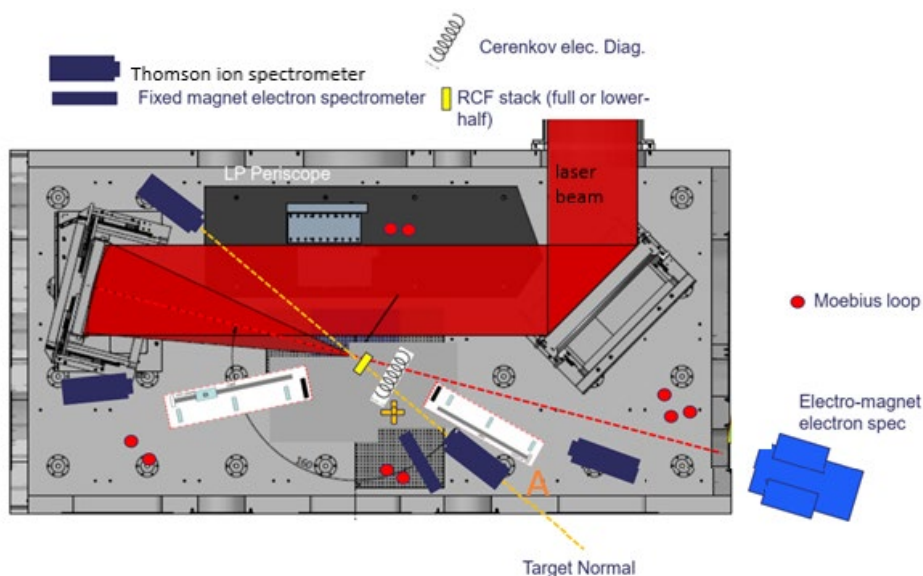
Dla uzyskania wiarygodnych wyników dotyczących wartości pola magnetycznego przy użyciu sond pętlowych Moebiusa konieczna jest ich kalibracja przez porównanie odczytów z sond pętlowych w komorze lasera IFPiLM z odczytami wysokiej jakości komercyjnej sondy B-dot, czyli sondy czulej na pochodną pola magnetycznego w kierunku osi sondy. Niestety, taki pomiar udało się wykonać dopiero w drugiej połowie listopada 2023 roku, ponieważ przez większą część 2023 roku laser IFPiLM był niedostępny ze względu na awarię, a sonda Prodyn B-90 zakupiona przez IFPiLM do kalibracji została dostarczona do IFPiLM dopiero w połowie listopada 2023 roku.

Zadanie 5. Przeprowadzenie eksperymentu na laserze Vulcan PW w ramach czasu pomiarowego udostępnionego przez STFC podczas sesji pomiarowej 23.01-28.02.2023.

Komora doświadczalna układu Vulcan Petawatt to pomieszczenie o długości 4,6 m i szerokości 2,2 m. Schemat komory przedstawiony jest na rys. 2.4.5.1.



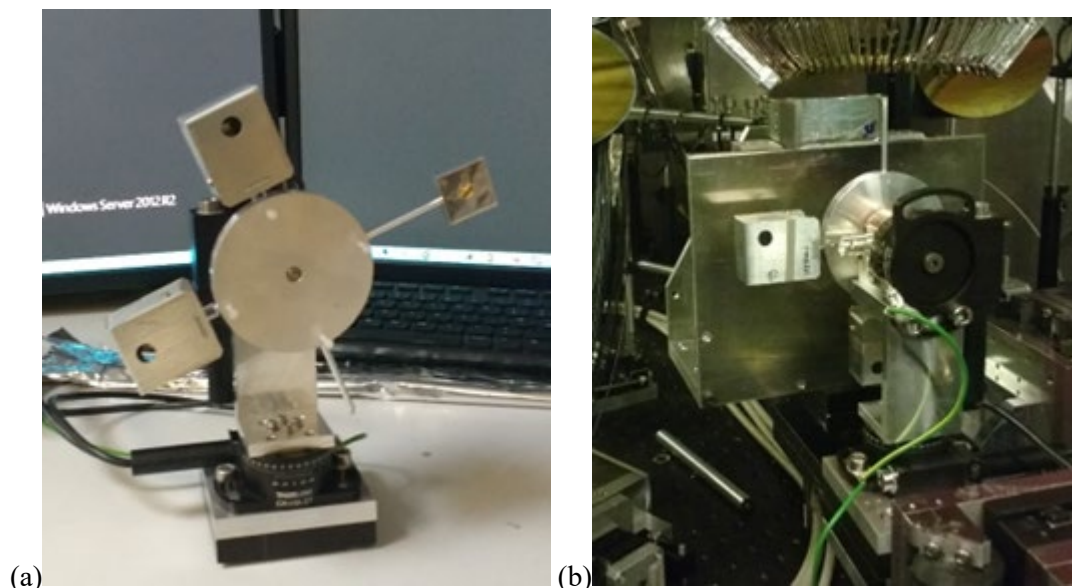
Rys. 2.4.3.1. (a) Sonda pętlowa o topologii Moebiusa ze złączem SMA, skonstruowana w IFPiLM. Pętla sondy ma średnicę ok. 2,5 cm. (b) Zdjęcie trzech sond pętlowych skonstruowanych w IFPiLM, zainstalowanych w komorze doświadczalnej lasera Vulcan PW. Sondy są zamocowane w dielektrycznych uchwytach w taki sposób, aby rejestrować jednocześnie w zbliżonym położeniu trzy ortogonalne składowe pola magnetycznego



Rys. 2.4.5.1. Schemat komory doświadczalnej układu Vulcan Petawatt, z zaznaczonymi orientacyjnymi położeniami sond pętlowych Moebiusa, spektrometrów jonowych Thomsona oraz elektromagnetycznego spektrometru elektronowego

Parametry wiązki tego lasera to energia impulsu przed kompresją 600 J, połowkowy czas trwania impulsu 600 fs i średnica plamki w ognisku lasera 4,5 μm . Jako tarczy używano w tym eksperymencie we wszystkich strzałach folii Au o grubości 25 μm i rozmiarach 3×5 mm. Przy strzałach porównawczych folie były mocowane na słupkach z Al o długości 3,0 cm i średnicy 3 mm, osadzonych na okrągłej płycie Al o średnicy 68 mm i

grubości 8,5 mm. Przy strzałach z osłonami pudełkowymi były one mocowane w taki sposób, aby folia znajdowała się w tej samej odległości od osi koła co folia mocowana na słupku. Sposób zamocowania tarczy z osłoną pudełkową i tarczy porównawczej ilustruje rys. 2.4.5.2.



Rys. 2.4.5.2. Tarcza z osłoną pudełkową zamocowana na kole tarczowym, na stole w sterowni (a) i w komorze doświadczalnej (b)

W eksperymencie podstawową rolę odgrywały diagnostyki elektromagnetyczne. Zespół IFPiLM korzystał z pętli Moebiusa (rys. 2.4.3.1), miał też dostęp do dwóch komercyjnych sond pola magnetycznego Prodyn B-24 będących własnością RAL. Schemat rozmieszczenia pętli Moebiusa w komorze lasera jest zilustrowany na rys. 2.4.5.1. Sygnały zbierane przez sondy były wyprowadzone z komory doświadczalnej przy użyciu wysokiej jakości kabli koncentrycznych z podwójnym ekranowaniem, za pośrednictwem odpowiednich przepustów próżniowych w ścianie komory. Sygnały były rejestrowane przy użyciu oscyloskopów szerokopasmowych z dużą częstotliwością próbkowania (Lecroy Wavemaster 813Zi-B oraz dwa Tektronix TDS6154C), umieszczonych w klatce Faradaya dla ochrony przed zakłóceniami (rys. 2.4.5.3).

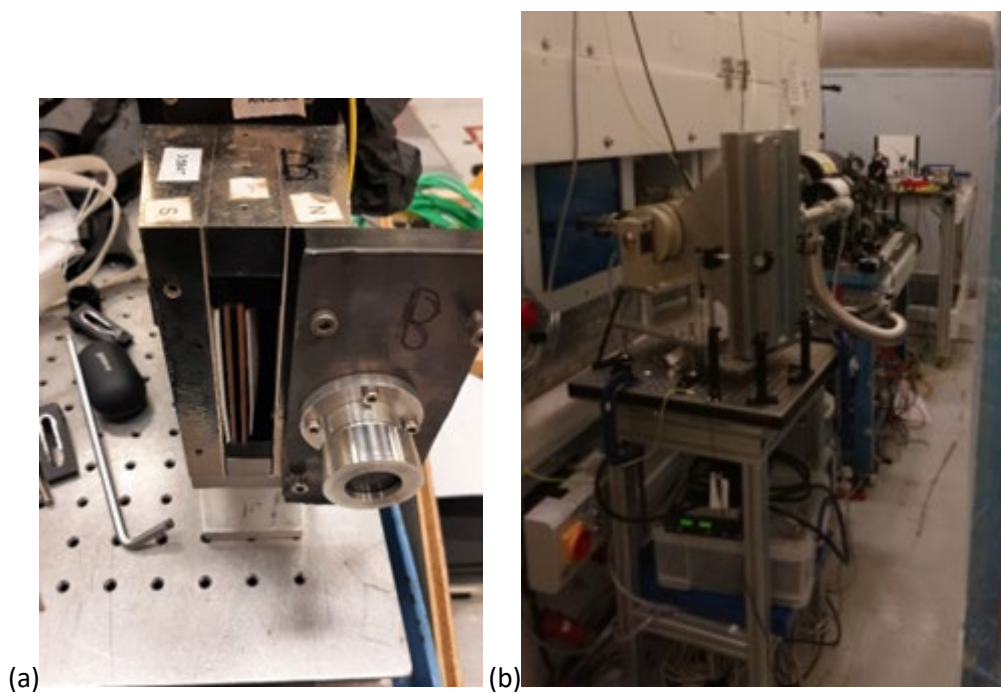
Oprócz diagnostyk elektromagnetycznych zespół IFPiLM uzyskał także dostęp do danych ze stosów folii radiochromowych umieszczanych tuż za tarczą laserową i naświetlanych przy akceleracji jonów; danych ze spektrometrów Thomsona (rys. 2.4.5.4a), pozwalających określić parametry napędzanych laserowo jonów; a także danych dotyczących szybkich elektronów rejestrowanych przez spektrometr elektronowy (rys. 2.4.5.4b).

W trakcie eksperymentu zespół IFPiLM zarejestrował wyniki dla pięciu strzałów na folie umieszczone w osłonach pudełkowych oraz dla jednego strzału strzału porównawczego na folię w osłonie pozbawionej pokrywy. Zrobiono także pomiary podczas kilkunastu strzałów na folie bez osłony, uzyskując bardzo obszerny materiał porównawczy.

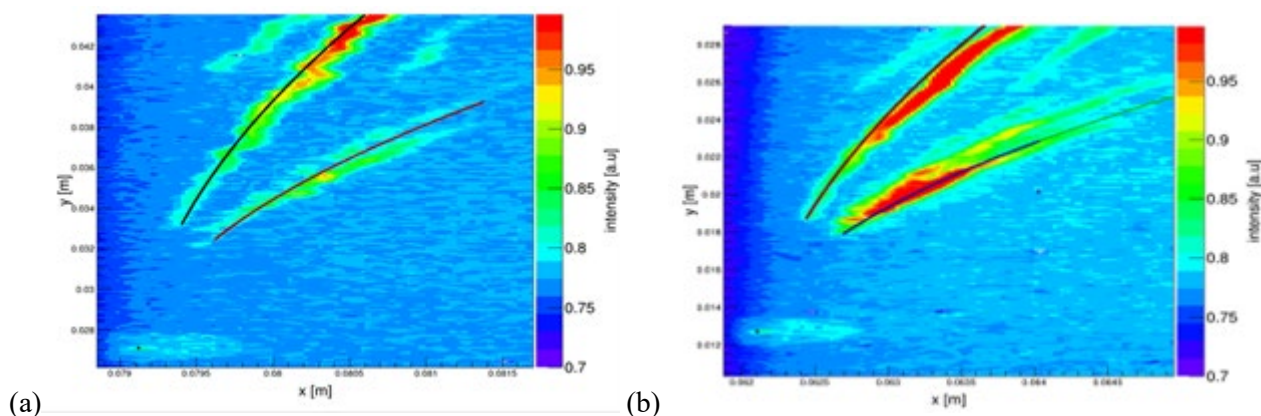
Strzały na tarczy w osłonach elektromagnetycznych pokazały przede wszystkim, że możliwe jest zogniskowanie wiązki lasera na folii umieszczonej w zamkniętej osłonie, czego nikt wcześniej nie próbował zrobić. Pokazały także, iż osłony takie wytrzymują z powodzeniem strzały o energii rzędu 360 J na tarczy. Jeśli chodzi o akcelerację jonów to wyniki ze spektrometru Thomsona wskazują, iż maksymalne energie napędzanych protonów oscylują w tym samym zakresie co energie uzyskiwane z folii bez osłony (rys. 2.4.5.5). Obrazy zarejestrowane na foliach radiochromowych wskazują zaś, że rozłot protonów jest ograniczany geometrycznie, tzn. szerokość wiązki protonów na tylnej ścianie osłony jest większa niż otwór w ścianie osłony (ten zaś nie mógł być zbyt duży, aby nie zwiększać amplitudy IEM emitowanych z osłony).



Rys. 2.4.5.3. Klatka Faradaya chroniąca przed zakłóceniami oscyloskopy używane do pomiarów w eksperymencie

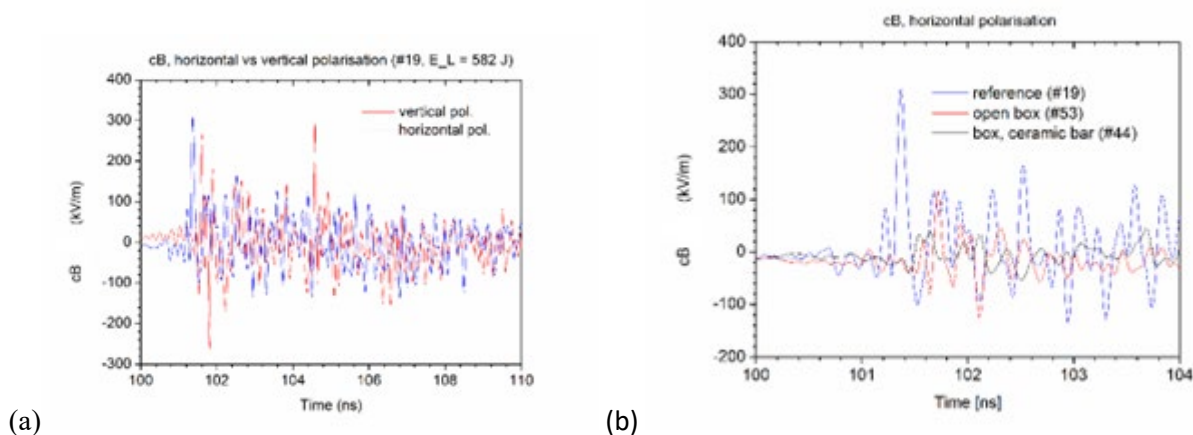


Rys. 2.4.5.4. Spektrometr jonowy Thomsona (a) i spektrometr elektronowy (b)



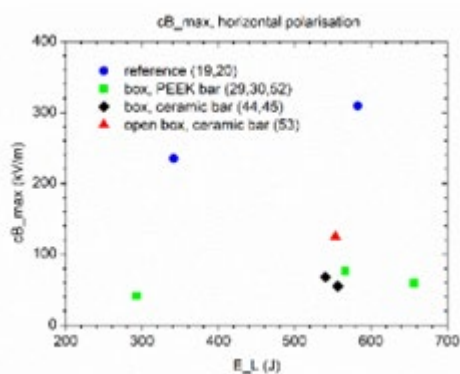
Rys. 2.4.5.5. Przykładowe wyniki ze spektrometru Thomsona: (a) dopasowanie parabol dla protonów o maksymalnej energii 75-78 MeV i dla jonów C4+ 130-134 MeV, dla spektrometru oznaczonego na rys. 2.4.5.4 literą A, ustawionego w linii normalnej do tarczy; strzał na folię Au bez osłony, energia strzału 569 J; (b) folia Au w osłonie pudełkowej, energia impulsu 541 J, dopasowanie parabol dla protonów o maksymalnej energii 75-77 MeV i dla jonów C4+ 110-120 MeV

Wyniki dotyczące pomiarów silnych IEM można krótko zilustrować wynikami z dwóch B-dot B-24, umieszczonych w odległości ok. 1,5 m od punktu oddziaływania lasera z tarczą i śledzących składową pionową i poziomą pola magnetycznego w komorze doświadczalnej. (Rozróżnienie na te składowe jest istotne ze względu na prawdopodobny silny wkład do IEM od prądu neutralizacji w pionowej podstawie tarczy laserowej, co powinno skutkować silną składową *horyzontalną* pola magnetycznego.) Przykładowe przebiegi czasowe dla obu tych składowych są przedstawione na rys. 2.4.5.6a. Jak widać charakter tych przebiegów jest podobny. Na rys. 2.4.5.6b przedstawiono porównanie takich przebiegów w krótkim przedziale początkowym dla sygnału porównawczego z folii bez osłony, sygnału z folii w osłonie elektromagnetycznej i sygnału z folii umieszczonej w osłonie jedynie częściowo zamkniętej (rys. 2.4.5.6b). W sygnale porównawczym zwraca uwagę wąskie maksimum, w którym należy upatrywać główne źródło silnego IEM w komorze (za pośrednictwem odbić).

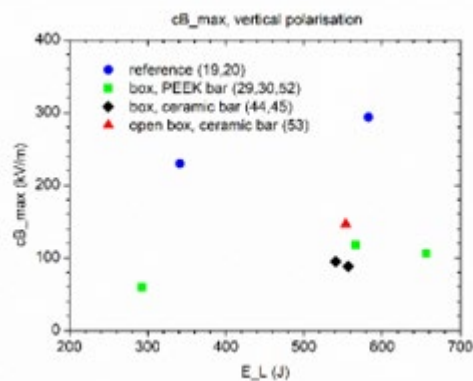


Rys. 2.4.5.6. (a) Przykładowy wynik pomiaru w dziedzinie czasowej pionowej i poziomej składowej pola magnetycznego w komorze doświadczalnej, przy użyciu dwóch sond B-dot B-24. (b) Porównanie sygnałów dla polaryzacji poziomej przy strzałach na folię bez osłony (linia niebieska), folię w osłonie (linia czarna) i folię w osłonie z jedynie częściowym zamknięciem (linia czerwona)

Na rys. 2.4.5.7 przedstawiono porównanie maksymalnych wartości sygnału elektromagnetycznego przy strzałach na tarcze w osłonach elektromagnetycznych i na folie bez osłon, dla (a) składowej poziomej i (b) składowej pionowej, zmierzonych przy użyciu sond B-24. Jak widać, użycie osłon elektromagnetycznych redukuje maksymalną wartość sygnału elektromagnetycznego o czynnik rzędu 4 w przypadku polaryzacji poziomej i czynnik rzędu 3 dla polaryzacji pionowej. Jest to tłumienie o mniejszej skali niż to zaobserwowano w pomiarach w IFPiLM, jednak nadal nie do pogardzenia, biorąc pod uwagę wielkie amplitudy sygnału.



(a)



(b)

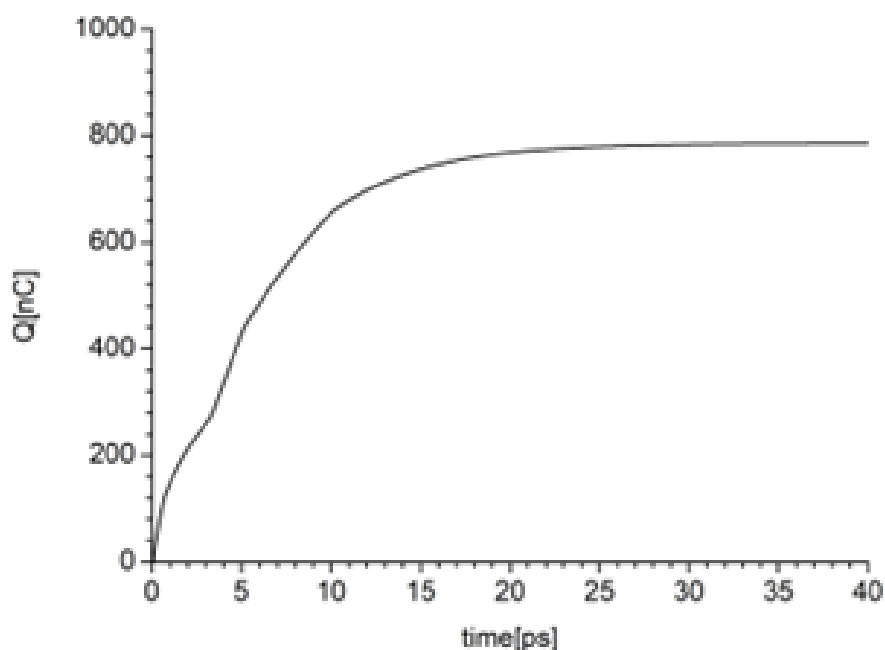
Rys. 2.4.5.7. Maksymalne wartości sygnału elektromagnetycznego przy strzałach na tarczy w osłonach elektromagnetycznych i na folie bez osłon, dla (a) składowej poziomej i (b) składowej pionowej, zmierzonych przy użyciu sond B-24 w punkcie odległym o ok. 1,5 m od punktu oddziaływania laser-tarcza

Zadanie 2. Modelowanie komputerowe osłon elektromagnetycznych dla tarcz laserowych z użyciem pakietu CSTStudio Suite.

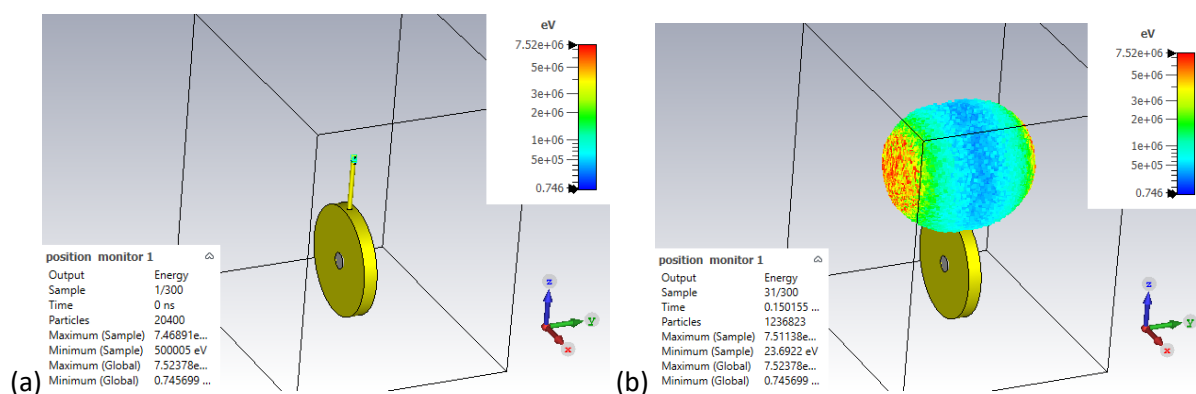
Nawet przy zastosowaniu wielu sond elektromagnetycznych możliwości monitorowania wartości pól o różnej polaryzacji i w wielu punktach jednocześnie są ograniczone, dlatego dla wypracowania pełnego obrazu emisji i propagacji IEM niezbędnie jest przeprowadzenie symulacji numerycznych. Modelowanie komputerowe silnych IEM powstających w oddziaływaniu laser-tarcza to bardzo wymagające zadanie. Wynika to z wielkiego rozrzutu istotnych dla tego procesu skal czasowych i przestrzennych: setki femtosekund i dziesiątki mikrometrów dla procesu oddziaływania lasera z materią; setki pikosekund i dziesiątki centymetrów dla zjawiska neutralizacji elektrycznej tarczy oraz setki nanosekund i metry dla procesu propagacji impulsu w komorze. Nie istnieje kod komputerowy, który za jednym podejściem objąłby te wszystkie zagadnienia, dlatego konieczne jest podejście uproszczone. Metoda zaproponowana przez IFPiLM polega na rezygnacji z precyzyjnego modelowania oddziaływania laser-tarcza i zastąpienia go obliczeniami przy użyciu uproszczonego kodu, opisanego w pracy [A. Poyé et al., Phys. Rev. E 98, 033201 (2018)], który pozwala wyliczyć ewolucję czasową ładunku elektrycznego zgromadzonego na tarczy oraz określić w przybliżeniu widmo energetyczne elektronów uciekających z tarczy. Te parametry są z kolei przyjmowane jako punkt wyjścia dla symulacji procesu ewolucji uciekających elektronów, ewolucji przepływu prądów w tarczy i towarzyszącej tym zjawiskom emisji silnego IEM. Dla przeprowadzenia takich obliczeń potrzebny jest kod komputerowy, który łączy opis propagacji cząstek naładowanych (Particle-in-Cell) z opisem przepływu prądu w elementach przewodzących. Jednym z nielicznych kodów tego typu jest CST Studio Suite firmy Dassault Systemes. Kolejnym uproszczeniem jest skupienie się na bliskim otoczeniu tarczy, co ma sens w przypadku badania zjawisk elektromagnetycznych powiązanych bezpośrednio z ewolucją ładunku na tarczy i ucieczką szybkich elektronów z tarczy.

Ewolucję ładunku zdeponowanego w warunkach lasera Vulcan PW na tarczy Au o grubości 25 μm przedstawia rys. 2.4.2.1. W obliczeniach uwzględniono informację ze spektrometru elektronowego, że wysokoenergetyczna część elektronów ma rozkład typu $\sim \exp(-E_{\text{kin}}/T_e)$, gdzie parametr T_h przyjmuje wartość rzędu 6-8 MeV. Całkowita wartość ładunku wygenerowanego na tarczy to 786 nC. Bardzo istotny jest fakt, że wprawdzie czas trwania impulsu laserowego to 600 fs, to czas w jakim gromadzi się ładunek na tarczy wynosi ok. 20 ps. To ma bardzo duże znaczenie z punktu widzenia modelowania emisji elektromagnetycznej. Te wartości są podstawą do modelu użytego w CST Studio Suite.

Model tarczy porównawczej w postaci folii na słupku osadzonym na kole jest przedstawiony na rys. 2.4.2.2. Z powierzchni folii emitowane są szybkie elektrony. Ucieczka elektronów powoduje powstanie silnego IEM, co jest zilustrowane na rys. 2.4.2.3.



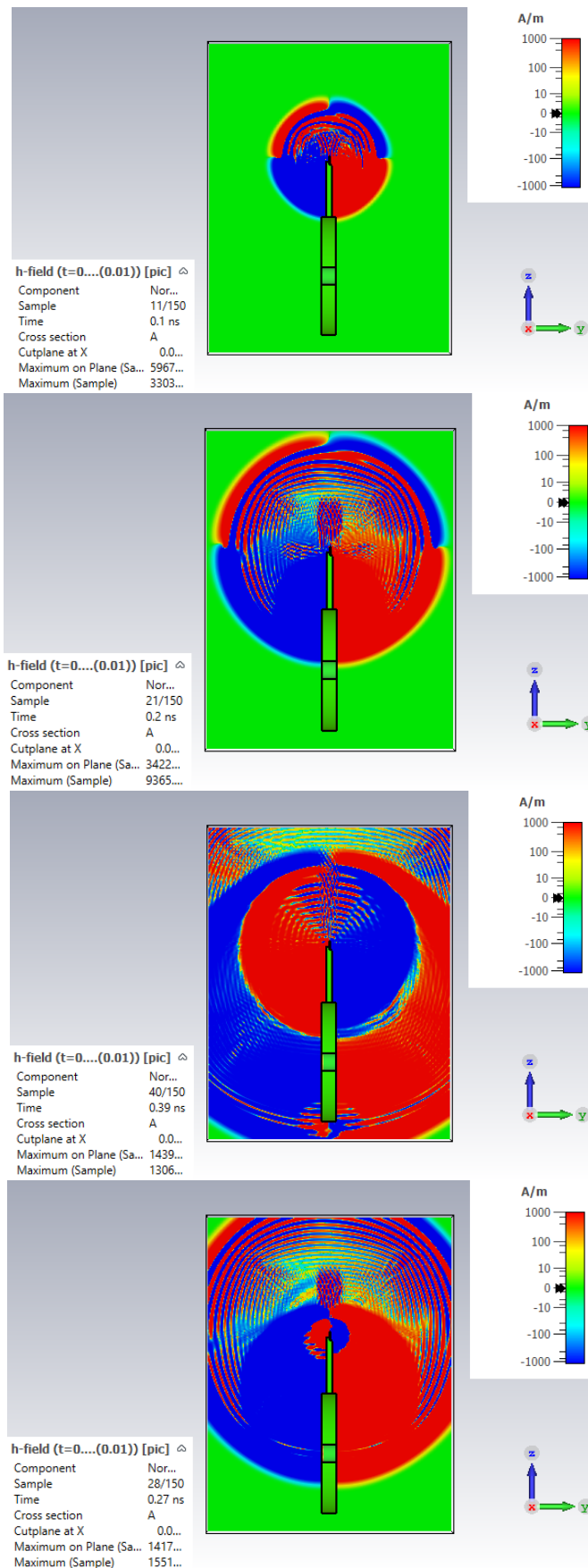
Rys.2.4.2.1. Ewolucja ładunku zdeponowanego w warunkach laser Vulcan PW na tarczy Au o grubości 25 μm .



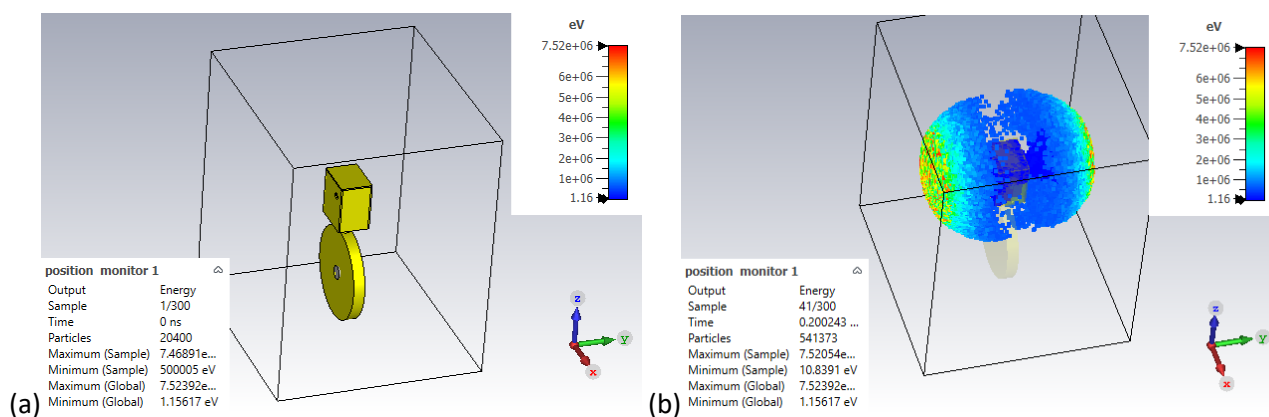
Rys. 2.4.2.2. Tarcza porównawcza w postaci folii na słupku (a). Z powierzchni folii są emitowane szybkie elektrony (b)

Z tarczy emitowany jest bardzo silny i krótkotrwały impuls związany bezpośrednio z emisją szybkich elektronów. Ucieczka elektronów powoduje elektryczną polaryzację tarczy, co z kolei prowadzi do pojawienia się oscylacji prądu zwrotnego w słupku i kole, które stają się źródłem sygnału oscylującego (rys. 2.4.2.3).

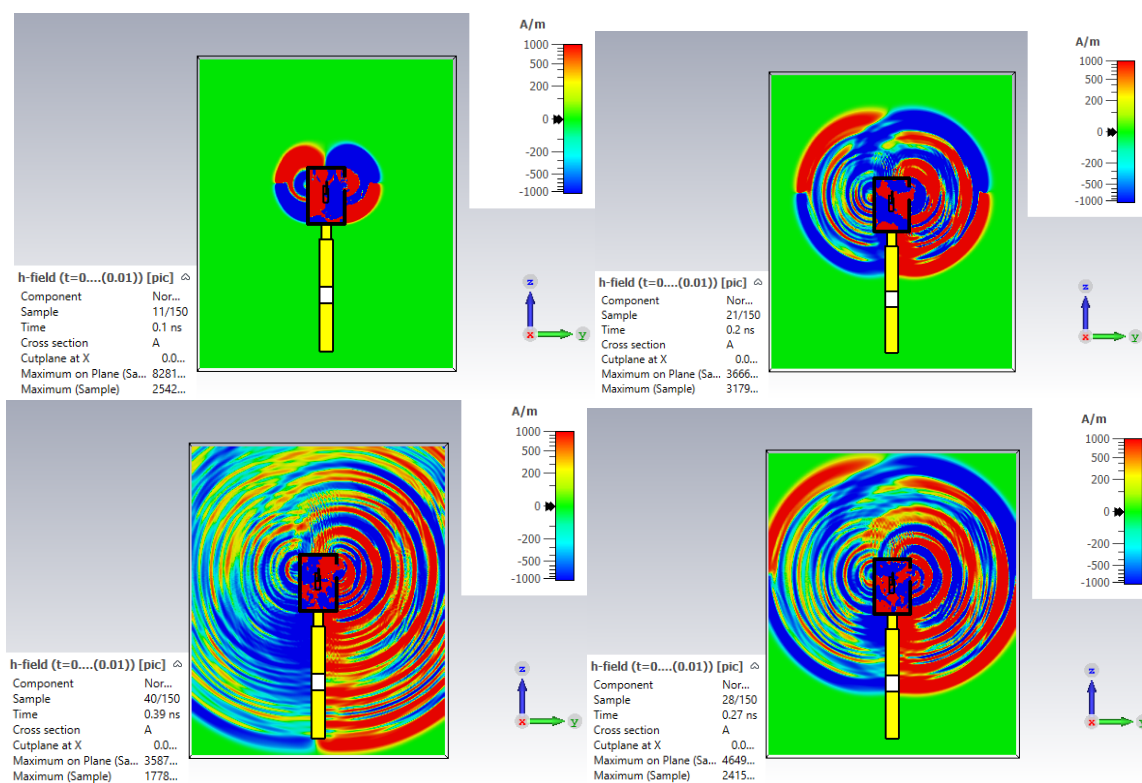
W przypadku tarczy umieszczonej w osłonie część szybkich elektronów o niższych energiach jest wychwytywana przez obudowę (rys. 2.4.2.4). Obraz pola elektromagnetycznego wywołanego przez ucieczkę szybkich elektronów jest zasadniczo różny (rys. 2.4.2.5). Silny impuls początkowy jest wychwytywany i tłumiony przez obudowę. Dyssypacja energii elektromagnetycznej zgromadzonej wewnątrz osłony pudełkowej następuje jedynie w wyniku emisji przez nieduży otwór wlotowy dla wiązki laserowej i również niewielki otwór dla odprowadzenia wiązki napędzanych jonów. W efekcie impuls elektromagnetyczny nie tylko ma mniejszą amplitudę, ale też jest emitowany w dużo wyższym zakresie częstotliwości, które nie są tak niebezpieczne dla urządzeń elektronicznych.



Rys. 2.4.2.3. Ewolucja składowej pola H prostopadłej do płaszczyzny rysunku dla tarczy porównawczej: od lewego górnego rogu zgodnie ze wskazówkami zegara $t = 0.10, 0.20, 0.27, 0.39$ ns



Rys. 2.4.2.4. (a) Tarcza w osłonie elektromagnetycznej. (b) Emisja szybkich elektronów z tarczy w osłonie elektromagnetycznej. Widoczny jest efekt przerzedzenia obłoku szybkich elektronów ze względu na nieprzenikliwość osłony dla elektronów o małej energii (poniżej 0.55 MeV dla Al 1 mm)



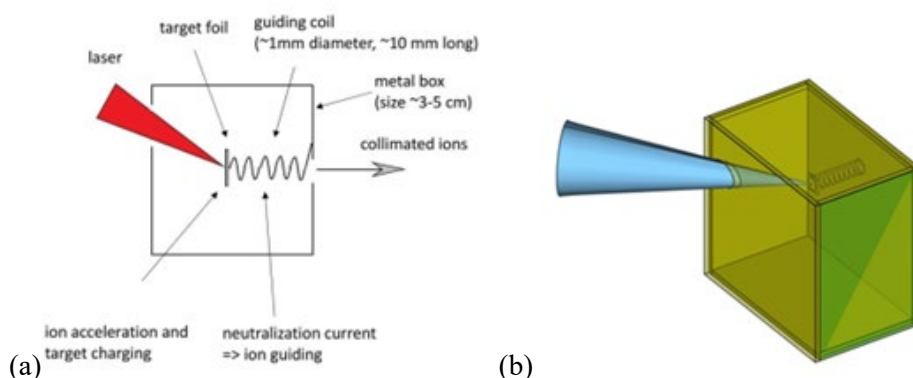
Rys. 2.4.2.5. Ewolucja składowej pola H prostopadłej do płaszczyzny rysunku dla tarczy w osłonie elektromagnetycznej: od lewego górnego rogu zgodnie ze wskazówkami zegara $t = 0.10, 0.20, 0.27, 0.39$ ns

Modelowanie przy użyciu tego kodu pokazuje, że bardzo istotnym elementem jest początkowy bardzo silny impuls emitowany z tarczy bezpośrednio w czasie ucieczki elektronów. Obecność takiego impulsu tłumaczy skuteczność osłon pudełkowych w ograniczeniu amplitud IEM. Modelowanie przy użyciu kodu CST Studio Suite dobrze ilustruje podstawowe cechy emisji elektromagnetycznej z tarczy bez osłony i tarczy z osłoną. Pozwala także zobaczyć, że przyczyną nieco słabszego tłumienia impulsu w przypadku Vulcana niż w przypadku lasera IFPiLM jest znacznie wyższa energia elektronów, co powoduje, iż znaczący ułamek przenika przez ścianki pudełka na zewnątrz osłony. To wskazuje, że stopień tłumienia IEM przez osłonę pudełkową można poprawić używając do konstrukcji osłony metalu o większej liczbie atomowej.

Zadanie 6. Opracowanie na podstawie zgromadzonych danych i wyników modelowania komputerowego zoptymalizowanego modelu osłony elektromagnetycznej dla tarcz laserowych w układach wielkiej mocy.

Symulacje komputerowe osłon pudełkowych wskazują, że dla uzyskania dobrych parametrów tłumienia wskazane jest wykonanie ich z materiału o dużej liczbie atomowej. Biorąc pod uwagę wiele aspektów praktycznych dobrym kandydatem na taki materiał jest tantal.

Ciekawą możliwością wykorzystania właściwości osłon pudełkowych jest połączenie ich z metodą ogniskowania wiązki laserowo napędzanych protonów przy użyciu mikrocewek, przedstawioną w pracach [S. Kar et al., Nature Communications 7, 10792 (2016), H. Ahmed et al., Scientific Reports 7, 1089 (2017)]. Oddziaływanie lasera z folią prowadzi do powstania prądu neutralizacji, który poprowadzony przez cewkę może być użyty do wytworzenia osiowego pola magnetycznego. Przy odpowiednim doborze parametrów takie pole może silnie zogniskować wiązkę protonów, która zwykle charakteryzuje się dużym kątem rozlotu. Dodatkowo impuls elektromagnetyczny przemieszczający się wzdłuż cewki może jeszcze przyspieszyć protony znajdujące się w cewce. Wadą tej koncepcji jest jednak występowanie silnego prądu neutralizacji, który jeśli jest nieekranowany musi siłą rzeczy doprowadzić do emisji silnego IEM. Umieszczenie mikrocewki w osłonie elektromagnetycznej badanego przez nas typu powinno taką emisję znacznie zredukować, co pozwoliłoby otrzymać źródło świetnie skolimowanych protonów o niskiej sygnaturze elektromagnetycznej. Koncepcja ta jest zilustrowana na rys. 2.4.6.2.



Rys. 2.4.6.1. Kolimacja wiązki protonów przy użyciu mikrocewki umieszczonej w osłonie elektromagnetycznej, redukującej emisję IEM powodowaną przez prąd neutralizacji płynący w cewce: (a) rysunek schematyczny; (b) wizualizacja CAD

Zadanie 7. Przetestowanie zaproponowanego modelu przy użyciu lasera 10 TW w IFPiLM oraz, w miarę możliwości, innych europejskich laserów dużej mocy.

Koncepcja przetestowania osłon elektromagnetycznych i wykorzystania ich wraz z mikrocewkami jako źródeł skolimowanych protonów o niskiej sygnaturze elektromagnetycznej była podstawą wniosku złożonego w konkursie na dostęp do laser petawatowego w ośrodku Extreme Laser Infrastructure Nuclear Physics (ELI-NP) w Magurele, Rumunia. Projekt spotkał się z dużym zainteresowaniem, ale niestety w tej rundzie nie został zakwalifikowany do realizacji. Uzgodnienie dostępu do jakiegoś innego lasera wielkiej mocy w tak krótkim czasie okazało się niemożliwe.

Podjęta została próba przetestowania tej koncepcji na laserze w IFPiLM. Niestety, laser ten uległ awarii w kwietniu 2023 roku, a po ponownym uruchomieniu w październiku działał niestabilnie i w nietypowym zakresie parametrów, na przykład z czasem impulsu 240fs. Poza tym okazało się, iż technologia produkcji tarcz z mikrocewkami jest dość trudna i do jej opanowania potrzeba więcej czasu. Udało się jednak pokazać, że zogniskowanie wiązki lasera na folii umieszczonej na mikrocewce znajdującej się w osłonie elektromagnetycznej jest możliwe. Pomiary były prowadzone we współpracy z grupą RAL, która przysłała do IFPiLM dwie sondy B-dot B-24.

Zadanie 8. Podsumowanie uzyskanych wyników.

W ramach tego zadania przeprowadzono analizę zebranych wyników dotyczących emisji IEM oraz emisji szybkich elektronów i jonów, a także rezultatów symulacji komputerowych. Opracowany materiał będzie podstawą do publikacji w czasopiśmie naukowych.

3 Projekty programu ITER – organizacji Fusion for Energy

3.1 Radialna kamera neutronowa: rozwój, projekt końcowy i prototyp

Wstęp

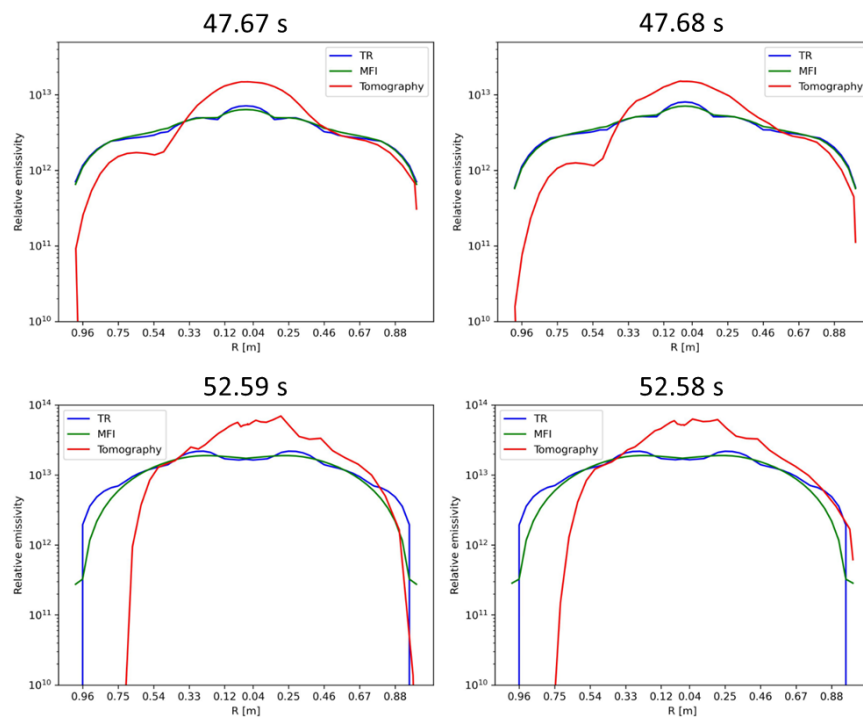
Radialna Kamera Neutronowa (RNC) dla tokamaka ITER jest diagnostyką o istotnym znaczeniu dla monitorowania spalania plazmy czyli kontroli bezpieczeństwa w czasie pracy urządzenia. RNC jest systemem składającym się z wachlarza kolimatorów wyposażonym w układ detektory neutronów. Kamera złożona jest z dwóch systemów: in-port obserwującego brzezi plazmy oraz ex-port skierowanego na rdzeń plazmowy. Rozkład przestrzenny kolimatorów umożliwia rekonstrukcje lokalnej emisyjności neutronowej w przekroju poloidalnym tokamaka. Wymagane jest aby dokładność rekonstrukcji nie przekraczała 10% w centrum plazmy przy rozdzielczości czasowej 10 ms. Warunek ten zapewnia możliwość wiarygodnej interpretacji dystrybucji emisji cząstek alfa oraz temperatury jonowej w tokamaku. Ważną rolę RNC jest kontrola spalania plazmy w czasie rzeczywistym. W tym celu niezbędne jest przygotowanie narzędzi numerycznych do rekonstrukcji rozkładów jednowymiarowych czyli profili emisyjności neutronów jako funkcji znormalizowanego strumienia poloidalnego pola magnetycznego. W roku 2022 zespół z IFPiLM zastosował samodzielnie opracowane kody numeryczne oparte na metodach Regularyzacji Tichonowa, Minimalnej Informacji Fishera, Maksymalnej Entropii i Maksymalnej Wiarygodności. Dokonano ewaluacji precyzyjności wyników oraz szybkości obliczeń za pomocą przygotowanych kodów. Do dalszej analizy wybrano algorytmy oparte na metodach Regularyzacji Tichonowa (TR) oraz Minimalnej Informacji Fishera (MFI). Wydajność kodów przetestowana została z użyciem danych eksperymentalnych zebranych na tokamaku JET podczas kampanii deuterowo-trytowej w roku 2021 oraz 2023.

Podczas drugiej i trzeciej kampanii deuterowo-trytowej (DTE2 i DTE3) na tokamaku JET, które odbyły się w latach 2021 oraz 2023 przeprowadzono eksperymenty ze scenariuszami pracy opracowywanymi dla tokamaka ITER. Dane eksperymentalne z tych kampanii uznane zostały za właściwe do przetestowania przygotowanych do rekonstrukcji jednowymiarowych profili neutronowych w celu kontroli spalania plazmy w czasie rzeczywistym ze względu na skład plazmy odpowiadający tokamakowi ITER. Analiza obejmuje porównanie rozkładów emisyjności neutronów otrzymanych za pomocą dwóch metod TR i MFI z przekrojami wynikającymi z analizy tomograficznej wykonanej w ramach projektu WPTE.

