

1 Program EUROfusion

1. Rozwój i zastosowanie diagnostyk promieniowania plazmy w układach z magnetycznym utrzymaniem gorącej plazmy

1.1. Rozwój i wykorzystanie diagnostyk dla stellaratora Wendelstein 7-X (W7-X)

Wstęp

W ramach zadań zaplanowanych na rok 2023 przeprowadzonych został szereg prac związanych z rozwojem urządzeń diagnostycznych PHA (Pulse Height Analysis) oraz C/O monitor. Zakres pracy podzielony został na dwie główne części - analiza danych oraz rozwój narzędzi numerycznych / modyfikacje sprzętowe wspomnianych spektrometrów.

W ramach prac związanych z analizą danych eksperymentalnych PHA w pierwszej kolejności przeprowadzono szereg symulacji kodem FAC (Flexible Atomic Code) oraz SimXRay. W tym celu wybrano widma zarejestrowane podczas kampanii eksperymentalnej OP1.2b na stellaratorze Wendelstein 7-X (W7-X), a następnie próbowano uzyskać zgodność pomiędzy widmami obserwowanymi oraz symulowanymi. Krok ten pozwolił określić gęstość zanieczyszczeń plazmy oraz średnią wartość efektywnego ładunku Z (Z_{eff}).

Ponadto przeprowadzono serię analiz czasów zaniku jonów Ti (t_{dec}) wstrzykniętych do plazmy podczas dedykowanych eksperymentów przeprowadzonych w trakcie trwania kampanii eksperymentalnej OP 2.1 na urządzeniu fuzyjnym W7-X. Badanie skupiło się na związku między czasami zaniku zanieczyszczeń (t_{dec}) a parametrami plazmy, ujawniając niemal liniowy spadek czasu rozpadu tytanu wraz z rosnącą mocą rezonansowego ogrzewania cyklotronowego elektronów (ECRH). Podjęto również próby przeprowadzenia podobnych analiz dla innych pierwiastków, takich jak żelazo (Fe) czy wolfram (W), jednak w ich przypadku konieczne jest zebranie wyższej jakości danych, aby kontynuować dalsze badania.

Wreszcie przeprowadzono badania dotyczące zawartości węgla i tlenu w określonych wyładowaniach przy użyciu systemu PHA (np. 20180807.012@5.05s), mające na celu porównanie pomiarów z modelami transportu zanieczyszczeń i promieniowania. Analiza wykazała stosunkowo stałe poziomy zanieczyszczeń z lekkim wzrostem poziomu węgla. Ponadto przeprowadzono badania dotyczące wykrywania szybkich elektronów za pomocą diagnostyki PHA w różnych eksperymentach, w których nie potwierdzono ich obecności.

W ramach prac dotyczących analizy danych zarejestrowanych przez spektrometr C/O monitor wykonano badanie oceny wpływu linii O6+ na pomiar emisyjności linii O7+ zmierzonej w trakcie kampanii eksperymentalnej. W tym celu, aby zrozumieć potencjalny wpływ linii O6+ na zmierzone sygnały pochodzące z linii Lyman- α wodoropodobnej linii tlenu przeprowadzono odpowiednie symulacje. Wstępna analiza wykazała, że linia O6+ ma znikomy wpływ na ogólny zmierzony sygnał, co pozwala sądzić, że uzyskane pomiary będą w przejrzysty sposób informować o zmianach intensywności całkowitej ilości zanieczyszczeń w plazmie stellaratora Wendelstein 7-X.

W roku 2023 przeprowadzono również szereg prac technicznych związanych z wspomnianymi diagnostykami. W ramach modernizacji diagnostyki PHA wykonano testy detektorów nr 2 i 3, ze względu na zaobserwowany wzrost prądu ciemnego, skutkujący znacznym wzrostem szumów i drastycznym pogorszeniem zmierzonych widm. W wyniku diagnostyki producenta (nieodwracalne uszkodzenie detektora na skutek pracy w warunkach przeciążenia – silny strumień promieniowania z plazmy przez wiele lat), zbadano i przeanalizowano różne możliwości zastąpienia zużytych detektorów nowymi – o znacznie lepszych parametrach akwizycyjnych, niskim poziomie szumów (przedwzmacniacz nowej generacji typu ASIC). We współpracy z instytutem Maxa Plancka w Greifswaldzie, zakupiono trzy nowe detektory typu SDD, które zastąpiły starsze detektory. Wykonano szereg prac laboratoryjnych, montażowych, testów, które miały na celu przygotowanie istniejącej flanszy oraz zasilania i oprogramowania do pracy z nowymi detektorami. W efekcie powstała nowa, optymalna konfiguracja 'detector box', która zawiera flanszę z nowymi detektorami oraz niezbędne komponenty elektroniczne. Przeprowadzono również adjustację parametrów cyfrowego analizatora amplitud w celu dostosowania do pracy z nowymi

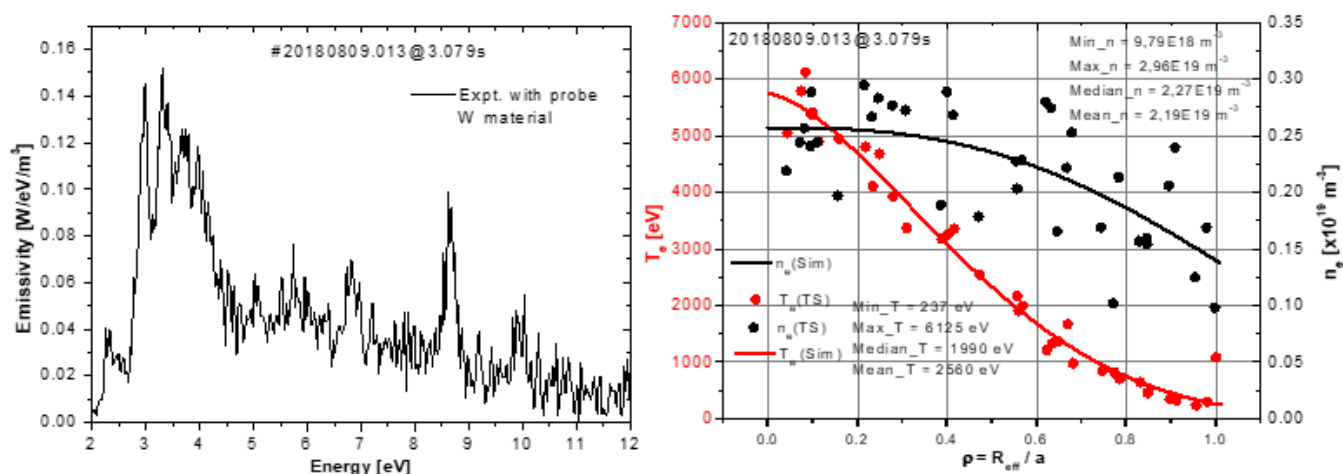
detektorami. W 2023 zakupiono i zamontowano w układzie PHA detektor nr 2, a kolejne dwa detektory zostały zamówione u producenta – ich planowany montaż i testy odbędą się w 2024 roku przed rozpoczęciem kampanii eksperymentalnej na stellaratorze W7-X.

Ze względu na unikalną konstrukcję C/O monitora testy laboratoryjne możliwe były do przeprowadzenia jedynie w bardzo podstawowym zakresie, gdyż ostateczne dostrojenie wymagało zewnętrznego źródła promieniowania XUV, które nie było dostępne w laboratorium. Jednym z czynników niemożliwych do określenia w laboratorium była wielkość strumienia promieniowania oświetlającego detektor. Szacunki strumienia plazmy oparte na symulacjach numerycznych są niejednoznaczne, ponieważ są one określane wyłącznie przez objętość plazmy zamkniętej w obrębie ostatniej zamkniętej powierzchni magnetycznej. W związku z powyższym procedury dostosowania szerokości otwarcia szczelin czy pozycji kątowej elementów dyspersyjnych spektrometru przeprowadzone zostały na początkowym etapie eksploatacji w trakcie trwania eksperymentów.

Ponadto prace związane z diagnostyką C/O monitor uwzględniały również rozwój dedykowanych kodów numerycznych do automatyzacji analizy eksperymentalnych danych spektroskopowych. W celu zwiększenia wydajności działania systemu rozpoczęto prace nad rozwojem dedykowanego oprogramowania do obsługi kamer CCD wspomnianego spektrometru, którego celem będzie akwizycja danych eksperymentalnych.

Osiągnięcia badawcze

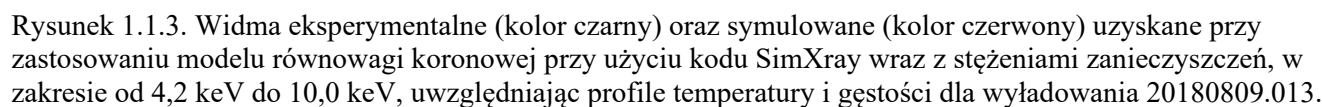
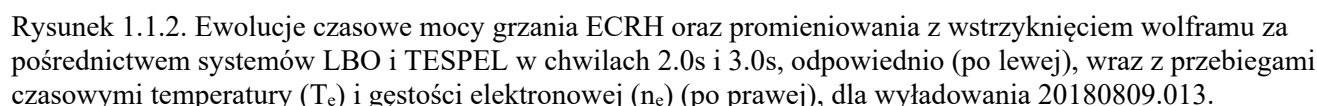
W roku 2023 przeprowadzono szereg analiz mających na celu uzyskanie informacji dotyczących zawartości zanieczyszczeń (głównie wolframu). W tym celu zastosowano wyładowanie 20180809.013, dla którego przeprowadzono symulację z użyciem kodu SimXray oraz FAC.



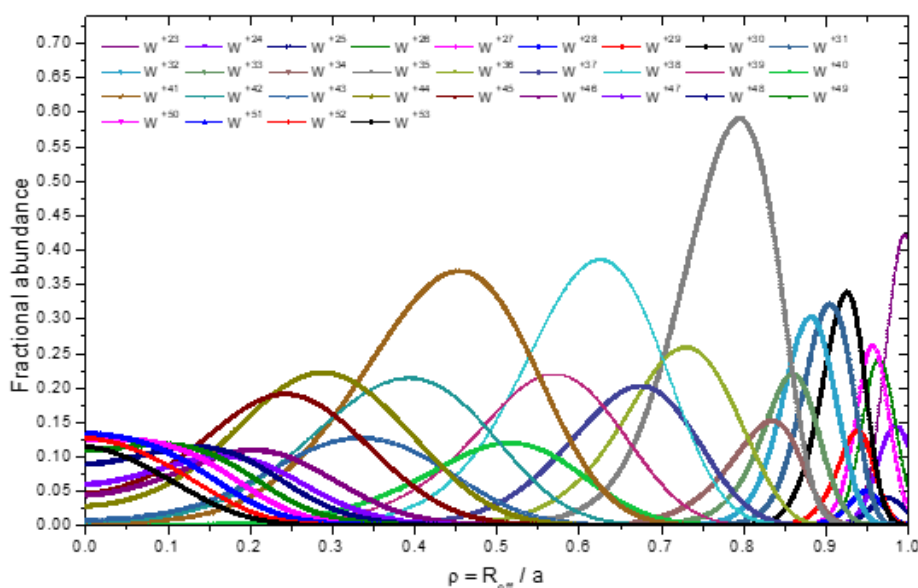
Rysunek 1.1.1. Widmo PHA w skali liniowej z wstrzykniętym zanieczyszczeniem wolframu (po lewej), temperatura (T_e) i gęstość elektronowa (n_e) w funkcji promienia plazmy wraz z dopasowanymi krzywymi (po prawej) dla wyładowania 20180809.013 zarejestrowanego.

Jak można zauważyć po lewej stronie rysunku 1.1.1, w okolicach 8,5 keV i 10,0 keV pojawiły się interesujące piki. Warunki eksperymentalne dla wyładowania 20180809.013 przedstawiono po prawej stronie rysunku 1.1.1 oraz na rysunku 1.1.2.

Na rysunku 1.1.3 przedstawiono widma zarówno eksperymentalne jak i symulowane. Syntetyczne spektrum zostało obliczone za pomocą kodu SimXray w ramach modelu równowagi koronowej (corona equilibrium model). Jak można zaobserwować, symulacja została przeprowadzona w zakresie od 4.2 keV do 10.0 keV, uwzględniając eksperymentalne profile temperatury i gęstości (zmierzone za pomocą diagnostyki Thomson scattering) dla wyładowania 20180809.013. Z analizy wynika, że stężenia zanieczyszczeń wynoszą: C (1.8%), O (0.3%), Si (0.013%), S (0.005%), Cl (0.004%), Ar (0.002%), Cr (0.002%), Fe (0.002%), Ni (0.0014%) oraz W (0.06%). Jak można zaobserwować, uzyskano wysoki stopień zgodności pomiędzy widmem zarejestrowanym a symulacją. Ponadto udało się uzyskać informacje na temat Z_{eff} , które wynosi 2.689.

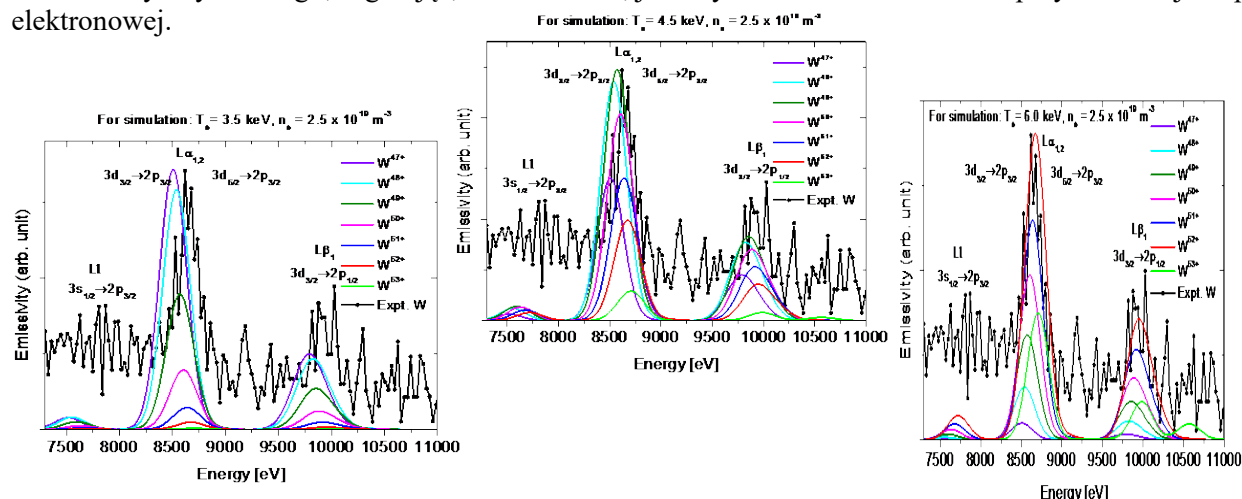


Strona 3 z 205



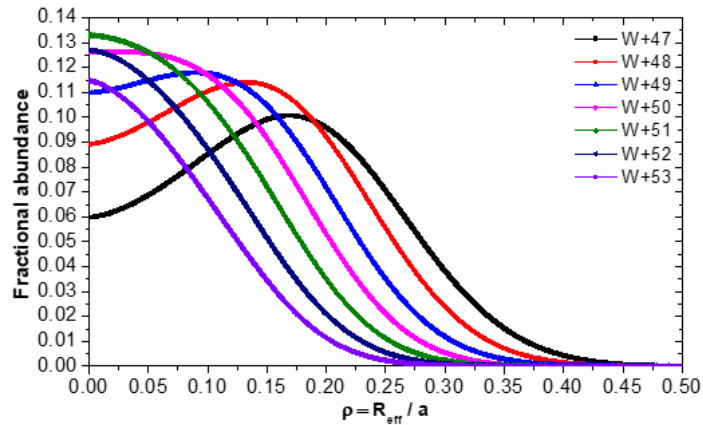
Rysunek 1.1.4. Udział frakcyjny jonów wolframu w zakresie od W^{+23} do W^{+53} [%] wzdłuż promienia plazmy

Rysunek 1.1.5 przedstawia symulacje linii rentgenowskich serii L jonów wolframu od W^{+47} do W^{+53} , wraz z widmem eksperymentalnym (wyładowanie 20180809.013). Obliczenia przeprowadzono w zakresie energetycznym od 7.2 keV do 11.0 keV przy użyciu pakietu FAC w ramach modelu CR. W obliczeniach przyjęto następujące temperatury elektronowe: $T_e = 3.5$ keV, 4.5 keV i 6.0 keV oraz pojedynczą gęstość elektronową $n_e = 2.5 \times 10^{19} \text{ [m}^{-3}\text{]}$. Jak można zaobserwować, gdy temperatura elektronowa w plazmie jest stosunkowo niska (3.5 keV), najbardziej dominują niżej zjonizowane jony wolframu W^{+47} i W^{+48} . Ponadto widmo teoretyczne jest przesunięte w kierunku niższych energii, co może sugerować, wyższą eksperymentalną temperaturę plazmy. Gdy temperatura elektronowa zaczyna rosnąć (4.5 keV), emisyjność poszczególnych jonów jest znacząco różna, co więcej zaczynają dominować jony W^{+49} , W^{+48} i W^{+50} . Ponadto widmo teoretyczne zaczyna przesuwac się w kierunku widma eksperymentalnego sugerując, eksperymentalną temperaturę elektronową na poziomie ok. 5.5 keV. W przypadku symulacji przeprowadzonych dla $T_e = 6$ keV największy wpływ do widma teoretycznego pochodzi od jonu W^{+52} . Jak można zauważyć, w tym przypadku widmo teoretyczne zaczyna przesuwac się już w kierunku wyższych energii, sugerując, że $T_e = 6$ keV, jest zbyt duża w stosunku do eksperymentalnej temperatury elektronowej.



Rysunek 1.1.5. Symulowane linie rentgenowskie L jonów wolframu od W^{+47} do W^{+53} , ograniczone do rozpatrywanego zakresu energetycznego dla temperatur elektronowych: $T_e = 3.5$ keV, 4.5 keV i 6.0 keV, oraz pojedynczej gęstości elektronowej $n_e = 2.5 \times 10^{19} \text{ [m}^{-3}\text{]}$. Wyniki uzyskano korzystając z pakietu FAC w ramach modelu CR, wraz z widmem eksperymentalnym (wyładowanie 20180809.013).

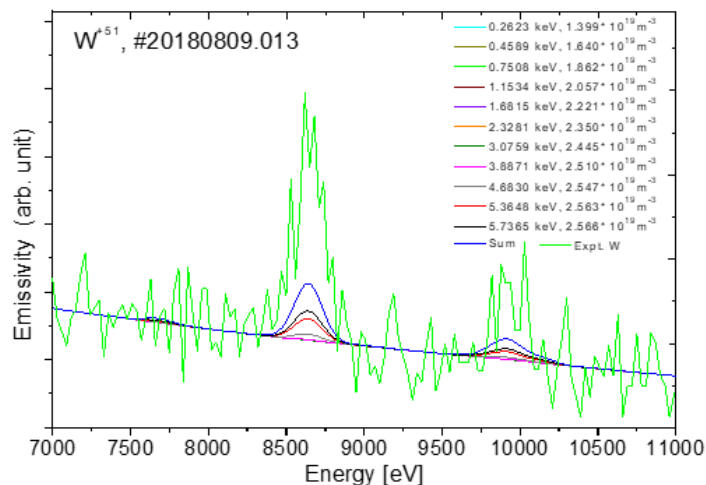
Poniższy rysunek przedstawia udział frakcyjny jonów wolframu [%], ograniczony do stopni jonizacji od W^{+47} do W^{+53} , mających największy wpływ w interesującym nas zakresie energii fotonów. Obliczenia zostały przeprowadzone wzdłuż promienia plazmy dla temperatury elektronowej osiągniętej w trakcie wyładowania 20180809.013. Jak widać na rysunku 1.1.6 największy udział pochodzi od jonu W^{+51} .



Rysunek 1.1.6. Udziały frakcyjne jonów wolframu[%] wzdłuż promienia plazmy, ograniczone do stopni jonizacji wolframu, mających największy wpływ w zakresie energetycznym interesującym z punktu widzenia niniejszej analizy

Na rysunku 1.1.7 przedstawiono symulację linii rentgenowskich L jonu W^{+51} wraz z widmem eksperymentalnym (wyładowanie 20180809.013). W symulacji uwzględniono eksperymentalne profile temperatury i gęstości zmierzone za pośrednictwem Thomson scattering, a także udział frakcyjny jonu W^{+51} . Ponadto, aby lepiej odzwierciedlić rzeczywiste warunki plazmy w symulacji uwzględniono promieniowanie hamowania oraz promieniowanie rekombinacyjne. Jak można zaobserwować, szczytowe wartości pików linii jonu W^{+51} mają taką samą energię co pozycje pików obserwowane w widmie eksperymentalnym.

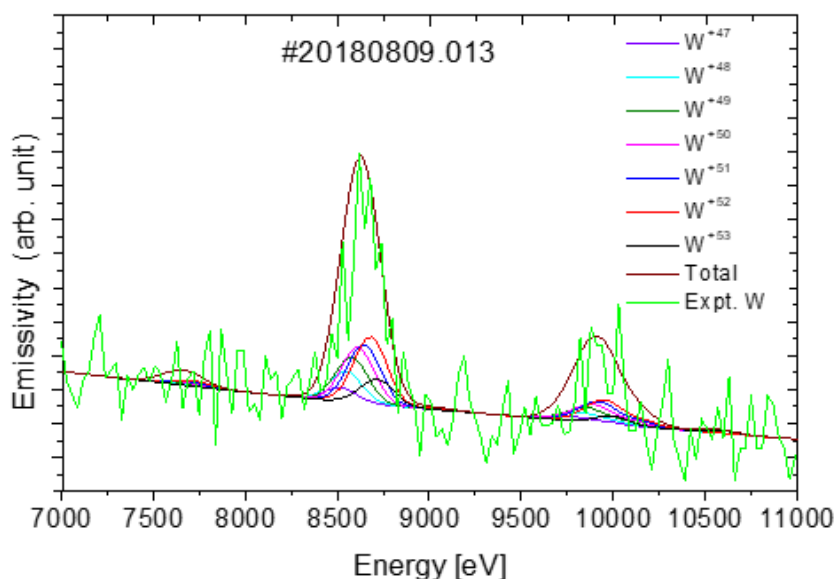
Na rys.1.1.8 przedstawiono ostateczne widmo uzyskane z symulacji. W tym przypadku przeprowadzono dokładnie ten sam proces jak dla wyników przedstawionych na rysunku 1.1.7, ale dla wszystkich stopni jonizacji jonów wolframu, które mają największy wpływ w badanym regionie (od W^{+47} do W^{+53}). Jak można zaobserwować, widmo teoretyczne nie tylko bardzo dobrze odzwierciedla widmo eksperymentalne, ale także dostarcza informacji na temat zawartości zanieczyszczenia wolframu w przeanalizowanym regionie wyładowania 20180809.013.



Rysunek 1.1.7. Symulowane linie rentgenowskie L jonu W^{+51} (uwzględniając eksperymentalne profile temperatury i gęstości oraz udział frakcyjny wolframu), uzyskane przy użyciu pakietu FAC w ramach modelu CR. Kolorem zielonym przedstawiono eksperymentalne widmo wyładowania (20180809.013)

Kolejnym zagadnieniem, które w roku 2023 zostało poddane bardziej szczegółowym rozważaniom była analiza długich wyładowań plazmy W7-X w tzw. przyłączonej konfiguracji dywertorowej (attached). Najdłuższe wyładowanie przeprowadzone w eksperymencie z dywertorem chłodzonym inercyjnie (attached) trwało około 100 sekund. Plazma w konfiguracji magnetycznej (high iota) była ogrzewana promieniowaniem mikrofalowym

tw. ECRH (Elektron Cyclotron Resonance Heating) o mocy 2 MW, zaś całkowita energia wyniosła około 200 MJ. Rysunek 1.1.9. przedstawia główne parametry plazmy osiągnięte w trakcie tego wyładowania. Frakcja promieniowania frad w całym programie wyniosła około 30%, co skutkowało w pełni przyłączonej (attached) plazmą do dywertyora. Ponadto gęstość elektronowa w trakcie wyładowania była stabilna i oscylowała na poziomie $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ aż do $t = 80 \text{ s}$. Podobnie jak w poprzedniej kampanii, komponenty dywertyora nie były chłodzone wodą, co powodowało wzrost temperatury ich powierzchni w trakcie trwania eksperymentów. Podczas tego programu temperatura powierzchni przekroczyła 1000°C , co skutkowało silniejszym wydzielaniem z płytek dywertyora zanieczyszczeń takich jak tlen czy cząsteczki wody. W konsekwencji w ostatniej fazie wyładowania wzrosła intensywność promieniowania plazmy oraz jej gęstość. Efekt ten potwierdzony został zarówno przez diagnostykę PHA, jak i HEXOS co pokazane zostało na rysunku nr 1.1.9. Zaprezentowane zmiany czasowe intensywności widmowych linii węgla i tlenu pokazują wzrost w ostatniej fazie rozładowania od około 80 s.

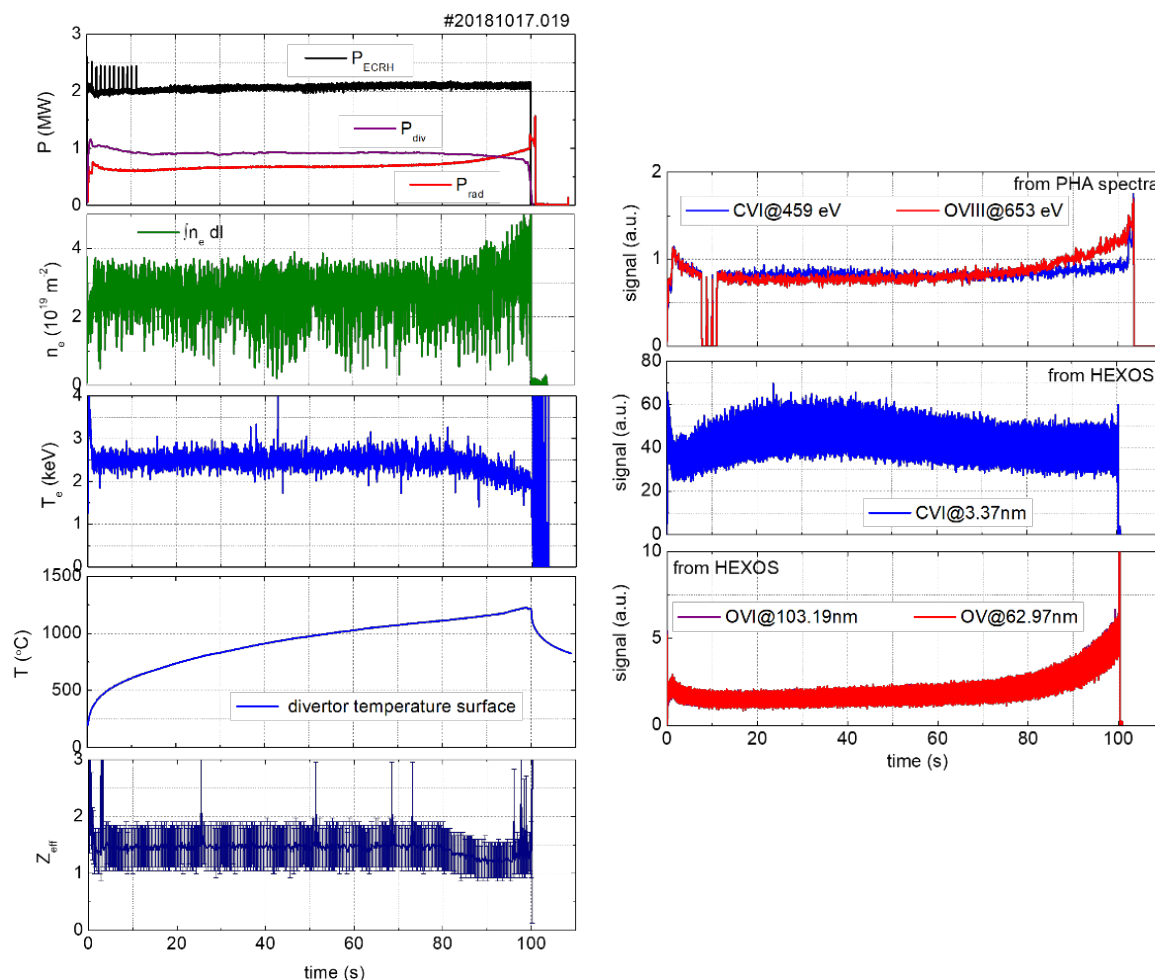


Rysunek 1.1.8. Symulowane linie rentgenowskie L jonów wolframu od W^{+47} do W^{+53} oraz zsumowane widmo, (uwzględniając eksperymentalne profile temperatury i gęstości oraz fractional abundances wolframu), uzyskane przy użyciu pakietu FAC w ramach modelu CR. Kolorem zielonym przedstawiono eksperymentalne widmo wyładowania (20180809.013).

Podczas ostatniej kampanii na W7-X udało się znacząco zwiększyć czas trwania impulsu tzw. przyłączonej plazmy (attached) oraz osiągnąć 1,3 GJ energii. W wyładowaniu tym plazma ogrzewana była z średnią mocą 2,7 MW przy wykorzystaniu ECRH przez 480 s. Przyłączona plazma jest interesująca z punktu widzenia wyższych obciążeń cieplnych dywertyora, będących w zakresie obciążeń przewidywanych dla urządzeń fuzyjnych takich jak ITER i DEMO. Główne parametry plazmy uzyskane w tym programie przedstawiono na Rysunku 1.1.10. Górny wykres przedstawia ewolucję czasową mocy wejściowej i całkowitego obciążenia dywertyora przez moc cieplną. Stosunek obu wskazuje na w pełni przyłączonej plazmę (attached). Przez pierwsze 5 minut plazma była podgrzewana przez ECRH mocą 3 MW; niestety, z powodu problemów technicznych niektóre żyratrony zaczęły się wyłączać z powodu zbyt niskiego poziomu chłodzenia, przez co w trakcie trwania kilkudziesięciu ostatnich sekund zastosowano jedynie 1,2 MW mocy ECRH. Ewolucje czasowe linii widmowych OVII i CV ponownie nie wykazują znaczącej akumulacji zanieczyszczeń w rdzeniu plazmy i raczej słabej reakcji na zmiany mocy wejściowej oraz obciążeń cieplnych dywertyora. W przeciwieństwie do wyładowań attached w kampanii OP1.2, tutaj wierzchnie płytki dywertyora chłodzone były wodą, co skutkuje raczej niskim prawdopodobieństwem osiągnięcia przez nie temperatury powierzchni powyżej 1000°C zakładając podobną moc wejściową. Koncentracja wspomnianych zanieczyszczeń jest silnie zależna od gęstości plazmy, która we wspomnianym wyładowaniu była stopniowo obniżana w czasie z $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ do $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$.

W 2023 roku podjęto także działania związane z analizą danych eksperymentalnych dotyczących analizy czasów zaniku poszczególnych zanieczyszczeń plazmy w zależności od jej parametrów (T_e , n_e czy mocy grzania ECRH). Jednym z przykładów jest analiza czasów zaniku (t_{decay}) linii tytanu (Ti) wstrzykniętych do plazmy za

pośrednictwem systemu LBO. Na rysunku 1.1.11 przedstawione zostały parametry plazmy dla trzech różnych wyładowań o tych samych wartościach T_e i n_e .

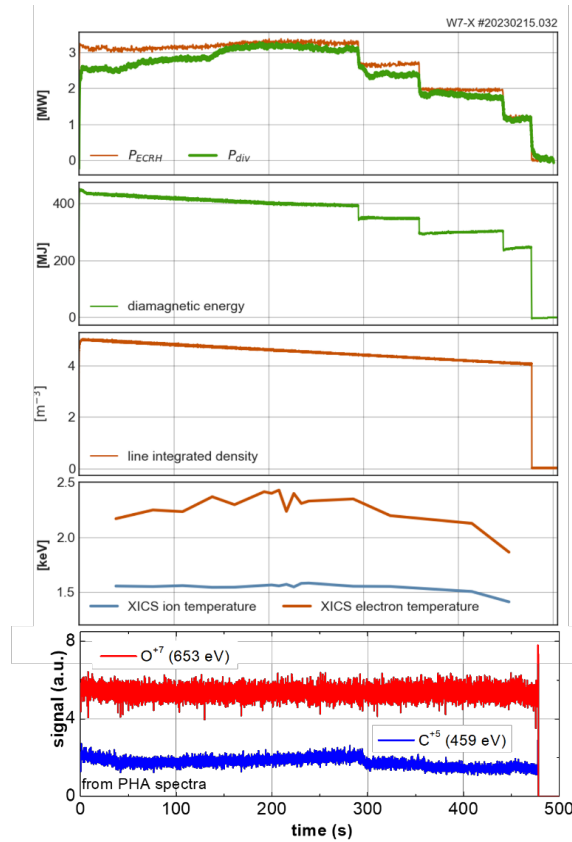


Rysunek 1.1.9. Lewa strona: parametry plazmy dla najdłuższego wyładowania W7-X zmierzonego w trakcie kampanii eksperymentalnej OP1.2. Od góry: moc grzania plazmy (P_{ECRH}), całkowita moc promieniowania (P_{rad}), całkowita moc na powierzchni dywertora (P_{div} —), liniowo zintegrowana gęstość elektronowa ($n_e dl$), centralna temperatura elektronów (T_e), temperatura na powierzchni dywertora oraz efektywny ładunek jonów (Z_{eff}). Prawa strona: ewolucje czasowe głównych linii widmowych zanieczyszczeń obserwowanych przez systemy HEXOS oraz PHA. W ewolucji czasowych linii tlenu obserwowanych przez HEXOS, zachowanie jest niemal identyczne dla obu linii

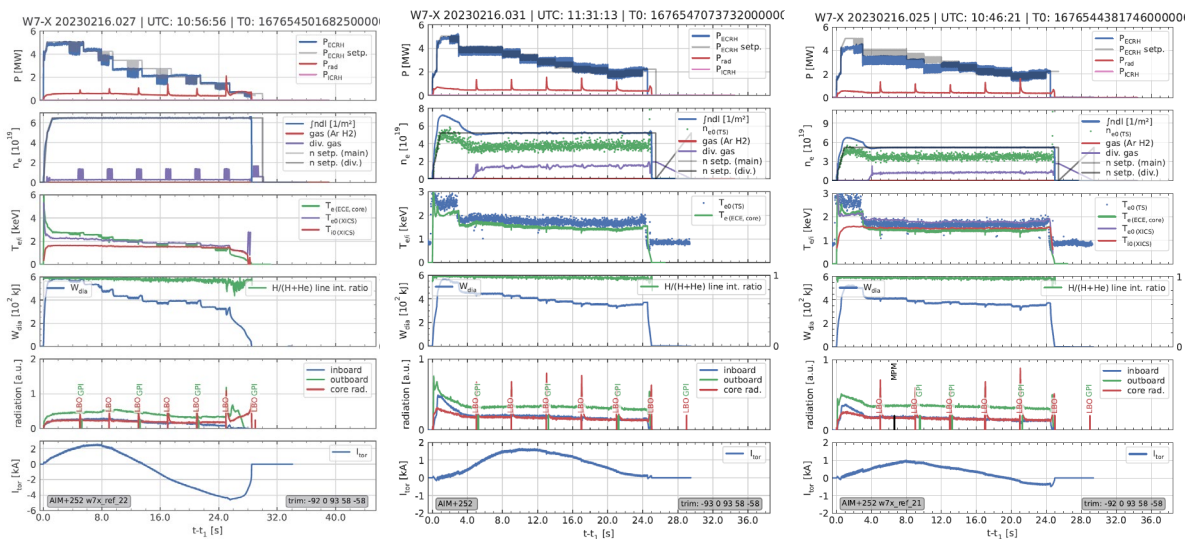
Przykład ten pokazuje, że wstrzyknięcia Ti za pomocą systemu LBO były przeprowadzane przy różnych poziomach grzania ECRH, podczas gdy temperatura elektronowa (T_e) była niemalże stała dla wszystkich rozważanych przypadków. Na rysunku 1.1.12 przedstawiono czasy zaniku dla wszystkich powyższych parametrów. W przypadku wszystkich trzech wyładowań (czarne kwadraty, czerwone kropki i niebieskie trójkąty) trendy pokrywają się i charakteryzują niemal liniowym spadkiem czasu zaniku Ti wraz ze wzrostem mocy grzania ECRH od około $P_1=1$ MW do około $P_2=4,75$ MW. Warto zauważyć, że chociaż średnia gęstość elektronowa w wyładowaniu 20230216.027 była nieco wyższa ($n_e=6,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) w porównaniu do pozostałych dwóch wyładowań ($n_e=5,2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$), trend ten (czarne kwadraty) jest zgodny z trendem obserwowanym dla pozostałych dwóch wyładowań.

Ponadto podjęto próbę przeprowadzenia podobnej analizy dla innych pierwiastków, jednak z powodu braku spójnych danych (porównywalnych warunków plazmy - więcej niż jeden czynnik zmieniał się jednocześnie) przeprowadzenie jednoznacznej analizy porównawczej uzyskanych wyników nie było możliwe. Zanieczyszczenia te były wstrzykiwane przez system LBO, jednak wciąż brakuje danych uzyskanych z wykorzystaniem systemu TESPEL. Niemniej jednak uzyskane wyniki nie wykazały jasnych zależności od analizowanych parametrów. Ponieważ eksperymenty mające na celu zbadanie transportu zanieczyszczeń nie były

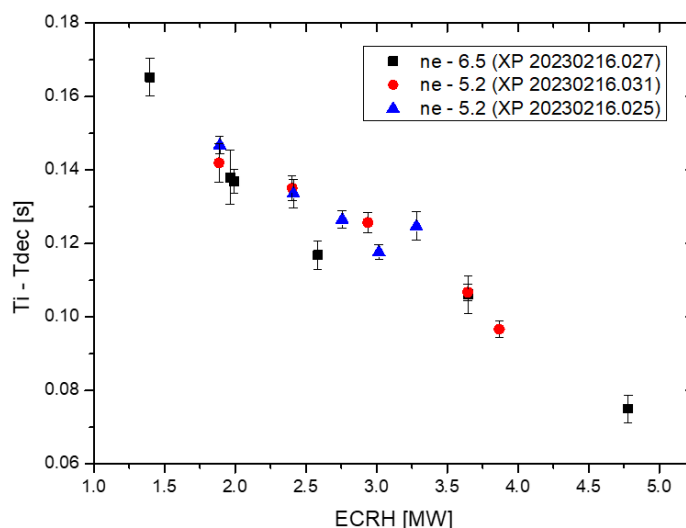
w pełni udane z powodu problemów technicznych układu Wendelstein 7-X, brakujące dane zostaną zmierzone podczas przyszłych sesji eksperymentalnych i porównywane do danych dotychczas uzyskanych.



Rysunek 1.1.10. Ewolucje czasowe najdłuższego wyładowania przeprowadzonego w trakcie kampanii eksperymentalnej OP2.1. Od góry: całkowite moc grzania ECRH (P_{ECRH}), całkowita moc dywertora (P_{div}), energia diamagnetyczna, liniowo zintegrowana gęstość elektronowa $n_e dl$, temperatura elektronowa i jonowa, oraz zmiany intensywności linii widmowych węgla i tlenu zmierzone za pośrednictwem systemu PHA.



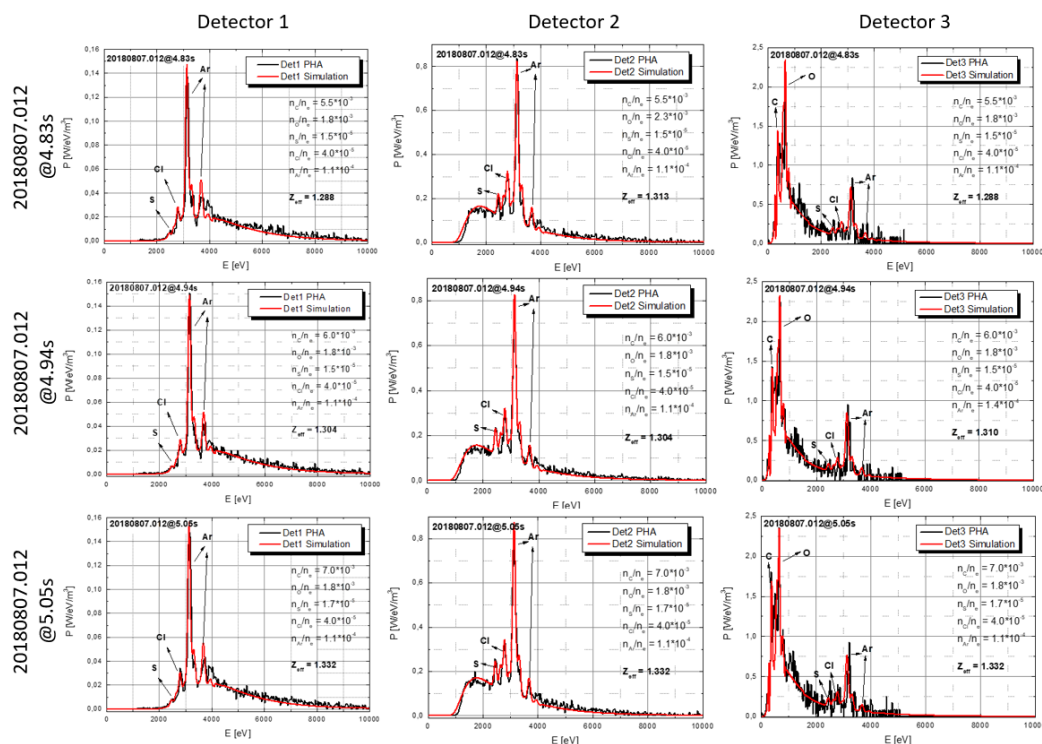
Rysunek 1.1.11. Wybrane wyładowania charakteryzujące się podobnymi parametrami plazmy, w których przeprowadzono iniekcję Ti za pomocą systemu LBO



Rysunek 1.1.12. Czas zaniku t_{dec} [s] Ti dla różnych parametrów grzania ECRH [MW].

Kolejna część prac przeprowadzona w roku 2023 dotyczyła analizy wyładowań 20180807.012@5.05s, 20180807.13@4.8s i 20180808.13@4.25s. Jej głównym celem było ocenienie zawartości węgla i tlenu, które służyły jako dane wejściowe do porównania pomiarów z modelami transportu zanieczyszczeń oraz promieniowania.

Jako przykład poniżej przedstawiono wyniki dla wyładowania 20180807.012. W związku z tym przeanalizowano trzy przedziały czasowe dla $t=5.05$ [s]. Wyniki obejmują widma zmierzone przez system PHA. Analiza została przeprowadzona przy użyciu dwóch kodów numerycznych: Zeff.exe i SimXRay.exe. Rysunek 1.1.13 przedstawia wyniki dla pierwszego z wymienionych wyładowań.



Rysunek 1.1.13. Oszacowanie zawartości zanieczyszczeń w plazmie dla wszystkich kanałów pomiarowych PHA w trzech różnych przedziałach czasowych na podstawie symulacji widm.

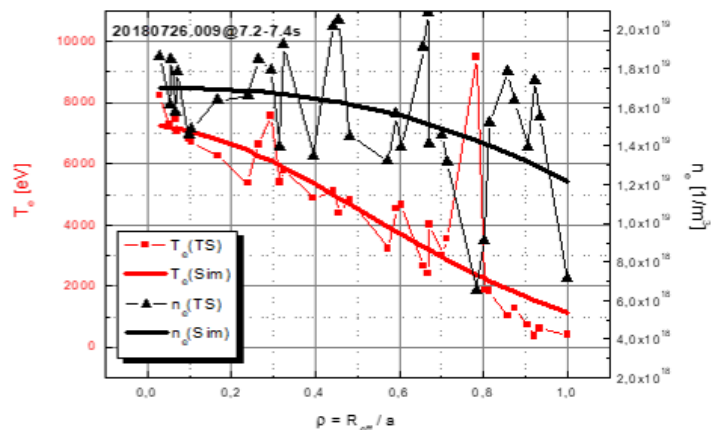
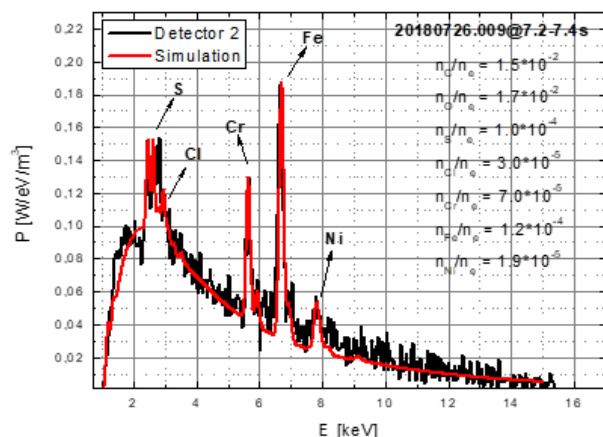
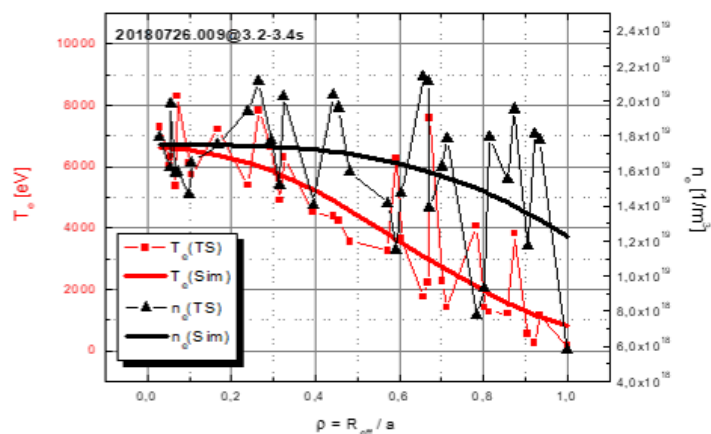
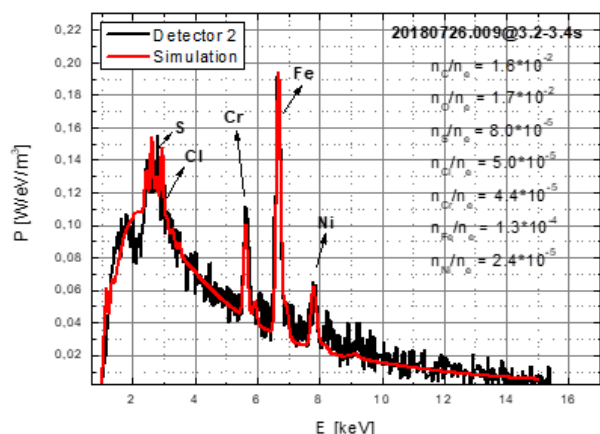
Niniejsze analizy zostały przeprowadzone dla trzech przedziałów czasowych w celu oceny dynamiki zmian wokół wybranego czasu $t=5.05$ s, będącego przedmiotem zainteresowania. Uzyskane wyniki pokazują, że zawartość

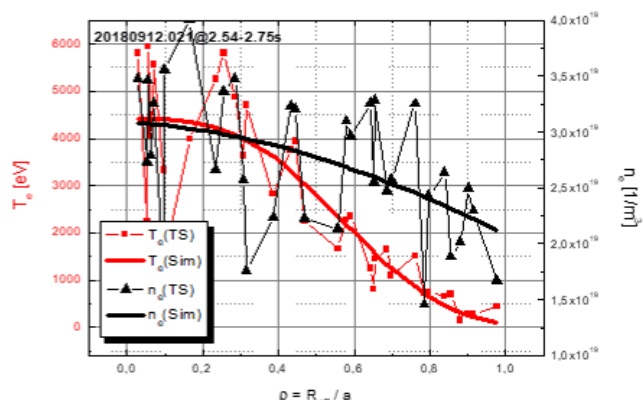
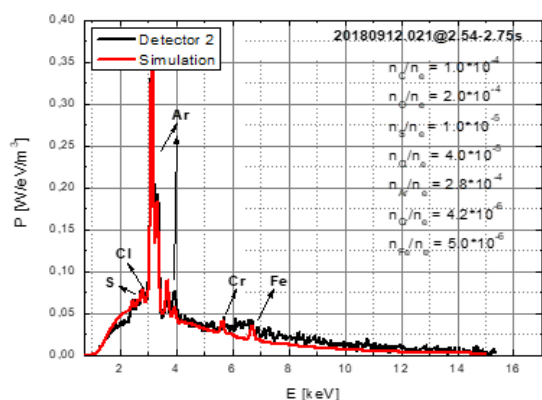
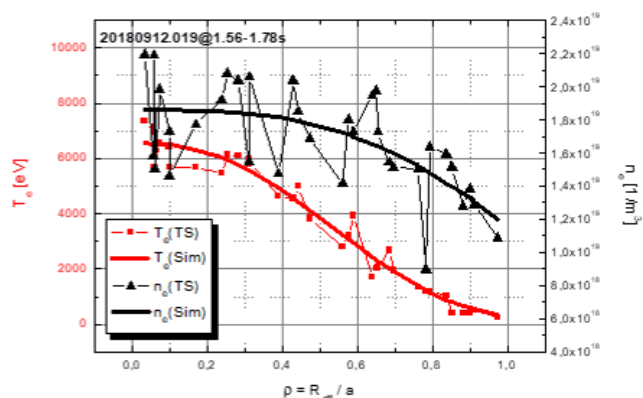
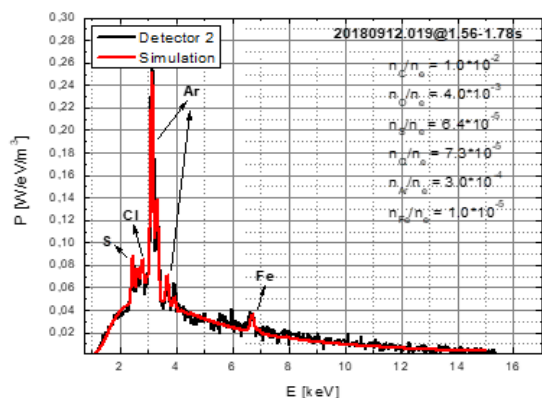
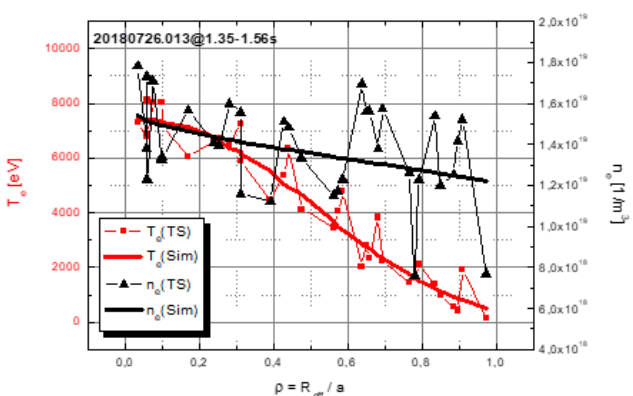
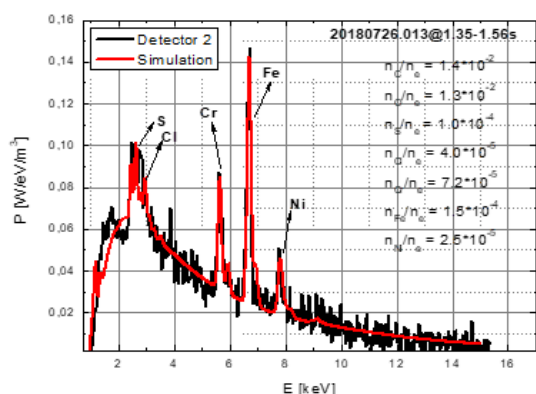
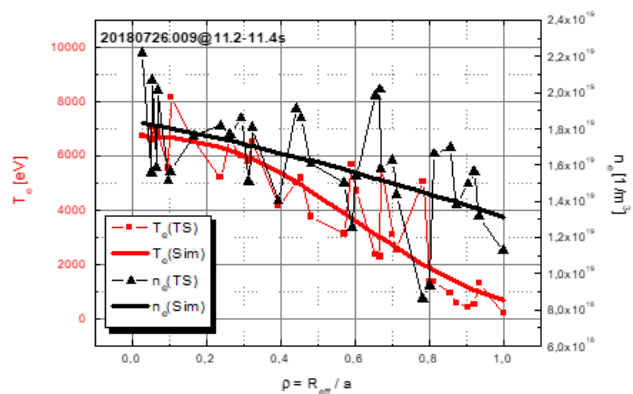
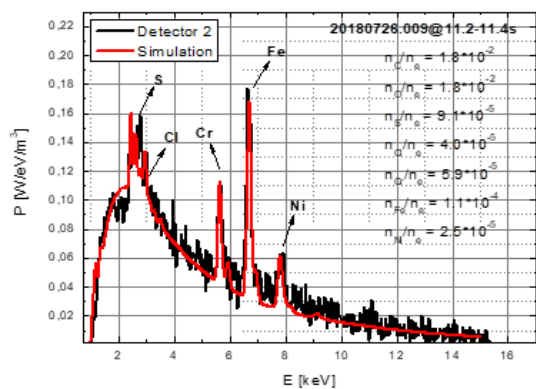
zanieczyszczeń w tym przedziale czasowym pozostaje praktycznie stała oraz z niewielkim wzrostem poziomu węgla (od 0.55 do 0.7) dla czasu $t=5.05s$:

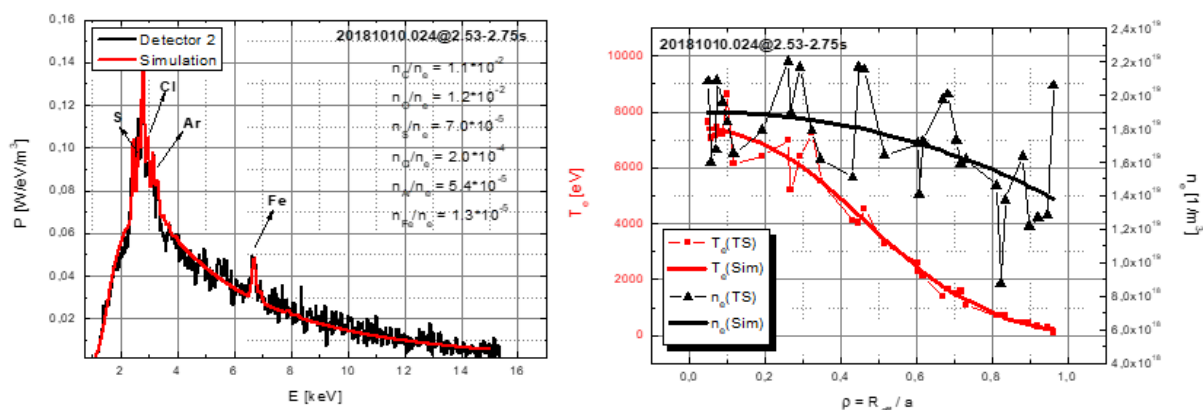
1. $n_C/n_e = 7.0 \cdot 10^{-3}$
2. $n_O/n_e = 1.8 \cdot 10^{-3}$
3. $n_S/n_e = 1.7 \cdot 10^{-5}$
4. $n_{Cl}/n_e = 4.0 \cdot 10^{-5}$
5. $n_{Ar}/n_e = 1.1 \cdot 10^{-4}$

Dodatkowe analizy miały na celu określenie możliwości wykrywania szybkich elektronów (tzw. fast electrons) za pomocą urządzenia diagnostycznego PHA. Analiza obejmowała wyładowania 20180729.009, 20180729.013, 20180912.019, 20180912.021 oraz 20181010.024, ze względu na podejrzenie wystąpienia w nich wspomnianych szybkich elektronów. W celu poprawy statystyki zmierzonych sygnałów (liczby zliczeń na sekundę) przeprowadzono akumulację ramek czasowych. Dla każdego wyładowania przeanalizowano określone przedziały czasowe, skupiając się na potencjalnych indykatorach obecności szybkich elektronów.

Aby potwierdzić ich istnienie, poszukiwano rozbieżności pomiędzy widmami eksperymentalnymi a symulowanymi w zakresie wyższych energii (powyżej 8-10 keV). W idealnym przypadku widma zarejestrowane w tym obszarze powinny charakteryzować się wyższą intensywnością od widm symulowanych. Niestety w tym przypadku nie zaobserwowano takiego zjawiska, co zostało pokazane na poniższych rysunkach (rys. 1.1.14). Do potencjalnych przyczyn braku obserwacji niniejszego zjawiska można zaliczyć stosunkowo niską statystykę zliczeń rejestrowanych przez system PHA, niską jakość profili T_e i n_e zastosowanych do symulacji bądź niską czułość diagnostyki PHA do pomiaru tak subtelnych zmian. Inną możliwą przyczyną jest fakt, że zakres obserwacji systemu PHA nie obejmuje wyższych energii, gdzie szybkie elektrony są zazwyczaj obserwowane.







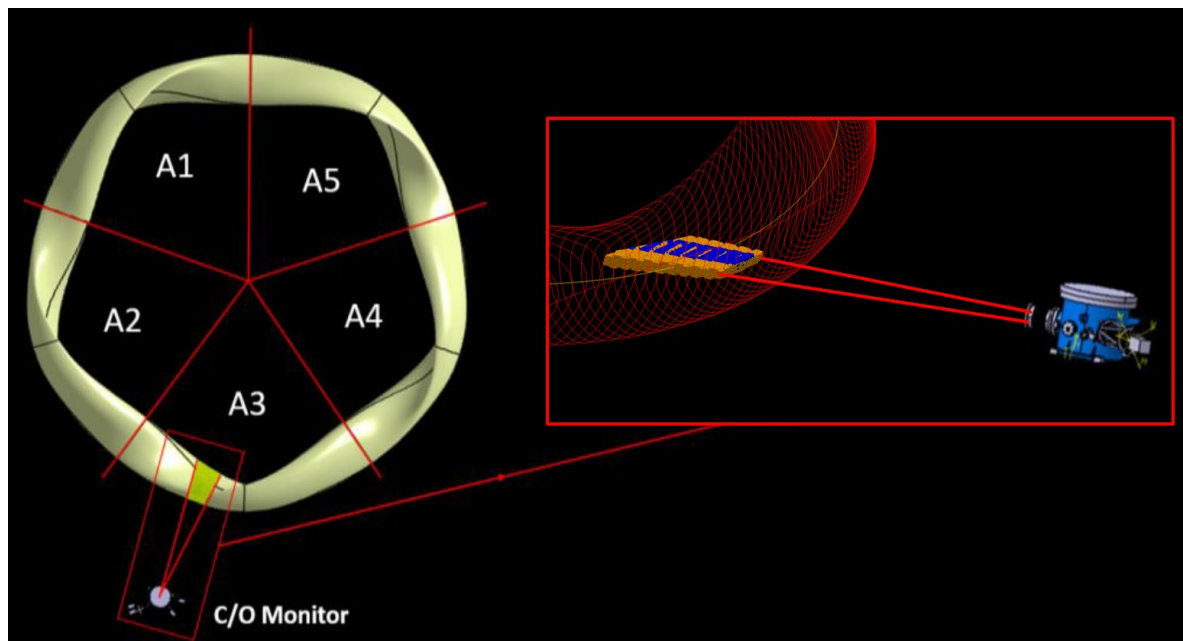
Rys. 1.1.14. Wykresy przedstawiające brak zauważalnych dowodów na istnienie szybkich elektronów

Wraz z nadejściem roku 2023 kontynuowano proces uruchamiania systemu diagnostycznego C/O monitor, którego celem było uzyskanie najbardziej optymalnych ustawień spektrometru do monitorowania poziomu wodoropodobnych zanieczyszczeń C^{5+} oraz O^{7+} . Wszystkie przeprowadzone we wstępnej fazie pomiary wskazywały na znaczne poszerzenie mierzonej linii spektralnej O, co wynika głównie z dużej obserwowalnej objętości plazmy przez każdy z kanałów energetycznych (bardziej szczegółowe omówienie niniejszego zagadnienia przedstawiono w dalszej części niniejszego raportu). Jednak nie stanowi to problemu, gdyż system jest specjalnie zaprojektowany do pomiaru intensywności linii, a nie ich kształtu. Stało się więc jasne, że system nie rejestruje całej linii wraz z jej skrzydłami, a skupia się raczej na obszarze centralnym zmierzonej linii i części jej krawędzi. Biorąc więc pod uwagę fakt, że rozdzielczość spektralna systemu jest zbyt niska, aby rozdzielić występujące obok siebie linie spektralne O^{7+} (1.9 nm) oraz O^{6+} (1.86 nm) (rys 1.1.15), pojawiło się pytanie o to, w jakim stopniu sąsiednia linia może wpływać na wyniki zmierzonego sygnału. W związku z tym koniecznym stało się zbadanie wpływu pomiaru niższego stopnia jonizacji na wyjściowy sygnał pomiarowy linii O^{7+} będącego głównym przedmiotem zainteresowania.

Wavelength	Ion	Transition
18.6Å	O^{6+}	$1s1\ 3d1\ ^1D_{2,0} \rightarrow 1s2\ ^1S_{0,0}$
18.6Å	O^{6+}	$1s1\ 3p1\ ^1P_{1,0} \rightarrow 1s2\ ^1S_{0,0}$
18.6Å	O^{6+}	$1s1\ 3d1\ ^1D_{2,0} \rightarrow 1s2\ ^1S_{0,0}$
18.6Å	O^{6+}	$1s1\ 3p1\ ^1P_{1,0} \rightarrow 1s2\ ^1S_{0,0}$
18.6Å	O^{6+}	$^1P_{1,0} \rightarrow ^1S_{0,0}$

Rysunek 1.1.15. Lista wszystkich przejść związanych z linią o długości 1,86 nm sąsiadującą z linią Lyman-alfa, będącej przedmiotem zainteresowania.

W związku z powyższym przeprowadzono szereg symulacji, uwzględniając obserwowany objętość plazmy oraz szeroki zakres profili temperatury elektronowej (T_e). Przeprowadzenie niniejszych obliczeń było istotne w celu eliminacji potencjalnych przyszłych błędnych interpretacji wyników pomiarowych. Było to szczególnie istotne, ponieważ promieniowanie emitowane przez tę linię mogło pochodzić z zewnętrznych obszarów plazmy o większej objętości plazmy, charakteryzujących się niższymi temperaturami elektronowymi (rysunek 1.1.16.), prowadząc do większej frakcji jonów O^{6+} w porównaniu do O^{7+} . W celu rozwiązania tego problemu zastosowano dedykowany kod numeryczny stworzony do symulowania sygnałów mierzonych przez system C/O monitor. Krok ten umożliwił ocenę potencjalnego wpływu linii O^{6+} na zmierzony sygnał Lyman- α w warunkach fizycznych obecnych w plazmie W7-X.

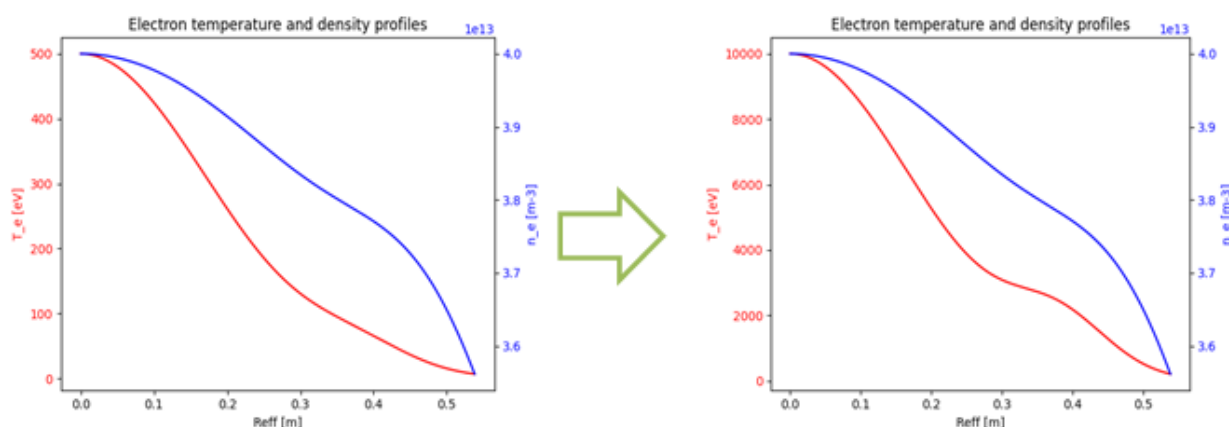


Rysunek 1.1.16. Graficzna reprezentacja względnej pozycji pierwszej z dwóch komór próżniowych systemu C/O monitor do pomiaru wodoropodobnych linii C^{5+} oraz O^{7+} w odniesieniu do plazmy stellaratora W7-X

Ze względu na niemal liniową reakcję systemu na zmiany gęstości elektronowych, a także na jego słabą zależność od zmian temperatury elektronowej w centrum plazmy (choć silnie zależną od zmian T_e w obszarach plazmy przybrzegowej i brzegowej), podjęto decyzję o przeprowadzeniu analizy numerycznej jedynie dla zmian rozkładów profili T_e przy zastosowaniu stałego rozkładu n_e w plazmie. Celem było zbadanie, dla różnych rozkładów profili T_e jak intensywność promieniowania linii O^{6+} wpływa na całkowitą emisję promieniowania emitowanego przez jony tlenu w kierunku powierzchni detektora.

W analizie tej zastosowano kilka założeń:

- Wartości temperatury elektronowej wzrastały od $T_e = 0.5 \text{ keV}$ do 10 keV w centrum plazmy (rys. 1.1.17).
- Dla wszystkich analiz przyjęto jednakowy profil gęstości elektronowej.
- Jednorodny rozkład tlenu w plazmie.
- W obliczeniach tych nie uwzględniono transportu zanieczyszczeń.



Rysunek 1.1.17. Profile kinetyczne plazmy stanowiące przykłady brzegowych profili zastosowanych go wyznaczenia profili wykorzystanych w symulacjach. Po lewej kolorem czerwonym przedstawiono profil temperatury elektronowej T_e z centralną temperaturą $T_{\min} = 0.5 \text{ keV}$ zaś po prawej $T_{\max} = 10 \text{ keV}$. Kolorem niebieskim na obu wykresach przedstawiono zastosowany w obliczeniach profil gęstości elektronowej n_e .

Analizy przeprowadzono z użyciem opracowanego dedykowanego kodu numerycznego do obliczania całkowitej intensywności promieniowania rejestrowanego przez każdy z kanałów energetycznych energetyczny systemu

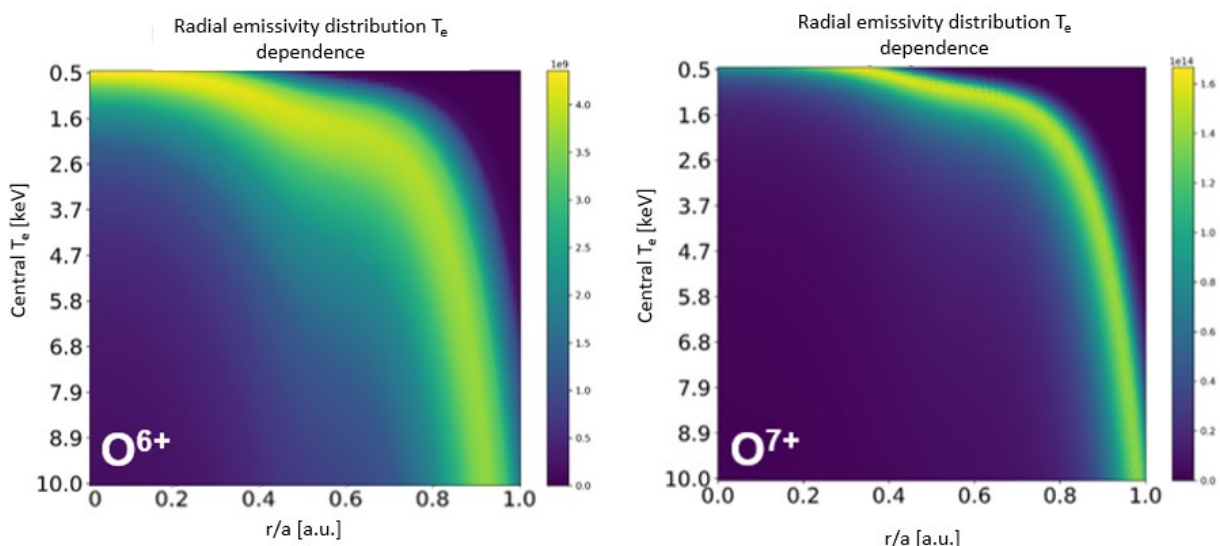
C/O monitor. Główną funkcją jest badanie względnych zmian reakcji systemu na zmieniające się poszczególne parametry plazmy tj. temperatura oraz gęstości elektronowej czy radialnego rozkładu mierzonych zanieczyszczeń. Do obliczenia emisyjności z lokalnego obszaru plazmy zastosowano wzór:

$$\epsilon(r) = PEC^X(r) \cdot n_e(r) \cdot n_z(r) \cdot FA^X(r) \left[\frac{ph}{m^3 \cdot s} \right]$$

gdzie $n_z(r)$ oraz $n_e(r)[m^{-3}]$ – gęstości zanieczyszczeń oraz temperatury elektronowej, $PEC^X(r)[ph \cdot m^3 \cdot s]$ - Photon Emissivity Coefficient dla danej linii spektralnej (dane zaczerpnięte z bazy danych ADAS), natomiast $FA^X(r)[a.u.]$ - fractional abundance (ułamek frakcyjny) badanego stanu jonizacyjnego dla rozpatrywanego mniejszego promienia plazmy r .

W pierwszej fazie zbadano wpływ zmian temperatury elektronowej na rozkład emisyjności linii O^{6+} i O^{7+} . W tym celu zastosowano rozkłady temperatur elektronowych które zaprezentowano na rysunku 1.1.17. Za pomocą dedykowanego kodu określono emisyjności linii O^{6+} i O^{7+} jako funkcje znormalizowanego promienia plazmy W7-X. Poniższy rysunek (1.1.18) przedstawia wyniki tych obliczeń ukazując zależność między wzrostem wartości temperatury oraz znormalizowanym promieniem plazmy tj. ostatnią zamkniętą powierzchnią magnetyczną przy $r/a = 1$. Otrzymane wyniki pokazują, że w przypadku linii O^{7+} dla przyjętych rozkładów temperatur elektronowych rozkład emisyjności zanieczyszczeń w plazmie W7-X jest silnie skoncentrowany i wraz ze wzrostem wartości temperatury elektronowej osiąga maksimum w obszarach bliskich krawędzi plazmy. Jednak w przypadku radialnego rozkładu linii O^{6+} , maksimum emisyjności jest nieco przesunięte w kierunku centrum plazmy i jest zauważalnie bardziej płaskie w porównaniu do linii O^{7+} .

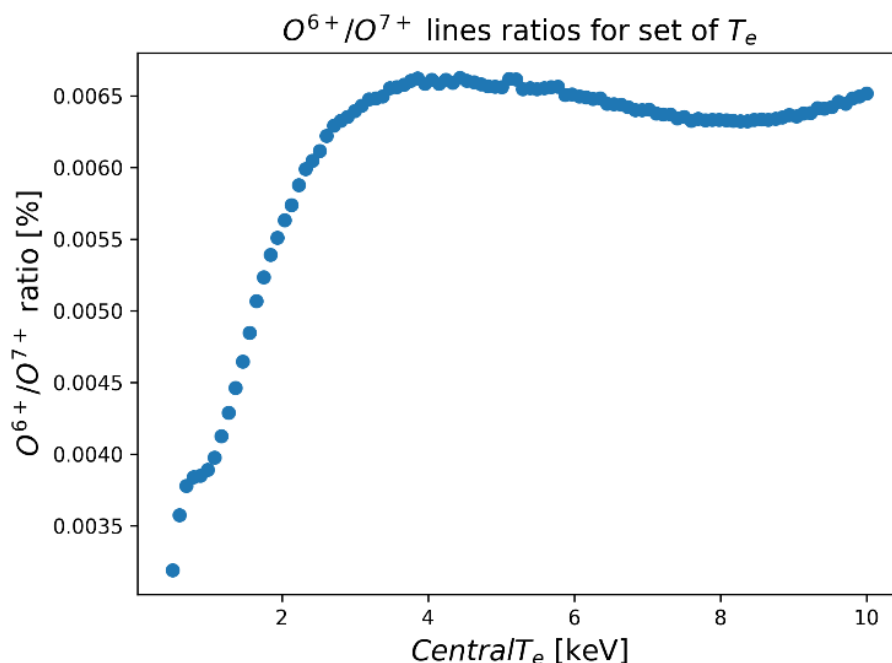
Jednak najważniejsze są maksymalne uzyskane wartości emisyjności dla obu rozważanych jonów: dla linii O^{7+} , maksymalna emisyjność wynosi około $1,6 \times 10^{14}$ [ph/m³/s], podczas gdy dla linii O^{6+} nie przekracza 5×10^9 [ph/m³/s] w najwyższym punkcie. Oznacza to różnicę prawie 5 rzędów wielkości. W kolejnym kroku porównano stosunek uzyskanych wartości intensywności promieniowania emitowanego w kierunku aktywnych powierzchni detektora dla obu jonów (rys. 1.1.19). W konsekwencji analiza ta wykazała, że stosunek linii O^{6+} do O^{7+} zawsze pozostaje poniżej 0,007%.



Rysunek 1.1.18. Kolormapy prezentujące rozkład emisyjności linii O^{6+} (po lewej) i O^{7+} (po prawej) w funkcji zmian profili centralnej temperatury elektronowej plazmy (oś y) oraz znormalizowanego promienia plazmy r/a (oś x). Intensywność promieniowania reprezentowana jest przez odpowiednie barwy

W kolejnym kroku wykonano analizę, której celem była ocena wpływu intensywności promieniowania jonu O^{6+} na zmierzone sygnały systemu C/O monitor w odniesieniu do rzeczywistych warunków plazmy obserwowanych w trakcie prowadzonych eksperymentów na W7-X. Aby to osiągnąć, wybrano dwa przykładowe wyładowania przeprowadzone podczas kampanii OP 2.1, które służyły jako punkty odniesienia. Takie podejście pozwoliło na określenie frakcyjnej emitowanego promieniowania dla każdego z rozpatrywanych stopni jonizacji, obliczenie

wartości emisyjności dla każdego z rozważanych obszarów plazmy a w konsekwencji intensywności promieniowania docierającego do powierzchni detektorów dla przykładu możliwie najbardziej zbliżonego do tych, obserwowanych w rzeczywistości. Pierwszym przykładem jest wyładowanie 20230223.037, dla których przedstawiono szczegółowe parametry plazmy (rys. 1.1.20 – po lewej). Kolormapy (rys. 1.1.20 po prawej) przedstawiają ewolucje czasowe (oś Y) obliczonych emisyjności promieniowych dla linii O^{6+} (góra) i O^{7+} (dół) w czasie zmierzonymi w czasie pomiędzy $t_1=3$ a $t_2=8s$ dla których zmierzone zostały parametry kinetyczne plazmy. Podobnie jak poprzednio – barwą określono intensywność emitowanego promieniowania.



Rys 1.1.19. Procentowy stosunek intensywności emitowanego promieniowania dla linii O^{6+} (1.86 nm) do linii O^{7+} (1.9 nm) w funkcji temperatury elektronowej

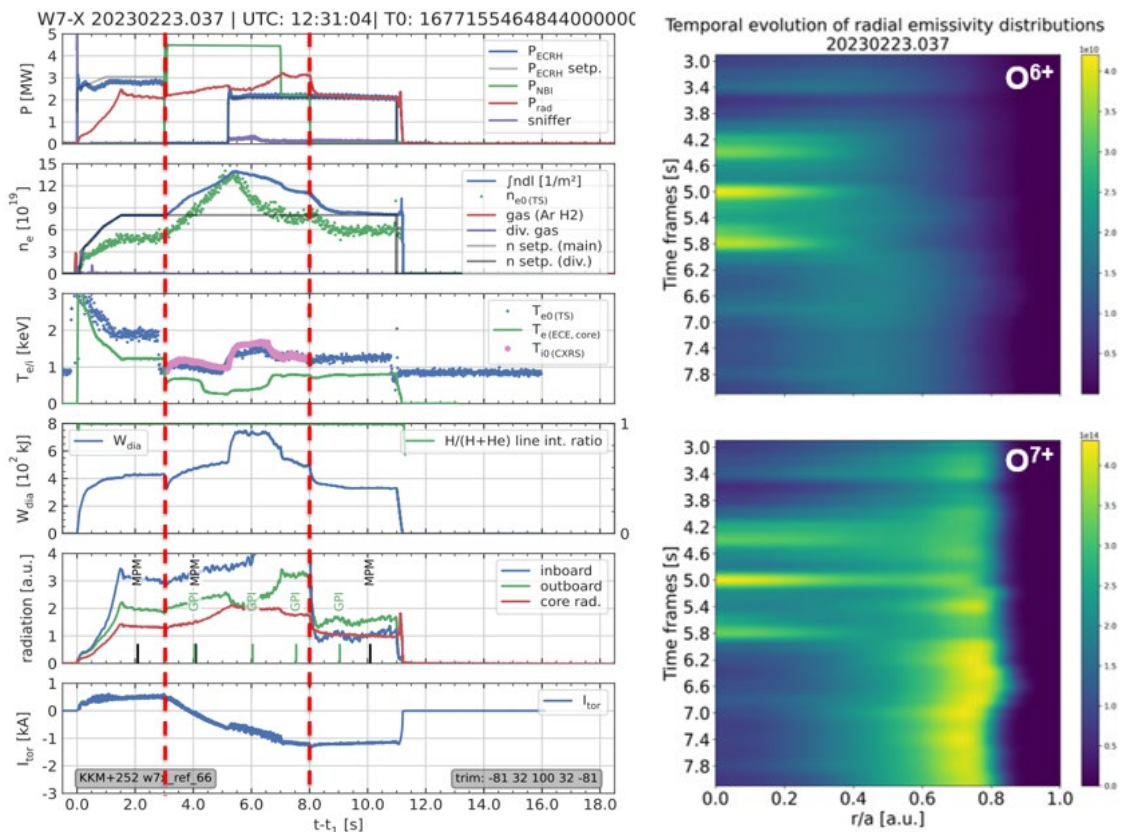
W przypadku linii O^{7+} można zauważyć, że większość promieniowania emitowana jest z obszarów plazmy przybrzegowej, podczas gdy największa emisyjność linii O^{6+} pochodzi z obszarów plazmy centralnej. Dla linii O^{6+} , maksymalna wartość emisyjności występuje w centralnych obszarach plazmy i wynosi około 4×10^{10} [ph/m³/s], podczas gdy maksymalna emisyjność linii O^{7+} występuje w obszarach bliskich jej krawędzi, gdzie wartość maksymalnej emisyjności jest około 4 rzędy wielkości wyższa i wynosi 4×10^{14} [ph/m³/s]. Skale na obu wykresach nie są zachowane - uwzględniona jest tylko maksymalna emisyjność.

W następnej kolejności dla danego zakresu czasowego obliczony został intensywności promieniowania emitowanego przez linię O^{6+} do linii O^{7+} , który przedstawiono na rysunku poniżej (rys. 1.1.21). Przedstawiono na nim procentowy udział intensywności linii O^{6+} do linii O^{7+} na powierzchni detektorów.

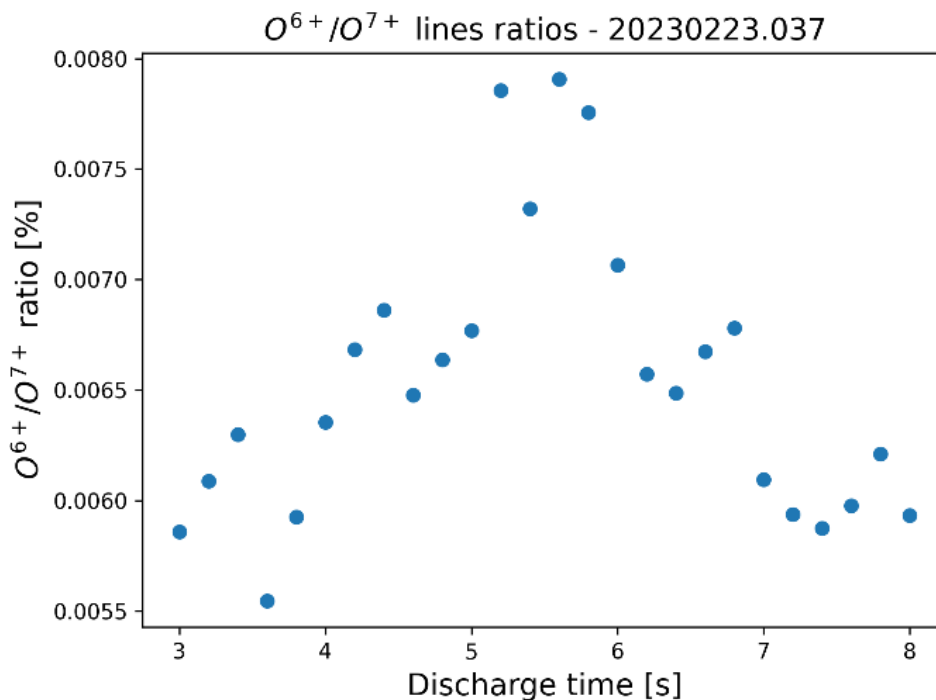
Podobnie jak w przypadku analizy teoretycznej, przeprowadzono porównanie stosunków obu linii w różnych przedziałach czasowych. Jak można zaobserwować całkowita wartość intensywności emitowanego w kierunku detektorów promieniowania linii O^{6+} nie przekracza 0.01% wartości intensywności promieniowania emitowanego przez wodoropodobną linię tlenu O^{7+} . Przykład ten pokazuje więc, że wpływ linii O^{6+} na całkowity zmierzony w tym przypadku jest zupełnie pomijalny.

Drugim wybranym przykładem wyładowania eksperymentalnego zastosowanego do obliczeń było wyładowanie 20230216.02. W przeciwieństwie do poprzedniego przypadku (20230223.037), charakteryzowało się ono stabilnymi parametrami plazmy (tj. niezmiennymi wartościami temperatury i gęstości elektronowych) zmierzonymi w czasie pomiędzy $t_1=2$ a $t_2=7$.

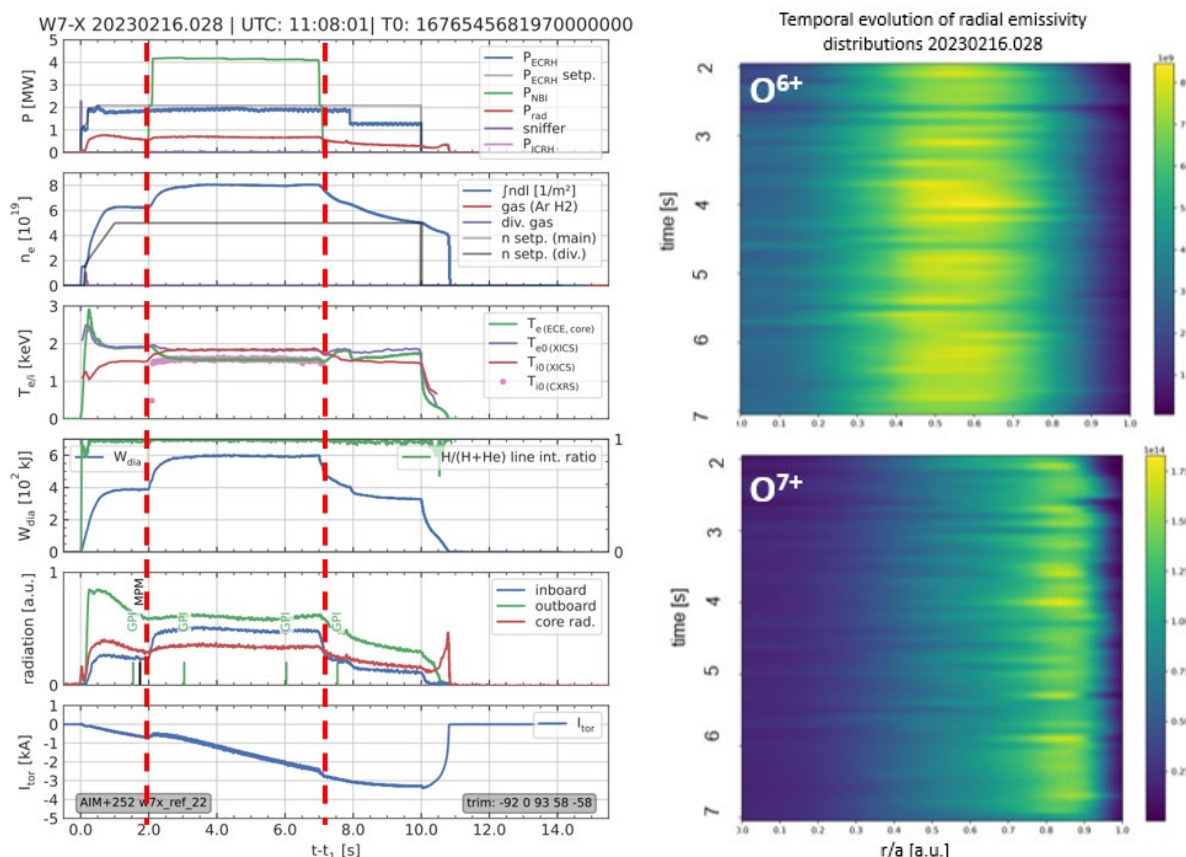
Powyższy przykład ponownie wyraźnie pokazuje, że w analizie danych eksperymentalnych nie ma istotnej różnicy w intensywności sygnału mierzonego przez system C/O monitor, a stosunki uzyskanych wartości intensywności linii O^{6+} do O^{7+} nie przekraczają 0.01%. Niniejszym można potwierdzić, że w przypadku systemu C/O monitor wpływ obecności linii O^{6+} na całkowity mierzony sygnał będzie zupełnie pomijalny.