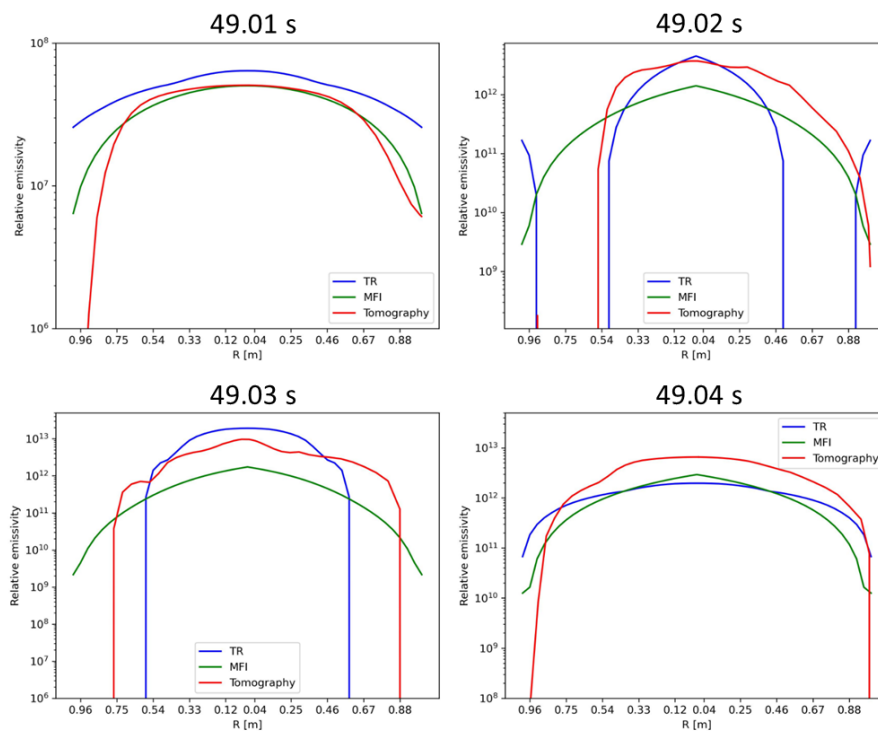
Kamera neutronowa na tokamaku JET składa się z dwóch części wertykalnej i horyzontalnej. Taki układ kolimatorów pozwala na obserwacje asymetrii w plazmie. Nie jest to jednak możliwe w przypadku rekonstrukcji profilu jednowymiarowego w formie funkcji emisyjności neutronów od poloidalnego strumienia pola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

W przypadku wyładowań z kampanii DTE2, tomografia neutronowa wykonana została na siatce pikseli 50x50. W związku z tym rekonstrukcja jednowymiarowa zrobiona została dla 25 poloidalnych powierzchni magnetycznych. Porównanie wyników dla różnych przedziałów czasowych wyładowania plazmowego #99423 znajduje się na rysunku 3.1.1. Poziom intensywności emisji jest porównywalny dla wszystkich technik obliczeniowych. W profilu pojawia się asymetria, która nie jest możliwa do zrekonstruowania za pomocą kodów rozważających plazmę w jednym wymiarze. Rekonstruowane struktury znacznie różnią się od siebie. Wyniki otrzymane za pomocą kodów TR i MFI są do siebie podobne. Kolejny przykład porównania wyników dla wyładowania plazmowego #99448 znajduje się na rysunku 3.1.2. W przypadku gładkich profili emisyjności neutronowej widać wysoką zgodność wyników w centrum plazmy. Wskazuje na to również

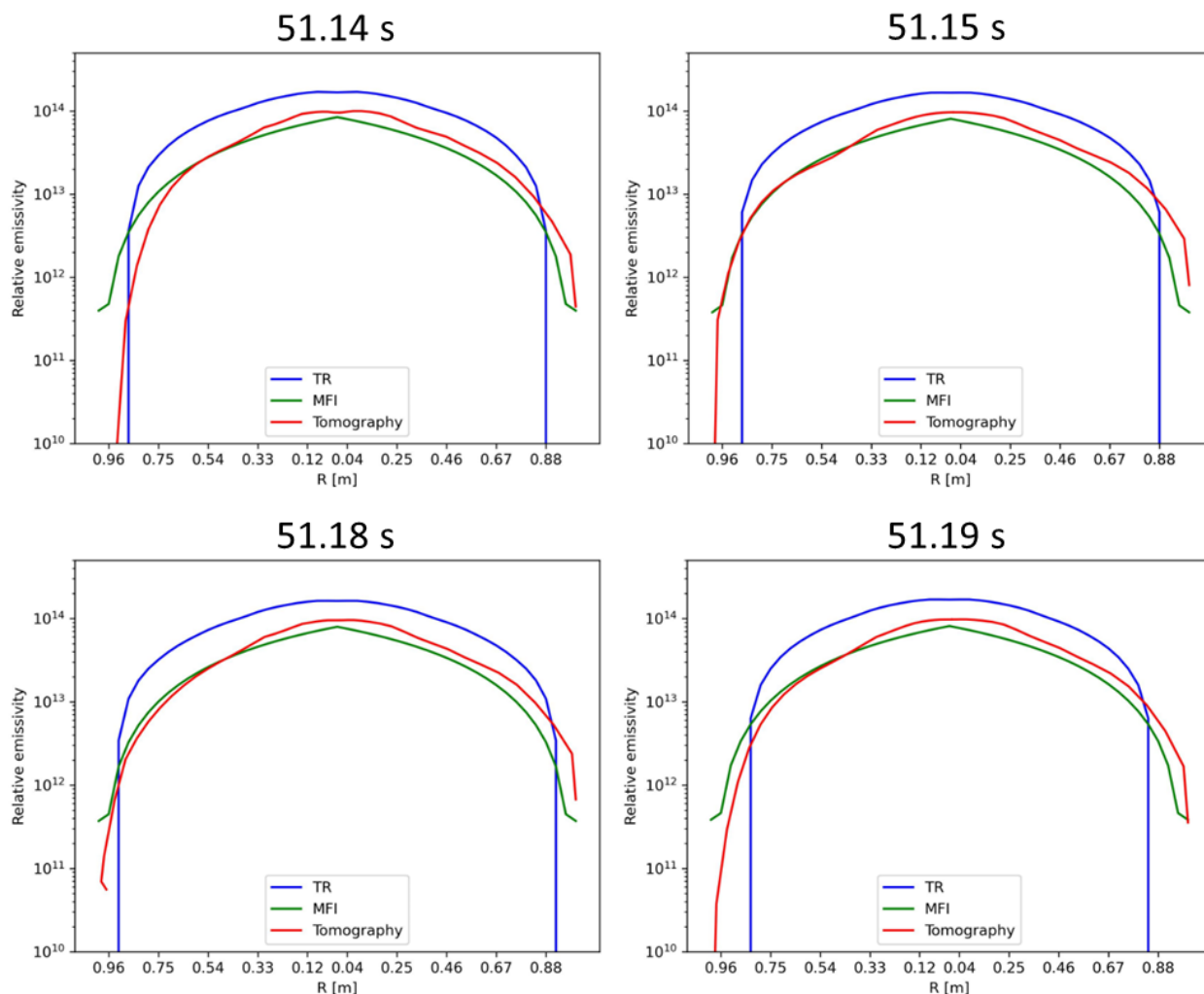
przykład porównania wyników otrzymanych dla wyładowania plazmowego #99513 przedstawiony na rysunku 3.1.3.



Rys. 3.1.1. Porównanie wyników rekonstrukcji profilu emisyjności neutronowej metodami TR, MFI oraz tomograficzną dla różnych przedziałów czasowych wyładowania plazmowego #99423



Rys. 3.1.2. Porównanie wyników rekonstrukcji profilu emisyjności neutronowej metodami TR, MFI oraz tomograficzną dla różnych przedziałów czasowych wyładowania plazmowego #99448.

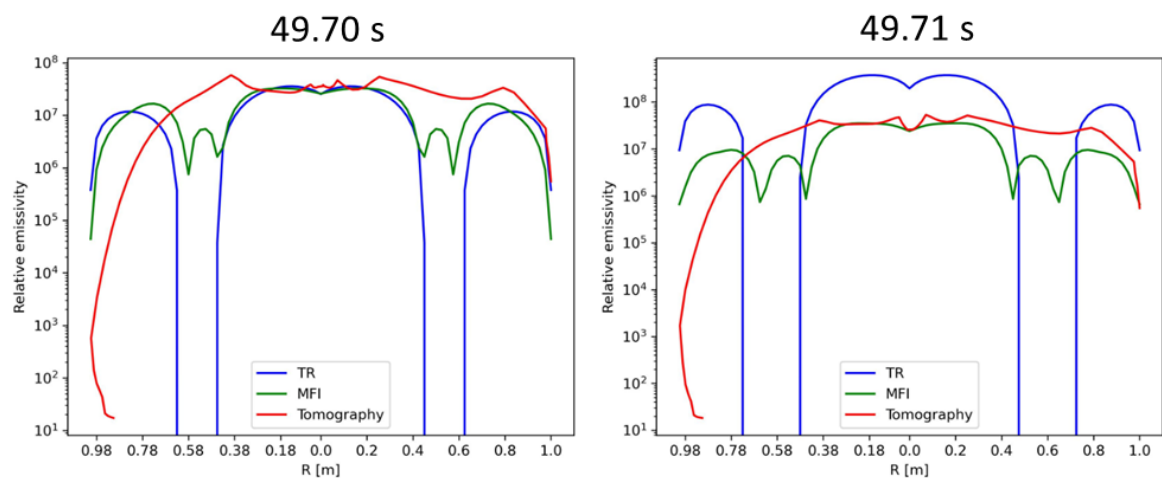


Rys. 3.1.3. Porównanie wyników rekonstrukcji profilu emisyjności neutronowej metodami TR, MFI oraz tomograficzną dla różnych przedziałów czasowych wyładowania plazmowego #99513

W przypadku danych z kampanii DTE3 rozważano większą liczbę poloidalnych powierzchni magnetycznych powoduje to, że możliwa jest dokładniejsza rekonstrukcja struktur profilu, ale problem staje się trudniejszy w sensie matematycznym. Tomografia wykonywana była na siatce pikseli 82x135 z tego względu liczba rozważanych poloidalnych powierzchni magnetycznych wynosi 41. Przykładowe porównanie wyników otrzymanych trzema metodami dla wyładowania plazmowego #104178 znajduje się na rysunku 3.1.4. Mimo zwiększenia liczby powierzchni magnetycznych kody rozważające problem jednowymiarowy nie były w stanie zrekonstruować poprawnie struktur rozkładu emisyjności neutronowej. Rozbieżność między kształtem otrzymanym za pomocą tomografii a kodami TR i MFI jest wyraźnie widoczna. Czas obliczeń za pomocą obu algorytmów wahał się od 15 do 30 ms. Wymagana rozdzielczość czasowa wynosi 10 ms i jest możliwa do uzyskania na komputerze dedykowanym dla projektowanej diagnostyki dla tokamaka ITER. Pomiar czasu wykonania rekonstrukcji, po wykluczeniu operacji które mogą być wykonane przed wyładowaniem plazmowym, zrealizowany był na laptopie o procesorze Intel Core i5 8 generacji z pamięcią RAM wynoszącą 16 GB.

Warto zaznaczyć, że zespół z IFPiLM przystosował kody komputerowe przygotowane w języku programowania Python oparte na metodach Regularyzacji Tichonowa oraz Minimalnej Informacji Fishera do zastosowania w przypadku tokamaka JET. Zmodyfikowana została funkcja umożliwiająca obliczenie macierzy odpowiedzi opartej na geometrii układu tak, aby możliwe było uwzględnienie różnych pozycji kamer neutronowych. Dodany został również moduł pozwalający na pobieranie i dostosowywanie danych eksperymentalnych do formatu kompatybilnego z opracowanymi algorytmami. Przed analizą problemu

naukowego wykonane zostały wstępne testy poprawności rekonstrukcji oraz optymalizacja parametrów obliczeń dla przygotowanych kodów komputerowych.



Rys. 3.1.4. Porównanie wyników rekonstrukcji profilu emisyjności neutronowej metodami TR, MFI oraz tomograficzną dla różnych przedziałów czasowych wyladowania plazmowego #104178

4 Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy

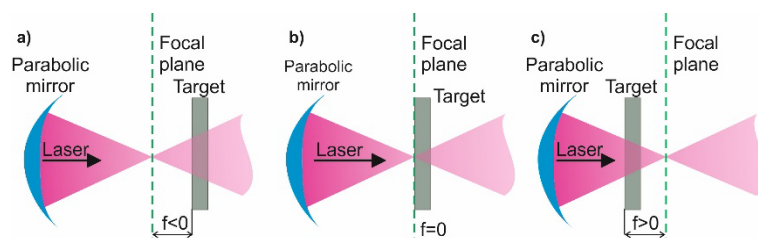
4.1 Badania eksperymentalne procesów zachodzących w plazmie laserowej w laboratorium LLWM i innych ośrodkach laserowych

Wstęp

W Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy prowadzone są badania eksperymentalne obejmujące szeroki zakres tematyczny obejmujący budowę i testowanie różnego typu diagnostyk poprzez prace badawcze dla wielu projektów naukowych. W roku 2023 rozwijana była diagnostyka Interferometryczna oraz kontynuowane były badania dotyczące emisji silnych impulsów elektromagnetycznych (IEM) jak również badania nad akceleracją cząstek z wykorzystaniem detektorów IC, półprzewodnikowych oraz Spektrometr Thomsona. Rozwijana była również tematyka badawcza dotycząca emisji cząstek Alfa z reakcji proton-bor. Skutkiem tych działań były wyniki eksperymentalne opisane w innych punktach Annual Raportu 2023 jak również eksperymenty własne w LLWM i innych laboratoriach współpracujących. W szczególności ciekawe wyniki uzyskane zostały w pracach badawczych opisanych poniżej:

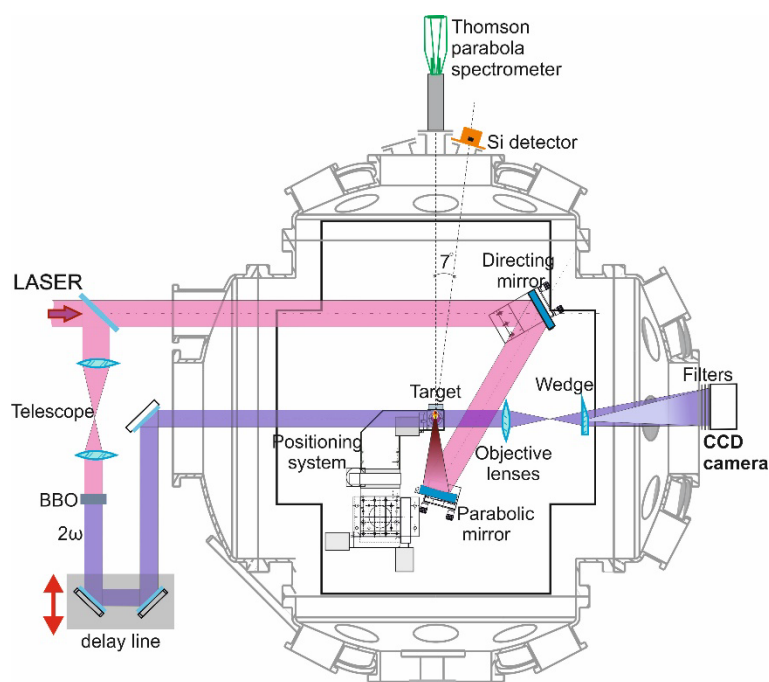
Pomiary interferometryczne w Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy

W październiku 2023 roku w Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy przeprowadzono wstępne pomiary interferometryczne plazmy generowanej przez femtosekundowy impuls laserowy. Badania nad oddziaływaniem ultrakrótkiego impulsu z tarczą stałą mają istotne znaczenie zarówno w badaniach podstawowych, jak i w astrofizyce, materiałoznawstwie, akceleracji cząstek oraz w badaniach związanych z realizacją fuzji inercyjnej (ICF). W badaniach tych kluczową rolę odgrywają czasowo-przestrzenne pomiary rozkładów koncentracji elektronowej. Spośród powszechnie stosowanych metod pomiaru koncentracji, takich jak spektroskopia emisyjna w zakresie promieniowania widzialnego i rentgenowskiego oraz rozpraszanie Thomsona promieniowania laserowego na plazmie, jedynie interferometria daje pełną informację o przestrzennym i czasowym rozkładzie koncentracji elektronowej w całym obszarze badanej plazmy. W tej metodzie, rozkłady przestrzenne otrzymuje się na podstawie płaskiej dwuwymiarowej reprezentacji rozkładu fazowego w plazmie z wykorzystaniem transformacji Abela. Ponadto, metoda ta pozwala na uzyskanie informacji o czasowych zmianach w rozkładzie koncentracji elektronowej poprzez zastosowanie wersji wielokadrowej, w której rozwinięcie w czasie realizowane jest za pomocą optycznej linii opóźniającej. Rozdzielczość czasowa takiego systemu diagnostycznego zależy od czasu trwania impulsu diagnostycznego. Interferometryczne pomiary ekspansji plazmy generowanej w wyniku oddziaływania impulsu nanosekundowego z tarczą były w poprzednich latach prowadzone na innych układach laserowych, takich jak układ PALS w Czechach ([Ph. Nicolai et al, *POP* (2006)], [S. Yu. Gus'kov et al., *LPB* (2014)], [T. Pisarczyk et al., *LPB* (2016)]), jednak właściwości plazmy wytwarzanej impulsem femtosekundowym wciąż wymagają dalszych badań.



Rys. 4.1.1 Schemat różnych ustawień tarczy względem płaszczyzny ogniskowej zwierciadła parabolicznego, stosowanych podczas badań interferometrycznych

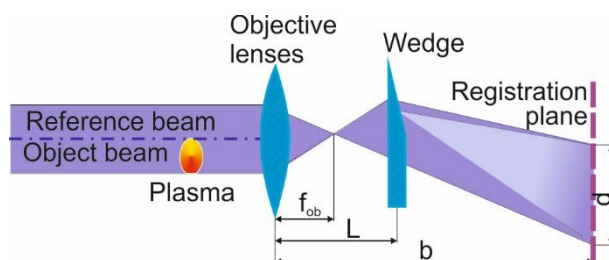
W przypadku pomiarów plazmy generowanej z cienkiej folii, oprócz diagnostyki interferometrycznej stosowano również diagnostykę jonową: półprzewodnikowy detektor Si oraz spektrometr Thomsona. Rozmieszczenie diagnostyk w komorze przedstawiono na Rys. 4.1.2.



Rys. 4.1.2 Schemat układów diagnostycznych w komorze eksperymentalnej

Celem badań prowadzonych w LLWM, było poznanie charakteru ekspansji plazmy w zależności od warunków jej oświetlenia oraz rodzaju tarczy, co jest istotne z punktu widzenia poznania konfiguracji strumienia plazmy dla przyspieszania cząstek. Podczas badań wykorzystane były tarcze aluminiowe. Stosowano dwa typy tarczy: tarcze masywne o grubości ok. 5 mm oraz cienkie folie o grubościach 3, 4 i 6 μm . Poprzez zmianę ustawienia tarczy względem płaszczyzny ogniskowania zwierciadła parabolicznego, zmieniano wielkość plamki lasera oddziałującej z powierzchnią tarczy. W przypadku pomiarów plazmy z tarczy masywnej stosowano trzy rodzaje ustawienia tarczy pokazane na Rys. 4.1.1: powierzchnia tarczy zlokalizowana za ogniskiem ($f < 0$) (Rys. 4.1.1a), powierzchnia tarczy w ognisku ($f=0$) (Rys.4.1.1b) oraz powierzchnia tarczy zlokalizowana przed ogniskiem ($f > 0$) (Rys. 4.1.1c).

Pomiary interferometryczne zostały wykonane za pomocą jednokadrowego interferometru typu 'folding-wave'. Schemat działania takiego interferometru został przedstawiony na Rys. 4.1.3. Interferometr był wyposażony w linię opóźniającą umożliwiającą rejestrację interferogramów w czasie od ok 200 ps przed głównym impulsem do 3,85 ns po głównym impulsie. Jako wiązkę diagnostyczną wykorzystano część głównego impulsu generującego plazmę, o zmniejszonej średnicy wiązki i przetworzoną na drugą harmoniczną ($\lambda=406\text{nm}$).



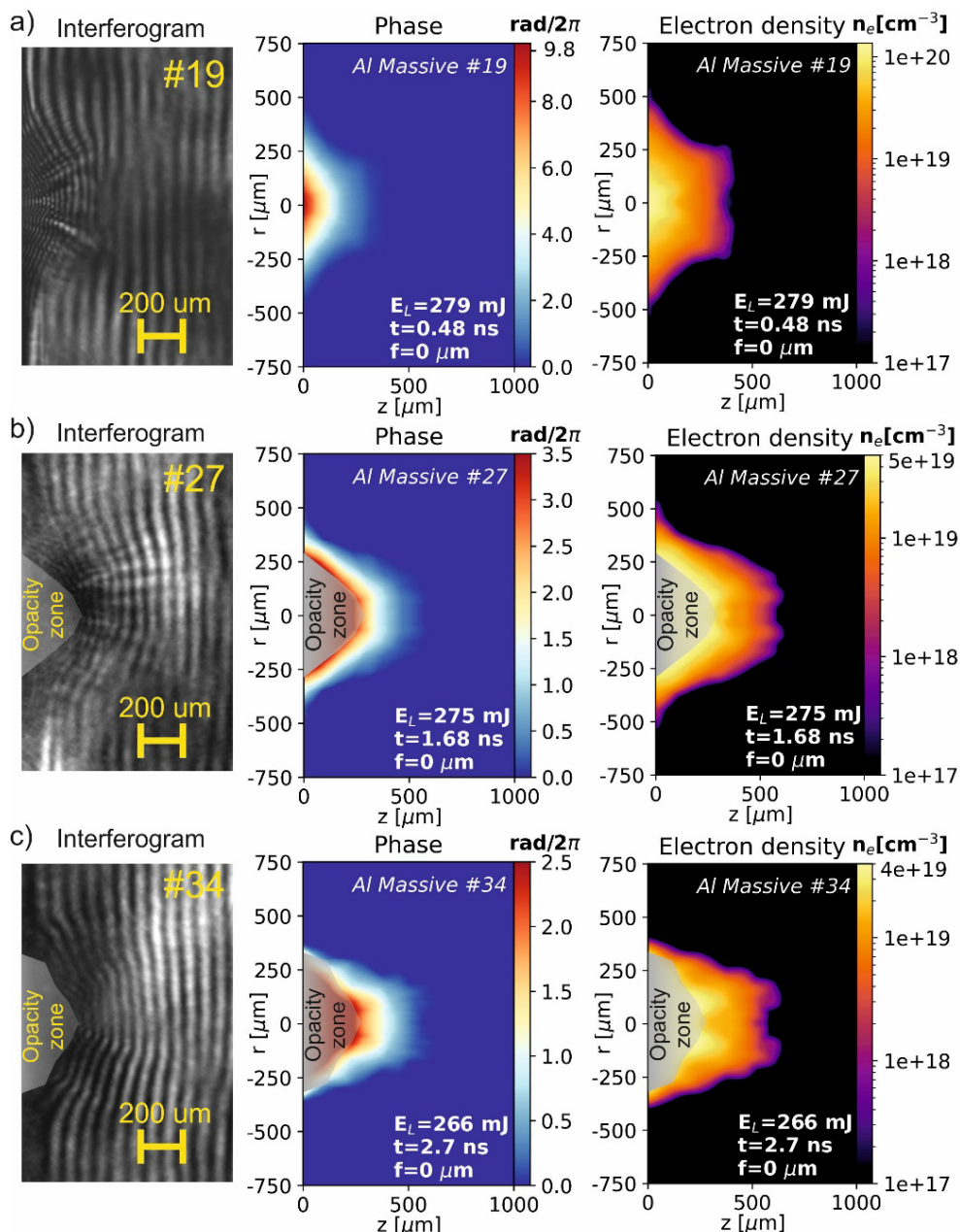
Rys. 4.1.3 Optyczny schemat interferometru typu 'folding-wave'

Średnica wiązki diagnostycznej wynosiła 20 mm i była większa od wymiarów badanej plazmy. Część wiązki, służąca jako wiązka przedmiotowa, przechodziła przez plazmę doznając przesunięcia fazowego, natomiast pozostała część służyła jako wiązka odniesienia. Po przejściu przez klin, wiązka odniesienia jest nakładana na wiązkę przedmiotową, w wyniku czego zachodzi interferencja i rejestrowany jest interferogram na kamerze CCD umieszczonej w płaszczyźnie rejestracji. Obiektyw zapewnia odpowiednie powiększenie rejestrowanej plazmy. W badaniach zastosowano obiektyw o ogniskowej 120mm, co dało powiększenie $\eta=4,9$.

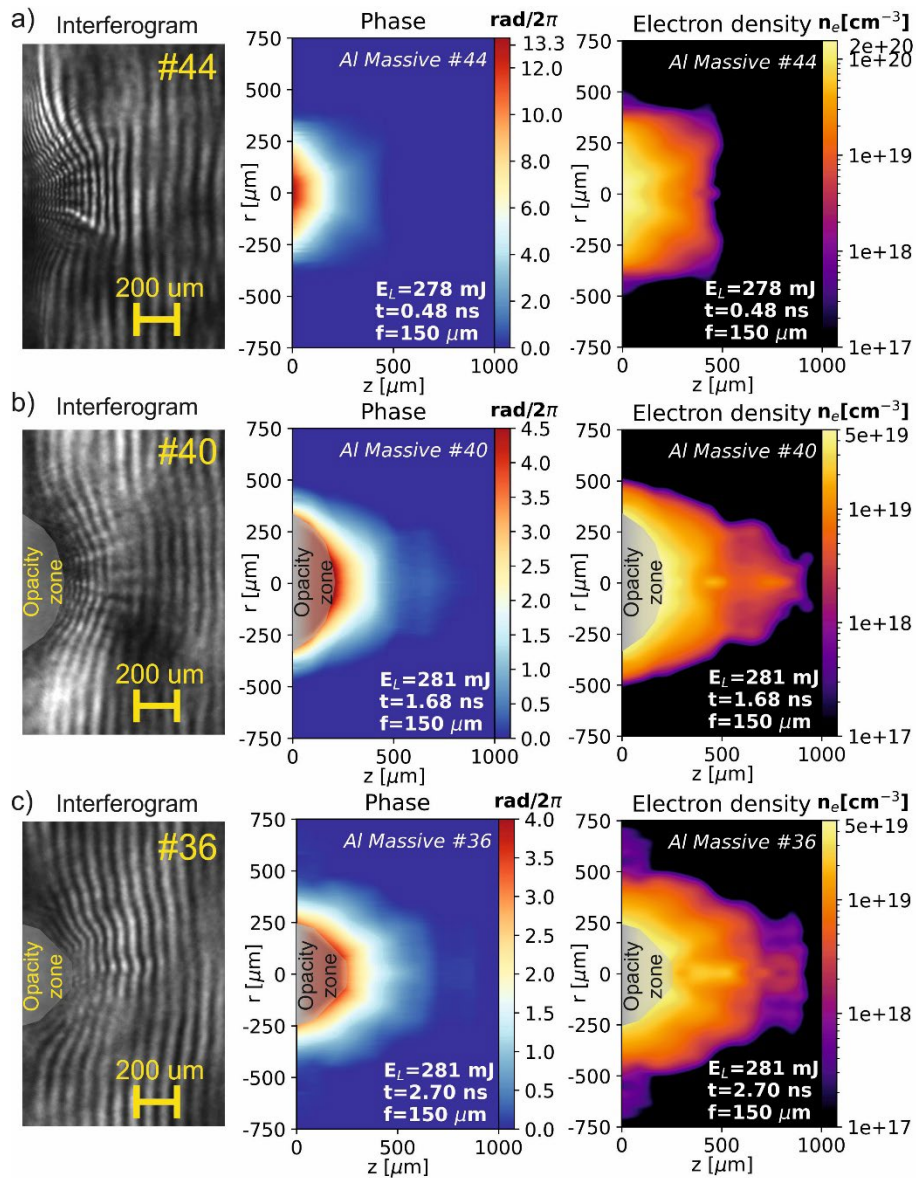
Interferogramy były rejestrowane na kamerze Allied Vision Manta z rozdzielczością 2464x2056 pikseli, natomiast szerokość prążków interferencyjnych wynosiła ok 16,5 μm .

Pomiary ekspansji plazmy z tarcz masywnych

Podczas badania plazmy generowanej z tarcz masywnych, stosowano następujące ustawienia tarczy: $f = -150 \mu\text{m}$, $f = 0$ oraz $f = 150 \mu\text{m}$, w wyniku czego średnica plamki lasera oddziałującej z powierzchnią tarczy wynosiła: $d_L = 50 \mu\text{m}$ (przy ustawieniach $f = -150 \mu\text{m}$ i $f = 150 \mu\text{m}$) oraz $d_L = 15 \mu\text{m}$ (przy ustawieniu $f = 0$). Dla każdego ustawienia tarczy zarejestrowano interferogramy w czasach ekspansji od -0,2ns do 2,87ns co ok 200ps. Pierwsze wyniki uzyskane z fazowej analizy danych dla przypadku $f = 0$ oraz $f = 150 \mu\text{m}$ zostały przedstawione na Rys. 4.1.4 oraz 4.1.5.



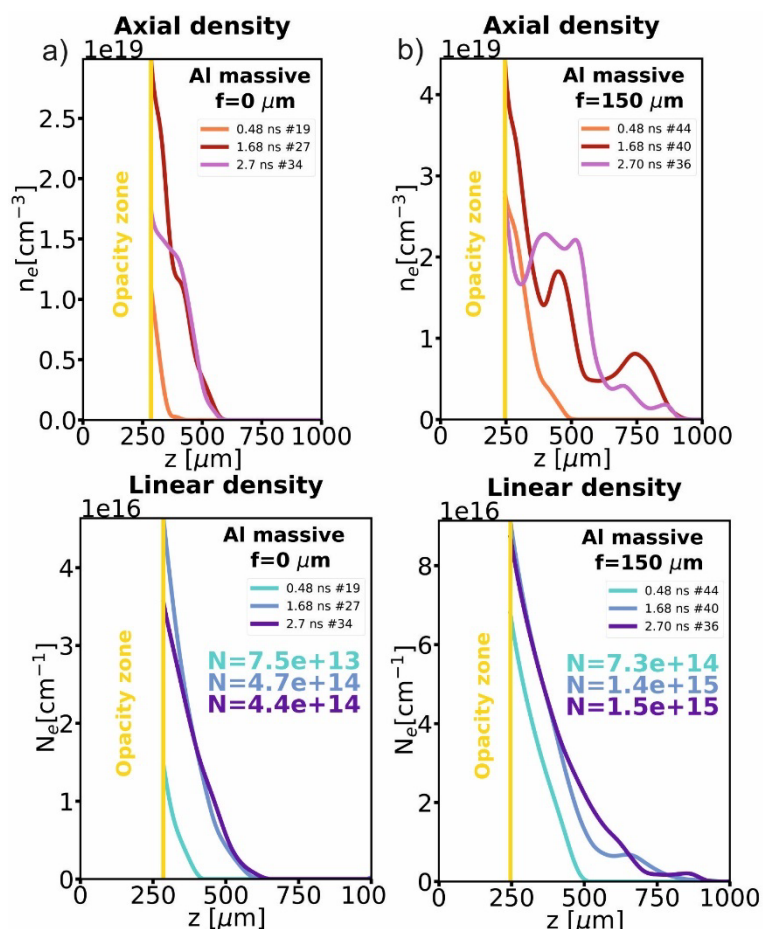
Rys. 4.1.4 Interferogramy wraz z rozkładami fazy oraz koncentracji elektronowej dla czasów ekspansji: a) 0.48ns, b) 1.68 ns c) 2.7 ns w przypadku dla $d_L = 15 \mu\text{m}$ ($f = 0 \mu\text{m}$)



Rys. 4.1.5 Interferogramy wraz z rozkładami fazy oraz koncentracji elektronowej dla czasów ekspansji: a) 0.48 ns, b) 1.68 ns c) 2.7 ns w przypadku dla $d_L = 50 \mu\text{m}$ ($f = 150 \mu\text{m}$)

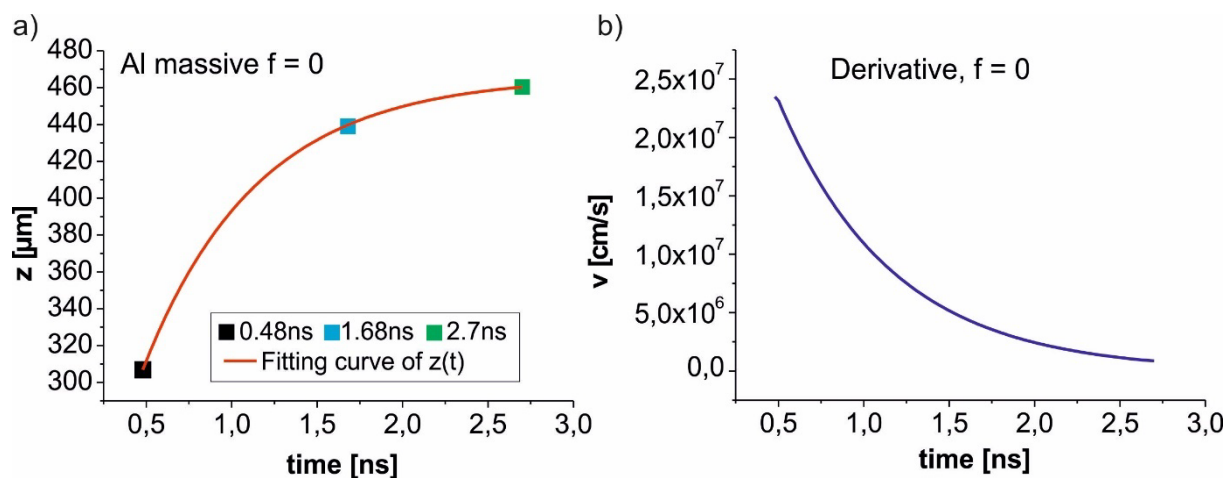
Dla interferogramów zarejestrowanych w późniejszych czasach ekspansji (1,68 ns i 2,7 ns), obszar blisko powierzchni tarczy, w którym plazma jest nieprzezroczysta, zaznaczono jako „strefę nieprzezroczystości” („opacity zone”). W tej części interferogramów prążki są rozmyte i prawidłowe wyznaczenie koncentracji elektronowej nie jest możliwe, dlatego obszary te nie zostały uwzględnione w dalszych obliczeniach.

Aby dokładnie porównać wyniki uzyskane dla różnych typów oświetlenia tarczy, w oparciu o rozkłady koncentracji elektronowej pokazane na Rys. 4.1.4 i 4.1.5 obliczono koncentrację osiową („axial density”), koncentrację liniową („linear density”) oraz całkowitą liczbę elektronów (N), które przedstawiono na Rys. 4.1.6.

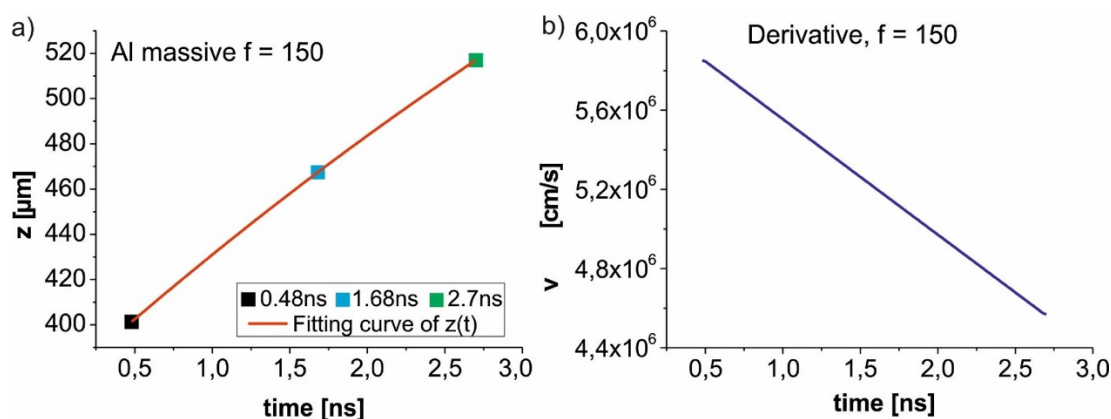


Rys. 4.1.6 Wykresy koncentracji osiowej („axial density” - n_e) i liniowej („linear density” - N_e) dla średnicy plamki lasera $d_L = 15 \mu\text{m}$ ($f=0$) (a) oraz $d_L = 50 \mu\text{m}$ ($f=150 \mu\text{m}$) (b)

Wyniki pokazują, że w przypadku mniejszej plamki lasera ($d_L = 15 \mu\text{m}$, $f = 0$) charakter ekspansji plazmy jest sferycznie symetryczny z charakterystycznym minimum na osi plazmy, które pogłębia się z czasem (co pokazano na Rys. 4.1.6a). Natomiast dla większej średnicy plamki lasera ($d_L = 50 \mu\text{m}$, $f = 150 \mu\text{m}$) ekspansja jest bardziej osiowa – jest szersza i ma większy zakres z maksimum na osi z (co pokazano na Rys. 4.1.6b). Można zauważyć, że dla większych rozmiarów plamki lasera ($f = 150 \mu\text{m}$ i $d_L = 50 \mu\text{m}$) wartości koncentracji na osi plazmy są w przybliżeniu dwukrotnie większe niż dla mniejszej średnicy lasera ($d_L = 15 \mu\text{m}$).



Rys. 4.1.7 Zależność zakresu plazmy wzdłuż osi z wraz z krzywą dopasowania (a) oraz wykres prędkości ekspansji masy plazmy w czasie (b) dla średnicy plamki lasera $d_L = 15 \mu\text{m}$

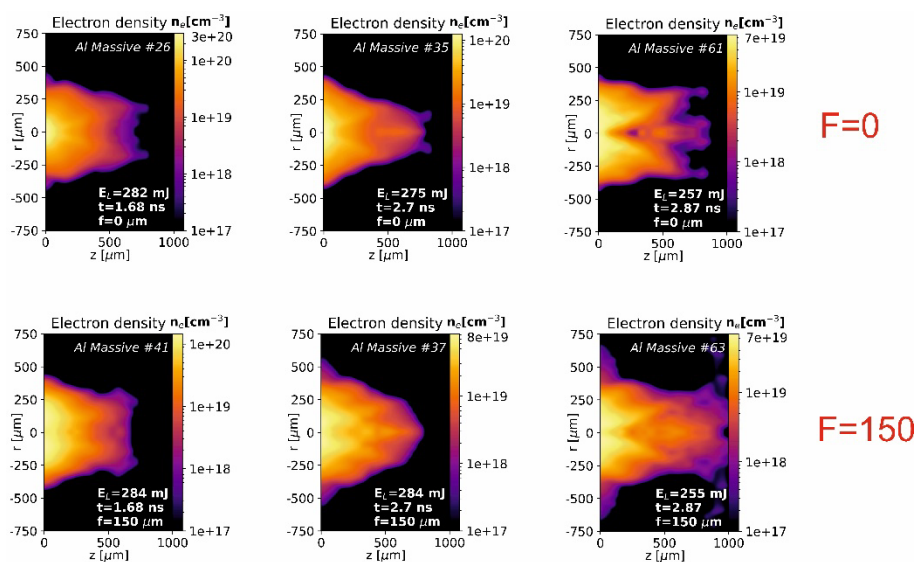


Rys. 4.1.8 Zależność zakresu plazmy wzdłuż osi z wraz z krzywą dopasowania (a) oraz wykres prędkości ekspansji masy plazmy w czasie (b) dla średnicy plamki lasera $d_L = 50 \mu\text{m}$

Z wykresów koncentracji liniowej (Rys. 4.1.6) oszacowano prędkość ekspansji masy plazmy jako pochodną położenia N_e względem czasu. Wyniki przedstawiono na Rys. 4.1.7 i 4.1.8.

Można zauważyć, że dla przypadku $d_L = 15 \mu\text{m}$, w początkowej fazie ekspansji plazmy prędkość masy osiąga nieco większe wartości, w zakresie 10^7 cm/s , niż dla przypadku $d_L = 50 \mu\text{m}$, gdzie prędkość dochodzi do $6 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$. Wynika to z faktu, że przy tej samej energii lasera, mniejsza średnica plamki odpowiada większej intensywności lasera ($I \sim d_L^{-2}$). W kolejnym etapie, dla średnicy plamki lasera $d_L = 15 \mu\text{m}$, prędkość ekspansji masy plazmy gwałtownie maleje do wartości bliskich 0, podczas gdy dla średnicy plamki $d_L = 50 \mu\text{m}$ spadek jest liniowy i wartości prędkości utrzymują się na poziomie 10^6 cm/s .

Oprócz rozkładów koncentracji elektronowej przedstawionych na Rys. 4.1.4 i 4.1.5, uzyskano również rozkłady koncentracji dla innych strzałów (Rys. 4.1.9), jednak nie zostały one jeszcze poddane dalszej analizie.

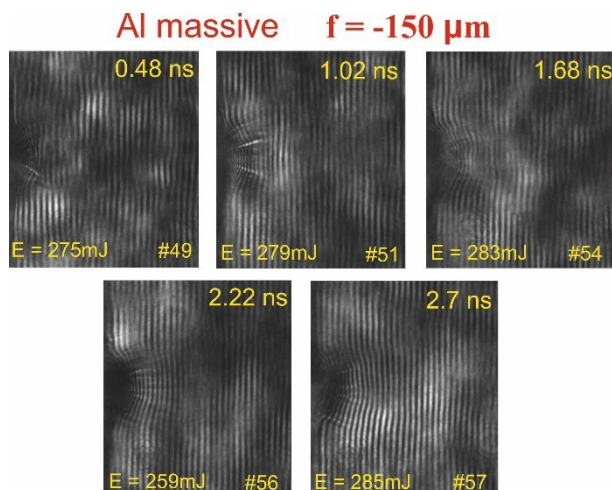


Rys. 4.1.9 Rozkłady koncentracji elektronowej uzyskane dla różnych strzałów na tarcze masywne, przy ustawieniu tarczy $f = 0$ oraz $f = 150 \mu\text{m}$

Przedstawione porównanie dotyczy jedynie dwóch przypadków ustawienia tarczy: $f = 0$ oraz $f = 150 \mu\text{m}$. Obecnie trwa analiza wybranych interferogramów dla trzeciego ustawienia tarczy ($f = -150 \mu\text{m}$), przedstawionych na Rys. 4.1.10.

Dla opóźnień 1,68 ns (Rys. 4.1.11b) i 2,7 ns (Rys. 4.1.11c), oprócz plazmy ekspandującej do przodu widać także plazmę wydobywającą się z tylnej powierzchni folii. Gęstość tylnej plazmy była jednak zbyt duża, aby wykonać analizę fazową. Dlatego dalszej analizie został poddany tylko obszar plazmy ekspandującej do

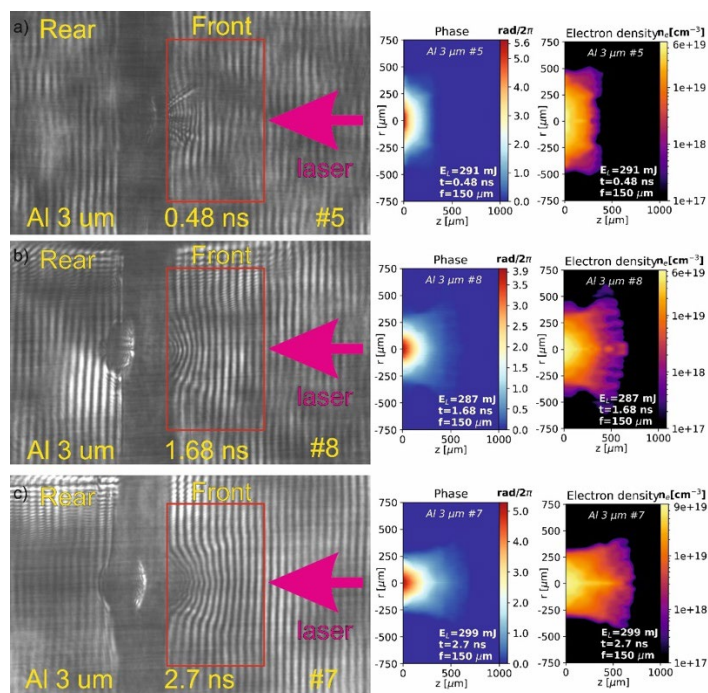
przodu. Uzyskane rozkłady fazy oraz koncentracji elektronowej zostały przedstawione obok interferogramów na rysunku 4.1.11. Podobnie jak w przypadku tarcz masywnych, także dla tarcz foliowych wyznaczone zostały koncentracje osiowe (n_e) i liniowe (N_e), oraz całkowita liczba emitowanych elektronów (N). Wyniki zostały zaprezentowane na Rys. 4.1.12.



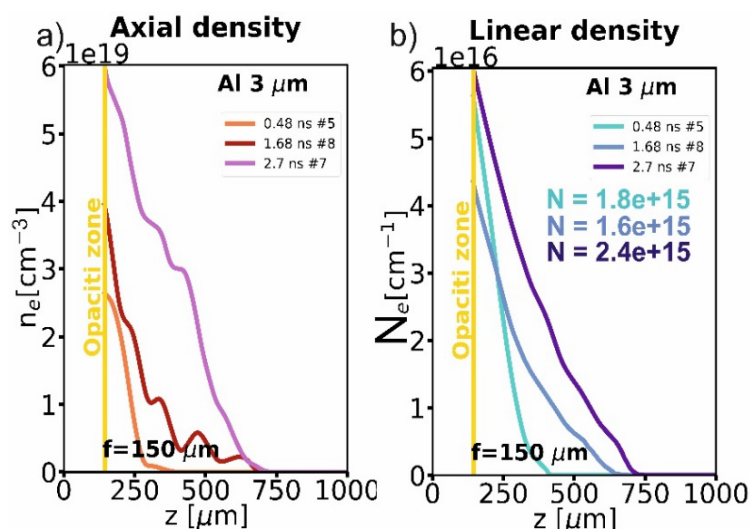
Rys. 4.1.10 Wybrane interferogramy zarejestrowane w różnych czasach ekspansji przy ustawieniu tarczy $f = -150 \mu\text{m}$

Pomiary ekspansji plazmy z cienkich folii

Na Rys. 4.1.11 przedstawiono wybrane interferogramy plazmy generowanej z folii aluminiowej o grubości $3 \mu\text{m}$, dla następujących opóźnień wiązki diagnostycznej w stosunku do impulsu głównego: $0,48 \text{ ns}$, $1,68 \text{ ns}$ i $2,70 \text{ ns}$.