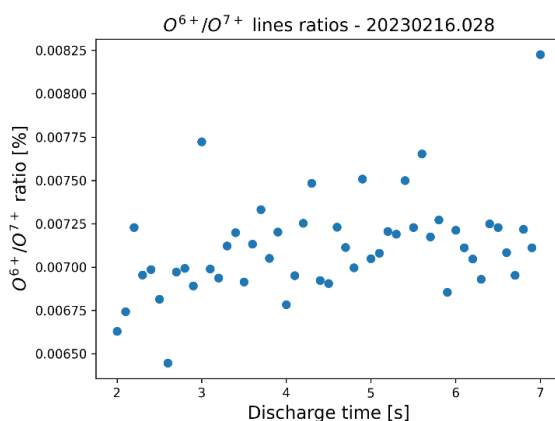
Rysunek 1.1.20. Lewa część przedstawia parametry plazmy dla wyładowania 20230223.037. Czerwone linie przerywane wskazują interwały czasowe, dla których wykonane zostały obliczenia. Prawa część przedstawia kolormapy ilustrujące symulowany rozkład emisyjności dla linii O^{6+} (góra) i linii O^{7+} (dół) w funkcji znormalizowanego promienia plazmy r/a .



Rys 1.1.21. Zasymulowany procentowy stosunek intensywności emitowanego promieniowania dla linii O^{6+} (1.86 nm) do linii O^{7+} (1.9 nm) w funkcji czasu wyładowania od 3 do 8s w eksperymencie 20230223.037



Rysunek 1.1.22. Lewa część przedstawia parametry plazmy dla wyładowania 20230216.028. Czerwone linie przerywane wskazują interwały czasowe, dla których wykonane zostały obliczenia. Prawa część przedstawia kolormapy ilustrujące symulowany rozkład emisyjności dla linii O^{6+} (góra) i linii O^{7+} (dół) w funkcji znormalizowanego promienia plazmy r/a .

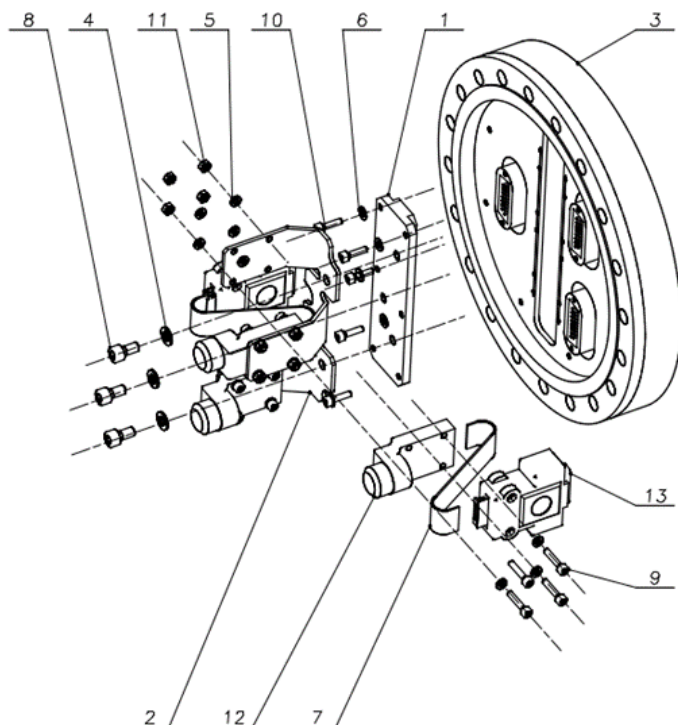


Rys 1.1.23. Zasymulowany procentowy stosunek intensywności emitowanego promieniowania dla linii O^{6+} (1.86 nm) do linii O^{7+} (1.9 nm) w funkcji czasu wyładowania od 2 do 7s w eksperymencie 20230216.028

Osiągnięcia technologiczne

Na początku 2023 roku detektor nr 3 diagnostyce PHA uległ uszkodzeniu – zaobserwowano znaczny wzrost szumów, a tym samym prądu ciemnego detektora. Diagnostyka producenta wykazała nieodwracalną zmianę struktury na skutek wieloletniej ekspozycji na silne promieniowanie, w związku z tym podjęto kroki mające na celu wybór odpowiedniego detektora do diagnostyki PHA na kolejne lata eksperymentów na W7-X. W ramach współpracy z Instytutem Maxa Plancka w Greifswaldzie, dokonano zakupu trzech detektorów dryftowych (SDD), które wyposażone są w nieskoszumowe przedwzmacniacze typu ASIC. Równolegle, w IFPiLM trwały prace projektowe dotyczące nowego schematu połączeń na flanszy PHA: zaprojektowanie efektywnego systemu dyssypacji ciepła z układu, przyłącza, wykonanie modernizacji komponentu ‘detector box’, który docelowo ma

zawierać nie tylko zasilacze detektorów, ale również cały cyfrowy analizator amplitud. Pozwoli to na pełne wykorzystanie potencjału nowych detektorów, tzn. pracę w reżimie wysokiej częstości zliczeń przy jednoczesnym niskim poziomie szumów. Na rysunku 1.1.24 przedstawiono rysunek techniczny zaprojektowanego schematu połączeń na flanszy oraz punkty montażowe nowych detektorów wraz z elementami odprowadzającymi ciepło z układu.



Rysunek 1.1.24. Schemat nowych połączeń i punktów montażowych na flanszy diagnostyki PHA

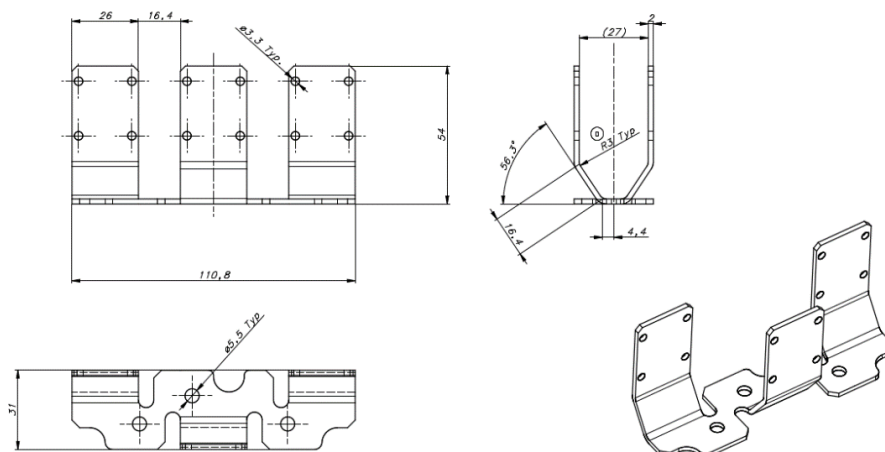
Dodatkowo, na Rys. 1.1.25 przedstawiono projekt nowego sposobu odprowadzania ciepła z układu: użyto termoprzewodzących podkładek z folii indowej oraz zamocowano termistor do odczytu temperatury.

W celu właściwego wykonania nowych elementów, zaprojektowano również model 3-wymiarowy flanszy z nowymi detektorami oraz koniecznym przepustami próżniowymi i okablowaniem. Model jest przedstawiony na rysunku 1.1.26.

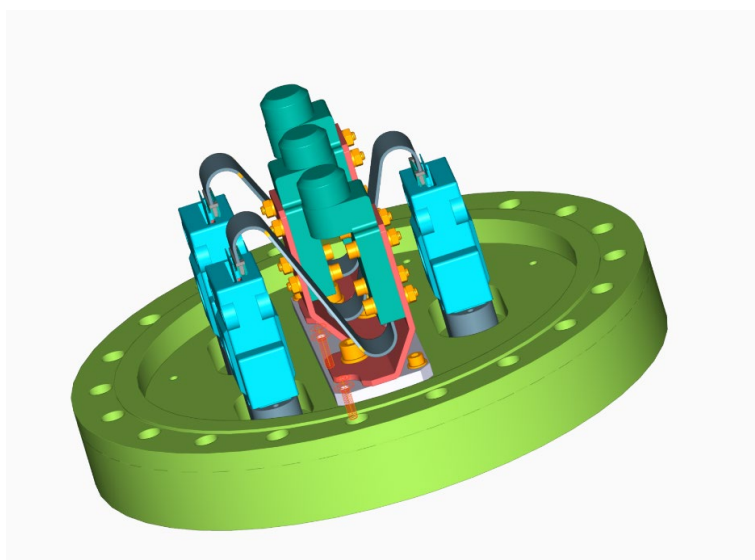
Przetestowano również optymalne parametry pracy cyfrowego analizatora amplitud, tak aby dostosować je do możliwości akwizycji i reżimu pracy nowych detektorów. Konieczne było także zaprojektowanie i wykonanie przez zespół IFPiLM nowych zasilaczy do całego układu (inny układ napięć i regulacji). Zaimplementowano również zmiany w oprogramowaniu diagnostyki PHA (program napisany i rozwijany w IFPiLM – PHAControlManager.exe), które dotyczyły parametrów nowych detektorów, uruchomienia nowych zasilaczy. Finalnie przetestowano jeden z nowo zakupionych detektorów wraz z cyfrowym analizatorem amplitud oraz zmodernizowanym oprogramowaniem. Wykonana flansa wraz z zamocowanym jednym z nowych detektorów jest przedstawiona na rysunku 1.1.27.

W celu przetestowania nowego układu (połączenia, system zasilania, praca detektora, konstrukcja etc.) zaprojektowano i wykonano w IFPiLM stanowisko testowe do przeprowadzenia kalibracji detektora oraz symulacji pracy takiej, jaka ma miejsce na stellaratorze W7-X (próżnia co najmniej 10^{-5} mb, również aby uniknąć wyładowania jarzeniowego). W tym celu przygotowano przepusty próżniowe, pompę próżni wstępnej i pompę turbomolekularną, kontrolery próżni niskiej i wysokiej, komorę, lampę rentgenowską oraz podajnik źródła kalibracyjnego. Stanowisko testowe jest przedstawione na rysunku 1.1.28 (jeszcze przed montażem flanszy PHA).

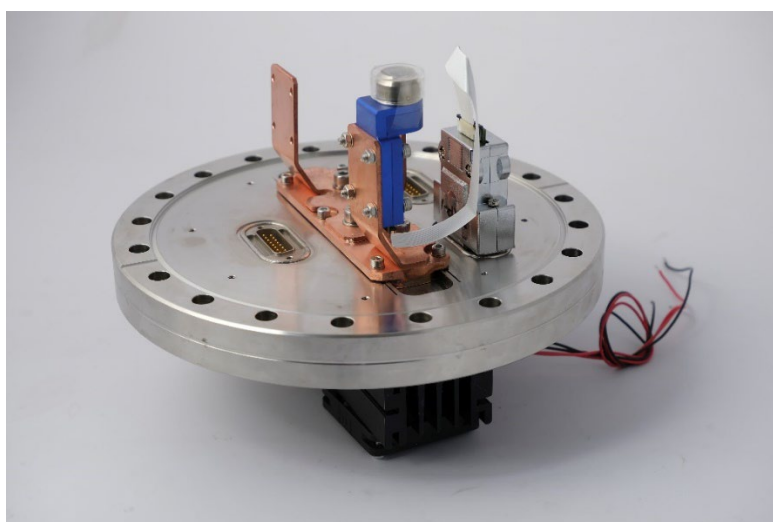
Przeprowadzono ogromną liczbę testów z nowym detektorem: od oszacowania energetycznej zdolności rozdzielczej, efektywnej pracy w reżimie wysokiej częstości zliczeń, kalibracji ze źródłem Fe, stosunek sygnału do szumu, transmisja dla wysokich i niskich energii, jak również ustalenie najbardziej optymalnych parametrów pracy cyfrowego analizatora amplitud.



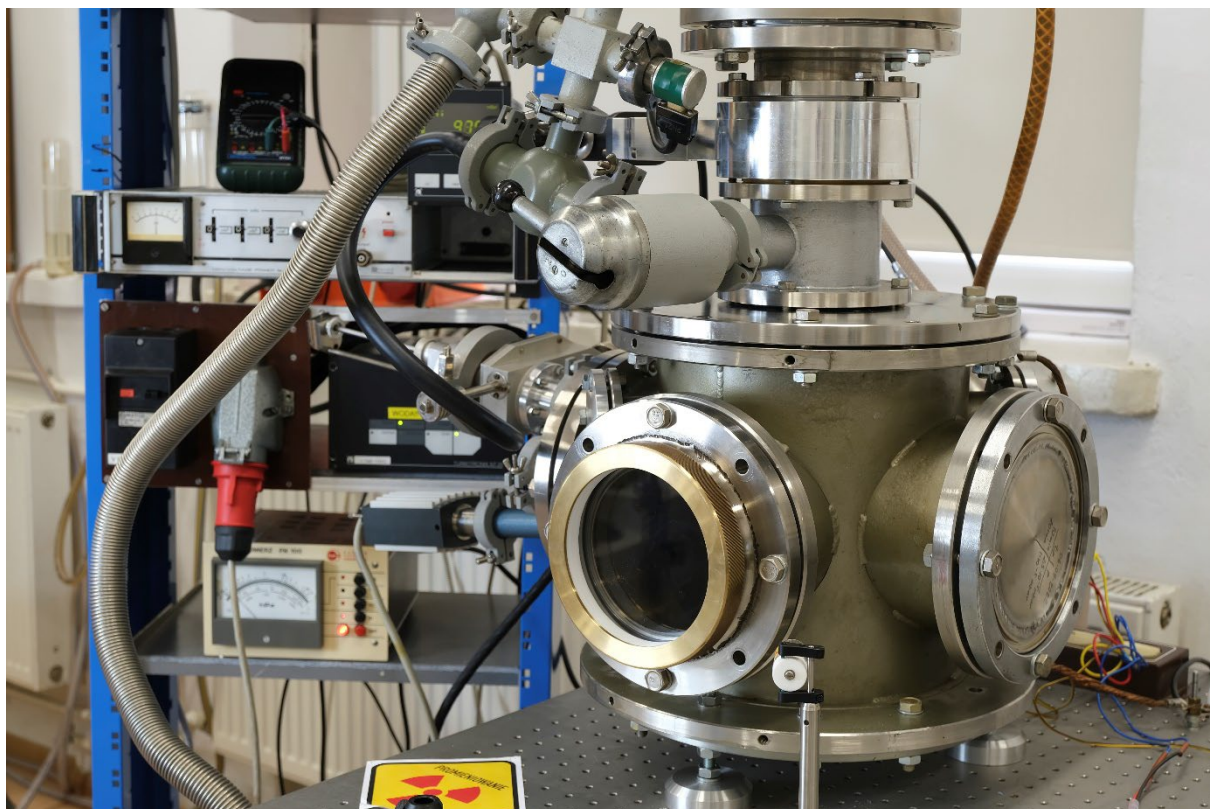
Rysunek 1.1.25. Rysunek techniczny nowego systemu odprowadzania ciepła z układu detektorów



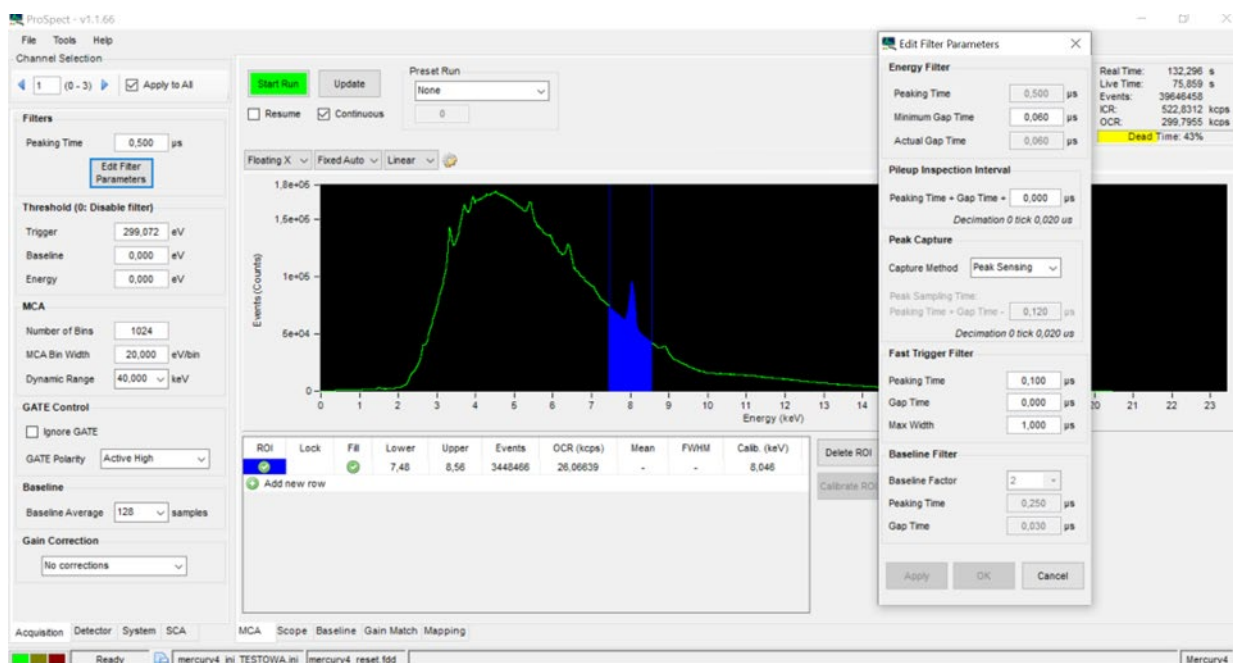
Rysunek 1.1.26. 3-wymiarowy model flanszy diagnostyki PHA zaprojektowany dla nowych detektorów SDD



Rysunek 1.1.27. Flansza diagnostyki PHA wraz z nowymi mocowaniami, systemem odprowadzania ciepła oraz zamontowanym nowym detektorem SDD i przepustem próżniowym oraz radiatorem



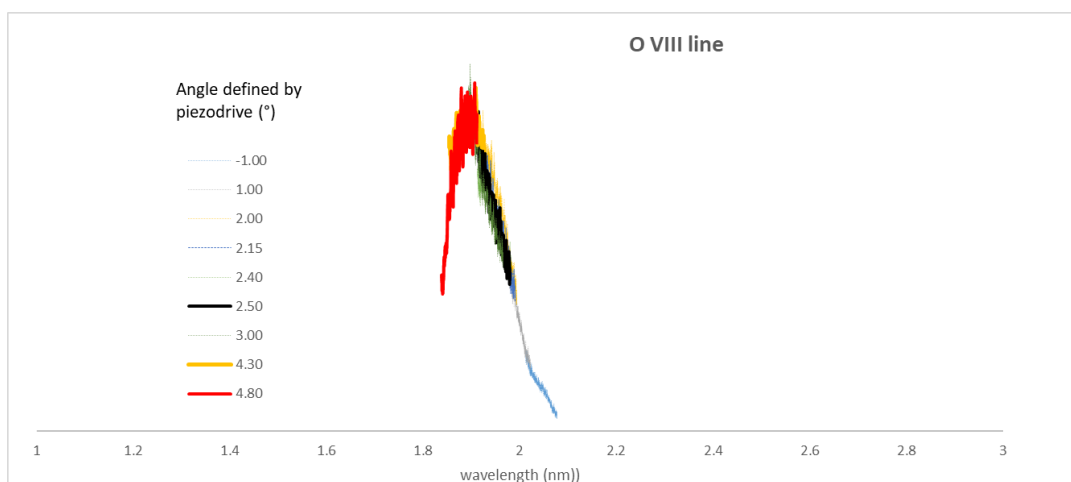
Rysunek 1.1.28. Stanowisko testowe diagnostyki PHA do kalibracji detektorów oraz testów próżniowych zmodernizowanej flanszy i układu



Rysunek 1.1.29. Przykładowe widmo uzyskane w wyniku akwizycji z lampą rentgenowską z miedzianą katodą

W efekcie sprawdzono, że nowy detektor może pracować przy parametrze peaking time 10 razy krótszym niż jego poprzednik, nawet w reżimie wysokiej częstości zliczeń (co ma istotne znaczenie w trakcie wyładowania plazmowego na stellaratorze W7-X). Jednocześnie statystyka liczby zliczeń w pojedynczej akwizycji (w przypadku diagnostyki PHA to 50-100 ms) wzrosła co najmniej 4-6 krotnie, w zależności od intensywności promieniowania. Przykładowe widmo zarejestrowane przez nowy detektor jest przedstawione na rysunku 1.1.29.

Ze względu na unikalną konstrukcję urządzenia diagnostycznego C/O monitor nie istniała możliwość przeprowadzenia pełnoprawnych testów oraz regulacji optycznych podzespołów układu w warunkach laboratoryjnych. Krok ten wymagał zastosowania szerokiego źródła promieniowania XUV, dlatego też te procedury musiały być przeprowadzone podczas uruchamiania systemu na układzie fizycznym Wendelstein 7-X. Wraz z zarejestrowaniem pierwszych widm – jednym z pierwszych kroków było znalezienie optymalnych ustawień detektora, takich jak tryb pracy (wybrano tryb „burst”), liczba linii dla binningu (16 wierszy), czy zdefiniowanie i ustawienie połączenia z zewnętrznym systemem wyzwalania (moduł ITTE) oraz zdefiniowanie jego parametrów. Równie istotnym czynnikiem było poprawne ustawienie pozycji elementów dyspersyjnych, które początkowo ustawione zostały w laboratorium na podstawie obliczonego kąta. W celu jak najbardziej optymalnego ustawienia pozycji kryształów przeprowadzono szereg pomiarów mających na celu uzyskanie pożądanego obszaru obserwowanej linii spektralnej (zarówno dla kanału węgla jak i tlenu). Przeprowadzone pomiary pokazały, że detektor rejestruje jedynie część profilu linii, zaś odpowiednia adjustacja kąta pozwala obserwować szczyt linii i fragment jej skrzydeł. Niniejsze działania pozwoliły określić najbardziej optymalną pozycję kątową napędów piezoelektrycznych, a w konsekwencji długość fali centralnej i jej zakres. Wykres przedstawiający testowane położenia elementu dyspersyjnego dla linii tlenu przedstawiono poniżej na rys 1.1.30.:



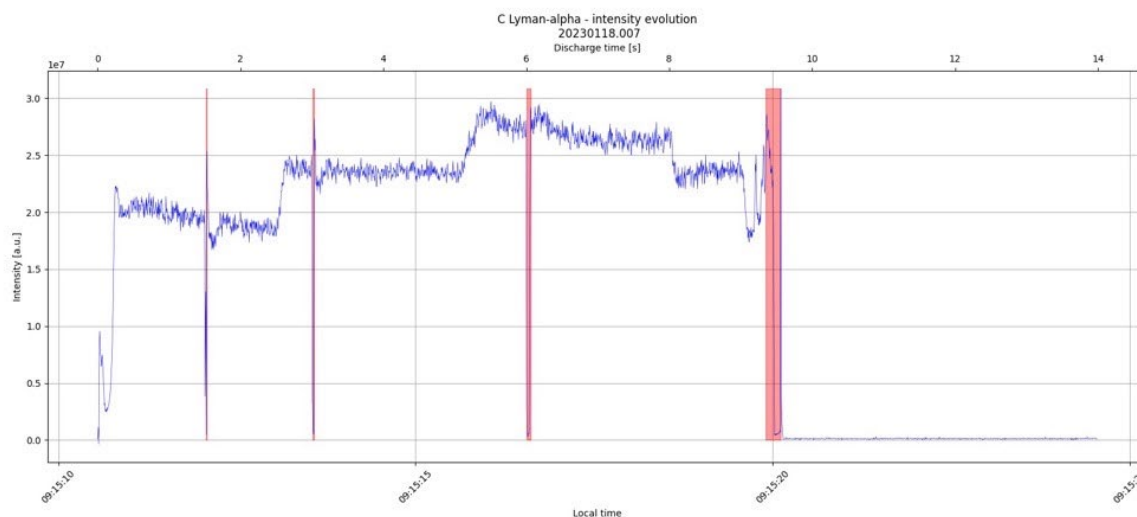
Rys. 1.1.30. Przykład widm zarejestrowanych przy zastosowaniu różnych ustawień obrotowego napędu piezoelektrycznego (intensywności zostały dostosowane do odtworzenia profilu linii widmowej)

Na podstawie intensywności promieniowania zarejestrowanej w różnych eksperymentach można określić optymalną wysokość wejściowej przesłony danego kanału. Przesłona jest regulowana za pomocą zdalnie sterowanego napędu piezoelektrycznego. Wszystkie kroki mające na celu regulację elementów optycznych spektrometru zakończono 9 lutego 2023 r.

Rozwój narzędzi informatycznych

W roku 2023 rozpoczęto serię prac związanych z rozwojem oprogramowania dla systemu diagnostycznego C/O monitor. Pierwszym celem było stworzenie oprogramowania do automatycznego przetwarzania danych pomiarowych z plików binarnych na pliki tekstowe. Ta funkcjonalność umożliwia szybki podgląd danych za pomocą dedykowanego oprogramowania, ułatwiając określenie zmierzonej intensywności linii przy przeprowadzaniu odejmowania tła (rys. 1.1.31.). Kod jest również zaprogramowany do oceny, czy kamery były nasycone podczas rozładowania, co przyspiesza identyfikację nieistotnych danych, które następnie są wykluczane z dalszej analizy.

Zdecydowano, że intensywność linii zostanie określona przez odjęcie tła zdefiniowanego przez daną grupę punktów a następnie scałkowanie krzywej za pomocą metody Simpsona. Procedura ta nie generuje pełnej intensywności linii widmowej, lecz wartość do niej proporcjonalną (przy założeniu, że kształt linii pozostaje niezmienny) – rys. 1.1.32. Ponieważ system nie jest skalibrowany wartość tę można uznać za reprezentatywną dla intensywności linii.



Rys. 1.1.31. Przykład wyznaczonej ewolucji czasowej sygnału C/O monitor dla wyładowania 20230118.007 wraz z zaznaczonymi obszarami (kolorem czerwonym), w których sygnał detektora uległ nasyceniu

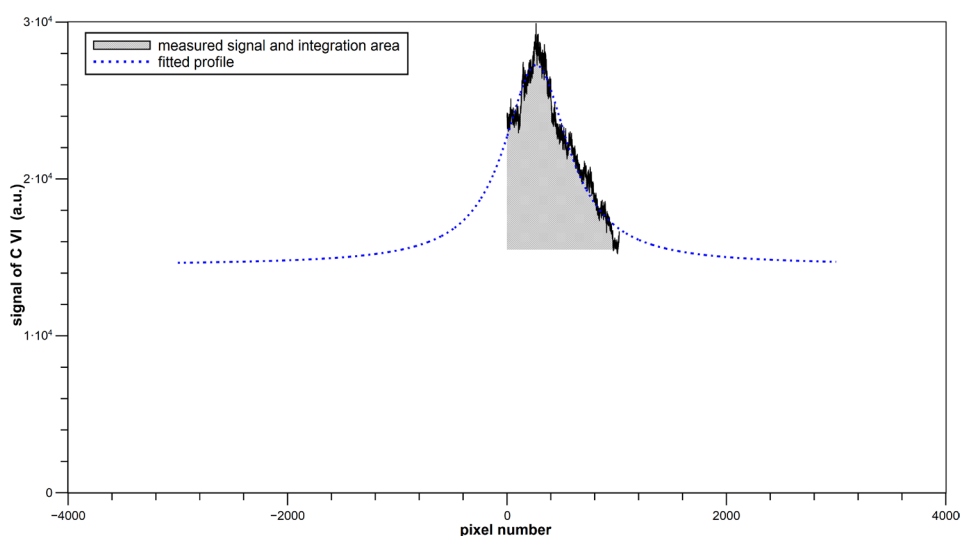
Dodatkowo opracowano kod do synchronizacji danych pomiarowych z wyzwalaczami (opartymi na czasie UTC) z systemu Wendelstein 7-X. W kampanii eksperymentalnej OP2.1 monitor C/O był wyzwalany przez system W7-X. Jednak na tym etapie system nie był w pełni zintegrowany z systemem synchronizacji W7-X, dlatego nie zawierał szczegółów dotyczących dokładnych znaczników czasowych dla wszystkich zmierzonych ram czasowych. Problem ten musiał zostać rozwiązany numerycznie i ręcznie. W trakcie pomiarów zgromadzone dane były przechowywane w pamięci urządzenia. Po zakończeniu pomiarów dla określonej liczby ramek czasowych zapisane informacje mogły być przeniesione z bufora urządzenia do pamięci komputera. Jednak te dane nie zawierały informacji o znacznikach czasowych, a synchronizacja opierała się wyłącznie na nazwie pliku generowanej podczas procedury zapisywania danych w systemie Windows, która reprezentowała czas zapisywania pliku w systemie. Dlatego jedyną opcją skorelowania danych z konkretnym punktem w czasie była nazwa pliku. Ze względu na rozmiar zgromadzonych danych, ten czas zazwyczaj miał przesunięcie o kilkaset milisekund, co było znacznie za długie, biorąc pod uwagę rozdzielczość czasową urządzenia wynoszącą około 5 ms. Problem ten można było rozwiązać, synchronizując pierwszy znacznik czasowy z triggerem inicjującym T1, co w takich przypadkach skutkowało skuteczną synchronizacją. Jednak problem pojawił się, gdy wyładowanie było zbyt długie aby je zmierzyć w jednym podejściu, co prowadziło do przeciążenia pamięci buforowej (aktualne doświadczenia pokazują, że maksymalny czas trwania wyładowania, który można było zarejestrować, wynosił około 200 s). W rezultacie tylko pierwsza ramka czasowa mogła być dokładnie zsynchronizowana, podczas gdy dla dłuższych wyładowań podzielonych na kilka części problem dotyczył drugiej i każdej kolejnej części/pliku. Jedynym punktem odniesienia był czas zapisu w systemie Windows, który mógł wynosić od kilku setnych milisekund do kilku sekund, w zależności od rozmiaru danych zgromadzonych w buforze urządzenia. Efektywnie uniemożliwiało to poprawną synchronizację niektórych plików danych z czasem UTC. Na rysunku 1.1.33 przedstawiono przykład jednego z najdłuższych wyładowań, w których zastosowano opracowaną metodę synchronizacji oraz łączenia ramek czasowych w całość.

W rezultacie nie wszystkie dostępne dane uzyskane do tej pory zostały w pełni dokładnie zsynchronizowane. Niemniej jednak, ponieważ w trakcie trwania kampanii eksperymentalnej OP2.1, zdecydowana większość przeprowadzonych eksperymentów trwała krócej niż 200s, problem ten dotyczy tylko kilku wyładowań, co ułatwia jego rozwiązanie poprzez ręczną synchronizację.

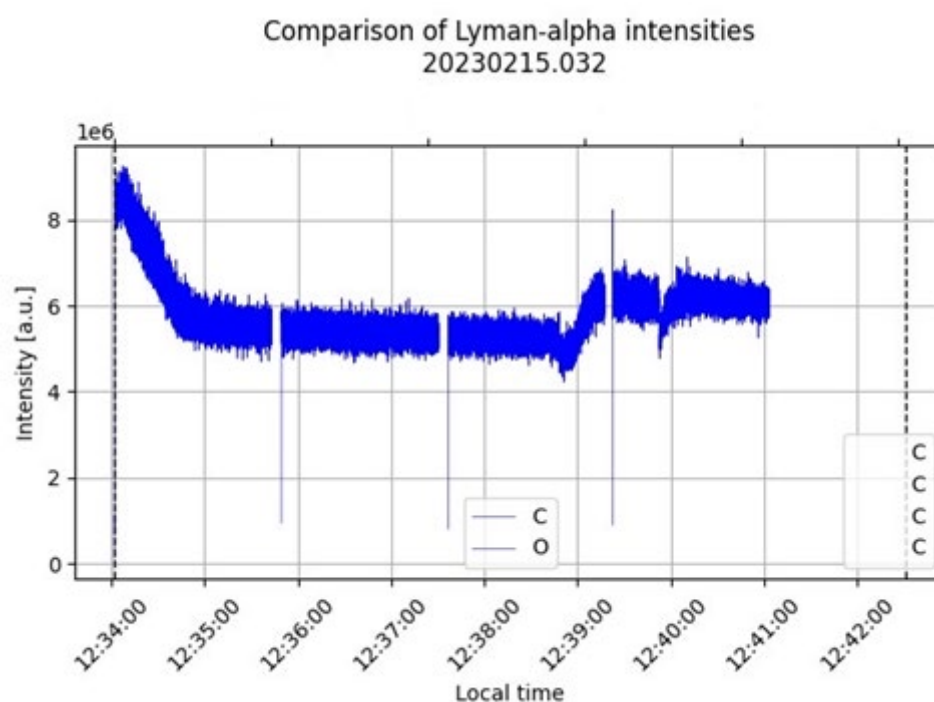
Aby rozwiązać ten problem, planuje się zintegrowanie systemu z systemem GeRI (Generic Resource Interface), który zajmie się problemami wyzwania i synchronizacji czasowej wszystkich zmierzonych ramek czasowych. Ponadto będzie obsługiwać automatyczne przesyłanie danych do bazy danych archiwalnej W7-X. Ten proces integracji rozpoczął się w listopadzie 2023 roku i będzie kontynuowany w 2024 roku.

W ramach zadań przeprowadzonych w 2023 roku rozpoczęto prace nad opracowaniem dedykowanego oprogramowania do sterowania systemem w warunkach eksperymentalnych. Prace z tym związane, wraz z integracją z systemem GeRI, będą kontynuowane w 2024 roku.

Ostatnim, lecz nie mniej ważnym, elementem podczas kampanii eksperymentalnej było ustanowienie procedur operacyjnych dla systemu, a szczegółowy krok po kroku opis procedury został przedstawiony w manualu operacyjnym dla C/O monitora.



Rys. 1.1.32. Przykład obszaru całkowania, który jest uważany za intensywność linii



Rys. 1.1.33. Przykład łączenia zarejestrowanych przedziałów czasowych sygnału C/O monitora z zastosowaniem opisanej powyżej procedury

1.2. Rozwój diagnostyki promieniowania rentgenowskiego dla reaktora DEMO

Wstęp

W roku 2023 zespół naukowców z IFPiLM kontynuował prace nad dalszym rozwojem diagnostyki do pomiaru mocy promieniowania (Prad) i miękkiego promieniowania rentgenowskiego (SXR) w plazmie centralnej, która będzie wykorzystywana do kontroli plazmy (monitorowanie utraty mocy przez separatryse) zgodnie z wymaganiami kontroli elektrowni DEMO. Działanie tego systemu diagnostycznego można również wykorzystać do uzyskania profili zanieczyszczeń plazmy materiałami o wysokim Z, modów i lokalizacji MHD (z ang. *MagnetoHydroDynamics*), określenia pozycji i kształtu plazmy. Celem pomiaru systemu jest uzyskanie informacji o profilu emisji plazmy oraz, po inwersji tomograficznej, lokalnej emisyjności w celu określenia emitowanej mocy. Ogólnym celem jest utrzymanie mocy przez powierzchnię separatrysy na wymaganym poziomie, aby utrzymać działanie DEMO w trybie H.

W 2023 r. prace miały na celu dalszy rozwój systemu detekcji opartego na technologii mnożnika elektronów gazowych (GEM). W ubiegłym roku główne wysiłki grupy koncentrowały się na ocenie dokładności pomiaru, dalszym badaniu wymagań systemowych, na dalszym rozwoju koncepcji diagnostycznej i modelu CAD. W tym kontekście przeprowadzono przygotowanie kodów cyfrowych dla wymaganego modelowania promieniowania. Introspektywnie dokonano oceny dokładności przewidywanego pomiaru mocy promieniowania rejestrowanego przez system. Zadanie to zostało wykonane dla wstępnej koncepcji komory gazowej, pozwalając na uzyskanie pierwszych szacunków i opracowanie procedury obliczeniowej. Przeanalizowano m.in. rekonstrukcję tomograficzną dla różnych średnic kolimatora i ich wpływ na dokładność rekonstrukcji. Kontynuowano również określenie wpływu pola magnetycznego na odchylenie pozycji sygnału elektrycznego. W tym roku obliczenia zostały przeprowadzone dla rozważanych grubszych folii THGEM (z ang. *Thick-GEM*, *THGEM*). Kontynuując rozpoczęte w 2022 roku obliczenia obciążenia termicznego, wyznaczono obciążenie termiczne za pomocą pakietu ANSYS Fluent w lokalizacji detektora. Badania miały również na celu określenie materiałów zdolnych do ekranowania wrażliwych na neutrony elementów diagnostycznych. W odniesieniu do projektu mechanicznego diagnostyki, prace dotyczyły również określenia grubości i struktury okna berylowego pomiędzy zbiornikiem próżniowym tokamaka a komorą diagnostyczną.

Osiągnięcia badawcze

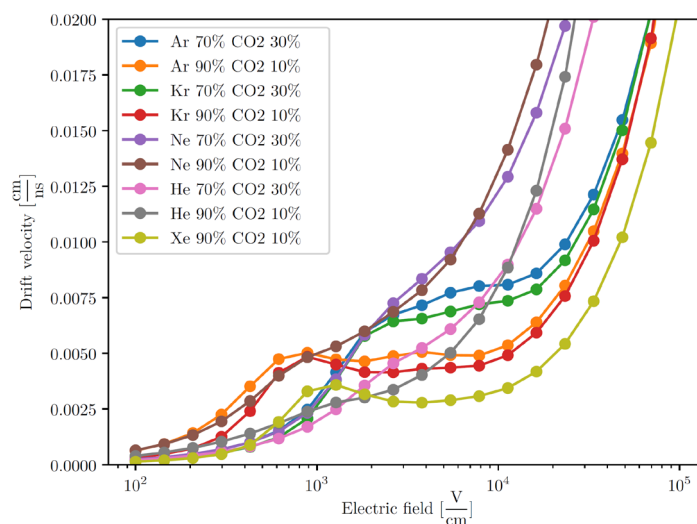
Koncepcja komory gazowej

W ciągu roku podjęto dalsze próby przygotowania akceptowalnej, z punktu widzenia wymagań diagnostycznych, konfiguracji komory gazowej detektora dla DEMO Prad. Rozwój koncepcji wymagał dodatkowych danych do wyboru gazu roboczego detektora, a także przygotowania nowej koncepcji filtrów promieniowania padającego.

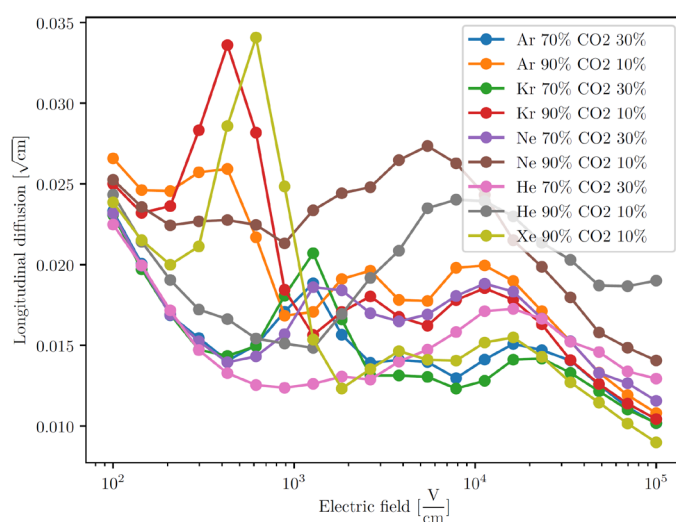
Parametry mieszaniny gazów

Magboltz został użyty poprzez interfejs w Garfield++ do wygenerowania tabel gazowych dla różnych mieszanek gazowych. Rysunki 2.1-2.6 przedstawiają różne parametry wyładowania w funkcji pola elektrycznego.

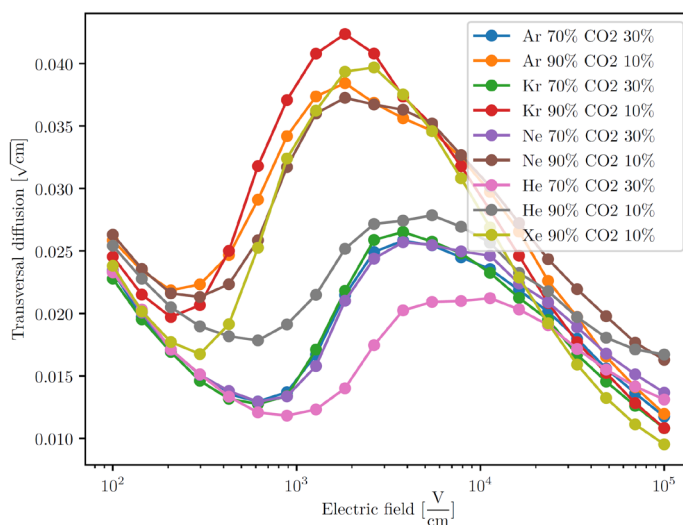
Uzyskane dane pozwoliły na dokonanie ostatecznego wyboru głównego składnika mieszaniny gazów, a także natężenia pola elektrycznego dla folii GEM oraz transferów pomiędzy nimi. Biorąc pod uwagę duże odległości dla jonów gazu, duży obszar konwersji, należy wybrać lżejsze gazy, aby spróbować skrócić czas dryfu jonów i przyspieszyć działanie detektora lub przynajmniej spróbować uruchomić go jak najdalej od granic nasycenia. Kwestia ta powinna być również poruszona przy wyborze długości obszaru konwersji, który jest określony przez średnicę kolimatora. Uzyskane dane pozwalają również określić optymalne wartości pola elektrycznego (ok. 3 kV/cm) przy maksymalnej prędkości dryfu i dyfuzji poprzecznej, co może pomóc w rozszerzeniu lawiny i zmniejszeniu lokalnej koncentracji elektronów. To ostatnie może przeciwdziałać rozwojowi przebicia w gazie przy wysokiej koncentracji ładunków w lawinie. Rozszerzenie lawiny nie powinno jednak zmniejszyć rozdzielczości energetycznej, ponieważ dodane odległości są bardzo małe, rzędu submilimetrów.



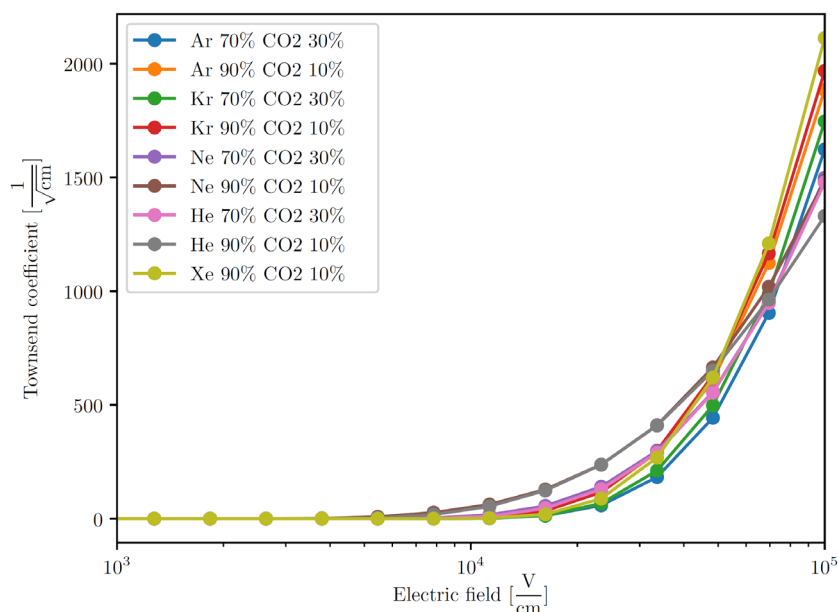
Rysunek 1.2.1. Prędkość dryfu elektronów w funkcji przyłożonego pola elektrycznego dla różnych mieszanin gazów.



Rysunek 1.2.2. Współczynnik dyfuzji wzdłużnej w funkcji przyłożonego pola elektrycznego dla różnych mieszanin gazów



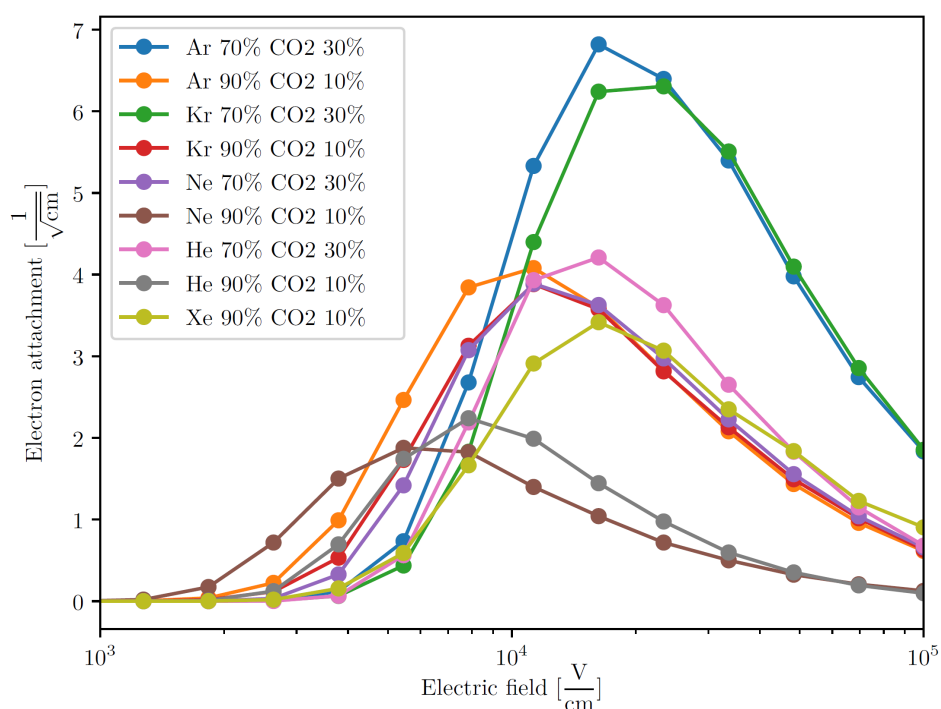
Rysunek 1.2.3. Poprzeczny współczynnik dyfuzji w funkcji przyłożonego pola elektrycznego dla różnych mieszanin gazów



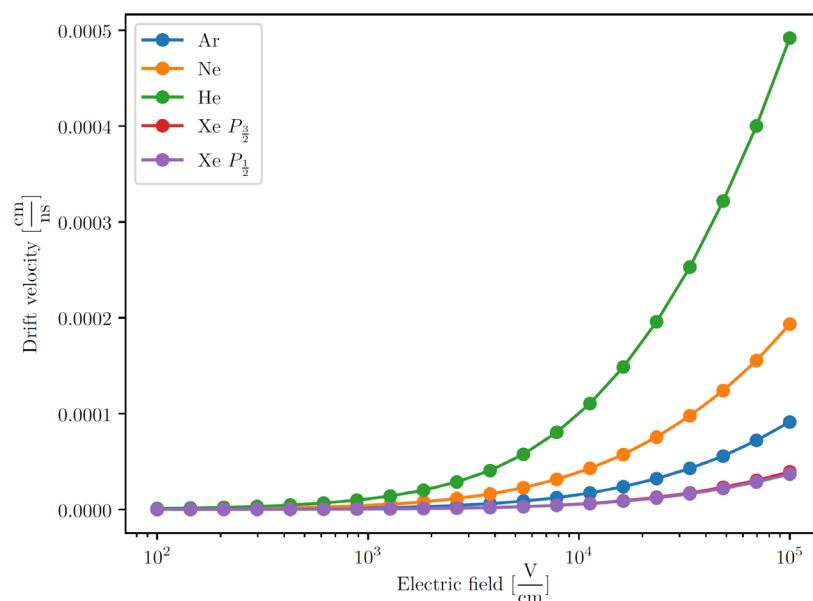
Rysunek 1.2.4. Współczynnik Townsenda w funkcji przyłożonego pola elektrycznego dla różnych mieszanin gazów

Początkowa jonizacja

Przeprowadzono również symulacje początkowej jonizacji w gazie, aby pomóc w określeniu gazów, na których można oprzeć koncepcję komory gazowej dla diagnostyki Prad (z ang. *Radiated Power*). Konieczne było określenie odległości, na jakie elektrony pierwotne rozchodzą się z miejsca jonizacji podczas termalizacji w gazie. Szczególnie ważne było uwzględnienie tych procesów w odniesieniu do elektronów powstających podczas fluorescencji, ponieważ w ten sposób część energii z początkowego fotonu może być transportowana na dość duże odległości. W zależności od tej odległości, energia zdeponowana w gazie będzie uważana za proces zależny lub niezależny w odniesieniu do głównego procesu absorpcji fotonów.

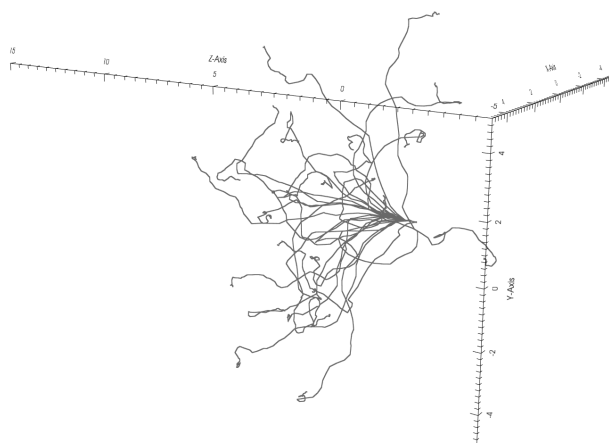


Rysunek 1.2.5. Współczynnik przyłączenia elektronów w funkcji przyłożonego pola elektrycznego dla różnych mieszanin gazów



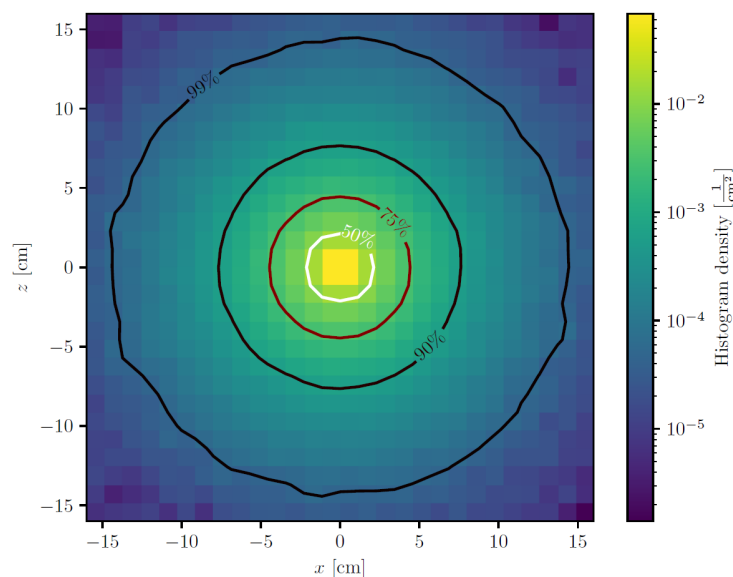
Rysunek 1.2.6. Prędkość dryfu jonów w funkcji przyłożonego pola elektrycznego dla różnych jonów gazów szlachetnych

Skorzystano z oprogramowania Heed, które symuluje jonizację pierwotną w gazach poprzez termalizację szybkich elektronów pierwotnych, emisję Augera i fluorescencję. Fotony fluorescencyjne są emitowane równomiernie we wszystkich kierunkach i w zależności od ich energii mogą mieć wystarczająco duży zasięg, aby generować rozłączne kaskady. Zasięg szybkich elektronów pierwotnych zależy od energii przychodzącego fotonu rentgenowskiego i dla energii większych niż 20 keV może być znaczny - rzędu milimetrów. Rysunek 1.2.7 przedstawia ślady elektronów delta utworzone przez szybkie elektrony wybite w procesie fotojonizacji fotonami o energii 100 keV.



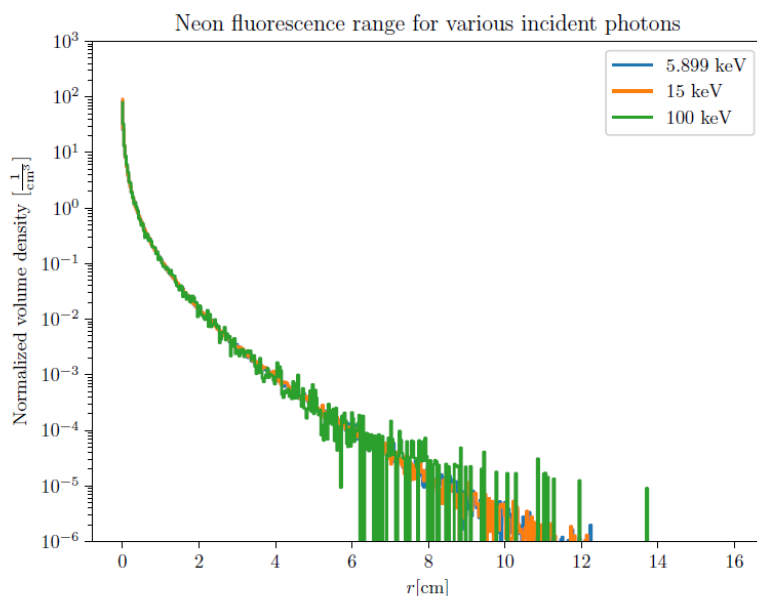
Rysunek 1.2.7. Elektrony delta generowane przez Heed z 300 fotonów o energii 100 keV w mieszaninie 70% Ar - 30% CO₂ pod ciśnieniem atmosferycznym i w jednorodnym polu 100 V/cm. Szybkie elektrony pierwotne mają w tych warunkach zasięg wielu milimetrów, co sprzyja powstawaniu chaotycznych kaskad i możliwej ucieczce elektronów pierwotnych do różnych obszarów detektora

Aby pomóc w projektowaniu diagnostyki, zakres fotonów fluorescencji i elektronów pierwotnych musi być określony ilościowo dla wielu gazów w różnych warunkach. Przykładowy rozkład elektronów z fotonów fluorescencji przedstawiono na Rysunek 1.2.8. Należy zauważyć, że rozkład elektronów wtórnych jest symetryczny również w płaszczyźnie XZ. Wynika to z faktu, że fluorescencja jest procesem izotropowym. Gdy początkowy foton jest absorbowany, wzbudzony atom może generować emisję fluorescencji równomiernie pod kątem 4pi.



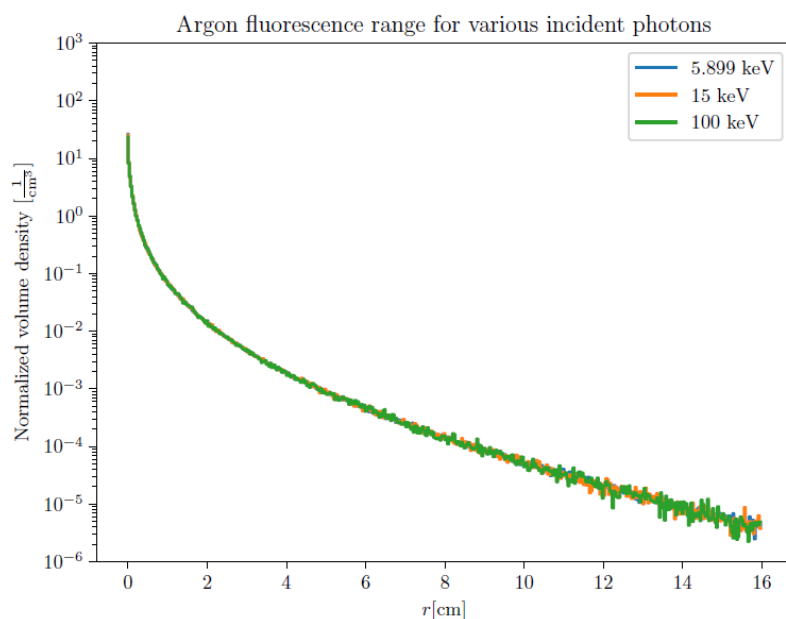
Rysunek 1.2.8. Rozkład elektronów wtórnych z fotonów fluorescencyjnych generowanych przez fotony 5,899 keV poruszające się wzdłuż osi z w mieszaninie 70% Ar - 30% CO₂ pod ciśnieniem atmosferycznym i w jednorodnym polu 100 V/cm. Kontury obrysowują obszary zawierające dane frakcje elektronów

Mogą być emitowane różne fotony fluorescencyjne w zależności od energii padającego fotonu, co można zobaczyć na Rysunkach 1.2.9-2.10 na przykładzie Ne oraz Ar.

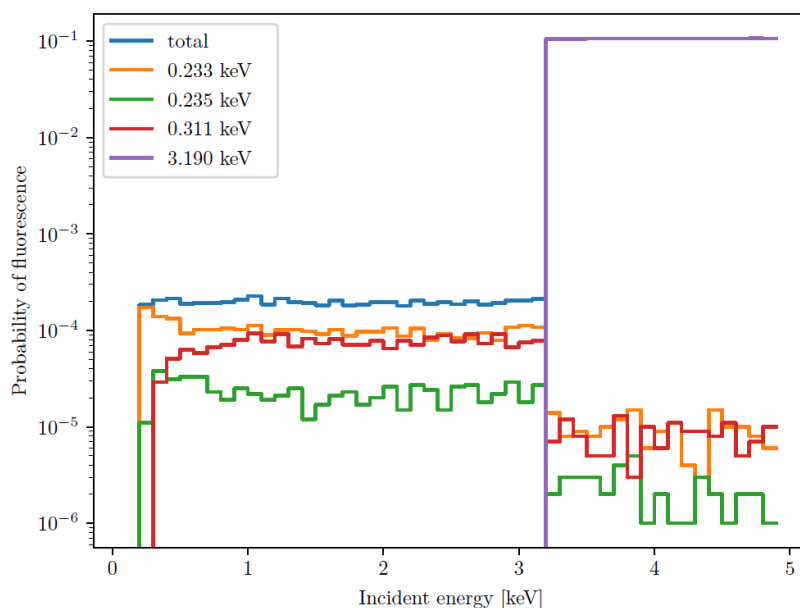


Rysunek 1.2.9. Rozkład elektronów z fluorescencji neonu dla różnych energii padających fotonów w 1 atm. Rozkłady są podobne, ponieważ neon fluoryzuje przy energii 0,85 keV, niższej niż dostarczane energie

Widma fluorescencji składają się z kilku dyskretnych poziomów energetycznych. Biorąc pod uwagę rozkład jonizacji od fotonów o tych energiach i prawdopodobieństwo fluorescencji dla różnych energii padającego promieniowania rentgenowskiego, możemy scharakteryzować rozkład jonizacji fluorescencji w całym zakresie energii padającego promieniowania. Rysunki 1.2.11-2.12 pokazują prawdopodobieństwo fluorescencji danego fotonu w funkcji energii padającego promieniowania rentgenowskiego na przykładzie argonu i neonu przy ciśnieniu 1 bar. Neon fluoryzuje tylko fotony o energii 0,849 keV z prawdopodobieństwem około $1,7 \cdot 10^{-2}$ powyżej poziomu 0,849 keV.



Rysunek 1.2.10. Rozkład elektronów z fluorescencji argonu dla różnych energii padających fotonów w 1 atm. Rozkłady są podobne, ponieważ promieniowanie rentgenowskie argonu ma energie niższe od energii padających fotonów



Rysunek 1.2.11. Prawdopodobieństwo fluorescencji dla argonu 1 bar wyekstrahowanego z Heed

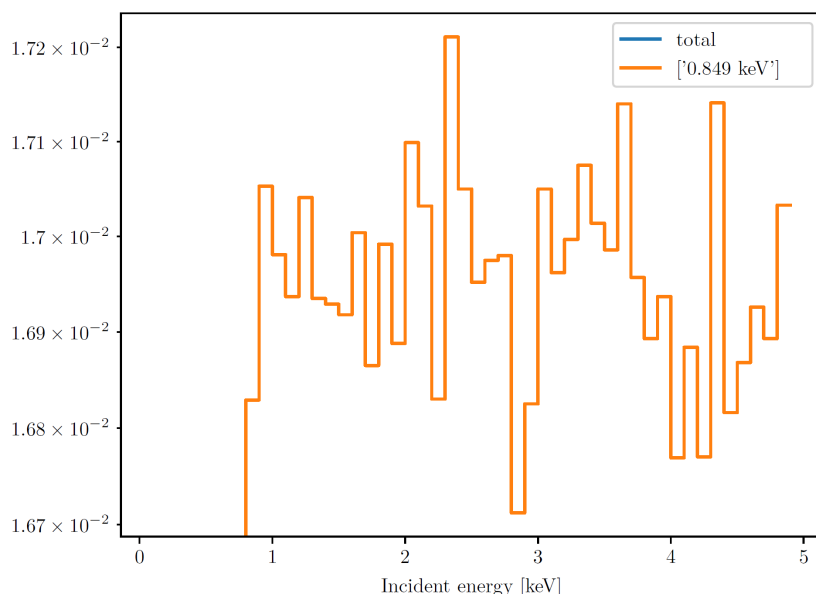
Uzyskane wyniki dla wszystkich gazów szlachetnych skłaniają do stosowania lżejszych gazów, np. neonu i argonu, w celu zmniejszenia liczby fotonów fluorescencyjnych, a tym samym zmniejszenia zaniżenia energii zdeponowanej w gazie z powodu ucieczki części energii na dość duże odległości od początkowego procesu absorpcji. Takie podejście może pomóc w bardziej prawidłowym określeniu zmierzonej mocy promieniowania.

Koncepcja detektora po stronie gazu

W związku z kontynuowaniem prac nad przygotowaniem koncepcji komory gazu dla diagnostyki wykonano obliczenia dla wszystkich gazów szlachetnych oraz ich mieszanin z dwutlenkiem węgla. Przeprowadzono również symulacje dla różnych gazów w celu określenia zależności odległości, po przebyciu której kwant X zostanie zaadsorbowany, od energii w danych warunkach gazowych.

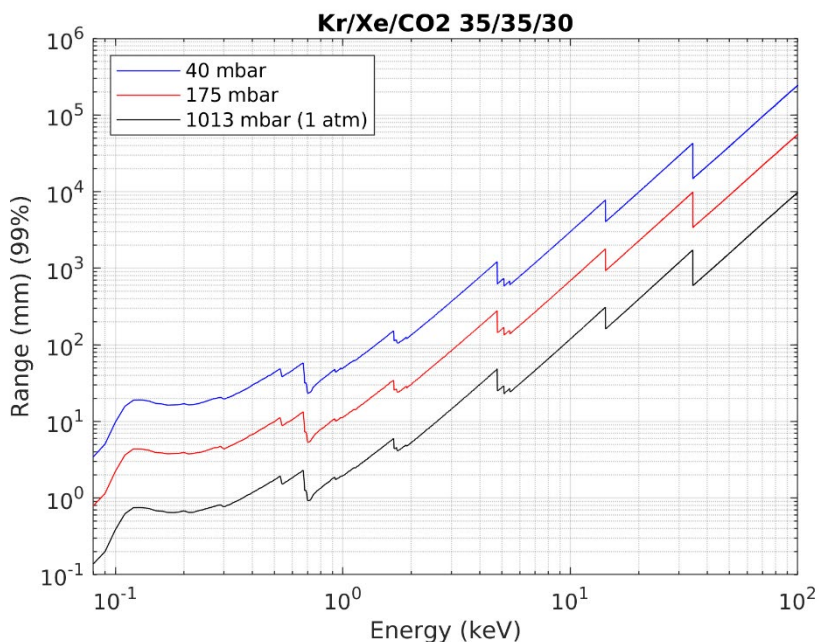
Przeprowadzono symulacje statystyczne w programie Geant4 dla absorpcji promieniowania rentgenowskiego w mieszaninie gazowej z parametrami odpowiadającymi pierwszej i drugiej komorze dwukomorowego detektora

GEM do diagnostyki Prad. Uwzględniono takie parametry jak zasięg, procentowy rozkład efektu interakcji, procentowy udział zjawiska fluorescencji.



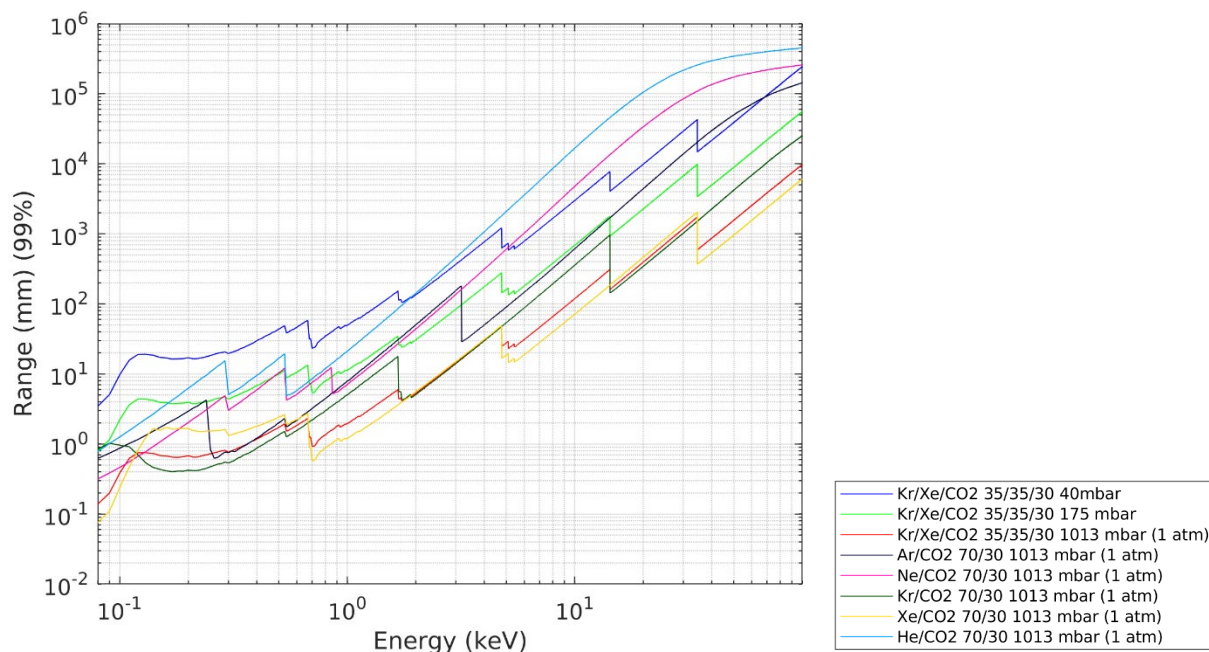
Rysunek 1.2.12. Prawdopodobieństwo fluorescencji dla neonu 1 bar wykstrahowanego z Heed

Na przykład, na rys. 1.2.13 przedstawiono wyniki dla mieszaniny gazów krypton/ksenon rozważanej w 2022 r. i dla wybranych wówczas niskich ciśnień gazu oraz dodatkowo dla ciśnienia 1 bar w obecnej wersji koncepcji. Jak widać dla ciśnienia 1 bar w obszarze najniższej energii, 1-2 keV, zakres osiąga 4-5 mm.



Rysunek 1.2.13. Zakres promieniowania rentgenowskiego w mieszaninie gazów Kr/Xe/CO₂ 35/35/30 i ciśnieniach 40 mbar, 175 mbar i 1 bar, przy których 99% kwantów będzie oddziaływać (zjawisko fotoelektryczne, efekt Comptona, rozpraszanie Rayleigha). Liczba fotonów - 10⁵.

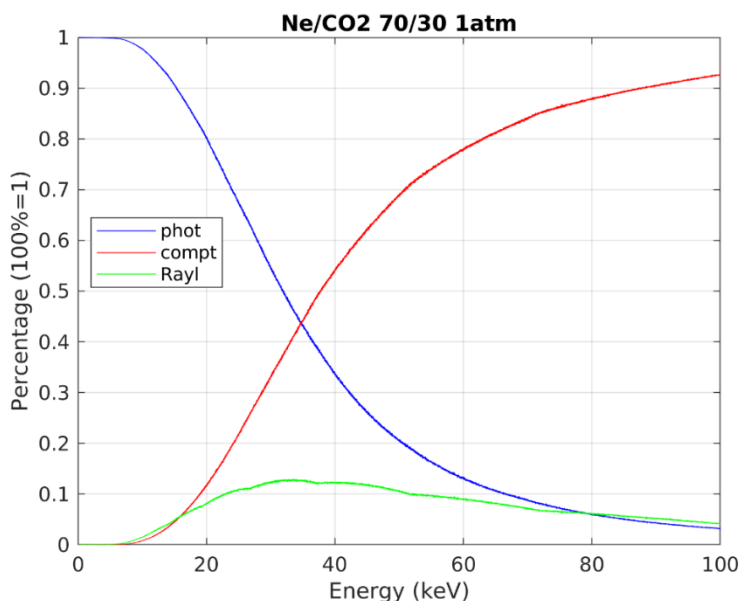
Praktycznie dla całego obszaru energetycznego (powyżej 1 keV zakres przestrzenny przy obu ciśnieniach przekracza 10 mm) potencjalne kwanty fluorescencji rentgenowskiej (o energiach w zakresie 1-6keV) będą w znacznym stopniu rejestrowane przestrzennie jako oddzielne sygnały. Jest to szczególnie niekorzystne dla ciśnienia 40 mbar (wersja 2022, dryft GEM1).



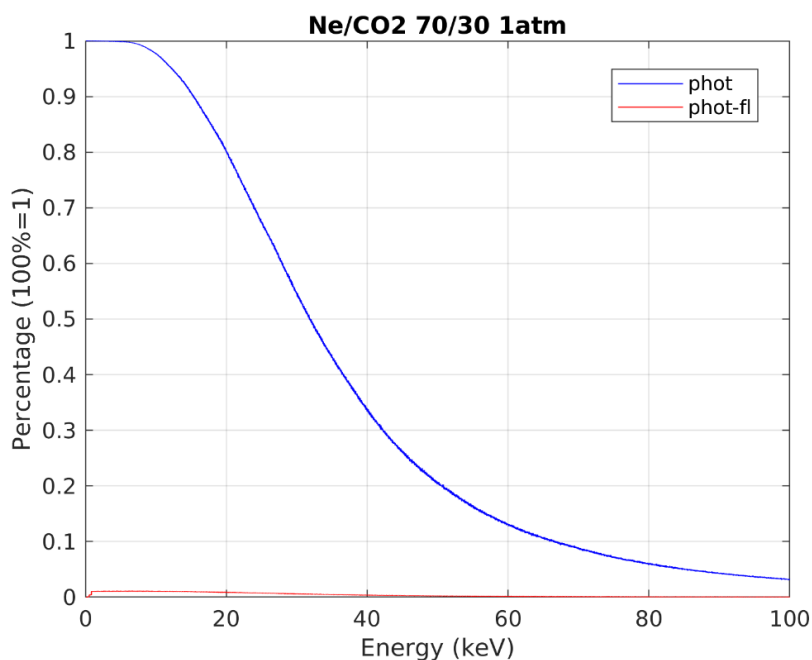
Rysunek 1.2.14. Porównanie zakresów w różnych mieszaninach gazów. Zakres promieniowania rentgenowskiego w różnych mieszaninach gazowych, w którym 99% kwantów będzie oddziaływać (zjawisko fotoelektryczne, efekt Comptona, rozpraszanie Rayleigha). Liczba fotonów - 10^5 .

Dla pozostałych gazów z CO_2 w proporcji 70/30, wyniki przedstawiono na Rys. 1.2.14. Biorąc pod uwagę uzyskane dane, zdecydowano się ukierunkować koncepcję detektora na zakres ciśnień zbliżony do 1 atmosfery, aby zawęzić i skoncentrować sygnał z pojedynczych fotonów w obszarze pojedynczych pikseli odczytu. W przeciwnym razie możliwa jest utrata informacji o fotonach pochodzących z fluorescencji gazu niezależnie od pierwotnego fotonu, który został zaabsorbowany. W przypadku czystych gazów szlachetnych efekt ten został przedstawiony w podrozdziale „Początkowa jonizacja”.

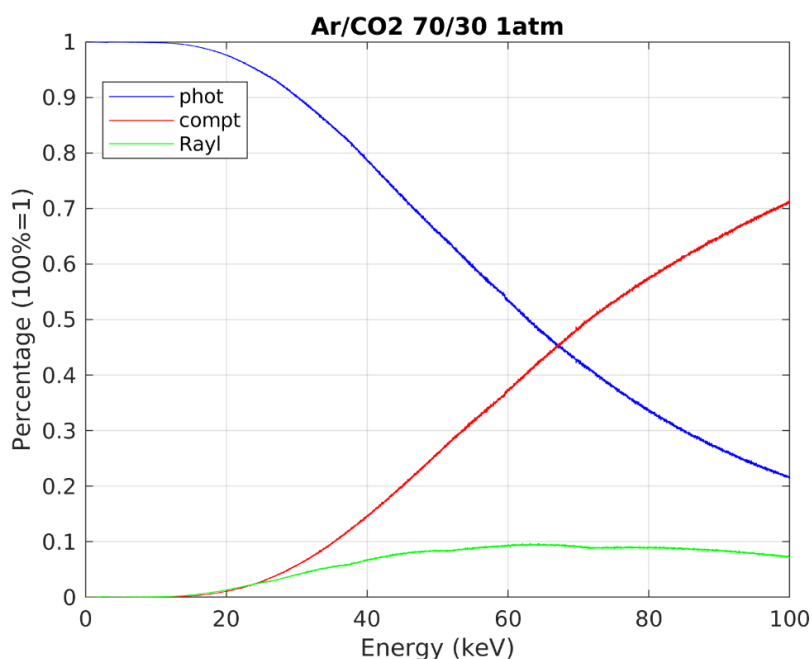
Poniżej na przykładzie mieszanek bazujących na neonie oraz argonie przedstawiono dane dotyczące procentowego udziału wyników różnych rodzajów interakcji promieniowania z gazem. Zależności te zostały obliczone dla wszystkich gazów dla porównania głównych efektów oddziaływania promieniowania z gazem (dla nieskończonej objętości gazu), a także dla procentowego efektu fotoelektrycznego i fluorescencji.



Rysunek 1.2.15. Procentowy udział efektu fotoelektrycznego, rozpraszania Comptona i Rayleigha w funkcji energii dla zastosowanej mieszaniny gazów. Liczba fotonów - 10^5



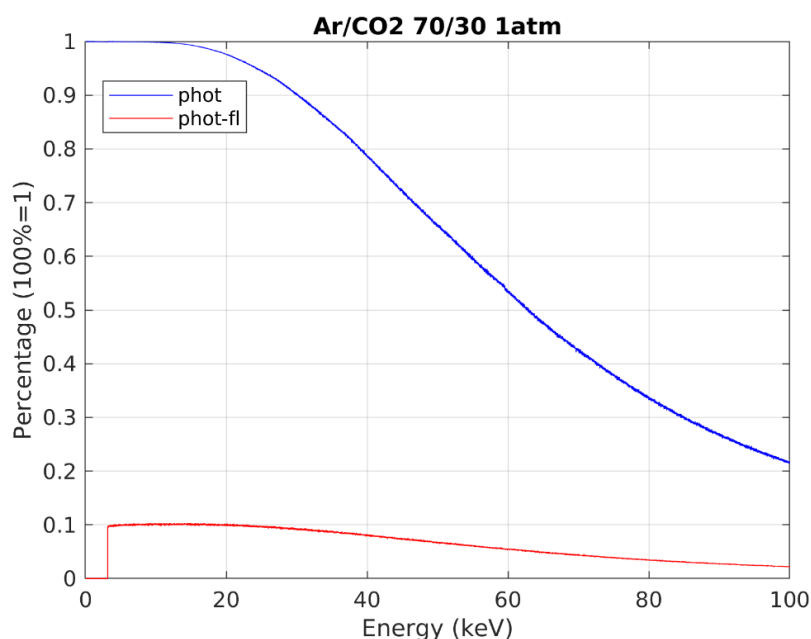
Rysunek 1.2.16. Procent (przy 10^5 padających fotonach) fluorescencji dla efektu fotoelektrycznego. Na niebiesko, procentowe prawdopodobieństwo wystąpienia efektu fotoelektrycznego dla fotonu X o danej energii. Czerwona linia pokazuje procentowe prawdopodobieństwo wystąpienia efektu fotoelektrycznego, któremu towarzyszy emisja jednego fotonu fluorescencyjnego.



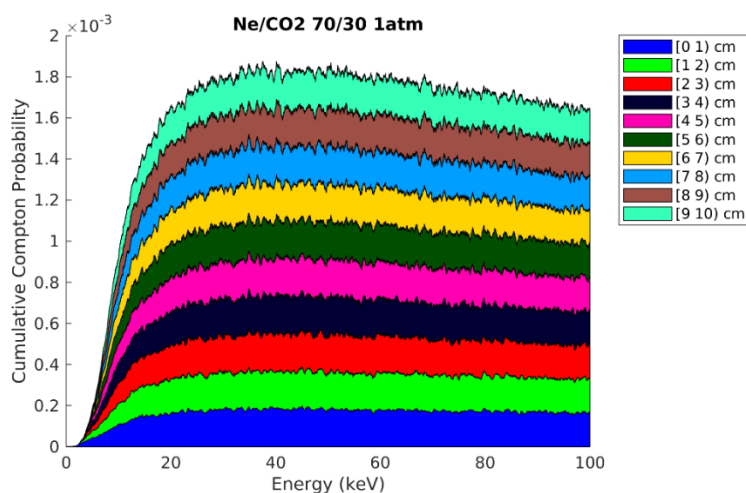
Rysunek 1.2.17. Procentowy udział efektu fotoelektrycznego, rozpraszania Comptona i Rayleigha w funkcji energii dla zastosowanej mieszaniny gazów. Liczba fotonów - 10^5

Biorąc pod uwagę otrzymane wyniki oraz dane dotyczące parametrów gazu uzyskane w 2023 roku, do nowej koncepcji komór gazowych w detektorze do diagnostyki wybrano dwie mieszaniny oparte na neonie dla pierwszej komory dla niższych energii fotonów i na argonie dla drugiej komory dla wyższych energii fotonów.

Podobnie, dla wszystkich gazów obliczono również zależności przestrzenne dla efektów Comptona i Rayleigha. Pozwala to oszacować, jak przestrzennie obszar różnych efektów rozpraszania będzie się rozchodził i przy jakich odległościach należy oczekiwać pojawienia się sygnałów w detektorze z rejestracji rozproszonych fotonów.



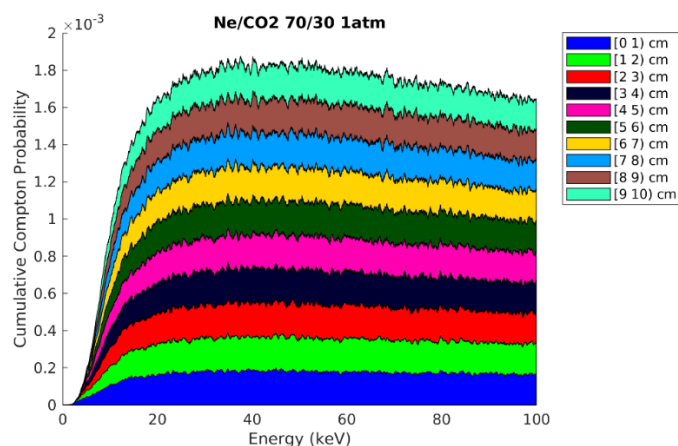
Rysunek 1.2.18. Procent (przy 10^5 padających fotonach) fluorescencji dla efektu fotoelektrycznego. Na niebiesko, procentowe prawdopodobieństwo wystąpienia efektu fotoelektrycznego dla fotonu X o danej energii. Czerwona linia pokazuje procentowe prawdopodobieństwo wystąpienia efektu fotoelektrycznego, któremu towarzyszy emisja jednego lub więcej fotonów fluorescencyjnych



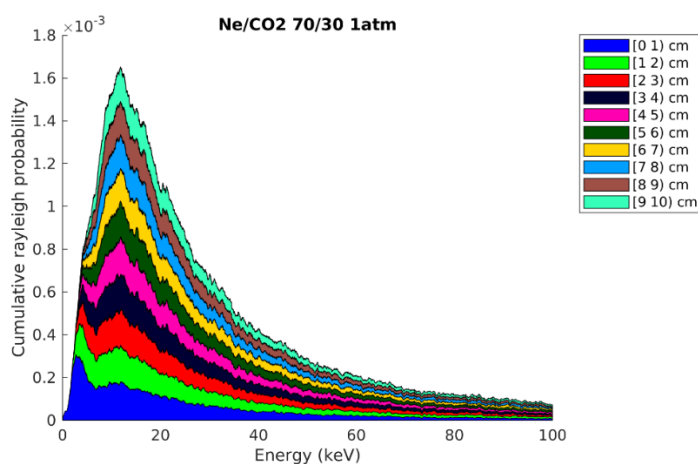
Rysunek 1.2.19 przedstawia analizę prawdopodobieństwa zjawiska Comptona w funkcji drogi przebytej przez fotony w gazie 70/30 Ne/CO₂. Później pokazane są analogie dla fotoefektu i rozpraszania Rayleigha (Rys. 1.2.20).

Rozkłady wyrażają prawdopodobieństwo wystąpienia efektu w odniesieniu do całkowitej liczby padających fotonów w ośrodku dla różnych energii fotonów i dla kolejnych warstw mieszaniny gazowej o grubości 1 cm, całkowita grubość gazu wynosiła 10 cm. Całkowite prawdopodobieństwo oddziaływania poprzez efekty Comptona i Rayleigha promieniowania o widmie białym w zakresie 0,08-100 keV z warstwą mieszaniny Ne/CO₂ o grubości 10 cm wynosiło odpowiednio. 0,0016 i 0,00047.

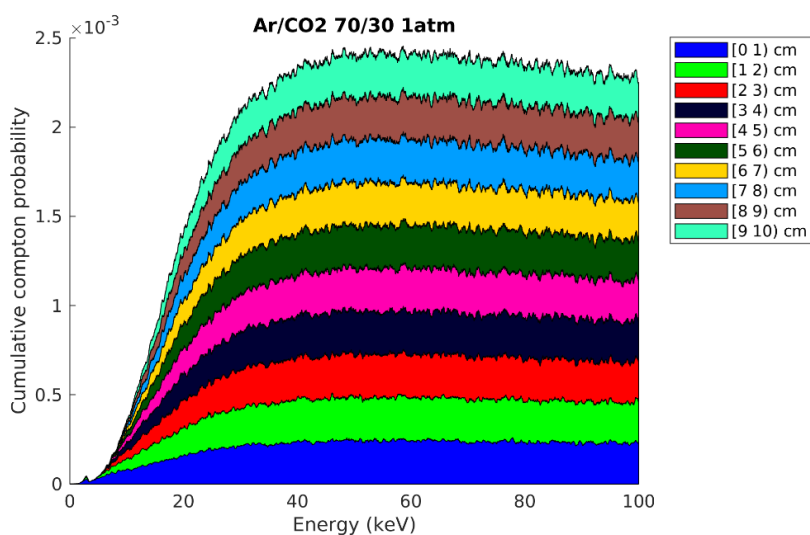
Takie same zależności uzyskano dla mieszanin argonu, kryptonu, ksenonu i dwutlenku węgla.



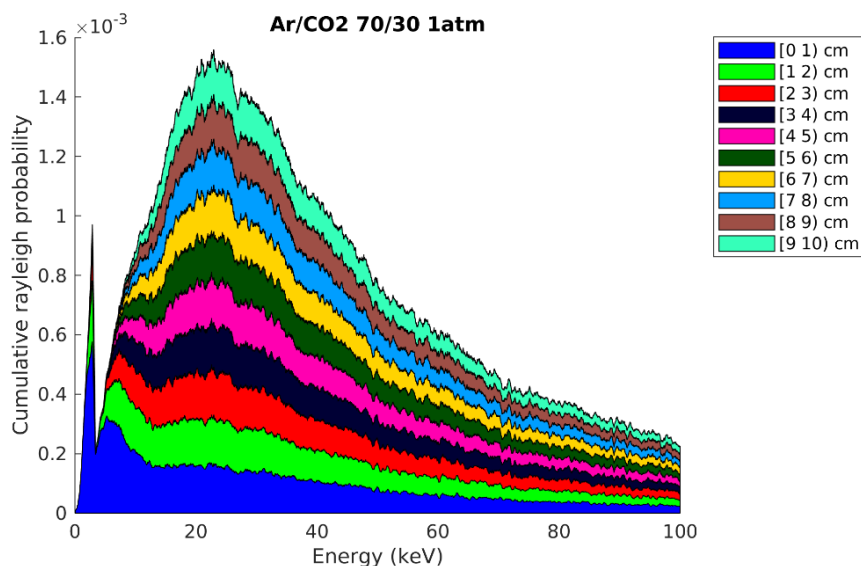
Rysunek 1.2.19. Rozkład energetyczno-przestrzenny oddziaływania z mieszaniną gazów, poprzez efekt Comptona (rozpraszanie Comptona), białego widma 10^5 fotonów o danej energii.



Rysunek 1.2.20. Rozkład energetyczno-przestrzenny oddziaływania z mieszaniną gazów, poprzez efekt Rayleigha (rozpraszanie Rayleigha), białego widma 10^5 fotonów o danej energii



Rysunek 1.2.21. Rozkład energetyczno-przestrzenny oddziaływania z mieszaniną gazów, poprzez efekt Comptona (rozpraszanie Comptona), białego widma 10^5 fotonów o danej energii



Rysunek 1.2.22. Rozkład energetyczno-przestrzenny oddziaływania z mieszaniną gazów, poprzez efekt Rayleigha (rozpraszanie Rayleigha), białego widma 10^5 fotonów o danej energii

Całkowite prawdopodobieństwo oddziaływania poprzez efekty Comptona i Rayleigha promieniowania o widmie białym w zakresie 0,08-100 keV z 10-centymetrową warstwą mieszaniny Ar/CO₂ wynosiło odpowiednio ab. 0,0019 i 0,00075.

Te zależności zostały również wykonane dla mieszaniny opartej na helu, aby uzyskać pełny obraz. Mógłby to być najlepszy wybór dla pierwszej kamery.

Koncepcja detektora po stronie materiału

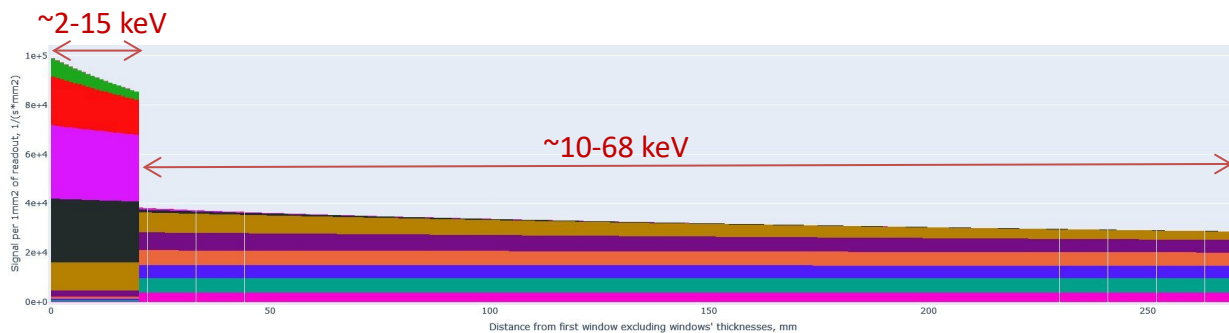
Koncepcja detektora do diagnostyki obejmowała również opracowanie materiałów do stosowania zarówno na zewnątrz, jak i wewnątrz komory gazowej. Podstawowym zadaniem w tym zakresie było zaproponowanie i zaprojektowanie filtrów do zainstalowania przed komorą gazową w celu modyfikacji padającego promieniowania, tak aby detektor działał, jeśli nie w optymalnych, to przynajmniej nie w nieprawidłowych warunkach, a także w celu spełnienia wymagań pomiarowych systemu kontroli plazmy.

W związku z tym rozważano różne materiały, metale, do tłumienia i filtrowania promieniowania plazmowego. Celem było uzyskanie kombinacji materiałów filtracyjnych, które ograniczyłyby emisję plazmy do poziomu akceptowanego przez detektor GEM (dla stabilnego wzmocnienia sygnału i identyfikacji energii), a jednocześnie, aby mierzone widmo zawierało wystarczającą część promieniowania niskoenergetycznego, np. 5-10% całkowitej mierzonej emisji w komorze gazowej.

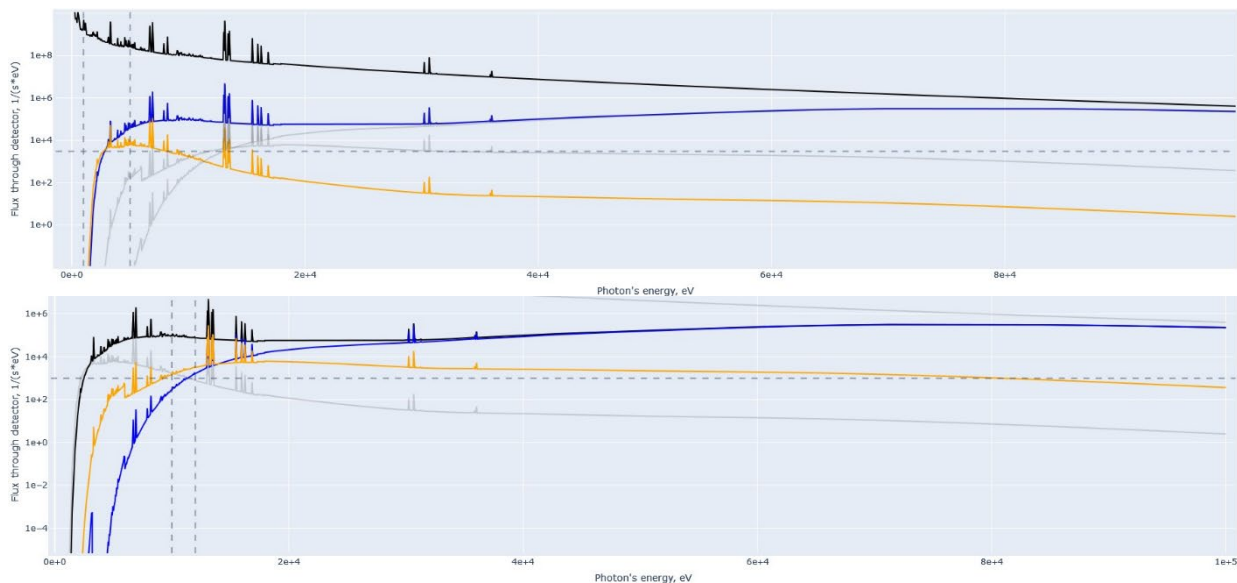
Główne rozważane materiały to nikiel, miedź, aluminium, beryl, tytan, chrom i żelazo. W celu ostatecznego sprawdzenia, czy materiał się nadaje, należy wziąć pod uwagę intensywność aktywacji materiału, akceptowalność dla działania DEMO i właściwości absorpcyjne. Nowo zaproponowany filtr był mieszaniną materiałów Ni, Cr, Ti, Al, Be o różnym stopniu pokrycia okna. Model tłumienia filtra uwzględnia emisję fluorescencji z materiałów filtracyjnych. Dlatego ich kolejność jest wyrównana (od wyższego do niższego Z w kierunku okna detektora), a grubości są tak dobrane, aby cała emisja wtórna z poprzedniego materiału była pochłaniana przez następny. Jak się później okazało, DEMO stara się ograniczyć ilość niklu w maszynie, więc w kolejnej wersji filtra kombinowanego jego obecność zostanie wykluczona, jak również obecność berylu (tak jak zdecydowano dla reaktora ITER).

W tej wersji zaproponowano detektor dwukomorowy z gazem roboczym na bazie Ne (ok. 2 cm) w pierwszej komorze i gazem roboczym na bazie Ar (25 cm) w drugiej komorze, zamiast wcześniej rozważanego Xe dla drugiej komory. Docelowy zakres fotonów został wybrany na 2-50 keV.

W wyniku tych zmian możliwe było uzyskanie zadowalających charakterystyk, w których mierzone widmo optymalnie pokrywało część niskoenergetyczną dla pierwszej komory detektora, a także pozwalało na pomiar wysokoenergetycznej części widma w drugiej komorze detektora. Uzyskane wyniki przedstawiono na Rysunkach 1.2.23 i 1.2.24.



Rysunek 1.2.23. Liczba fotonów na mm kwadratowy płaszczyzny odczytu dla czujnika dwukomorowego: Ne na bazie mieszaniny ok. 2 cm i Ar - 25 cm



Rysunek 1.2.24. Strumień fotonów przez całą pierwszą (góra) i drugą (dół) komorę gazową. Kolor czarny oznacza widmo padających fotonów, żółty widmo pochłoniętych fotonów, a niebieski widmo transmitowanych fotonów

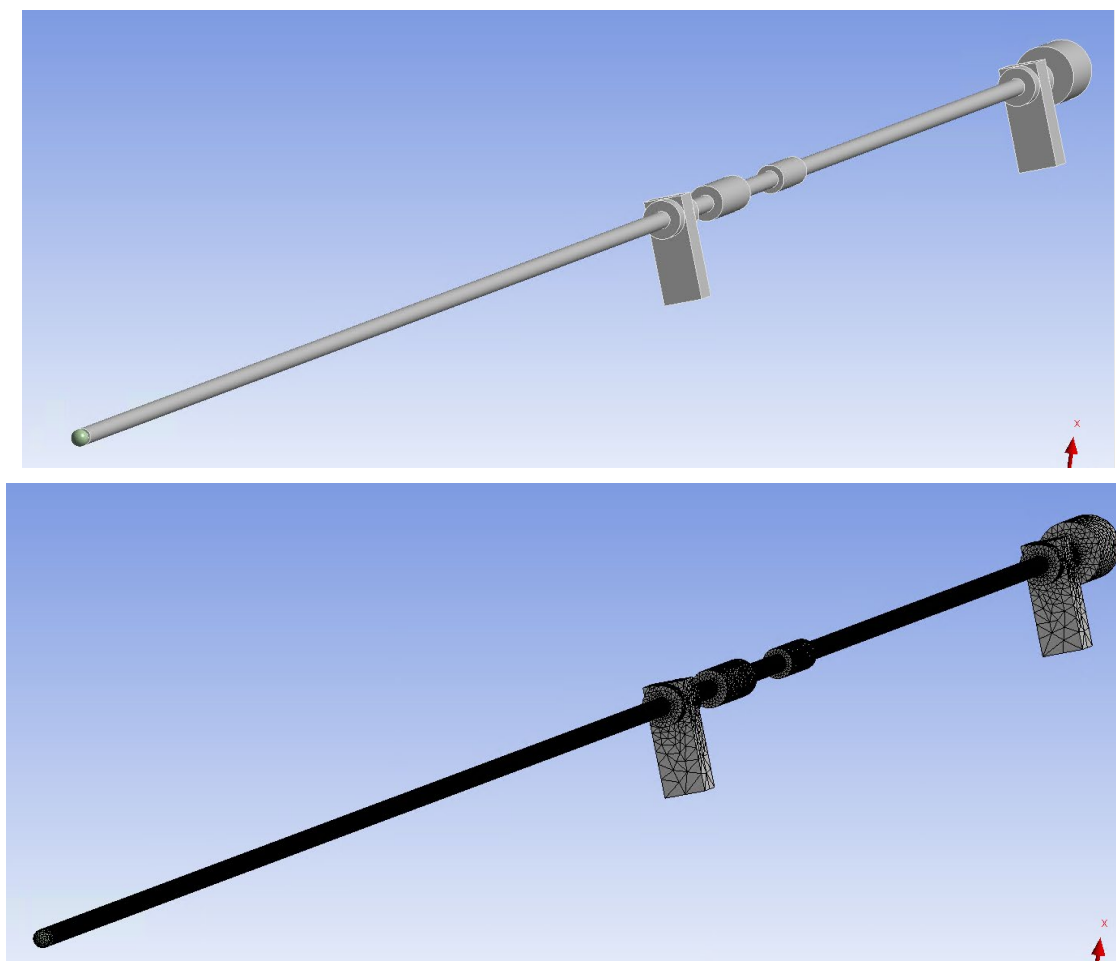
W tym podejściu grubości zastosowanych materiałów były ze sobą mieszane. Wynik ten uzyskano przy bardzo małych szczelinach w materiałach, co okazało się technologicznie niemożliwe do zrealizowania. W związku z tym nadal trwa ustalanie optymalnego zestawu materiałów, z uwzględnieniem tych dopuszczonych dla DEMO, a także rozkładu ich grubości. Może się okazać, że z uwagi na ograniczenia technologiczne wykonania szczelin w materiale, a także precyzję wykonania i umieszczenia szczelin lub krawędzi materiału względem siebie, niskoenergetyczne odcięcie widma możliwe do zmierzenia w tej konfiguracji będzie wyższe niż dotychczas sądzono (2 keV w opisaney powyżej wersji wobec ok. 3 keV w kolejnej).

Taka modyfikacja może być postrzegana jako implikacja dla wymaganej dokładności pomiaru. Niemniej jednak wymagania pomiarowe opierają się na względnej kalibracji między dwoma kolejnymi pomiarami. Jak pokazano w 2022, promieniowanie plazmy rdzeniowej rzeczywiście pojawia się również w obszarze 1-3 keV, niemniej jednak jeszcze silniejszą moc promieniowania można zaobserwować przy energii ok. 10 keV dla wszystkich stref plazmy. W związku z tym, biorąc pod uwagę *względną* dokładność pomiaru, wymagane widmo można zawęzić do 3-4 keV i oprzeć na emisji plazmowej wykrywalnej przez diagnostykę przy wyższych temperaturach elektronowych plazmy. Ponieważ celem jest podążanie za trybem H i zapobieganie spadkowi do L, uważa się, że nałożony wymóg i tak powinien zostać spełniony.

Symulacje i wyniki obciążenia cieplnego

W ubiegłym roku kontynuowano przygotowania modelu do obliczeń ciepła radiacyjnego emitowanego przez plazmę w miejscu lokalizacji detektorów. W tym przypadku podjęto szereg działań mających na celu wyznaczenie temperatury powierzchni detektora. W ramach tego zadania podjęto próbę wykonania obliczeń dla całej struktury zaimplementowanej w programie CAD. Niestety takie podejście nie było możliwe ze względu na dużą złożoność modelu i problem z wykonaniem obliczeń numerycznych. Zdecydowano się na przeprowadzenie

obliczeń dla pojedynczego kanału umieszczonego centralnie zarówno dla kanałów górnych (Prad-UP), jak i bocznych (Prad-EP). Przykład rozważanej siatki dla portu równikowego z zaznaczonym czujnikiem Prad zilustrowano poniżej.



Rysunek 1.2.25. Model kolimatora i rozważana siatka

Aby wykonać szybkie obliczenia początkowe dla tego modelu i skrócić czas obliczeń, konieczne było uproszczenie modelu (pozbycie się wszystkich zaworów wzdłuż linii patrzenia, co uprościłoby tworzenie siatki, a w konsekwencji zmniejszyłoby złożoność obliczeń).

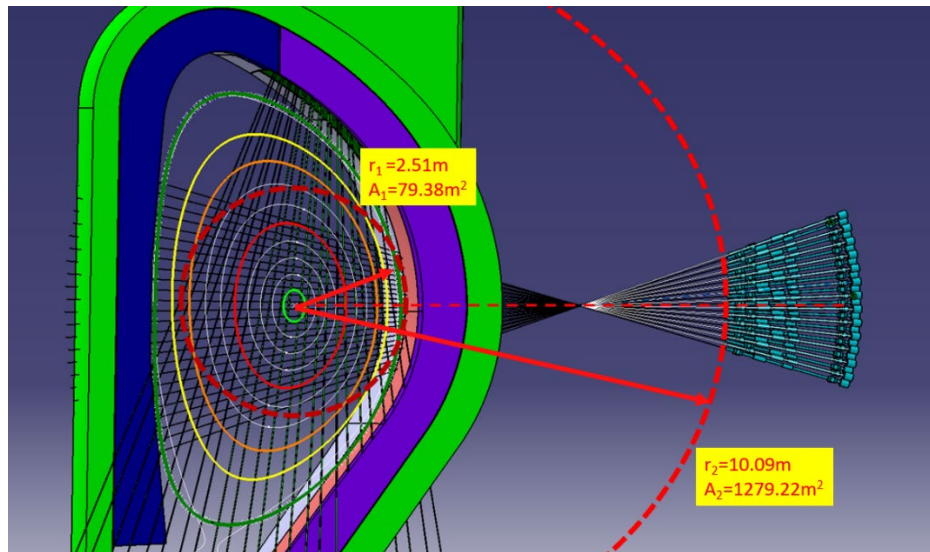
Model ten zawierał jedynie samą tubę z otworem do obserwacji plazmy i "detektorem" na końcu.

Ponieważ ekwatorialna linia detekcji znajduje się bliżej pierwszej ściany plazmy, odległość detektora została ustawiona jako przykład bazowy do dalszych obliczeń, traktując ją jako najgorszy scenariusz. Strumień ciepła docierający do powierzchni zarówno bocznego, jak i górnego zestawu detektorów został wyznaczony analitycznie (przedstawione poniżej).

Aby oszacować strumień ciepła dla różnych obszarów tokamaka w pobliżu plazmy, wykonano następującą serię kroków:

1. Założono, że źródło promieniowania jest punktowe i znajduje się na osi plazmy.
2. Założono, że emisja promieniowania zachodzi równomiernie w pełnym kącie bryłowym kuli otaczającej to źródło.
3. Założono, że strumień promieniowania wynosi $\phi_1 = 0.5 \text{ MW/m}^2$ na pierwszej ścianie tokamaka.
4. Aby określić całkowity strumień ciepła emitowany przez całą powierzchnię kuli, wystarczyło obliczyć pole tej powierzchni A_1 przy użyciu prostej geometrii.

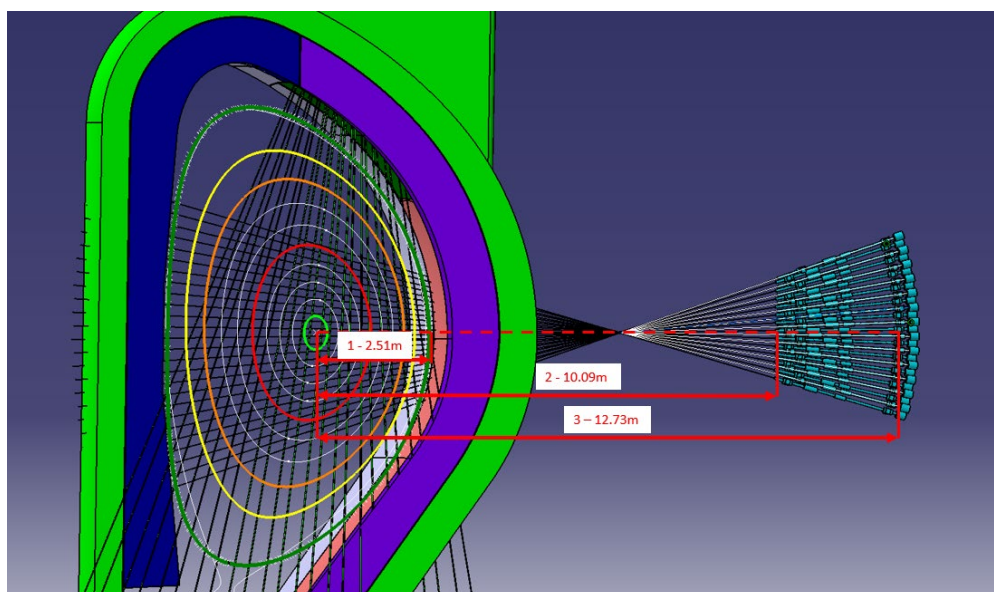
5. Pierwsza ściana tokamaka znajduje się ok. 2.51 m od centrum plazmy, co daje powierzchnię otaczającą kuli równą $A_1 = 4\pi r^2 \Rightarrow A_1 = 79.38 \text{ m}^2$ (Rysunek 1.2.26).



Rysunek 1.2.26. Przekrój plazmy i zaznaczone powierzchnie użyte w obliczeniach

6. Całkowity strumień ciepła emitowany przez powierzchnię kuli o promieniu A_1 wynosi $\phi_{\text{total}} = A_1 \times \phi_1 = 39,69 \text{ MW}$.
7. Aby określić wartość jednostkowego strumienia ciepła dla obszaru znajdującego się w odległości $r_2 = 10,09 \text{ m}$ od centrum plazmy (i powierzchni kuli $A_2 = 1279,22 \text{ m}^2$), otrzymaną wartość ϕ_{total} podzielono przez powierzchnię kuli $A_2 \Rightarrow \phi_2 = \phi / A_{\text{total}2}$, $\phi_2 = 0,03 \text{ MW/m}^2$.
8. Uzyskana w ten sposób wartość ϕ_2 została następnie wykorzystana w obliczeniach jako strumień ciepła w obszarze początku kolimatorów.

W celu wyznaczenia temperatury na powierzchni detektorów przyjęto, że w trzech punktach na powierzchni pierwszej ściany, na początku linii kolimatora i na powierzchni detektorów strumień ciepła wynosi 0.5 MW/m^2 (punkt nr 1), 0.03 MW/m^2 (punkt nr 2), 0.02 MW/m^2 (punkt nr 3), Rysunek 1.2.26.



Rysunek 1.2.27. Przekrój plazmy i zaznaczone punkty użyte w obliczeniach.

Aby określić wartości temperatury, konieczne było wykonanie szeregu kroków i przyjęcie pewnych założeń (warunków brzegowych):

- 1) Przyjęto najgorszy scenariusz, w którym strumień ciepła na pierwszej ścianie tokamaka wynosił 0.5 MW/m^2
- 2) Założono, że maksimum emisji wystąpiło w centrum plazmy.
- 3) Założono, że emisja promieniowania następowała równomiernie w pełnym kącie bryłowym.
- 4) Grzanie jądrowe i związane z nim obciążenie cieplne zostało uwzględnione jako dodatkowa frakcja emitowanego promieniowania równa 8 MW/m^3 przy pierwszej ścianie. Grzanie jądrowe zostało zaimportowane jako wewnętrzne wytwarzanie ciepła.
- 5) Wybrano detektor, który znajdował się w najmniejszej odległości od wewnętrznej ściany tokamaka (tzw. najgorszy scenariusz).
- 6) Chłodzenie było możliwe tylko poprzez konwekcję z powietrzem otoczenia o temperaturze 40°C .

Powyższe założenia pozwoliły na przeprowadzenie szeregu obliczeń:

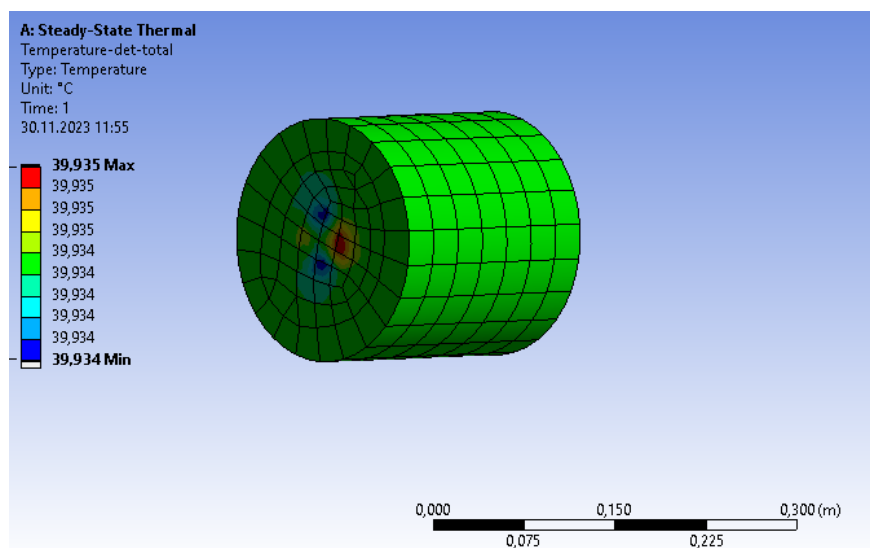
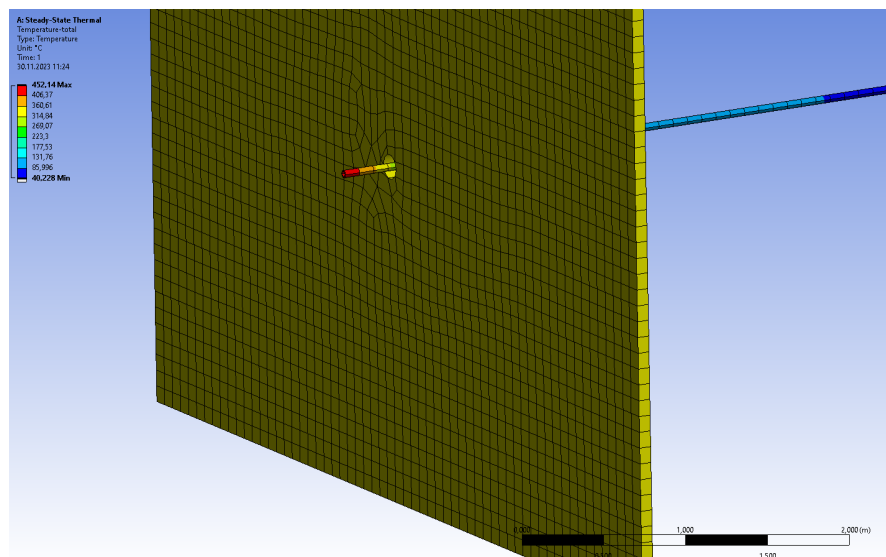
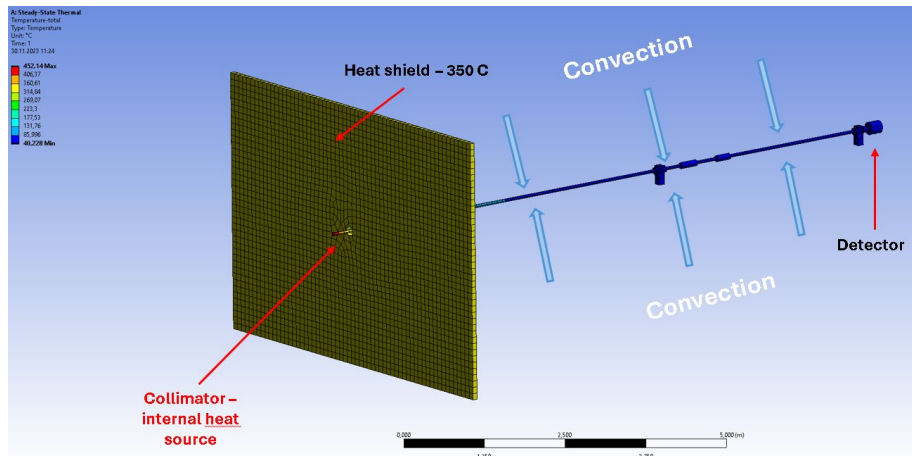
- 1) Wyznaczono strumień ciepła na początku linii kolimatora (punkt nr 2-31 kW/m^2) (zakładając równomierną emisję strumienia ciepła przy pełnym kącie bryłowym).
- 2) Maksymalne obciążenie cieplne związane z grzaniem jądrowym na początku linii kolimatora określono jako 490000 kW/cm^3 .
- 3) Wyznaczono wartość temperatury, która zostałaby uzyskana, gdyby strumień ciepła na wejściu do kolimatora wynosił 31 kW/m^2 . Umożliwiło to oszacowanie temperatury górnej części kolimatora (około 450°C), przy założeniu, że kolimator nie będzie chłodzony (tylko przez konwekcję otoczenia przy założeniu 40°C) i że cała moc cieplna zostanie pochłonięta przez materiał kolimatora.
- 4) W wyniku samego przewodzenia temperatura z końca kolimatora spadła do poziomu otoczenia na długości około 1.5 m kolimatora (tj. z około 450 stopni Celsjusza do około 40 stopni Celsjusza).
- 5) Na powierzchni detektora nie zaobserwowano wzrostu temperatury spowodowanego przewodzeniem (co oczywiście nie jest zaskakujące przy takich długościach (11 m)).
- 6) Aby oszacować potencjalny wzrost wartości temperatury na powierzchni detektora wynikający z procesu promieniowania, źródło ciepła zostało umieszczone na końcówce kolimatora wewnątrz rury na długości około 50 cm . Źródło to odpowiadało wartościom umożliwiającym podgrzanie struktury kolimatora do temperatur uzyskanych po przyłożeniu do końcówki kolimatora strumienia ciepła o wartości 31 kW/m^2 (punkt nr 2).
- 7) Również w tym przypadku obliczenia nie wykazały żadnego wpływu na temperaturę powierzchni detektora w wyniku zarówno procesu przewodzenia, jak i transportu ciepła przez promieniowanie.
- 8) Zatem wzrost temperatury detektora może wynikać jedynie z wpływu temperatury otoczenia i otoczenia. W tym celu założono emisję ciepła przez promieniowanie z obszaru będącego np. osłoną cieplną na początku kolimatora. W tym celu do modelu wprowadzono płytkę reprezentującą obszar o temperaturze 350°C . Umożliwiło to oszacowanie wpływu temperatury otoczenia z obszaru początku kolimatora na temperaturę detektora. W wyniku tych symulacji nie zaobserwowano prawie żadnego wzrostu temperatury detektora (tylko o ułamek stopnia Celsjusza).

Wnioski:

- a) Aby dokładniej oszacować temperaturę czujki, konieczne byłoby uwzględnienie większej liczby elementów otoczenia będących źródłem ciepła. Obecny model zawiera zbyt mało informacji dotyczących środowiska, temperatury jego poszczególnych elementów, a co za tym idzie, ich wpływu na końcową temperaturę czujki.
- b) Niemniej jednak strumień ciepła o wartości 31 kW/m^2 wraz z jądrowym grzaniem na wejściu do obszaru kolimatora nie wpłynie bezpośrednio na wzrost temperatury powierzchni detektora.

- c) Wyniki pokazują, że takie parametry nie powinny mieć znaczącego wpływu na temperaturę osiąganą na powierzchni detektorów.
- d) Na temperaturę wpływać będzie przede wszystkim otoczenie i temperatura nagrzewających się komponentów urządzenia diagnostycznego znajdujących się w pobliżu.

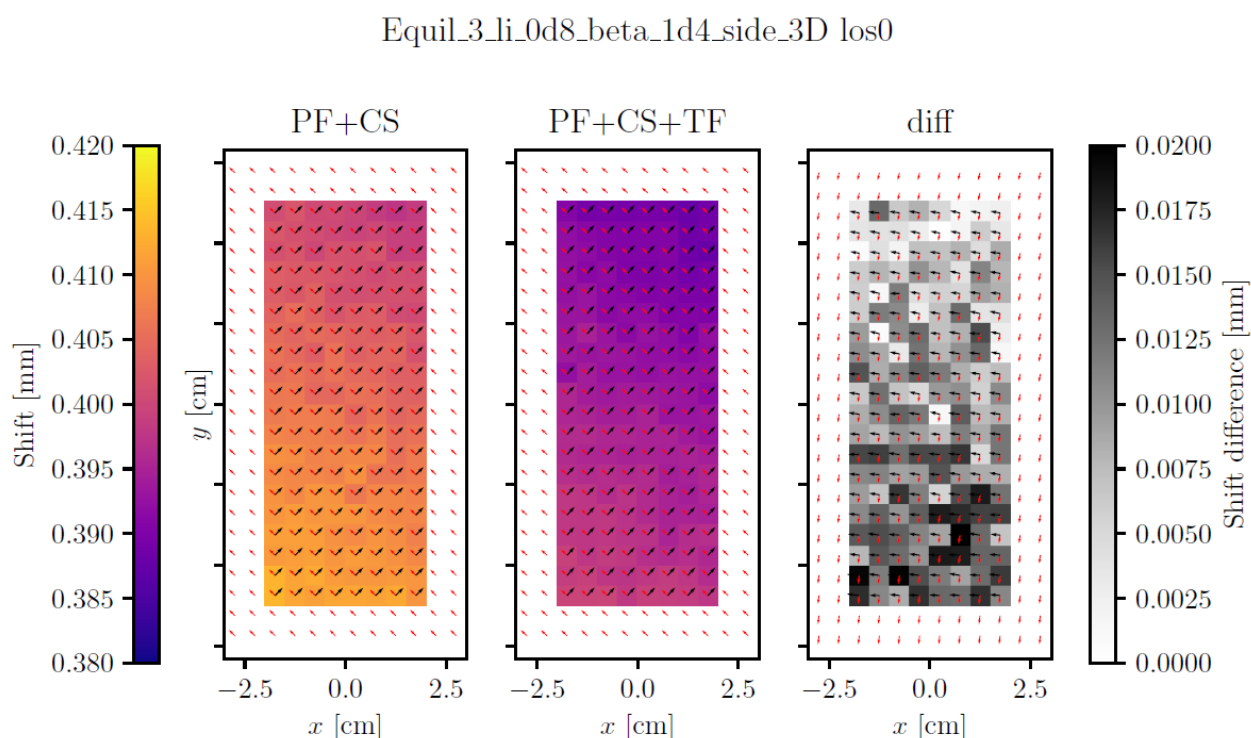
Poniżej znajdują się rysunki ilustrujące wybrany model i jego założenia.



Oszacowanie wpływu pola magnetycznego na przesunięcie sygnału detektora GEM

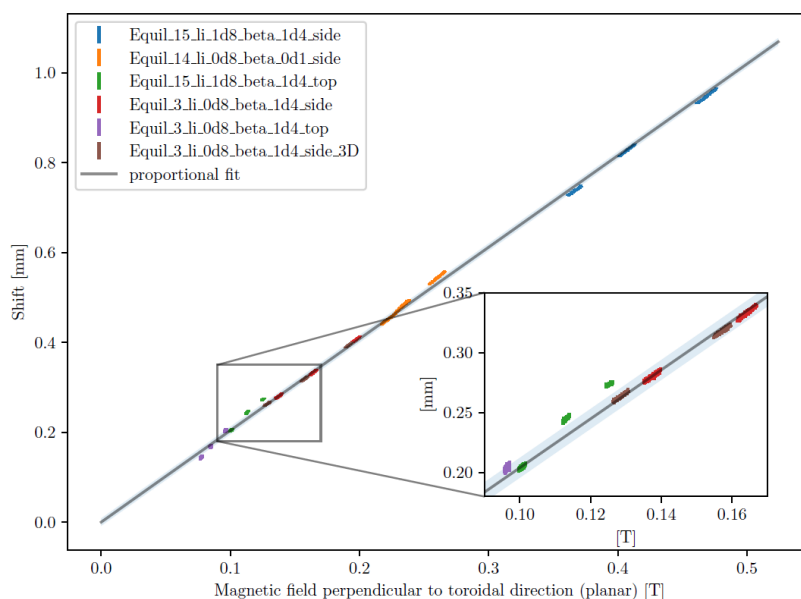
Testowanie wpływu pola magnetycznego na działanie detektora było kontynuowane z analizą przesunięć kaskadowych dla różnych równowag plazmy i w różnych elementach montażowych. W ubiegłym roku przeprowadzono testy z wykorzystaniem zestawu danych pól magnetycznych z cewek poloidalnych (z ang. *Poloidal Field, PF*) i centralnego solenoidu (z ang. *Central Solenoid, CS*) dla 180 rozkładów równowagi plazmy reprezentujących statystycznie istotny zestaw dla działania DEMO. Opracowano procedurę interpolacji i zmapowano przesunięcie wewnątrz obszarów dryfu komór w różnych miejscach. Później położono nacisk na rozkład Equil_3_li_0d8_beta_1d4, dla którego uwzględniono dodatkowe dane pola magnetycznego z toroidalnych cewek pola (z ang. *Toroidal Field, TF*). Aby sprawdzić, czy składowe pola magnetycznego z pól toroidalnych są istotne dla dalszej analizy, przeprowadzono testy dryfu dla tej samej konfiguracji z danymi pola magnetycznego PF+CS i PF+CS+TF. Rysunek 1.2.28 przedstawia wynik tej analizy.

Podobnie jak poprzednio w 2022 r., mapy przesunięć zostały obliczone dla 7 warstw wewnątrz obszaru dryfu. Podczas symulacji popełniono błąd w skrypcie wsadowym, w którym pozycja początkowego elektronu została przesunięta o jedną warstwę z. Z tego powodu druga warstwa ($z = 0.107$ cm) została użyta zamiast pierwszej warstwy ($z = 0.036$ cm) w analizie. Dane ze wszystkich przeprowadzonych do tej pory symulacji zostały wykreślone na jednym wykresie na rysunek 1.2.29.



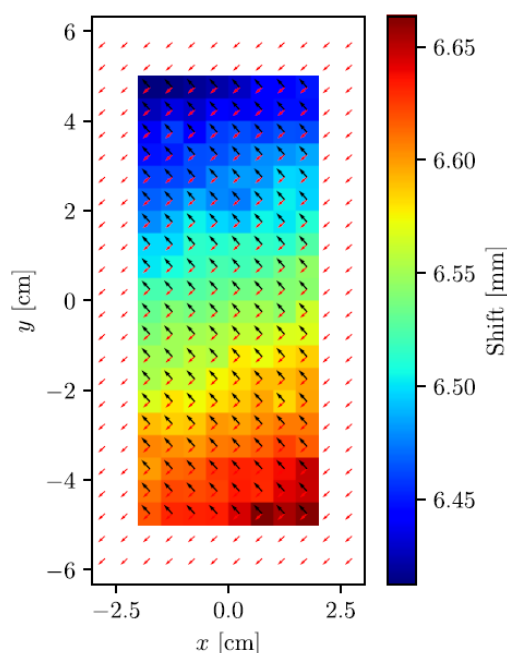
Rysunek 1.2.28. Porównanie map przesunięcia danych ze składowymi pola magnetycznego cewek TF i bez nich. Różnica przesunięcia nie przekracza 0,02 mm

Zależność między przesunięciem a polem magnetycznym nie jest globalnie liniowa, ponieważ gradient pola magnetycznego wzdłuż płaszczyzny folii prowadzi do efektów nieliniowych. Różnicę między prostym dopasowaniem proporcjonalnym a rzeczywistymi danymi można określić ilościowo za pomocą pierwiastka kwadratowego błędu średniokwadratowego, który w tym przypadku wynosi 0.0083 mm. Wartość ta określa połowę szerokości szarego paska na Rys. 1.2.29. W praktyce oznacza to, że różnica między wartością rzeczywistą a dopasowaniem proporcjonalnym nie powinna przekraczać 0.03 mm. Sugeruje się, więc zaakceptowanie tego błędu systematycznego jako błędu rozdzielczości przestrzennej detektora. Jeśli błąd ten okaże się niedopuszczalny, można opracować dokładniejszy model uwzględniający gradienty magnetyczne. Alternatywnie, w najgorszym przypadku mapy przesunięć można symulować dla wszystkich równowag i komór przy znacznym wysiłku obliczeniowym.



Rysunek 1.2.29. Całkowite przesunięcia spowodowane polami magnetycznymi dla różnych komór przy $z=0.107$ cm. Dane nie są lokalnie dopasowane proporcjonalnie ze względu na dodatkowe efekty wynikające z gradientów pola magnetycznego. Wstawka pokazuje niewielką różnicę w przesunięciach po uwzględnieniu składowych pola magnetycznego z cewek TF. Kolorowe punkty to w rzeczywistości małe pionowe słupki błędów

W ramach tego zadania, dla nowej koncepcji detektora dla diagnostyki, obliczenia zostały powtórzone dla wstępnej konfiguracji THGEM dla Equil_15_li_1d8_beta_1d4. Ponieważ wymiary radialne i poloidalne komory nie zostały jeszcze ustalone, symulacje przeprowadzono dla tych samych komór 2×10 cm, ale z prawidłowymi wymiarami komórek THGEM i szerokościami obszarów gazowych. Mapa przesunięcia dla tego przypadku jest przedstawiona na Rysunek 1.2.30. Symulacje zostaną powtórzone z większą liczbą scenariuszy, gdy ostateczna koncepcja geometrii zostanie ustalona, a pola magnetyczne zostaną ponownie obliczone dla tej nowej konfiguracji.



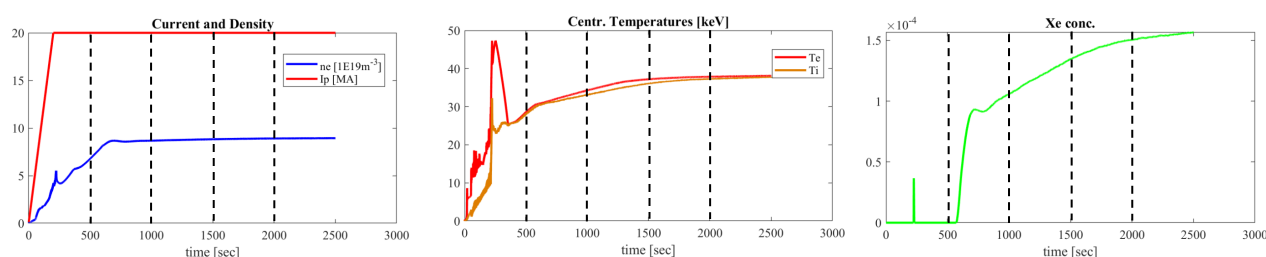
Rysunek 1.2.30. Mapa przesunięcia dla najdalszej warstwy dryfu z ogniwnem THGEM i konfiguracją obszaru gazowego $40/5/5/5$ cm i napięciami $12/1,5/1,5/1,5$ kV. To jest dla pierwszej komory, która wykorzystuje neon zamiast argonu. Napięcie na foliach wynosiło 1300 V dla NeCO_2 i 1950 V dla ArCO_2 . W nowej konfiguracji przesunięcia wynoszą do około 6 mm w najgorszym przypadku

Symulacje obszaru konwersji detektora gazu w celu oceny dokładności pomiaru

Jednym z głównych zadań w ubiegłym roku było określenie dokładności pomiaru przy użyciu wybranej koncepcji detektora do diagnostyki. W tym celu przeprowadzono symulacje funkcji odpowiedzi detektora. W tym zadaniu nie uwzględniono wpływu parametrów pracy detektora, takich jak wysokie napięcie, ciśnienie gazu i temperatura, na dokładność pomiaru. Nie uwzględniono również wpływu promieniowania α , γ i neutronów na uzyskany wynik.

Oszacowanie dokładności pomiaru zaproponowano na podstawie danych dostępnych dla scenariusza pełnego wyładowania plazmowego dla DEMO z uwzględnieniem fazy rozruchu. Wybrano cztery punkty podczas ewolucji wyładowania: 500, 1000, 1500 i 2000 s, różniące się intensywnością i widmem emisji plazmy (Rysunek 1.2.31).

Metoda oceny dokładności opierała się na porównaniu różnicy mocy dla czterech wybranych punktów dla tego scenariusza. Obliczona "idealna" moc (moc wejściowa w oknie) została porównana z "zmierzona" mocą (odpowiedź detektora w obszarach konwersji na promieniowanie wejściowe): tj. względna różnica w procentach $\Delta P_{sim}^{12} / P_{sim}^1$ dla porównania z odpowiedzią detektora $\Delta P_{det}^{12} / P_{det}^1$. Indeksy 1 i 2 oznaczają pierwszy znacznik czasu i następny. Tak więc moc promieniowania padającego dla tych znaczników czasu to P_{sim}^1 i P_{sim}^2 , a zmierzona to odpowiednio P_{det}^1 i P_{det}^2 .



Rysunek 1.2.31. Początkowa charakterystyka plazmy dla scenariusza rozruchu i wybrane punkty czasowe do analizy

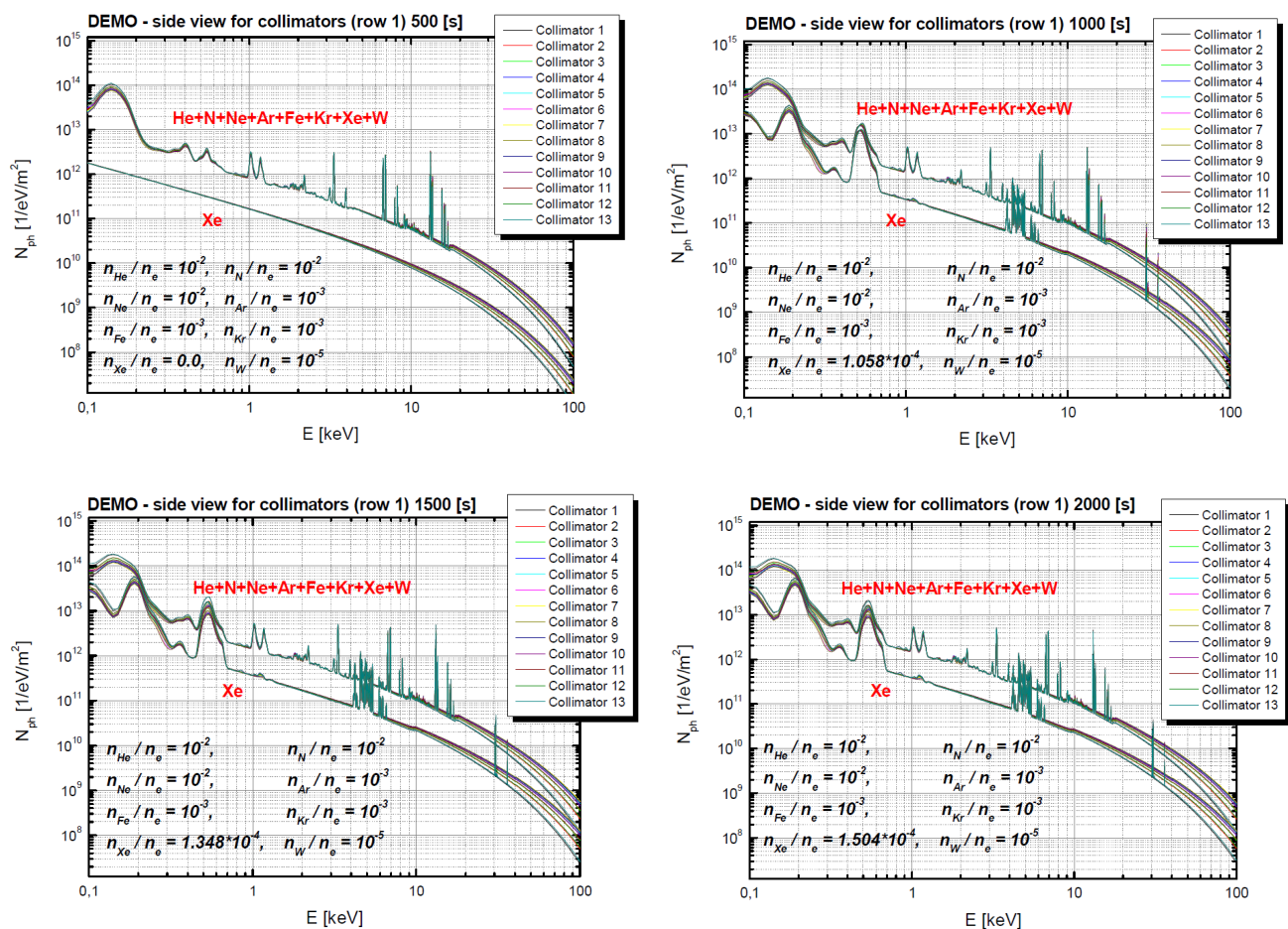
Oczekiwano, że procedura ta zostanie przeprowadzona dla ostatecznej koncepcji detektora, ale ponieważ finalizacja koncepcji jest nadal w toku, procedura została przeprowadzona dla nieoptymalnej konfiguracji filtra. W związku z tym uzyskany wynik nie jest ostateczny, ale może służyć jako ilustracja zastosowanej metody i wstępne oczekiwane oszacowanie dokładności pomiaru.

Rysunek 1.2.32 przedstawia obliczone numerycznie widma dla detektorów w porcie równikowym. Tego rodzaju informacje uzyskano dla wszystkich 26 detektorów w porcie równikowym i 26 detektorów w porcie górnym. Zależności te zostały uznane za dane dotyczące emisji plazmy. Były to dane wejściowe do określenia odpowiedzi detektora na padające promieniowanie.

Model Geant4

W oparciu o wstępną koncepcję komory detektora opisaną powyżej modelowanie interakcji promieniowania z materiałami detektora i gazem zostało przeprowadzone przy użyciu oprogramowania Geant4. Model obejmuje fotoefekt, rozpraszanie Rayleigha i Comptona dla danego zakresu energii. Obliczenia wykonano dla okna o promieniu 15 mm, odpowiadającego aktualnemu rozmiarowi kolimatora. Aby zasymulować interakcję między promieniowaniem a wszystkimi częściami detektora, wykonano model w kodzie Geant4. Ilustrację tego modelu przedstawiono na Rys. 1.2.33. W modelu zastosowano również folie THGEM z cylindrycznymi otworami o średnicy otworu izolatora 500 μm , średnicy otworu metalowego 580 μm i rozstawie 1000 μm .

Konstrukcja filtra sekwencyjnie od strony Drift pierwszej komory gazowej (Drift1) była następująca: Kapton 50 μm , Be okno 80 μm , Be 0.5 mm z próżnią 10% powierzchni (połowa szczeliny (2.35/2) mm), Al 2 cm z próżnią 10% powierzchni (połowa szczeliny (2.35/2) mm), Ti 3 mm z próżnią 60% powierzchni (połowa szczeliny (14.75/2) mm), Ti 400 m z próżnią 20% powierzchni (połowa szczeliny (4.73/2) mm), Cr 100 μm z próżnią 50% powierzchni (połowa szczeliny (12.11/2) mm), Ni 2 mm z próżnią 12% powierzchni (połowa szczeliny (2.83/2) mm), folia Be 80 μm w oknie interfejsu, płytka Al 2.5 mm z jedną szczeliną 3.35 mm x 3 cm.



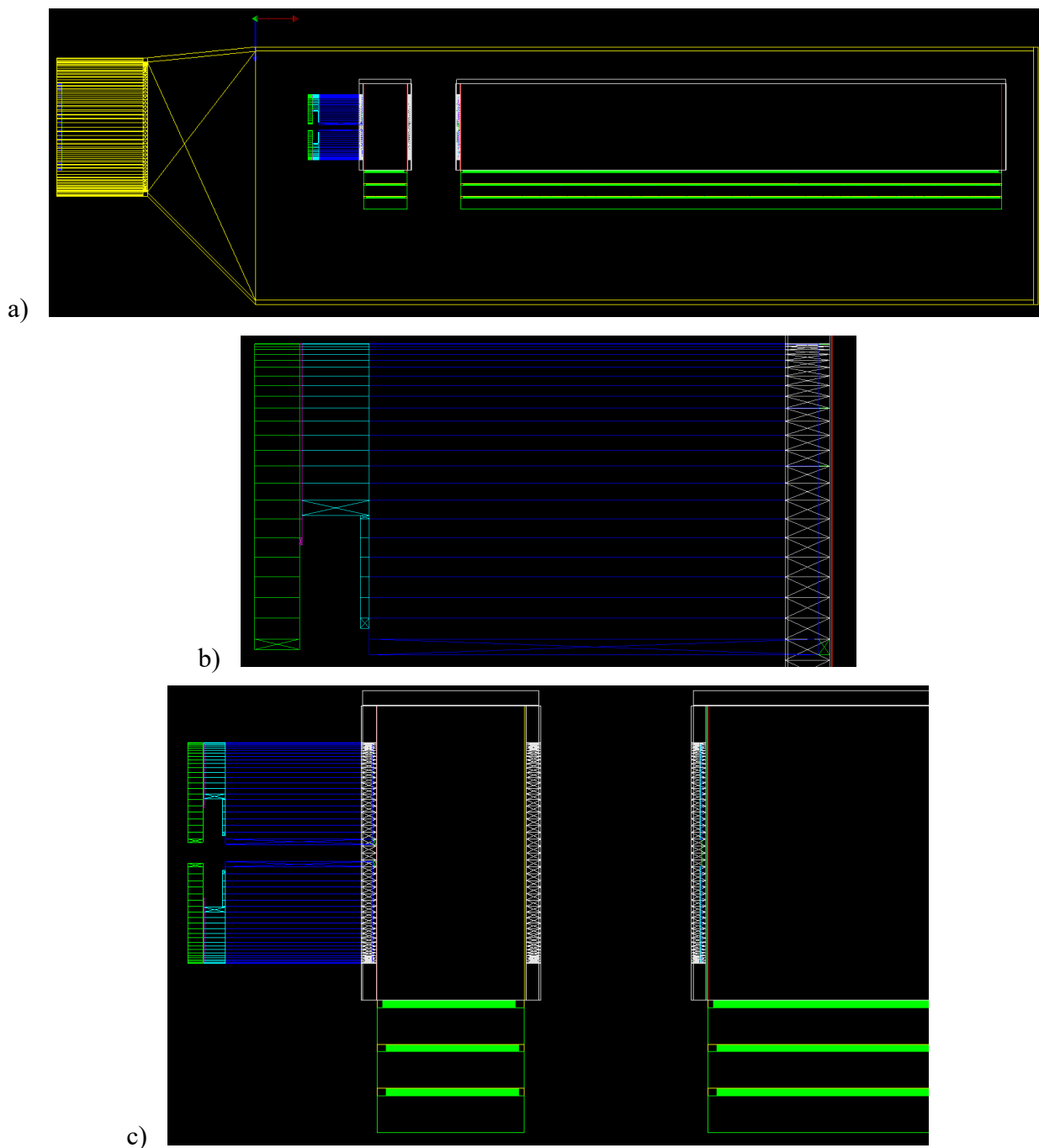
Rysunek 1.2.32. Obliczenia promieniowania padającego na detektor przychodzącego dla wybranych czasów. Przedstawione widma odnoszą się do detektorów z pierwszego rzędu dla portu ekwatorialnego dla czterech rozważanych momentów czasu. Zanieczyszczenia zostały uwzględnione jako tylko Xe (oznaczone jako Xe) lub pełny zestaw zanieczyszczeń uwzględnionych w DEMO (oznaczone jako He+N+Ne+Ar+Fe+Kr+Xe+W). Ich względne stężenia podano na wykresach

W kierunku drugiej komory gazowej, po obszarze Drift1, rozważano kolejno warstwy: Kapton 50 um (bezpośrednio po Drift1), Be 250 um (bezpośrednio po Drift1), Al 200 um z próżnią o powierzchni 15% (połowa szczeliny (3.54/2) mm), Ti 100um z próżnią o powierzchni 15% (połowa szczeliny (3.54/2) mm), Cr 10 um z próżnią o powierzchni 15% (połowa szczeliny (3.54/2) mm), Be 0.5 mm, Be 250 um, Kapton 50 um (tuż przed Drift2).

Po pierwsze, jednorodne widmo ("białe widmo") zostało uznane za promieniowanie padające z 10^6 statystyką fotonów dla każdej wybranej energii fotonów w zakresie 0.08-100 keV, a wszystkie możliwe produkty reakcji promieniowania z gazem i materiałami czujnika zostały uzyskane oddzielnie dla pierwszej i drugiej komory gazowej.

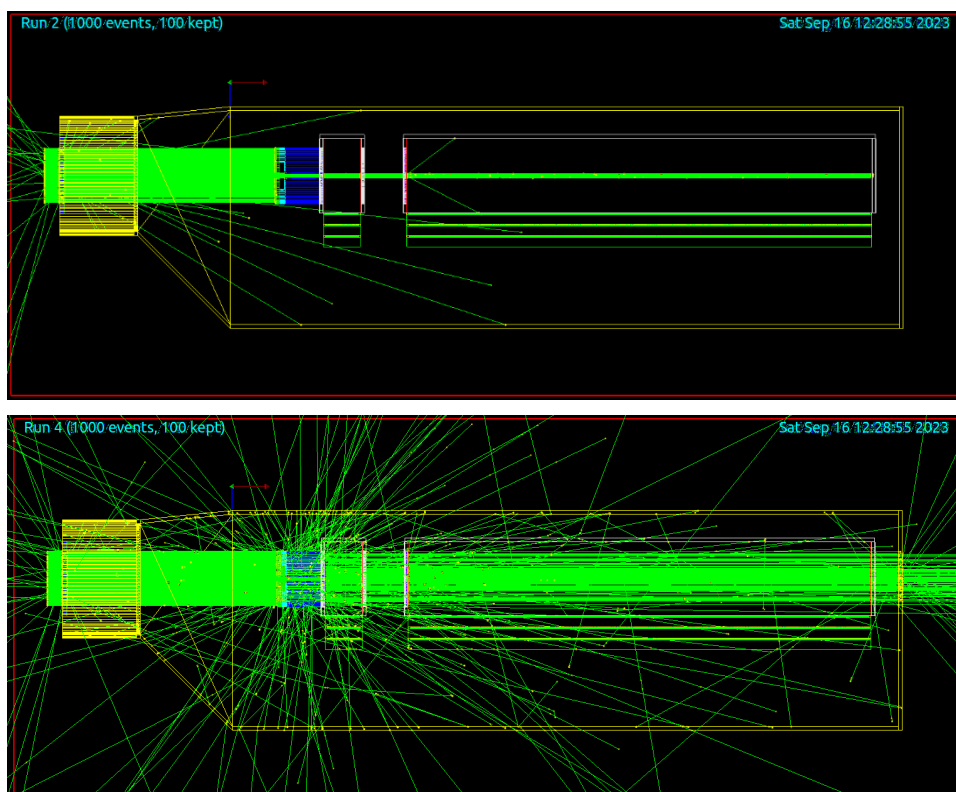
Rysunek 1.2.34 przedstawia przykłady promieniowania padającego przechodzącego przez filtr i gaz dla różnych energii promieniowania.

Wszystkie wyniki opisane w tym podrozdziale zostały uzyskane dla wprowadzonej powyżej koncepcji filtra. Jak już wspomniano oryginalna kombinacja filtrów została uzyskana przez „wymieszanie” pokryw filtrów i nie pokrywa się z modelem zastosowanym w tych rozważaniach. Rozkład fotonów zaadsorbowanych w pierwszej i drugiej komorze dla tej kombinacji filtrów pokazano na rysunku 1.2.35 i nie pokrywa się z wynikami dla „wymieszanych” pokryw materiałów.



Rysunek 1.2.33. Widoki zestawu filtrów opisanych w tekście. (a) Interfejs komory próżniowej tokamaka z obudową komór gazowych; (b) - widok filtrów dla pierwszej komory gazowej; (c) - widok pierwszej komory gazowej wraz z filtrami i foliami GEM

Jak widać, obciążenie promieniowaniem detektora na mm kwadratowy dla takiej kombinacji filtrów nie jest optymalne i przekracza próg nasycenia dla detektora GEM nawet przy niskim wzmocnieniu gazu rozważanym dla tego zastosowania (≤ 1000). Dlatego, jak przypomniano zostaną podjęte dalsze próby dostosowania parametry filtra, aby zmniejszyć strumień fotonów do akceptowalnego poziomu. Jednocześnie w następnym kroku planuje się uniknąć stosowania niklu/berylu jako materiałów filtrujących ze względu na ich ograniczone stosowanie w materiałach dla tokamaka DEMO. Ponieważ więcej materiałów może podlegać ograniczeniom DEMO, wydaje się, że potrzebne są dalsze badania w celu sprawdzenia ich aktywacji, np. dla Cr. Będzie wymagało to dodatkowego zaangażowania zespołu oraz zawęży to wybór materiałów, który i tak nie jest wystarczający. Co więcej, każdy materiał aktywuje się, więc wpłynie to na promieniowanie padające na detektor. W pewnym momencie średnica kolimatora może wymagać znacznego zmniejszenia, co jest zgodne z analizą rekonstrukcji tomograficznej.



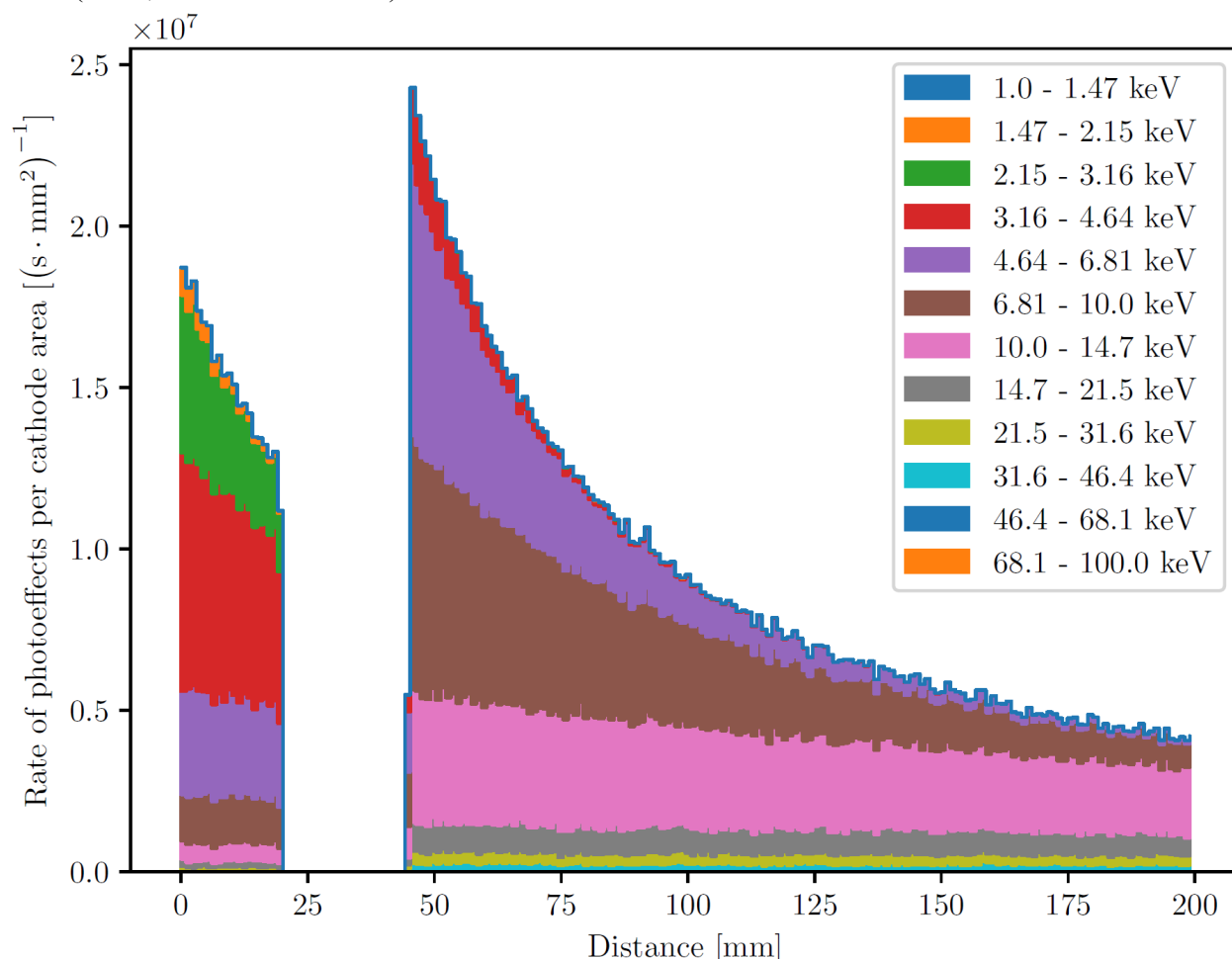
Rysunek 1.2.34. Ilustracja oddziaływania układu detektorów z wiązką fotonów o energii $E=10$ keV (na górze) i 100 keV (na dole), o losowym początku w obszarze 2×2 cm², prostopadłym do kierunku pola elektrycznego. Minimalna wykrywalna energia fotonów wynosiła 1 keV

Zmniejszenie strumienia zaabsorbowanych fotonów na powierzchni anody detektora przy zachowaniu rozważanej (nieoptymalnej) konfiguracji można zmniejszyć poprzez obniżenie ciśnienia gazu w komorze. Doprowadzi to jednak do większego rozproszenia sygnału z efektów wtórnych i skomplikuje system gazu pomocniczego.

Dla rozważanej konfiguracji wyznaczono widma elektronów, czyli widma, na których widoczne są linie fluorescencyjne. Metoda wyznaczania takich widm była następująca. Z pliku wyjściowego symulacji Geant4 wybrane zostały elektron(y), które zostały wygenerowane w wyniku absorpcji promieniowania rentgenowskiego (pierwotnego i wtórnego - fluorescencji) w obszarze gazowym Drift1 lub Drift2. Tak więc jedno zliczenie w widmie/rozkładzie reprezentuje obecność elektronów w gazie (fotoelektronów i elektronów Augera) lub jednego elektronu (fotoelektronu), którego całkowita energia odpowiada ich położeniu na osi X rozkładu. Elektrony te (znane jako delta-elektrony) po termalizacji, ponieważ są następnie przyciągane przez pole elektryczne do obszaru wzmocnienia detektora, stają się źródłem lawiny elektronowej. W symulowanym przypadku (warunki gazowe detektora) absorpcji często towarzyszy fluorescencja (wstępna analiza sugeruje, że fluorescencja z efektem fotoelektrycznym jest bardziej prawdopodobna niż bez), co oznacza emisję jednego lub dwóch fotonów o charakterystycznej energii, które mogą być również zaabsorbowane w innym miejscu, dając w ten sposób oddzielne „zliczenie” w rozkładzie jako potencjalnie oddzielny sygnał. Takie widmo zawiera więc energie elektronów (sumę elektronów), które mogą pochodzić z jednego z założonych tu przypadków, biorąc pod uwagę tylko efekt fotoelektryczny, ale analiza działa dla wszystkich zjawisk (również Comptona):

1. „Cała” energia pierwotnego kwantu X jest przekazywana elektronom ($E_e = E_x$).
2. Część energii jest pobierana przez kwanty fluorescencji, więc elektrony mają mniejszą energię ($E_e = E_x - E_{xf}$).
3. „Cała” energia fluorescencyjnego kwantu X jest przekazywana elektronom ($E_e = E_{xf}$).
4. Część energii E_{xf} jest pobierana przez wtórny kwant fluorescencji, więc elektrony mają mniejszą energię ($E_e = E_{xf} - E_{xf2}$).

Uzyskano następujące widma dla obszaru konwersji obu komór gazowych: Drift1 (2cm, Ne/CO₂ 70/30 1atm) i Drift2 (25cm, Ar/CO₂ 70/30 1atm).

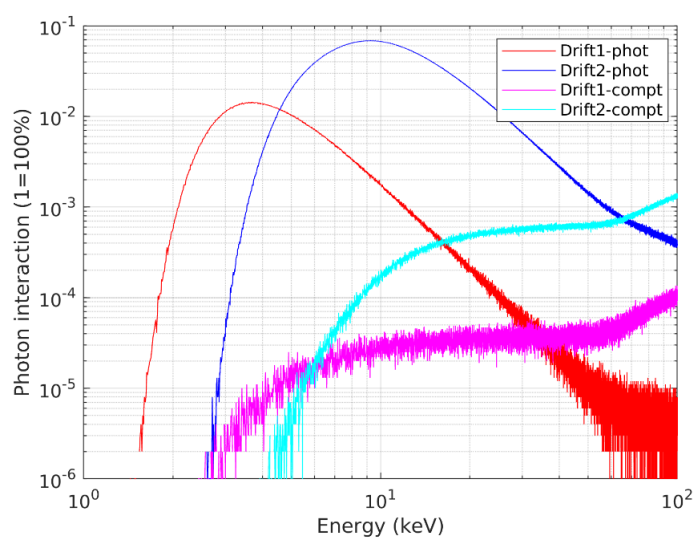
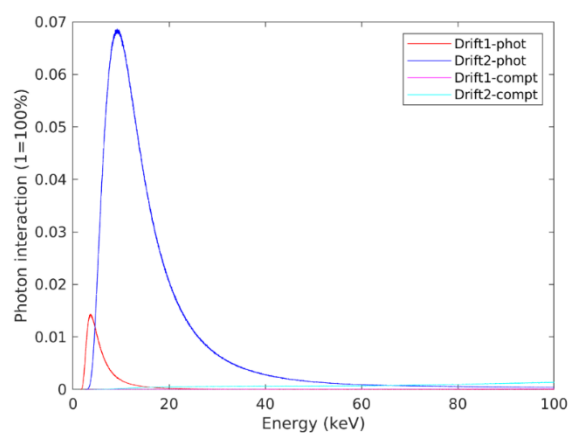


Rysunek 1.2.35. Rozkład przestrzenny fotonów zaadsorbowanych w pierwszej i drugiej komorze

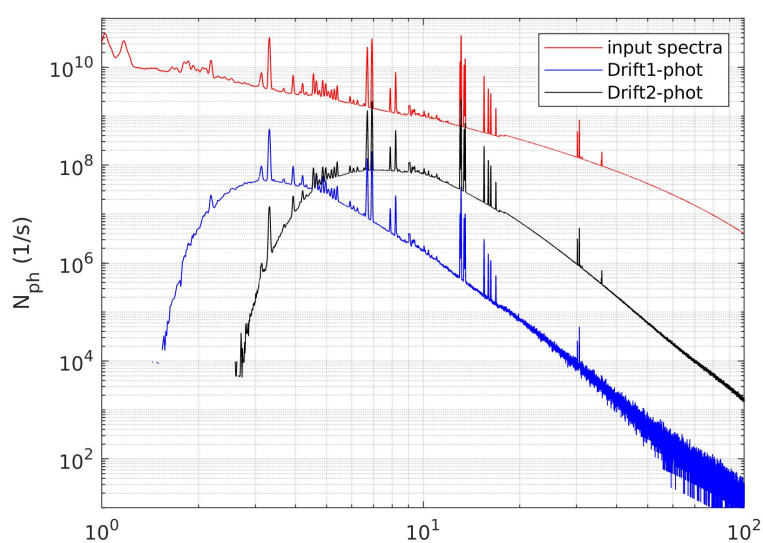
Jak widać, począwszy od około 50 keV fotoefekt i rozpraszanie Comptona w drugiej komorze gazowej zaczynają być porównywalne. Niestety, w przypadku detektora gazowego jednoznaczna interpretacja nie jest możliwa. Ponieważ zawsze istnieją pewne efekty wtórne, które należy wziąć pod uwagę. Należy wziąć pod uwagę efekty rozpraszania lub fluorescencji. Nie można uniknąć penetracji fotonów o wyższej energii, np. 50 keV, i jednocześnie obserwować niższe energie fotonów w widmie na tym samym poziomie. Jednak pomiar względny może być skuteczny nawet w takim układzie, ponieważ należy porównać małe odchylenia między kolejnymi pomiarami. W każdym przypadku możliwe jest również umieszczenie trzeciej komory gazowej za dwiema pierwszymi z filtrami odcinającymi widmo poniżej 50 keV w celu pomiaru promieniowania tła.

W kolejnym kroku powyższe widma zostały wykorzystane do uzyskania odpowiedzi detektora na obliczone widmo z plazmy. Wykorzystano dane obliczone dla detektora #12 z portu UP.

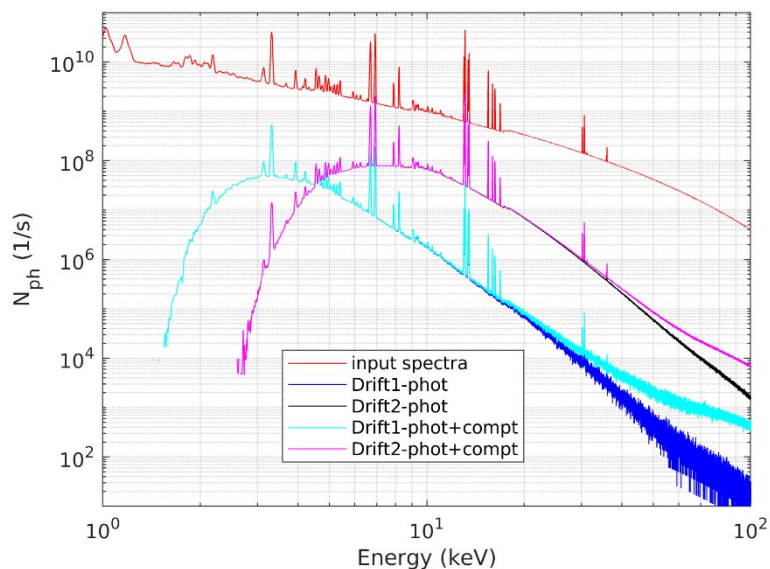
Wszystkie wyniki opisane w tym podrozdziale zostały uzyskane dla wprowadzonej powyżej koncepcji filtra. Jak już wspomniano oryginalna kombinacja filtrów została uzyskana przez „wymieszanie” pokryw filtrów i nie pokrywa się z modelem zastosowanym w tych rozważaniach. Rozkład fotonów zaadsorbowanych w pierwszej i drugiej komorze dla tej kombinacji filtrów pokazano na rysunku 1.2.35 i nie pokrywa się z wynikami dla „wymieszanych” pokryw materiałów.



Rysunek 1.2.36. Oddziaływanie fotonów rentgenowskich (białe widmo z 10^6 /dE) z regionami Drift1 i Drift2 poprzez efekt fotoelektryczny i rozpraszanie Comptona (oddziaływania pierwotne). Góra - skala liniowa, dół - skala logarymiczna



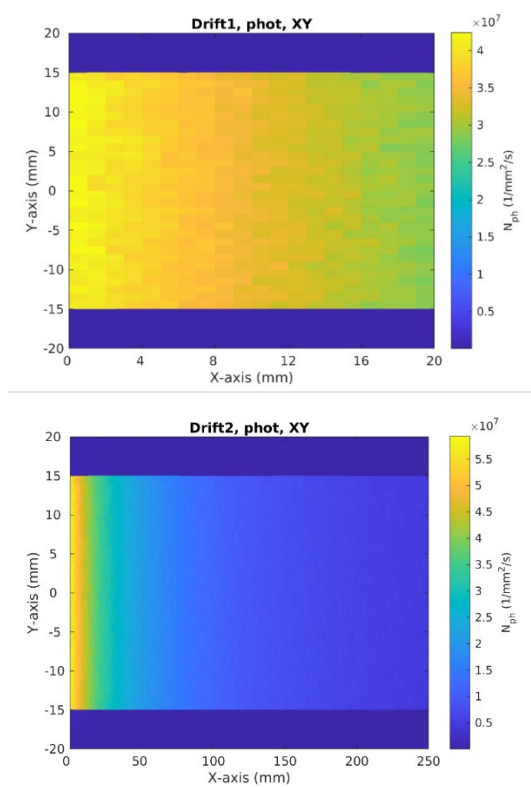
Rysunek 1.2.37. Porównanie wejściowego widma padającego i tego, co jest rejestrowane przez detektor w Drift1 i Drift2 poprzez efekt fotoelektryczny (interakcja pierwotna). Widmo wejściowe obejmuje cały zakres energii 0.08-100keV, a zarejestrowane widmo jest zawężone do 1-100keV



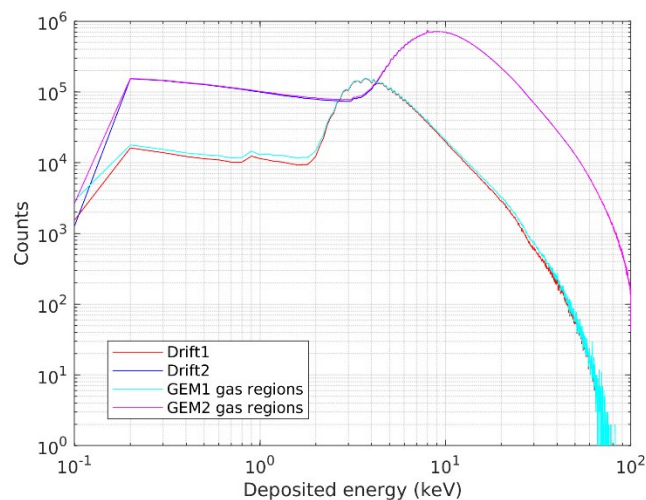
Rysunek 1.2.38. Porównanie wejściowego widma padającego i tego, co jest rejestrowane przez detektor w Drift1 i Drift2 poprzez efekt fotoelektryczny (oddziaływanie pierwotne) i fotoefekt plus rozpraszanie Comptona. Widmo wejściowe obejmuje cały zakres energii 0.08-100keV, a zarejestrowane widmo jest zawężone do 1-100keV

x

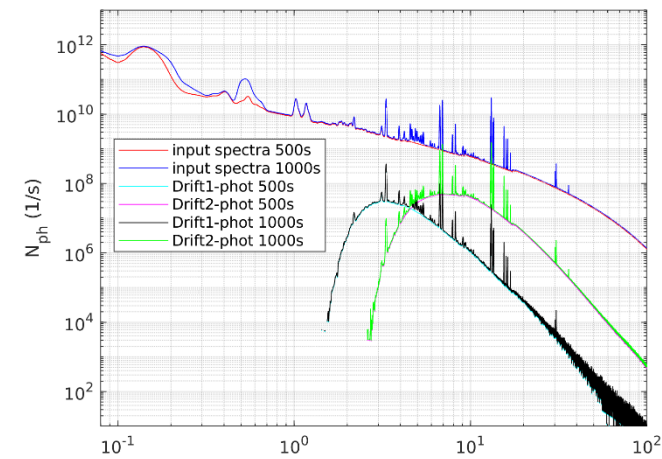
Aby ocenić dokładność pomiaru, jakiej można oczekiwać w przypadku proponowanego detektora i koncepcji diagnostycznej, rozważono dwa punkty czasowe 500 i 1000 s dla danych w fazie rozruchu DEMO. Dane zostały pobrane dla detektora w górnym porcie, który patrzy najbardziej centralnie na plazmę i ma mierzyć maksymalne natężenie promieniowania dla rozważanego scenariusza. W tym przypadku uwzględniono następujące zanieczyszczenia w plazmie: H+He+N+Ne+Ar+Fe+Kr+Xe+W.



Rysunek 1.2.39. Rozkłady gęstości absorpcji (poprzez efekt fotoelektryczny) na płaszczyźnie odczytu (rzut XY) detektorów GEM1 i GEM2 z obszaru dryfu dla widma jak wyżej (dla detektora #12 w UP)



Rysunek 1.2.40. Energia zdeponowana dla wszystkich regionów gazowych



Rysunek 1.2.41. Widma fotonów padających i pochłoniętych w regionach Drift1 i Drift2 dla fazy rozruchu DEMO przy 500 i 1000 s

Różnica/zmiana między widmami wejściowymi dla 500 i 1000 s dla całego zakresu energii, obliczona jako $\text{suma}(W_{500} - W_{1000}) / \text{suma}(W_{500})$, wynosi 0.2587 (-25.9%). Jednak dla zakresu zarejestrowanego przez detektor GEM (2-100 keV) wynosi -0.0822 (-8.22%).

Rysunek 1.2.42 przedstawia widma elektronowe odpowiadające obu widmom (500 i 1000 s).

Wstępna dokładność pomiaru

Aby określić błędy pomiarowe, wzięliśmy pod uwagę całki/moc widm ($\sum I_i \cdot E_i$) w zakresie od 1,5 keV do 100 keV. Zsumowane moce dla całych widm wejściowych dla momentów czasu 500 s i 1000 s, padających na okno wejściowe o średnicy 30 mm, różnią się od siebie jako:

$$1 \quad (P_{1000s} - P_{500s}) / P_{1000s} \text{ różnica wynosi } 0.0661 \text{ (6.6\%).}$$

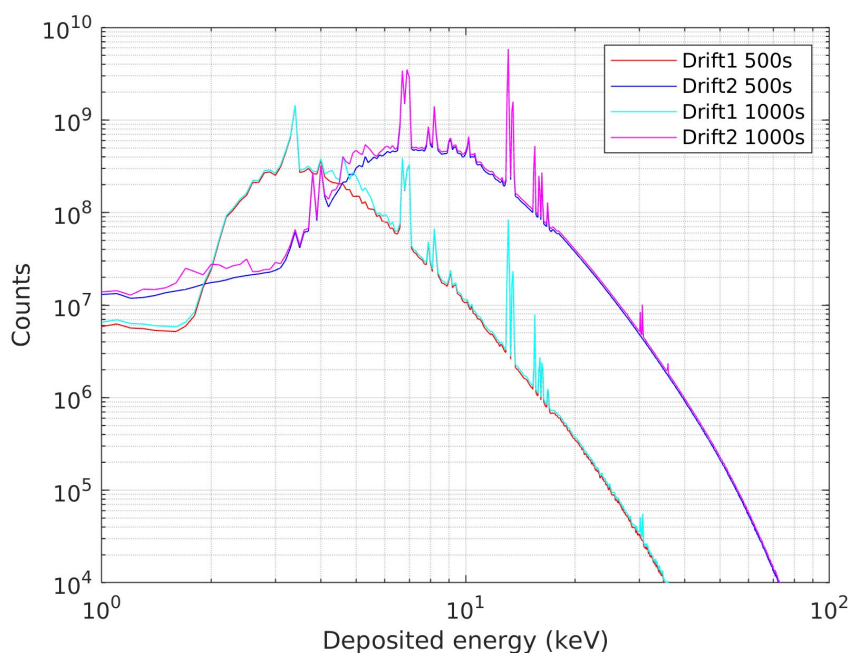
Błąd zintegrowanego widma dla dwóch komór gazowych GEM (dla dwóch dryftów Drift 1 i Drift 2) wynosi:

$$2 \quad (P_{\text{Drift12_1000s}} - P_{\text{Drift12_500s}}) / P_{\text{Drift12_1000s}} \text{ różnica wynosi } 0.0559 \text{ (5.6\%).}$$

Porównując różnicę widm wejściowych (6.6%) z różnicą zsumowanych widm wyjściowych (Drift1+Drift2), otrzymujemy różnicę ~1.0 punktu procentowego (6.6%-5.6%). Wynik ten spełnia wymagania systemu dotyczące 3% dokładności pomiarów diagnostycznych.

Warto wspomnieć, że wynik ten uzyskano dla nieoptymalnej konfiguracji, a rozważania te będą musiały zostać

powtórzone dla ostatecznej konfiguracji i ostatecznej koncepcji czujnika do diagnostyki Prad.



Rysunek 1.2.42. Widma elektronów (rozkład początkowych energii lawiny, który jest proporcjonalny do λ) z obszarów Drift1 i Drift2 dla widm w fazie ramp-up DEMO przy 500 i 1000s.

Osiągnięcia technologiczne

Jednym z głównych celów obecnego projektu jest przygotowanie i budowa prototypu detektora GEM do testowania w laboratorium lub w warunkach wysokiego promieniowania. Ponieważ rozwój ten nie może opierać się na komercyjnie dostępnych detektorach, przygotowanie prototypu detektora jest ważną częścią rozwiązywania problemów, z którymi ta diagnostyka będzie musiała się zmierzyć w środowisku DEMO. Głównym celem dla pierwszych prototypów jest sekwencyjne rozważenie i rozwiązanie problemów technologicznych interfejsu diagnostycznego ze komorą próżniową DEMO, przygotowanie komory gazowej do konwersji promieniowania na sygnał elektryczny, weryfikacja wykonalności takiej komory, a następnie przetestowanie jej działania w laboratorium. W ramach tego zadania w roku 2023 powstał wstępny model CAD prototypu.

W tym zadaniu, rozważono kilka modeli i rozwiązań konstrukcji komory gazowej, zanim osiągnięto aktualny projekt. Trudność w rozwiązaniu napotkanych problemów polegała na praktycznej niemożności połączenia wymagań dotyczących detektora od strony fizycznej z ograniczeniami narzuconymi przez warunki gazoszczelności komory, wymagania elektryczne dla komponentów wewnątrz komory, izolację itp.

W rezultacie przygotowano zaktualizowany model, którego elementy zostaną wdrożone na początku 2024 r., a także wydano wstępną dokumentację techniczną.

Wersja modelu jest wynikiem prac koncepcyjnych nad projektem mechanicznym detektora, wymagań przedstawionych przez inne zespoły uczestniczące w rozwoju prototypu oraz wymagań dotyczących projektowania systemów diagnostycznych określonych przez kierownictwo projektu DEMO. W trakcie procesu projektowania opracowano kilka wersji prototypu systemu SXR. Ostateczna wersja, znacznie odbiega od koncepcji opracowanej w ubiegłym roku.

Główne zalety obecnej wersji prototypu to:

2. Minimalizacja odległości pomiędzy oknem berylowym a obszarem aktywnym GEM, w najnowszej wersji modelu odległość ta wynosi 2.5 mm (2 mm wynikające z konstrukcji samych płytek z folią GEM oraz 0.5 mm jako zapas umożliwiający swobodny montaż adaptera, będącego elementem pośrednim pomiędzy stosem folii GEM a płytką PCB odczytu i głównym elementem obudowy).
3. W modelu uwzględniono również metodę uszczelniania okien berylowych opracowaną dla projektu ITER, metoda ta została opracowana przez zespół ds. rozwoju systemów diagnostycznych. Technika ta wykorzystuje srebrne uszczelki do stworzenia hermetycznego i odpornego na dawkę promieniowania

połączenia między folią berylową a obudową detektora. Metoda ta odbiega od powszechnie przyjętych standardów branżowych. W związku z tym jednym z kluczowych zadań prototypu jest przetestowanie szczelności i niezawodności tego typu połączenia.

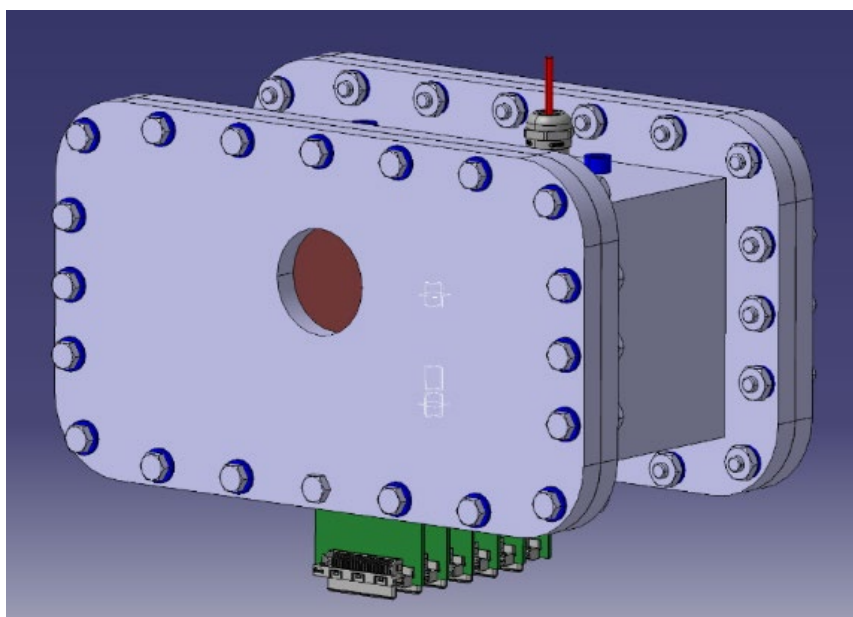
Ze względu na konieczność zminimalizowania odległości między oknem berylowym a aktywnym obszarem folii GEM, adapter jest montowany do obudowy detektora w sposób odbiegający od ogólnie przyjętych dobrych praktyk. Śruby użyte do uszczelnienia połączenia między adapterem a obudową zostały umieszczone tylko po przeciwnych stronach adaptera. Rozwiązanie to wymaga przetestowania; jest to jedno z zadań stojących przed prototypem.

Model nie jest wyposażony w kompletną izolację elektryczną. Podczas procesu produkcyjnego należy zainstalować warstwę izolacyjną, aby zapewnić bezpieczne użytkowanie urządzenia. Proponowanym rozwiązaniem jest użycie folii Kapton jako izolatora.