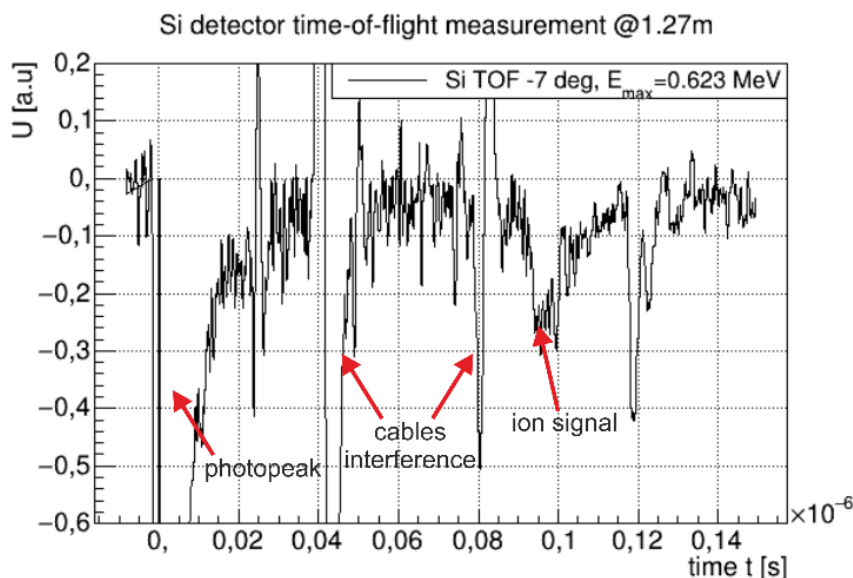
Rys. 4.1.11 Interferogramy wraz z rozkładami fazy oraz koncentracji elektronowej dla czasów ekspansji: a) $0,48 \text{ ns}$, b) $1,68 \text{ ns}$ c) $2,7 \text{ ns}$, zarejestrowane dla folii aluminiowej o grubości $3 \mu\text{m}$ i przy ustawieniu tarczy $f = 150 \mu\text{m}$ ($d_L = 50 \mu\text{m}$)



Rys. 4.1.12 Wykresy koncentracji osiowej (n_e) (a) i liniowej (N_e) (b) dla folii aluminiowej o grubości $3 \mu\text{m}$ i ustawienia tarczy $f = 150 \mu\text{m}$ ($dL = 50 \mu\text{m}$)

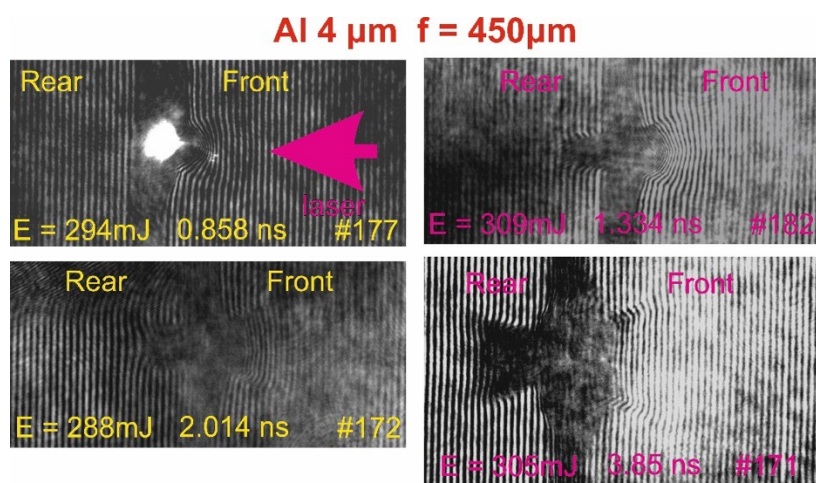
Porównując wyniki pokazane na Rys. 4.1.11 i 4.1.12 można stwierdzić, że rozkłady koncentracji elektronowej rozszerzają się od osi wachlarzowo, przy czym widać wyraźne maksimum koncentracji na osi z , które wzrasta z czasem (co widać na wykresie koncentracji osiowej - Rys. 4.1.12a). Odpowiada to rosnącej w czasie całkowitej liczbie elektronów N . Kolejnym etapem obróbki będzie wyznaczenie prędkości ekspansji masy plazmy, tak jak to zostało zrobione dla tarcz masywnych.

Równocześnie z interferometrycznymi pomiarami ekspansji plazmy z tarczy foliowej, przeprowadzono pomiar energii jonów za pomocą krzemowego detektora półprzewodnikowego, którego działanie oparte jest na metodzie time-of-flight (TOF). Maksymalną prędkość jonów obliczono na podstawie czasu, po jakim wykryto sygnał jonowy. Detektor umieszczono za tarczą w odległości 1,27 m i pod kątem 7 stopni w stosunku do normalnej do tarczy (Rys. 4.1.2). Zapis zdeponowanego ładunku w funkcji czasu przedstawiono na Rys. 4.1.13. Maksymalna energia jonów wyniosła 0,623 MeV.

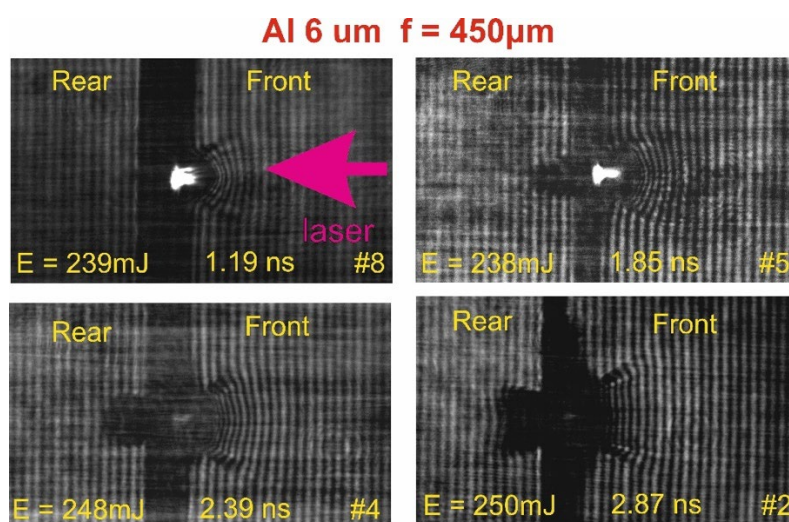


Rys. 4.1.13 Rozkład czasowy sygnału jonowego zarejestrowanego przez detektor półprzewodnikowy Si

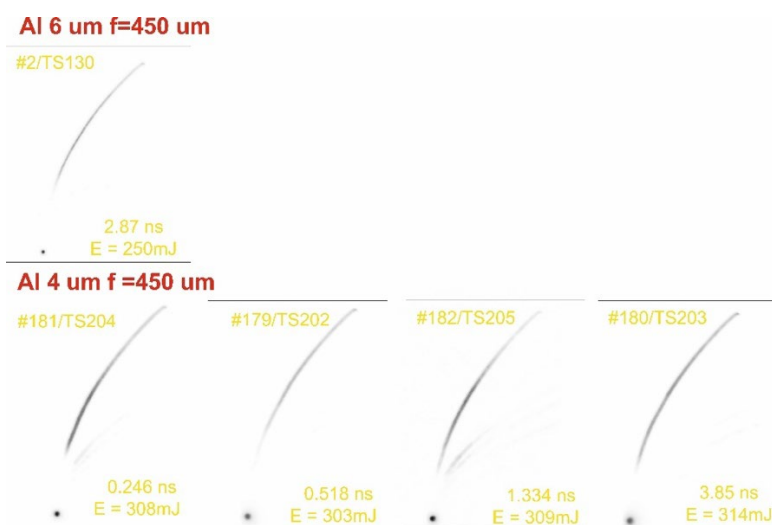
Podczas pomiarów interferometrycznych zarejestrowano także interferogramy dla folii o grubości 4 i $6 \mu\text{m}$, przedstawione na rysunkach 4.1.14 i 4.1.15, które są obecnie w trakcie analizy fazowej.



Rys. 4.1.14 Interferogramy zarejestrowane dla folii aluminiowej o grubości 4 μm w różnych czasach ekspansji



Rys. 4.1.15 Interferogramy zarejestrowane dla folii aluminiowej o grubości 6 μm w różnych czasach ekspansji



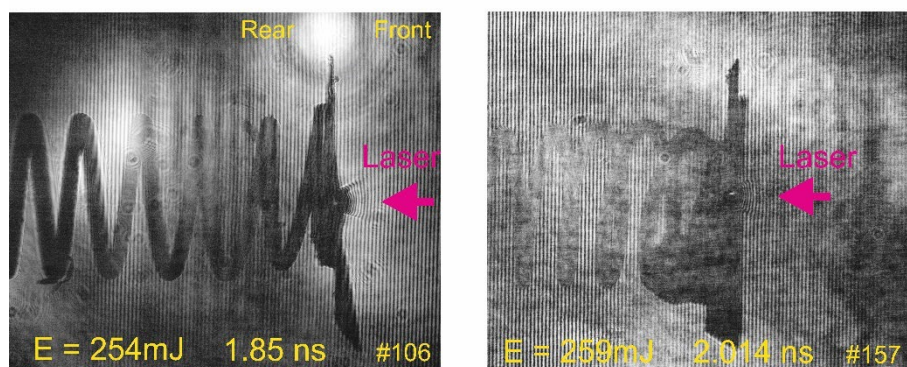
Rys. 4.1.16 Parabole zarejestrowane przez spektrometr Thomsona podczas strzałów na folie Al o grubości 6 μm i 4 μm

Równocześnie z pomiarami interferometrycznymi, przeprowadzono pomiary za pomocą spektrometru Thomsona – parabole zarejestrowane podczas strzałów na folie 6 i 4 μm pokazano na Rys. 4.1.16 – są one również w trakcie dalszej analizy.

Interferometria jako diagnostyka dodatkowa w innych badaniach prowadzonych w LLWM

Diagnostyka interferometryczna była również stosowana w innych badaniach prowadzonych w LLWM. Podczas badań nad impulsami elektromagnetycznymi (EMP) wykorzystano układ interferometryczny jako dodatkową diagnostykę do rejestracji obrazu tarczy podczas strzału, co miało na celu weryfikację poprawnego ustawienia tarczy. Miało to szczególne znaczenie przy stosowaniu tarcz w postaci cienkich folii na sprężynkach, gdzie bardzo istotna była informacja w którym miejscu na folii padała wiązka lasera głównego. Na Rys. 4.1.17 przedstawiono przykładowe interferogramy zarejestrowane dla tarczy sprężynowych.

Al 4 μm $f = 450 \text{ nm}$



Rys. 4.1.17 Interferogramy zarejestrowane podczas strzałów na tarcze sprężynowe stosowane w badaniach EMP

Badania eksperymentalne i symulacje określające wydajność emisji cząstek alfa z reakcji proton-bor

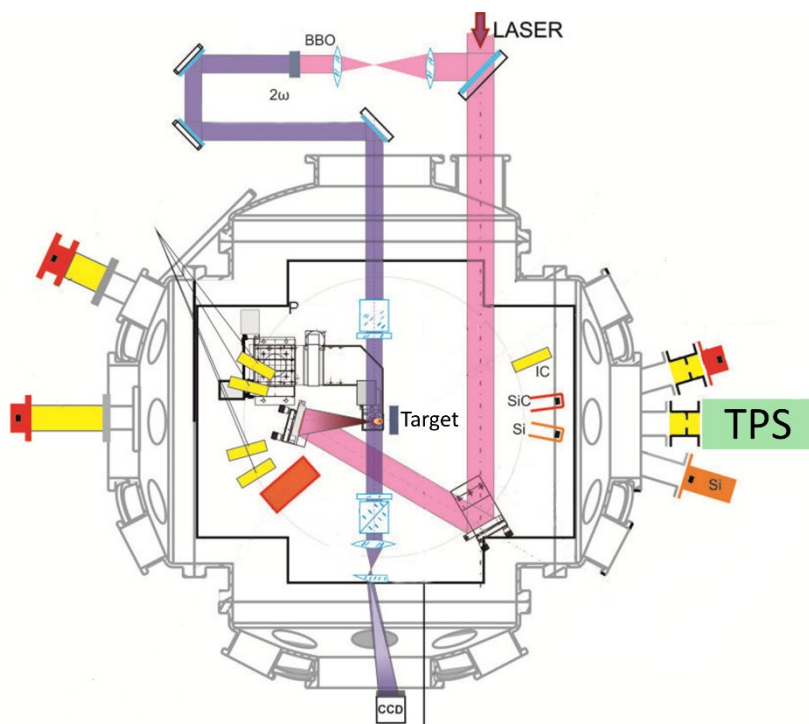
Badania w tym zakresie są bardzo ciekawym silnie rozwijającym się nurtem na arenie międzynarodowej, grupa pracowników LLWM bierze czynny udział w tych badaniach. Część pomiarów została ukierunkowana i zebrana w ramach przygotowywanej przez mgr. P. Tchórzę pracy doktorskiej w ramach której przeprowadzone zostały symulacje Monte Carlo, ich celem było określenie wydajności produkcji cząstek alfa w reakcji proton-bor.

Symulacje te bazowały na wynikach uzyskanych za pomocą spektrometru Thomsona zarówno podczas eksperymentów prowadzonych w ośrodkach zagranicznych (PALS, Czechy), jak i w ramach prac wewnętrznych Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy. Kształt widma wiązki protonowej, mierzonej podczas eksperymentów, służył za parametr wejściowy do obliczeń numerycznych. Głównym celem tych badań było porównanie możliwości układów laserowych o mocy rzędu terawata do produkcji cząstek alfa w zależności od zastosowanego scenariusza generacji wysokoenergetycznych protonów.

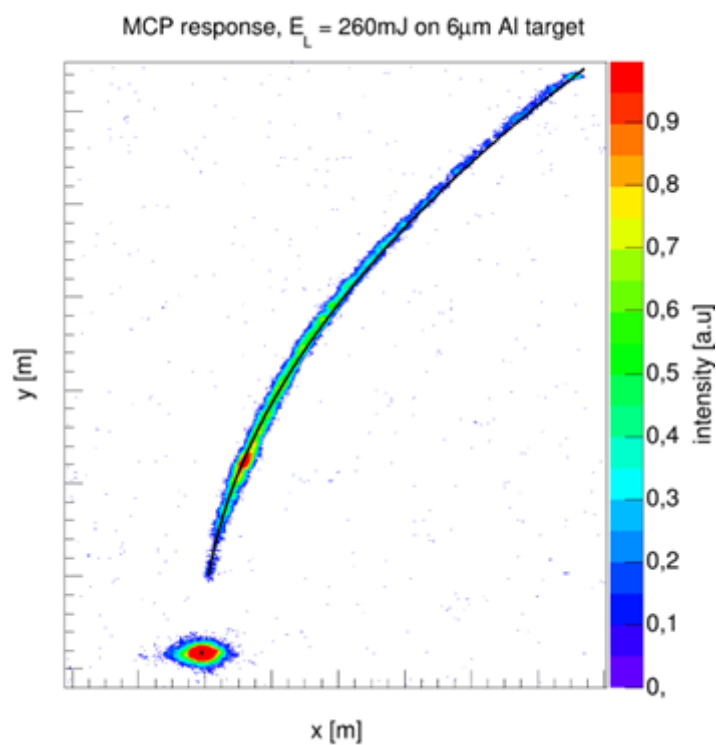
W przypadku prac prowadzonych w LLWM, protony akcelеровane były poprzez metodę Target Normal Sheath Acceleration z wykorzystaniem cienkich tarcz aluminiowych przy następujących parametrach impulsu laserowego: energia 300 mJ, czas trwania impulsu 50fs, rozmiar ogniska 40 mikrometrów, przy czym oś obserwacji spektrometru Thomsona była prostopadła do płaszczyzny tarczy (Rys. 4.2.1).

Z racji dość wysokiej repetycji układu laserowego Pulsar przetestowanych zostało kilka różnych grubości tarczy w celu wyłonienia scenariusza, który gwarantuje największą stabilność parametrów akcelеровanej wiązki protonów. Biorąc pod uwagę rezonanse występujące w przekroju czynnym reakcji proton-bor, w tym przypadku priorytetem było zachowanie wysokiej i relatywnie stałej ilości cząstek o energiach bliskich 650 keV. Tarcza aluminiowa o grubości 6 mikrometrów została zidentyfikowana jako najbardziej odpowiadająca powyższym warunkom. Na rysunkach poniżej przedstawiono przykład śladu jonowego (w tym przypadku

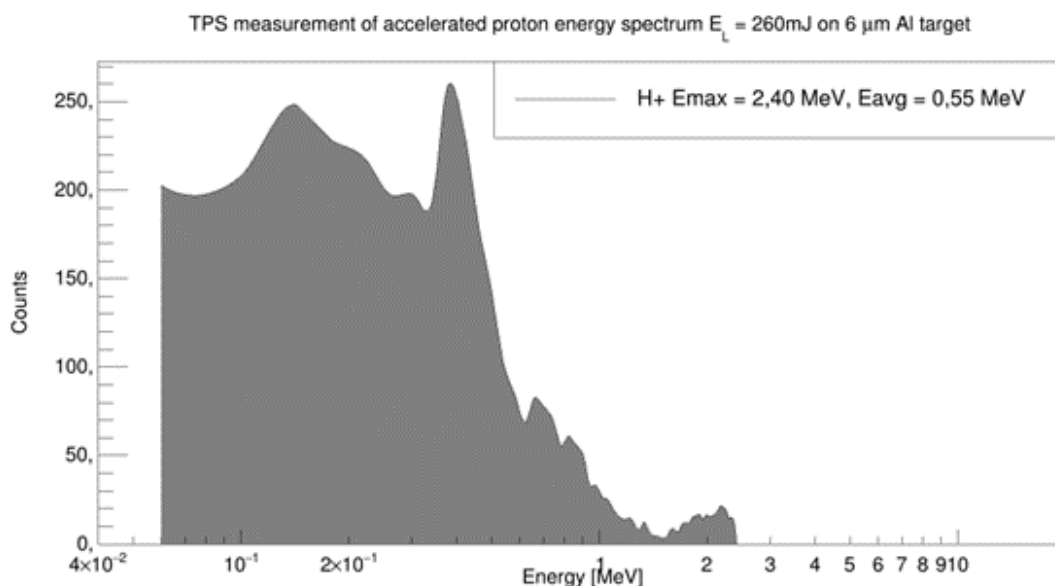
protonowego) (Rys. 4.2.2) uzyskanego za pomocą spektrometru Thomsona oraz odpowiadające mu widmo energetyczne (Rys. 4.2.3).



Rys. 4.2.1 Schemat komory eksperymentalnej LLWM

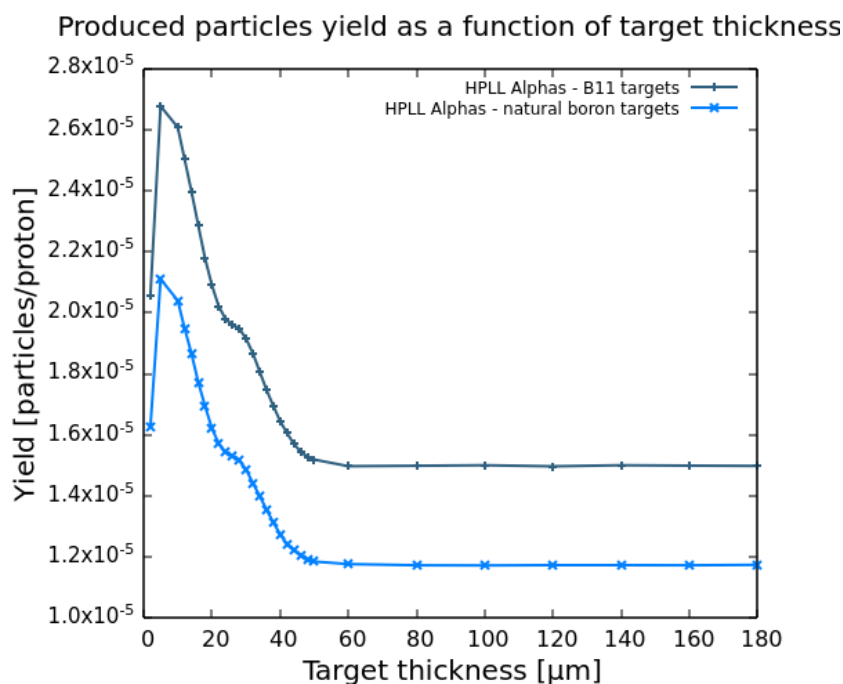


Rys. 4.2.2 Ślad protonowy zarejestrowany za pomocą spektrometru Thomsona

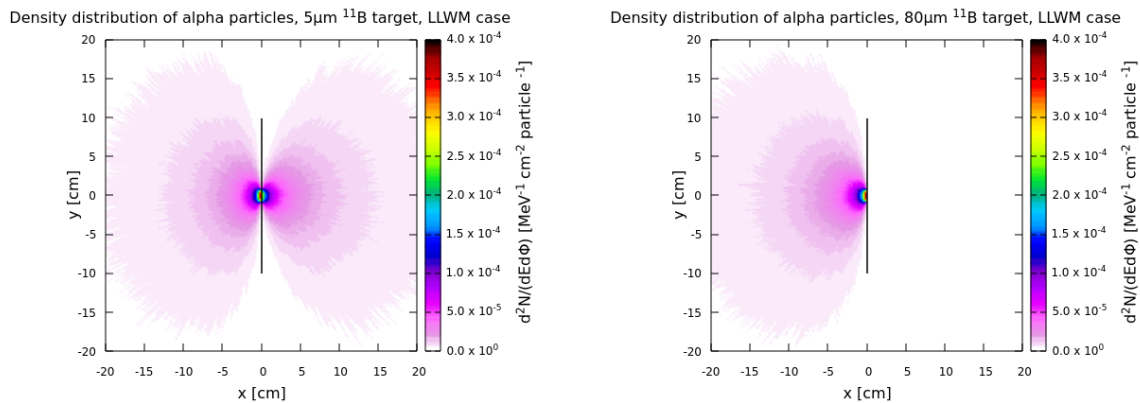


Rys. 4.2.3 Widmo energetyczne protonów akcelеровanych poprzez mechanizm TNSA

Przedstawione widmo energetyczne posłużyło jako parametr wejściowy symulacji Monte Carlo wykonanych za pomocą kodu FLUKA. W ramach przeprowadzonych kalkulacji przetestowane zostały nie tylko różne grubości tarczy borowej z którą oddziaływała wiązka protonowa, ale również dwa odrębne przypadki składu tarczy (czysty bor-11 oraz naturalny bor, zawierający 80% boru-11 oraz 20% boru-10) w celu wyłonienia optymalnej konfiguracji planowanych w LLWM eksperymentów, nie tylko pod kątem produkcji cząstek alfa ale również minimalizacji liczby neutronów. Wygodą użytkowania kodu FLUKA jest łatwość skalowania otrzymanych wyników, które domyślnie generowane są w przeliczeniu na jedną padającą cząstkę – jedynym istotnym parametrem jest kształt widma energetycznego, a nie ilościowy pomiar liczby cząstek. Dzięki temu możliwe jest wyłonienie optymalnego scenariusza eksperymentu, niezależnego od fluktuacji pomiarowych.



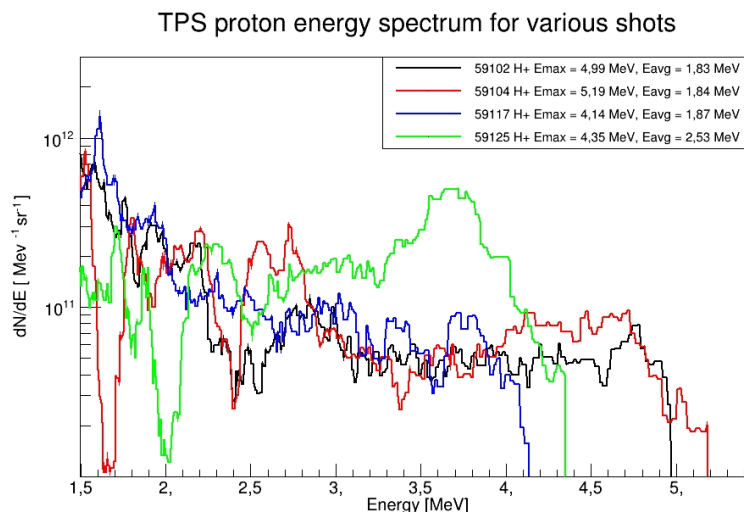
Rys. 4.2.4 Wykres przedstawiający ilość produkowanych cząstek alfa w zależności od grubości zastosowanej tarczy borowej



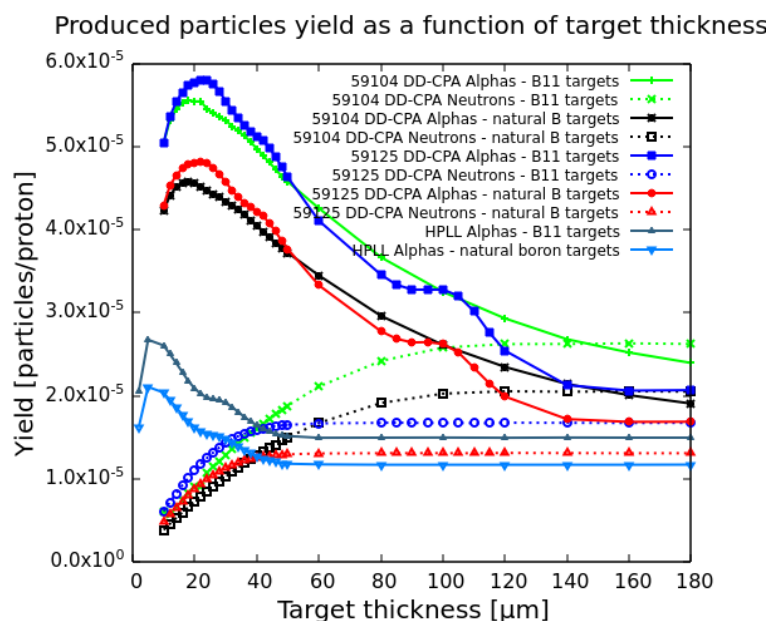
Rys. 4.2.5 Dwuwymiarowy rozkład gęstości cząstek alfa dla 5 um (lewo) oraz 80um (prawo)

W obu badanych przypadkach optymalnym scenariuszem eksperymentu byłoby zastosowanie wtórnych tarcz borowych o grubości 5-10 mikrometrów (Rysunek 4.2.4). Gwarantowałyby to emisję cząstek z obu stron zastosowanej tarczy borowej, ułatwiając pomiar parametrów wygenerowanych cząstek alfa (Rys. 4.2.5). Co istotne, z racji na niskie energie wytworzonych protonów nie odnotowano tzw. *secondary reactions* w których generowane są neutrony degradujące aneutroniczny charakter reakcji proton-bor.

Numeryczne wyniki przedstawione powyżej zostały porównane z innym scenariuszem produkcji wysokoenergetycznych protonów, tj. w ramach mechanizmu Cavity Pressure Acceleration. Odmienne charakter generacji protonów, oparty na reakcji termojądrowej deuter-deuter w ramach której wytwarzane są zarówno neutrony jak i protony o energii około 3 MeV, pozwala na uzyskanie stanowczo wyższych energii protonów (w ostatnich eksperymentach przekraczającej 5 MeV (Rys. 4.2.6)) oraz nieporównywalnie większej intensywności strumienia protonów w porównaniu do metody TNSA przeprowadzonej na podobnej klasy układzie laserowym. Bliźniacze symulacje jak w przypadku wyników z LLWM, dla identycznego zestawu grubości tarczy borowej oraz jej składu, wykazały kilkukrotny wzrost ilości produkowanych cząstek alfa. Jednocześnie z racji na wyższe energie protonów stwierdzona została obecność neutronów pochodzących z reakcji wtórnych.



Rys. 4.2.6 Widma energetyczne protonów wygenerowanych w ramach mechanizmu Cavity Pressure Acceleration



Rys. 4.2.7 Zestawienie zależności ilości wyprodukowanych cząstek alfa oraz neutronów w funkcji grubości tarczy borowej dla wszystkich przebadanych przypadków

Między innymi w oparciu o przedstawione powyżej wyniki dotyczące scenariusza CPA planowany jest eksperyment na jednym z układów laserowych ELI Beamlines mający potwierdzić skuteczność tej metody.

5 Laboratorium PF-1000U

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

Wstęp

Urządzenia Z-pinch i plasma focus (PF) są intensywnymi źródłami wysokoenergetycznych elektronów i wiązek jonów, których mechanizmy przyspieszania są nadal przedmiotem dyskusji. Zaobserwowano, że szybkie deuterony są przyspieszane w małych plamkach o rozmiarze mniejszym niż milimetr, zlokalizowanych w gęstej kolumnie plazmowej submilimetrycznych plamach w pierścieniowych obszarach plazmy, które mogą mieć średnice większe niż kolumna gęstej plazmy.

1. Obserwacja filamentów powstających w trakcie mega-amperowych wyładowań w układzie Plasma-Focus za pomocą aktywnych wielokadrowych diagnostyk laserowych (schlieren oraz interferometria)

Eksperymenty poświęcone badaniu samoorganizujących się struktur w gęstej, namagnesowanej plazmie deuterowej zostały przeprowadzone za pomocą megaamperowego urządzenia PF-1000 w IFPiLM. Istnienie i ewolucja toroidalnych, sferycznych (plazmoidalnych) i spiralnych struktur badane były przy użyciu 16-kadrowej interferometrii laserowej. Niektóre zaobserwowane cechy gradientów gęstości i ciśnienia zostały zinterpretowane jako samoorganizujących się zamkniętych prądów, posiadających składowe poloidalne i toroidalne związane z nimi pola magnetyczne. Wysokie ciśnienie termiczne i magnetyczne w takich strukturach były prawdopodobnie ograniczane przez ciśnienie pola magnetycznego zewnętrznego prądu wyładowania, płynącego w warstwie o promieniu większym niż promień kolumny gęstej plazmy.

Energia kinetyczna związana z koncentrycznym zbieżnym ruchem plazmy w procesie formowania kolumny plazmowej, może być częściowo przekształcona podczas ewolucji kolumny plazmowej w energię magnetyczną poprzez mechanizm magnetycznego dynama a następnie gromadzona w uporządkowanych strukturach plazma-pole magnetyczne.

Ewolucja gęstych struktur prowadzi do powstawania płatów plazmy utworzonych przez plazmę napływającą z gęstej kolumny plazmowej. Długo żyjące dominujące płaty plazmy (lobule) są zwykle generowane podczas implozji powłoki prądowej, głównie między kolumną gęstej plazmy a powłoką prądową w kształcie parasola. Krótko żyjące lobule (wtórne plazmoidy) tworzone są przez plazmę pochodzącą z górnych i dolnych regionów gęstej kolumny plazmowej, podczas ewolucji związanej z jej zaciskaniem przez pole magnetyczne prądu. Impulsy twardego promieniowania rentgenowskiego (HXR) i neutronów są czasowo skorelowane z szybką transformacją i rozpadem przewężeń, plazmoidów i ich pól magnetycznych.

W niniejszym sprawozdaniu przedstawiamy nowe wyniki eksperymentalne uzyskane za pomocą diagnostyki schlierenowskiej w generatorze plazmy PF-1000. Diagnostyka ta została zainstalowana jako dodatek do istniejącej 16-kadrowej interferometrii laserowej.

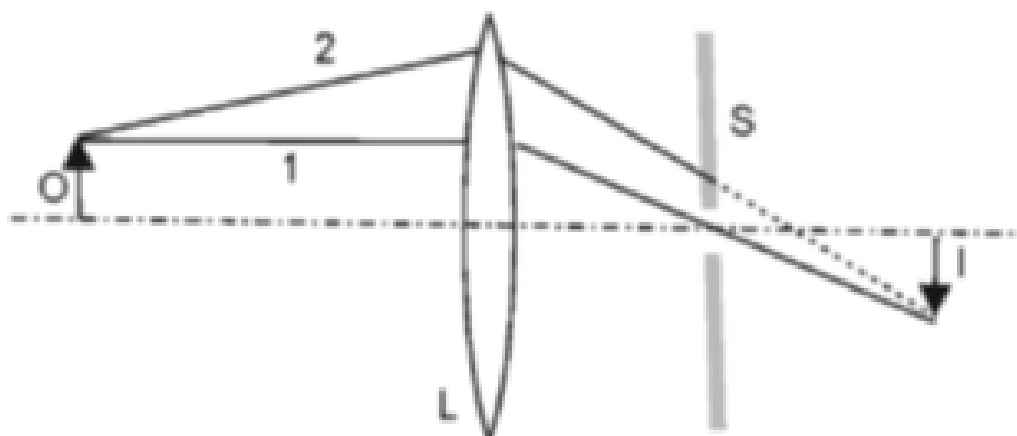
Głównym celem było porównanie obrazów typu schlieren i interferogramów w celu identyfikacji mikrostruktur plazmy. Zarejestrowane filamenty zaobserwowano na powierzchni bocznej kolumny plazmowej, wewnątrz niektórych płatów plazmy oraz w różnych strukturach plazmy podczas ich formowania i rozpadu. Takie wyniki nie były prezentowane w publikacjach dotyczących wcześniejszych eksperymentów PF wykonanych przez inne grupy, a pogłębiają one i potwierdzają wnioski przedstawione w naszych wcześniejszych publikacjach dotyczących eksperymentów prowadzonych w laboratorium PF-1000.

Opis urządzenia i diagnostyk

Opisane eksperymenty zostały przeprowadzone na urządzeniu PF-1000 wyposażonym w współosiowe elektrody typu Mather o długości 480 mm. Anodę stanowiła grubościenna rura miedziana o średnicy 230 mm. Katoda o średnicy 400 mm składała się z 12 rurek ze stali nierdzewnej. Początkowe ciśnienie napełniania

deuterem było zmieniało się w zakresie 70-140 Pa, a główna bateria kondensatorów (naładowana do 16 kV) dostarczała maksymalny prąd w zakresie 1,3-1,4 MA. W opisanych tutaj wyładowaniach PF-1000 wydajność neutronów fuzyjnych nie była optymalna dla zastosowanych wymiarów elektrody i dostarczonej energii, ale była rzędu 10^{10} na wyładowanie.

Szesnastokadrowy interferometr laserowy, będący podstawowym układem diagnostycznym laboratorium Plasma-Focus DPF-1000, został zmodyfikowany poprzez dodanie czterech kadrów rejestrujących przestrzenne rozkłady gradientów gęstości elektronowej plazmy (Schlieren Photography, Rys. 5.1.1) oraz rozdzielenie czterech kanałów w optycznej linii opóźniającej.



Rys. 5.1.1. Schemat układu optycznego do rejestracji gradientów współczynnika załamania w obiekcie (schlieren). O- obiekt powodujący ugięcie promienia lasera, L- soczewka, S- diaphragma z otworem, I- obraz, 1- promień nie odchylony, 2- promień odchylony, niezarejestrowany w obrazie

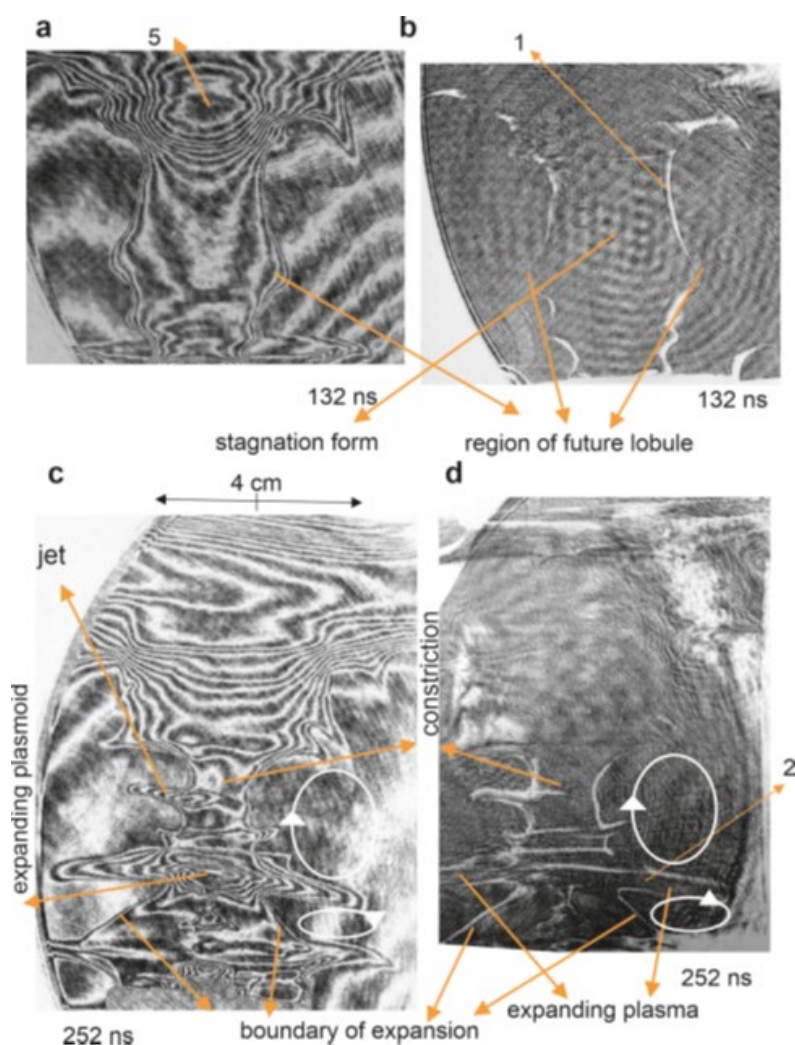
Taka konfiguracja umożliwiła wizualizację gradientów gęstości plazmy w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku wiązki lasera diagnostycznego a także pokazała ich związek z większymi strukturami rejestrowanymi za pomocą interferometrii laserowej.

Obrazy typu schlieren pokazały istnienie w kolumnie plazmowej struktur filamentarnych o submilimetrowych (200-300 μm) rozmiarach. Filamenty takie zaobserwowano w cienkiej (milimetrowej grubości) bocznej warstwie granicznej kolumny plazmowej i w wewnętrznych, szybko transformujących się obszarach kolumny gęstej plazmy.

Duże wartości gradientów gęstości plazmy i ich lokalizacja w regionach zarejestrowanych (lub przewidywanych) wysokich natężeń prądów, wskazywały na lokalne koncentracje pola magnetycznego. Źródła wysoko-energetycznych jonów o sub-milimetrowych rozmiarach, które zostały zidentyfikowane na kliszach kamery jonowej (Thompson-Parabola Spectrometer), zostały uznane za przejaw wysokiej lokalnej koncentracji energii magnetycznej.

Uzyskane wyniki

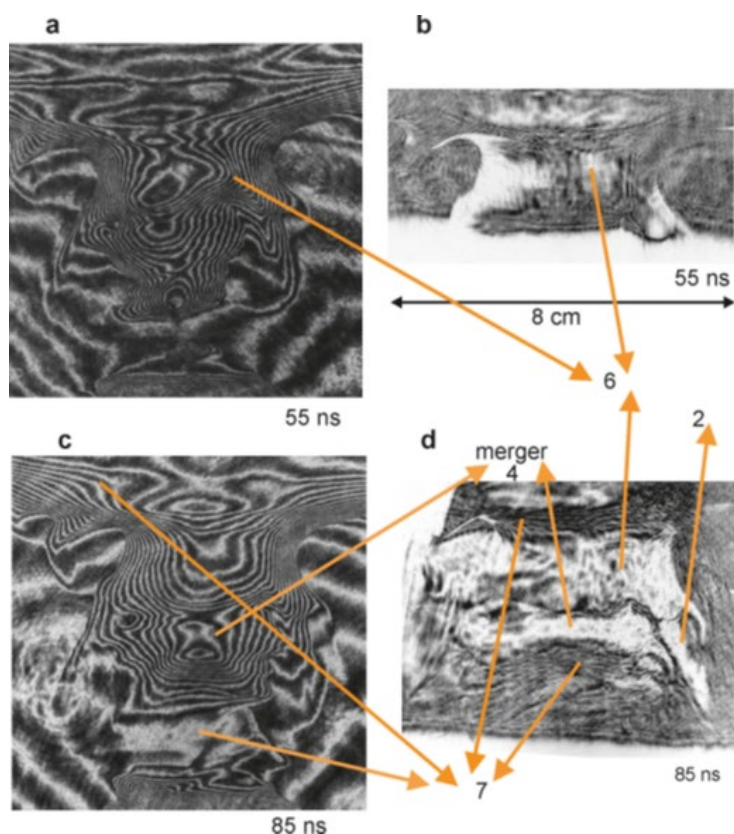
Na Rys. 5.1.2 przedstawiliśmy kadry interferometryczne i schlierenowskie z wyładowania nr 13315, które zostało wykonane przy ciśnieniu początkowym deuteru w komorze wynoszącym 100 Pa oraz aperturze przesłony schlierena równej 2 mm. Obraz interferometryczny (a) i schlierenowski (b) zostały zarejestrowane w końcowej fazie implozji radialnej powłoki plazmowej. Obraz interferometryczny (c) i kadr schlierenowski (d) zostały zarejestrowane podczas tworzenia się zwężenia kolumny plazmowej i wtórnych plazmoidów, tj. na początku emisji HXR i produkcji neutronów. Obraz interferometryczny na Rys. 5.1.2(a) przedstawia fazę stagnacji z niemal jednorodną gęstością plazmy w centralnej części kolumny plazmowej. Kadr schlierenowski na Rys. 5.1.2(b) pokazuje "wygaszenie" ugięć w obszarach bocznych i szerszą kolumnę plazmy (oznaczoną jako "obszar przyszłych „lobules”"). Ten sam region na Rys. 5.1.2(d) pokazuje dobrze rozwinięty płat plazmy z otwartym końcem. Na rysunkach 2(c) i 2(d) można łatwo rozróżnić zwężenia i szersze plazmoidy wtórne.



Rys. 5.1.2. Obrazy z wyladowania nr. 13315, przeprowadzonego przy napięciu ładowania 15 kV i ciśnieniu początkowym 100 Pa: interferogram (a) i obraz schlierenowski (b) zarejestrowane podczas stagnacji pinchu, obrazy (c) oraz (d)—podczas przerwania pinchu. Powierzchnia kolumny gęstej plazmy była ewidentnie zaburzona w obszarze formowania lobuli plazmy (oraz wtórnych plazmoidów), oznaczona numerem 2.

"Rozszerzający się plazmoid", który powstał powyżej widocznego ściętego stożka plazmy i poniżej strumienia widocznego na rys. 5.1.2(c), wykazała spadek gęstości plazmy przy większym promieniu, gdzie prążki interferometryczne oddalały się od siebie, przechodząc od centrum kolumny plazmowej do jej peryferii. Można również zaobserwować otwartą krawędź tego plazmoidu na rys. 5.1.2(d). Jest to dowód na radialny wypływ plazmy. Białe elipsy ze strzałkami, zaznaczone na rys. 5.1.2(c) i 5.1.2(d), ilustrują dwa możliwe zamknięcia prądu, zarówno po górnej, jak i dolnej stronie płata (lobule) plazmy.

Obrazy interferometryczne [(a) i (c)] oraz obrazy schlieren [(b) i (d)] zostały zarejestrowane podczas transformacji kolumny gęstej plazmy, po przerwaniu zwężenia i podczas produkcji neutronów z opóźnieniem 30 ns. Obrazy te pokazały pojawienie się gradientów gęstości w płatach plazmy (2) oraz w obszarze interfejsu między dwiema strefami plazmy 4 i 6. Poziome struktury przypominające frędzle, oznaczone jako 7, mogą odpowiadać mniej widocznym włóknom w quasi-stacjonarnych regionach gęstej kolumny plazmowej. Obrazy interferometryczne na rys. 5.1.3(a) i 5.1.3(c) pokazały obszary ze stosunkowo szerokimi prążkami, gdzie gęstość plazmy w pobliżu anody spadła do bardzo niskiej wartości, prawdopodobnie z powodu lokalnej eksplozji po rozpadzie zwężenia kolumny plazmowej i wtórnych plazmoidów.



Rys. 5.1.3. Dane z wyładowanie nr 13020 wykonanego przy napięciu ładowania 16 kV i ciśnieniu początkowym 120 Pa

Odchylenia obrazu schlierenowskiego odpowiadające regionom o niższej gęstości, oznaczone jako (7) na Rys. 5.1.3(d), mogą być prawdziwymi filamentami z mniejszymi gradientami w częściach plazmy przy stosunkowo wolniejszej ewolucji kolumny gęstej plazmy. Wahaliśmy się jednak przed przyjęciem takiej interpretacji bez dalszych dowodów.

Wnioski

Główne wnioski z przedstawionych badań można sformułować następująco w następujący sposób: zastosowana diagnostyka typu schlieren wykazała pojawienie się drobnych włókien w wyładowaniach plazmowych w mega-amperowym eksperymencie PF-1000. Filamenty te zostały zarejestrowane w szczególności w czterech regionach:

- (1) Na powierzchni kolumny gęstej plazmy, tworzyły one mozaikowy wzór o długości około 1 mm i średnicy około 200 μm .
- (2) Boczne profile zrazików plazmy wykazywały podłużne włókna o długości włókna o długości kilku mm i średnicy wynoszącej około 200-300 μm .
- (3) Niektóre miejsca ugięć schlierenów o wymiarach milimetrycznych podczas formowania lub rozpadu wtórnych plazmoidów.
- (4) Czwarty obszar obrazów schlieren pokazał transformację osiowo zorientowanych włókien w chaotyczną strukturę podobną do mozaiki, szczególnie na styku między łączących się i/lub sąsiadujących mikrostruktur.

Powyższe obserwacje potwierdziły przypuszczenia, że struktura filamentowa może być uważana za charakterystyczną cechę wielu wyładowań plazmowych. Zaobserwowano ją w strefach i w obszarach szybkich transformacji. Obserwacje te wskazały, że rozważane filamenty są prawdopodobnie związane z przepływami prądów i charakteryzują się wyższą gęstością energii magnetycznej. Pojawienie się drobnoziarnistej struktury

podczas produkcji HXR i neutronów fuzyjnych uzasadnia hipotezę, że struktury te są stowarzyszone z akceleracją naładowanych cząstek (jonów oraz elektronów).

2. Badania materiałowe

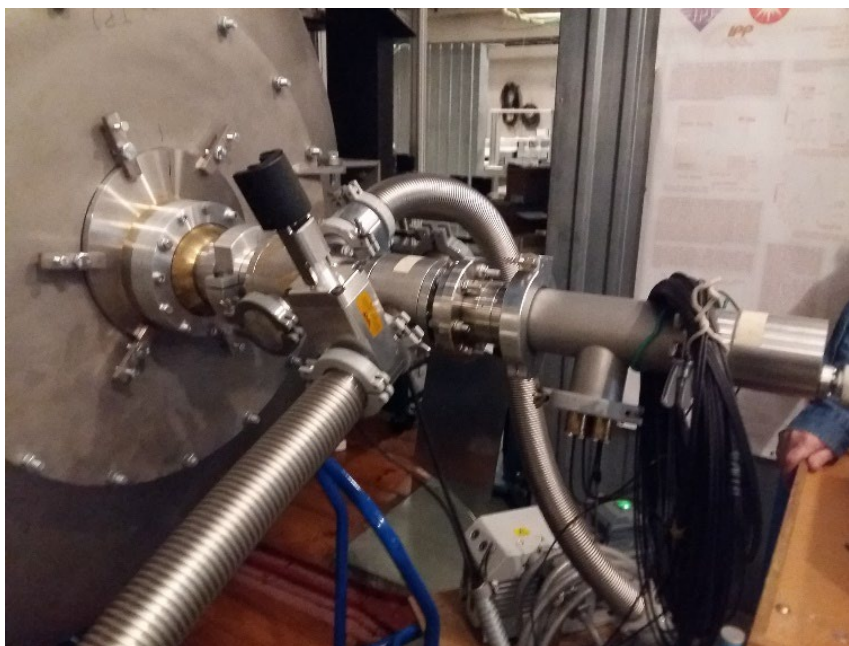
Układy typu plasma focus stanowiąc mogą wyjątkowo użyteczne w badaniach materiałowych i zastosowaniach technologicznych źródło wysokoenergetycznych wiązek jonowych. Ze względu na zdolność generacji wiązek o energiach jonów rzędu kilkuset keV do kilku MeV oraz umiarkowanie szerokie spektrum energii, układy tego typu wydają się być obiecujące w zastosowaniach związanych z modyfikacją powierzchni materiałów przez implantację jonów. Niemonoenergetyczne spektrum uzyskanych pozwala na uzyskanie istotnych z punktu widzenia technologii gradientów stężeń implantowanych domieszek.

Wysokoenergetyczny charakter uzyskiwanej plazmy czyni układy typu PF wartościowe również w zastosowaniach związanych z testowaniem materiałów do zastosowań fuzyjnych.

W roku 2023 kontynuowane były prace nad dostosowaniem układu PF-1000U do badań materiałowych.

Diagnostyka

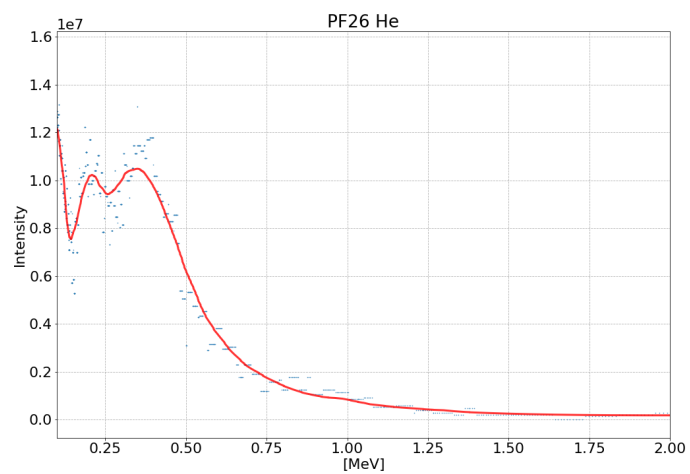
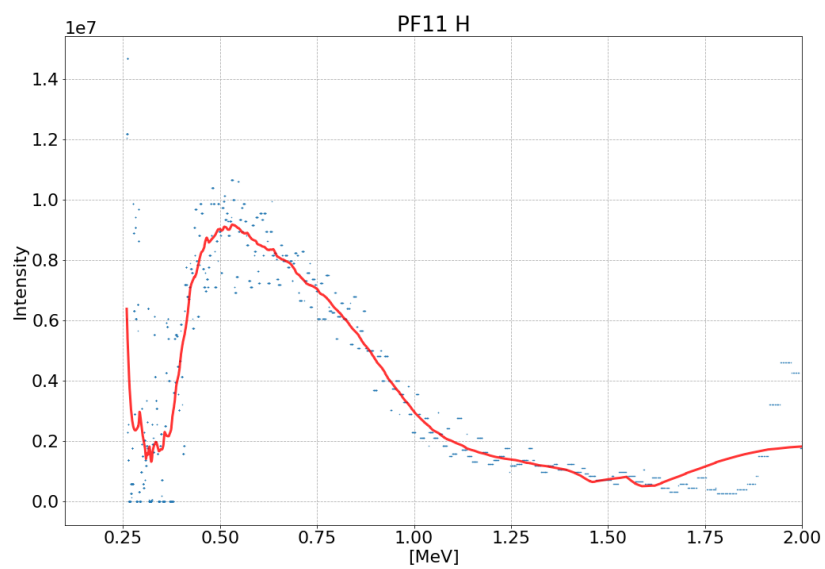
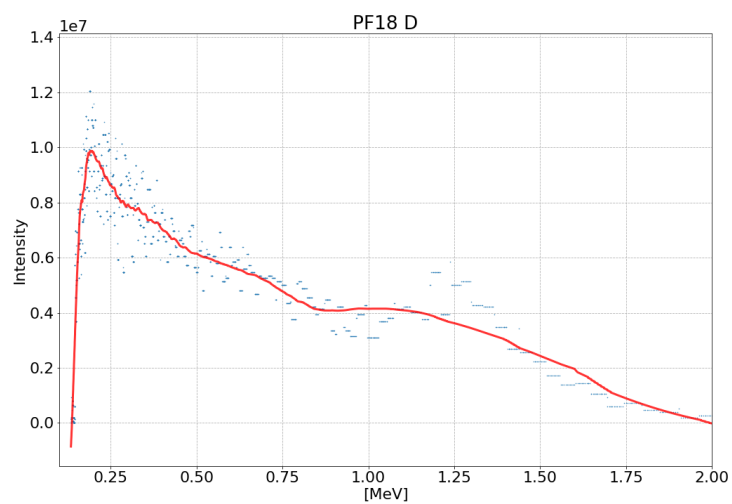
Istotną przeszkodą w szerszym wprowadzeniu układów PF do zastosowań technologicznych oraz badań materiałowych jest brak precyzyjnych danych o generowanych obciążeniach materiału plazmą – gęstości energii, gęstości plazmy oraz całkowitego strumienia energii dostarczanego do próbki. W celu określenia precyzyjnych parametrów strumienia plazmy oraz wiązek jonowych, we współpracy z NCBJ przeprowadzono szerokie badania spektrum energii z wykorzystaniem spektrometru thomsonowskiego. Zbadano wiązki w szeregu pracy parametrów urządzenia oraz w interesujących technologicznie atmosferach (D, H, He, H+ He, D +He).



Rys.5.1.4 Spektrometr thomsonowski

Uzyskano precyzyjne informacje o rozkładzie energii oraz gęstości strumieni plazmy, co pozwala zastosować układ PF-1000U w badaniach materiałowych i modyfikacji materiałów przy precyzyjnie określonych parametrach.

Warto odnotowania jest uzyskanie maksimum rozkładu dla plazmy wodorowej w okolicach energii 300 keV. Jest to wartość dość bliska maksimum przekroju dla reakcji fuzji p-11B, co otwiera interesującą ścieżkę badań.



Rys. 5.1.5 Przykładowe widma

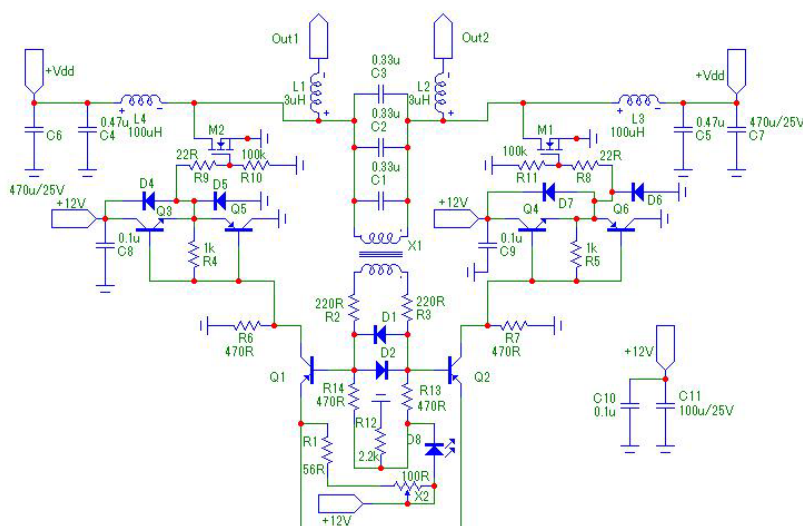
Układ grzania

Temperatura materiału jest parametrem o bardzo istotnym znaczeniu dla fizyki oddziaływania z materiałem. W zastosowaniach fuzyjnych szczególną rolę grają materiały na podstawie wolframu (metal, stopy, kompozyty), dla którego mechanizmy odkształcenia i przemian strukturalnych zależą w stopniu krytycznym od przekroczenia temperatury przemiany krucho-plastycznej (ductile-to-brittle transition temperature). Wysoce istotne dla uzyskania wartościowych danych jest zatem badanie materiałów w temperaturach zbliżonych do tych właściwych dla ich przewidywanej eksploatacji. Temperatura podłoża wpływać może również na procesy fizykochemiczne w materiałach modyfikowanych plazmą.

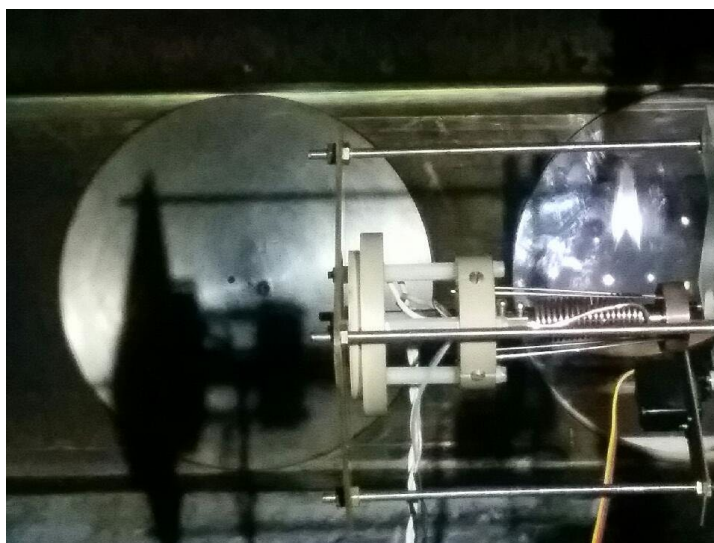
Na dziś, nie są dostępne urządzenia pozwalające na badania i modyfikację materiałów w podwyższonych temperaturach z wykorzystaniem plazmy o parametrach zbliżonych do plazm fuzyjnych.

Z tej racji, w roku 2023 kontynuowano badania nad opracowaniem układu grzania dla układu PF-1000U.

Przeprowadzono szereg testów mniejszego prototypu. W świetle uzyskanych obiecujących wyników, opracowano nowy układ zasilania układu grzania zmiennym polem magnetycznym oraz przeprowadzono testy ulepszonej głowicy grzewczej.



Rys. 5.1.6 Schemat nowego zasilacza



Rys. 5.1.7 Zmodyfikowana głowica grzewcza

6 Laboratorium Plazmowych Napędów Satelitarnych

Przedstawione rezultaty to przede wszystkim wyniki prac prowadzonych w ramach projektu INP NCBiR. Ze względu na poważną awarię układu próżniowego i wynikające stąd spiętrzenie prac koniecznych do zakończenia projektu INP oraz kolejną awarię aparatury niezbędnej do zakończenia dodatkowych badań zakontraktowanych jako rozszerzenie (*Contract Change Notice CCN*) projektu ESA o akronimie HIKHET, projekt ten został w roku 2023 potraktowany marginalnie i nie będzie opisywany w tym raporcie. Zakończenie prac zaplanowanych w CCN zostało przesunięte na rok 2024.

6.1 Projekt NCBiR: Impulsowy napęd plazmowy do nano i mikrosatelitów

W ramach projektu (POIR.01.01.01-00-0857/19 realizowanego w kooperacji z liderem przemysłowym zwanym dalej Liderem (firmą PROGRESJA SPACE^[1] Sp. z o. o.; IFPiLM jest konsorcjantem) zakończono przewidziane w etapie 5 badania przemysłowe zmierzające do zdefiniowania wersji inżynierskiej zasilanego paliwem ciekłym (PFPE) impulsowego mikrosilnika plazmowego dla nanosatelitów (występującego w tytule projektu jako „impulsowy napęd plazmowy” INP) oraz wykonano zasadnicze zadania ostatniego w projekcie etapu 7, w którym realizowano prace rozwojowe mające na celu optymalizację wersji inżynierskiej i jej przetestowanie w szerokim zakresie parametrów roboczych jak i warunków środowiskowych (np. temperaturowych). Jednak ze względu na osiągnięcie jedynie 50% wydajności silnika założonej w jednym z kamieni milowych etapu 7, Lider uznał, że wdrożenie produktu byłoby nieracjonalne z punktu widzenia przyszłej oferty handlowej i podjął decyzję o przerwaniu prac pozostałych jeszcze do wykonania w ramach ostatniego etapu (w tym testów czasu życia finalnej wersji inżynierskiej, testów temperaturowych, rozszerzonych pomiarów zakłóceń EM oraz szybkiej fotografii w wybranych na podstawie badań spektroskopowych zakresach widmowych). W konsekwencji działania w ramach projektu INP zostały wstrzymane ok. 3 miesiące przed formalnym terminem jego zakończenia. W dalszej części raportu zakłada się, że zasadnicze informacje na temat projektu i dotychczas przeprowadzonych prac B+R są czytelnikowi znane z poprzednich raportów rocznych (RR_21 i RR_22) i nie będą tutaj powielane.

Ocena wydajności pierwszej wersji inżynierskiej silnika

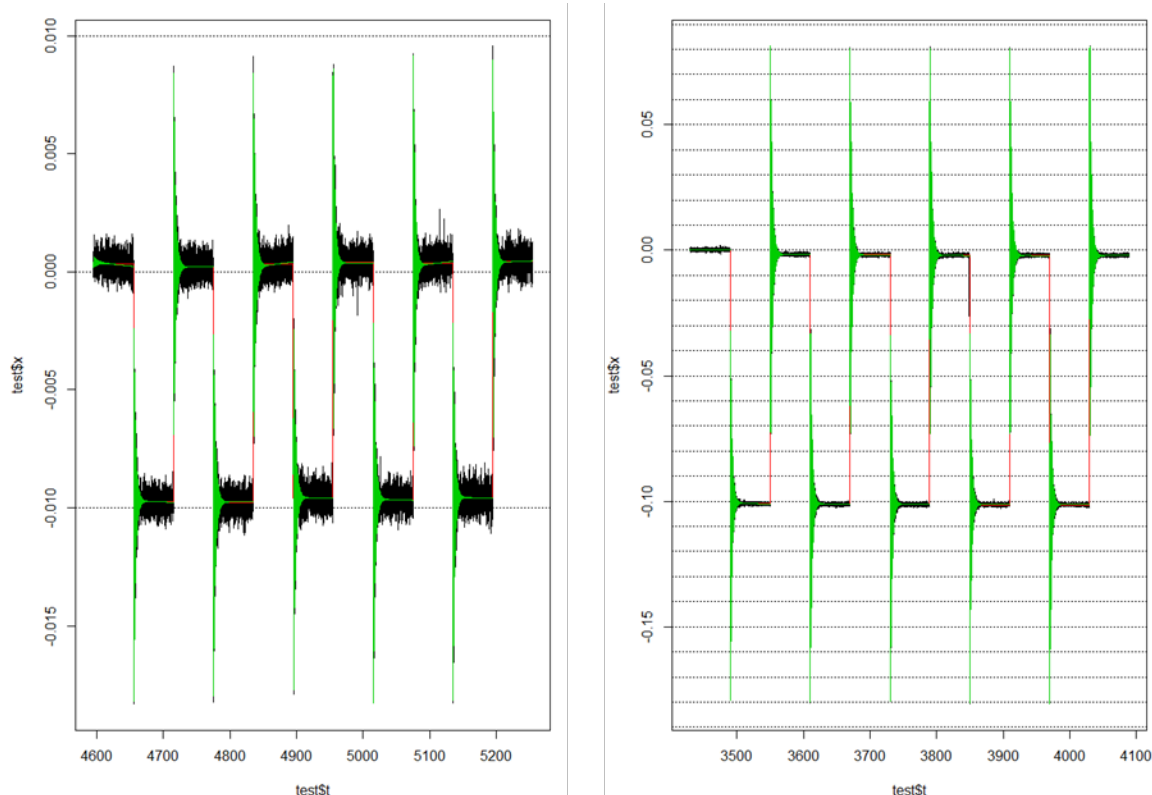
Celem etapu 5 było uzyskanie zaplanowanej wydajności i definicja inżynierskiej wersji silnika poprzez wybór i optymalizację jego konfiguracji oraz dobór parametrów pracy (w tym typu baterii, jej energii, napięcia iskrownika i sposobu dozowania paliwa).

Do oceny osiągnięć przewidziano pomiary wydajności masowej i popędu ciągu silnika, parametrów strumienia plazmy takich jak rozkład gęstości ładunku w chmurze plazmy, rozbieżność wiązki, jej symetria i skład molekularny jak również wizualizację dynamiki wyładowania w obszarze elektrod.

W programie tego etapu założono realizację 3 kamieni milowych zdefiniowanych przez wymagania:

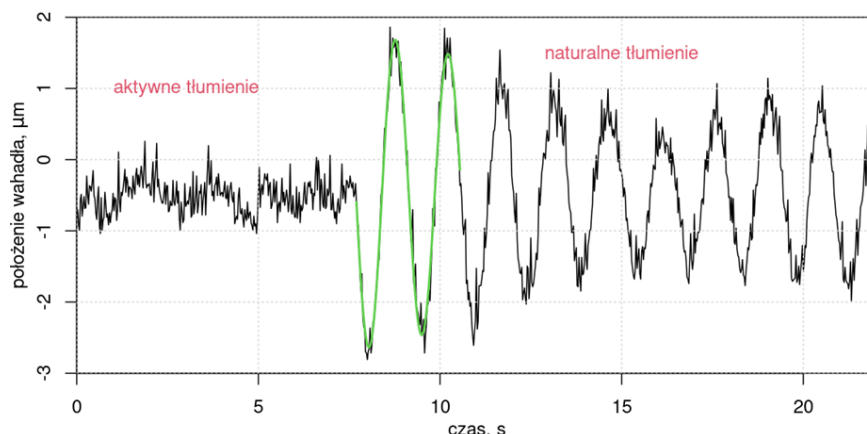
- 1) **wydajność silnika** – jako parametry mierzalne przyjęto: a) stosunek popędu siły ciągu do energii E zmagazynowanej w baterii kondensatorów – $> 10 \mu\text{Ns/J}$ (wielkość ta wyrażana jest przez stosunek siły ciągu do mocy (popędu siły ciągu do energii) i podawana w $\mu\text{N/W}$), b) sprawność energetyczną $\eta > 5\%$ zdefiniowaną przez stosunek, gdzie oznacza masę paliwa uwalnianą w impulsie oraz c) impuls właściwy $> 500 \text{ s}$. W przypadku nieuzyskania dla pierwszej wersji inżynierskiej silnika parametrów o zaplanowanych wartościach, we wniosku przewidziano możliwość działań naprawczych.
- 2) **Skuteczności wytwarzania iskry zapłonowej** $> 95\%$ – kamień krytyczny – nieuzyskanie założonej skuteczności miało skutkować przerwaniem projektu.
- 3) **Żywotność baterii głównej** > 1 milion cykli pracy – we wniosku przewidziano możliwość działań naprawczych.

Określenie wydajności silnika wymaga pomiaru popędu siły ciągu o typowych wartościach rzędu $10\ \mu\text{Ns}$. Do pomiarów wykorzystano wytworzoną w ramach projektu *LuPPT* (EC FP7) hamownię (określaną także jako waga aerodynamiczna lub *thrust stand*, a także *thrust balance*), którą IFPiLM zakupił formalnie w prezentowanym tutaj projekcie INP. Do uzyskania wiarygodnych wyników niezbędne jednak było jej doposażenia w precyzyjny kalibrator elektromagnetyczny (układ typu *voice coil*). Argumentację uzasadniającą tę potrzebę, opis konstrukcji układu kalibracyjnego oraz jego wzorcowania przedstawiono w szczegółowym raporcie INP_IFPiLM_R08_01_w_01_20230413. Wzorcowania dokonano poprzez pomiar (za pomoc precyzyjnej laboratoryjnej wagi analitycznej) siły wytwarzanej przez kalibrator w funkcji natężenia prądu zasilającego elektromagnes kalibratora oraz porównanie otrzymanych wyników z odczytami odchył wahałki hamowni generowanymi przez wcześniej skonstruowany w IFPiLM kalibrator mechaniczny, wykorzystywany w pomiarach mających na celu ocenę ciągu silnika Halla. W wyniku wzorcowania niepewność pomiarów z wykorzystaniem nowego kalibratora oszacowano na $\sim 2\%$. O skali precyzji pomiarów można wnosić na podstawie wielkości wychyleń wahałki hamowni, które dla popędu siły rzędu $10\ \mu\text{Ns}$ wynosi kilka mikrometrów. Powtarzalność wychyleń wahałki hamowni dla kolejnych pięciu impulsów siły kalibratora o wartości 2 i 20 mN pokazano na Rys. 6.1.1.



Rys. 6.1.1. Sekwencja wychyleń wahałki hamowni pod działaniem siły 2 mN (po lewej) i 20 mN (po prawej) generowanych przez kalibrator elektromagnetyczny.

Pomiar popędu siły ciągu sprowadzał się do wyznaczenia parametrów tłumionego oscylatora harmonicznego (amplitudy i częstości drgań oraz masy zawieszanej na sprężynie), którego drgania najlepiej pasowały do oscylacji wahałki hamowni rejestrowanych w eksperymencie. Metodę pomiarów opisano ze szczegółami w raporcie INP_IFPiLM_R08_02_w_01_20230606. Należy zaznaczyć, że wyznaczenie tych parametrów wymagane było zarówno dla drgań generowanych w wyniku „strzału” silnika umieszczonego na hamowni jak i drgań powstających po uruchomieniu kalibratora. Estymacja amplitudy oraz częstości drgań wahałki dla każdego dopasowania pozwala na podstawie zależności wyznaczyć albo drgającą masę (silnika wraz z wahałką) gdy znany jest popęd siły generowany przez kalibrator, albo obliczyć impuls (popęd siły ciągu silnika) gdy znana jest już masa. Przykład dopasowania oscylacji oscylatora harmonicznego do drgań wahałki hamowni zarejestrowanych po strzale silnika przedstawiono na Rys. 6.1.2.

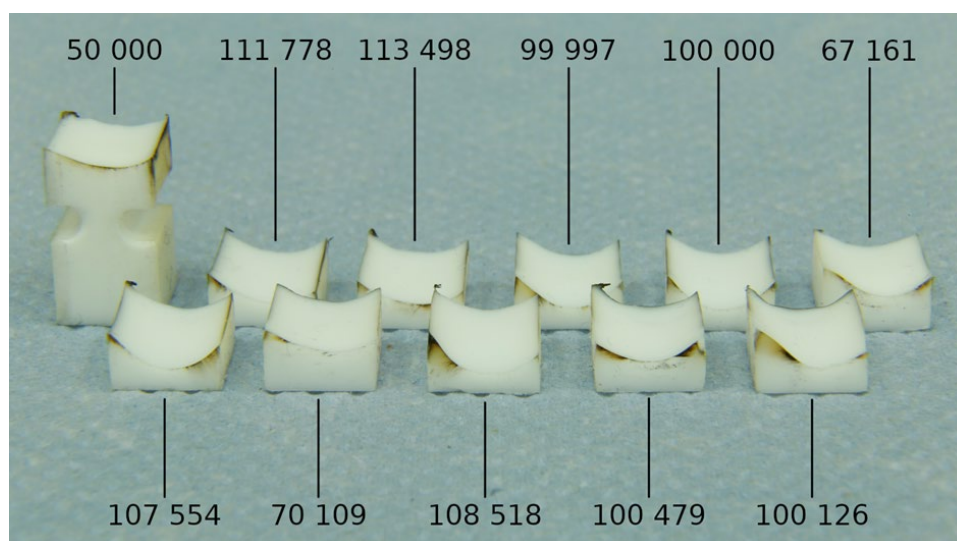


Rys. 6.1.2. Typowy przebieg wychyleń wahadła hamowni zarejestrowany dla impulsu generowanego przez silnik PPT. Zielonym kolorem zaznaczono najlepsze dopasowanie tłumionego oscylatora harmonicznego do dwóch pierwszych oscylacji wahadła.

Wydajność silnika zasilanego PTFE (teflonem)

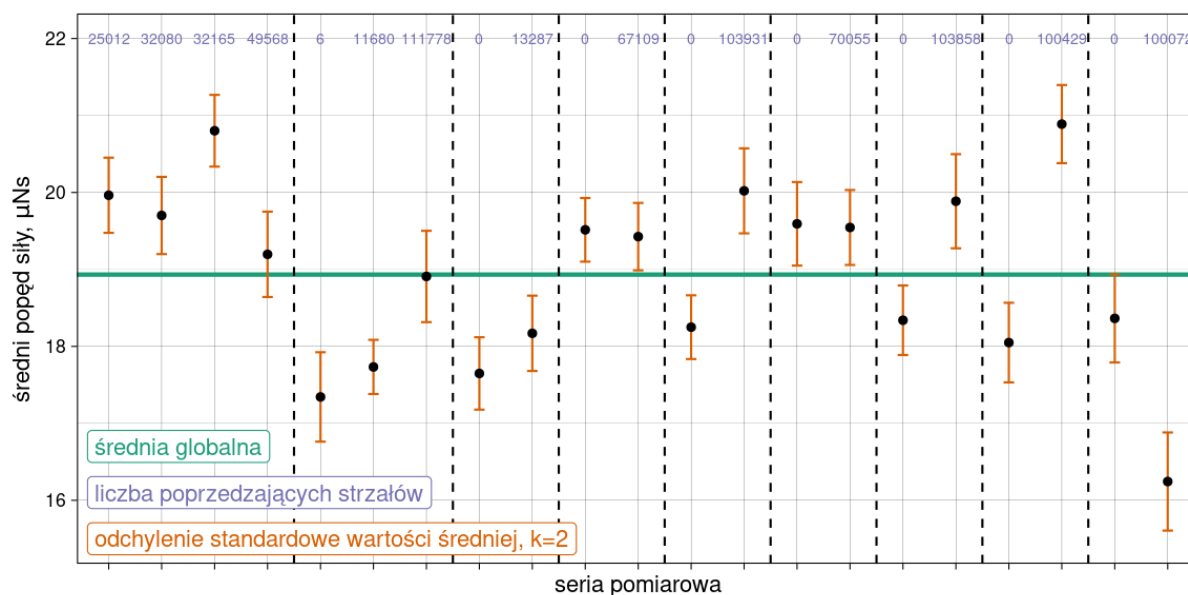
Do celów porównawczej analizy wydajności jak również dla wykazania funkcjonalności elektroniki, poprawności oprogramowania, skuteczności iskrownika oraz czasu życia baterii nie mniejszego niż 1 milion strzałów, równoległe z pracami nad wersją zasilaną PFPE przeprowadzono szeroko zakrojone testy silnika zasilanego teflonem (PTFE). W badaniach tych wykorzystano baterię Exxelia 180. Zmierzony popęd siły (impuls) posłużył do obliczenia sprawności energetycznej silnika oraz impulsu właściwego, gdzie oznacza wydatek masowy na jeden strzał, energię dostępną z baterii, a standardowe przyspieszenie ziemskie. We wszystkich pomiarach bateria była ładowana do tego samego napięcia 1000 V (nominalnego), co odpowiada wartości.

Paliwo teflonowe podawano do silnika w formie bloku prostopadłościennego montowanego na stałe pomiędzy elektrodami wyładowczymi – nie stosowano żadnego mechanizmu korygującego położenie bloku w miarę wypalania PTFE. Z tego powodu konieczna była wymiana bloku paliwa na nowy po wykonaniu strzałów. Impuls ciągu mierzono na hamowni dla każdego bloku przynajmniej dwa razy: krótko lub tuż po instalacji oraz gdy był już zauważalnie wypalony. Każda seria pomiarów na hamowni składała się z strzałów. Zużycie bloku po każdej sekwencji strzałów ilustruje Rys. 6.1.3.



Rys. 6.1.3. Fotografia wszystkich bloków teflonu użytych do wykazania żywotności baterii na poziomie 1 miliona strzałów. Powierzchnia zwrócona w kierunku aparatu przylegała w eksperymencie do anody silnika. Dla każdego bloku paliwa podano liczbę wykonanych strzałów.

Wartość średnią popędu siły dla silnika zasilanego teflonem wyznaczoną z pomiarów na hamowni na podstawie 21 serii pomiarowych oraz odpowiednie wartości średnie dla każdej z tych serii (po 50 strzałów) przedstawiono na Rys. 6.1.4.



Rys. 6.1.4. Wykres średniego popędu siły ciągu dla kolejnych serii po 50 strzałów. Słupki błędów reprezentują rozszerzone odchylenie standardowe wartości średniej ($k=2$). Wartości nad każdym punktem na wykresie odpowiadają liczbie strzałów wykonanych dla danego bloku paliwa do momentu rozpoczęcia danej serii pomiarowej. Zielną ciągłą linią poziomą zaznaczono średnią z wszystkich pomiarów

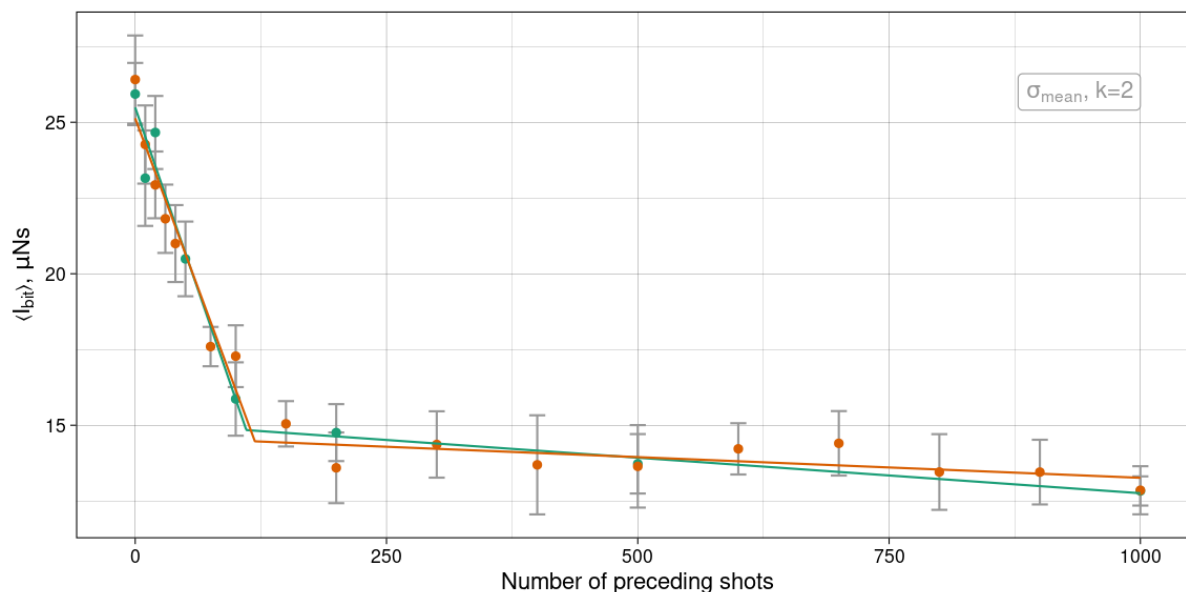
Średni wydatek masowy na jeden strzał $m = 5.25 \mu\text{g}$ wyznaczono na podstawie sumarycznej liczby strzałów $\sum N = 1\,029\,220$ i całkowitego zużycia teflonu $\sum m = 5406.8 \text{ mg}$ ($\cong 5.4 \text{ g}$). Wielkość ta została użyta do oszacowania średniego impulsu właściwego I_{sp} oraz sprawności energetycznej η silnika. Wykorzystując wyznaczoną wcześniej średnią wartość popędu ciągu $I_{bit} = 18.9(2.2) \mu\text{Ns}$ otrzymano $I_{sp} = 367(42) \text{ s}$ oraz $\eta = 3.16(0.72)\%$ – w nawiasach podano oszacowaną niepewność pomiarową. Wszystkie wyniki zebrano w Tabeli 1.

Wydajność silnika zasilanego ciekłym paliwem (PFPE)

Do czasu uzyskania niezawodnie działającego układu automatycznego dozowania paliwa (PFPE) testy wydajności prowadzono przy ręcznym napełnieniu dystrybutora dawką wystracającą na oddanie serii 1000 strzałów, bez konieczności uzupełniania rowka paliwowego. Przedstawione poniżej wyniki, tak jak dla teflonu, otrzymano dla silnika zasilanego z baterii Exxelia 180 ($2.16 \mu\text{F}$), przy nominalnym napięciu ładowania 1000 V (1.08 J). Silnik wyposażono w wykonany z Macoru płaski dystrybutor nowego typu, którego konstrukcja miała zaradzić problemom zaobserwowanym podczas testów z pierwszą wersją z azotku boru (opisaną w raporcie INP_IFPILM_R05_01_w_01_20220429), zachowując jednocześnie zasadniczy schemat zasilania plenum paliwowego.

Wyniki dwóch serii pomiarów popędu siły przy takiej organizacji eksperymentu ilustruje Rys.5 Jak widać ich powtarzalność jest bardzo dobra. Wyraźnie zaznaczone dwa trendy odnoszą się odpowiednio do początku serii (kiedy na skutek migracji paliwa mogła być zwilżona powierzchnia czołowa dystrybutora większa niż powierzchnia rowka z paliwem dostępna dla wyładowania) oraz dla fazy późniejszej, gdy nadmiar PFPE został zużyty i paliwo jest już tylko w rowku, a jego ilość w miarę strzelania sukcesywnie maleje. Otrzymane wyniki dość dobrze można przybliżyć linią łamaną z dwoma odcinkami o nachyleniu ujemnym – $0.09 \mu\text{Ns}/\text{strzał}$ (strzały do około 120.) oraz $0.002 \mu\text{Ns}/\text{strzał}$ lub mniejszym (kolejne strzały). Do wyznaczenia średniego popędu siły wykorzystano dopasowaną linię łamaną, pozwalającą łatwo

obliczyć całkę po całej serii 1000 strzałów. Obliczona na tej podstawie wartość średnia popędu siły ciągu I_{bit} wynosi 14.56(0.29) μNs , gdzie w nawiasie podano oszacowaną niepewność.



Rys. 6.1.5. Popęd siły w funkcji liczby poprzedzających strzałów. Punkty reprezentują średnie z 10 kolejnych pomiarów: ● seria #1, ● seria #2. Słupki błędów wyznaczają rozszerzone odchylenie standardowe wartości średniej ($k=2$).

Średni wydatek masowy na tym etapie projektu został w sumie zmierzony trzy razy: pierwszy przy wstępnych testach pierwszej wersji dystrybutora paliwowego (2,6 μg na strzał) i dwa kolejne przy ręcznym sposobie napełniania dystrybutora z Macoru (4,1 μg oraz 4,5 μg). W związku z tym można otrzymać oszacowanie średniego impulsu właściwego I_{sp} oraz sprawności energetycznej η silnika w formie przedziałów:

$$I_{sp}=[330 \text{ s}, 570 \text{ s}], \quad \eta=[2.2\%, 3.8\%].$$

W porównaniu do Teflonu ($I=18.9(2.2) \mu\text{Ns}$, $I_{sp}=367(42) \text{ s}$, $\eta=3.16(0.72)\%$) silnik ręcznie zasilany Fomblinem wydaje się posiadać większy impuls właściwy przy zbliżonej sprawności energetycznej oraz wytwarzać nieco niższy popęd siły. Należy jednak te wyniki traktować ostrożnie, ponieważ obarczone są dużą niepewnością ze względu na pomiar wydatku masowego oraz szybko zmieniający się w czasie impuls ciągu (specyfikę i trudności pojawiające się przy pomiarach wydatku masowego na podstawie krótkich serii opisano w raporcie INP_IFPILM_R11_01_w_01_20230605). Wyniki otrzymane dla obu paliw zebrano w Tabeli 1.

Wydajność silnika z baterią Exxelia 180 (1.08 J) dla obu paliw.

Tabela 1

Paliwo	$m - \mu\text{g}$	$I_{bit} - \mu\text{Ns}$	$I_{sp} - \text{s}$	$\eta - \%$	$I_{bit}/E - \mu\text{Ns/J}$
PTFE	5.25	18.9(2.2)	367(42)	3.16(0.72)	17.5
PFPE	[2.6, 4.1, 4.5]	14.56(0.29)	[330 s, 570 s]	[2.2%, 3.8%]	13.5

Należy zaznaczyć, że wstępna wersja dystrybutora z azotku boru, jak już wspomniano, okazała się niefunkcjonalna. Głównym problem stanowiła zbyt duża zwilżalność użytej ceramiki przez PFPE prowadząca do wycieków paliwa i jego spływania na kondensatory, gdzie tworzący się film z PFPE umożliwiał zapłon wyładowań pasożytniczych (patrz raport INP_IFPILM_R11_01_w_01_20230605). W rezultacie wyładowania te już podczas wstępnych testów z PFPE doprowadziły do zniszczenia 2 baterii KEMET 68. Ponieważ podczas wcześniejszych testów z PTFE (teflonem) nastąpiła awaria pierwszej baterii tego rodzaju, kondensatory KEMET uznano za zbyt podatne na uszkodzenia i zdyskwalifikowano, mimo niezwykle atrakcyjnego dla zastosowań kosmicznych upakowania energii zarówno na jednostkę

objętości jak i masy. Dalsze testy prowadzono już tylko z bateriami Exxelia i Knowles. I tak, testy wydajności z PFPE i porównawcze testy z PTFE wykonano dla silników zasilanych z baterii Exxelia 180, a pozostałe dwa typy baterii (Exxelia 270 i Knowles 250) wykorzystano w prowadzonych równolegle badaniach rozwoju wyładowania (szybka fotografia), testach funkcjonalności układu paliwowego i testach emisji EM.

Ze względu na wspomniane wycieki paliwa, w poszukiwaniu lepszego materiału na dystrybutor przeprowadzono testy zwilżalności przez PFPE różnych materiałów. Dokonano też krytycznej analizy dotychczasowej konstrukcji. Na tej podstawie opracowano nową wersję dystrybutora, (trzy warianty), który wykonano z obrabialnej ceramiki szklanej występującej na rynku pod nazwą Macor.

Badania funkcjonalności całego układu paliwowego wraz z automatycznym systemem dozowania skonstruowanym i dostarczonym przez Lidera, trudności napotkane podczas testów oraz procedury napełniania traktu paliwowego opisano w raporcie INP_IFPILM_R11_01_w_01_20230605.

Z punktu widzenia kamienia milowego etapu 5 „**Wydajność silnika**”, w którym celowano w wartości $I_{bit}/E > 10 \mu\text{Ns/J}$, $I_{sp} > 500 \text{ s}$ oraz $\eta > 5\%$, definitywnie osiągnięto jedynie zakładany popęd siły na jednostkę energii I_{bit}/E (stosunek ciągu do mocy), którego średnią wartość oceniono na $13.5 \mu\text{Ns/J}$ ($13.5 \mu\text{N/W}$). Przypuszcza się, że zbyt małe w stosunku do zakładanych wartości impulsu właściwego oraz sprawności mogą wynikać ze słabo ustalonych warunków pracy, to znaczy szybkiej zmiany dostępnego dla wyładowania paliwa w układzie, w którym nie ma możliwości dopełniania rowka paliwowego. Uznano, że mając w pełni sprawny układ automatycznego dozowania PFPE, będzie można wybrać preferowany obszar krzywej z Rys. 5 i dokładniej ocenić wydajność tylko w takim reżimie pracy.

Kamień milowy „**Skuteczności wytwarzania iskry zapłonowej**” wersji inżynierskiej należy uznać za osiągnięty. Przy wykonaniu w sumie około pięciu tysięcy strzałów przy okazji pomiarów popędu siły i wydatku masowego, skuteczność wytwarzania iskry zapłonowej była 100%.

Nie mając jeszcze w pełni dopracowanego układu dozowania PFPE „**żywołność baterii głównej**” testowano w układzie silnika zasilanego PTFE. Ponieważ przebiegi prądu i napięcia w funkcji czasu dla obu rodzajów paliwa są bardzo podobne uznano, że testy żywotności z PTFE są miarodajne również dla PFPE. Jak już wspomniano dla baterii Exxelia 180 nF pracującej w warunkach nominalnych (napięcie ładowania 1000 V, częstość repetycji 1 Hz) wykonano 1 029 220 strzałów (z wykorzystaniem 11 bloków teflonu) – po ich oddaniu nie zaobserwowano jakichkolwiek oznak degradacji baterii. W ten sposób wykazano osiągnięcie także tego kamienia milowego etapu. Warto zaznaczyć, że wykorzystując tę samą baterię wykonano jeszcze ok. 200 000 strzałów z PFPE, które także nie spowodowały zauważalnych uszkodzeń.

Testy optymalizacyjne wersji inżynierskiej (PFPE)

Następne testy wydajności przeprowadzono już w ramach ostatniego etapu projektu (etap 7 – prace rozwojowe). Miały one na celu wykazanie osiągnięć założonych w najistotniejszym kamieniu milowym pt. „**Wydajność silnika**” określonych przez:

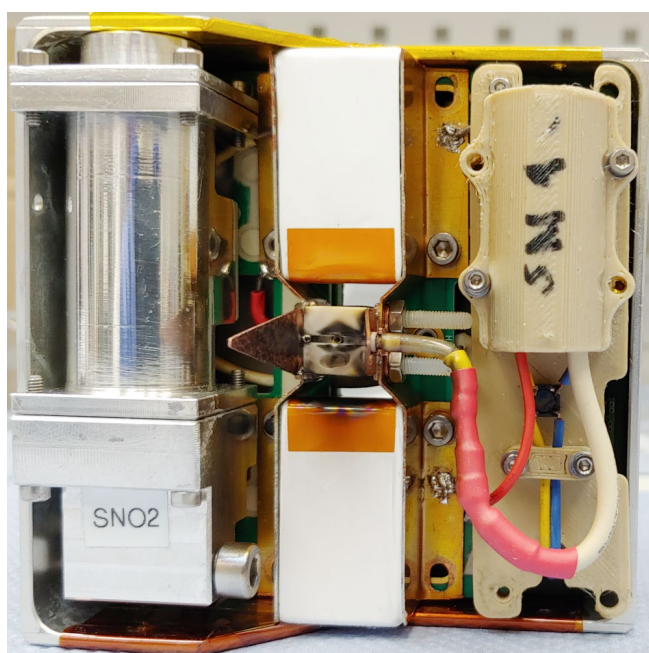
- stosunek siły ciągu do mocy $> 20 \mu\text{N/W}$ (popęd ciągu w impulsie do energii baterii)
- sprawność energetyczną $> 10\%$;
- impuls właściwy $> 1000 \text{ s}$.

Wymagania te zdefiniowano w projekcie pod kątem opłacalności wdrożenia produktu z punktu widzenia atrakcyjności przyszłej oferty handlowej (tj. komercyjnej wersji mikrosilnika PPT dla nanosatelitów).

Po opracowaniu procedur napełniania systemu paliwowego i osiągnięciu stabilnego działania układu (patrz raporty INP_IFPILM_R11_01_w_01_20230605 i INP_IFPILM_R13_01_w_01_20230708) testom poddano silnik z tą samą baterią Exxelia 180 nF, którą wykorzystywano w opisanych powyżej testach z dozowaniem ręcznym. Chcąc zoptymalizować wydajność silnika, pomiary przeprowadzono dla różnych jego konfiguracji, zmieniając m.in. geometrię elektrod wyładowczych i kształt dystrybutora. W badaniach wykorzystywano dostarczoną przez Lidera wersję inżynierską systemu w pełni

zintegrowanego z blokiem silnika, układem elektroniki sterującej i modułem paliwowym. Cały układ został upakowany w obudowie o rozmiarach 1/2U standardu CubeSat (patrz „proposál” projektu). Obudowa pozwala wymiennie instalować bloki silnika KEMET 68 i Knowles 250, natomiast ze względu na gabaryty integracja z blokami silnika Exxelia 180, a zwłaszcza Exxelia 270 wymaga użycia elementów dystansowych. Fotografię modułu 1/2U (z silnikiem Knowles 250) po serii testów w pomocniczym stanowisku próżniowym IFPiLM przedstawiono na Rys. 6.1.6. (Wszystkie pomiary prowadzono przy ciśnieniu w komorze nie większym niż 1×10^{-6} mbar.) Cały układ sterowany jest przez aplikację zainstalowaną na komputerze laboratoryjnym, pozwalającą określić wielkość dawki paliwa, napięcie pracy silnika, częstość repetycji cykli pracy i inne parametry.

Jak już wspomniano, ze względu na wycieki paliwa spowodowane nadmierną zwilżalnością azotku boru (BN), w ramach prac rozwojowych etapu 7 Lider zaproponował 3 warianty nowej konstrukcji dystrybutora. Wyboru hydrofobowych w stosunku do PFPE materiałów na dystrybutor i uszczelnienie obszarów jego styku z elektrodami wyładowczymi dokonano na podstawie testów zwilżalności przeprowadzonych zarówno w IFPiLM jak i przez Lidera. Dwa warianty nowego dystrybutora wykonanego ze szklanej ceramiki (Macoru) przedstawiono na Rys. 6.1.7. Będą one dalej identyfikowane jako dystrybutor z płaskim czołem (lub płaski) oraz jako dystrybutor ze „skrzydełkami”. To ostatnie rozwiązanie miało zapobiec bezpośredniemu spływaniu PFPE na kondensatory w przypadku przepełnienia rowka paliwowego oraz potencjalnie zwiększyć efektywność akceleracji termicznej (poprzez efekt dyszy gazo kinetycznej) – skuteczność tego rozwiązania w aspekcie zwiększenia sprawności silnika będzie jeszcze dyskutowana.

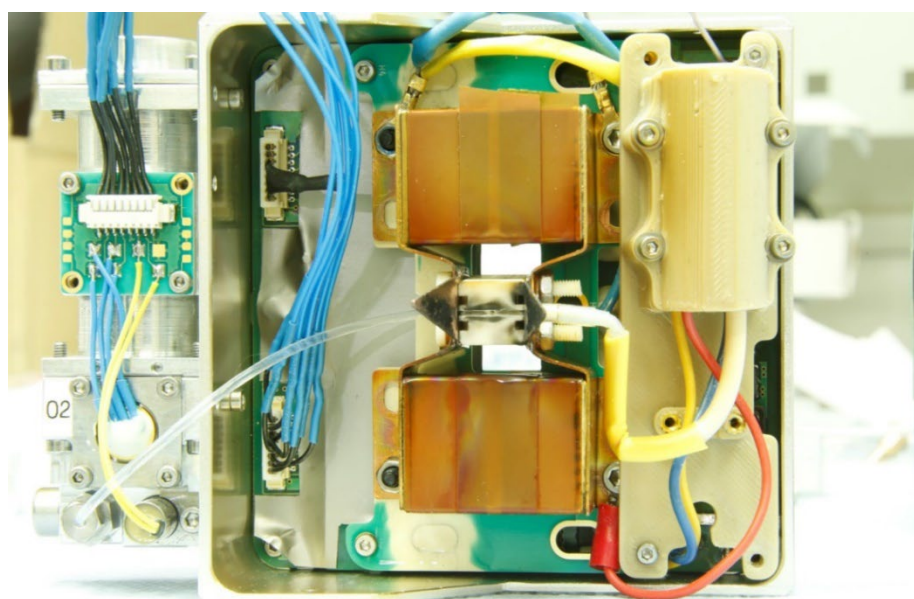


Rys. 6.1.6. Zintegrowany układ silnika zainstalowany w module CubeSat 1/2U. Na pierwszym planie, od lewej: zbiornik paliwa wraz z układem dozowania, blok silnika Knowles 250 oraz impulsowy transformator WN. Obudowę wykonano ze stopu aluminium

Podczas testów optymalizacyjnych konieczne było posadowienie na hamowni całego modułu 1/2U w każdej z badanych konfiguracji oraz określenie ubytku masy dla większości serii wyładowań. To ostatnie żądanie wymagało ważenia zespołu paliwowego wraz z blokiem silnika po odłączeniu od zasilania i wyjęciu z obudowy. Aby ułatwić demontaż i skrócić do minimum czas przebywania w/w zespołów w atmosferze laboratorium (dyskusję n/t absorpcji wilgoci atmosferycznej przedstawiono w raporcie INP_IFPiLM_R11_01_w_01_20230605) do testów silnika na hamowni zespół paliwowy zamontowano na zewnątrz obudowy 1/2U – patrz Rys.6.1.8.