Stos folii GEM jest montowany do adaptera za pomocą 4 śrub M6, śruby te powinny być wykonane z materiału nieprzewodzącego, takiego jak polimer. Płytkę odczytu powinna być wklejona w kieszeń adaptera w sposób zapewniający szczelne połączenie. Podczas procesu montażu prototypu wszystkie połączenia powinny być wykonane przy użyciu materiałów dostosowanych do docelowych warunków pracy. Pomiędzy foliami GEM umieszczane są separatory. Ostatni separator, znajdujący się pomiędzy płytką odczytową a ostatnią folią GEM, został zaprojektowany tak, aby pomieścić działający system dystrybucji gazu.

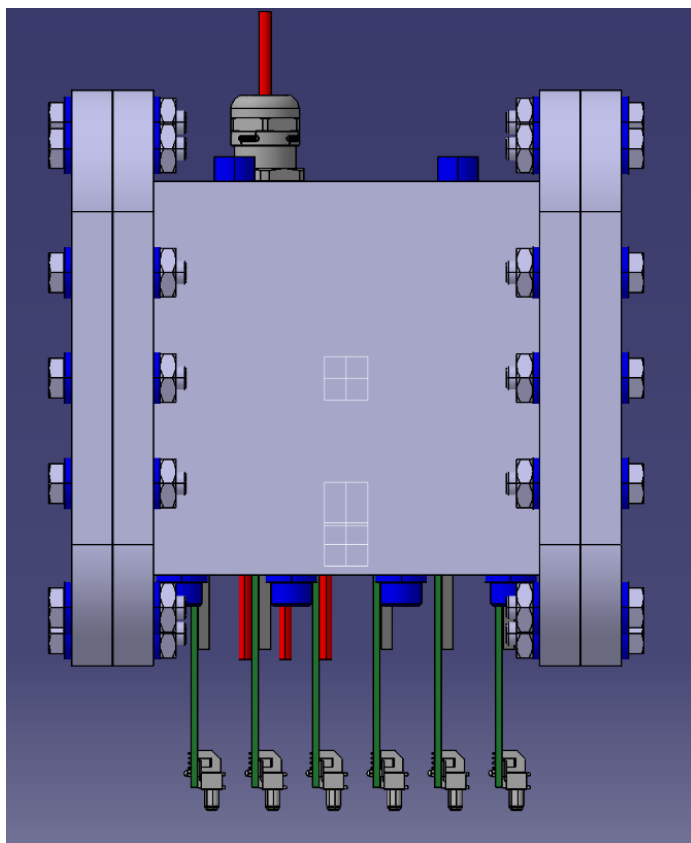
Rysunek 1.2.43 przedstawia widok izometryczny modelu jednej komory detektora. Przednia część to kołnierz służący do montażu folii berylowej. Kołnierz jest montowany do głównej części obudowy za pomocą 20 śrub M6. W górnej części detektora widoczne jest połączenie wysokiego napięcia z katodą. Dolna część przedstawia elektronikę odczytu.

Rysunek 1.2.45 przedstawia przekrój przez model detektora. Pokazuje on połączenie wysokiego napięcia, przewody należy przylutować do przygotowanych pól lutowniczych, a także system dystrybucji gazu. System ten ma składać się z 4 kolektorów, z których dwa na górze detektora będą odpowiedzialne za dostarczanie i dystrybucję gazu. Dwa dolne kolektory odpowiadają natomiast za usuwanie zużytego gazu roboczego z objętości detektora. Same kolektory proponuje się wykonać przy użyciu druku 3D, przy czym zalecaną metodą jest druk SLS przy użyciu materiału o wysokiej odporności na promieniowanie i dobrych właściwościach izolacyjnych. System dystrybucji gazu obejmuje również cztery otwory, dwa w obudowie i dwa w adapterze, otwory te są gwintowane, gwint M5, umożliwiając wkręcenie w nie połączeń systemu gazowego.

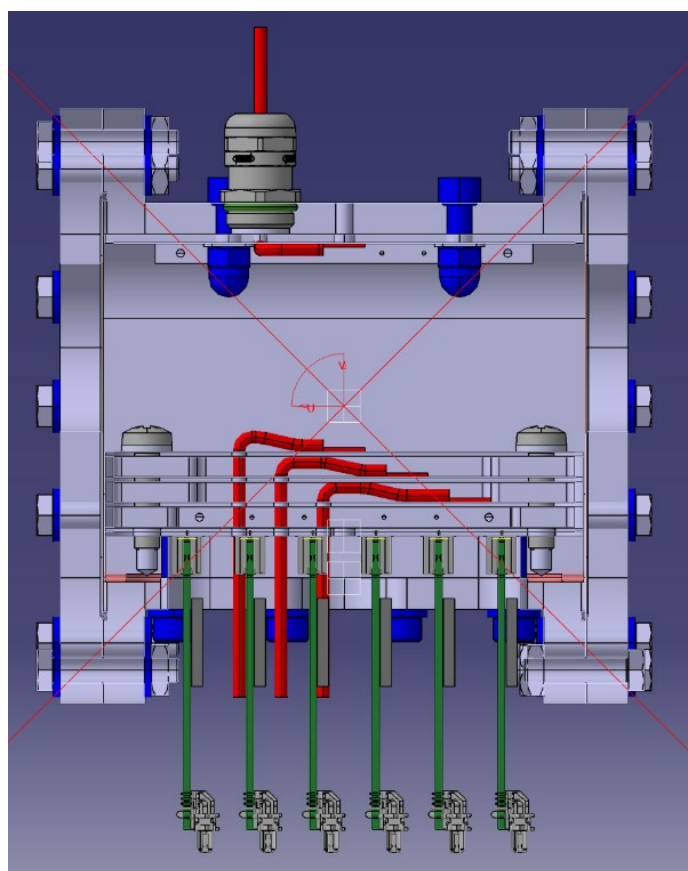


Rysunek 1.2.43. Widok izometryczny prototypu detektora SXR

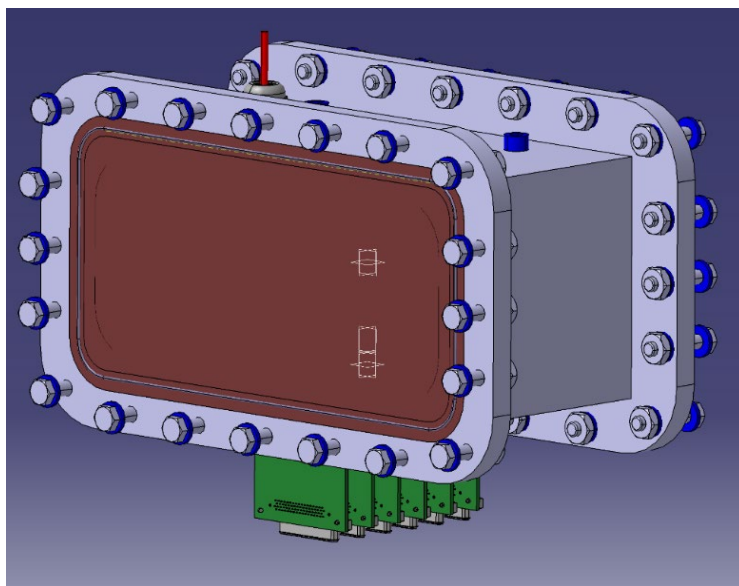
Rysunek 1.2.44 przedstawia widok modelu z boku. W dolnej części modelu widoczne są kable doprowadzające wysokie napięcie do folii GEM



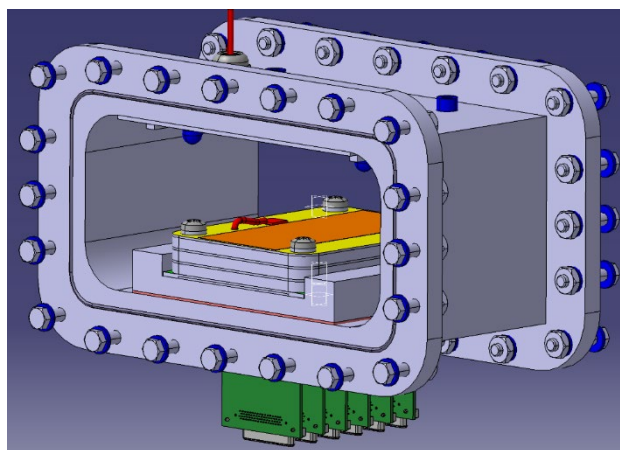
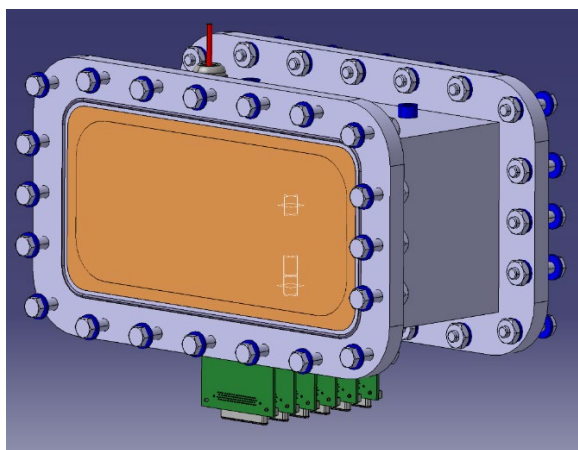
Rysunek 1.2.44. Widok z boku



Rysunek 1.2.45. Przekrój przez model detektora wzdłuż osi wiązki



Rysunek 1.2.46. Metoda montażu okna berylowego, folia berylowa



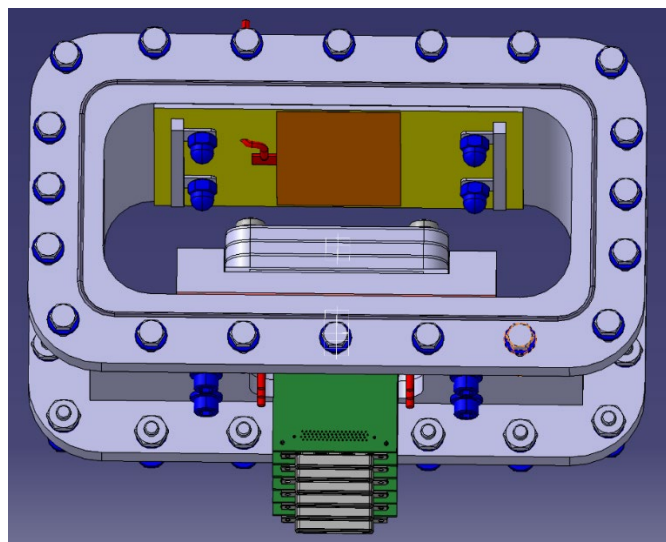
Rysunek 1.2.47. Metoda instalacji okna berylowego, folia Kapton (po lewej). Metoda instalacji okna berylowego, srebrna uszczelka (po prawej)

Rysunki 1.2.46-1.2.47 przedstawiają metodę montażu okna berylowego do obudowy detektora. Metoda ta została opisana w publikacji przygotowanej przez zespół pracujący nad systemami diagnostycznymi dla reaktora ITER [Z. Chena et al., *Fusion Eng. Des.* 88 (2013) 3280].

Zespół adaptera zawierający stos GEM, płytkę odczytu i uszczelkę należy zmontować, a następnie zamontować w obudowie czujnika. Zespół jest montowany w obudowie za pomocą ośmiu śrub M6.

Katoda jest montowana do obudowy za pomocą 4 śrub M6 (Rysunek 1.2.48). Ze względu na konieczność zapewnienia szczelności obudowy i ograniczenia wybranej metody produkcji, połączenie to wykonuje się za pomocą śrub z uszczelką o-ring. Śruby należy najpierw wkręcić w obudowę, w której znajdują się gwintowane otwory. Następnie na wystające śruby nakładane są kolektory katody i układu gazowego. W kolejnym kroku elementy są dociskane do siebie za pomocą nakrętek, które powinny być wykonane z izolatora. Połączenie to znacząco odbiega od ogólnie przyjętych standardów, dlatego jego poprawność powinna zostać sprawdzona podczas budowy i eksploatacji prototypowego detektora.

Ponieważ wymagania fizyczne dla detektora Prad/SXR opierają się na ścisłych wymaganiach dotyczących kontroli plazmy, miało to wpływ na proponowane rozwiązania. Dlatego w przypadku najbardziej krytycznych elementów detektora gazu, takich jak interfejsy gaz-próżnia i izolacja elektryczna, nie można było uniknąć rozwiązań nieprzemysłowych. Pomimo przyjętych rozwiązań technologicznych, opracowany model obejmuje najważniejsze elementy komory gazowej, których adekwatność ma zostać przetestowana w laboratorium po wyprodukowaniu.



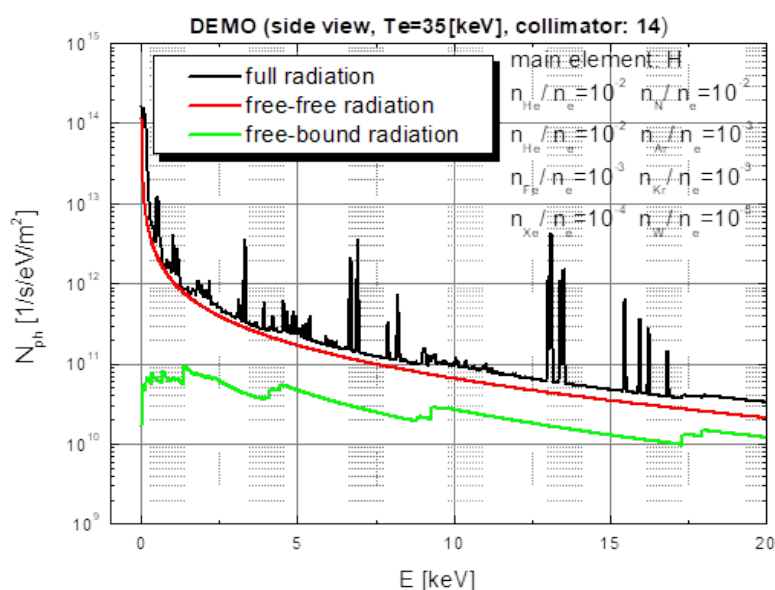
Rysunek 1.2.48. Widok katody

Rozwój narzędzi informatycznych

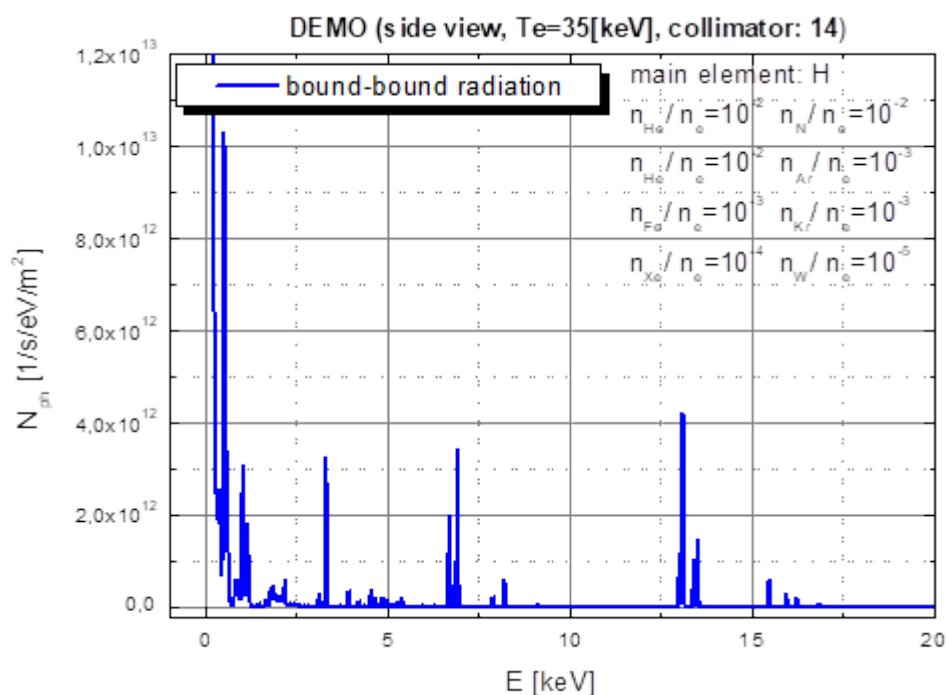
Symulacje promieniowania

W odniesieniu do działalności związanej z symulacjami promieniowania plazmy, dalsze prace zostały wykonane dla systemu detekcji składającego się z 26 poziomych i 26 pionowych detektorów, linii patrzenia (z ang. *Line of Sight, LOS*), które zostały zaproponowane w 2022 r. w oparciu o analizę dokładności tomografii. Symulacje promieniowania padającego na detektor wykonano za pomocą programów numerycznych opracowanych w IPPLM.

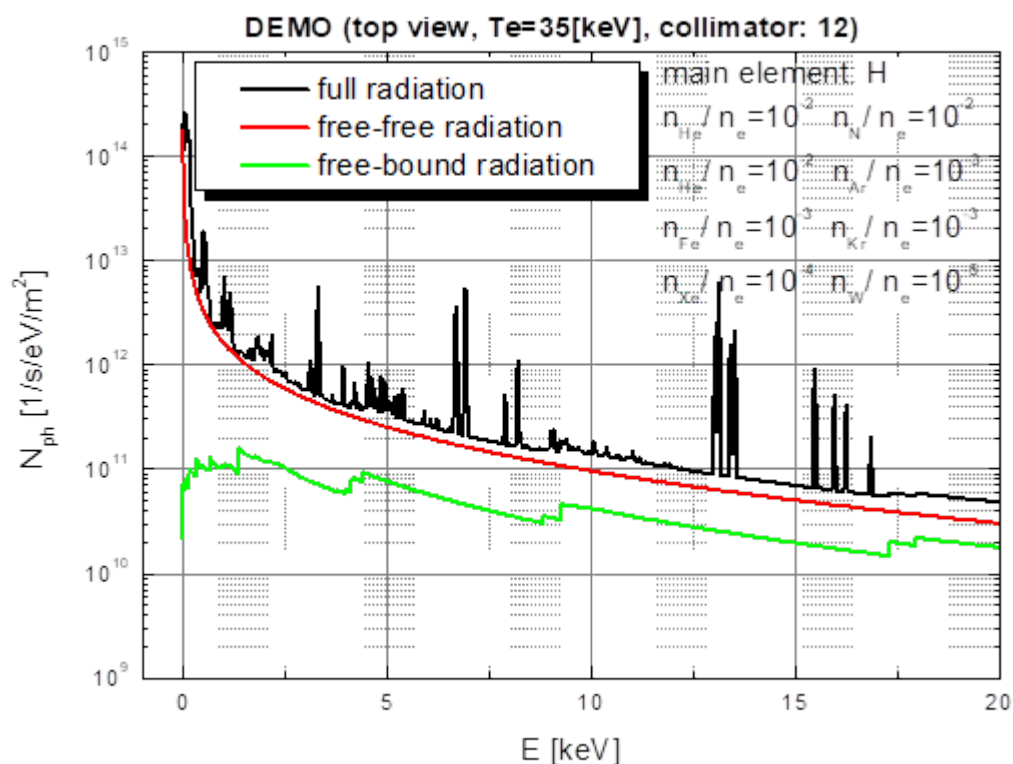
Widma rentgenowskie symulowano dla profilu temperatury elektronów o maksymalnej wartości $T_e=35$ keV dla układu kolimatorów 26×26 w widoku z boku i z góry. Wyniki, w tym skład symulowanej plazmy, można znaleźć na poniższych wykresach przedstawiających widma kwantowe dla kolimatorów rejestrujących maksymalne kwanty (widok z boku: kolimator 14, widok z góry: kolimator 12). Głównym składnikiem plazmy był H z rozważanymi zanieczyszczeniami $n_{He}/n_e = 10^{-2}$, $n_N/n_e = 10^{-2}$, $n_{Hc}/n_e = 10^{-2}$, $n_{Ar}/n_e = 10^{-3}$, $n_{Fe}/n_e = 10^{-3}$, $n_{Kr}/n_e = 10^{-3}$, $n_{Xe}/n_e = 10^{-4}$, $n_W/n_e = 10^{-5}$. Gęstości jonów są obliczane poprzez rozwiązanie równań kinetycznych przy założeniu modelu kolizyjno-promienistych i przy użyciu profili T_e i n_e .



Rysunek 1.2.49. Obliczone widma dla padającego promieniowania ciągłego i quasi-ciągłego dla kolimatora/detektora #14 w porcie ekwatorialnym (z ang. Equatorial Port, EP)

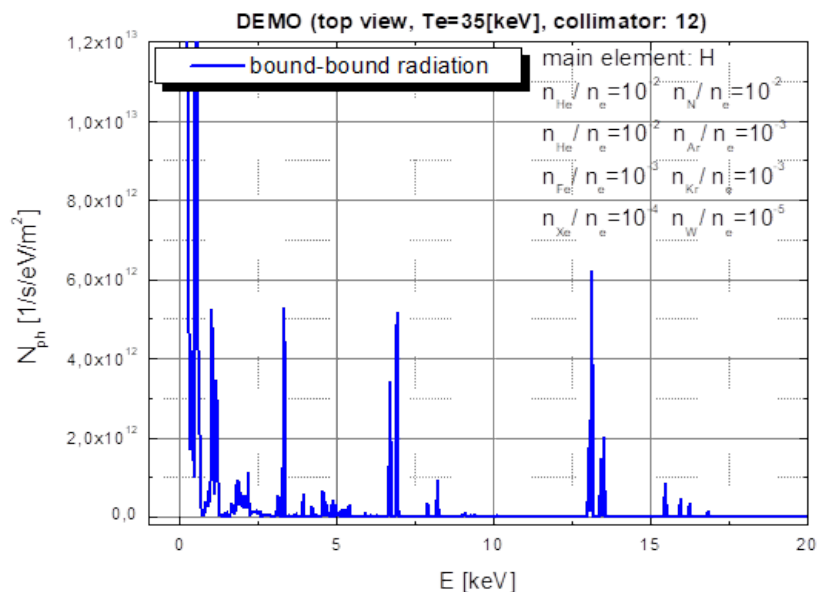


Rysunek 1.2.50. Obliczone widma dla padającego promieniowania liniowego dla kolimatora/detektora #14 w EP.



Rysunek 1.2.51. Obliczone widma dla padającego promieniowania ciągłego i quasi-ciągłego dla kolimatora/detektora #12 w porcie górnym (z ang. Upper Port, UP)

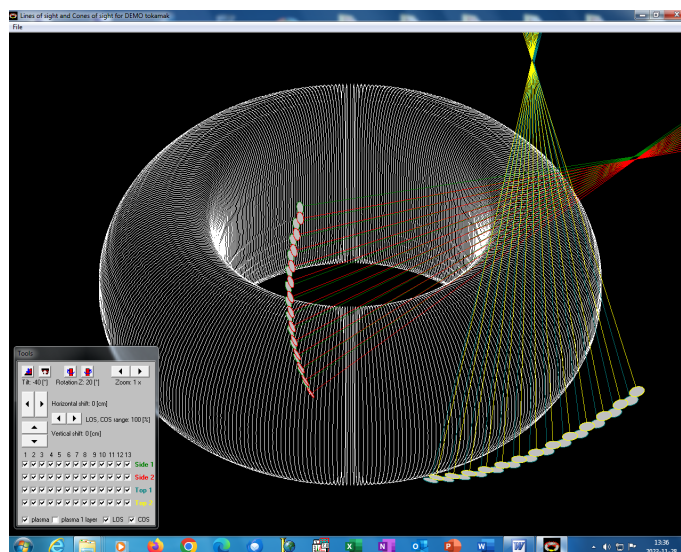
W celu określenia optymalnej średnicy kolimatora potrzebny był kod do obrazowania linii patrzenia (LOS) i stożka widzenia (z ang. *Cone of Sight, COS*) dla tomografii rentgenowskiej z wykorzystaniem detektorów GEM w systemie kolimatora do współpracy z tokamakiem DEMO. W związku z tym przygotowano kod komputerowy DEMO_LOS.exe. Kod ten wykorzystuje między innymi operacje na liczbach hiperkompleksowych (kwaternionach) w celu dokładnego odwzorowania korelacji geometrycznych dla omawianej diagnostyki.



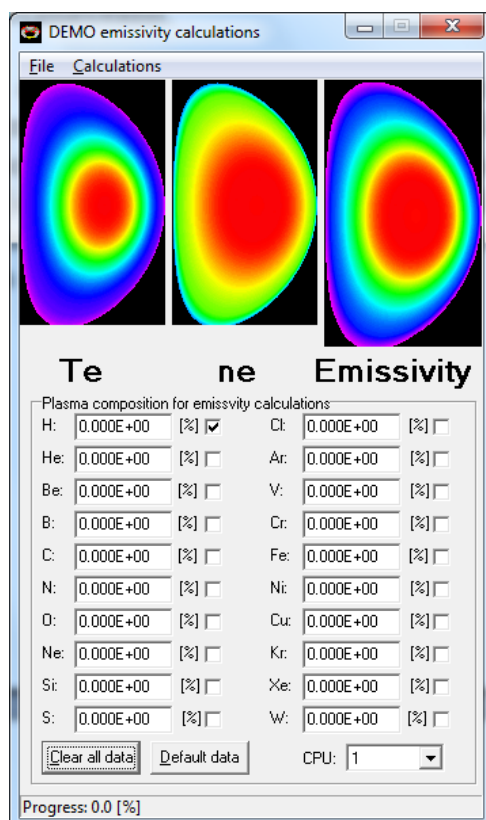
Rysunek 1.2.52. Obliczone widma dla padającego promieniowania liniowego dla kolimatora/detektora #12 w UP. Analizowany system składa się z czterech rzędów detektorów, z których każdy zawiera 13 zestawów kolimator-detektor. Dwa zestawy patrzą na plazmę z boku (widok SIDE), a dwa z góry (widok TOP). Wszystkie te wymagania są odzwierciedlone w kodzie, który po załadowaniu pliku zawierającego dane o współrzędnych przecięcia LOS każdego rzędu detektorów oraz informacje o położeniu centrów detektorów, jest w stanie narysować w 3D LOS i podstawy stożków widzenia. Przykład interfejsu użytkownika znajduje się poniżej na Rysunku 1.2.53.

Dla kolejnego zadania konieczne było obliczenie emisyjności plazmy w celu przetestowania algorytmów rekonstrukcji tomograficznej, dlatego przygotowano kod (DEMO_EMISSIVITY.exe) i obliczono emisyjność dla plazmy DEMO. W programie, na podstawie dwuwymiarowych definicji profili T_e i n_e oraz po zadeklarowaniu składu promieniującej plazmy, możemy uzyskać całkowitą w każdym punkcie emisyjność plazmy na poloidalnym przekroju ϵ W/m³. Dane wyjściowe są zdefiniowane na siatce numerycznej 116 x 197. Wyniki można zapisać w pliku tekstowym lub jako rysunek. Interfejs użytkownika do obliczeń promieniowania plazmy czystego wodoru pokazano na Rys. 1.2.54.

W celu przetestowania algorytmów tomograficznych przygotowano następujące wyniki: dla czystej plazmy wodorowej, dla plazmy H z Xe (0,01504%) oraz dla plazmy złożonej zawierającej H, He(1%), N(1%), Ne(1%), Ar(0,1%), Fe(0,1%), Kr(0,1%), Xe(0,01504%) i W(0,001%). Obliczenia wykonano dla przypadku ramp-up dla $t = 2000$ s. Maksymalna temperatura elektronów wynosiła $T_e \sim 38$ [keV].



Rysunek 1.2.53. Interfejs użytkownika kodu DEMO_LOS.exe



Rysunek 1.2.54. Interfejs użytkownika kodu DEMO_EMISSIVITY.exe

Podsumowanie

Główne działania prowadzone w 2023 r. w ramach projektu WPDC można podsumować następująco:

- Prowadzono prace nad dalszym rozwojem narzędzi numerycznych do obliczania i analizy promieniowania plazmy dla różnych scenariuszy;
- Kontynuowano prace nad koncepcją detektora, która wymagała różnych charakterystyk dla różnych gazów rozważanych do wykorzystania jako gaz roboczy w detektorze; zaproponowano kombinację filtrów (w wersji mieszanej), która umożliwiła uzyskanie pożądanego widma promieniowania i zapewnienie akceptowalnych warunków pracy detektora; oceniono wykonalność opracowanej koncepcji i opracowano nowe narzędzia numeryczne do dalszej pracy nad takimi problemami;
- Przeprowadzono wstępną analizę oczekiwanej dokładności pomiaru diagnostycznego w oparciu o proponowaną koncepcję (dla nieoptymalnej wersji filtrów), biorąc pod uwagę wyłącznie promieniowanie padające;
- Przeprowadzono analizę dokładności rekonstrukcji tomograficznej dla różnych średnic kolimatora i zaproponowano jego optymalny rozmiar;
- Oceniono obciążenie termiczne detektora w miejscu jego lokalizacji;
- Model CAD prototypu detektora został opracowany;
- Rozpoczęto prace nad zamkniętym systemem gazowym;
- Kontynuowano prace nad określeniem wpływu pola magnetycznego na zachowanie generowanych ładunków w objętości gazu;
- Przeprowadzono analizę mechaniczną konstrukcji interfejsu na granicy komory próżniowej i czujnika;
- Przeprowadzono analizę materiałów wystarczających do zapewnienia ekranowania neutronowego pierwiastków diagnostycznych.

1.3. Rozwój diagnostyk promieniowania VUV dla tokamak JT-60SA

Wstęp

Projekt ten miał na celu opracowanie koncepcji spektrometru promieniowania w zakresie VUV do monitorowania promieniowania z dywertyora tokamaka JT-60SA zlokalizowanego w Japonii. Głównym zadaniem grupy naukowców IFPiLM w ramach całego projektu było przygotowanie koncepcji układu pompowego do uzyskania odpowiedniej próżni w komorze spektrometru oraz zapewnienie doboru detektora do rejestracji kwantów promieniowania na końcu optycznym układu spektrometru. Prace obejmowały również udział w opracowaniu ogólnej koncepcji spektrometru, selekcja/dobór istniejących detektorów w wybranym zakresie fotonów, dobór odpowiedniej konstrukcji i parametrów detektora.

Osiągnięcia badawcze

Zadania planowane do realizacji przez zespół z IFPiLM w 2023 r. były jedynie drobnymi pracami związanymi z ukończeniem przygotowania spektrometru. Przygotowanie spektrometru jest w fazie przekazania i finalizacji, gdyż urządzenie zostało pomyślnie zainstalowane na tokamaku i rozpoczęło zbieranie danych. Dlatego prace w ubiegłym roku dotyczyły jedynie formalnego sfinalizowania całego systemu diagnostycznego.

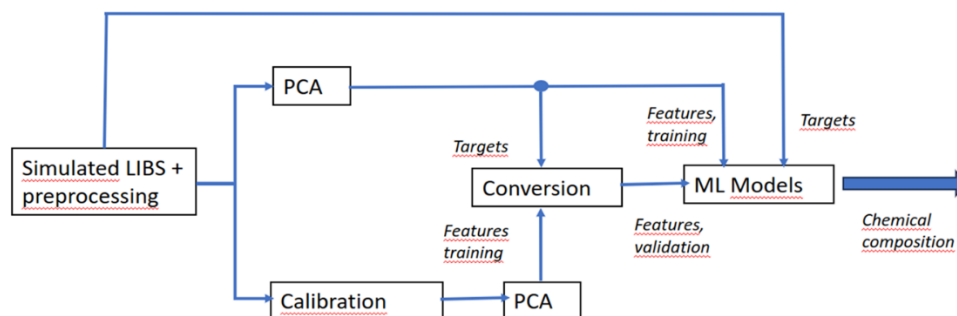
Ze względu na końcową fazę projektu zespół z IFPiLM służył pomocą i wspierał wiedzą zespół międzynarodowych naukowców zarówno na temat systemu próżniowego jak i detektorów CCD, które zostały wyselekcjonowane i zakupione przez IFPiLM. W tym uczestniczono w spotkaniach w tej kwestii. Z racji na koniec projektu prace dotyczyły również przygotowania finalnego raportu z całego projektu dla kierownika projektu od strony EUROfusion.

1.4. Rozwój diagnostyk do pomiarów retencji paliwa w reaktorach termojądrowych

Wstęp

W roku 2023 prace prowadzone w ramach WPPWiE przebiegały 3-torowo. Pierwszy z nich prowadził w kierunku opracowania modeli uczenia maszynowego służących pomiarom retencji paliwa przy użyciu w reaktorach termojądrowych nowej generacji, drugi zajmował się analizą danych uzyskanych w eksperymencie w Finlandii dla próbek symulujących retencję paliwa w warstwach berylowych natomiast trzeci był związany z przygotowaniem eksperymentu LIBS for JET, który odbędzie się w 2024 na tokamaku JET w Culham (wprawdzie na tokamaku tym nie są już prowadzone kampanie eksperymentalne oparte na doprowadzaniu w nim do wyładowań plazmowych, jednak nie należy ich mylić z w dalszym ciągu prowadzonymi badaniami materiałowymi, do grupy których można zaliczyć właśnie eksperyment LIBS 4 JET). Tematyka, cele oraz metodologie tych zadań były bardzo zróżnicowane, co przyczyniło się do uzyskania interesujących wyników, które są przy tym ważne dla dalszego rozwoju badań w dziedzinie PWI.

Badania nad rozwojem modeli uczenia maszynowego skupiły się w 2023 roku na systemach konwersji między zbiorami danych o zredukowanej wymiarowości uzyskanych dla widm symulacyjnych oraz tzw. Widm quasi-eksperymentalnych przygotowanych dzięki uprzednio wyznaczonej funkcji kalibracyjnej rzeczywistego układu pomiarowego. Schemat przepływu danych przedstawionych jest na rysunku 1.4.1

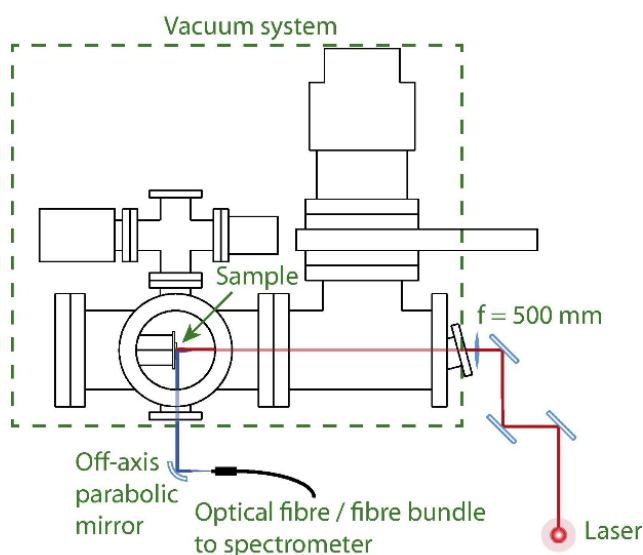


Rysunek 1.4.1 Schemat przepływu danych w badaniach nad modelami konwersji

Dane syntetyczne uzyskiwane były za pomocą uprzednio opracowanego pakietu SimulatedLIBS, a następnie poddawane preprocessingowi mającemu za zadanie uzyskanie odpowiedniej dynamiki sygnału oraz redukcji wymiarowości (PCA). W takiej postaci służyły do trenowania modeli wyznaczających skład chemiczny (ML models na rysunku) wg etykiet nadanych na etapie syntezy. Część danych poddanych zostało kalibracji funkcją przenoszenia rzeczywistego układu pomiarowego w celu wytworzenia danych quasi eksperymentalnych. Następnie były one poddawane redukcji wymiarowości i używane jako cechy do tworzenia modeli konwersji, w których jako cele zastosowane były zredukowane wymiarowo widma symulacyjne. PO wyznaczeniu modelu, użyto go do predykcji na podstawie widm quasi eksperymentalnych nie uczestniczących w procesie trenowania. Uzyskane predykcje służyły do walidacji modeli do wyznaczania składu chemicznego w celu potwierdzenia skuteczności konwersji.

Zarówno modele do wyznaczania składu chemicznego jak i konwersji zredukowanych danych zrealizowane zostały jako DNN (Deep Neural Networks). Optymalizacji podlegały parametry tych sieci takie jak ilość warstw i neuronów, funkcja aktywacji, metoda regularyzacji, funkcja kosztu i metoda jej minimalizacji. Wyniki badań przedstawione są w punktach dotyczących odpowiednich osiągnięć.

Kolejny kierunek badań, czyli analiza wyników, czyli uzyskanych w eksperymencie w Finlandii dla próbek symulujących retencję paliwa w warstwach berylowych polegał głównie na wyznaczeniu profili głębokościowych zawartości pierwiastków i izotopów wchodzących w skład usuwanej laserowo warstwy. Badania miały na celu porównanie wyników LIBS z badaniami materiałowymi (SIMS) oraz ocenę skuteczności samej metody LIBS w szacowaniu składu chemicznego warstw zawierających zakumulowane paliwo. Jako próbki w eksperymencie wykorzystane zostały specjalnie przygotowane próbki kalibracyjne oraz zawierające beryl i deuter próbki tokamaka JET. Układ eksperymentalny przedstawiony jest na rysunku 1.4.2.



Rysunek 1.4.2 Układ eksperymentalny do wyznaczania profili składu chemicznego metodą LIBS

Ostatnim z zadań realizowanych w ramach programu WPPWiE było przygotowanie planów badawczych oraz oprzyrządowania do nadchodzącego w 2024 roku eksperymentu LIBS4JET. W ramach tego zadania IFPiLM uczestniczył w pracach organizacyjnych i projektowych, w szczególności dotyczących systemu prowadzenia sygnału optycznego ze zdalnie sterowanej głowicy LIBS do układu spektrometrów służących jako aparatura detekcyjna.

Prace w ramach WPSAE prowadzone były przy współpracy z ENEA i VT i dotyczyły opracowania diagnostyki pyłu dla reaktora DEMO. 2023 był pierwszym rokiem tych prac, zatem miały one charakter podstawowy i w dużej mierze dotyczyły ekstrapolacji projektu takich diagnostyk z ITER na DEMO, w którym panować będą inne warunki, szczególnie związane z większym promieniowaniem jonizującym.

Podstawowym celem badań była identyfikacja potencjalnych systemów i narzędzi pomiarowych mogących służyć pomiarom różnego rodzaju pyłów (tzw. gorący pył osiadający na wewnętrznej ścianie urządzenia, zimny pył znajdujący się w obszarze dywertyora) oraz wymogom jakie powinny one spełniać w perspektywie limitów i charakteru identyfikowanego pyłu. Obiektem analizy był również mechanizm powstawania pyłu oraz jego parametry fizyczne i chemiczne.

Dla ekstrapolacji działania diagnostyk przewidywanych dla ITERa, znaczenie miała niedawna zmiana projektu polegająca na zastąpieniu ściany berylowej wolframową, a co za tym idzie zmiana pyłu z berylowego na wolframowy. Należało również wziąć pod uwagę, że rozwiązywania przewidywane i opracowane dla ITER były rozwijane i testowane dla pyłu węglowego, w czasie gry materiały takie jak grafit i CFC były popularnie stosowane jako PFC (Plasma facing components – elementy mające kontakt z plazmą).

Ważnym wnioskiem projektu było stwierdzenie, że różnorodność pyłu powstającego w tego typu urządzeniach wymaga stosowania wielu typów diagnostyk umożliwiających zabezpieczenie się na wypadek różnych ewentualności mogących się pojawić na skutek obecnego braku doświadczenia na tak dużych układach. Ważnymi składnikami takich diagnostyk będą specjalny system obrazowania wnętrza komory, kamery VIS i IR, diagnostyki rozpraszania laserowego, endoskopy, czujniki wykorzystujące mikrobilans oraz kolektory pyłu. Zestawienie metod będące podsumowaniem projektu znajduje się w części poświęconej osiągnięciom.

Na podstawie analiz ENEA, IFPiLM i VT przygotowały wspólny raport.

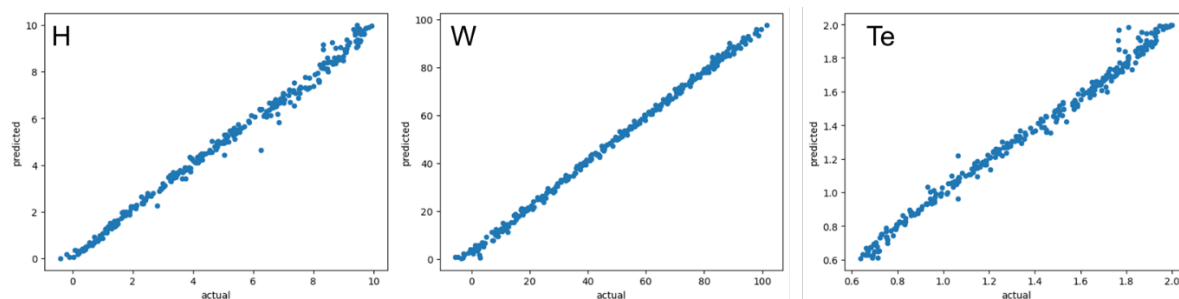
Osiągnięcia badawcze

Po skutecznym sprawdzeniu zdolności do prawidłowej analizy jakościowej i ilościowej syntetycznych widm w roku 2022, w roku głównym problemem naukowym była weryfikacja modelu konwersji służącego do zamiany danych eksperymentalnych (lub quasi) eksperymentalnych na dane umożliwiające skuteczną walidację na modelach do rozpoznawania składu chemicznego wytrenowanych na danych syntetycznych.

W tym celu za pomocą pakietu SimulatedLIBS wygenerowano zestaw widm, które następnie poddano preprocesingowi mającemu na celu dopasowanie dynamii sygnału, a następnie za pomocą metody PCA zredukowano wymiarowość danych do 9 wymiarów. Dane te posłużyły następnie do wytrenowania sieci neuronowej zawierającej 3 gęste warstwy neuronowe poprzedzone wejściową warstwę normalizacyjną. Regularyzacja zrealizowana została przez warstwy drop-out, wyłączające w losowy sposób 30 % neuronów w warstwie.

Prace prowadzone były przy użyciu języka Python przy wykorzystaniu pakietów Tensor Flow, Keras, Scikit-Learn, Pandas, Numpy i Matplotlib.

Uzyskane modele zostały poddane walidacji na danych, które nie były dostępne podczas redukcji wymiarowości oraz treningu. Wyniki walidacji przedstawione są na rysunku nr 1.4.3

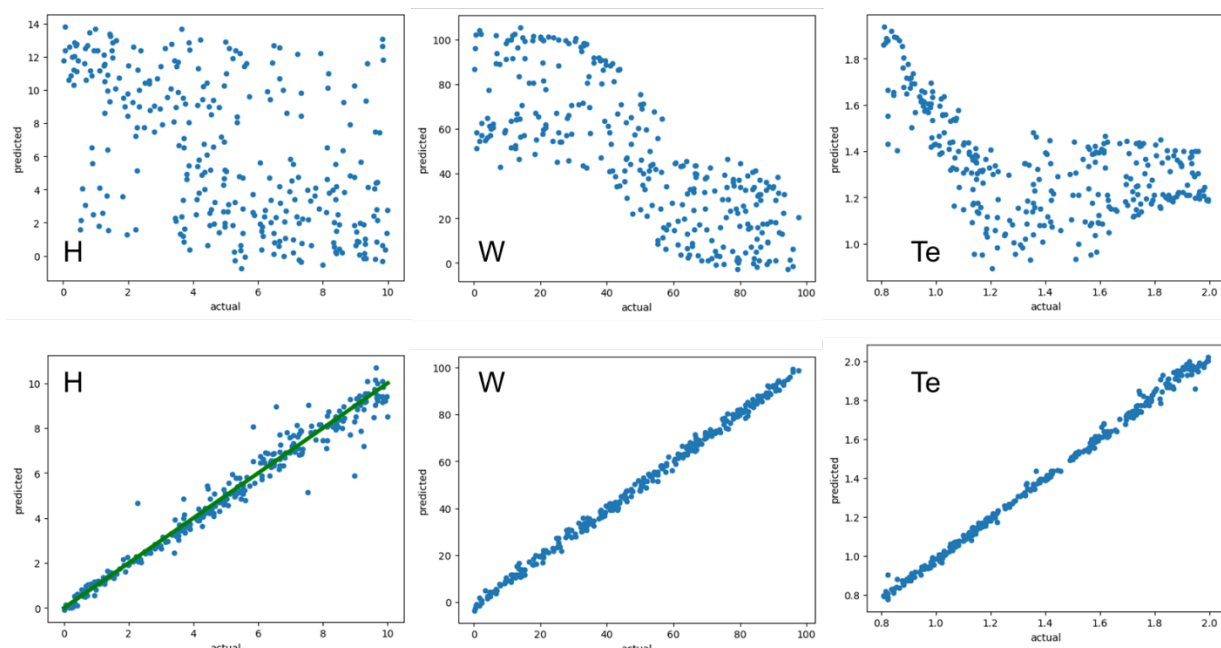


Rysunek 1.4.3 Predykcja zawartości wodoru, wolframu oraz temperatury elektronowej na podstawie danych syntetycznych przez model do wyznaczania składu chemicznego (actual – koncentracja rzeczywista, predicted – wyznaczona przez model)

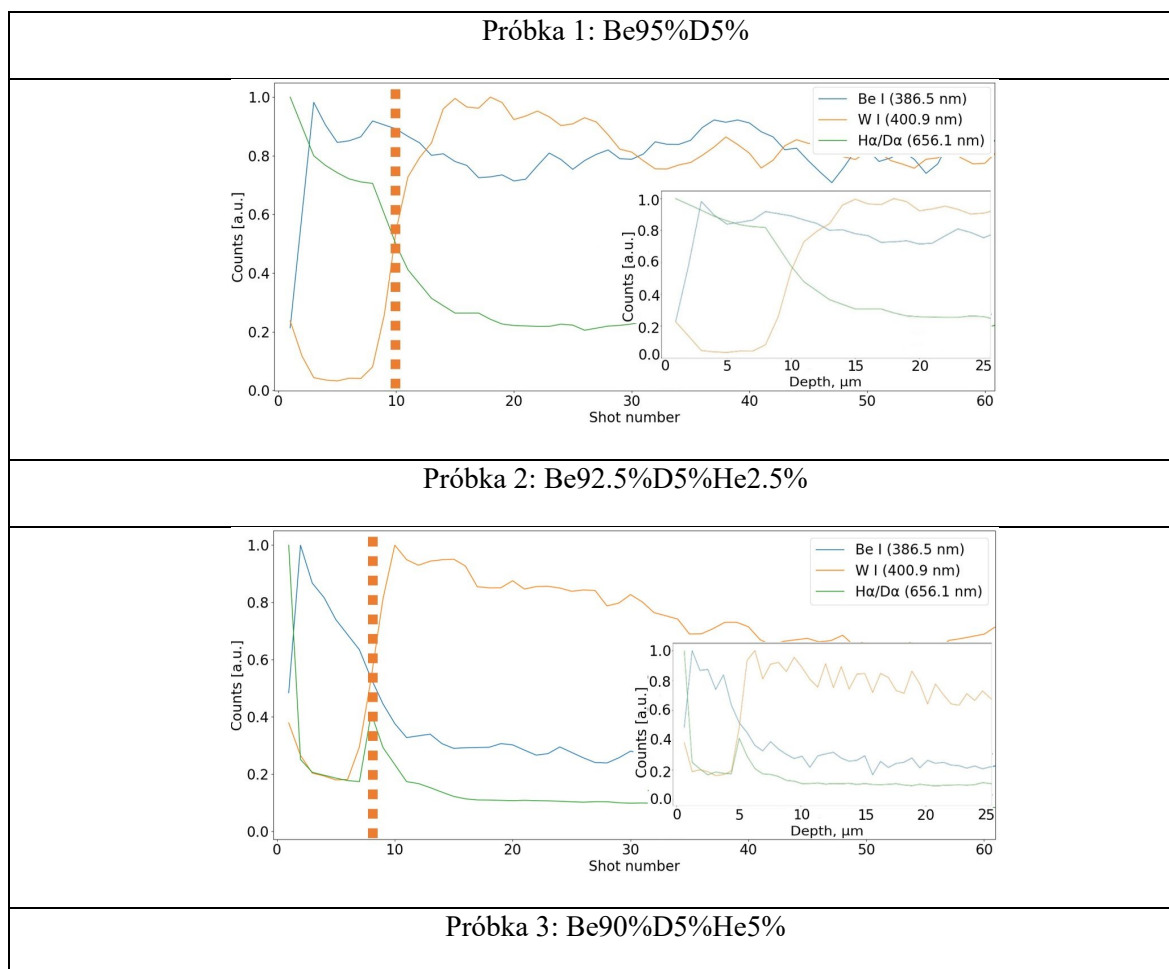
Zgodnie z przewidywaniami, próba predykcji dla zredukowanych danych quasi-eksperymentalnych dała całkowicie błędne wyniki (górny rząd na rysunku 1.4.4). Jednak po dokonaniu konwersji za pomocą odpowiedniego modelu DNN wyniki udało się z powodzeniem skorygować (dolny rząd na rysunku 1.4.4).

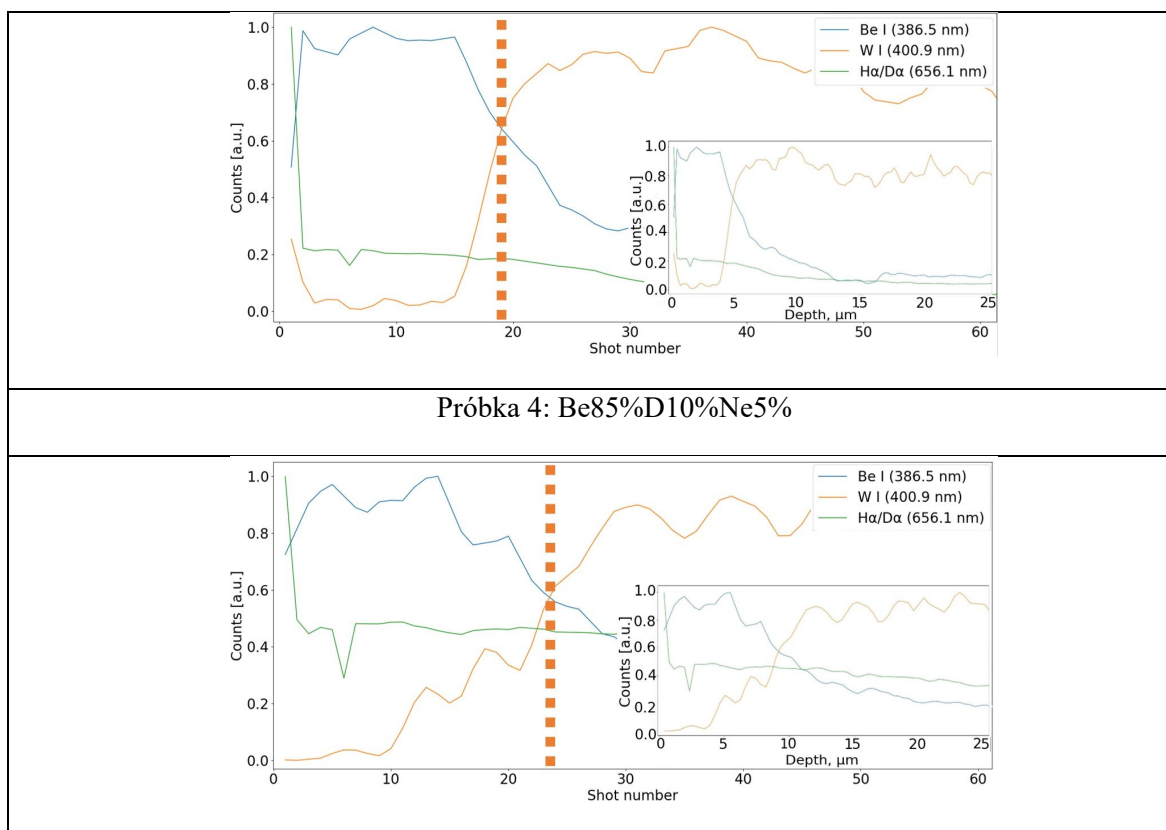
Uzyskanie takiego wyniku spełniło cel projektu dowodząc, że modele konwersji zredukowanych danych quasi-eksperymentalnych na dane syntetyczne mogą być skuteczne, co przyczyniło się do rozwiązania problemu naukowego.

Jako problemem naukowym zakwalifikować również należy wyznaczenie profili składu chemicznego warstw berylowych zawierających izotopy wodoru oraz inne gazy rezidualne. Przykładowe profile wyznaczone w ramach tego zadania przedstawione są na rysunku 1.4.5.



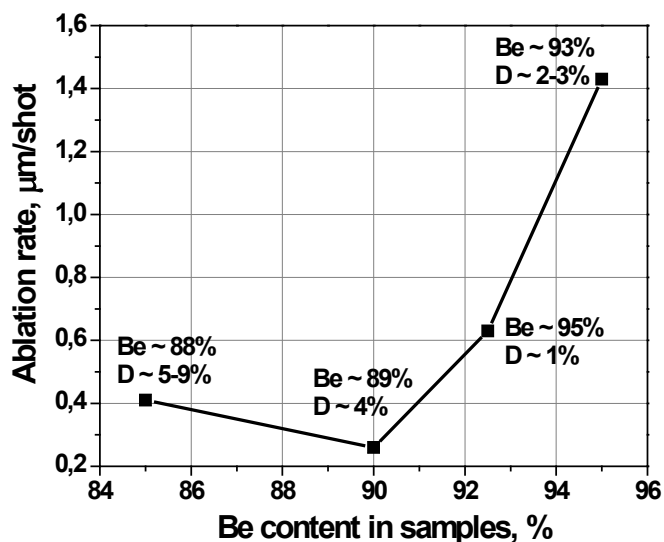
Rysunek 1.4.4 Predykcja modelu wyznaczania składu chemicznego wytrenowanego na danych syntetycznych dla danych quasi-eksperymentalnych przed (górny rząd) i po konwersji





Rysunek 1.4.5. Profile LIBS dla próbek o różnej zawartości izotopów wodoru oraz różnych gazów rezydualnych

Dzięki badaniom uzyskano nietrywialną i trudną do wyjaśnienia zależność między współczynnikiem ablacji a zawartością berylu w warstwie. Zależność ta jest przedstawiona na rysunku 1.4.6. Jest ona o tyle zaskakująca, że wzrost zawartości gazów rezydualnych prowadzi do zmniejszenia ablacji, co może się wydawać sprzeczne z intuicją. Aby wyjaśnić ten efekt należałoby przeprowadzić szczegółowe badania właściwości mechanicznych i termicznych warstw berylowych.



Rysunek 1.4.6 Zależność współczynnika ablacji od składu chemicznego warstw

Badania wykazały również pewne rozbieżności składu chemicznego ze składem deklarowanym przez producenta oraz całkiem dobrą zgodność z pomiarami SIMS, które jednak nie zostały przeprowadzone w odpowiednio dużej ilości punktów pomiarowych. Dzięki temu rozwiązano jednak problem naukowy związany z czułością sygnału LIBS na niewielkie wahania składu chemicznego warstw. Uzyskane wyniki mają również znaczenie dla

opracowania modeli machine learning dla danych eksperymentalnych, w szczególności dla doboru pre-processingu jak również dla planowanego na 2024 roku eksperymentu LIBS 4JET.

Podsumowaniem prac zawartych w raporcie dotyczącego SAE jest następująca tabela:

Diagnostyka	Docelowy rodzaj pyłu	Dojrzałość technologiczna obecna/spodziewana	Zalety	Ryzyka
IVVS (In vessel Viewing system)	Pomiary erozji ściany Zimny pył/pył w komorze 0.1– 0.5 mm rozdzielczości, dostępne wyniki testów	Wysoka/bardzo wysoka	- Możliwość pomiarów nielokalnych - Informacja jakościowa i ilościowa - Możliwość uzyskania wyższej rozdzielczości przy zastosowaniu interferometrii	- Gorsza rozdzielczość dla trudno dostępnych obszarów - Niezbyt duża rozdzielczość - Problemy z degradacją światłowodów i autofocusem
Kamery VIS i termowizyjne	Monitoring online Gorący pył na ścianach wewnętrznych	Wysoka/bardzo wysoka	- Jedynie diagnostyki, które mogą scharakteryzować pył na gorącej powierzchni. - Niezbędne również do innych celów, więc jego dostępność jest gwarantowana. - Dostarcza bezpośredniego wkładu do całkowitej wartości ilościowej pyłu. - Wykorzystuje metody, które w ostatnim czasie szybko się rozwijają.	Mogą wymagać kalibracji lub kosztownego obliczeniowo trenowania w ML
Metody rozpraszania laserowego	Pył unoszący się w komorze	Niska / wysoka	- Wykorzystuje dostępny sprzęt do rozpraszania Thomsona, - Zapewnia dobry przegląd rozkładu ziarnowego i stężenia zmobilizowanego pyłu, - W przypadku prawidłowej kalibracji może dostarczyć informacji o całkowitej ilości zimnego pyłu.	Wymaga prac badawczych, które jednak mogą być wykonane w laboratorium a następnie przetestowane w tokamaku (ITER)

QCM (Quartz microbalance)	Monitoring online Zimny pył pod dome w dywertorze	Wysoka/wysoka	13. Dokładne monitorowanie lokalnego gromadzenia masy. 14. Łatwość użytkowania (pomiar częstotliwości) i niski koszt. 15. Poprawna ekstrapolacja oparta na sieci czujników może dostarczyć informacji o całkowitej ilości zimnego pyłu.	- Tylko lokalne pomiary (wymagane przez zastosowanie siatki czujników - Brak informacji o parametrach pyłu. - Potencjalne problemy z napromieniowaniem. - Trwałość systemu przez cały okres eksploatacji.
CDM (Capacitive diaphragm microbalance)	Monitoring online Zimny pył pod dome w dywertorze	Wysoka/wysoka	20. Dokładne monitorowanie lokalnego gromadzenia masy. 21. Łatwość użytkowania (pomiar częstotliwości) i niski koszt. 22. Poprawna ekstrapolacja oparta na sieci czujników może dostarczyć informacji o całkowitej ilości zimnego pyłu.	23. Tylko lokalne pomiary (wymagane przez zastosowanie siatki czujników 24. Brak informacji o parametrach pyłu. 25. Trwałość systemu przez cały okres eksploatacji.
Czujniki elektrostatycz ne	Monitoring online Zimny pył pod dome w dywertorze	Niska/ ?	26. Dokładne monitorowanie lokalnej akumulacji masy 27. Łatwość użycia (licznik elektroniczny) i niski koszt 28. Niewiele informacji o parametrach pyłu (odczyty mogą być skalowane na średnicy cząstek), szczególnie jeśli mierzony jest tylko pył wolframowy 29. Jeśli poprawnie ekstrapolowany na podstawie siatki czujników, może dostarczyć informacji o całkowitej ilości zimnego pyłu	30. Tylko lokalne pomiary (wymagane przez zastosowanie siatki czujników 31. Stosunkowo niska dojrzałość technologiczne, lecz łatwa do rozwinięcia
Endoskop w obszarze pod dywertorem	Pomiary w czasie przerw Zimny pył pod dome w dywertorze	Wysoka/bardzo wysoka	32. Dość dobra charakterystyka różnych parametrów pyłu (w dalszym ciągu jednak jakościowa)	33. Dość duże skomplikowanie i czasochłonność, 34. Przydatne raczej na etapie badań niż jako system bezpieczeństwa

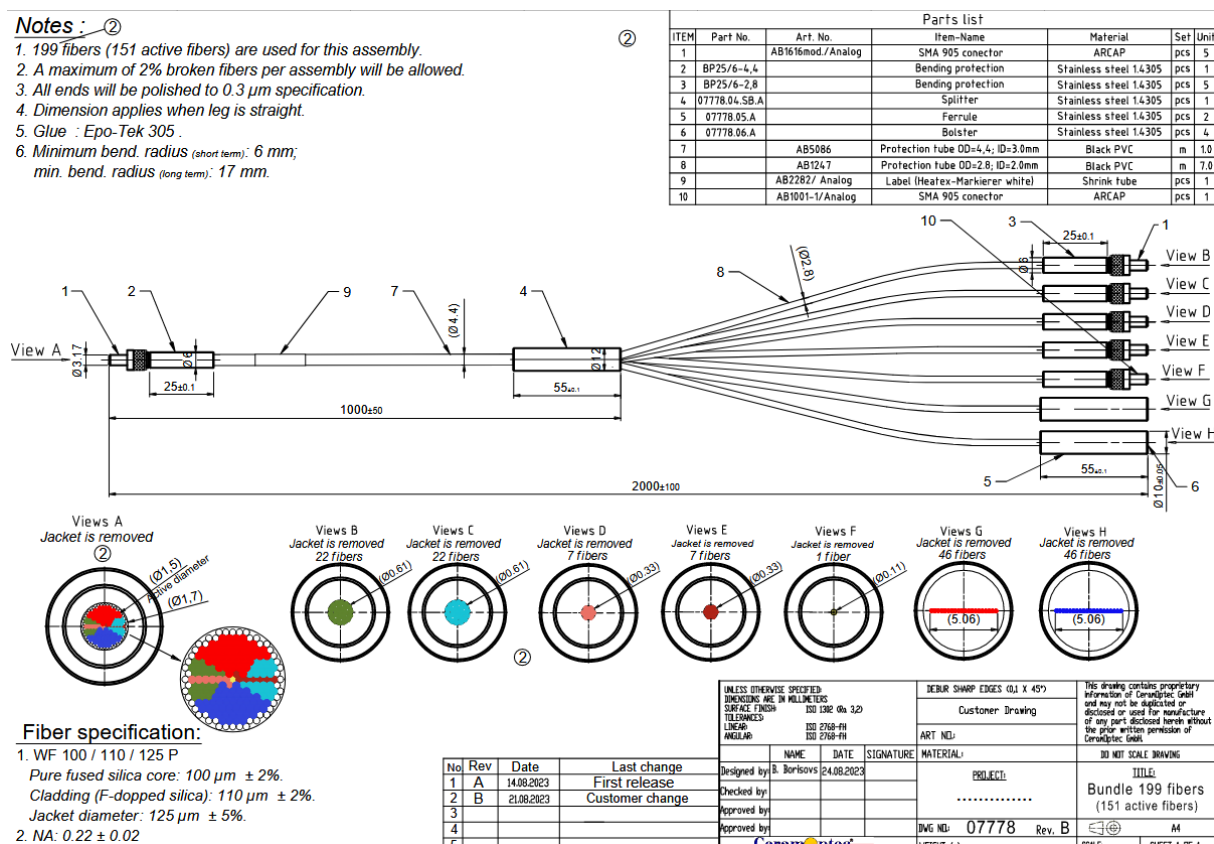
Kolektory pyłu (możliwe do usunięcia z komory w czasie przerw)	Pomiary w czasie przerw Zimny pył pod dome w dywertorze Pył w filtrach	Wysoka/ wysoka	35. Może być elastycznie wykorzystany w różnych metodach charakteryzacji materiałów badawczych. 36. Może dostarczyć szczegółowych i dokładnych informacji o kluczowych czynnikach, takich jak napromieniowanie lub retencja.	37. Nie zapewnia pełnej informacji o całkowitej ilości pyłu. 38. Nie stanowi narzędzia online. 39. Przydatne raczej na etapie badań niż jako system bezpieczeństwa
---	--	-------------------	---	--

Podsumowując, dzięki pracom nad projektem wyznaczone zostały obszary dalszych badań, które powinny być podjęte w następnych latach w celu opracowania skutecznej diagnostyki pyłu na DEMO.

Osiągnięcia technologiczne

W projekcie LIBS 4 JET zadaniem o charakterze technologicznym było zaprojektowanie i przygotowanie kabla światłowodowego umożliwiającego podłączenie zdalnie sterowanej głowicy LIBS (kontrolowanej za pomocą systemu MASCOT wewnątrz komory tokamaka JET) ze spektrometrami znajdującymi się poza komorą. Projekt został wykonany przy współpracy z ENEA i FZJ, a wykonanie zostało zlecone przez IFPiLM firmie Ceram Optec.

Projekt kabla przedstawiony jest na rysunku 1.4.7.



Rysunek 1.4.7 Projekt kabla światłowodowego dla eksperymentu LIBS 4 JET

Kabel został wykonany i odebrany w IFPiLM, a następnie przesłany do VTT na wstępne testy. Z VTT zostanie dostarczony na JET w celu wykorzystania w eksperymencie LIBS 4 JET.

Rozwój narzędzi informatycznych

W ramach rozwijania narzędzi informatycznych uaktualniany był pakiet SimulatedLIBS napisany pierwotnie przez studenta w ramach pracy inżynierskiej. Aktualizacje wynikały ze zmian działania strony NIST LIBS i służyły utrzymaniu funkcjonalności.

Poszerzone zostały również funkcjonalności programu do analizy widm i profili LIBS. W zaktualizowanym programie poprawiono wydajność oraz dodano możliwość eksportu widm i profili do różnych formatów, w tym obsługiwanych przez OriginLab. W obecnej wersji możliwe jest również skalowanie osi odciętych w głębokości wyrażonej za pomocą jednostki długości, a nie jedynie ilości impulsów laserowych, jak to było de tej pory.

Ocena znaczenia uzyskanych wyników dla rozwoju nauki, innowacyjności i gospodarki oraz współpracy międzynarodowej w zakresie nauki i techniki

Prezentowane rezultaty stanowią cenny krok naprzód w globalnych dążeniach do opanowania fuzji termojądrowej – procesu obiecującego czyste i wydajne źródło energii przyszłości. Nasze odkrycia stanowią cegiełkę w budowie tego ambitnego celu, a ich znaczenie wykracza poza granice jednego kraju, wpisując się w międzynarodowy nurt badań. Prowadzone badania przyczyniają się do ogólnego rozwoju fizyki plazmy oraz urządzeń fuzyjnych, w ten sposób przybliżają też uzyskanie kontrolowanej syntezy termojądrowej do użytku społecznego. Osiągnięcie takiej syntezy jest niezmiernie ważne dla rozwoju gospodarki, gdyż uzyskanie źródła taniej energii jest kluczowe dla rozwoju całego społeczeństwa. Z kolei, praca w zespołach międzynarodowych sprzyja nawiązywaniu dalszej współpracy w obszarze nauki i technologii energetyki termojądrowej.

Warto podkreślić, że coraz większą rolę w tym procesie odgrywa sztuczna inteligencja, która otwiera nowe możliwości i staje się motorem napędowym dalszego rozwoju. Fuzja termojądrowa to dziedzina, w której synergia nauki i technologii, w połączeniu z międzynarodową współpracą, może przynieść przełomowe rezultaty o globalnym zasięgu.

Osiągnięte rezultaty to nie tylko sukces naukowy, ale również szansa na przyszły rozwój gospodarczy. Opracowanie taniej i przyjaznej dla środowiska energii z fuzji termojądrowej może zrewolucjonizować światowy system energetyczny, niosąc ze sobą szereg korzyści dla wszystkich.

Dalsze badania z wykorzystaniem sztucznej inteligencji dają nadzieję na szybsze i bardziej efektywne osiągnięcie celu, jakim jest opanowanie fuzji termojądrowej. Współpraca międzynarodowa w tej dziedzinie jest kluczowa dla powodzenia całego przedsięwzięcia i może stać się symbolem globalnej solidarności w dążeniu do lepszej przyszłości.

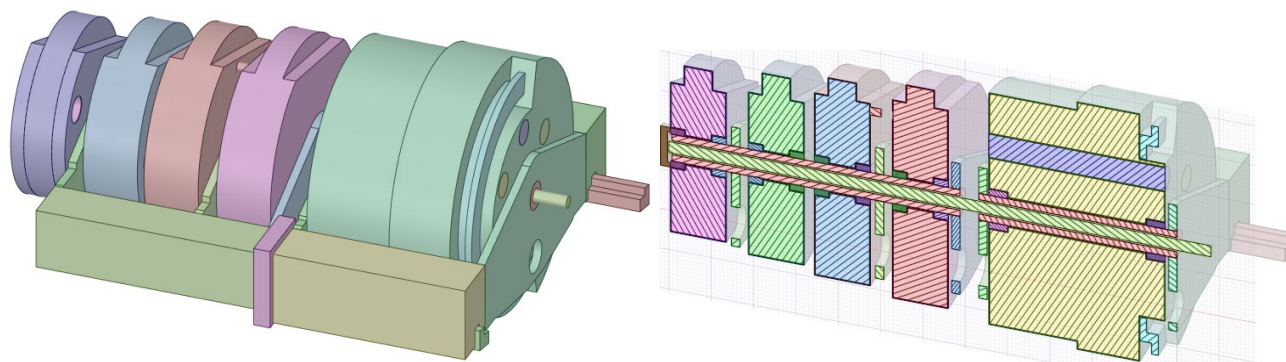
2. Diagnostyki służące do pomiarów neutronów prędkich z reakcji syntezy ciężkich izotopów wodoru

2.1. Modelowanie transportu neutronów, ekranowania oraz analizy aktywacji dla zamykacza wiązki neutronów w hali eksperymentów uzupełniających

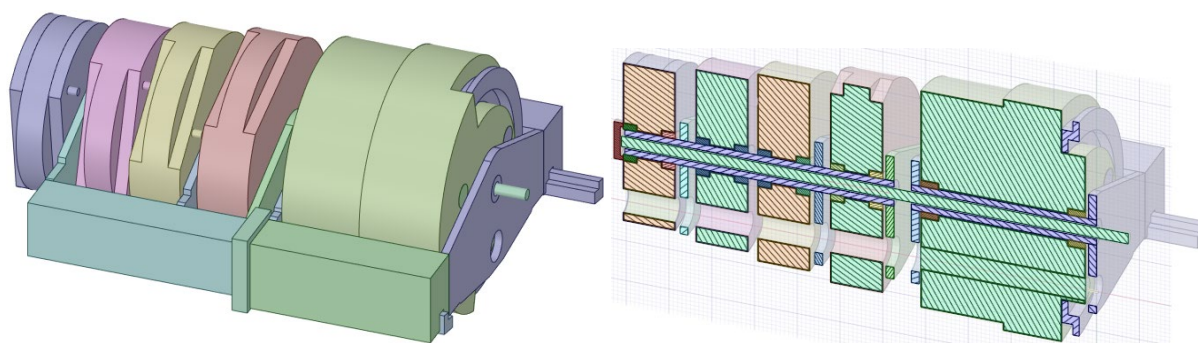
Jednym z ważnych układów urządzenia IFMIF-DONES (<https://ifmif-dones.es/>) będzie system wyprowadzania neutronów do pomieszczenia, w którym planowane jest prowadzenie badań uzupełniających główną działalność urządzenia. Układ ten jest na wczesnym etapie projektowania, który wymaga opracowania ogólnych rozwiązań technicznych zapewniających przede wszystkim spełnienie wymagań związanych z ochroną radiologiczną. Stąd, przed przystąpieniem do kolejnych faz prac projektowych, niezwykle istotne jest wykonanie obliczeń weryfikujących poprawność zapostulowanych rozwiązań pod kątem ochrony radiologicznej. Układ wyprowadzania wiązki neutronów składa się z neutronowodu oraz z zamykacza wiązki. Z punktu widzenia ochrony radiologicznej najważniejszym elementem jest zamykacz. Jego głównym zadaniem jest zapewnienie takiej osłony przed promieniowaniem, która pozwoli na spełnienie stosownych norm. Prace prowadzone w 2023 r. zmierzały do przygotowania narzędzi w kodzie MCNP (<https://mcnp.lanl.gov/>), służących do przeprowadzenia obliczeń transportu promieniowania, w szczególności – neutronowego i gamma, w projektowanym układzie neutronowodu i zamykacza wiązki. Obliczenia te pozwolą na zweryfikowanie, czy zaproponowane rozwiązania konstrukcyjne będą stanowić wystarczającą osłonę przed promieniowaniem. Zostaną one także zastosowane do wytypowania materiału, z którego wykonany zostanie neutronowód, poprzez określenie wpływu ww. materiału na jakość wiązki neutronów. Opracowany w kodzie MCNP model posłuży także do wykonania w przyszłości obliczeń poziomu promieniowania wzbudzanego przez neutrony w poszczególnych podzespołach i elementach rozważanego układu. Ten temat jest kontynuacją tematu zrealizowanego w 2022 roku.

Projekt koncepcyjny neutronowodu i zamykacza powstaje w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w ramach tematu ENS-4.7.1.1-T018-03. Zamykacz neutronów będzie składać się z czterech dysków ekranujących oraz piątego dysku, w którym będą wymienne filtry do kształtowania widma neutronów. Obrótowe dyski znajdą się na wale a całość będzie wsuwana do specjalnej wnęki w ścianie. W zależności od pozycji dysków względem siebie i neutronowodu zamykacz będzie się znajdował w pozycji zamkniętej lub otwartej.

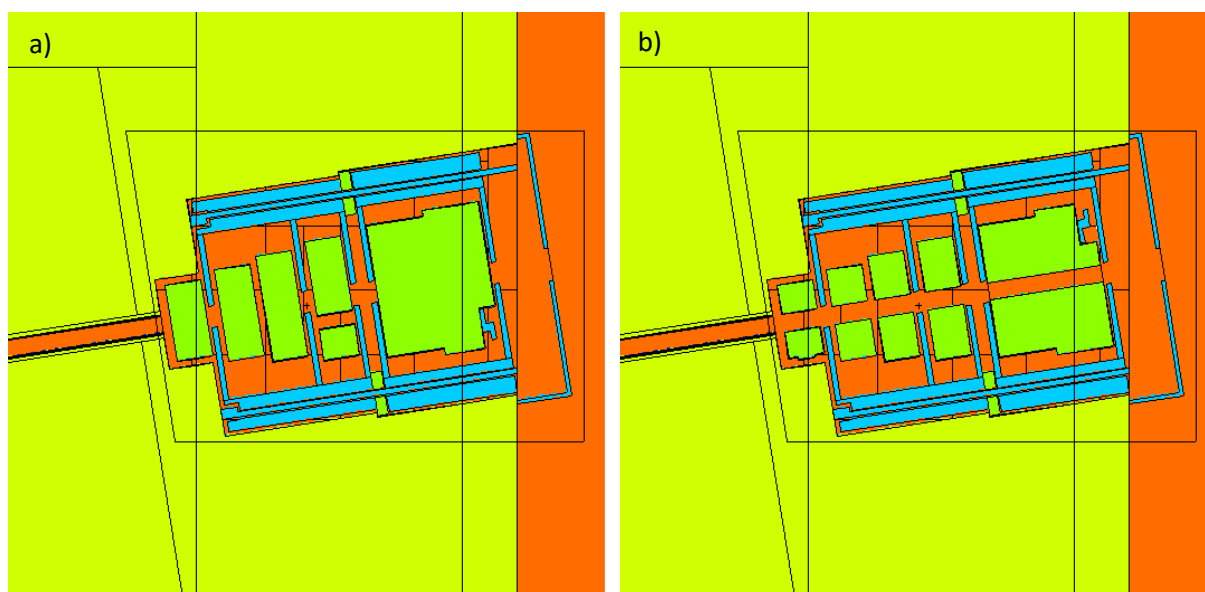
Tegoroczny projekt zamykacza zawiera zmiany w stosunku do projektu z roku 2023. Zespół inżynierów z NCBJ dostarczył nowy projekt zamykacza jako model CAD. Na jego podstawie opracowano geometryczny model MCNP zamykacza neutronów. Użyto do tego narzędzia SuperMC (Y. Wu “Multi-functional Neutronics Calculation Methodology and Program for Nuclear Design and Radiation Safety Evaluation” Fusion Science and Technology 74(2018) 321-329 oraz Y. Wu “CAD-Based Monte Carlo Program for Integrated Simulation of Nuclear System SuperMC” Annals of Nuclear Energy 82(2015) 161-168). Następnie model MCNP zamykacza zintegrowano z modelem całego urządzenia DONES. Model CAD zamykacza w pozycji zamkniętej przedstawiono na Rys. 2.1.1, natomiast model CAD zamykacza w pozycji otwartej przedstawiono na Rys. 2.1.2. Odpowiadające im modele MCNP zamykacza można zobaczyć na rysunku 2.1.3.



Rysunek 2.1.1. Model CAD zamykacza neutronów w pozycji zamkniętej.



Rysunek 2.1.2. Model CAD zamykacza neutronów w pozycji otwartej.



Rysunek 2.1.3. Modele MCNP zamykacza: a) pozycja zamknięta; b) pozycja otwarta.

Uzyskane modele MCNP służą do obliczeń ekranowania, aktywacji oraz analizy materiałów, z których można zbudować neutronowód. Na podstawie analizy przekrojów czynnych na reakcję z neutronami wybrano następujące materiały, z których mogłaby być wykonana rura neutronowodu:

- Nikiel,
- Ołów + rura zewnętrzna ze stali,
- Grafit + rura zewnętrzna ze stali,
- Cyrkon (Zircalloy 4),
- Miedź,
- Stal SS316,
- Aluminium PA4.

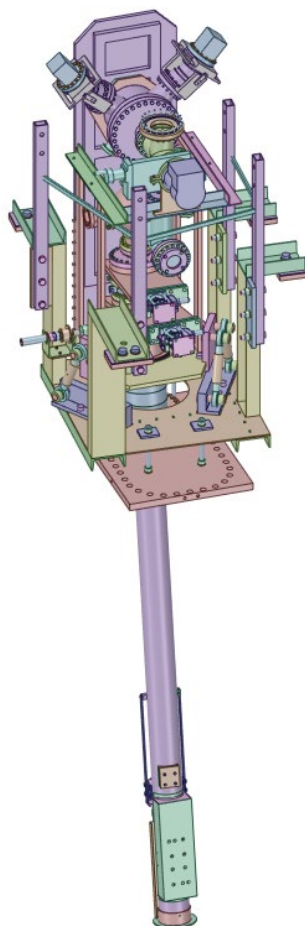
Obliczono strumień neutronów oraz ich widmo na wyjściu zamykacza korzystając z modelu zamykacza w pozycji otwartej. Te obliczenia przeprowadzono dla wszystkich wariantów materiałów rury. Wyniki oraz ich analiza będzie przedstawiona w 2024 r.

Zespół IFPiLM wykonał model MCNP zamykacza według aktualnego projektu CAD. Wybrano materiały, z których może być wykonana rura neutronowodu i przeprowadzono obliczenia widm neutronów na wyjściu zamykacza dla wszystkich materiałów. Przeprowadzono również symulacje transportu neutronów i promieniowania gamma kodem MCNP na klastrze Ares (HPC Centers: ACK Cyfronet AGH grant obliczeniowy nr PLG/2023/016338).

2.2. Rozwój diagnostyk neutronowych dla JT-60SA

Zadanie to miało na celu przygotowanie modelu geometrycznego do obliczeń transportu neutronów dla diagnostyki VUV tokamaka JT-60SA. Zostało zrealizowane jako wsparcie dla F4E. Model wykonano w oparciu o projekt CAD diagnostyki VUV i przygotowano dla kodu MCNP (<https://mcnp.lanl.gov/>). Wymagania dla takiego zadania opisano w „F4E Guideline – Nuclear Analyses”.

Model CAD diagnostyki VUV otrzymano od F4E we wrześniu 2023 roku. Można go zobaczyć na rysunku 2.2.1.



Rysunek 2.2.1. Oryginalny model CAD diagnostyki VUV dla tokamaka JT-60SA

Pierwszym krokiem było uproszczenie projektu CAD z wykorzystaniem oprogramowania do modelowania 3D Ansys SpaceClaim (<https://www.ansys.com/products/3d-design/ansys-spaceclaim>). Uproszczenie modelu polegało na usunięciu zaokrągleń, spawów, fazowań, śrub, podkładek itp., a także zastąpieniu powierzchni typu splajn i torus powierzchniami dozwolonymi przez MCNP.

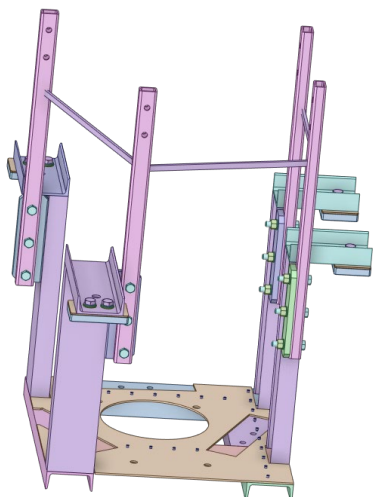
Narzędzia SCtools używane podczas pracy z modelem to skrypty języka Python dostępne na GitHub (<https://github.com/Fusion4Energy/SCtools/tree/master/sctools>).

Model jest skomplikowany i składa się z 8 głównych elementów. Liczba brył w modelu jest równa 2705. Duża ich część to śruby, wkręty, łby i podkładki. Większość z nich można usunąć z modelu, a objętości usuniętych części można uwzględnić w sąsiednich komponentach. Objętości komponentów w uproszczonym modelu CAD nie mogą różnić się od oryginalnych o więcej niż 1-2%. Jeśli kształt bryły jest skomplikowany, zaleca się podzielenie jej na kilka prostszych brył (prostokątów lub walców).

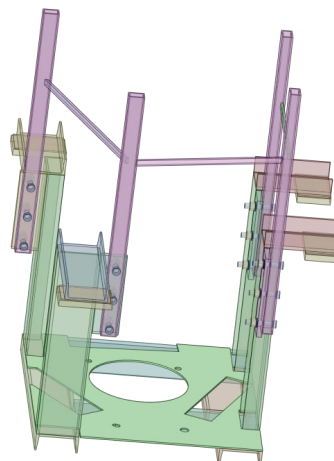
Powierzchnie typu splajn oraz torusy, których osie główne nie są równoległe do osi układu współrzędnych, nie są dozwolone w MCNP. W związku z tym proces upraszczania obejmuje również zastąpienie wspomnianych powierzchni zestawem płaszczyzn i/lub walców.

Powstały w ten sposób uproszczony model CAD składa się z 407 brył. Rysunki 2.2.2-2.2.9 przedstawiają porównanie wybranych zdjęć z oryginalnych i uproszczonych głównych elementów modelu CAD.

ORYGINALNY

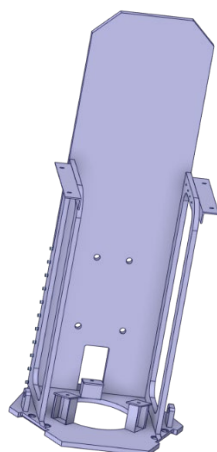


UPROSZCZONY

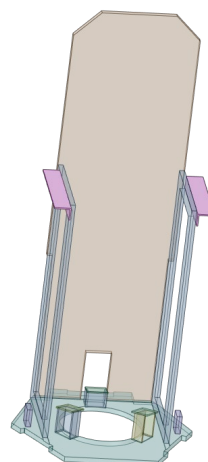


Rys. 2.2.2. Support structure Assy

ORYGINALNY

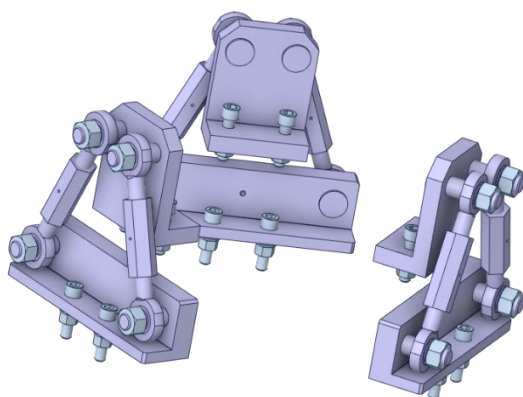


UPROSZCZONY

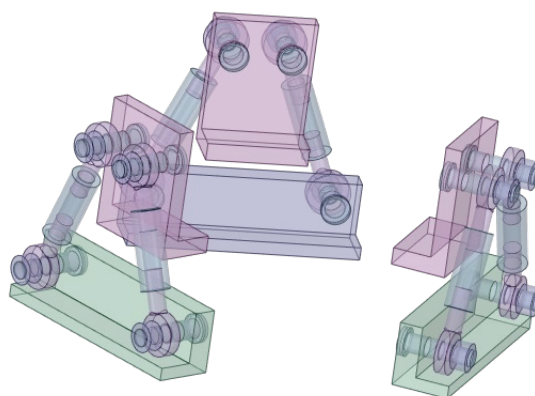


Rys. 2.2.3. Detector Support Plate Assy

ORYGINALNY

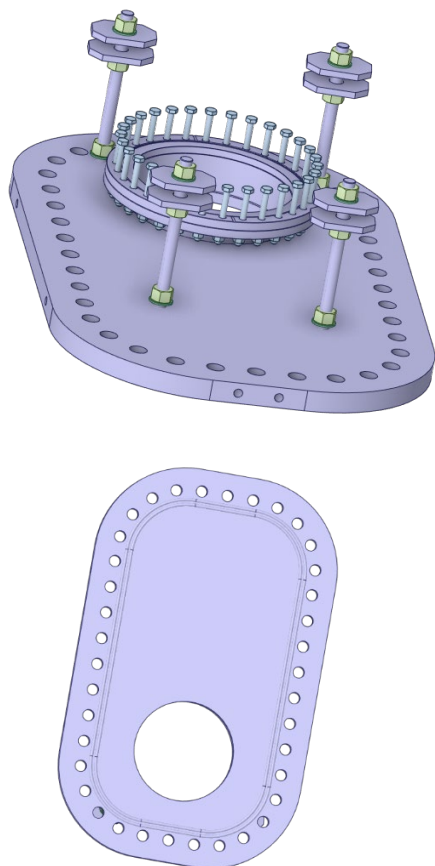


UPROSZCZONY

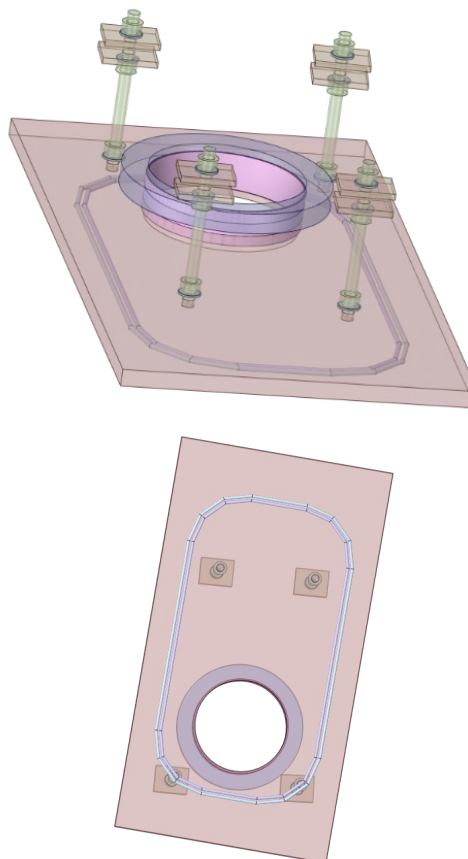


Rys. 2.2.4. HexaPod VUV.