Rys. 6.1.7. Dwa warianty dystrybutora z Macoru: „skrzydełka” mają osłaniać baterię przed potencjalnymi wyciekami PTFE. Na środku rowka plenum paliwowego widoczny otwór kapilarny dostarczający paliwo. Z prawej strony pokazano dystrybutor połączony z kapilarą z wykorzystaniem uszczelnienia typu „ferulla”



Rys. 6.1.8. Podstawowa konfiguracja silnika używana w testach wydajności. Na potrzeby pomiarów wydatku masowego (dla ułatwienia procesu montażu/demontażu) zbiornik paliwowy był zamocowany po zewnętrznej stronie obudowy

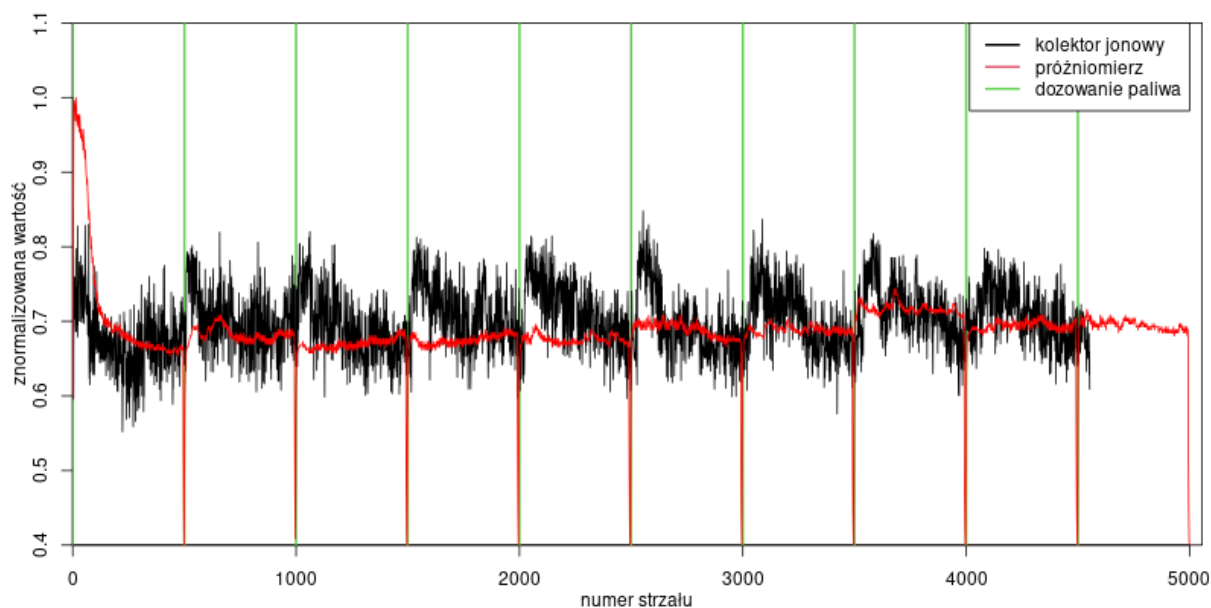
Pomiary realizowano w cyklach określonych przez fazę napełniania rowka dystrybutora (otwarcie zaworu systemu paliwowego) i serię strzałów wykonywanych aż do jego opróżnienia. Cykle te będą dalej nazywane „dozowanie-strzelanie - DS”. Przed każdą serią pomiarową praca silnika była stabilizowana poprzez wykonanie przynajmniej 4 cykli DS. Procedura testowa wraz z wynikami pomiarów została szczegółowo opisana w raporcie INP_IFPiLM_R08_05_w_01_20230925. Na Rys. 6.1.9 przedstawiono zależność zmian ciśnienia w komorze próżniowej i prądu kolektora jonowego dla sekwencji kilku cykli

DS. Widać, że po kilku pierwszych cyklach (inicjowanych po dłuższej przerwie w pracy silnika, np. po nocy) przebiegi z obu sond są powtarzalne, co wskazuje na stabilne działanie całego układu. Należy zaznaczyć, że liczba strzałów w danym cyklu DS jest funkcją energii, od której głównie zależy wydatek masowy silnika.

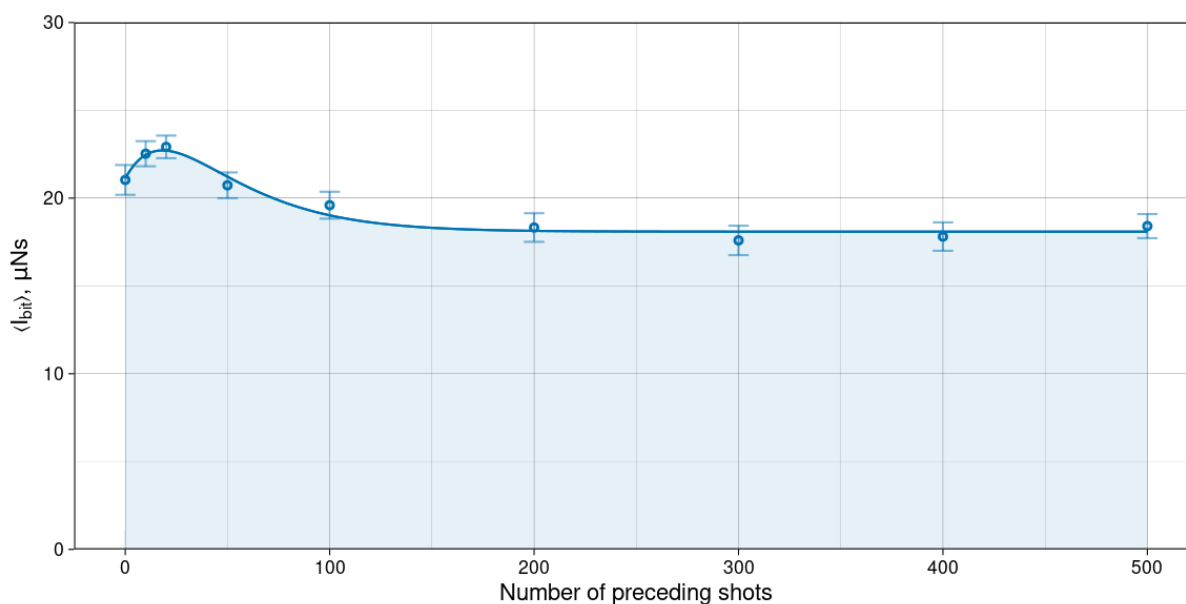
Średnie wartości popędu siły ciągu $\langle I_{bit} \rangle (n)$ przedstawiono na Rys. 6.1.10. Zostały one wyznaczone na podstawie uśredniania po 3 cyklach DS i 10 kolejnych strzałach w każdym z cykli (w sumie po 3×10 strzałach) – n oznacza tutaj liczbę strzałów poprzedzających serię 10 pomiarów branych do wyznaczenia wartości $\langle I_{bit} \rangle$. Systematyczne zmiany wartości popędu siły ciągu $\langle I_{bit} \rangle$ w funkcji n odpowiadają zmianom ilości paliwa dostępnego dla wyładowania w różnych fazach każdego cyklu. Ostatecznie średnią wartość popędu ciągu dla cyklu DS obliczono przez całkowanie eksperymentalnie wyznaczonej zależności $\langle I_{bit} \rangle (n)$.

Wyniki

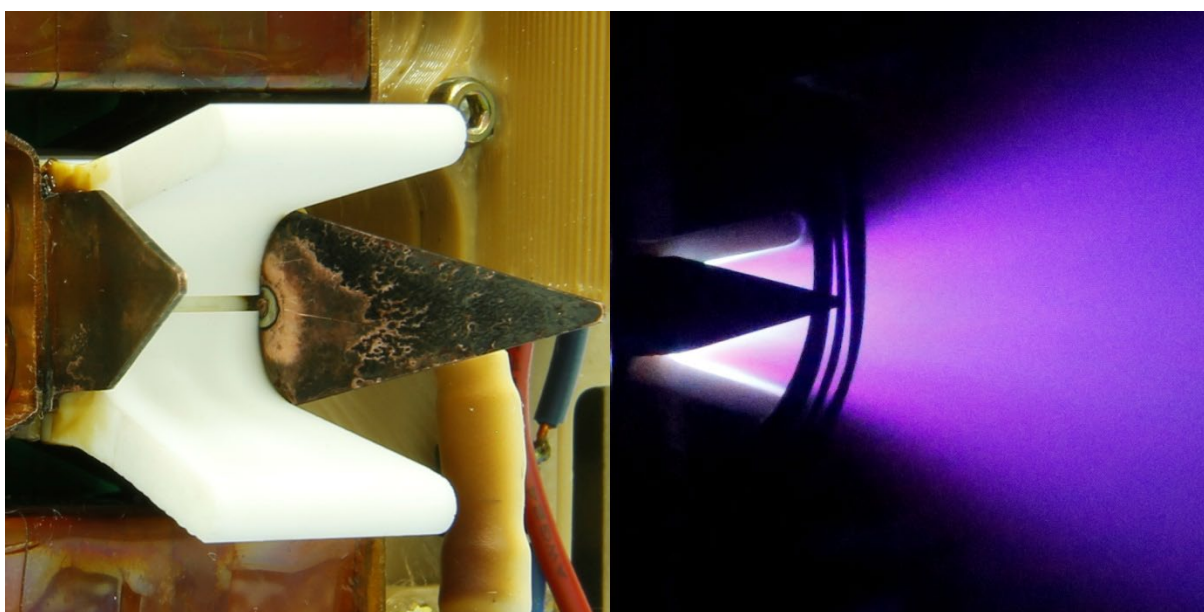
W pierwszej kolejności zbadano zależność wydajności w funkcji energii (napięcia zasilania) baterii kondensatorów dla podstawowej/wyjściowej konfiguracji silnika, tj. w układzie z trójkątnymi elektrodami o długości 20 mm rozwartymi pod kątem 30° i płaskim dystrybutorem paliwa – patrz Rys. 6.1.8. Energię zmieniano od 0.5 do 2 J z krokiem 0.5 J. W następnych testach zbadano wpływ rozwarości elektrod, ale już tylko dla 1 i 2 J. Po wytypowaniu najlepszej konfiguracji ze względu na kąt rozwarcia (jak się okazało 45° dla napięcia nominalnego 1 kV) zbadano wydajność układu wyposażonego w dystrybutor ze „skrzydełkami”. Fotografie przedstawiające zbliżenie na elektrody i dystrybutor oraz wyładowania w świetle widzialnym (zintegrowaną w czasie) pokazano na Rys. 6.1.11 – widoczne jest przysłanianie obłoku plazmy przez elektrody i efekt jego ograniczania przez „skrzydełka” dystrybutora. Również w tej konfiguracji wyznaczono wydajność dla dwóch energii baterii: 1 i 2 J.



Rys. 6.1.9. Sekwencja kilku cykli dozowanie-strzelanie na początku dnia pomiarowego. Podczas pierwszego cyklu zawsze obserwowano znacznie wyższe ciśnienie w komorze próżniowej niż dla pozostałych cykli



Rys. 6.1.10. Popęd siły ciągu uśredniony po 10 kolejnych strzałach w ramach cyklu DS i trzech następujących po sobie cyklach w funkcji liczby strzałów poprzedzających pomiar na hamowni. Słupkami błędów zaznaczono odchylenie standardowe wartości średniej ($k=2$). Wartość średnią popędu ciągu całego cyklu DS wyznaczono przez całkowanie analityczne funkcji typu $Axe^{-Bx} + C$ najlepiej dopasowanej do przedstawionego na wykresie profilu

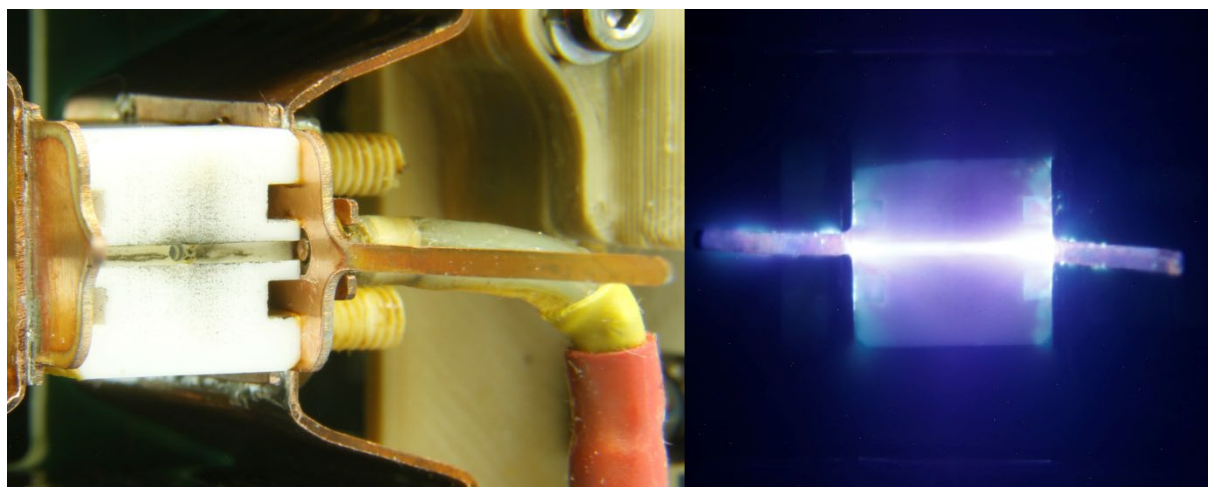


Rys. 6.1.11. Konfiguracja bloku silnika z trójkątnymi elektrodami (kat rozwarcia 45°) i dystrybutorem „ze skrzydełkami”. Po prawej efekt przysłaniania obłoku plazmowego przez elektrody i „skrzydełka” dystrybutora (fotografia w świetle widzialnym przy otwartej migawce).

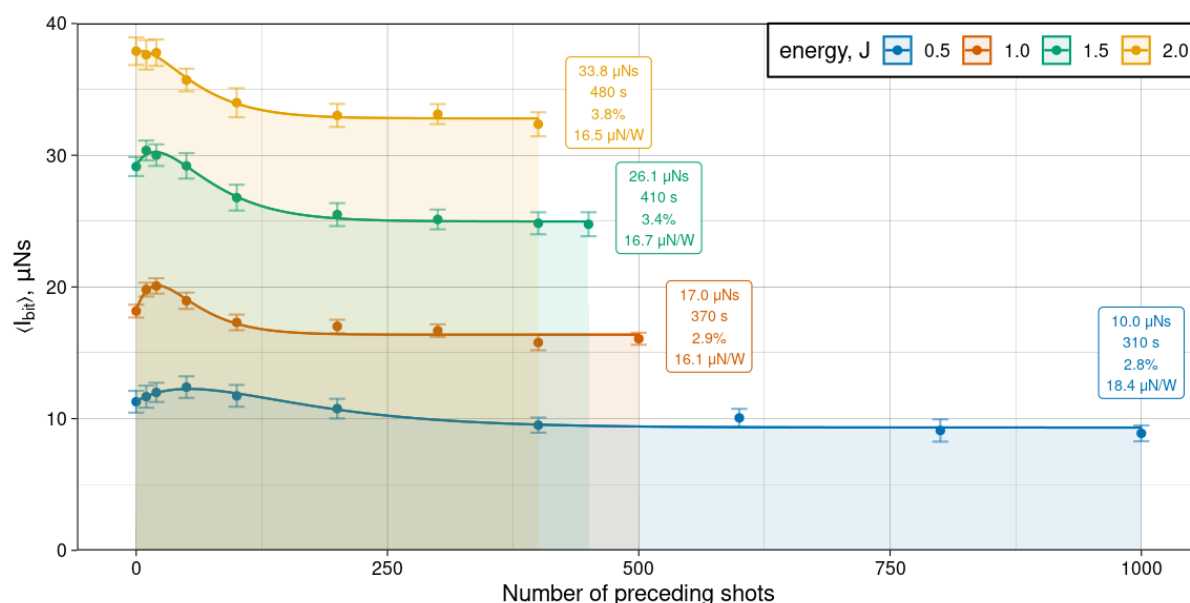
Jako ostatnią konfigurację zbadano układ z wąskimi elektrodami paskowymi (o szerokości 2 mm i kącie rozwarcia 45°) oraz płaskim dystrybutorem – patrz Rys. 6.1.12.

Zależności zmiany średniego popędu siły ciągu w funkcji liczby strzałów poprzedzających parametryzowane energią pokazano na Rys. 6.1.13 dla konfiguracji podstawowej, natomiast wszystkie wyniki podsumowano w Tabeli 2. Wartości średnie popędu ciągu wyznaczono przez całkowanie analityczne funkcji najlepiej dopasowanej do przebiegów $\langle I_{bit} \rangle (n)$ wyznaczonych z pomiarów na hamowni dla każdej energii i/lub konfiguracji (tak jak to omówiono powyżej). Uznano jednak, że zmiany rozwarości elektrod nie powinny w istotny sposób wpływać na impuls masy (ponieważ ablacja zachodzi

u nasady elektrod) i w odpowiednich pomiarach dla wszystkich kątów przyjęto ten sam wydatek masowy potrzebny do wyznaczenia wartości I_{sp} i η . Dla pozostałych konfiguracji wydatek masowy zawsze wyznaczano na podstawie oddzielnych pomiarów (serii po 10000 strzałów).



Rys. 6.1.12. Konfiguracja bloku silnika z elektrodami paskowymi rozwartymi pod kątem 45° i płaskim dystrybutorem. Po prawej fotografia wyładowania na powierzchni dystrybutora (w świetle widzialnym, przy otwartej migawce)



Rys. 6.1.13. Popęd siły ciągu uśredniony po 10 kolejnych strzałach w ramach cyklu DS i trzech następujących po sobie cyklach w funkcji liczby strzałów poprzedzających. Podstawowa konfiguracja silnika – kolorami zaznaczono energie wyładowania. W ramkach podano średnie wartości obliczone dla danej energii: popęd siły, impuls właściwy, sprawność energetyczną oraz stosunek siły ciągu do mocy

Jak widać z tabeli żadna z przebadanych konfiguracji silnika nie zapewniła wymaganej wydajności silnika. Maksymalne uzyskane wartości impulsu właściwego oraz sprawności są około 2 razy mniejsze od oczekiwanych, a jedynie stosunek siły ciągu do mocy (popęd siły ciągu do energii wyładowania) zbliża się do wartości z kamienia milowego.

Dla napięcia nominalnego 1 kV ($E=1\text{J}$) najlepszą wydajność uzyskano dla dystrybutora płaskiego i kąta rozwarcia 45° . Zamiana dystrybutora na wariant ze „skrzydełkami” przy ustalonych pozostałych warunkach prowadzi do nieznacznego zmniejszenia wydajności, pozostającego w granicach błędu

pomiaru. Jednak dla napięcia 1.41 kV ($E=2J$) względny spadek wydajności układu ze „skrzydełkami” w stosunku do układu z płaskim dystrybutorem, zarówno gdy chodzi o sprawność jak i stosunek ciągu do mocy, jest znaczący i stanowi odpowiednio ok. 25% i 13.5%. Można przypuszczać, że jeżeli nawet „skrzydełka” wnoszą jakikolwiek dodatni efekt gazo kinetyczny do akceleracji wyrzucanej materii, to jest on na tyle mały, że jest skutecznie maskowany przez negatywny wpływ geometrii prowadzący do „przycinania” obłoku plazmowego. Wydaje się, że uzyskanie pozytywnego efektu dyszy w klasycznym układzie PPT, jeżeli jest możliwe to wymaga zaprojektowanie dystrybutora specjalnie pod tym kątem.

Optymalizacja silnika: PFPE, bateria Exxelia 180

Tabela 2

Konfiguracja	Energia wyładowania J	Popęd siły ciągu μNs	Impuls właściwy s	Sprawność energetyczna %	Ciąg do mocy $\mu N/W$
Podstawowa: kąt rozwarcia 30°, dystrybutor płaski	0.5	10.0	310	2.8	18.4
	1.0	17.0	370	2.9	16.1
	1.5	26.1	410	3.4	16.7
	2.0	33.8	480	3.8	16.5
Kąt rozwarcia 45°	1.0	18.8	410	3.5	17.8
	2.0	34.6	490	4.0	16.9
Kąt rozwarcia 60°	1.0	18.2	390	3.3	17.3
	2.0	34.9	490	4.1	17.0
Dystrybutor ze „skrzydełkami”	1.0	18.5	400	3.4	17.5
	2.0	29.9	420	3.0	14.6
Elektrody paskowe	1.0	16.1	510	3.8	15.2
Kamień milowy	-	-	1000	10	20

Ze względu na ograniczenia czasowe badania optymalizacyjne i poszukiwanie bardziej wydajnych rozwiązań konstrukcyjnych zostały na tym etapie zakończone. Należy podkreślić, że pomimo zbyt wysoko postawionych wymagań kamienia milowego, wydajność silnika w obecnej konfiguracji nie odbiega od wydajności innych tego typu silników o podobnej energetyce zasilanych paliwem stałym (PTFE). Jak już zostało zaznaczone, Lider projektu uznał jednak, że wydajność ta jest zbyt mała by kontynuacja prac nad wdrożeniem była uzasadniona z punktu widzenia przyszłej oferty handlowej.

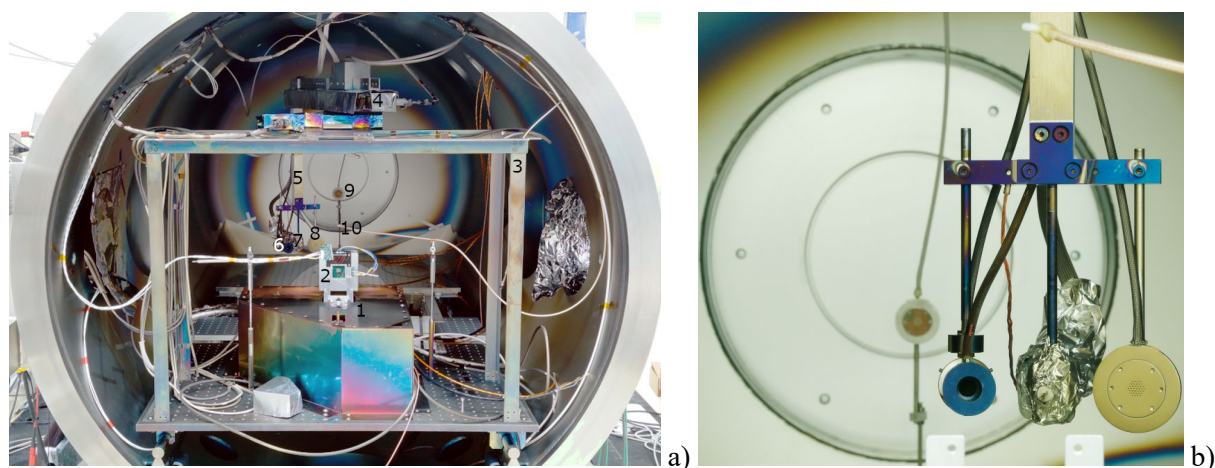
Diagnostyka strumienia plazmy

W projekcie INP, w celu wyznaczenia szczegółowej charakterystyki silnika, oprócz oceny wydajności przewidziano wykonanie pomiarów parametrów generowanej strugi plazmy, w tym rekonstrukcję jej własności geometrycznych (takich jak rozbieżność i symetria) oraz zbadanie składu molekularnego. Realizacja tych zadań wymagała adaptacji i przetestowania skądinąd znanych i powszechnie stosowanych metod korpuskularnej diagnostyki plazmy wykorzystujących sondy elektryczne różnego rodzaju, w szczególności kolektora jonów zwanego również (żargonowo) kubkiem Faradaya (Faraday Cup, FC), sondy Langmuira (Langmuir Probe, LP), siatkowego analizatora energii działającego w oparciu o metodę potencjału opóźniającego (Retarding Potential Analyzer, RPA). Układ RPA wykorzystywany był w sposób niestandardowy, jako dyskryminator energii przy rejestracji jonów podczas pomiarów masowo-energetycznych metodą czasu przelotu (ToF). Ponieważ wymienione metody diagnostyczne są powszechnie stosowane w badaniach układów plazmowych, zainteresowani zasadami działania, zakresem stosowalności i budową samych sond mogą sięgnąć do bogatej literatury przedmiotu. Tutaj

zostaną przedstawione jedynie podstawowe informacje o organizacji pomiarów i część z uzyskanych wyników.

Organizacja pomiarów

Zasadnicze pomiary parametrów generowanej plazmy wykonano w głównym stanowisku próżniowym Laboratorium PlaNS IFPiLM, wewnątrz którego zainstalowano hamownię oraz system pozwalający przemieszczać sondy w kierunku azymutalnym względem płaszczyzny pionowej przechodzącej przez oś komory i radialnym w stosunku do osi pionowej stycznej do plenum paliwowego dystrybutora. System ten umożliwiał rekonstrukcję rozkładów kątowych parametrów plazmy w zadanej odległości od silnika. W opisywanych tu badaniach maksymalna odległość od osi obrotu w przypadku sondy FC wynosiła 32 cm, a sondy RPA 33 cm. Dodatkowo, oprócz sond przemiatających wiązkę plazmy, zainstalowano w odległości 143 cm od silnika nieruchomą sondę RPA zapewniającą lepszą zdolność rozdzielczą w pomiarach czasu przelotu niż sonda umieszczona na ramieniu diagnostycznym. Organizację eksperymentu wraz z rozmieszczeniem sond w komorze przedstawiono na Rys.14. Wszystkie pomiary wykonywano dopiero po osiągnięciu w układzie ciśnienia granicznego $\sim 5 \times 10^{-5}$ Pa. Podczas strzałów silnika ciśnienie w komorze wrastało chwilowo do ok. 10^{-4} Pa.



Rys. 6.1.14. a) Organizacja eksperymentu wewnątrz głównego stanowiska próżniowego: 1 – hamownia do pomiaru popędu ciągu, 2 – silnik PPT (wersja inżynierska), 3 – stelaż, 4,5 – zespół manipulatorów wraz z ramieniem diagnostycznym, 6 – kolektor Faradaya (FC), 7 – sonda Langmuira (LP), 8 – ruchoma sonda RPA, 9 – sonda RPA do pomiarów ToF na osi komory, 10 – sonda indukcyjna. b) Od prawej zamocowane na ramieniu diagnostycznym sondy RPA, LP, FC i nieruchoma sonda RPA na końcu komory.

Ewolucja rozkładu gęstości prądu jonowego

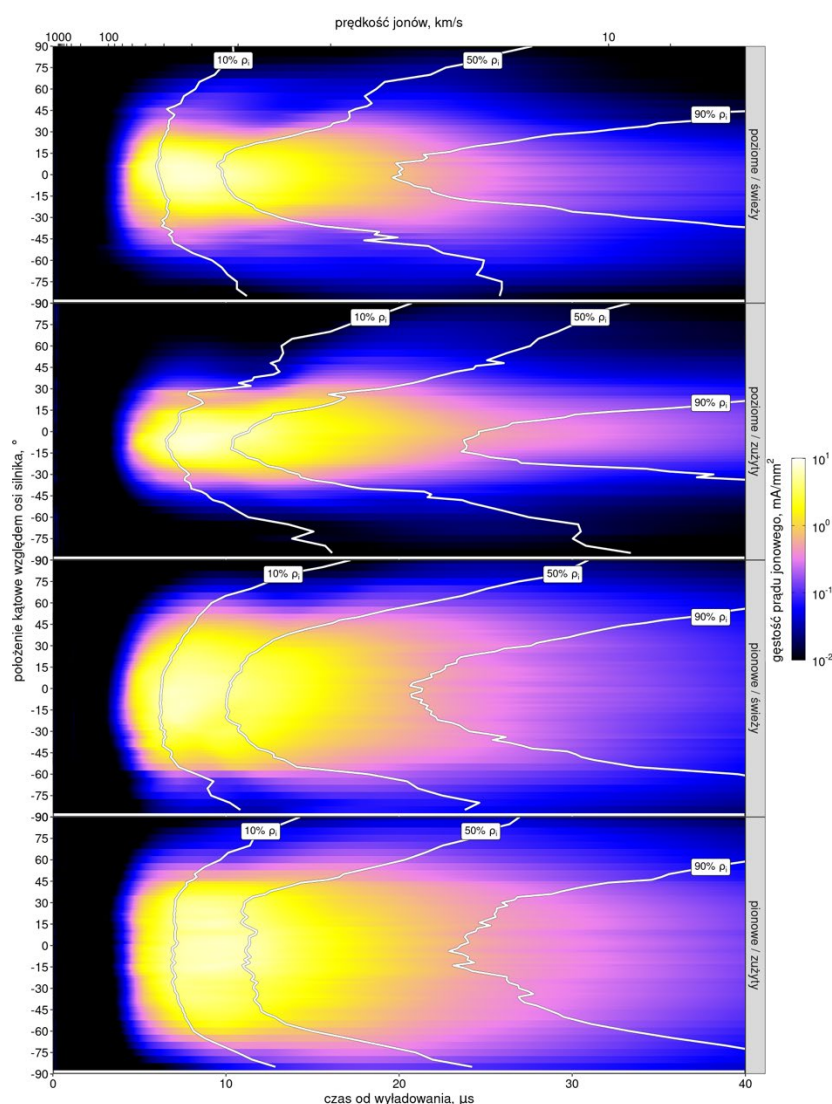
Do rejestracji rozkładów kątowych gęstości prądu jonowego wykorzystano sondę FC zamontowaną na wspomnianym wyżej ruchomym ramieniu diagnostycznym. Budowę wykonanego w laboratorium PlaNS kolektora jonów i specyfikę pomiarów tego typu sondą szczegółowo opisano w raporcie INP_IFPiLM_R09_01_w_01_20230604.

W tej części sprawozdania zostaną przedstawione wyniki jedynie dla silnika zasilanego PTFE (teflonem). Okazało się, że ze względu na zaobserwowaną dla PFPE dodatkową zależność wyników od stopnia napełnienia rowka paliwowego, odpowiednie pomiary wymagają powtórzenia w układzie z niezawodnie już działającym systemem dozowania, tak by dane pochodziły zawsze z tej samej fazy cyklu DS. Jednak ze względu na wysoki priorytet omawianych wyżej testów wydajności, zmodyfikowane pomiary uzupełniające dla PFPE zostały odłożone i ostatecznie nie zmieściły się już w harmonogramie skróconego projektu. Warto zauważyć, że w przypadku PTFE stosunkowo krótkie serie pomiarowe wykonywane były

w warunkach kwasi stacjonarnych z punktu widzenia zużycia bloku paliwa. Jednak, tak jak dla testów wydajności, także w rekonstruowanych rozkładach prądu jonowego i ładunku zaobserwowano znaczące różnice w zależności od stanu zużycia danego bloku.

Pomiary funkcji rozkładu jonów miały także służyć ocenie symetrii wiązki generowanej przez silnik, a więc pośrednio do oceny osiowości wektora ciągu. W tym celu zostały one wykonane dla dwóch ustawień silnika w komorze – pierwszego, zwanego dalej pionowym, w którym silnik instalowano tak, że linia łącząca końce elektrod wyladowczych była zgodna z kierunkiem grawitacji i drugiego, zwanego poziomym, w którym linia ta była prostopadła do wektora grawitacji.

Rejestracja sygnałów z sondy FC pozwala odtworzyć ewolucję czasową rozkładów kątowych $j_i(\theta, t)$ – gdzie θ jest kątem azymutalnym określającym położenie kątownika sondy względem płaszczyzny pionowej przechodzącej przez oś komory próżniowej. Pomiary wykonywane były w zakresie kątów $\theta \in [-85^\circ, +90^\circ]$ – z krokiem 2° w zakresie $\pm 50^\circ$ i 5° w pozostałych zakresach. Dla każdego ustawienia kątownika FC rejestrowano sygnały z 50 strzałów silnika, które następnie uśredniano.



Rys. 6.1.15. Zależność czasowa rozkładów kątowych gęstości prądu jonowego rejestrowanego przez sondę FC. Kolejne panele odpowiadają różnym ustawieniom silnika oraz stopniom zużycia bloku PTFE. Trzy izoliny oznaczają czas, po którym do sondy dotarło 10, 50 i 90% całkowitego ładunku dla danego ustawienia kątownika. Na górze diagramu umieszczono oś prędkości jonów, wspólną dla wszystkich paneli

Zmiany w czasie rozkładu kąтового otrzymanych w ten sposób średnich gęstości prądu jonowego zostały przedstawione na Rys. 6.1.15. Trzy izolinie oznaczają czas, po którym do sondy dotarło 10, 50 i 90% całkowitego ładunku (patrz niżej) dla danego jej ustawienia kąтового.

Znając odległość sondy FC od silnika i przyjmując, że wszystkie jony są tworzone w tym samym miejscu i w tej samej chwili (z dokładnością do czasu trwania wyładowania $\sim 1\mu s$) można ocenić ich prędkość. Zmianę prędkości wyrzucanych ładunków pozwala odczytać z diagramów dodatkowa oś umieszczona na górze wykresów. Jak widać, największa prędkość jonów na osi układu wynosiła ok. 100 km/s. Natomiast mediana prędkości (odpowiadająca 50% całkowitego ładunku) wynosiła na osi ok. 35 km/s. Można zauważyć, że dla kątów o module większym niż 30° liczba prędkich jonów w płaszczyźnie przecinającej elektrody wyładowcze malała, natomiast w płaszczyźnie do niej prostopadłej – rosła. Co więcej, w tej nie przysłanianej przez elektrody płaszczyźnie, dla kątów z zakresu $\pm 30^\circ$ dynamika wiązki była niemal stała. Oznacza to, że większa część pędu prawdopodobnie niesiona była przez cząstki wyrzucane w płaszczyźnie nie przecinającej elektrod – przemawia za tym nie tylko ilość ładunku, ale także jego prędkość. Ta obserwacja może stanowić ważną wskazówkę w ewentualnych próbach optymalizacji wydajności silnika zasilanego teflonem.

Rozkład ładunku jonów

Zakładając, że pomiary są wykonywane dostatecznie daleko od płaszczyzny wyjściowej silnika, czyli traktując go jako źródło punktowe i przyjmując, że generowana struga plazmy ma symetrię osiową, zmierzony rozkład gęstości kątovej prądu $j_i(\theta, t)$ można wykorzystać do wyznaczenia rozkładu ładunku $\rho_i(\theta)$ i obliczenia całkowitego ładunku jonowego Q_i według wzorów:

$$\rho_i(\theta) = \int_0^\infty j_i(\theta, t) dt \quad \text{oraz} \quad Q_i = \pi R^2 \int_{-90^\circ}^{90^\circ} \rho_i(\theta) |\sin \theta| d\theta,$$

gdzie R jest odległością między środkiem silnika a sondą. (Symbol ∞ ma tutaj znaczenie umowne i oznacza maksymalny czas rejestracji sygnału z kolektora jonów). Dla silnika impulsowego średnią rozbieżność strumienia generowanych jonów $\langle \cos \theta \rangle$ określa formuła:

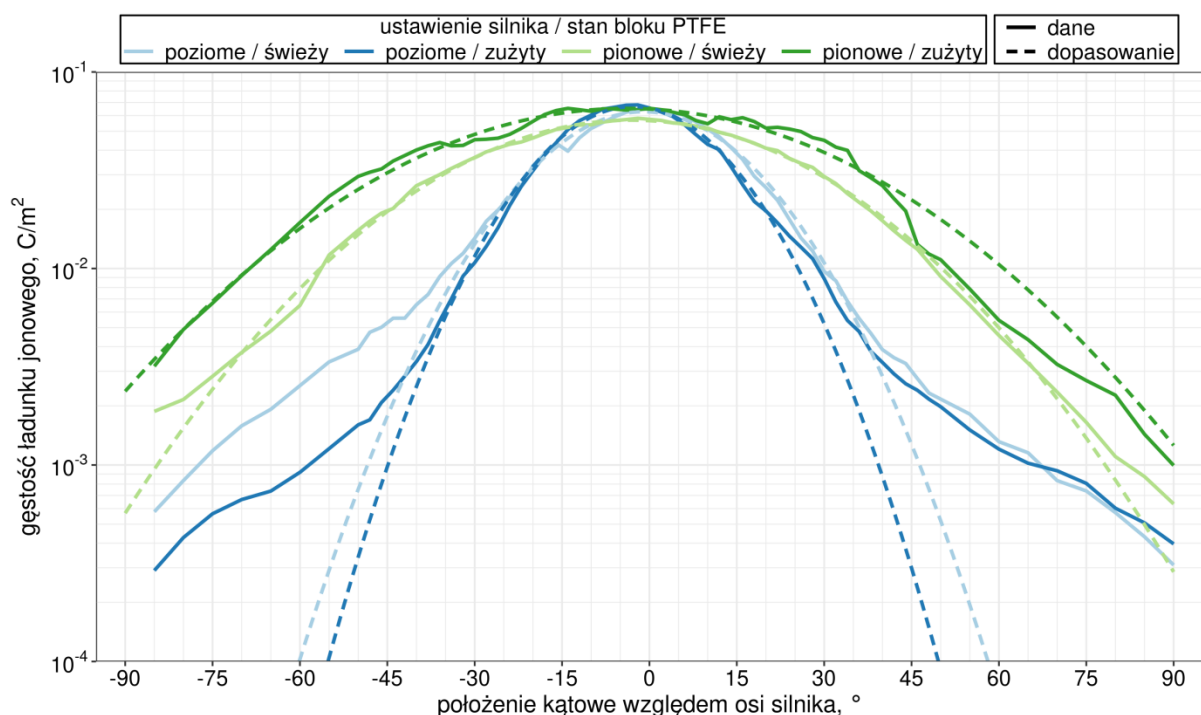
$$\langle \cos \theta \rangle = \left\langle \pi R^2 \frac{\int_{-90^\circ}^{90^\circ} \rho_i(\theta) |\sin \theta| \cos \theta d\theta}{Q_i} \right\rangle,$$

gdzie $\rho_i(\theta)$, tak jak poprzednio, jest scałkowaną po czasie wartością lokalnej gęstości prądu jonowego zmierzonego, gdy sonda znajdowała się pod kątem θ w stosunku do osi komory.

Ostatecznie, przedstawione formuły posłużyły do rekonstrukcji rozkładów gęstości ładunku jonów, obliczenia ładunku całkowitego oraz określenia rozbieżności strugi plazmy generowanej przez silnik PPT.

Uzyskane rozkłady kątovej gęstości ładunku unoszonego przez jony przedstawiono na Rys. 6.1.16. Z porównania wyników dla obu płaszczyzn wynika, że większa część ładunku była wyrzucana w tej płaszczyźnie, której elektrody wyładowcze nie przecinają – na rysunku odpowiada jej kolor zielony i opis „ustawienie pionowe silnika”). W tym przypadku zrekonstruowany rozkład daje się dobrze przybliżyć przez rozkład normalny. W płaszczyźnie prostopadłej, ograniczonej w obszarze silnika przez elektrody wyładowcze (kolor niebieski, ustawienie poziome), widać wyraźne skupienie wiązki w przedziale zbliżonym do $\pm 30^\circ$, który odpowiada kątowi rozwarcia elektrod. Poza tym zakresem skrzydła rozkładu zanikają zdecydowanie wolniej niż w przypadku dopasowanej w centrum funkcji Gaussa. Wydaje się, że efekt ten jest wynikiem dyfuzji jonów z sąsiednich obszarów chmury plazmowej. Niewielka asymetria rozkładów może być związana z nierównomiernym wypalaniem bloku paliwa – patrz Rys. 6.1.3 i 6.1.16.

Wyniki obliczeń średniego kosinusa kąta pod jakim jony są wyrzucane z silnika (będącego miarą rozbieżności wiązki), zostały podsumowane w Tabeli 3 (uwaga: im wartość kosinusa jest większa, tym rozbieżność wiązki jest mniejsza). Za mniejszą rozbieżność strugi plazmy w ustawieniu poziomym odpowiada ewidentnie efekt kolimacji geometrycznej, który nie koniecznie prowadzi do lepszej wydajności silnika. Wydaje się, że zaobserwowany spadek wydajności silnika w konfiguracji z dystrybutorem ze „skrzydełkami”, które można uznać za dodatkowy kolimator, jest spójny z powyższą interpretacją.



Rys. 6.1.16. Rozkłady kątowe gęstości ładunku jonowego zebrane przez sondę FC w dwóch płaszczyznach silnika i dla różnych stopni zużycia bloku PTFE. Ustawienie poziome odpowiada płaszczyźnie przecinającej obie elektrody wyladowcze silnika. Do danych dopasowano rozkłady Gaussa

Rozbieżność wiązki liczona według kryterium całkowitego

Tabela 3.

ustawienie silnika / stan PTFE	$\langle \cos \theta \rangle$	θ
poziome / świeży	0.84	33°
poziome / zużyty	0.87	30°
pionowe / świeży	0.79	38°
pionowe / zużyty	0.75	41°

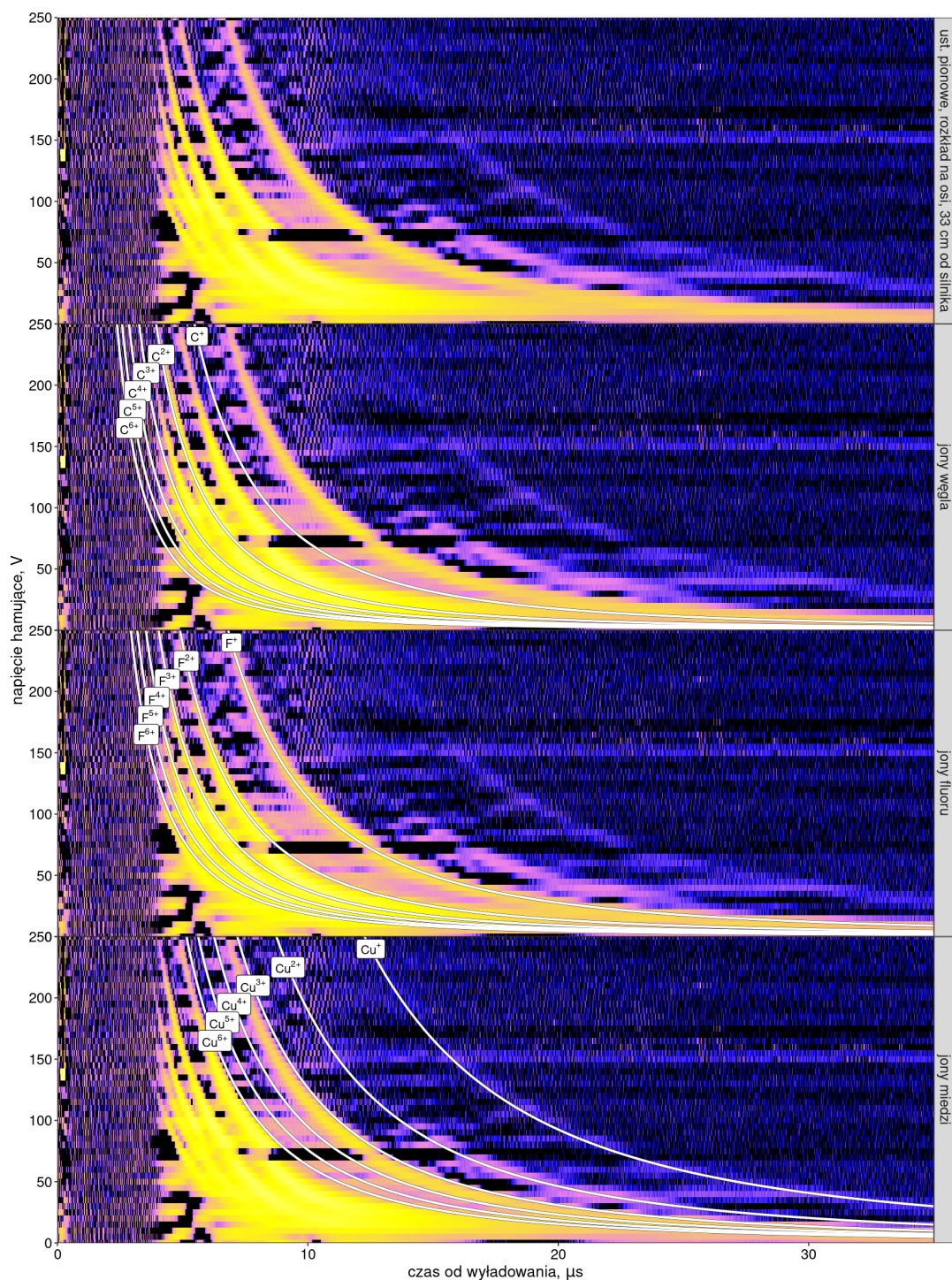
Skład jonowy plazmy

Skład obłoku plazmowego generowanego przez silnik wyznaczono za pomocą metody czasu przelotu ToF (*Time of Flight*), w której do detekcji jonów wykorzystano dwie sondy RPA. Analizator RPA działa jak filtr górnoprzepustowy, który pozwala rejestrować lokalnie prąd $j_i(\theta, t, V_A)$ tylko tych jonów, których energia $\mathcal{E} = Mv_z^2/2$ jest większa niż qV_A , gdzie V_A oznacza potencjał przykładany do siatki analizującej (hamującej) sondy, a q i M odpowiednio ładunek i masę jonu. W przypadku analizy ToF, gdy znana jest odległość L między źródłem i detektorem, zależność od czasu zarejestrowanych sygnałów można wykorzystać do określenia prędkości jonów (przy założeniu, że czas ten jest określony przez interwał między momentem ich kreacji i przybycia do detektora).

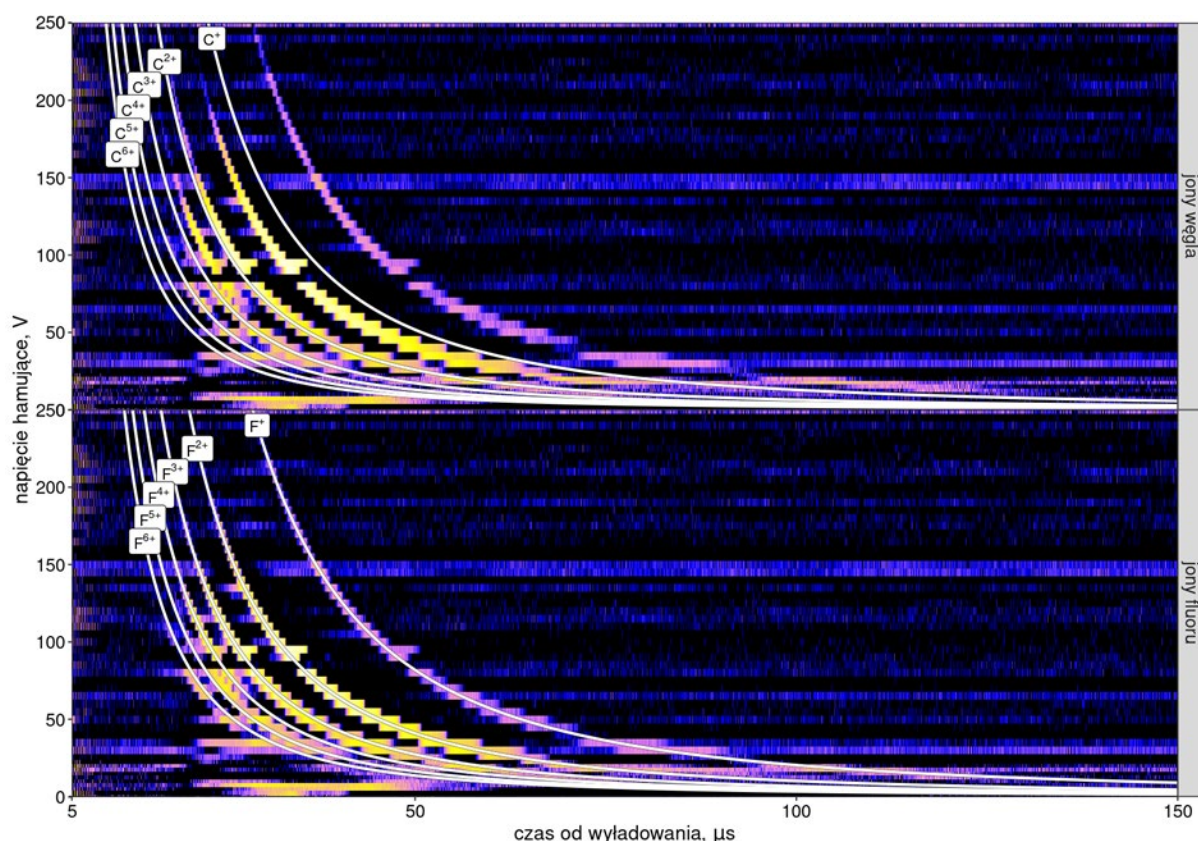
Natomiast widmo masowe jonów w funkcji czasu i potencjału V_A można otrzymać dla danej lokalizacji sondy RPA po zróżniczkowaniu prądu $j_i(\theta, t, V_A)$ względem potencjału V_A . Rzeczywiście, łatwo sprawdzić, że wielkości V_A, M, q, L i t wiąże ze sobą elementarna zależność:

$$V_A = \frac{L^2}{2} \frac{M}{q} \frac{1}{t^2}$$

Wynika stąd, że na diagramie $V_A(t)$ wartości ładunku jonów zbieranych w danej chwili przez kolektor sondy RPA spolaryzowanej przez V_A wyznaczają rodzinę krzywych $Q_j(\theta, t, V_A)$ sparametryzowanych stosunkiem M/q . Im większa jest odległość L tym lepsza zdolność rozdzielcza względem ilorazu M/q . Natomiast zmniejszenie kroku napięcia analizującego ΔV i czasowego kroku pomiarów Δt pozwala uzyskać gładkie krzywe $Q_j(\theta, t, V_A) = dj_i(\theta, t, V_A)/dV_A \Delta V \Delta t$.



Rys. 6.1.17. Rodzina krzywych $V_A(t)$ parametryzowana ilorazem M/q . Na górze krzywe eksperymentalne uzyskane z pomiarów ruchomą sondą RPA dla $L=33$ cm i $\theta=0^\circ$. Na pozostałych panelach białymi liniami wykreślono zależności teoretyczne dla jonów pierwiastków oczekiwanych w obłoku plazmy (paliwo PTFE, silnik ustawiony pionowo)

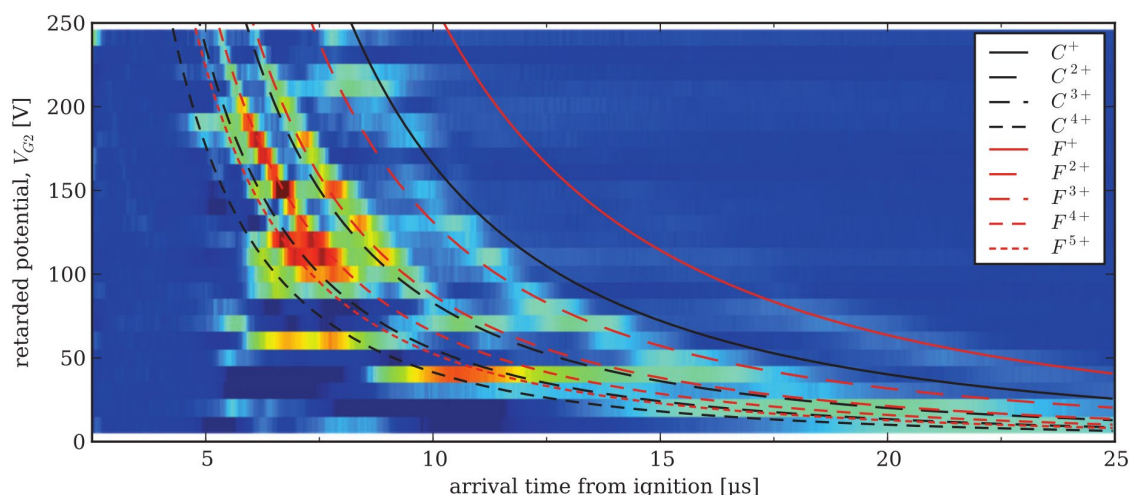


Rys. 6.1.18. Rodzina krzywych $V_A(t)$ parametryzowana ilorazem M/q . Białe linie ciągłe reprezentują przebiegi teoretyczne na tle dyskretnych krzywych otrzymanych z pomiarów RPA. Sonda RPA na osi układu w odległości 143 cm od powierzchni bloku PTFE

Wykorzystując przebiegi czasowe $j_i(\theta, t, V_A)$ zarejestrowane za pomocą sondy RPA umieszczonej na ramieniu diagnostycznym przeprowadzono analizę porównawczą składu plazmy wyznaczonego dla kątów -60° , -30° , 0° , 30° , 60° z wynikami otrzymanymi dla sondy nieruchomej umieszczonej na osi układu w odległości 143 cm od silnika. Rezultaty dla sondy ruchomej otrzymane dla kąta $\theta = 0^\circ$ przedstawiono na Rys. 6.1.17. Na diagramie $V_A(t)$ wyniki pomiarów układają się wzdłuż wyraźnie rozdzielonych śladów. Próby dopasowania do nich krzywych teoretycznych obliczonych dla jonów pochodzących z rozpadu PTFE (fluoru i węgla) wskazują że najlepszą zgodność uzyskuje się dla kolejnych sześciu jonów fluoru. Słabe ślady na prawo od krzywej F^+ dobrze pasują do jonów Cu^+ i Cu^{2+} . Ze względu na niską zdolność rozdzielczą pomiarów i porównywalne wartości M/q dla wyższych jonów węgla i fluoru (np. 6:6.3 dla $C^{2+}:F^{3+}$, 4:3.8 dla $C^{3+}:F^{5+}$ i 3:3.2 dla $C^{4+}:F^{6+}$) obecność wyższych jonów węgla mogłaby być maskowana przez silny sygnał jonów fluoru. Nie mniej, tylko śladowa ilość C^+ sugeruje, że obecność wyższych jonów węgla też powinna być względnie mała. Podobne rezultaty uzyskano dla pozostałych położenia katowych ruchomej sondy RPA, dla obu ustawień silnika (patrz raport INP_IFPiLM_R09_02_w_01_20230605). Dla sondy RPA odległej o 143 cm od silnika znikają ślady miedzi Cu^+ i Cu^{2+} oraz węgla C^+ – patrz Rys. 6.1.18. Co do pozostałych jonów węgla i fluoru przedstawiona wyżej dyskusja nadal obowiązuje.

Chociaż pomiary dla PFPE wymagają powtórzenia ze względów opisanych w paragrafie *Ewolucja rozkładu gęstości prądu jonowego*, to dla pełnego obrazu przytoczono tutaj diagram $V_A(t)$ otrzymany dla tego paliwa w laboratorium PlaNS w ramach projektu $L\mu PPT^1$ dla silnika o podobnej budowie i energetyce (750V, 0.8 J). Otrzymane wyniki przedstawiono na Rys. 6.1.19.

¹ S. Barral, J. Kurzyńska, A. Szelecka, H. Rachubiński, D. Daniłko, R. Martín, E. Remírez, P. Ortiz, J. Alonso, Y. Mabillard, S. Bottinelli, A. Zaldívar, P. Rangsten, C. R. Koppel (2015). "Time-Of-Flight Spectrometry and Performance of a Pulsed Plasma



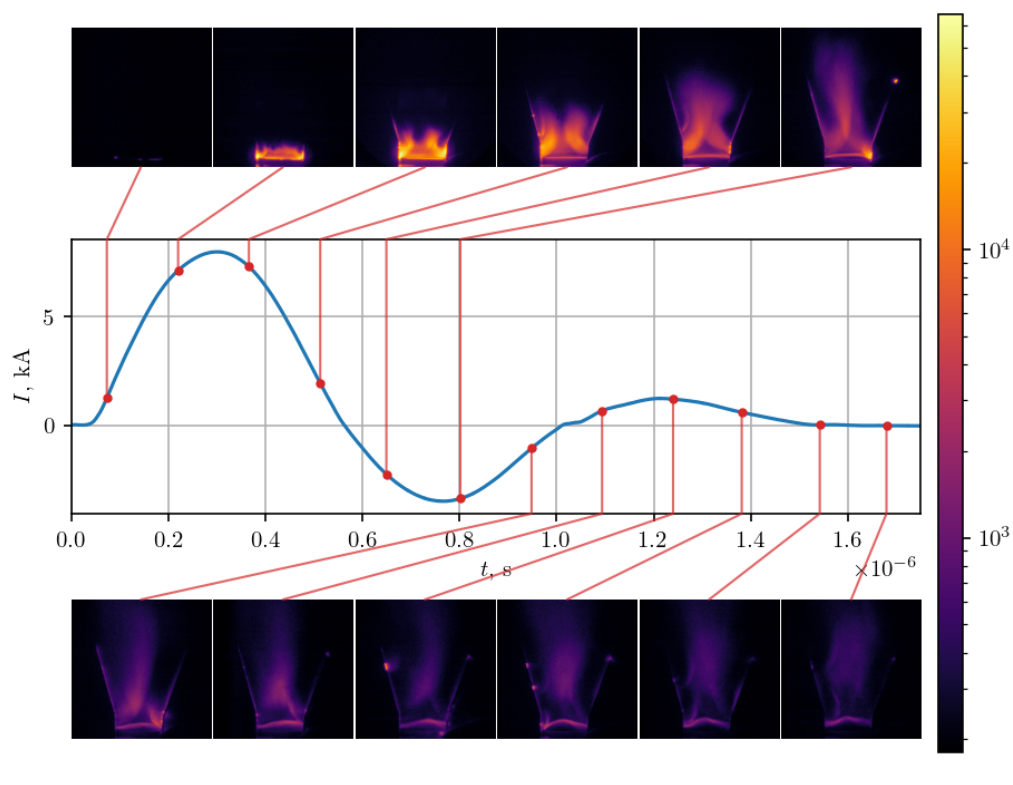
Rys. 6.1.19. Rodzina krzywych $V_A(t)$ parametryzowana ilorazem M/q . Ciągłe krzywe teoretyczne naniesiono na dyskretne zależności otrzymane z pomiarów sondą RPA umieszczoną na osi układu w odległości 50 cm od silnika. Projekt LuPPT, PFPE, $U_c=750$ V, $E=0.8$ J

W omawianych pomiarach nieruchomą sondę RPA umieszczono na osi układu w odległości $L=50$ cm od silnika, a napięcie siatki analizującej zmieniano z krokiem dwa razy większym niż w opisanych wyżej pomiarach dla PTFE ($\Delta V = 10$ V vs. 5 V). Stwierdzono, że również dla PFPE zależności teoretyczne dobrze pasują do wyznaczonych w eksperymencie śladów parametryzowanych stosunkiem M/q . Ze względu na budowę molekularną liniowych łańcuchów użytego w projekcie PFPE: $F_3C - (-O - CF_2CF_2)_p - (-O - CF_2)_q - CF_3$, przeprowadzona powyżej dyskusja na temat obecności silnie zjonizowanego węgla i fluoru także obowiązuje, chociaż, co ciekawe, w przypadku PFPE zarejestrowano jony C^+ o znacznie wyższych energiach niż F^+ , czego w przypadku PTFE nie stwierdzono. Należy też zauważyć, że mimo potencjalnej obecności tlenu w produktach rozpadu PFPE, do śladów $V_A(t)$ wyznaczonych w eksperymencie nie udało się dopasować żadnej krzywej teoretycznej z udziałem jonów tego pierwiastka (z wyjątkiem śladu dla którego oprócz O^{4+} wkład mogą wносить także jony C^{3+} i F^{5+}).

Na zakończenie tego paragrafu warto zauważyć, że kosztowna energetycznie produkcja dużej liczby wysoko zjonizowanych składowych może w pewnej mierze wyjaśniać małą sprawność silnika.

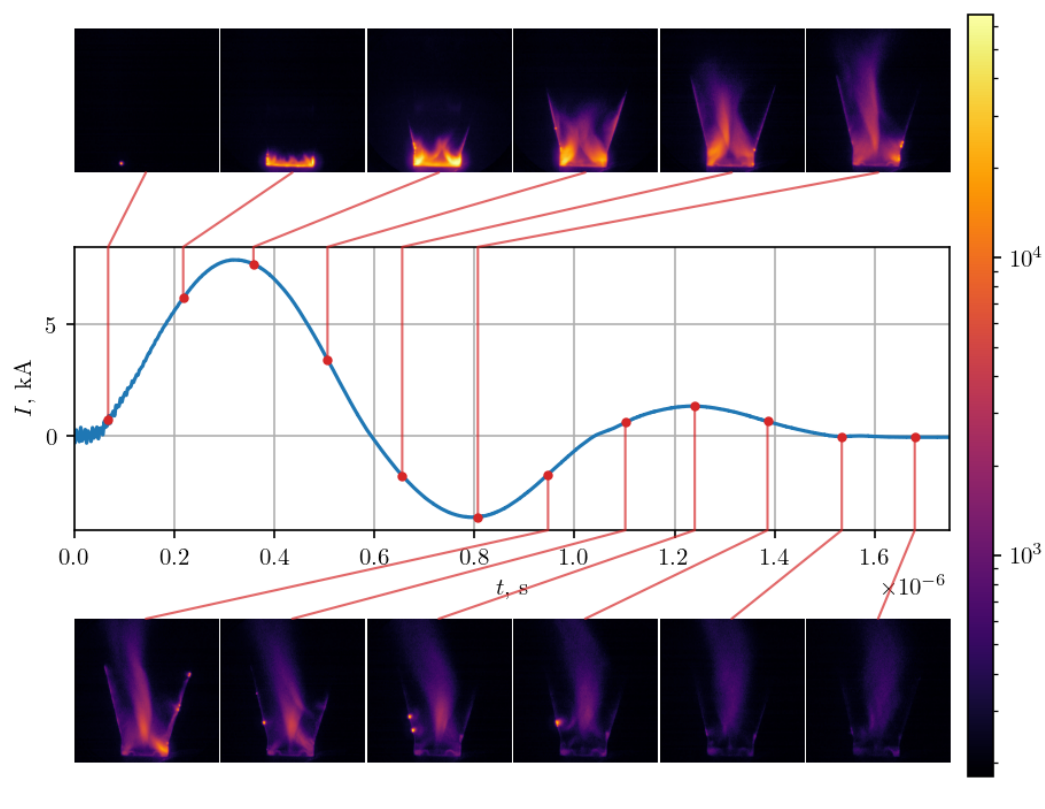
Ultraszybka fotografia

Wyładowanie w silniku PPT jest procesem trwającym kilka mikrosekund i tylko ultraszybka fotografia może dostarczyć wartościowych informacji wizualnych o dynamice zjawiska. Zastosowanie tej metody diagnostycznej zostało pomyślane jako badanie uzupełniające, które mogłoby przyczynić się do lepszego zrozumienia procesów fizycznych odpowiedzialnych za rozwój wyładowania i generację popędu siły ciągu. Do wykonania fotografii z czasem ekspozycji znacznie krótszym niż całe zjawisko wykorzystano jednokadrową kamerę OFM-2048 z fotokatodą o zakresie spektralnym 350-900 nm i bramkowanym dwustopniowym wzmacniaczem obrazu elektronowego (typu *channelplate*). Obraz ten jest następnie przetwarzany na monochromatyczne świecenie luminoforu fotografowane kamerą CCD. W opisywanych tu badaniach zastosowano czas ekspozycji 10 ns. W celu uzyskania informacji o dynamice plazmy każdy rejestrowany obraz synchronizowano z odpowiednią fazą prądu wyładowania (elektronika wersji laboratoryjnej silnika została przez Lidera wzbogacona o funkcję trygera). Bardziej szczegółowe informacje o organizacji pomiarów i ich wynikach przedstawiono w raportach INP_IFPILM_R12_01_w_01_20230530 oraz INP_IFPILM_R12_01_w_02_20231006.



a)

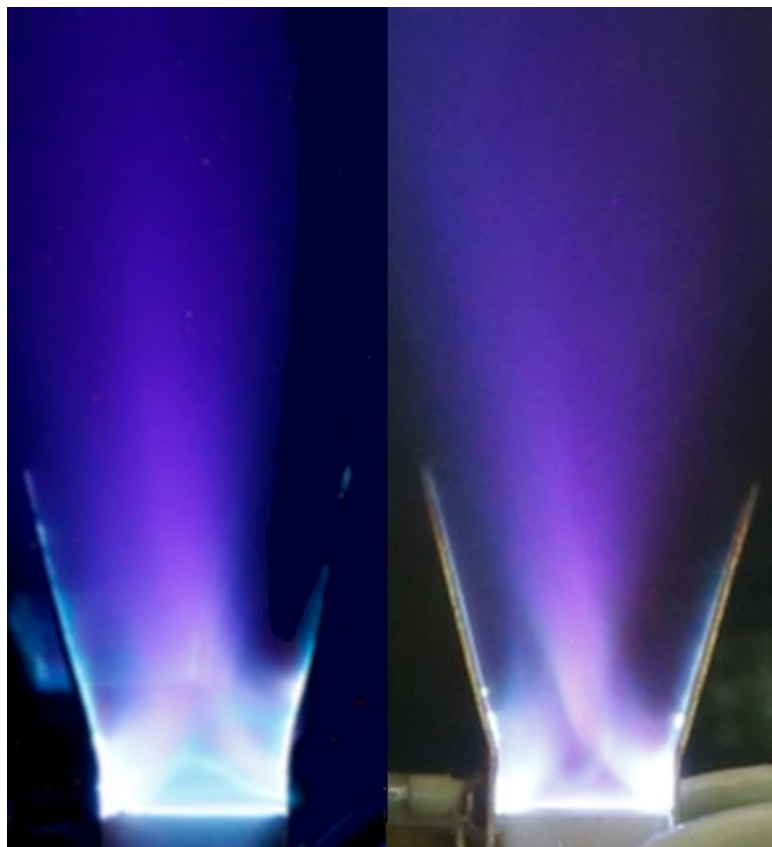
Rys. 6.1.20. Ewolucja świecenia plazmy między elektrodami silnika zsynchronizowana z przebiegiem prądu wyladowania: bateria Exxelia 180, paliwo - PTFE



b)

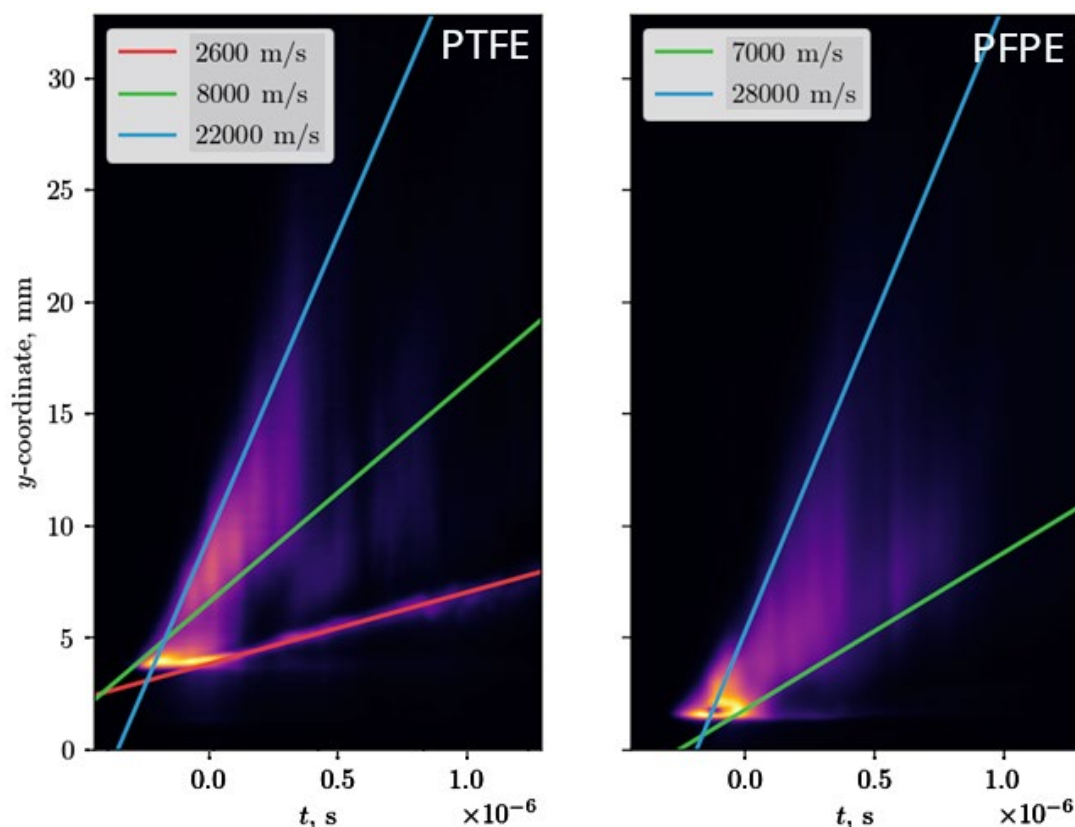
Rys. 6.1.21. Ewolucja świecenia plazmy między elektrodami silnika zsynchronizowana z przebiegiem prądu wyladowania: bateria Exxelia 180, paliwo – PFPE

Dynamikę plazmy między elektrodami silnika pracującego z paliwem stałym (PTFE) ilustruje sekwencja zdjęć pokazana na Rys. 6.1.20, natomiast z paliwem ciekłym (PFPE) na Rys. 6.1.21. W celu lepszego zobrazowania subtelnych szczegółów na reprodukowanych kadrach poziomy szarości obrazu monochromatycznego zostały zastąpione sztuczną skalą kolorów. Wyobrażenia o naturalnym świeceniu plazmy w zakresie widzialnym dostarczają fotografie wykonane przy otwartej migawce (co pozwala zarejestrować świecenie scałkowane po czasie dostatecznie długim by uwzględnić także efekt późnej ablacji), które dla obu paliw przedstawiono na Rys. 6.1.22. Warto zauważyć, że oprócz szybko zmiennej, jasno świecącej nieregularnej struktury zsynchronizowanej z kolejnymi fazami prądu wyładowania szybka fotografia ujawnia istnienie powolnego frontu propagującego z prawie stałą prędkością od powierzchni bloku PTFE w kierunku wylotu silnika. Takiego frontu w przypadku PFPE na fotografiach z kamery nie obserwowano, co potwierdzają także zdjęcia z Rys. 6.1.22.



Rys. 6.1.22. Fotografia świecenia plazmy w obszarze elektrod wykonana w zakresie widzialnym przy otwartej migawce. Lewy panel – PTFE, Exxelia 270; prawy panel – PFPE, Exxelia 180

Rozpatrując świecenie wyładowania wzdłuż wybranego między elektrodami kierunku można pytać o zmianę intensywności w wybranym punkcie w funkcji czasu i wiązać z nią pewną prędkość. Na ile prędkość ta odpowiada rzeczywistej prędkości przemieszczania się określonych jonów nie da się stwierdzić bez dodatkowych pomiarów, np. spektroskopowych. Nie mniej, prędkość ta daje pewne pojęcie o prędkościach charakterystycznych wyrzucanej materii, jeżeli przyjąć że poruszające się źródło promieniowania jest materialne. Rys. 6.1.23 przedstawia zmianę intensywności świecenia wzdłuż osi silnika (współrzędnej y). Z nachylenia dopasowanych prostych ograniczających obszar świecenia obliczono prędkości graniczne, które można wiązać (pośrednio) z elektrodynamiczną akceleracją plazmy. Górne wartości tych prędkości są jednak wyraźnie mniejsze niż mediana prędkości ładunku jonów wyznaczona z pomiarów sondą FC (patrz paragraf *Ewolucja rozkładu gęstości prądu jonowego*). Prędkość propagacji dodatkowej struktury widocznej na fotografiach dla PTFE ustala się już po ok. 0.2 μ s od rozpoczęcia wyładowania przyjmując wartość ok. 2500 m/s. Jest ona znacznie mniejsza niż prędkość zasadniczego frontu świecenia i co ciekawe, co do wartości mieści się w przedziale typowych prędkości generowanych przez termiczne silniki rakietowe.



Rys. 6.1.23. Propagacja świecenia plazmy wzdłuż osi silnika z nałożonymi liniami stałej prędkości (obserwacja „przez szczelinę” dla różnych wartości współrzędnej y)

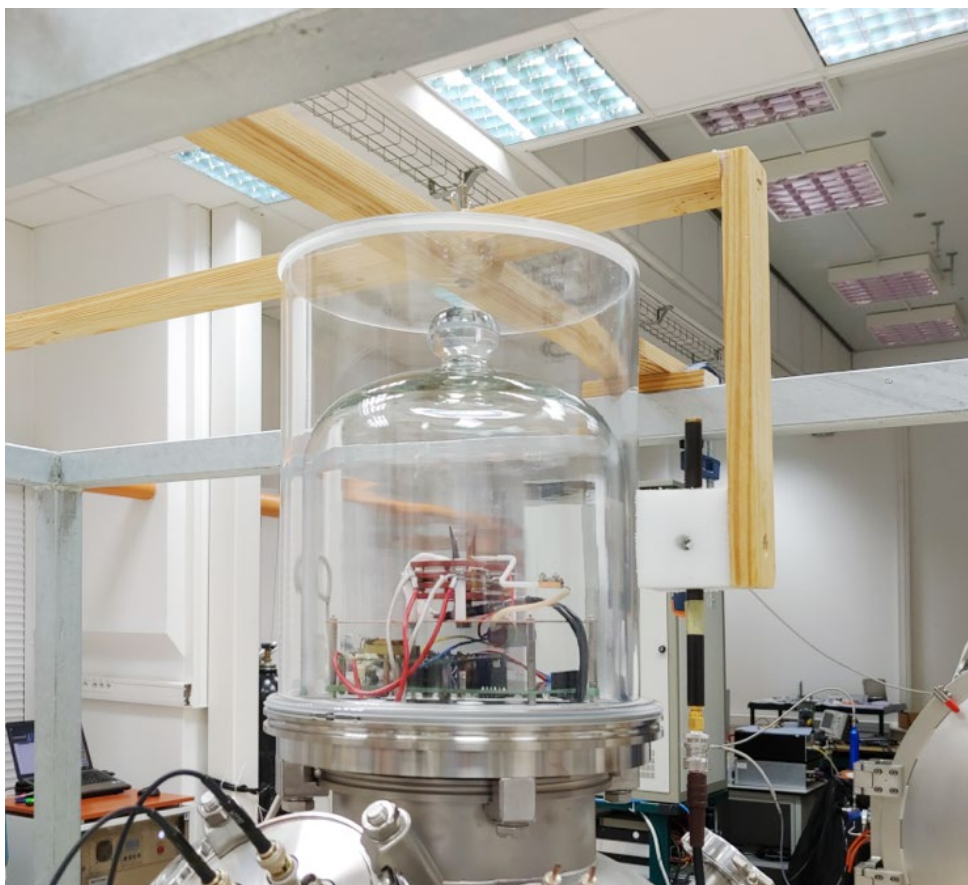
Na podstawie sekwencji zarejestrowanych fotografii zostały zmontowane filmy ilustrujące w sposób ciągły dynamikę plazmy podczas pracy silnika PPT z dwoma rodzajami paliwa.

Charakterystyka zakłóceń EM

Podczas wyładowań elektrycznych inicjowanych w układach typu PPT część uwalnianej energii EM może oddziaływać na odsłonięte elementy satelity (anteny, detektory itp.) lub/i przenosić się na jego strukturę. Z punktu widzenia konstrukcji wersji inżynierskiej testy powinny dostarczyć wytycznych dla poprawienia skuteczności ekranowania silnika, tak by oferowany przyszłym klientom produkt końcowy spełniał wymagania kompatybilności EM. Omawiane tutaj testy miały na celu wstępne określenie charakterystyki spektralnej generowanych zakłóceń elektromagnetycznych.

Wiadomo, że pomiary emisji EM powinno się prowadzić w komorach bezechowych lub przynajmniej w komorach TEM (*Transverse Electromagnetic Cell*). Specyfika działania silnika PPT polega na tym, że musi pracować w próżni wytwarzanej zwykle w komorze metalowej o objętości rzędu 1 m^3 (2.5 m^3 w przypadku dużej komory laboratorium PlaNS) i zastosowanie obu rozwiązań, jeśli nawet byłoby możliwe, to będzie narażać na bardzo poważne trudności. Dlatego, aby zmniejszyć wpływ ścian i móc mierzyć emisję EM przynajmniej w obszarze bliskim silnika, eksperyment zorganizowano w szklanym kloszu wieńczącym komorę próżniową pomocniczego stanowiska próżniowego (Rys. 6.1.24), umieszczonego w laboratorium o dużej kubaturze ($\sim 250 \text{ m}^3$).

Do rejestracji emisji EM zastosowano czułą na pochodną strumienia indukcji elektrycznej profesjonalną sondę D-dot (Prodyn FD-5C z płaską charakterystyką w zakresie DC-50 GHz), wytworzoną we własnym zakresie krótką antenę monopolową i czułą na pochodną indukcji magnetycznej sondę B-dot (pętlę magnetyczną). Wszystkie sygnały zapisywano za pomocą 8 bitowego oscyloskopu Tektronix DPO70604 o analogowym pasmie przenoszenia 6 GHz (-3dB) i częstotliwości próbkowania 25 Gs/s. Sondy były podłączone za pomocą 50 Ω mikrofalowych kabli koncentrycznych HUBER+SUHNER SUCOFLEX® 104 o pasmie przenoszenia do 26.5GHz.

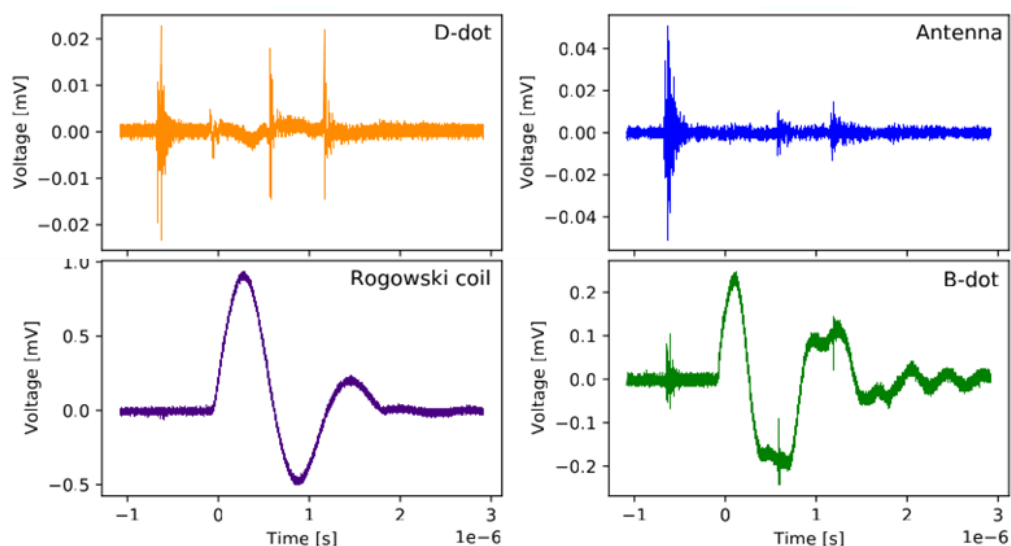


Rys. 6.1.21. Zasilany PTFE silnik z baterią Exxelia 270 zainstalowany w szklanym kloszu próżniowym. W dołączonej do drewnianej karuzeli kostce poliuretanowej pionowo zamocowana sonda D-dot FD-5C. Po przeciwnej stronie klosza widoczna sonda B-dot. Po lewej stronie silnika widoczne pasy Rogowskiego do rejestracji prądu wyładowania.

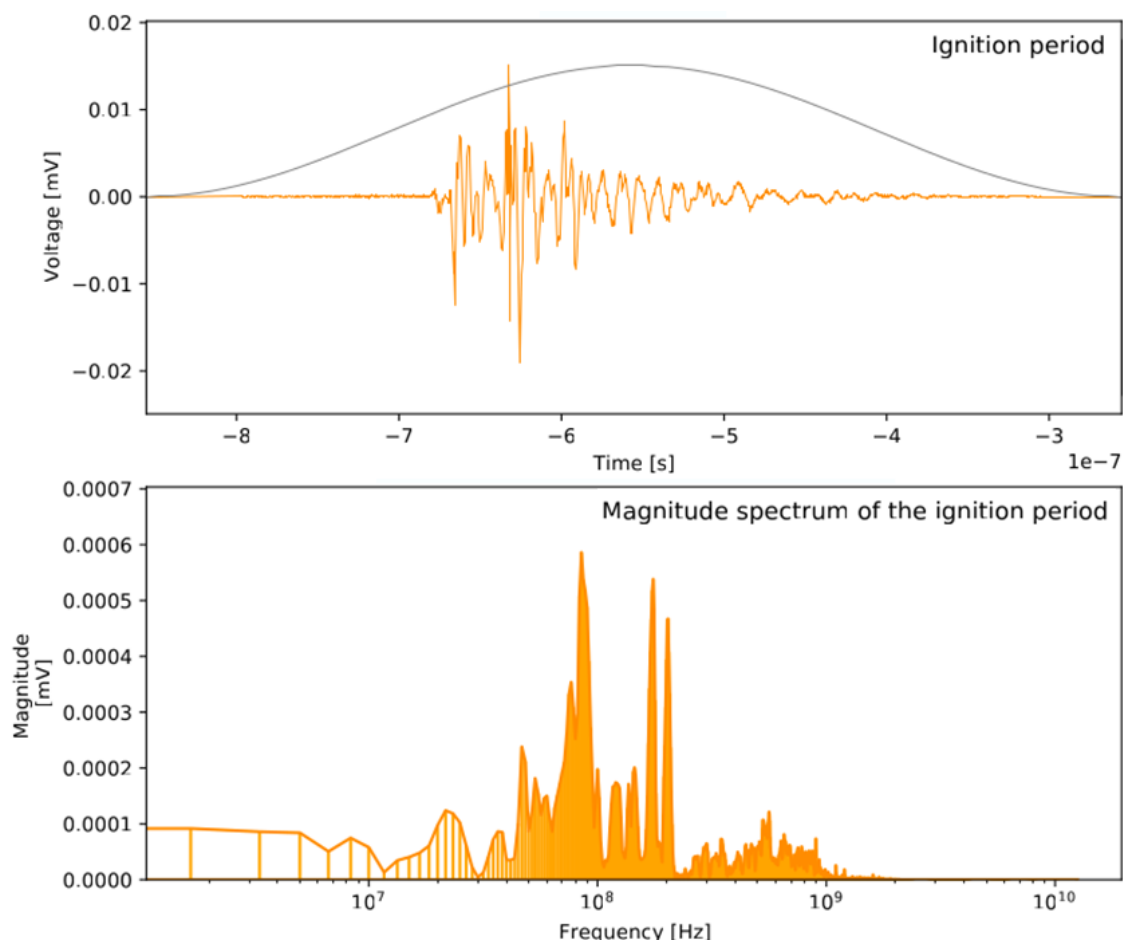
Oscylogramy typowych sygnałów ze wszystkich czterech czujników przedstawiono na Rys. 6.1.25. W wyniku przemieszczania sondy D-dot wokół silnika stwierdzono, że najpoważniejszym źródłem zakłóceń wysokiej częstotliwości jest praca iskrownika inicjującego wyładowanie główne. Dodatkowo emisja HF towarzyszy początkowi narastania prądu wyładowania głównego oraz zmianom kierunku przepływu tego prądu. Widmo Fouriera sygnału sondy D-dot z Rys. 6.1.25 odpowiadające fazie pracy iskrownika przedstawiono na Rys. 6.1.26 wraz z odpowiednim fragmentem tego sygnału w dziedzinie czasowej (przed obliczaniem FFT zastosowano filtr Gaussa do redukcji głównie szumu dyskretyzacji).

Na podstawie przeprowadzonych pomiarów można powiedzieć, że oprócz składowej wolnozmienniej przechwytywanej przez sondę B-dot, która to składowa jest zgodna spektralnie z częstotliwością charakterystyczną obwodu RLC silnika, najsilniejsze zakłócenia EM (zarejestrowane za pomocą sondy D-dot i anteny) powstają w zakresie od kilkudziesięciu do kilkuset kHz. W celu dokładniejszej analizy przewiduje się wyznaczenie w kolejnym podejściu uśrednionych charakterystyk spektralnych (np. po 50 kolejnych strzałach, tak jak w pomiarach parametrów strugi plazmy).

Uzyskane wyniki wskazują, że zastosowane oprzyrządowanie (sondy, oscyloskop, okablowanie) pozwala skutecznie analizować charakterystyki spektralne emisji EM generowanej podczas pracy silnika. Bardziej szczegółowe informacje na temat uzyskanych wyników zostały zawarte w raporcie INP_IFPILM_R07_01_w_01_20230301. Ze względu na zakończenie projektu przed czasem zaplanowane dalsze prace mające na celu charakterystykę kompatybilności EM finalnej wersji inżynierskiej silnika nie zostały przeprowadzone.



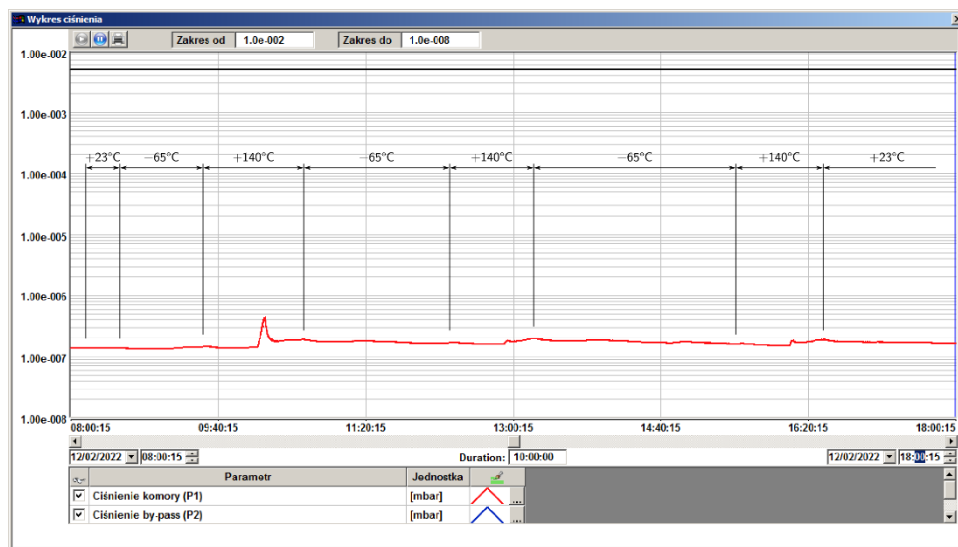
Rys. 6.1.2. Typowe sygnały z sondy D-dot, anteny, pasa Rogowskiego i sondy B-dot zarejestrowane na oscyloskopie Tektronix DPO70604 podczas pracy silnika. Silne zakłócenia dla czasów „ujemnych” odpowiadają włączeniu iskrownika - zero czasu przypisano początkowi prądu wyładowania głównego.



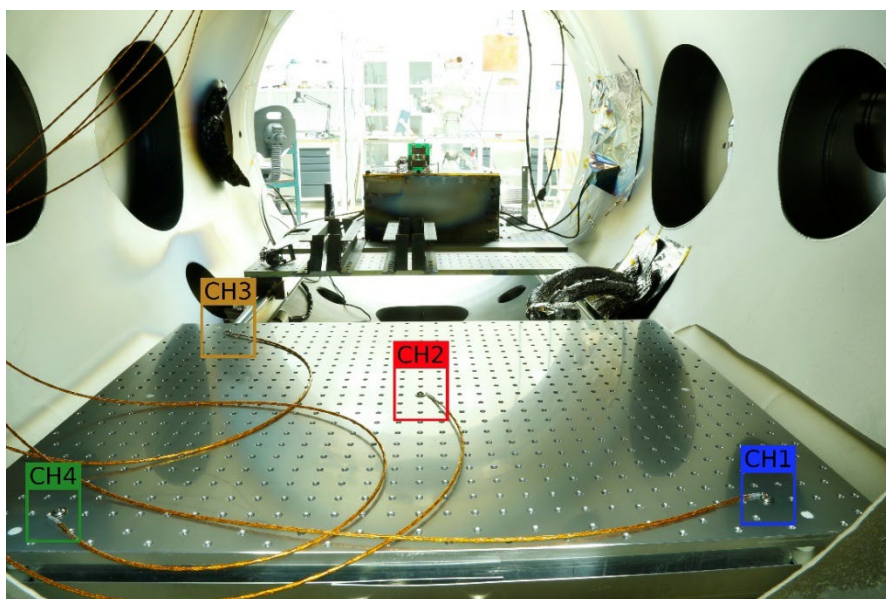
Rys. 6.1.3. Charakterystyka sygnału sondy D-dot w domenie czasowej i częstotliwości, odpowiadająca fazie pracy iskrownika.

Moduł termiczny raport INP_IFPiLM_R10_01_w_02_20230412

W poprzednim raporcie rocznym zostały przedstawione założenia, konstrukcja i stan realizacji modułu termicznego poszerzającego funkcjonalność głównego stanowiska próżniowego w laboratorium PlaNS IFPiLM o możliwość wykonywania testów zarówno w niskich jak i wysokich temperaturach (w celu symulacji warunków na niskich orbitach okołoziemskich). Po uszczelnieniu spoin w stole termicznym i przeprowadzeniu szeregu testów w szerokim zakresie temperatur ustalono, że bezpieczny przedział pracy to $-65+140^{\circ}\text{C}$ (choć sam agregat pozwala regulować temperaturę w zakresie $-85+250^{\circ}\text{C}$, co z punktu widzenia symulacji warunków na orbicie mogłoby być pożądane). Rys. 6.1.27 ilustruje zmiany ciśnienia granicznego w głównym stanowisku próżniowym podczas testowania stołu w przedziale bezpiecznych temperatur. Niewielkie zmiany ciśnienia w podwyższonej temperaturze wskazują na usuwanie z powierzchni stołu resztek zaabsorbowanych gazów.

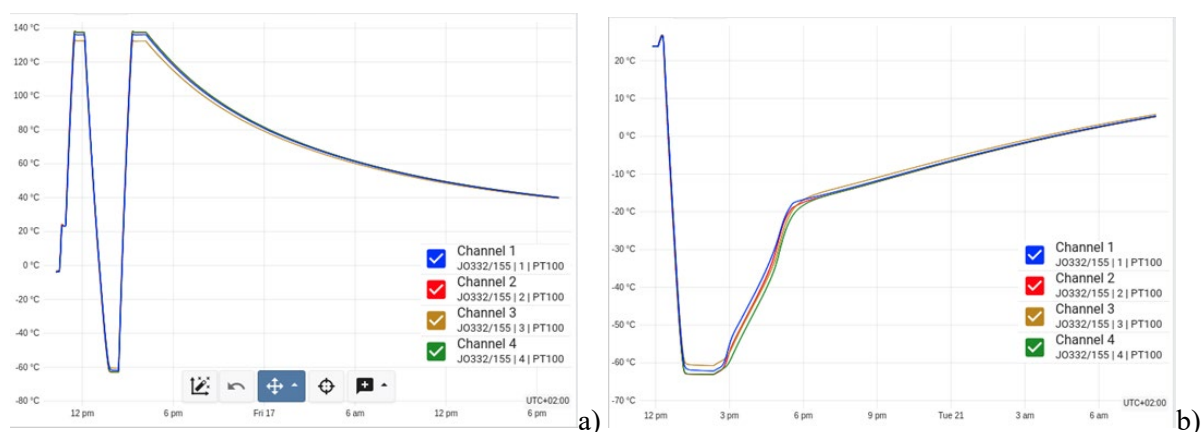


Rys. 6.1.27. Stabilność ciśnienia w stanowisku próżniowym potwierdzająca szczelność układu w zakresie $-65+140^{\circ}\text{C}$



Rys. 6.1.4. Rozmieszczenie czujników PT100 do sprawdzania jednorodności pola temperatury w stole termicznym. Na drugim planie widoczna hamownia z zainstalowanym silnikiem PPT w wersji laboratoryjnej

Testami kończącymi ocenę funkcjonalności modułu termicznego były pomiary jednorodności rozkładu pola temperatury na powierzchni stołu. Stwierdzono, że zarejestrowane podczas termicznych cykli pracy wskazania czterech sondy PT100 rozmieszczonych w różnych punktach na powierzchni stołu (patrz Rys. 6.1.28) różnią się tylko nieznacznie, co ilustruje Rys. 6.1.29. Tak małe różnice dobrze świadczą o jednorodności rozkładu temperatury na powierzchni stołu. Dodatkowo, bardzo długi czas relaksacji do temperatury otoczenia (zarówno od strony niskich jak i wysokich temperatur początkowych stołu) dowodzi bardzo dobrej izolacji termicznej stołu od ścian komory. Można się spodziewać, że po instalacji płaszcza termicznego wraz ze wszystkimi ekranami jednorodność pola temperatur jeszcze się poprawi, a czas relaksacji temperatury wydłuży. Jednak płaszcz termiczny będzie instalowany jedynie wtedy gdy prowadzone testy będą tego wymagać.



Rys. 6.1.5. Zapis temperatury czujników PT100 podczas cyklu termicznego:
a) nagrzewanie – schładzanie – nagrzewanie – relaksacja swobodna;
b) schładzanie – podtrzymanie – nagrzewanie – relaksacja swobodna.

6.2 Kryptonowy silnik Halla małej mocy (klasy 0.5 kW)

Oprócz prac wykonywanych w ramach dodatkowego kontraktu (*Contract Change Notice CCN*) będącego rozszerzeniem umowy o realizacji projektu HIKHET (*High Impulse Krypton Hall Effect Thruster*, ESA Contract No. 4000122415/17/NL/GE) prowadzono badania teoretyczne i numeryczne mające na celu lepsze zrozumienie procesów fizycznych zachodzących w plazmie silnika Halla. W szczególności dotyczą one efektów przyściennych w kanale tego silnika i tworzenia się warstwy (*sheath*) w wyniku oddziaływania plazma-ściana. Z punktu widzenia działania i wydajności silnika problem jest istotny dla oceny m.in. potencjału przyściennego, mającego decydujący wpływ na dynamikę jonów w tym obszarze, która warunkuje proces erozji kanału wyładowania. Modelowanie komputerowe prowadzone jest w ramach podejścia kinetycznego, a także PIC. Drugim obszarem zainteresowań jest zjawisko powstawania oscylacji prądu wyładowania w silniku Halla, które w literaturze przedmiotu znane są jako *breathing mode*. Szczególnie interesujące jest określenie warunków wzbudzenia i zaniku tych oscylacji np. przez przejście do reżimu oscylacji lokalnych na skutek zmiany niektórych parametrów (np. indukcji magnetycznej). W tym aspekcie powstaje pytanie o możliwość stabilizacji pracy silnika poprzez wymuszenie określonego modu oscylacji poprzez modulację prądu wyładowania (analiza teoretyczna i modelowanie numeryczne). Poniżej zostanie krótko omówiona część uzyskanych dotychczas wyników.

Continuation of the study of plasma-wall interactions in Hall thruster

The 1d3v Particle-in-Cell (PIC) code developed to study Debye sheath at dielectric walls of a Hall thruster (HT) underwent several modifications. First, the Monte Carlo Collisions (MCC) module was enriched to account for electron-neutral excitation collisions. Second, the issue of plasma density control was resolved by implementing a Proportional-Integral-Derivative (PID) regulator. To understand the nature of the problem, one should recall that in the 1d3v model plasma is simulated along 1 spatial dimension between parallel dielectric walls and the model does not resolve axial transport along the dielectric channel. The axial electric field is a set parameter and, with the external magnetic field, becomes the only source of energy and plasma by means of electron-neutral collisions. At the same time, the only plasma sink is the dielectric wall, and to

have steady state plasma of certain density n_i , the neutral density n_n must be specified as an external parameter. Of course, there is no prior knowledge of what value of n_n must be set to have plasma of certain n_i . Therefore, the desired bulk plasma density is maintained by PID-regulating neutral density (see Figure 6.2.1).

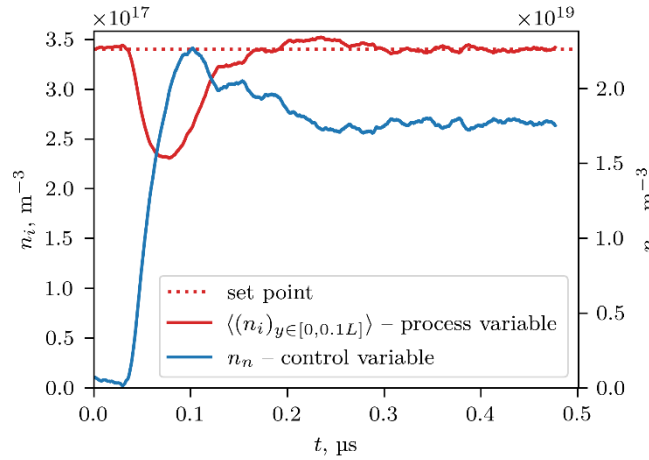


Fig. 6.2.1: An example of time evolution of PID-regulated plasma density

Another important question, regarding plasma-wall interactions in a Hall thruster, is the existence of Debye sheath at the anode surface. As in the case with dielectric walls, it might cause ion losses and reduction of the produced thrust force, since the existence of Debye sheath implies increased ion flow (backflow, in this case) to balance electric current. To study the effect, it was decided to simulate the entire discharge between anode and cathode regions by writing axial 1d3v PIC/MCC model of a Hall thruster. The problem statement is shown schematically in Figure 6.2.2 (left). Dynamics of electrons and ions is simulated using PIC. The MCC module accounts for elastic scattering, excitation, and ionization in electron collisions with neutrals. The dynamics of neutrals is described hydrodynamically, by a system of continuity and momentum equations with corresponding source terms (ionization of neutrals in the entire simulation domain and recombination at the anode surface). The simulation run-time is accelerated by parallelization using POSIX™ threads.