ORYGINALNY

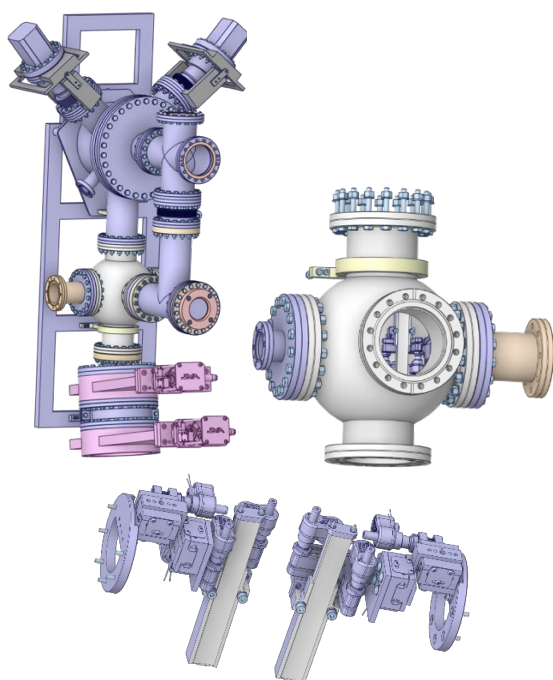


UPROSZCZONY

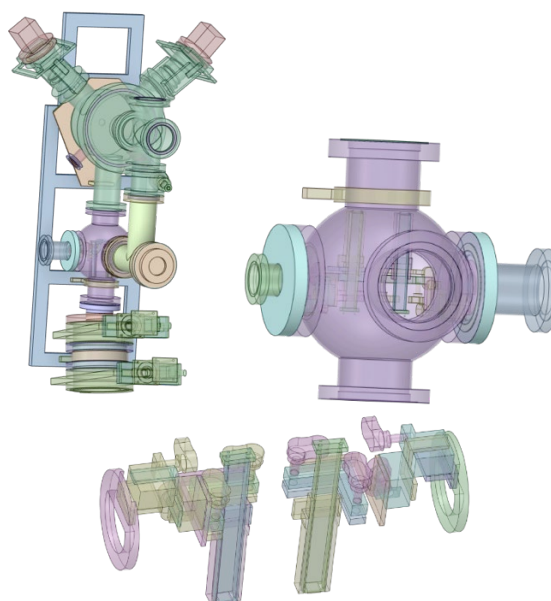


Rys. 2.2.5. Upper Port Extension.

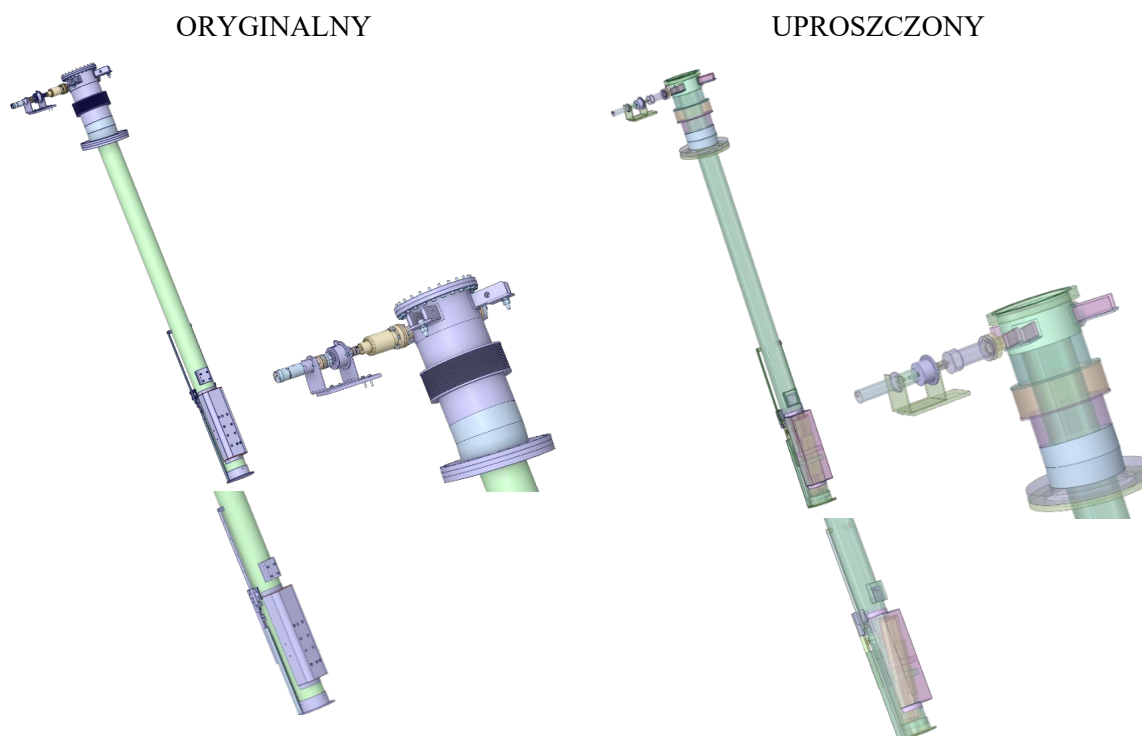
ORYGINALNY



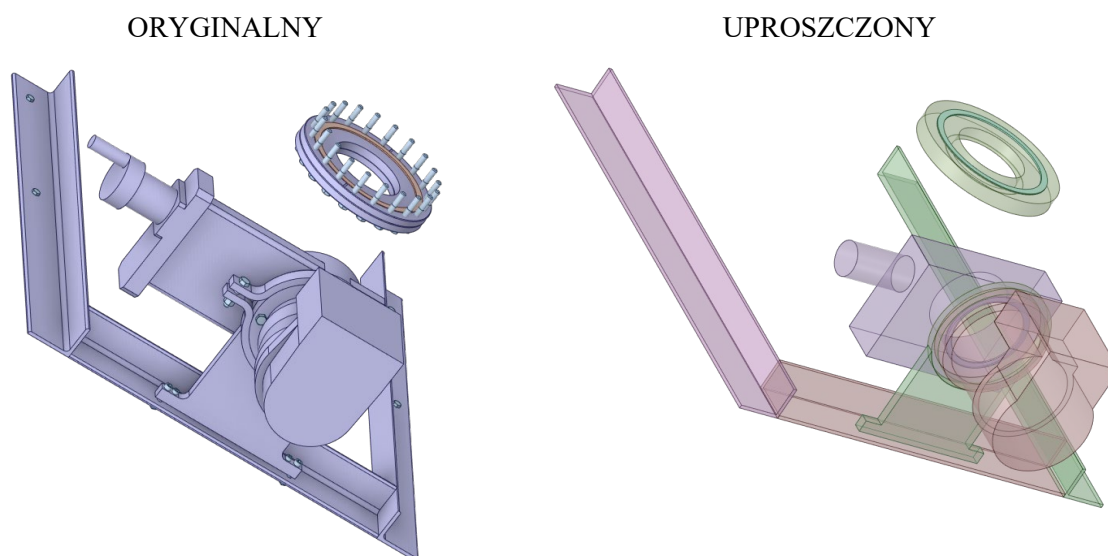
UPROSZCZONY



Rys. 2.2.6. Detector Casing Assy



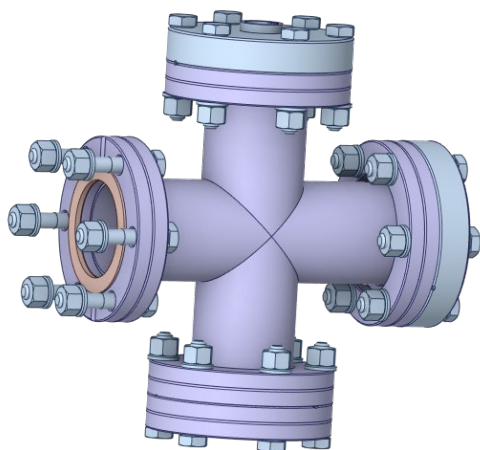
Rys. 2.2.7. Mirror Support assy



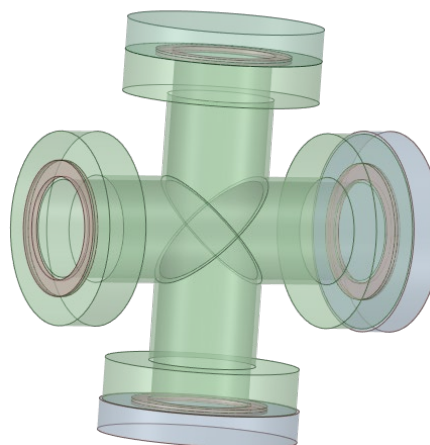
Rys. 2.2.8. Vacuum and auxiliary components

Następnym krokiem była konwersja uproszczonego modelu CAD na input geometryczny MCNP. Uproszczony CAD został zapisany jako plik STEP, a następnie przekonwertowany na model MCNP przy użyciu oprogramowania SuperMC (Y. Wu “Multi-functional Neutronics Calculation Methodology and Program for Nuclear Design and Radiation Safety Evaluation” Fusion Science and Technology 74(2018) 321-329 oraz Y. Wu “CAD-Based Monte Carlo Program for Integrated Simulation of Nuclear System SuperMC” Annals of Nuclear Energy 82(2015) 161-168). Każda bryła z CAD jest konwertowana na jedną komórkę MCNP. Przestrzeń między bryłami jest przekształcana w puste komórki generowane przez SuperMC. Na tym etapie znaleziono kilka błędów geometrycznych, które następnie zostały naprawione w CAD, a model został ponownie przekonwertowany. Następnie wykonano tzw. kontrolę utraconych cząstek, aby znaleźć wszelkie pozostałe błędy geometrii, których wcześniej nie udało się znaleźć.

ORYGINALNY



UPROSZCZONY

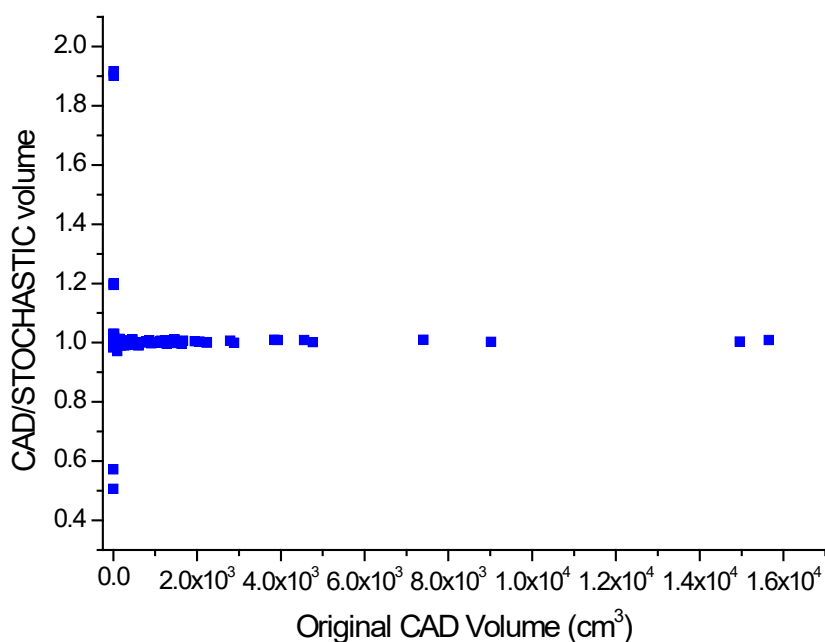


Rys. 2.2.9. AMC connection

Test ten polega na zdefiniowaniu sferycznej powierzchni otaczającej cały model jako skierowanego do wewnątrz, źródła neutronów i uruchomieniu MCNP. Jednocześnie objętości wszystkich komórek obliczono metodą stochastyczną przy użyciu tego samego źródła sferycznego o wadze równej πr^2 , gdzie r jest promieniem sfery (J. Kulesza „MCNP® Code Version 6.3.0 Theory & User Manual” Los Alamos National Laboratory Tech. Rep.). W całym modelu test nie wykazał żadnych zagubionych cząstek. Porównanie oryginalnych objętości CAD każdego komponentu z objętościami obliczonymi przez MCNP przedstawiono na rys. 2.3.10. Porównanie całej objętości modelu z 3 kroków przedstawiono w Tab. 2.3.1.

Tabela 2.2.1. Porównanie całkowitej objętości modelu w 3 krokach.

Oryginalna objętość CAD	148925,79 cm ³	
Uproszczona objętość CAD	148374,63 cm ³	99,63% oryginału (różnica < 1%)
Objętość stochastyczna	148383,99 cm ³ ± 0.192%	99,64% oryginału



Rys. 2.2.10. Porównanie objętości CAD z objętościami obliczonymi przez MCNP.

Widać, że dla większości komponentów zgodność jest dobra. Dla 6 komponentów odchylenie jest większe, ale nadal akceptowalne, ponieważ te bryły mają objętość mniejszą niż 1 cm³.

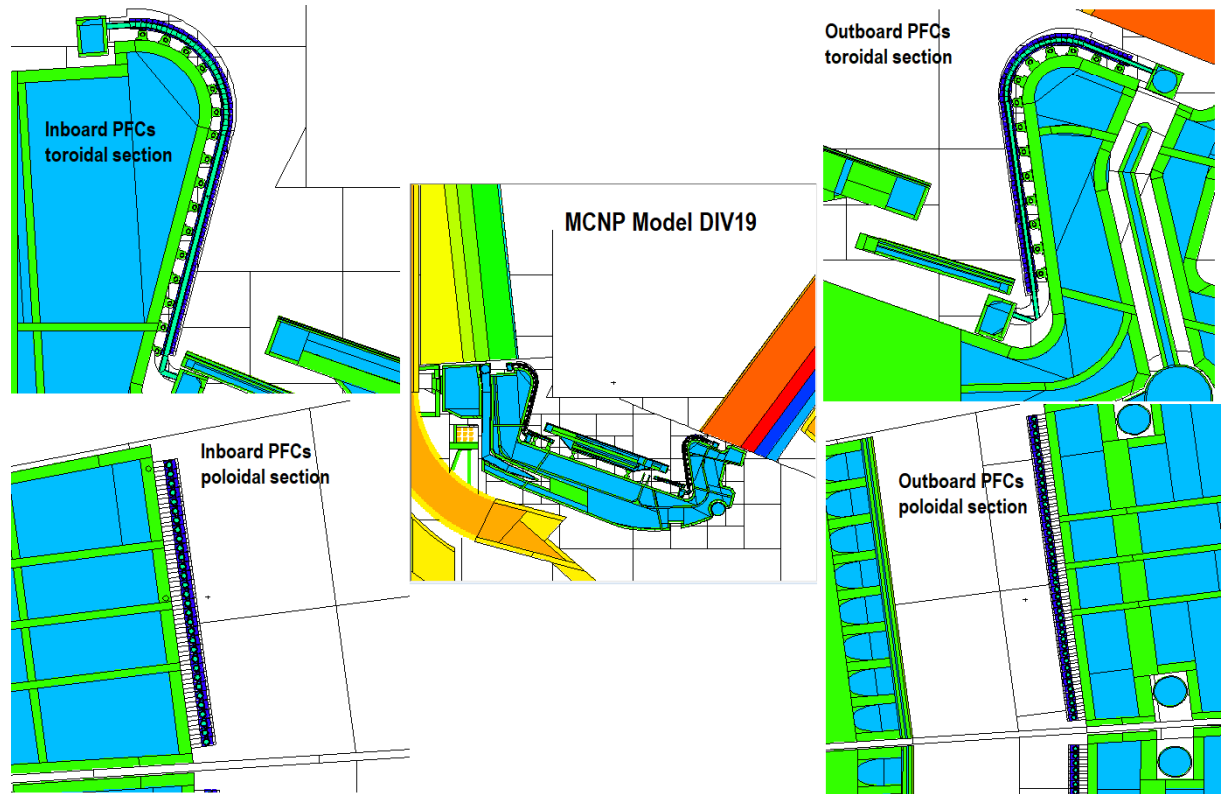
Ostatni krok to przyporządkowanie materiałów i gęstości zgodnie z otrzymanymi informacjami. W wyniku trzech kroków tworzony jest model MCNP diagnostyki z materiałami, gęstościami i opisem każdej komórki jako komentarzem. Zestawienie materiałów do diagnostyki VUV dla tokamaka JT-60SA nie zostało jeszcze dostarczone przez F4E. Tym samym przydział materiałów zostanie zrealizowany w 2024 roku.

2.3. Neutronowe analizy numeryczne dla komponentów urządzenia DEMO

W ramach projektu WPSAE (Safety and Environment) wykonywane są symulacje aktywacyjne, które pełnią kluczową rolę w projektowaniu prototypowej elektrowni termojądrowej DEMO. Pozwalają one na przewidzenie w czasie zmiany składu chemicznego, oszacowanie poziomu aktywacji, ciepła rozpadu, czy też dawki promieniowania uwalnianego z materiałów poddanych napromieniowaniu w danych warunkach eksperymentalnych. Rezultaty tego typu symulacji są niezwykle ważne przy projektowaniu osłon przed promieniowaniem, opracowaniu harmonogramu prac konserwacyjnych dla danego urządzenia jak również planowaniu zarządzania materiałami, które pozostają radioaktywne przez długi okres.

Zadanie naukowców z IFPiLM przydzielone do wykonania w 2023 roku dotyczyło przeprowadzenia symulacji aktywacyjnych dla poszczególnych elementów dywertora, warstw pyłu materiałów dywertora ulegających erozji w wyniku oddziaływania z plazmą oraz dla poszczególnych materiałów okien diagnostycznych zlokalizowanych w porcie środkowym i górnym dla urządzenia DEMO.

W pierwszym etapie badań, przeprowadzono symulacje transportu neutronów w materii dla poszczególnych komponentów dywertora oraz lokalizacji okien diagnostycznych z użyciem kodu MCNP. Zastosowano model geometryczny MCNP będący efektem badań i analiz w ramach projektu WPDIV (Rys. 2.4.1).



Rys. 2.3.1. Model MCNP dywertora dla DEMO zastosowany do obliczeń transportu neutronów.

Poszczególne komponenty dywertora i odpowiadające im komórki zostały zidentyfikowane w oparciu o model MCNP jak również model CAD dla dywertora (patrz tabela 2.3.1).

Tabela 2.3.1. Lista zidentyfikowanych komponentów dla dywertora DEMO

Komponent	Zakres komórek	Materiał	Gęstość [g/cm ³]	Objętość [cm ³]	Masa [g]
-----------	----------------	----------	------------------------------	-----------------------------	----------

[1] PFC system pipes	7095-7206	5	Eurofer	7.798	5.15E+04	4.016E+05
[2] Liner PFC	7454	15	tungsten	19.25	4.49E+03	8.646E+04
[3] Inboard reflector PFC	7455	15	tungsten	19.25	7.44E+02	1.431E+04
[4] Outboard reflector PFC	7456	15	tungsten	19.25	1.09E+03	2.099E+04
[5] Liner plates with supports and cooling	7457-7655	5	Eurofer	7.798	2.18E+05	1.702E+06
[6] Inboard reflector plates with supports	7692-7734, 7790-7797	5	Eurofer	7.798	1.32E+04	1.031E+05
[7] Outboard reflector plates with supports	7735-7789, 7798-7801	5	Eurofer	7.798	1.76E+04	1.374E+05
[8] Reflectors pipes	7656-7691	5	Eurofer	7.798	7.17E+02	5.591E+03
[9] Cassette body	7835-7982, 8011-8473	5	Eurofer	7.798	1.05E+06	8.204E+06
[10] Wishbone	7983-8010	666	Ti alloy	4.421	2.38E+04	1.053E+05
[11] Wishbone bars	8005-8006	667	Inconel 718	8.221	3.11E+03	2.557E+04
inboard IL PFCs						
[12] W monoblocks	20049-20126	1	W PFCs	19	5.29E+02	1.006E+04
[13] Cu Interlayers and supports	20162-20239	2	Pure Cu	8.96	6.14E+01	5.499E+02
[14] CuCrZr pipe	20129-20160, 20276-20321,	3	CuCrZr	8.9	7.28E+01	6.475E+02
[15] PFC supports	20001-20048	5	Eurofer	7.798		0.000E+00
outboard IL PFCs						
[16] W monoblocks	30050-30119	1	W PFCs	19	4,61E+02	8,753E+03
[17] Cu Interlayers and supports	30120-30168 30211, 30214, 30217, 30220, 30223, 30226, 30230, 30232, 30235, 30238, 30241, 30244, 30247, 30250,	2	Pure Cu	8,96	5,18E+01	4,644E+02

	30253, 30256, 30259, 30262, 30265, 30268, 30271				
18] CuCrZr pipe	30002, 30004-30049 30212, 30215, 30218, 30221, 30224, 30227, 30231, 30233, 30236, 30239, 30242, 30245, 30248, 30251, 30254, 30257, 30260, 30263, 30266, 30269, 30272, 40001, 40003	3 CuCrZr	8,9	1,04E+02	9,290E+02
19] PFC supports	30169-30210	5 Eurofer	7,798		0,000E+00

W ramach zadania konieczne było także obliczenie aktywacji cienkiej warstwy pyłu erodowanego z powierzchni PFC (Plasma Facing Components). W tabeli 2.3.2 zestawiono zidentyfikowane warstwy pyłu, liczbę powierzchni tworzących zewnętrzną powierzchnię PFC, objętości warstw pyłu obliczone jako pole powierzchni PFC pomnożone przez 25 μm oraz ich masy. Gęstość pyłu wynosi 19,28 g/cm³.

Tabela 2.3.2. Zidentyfikowane warstwy pyłu dla dywertora.

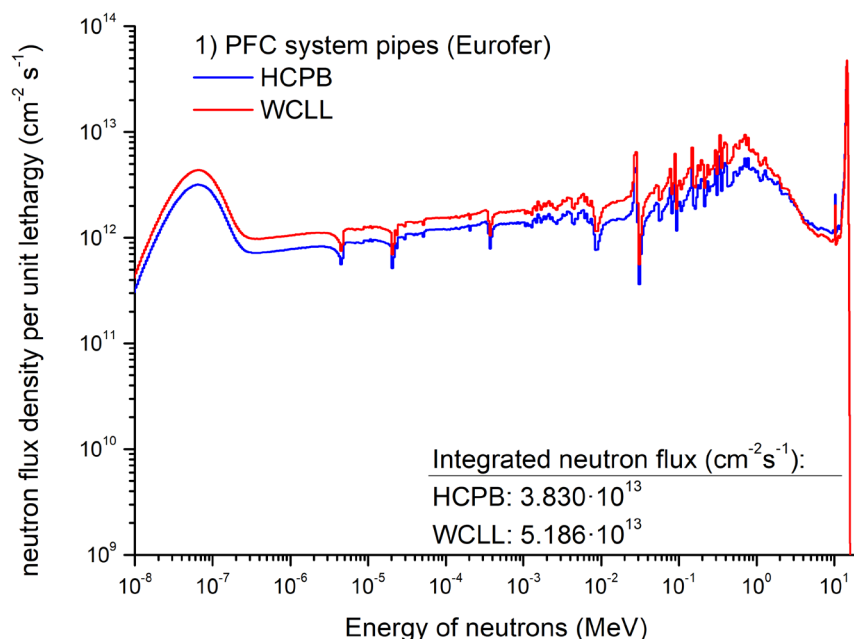
Warstwa pyłu	Powierzchnie	Objętość [cm ³]	Masa [g]
[1] Inboard IL PFC W monoblocks	20459, 20473, 20479, 20496, 20502, 20505, 20510, 20512, 20516, 20638, 20655, 20660, 20681, 20686, 20700, 20704, 20722, 20742, 20747, 20750,	0.69	13.37
[2] Outboard IL PFC W monoblocks	30331, 30338, 30340, 30444, 30462, 30498, 30572, 30578, 30584, 30597, 30633, 30668, 30701, 30705, 30710, 30729, 30964, 30979, 30981, 30993,	0.61	11.84
[3] Liner PFC	7972	37.77	728.26
[4] Inboard reflector PFC	7921	6.25	120.48
[5] Outboard reflector PFC	8023	9.17	176.72

Przykładowe widmo neutronów obliczone dla pierwszego komponentu dywertora dla DEMO dla dwóch wariantów Breeding Blankets: HCPB (Helium Cooled Pebble Bed) oraz WCLL (Water Cooled Lithium Lead) przedstawiono na Rys. 2.3.2.

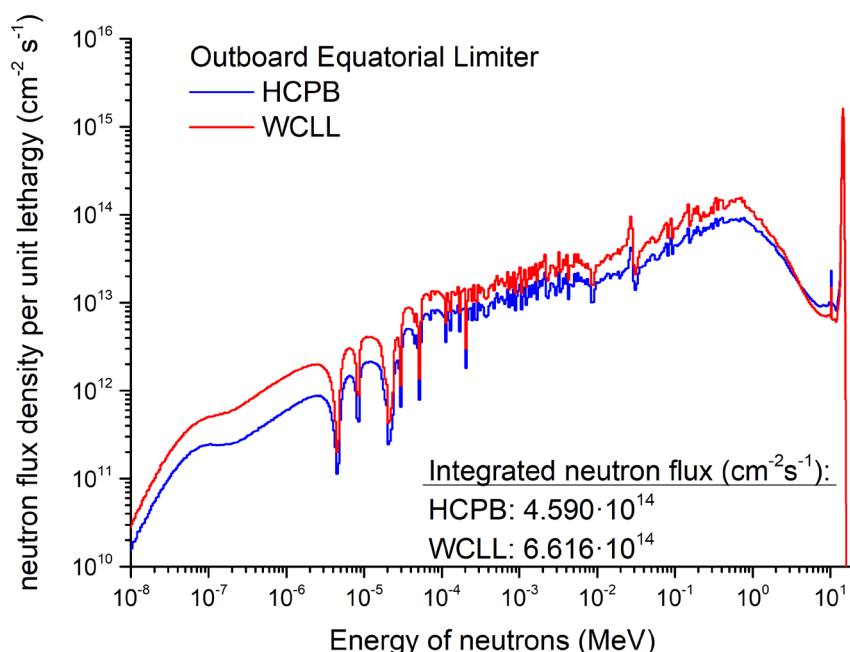
W przypadku urządzenia DEMO rodzaj okien diagnostycznych i materiały składowe nie zostały jeszcze ustalone. W modelu neutronowym nie ma okien diagnostycznych, a modele CAD nie są dostępne. Dlatego w tym przypadku obliczenia miały jedynie charakter szacunkowy. W zadaniu wykorzystano widma neutronów zewnętrznych powierzchni (PFC) Outboard Equatorial Limiter (OEL) oraz Upper Port Limiter (UPL). Obliczone widmo neutronów dla zewnętrznej powierzchni OEL przedstawiono na Rys. 2.3.3.

emitowaną dawkę promieniowania dla każdego z komponentów dywertora, warstwy pyłu dywertora oraz materiału okien diagnostycznych obliczono dla 0 sekund, 1 sekundy, 5 minut, 15 minut, 30 minut, 1 godziny, 3 godzin, 5 godzin, 10 godzin, 1 dnia, 3 dni, 1 tygodnia, 2 tygodni, 4 tygodni, 8 tygodni, 6 miesięcy, 1 roku, 10 lat, 50 lat, 100 lat, 1000 lat. Dane dotyczące przekrojów czynnych dla danych reakcji jądrowych zostały pobrane z biblioteki TENDL-2019. Przykładowe rezultaty symulacji aktywacyjnych dla jednej z rozważanych warstw pyłu dla dywertora zostały przedstawione na Rys. 2.3.4 – 2.3.6. Rezultaty dla każdego komponentu dywertora,

warstwy pyłu dla dywertora oraz materiału okien diagnostycznych przedstawiono w formie tabel ogólnych i szczegółowych, a następnie umieszczono w raportach technicznych dotyczących wkładu zespołu z IFPiLM do projektu WPSAE w 2023 roku. Przykładowa tabela zawierająca obliczone wartości aktywności właściwej dla pierwszej warstwy pyłu dywertora (Inboard IL PFC W monoblocks dust layer) oraz obu rozważanych Breeding Blankets dla DEMO jest oznaczona numerem 2.3.3.



Rys. 2.3.2. Widmo neutronów obliczone dla pierwszego elementu dywertora DEMO dla dwóch rozważanych koncepcji Breeding Blanket

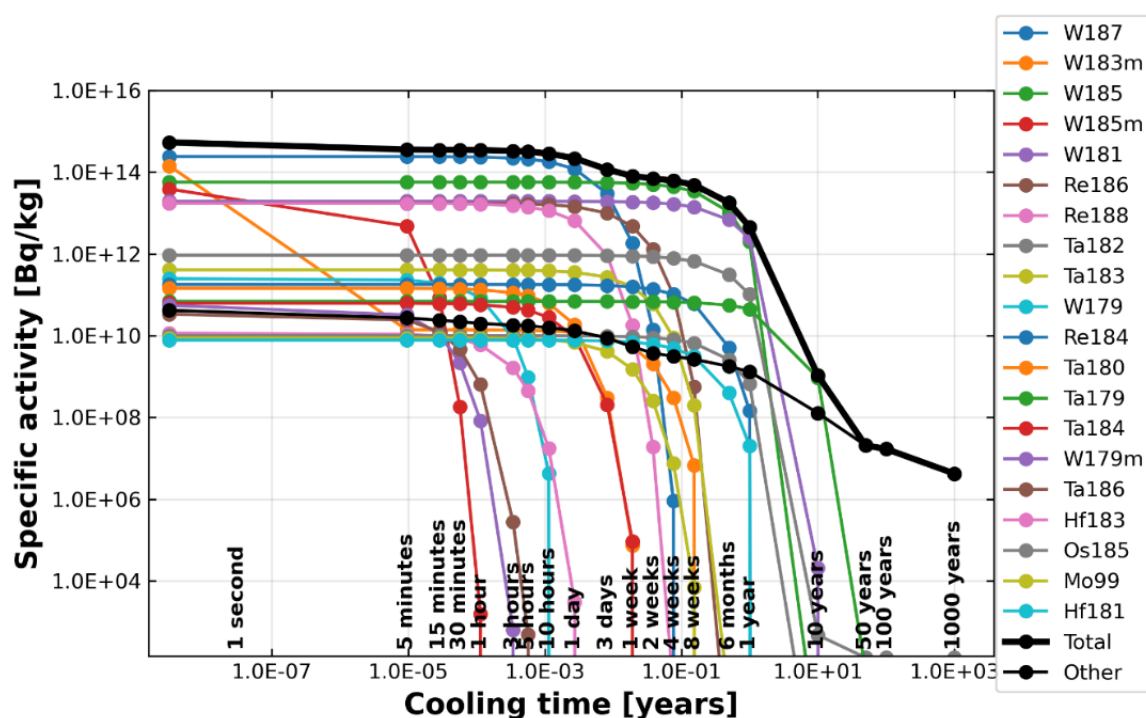


Rys. 2.3.3. Widmo neutronów zastosowane do obliczeń aktywacji okien diagnostycznych w porcie środkowym dla DEMO

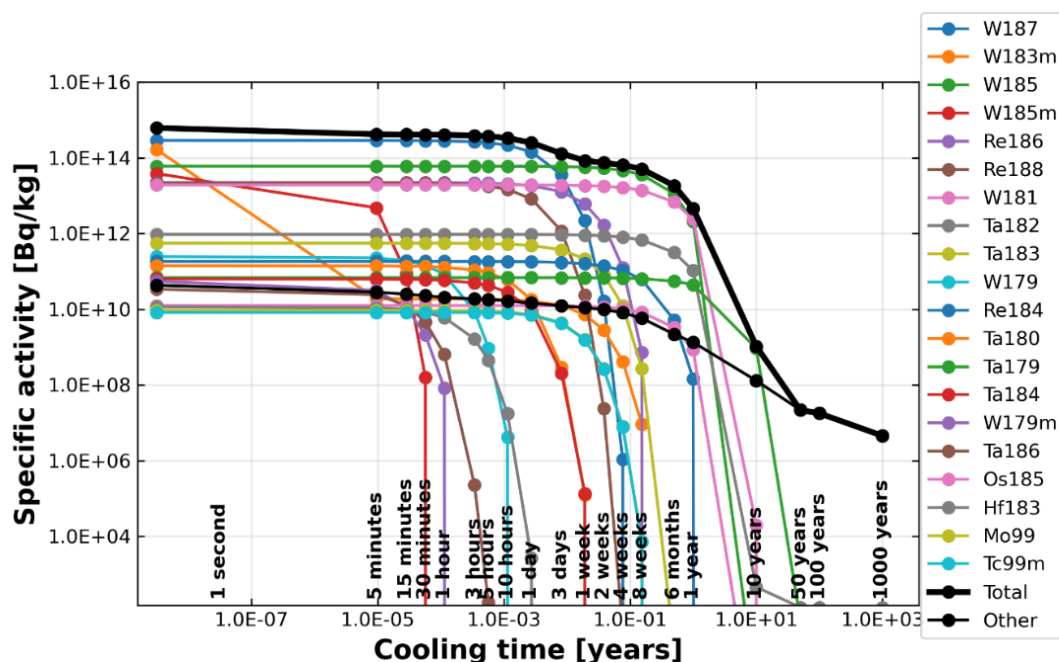
Obliczenia aktywacyjne przeprowadzono dla 3 materiałów rozważanych do budowy okien diagnostycznych: kwarcu, topionej krzemionki oraz szafiru. Rozważano również następujące materiały ram okien diagnostycznych: SS316L(N) IG, Inconel 625, SS 316L (1.4404), stop aluminium EN AW 1098, stop stali X6NiCrTiMoVB25-12-2.

Widma neutronów obliczone dla poszczególnych komponentów dywertora, warstw pyłu dywertora oraz lokalizacji okien diagnostycznych zostały zastosowane do przeprowadzenia obliczeń aktywacyjnych z zastosowaniem kodu FISPACT-II. Ze względu na brak informacji na temat okresu konserwacji dywertora w dostępnej dokumentacji i opracowaniach naukowych, w obliczeniach zastosowano następujący scenariusz napromieniowania zdefiniowany dla I fazy operacji EU DEMO: ciągła praca przez 5,173 lat przy mocy nominalnej na poziomie 30% oraz 10 dni pracy impulsowej, na którą składa się 48 wyładowań o długości 4 godzin przy pełnej mocy nominalnej z godzinnymi przerwami pomiędzy nimi. Radioaktywność, ciepło rozpadu oraz

Inboard IL PFC W monoblocks dust layer for DEMO with HCPB BB

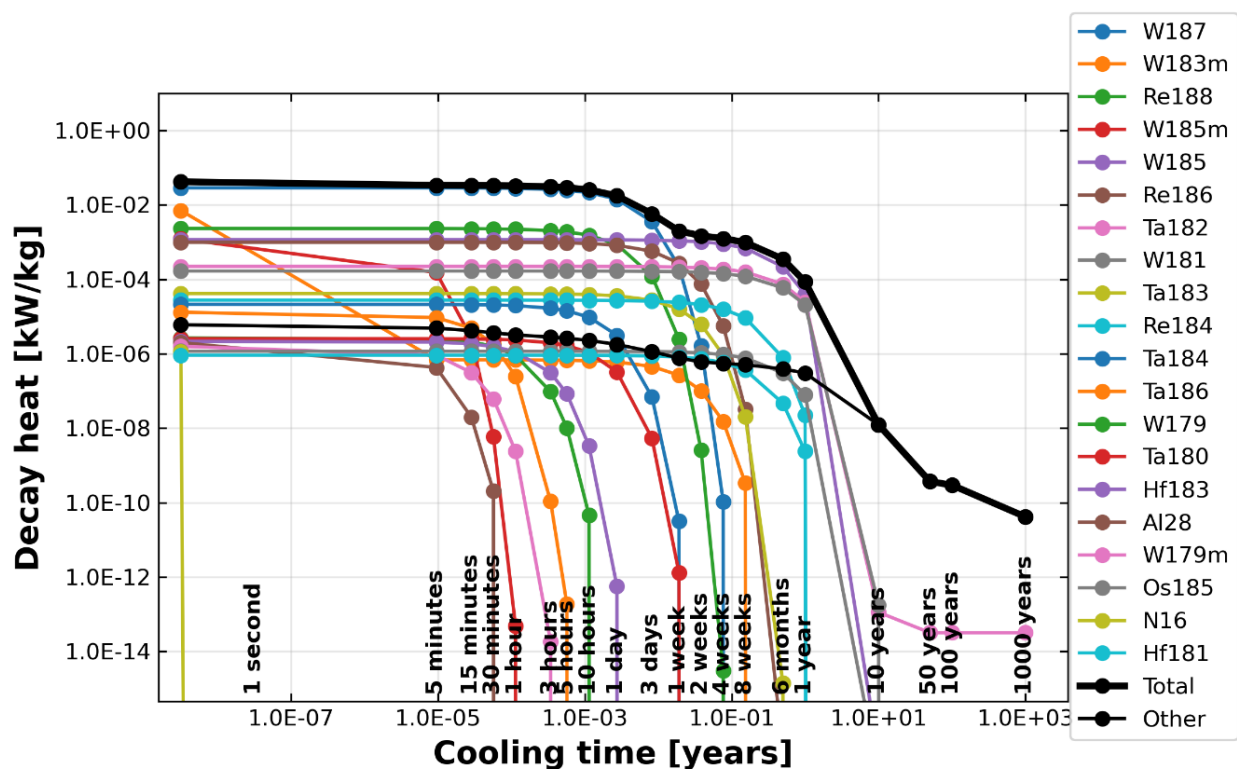


Inboard IL PFC W monoblocks dust layer for DEMO with WCLL BB

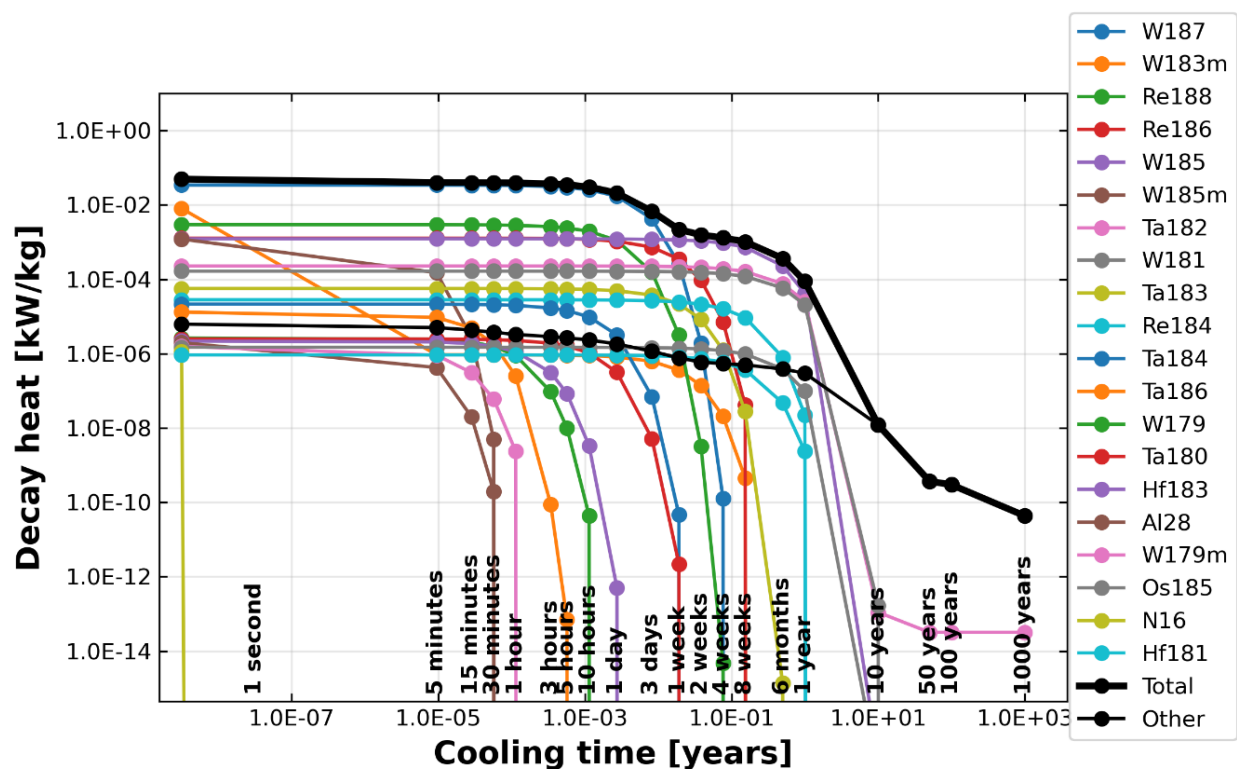


Rys. 2.3.4. Obliczona aktywność właściwa i jej zmiana w czasie dla poszczególnych nuklidów tworzących się w warstwie Inboard IL PFC W monoblocks dla DEMO

Inboard IL PFC W monoblocks dust layer for DEMO with HCPB BB

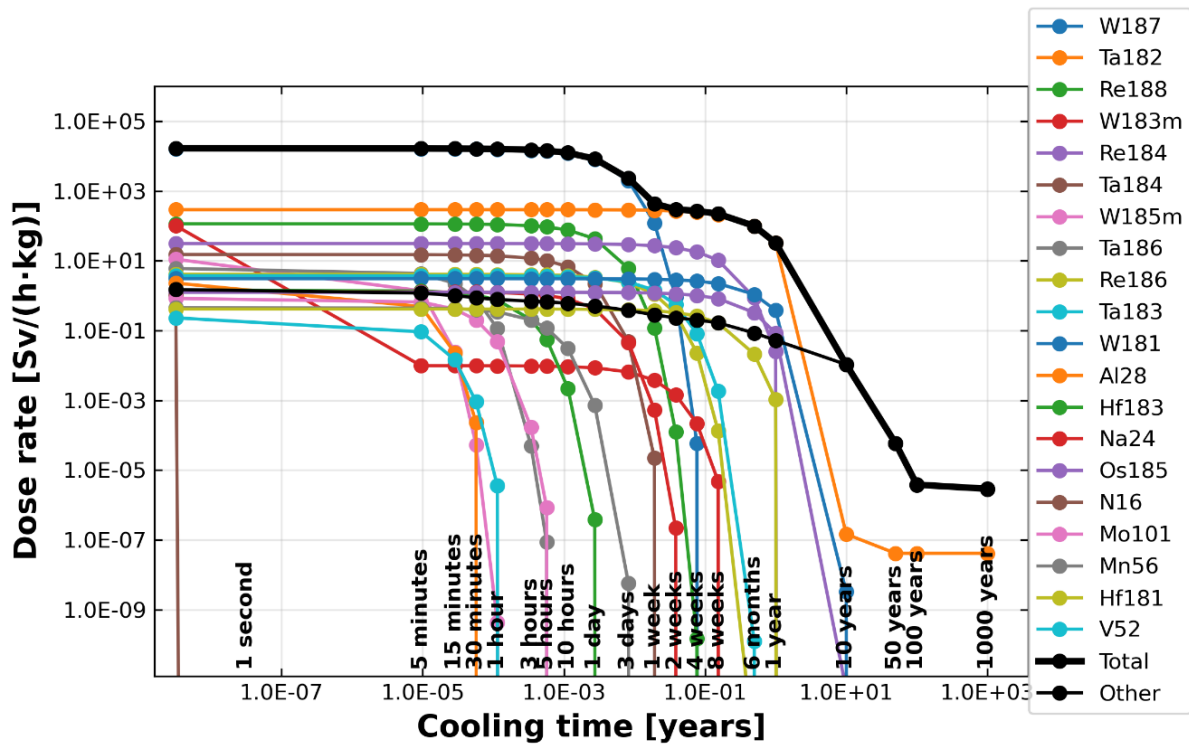


Inboard IL PFC W monoblocks dust layer for DEMO with WCLL BB

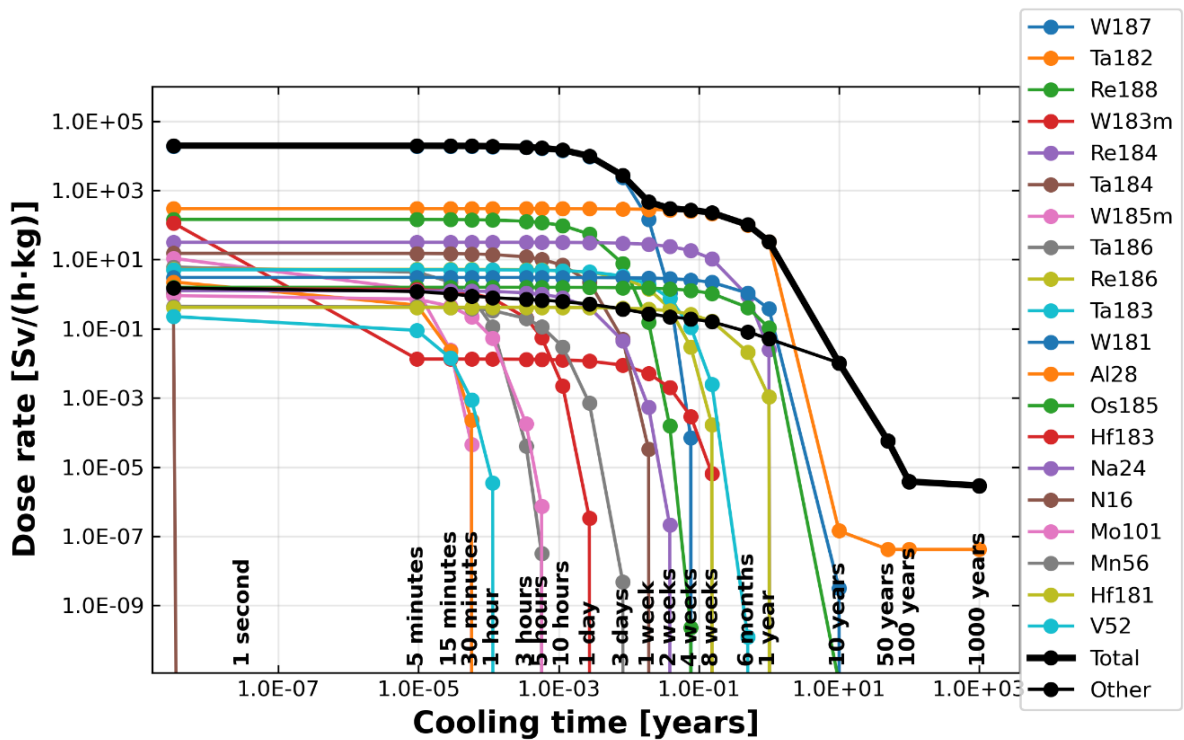


Rys. 2.3.5. Obliczone ciepło rozpadu i jego zmiana w czasie dla poszczególnych nuklidów tworzących się w warstwie Inboard IL PFC W monoblocks dla DEMO

Inboard IL PFC W monoblocks dust layer for DEMO with HCPB BB



Inboard IL PFC W monoblocks dust layer for DEMO with WCLL BB



Rys. 2.4.6. Obliczona dawka promieniowania i jej zmiana w czasie dla poszczególnych nuklidów tworzących się w warstwie Inboard IL PFC W monoblocks dla DEMO

Tabela 2.3.3. Obliczona radioaktywność właściwa oraz jej zmiana w czasie dla pierwszej warstwy pyłu dywertora (Inboard IL PFC W monoblocks dust layer) oraz obu rozważanych Breeding Blankets dla DEMO.

Nuclide	Model	Specific activity [Bq/kg] calculated at:					
		1 s	1 d	1 week	1 year	10 y	100 y
W 187	HCPB	2.423E+14	1.206E+14	1.836E+12	N/A	N/A	N/A
	WCLL	2.877E+14	1.432E+14	2.188E+12	N/A	N/A	N/A
W 183m	HCPB	1.432E+14	1.213E+10	5.357E+09	N/A	N/A	N/A
	WCLL	1.620E+14	1.648E+10	7.278E+09	N/A	N/A	N/A
W 185	HCPB	5.733E+13	5.680E+13	5.374E+13	1.982E+12	7.846E-01	N/A
	WCLL	6.025E+13	5.969E+13	5.648E+13	2.081E+12	6.759E-01	N/A
W 185m	HCPB	3.884E+13	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A
	WCLL	3.817E+13	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A
Re 186	HCPB	1.739E+13	1.445E+13	4.767E+12	N/A	N/A	N/A
	WCLL	2.217E+13	1.843E+13	6.080E+12	N/A	N/A	N/A
Re 188	HCPB	1.734E+13	6.509E+12	1.822E+10	N/A	N/A	N/A
	WCLL	2.196E+13	8.243E+12	2.346E+10	N/A	N/A	N/A
W 181	HCPB	1.947E+13	1.936E+13	1.871E+13	2.411E+12	2.080E+04	N/A

	WCLL	1.923E+13	1.912E+13	1.847E+13	2.380E+12	1.973E+04	N/A
Ta 182	HCPB	9.306E+11	9.250E+11	8.921E+11	1.028E+11	4.704E+02	1.324E+02
	WCLL	9.481E+11	9.423E+11	9.088E+11	1.047E+11	4.607E+02	1.330E+02
Ta 183	HCPB	4.086E+11	3.567E+11	1.576E+11	N/A	N/A	N/A
	WCLL	5.552E+11	4.846E+11	2.141E+11	N/A	N/A	N/A
W 179	HCPB	2.487E+11	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A
	WCLL	2.454E+11	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A

Przeprowadzona analiza pozwoliła na oszacowanie radioaktywności, dawki promieniowania (całkowitej, wdychanej oraz pochłoniętej) oraz ciepła rozpadu dla każdego komponentu dywertora, warstwy pyłu dywertora oraz materiałów konstrukcyjnych okien diagnostycznych w porcie środkowym i górnym DEMO dla założonego scenariusza napromieniowania. Wykazano, że dla większości przypadków otrzymane rezultaty są wyższe dla modelu DEMO z WCLL BB i jest to głównie związane z większym strumieniem neutronów obliczonym za pomocą kodu MCNP dla modelu DEMO z WCLL BB.

W 2024 roku zespół naukowców z IFPiLM będzie zaangażowany w przeprowadzenie obliczeń aktywacyjnych dla nowego modelu akceleratora elektronów oraz dla rozważanych materiałów powłok okien diagnostycznych w porcie środkowym i górnym dla DEMO.

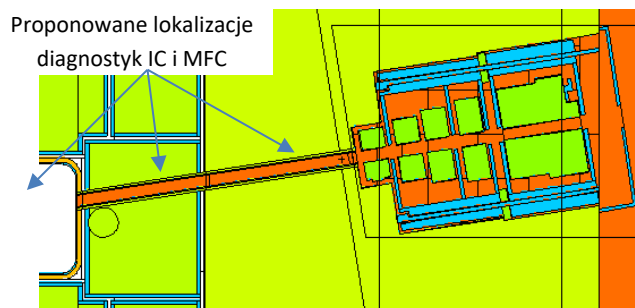
Podsumowanie

- Przeprowadzono symulacje aktywacyjne dla komponentów oraz warstw pyłu dla dywertora dla DEMO. Wyniki te są kluczowe przy projektowaniu osłon przed promieniowaniem, opracowaniu harmonogramu prac konserwacyjnych urządzenia DEMO oraz planowania zarządzania materiałami, które pozostaną radioaktywne przez długi okres czasu.
- Przeprowadzono porównanie wyników symulacji dla modelu DEMO z dwoma rozważanymi Breeding Blankets: HCPB oraz WCLL. Otrzymane rezultaty będą miały wpływ na ostateczny wybór BB dla DEMO.
- Przeprowadzono symulacje aktywacyjne dla różnych rozważanych materiałów okien diagnostycznych. Otrzymane rezultaty pozwolą na zoptymalizowanie składu materiałowego okien diagnostycznych dla urządzenia DEMO

2.4. Ocena potencjalnego wpływu umieszczenia diagnostyk neutronowych wewnątrz rury wiązki neutronów

To zadanie jest ściśle powiązane z zadaniem 2.1. Dotyczy oceny zakresu stosowalności diagnostyk neutronowych umieszczonych w neutronowodzie opisanym w zadaniu 2.1.

Urządzenie IFMIF-DONES (<https://ifmif-dones.es/>) ma być źródłem neutronów do badań materiałowych zorientowanych na budowę demonstracyjnej elektrowni termojądrowej DEMO. Oparty jest na akceleratorze deuterionów o energii 40 MeV, i prądzie 125 mA uderzających wiązką prostokątną (ok. 20 cm x 5 cm) w tarczę z ciekłego litu. W wyniku reakcji strippingu generowany ma być strumień neutronów o wartości $10^{18} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Widmo tych neutronów ma szerokie maksimum w okolicach 14 MeV co odwzorowuje oczekiwane warunki pracy elektrowni termojądrowych. Generowane neutrony powinny precyzyjnie padać na umieszczony zraz za tarczą litową moduł zawierający próbki do badań materiałowych (High Flux Test Module HFTM). Niezwykle ważne jest aby wiązka deuterionów padała zawsze w ściśle określone miejsce na tarczy litowej. Celem diagnostyk badanych w ramach tego zadania ma być wykrywanie odchylenia wiązki deuterionów padających na tarczę litową poprzez pomiar zmian pola neutronowego wewnątrz neutronowodu. Zaproponowane lokalizacje diagnostyk można zobaczyć na Rys. 2.4.1.



Rysunek 2.4.1 Poziomy przekrój przez neutronowód i zamykacz neutronów z zaznaczoną proponowaną lokalizacją diagnostyk

Wybrane detektory to komory jonizacyjne (Ionization Chambers IC) oraz miniaturowe komory rozszczepieniowe (Microfission Chambers MFC). Zakłada się, że będą pracować w trybie prądowym.

Komora jonizacyjna to detektory promieniowania, w których pary jonów są zbierane z gazu. Pary jonów pochodzą z jonizacji cząsteczki gazu obojętnego przez promieniowanie jądrowe (jonizujące). Para jonowa jest podstawowym składnikiem sygnału elektrycznego wytwarzanego w komorze jonizacyjnej. Jony mogą powstawać albo przez bezpośrednią interakcję z padającą cząstką, albo w procesie wtórnym. Oznacza to, że komora jonizacyjna jest wrażliwa na każdy rodzaj promieniowania jonizującego. Niezależnie od szczegółowego mechanizmu, ilość będąca przedmiotem zainteresowania jest całkowitą liczbą par jonów utworzonych wzdłuż ścieżki promieniowania. Promieniowanie musi co najmniej przenieść na cząsteczkę gazu pewną ilość energii, aby umożliwić proces jonizacji. W przypadku argonu energia jest równa 26,4 eV/parę jonową.

Energia zdeponowana zarówno przez promieniowanie gamma, jak i neutronowe w argonie na jednostkę masy gazu została obliczona za pomocą MCNP (<https://mcnp.lanl.gov/>). Wyniki obejmują rozróżnienie między depozycją energii neutronów i promieniowania gamma. Nie uwzględniają one jednak cząstek wtórnych (beta, promieniowania gamma i produktów reakcji jądrowych, takich jak protony i cząstki alfa indukowane w stalowej obudowie komory) wytwarzanych przez promieniowanie pierwotne. Niemniej jednak cząstki wtórne są niewielkie w obecnym udziale, więc uwzględnienie tylko promieniowania pierwotnego jest wystarczająco dobrym przybliżeniem przybliżonego oszacowania sygnału komory jonizacyjnej.

Znając wartość rozpraszania energii na parę jonów dla argonu oraz depozycję energii z neutronów i promieniowania gamma, można obliczyć prąd jonizacji. Całkowity prąd jonizacji jest sumą prądów jonizacyjnych pochodzących z różnych rodzajów promieniowania, w tym przypadku – z neutronów i promieni gamma.

Rozważane są dwa rodzaje miniaturowych komór rozszczepieniowych: z powłoką ^{235}U (MFC5) i ^{238}U (MFC8). Te pierwsze są wrażliwe głównie na neutrony termiczne, a te drugie – na neutrony prężkie.

Ponieważ komora rozszczepienia jest zasadniczo komorą jonizacyjną, całkowity prąd w komorze rozszczepienia jest sumą prądów pochodzących z jonizacji fragmentów rozszczepienia oraz z bezpośredniej jonizacji neutronów i promieniowania gamma gazu komory (argonu).

Obliczenia przeprowadzono we wszystkich zaplanowanych lokalizacjach dla 5 różnych miejsc padania wiązki deuterionów na tarczę litową. Wykonano obliczenia następujących wielkości, które posłużą do oszacowania prądów w komorach detektorów:

- depozycja energii od neutronów i promieniowania gamma w argonie

- szybkość reakcji $^{40}\text{Ar}(z,g)$
- szybkość reakcji $^{235}\text{U}(n,f)$
- szybkość reakcji $^{238}\text{U}(n,f)$
- widma neutronów

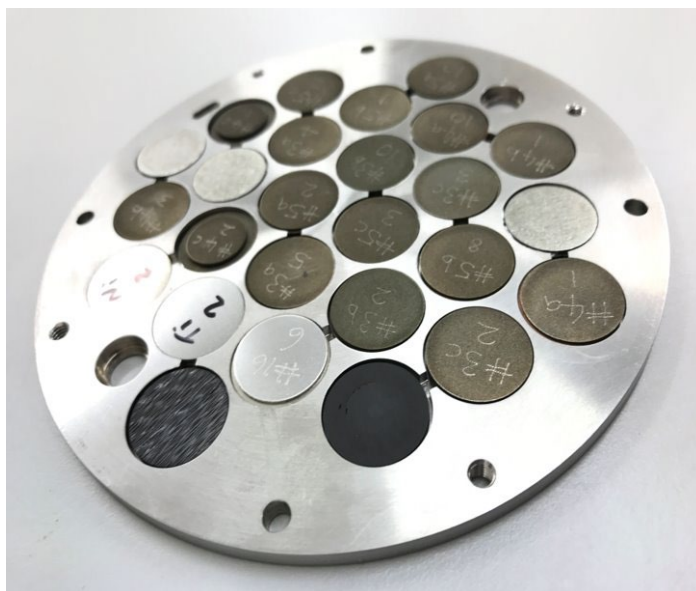
Opracowanie i prezentacja wyników nastąpi w 2024 r.

Zadanie postawione przed pracownikami IFPiLM w 2023 roku wymagało przygotowania skryptów w języku Python, które pozwalały na ekstrakcję danych z plików wyjściowych kodu FISPACT-II dla każdego z rozważanych przypadków. Przygotowano również skrypty pozwalające na wyrysowanie zależności danego parametru w czasie oraz zestawienie wyników w formie tabel ogólnych i szczegółowych, które następnie zamieszczono w raportach technicznych projektu WPSAE.

2.5. Pomiary materiałów konstrukcyjnych ITER napromieniowanych w tokamaku JET

Ze względu na brak istniejącej instalacji do napromieniowania materiałów intensywnym źródłem neutronów o energii 14 MeV, eksperymenty prowadzone na tokamaku JET dają niepowtarzalną okazję sprawdzenia zachowań aktywacyjnych materiałów stosowanych jako materiały konstrukcyjne reaktorów termojądrowych w prawdziwym środowisku syntezy DT, aczkolwiek przy niższych fluencjach neutronów niż tych oczekiwanych w tokamaku ITER. Materiały te zostaną wykorzystane do produkcji kluczowych elementów konstrukcyjnych tokamaka, a także systemów grzewczych i diagnostycznych. Pod wpływem napromieniowania neutronowego mogą one emitować promieniowanie wtórne, które ma wpływ na działanie i żywotność kluczowych elementów tokamaka ITER. Dane eksperymentalne zebrane w trakcie pomiarów próbek materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER napromieniowanych w środowisku tokamaka pozwolą na walidację kodów aktywacyjnych i bibliotek danych jądrowych stosowanych do analiz fuzji jądrowej.

Wybrane próbki materiałów ITER i folii dozymetrycznych zostały napromieniowane w położeniu LTIS na tokamaku JET podczas kampanii DTE2 oraz TT. Wybrane próbki materiałów ITER po ich wyjęciu z kasety (patrz Rys. 2.5.1) przesłano do IFPiLM w celu przeprowadzenia pomiarów spektrometrii gamma o wysokiej rozdzielczości.



Rys. 2.5.1. Uchwyt zawierający próbki materiałów ITER oraz próbki dozymetryczne, które aktywowano w położeniu LTIS w trakcie kampanii eksperymentalnych DTE2 oraz TT na tokamaku JET

Pomiary promieniowania gamma emitowanego z napromieniowanych próbek przeprowadzono przy użyciu systemu spektrometrii gamma składającego się z detektora HPGe z charakterystyką numeryczną i scyntylatora NaI 3''x 3'' (patrz Rys. 2.5.2) znajdującego się w Laboratorium Diagnostyki Neutronów i Promieniowania Gamma w IFPiLM.

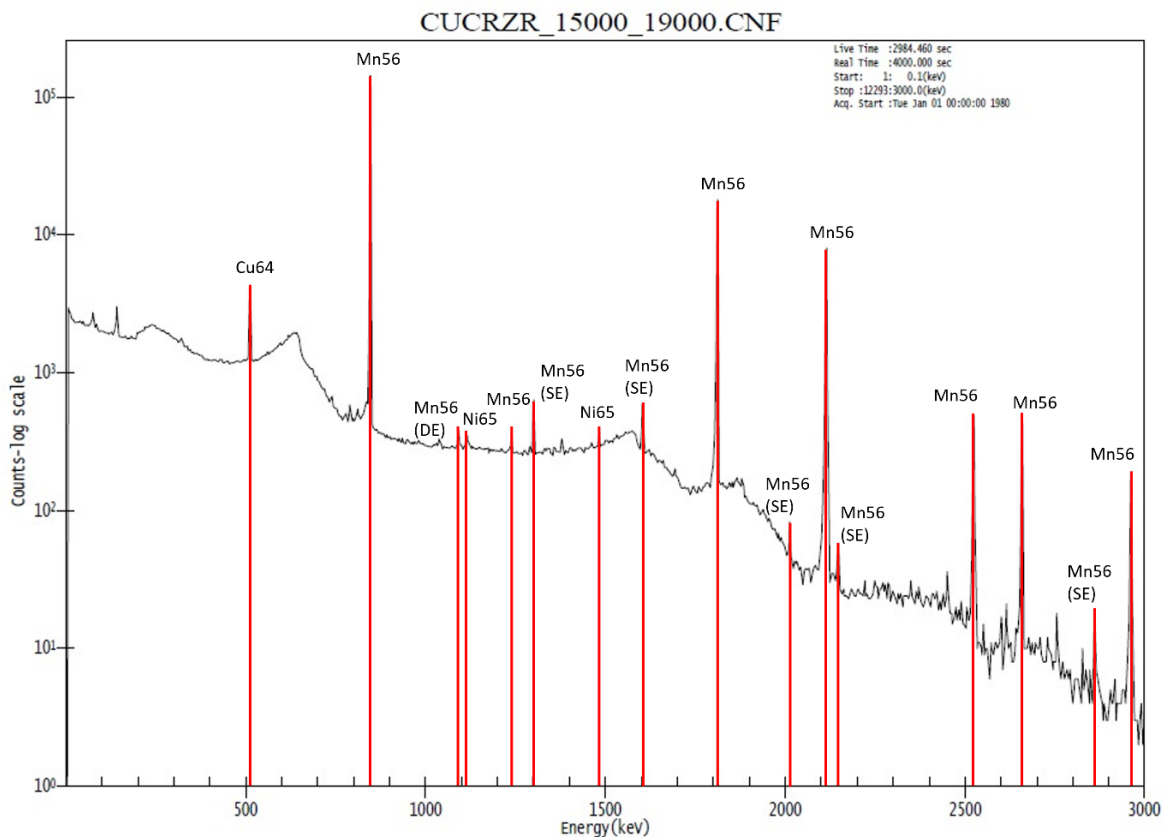
ITER#1	SS316L(N) VV plate (Industeel)	175713.81	Mn-54	4896.09	5328.20	4.30
			Co-57	9008.79	9803.89	3.66
			Co-58	24405.56	26559.54	2.54
			Co-60	193.95	211.06	3.05
			Zn-65	40.21	43.76	5.07
ITER#2	SS316L(N) VV plate (R. Kind)	170662.70	Mn54	5019.70	5423.18	4.30
			Co57	9458.27	10218.52	3.62
			Co58	25464.65	27511.51	2.40
			Fe59	434.43	469.34	7.79
			Co60	175.63	189.75	3.06
			Zn65	41.67	45.01	4.91
ITER#4	SS316L(N) TF radial plate 2500/64	394749.13	Cr51	180342.70	204215.49	7.30
			Mn54	4695.68	5317.27	4.30
			Co57	9036.56	10232.78	3.43
			Co58	23723.23	26863.58	2.30
			Fe59	393.74	445.86	7.16
			Co60	162.65	184.18	3.05
			Zn65	37.69	42.68	4.61
			Nb95	445.37	504.33	18.26
ITER#8	SS316L(N) TF closure plate 304761	182720.59	Cr51	195903.50	212730.48	11.18
			Mn54	4217.56	4579.82	4.30
			Co57	8732.11	9482.14	3.77
			Co58	24756.58	26883.03	2.46
			Fe59	377.70	410.14	11.61
			Co60	180.46	195.97	3.06
			Zn65	39.63	43.03	5.07
			Ta182	21.93	23.81	11.35
ITER#14	W Dywertor monoblock	530209.16	Mn54	0.24	0.35	7.41
			Co57	0.60	0.85	8.83
			Co60	0.77	1.08	3.21
			Zn65	9.36	13.21	4.39
			Hf181	39.88	56.27	7.10
			W181	61853.90	87290.29	4.61
			Ta182	85.67	120.90	1.61
			W185	146955.00	207387.81	6.81
ITER#21	Dywertor Al- Bronze	155718.73	Mn54	374.94	438.17	4.32
			Co57	3211.26	3752.79	4.19

			Co58	9148.21	10690.91	2.85
			Co60	628.18	734.11	3.05
			Zn65	34.19	39.95	6.46
ITER#22	Dywertor Al-Bronze	181776.13	Mn54	383.12	446.57	4.32
			Co57	3128.06	3646.18	4.30
			Co58	9296.77	10836.65	2.90
			Co60	638.76	744.56	3.04
			Zn65	34.74	40.50	6.40
ITER#23	In-wall SS304 shield	342395.82	Cr51	173851.00	189752.24	8.83
			Mn54	3830.38	4180.73	4.30
			Co57	9220.26	10063.59	3.54
			Co58	25278.90	27591.03	2.36
			Fe59	403.24	440.12	8.75
			Co60	182.46	199.15	3.05
			Zn65	40.13	43.80	4.83
IPPLM Ti	Ti (Position b)	429004.22	Sc46	9442.62	16831.76	3.05
			Ta182	21.36	38.08	6.82
IPPLM Ti	Ti (Position c)	252681.96	Sc46	8803.25	15302.01	3.04
			Ta182	13.51	23.48	4.71
IPPLM Ni	Ni (Position b)	177416.65	Mn54	18.85	16.11	6.38
			Co57	91063.79	77825.65	3.23
			Co58	246444.30	210618.15	2.23
			Co60	1299.99	1111.01	3.04
			Y88	5.72	4.89	22.35
IPPLM Ni	Ni (Position c)	159903.31	Mn54	18.59	16.20	6.57
			Co57	88622.10	77230.59	3.23
			Co58	242506.50	211334.64	2.23
			Co60	1250.77	1090.00	3.04

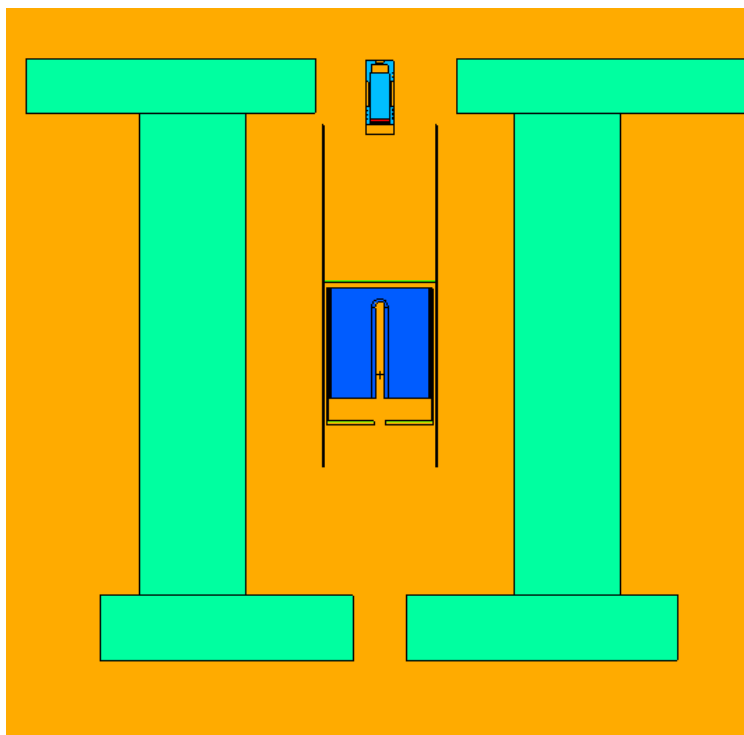
Analizując wyniki przedstawione w powyższej tabeli można zauważyć, że dla większości produktów reakcji niepewność radioaktywności wynosi poniżej 10%. Największy udział w całkowitej niepewności radioaktywności ma niepewność wydajności rejestracji promieniowania gamma.

Aby zbadać zachowanie materiałów, które zostaną użyte do budowy tokamaka ITER i stężenie zanieczyszczeń w nich obecnych, przeprowadzono napromienianie folii dozymetrycznych i materiałów ITER (CuCrZr, stop A286 i SS316L(N)) podczas poszczególnych wyładowań kampanii eksperymentalnej DTE2 na tokamaku JET. Materiały napromieniano w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U. Po każdym wyładowaniu kapsuła z próbką ITER była transportowana systemem poczty pneumatycznej do laboratorium, w którym wykonano pomiary spektrometrii gamma. Do rejestracji emisji promieniowania gamma z napromieniowanych próbek wykorzystano detektor HPGe o wydajności względnej 190% w osłonie ołowianej. W przypadku próbek IWS A286 i SS316L(N) kapsułkę z próbką mierzono w odległości 13 cm od detektora (patrz rys. 18). Próbkę CuCrZr wyjęto z kapsuły, a

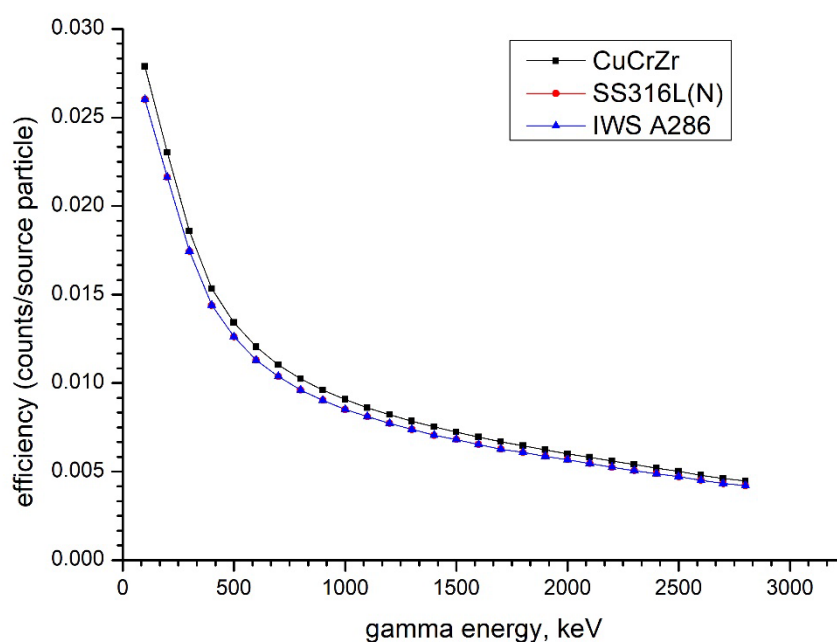
następnie dokonano pomiaru w odległości 12,5 cm od detektora. Widmo promieniowania gamma zarejestrowane dla próbki CuCrZr napromieniowanej w trakcie wyładowania #99634 w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U przedstawiono na Rys. 2.5.4.



Rys. 2.5.4. Widmo promieniowania gamma zarejestrowane dla próbki CuCrZr napromieniowanej w trakcie wyładowania #99634 w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U



Rys. 2.5.5. Model geometryczny MCNP detektora HPGe i kapsuły z próbkami



Rys. 2.5.6. Obliczone krzywe wydajności rejestracji promieniowania gamma dla próbek ITER napromieniowanych w KN2 6U

W celu określenia radioaktywności produktów reakcji, należało przeprowadzić kalibrację wydajności rejestracji promieniowania gamma. Model MCNP opisujący geometrię detektora wraz z osłoną ołowianą został zaktualizowany poprzez dodanie kapsuły z próbkami ITER i umieszczenie jej w określonej odległości od detektora. Następnie przeprowadzono obliczenia z zastosowaniem kodu MCNP. Model geometryczny MCNP detektora HPGe i kapsuły z próbkami przedstawiono na Rys. 2.5.5, natomiast obliczone krzywe wydajności rejestracji promieniowania gamma dla próbek ITER przedstawiono na Rys. 2.5.6.

Obliczona radioaktywność produktów reakcji powstałych w materiałach tokamaka ITER napromieniowanych w KN2 6U podczas poszczególnych wyładowań na tokamaku JET została przedstawiona w Tabeli 2.5.2.

Tabela 2.5.2. Obliczona radioaktywność produktów reakcji powstałych w materiałach tokamaka ITER napromieniowanych w KN2 6U podczas poszczególnych wyładowań na tokamaku JET.

Material	ID wyładowania	Data	Produkt reakcji	Radioaktywność [Bq/próbka]	Radioaktywność właściwa [Bq/g]	Błąd [%]
CuCrZr	#99634	06.11.2021 16:26:28	Mn56	40949403.66	47014240.71	0.11
			Cu64	10941.46	12561.95	0.96
			Ni65	173923.74	199682.82	11.56
SS316L(N)	#99973	21.12.2021 15:15:13	Mn56	45580.75	51620.33	0.21
			Cu64	1508.48	1708.36	1.32
			Ni65	230.00	260.47	10.45
			Na24	19.31	21.87	8.96
IWS A286	#99979	21.12.2021 20:08:18	Mn56	43.28	46.94	1.84
			Na24	6.19	6.71	9.16
			Cu62/64	NA	NA	NA

Główne zadanie naukowców z IFPILM przewidziane do wykonania w 2023 roku w ramach projektu WPPRIO dotyczyło przeprowadzenia symulacji numerycznych z wykorzystaniem kodu FISPACT-II, w wyniku których wyznaczone zostaną spodziewane radioaktywności produktów powstałych w materiałach tokamaka ITER i próbkach dozymetrycznych napromieniowanych w trakcie kampanii DTE2 oraz TT na tokamaku JET. Dotyczy to zarówno materiałów aktywowanych w położeniu LTIS jak również w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U podczas poszczególnych wyładowań kampanii DTE2. Zmierzone wartości radioaktywności nuklidów powstałych w tych próbkach przedstawiono w poprzedniej części sprawozdania.

Symulacje aktywacyjne rozpoczęto od przygotowania plików wejściowych kodu FISPACT-II. W każdym z plików zdefiniowano skład materiałowy danej próbki w oparciu o certyfikaty materiałów dostarczone przez producentów. W kolejnym etapie przygotowano scenariusz napromieniowania w oparciu o wyniki pomiarów całkowitego wydatku neutronowego dla każdego wyładowania mierzonego przez system komór rozszczepieniowych KN1 na tokamaku JET. Widma neutronów dla każdej z próbek napromieniowanej w kasecie w położeniu LTIS jak również dla materiałów napromieniowanych w położeniu KN2 6U zostały obliczone z zastosowaniem modelu tokamaka JET oraz kodu MCNP przez zespół naukowców ze Słowenii. W obliczeniach aktywacyjnych użyto przekrojów czynnych danych reakcji jądrowych pochodzących z biblioteki TENDL-2017. Rezultaty obliczeń aktywacyjnych z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla próbki CuCrZr napromieniowanej w KN2 6U podczas wyładowania #99634 przedstawiono w Tabeli 2.5.3.

Tabela 2.5.3. Radioaktywność produktów reakcji jądrowych powstających w próbce CuCrZr napromieniowanej w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U w trakcie wyładowania #99634.

Nuklid	Radioaktywność [Bq]	Błąd [Bq]
Cu 66	1.347E+07	2.24E+05
Cu 62	2.772E+06	2.03E+05
Co 62	1.101E+05	3.44E+04
Cu 64	3.875E+05	4.67E+03
Zr 90m	9.135E+05	8.97E+04
V 52	2.373E+04	2.65E+03
Co 60m	3.742E+05	2.15E+04
Co 62m	1.028E+04	4.14E+03
Ta182m	1.021E+07	2.68E+05
Nb 94m	5.786E+04	2.56E+03
Ni 65	3.981E+03	1.36E+03
V 53	3.385E+03	7.64E+02
Zr 89m	9.188E+02	9.03E+01
Co 61	1.837E+02	6.63E+01
Ta182	7.129E+00	6.83E-01
Mn 56	1.072E+01	5.24E-01
Cr 55	1.747E+03	1.61E+02
Zr 97	9.167E+00	3.65E-01
Co 60	9.778E-01	6.07E-02
Y 90m	6.141E+00	7.29E-01

Zr 89	5.203E+00	3.76E-01
Co 58m	3.942E+01	2.11E+00
Cr 51	1.462E+01	6.33E-01
Nb 92m	2.132E+00	3.35E-01
Ta180	9.191E+00	4.64E-01
Y 90	5.594E-01	8.34E-02

Wyniki dla wszystkich próbek zostały umieszczone w raporcie technicznym zadania WPPrIO za rok 2023. Warto tu również wspomnieć, że nie wszystkie radionuklidy będące rezultatem obliczeń z zastosowaniem kodu FISPACT-II były widoczne na widmie promieniowania gamma rejestrowanym za pomocą detektora HPGe. Jest to związane z krótkim okresem połowicznego rozpadu wielu z wymienionych nuklidów oraz faktem, że nie wszystkie nuklidy emitują promieniowanie gamma, które może zostać zmierzone za pomocą metody spektrometrii promieniowania gamma.

Kolejnym zadaniem naukowców z IFPiLM było oszacowanie spodziewanej radioaktywności nuklidów, które powstaną w próbkach materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER napromieniowanych w kasecie LTIS w trakcie kampanii DTE3 na tokamaku JET, która odbyła się w 2023 roku.

Do obliczeń przyjęto następujące założenia:

- próbka Fe, CuCrZr, W oraz Al-brąz;
- całkowity budżet neutronów o energii 14 MeV: $7 \cdot 10^{20}$, $3.5 \cdot 10^{20}$;
- 20 dni kampanii eksperymentalnej.

Rezultaty obliczeń aktywacyjnych z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla próbki W (ITER#14) przy założeniu budżetu neutronów DT wynoszącym $7 \cdot 10^{20}$ przedstawiono w Tabeli 2.5.4.

Tabela 2.5.4. Wyniki obliczeń spodziewanych aktywności nuklidów, które powstaną w próbce W (ITER#14) napromieniowanej w położeniu LTIS w trakcie kampanii DTE3 na tokamaku JET.

Nuklid	Radioaktywność [Bq]	Błąd [Bq]
W 187	3,26E+05	3,83E+00
W 181	5,39E+03	5,32E+00
W 185m	2,75E+04	8,03E+00
Ta184	2,58E+02	3,28E+01
W 183m	4,30E+04	1,24E+01
W 185	3,77E+04	8,76E+00
Ta183	3,67E+02	3,15E+01
Ta186	2,05E+02	4,21E+01
Ta182	2,62E+01	1,56E+01
Hf181	2,56E+01	3,69E+01
Hf183	2,03E+02	1,48E+02
W 179	4,20E+02	1,19E+01
W 179m	9,06E+01	1,19E+01

Co 58	1,21E+00	8,67E+00
Hf179n	8,89E+00	7,17E+01
Ta179	2,96E+01	3,60E+01
Ni 57	4,43E-01	1,29E+01
Hf180m	1,38E+01	1,40E+02
Co 57	5,52E-01	1,07E+01
Co 58m	3,77E+00	1,04E+01
Co 60	1,23E-02	1,83E+01
W 183	0,00E+00	0,00E+00
Ta180	7,84E+00	5,18E+01
Fe 59	1,42E-02	2,75E+01

Zadaniem naukowców z IFPiLM było również przeprowadzenie symulacji aktywacyjnych z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla materiałów zaplanowanych do napromieniowania w KN2 6U trakcie poszczególnych wyładowań kampanii DTE3 na tokamaku JET. Symulacje te wykonano dla następujących materiałów: W, CuCrZe, Al, Nb, Al-brąz. Do obliczeń przyjęto następujące założenia:

- czas napromieniowania: 1, 2, 3, 4, 5 s;
- szacowana emisja neutronów: $5 \cdot 10^{17}$ n/s, $1 \cdot 10^{18}$ n/s, $5 \cdot 10^{18}$ n/s;
- przekroje czynne reakcji jądrowych z biblioteki TENDL-2017,
- widma neutronów dla każdej z próbek obliczone z zastosowaniem kodu MCNP.

Rezultaty obliczeń spodziewanych radioaktywności nuklidów powstających w próbce W napromieniowanej przez 3 s w trakcie wyładowania o emisji neutronów równej $1 \cdot 10^{18}$ n/s przedstawiono w Tabeli 2.5.5.

Tabela 2.5.5. Rezultaty obliczeń spodziewanych radioaktywności nuklidów powstających w próbce W napromieniowanej przez 3 s w trakcie wyładowania o emisji neutronów równej $1 \cdot 10^{18}$ n/s.

Nuklid	Radioaktywność [Bq]	Błąd [Bq]
W 183m	6,90E+07	1,11E+01
W 187	3,35E+05	3,81E+00
W 185m	3,74E+06	7,50E+00
Al 28	2,04E+03	1,05E+01
Ta186	7,58E+02	4,20E+01
W 179m	2,09E+03	1,20E+01
Ta184	2,49E+01	3,27E+01
W 179	1,33E+03	1,22E+01
W 185	8,86E+02	4,17E+00
Hf183	3,51E+01	1,49E+02
W 181	1,22E+02	4,80E+00
Ta183	2,53E+00	3,01E+01

Ta182	1,35E-01	1,53E+01
Hf181	6,74E-02	3,70E+01
W 183	9,36E-05	0,00E+00
Co 57	4,36E-03	1,12E+01
W 184	5,51E-05	0,00E+00
W 186	3,47E-05	0,00E+00
C 14	4,61E-06	1,95E+00
Ni 59	1,69E-07	3,44E+00

Rezultaty dla pozostałych próbek, czasów napromieniowania oraz wydajności emisji neutronów zostały opisane szczegółowo w raporcie technicznym dotyczącym zadania z 2023 roku w ramach projektu WPPrIO.

Podsumowanie

- Przeprowadzono symulacje aktywacyjne z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER napromieniowanych w położeniu LTIS w trakcie kampanii DTE2 oraz TT jak również napromieniowanych w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U podczas poszczególnych wyładowań kampanii eksperymentalnej DTE2.
- Porównano radioaktywność nuklidów powstających w napromieniowanych materiałach tokamaka ITER wyznaczoną eksperymentalnie z użyciem spektrometrii promieniowania gamma oraz wyznaczoną za pomocą symulacji numerycznych z zastosowaniem kodu FISPACT-II.
- Odkryto, że w każdej napromieniowanej próbce materiałów tokamaka ITER obecny jest Zn65, który powstał w wyniku zanieczyszczenia próbek w procesie cięcia materiałów.
- Przeprowadzono symulacje aktywacyjne, które pozwoliły na oszacowanie spodziewanej radioaktywności nuklidów, które powstaną w materiałach tokamaka ITER w trakcie ich napromieniowania podczas kampanii DTE3 (dla położenia LTIS oraz KN2 6U). Pozwoliło to na zoptymalizowanie geometrii oraz sekwencji pomiarowej.

Przeprowadzone badania wykazały, że materiały tokamaka ITER przeznaczone do napromieniowania w kasecie LTIS zostały zanieczyszczone w trakcie procesu cięcia. Dlatego też próbki przeznaczone do napromieniowania w trakcie kampanii DTE3 zostały przekazane do polerowania w celu usunięcia zanieczyszczenia w postaci Zn. Umożliwi to zbadanie realnych zanieczyszczeń materiałów pochodzących z procesu produkcji i mających wpływ na całkowitą radioaktywność danego materiału.

Ocena znaczenia uzyskanych wyników dla rozwoju nauki, innowacyjności i gospodarki oraz współpracy międzynarodowej w zakresie nauki i techniki

Reakcje syntezy jądrowej w plazmie są głównym źródłem prędkich neutronów. Neutrony prędkie modyfikują właściwości materiałów powodując ich aktywację, transmutację i uszkodzenia radiacyjne. Wysoce zaaktywowane materiały użyte do budowy elektrowni termojądrowej mogą uwalniać wysokie dawki promieniowania do krytycznych komponentów i powodować zagrożenia w okresie konserwacji. W związku z tym przeprowadzenie analiz jądrowych z wykorzystaniem najnowocześniejszych kodów jest niezbędne ze względów bezpieczeństwa. Symulacje transportu neutronów oraz obliczenia aktywacyjne wykonane przez naukowców z IFPiLM dla wybranych systemów układu DEMO są niezwykle ważne przy projektowaniu osłon przed promieniowaniem, opracowaniu harmonogramu prac konserwacyjnych jak również planowaniu zarządzania materiałami, które pozostają radioaktywne przez długi okres.