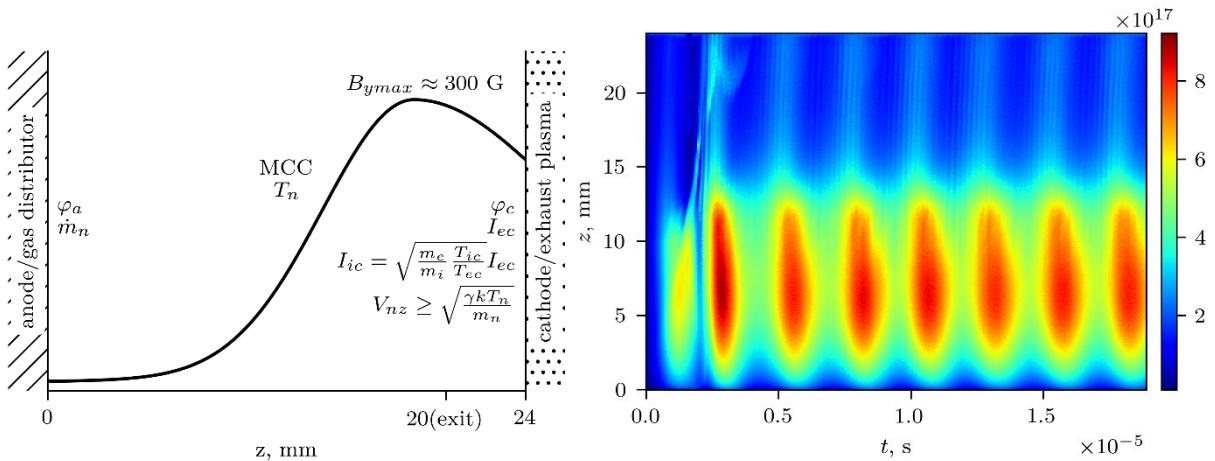


Fig. 6.2.2: 1d3v axial model of HT (left). Plasma density oscillations from the simulation (right).

The right plot in Figure 2 shows that the simulated discharge is characterized by plasma density oscillations of frequency inversely proportional to velocity of neutrals V_n ($\sim L_{ch}/V_n$, where L_{ch} is the channel length), known as “breathing” mode. Within the oscillations period the anode sheath appears at both crest and trough of the plasma density variation, as illustrated in Figure 3 (left). The simulations reveal that despite the emergence of sheath, the velocity of ions remains below ion acoustic velocity C_s (see right plot in Figure 3). The latter condition is widely used in various models that consider Anode sheath. A possible reason for such a

contradiction in the sheath criterion might be deviation of the electron velocity distribution function from Maxwellian.

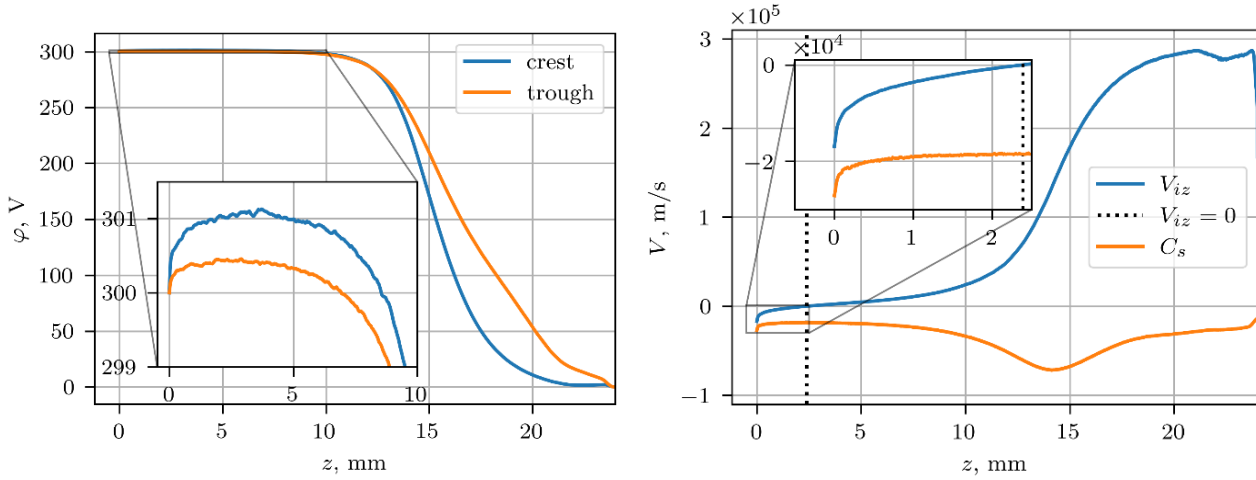


Fig. 6.2.3: Potential distribution along the channel at crest and trough of the breathing mode oscillation (left). Ion velocity profiles at crest (right)

On breathing type oscillations in HT

Low frequency discharge current oscillations, commonly referred to as the breathing mode, are one of the most prominent plasma oscillations observed in Hall thrusters. Extensive research efforts have revealed that the physical nature of breathing mode oscillations is linked to cycling depletion and replenishment of the neutrals inside the discharge channel. However, there still is a lack of consensus on a widely accepted model, especially one which would be able to accurately predict breathing mode onset.

Numerical simulation tools, such as IIFPiLM's in-house 1D fluid code HETMAN, generally recover breathing mode oscillations. Compared to experiments, simulations allow for relative uncostly plasma investigation inside the thruster channel and have played a vital role in establishing the nature of the breathing mode as an ionization instability^{2,3}. However, the immense complexity of typical numerical codes hinders concluding about a particular breathing mode trigger. Therefore, study of breathing mode oscillations via simplified models can bear unprecedented insight into breathing mode trigger.

One such simplistic fluid model can be stated as two continuity equations:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial VN}{\partial x} &= -\beta Nn \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nv}{\partial x} &= \beta Nn \end{aligned} \quad (1)$$

where N , V , n , v , β are the neutral density, neutral velocity, ion density, ion velocity and ionization rate respectively. Model (1) has been successfully used to investigate breathing mode, under the assumption of a linear ion velocity profile following: $v = v_{i0}(x - a)$, constant β and constant V . It has been shown that the inclusion of an ion backflow region is vital for the model to reproduce breathing mode⁴.

A consecutive study⁵ has shown that although the existence of the ion backflow region is a necessary condition for oscillations to emerge, it is an insufficient one. Figure 6.2.4 presents numerical investigations of model Eq.(1) with different β profiles. A uniform β profile (Fig. 6.2.4A), as well as a profile comprising only β

²J. P. Boeuf and L. Garrigues, "Low-frequency model of breathing oscillations in hall discharges", Journal of Applied Physics 84 (1998)

³S. Barral and E. Ahedo, "Low-frequency model of breathing oscillations in hall discharges", Phys. Rev. E 79 (2009)

⁴O. Chapurin, A. I. Smolyakov, G. Hagelaar, and Y. Raitses, "On the mechanism of ionization oscillations in hall thrusters", J. Appl. Phys. 129 (2021)

⁵O. Cichorek and Z. Peradzyński, "On breathing mode oscillations in Hall thrusters", (submitted)

inside the backflow region (Fig. 6.2.4B) are able to recover breathing mode oscillations (note the periodic fluctuations of the neutral front in the bottom plots of Fig. 6.2.4). However, nullifying the ionization rate within the ion backflow region fails to result in oscillations and the simulation settles on a stationary solution (Fig. 6.2.4C). This allows to conjecture, that a certain amount of β located within the backflow region is required for breathing mode to emerge.

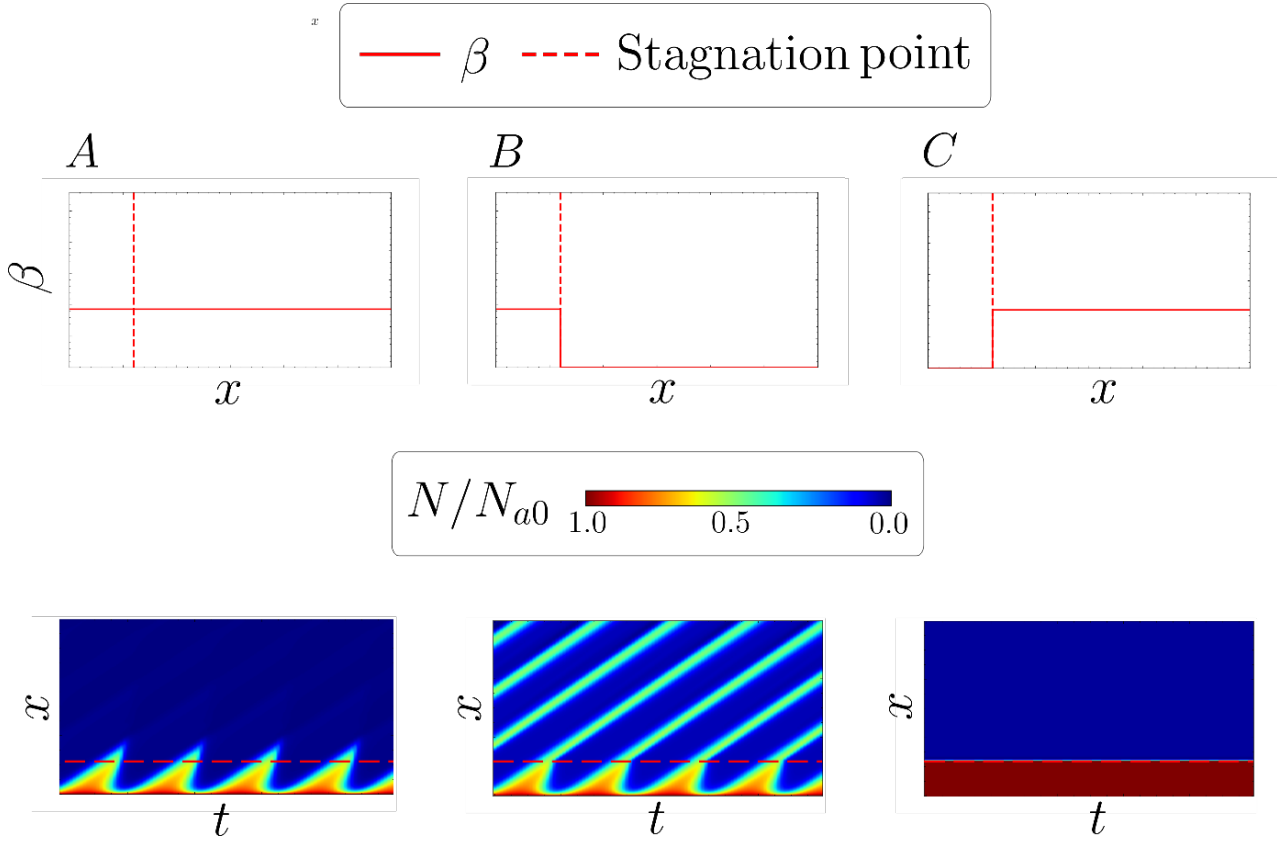


Fig. 6.2.4: Top: The ionization rate profile $\beta(x)$ prescribed for each simulation case. All uniform segments of $\beta(x)$ have the same $5 \times 10^{-14} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ value across the presented cases. Bottom: Spatiotemporal plots of the neutral density solution after $250 \mu\text{s}$ of simulation. Breathing mode emerged only in cases A and B

What is important, the found breathing mode trigger is congruent with a previously developed theory of breathing mode oscillations, which links breathing mode trigger with the mutual location of the ionization region and avalanche ionization region, denoted as $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ respectively^{6,7}. Paraphrasing Ref. (7), the breathing mode trigger can be stated as: “Breathing mode emerges, if function $\gamma(x)$ is located before $\Psi(x)$ ”. Within model Eq. (1), the γ function manifests itself as $\gamma(x) = \beta$ and $\Psi(x)$ is highly localized at the stagnation point (can be approximated as a Dirac’s delta located at the stagnation point). In this perspective, the fact that breathing mode was only observed if there was a significant amount of β located before the stagnation seems well justified (Fig. 6.2.5).

⁶ S. Barral and Z. Peradzyński, “A new breath for the breathing mode”, IEPC-2009-070 (2009).

⁷ S. Barral and Z. Peradzyński, “Ionization oscillations in hall accelerators”, Physics of Plasmas 17 (2010)

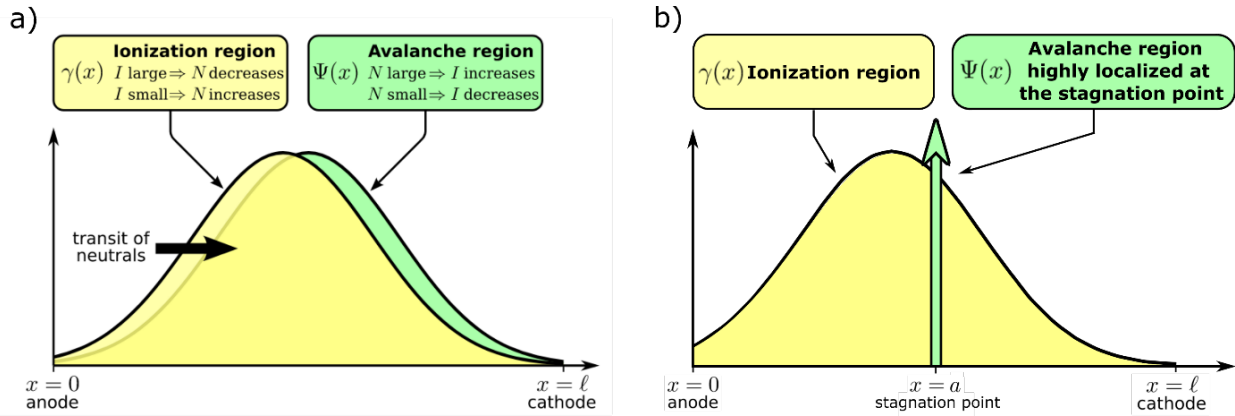


Fig. 6.2.5: Left: breathing mode trigger proposed by Barral and Peradzyński. Breathing mode only develops, if $\gamma(x)$ lays upstream of $\Psi(x)$. Within full fluid models, the function shapes can be satisfactory approximated by Gaussians. Right: manifestation of the $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ functions within simplistic model Eq.(1). Within this interpretation, the fact that in simulations of model Eq.(1), breathing mode develops only if a sufficient amount of $\beta = \gamma(x)$ is located before the stagnation point seems well justified. Fig. 6.2.5a has been reproduced from Ref.(7)

However, simulation of model Eq.(1) have shown, that the ionization rate values of β required located before the stagnation point need to be quite high point for breathing mode to emerge. Simulation of more complex models containing self-consistent β evolution generally show order-of-magnitude lower β values in the backflow region. Therefore, a healthy dose of skepticism towards model Eq.(1) is recommended. Moreover, simulations performed with HETMAN code, as well as results reported in the community⁸, show nonnegligible stagnation point movements during a breathing mode cycle. Evaluating how these stagnation point movements influence the instability is subject of ongoing works.

⁸ F. Petronia, A. A. Laguna, A. Bourdon and P. Chabert "Study of the breathing mode development in Hall thrusters using hybrid simulations", Journal of Applied Physics (2024)

7 Projekty Narodowego Centrum Nauki

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

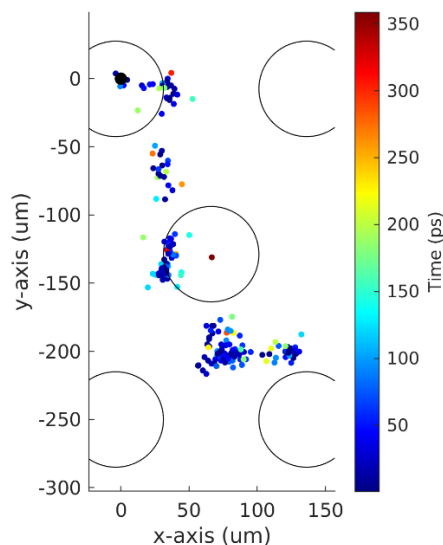
W roku 2023 zespół naukowców nadal pracował nad opracowaniem odpowiedniej struktury wewnętrznej przygotowywanego detektora. Prace w tym kierunku skupiały się na doborze odpowiednich folii GEM, które są kluczowym elementem detektora z wykorzystaniem technologii Gas Electron Multiplier (GEM). W tym celu przeprowadzono optymalizację struktury geometrycznej folii GEM dla opracowywanego detektora opartego na technologii GEM i przeznaczonego do monitorowania promieniowania rentgenowskiego w zakresie 2-15 keV. Proponowana diagnostyka dotyczy czegoś więcej niż tylko standardowej tomografii SXR, ponieważ oczekuje się, że dostarczy informacji o rozdzielczości spektralnej i tomografii 3D plazmy, co znacznie wykracza poza możliwości konwencjonalnej tomografii.

Obecnie rozwój projektu jest w końcowej fazie projektowania. Ostatecznie planowane jest przetestowanie skonstruowanego detektora na urządzeniach COMPASS-U i TJ-II. Jak zostało opracowane w poprzednich latach oczekuje się, że detektor będzie posiadał elektrodę obrazującą w postaci matrycy 2D o wysokiej rozdzielczości, składającej się z około 30 000 heksapikseli o boku 0.35 mm.

Ze względu na potencjalnie bardzo dużą liczbę pikseli (~33K) w projektowanym detektorze, zdecydowano się na redukcję rzeczywistych sygnałów do ~3K poprzez specjalny system połączeń pikseli. System ten pozwala na zachowanie efektywnej rozdzielczości przestrzennej detektora na poziomie 33K pikseli, wymaga jednak rejestracji sygnału od pojedynczego fotonu promieniowania X prze dwa sąsiadujące piksele (dwa sygnały w koincydencji czasowej). Takie rozwiązanie pozwala również na bardziej równomierne obciążenie kanałów sygnałowych w przypadku dużych niejednorodności przestrzennych w intensywności padającego promieniowania X na okno detektora. W celu znalezienia pożądanych optymalnych parametrów pracy budowanego detektora, czyli maksymalnego rozmiaru przestrzennego lawin przy maksymalnym wzmocnieniu elektronowym, przeprowadzono obszerne symulacje sprawdzające wpływ parametrów geometrycznych folii, takich jak kształt otworów i ich rozstaw, na proces powstawania i rejestracji lawin elektronowych.

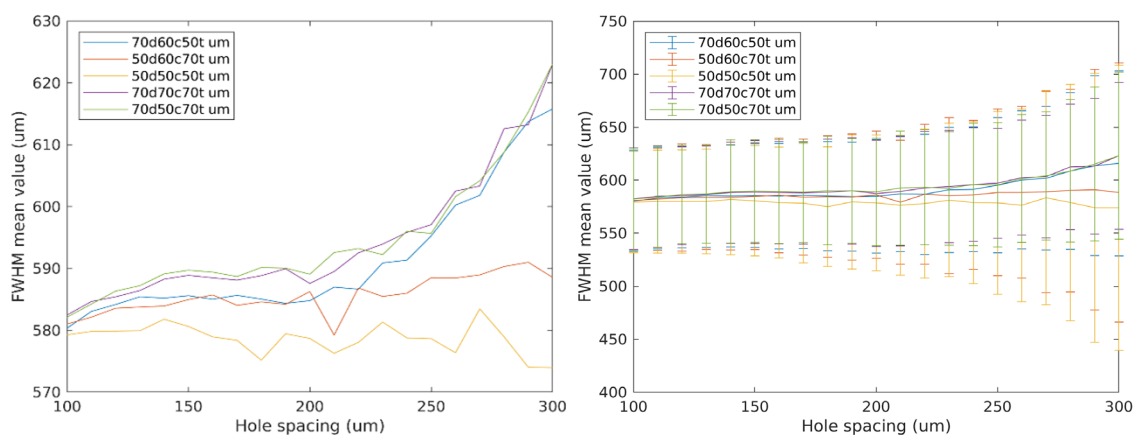
Zasada działania detektora opiera się na założeniu, że pojedynczy foton promieniowania rentgenowskiego dostarcza sygnał na dwóch sąsiednich pikselach, co zmniejsza efektywną liczbę niezależnych kanałów elektronicznych do około 3000. Ze względu na znaczenie rozmiaru przestrzennego lawiny elektronowej na elektrodzie odczytowej, przeprowadzono obszerne symulacje przy użyciu programów Degrad i Garfield++ w celu sprawdzenia wpływu kształtu i rozstawu otworów w foliach wzmacniających na pożądane parametry detektora, takie jak rozmiar przestrzenny lawin i wzmocnienie/multiplikacja elektronów. W obliczeniach uwzględniono pięć wariantów otworów o kształtach cylindrycznym, dwustożkowym i miseczkowym w typowych rozmiarach 70 i 50 um oraz zakres rozstawu otworów od 100 um do 300 um.

Generalnie symulacje polegały na zbadaniu parametrów lawin elektronowych, powstających w detektorze typu GEM na skutek oddziaływania z promieniowaniem rentgenowskim o energii 6keV (tak jak kalibracyjne źródło ^{55}Fe), dla wszystkich rozważanych przypadków konfiguracji geometrii folii GEM. Obliczenia przeprowadzono za pomocą programu Garfield++. Dla każdej konfiguracji policzono po 10^4 lawin. Z uwagi na spodziewane, istotne dla wyników symulacji, znaczenie położenia przestrzennego w dryfcie elektronów pierwotnych inicjujących lawinę elektronową (położenia elektronów względem siebie jak i położenia w objętości dryftu), pochodzących od jednego fotonu promieniowania X, przygotowano bazę współrzędnych położenia elektronów pierwotnych w obszarze dryftu, pochodzących właśnie od 10^4 fotonów X, o przyjętej energii 6keV. Baza ta stanowiła zestaw parametrów wejściowych do symulacji lawin w Garfield++ i była taka sama dla wszystkich badanych przypadków konfiguracji geometrii folii GEM. Na Rysunku 7.1.1 przedstawiono przykład położenia przestrzennego elektronów pierwotnych, powstałych na skutek absorpcji (poprzez zjawisko fotoelektryczne) pojedynczego fotonu X-ray w obszarze dryftu.



Rys. 7.1.1. Przykład rozkładu przestrzennego elektronów pierwotnych (w płaszczyźnie XY) stermalizowanych do energii 2 eV, powstałych w wyniku absorpcji fotonu X o energii 6 keV, w punkcie (0,0), w gazie Ar/CO₂ 70/30, w polu elektrycznym $E_z = 3$ kV/cm. Czarne okręgi to, dodany dla skali, rozmiar otworków w folii GEM o $f_i=70\mu\text{m}$ i $d=140\mu\text{m}$.

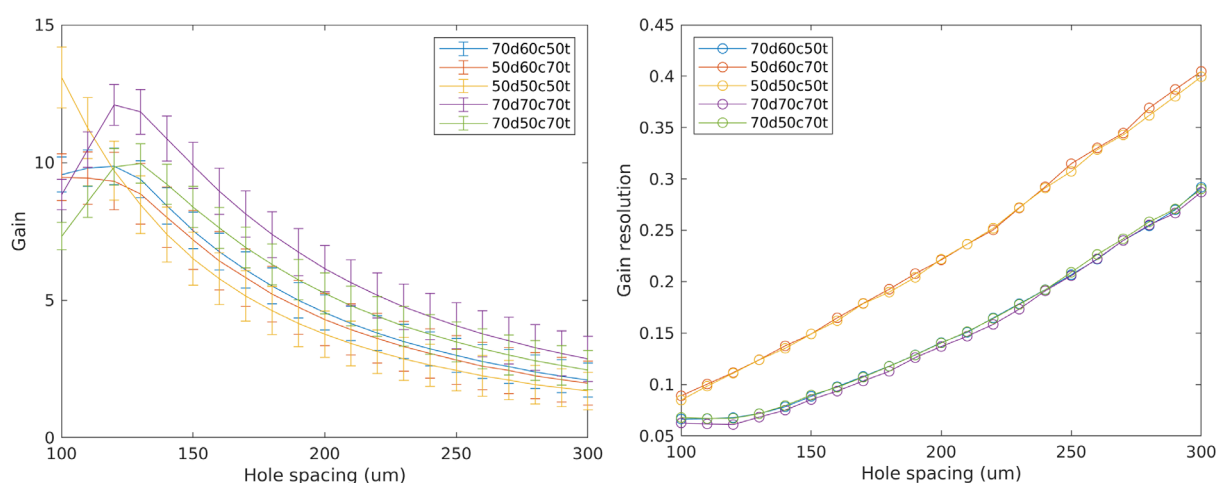
Pierwszym parametrem zbadanym za podstawie wyników symulacji był rozmiar plamki elektronowej na elektrodzie odczytu. Przekroje wzdłuż osi X i Y rozkładów przestrzennych od pojedynczych lawin dopasowywano rozkładami Voigt'a, a następnie na ich podstawie, z uśrednienia po obydwu wymiarach, otrzymywano wartość FWHM, jako miarę rozmiaru przestrzennego danej lawiny. Następnie dla takich rozkładów policzono wartości średnie oraz odchylenie standardowe jako miarę rozrzutu zmierzonych wartości szerokości plamki od średniej. Wyniki te przedstawiono na Rysunku 7.1.2. Jak widać, wartości średnie FWHM jak i ich odchylenia standardowe nie zmieniają się znacząco dla rozstawów dziurek od 100 do 200 μm , a powyżej tej wartości zaczynają rosnąć. Ogólnie wartości średnie FWHM zawierają się w przedziale 580–620 μm (różnica $\sim 7\%$). Wyjątkiem są tu przypadki '50d60c70t' i '50d50c50t', których wartość FWHM pozostaje praktycznie stała, ale rozrzut jej wartości rośnie około dwukrotnie dla dużych odstępów między dziurkami.



Rys. 7.1.2. Rozkład średnich wartości FWHM lawin elektronowych na odczycie dla badanych przypadków folii GEM (kształty otworków i ich rozstaw). Po prawej ten sam rozkład z wartością odchylenia standardowego.

Na podstawie analizy wyników symulacji zmierzono, że dla promieniowania X o $E = 6\text{keV}$, szerokość plamki elektronowej na elektrodzie odczytu, na poziomie 10% wartości maksymalnej, wynosi około 1mm, z różnicą dla poszczególnych konfiguracji podobną jak dla wartości FWHM. Odnosząc to do rozmiaru piksela – heksagonu o boku 0.35 mm, można stwierdzić, że nawet dla mniejszych energii, sygnał od pojedynczej lawiny elektronowej powinien być rejestrowany przynajmniej przez dwa piksele.

W kolejnym kroku, dla każdego z przypadków policzono wzmocnienie elektronowe, zdefiniowane dla każdej lawiny jako liczba elektronów, jaka dotarła do elektrody odczytu, do liczby elektronów pierwotnych (startowych). Następnie policzono wartość średnią tak otrzymanych wartości wzmocnienia oraz ich odchylenia standardowe. Dla lepszej oceny wyników zdefiniowano dodatkowo parametr rozdzielczość wzmocnienia (gain resolution) jako stosunek odchylenia standardowego do wartości średniej ($\text{gain_std}/\text{gain}$), który pozwala lepiej określić szerokość rozkładu wzmocnienia elektronowego, co dla rzeczywistej pracy detektora przekłada się na rozdzielczość rozkładów ładunkowych i energetycznych. Im mniejsza wartość tego parametru, tym lepsza możliwość dyskryminacji ‘pików’ w widmie od dwóch różnych energii promieniowania X. Uzyskane wyniki przedstawiono na Rysunku 7.1.3. Na ich podstawie widać, że dla badanych konfiguracji wzmocnienie osiąga wartości maksymalne dla odstępów dziurek 120-130 μm . Wyjątkiem jest tu konfiguracja ‘50d50c50t’, której maksimum wzmocnienia występuje dla rozstawu mniejszego niż 100 μm . Ogólnie największe wartości wzmocnienia otrzymano dla konfiguracji cylindrycznej ‘70d70c70t’. Również rozdzielczość wzmocnienia osiąga swoje najmniejsze, czyli najlepsze wartości dla odstępów dziurek 100-130 μm . W tym przypadku zdecydowanie najgorsze wartości dają konfiguracje ‘50d60c70t’ i ‘50d50c50t’.



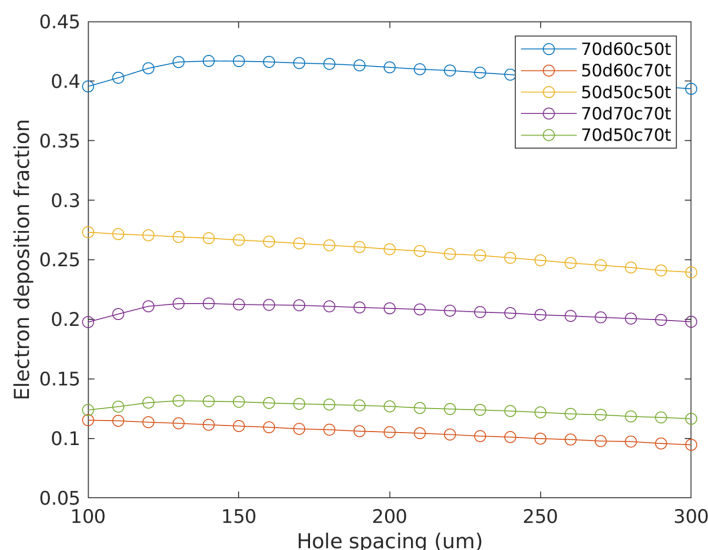
Rys. 7.1.3. Wzmocnienie elektronowe (wartość średnia) detektora GEM dla wszystkich badanych przypadków. Po prawej, rozdzielczość uzyskanych rozkładów wzmocnienia (szerokość rozkładu do jego wartości średniej).

Ostatnim parametrem, który badano przy wyborze optymalnych konfiguracji było osadzanie elektronów na kaptonowej części otworków w foliach. Jest to o tyle ważny parametr, że osadzanie elektronów powoduje zmianę rozkładu pola elektrycznego w otworze, co z kolei zmienia wartość wzmocnienia i prowadzi do niestabilności parametrów pracy detektora. Na Rysunku 7.1.4 pokazano ilościowy rozkład depozycji ładunku na ściankach otworków dla pięciu badanych kształtów z rozstawem 100 μm . Punkt $z=0$ to środek otworka, obszar -25 do 25 μm odpowiada części kaptonowej, a -30 do -25 μm i 25 do 30 μm odpowiadają części miedzianej, czyli elektrodom na folii. Na obrazkach podano bezwzględną wartość ładunku (w elektronach), jaka osadziła się na kaptonie (kolor czerwony) w dziurkach na trzeciej folii GEM (trzecim stopniu wzmacniającym) na skutek propagacji lawin od 10^4 fotonów promieniowania X o zadanych wcześniej parametrach, oraz wartość ułamkową względem całkowitej liczby elektronów propagujących się i powstających w dziurkach. Tę właśnie wartość ułamkową, jako najbardziej miarodajną przy porównywaniu badanych konfiguracji, przedstawiono na Rysunku 7.1.7. Na jego podstawie można stwierdzić, że najmniejsze frakcje osadzanych elektronów wykazują konfiguracje ‘50d60c70t’ i ‘70d50c70t’.

Na podstawie otrzymanych wyników zaproponowano konfigurację geometryczną dla układu trzech folii GEM jako optymalną dla projektowanego detektora.

Ze względu na opóźnienia w starcie tokamaka COMPASS-Upgrade, w ubiegłym roku rozpatrywano możliwość instalacji detektora na stellaratorze TJ-II w Hiszpanii. Ze względu na bardziej złożoną strukturę plazmy w przypadku stellaratora w porównaniu z tokamakiem, w ubiegłym roku skupiono się nad opracowaniem metody do uzyskania rozkładu emisyjności plazmy. Plazmy. Metoda oparta na zasadzie tomografii rentgenowskiej jest dobrym sposobem oceny parametrów rozkładu emisji promieniowania w plazmie. W metodzie tej zestaw detektorów promieniowania jest zwykle umieszczany wokół wybranej sekcji

plazmy lub w dwóch grupach detektorów rozmieszczonych prostopadłe do siebie w pozycji górnej i bocznej. Taki układ ma na celu dostarczenie wystarczającej ilości danych do odtworzenia rozkładu intensywności emisji promieniowania w przekroju plazmy.

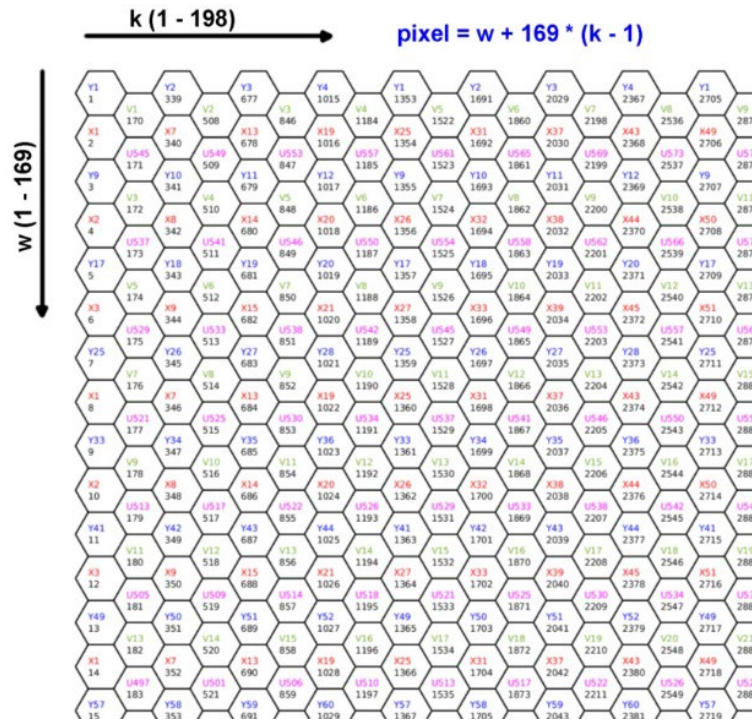


Rys. 7.1.4. Frakcja osadzania elektronów w detektorze GEM dla wszystkich badanych przypadków. Parametr ten jest definiowany jako stosunek liczby elektronów osadzonych na ścianie z kaptonu do wszystkich, pierwotnych i wtórnych, elektronów przechodzących przez otwór.

W ramach projektu dla plazmy wytwarzanej w stellaratorze TJ-II zaproponowano detektor obrazujący 2D z możliwością rozróżniania energii fotonów tylko w jednej, konkretnie wybranej pozycji w kierunku toroidalnym. Proponowana diagnostyka może mieć zalety kamery toroidalnej 2D, zapewniając dostęp do informacji 3D i uzupełniając standardową tomografię poloidalną. Mogłaby ona zostać wykorzystana do lepszego ograniczenia tomografii 2D w prostych przypadkach z osiowosymetryczną emisyjnością SXR, do symulacyjnej walidacji efektów 3D w syntetycznym podejściu diagnostycznym lub do próby bezpośredniej tomografii 3D.

Celem prac w ubiegłym roku było opracowanie idei systemu tomografii rentgenowskiej 3D opartego na wykorzystaniu kwadratowej matrycy detektora GEM oraz uzyskanych wstępnych wyników przeprowadzonych symulacji. Jak już wspomniano wyżej opracowywana diagnostyka ma zawierać 33462 piksele detekcyjne powiązane z liniami widzenia. W roku 2023 analizę przeprowadzono w oparciu o symulacje numeryczne bazujące na kodach komputerowych GEM_MP.exe i Tomography.exe (oba stworzone w IFPiLM) umożliwiającą uwzględnienie promieniowania rentgenowskiego, pochodzącego z interakcji free-free, free-bound i bound-bound, docierającego do każdego z pikseli diagnostyki GEM (kod GEM_MP.exe) oraz przetestowanie zaproponowanych algorytmów tomograficznej rekonstrukcji emisyjności plazmy (kod Tomography.exe). Podczas obliczeń uwzględniono rzeczywiste profile gęstości elektronowej i temperatury elektronowej, a także rzeczywistą geometrię układu pomiarowego. Dodatkowo zbadano wpływ takich czynników jak filtry zastosowane w detektorze oraz wydajność użytego ośrodka aktywnego na jakość rekonstrukcji tomograficznej. W tym celu została wykorzystana dwuwymiarowa macierz GEM do tomograficznej rekonstrukcji emisji plazmy w stellaratorze TJ-II. Macierz GEM składa się z sześciokątnych pikseli rozmieszczonych w 198 kolumnach po 169 wierszy każda. Struktura tej macierzy została przedstawiona na Rys. 7.1.5.

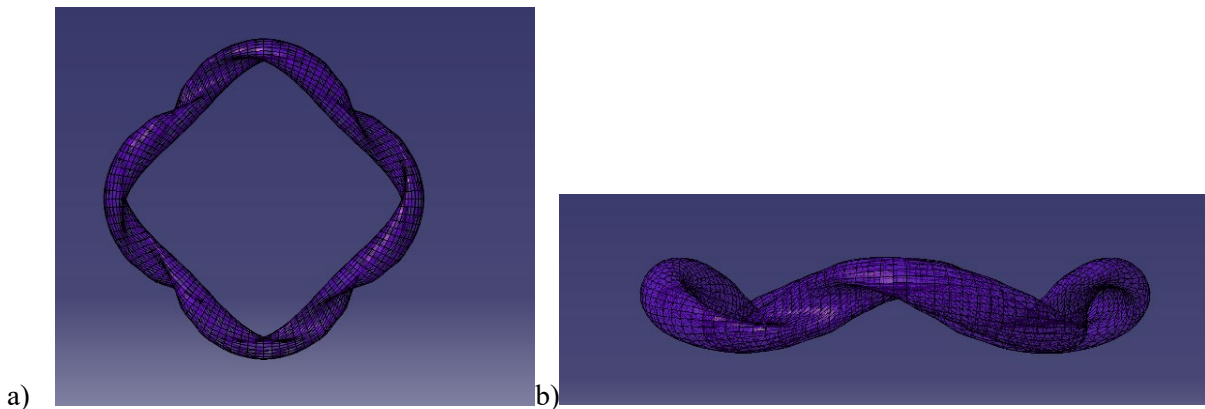
Rozpatrywany był cały detektor składający się ze wspomnianej matrycy GEM umieszczonej w budforze wyposażonym w okrągły otwór o średnicy $d = 1$ mm, znajdujący się w odległości $L_{pd} = 550$ mm od matrycy. Każdy kwant promieniowania rentgenowskiego pochodzący z plazmy, po przejściu przez otwór wejściowy, przechodzi przez warstwę gazu buforowego, którym może być powietrze lub hel (~ 550 mm), warstwę Mylaru ($5 \mu\text{m}$), filtr Be ($25 \mu\text{m}$) oraz gaz roboczy Ar/CO₂ (70/30, 5 mm).



Rys. 7.1.5. Widok fragmentu matrycy GEM

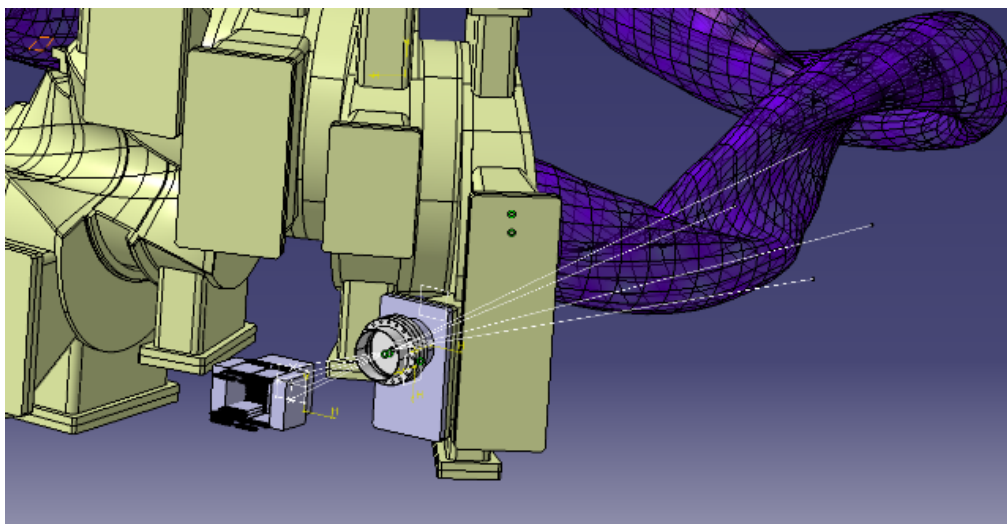
Nowatorskim pomysłem jest nie tylko zastosowanie detektora wyposażonego w aż 33462 niezależne linie widzenia (LOS), ale przede wszystkim sposób umiejscowienia tego detektora względem badanej plazmy. W klasycznych rozwiązaniach detektory umieszczane są wokół przekroju plazmy (prostopadle do powierzchni pola magnetycznego), tak jak np. miało to miejsce w systemie bolometrycznym działającym na stellaratorze W7-X.

W rozpatrywanym przypadku detektor jest umieszczony wzdłuż powierzchni pola magnetycznego. Takie podejście upraszcza proces montażu (użycie tylko jednego portu), a dodatkowo umożliwia tomograficzną rekonstrukcję rozkładu emisji promieniowania rentgenowskiego na przekroju plazmy (rekonstrukcja 2D), a także umożliwia wykrywanie zdarzeń punktowych występujących w ograniczonej przestrzeni w zasięgu widzenia detektora (rekonstrukcja 3D). W zeszłym roku skupiano się na przedstawieniu rekonstrukcji 2D. Aby ułatwić prezentację lokalizacji diagnostycznej na układzie stellaratora TJ-II, rysunki 7.1.6(a)-(b) przedstawiają kształt plazmy na tym urządzeniu.



Rys. 7.1.6. a) Widok plazmy stellaratora TJ-II z góry. b) Widok plazmy stellaratora TJ-II z boku

Lokalizację naszej diagnostyki w odniesieniu do plazmy przedstawionej powyżej zilustrowano na rys. 7.7.



Rys. 7.1.7. Lokalizacja diagnostyki GEM na stellaratorze TJ-II.

Na potrzeby rozważań związanych z dyskusją rekonstrukcji tomograficznej ustalono kilka przydatnych pojęć związanych z opisem plazmy stellaratora TJ-II. Analizowana plazma charakteryzuje się przekrojem poprzecznym w kształcie fasoli (na potrzeby późniejszych rozważań nazwijmy ten parametr PCS - przekrój poprzeczny plazmy). Kształt ten jest zachowany na całej długości plazmy. Aby odtworzyć rzeczywisty kształt plazmy, PCS jest obracany o kąt 4 stopni (kąt poloidalny) wokół okręgu o promieniu $R = 1.5$ m, na każdy 1 stopień obrotu wokół głównej osi stellaratora (kąt toroidalny).

Podczas symulacji przyjęto realistyczne profile gęstości elektronowej i temperatury, a także realistyczną zawartość zanieczyszczeń, przy czym założony skład zanieczyszczeń plazmy wodorowej był następujący: B: $2.0 \cdot 10^{-1}\%$, C: $7.0 \cdot 10^{-1}\%$, N: $1.0 \cdot 10^{-1}\%$, O: $2.0 \cdot 10^{-1}\%$, Si: $1.0 \cdot 10^{-2}\%$, Cr: $1.7 \cdot 10^{-3}\%$, Fe: $7.3 \cdot 10^{-3}\%$. Podczas obliczeń przeprowadzono trzy podstawowe typy symulacji:

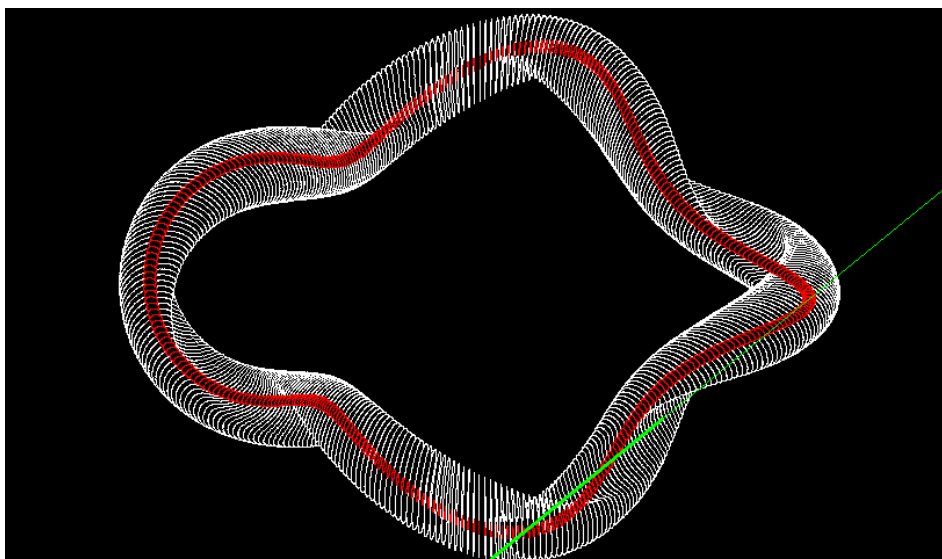
- symulacje zakładające rejestrację wszystkich kwantów emitowanych przez plazmę w obszarze wyznaczonym przez etendue diagnostyczne (brak filtrów i gazu roboczego),
- symulacje uwzględniające obecność filtrów i gazu roboczego,
- symulacje uwzględniające obecność filtrów i gazu roboczego oraz proces eliminacji wpływu tych czynników, przeprowadzone na etapie zbierania kwantów.

Schemat sesji symulacyjnej składał się z następujących etapów:

- przy użyciu kodu GEM_MP.exe wykorzystującego jako dane wejściowe informacje opisujące profile $Te(R,Z)$ i $ne(R,Z)$ (tabele 2D) oraz dane opisujące parametry diagnostyczne (pozycje pikseli 3D i pinhole a także informacje o ich rozmiarach oraz obecności lub nie dodatkowych filtrów w torze widzenia detektora) obliczana jest i zapisywana w pliku liczba kwantów docierających do każdego z 33462 pikseli detektora. Dodatkowo tworzony jest plik z informacjami o współrzędnych każdej linii widzenia (LOS), jeśli znajduje się ona w obszarze plazmy,

- wykorzystując kod GEMTomography.exe oraz plik z danymi utworzonymi w poprzednim kroku, budowana jest specjalna macierz transformacji C, która jest łącznikiem pomiędzy danymi opisującymi liczbę kwantów zarejestrowanych przez detektor GEM a charakterystyką rentgenowską badanej plazmy. Wykorzystując metodę najmniejszych kwadratów i dane o liczbie kwantów zarejestrowanych przez diagnostykę, rekonstruowana jest charakterystyka emisyjności w przekroju plazmy (PCS).

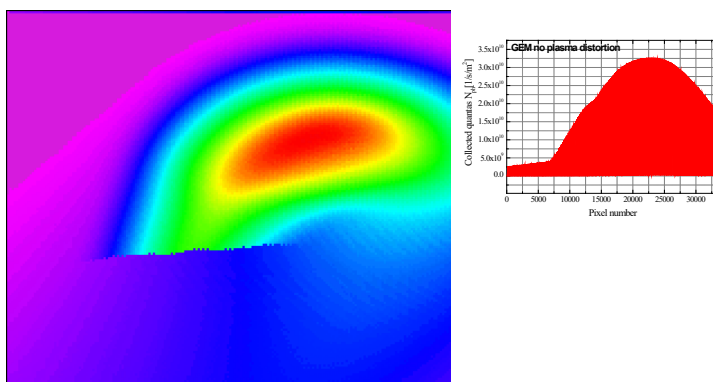
W ramach każdego z trzech typów symulacji przeanalizowano przypadek plazmy promieniującej w sposób niezakłócony oraz przypadek plazmy ze sztucznie wprowadzonym zakłóceniem polegającym na dwukrotnym zmniejszeniu intensywności promieniowania żelaza w niewielkim obszarze kołowym (Rys. 7.1.8). Procedura ta miała na celu sprawdzenie czułości procesu akwizycji kwantów przez detektor GEM i jego wpływu na wyniki rekonstrukcji tomograficznej.