W celu zbadania zachowania materiałów, stężenie zanieczyszczeń w materiałach stosowanych do budowy tokamaka ITER jak również zweryfikować kody aktywacyjne stosowane w dziedzinie fuzji jądrowej, materiały funkcjonalne używane w systemach diagnostycznych i grzewczych zostały napromieniowane podczas kampanii eksperymentalnej DT na tokamaku JET.

3. Analizy numeryczne oraz rozwój i zastosowanie kodów modelujących procesy fizyczne w układach z magnetycznym utrzymaniem plazmy

3.1. Badania różnych koncepcji dywertora

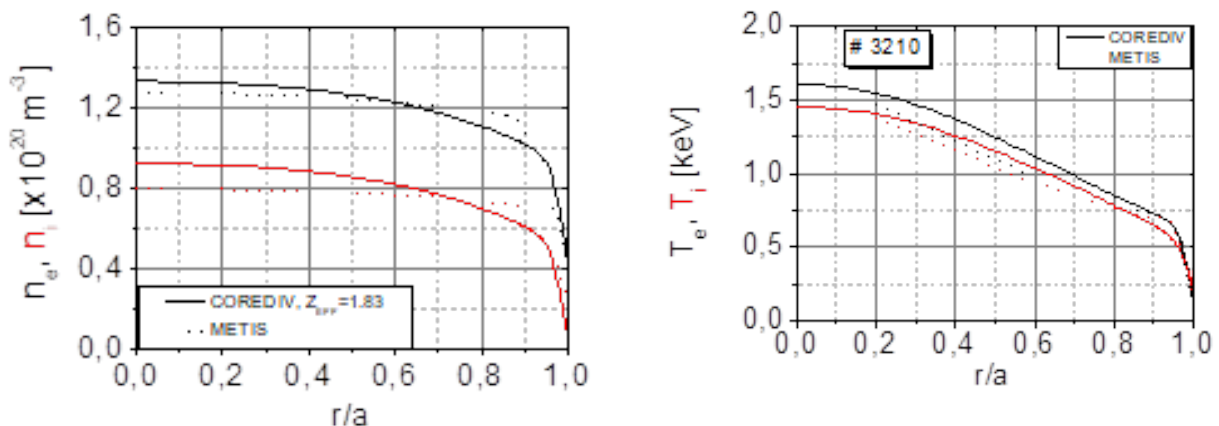
W 2023 roku w IFPiLM zostały przeprowadzone wstępne analizy numeryczne reżimu pracy dla tokamaka COMPASS Upgrade, w którym planuje się testowanie dywertorów ciekło metalicznych (LMD) w celu określenie zakresu parametrów pracy tokamaka. Do symulacji numerycznych został zastosowany wieloplanowy kod COREDIV, który modeluje transport plazmy i domieszek zarówno w plazmie brzegowej, jak i centralnej. Uwzględnienie w symulacjach transportu domieszek w plazmie centralnej i brzegowej jest niezwykle istotne z uwagi na wpływ odparowanego materiału z powierzchni LMD na zmianę promieniowania plazmy w części centralnej i brzegowej tokamaka.

W 2023 roku koncentrowano się na analizie scenariusza #3210. Główne parametry dla tego scenariusza zostały pokazane w Tabeli 3.3.1.

Tabela 3.1.1. Podstawowe parametry scenariusza #3210

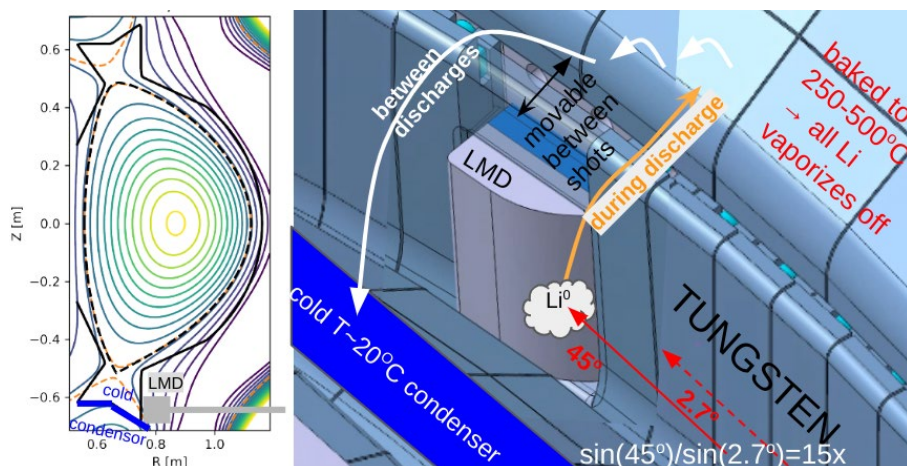
Parametry	#3210
Toroidalny promień: R_T [m]	0.9
Promień plazmy: a , [m]	0.27
Prąd plazmy; I_p [MA]	0.8
Toroidalne pole magnetyczne: B_T [T]	2.5
Elongacja	1.7
Gęstość elektronowa $\langle n_e \rangle_{VOL}$ [$\times 10^{20} m^{-3}$]	1.125
Grzanie zewnętrzne [MW]	2.0

Gęstość elektronów na separatrysie (n_e^{sep}) w środkowej płaszczyźnie (*ang. midplane*) była utrzymywana na poziomie $3.9 \times 10^{19} m^{-3}$. W pierwszej kolejności, został dobrany parametr- współczynnik utrzymania plazmy H-faktor (IPB98(y,2)), tak aby odtworzyć profil gęstości i temperatury plazmy przywidziany przez kod METIS dla tego samego scenariusza #3210. Współczynnik utrzymania plazmy H-faktor (IPB98(y,2)) wyniósł w tym przypadku 0. 815. Temperatury (T_i) i gęstości (n_i) jonów i elektronów (T_e , n_e) uzyskane w symulacjach METIS i COREDIV dla scenariusza #3210 pokazano na Rys. 3.1.1. Uzyskano dobrą zgodność.



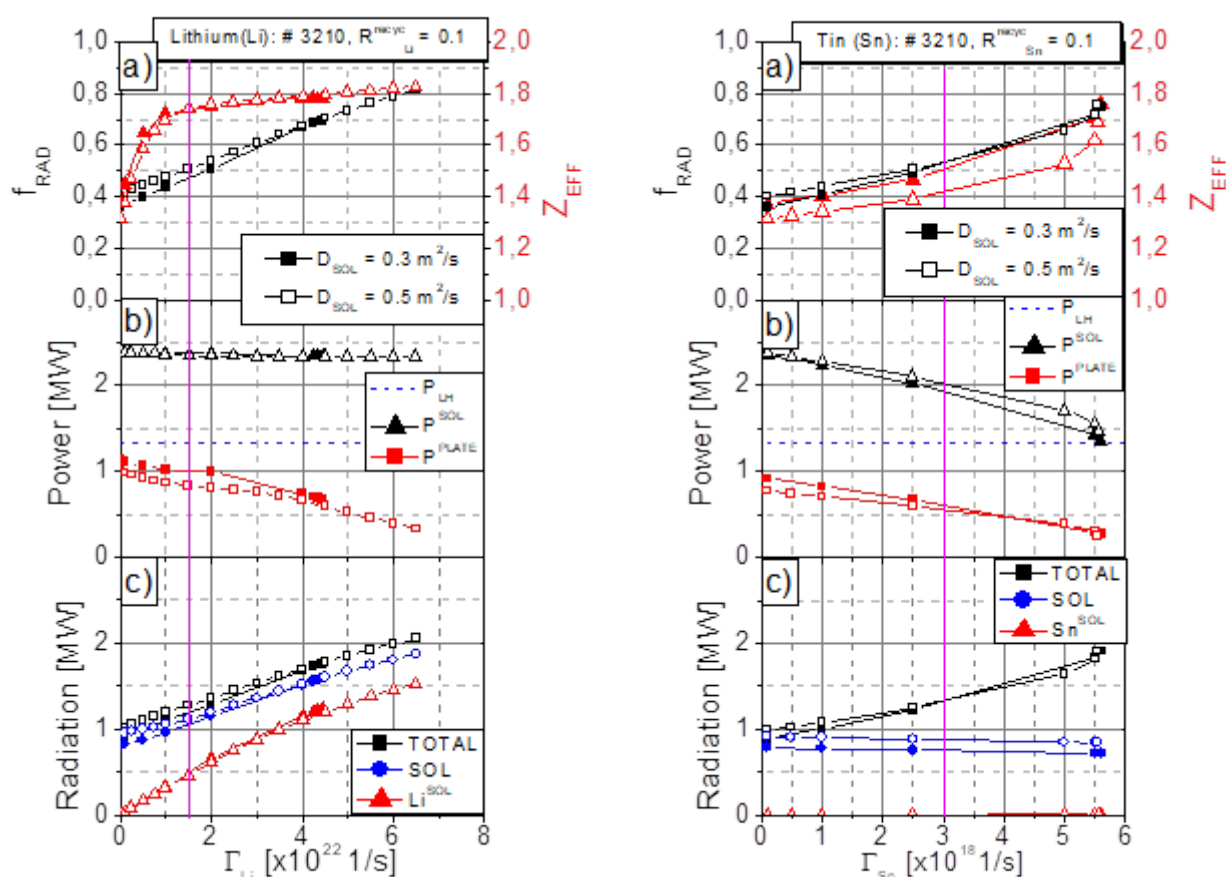
Rys.3.1.1. Gęstości elektronów (n_e) i jonów (n_i) oraz profile temperaturowe Kody COREDIV i METIS

W pierwszym etapie COMPASS Upgrade jest planowany tak aby pracował z wolframowym dywertorem, w którym będzie włożona kasetka z płynnym metalem, tak jak przedstawiono na Rys.3.1.2.



Rys.3.1.2. Przekrój tokamaka COMPASS-U z tarczą LMD w dywertyorze. Odparowane kondensaty Li/Sn w pobliżu dywertyora będą utrzymywane w temperaturze 350C°–500C°

Dlatego że w wolframowym dywertyorze płynny metal znajduje się w kasce, analiza została wykona dla domieszkowania zewnętrznego litu (Li) i cyny (Sn). Dla współczynnika transportu radialnego (D^{SOL}) w plazmie brzegowej (SOL) zastosowano dwie wartości: 0.3 m²/s i 0.5 m²/s. Nasza analiza ma za celu oszacowanie koncentracji cyny (Sn) i litu (Li) w plazmie centralnej w funkcji napełnianego gazu oraz ich wpływ na parametry plazmy.



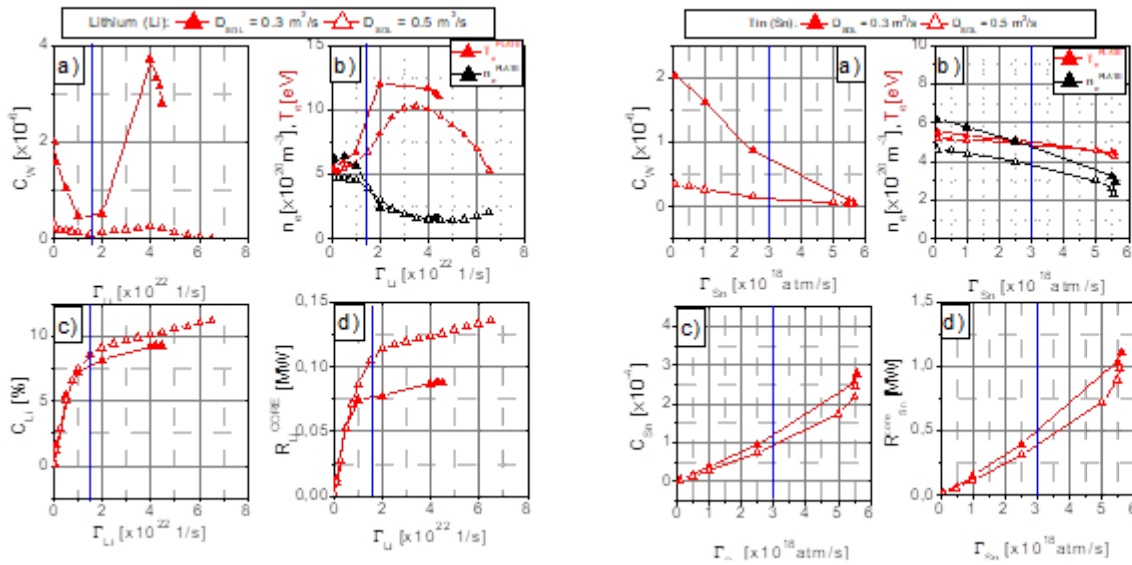
Rys. 3.1.3. Parametry plazmy w funkcji Γ_{Li} (po lewej) i Γ_{Sn} (po prawej) dla różnej dyfuzji radialnej w SOL równej 0,3 m²/s (pełny symbol) i 0,5 m²/s (otwarty symbol): (a) (f_{RAD}) i Z_{EFF} , (b) moc na płycie (P^{PLATE}), mocy do SOL (P^{SOL}) i H-L (P^{LH}) oraz (c) promieniowanie całkowite (TOTAL), w SOL, Li (Li^{SOL}) i Sn (Sn^{SOL}) w SOL. Różowa linia to wyniki symulacji za pomocą kodu HeatLMD

Na Rys. 3.1.3. przedstawiono w funkcji strumienia napełnianego gazu (Γ) najbardziej znaczące parametry plazmy: frakcja promieniowania (f_{rad}), efektywny ładunek (Z_{EFF}), moc do plazmy brzegowej (SOL) (P^{SOL}), do

plyt dywertora (P^{PLATE}), moc brzegowa (P_{LH}) do pracy w modzie H (mod z lepszym utrzymaniem plazmy), promieniowanie całkowite, Li i Sn wewnątrz SOL.

Wraz ze wzrostem poziomu napuszczanego domieszkowania całkowite promieniowanie wzrasta zarówno dla Li (Rys. 3.1.3, lewy panel), jak i Sn (Rys. 3.1.3., lewy panel) rośnie do tej samej frakcji promieniowania ($\sim 80\%$). W przypadku Li wzrost ten jest głównie wynikiem wzrostu promieniowania w SOL (patrz Rys. 3.1.3c), dopóki dla Sn jest wskutek wzrostu promieniowanie w plazmie centralnej. W przypadku Li, w rezultacie moc do SOL zmienia się w pomijalnym stopniu, a P^{SOL} utrzymuje się około dwukrotnie powyżej progu mocy P_{LH} , bez ryzyka utraty reżimu dla H modu. Z drugiej strony, promieniowanie Sn jest znaczące również w obszarze rdzenia (patrz rys. 3.1.3c). Zatem w tym przypadku promieniowanie może wzrosnąć wraz ze wzrostem domieszkowania Sn do punktu, w którym P^{SOL} spadnie poniżej progu podtrzymania modu H. Dzieje się tak, gdy $\Gamma_{Sn} > 5.5 \times 10^{18}$ 1/s. Jest to również powód, dla którego P^{PLATE} ulega stopniowej redukcji, mimo że promieniowanie Sn SOL utrzymuje się na prawie stałym poziomie.

Na Rys. 3.1.4. pokazano koncentracji W (C_W), Li (C_{Li}) i Sn (C_{Sn}), gęstość elektronów (n_e^{PLATE}) i temperaturę (T_e^{PLATE}) na płycie dywertora, promieniowania Li (R_{Li}^{CORE}) i Sn (R_{Sn}^{CORE}) w plazmie centralnej w zależności od ich napuszczanych strumieni.



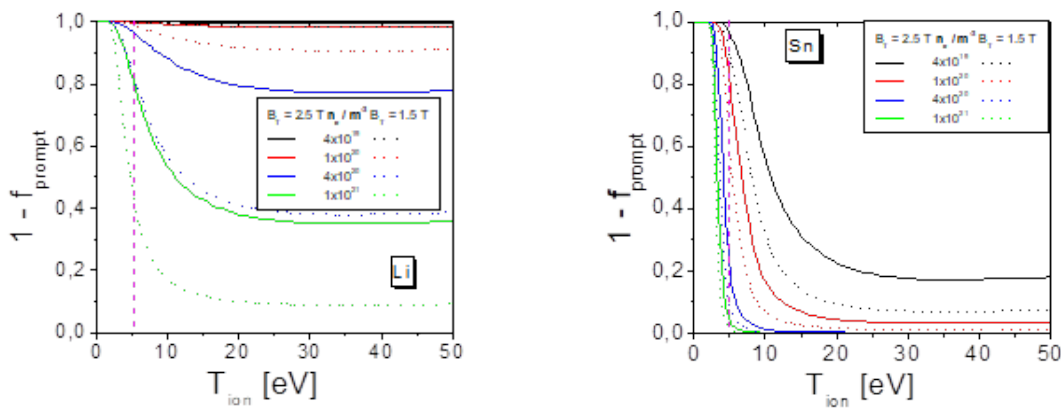
Rys.3.1.4. Parametry plazmy w funkcji Γ_{Li} (po lewej) i Γ_{Sn} (po prawej) dla różnej dyfuzji promieniowej w SOL $0,3 \text{ m}^2/\text{s}$ (pełny symbol) i $0,5 \text{ m}^2/\text{s}$ (otwarty symbol): (a) koncentracja wolframu, (b) g gęstość elektronów (n_e^{PLATE}) i temperatura (T_e^{PLATE}) na płycie dywertora, (c) koncentracja Li i Sn promieniowanie w rdzenia Li i Sn oraz (d) promieniowania Li (R_{Li}^{CORE}) i Sn (R_{Sn}^{CORE}) w plazmie centralnej. Niebieską linią oznaczone wyniki z symulacji HeatLMD

W przypadku Li wyższa wartość radialnej dyfuzji pozwala na zwiększenie koncentracja Li, a w konsekwencji frakcji promieniowania w SOL, zmniejsza T_e^{PLATE} , a w konsekwencji produkcję wolframu.

Ponieważ Li i Sn są napuszczanymi gazami, a nie są wybijane z dywertora nie możemy uwzględnić w symulacji ponownego osadzania (tzw. prompt re-deposition) cząstek na powierzchnię dywertora. Zostało policzone w osobnych symulacjach, iż stosując stosunkowo prosty opis uwzględniający tylko pojedynczy proces jonizacji, część ponownego osadzania (f_{prompt}) atomów Li (Sn) jest wyrażona wzorem $f_{prompt} = 1 / (1 + (\lambda_{ion} / \rho_{Li+,Sn+})^2)$, gdzie λ_{ion} to długość jonizacji obliczona na podstawie częstotliwości jonizacji i średniej prędkości termicznej, a $\rho_{Li+,Sn+}$ to promień żyroskopowy jonów Li^+ , Sn^+ w polu magnetycznym. Otrzymana wartość f_{prompt} włącza się do wydajności rozpylania Li, Sn, Y , w następujący sposób: $Y = Y(1 - f_{prompt})$.

Na Ryc. 3.1.5. przedstawiono frakcję ponownie nie osadzonych jonów Li (po lewej) i Sn (po prawej) jako funkcji temperatury na płycie w polu magnetycznym (B) 1,5 T (linia kropkowa) i 2,5 T (linia prosta) dla różnych gęstości elektronowe. Pionowa różowa linia wskazuje temperaturę na płycie dywertora w punkcie uderzenia dla scenariusza nr # 3210. Z różnicy mas atomowych pomiędzy Li i Sn, szybkie ponowne osadzanie się dla Li wynosi

około 10% i silnie zależy od pola magnetycznego, ale dla Sn jest wyższe i wynosi około 90%, a wpływ pola magnetycznego jest mniejszy.



Rys.3.1.5.Frakcja ponownie nieosadzonych jonów Li (lewy panel) i Sn (prawy panel) wybijanych z płyty dywertora w funkcji temperatury dla B=1,5 T (linia kropkowa) i B=2,5 T (linia prosta) dla różnych gęstości elektronów

Kod HeatLMD opracowany przez czeski zespół, który wylicza wybijanie i odparowanie cząstek, zakłada, że w przypadku gdy kaseta ma 0,25 mm, chłodzenie wykorzystuje 2 mm miedziane rury, frakcja $f_{prompt} = 0$ w przypadku Li i $f_{prompt} = 0.9$ w przypadku cyny. Dla uzyskanych temperatur i gęstości na płycie dywertora (zobacz Rys. 3.1.4.), można stwierdzić że stanowi to bardzo słuszne założenie.

W Tabeli 3.1.2. przedstawiono porównania symulacji pomiędzy COREDIV i HeatLMD, które przygotowano odpowiednio dla Li i Sn.

Tabela 3.1.2. Porównanie symulacji pomiędzy COREDIV i HeatLMD dla Li i Sn

Parametry	Li $f_{prompt}=0$	Sn $f_{prompt}=0.9$
HeatLMD (wybijający + odparowywane) 0,25 mm CPS na 2 mm miedzianej rurze chłodzącej	1.5×10^{22} [1/s]	3.0×10^{218} [1/s]
COREDIV (gas puff) koncentracja	~ 9 %	1.0×10^{-4}

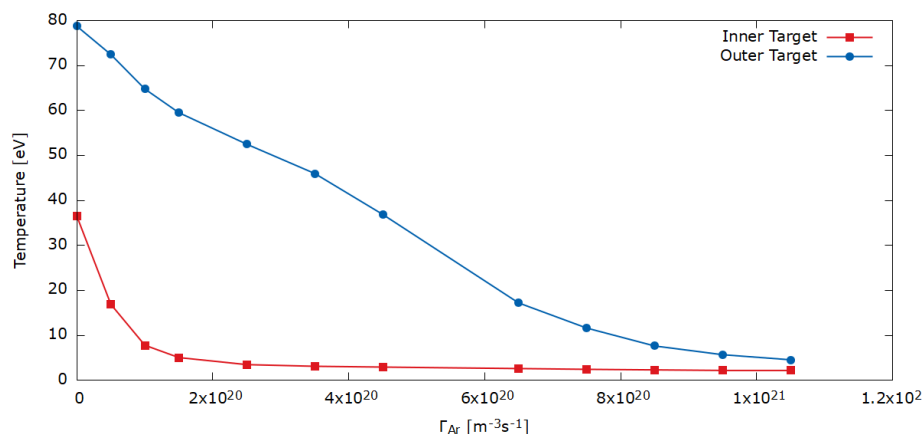
Podsumowanie

Kod COREDIV został użyty do przeprowadzenia symulacji tokamaka COMPASS Updrade w przypadku plazmy domieszkowanej Sn i Li. Wyniki wskazują, że wolfram jest wytwarzany wyłącznie w wyniku samo wybijania i wybijania przez węgiel. Wstępne analizy COREDIV przewidują stężenie w rdzeniu na około 10-11% dla Li (w zależności od dyfuzji radialnej w obszarze SOL) i 0,025% dla Sn. W przypadku plazmy domieszkowanej cyną 60% promieniowania pochodzi od Sn. Li i Sn mają niewielki wpływ na W.

Porównanie w wynikami uzyskanych kodem HeatLMD wykazało, że dla scenariusza #3210 oczekiwana koncentracja Li będzie wynosić około 9%, a w przypadku Sn 0.004% i nie będzie problemu z pracą tokamaka w modzie H.

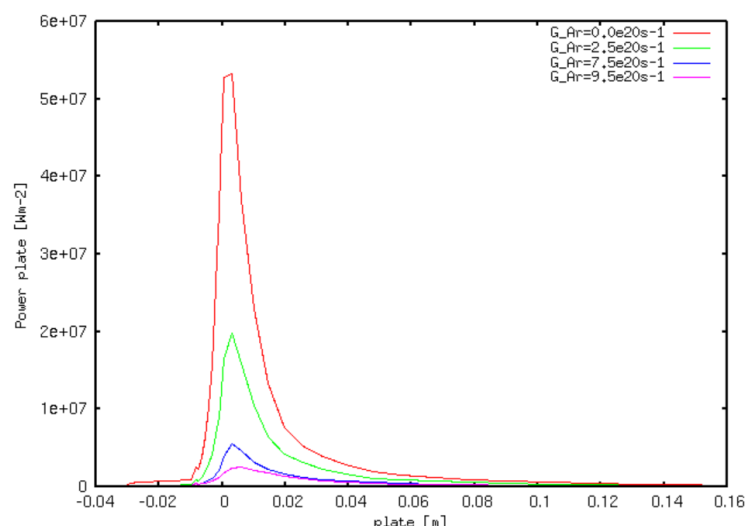
3.2. Badanie wpływu zanieczyszczeń na plazmę brzegową w urządzeniu JT-60SA

W 2023 kontynuowano badania plazmy brzegowej w urządzeniu JT-60SA w scenariuszy numer 2. Przeprowadzono symulacje numeryczne wielopłynowym kodem SOLPS-ITER, który stosuje metodę Monte Carlo do opisu cząstek neutralnych. Rozważano plazmę deuterową domieszkowaną atomami argonu. We wcześniejszych badaniach nie badano wpływu promieniowania wybijanych atomów węgla z płyt dywertorowych, a jedynie wpływ samego procesu wybijania na redukcje energii w obszarze dywertorowym. Badania skupiały się na określeniu możliwości rozproszenia energii w plazmie brzegowej i oszacowaniu mocy docierającej do płyt dywertorowych przy różnych założeniach uwzględniając obecność jonów węgla w plazmie urządzenia.



Rys. 3.2.1. Zmiany temperatury na płytach dywertora w urządzeniu JT-60SA dla węglowego dywertora

Na podstawie poprzednich obliczeń przeprowadzono szereg symulacji z różnymi strumieniami jonów deuteru z centrum i atomów deuteru wprowadzanych ze ściany tokamaka w obszarze midplane. Symulacje umożliwiły dostosowanie strumienia deuteru i argonu tak aby osiągnąć założoną w scenariuszu numer 2 wartość strumienia plazmy napływającej z centrum sznura plazmowego do SOL dobierając odpowiednio strumień wprowadzanych gazów, osiągając jednocześnie warunki bliskie oderwaniu się plazmy od płyt dywertorowych (ang. detachment).



Rys. 3.2.2. Rozkład przestrzenny całkowitej mocy docierającej do płyty zewnętrznej

W ramach zadania wykonano analizy wpływu promieniowania jonów domieszek w plazmie deuterowej. Badania ukazały istotną rolę promieniowania jonów węgla w SOL tokamaka. W porównaniu z obliczeniami dla plazmy domieszkowanej wyłącznie argonem, uzyskane rezultaty wskazywały, że plazma promieniuje dostatecznie by obniżyć temperaturę na płycie do ok zaledwie kilku elektronowoltów dla zakładanej w scenariuszu gęstości elektronowej plazmy na separatrixie.

Wyniki obliczeń potwierdzają znaczenie argonu dla dyssypacji energii w plazmie brzegowej, jednak przy uwzględnieniu jonów węgla w plazmie osiągnięto znaczący spadek energii docierającej do płyt dywertorowych i w konsekwencji spadek temperatur na płycie wewnętrznej (Rys. 3.2.1, czerwona linia) i na zewnętrznej płycie (Rys. 3.2.1, niebieska linia). Ponadto symulacje przeprowadzone w bieżącym roku znacznie lepiej odzwierciedlają rzeczywiste założenia scenariusza pracy JT-60SA po przez osiągnięcie plazmy w stanie równowagi dla deklarowanych strumieni jonów i atomów deuteru z centrum sznura plazmowego i napuszczanych z zewnątrz równych odpowiednio $\Gamma_D = 2 \times 10^{21} s^{-1}$ i $\Gamma_{D2} = 4.0 \times 10^{21} s^{-1}$.

Rys.3.2.2. pokazuje wyraźnie jak znaczący wpływ na strumień energii dochodzący do powierzchni zewnętrznej płyty dywertora ma wprowadzenie domieszkowania plazmy. Przy braku domieszkowania plazmy maksymalna wartość energii padającej na powierzchnię płyty osiąga niemal $55 Wm^{-2}$ (czerwona linia), natomiast już

niewielka wartość strumienia domieszki równy $2,5 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$ powoduje spadek mocy na płycie o około 60% do około 20 MWm^{-2} (zielona linia). Maksymalny spadek równy maksymalnej mocy do płyty $2,4 \text{ MWm}^{-2}$ (fioletowa linia) w okolicach separatrasy (ang. strike point) jest osiągalny dla wysokiego strumienia domieszkowanego argonu równego $9,5 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$ i odpowiada plazmie w tzw. reżimie niepełnego oderwania plazmy od powierzchni dywertora (ang. semidetachment).

Analizy potwierdzają, że realizacja założonych parametrów plazmy w scenariuszu nr 2 jest osiągalna, niemniej jednak potrzebne będzie zastosowanie atomów argonu w celu obniżenia obciążenia cieplnego dywertora.

Badania pokazują, że osiągnięcie parametrów plazmy założonych w scenariuszu numer 2 jest możliwe, ale wymaga dodatkowego domieszkowania plazmy atomami argonu w celu zredukowania mocy docierającej do płyt dywertorowych.

3.3. Wsparcie kodów do modelowania plazmy tokamakowej w unifikacji ze strukturą IMAS oraz rozwój kodu magnetohydrodynamicznego JOREK

W 2023 roku kontynuowano prace rozpoczęte w poprzednim roku polegające na unifikacji różnych kodów stosowanych w instytucjach zrzeszonych w konsorcjum EUROfusion do zunifikowanej bazy danych wprowadzanych w ramach przygotowywania się do uruchomienia konstruowanego w Cadarache (Francja) reaktora ITER. Dodatkowo prowadzono rozwój kodu JOREK, adaptując kod do charakterystyki tokamaka TCV i udoskonalając modele fizyczne w nim zawarte.

W przypadku rozwoju kodu magnetohydrodynamicznego JOREK celem było zaimplementowanie oraz przetestowanie nierównowagowych członów promieniowania w gałęzi kodu dla tokamaka TCV w Szwajcarii. W szczególności przetestowano człony dyfuzyjne i konwekcyjne w celu lepszego odzwierciedlenia warunków eksperymentalnych.

W celu wiernego odzwierciedlenia warunków eksperymentalnych na tokamaku TCV konieczne było zaimplementowanie członów dyfuzyjnych i konwekcyjnych, które odzwierciedlały realny rząd wielkości dyfuzji cieplnej i konwekcji. W równaniu dyfuzji cieplnej zależność temperatury od czasu jest związana z dywergencją strumienia ciepła poprzez zależność:

$$\nabla \cdot \mathbf{q} = \nabla \cdot (\mathbf{q}_{\parallel} + \mathbf{q}_{\perp})$$

W gałęzi kodu JOREK dla tokamaka TCV zaimplementowano równanie, które uwzględnia zarówno poprzeczną jak i równoległą dyfuzję cieplną:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= \nabla \cdot \mathbf{q} = \nabla \cdot [\kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T + \kappa_{\perp} \nabla_{\perp} T] \\ &= \nabla \cdot [(\kappa_{\parallel} - \kappa_{\perp}) \nabla_{\parallel} T + \kappa_{\perp} \nabla T] + S_T \end{aligned}$$

gdzie:

$$\nabla_{\parallel} T = \hat{b} \cdot (\hat{b} \cdot \nabla T), \hat{b} = \mathbf{B}/B$$

oraz $\kappa_{\parallel}$ i $\kappa_{\perp}$ oznaczają współczynniki dyfuzji cieplnej a S_T źródła ciepła.

Przetestowano spójność równania z istniejącym modelem zredukowanej MHD, przeprowadzono testy zbieżności rozwiązań dla przypadku bez dyfuzji cieplnej oraz z dyfuzją. Dzięki wprowadzeniu równania współczynniki konwekcji mieszczą się w tym samym rzędzie wielkości.

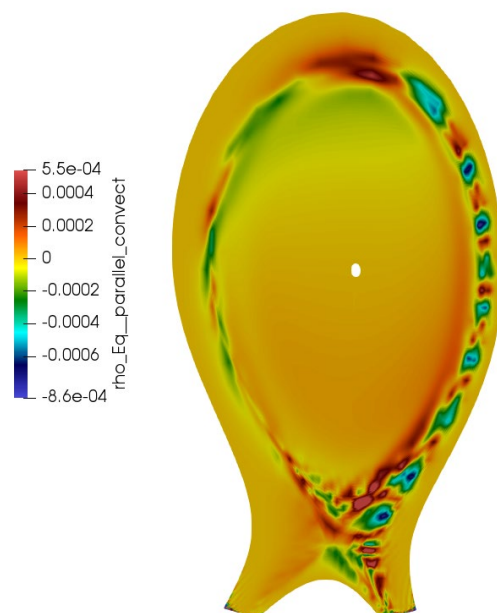
W celu walidacji modelu na rysunku 3.3.1 przedstawiono wpływ wartości współczynnika konwekcji równoległej na równanie gęstości podczas wyładowania, gdzie obserwowano ELMy.

W ramach prac w pakiecie ACH stworzono pierwszą wersję interfejsu pomiędzy kodem SOLEDGE3, a środowiskiem danych IMAS. Program został przetestowany pod kątem spójności z danymi wejściowymi oraz udostępniony developerom ze współpracującego zespołu TSVV-3.

Przeprowadzono również proces unifikacji struktury danych dla kodu DYON, kontynuowano tworzenie interfejsu pomiędzy kodem EIRENE i strukturą IMAS oraz rozpoczęto tworzenie struktury danych zgodnych z IMAS dla kodów ERO2.0, GVEC, GRILLIX i GBS.

W tym roku skupiono się na rozwoju interfejsu pomiędzy SOLPS i EIRENE. Rzeczywisty wynik SOLPS został użyty jako punkt wyjścia do generowania interfejsu. Interfejs ma zostać ukończony kolejnym roku.

Interfejs IMAS dla ERO2.0 został opracowany w tym roku zgodnie z ustaleniami z kierownikami projektu EUROfusion TSVV. Zarówno interfejsy wejściowe, jak i wyjściowe są opracowywane przy użyciu dostępnego interfejsu do CPO jako punktu wyjścia



Rys. 3.3.1. Wynik całkowania równania gęstości w zależności od wartości współczynnika konwekcji cieplnej (wartość współczynnika na legendzie). Widoczne są zaburzenia gęstości związane z występowaniem niestabilności MHD (ELMy)

W ramach wykonanych prac zostało przeprowadzonych szereg spotkań z członkami zespołu EIRENE i ERO w celu zdefiniowania rozszerzeń struktury danych IMAS wymaganych do unifikacji kodu EIRENE i ERO2.0. Zdefiniowano sposób przechowywania określonych parametrów kodu i współczynników dla elementów struktury kodów. W obrębie dostępnego opisu przestrzeni GGD (ang. Generic Grid Description) stworzono uproszczone struktury zawierające siatki numeryczne EIRENE, SOLPS-ITER i ERO2.0. Wykonane działania skupiały się na zdefiniowaniu sposobu zapisywania wielkości fizycznych w przestrzeniach zdefiniowanych w GGD oraz na stworzeniu interfejsów niezbędnych do wprowadzania wartości liczbowych w punktach siatki dla poszczególnych wielkości fizycznych. Rozpoczęto również prace nad skryptami mającymi na celu odczytywanie wartości poszczególnych wielkości fizycznych zapisanych w zunifikowanej strukturze IMAS i wprowadzeniu ich do struktury kodu EIRENE i ERO2.0. Dzięki temu w momencie ukończenia omawianego interfejsu będzie można współdzielić dane pomiędzy kodami niezależnie od struktury danych i formy zapisu w poszczególnych kodach, z wykorzystaniem struktury danych IMAS.

Ponadto zakończono główne prace nad interfejsem dla kodu DYON. Zarówno wejście, jak i wyjście kodu DYON jest połączone z IMAS zgodnie z pierwotnym planem. Dostarczono dokumentację dotyczącą interfejsu deweloperom kodu DYON i członkom ACH. Prace nad interfejsem graficznym użytkownika trwają i będą kontynuowane w przyszłym roku wraz z udoskonalaniem i utrzymaniem dokumentacji.

Prace prowadzone przy kodzie SOLEDGE3 zaowocowały zaimplementowaniem procedury odczytu i zapisu siatki trójwymiarowej kodu SOLEDGE3 w ramach ujednoliconego standardu 'General Grid Description' struktury IMAS. Zunifikowano funkcje odczytu różnych typów siatek dla poszczególnych konfiguracji dywertyora. Stworzono również procedury odczytu i zapisu indukcji pola magnetycznego do 'equilibrium' IDS w ramach IMAS, zarówno dla przypadku dwu- jak i trójwymiarowego. Zaimplementowano funkcje odpowiadające za odczyt i zapis ewolucji plazmy (parametry takie jak: gęstość i temperatura elektronowa i jonowa, prędkość poprzeczna) w ramach 'edge_profiles' IDS. Interfejs został udostępniony deweloperom kodu SOLEDGE3 w repozytorium Gitlab należącym do ACH-EUROfusion. Planowane są dalsze prace związane z implementacją kolejnych wielkości fizycznych będących wynikiem działania kodu SOLEDGE3.

W kodzie JOREK zaimplementowano nierównowagowe człony promieniowania w celu wiernego odzwierciedlenia warunków eksperymentalnych panujących w tokamaku TCV uzyskując realne odzwierciedlenie wielkości dyfuzji cieplnej i konwekcji w modelowanej plazmie. Zdefiniowano sposób przechowywania określonych parametrów kodu oraz opracowano sposób zapisu wielkości fizycznych w strukturze GGD IMAS dla kodu ERO2.0, SPLS-ITER i EIRENE. Przeprowadzone prace ostatecznie zaowocują unifikacją i możliwością współdzielenia danych uzyskanych z różnych kodów.

Zakończono prace nad procedurami odczytu i zapisu danych w strukturze IMAS dla kodu DYON. Wykonano i zaimplementowano procedury odczytu i zapisu siatki trójwymiarowej kodu SOLEDGE3 w ramach ujednoliconego standardu 'General Grid Description' struktury IMAS.

Ocena znaczenia uzyskanych wyników dla rozwoju nauki, innowacyjności i gospodarki oraz współpracy międzynarodowej w zakresie nauki i techniki

Wyniki symulacji numerycznych realizowane w ramach powierzonych zadań we współpracy międzynarodowej przyczyniają się do wiedzy i doświadczenia naukowców dotyczących transportu plazmy w obszarze brzegowym dla tokamaka COMPASS Updrade i JT-60SA. Współpraca międzynarodowa ugruntowuje pozycję Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowe Mikrosyntezy na arenie międzynarodowej.

4. Udział w badaniach na urządzeniach fuzyjnych typu tokamak i analizy wyników eksperymentalnych

Wstęp

W ramach pakietu roboczego WPTE (Work Package Tokamak Exploitation), prowadzone są badania naukowe nad syntezą jądrową z wykorzystaniem pięciu europejskich tokamaków: ASDEX Upgrade (AUG) w Niemczech, TCV w Szwajcarii, MAST Upgrade (MAST-U) w Wielkiej Brytanii, WEST we Francji i JET w Wielkiej Brytanii. Badania te są koordynowane i wspierane przez konsorcjum EUROfusion. W strukturze EUROfusion pakiet ten realizowany jest w Departamencie Nauk o Syntezie (FSD Fusion Science Department) a jego priorytety naukowe zostały zdefiniowane w oparciu o cele Misji 1 (reżimy działania plazmy) i Misji 2 (układ odprowadzania ciepła) wyszczególnione w europejskiej mapie drogowej badań nad fuzją. Mają one na celu przygotowanie do eksploatacji eksperymentalnego reaktora kolejnej generacji ITER oraz ukierunkowania projektu prototypowej elektrowni termojądrowej DEMO. W 2023 r. prowadzone były prace na czterech urządzeniach JET, MAST-U, TCV, WEST. Tokamak ASDEX Upgrade był w przedłużonym okresie wyłączenia, podczas którego instalowano ważne aktualizacje sprzętu. W 2023 r. w ramach WPTE skupiono się na dziewięciu tematach badawczych (RT – ang. research topic) wymienionych w poniższej tabeli z podkreśleniem ważności urządzenia w realizację każdego z tematów (krytyczny=czerwony; korzystny=pomarańczowy; biały=interesujący; nieistotny=szary).

Tabela 1. Wykaz tematów badawczych realizowanych w 2023 r. w ramach pakietu WPTE.

Urządzenie	JET	TCV	MAST-U	WEST
RT22-01: Zintegrowany scenariusz Core-Edge-SOL w w reżimie wysokiego utrzymywania plazmy na potrzeby ITER-a				
RT22-02: Zrozumienie fizyki alternatywnego reżimu do reżimu z ELM-ami I typu				
RT22-03: Strategie dotyczące łagodzenia zakłóceń i skutków ucieczki cząstek				
RT22-04: Ogólne systemy maszynowe oparte na fizyce do zintegrowanej kontroli wyładowań plazmowych				
RT22-05: Fizyka oderwania sznura plazmowego i jego sterowanie dla operacji ITER, DEMO i HELIAS				
RT22-06: Przygotowanie wydajnego działania komponentów pierwszej ściany reaktora (PFC) na rzecz ITER, DEMO i HELIAS				
RT22-07: Zrozumienie fizyki alternatywnych konfiguracji dywertora jako ograniczenie ryzyka dla DEMO				
RT22-08: Fizyka i podstawy operacyjne dla scenariuszy długich impulsów o wysokim beta				
RT22-09: Fizyka Zrozumie fizyki uwięzienia cząstek energetycznych i ich wzajemnego oddziaływania z plazmą termiczną				

Harmonogram kampanii eksperymentalnych zrealizowanych w 2023 r. został przedstawiony w tabeli 2 kolorem niebieskim. Należy podkreślić, że naukowcy z IFPiLM uczestniczyli w trzeciej i ostatniej kampanii eksperymentalnej z użyciem mieszanki paliwa deuterowo-trytowego (DTE3) w urządzeniu fuzyjnym JET. W ramach eksperymentów zbadano procesy syntezy jądrowej w warunkach podobnych do tych, jakie będą panowały w eksperymentalnym reaktorze kolejnej generacji ITER oraz w przyszłych elektrowniach termojądrowych. Po raz pierwszy zaobserwowano grzanie plazmy cząstkami alfa, kiedy to wysokoenergetyczne jony helu (cząstki alfa) wytwarzane w reakcjach syntezy jądrowej utrzymują wystarczającą temperaturę otaczającej mieszanki

paliwowej, nie zakłócając warunków syntezy. Zademonstrowano i zweryfikowano technikę odprowadzania ciepła, chroniącą ściany tokamaka, technikę grzania plazmy zaplanowaną dla projektu ITER oraz pomyślnie przeprowadzono testy metod odzyskiwania paliwa trytowego, które zostało wchłonięte przez wewnętrzną ścianę reaktora.

Tabela 2. Wykaz kampanii eksperymentalnych realizowanych na europejskich tokamakach w 2023 r.

Year	2023											
Months	Jan.	Feb	Mar.	April	May	June	July	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.
AUG												
TCV									SILO		SISO	
MAST-U							MU-03		MU-03			
WEST	C7										C8	
JET			C45							C46 DTE3	C47	
	Shutdown	Restart	Campaign	Break	Contingency							
Years	2023											

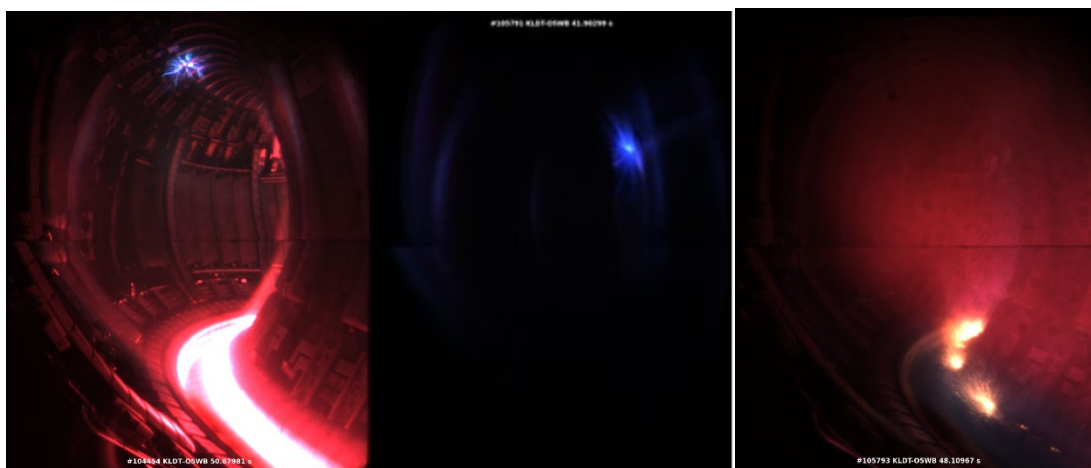
Równolegle w 2023 r. przeprowadzona została kampania analiz i modelowania eksperymentów przeprowadzonych na tokamaku JET w latach poprzednich, w celu kontynuacji rozpoczętych prac.

Pracownicy IPPLM z doświadczeniem w pilotażu plazmy w JET tzw. Liderzy Sesji kontynuowali swoje zaangażowanie we wspieranie realizacji kampanii JET w 2023 roku. Obejmowało to zarówno wsparcie na miejscu, jak i poza nim. Liderzy Sesji są odpowiedzialni za wcześniejsze programowanie (Liderzy Sesji Referencyjnych) i faktyczne wykonanie wyładowań w pokoju kontrolnym JET (Dyżurni Liderzy Sesji), a także za koordynację całego personelu w dyspozytorii. Ponadto ich obowiązkiem jest zapewnienie zgodności ze wszystkimi wymaganiami technicznymi JET Operations, a wszędzie tam, gdzie potrzebne są niestandardowe sposoby obsługi JET, należy przedstawić specjalną dokumentację zatwierdzającą.

Osiągnięcia badawcze

Praca na stanowisku operatora systemu VSO (system ochronny ILW) w pokoju kontrolnym podczas sesji eksperymentalnych. Do tych zadań należało między innymi pomóc liderowi sesji oraz odpowiedzialnemu głównemu inżynierowi w interpretacji alarmów otrzymanych z kamer ochronnych ściany urządzenia. Informowaniu o stanie systemu i jego wpływie na dalsze działanie eksperymentu. Zaznajomieniu się z nowymi narzędziami pomocnymi przy analizie obrazu jak również z nowymi miejscami w komorze tokamaka, z których pochodziły niezidentyfikowane obiekty pojawiające się na początku, w takcie czy też podczas powolnego lub gwałtownego zakończenia impulsu. Przykłady przedstawiono na Rys. 4.1. Niektóre z nich powodowały przedwczesne zakończenie trwającego wyładowania.

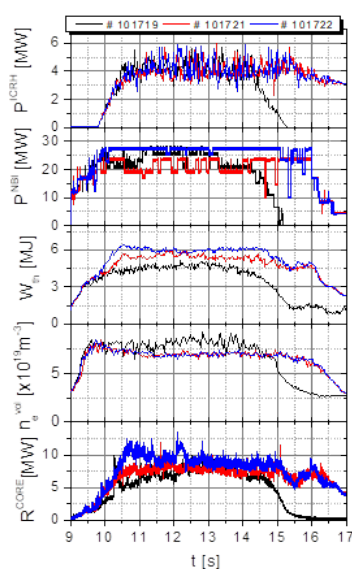
Używając jednego z narzędzi (JETDSP/Impurity) do analizy takich obiektów wysunięto przypuszczenia, że mamy do czynienia między innymi z tytanem, berylem lub wolframem. W trakcie wszystkich kampanii po zaobserwowaniu podobnego zjawiska jako VSO zobowiązany był do poinformowania lidera sesji o konieczności przeprowadzenia następnego strzału czyszczącego. W przeciwnym razie następnym strzale można by było obserwować o wiele więcej takich obiektów co mogłoby doprowadzić do przedwczesnego zerwania sznura plazmowego. Głównym wyzwaniem była kampania DTE3, która wymagała większego zaangażowania i przygotowania do eksperymentów. Należało przygotować kamery do ekstremalnych warunków pracy, a niektóre z nich musiały zostać zdemonstrowane na stałe z komory JET. Były to kamery zarówno ochronne, operacyjne jak i kamery eksperymentalne, których systemy elektroniczne nie były przygotowane do pracy w środowisku wysokoenergetycznych neutronów. Spowodowało to pewne ograniczenia, ale również wymagało większego przygotowania się do eksperymentu merytorycznie jak i większej koncentracji i skupienia przy każdym wyładowaniu plazmy. Na Rys. 4.2 przedstawiono zdjęcie hali torusa, gdzie znajduje się główna komora JET i kamer, które zostały zdemonstrowane i zapakowane.



Rys. 4.1 Przykłady niezidentyfikowanych obiektów pojawiających się w trakcie trwania wyładowania podczas kampanii DTE3

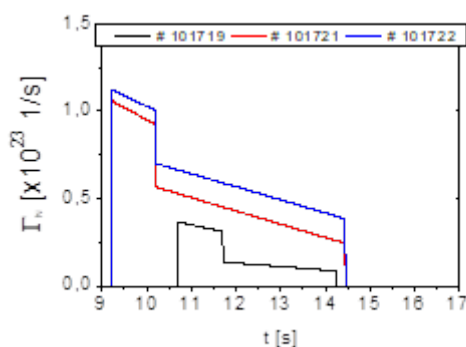


Rys. 4.2 Hala torusa, paleta ze zdemontowanymi kamerami oraz kamera KL11 gotowa do zdeponowania w magazynie

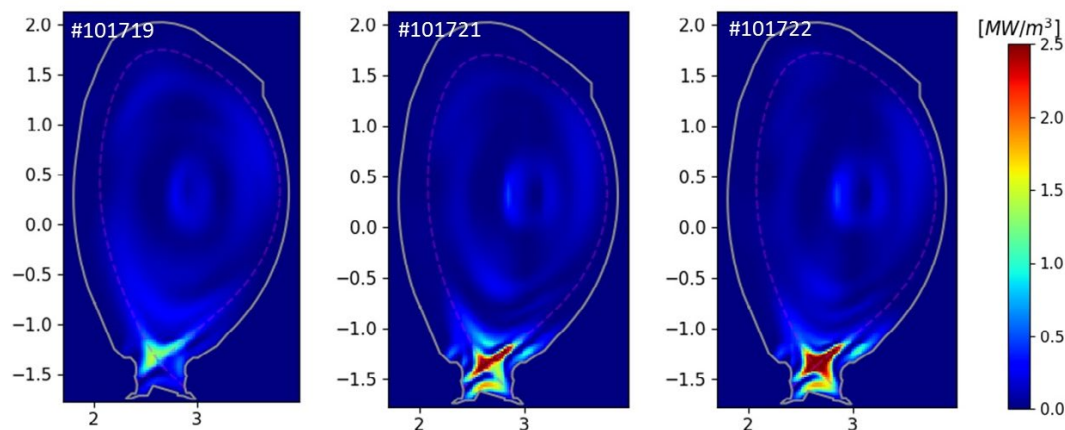


Rys. 4.3 Ewolucja grzania (P^{NBI} i P^{ICRH}), energii (W_{th}), elektronowej gęstości objętościowej (n_e^{vol}) i promieniowanie w plazmie centralnej (R^{CORE}) dla wyładowań: #101719, #101721 i #101722

W 2023 r. kontynuowano analizy transportu domieszek w wyładowaniach na tokamaku JET-ILW. Przeprowadzono serię symulacji komputerowych za pomocą kodu COREDIV, stworzonego w IFPiLM. Badano wpływ domieszki azotu (N) na utrzymanie plazmy i transport zanieczyszczeń oraz na wybijanie wolframu z płyt dywertora. Wytypowano trzy wyładowania #101719, #101721 i #101722 z różnym poziomem domieszkowania N. Wyładowania te charakteryzowały się z średnim toroidalnym polem magnetycznym ($B_t = 2.75$ T) i prądem plazmowym ($I_p = 2.5$ MA). Ewolucja czasowa grzania ICRH (P^{IRCH}), grzania NBI (P^{NBI}), energii plazmy (W_{th}), objętościowej gęstości elektronowej (n_e^{vol}) i promieniowania w plazmie centralnej (R^{CORE}) dla tych wyładowań przedstawiono na Rys. 4.3. Wyładowania te mają taką samą moc grania $P^{IRCH} = 4$ MW, a różnica w P^{NBI} nie przekracza 2 MW. Na Rys. 4.4 pokazano ewolucję czasową strumienia azotu (Γ_N). Do dalszej analizy wybrano czas $t = 12.5$ s. a za tym czasie Rozkład mocy promieniowania w wyładowaniu # 101719, # 101721 i # 101722 dla wybranego czasu pokazano na Rys. 4.5. Zaobserwowano, że zwiększając strumień azotu z 1×10^{23} 1/s w #101719 do 5×10^{23} 1/s w #101722, promieniowanie w okolicy miejsca skrzyżowania się linii pola magnetycznego i w plazmie brzegowej mocno rośnie. Za to promieniowanie w plazmie centralnej R^{CORE} (zobacz Rys. 4.3) nie zmienia się znacząco. Na Rys. 4.6 pokazano uzyskane profile promieniowania w plazmie centralnej dla wyładowania # 101719, #101721, #101722 dla czasu $t = 12.5$ s. Okazało się, że ze wzrostem ilości azotu, rośnie promieniowanie w plazmie centralnej przy separatrixie.



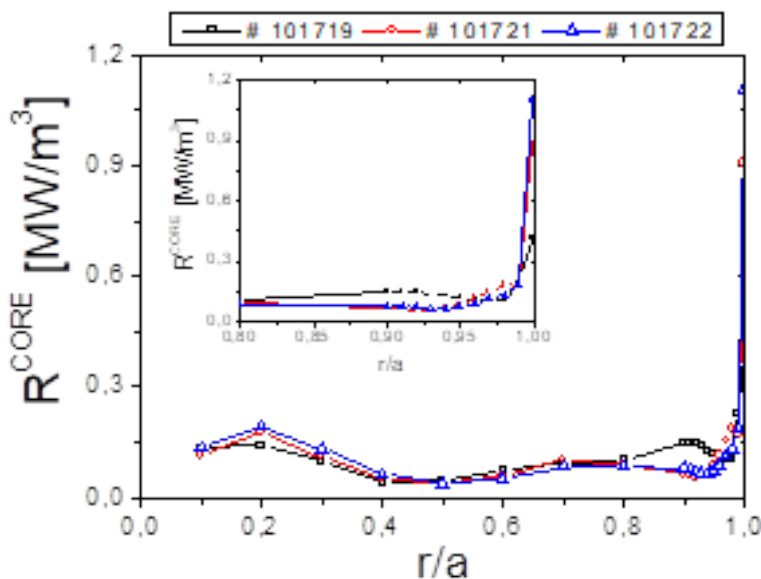
Rys. 4.4 Ewolucja strumienia azotu (Γ_N) dla wyładowań: #101719, # 101721 i #101722



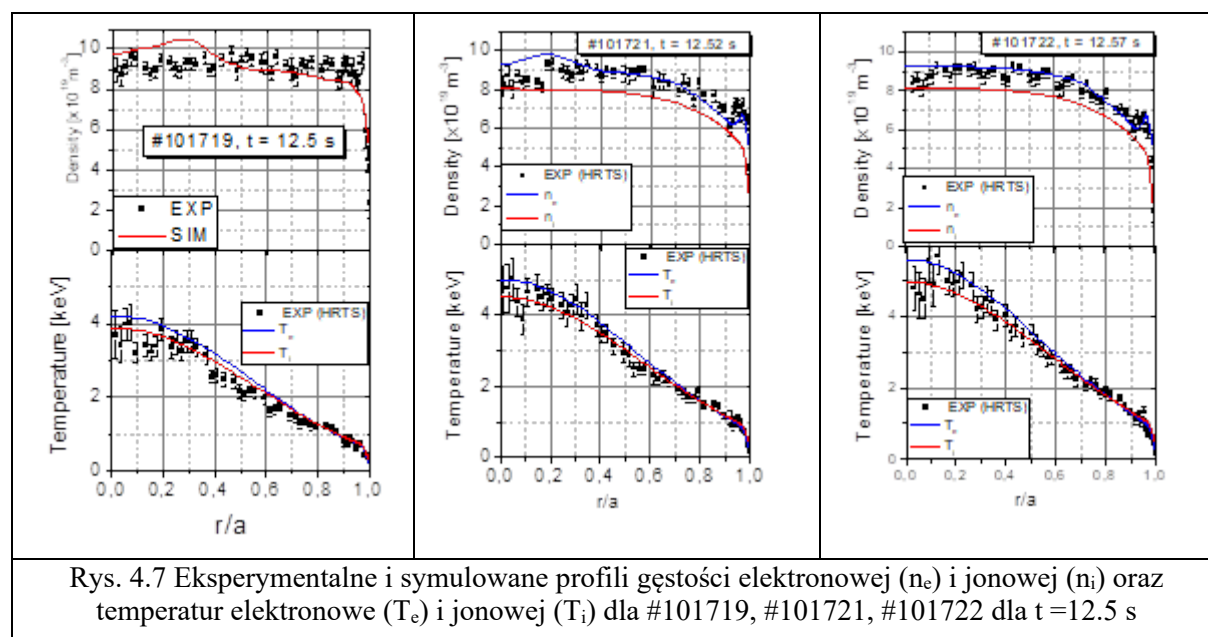
Rys. 4.5 Rozkład mocy promieniowania w wyładowaniu # 101719, # 101721 i # 101722 dla czasu $t = 12.5$ s

W symulacjach numerycznych z wykorzystaniem kodu COREDIV użyto 4 domieszek: beryl Be, wolfram W, azot N i nikiel Ni. Źródłem Be jest limiter znajdujący się w komorze głównej tokamaka. W symulacjach założono, że strumień Be jest napuszczany do układu z obszaru środka komory. Ilość napuszczanego Be, była tak dopasowana, aby odtworzyć eksperymentalne wartości efektywnego ładunku (Z_{EFF}). Źródłem W są płyty dywertora, z których W jest produkowany na skutek wybijania przez wszystkie jony plazmy głównej oraz domieszki. Wewnętrznym zanieczyszczeniem plazmy w tokamaku JET jest także Ni. Jego założona w symulacji ilość była taka, aby odtworzyć eksperymentalnie określoną koncentrację Ni (C_{Ni}). Azot jest głównym składnikiem promieniowania w plazmie brzegowej. Ilość napuszczanego gaz w symulacji była tak dobrana, żeby odtworzyć wielkości promieniowania w plazmie brzegowej. Porównanie eksperymentalnych i symulowanych profili

gęstości elektronowej (n_e), gęstości jonowej (n_i), temperatury elektronowej (T_e) i temperatury jonowej (T_i) dla wybranych wyładowań pokazano na Rys. 4.7.



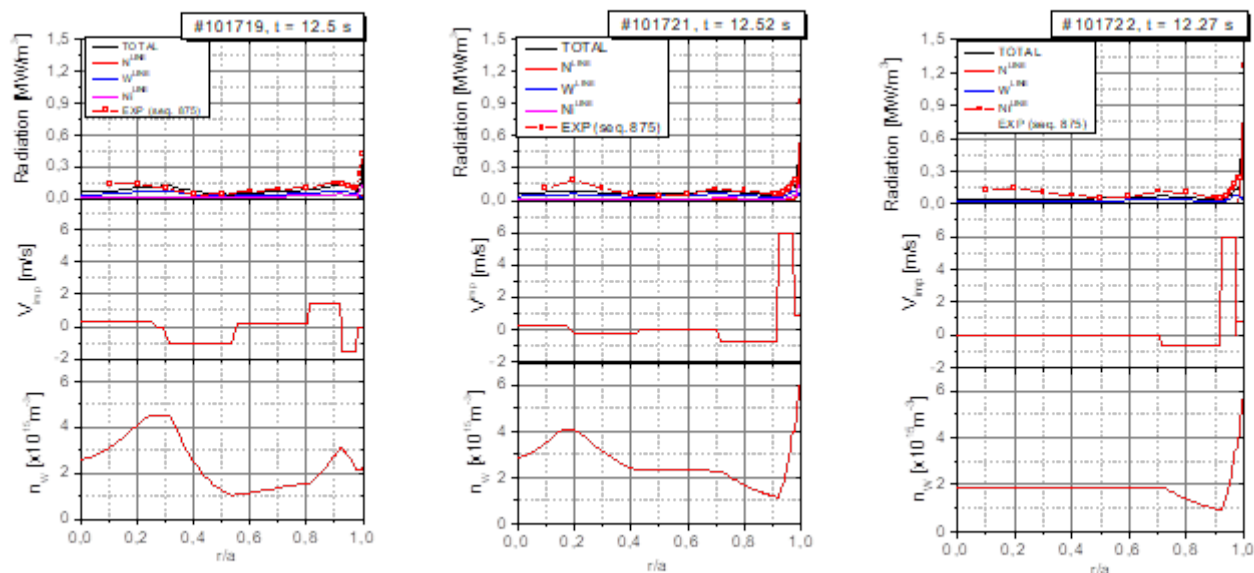
Rys. 4.6 Profile promieniowania w plazmie centralnej dla wyładowań #101719, #101721, #101722 dla $t = 12.5$.



Rys. 4.7 Eksperymentalne i symulowane profile gęstości elektronowej (n_e) i jonowej (n_i) oraz temperatur elektronowej (T_e) i jonowej (T_i) dla #101719, #101721, #101722 dla $t = 12.5$ s

Uzyskano dobrą zgodność pomiędzy eksperymentalnymi i symulowanymi profilami gęstości i temperatury elektronowej. Zwiększanie domieszkowania N prowadzi do lepszego utrzymywania plazmy. Energia plazmy wzrosła z 4.5 MJ w wyładowaniu #101719 do 6 MJ w wyładowaniu #101722. Ponadto, osiągnięto wyższej temperatury w plazmie centralnej (zobacz Rys. 4.7). W symulacjach, aby odtworzyć profil promieniowania zmieniano prędkość (ang. pinch) domieszek w obszarze centralnym plazmy. Prędkość ta była taka sama dla wszystkich domieszek i wszystkich stanów jonizacji. Eksperymentalne i symulowane profile promieniowania w plazmie centralnej, prędkość domieszek (V_{imp}) i gęstość wolframu (n_W) dla wyładowań #101719, #101721 i #101722 w czasie dla $t = 12.5$ s przedstawiono na Rys. 4.8. Zwiększone domieszkowanie, które doprowadziło do zmiany w temperaturach i gęstościach w obszarze piedestału wpłynęło na transport domieszek. Zaobserwowano odpływ domieszek w stronę separatory.

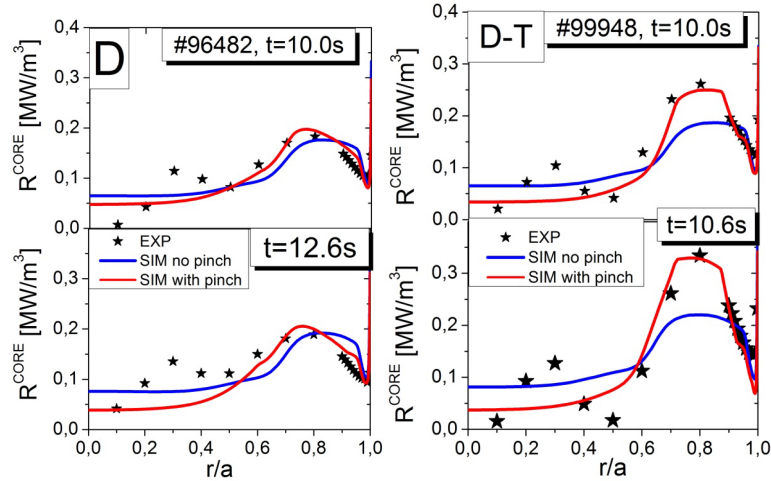
Podczas kampanii eksperymentalnej JET DTE2, która odbyła się pod koniec 2021 r. przetestowano dokładnie dwa scenariusze w plazmie deuterowo-trytowej w celu wsparcia dla możliwego scenariusza operacyjnego w ITER. Był to scenariusz hybrydowy (niski prąd plazmowy, niska gęstość) i scenariusz podstawowy dla ITERa (wysoki prąd plazmowy i duża gęstość). W odróżnieniu od scenariusza hybrydowego, wyładowania w scenariuszu podstawowym w plazmie D-T nie mogły być utrzymane dłużej niż 1-2 sekundy ze względu na zakłócenia spowodowane nadmiernym promieniowaniem. Wyładowania w tym scenariuszu w plazmie D mogły być utrzymywane przez cały czas trwania impulsu. Poszukiwano przyczyn tego zachowania poprzez porównanie wyładowań w plazmie D i D-T. Było to zupełnie nowe badanie, ponieważ wcześniej nie można było przeprowadzić żadnego innego porównania plazmy JET o wysokiej gęstości w plazmie D i D-T. Wśród wielu możliwych przyczyn takiego zachowania plazmy D-T (jak zwiększony wolfram, napływ W, wydłużony czas przebywania W, zwiększona gęstość elektronów i niewystarczający poziom mocy pomocniczej) raczej nieoczekiwanym wnioskiem z naszej pracy było to, że wysoki poziom i duże poszerzenie profilu gęstości elektronowej (oba typowe aspekty impulsów D-T) powodują wspomniane powyżej zakłócenia plazmy D-T. W rzeczywistości analiza danych, a także symulacje numeryczne z kodem COREDIV wyraźnie wykazały, że przyczyną silnego wzrostu mocy wypromieniowanej był niekontrolowany wzrost gęstości elektronów, a nie napływ wolframu (jak błędnie sądzono na początku), co prowadziło do przerwania wyładowań w scenariuszu podstawowym w plazmie D-T. Jedną z istotnych nowości naszej pracy dotyczy wyniku, w którym napływ W jest jeszcze niższy w plazmach D-T niż w plazmach D, a czas przebywania W jest porównywalny w plazmach D i D-T. Kolejnym nowym aspektem badań było porównanie szybkich danych zależnych od czasu z danymi uśrednionymi w czasie wykorzystanymi do numerycznego modelowania impulsów. Dane zależne od czasu pokazują, że teoria neoklasyczna, NC, przewiduje bardzo silne ściskanie W do wewnątrz w obszarze piedestału, co powinno prowadzić do akumulacji zanieczyszczeń w plazmie D-T, ze względu na bardzo wysoki gradient gęstości pomiędzy separatrą a szczytem piedestału. Z drugiej strony wyniki COREDIV wskazały przyciąganie zanieczyszczeń do wewnątrz, równoważone przez ściskanie na zewnątrz spowodowane centralnym ogrzewaniem ICRH i dyfuzją zanieczyszczeń w centralnej plazmie. W rzeczywistości ze zrekonstruowanego profilu gęstości promieniowania radialnego COREDIV, patrz Rys. 4.9, wyprowadzono współczynniki transportu W oraz profil promieniotwórczości W, pokazanych na Rys. 4.10. W plazmie D-T zaobserwowano korelację między transportem źródła wolframu a aktywnością MHD. Przy około $t=10.3$ s badanego impulsu D-T niestabilność $m/n=3/1$ gwałtownie wzrosła. Jednocześnie wzrosła całkowita zawartość W, co sugeruje, że nadmierne promieniowanie prowadzi do wzbudzenia modu i ostatecznie do zakłócenia.



Rys. 4.8 Eksperymentalne i symulowane profile promieniowania w plazmie centralnej, prędkość domieszek (V_{imp}) i gęstość W(n_w) dla #101719(lewy), #101721(srodkowy), #101722(prawy) panel dla $t=12.5$ s

Innym interesującym wynikiem symulacji COREDIV jest wyższa zdolność retencji zanieczyszczeń w dywercorze w plazmie D-T w porównaniu z plazmą D, co wraz z mniejszymi strumieniami zanieczyszczeń przyczynia się do mniejszej gęstości zanieczyszczeń w D-T.

Kontrolowano i badano zachowania zanieczyszczeń plazmy w tokamaku JET w warunkach eksperymentalnych w celu optymalizacji różnych scenariuszy operacyjnych. W tym celu wykorzystano dane z diagnostyk spektroskopowej z zakresu próżniowego ultrafioletu VUV, widzialnego Vis i rentgenowskiego SXR. Wyznaczono koncentrację metalicznych zanieczyszczeń takich jak Ni, Fe, Cu, ich moc promieniowania. Możliwe było również oszacowanie intensywności wolframu z quasicontinuum I_W (W^{14+} - W^{35+}) rejestrowanego przez diagnostykę VUV oraz intensywność linii Be z diagnostyki widzialnej. Dodatkowo wyznaczona została moc promieniowania z centrum plazmy przy użyciu systemu bolometrii. Analizę zachowania zanieczyszczeń wykonywano dla różnego składu izotopowego plazmy oraz dla dwóch trójkątności. Badane były cztery przypadki: 1) referencyjny, 2) o zwiększonej mocy grzania NBI do 13 MW, 3) z wyższym ciśnieniem gazu oraz 4) z różnymi mieszankami paliwa deuter-tryt (DT). Wszystkie analizowane wyładowania wyróżniały się dopasowanym ciśnieniem normalizowanym w piedestale. W przypadku 'referencyjnym' moc promieniowania pochodząca od zanieczyszczeń o średniej masie atomowej była poniżej 0,3 MW, co przy łącznej wypromieniowywanej mocy do 2,1 MW (Rys. 4.11) świadczy o dominacji wolframu w budżecie zanieczyszczeń. Co więcej, intensywność wolframu oraz moc promieniowania plazmy wyróżnia ten sam trend w funkcji gęstości. Największą różnicą jest położenie punktu odpowiadającego plazmie deuterowej (D) z wysoką trójkątnością, mniejsze różnice są spowodowane przede wszystkim różnicom pochodzącym z promieniowania z zanieczyszczeń o mniejszej masie atomowej. Przyczyny tej pierwszej zostały wyjaśnione na podstawie analizy profilu temperatury elektronowej z diagnostyki opartej o rozproszenie Thomsona oraz mocy promieniowania z bolometrii. Jak widać na Rys. 4.12, dla plazmy D o wysokiej trójkątności obserwowany jest spadek temperatury bliżej centrum plazmy oraz akumulację zanieczyszczeń w tym samym miejscu. Daje to wyraźną informację, że przybliżenie mocy intensywnością wolframu jest zasadne pod warunkiem utrzymania temperatury plazmy na tym samym poziomie.



Rys. 4.9 Porównanie eksperymentalnego profilu gęstości mocy wypromieniowanej (gwiazdy) z wynikami COREDIV

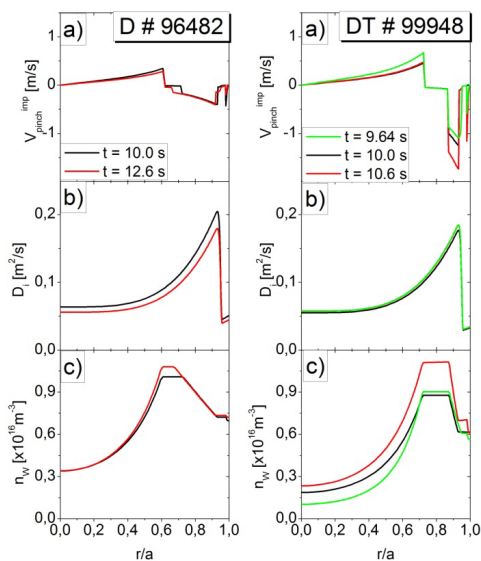
Nierozwiązaną była jednak kwestia wpływu składu izotopowego plazmy oraz jej trójkątności. W przypadku operowania na wypromieniowywanych mocach widoczny jest silny wpływ gęstości plazmy, zatem do oddzielenia poszczególnych przyczynków, w tym także różnej geometrii plazmy związanej ze zmianami trójkątności. W tym celu oparto się o gęstości zanieczyszczeń w funkcji częstotliwości ELM-ów. Intensywność wolframu została do tego celu podzielona przez gęstość elektronową na brzegu. Wyniki przedstawiono na Rys. 4.13.

Wyniki pokazują rosnącą gęstość z masą izotopową, choć w przypadku Ni i Cu różnice są mało znaczące. Niemniej przy dostatecznie wysokiej częstotliwości ELM-ów dla danego składu izotopowego różnice związane z trójkątnością nie zostały zauważone. Dodatkowo jako odniesienie do pomiarów na podstawie profili temperatury jonowej oraz gęstości liczony był strumień cząstek wolframu zgodnie ze wzorem:

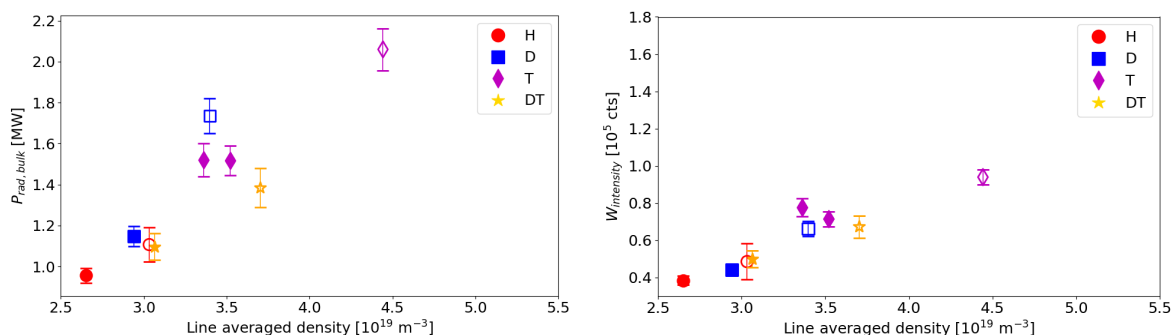
$$\Gamma_I^{PS} = \frac{q^2 n_D \rho_D^2 \nu_{DI}}{Z_I} \times \left[K \left(\frac{\partial \ln n_D}{\partial r} - \frac{Z_D}{Z_I} \frac{\partial \ln n_I}{\partial r} \right) + H \frac{\partial \ln T_D}{\partial r} \right]$$

przy założeniu płaskiego profilu koncentracji. Współczynniki transportu K i H zostały obliczone z wykorzystaniem kodu FACIT. Wyniki przedstawione są na Rys. 4.14. Wykazują one zgodność z poprzednio

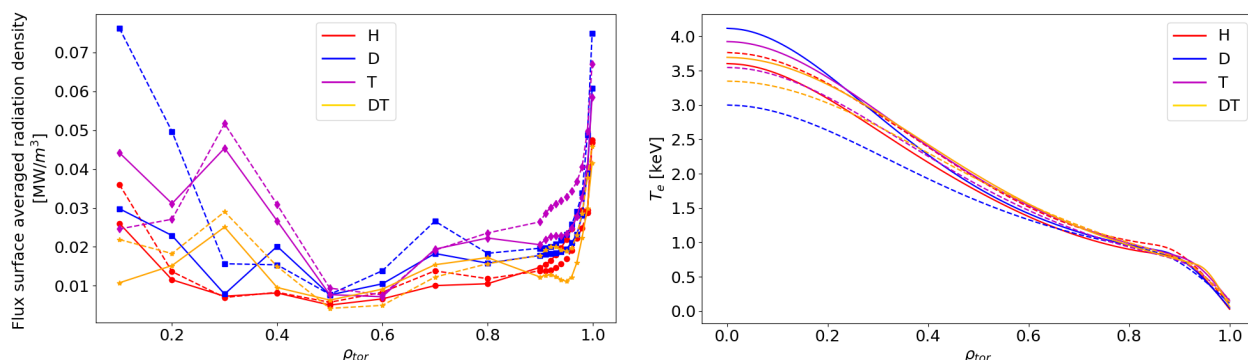
obserwowanymi zależnościami, takimi jak rosnące znaczenie wolframu w budżecie zanieczyszczeń wraz z rosnącą masą izotopową. Wciąż jednak wyniki związane z wpływem trójkątności nie są jednoznaczne.



Rys. 4.10 Współczynniki transportu wolframu i gęstości promieniowania wolframu pochodzące z symulacji COREDIV dla wyładowania D i D-T.



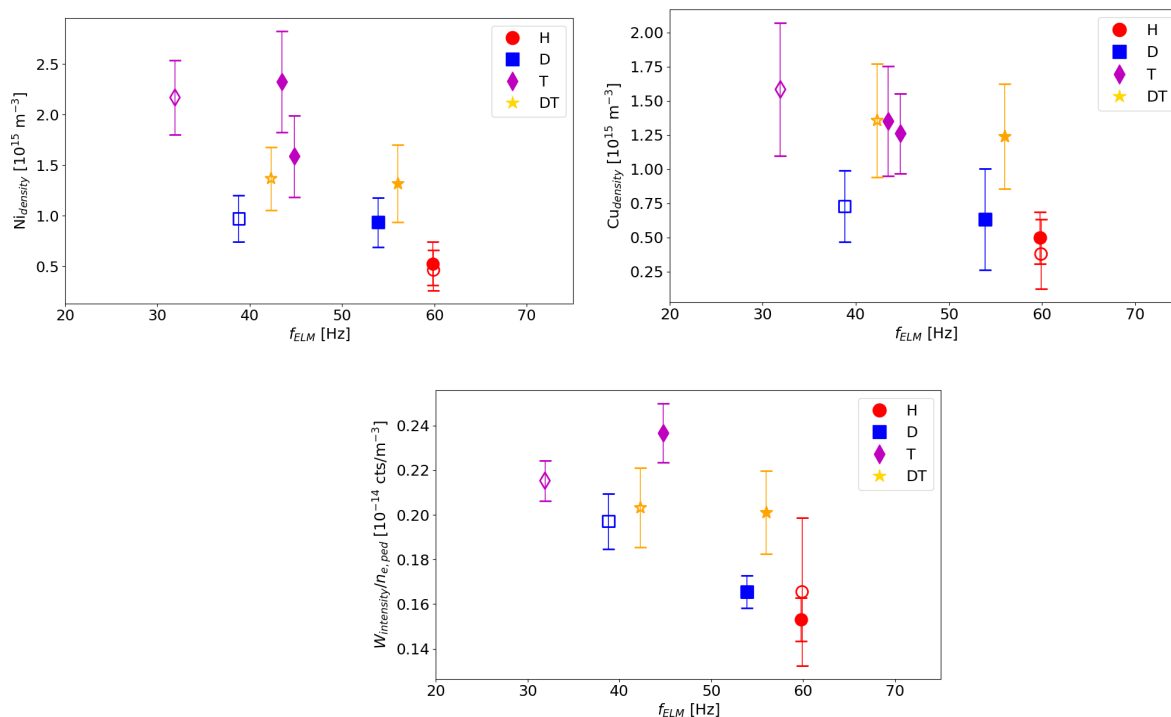
Rys. 4.11 Porównanie łącznej mocy wypromieniowywanej przez plazmę z intensywnością wolframu w funkcji gęstości uśrednionej po linii patrzenia. Pełne symbole oznaczają niską trójkątność, puste wysoką.



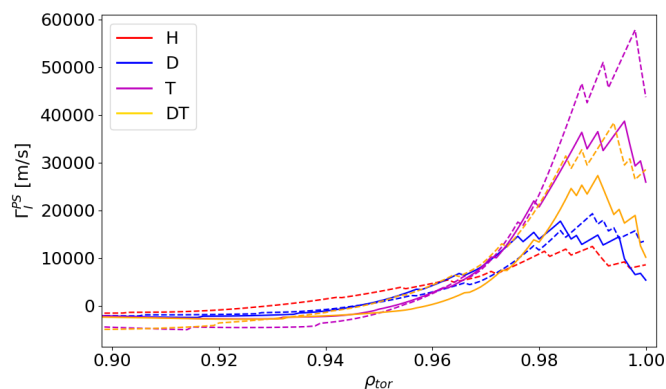
Rys. 4.12 Po lewej profil gęstości promieniowania w funkcji normalizowanego promienia plazmy. Po prawej profil temperatury elektronowej w funkcji promienia normalizowanego. Linia ciągłą wykresy dla niskiej trójkątności, linią przerywaną dla wysokiej.

Kolejnym analizowanym przypadkiem był ten ze zwiększoną mocą NBI do 13 MW. Mimo spodziewanego wzrostu mocy wypromieniowywanej przez miedź i nikiel, te zwiększyły się łącznie o ok. 0,1 MW, wobec czego

dalej dominującym zanieczyszczeniem pozostał wolfram. Konsekwencją tej właściwości jest fakt, że zależność dla całkowitej mocy przedstawiona na Rys. 4.15 wykazuje niemal identyczny trend z intensywnością wolframu. Co odbiega od wcześniejszego przypadku to położenie trzech punktów odpowiadających plazmie D oraz występowanie punktu z plazmy wodorowej (H) ponad jednym z punktów z D. Pierwszy z problemów wynika ze stosunkowo niskiej częstotliwości ELM-ów w tym przypadku, przez co odprowadzanie zanieczyszczeń jest mało wydajne. Drugi zaś jest spowodowany akumulacją wolframu w centrum plazmy oraz w okolicy piedestału, co pokazują profile z bolometrii, a potwierdza również spektroskopia rentgenowska.



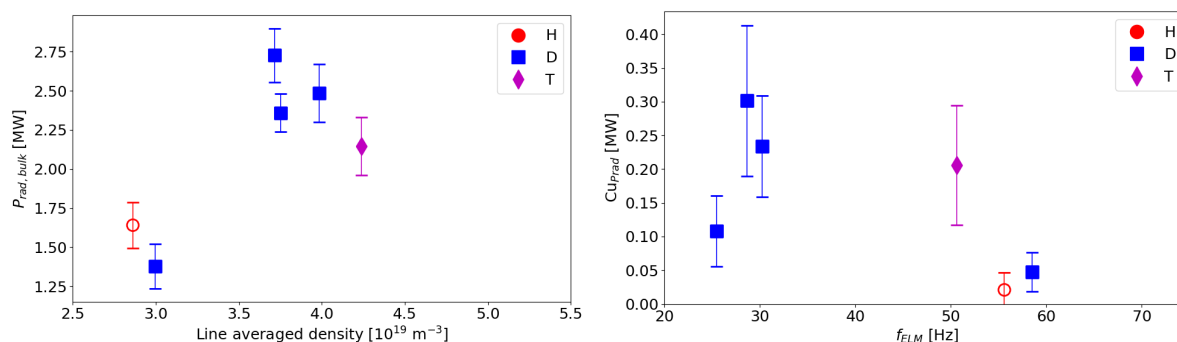
Rys. 4.13 Gęstość niklu, miedzi i wolframu w funkcji częstotliwości ELM-ów. Pełne symbole oznaczają niską trójkątność, puste wysoką.



Rys. 4.14 Strumień cząstek wolframu w funkcji normalizowanego promienia plazmy. Linia ciągłą wykresy dla niskiej trójkątności, linią przerywaną dla wysokiej

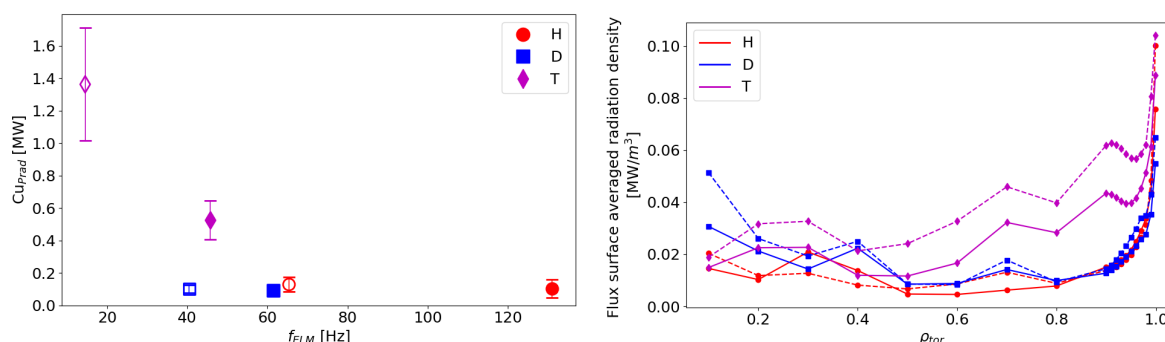
Przypadek ten dobitnie pokazuje, że różnice w częstotliwości ELM-ów mogą być dużo bardziej istotne dla ilości zanieczyszczeń plazmy od różnic izotopowych. W ramach tego przypadku analizowano również ‘gęstość’ wolframu wyznaczoną tak jak w poprzedniej grupie wyładowań. Różnice pomiędzy plazmą H i D były pomijalne, zaś wyładowanie w T cechowało się znacznie wyższą gęstością, co może sugerować większe źródło wolframu. To zagadnienie zostanie jednak poruszone w oddzielnej części związanej z oddziaływaniami plazma-ściana. Następnie analizowano wpływ zwiększonej ilości gazu, a tym samym także znormalizowanego ciśnienia. Przypadek ten wyróżnia się bardzo dużym wpływem Cu i Ni, odpowiednio 1.3 MW oraz 1 MW w przypadku

dużej trójkątności dla plazmy trytowej przy prawie 4 MW całkowitej mocy wypromieniowywanej. Z kolei dla plazm H i D wpływ Ni i Cu nie przekracza łącznie 0.2 MW, co stanowi maksymalnie 10 % mocy całkowitej. Wyjaśnienie tego zjawiska było możliwe dzięki zestawieniu mocy wypromieniowywanej przez jedno z zanieczyszczeń z profilami promieniowania z bolometrii (Rys. 4.16). Widać wyraźnie, że zanieczyszczenia zgromadziły się na brzegu plazmy i to one odpowiadają za tak duże straty. To z kolei wynikało z niskiej częstotliwości ELM-ów co ma krytyczne znaczenie przy większej ilości gazu. Co ciekawe, tak znaczących różnic nie widać w strumieniu wolframu, prawdopodobnie ze względu na to, że główną zmienną były tu zanieczyszczenia o niższej masie atomowej.



Rys. 4.15 Po lewej: moc wypromieniowywana przez plazmę dla przypadku podwyższonej mocy w funkcji gęstości elektronowej oraz po prawej moc wypromieniowywana przez miedź w funkcji częstotliwości ELM-ów. Pełne symbole oznaczają niską trójkątność, puste wysoką

Ostatnim analizowany przypadkiem był ten, gdzie analizowane były różne mieszanki DT. Ponownie wyładowanie trytowe odznacza się znacznie większą mocą wypromieniowywaną od pozostałych osiągając 2.5 MW. Tak jak w większości analizowanych wyładowań, moc pochodząca od Ni i Cu nie przekraczała 0.4 MW. Do wyjaśnienia zachodzących zjawisk posłuży Rys. 4.17. Dość niska częstotliwość ELM-ów w plazmie T wywołała akumulację wolframu w obszarze piedestału. Innym odstępstwem od obserwowanych wcześniej zależności jest położenie punktu odpowiadającego plazmie D oraz DT 65/35. Ponownie wynikają one z akumulacji wolframu w centrum. W tym przypadku jednak do wyjaśnienia wszystkich różnic konieczne było uwzględnienie oddziaływań plazma-ściana oraz w dywertyorze.

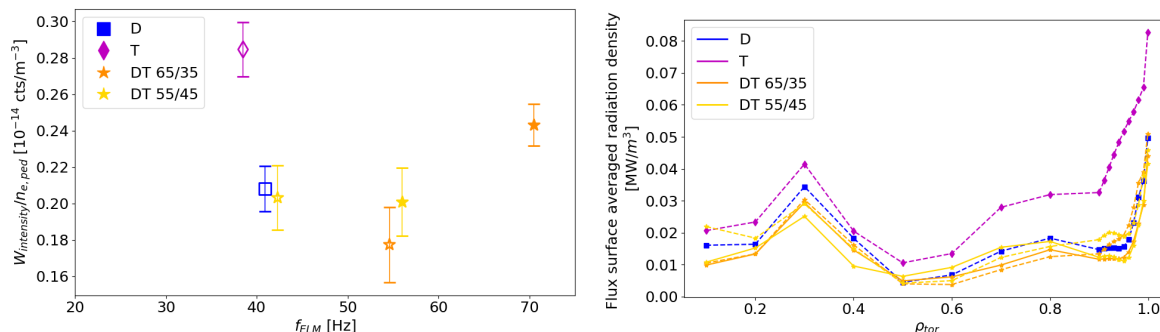


Rys. 4.16 Porównanie mocy wypromieniowywanej przez miedź w funkcji częstotliwości ELM-ów z profilami promieniowania z bolometrii. Otwarte symbole oraz przerywana linia oznaczają wysoką trójkątność, pełne symbole oraz linia ciągła niską

Analiza ta została rozpoczęta od berylu, jednak była ona utrudniona przez to, że nie istnieją dokładne pomiary gęstości plazmy w okolicy ściany, zaś normalizacja do gęstości na brzegu, która co do zasady na ogół powinna być proporcjonalna do tej przy ścianie nie zmieniała obserwowanych trendów. Wyniki przedstawiono na Rys. 4.18.

Jak widać, zarówno trójkątność jak i skład izotopowy ma wpływ na ilość wybijanego berylu, który następnie może wybijać wolfram. Wraz z masą izotopową ilość wybijanego berylu rośnie ze względu na większą masę atomu wybijającego i przez to większą energię. Trójkątność zaś bezpośrednio wpływa na dystans plazma-ściana,

a w przypadku niższej trójkątności jest on mniejszy, przez co oddziaływanie jest silniejsze. Jest to widoczne we wszystkich analizowanych przypadkach oraz zgodne z wcześniejszymi publikacjami. W ostatnim kroku wykorzystano diagnostykę opartą o spektrometr w zakresie XUV do monitorowania intensywności wolframu, wyniki przedstawiono na Rys. 4.19. Wyniki są obarczone bardzo dużymi niepewnościami, jednak wskazują one na większą intensywność wolframu wraz z mocą grzania oraz z masą izotopu.



Rys. 4.17 Po lewej: intensywność wolframu normalizowana do gęstości na piedestale w funkcji częstotliwości ELM-ów. Po prawej: profile promieniowania w funkcji promienia normalizowanego. Otwarte symbole oraz przerywana linia oznaczają wysoką trójkątność, pełne symbole oraz linia ciągła niską.

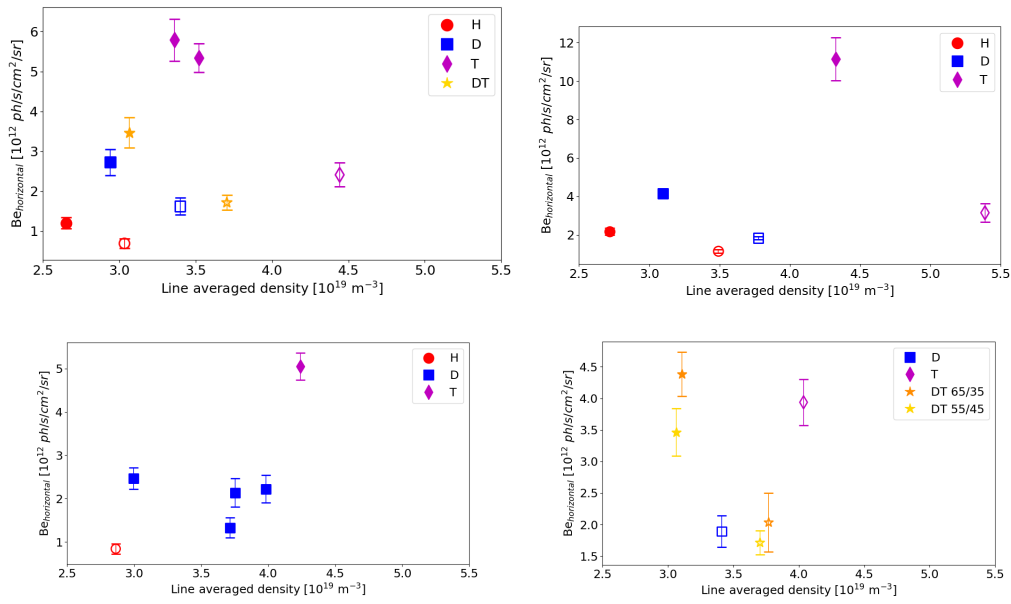
Całościowo, wyniki wykazały, że mimo kompensacji naturalnych różnic pomiędzy plazmami z różnym składem izotopowym, różnice w zachowaniu zanieczyszczeń występują, choć mogą one być niewidoczne przy dostatecznie różnej częstotliwości ELM-ów. Co więcej, nie zaobserwowano wpływu trójkątności na zanieczyszczenia w plazmie centralnej, a różnice występują jedynie przy ścianie ze względu na inną geometrię.

Eksperyment RT22-05, którego celem było zbadanie różnych aspektów zjawiska tzw. oderwania się plazmy w punkcie krzyżowania się linii pola magnetycznego (ang. detachment) oraz jego kontrolę w kontekście przyszłej pracy urządzeń takich jak ITER, DEMO, czy HELIAS realizowany był jednocześnie na kilku urządzeniach. Nasz analizy były realizowane dla tokamaka JET i TCV. Istotą eksperymentu było scharakteryzowanie dostępu do tzw. detachmentu i zarazem uzyskanie wysokiej wydajności plazmy w jej rdzeniu wykorzystując różne schematy składu plazmy, w tym różne domieszkowanie zewnętrznymi zanieczyszczeniami. Należało ilościowo określić stopień złagodzenia obciążeń cieplnych niestabilności brzegowych ELM poprzez wprowadzenie różnych domieszek. A ostatecznie opracowanie modelu fizycznego, który będzie można uwzględnić w schematach kontroli oderwania radiacyjnego lub przeprowadzić jego ekstrapolację dla DEMO/ITER. W eksperymentach prowadzonych na tokamaku JET realizowano scenariusze, w których do plazmy wprowadzone zostały dodatkowe gazy takie jak Ne, N₂ i Ar. W ten sposób możliwe było zidentyfikowanie ich optymalnych poziomów, przy których mogło dojść do początkowego, częściowego lub pełnego oderwania się plazmy.

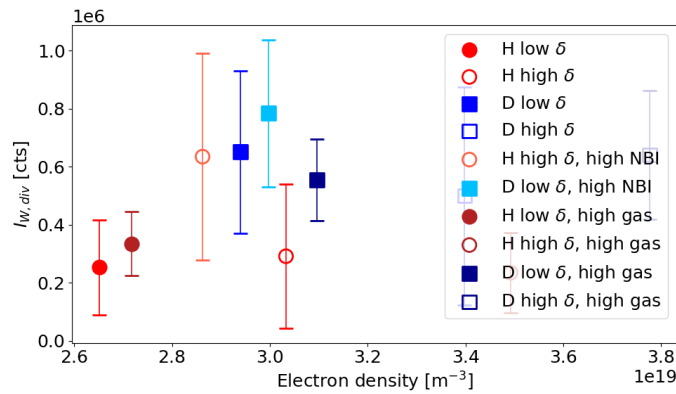
W związku z powyższym analizowano również wpływ domieszek na zachowanie wewnętrznych zanieczyszczeń. Prowadzone badania uwzględniały cztery możliwe przypadki, w których do plazmy wprowadzono następujące gazy:

- Ar + N₂ (wariant „schodkowy”) przy stałej zawartości D ($D=6 \times 10^{22} \text{ el/s}$) w wyładowaniach #92365, #92366, #92367, #92368 (Grupa I)
- Ne (wariant „schodkowy”) przy stałej zawartości D ($D=6 \times 10^{22} \text{ el/s}$) w wyładowaniach #101925, #101927 oraz #101928 z dodatkową modyfikacją napuszczanego gazu - Ne+N₂ (Grupa II)
- Ne (wariant „ramp”) przy stałej zawartości D ($D=6 \times 10^{22} \text{ el/s}$) w wyładowaniu #101924 (Grupa III)
- N (wariant „ramp”) przy stałej zawartości D ($D=6 \times 10^{22} \text{ el/s}$) w wyładowaniu #101930 (Grupa IV)

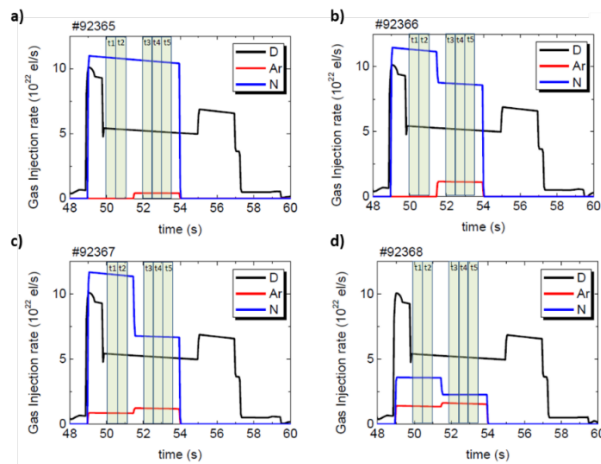
W grupie pierwszej analizowano wyładowania plazmowe, w których prąd plazmy oraz wartość pola magnetycznego wynosiły odpowiednio $I_p = 2.5 \text{ MA}$ i $B_T = 2.7 \text{ T}$, podczas gdy wartość dodatkowego grzania utrzymywała się na poziomie NBI~23 MW oraz ICRH~5 MW. Dla każdego wyładowania wybrano pięć przedziałów czasowych ($t_1=50-50.5 \text{ s}$, $t_2=50.5-51 \text{ s}$, $t_3=52-52.5 \text{ s}$, $t_4=52.5-53 \text{ s}$, $t_5=53-53.5 \text{ s}$), w których wyznaczano uśrednione wartości istotnych parametrów plazmy związanych z jej zanieczyszczeniami (Rys 4.20).



Rys. 4.18 Intensywność Be w funkcji gęstości elektronowej dla przypadku referencyjnego, zwiększonego gazu, większej mocy grzania oraz mieszanek DT. Pełne symbole oznaczają niską trójkatność, puste wysoką.

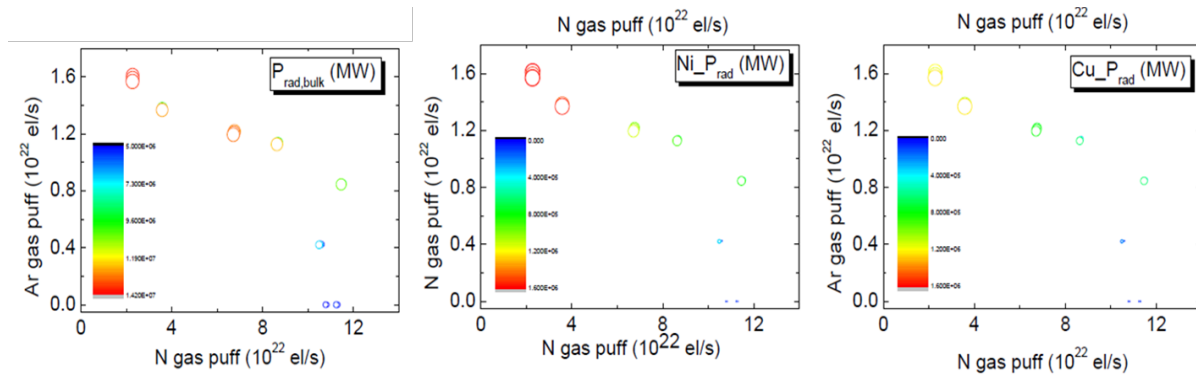


Rys. 4.19 Intensywność wolframu w funkcji gęstości elektronowej. Pełne symbole oznaczają niską trójkatność, puste wysoką.

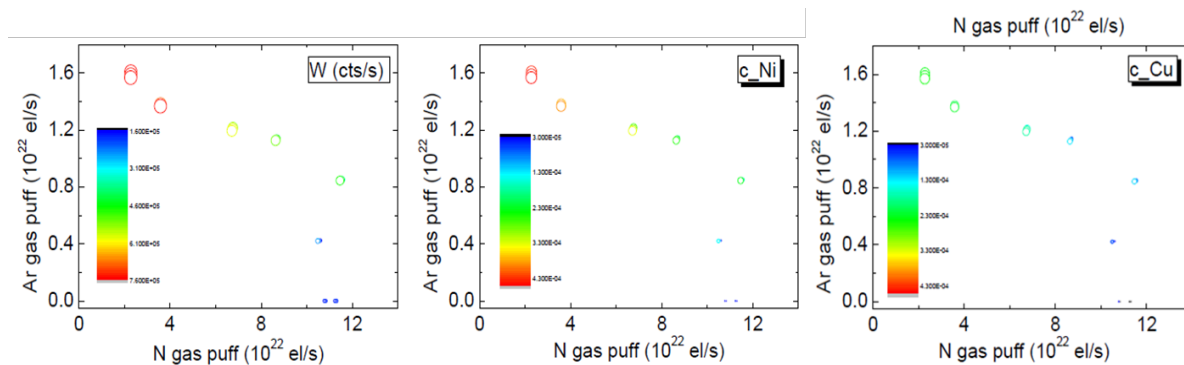


Rys. 4.20 Przebiegi czasowe różnych domieszek plazmy (Ar i N₂) oraz D z zaznaczonymi przedziałami czasowymi, dla których przeprowadzona została analiza kolejno dla wyładowania a) #92365, b) 92366, c) #92367 i d) #92368

Jak wynika z Rys. 4.21 i Rys. 4.22 zarówno moc promieniowania plazmy gorącej, jak i pochodząca z Ni i Cu są wyższe przy większym iniekcji Ar i mniejszym N₂. Podobny trend obserwuje się dla I_w, cNi i cCu.

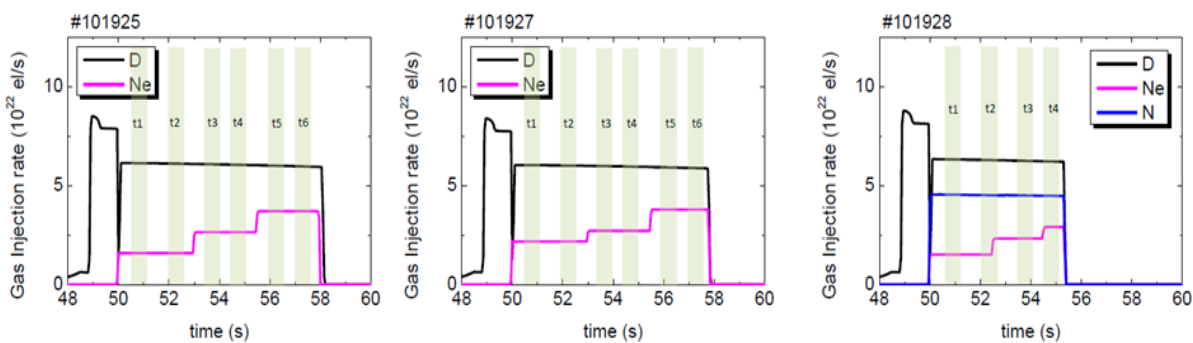


Rys. 4.21 Moc promieniowania plazmy centralnej ($P_{rad,bulk}$), promieniowanie z Niklu (Ni_P_{rad}) oraz promieniowanie z miedzi (Cu_P_{rad}) w zależności od ilości napuszczanego Ar i N₂



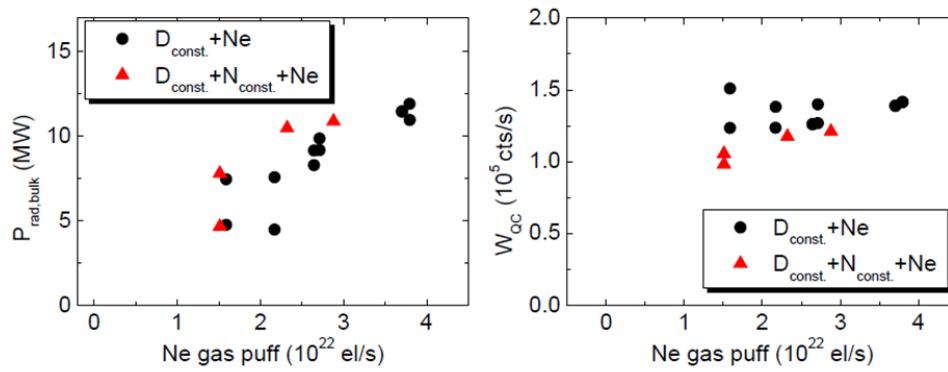
Rys. 4.22 Intensywność wolframu (W), koncentracja niklu (c_Ni) oraz koncentracja miedzi (c_Cu) w zależności od ilości Ar i N₂

Z kolei w grupie drugiej analizowano wyładowania dla których prąd plazmy oraz wartość pola magnetycznego wynosiły odpowiednio $I_p = 2.5$ MA i $B_T = 2.6$ T, podczas gdy wartość dodatkowego grzania utrzymywała się na poziomie NBI~20 MW oraz ICRH~4 MW. Dla każdego wyładowania ponownie wybrano sześć przedziałów czasowych ($t_1 = 50.5-51$ s, $t_2 = 52-52.5$ s, $t_3 = 53.5-54$ s, $t_4 = 54.5-55$ s, $t_5 = 56-56.5$ s, $t_6 = 57-57.5$ s), w których wyznaczano uśrednione wartości istotnych parametrów plazmy (Rys. 4.23).

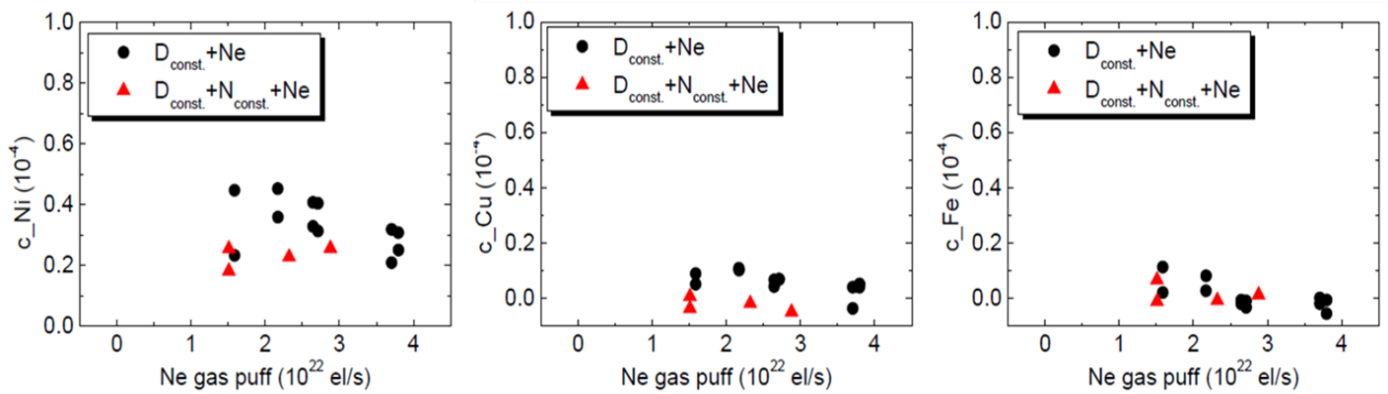


Rys.4.23 Przebiegi czasowe iniekcji gazu Ne oraz D z zaznaczonymi przedziałami czasowymi, dla których przeprowadzona została analiza kolejno dla wyładowań plazmowych (od lewej): #101925, #101927 i #101928

Jak wynika z Rys. 4.24 i 4.25 $P_{rad,bulk}$ rośnie wraz z ilością zewnętrznego domieszkowania, jednakże wyższe wartości tego parametru są obserwowane dla mieszaniny N₂+Ne w porównaniu z Ne. Z kolei wartości c_Ni , c_Cu i c_Fe maleją wraz z ilością napuszczanego gazu. W przypadku wolframu zauważalny jest początkowy wzrost do wartości napuszczanego gazu = 4×10^{22} el/s. Należy również zwrócić uwagę na fakt, że dla N₂+Ne występuje niższa zawartość zanieczyszczeń w plazmie, niż w sytuacji z czystym Ne.

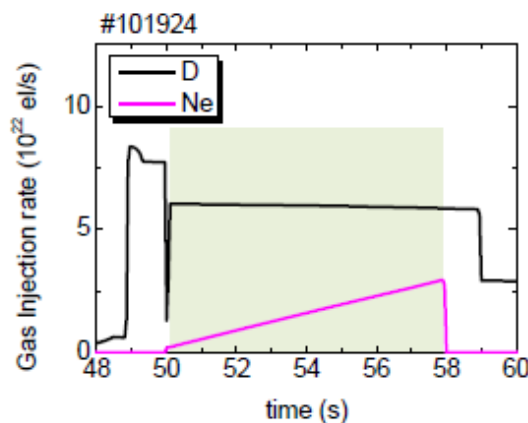


Rys. 4.24 Moc promieniowania plazmy centralnej ($P_{\text{rad,bulk}}$) oraz intensywność wolframu (W_{QC}) w funkcji ilości napuszczanego Ne



Rys. 4.25 Koncentracja niklu (c_{Ni}), koncentracja miedzi (c_{Cu}) oraz koncentracja żelaza (c_{Fe}) w zależności od ilości wstrzykiwanego Ne

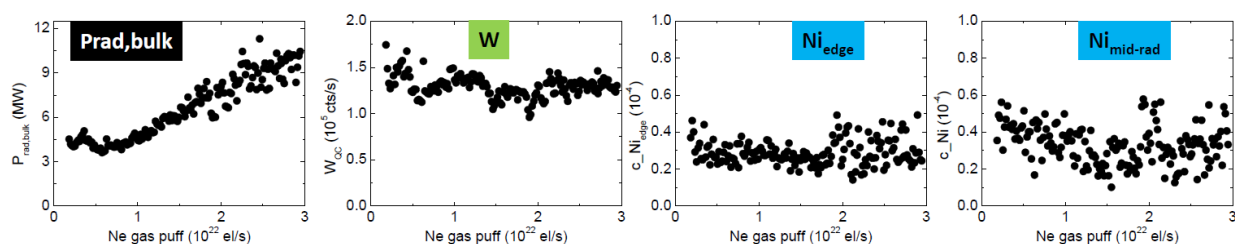
W grupie trzeciej analizowano wyładowanie #101924 z Ne w wariancie tzw. rampu. W badanym wyładowaniu prąd plazmy oraz wartość pola magnetycznego wynosiły odpowiednio $I_p = 2.6$ MA i $B_T = 2.5$ T, podczas gdy wartość dodatkowego grzania utrzymywała się na poziomie NBI~22 MW oraz ICRH~3 MW. Analizie poddany został cały zakres czasowy, w którym wzrastała ilość napuszczanego Ne (Rys. 4.26).



Rys. 4.26 Przebieg czasowy ilości wstrzykiwanego Ne oraz D z zaznaczonym przedziałem czasowym, dla którego przeprowadzona została analiza w wyładowaniu #101924

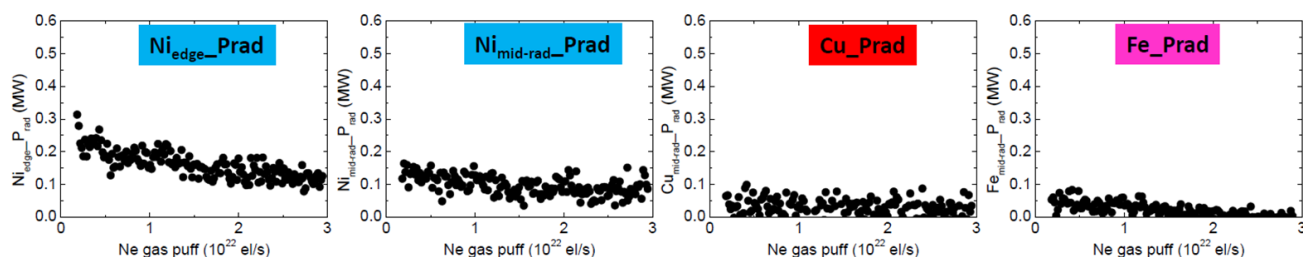
Analizie poddany został cały zakres czasowy, w którym wzrastała ilość napuszczanego Ne. Patrząc na Rys. 4.27 i Rys. 4.28 można stwierdzić, że $P_{\text{rad,bulk}}$ rośnie wraz z ilością Ne ponieważ gaz ten również wnosi swój wkład się

do promieniowania plazmy. Z kolei dla wszystkich badanych zanieczyszczeń, a mianowicie W, Ni, Cu i Fe obserwuje się niewielki spadek wraz ze wzrostem ilości gazu (do 3×10^{22} el/s).

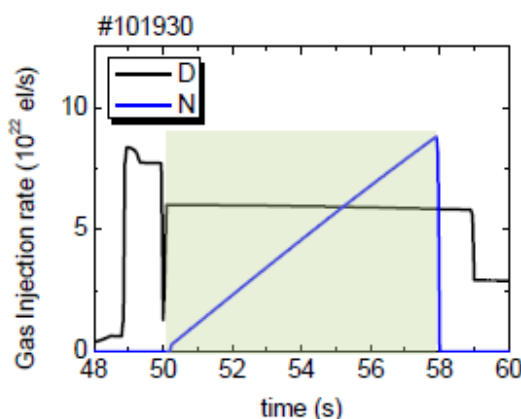


Rys. 4.27 Moc promieniowania plazmy centralnej ($P_{\text{rad,bulk}}$), intensywność wolframu (W_{QC}), koncentracja Ni przy brzegu plazmy (N_{edge}) i koncentracja Ni z obszaru tzw. średniego promienia ($N_{\text{mid-rad}}$) w funkcji N_2 dla wyładowania #101924

Z kolei w grupie czwartej analizowano wyładowanie #101930 (Rys. 4.29) z N_2 w wariancie tzw. rampy. W badanym wyładowaniu prąd plazmy oraz wartość pola magnetycznego wynosiły odpowiednio $I_p = 2.5$ MA i $B_T = 2.6$ T, podczas gdy wartość dodatkowego grzania utrzymywała się na poziomie NBI~20 MW oraz ICRH~4 MW.

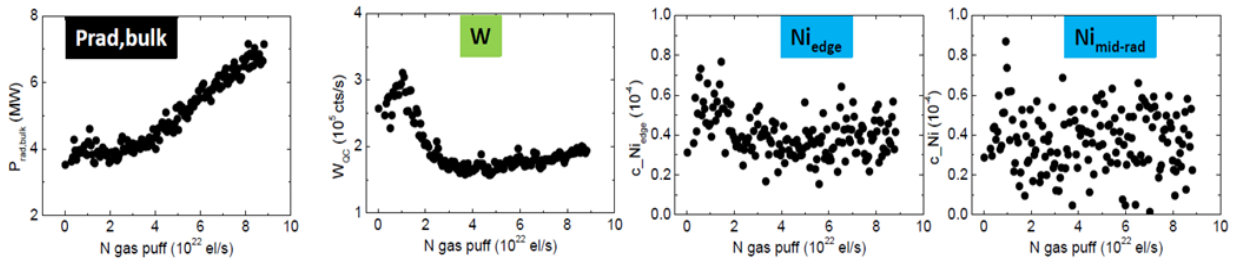


Rys. 4.28 Moc promieniowania z niklu brzegowego ($N_{\text{edge_Prad}}$), niklu z obszaru tzw. średniego promienia ($N_{\text{mid-rad_Prad}}$), miedzi (Cu_Prad) oraz żelaza (Fe_Prad) w funkcji ilości wstrzykiwanego N_2 dla wyładowania #101924.

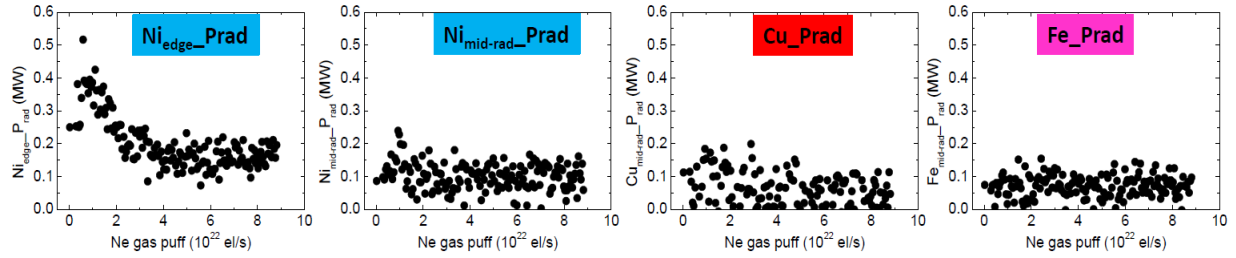


Rys.4.29 Przebieg czasowy iniekcji Ne oraz D z zaznaczonym przedziałem czasowym, dla którego przeprowadzona została analiza w wyładowaniu #101930

Jak można zaobserwować na Rys. 4.30 i Rys. 4.31 $P_{\text{rad,bulk}}$ rośnie wraz z ilością N_2 , co wynika z faktu, że N_2 ma swój wkład do promieniowania plazmy. Z drugiej strony, bliżej plazmy brzegowej, zarówno intensywność W, jak i promieniowanie Ni wyraźnie maleją wraz z ilością napuszczanego gazu, aż do 3×10^{22} el/s. Z kolei w obszarze tzw. mid-radius koncentracje Ni, Fe i Cu niezależnie od ilości napuszczanego gazu N_2 utrzymują się na stabilnym poziomie

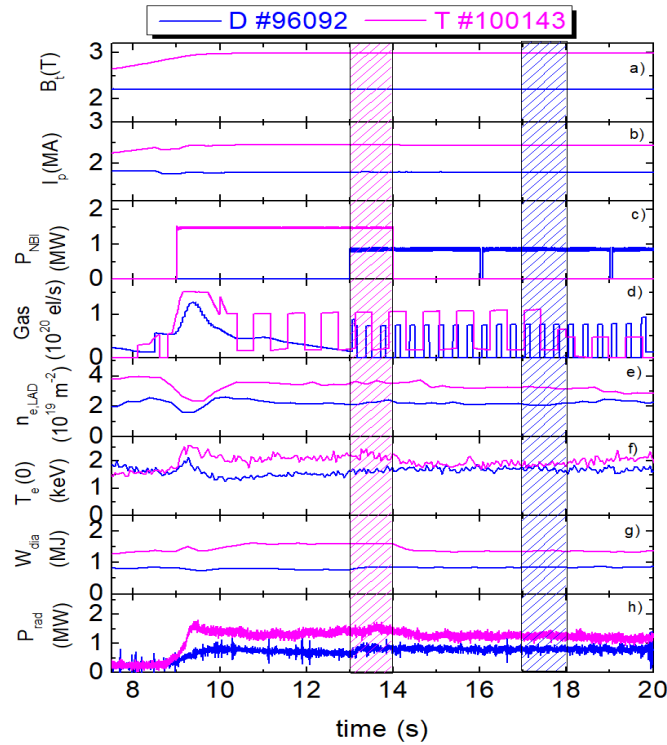


Rys. 4.30 Moc promieniowania plazmy centralnej ($P_{\text{rad,bulk}}$), intensywność wolframu W_{QC} , koncentracja Ni przy brzegu plazmy (Ni_{edge}) i koncentracja Ni dla obszaru tzw. średniego promienia ($\text{Ni}_{\text{mid-rad}}$), w funkcji ilości wstrzykiwanego N_2 dla wyładowania #101930



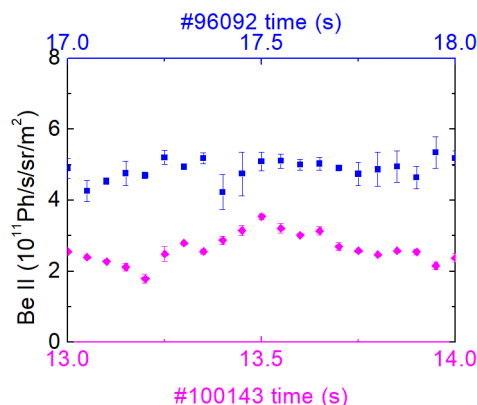
Rys. 4.31 Moc promieniowania z niklu brzegowego ($\text{Ni}_{\text{edge_Prad}}$), niklu z obszaru tzw. średniego promienia ($\text{Ni}_{\text{mid-rad_Prad}}$), miedzi (Cu_Prad) oraz żelaza (Fe_Prad) w funkcji ilości wstrzykiwanego N_2 dla wyładowania #101930

Zarówno ilość napuszczanego Ar, jak i N_2 mają bezpośredni wpływ na zachowanie zanieczyszczeń plazmy. Widać to szczególnie po $P_{\text{rad,bulk}}$, który koreluje się z ilością napuszczanych zanieczyszczeń. Dodatkowo zaobserwowano, że wraz ze wzrostem ilości napuszczanego gazu, ilość zanieczyszczeń w plazmie centralnej maleje.



Rys. 4.32 Zmiany w czasie a) pola magnetycznego B_t , b) prądu plazmy I_p , c) mocy grzewczej NBI P_{NBI} , d) poziomu wtrysku gazu, e) średniej gęstości elektronów n_{lad} , f) centralnej temperatury elektronów $T_e(0)$, g) energii diamagnetycznej W_{dia} oraz h) całkowitej mocy wypromieniowana P_{rad} dla wyładowań D (niebieski, #96092) i T (różowy, #100143). Dwa pionowe czarne paski wskazują czasy, dla których przeprowadzono analizy, 13–14 s dla impulsu T i 17–18 s dla impulsu D

Badania były skoncentrowane także na analizie danych eksperymentalnych i symulacjach numerycznych, ze szczególnym naciskiem na zachowanie zanieczyszczeń w bezwymiarowo a także wymiarowo tożsamyh plazmach D i T w L-modzie. Celem pracy było ustalenie czy różnice w zachowaniu zanieczyszczeń można wytłumaczyć różnicami we właściwościach plazmy, źródle zanieczyszczeń czy transporcie zanieczyszczeń wynikającym z efektu izotopowego. W pierwszym przypadku mieliśmy do czynienia z dopasowanymi wielkościami bezwymiarowymi takimi jak znormalizowany promień Larmora ρ^* , znormalizowana kolizyjność v^* , znormalizowana beta β_N , współczynnik bezpieczeństwa q , w obszarze plazmy centralnej. Ewolucja czasowa wybranych parametrów plazmy została przedstawiona na Rys. 4.32

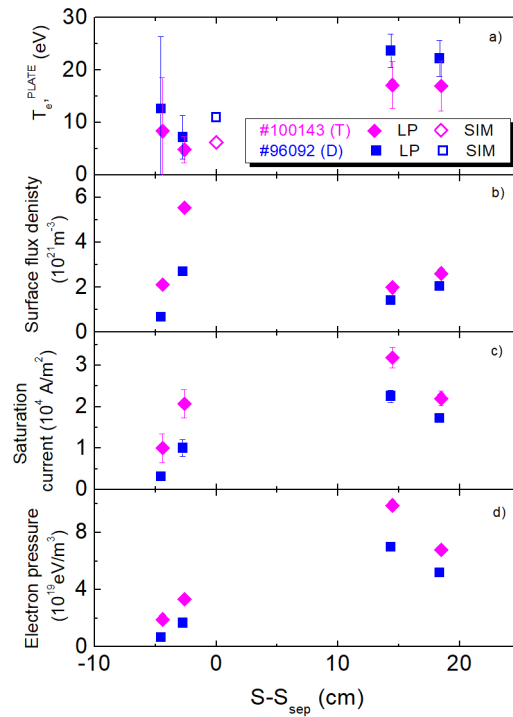


Rys. 4.33 Strumień fotonów linii Be II przy 467 nm, mierzony w obszarze zewnętrznego limitera dla impulsu T #100143 ($t=13-14$ s) i dla impulsu D #96092 ($t=17-18$ s)

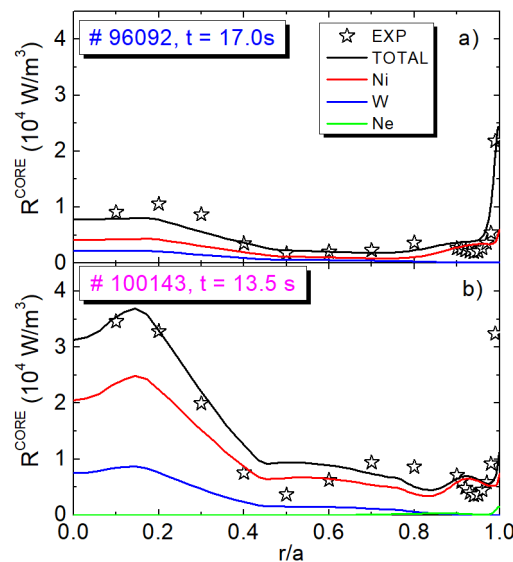
Wartości mocy promieniowania, koncentracja Ni oraz W w plazmie centralnej były większe dla plazmy T. Jednakże w bezwymiarowym eksperymencie zaobserwowano wpływ różnych gęstości elektronowych na źródło Be. Jak pokazano na Rys. 4.33, impuls T #100143 ma $\sim 50\%$ większą gęstość elektronów w porównaniu z impulsem D #96092. Dla wyższych n_e obserwuje się spadek źródła Be. Obserwacje są zgodne z wcześniejszymi badaniami, które wykazały, że wydajność efektywnego rozpylania Be maleje wraz ze wzrostem n_e . Odmienne zachowanie zanieczyszczeń o wysokim i średnim Z pomiędzy plazmami T i D jest związane z efektem izotopowym, a także z wyższą temperaturą centralną $T_e(0)$ w przypadku plazmy T, co prowadzi do większego promieniowania plazmy centralnej w porównaniu do plazmy D. Obecność jonów Be, Ne i Ni w plazmie może wpływać na rozpylanie W. Płyty dywertora są narażone na strumienie tych zanieczyszczeń, co prowadzi do procesów rozpylania W, erozji i osadzania. Be rozpylany z głównej komory może mieć niewielki wpływ na produkcję W w obszarze dywertora, a W może być rozpylany głównie przez zanieczyszczenia Ne i Ni. Niestety, dane ilościowe o źródle W w obszarze dywertora nie są dostępne. Jednakże analiza temperatury płyty dywertora $T_{e, \text{PLATE}}$, strumienia jonów plazmy napływający do płyty i ciśnienia elektronów może dostarczyć informacji na temat możliwej produkcji W. Parametry takie mierzono za pomocą sond Langmuira. Na Rys. 4.34 $T_{e, \text{PLATE}}$, gęstość strumienia powierzchniowego, prąd nasycenia jonów, który reprezentuje strumień jonów plazmy płynący do tarczy oraz ciśnienie elektronów, dla wyładowań D i T, w funkcji odległości wzdłuż płyty od separatrysy. Można zauważyć, że $T_{e, \text{PLATE}}$ jest wyższe w plazmie D. W tym przypadku wszystkie pozostałe parametry są wyższe dla plazmy T. Jednak zarówno w plazmie D, jak i T temperatura płyty jest niższa niż 40 eV zatem oczekuje się, że rozpylanie W z dywertora będzie zdominowane przez wewnętrzne jony zanieczyszczeń, a nie przez izotopy wodoru, dla których potrzebne są temperatury > 70 eV.

Bezwymiarowa para wyładowań była zasymulowana przy użyciu kodu transportu COREDIV. W przypadku plazmy D w symulacjach wzięto pod uwagę trzy zanieczyszczenia: Be, W i Ni. Natomiast w wyładowaniu T dodatkowo uwzględniono także Ne napuszczony do układu. Strumień W został obliczony na skutek rozpylania przez wszystkie jony docierające do płyty dywertora. Zmianę zawartości zanieczyszczeń w rdzeniu przypisano zmianom w transporcie zanieczyszczeń pomiędzy plazmą D i T, na skutek zmian w n_e i T_e . Na Rys. 4.35 przedstawiono porównanie zrekonstruowanych numerycznie profili gęstości promieniowania wraz z wartościami eksperymentalnymi dla plazmy D i T. Dodatkowo uwzględniono symulowane profile gęstości promieniowania Ni, W i Ne. Symulacje wykazały, że promieniowanie Ni w plazmie centralnej stanowi ponad 50 % mocy wypromieniowanej. Ne nie wpływa na wartość promieniowania w tym obszarze. Wyższe promieniowanie Ni i W obserwuje się w plazmie T, w których obserwuje się również silniejszy szczyt zanieczyszczeń w obszarze centralnym, $r/a < 0.3$. Jednak patrząc na gęstości zanieczyszczeń przedstawioną na Rys. 4.36, można zauważyć,

że pomimo wyższych wartości gęstości W i Ni w plazmach T w porównaniu z D, gęstość Ne w rdzeniu plazm T jest najwyższa.

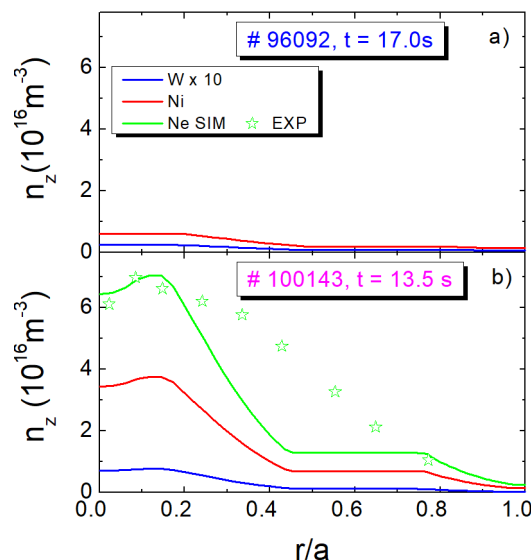


Rys. 4.34 a) temperatura elektronowa na płycie dywertora, b) gęstość strumienia powierzchniowego, c) prąd nasycenia oraz d) ciśnienie elektronów mierzone sondami Langmuira, jako funkcja odległości wzdłuż płyty pionowej od separatrysy dla impulsu T #100143 uśrednione w czasie $t=13-14$ s, i dla impulsu D #96092 uśrednione w czasie $t=17-18$ s. Symulowane wartości T_e , T_e^{PLATE} przy użyciu kodu COREDIV prezentowane są jako otwarte symbole

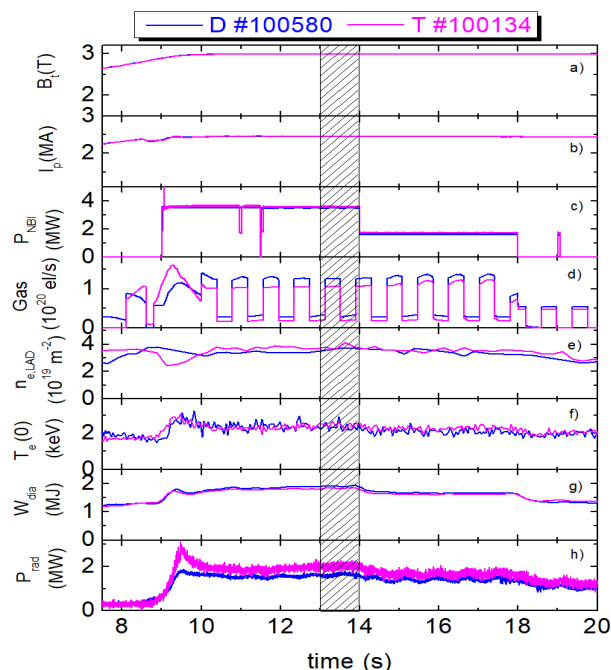


Rys. 4.35 Symulowane profile całkowitej gęstości mocy promieniowania (czarna linia), niklu (czerwona linia), wolframu (niebieska linia) i neonu (zielona linia), oraz eksperymentalne profile gęstości mocy wypromieniowanej (gwiazdki) dla a) D w $t = 17$ s oraz b) T w $t = 13.5$ s

W przypadku pary wymiarowej dopasowano w plazmie D i T wielkości inżynierskie takie jak: pole magnetyczne $B_t=3.0$ T, prąd plazmowy $I_p=2.5$ MA, moc grzania NBI $P_{NBI}=3.5$ MW i $P_{NBI}=1.7$ MW, oraz grzanie omowe $P_{OH}=1.5$ MW jak pokazano na Rys. 4.37.



Rys. 4. 36 Symulowana gęstość niklu (czerwona linia), wolframu (niebieska linia) i neonu (zielona linia) dla a) wyładowania D w $t=17$ s i b) wyładowania T w $t=13.5$ s. Gwiazdki odpowiadają eksperymentalnemu profilowi gęstości Ne określonego na podstawie diagnostyki CX



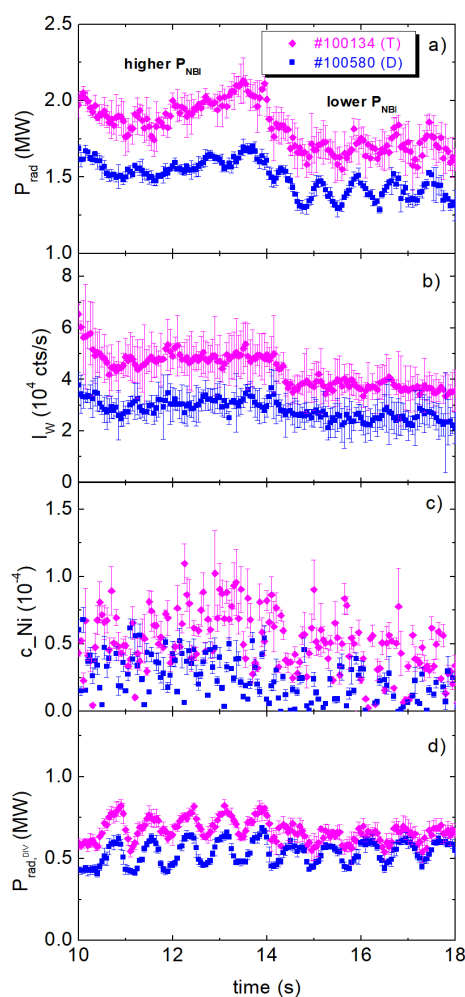
Rys. 4.37 Zmiany w czasie a) pola magnetycznego B_t , b) prądu plazmy I_p , c) mocy grzewczej NBI P_{NBI} , d) poziomu wtrysku gazu, e) średniej gęstości elektronów n_{lad} , f) centralnej temperatury elektronów $T_e(0)$, g) energii diamagnetycznej W_{dia} oraz h) całkowitej mocy wypromieniowania P_{rad} dla wyładowań D (niebieski, #100580) i T (różowy, #100134). Dwa pionowe czarne kreski wskazują czasy, dla których przeprowadzono analizy, 13–14 s

Całkowita moc wypromieniowana (Rys. 4.38a), jak również intensywności wolframu I_w (Rys. 4.38b) i c_{Ni} (Rys. 4.38c) są wyższe w plazmie T.

W eksperymencie tym dla tych samych gęstości n_e , w plazmie T zaobserwowano wzmocnioną interakcję ze ścianą. Produkcja Be w komorze głównej zależna była od masy izotopu. Strumień fotonów Be II był większy w

plazmie T niż w plazmie D. Moc wypromieniowana oraz zawartość Be, W i Ni zależne były od mocy dodatkowego grzania. Wyższe wartości osiągnięto dla wyższych poziomów mocy NBI. W obszarze dywertora, uzyskano zbliżone wartości temperatury na płycie, powierzchniowej gęstości strumienia, prądu nasycenia oraz ciśnienia elektronów. Temperatura na płycie sugeruje, że rozpylanie W, podobnie jak w przypadku poprzednim, nie jest związane z T lub D, ale jest związane z Be i Ni. Ponadto, niestabilność piłokształtne (ang. sawtooth) miały wpływ na centralne promieniowanie rejestrowane w zakresie SXR oraz na $T_e(0)$. Inne niestabilności MHD występujące w plazmach skorelowano z poziomem mocy NBI.

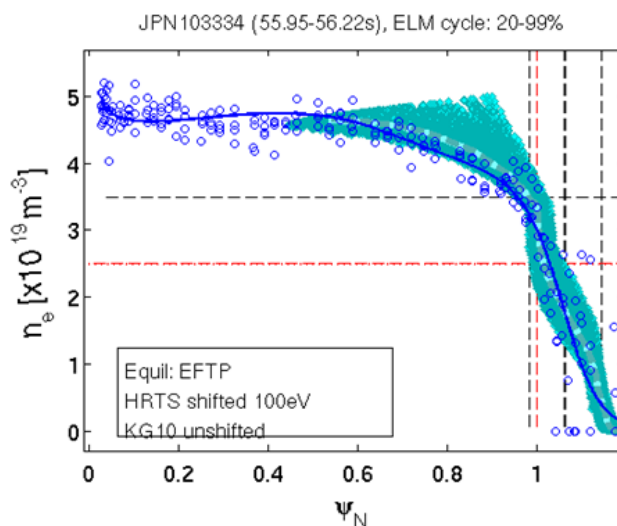
W 2023 r. kontynuowano działania związane z eksperymentem JET RT22-05-HDL "Fizyka odłączania dywertora i jego sterowania dla operacji ITER, DEMO i HELIAS" – podzadanie HDL ("Limit gęstości w H-modzie"), które rozpoczęło się w 2022 r. pod naukową koordynacją personelu IFPiLM. Wynika to z faktu, że w fazie jądrowej ITER będzie działał przy dużych gęstościach i niezbędne będzie napełnianie paliwa w postaci granulek (ang. pellets). Granica gęstości w trybie H została powiązana ze stabilnością balonowania w separatrixie, ustalając maksymalny stosunek gęstości na separatrixie do gęstości Greenwalda (n_{sep}/n_{GW}) rzędu 0.4-0.5. Z kolei na n_{sep} może mieć wpływ zastosowana metoda zasilania paliwa, co daje możliwość przetestowania i pogłębienia naszej wiedzy na temat podstawowych modeli fizycznych oraz poprawy podstaw fizycznych dla limitu gęstości w trybie H w ITER. W 2023 r. działania te obejmowały głównie dwa elementy: a) przygotowanie drugiej sesji na JET przewidzianej w pierwszym tygodniu kampanii C45 oraz b) późniejszą analizę danych wraz z danymi uzyskanymi w ramach pierwszej tury eksperymentu RT22-05-HDL, która miała miejsce w listopadzie 2022 r. Szczegółowy plan sesji został zrewidowany/dopracowany w ciągu kilku miesięcy, aby uwzględnić wnioski wyciągnięte z pierwszej sesji HDL i innych istotnych eksperymentów o wysokiej gęstości.



Rys. 4.38 Ewolucja w czasie a) mocy wypromieniowanej, b) I_W , c) c_{Ni} oraz d) mocy wypromieniowanej w dywertorze w plazmie T #100143 i D #96092, odpowiadającym dwóm stopniom poziomu mocy NBI

Jednym z problemów napotkanych w pierwotnym scenariuszu plazmy zastosowanym w 2022 roku jest to, że tylko niewielka część wykonanych impulsów zdołała faktycznie osiągnąć limit gęstości. Powodem tego był nadmierny wzrost ciśnienia (gazu obojętnego) w kanałach NBI podczas wzrostu ilości paliwa, co spowodowało przedwczesne wyłączenie ogrzewania NBI, aby zapobiec uszkodzeniom spowodowanym przegrzaniem. W rezultacie, wyładowania przechodziły z trybu H- do trybu L, zanim można było osiągnąć limit gęstości modu H. Główną zmianą strategiczną wprowadzoną w drugiej sesji HDL było użycie niższego prądu plazmowego I_p (1.3-1.5 MA zamiast 1.85 MA w 2022 r.), aby osiągnąć granicę gęstości wcześniej (tj. przy niższych gęstościach bezwzględnych) na długo przed wyłączeniem systemu NBI. Kolejną zmianą było dodanie do listy wyładowań scenariusza o wysokiej trójkątności, aby ocenić wpływ kształtu plazmy na granicę gęstości.

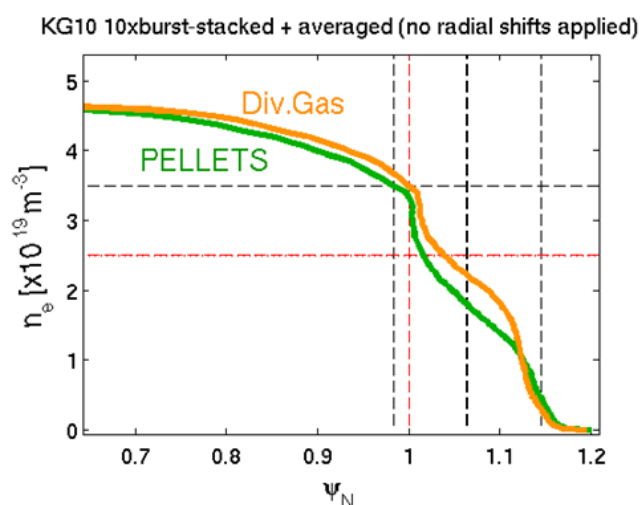
Druga sesja RT22-05-HDL na JET ostatecznie odbyła się pod koniec kampanii C45 (3 lipca 2023 r.) i była bardzo udana. Wprowadzone modyfikacje scenariusza działały bardzo dobrze, a przy prądzie plazmy 1.3 MA HDL można było niezawodnie osiągnąć. Udało mu się uzyskać HDL z wykorzystaniem iniekcji granulek z paliwem dla trzech różnych scenariuszy plazmowych: o niskiej trójkątności ze uderzeniami ostatniej zamkniętej powłoki pola magnetycznego (ang. strike point) w pionowe płyty dywertora (#103332), o niskiej trójkątności z uderzeniami w płyty poziome (#103334) i wysokiej trójkątności z uderzeniami w płyty poziome (#103337). Co najważniejsze, uzyskano również jedno wyładowanie w celu porównania z metodą iniekcji paliwa w postaci napuszczanego gazu z obszaru dywertora zamiast peletów (#103338). Pozytywnym efektem ubocznym pracy przy niższym prądzie plazmy było to, że krawędziowe profile gęstości elektronów (n_e) uzyskane za pomocą diagnostyki reflektometrii na JET ('KG10') są teraz w stanie badać gęstości znacznie przekraczające górną gęstość bariery transportu krawędziowego w trybie H (piedestału), nawet przy najwyższym n_e osiągniętej tuż przed HDL. Podczas gdy wcześniej (przy wyższym I_p) konieczne było połączenie kilku diagnostyki. Obecnie dane z diagnostyki KG10 wykazują doskonałą zgodność z diagnostyką rozpraszania Thomsona o wysokiej rozdzielczości (HRTS) wewnątrz piedestału, gdzie profile są dość gładkie. Co więcej, KG10 jest w stanie dostarczyć znacznie bardziej szczegółowych informacji o profilu piedestału w rejonie separatrasy niż profile uzyskane z HRTS, jak pokazano na Rys. 4.39, a także dostarcza doskonałej jakości informacji o profilu n_e dla regionu SOL. Rys. 4.40 przedstawia porównanie profili gęstości brzegowej uśrednionej w ciągu ostatnich ~200 ms przed wystąpieniem limitu HDL dla wyładowania z granulkami paliwa w odniesieniu do wyładowania zasilanego gazem.



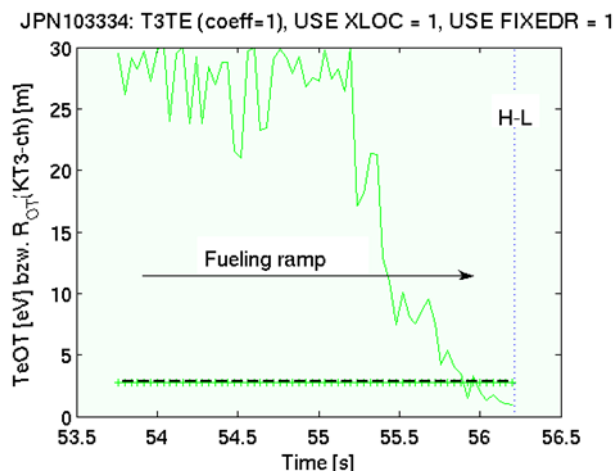
Rys. 4.39 Profile gęstości elektronów z diagnostyki KG10 i HRTS dla wyładowania #103334, na krótko przed wystąpieniem HDL. Ciągła niebieska linia to dopasowanie do danych HRTS, a przerywana niebieskozielona linia to uśredniony profil KG10 (wynikający ze średniej ok. 300 profili)

W bezpośrednim sąsiedztwie separatrasy ($\Psi_N=1$) obserwuje się obszar o bardzo stromych gęstościach elektronowych. Pomimo zaobserwowania wyraźnie większej gęstości w bliskim i dalekim SOL przy dozowaniu gazu niż w przypadku granulek, ogólna różnica w $n_{e,sep}$ między dwoma przypadkami tuż przed HDL wydaje się być bardzo mała. Dla scharakteryzowania zachowania n_e i T_e na separatrysie ważny jest również związek między warunkami panującymi w górę i w dół dywertora. W 2023 r. pracownicy IPPLM przeanalizowali dane z szeregu diagnostyk dywertorowych dla wyładowań z HDL. Należą do nich sondy Langmuira w zewnętrznym i

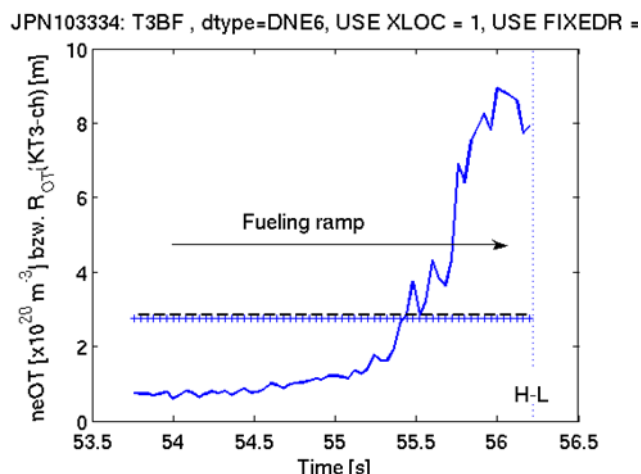
wewnętrznym obszarze dywertora, kamery bolometryczne do rekonstrukcji całkowitego promieniowania 2D w obszarze dywertora oraz spektroskopia widzialna/VUV. Wyniki pokazują, że podczas wzrostu ilości paliwa (zarówno przy użyciu peletów, jak i dozowania gazu) T_e na zewnętrznej płycie dywertora spada do wartości około 1 eV (Rys. 4.41). Analiza danych spektroskopowych ujawniła, że warunki na zewnętrznej płycie pod względem gęstości elektronów (n_{eOT}) (Rys. 4.42) i temperatury (T_{eOT}) są efektywnie niezmienione przez zastąpienie granulek z paliwem gazem. Podobny wynik uzyskano również w ramach poprzedniego eksperymentu M18-08, ale teraz na podstawie tych wyładowań z HDL jesteśmy w stanie ekstrapolować wyniki na większe gęstości dywertorowe. Dla wewnętrznego dywertora analogiczne pomiary spektroskopowe nie były dostępne. Jednak jedna z sond Langmuira została skonfigurowana jako potrójna sonda dla tych eksperymentów, a impulsy uruchomione w lipcu zostały zaprojektowane w taki sposób, aby wewnętrzny punkt uderzenia znajdował się blisko tej sondy, dając bardzo cenne informacje o wewnętrznych warunkach uderzenia między ELM. W przeciwieństwie do tego, co stwierdzono dla zewnętrznego dywertora, w wewnętrznym dywertorze początek oderwania plazmy nastąpił wcześniej w przypadku gazu niż w przypadku zasilania granulkami. Dla danej gęstości docelowej T_e była wyższa dla wyładowania z granulkami paliwa. Wynika z tego, że gęstość neutralna i rozproszenie w wewnętrznym dywertorze muszą być niższe w przypadku granulek niż w przypadku gazu. Ogólnie rzecz biorąc, analiza danych HDL jest nadal na stosunkowo wczesnym etapie i oczekuje się, że będzie kontynuowana w 2024 r.



Rys. 4.40 Profile gęstości elektronów tuż przed wystąpieniem HDL dla pary wyładowań zasilanych pelletem i gazem. Czerwona linia pozioma jest przybliżeniem ($n_{sep} \sim 0,5$ nGW) [Eich T. et al. (2018) Nucl. Fusion 58 034001] dla krytycznej gęstości na separatrysie oczekiwanej zgodnie z modelem "opartym na dryfie heurystycznym" Goldstona [Goldston, R.J. (2015) J. Nucl. Mat. 463, 397]



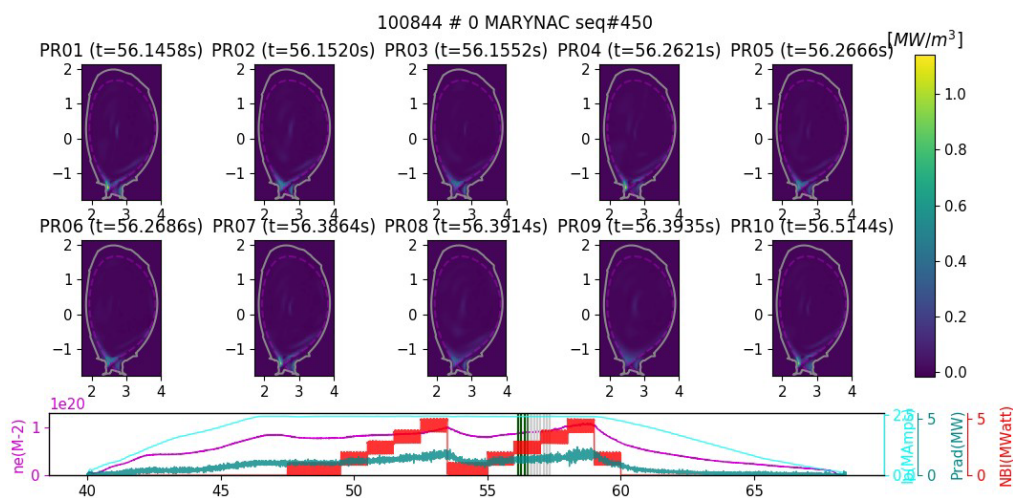
Rys. 4.41 Ewolucja czasowa temperatury elektronowej na zewnętrznej płycie dywertora podczas wprowadzania paliwa w postaci granulek do czasu uzyskania limitu HDL (przejście wsteczne H-L). Należy pamiętać, że diagnostyka spektroskopii dywertorowej nie jest w stanie rozpoznać wartości $T_e > 25-30$ eV, więc spadek T_e podczas rampy tankowania (która zaczyna się po 54 s) zaczyna być widoczny dopiero od ~55.2 s



Rys. 4.42 Ewolucja czasowa gęstości elektronowej na zewnętrznej płycie dywertyora podczas wprowadzania paliwa w postaci granulek do czasu uzyskania limitu HDL (przejście wsteczne H-L). Zmiana w n_e widoczna na krótko przed granicą gęstości (H-L) jest spowodowane początkiem oderwania plazmy w zewnętrznym dywertyorze

Oprócz RT22-05-HDL, zaakceptowana propozycja eksperymentu przedstawiona przez IFPiLM umożliwiła przeprowadzenie nowej rundy eksperymentów M18-08 w JET podczas kampanii DTE3 na przełomie listopada i grudnia 2023 r. Eksperymenty zakończyły się sukcesem. W sumie uzyskano 16 dobrych impulsów dla tego eksperymentu w ciągu trzech różnych dni. Ten zestaw danych rozszerza zestaw istniejących wyładowań porównawczych między gazem a granulkami paliwa. Ponieważ eksperymenty te odbyły się niedawno, bardzo niewiele diagnostyki zostało jeszcze zatwierdzonych. Głębsza analiza tych danych będzie jednym z zadań w 2024 r.

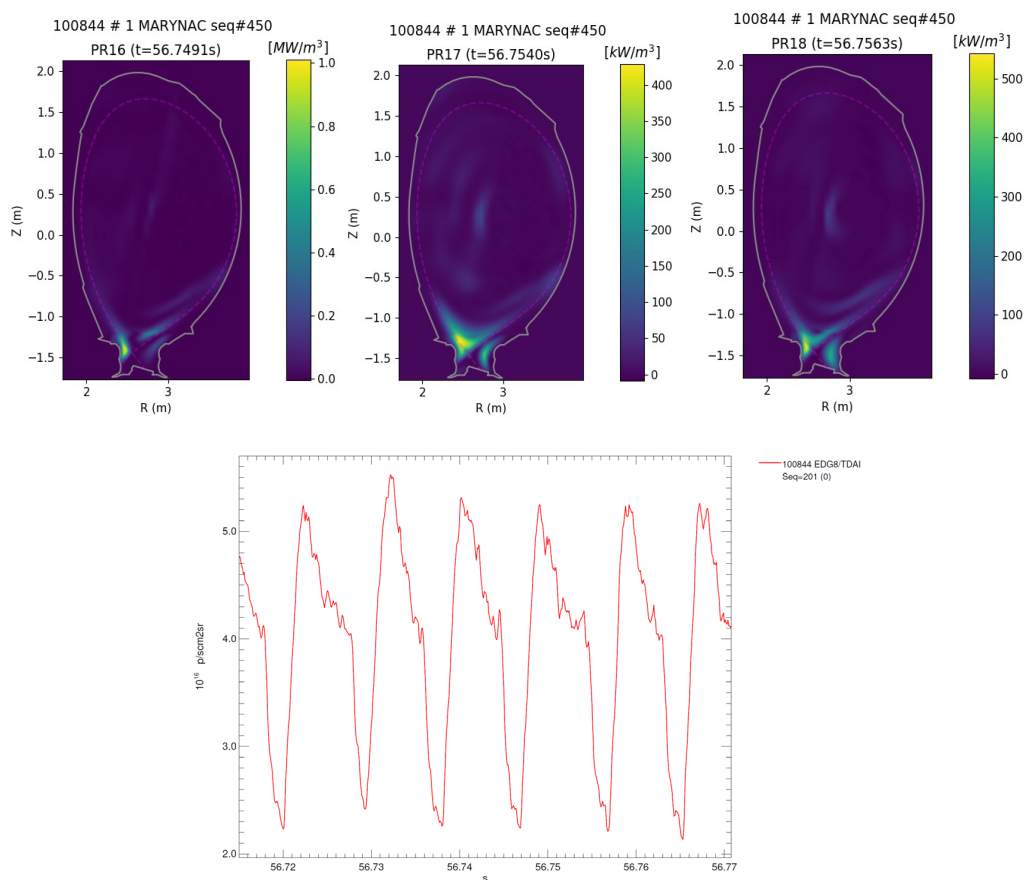
Kontynuowano prace na rzecz eksperymentu M21-14 na tokamaku JET, dotyczącego badań przejścia pomiędzy modem z niskim utrzymaniem plazmy do modu z wysokim utrzymaniem plazmy, przejście L-H. Przygotowywano rekonstrukcje promieniowania widzianego przez diagnostykę bolometryczną. Najwyższym priorytetem eksperymentu było zbadanie zależności progu mocy promieniowania od pola toroidalnego B_t . Kluczowym elementem analiz było opracowanie rekonstrukcji tomograficznej dla uzyskania tego rodzaju danych. Istotna była ocena mocy promieniowania plazmy wewnątrz powierzchni magnetycznej $P_{sin} = 0.95$ i zależność mocy promieniowania w czasie wyładowania. Informacje te stają się dostępne po przeprowadzeniu i uzyskaniu dobrej tomografii za pomocą kodów na tokamaku JET. W związku z tym przygotowywano rekonstrukcje tomograficzne, które same w sobie wymagają dużego zaangażowania czasowego oraz komputerowego dla wybranych wyładowań. Poniżej przedstawiono wyniki dla wyładowania #100844 (Rys. 4.43) wraz z sygnałami z plazmy.



Rys. 4.43 Wyniki rekonstrukcji tomograficznych dla wyładowania #100844 wraz z sygnałami z plazmy. Pionowe kreski zaznaczają momenty czasowe, dla których wykonano rekonstrukcje

Nie wszystkie rozpoczęte rekonstrukcje udało się doprowadzić do akceptowalnego stanu. Niemniej jednak prace zakończyły się powodzeniem dla wyładowań #100844 (pokazany powyżej), #99474 oraz #99470. Jak do tej pory rozpatrywano momenty czasowe przed przejściem LH 0.005, 0.05, 0.07, 0.1, 0.3, 0.5 oraz 1.0 s. Dla wyładowania #100844 rekonstrukcje starano się wykonać między innymi pomiędzy maksymalnymi wartościami promieniowania przy dywertorze, dla tak zwanych dithers, żeby sprawdzić czy zjawiska dithers są widoczne w sygnałach bolometrycznych.

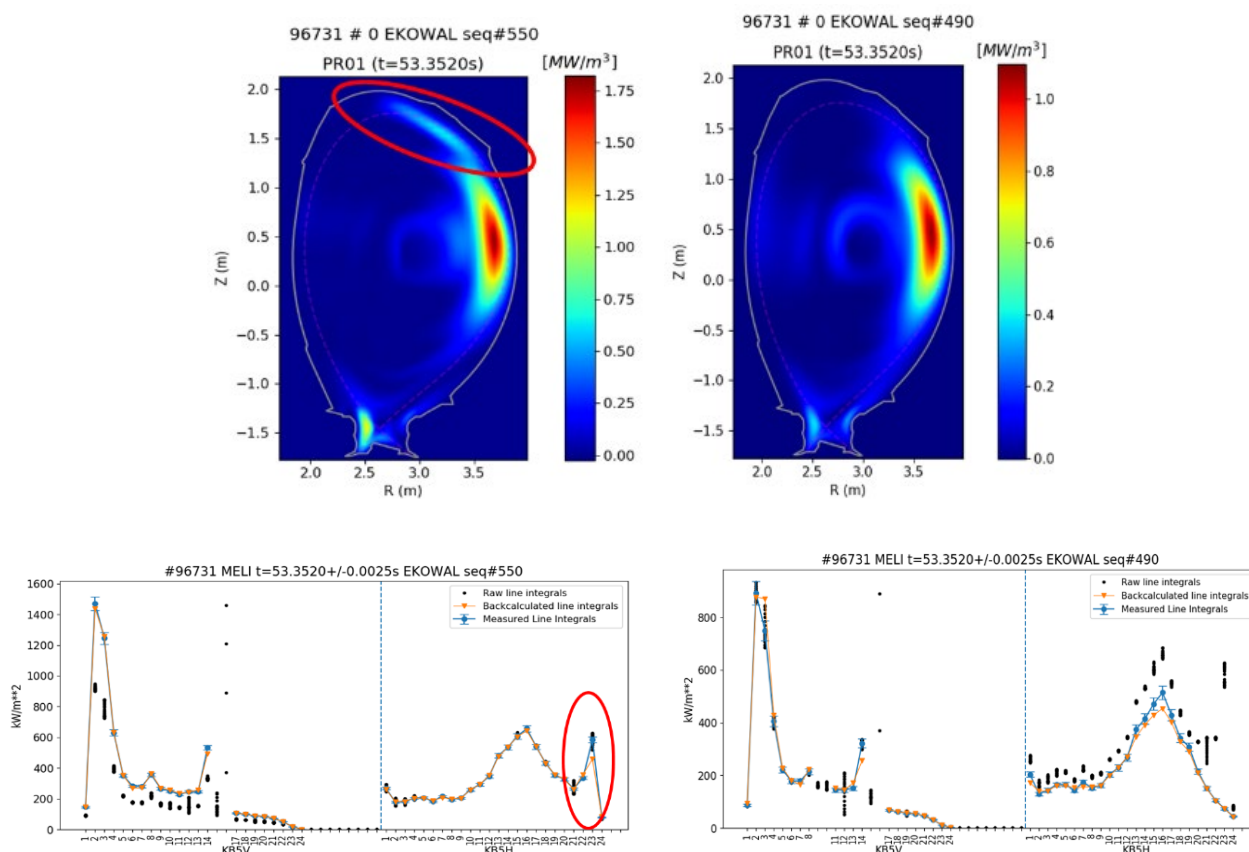
Wykonywano szereg rekonstrukcji tomograficznych z danych bolometrycznych dla wyładowań wykonanych podczas kampanii eksperymentalnych C44, C45, C46, C47 i C45B. Między innymi dla strzałów: 99282, 99268, 99266, 105603, 105626, 105625, 105627, 105605, 100748, 100746, 104621, 104593, 104595, 104598, 104623, 103962, 103961, 104697, 104695, 99802, 101925, 104461, 104460, 103372, 100718, 100792, 100177, 103427, 103766, 103764, 103936, 103932, 103983, 102977, 100737, 99479, 101809, 101810, 101805, 101806, 101807, 100566, 100565, 100564, 100563, 101805, 101779, 101780, 101782, 101784, 100134 i wiele innych w zależności od potrzeb. Jest to czasochłonny proces, ale uzyskane dwuwymiarowe rekonstrukcje gęstości promieniowania w plazmie oraz profile promieniowania są niezbędne do właściwej interpretacji zjawisk zachodzących w plazmie. Dużym wyzwaniem było wykonanie rekonstrukcji podczas wtrysku gazu z modułu GIM7, ponieważ znajduje się on w tym samym oktancie co kamera bolometru poziomego. Aby to zrobić, wybrano odpowiednie pary impulsów, które są bardzo podobne w naturze, ale jeden wykorzystuje GIM7, a drugi nie. Dla impulsów z GIM7 skorygowano w takich przypadkach wszystkie sygnały z pionowej kamery bolometrycznej, której są zrównoważone. Różnica pomiędzy mocą wypromieniowaną z impulsu z wtryskiem gazu i impulsu bez wtrysku powinna dać wkład GIM, tak jakby emitował on gaz toroidalnie symetryczny. Promieniowanie podczas wtrysku gazu jest zlokalizowane w jednym oktancie, co zaobserwowano dzięki kamerom widzialnym. Zatem, aby oszacować moc promieniowaną z powodu wtrysku gazu, poprzednio znaną moc toroidalnie symetryczną podzielono przez 8, aby znaleźć wkład od pojedynczego oktantu. Na Rys. 4.45 przedstawiono przykładową tomografię dla wyładowania #96731 wykonaną z uwzględnieniem wpływ GIM7 na rozkład promieniowania w komorze oraz tomografię bez udziału GIM7.



Rys. 4.44 Wyniki rekonstrukcji tomograficznych dla wyładowania #100844 wraz z sygnałami D_{α} z plazmy dla czasów 56.7491, 56.754, 56.7563 w pierwszym, drugim maksimum oraz pomiędzy nimi

Na Rys. 4.44 przedstawione są rekonstrukcje dla poszczególnych punktów czasu w różnych fazach zjawiska dithers, obserwowanego w obszarze dywertyora.

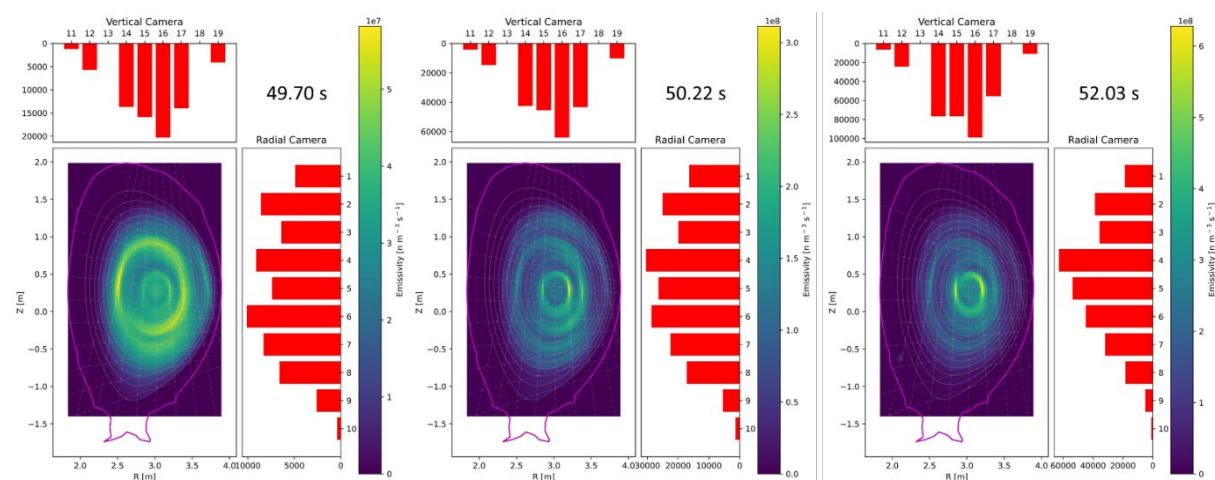
W ramach tematu badawczego RT01 poszukiwano parametrów pozwalających na zredukowanie temperatury elektronowej w dywertyorze. Analiza obejmowała wpływ domieszkowania neonem (Ne), a także izotopami o większych masach. Głównym celem eksperymentu była demonstracja pracy stacjonarnego scenariusza podstawowego z niską temperaturą dywertyora oraz dobrą wydajnością. Celem analizy danych z kamery neutronowej podczas eksperymentu RT01 na tokamaku JET była ocena wpływu domieszkowania neonem na stabilność włączowania po poprzez ewaluację przebiegu zmienności w rozkładach emisyjności neutronowej. Na tokamaku JET zamontowana jest kamera neutronowa zbudowana z dwóch części horyzontalnej i wertykalnej. Składa się ona z 19 kolimatorów wyposażonych w dwa typy detektorów neutronów. Scyntylatory ciekłe przeznaczone są do rejestracji neutronów z reakcji deuter-deuter. Scyntylatory plastikowe (diagnostyka KN3B) przygotowane są do pomiaru neutronów o wyższych energiach produkowanych w reakcji deuter-tryt. Pomiar całkowany po przestrzeni zdefiniowanej przez kolimatory umożliwia rekonstrukcję dwuwymiarowego rozkładu emisyjności neutronów w przekroju poloidalnym tokamaka. Połączenie dwóch kierunków obserwacji plazmy umożliwia monitorowanie asymetrii w rekonstruowanych rozkładach. Analiza danych z kamery neutronowej dostarcza informacji na temat stabilności włączowania plazmowego, rozkładów gęstości i temperatury jonowej oraz transportu szybkich jonów w plazmie co jest istotne z punktu widzenia optymalizacji parametrów scenariusza pracy tokamaka. Rekonstrukcja emisyjności neutronowej z dobrą rozdzielczością przestrzenną wymagała zastosowania specjalistycznych metod obliczeniowych.



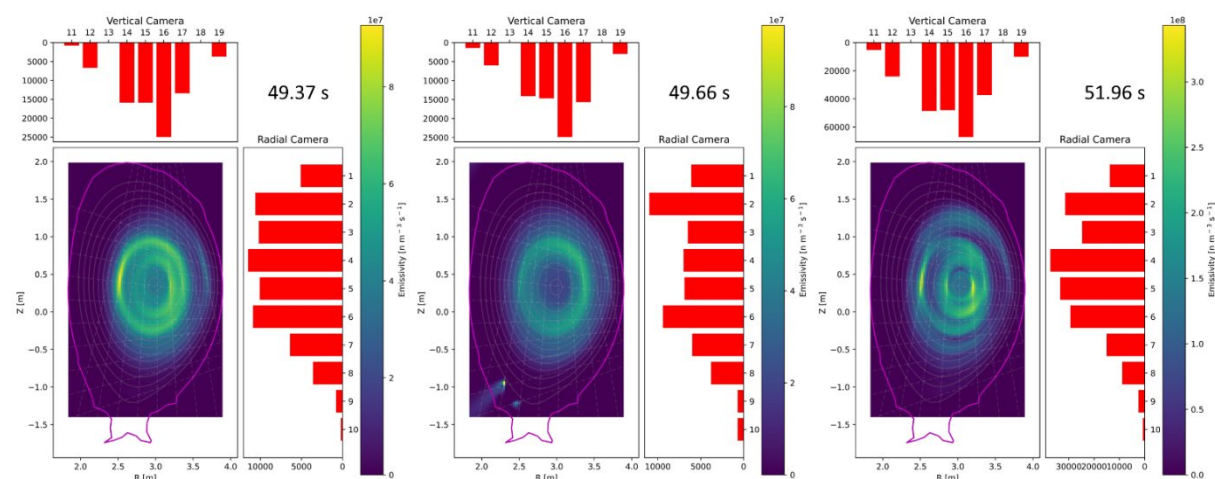
Rys. 4.45 Tomografia bolometryczna dla wyladowania #96731 z GIM7 (seq: 550) oraz skorygowana bez udziału GIM7 (seq:490)

W przypadku tokamaka JET użyto metody Regularyzacji poprzez Minimalizację Informacji Fishera (MFR), w której rozkład pola magnetycznego w plazmie pełni rolę dodatkowego ograniczenia umożliwiającego otrzymanie wyniku z niepewnością około 10 %. Za pomocą metody MFR wykonano rekonstrukcję tomograficzną rozkładów emisyjności neutronów dla wyladowań plazmowych w ramach eksperymentu RT01. Podczas kampanii DTE3 wystąpił problem z transferem danych z diagnostyki KN3B do bazy danych. Przeanalizowano wszystkie wyladowania plazmowe wykonane w ramach eksperymentu pod kątem dostępności danych pomiarowych i ich

kompletności. Tomografię neutronową wykonano dla wszystkich dostępnych wyładowań plazmowych charakteryzujących się dobrą wydajnością. Podczas analizy danych nie brano pod uwagę wyników pomiaru z detektorów #13 i #18 ze względu na prawdopodobne uszkodzenie tych urządzeń. Stabilne władowania plazmowe powinny wyróżniać się maksimum emisji neutronowej zlokalizowanym w centrum plazmy. Związane jest to z gaussowskim rozkładem temperatury i gęstości jonowej oczekiwanym w plazmie termojądrowej stacjonarnej. Wyładowania plazmowe na tokamaku JET domieszkowane neonem charakteryzują się częstym występowaniem tak zwanych pierścieniowych profili emisji neutronów. Przykłady otrzymanych rozkładów emisyjności neutronowej obrazujących to zaburzenie stabilności prezentowane są na Rys. 4.46 oraz 4.47. We wszystkich analizowanych wyładowaniach plazmowych domieszkowanych neonem obserwowane są spadki emisyjności w centrum plazmy oraz lokalne asymetrie. Pozwala to na wysunięcie hipotezy o wpływie neonu na spadek temperatury jonowej w rdzeniu plazmy tokamaka JET. Obserwacje mogą być również związane z niepewnością i zaburzeniami w pomiarze za pomocą kamery neutronowej. Wymagana jest dalsza analiza w celu wyznaczenia trendu emisji związanego z wpływem dodatkowego grzania na rozkład emisyjności neutronowej dla omawianego scenariusza pracy tokamaka i badanych parametrów plazmy.