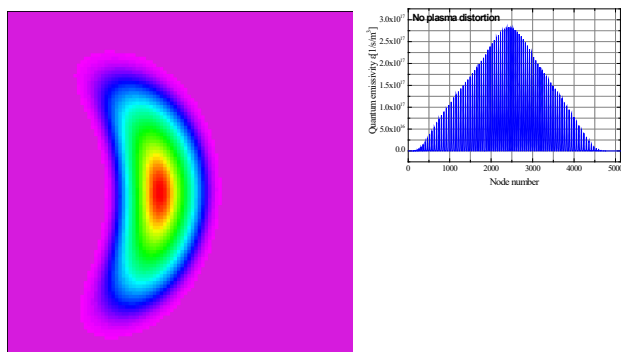
Rys. 7.1.8. Widok plazmy z obszarem zaburzeń emisji plazmy zaznaczonym na czerwono. LOS dla centralnego piksela diagnostycznego GEM zaznaczono na zielono.

W przypadku trzeciego typu symulacji uzyskane wyniki pokazały, że włączenie do symulacji dodatkowych komponentów diagnostyki GEM, takich jak filtry, gaz buforowy i gaz roboczy, znacząco wpływa na efekty tomograficznej rekonstrukcji emisyjności plazmy. Zarówno w przypadku plazmy bez zaburzeń emisji, jak i w przypadku plazmy z zaburzeniami, różnice w naturze rejestrowanych kwantów zacierają się dla tych dwóch przypadków. Efekt ten wpływa oczywiście na jakość rekonstrukcji emisyjności. We wszystkich przypadkach otrzymujemy praktycznie identyczne wyniki końcowe, które dodatkowo znacznie różnią się od tych oczekiwanych. Ogólnie rzecz biorąc, ze względu na większą transmisję bufora gazowego na bazie helu w porównaniu z buforem na bazie powietrza, wyniki dla tego pierwszego są nieco lepsze, ale nadal niewystarczające ze względów praktycznych.

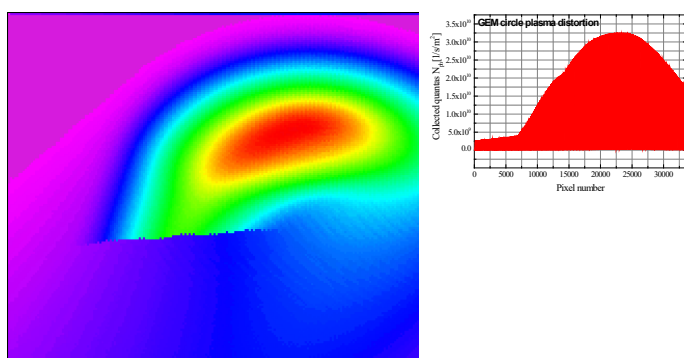
W celu poprawy sytuacji zaproponowano uzupełnienie procesu akwizycji danych o operację eliminującą wpływ filtrów, gazu buforowego i gazu roboczego na dane rejestrowane przez każdy piksel. Podczas normalnej akwizycji, każdy kwant docierający do piksela matrycy GEM jest dodawany do już zliczonych kwantów. W proponowanej modyfikacji każdy kwant, zanim zostanie dodany do poprzedniej liczby zarejestrowanych kwantów, jest identyfikowany (jego energia jest określana na podstawie widm zebranych przez diagnostykę GEM) i dzielony przez iloczyn $T \cdot DQE$. Proces ten prawdopodobnie zbliżyłby wyniki do idealnej akwizycji. Wszelkie różnice pochodziłyby z kwantów o energiach w zakresach, dla których iloczyn $T \cdot DQE$ był równy lub bliski zeru. Analiza zależności iloczynu pokazuje, że ta metoda powinna dać lepsze wyniki dla bufora helowego ze względu na jego lepszą charakterystykę. Poniższe rysunki pokazują wyniki ilustrujące zbadanie tego pomysłu. Podczas tej analizy zastosowano filtry (Be, Mylar, Al), gaz buforowy (powietrze lub He), mieszaninę gazów roboczych (Ar/CO₂) i ulepszoną metodę zbierania kwantów.



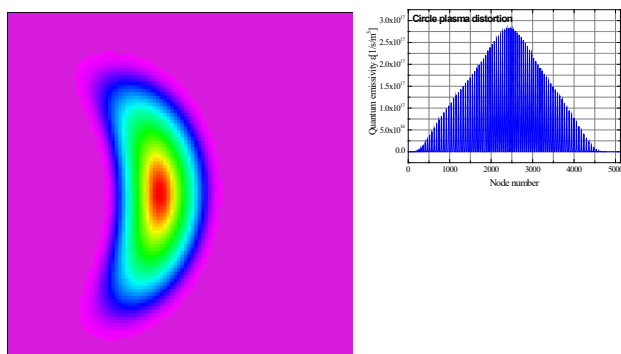
Rys. 7.1.9. Kwanty zebrane przez detektor GEM (powietrze jako gaz buforowy, brak zniekształceń plazmy).



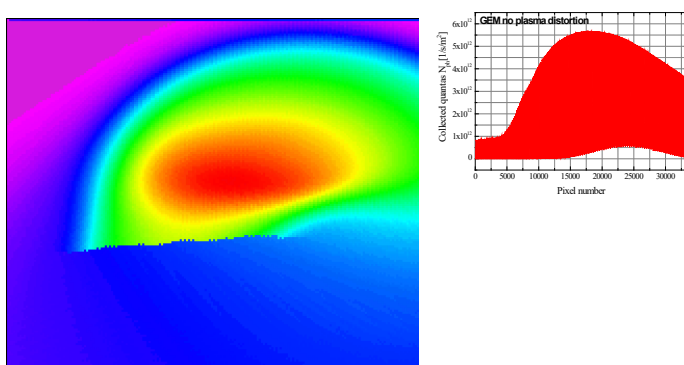
Rys. 7.1.10. Zrekonstruowana mapa emisyjności plazmy (dla danych GEM przedstawionych na Rys. 7.9)



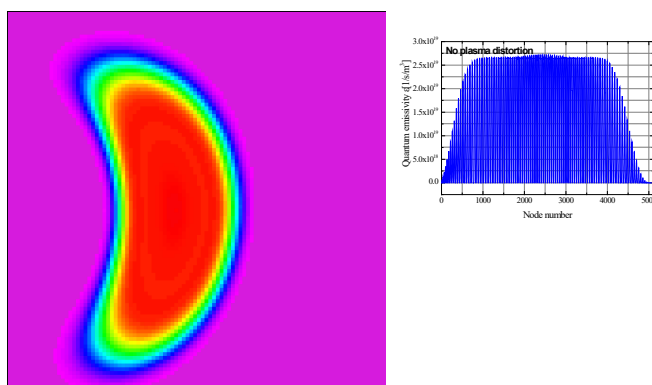
Rys. 7.1.11. Kwanty zebrane przez detektor GEM (powietrze jako gaz buforowy, kołowe zniekształcenie plazmy).



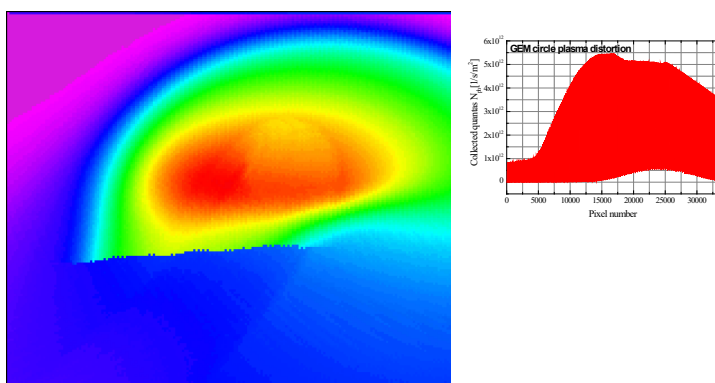
Rys. 7.1.12. Zrekonstruowana mapa emisyjności plazmy (dla danych GEM przedstawionych na Rys. 7.11).



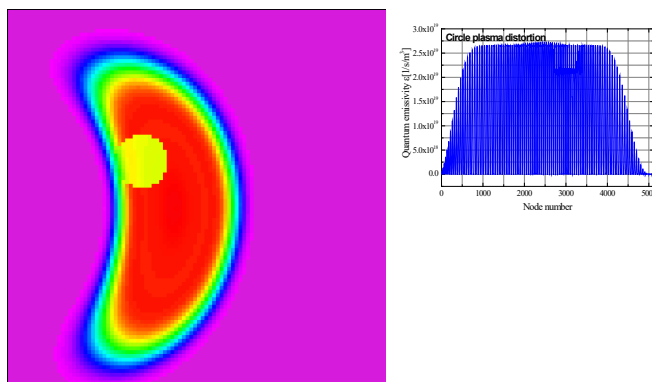
Rys. 7.1.13. Kwanty zebrane przez detektor GEM (gaz buforowy He, brak zniekształceń plazmy).



Rys. 7.1.14. Zrekonstruowana mapa emisyjności plazmy (dla danych GEM przedstawionych na Rys. 7.13).



Rys.7.1.15. Kwanty zebrane przez detektor GEM (gaz buforowy He, kołowe zniekształcenie plazmy).



Rys. 7.1.16. Zrekonstruowana mapa emisyjności plazmy (dla danych GEM przedstawionych na Rys. 7.1.15).

W podsumowaniu dokonano oceny zaproponowanej metody rekonstrukcji tomograficznej. Zgodnie z oczekiwaniami, zastosowanie eliminacji wpływu filtrów, gazu buforowego i wydajności gazu roboczego na liczbę kwantów zbieranych przez detektor GEM miało pozytywny wpływ na efekty późniejszej rekonstrukcji tomograficznej. Zarówno dla przypadku z gazem roboczym w postaci powietrza (Rysunkach 7.1.9-7.1.12), jak i helu (Rysunkach 7.1.13-7.1.16) można zauważyć natychmiastową poprawę wyników. Ze względu na istotę procesu eliminacji, polegającego na dzieleniu liczby przychodzących kwantów przez iloczyn $T \cdot DQE$, wyniki końcowe są ściśle związane z kształtem funkcji opisujących ten parametr. Ponieważ proces eliminacji jest możliwy tylko wtedy, gdy $T \cdot DQE > 0$, charakter krzywych prowadzi do wyraźnie lepszej jakości rekonstrukcji tomograficznej dla systemu detekcji opartego na helowym gazie buforowym. Podsumowując ten wywód, można stwierdzić, że w przypadku bufora powietrznego jakość uzyskiwanych wyników jest wciąż zbyt niska, podczas gdy bufor helowy mieści się już w zakresie praktycznej użyteczności. Niewielka zmiana pierwotnego projektu polegająca na zmniejszeniu grubości przestrzeni zawierającej gaz buforujący powinna doprowadzić do jeszcze większej poprawy działania całego systemu pomiarowego.

W toku przeprowadzonych analiz można było stwierdzić, że zaproponowana metoda tomograficznej rekonstrukcji rozkładu emisji kwantów rentgenowskich, oparta na detektorze GEM wyposażonym w 33462 piksele detekcyjne i z zaproponowanym quasi-równoległym ułożeniem względem powierzchni pól magnetycznych stellaratora TJ-II, może być dobrym i użytecznym narzędziem badawczym. Podczas analizy zakładającej 100% skuteczność akwizycji promieniowania X zawartego w stożkach widzenia pikseli detektora GEM wykazano bardzo dobrą jakość algorytmów zastosowanych w rekonstrukcji tomograficznej. Badając pełne przypadki, charakteryzujące się stratami zbieranych kwantów związanymi z obecnością takich elementów konstrukcyjnych jak filtry (Be, Al, Mylar), gaz buforowy (powietrze lub He) oraz skończoną wydajnością gazu roboczego (Ar/CO₂), stwierdzono, że najlepsze wyniki można uzyskać dla bufora z gazu helowego przy jednoczesnym zastosowaniu operacji eliminacji wpływu tych elementów na etapie akwizycji promieniowania.

W roku 2023 prace zespołu koncentrowały się również na opracowaniu mechanicznej konstrukcji detektora. W tym celu został opracowany model CAD komory detektora oraz zaproponowana koncepcja bufora helowego, co pozwoli na produkcję komory w roku 2024.

7.2 Wpływ implantacji jonów na powstawanie defektów i domieszkowanie tlenku galu

Wstęp

Badania, o których mowa w p. 1, 2, 4 oraz 5 przeprowadzono lub zaplanowano do dalszej realizacji w wiedzących europejskich ośrodkach naukowo-badawczych na skutek wygranych konkursów międzynarodowych.

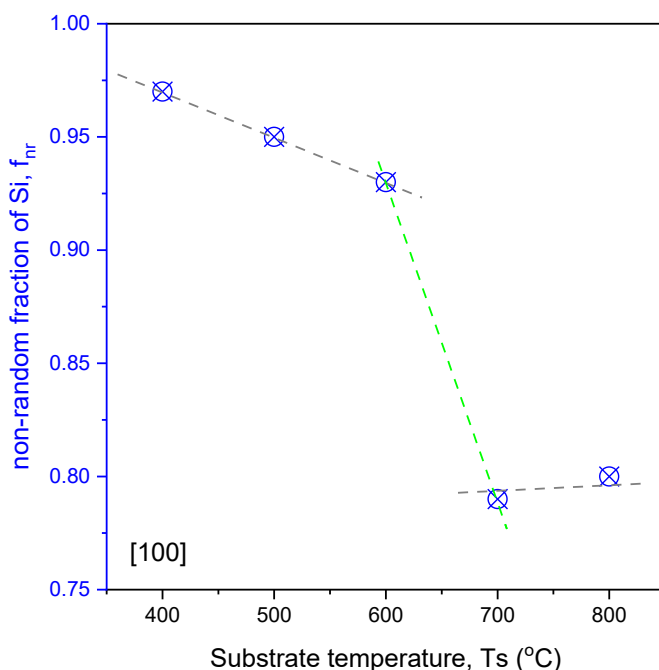
Do tej pory podjęto następujące kroki w celu dalszej realizacji projektu:

1. Przygotowano drugą serię materiału badawczego.

Domieszkowanie monokryształów β -Ga₂O₃ jonami Si oraz N o różnych dawkach ($1e16$, $5e15$, $1e15$ at/cm²) metodą implantacji. Opanowano warunki implantacji, co pozwoliło na domieszkowanie obu rodzajów jonów bez mechanicznej degradacji powierzchni próbek. Implantacja odbyła się w temperaturze pokojowej oraz do podgrzewanych podłoży β -Ga₂O₃ (100).

2. Badania lokacji sieciowej Si/N w matrycy Ga₂O₃ oraz ich profili głębokościowych przy użyciu technik RBS/c oraz PIXE.

W odniesieniu do RBS w reżymie kanałowania, wszystkie defekty w kryształach przejawiają się jako przemieszczone atomy sieci (ang.: displaced lattice atoms). Na potrzeby ww. projektu do analizy defektów zastosowano program DICADA bazujący na nieciągłym modelu de-kanałowania (ang.: the discontinuous model of dechanneling). Za pomocą tego programu, na podstawie zmierzonej minimalnej wydajności $\chi_{\min}$ obliczono względną koncentrację atomów przemieszczonych w sieci w zależności od głębokości. Na Rysunku 7.2.1 pokazano nielosową frakcję Si, f_{nr} , w badanych próbkach dla projekcji kanałowej $\langle 100 \rangle$. Zaobserwowano skok wartości f_{nr} wraz ze zmianą temperatury podłoża w trakcie implantacji, T_s , z 600 do 700 °C. Podobne zachowanie zaobserwowano w próbkach niezależnie od koncentracji implantowanego jonu.



Rys. 7.2.1. Nielosowa frakcja Si obliczona na podstawie $c_{Ga_2O_3}$ oraz c_{Si} dla kierunku $\langle 100 \rangle$ dla pięciu próbek o różnych temperaturach podłoża β -Ga₂O₃ podczas implantacji

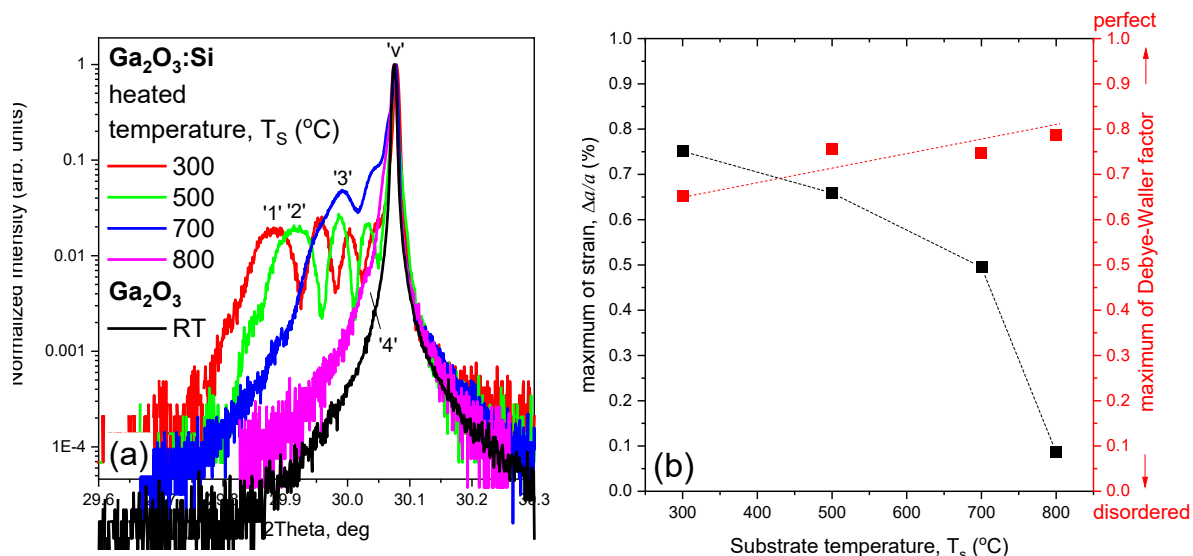
Na potrzeby analizy danych RBS/c oraz PIXE stworzono specjalistyczne oprogramowanie komputerowe umożliwiające szybki podgląd danych pomiarowych, wstępne oszacowanie stężenia defektów w matrycy podstawowej po procesie implantacji w celu porównania danych otrzymanych za pomocą programu DICADA

oraz eksportowanie danych do plików ASCII w celu ich późniejszej analizy za pomocą innych programów komputerowych.

W ramach realizacji projektu NCN dokonano zarówno pomiarów tzw. „rozkładów kątowych” (ang.: angular scans) w reżimie kanałowania z wykorzystaniem technik RBS/c i PIXE/c.

3. Badania odkształceń strukturalnych w objętościowych próbkach β -Ga₂O₃ poddanych implantacji jonami Si oraz N przy użyciu techniki XRD.

Wyniki badań dla wybranych próbek przedstawiono na Rysunku 7.2.2. Czarna linia odpowiada próbce nie implantowanej (z pikiem przy $2\theta \approx 30.075^\circ$ zaznaczony 'v'). Oprócz pików odpowiadających matrycy wejściowej, w próbkach poddanych implantacji zaobserwowano intensywne prążki z maksymalnym odchyleniem oznaczone jako "1" ($2\theta \approx 29.88^\circ$), "2" ($2\theta \approx 29.92^\circ$) i "3" ($2\theta \approx 29.99^\circ$) dla próbek implantowanych do podgrzewanego podłoża w temperaturach 300, 500 i 700 stopni Celsjusza, odpowiednio. Zauważono, że zwiększenie temperatury matrycy podstawowej prowadzi do jej relaksacji i tylko dla próbki z $T_s = 800^\circ\text{C}$ (zaznaczono na rys. 7.2.2 symbolem "4") pozostaje niewielkie odkształcenie w implantowanym obszarze. Prążki grubościowe po lewej stronie pików "v" wskazują na istnienie odkształcenia rozciągającego w kierunku wzrostu warstwy ("a") spowodowanego procesem implantacji. Biorąc pod uwagę, że promień jonowy Si⁴⁺ jest równy 0,26 Å w porównaniu do podobnego parametru Ga³⁺ 0,47 Å, takie zachowanie, a mianowicie ekspansja sieci w kierunku wzrostu kryształu, może być wyjaśnione przez domieszkę międzywęzłową. Jednak, dalsze wyniki analizy widm absorpcji promieniowania rentgenowskiego wykazują, że nie tylko ten efekt musi być uwzględniony. Jak wspomniano powyżej, widoczne naprężenia spowodowane implantacją zmniejszają się wraz ze wzrostem temperatury podłoża w trakcie implantacji. Przy zwiększeniu temperatury podłoża, które zgodnie z oczekiwaniami prowadzi do aktywacji implantowanych jonów oraz jednoczesnej odbudowy sieci podstawowej, prążki z lewej strony od głównego pików „v” zanikają. Uzyskane wyniki pozwalają na oszacowanie i porównanie miary maksymalnej deformacji, która jest zdefiniowana jako odległość kątowa między najdalszym odbiciem od bombardowanej części monokryształu ("1-4") a odbiciem od nieuszkodzonej jego części ("v"). Zauważmy, że losowo przemieszczone atomy sieci krystalicznej i rozległe defekty wpływają na profile XRD na różne sposoby: (i) rozległe defekty reprezentujące skorelowane przemieszczenia atomów przyczyniają się do zmiany parametrów sieci krystalicznej, powodując powstawanie wzoru prążków po stronie niskiego kąta profilu dyfrakcyjnego; podczas gdy (ii) losowo przemieszczone atomy wpływają na intensywność dyfrakcji wiązki z powodu zmniejszenia koherentnego rozpraszania promieniowania rentgenowskiego przez zniekształcone płaszczyzny atomowe. W związku z tym, w celu lepszego zrozumienia badanego układu, przeprowadzono badanie ewolucji odkształcenia i nieporządku strukturalnego (a mianowicie statycznego współczynnika Debye'a-Wallera (DW)) profili uzyskanych przez symulację krzywych XRD za pomocą oprogramowania RaDMaX (ang.: Radiation Damage in Materials analyzed with X ray diffraction) opartego na teorii dynamiki (ang.: dynamical theory). Rys. 7.2.2 (b) przedstawia ewolucję maksymalnego odkształcenia w kierunku wzrostu kryształu i statycznego współczynnika DW badanego układu w funkcji T_s . Uzyskane wyniki dobrze korelują z wcześniej uzyskanymi wynikami RBS/PIXE przedstawionymi w poprzednim raporcie. Mianowicie, obserwowany jest umiarkowany spadek oszacowanych wartości odkształcenia (czarne punkty), któremu towarzyszy wzrost średniego statycznego współczynnika DW (czerwone punkty) dla fluencji 5×10^{15} at/cm² w funkcji T_s . Wraz ze wzrostem T_s obserwowany jest znaczący spadek obliczonego odkształcenia. Z kolei średnie wartości statycznego współczynnika DW nadal poprawiają się wraz ze wzrostem T_s , osiągając wartość bliską 0,8 dla $T_s = 800^\circ\text{C}$. Widać, iż uzyskana wartość jest wciąż daleka od "idealnego" uporządkowania strukturalnego w badanym układzie. Wymagana jest więc do tego wyższa temperatura, której nie można osiągnąć ze względu na ograniczenia techniczne stanowiska eksperymentalnego. W przyszłości zaplanowano przeprowadzenie dodatkowego wygrzewania próbek w wyższym zakresie temperatur. Mimo to, zależności przedstawione na rys. 7.2.2 (b) mogą być związane ze spadkiem liczby defektów rozległych w funkcji T_s , co zostało dodatkowo potwierdzone badaniami TEM (patrz przykładowo rys. 7.2.6). Warto podkreślić, iż maksima pików względnej koncentracji defektów wyznaczonych za pomocą programu DICADA (przedstawiono w poprzednim raporcie) oraz maksima profili głębokościowych odkształceń wyznaczonych za pomocą programu RaDMaX są w bardzo dobrej zgodności.

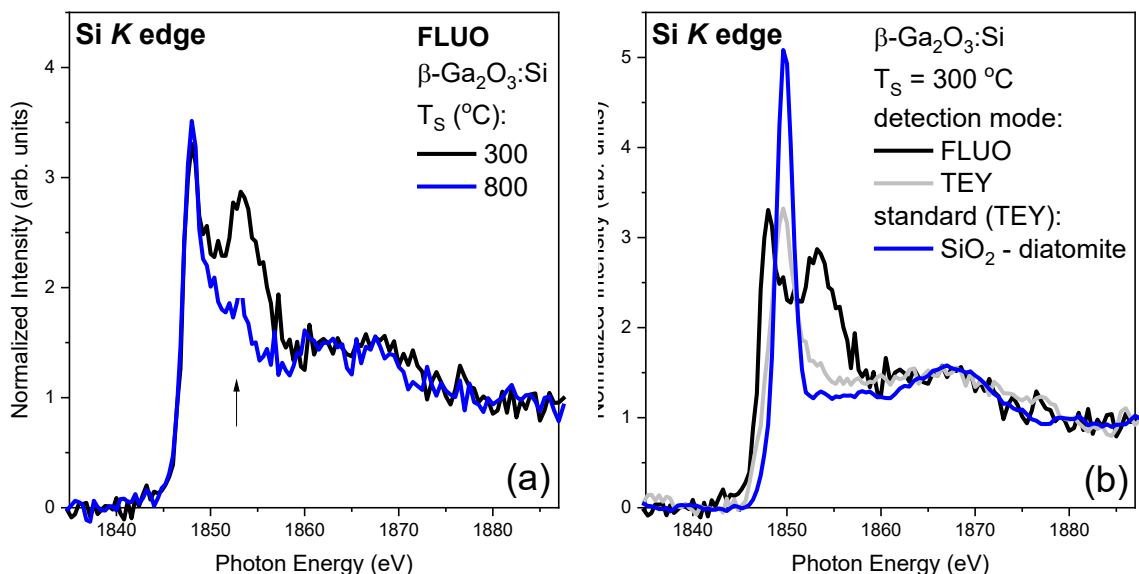


Rys. 7.2.2. (a) HRXRD XDP (odbicie 400) nie- oraz implantowanego krzemem kryształu β -Ga₂O₃ (100). Implantację przeprowadzono w podgrzane podłoże w temperaturach 300, 500, 700, 800 °C. (b) Ewolucja maksymalnego średniego odkształcenia i statycznego współczynnika DW próbek β -Ga₂O₃:Si w funkcji T_s

4. Badania struktury atomowej i elektronowej Ga₂O₃:Si oraz ich ewentualnej modyfikacji na skutek wygrzewania używając techniki XANES.

W ramach programu szybkiego dostępu do Polskiego synchrotronu Solaris w Krakowie (<https://synchrotron.uj.edu.pl/uzytkownicy/nabory-wnioskow/szybki-dostep>) w latach 2022/23 przeprowadzono pomiary widm XANES dla K krawędzi Si, N, O oraz L₃ krawędzi Ga dla serii próbek Ga₂O₃:Si,N w celu weryfikacji możliwości eksperymentalnej stacji co do wytypowanych próbek oraz zbadania zachodzących zmian struktury elektronowej implantowanych próbek w funkcji koncentracji domieszki oraz temperatury podłoża w trakcie implantacji. W trakcie pomiaru przeprowadzono testowanie różnych sposobów rejestracji widm absorpcji promieni X – tzw. ‘powierzchniowej’ (ang.: total electron yield, TEY) oraz ‘objętościowej’ (ang.: total fluorescence yield, TFY). Zaobserwowano znaczącą różnicę w rejestrowanych widmach Si K XANES w trybie „powierzchniowym” oraz jego „objętościowym” odpowiedniku (patrz rys. 7.2.3 (b)). Na powierzchni próbek implantowanych krzemem zaobserwowano fazę z rozkładem bardzo bliskim uporządkowaniu dwutlenku krzemu. Zweryfikowano, że faza ta rozkłada się nieregularnie wzdłuż powierzchni próbek (inaczej: są regiony wzdłuż powierzchni próbki w których ona nie występuje). Ponadto, zaobserwowano zanik rezonansu zaznaczonego strzałką na rys. 7.2.3 (a) uwidocznionego na widmach XANES dla K krawędzi krzemu wytypowanych próbek Ga₂O₃:Si z $T_s = 300$ i 800 °C. Widoczne na widmach różnice (zaznaczone strzałką) zbadano za pomocą stworzonego na potrzeby projektu programu XAS-SYM, który wykorzystuje teoretycznie obliczone widma XANES (używając programu FEFF bazującego na teorii wielokrotnych rozprożeń) dla rozpatrywanych modeli. Na chwilę obecną za pomocą programu FEFF obliczono Si K XANES widma odpowiadających następującym defektom w sieci β -Ga₂O₃: (i) podstawieniowy krzem w pozycjach Ga1 (tetra-) oraz Ga2 (okta-edryczny), Si_{Ga}; (ii) kompleksy Si_{Ga} z wakansiem tlenu (V_O) ulokowanym w różnych pozycjach (O1, O2, O3) sieci podstawowej, oraz odległościach ‘Si_{Ga}’ – ‘V_O’; (iii) kompleksy Si_{Ga} z wakansiem galu (V_{Ga}) ulokowanym w różnych pozycjach (Ga1, Ga2) sieci podstawowej, oraz odległościach ‘Si_{Ga}’ – ‘V_{Ga}’; (iv) międzywęzłowy atom Si (Si_i) w 5 różnych pozycjach sieci macierzystej (pozycje wytypowano na podstawie energii formacji defektu); (v) kompleksu tego rodzaju defektu z wakansami galu, wakansami tlenu oraz Si_{Ga} (o różnych proporcjach); (vi) klastrow Si_i – Si_{Ga} o promieniu ok. 3.2 Å. Aktualnie rozpatrywano ponad 40 modeli. Następnie, za pomocą programu XAS-SYM przeprowadzono symulacje wykorzystując kombinację liniową teoretycznych widm XANES w celu uzyskania najlepszej zgodności między teorią a eksperymentem. Podczas oszacowania optymalnych współczynników wagowych, w trakcie procedury minimalizacji teoretycznych widm XANES, program XAS-SYM wykorzystuje procedurę ewolucji różnicowej. Na podstawie takiej analizy udało się zweryfikować typy defektów odpowiadających za zmianę obserwowane na widmach eksperymentalnych XANES naokoło

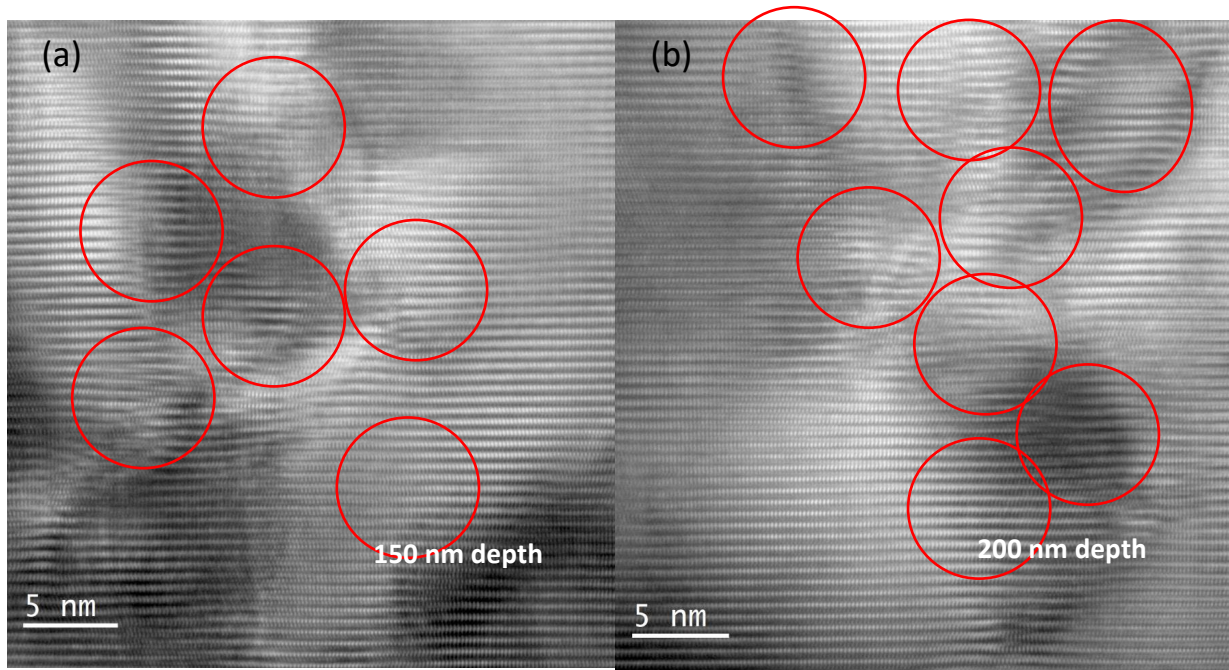
1853,2 eV, patrz rys. 7.2.3 (a). Ze względu na fakt, że otrzymane dane są na etapie publikacyjnym, nie przedstawiamy tutaj tabeli wyników dot. oszacowanych wag rozpatrywanych modeli.

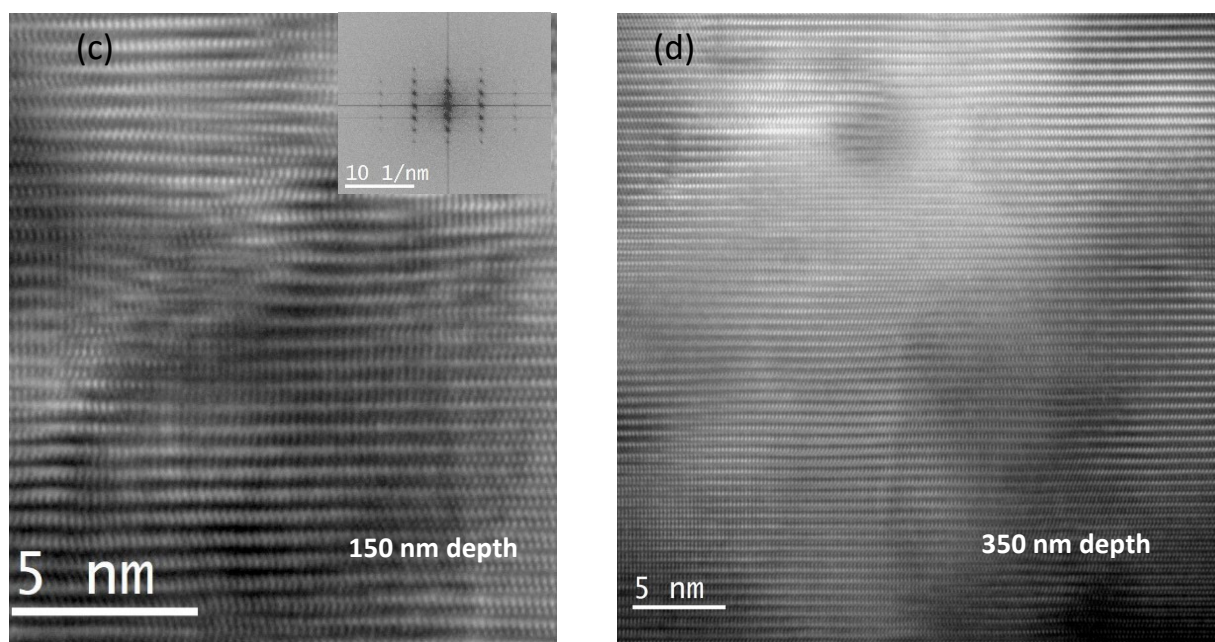


Rys. 7.2.3. Znormalizowane widma Si K XANES zmierzone w trybie TFY oraz TEY dla próbek implantowanych przy temperaturach podłoża 300 i 800 °C (a); porównanie danych doświadczalnych objętościowo oraz powierzchniowo czułych dla $T_s=300\text{ °C}$ z rys. 5(a) do próbki wzorcowej SiO₂ (b)

5. Identyfikacja typu defektów za pomocą HRTEM

W celu potwierdzenia hipotez roboczych w trakcie analizy XANES, RBS/PIXE, XRD we współpracy z kolegami z IPMS (Niemcy), przeprowadzono badania TEM. Wysokorozdzielcze obrazy TEM dla próbki implantowanej krzemem w podgrzane podłoże przy temperaturze 400 °C przedstawiono na Rysunku 4.



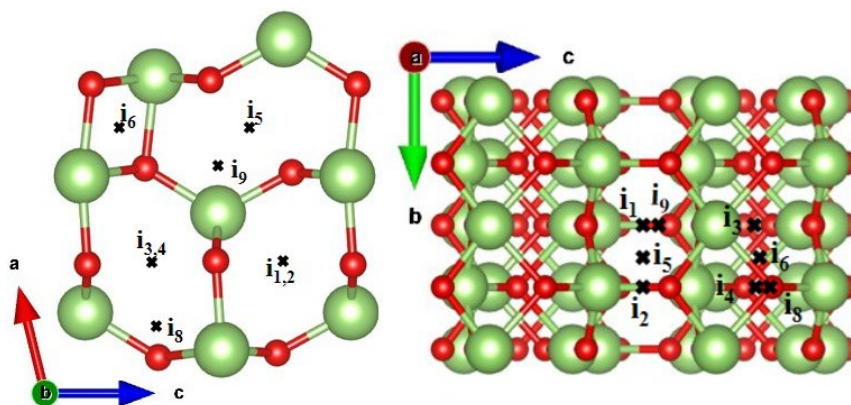


Rys. 7.2.4. Przykładowe wysokorozdzielcze obrazy TEM dla próbki implantowanej krzemem w podgrzane podłoże, $T_s = 400^\circ\text{C}$. Analiza przeprowadzona dla przekrojów z głębokości 150 – 350 nm

Rysunki 7.2.4 (a, b, d) wykazują różne rozległe defekty (zaznaczono czerwonymi liniami): dyslokacje, uskoki warstwowe (ang.: dislocations, stacking faults). Malejąca liczba rozległych defektów wraz ze wzrostem głębokości od powierzchni (150, 200, 350 nm) bardzo dobrze koreluje z wynikami RBS/DICADA. Wykrywalne defekty sieci to głównie dyslokacje krawędziowe (ang.: edge dislocations). Ponadto, na głębokości 350 nm ilość obserwowanych defektów widocznych bliżej powierzchni prawie zanika. Co więcej, wyodrębniona FFT pokazana na rys. 7.2.6 (c) nie wykazała obecności drugiej fazy z wyjątkiem badanej jednoskośnej. Podobnie zachowują się próbki w całym zakresie temperatur podłoża w trakcie implantacji z wyjątkiem temperatury pokojowej. W temperaturze pokojowej poza jednoskośną fazą w obszarze warstwy implantowanej zaobserwowano obecność faz gamma oraz prawdopodobnie kappa.

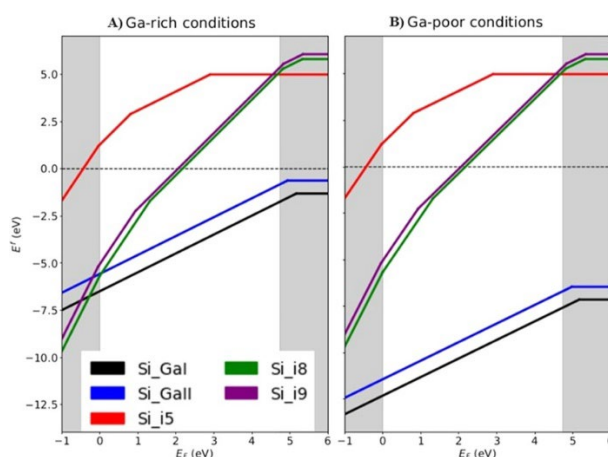
6. Obliczenia energii powstawania naładowanych punktowych defektów w $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$.

Pomimo szeroko zakrojonych badań nad domieszkowaniem Si w $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ i świadomości tego, iż atomy Si preferują podstawiać atomy galu z otoczeniem tetraedrycznym, Ga1, kompleksowe badania różnych pozycji międzywęzłowych, ich energii tworzenia i zastąpienia atomów w wyniku domieszkowania wciąż brakuje. Jednym z powodów braku takich badań było rozpatrywanie układów znajdujących się w termodynamicznie stabilnym stanie, gdzie ze względu na ujemną energię tworzenia podstawieniowego defektu, Si_{Ga} , przewidywana jest tylko niewielka koncentracja atomów międzywęzłowych, Si_i . Jednak przeprowadzone przez naszą grupę badania XANES dają do zrozumienia, że sytuacja może dramatycznie się zmienić, gdy rozpatrywana jest odpowiednia technika wzrostu/domieszkowania, poza równowagową, taka jak domieszkowanie jonowe. W tym przypadku, ze względu na balistyczny charakter procesu implantacji, dochodzi do nagromadzenia zaburzeń sieci, któremu towarzyszy tworzenie się różnego rodzaju defektów (w tym międzywęzłowych) o stosunkowo dużych stężeniach. Przeprowadzone przez naszą grupę badania eksperymentalne układu $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{:Si}$ w funkcji T_s wykazały, że międzywęzłowy Si występuje w stosunkowo dużym stężeniu, ale nie jako izolowany jon, a jako tworzący kompleks jonu międzywęzłowego Si_i z wakansami galu i/lub tlenu. Tak więc, aby lepiej zrozumieć zmiany właściwości $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{:Si}$ i materiałów opartych na tlenku galu, międzywęzłowe defekty powinny zostać zidentyfikowane poprzez dalszą analizę i symulacje.

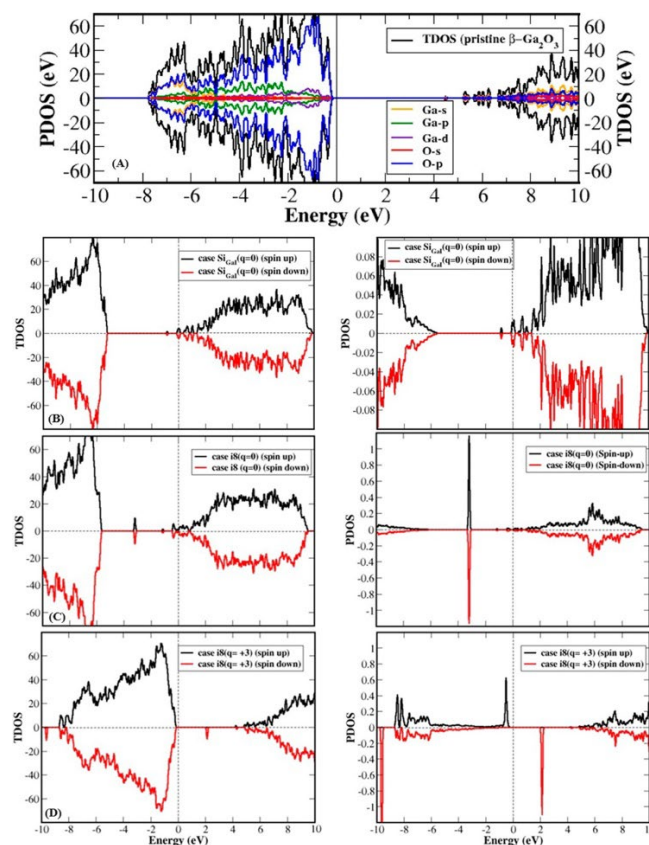


Rys. 7.2.5. Położenie rozpatrywanych międzywęzłowych defektów (i1-i9) w sieci podstawowej

Konsekwentnie, za pomocą teorii funkcjonałów gęstości przeprowadzone zostały obliczenia dot. defektów punktowych wraz z ich kompleksami w $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{:Si}$. Otrzymane dane porównano do danych eksperymentalnych oraz opublikowanych danych teoretycznych. Wyjaśniono strukturalne i elektroniczne właściwości niedomieszkowanego krzemem $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$. Rozpatrywane defekty międzywęzłowe zaznaczono na rys. 7.2.5 w różnych projekcjach. W obliczeniach w pierwszej kolejności wykorzystano metodę ‘projected augmented-wave’ zaimplementowaną w kodzie numerycznym VASP z wykorzystaniem ‘GGA exchange correlation energy’. W celu uzyskania zgodności obliczonej wartości szerokości przerwy wzbronionej oraz stałych sieciowych z danymi eksperymentalnymi obliczenia przeprowadzono z uwzględnieniem funkcjonału korekcyjnego HSE z EXX 0.32. Następnie, przeprowadzono obliczenia dotyczące energii tworzenia rozważanych przez naszą grupę defektów punktowych i ich kompleksów w matrycy $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$. Przykładowo, na Rys. 7.2.6 przedstawiono energię tworzenia izolowanych międzywęzłowych defektów. Pierwsza seria uzyskanych wyników opublikowana w ACS Omega w roku 2023 (<https://doi.org/10.1021/acsomega.3c05557>). Nasze wyniki wykazują, że krzem preferuje podstawiać atomy z otoczeniem tetraedrycznym (Ga1), co dobrze zgadza się z danymi literaturowymi. W przypadku ośmiu rozpatrywanych międzywęzłowych defektów punktowych Si, w fazie pierwszej, wybrano modele i8, i9 i i5 (patrz rys. 7.2.5) na podstawie ich niższej energii tworzenia przy neutralnym ładunku obliczonej w punkcie Γ . Następnie modele te zostały przeanalizowane dla różnych ładunków, wybierając najkorzystniejsze z nich. Stwierdzono, że spośród badanych defektów międzywęzłowych, Si umieszczony w pozycji i8 jest najkorzystniejszy w całym zakresie wartości poziomów Fermiego wykazując szereg jak płytkich tak i bardzo głębokich poziomów donorowych. Ponadto, otrzymane wyniki pokazują, że defekty te w stanie naładowania indukują zauważalną polaryzację spinową, zachowując właściwości półprzewodnikowe, patrz rys. 7.2.7.



Rys. 7.2.6. Energie formacji defektów punktowych Si w $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ względem energii Fermiego dla warunków (A) bogatych w Ga i (B) ubogich w Ga. Szare obszary odpowiadają maksimum pasma walencyjnego (ang.: VBM, $E_F = 0$ eV) i minimum pasma przewodnictwa (ang.: CBM, $E_F = E_g = 4,73$ eV). Należy zauważyć, że obliczenia zostały wykonane na dużej super-komórce z gęstą siatką k-punktów



Rys. 7.2.7. TDOS i PDOS dla przypadków (A) czystego β -Ga₂O₃, (B) Si podstawieniowego w pozycji GaI, (C) neutralnego Si międzywęzłowego w pozycji i8, oraz (D) Si w stanie naładowania +3 w pozycji i8 (energia Fermiego jest ustawiona na 0 eV)

Wyniki uzyskane wskutek połączeniu technik RBS/PIXE, XRD, pomiarów XANES i obliczeń teoretycznych pokazują, że poziom odkształcenia w obszarze implantowanym może być regulowany poprzez gęstość kaskady zderzeń oraz temperatury podłoża. Przewidujemy, że uzyskane wyniki przyczynią się do zrozumienia efektów radiacyjnych w β -Ga₂O₃, natury defektów punktowych oraz ich kompleksów powstających w sieci macierzystej podczas implantacji jonami Si i modyfikowanych na skutek dobrze dobranych wartości T_S.

Podjęte badania mogą mieć w przyszłości duże znaczenie dla potencjalnych zastosowań materiałów bazujących na β -Ga₂O₃ w urządzeniach elektronicznych, a uzyskana wiedza może przełożyć się na opracowanie bardziej wydajnych urządzeń elektronicznych do stosowania w warunkach ekstremalnych.