Rys. 4.46 Rozkłady emisyjności neutronowej otrzymane dla czasów 49,7 s, 50,22 s, 52,03 s wyładowania #104178

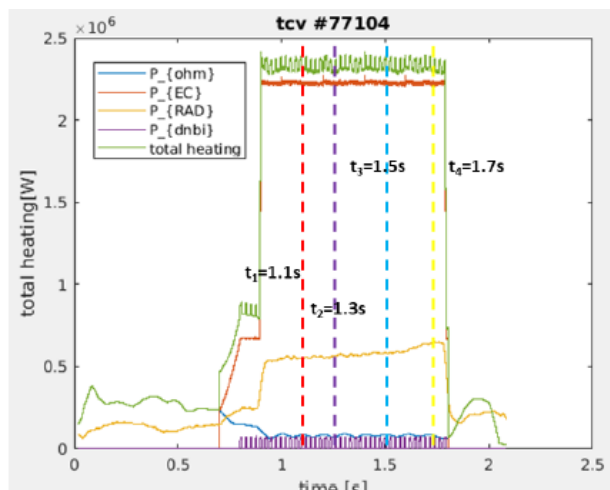


Rys. 4.47 Rozkłady emisyjności neutronowej otrzymane dla czasów 49,37 s, 49,66 s, 51,96 s wyładowania #104183

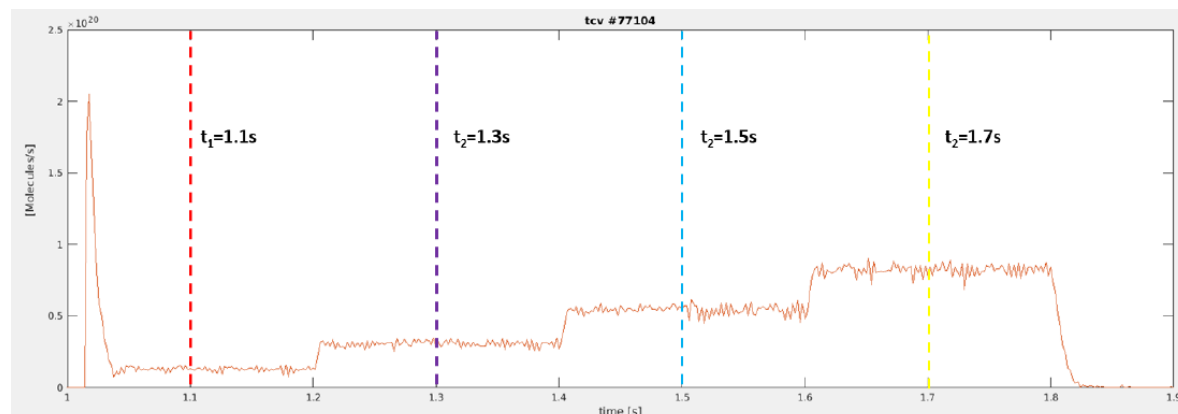
Pracownicy IPPLM kontynuowali wsparcie w obsłudze diagnostyki szybkich strat jonowych w JET, KA3, zapewniając w szczególności, że odpowiednie ustawienia diagnostyczne (ustawienia kamery CCD/matrycy PMT) były zawsze na miejscu przy zmiennym składzie mieszaniny izotopów/plazmy, aby uniknąć utraty danych fizycznych z powodu nasycenia lub niskiego stosunku sygnału do szumu. W 2023 r. korekty te były niezwykle

ważne podczas trzeciej rundy eksperymentów DT na JET (JET-DTE3), która odbyła się we wrześniu 2023 r. oraz w późniejszej kampanii usuwania trytu (C47). Zdolność KA3 do wykrywania cząstek alfa odegrała już zasadniczą rolę w sukcesie poprzedniej kampanii (JET-DTE2), która miała miejsce w 2021 r., jak i podczas DTE3.

W eksperymentach prowadzonych na tokamaku TCV skupiono się między innymi na analizie rozwoju scenariusza z wysoką mocą grzania w niskim reżimie utrzymywania plazmy zwanym L-modem, jak i również na badaniach związanych z ograniczeniem deponowanej mocy poprzez wprowadzenie dodatkowego domieszkowania azotem N_2 . W przeprowadzonym eksperymencie azot był wprowadzany do tokamaka w dwóch możliwych wariantach, a mianowicie w sposób ciągły zapewniając tym samym stały lub rosnący poziom N_2 (ang. ramp), w formie schodkowej (ang. N_2 steps). Analiza uzyskanych wyników eksperymentalnych odbywała się na podstawie danych dostarczonych przez system diagnostyczny Chargé Exchange Recombination Spectroscopy (CXRS), który umożliwia pomiar takich parametrów jak prędkość rotacji jonów (v_{Tor}), temperatura jonów (T_i), koncentracja węgla (n_C), czy efektywny ładunku jonów (Z_{eff}). W wyładowaniu #77104 (Rys. 4.48), które zostało poddane analizie, badano wpływ napuszczanego N_2 na podstawowe parametry plazmy, a w szczególności na koncentrację zanieczyszczenia węglem (n_C). W omawianym przypadku gaz był wprowadzony w postaci schodków, prowadząc do coraz większej ilości N_2 w plazmie w trakcie trwania wyładowania. Do analizy wybrane zostały cztery punkty czasowe $t_1 \approx 1.1s$, $t_2 \approx 1.3s$, $t_3 \approx 1.5s$, $t_4 \approx 1.7s$ – każdy z nich pochodził z innego ustalonego poziomu napuszczanego gazu (Rys. 4.49).



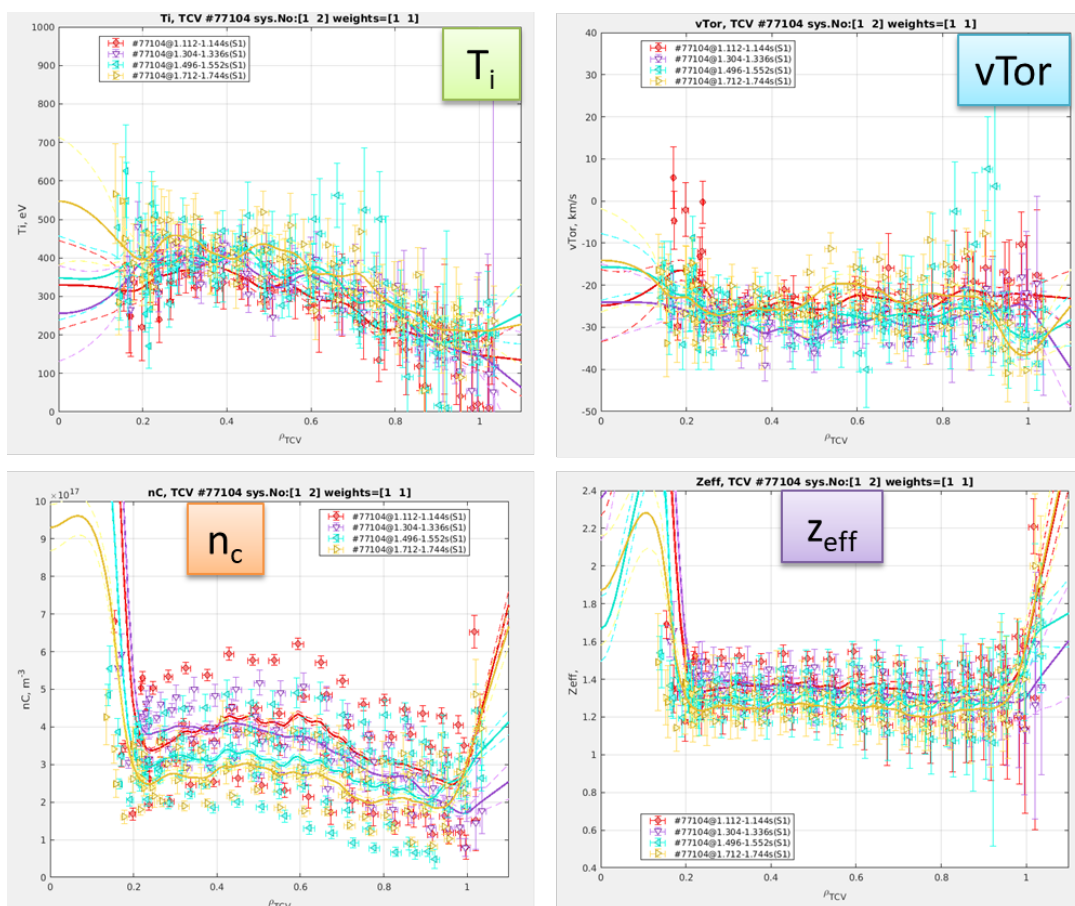
Rys. 4.48 Przebiegi czasowe różnych rodzajów grzania plazmy w wyładowaniu #77104 z odpowiednio zaznaczonymi punktami czasowymi (przerywane linie czerwona, fioletowa, niebieska i żółta), dla których przeprowadzono analizę



Rys. 4.49 Przebieg czasowy ilości napuszczanego N_2 w wyładowaniu #77104 z odpowiednio zaznaczonymi punktami czasowymi (przerywane linie czerwona, fioletowa, niebieska i żółta), dla których przeprowadzono analizę

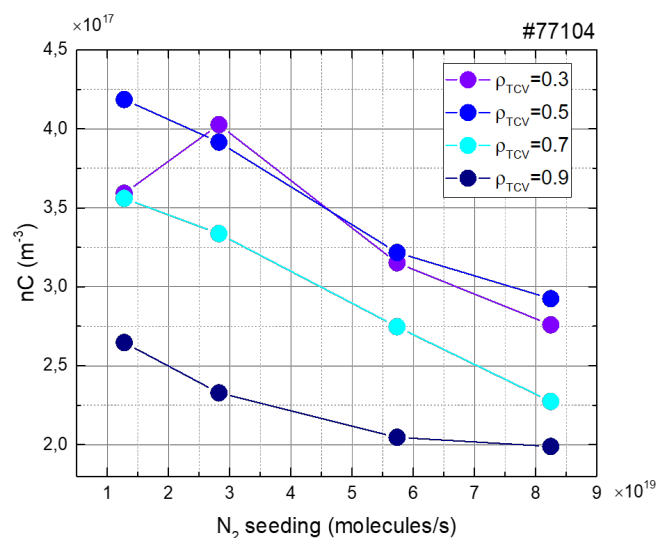
Jak wynika z Rys. 4.50 wartości temperatury jonowej (T_i) nieznacznie rosną wraz ze wzrostem ilości N_2 . Ponadto T_i zmniejsza się wraz z promieniem plazmy ρ_{TCV} . Z kolei profile prędkości rotacji jonów (v_{Tor}) niezależnie od ilości wpuszczonego gazu pozostają prawie stabilne w funkcji promienia. Natomiast w przypadku profili dotyczących koncentracji węgla (n_C) i efektywnego ładunku jonów (Z_{eff}) zaobserwowano, że wraz ze wzrostem ilości N_2 , wartości tych parametrów maleją. Dodatkowo, wraz z promieniem plazmy, koncentracja węgla maleje. Sporządzona została również charakterystyka (Rys. 4.51), która umożliwia ocenę koncentracji węgla w zależności od ilości napuszczanego N_2 , w różnych obszarach promienia tokamaka TCV. Na jej podstawie można stwierdzić, że wraz ze wzrostem ilości gazu N_2 koncentracja węgla w plazmie maleje (niezależnie od badanego promienia plazmy ρ_{TCV}). Z kolei najwyższą koncentrację węgla (dla tych samych wartości napuszczanego gazu) obserwuje się w bliżej rdzenia plazmy.

Innym przykładem analizowanego wyładowania plazmowego, w którym N_2 był napuszczany w formie schodków jest #77107 (Rys. 4.51). Podobnie jak poprzednio, do analizy wybrano kilka punktów czasowych $t_1 \approx 1.1s$, $t_2 \approx 1.3s$, $t_3 \approx 1.5s$ - które odpowiadały różnej ilości napuszczanego N_2 i tym samym różnej mocy promieniowania plazmy (Rys. 4.52). Należy zwrócić uwagę na fakt, że w okolicach czasu t_3 , który odpowiadał najwyższemu poziomowi wprowadzonego gazu, zaobserwowano pik promieniowania plazmy z równoczesnym wzrostem grzania Omowym plazmy.

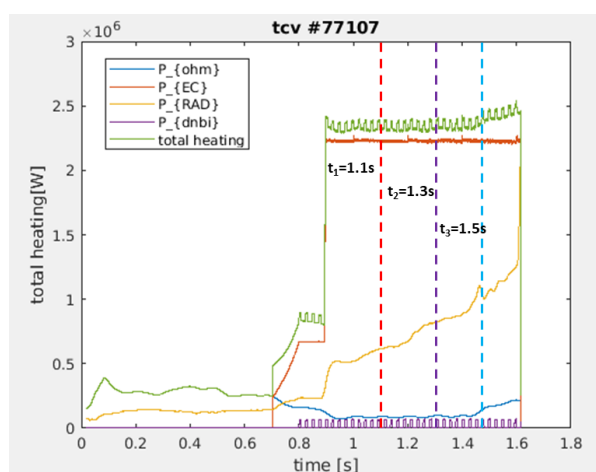


Rys. 4.49 Profile temperatury jonowej plazmy (T_i), prędkości rotacji w kierunku toroidalnym (v_{Tor}), koncentracji węgla (n_C) i efektywnego ładunku plazmy (Z_{eff}) dla wyładowania #77104 w czterech wyselekcjonowanych przedziałach czasowych

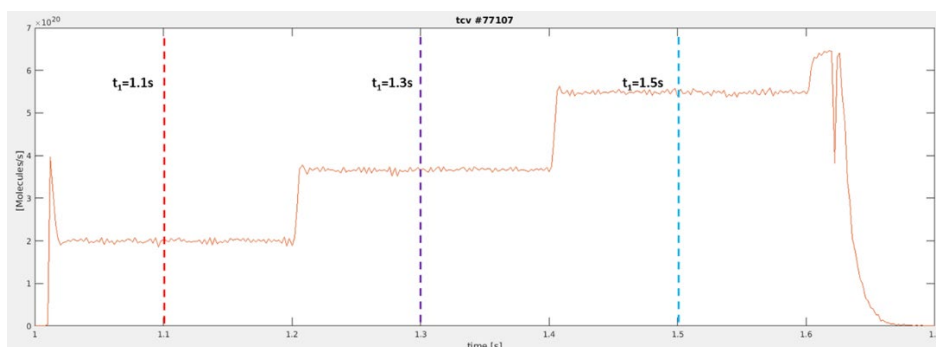
Jak wynika z Rys. 4.53, podobnie jak w wyładowaniu #77104, wartości T_i nieznacznie rosną wraz ze wzrostem ilości N_2 . Ponadto T_i zmniejsza się wraz z promieniem plazmy ρ_{TCV} (dla pierwszych dwóch schodków bez żadnego piku w mocy promieniowania). W przypadku profili v_{Tor} można zaobserwować, że nie zmieniają się one znacząco pod wpływem napuszczanego gazu (dla dwóch pierwszych badanych czasów, w których nie było nieoczekiwanego wzrostu promieniowania). Z kolei wraz ze wzrostem ilości N_2 , wartości n_C i Z_{eff} maleją (ponownie dla t_1 i t_2). Co istotne, dla czasu t_3 , w okolicach piku promieniowania, stwierdzono znaczny wzrost koncentracji węgla w plazmie brzegowej.



Rys. 4.50 Koncentracja węgla w wyładowaniu #77104 w funkcji napuszczanego gazu N_2 , w wyselekcjonowanych obszarach plazmy definiowanych przez promień tokamaka TCV



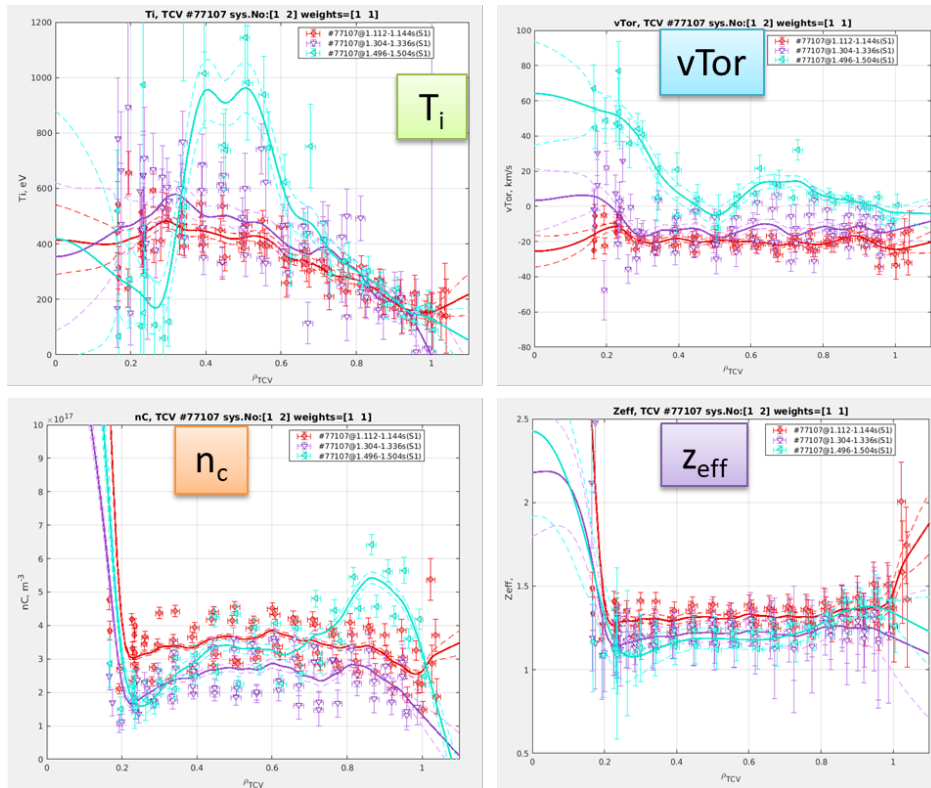
Rys. 4.51 Przebiegi czasowe różnych rodzajów grzania plazmy w wyładowaniu #77107 z odpowiednio zaznaczonymi punktami czasowymi (przerywane linie czerwona, fioletowa i niebieska), dla których przeprowadzono analizę



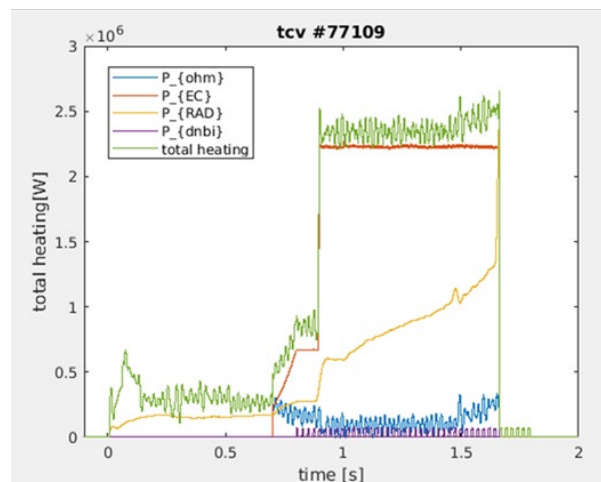
Rys. 4.52 Przebieg czasowy ilości napuszczanego N_2 w wyładowaniu #77107 z odpowiednio zaznaczonymi punktami czasowymi (przerywane linie czerwona, fioletowa i niebieska), dla których przeprowadzono analizę

W kolejnym analizowanym wyładowaniu #77109 (Rys. 4.54), ilość napuszczanego gazu zwiększała się liniowo realizując tzw. ramp. Do analizy podstawowych parametrów plazmy wybrano trzy przedziały czasowe $t_1 \approx 1.1$ -

1.2s, $t_2 \approx 1.3-1.4$ s, $t_3 \approx 1.5-1.6$ s (Rys. 4.55), które odpowiadały różnym poziomom napełniania gazu i tym samym mocy promieniowania. Co istotne, podobnie jak w poprzednim analizowanym wyładowaniu, również w tym impulsie zaobserwowano pik promieniowania (tzw. event radiacyjny) i towarzyszący mu wzrost promieniowania omowego plazmy.



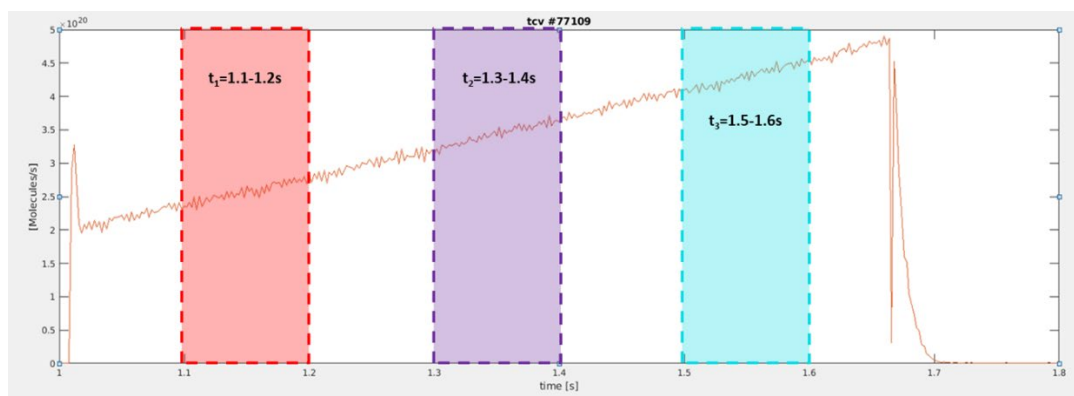
Rys. 4.53 Profile temperatury jonowej plazmy (T_i), prędkości rotacji w kierunku toroidalnym (v_{Tor}), koncentracji węgla (n_C) i efektywnego ładunku plazmy (Z_{eff}) dla wyładowania #77107 w trzech wyselekcjonowanych przedziałach czasowych



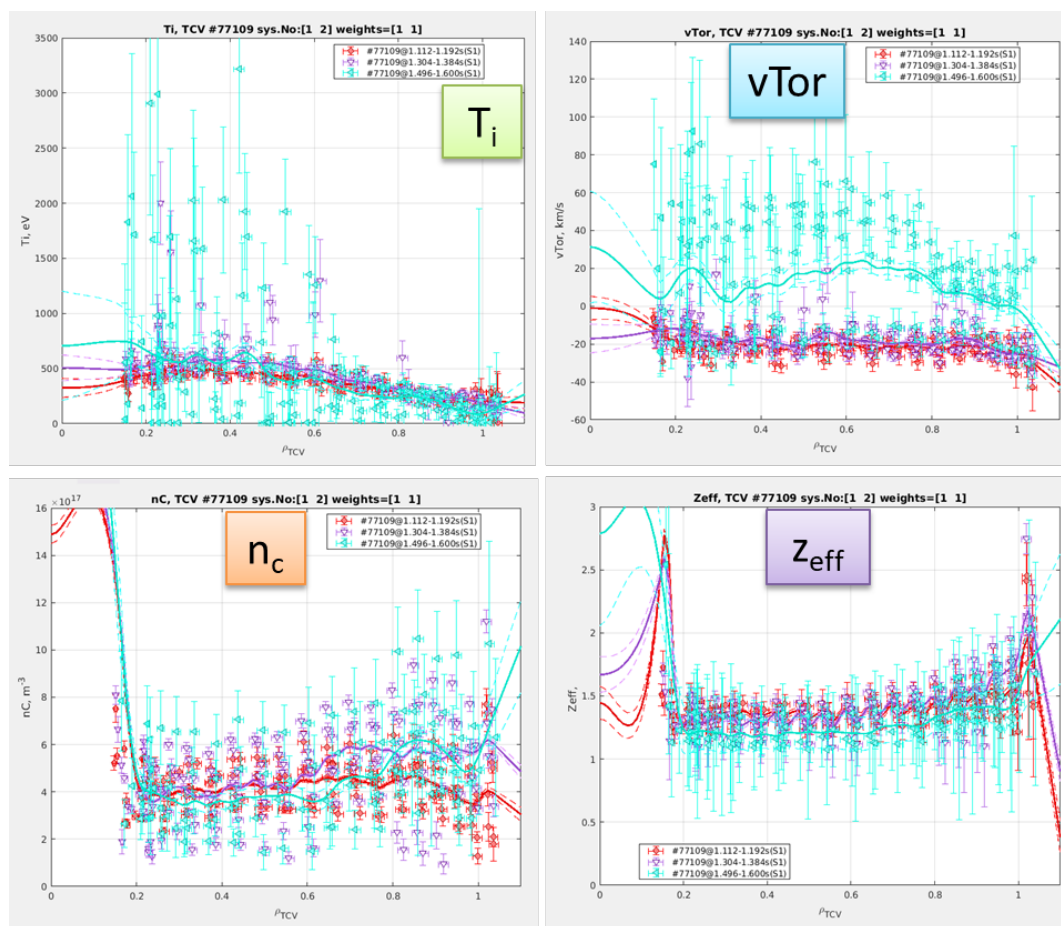
Rys. 4.54 Przebiegi czasowe różnych rodzajów grzania plazmy w wyładowaniu #77109

Na Rysunku 4.56 przedstawione zostały profile temperatury jonowej, prędkości rotacji w kierunku toroidalnym, koncentracji węgla oraz efektywnego ładunku plazmy dla trzech przedziałów czasowych. Na ich podstawie stwierdzono, że wartości T_i nieznacznie rosną wraz ze wzrostem ilości N_2 . Ponadto T_i maleje wraz z promieniem plazmy ρ_{TCV} (dla pierwszych dwóch zakresów czasowych t_1 i t_2). Z kolei profile v_{Tor} dla wszystkich wybranych zakresów czasowych z wyjątkiem przedziału t_3 (z eventem promieniowania plazmy) pozostają prawie stabilne z

funkcji ρ_{TCV} . Natomiast profile Z_{eff} i nC dla zakresów czasowych t_1 i t_2 pozostają prawie płaskie (szczególnie w pobliżu centrum plazmy). Dodatkowo, obserwuje się wzrost wartości nC wraz ze wzrostem ilości N_2 (szczególnie w obszarze plazmy brzegowej).

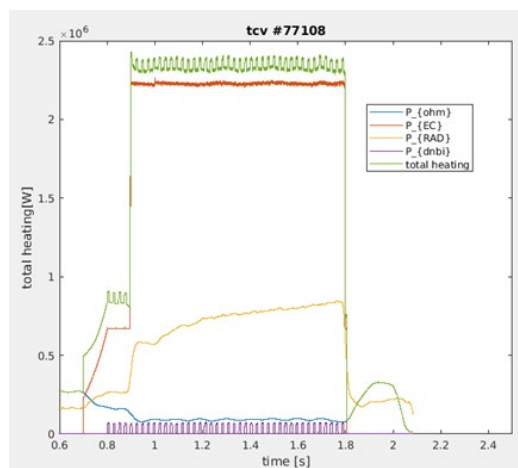


Rys. 4.55 Przebieg czasowy ilości napuszczanego N_2 w wyładowaniu #77109 z odpowiednio zaznaczonymi przedziałami czasowymi (obszar czerwony, fioletowy i niebieski), dla których przeprowadzono analizę.

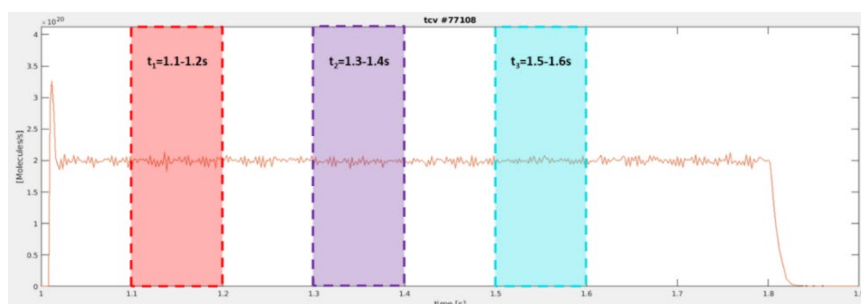


Rys. 4.56 Profile temperatury jonowej plazmy (T_i), prędkości rotacji w kierunku toroidalnym (v_{Tor}), koncentracji węgla (nC) i efektywnego ładunku plazmy (Z_{eff}) dla wyładowania #77109 w trzech wyselekcjonowanych przedziałach czasowych.

Ostatni analizowany wariant napuszczanego N_2 , o stałym poziomie w trakcie całego wyładowania #77108 (Rys. 4.57). Do analizy CXRS wybrane zostały trzy przedziały czasowe $t_1 \approx 1.1-1.2s$, $t_2 \approx 1.3-1.4s$, $t_3 \approx 1.5-1.6s$, które charakteryzowały się dokładnie taką samą ilością napuszczanego gazu, ale nieco inną wartością mocy promieniowania (Rys. 4.58).

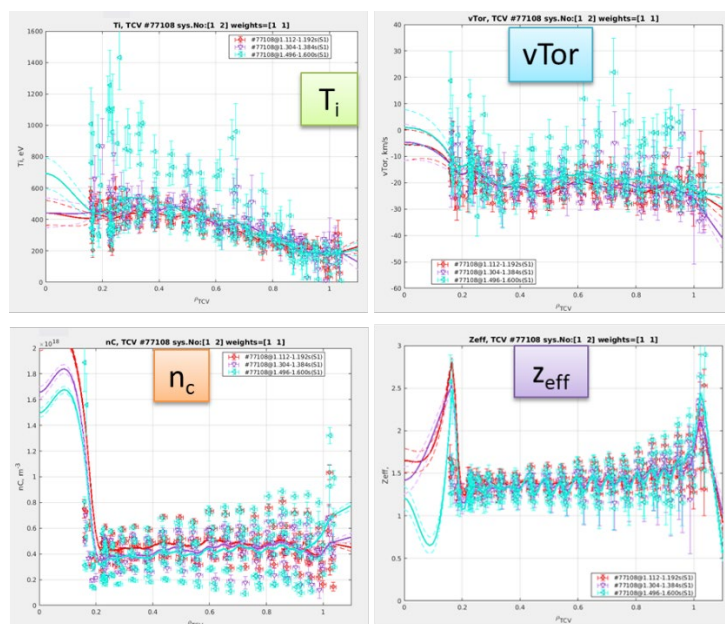


Rys. 4.57 Przebiegi czasowe różnych rodzajów grzania plazmy w wyładowaniu #77108



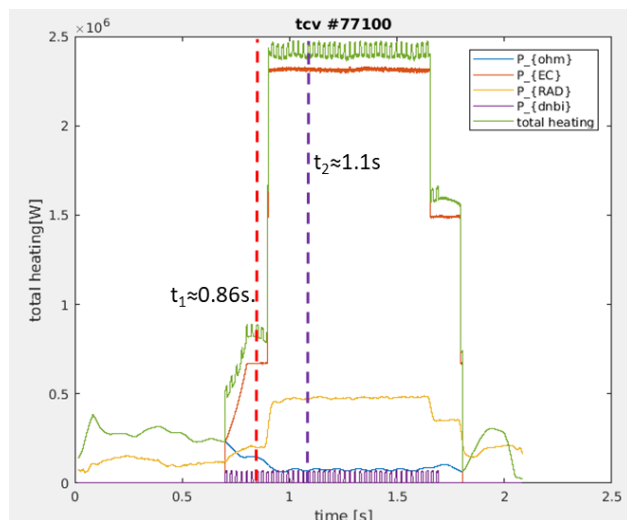
Rys. 4.58 Przebieg czasowy ilości napuszczanego N_2 w wyładowaniu #77108 z odpowiednio zaznaczonymi przedziałami czasowymi (obszar czerwony, fioletowy i niebieski), dla których przeprowadzono analizę

Zgodnie z przewidywaniami, dla wszystkich zakresów czasowych z tą samą ilością napuszczanego gazu N_2 , wartości T_i , v_{Tor} , n_C i Z_{eff} były porównywalne. Potwierdza to związek między ilością napuszczanego gazu, a wartościami podstawowych parametrów plazmy (Rys. 4.59).

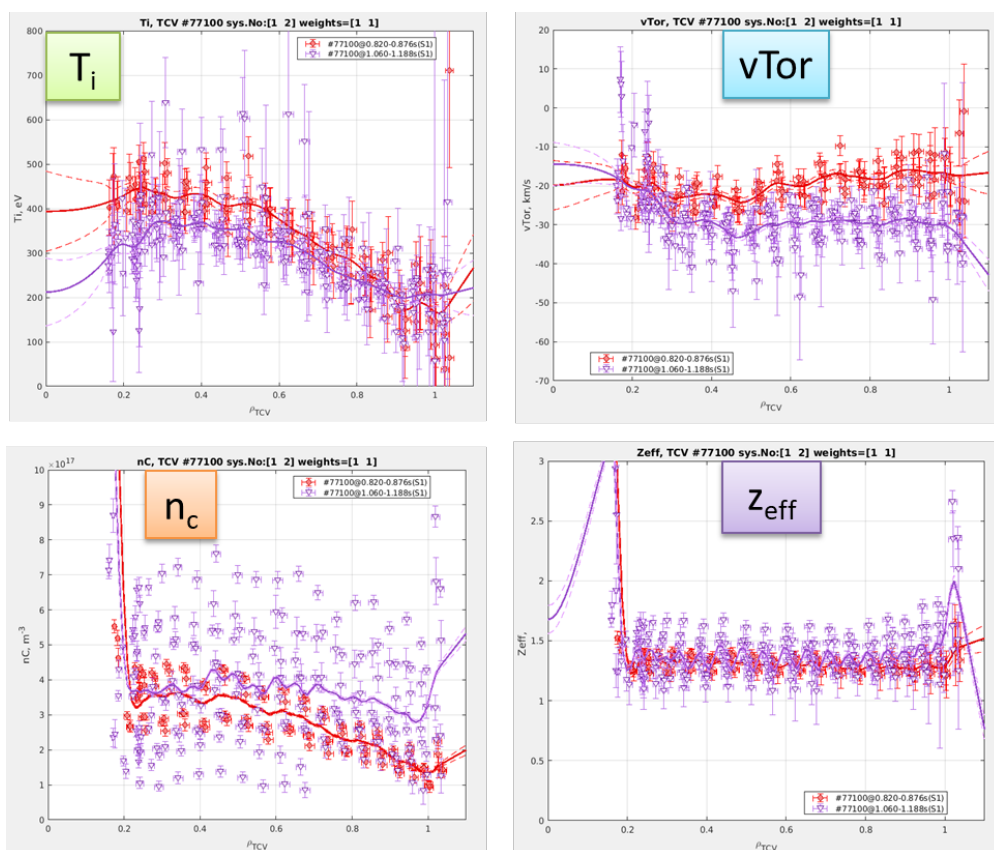


Rys. 4.59 Profile temperatury jonowej plazmy (T_i), prędkości rotacji w kierunku toroidalnym (v_{Tor}), koncentracji węgla (n_C) i efektywnego ładunku plazmy (Z_{eff}) dla wyładowania #77108 w trzech wyselekcjonowanych przedziałach czasowych

W przypadku wyładowania #77100 dotyczącego rozwoju realizowanego scenariusza, przebadano dwa punkty czasowe odpowiadające zarówno innym poziomom grzania plazmy, jak i obserwowanej mocy promieniowania - $t_1 \approx 0.86s \rightarrow P_{EC} = 0.67 \times 10^6 W$, $t_2 \approx 1.1s \rightarrow P_{EC} = 2.3 \times 10^6 W$ (Rys. 4.60).



Rys. 4.60 Przebiegi czasowe różnych rodzajów grzania plazmy w wyładowaniu #77100 z odpowiednio zaznaczonymi punktami czasowymi (przerwana linia w kolorze czerwonym i fioletowy), dla których przeprowadzono analizę

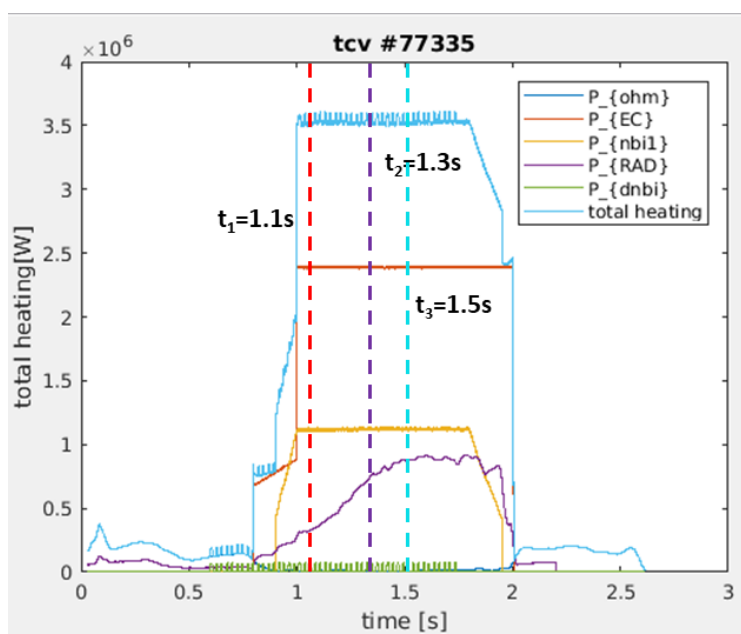


Rys. 4.61 Profile temperatury jonowej plazmy (T_i), prędkości rotacji w kierunku toroidalnym (v_{Tor}), koncentracji węgla (n_C) i efektywnego ładunku plazmy (Z_{eff}) dla wyładowania #77100 w dwóch wyselekcjonowanych przedziałach czasowych

Jak wynika z Rys. 4.61 wartości temperatury jonowej nieznacznie spadają wraz ze wzrostem grzania EC. Ponadto T_i maleje wraz ze wzrostem promienia plazmy. Z kolei profile prędkości rotacji jonów dla obu wybranych

punktów czasowych pozostają prawie stabilne (również wzdłuż promienia). Obserwuje się także wzrost koncentracji węgla oraz efektywnego ładunku jonów wraz ze wzrostem ogrzewania EC. Co również istotne, nC maleje wraz z promieniem plazmy. Ogólne wnioski z przeprowadzonych analiz są takie, że dla wyładowań z domieszką N_2 obserwuje się, że wraz ze wzrostem napuszczanego N_2 , maleje nC oraz Z_{eff} , co jest efektem pożądanym. Z kolei wartości badanej T_i tylko nieznacznie się zwiększa. W przypadku profili vTor, nie stwierdzono żadnych korelacji z napuszczanym N_2 – pozostają one stabilne wzdłuż małego promienia tokamaka, niezależnie od ilości napuszczanego gazu. W przypadku wyładowań plazmowych z różnym poziomem grzania EC, zaobserwowano, że wraz z jego wzrostem, zwiększa się również zarówno koncentracja węgla, jak i efektywny ładunek jonów.

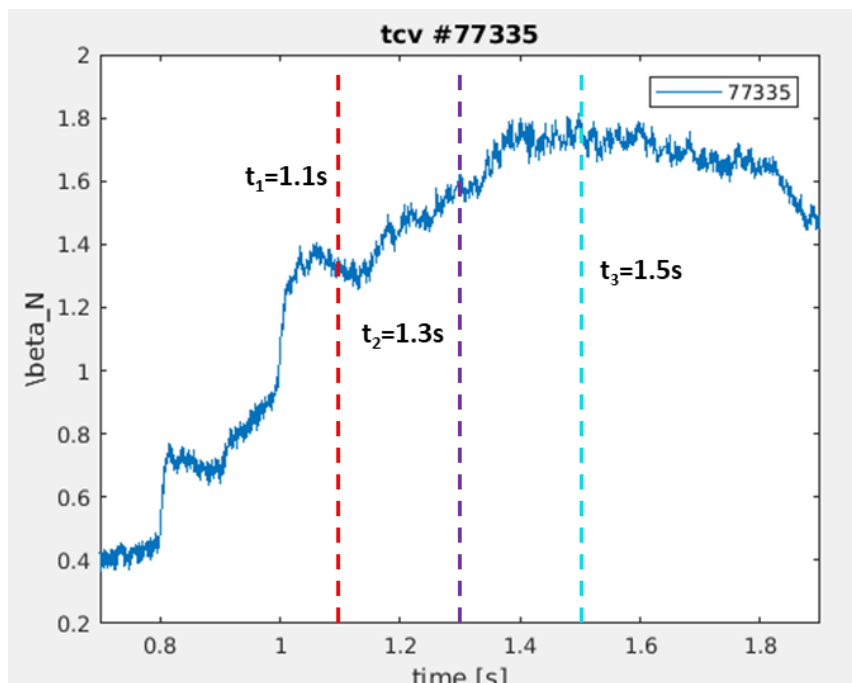
Eksperymentu RT22-08, który miał na celu wsparcie obecnie prowadzonych badań (na różnych tokamakach) związanych z optymalizacją scenariusza plazmy z wysokim β , przeprowadzony został na tokamaku TCV. W eksperymencie tym zdecydowano się na jednoczesne zbadanie dwóch możliwych podejść, aby finalnie połączyć je w jeden zoptymalizowany scenariusz. Pierwsze podejście dotyczyło barier wewnętrznego transportu elektronów (eITB), które są w pełni podtrzymywane w stanie ustalonym zarówno przez drugą harmoniczną prądu elektronowo-cyklotronowego (ECCD) w trybie X (X_2), jak i prąd samoistny (tzw. bootstrap current). Dodatkowo w celu uzyskania porównywalnej temperatury elektronów i jonów, zdecydowano się na dodanie wiązki neutralnej (NBI). Z kolei drugie podejście, rozpoczęło się od równie dobrze ugruntowanego wysokiego reżimu utrzymywania plazmy H-mode z grzaniem NBI. Co istotne, w przeciwieństwie do scenariusza pierwszego, podejście to charakteryzowało się barierą transportu krawędziowego (ETB). Na podstawie diagnostyki CXRS wyznaczono dla wyselekcjonowanych wyładowań prędkość rotacji jonów (vTor), temperatura jonowa (T_i), koncentracja węgla (nC), czy efektywny ładunek jonów (Z_{eff}). W przypadku badań scenariusza z barierą eITB przeanalizowane zostały najważniejsze wyładowania plazmowe, w których udało się osiągnąć zamierzone warunki. Pierwsze z nich #77335 (Rys. 4.62) w tzw. trybie L-mode, charakteryzowało się rekordową wartością znormalizowanej bety $\beta_N=1.8$, jaką udało się do tej pory uzyskać w tego typu reżimie. Do analizy omawianego wyładowania, wybrano trzy punkty czasowe - $t_1=1.1$ s, $t_2=1.3$ s, $t_3=1.5$ s. – które odpowiadały różnym wartościom β_N , a także mocy promieniowania P_{rad} (Rys. 4.63).



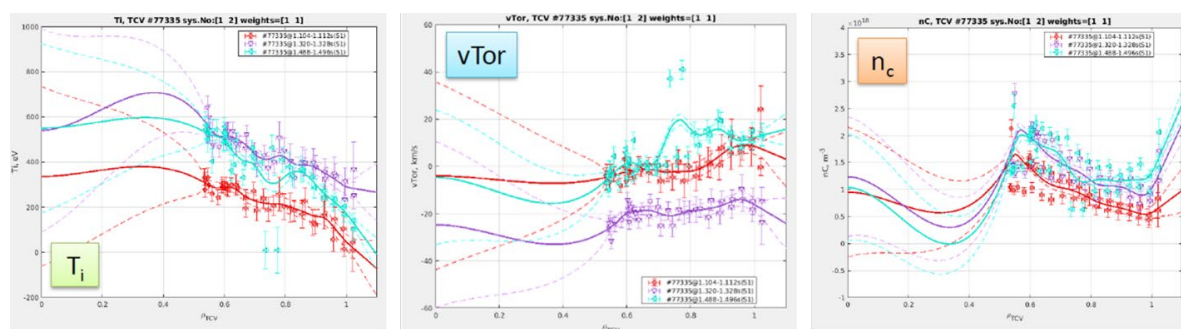
Rys. 4.62 Przebiegi czasowe różnych rodzajów grzania plazmy w wyładowaniu #77335 z odpowiednio zaznaczonymi punktami czasowymi (przerywane linie czerwona, fioletowa i niebieska), dla których przeprowadzono analizę

Na Rysunku 4.64 przedstawione zostały profile temperatury jonowej, prędkości rotacji w kierunku toroidalnym oraz koncentracji węgla dla trzech wytypowanych przedziałów czasowych. Na ich podstawie można stwierdzić, że najniższą temperaturę jonową obserwuje się dla przypadku z najniższą wartością β_N i mocy promieniowania ($t_1=1.1$ s) podczas, gdy dla dwóch kolejnych czasów $t_2=1.3$ s, $t_3=1.5$ s (z rekordową wartością β_N) wartości T_i były porównywalne. Z kolei z profili prędkości rotacji jonów wynika, że najwyższa wartość tego parametru była

obserwowana dla czasu $t_2=1.3$ s. Co więcej w tym przypadku, v_{Tor} nieco maleje wraz z promieniem TCV (ρ_{TCV}). Natomiast dla $t_1=1.1$ s i $t_3=1.5$, w przeciwieństwie do $t_2=1.3$ s, wartości v_{Tor} rosną wraz z ρ_{TCV} . Na podstawie profili n_C można z kolei stwierdzić, że najniższa koncentracja węgla przypada dla $t_1=1.1$ s, co jest skorelowane z najniższą wartością mocy promieniowania. Dla przypadków $t_2=1.3$ i $t_3=1.5$, n_C jest niemalże porównywalne. Co więcej, dla wszystkich trzech analizowanych czasów obserwowany jest spadek koncentracji węgla wraz z promieniem plazmy. Stwierdzono również, że n_C rośnie wraz ze wzrostem P_{rad} .



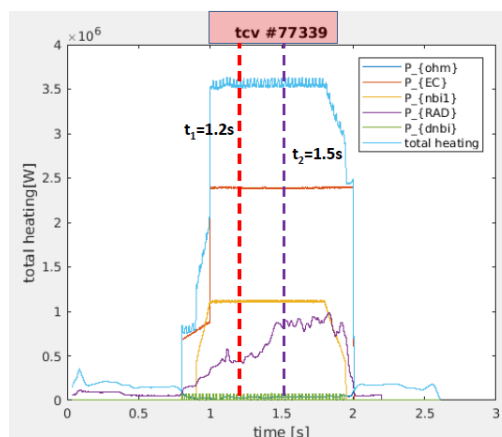
Rys. 4.63 Przebieg czasowy znormalizowanej bety β_N w wyładowaniu #77335 z odpowiednio zaznaczonymi punktami czasowymi (przerwane linie czerwona, fioletowa i niebieska), dla których przeprowadzono analizę



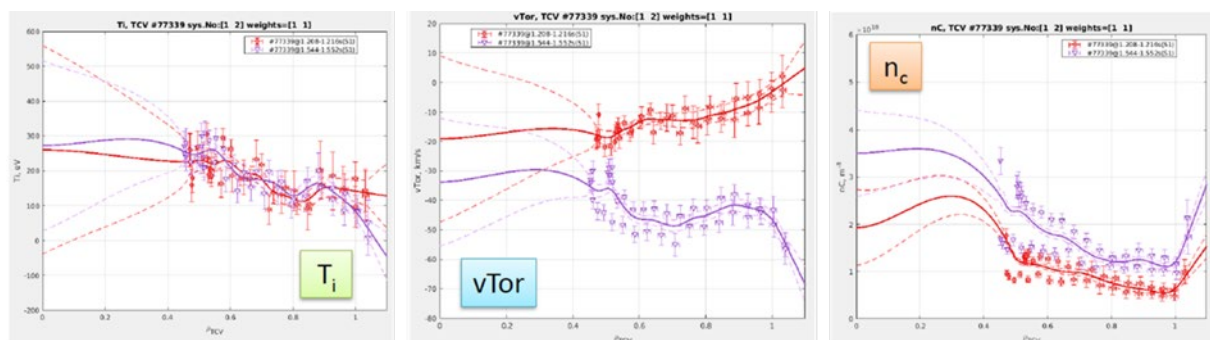
Rys. 4.64 Profile temperatury jonowej plazmy (T_i), prędkości rotacji w kierunku toroidalnym (v_{Tor}) i koncentracji węgla (n_C) dla wyładowania #77335 w trzech wyselekcjonowanych przedziałach czasowych

W ramach badania plazmy z barierą wewnętrzną transportu elektronów eITB przeanalizowano również wyładowanie w tzw. L-modzie - #77339. Do analizy wybrano dwa punkty czasowe, a mianowicie $t_1 \approx 1.2$ s. oraz $t_2 \approx 1.5$ s., które charakteryzowała inna moc promieniowania (Rys. 4.65).

Jak wynika z wykresów przedstawionych na Rys. 4.66, temperatura jonowa jest porównywalna dla obu punktów czasowych z różną mocą promieniowania. Z kolei w przypadku $t_1 \approx 1.2$ s. (z niższą wartością P_{rad}) prędkość rotacji jonów maleje wraz z promieniem plazmy, podczas gdy dla $t_2 \approx 1.5$ s. (z wyższą wartością P_{rad}), v_{Tor} rośnie wraz z promieniem TCV. Dodatkowo zaobserwowano, że koncentracja węgla jest wyższa dla $t_2 \approx 1.5$ s., co jest związane z wyższą mocą promieniowania. Niemniej jednak, w obu badanych przypadkach n_C maleje wraz ze wzrostem ρ_{TCV} .

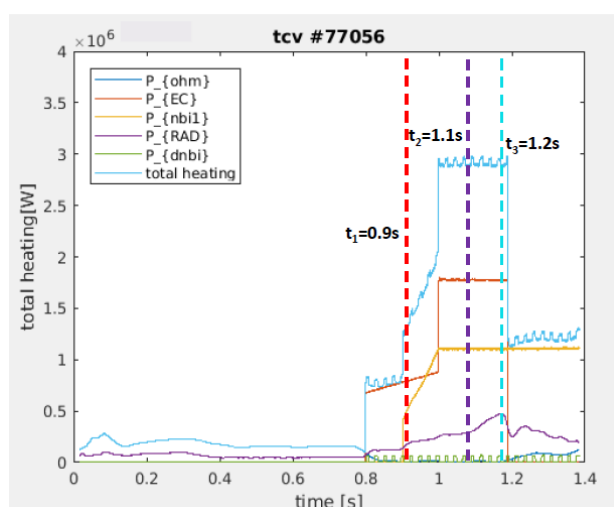


Rys. 4.65 Przebiegi czasowe różnych rodzajów grzania plazmy w wyładowaniu #77339 z odpowiednio zaznaczonymi punktami czasowymi (przerywane linie czerwona i fioletowa), dla których przeprowadzono analizę



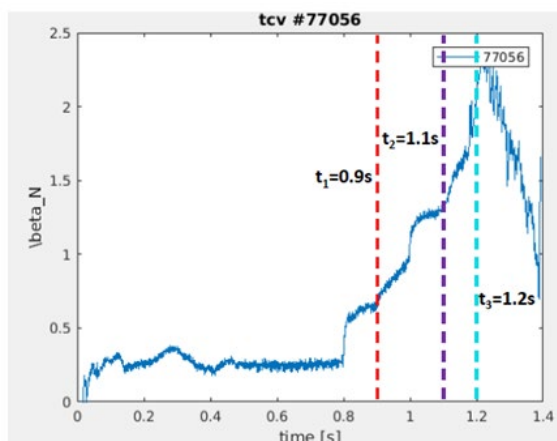
Rys. 4.66 Profile temperatury jonowej plazmy (T_i), prędkości rotacji w kierunku toroidalnym (v_{Tor}) i koncentracji węgla (n_c) dla wyładowania #77335 w dwóch wyselekcjonowanych przedziałach czasowych

W przypadku badań scenariusza z barierą transportu krawędziowego (ETB) realizowanego w reżimie H-mode, przeanalizowane zostało między innymi wyładowanie #77056 (Rys. 4.67). Podobnie jak w poprzednich analizach, wytypowane zostały trzy punkty czasowe - $t_1 \approx 0.9$ s., $t_2 \approx 1.1$ s., $t_3 \approx 1.2$ s., które różniły się między sobą zarówno mocą promieniowania, jak i wartościami znormalizowanej bety (Rys. 4.68).

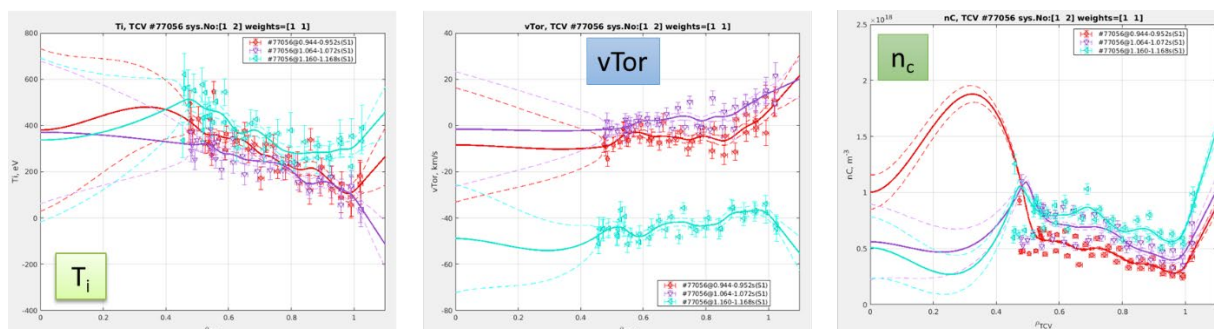


Rys. 4.67 Przebiegi czasowe różnych rodzajów grzania plazmy w wyładowaniu #77056 z odpowiednio zaznaczonymi punktami czasowymi (przerywane linie czerwona, fioletowa i niebieska), dla których przeprowadzono analizę

Jak wynika z Rysunku 4.69, najniższą temperaturę jonową zaobserwowano dla czasów $t_1 \approx 0.9s$ i $t_2 \approx 1.1s$ (przypadki z niższym β_N i P_{rad}), natomiast najwyższą dla $t_3 \approx 1.2s$ (przypadek z najwyższymi wartościami β_N i P_{rad}). Co więcej, znacznie wyższa prędkość rotacji jonów jest również zauważalna dla czasu $t_3 \approx 1.2s$. Z kolei najniższe stężenie węgla obserwuje się dla przypadku $t_1 \approx 1.1s$ (najniższy P_{rad}), a najwyższe dla $t_3 \approx 1.5s$ (najwyższy P_{rad}), co potwierdza wcześniej już wskazaną zależność koncentracji węgla od mocy promieniowania. Ponadto, ten sam trend polegający na spadku nC wraz z ρTCV odnotowano dla wszystkich profili nC zaobserwowano dla obu badanych czasów.



Rys. 4.68 Przebieg czasowy znormalizowanej bety β_N w wyładowaniu #77056 z odpowiednio zaznaczonymi punktami czasowymi (przerywane linie czerwona, fioletowa i niebieska), dla których przeprowadzono analizę

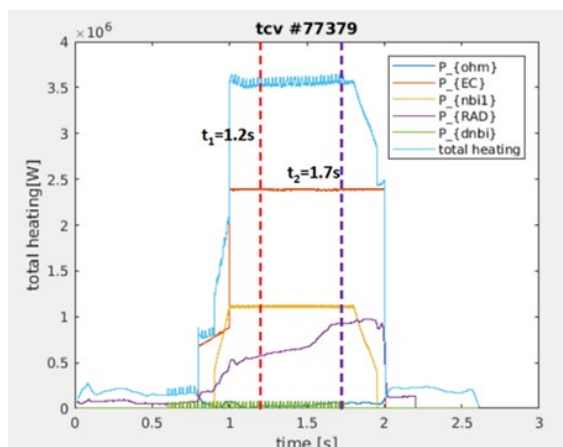


Rys. 4.69 Profile temperatury jonowej plazmy (T_i), prędkości rotacji w kierunku toroidalnym (v_{Tor}) i koncentracji węgla (nC) dla wyładowania #77056 w trzech wyselekcjonowanych przedziałach czasowych

W kolejnej i zarazem ostatniej fazie eksperymentów, uzyskano wyładowania plazmowe, w których zaobserwowano połączenie dwóch oddzielnie badanych wcześniej barier, a mianowicie wewnętrznego transportu elektronów (eITB) oraz bariery transportu krawędziowego (ETB). W ramach tego typu badań przeanalizowane zostało między innymi wyładowanie #77379 w dwóch wybranych punktach czasowych $t_1 \approx 1.2s$ i $t_2 \approx 1.7s$, które odpowiadały różnym wartościom mocy promieniowania (Rys. 4.70).

Jak można było zaobserwować, temperatura jonowa jest porównywalna dla obu badanych czasów $t_1 \approx 1.2s$ i $t_2 \approx 1.7s$. Co więcej, w przypadku realizowanego scenariusza, profile T_i były niemalże płaskie. Również prędkość rotacji jonów utrzymywała się na podobnym poziomie dla czasów t_1 i t_2 . Ponadto profile v_{Tor} , podobnie jak i profile T_i są prawie płaskie. Podobny trend jest widoczny dla koncentracji węgla. Również w tym przypadku koncentracja węgla jest porównywalna dla obu punktów czasowych. Nieznacznie wyższe wartości nC są obserwowane dla czasu t_1 w plazmie brzegowej. Podobnej analizie poddanych zostało kilkanaście innych wyładowań plazmowych. Na podstawie przeprowadzonych analiz wysunięto ogólne wnioski, że w przypadku scenariusza ETB dla wyższych wartości β_N osiągane są również wyższe wartości prędkości rotacji. Z kolei dla scenariusza składającego się z połączenia obu podejść charakteryzujących się obecnością ITB oraz ETB, obserwuje się prawie płaskie profile v_{Tor} pomiędzy $\rho TCV = 0.5-1$. Ponadto koncentracja węgla była skorelowana z mocą promieniowania. Co więcej, najniższe nC zaobserwowano dla scenariusza ETB, podczas gdy najwyższe

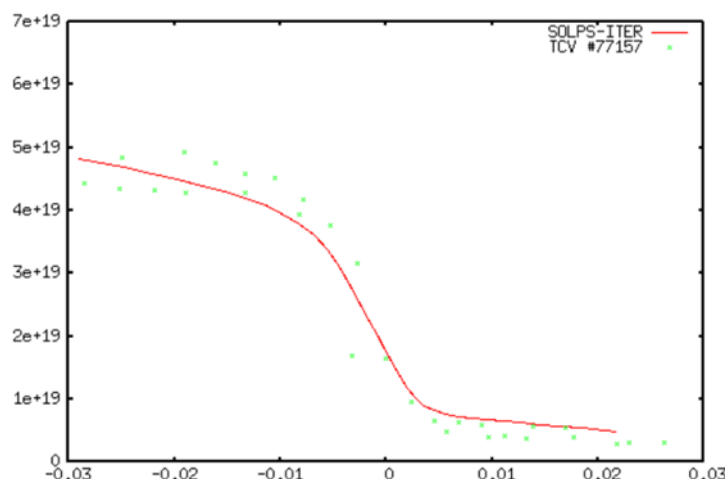
dla scenariusza ITB. W związku z powyższym można to opisać następującą zależnością: nC w ETB < nC w ETB+ITB < nC w ITB.



Rys. 4.70 Przebiegi czasowe różnych rodzajów grzania plazmy w wyładowaniu #77379 z odpowiednio zaznaczonymi punktami czasowymi (przerywane linie czerwona i fioletowa), dla których przeprowadzono analizę

W 2023 roku były kontynuowane prace związane z modelowaniem plazmy przyściennej w tokamaku TCV. Prace dotyczyły sprawdzenia poprawności modelu numerycznego stworzonego dla wyładowania #71157, w którym plazma znajdowała się w H-modzie. Symulacje numeryczne wykonano kodem SOLPS-ITER, który stosuje przybliżenie wielopłynowe do opisu plazmy oraz wykorzystuje model typu Monte Carlo do symulowania cząstek neutralnych plazmy. Z tego względu kod jest przeznaczony między innymi do modelowania plazmy przyściennej o obniżonych temperaturach i gęstościach. Przy konstruowaniu modelu największym wyzwaniem było ustalenie wartości parametrów wolnych, które nie są zdefiniowane analitycznie lub nie mogą być uzyskane w eksperymencie. Do takich parametrów należą współczynniki transportu poprzecznego plazmy. Model zastosowany w kodzie opiera się o analityczny model dyfuzyjny zdefiniowany przez współczynniki transportu dla cząstek, D , i energii, χ . W przypadku plazmy w modzie H transport radialny pełni kluczową rolę dla parametrów plazmy w obszarze brzegowym. Z tego względu poczyniono dokładniejsze badania jak uzyskać odpowiednie współczynniki transportu z eksperymentalnych profili radialnych gęstości i temperatury. W wyniku przeprowadzonych analiz ustalono profile radialne współczynników D i χ , które charakteryzują się występowaniem silnej bariery potencjału wewnątrz separatory. Zastosowanie tak wyliczonych współczynników transportu pozwoliło uzyskać profil gęstości elektronowej plazmy w zależności od odległości w kierunku radialnym w położeniu $Z=0$ m (tzw. midplane), który pokrywa się z gęstością elektronową plazmy uzyskaną z pomiarów w eksperymencie z wykorzystaniem rozpraszania Thomsona. Rys. 4.71 przedstawia uzyskany profil gęstości elektronowej, n_e , który bardzo dobrze odwzorowuje zmiany wartości gęstości w palnie przyściennej w omawianym wyładowaniu.

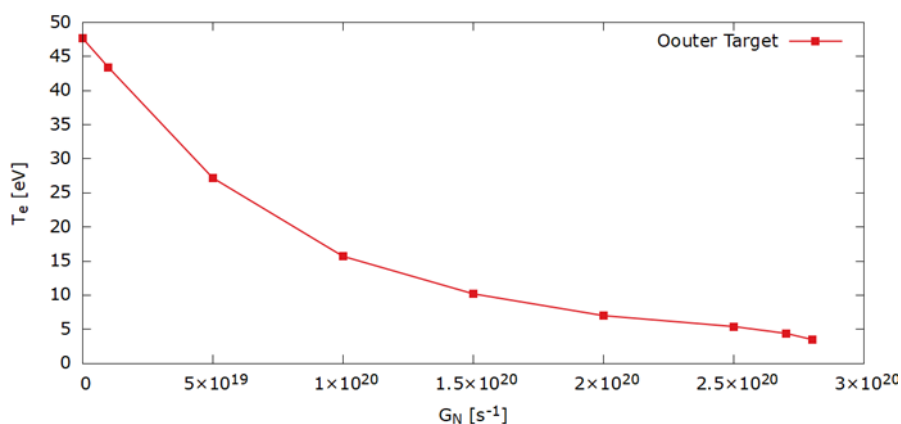
do wykonania pierwszych obliczeń numerycznych. Wykonano badania mające na celu sprawdzenie możliwości dyssypacji energii wpływającej do obszaru brzegowego z centrum sznura plazmowego. Do plazmy deuterowej wprowadzono domieszkę azotu, który z założenia świetnie promieniuje w temperaturach charakterystycznych dla plazmy brzegowej urządzenia TCV. Przeprowadzono szereg symulacji dla ustalonego strumienia jonów deuteru wpływającego z centrum oraz atomów deuteru wprowadzanych z dyszy umieszczonej w dolnej części komory tokamaka na płycie zewnętrznej w obszarze strumienia prywatnego. Symulacje wykonano dla strumienia jonów deuteru, Γ_D , równego $3.2 \times 10^{21} \text{s}^{-1}$ oraz dla strumienia atomów deuteru, Γ_{D2} , równego $7.0 \times 10^{21} \text{s}^{-1}$. Wartości strumienia neonu dobierano tak aby ostatecznie uzyskać znaczący spadek temperatury elektronowej plazmy na zewnętrznej płycie dywertyora, ale nie zwiększając znacząco koncentracji azotu i nie doprowadzając do tzw. rozcieńczenia plazmy deuterowej. Duża koncentracja azotu rzędu 3 % 4 % oznaczałaby również dużą koncentrację jonów w centrum sznura plazmowego, który nie jest symulowany w opisywanych badaniach.



Rys. 4.71 Gęstość elektronowa plazmy uzyskana w eksperymencie (zielone punkty) i w symulacjach numerycznych (czerwona linia) w midplanie

W rezultacie przeprowadzonych analiz zweryfikowano założone parametry modelu numerycznego i przystąpiono

W efekcie wprowadzenia domieszki do plazmy brzegowej uzyskano wzrost promieniowania plazmy przyściennej, a zarazem redukcję strumienia energii do płyt dywertorowych i spadek temperatury plazmy na dywertorze. Na Rys. 4.72 przedstawiono zależność temperatury elektronowej na zewnętrznej płycie dywertora, $T_{e,out}$, w zależności od strumienia azotu, Γ_N , wprowadzanego z zewnątrz. Zauważono, że możliwe jest obniżenie temperatury $T_{e,out}$ do zaledwie 4.6 eV, a tym samym możliwe jest odklejenie się plazmy na zewnętrznym dywertorze (ang. plasma detachment) dla strumienia azotu, Γ_N , równego $2.8 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$. Niemniej jednak, niemożliwe było osiągnięcie pełnego detachmentu plazmy, a tym samym znaczącego spadku temperatury i strumienia plazmy docierającego do płyty zewnętrznej tokamaka.



Rys. 4.72 Zależność temperatury plazmy na płycie zewnętrznej w zależności od strumienia wprowadzonej domieszki

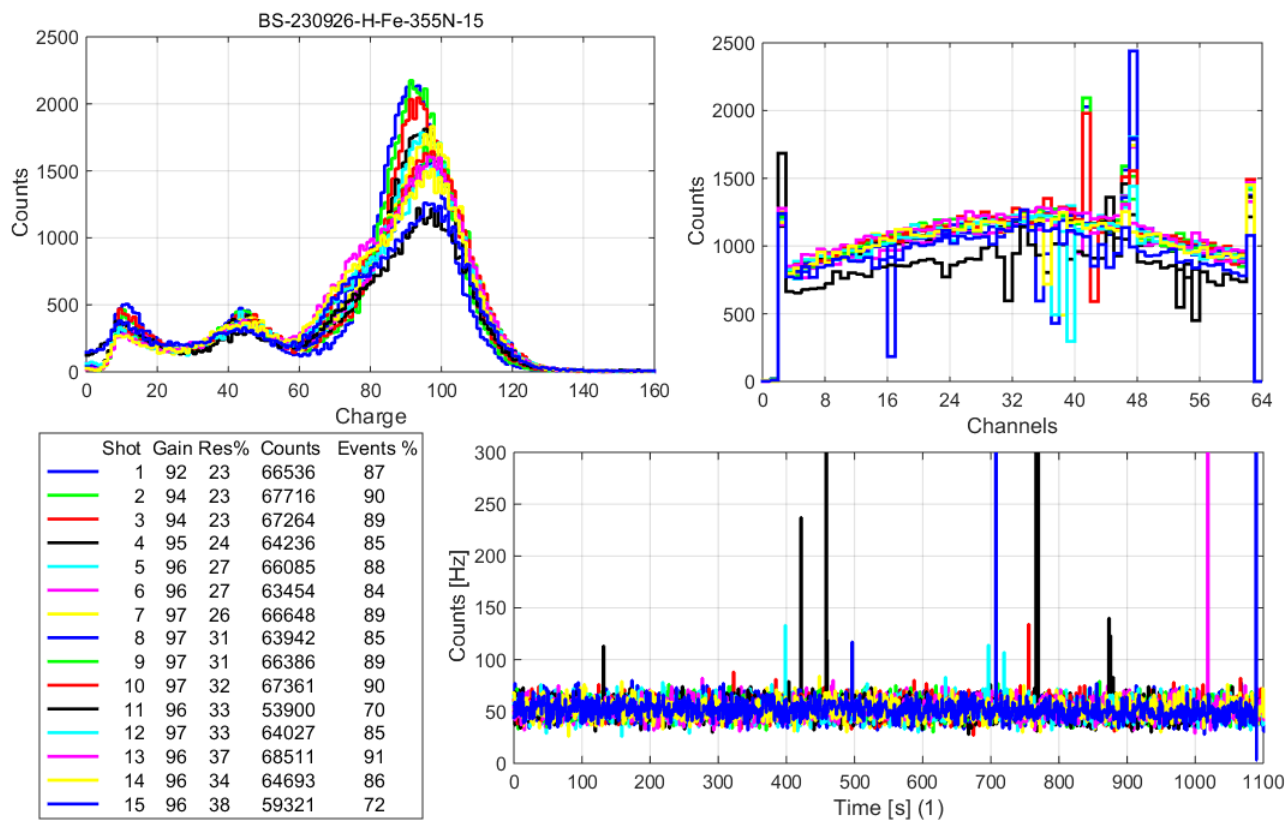
Przeprowadzona kalibracja parametrów modelu transportu poprzecznego dla wybranego wyładowania w modzie H i wykonane symulacje domieszkowania azotu, ukazały ważną rolę domieszki azotu w dyssypacji energii docierającej do dywertora, ale równocześnie ukazały potrzebę dalszych badań dla innych parametrów plazmy głównej w celu dalszego ograniczenia obciążenia cieplnego płyt dywertorowych.

W ramach prac na tokamaku MAST-U szacowany był rozrzut koncentracji węgla w dywertorze z wykorzystaniem temperatur elektronowych przybliżonych na podstawie obserwowanych pasm Fulchera. Konieczne było do tego uwzględnienie geometrii linii patrzenia dwóch spektrometrów z zakresu widzialnego oraz długości linii emisji promieniowania. Niestety nie istnieją dokładne pomiary koncentracji elektronowej w tym obszarze, przez co był przyjęty jej rozrzut w oparciu o metodę Monte Carlo. Prace nie zostały zakończone,

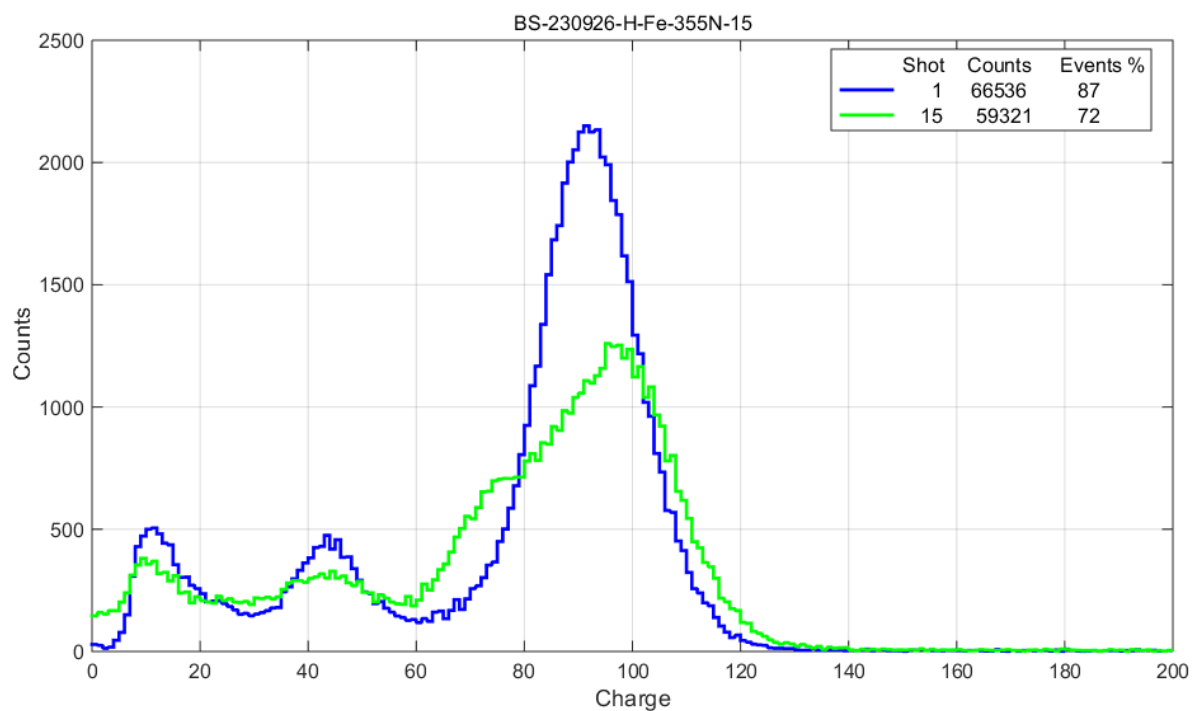
ponieważ problemem okazało się przyjęcie właściwych rozkładów oraz nie ma pewności na temat zgodności temperatur wyznaczonych na podstawie pasm molekularnych z temperaturami elektronowymi.

Prace na tokamaku WEST były skupione na analizie wybijanego wolframu przez wodór. Celem było porównanie ilości wybijanego wolframu liczonego na podstawie sond Langmuir’a, strumień cząstek oraz ich fluencji. Odniesienie to będzie bardzo przydatne ze względu na niedokładności pomiarów sondami Langmuir’a w analizie strumienia, co wynika z pojawiających się spontanicznych zwarć oraz potencjałów pływających. Dane na temat temperatur i gęstości elektronowych pozyskiwane były z sond Langmuir’a do obliczeń współczynnika SXB z bazy ADAS, są one jednak słabo zależne od gęstości elektronowych, przez co nawet znaczące błędy nie mają wpływu na wartości współczynników. Profile radialne strumienia były uzyskane z wykorzystaniem dedykowanego skryptu, który automatycznie korelował geometrie linii patrzenia dwóch spektrometrów, z których uzyskiwano informacje na temat intensywności linii wodoru i wolframu. Badania wykazały, że strumień cząstek w wewnętrznym dywertorze jest większy niż w zewnętrznym, co może pomóc w wyjaśnieniu zjawisk znanych jako „UFOs”. Zależność ta jest niezależna od położenia miejsca skrzyżowania się linii pola magnetycznego (X-point). Zagadnienie to wymaga jednak dalszych nakładów pracy celem policzenia fluencji z wyładowań przeprowadzonych w tym roku.

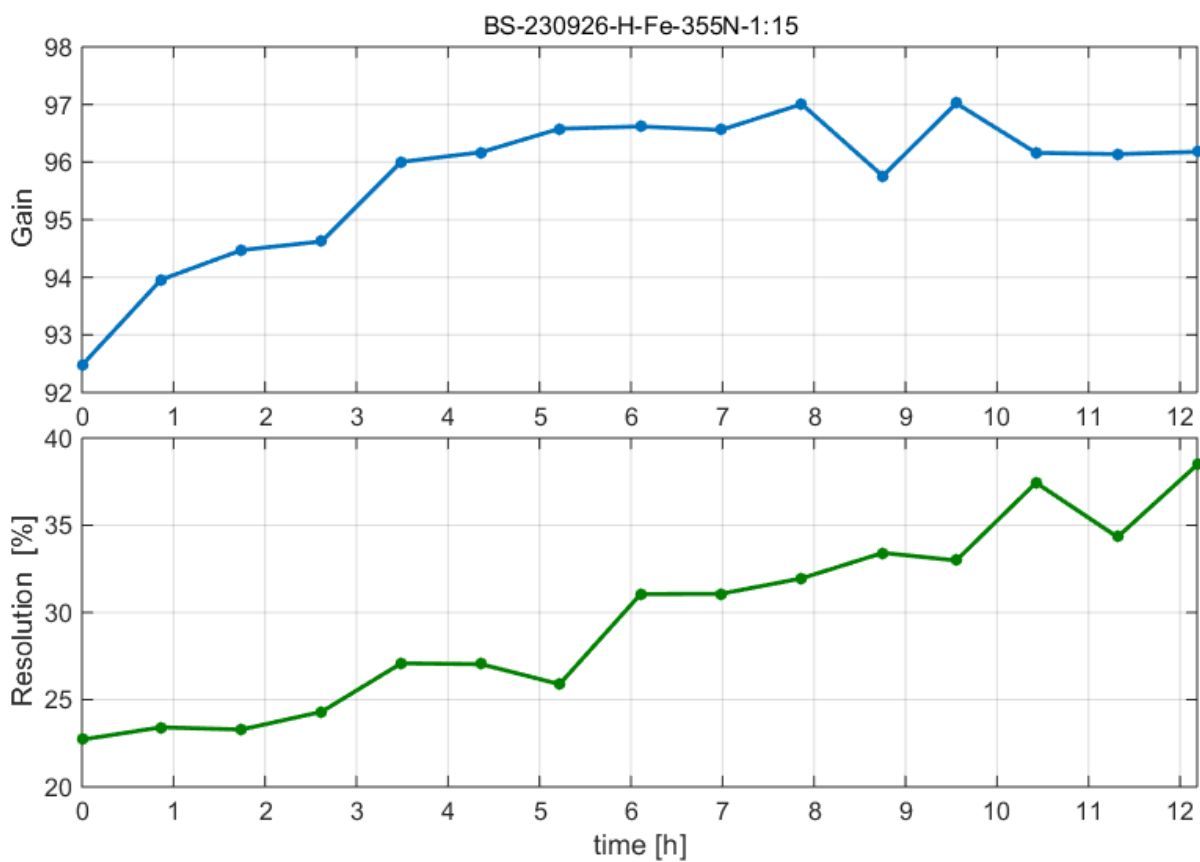
W ramach prac nad diagnostyką SXR na tokamaku WEST zbadano problem naukowy, który zaobserwowano podczas pracy detektora w silnym promieniowaniu plazmy. Zagadnienie to dotyczyło spadku wzmocnienia detektora dla bardzo cienkiej folii Mylarowej z warstwą Al na wierzchu, która spełniała rolę katody. W tym celu przygotowano detektor z grubszą warstwą Al na oknie detektora i przeprowadzono testy. Detektor został napromieniowany lampą rentgenowską, aby sprawdzić wydajność nowego okna. Warunki eksperymentalne były następujące. Zastosowano detektor prosty (z portem pionowym) z kanałami: ADB 1:64, z AFE 2:5. Mieszanina gazów składała się z 70 % Ar i 30 % CO₂, z przepływem 50 ml/min. Zastosowano pięć źródeł izotopu żelaza ⁵⁵Fe lub lampę rentgenowską o napięciu 7 kV i natężeniu prądu 1, 2, 5 uA. Nominalne wysokie napięcia były stosowane od pierwszej folii GEM w kierunku okna detektora: 600, 355, 600, 355, 600, 355, 1200 V. Typ akwizycji danych to B-DAQ przy 80 MHz z poziomem wyzwania 35 i ADR = 6500. Zastosowano złożony (wersja matrycowa) algorytm przetwarzania histogramu.



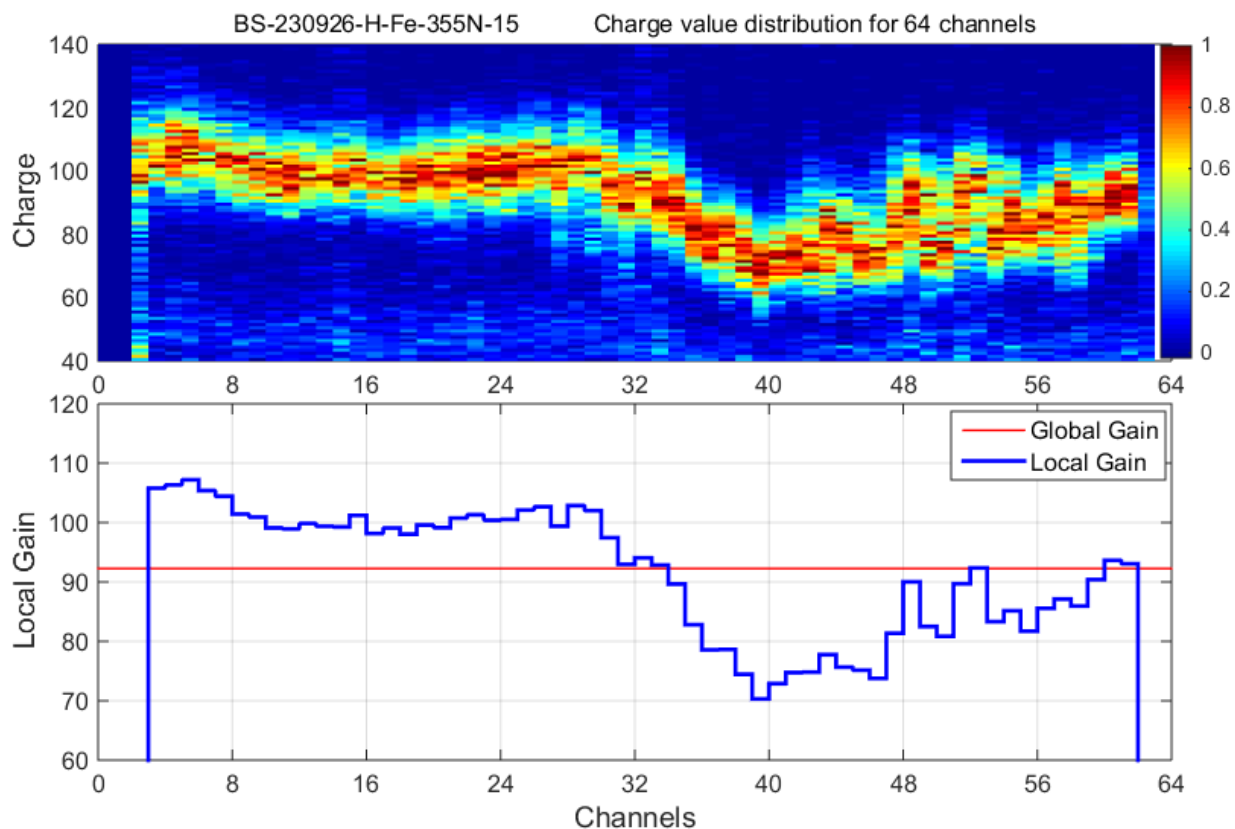
Rys. 4.72 Charakterystyka detektora dla serii 15 kolejnych pomiarów ze źródłem Fe



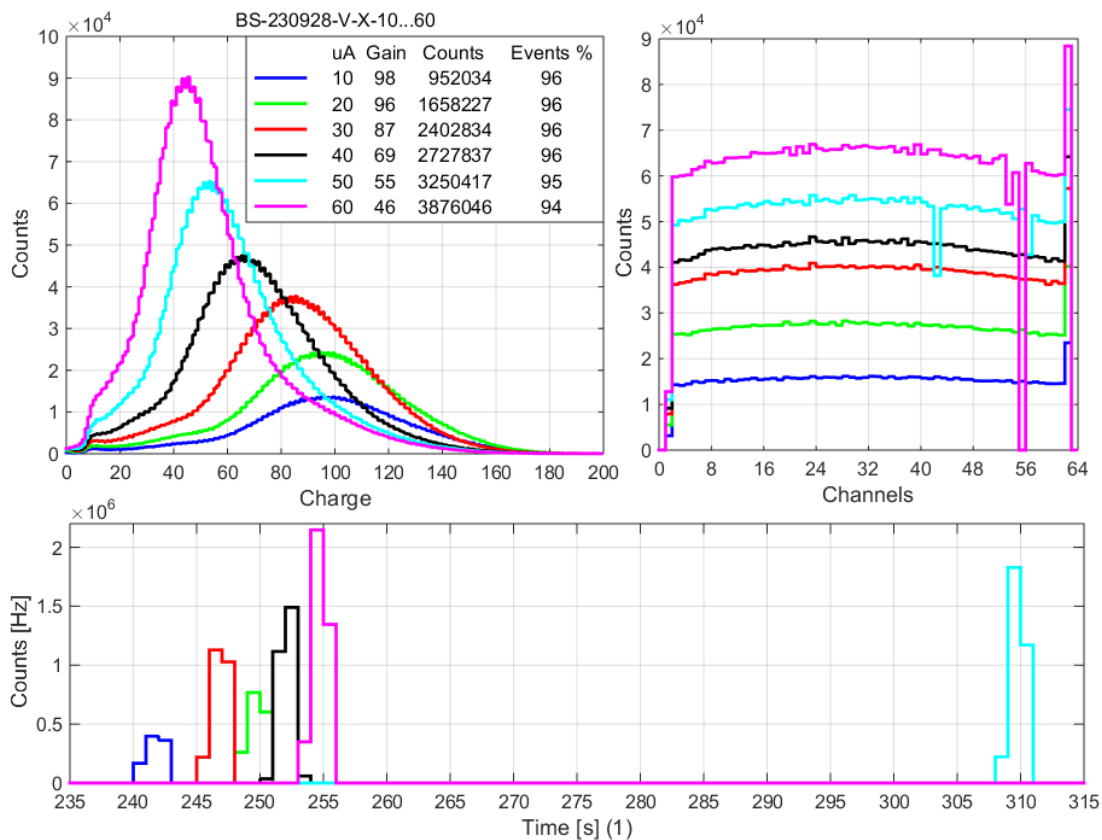
Rys. 4.74 Charakterystyka detektora dla 1. i 15. serii pomiarowej



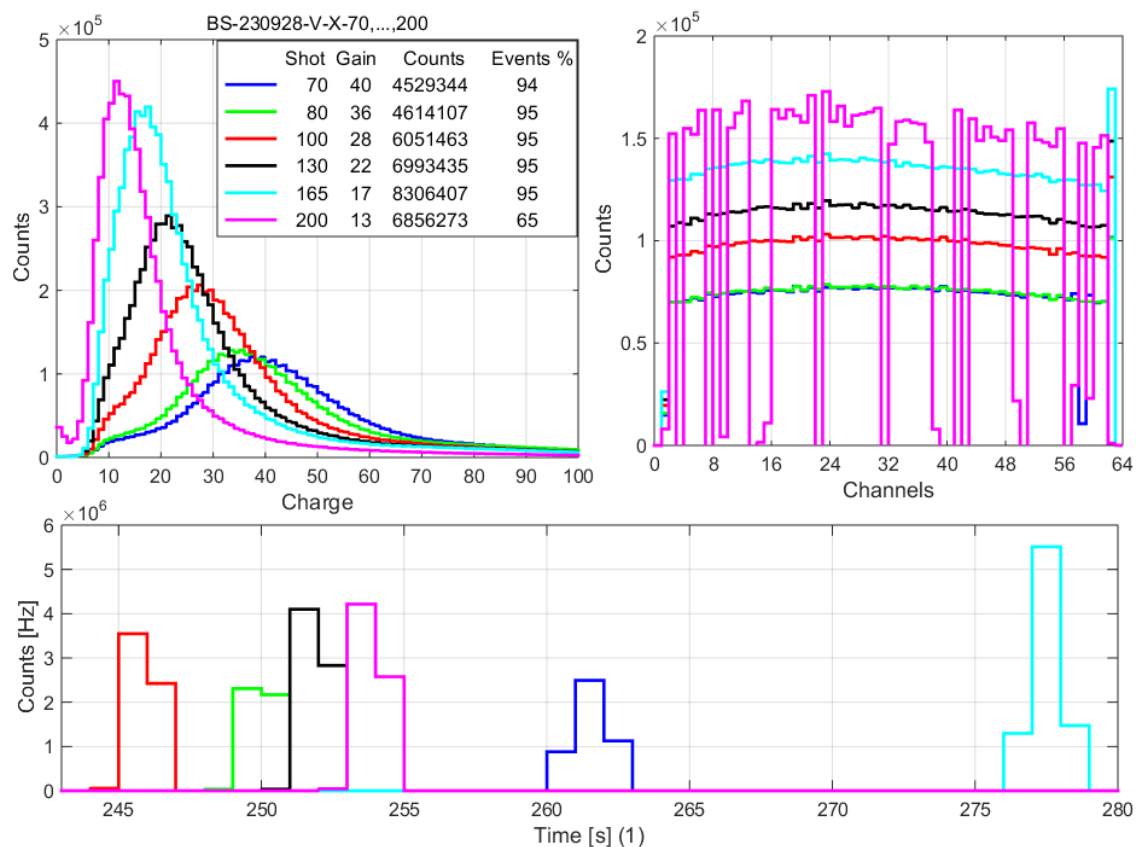
Rys. 4.75 Ewolucja parametrów detektora w czasie dla 15 serii pomiarowych



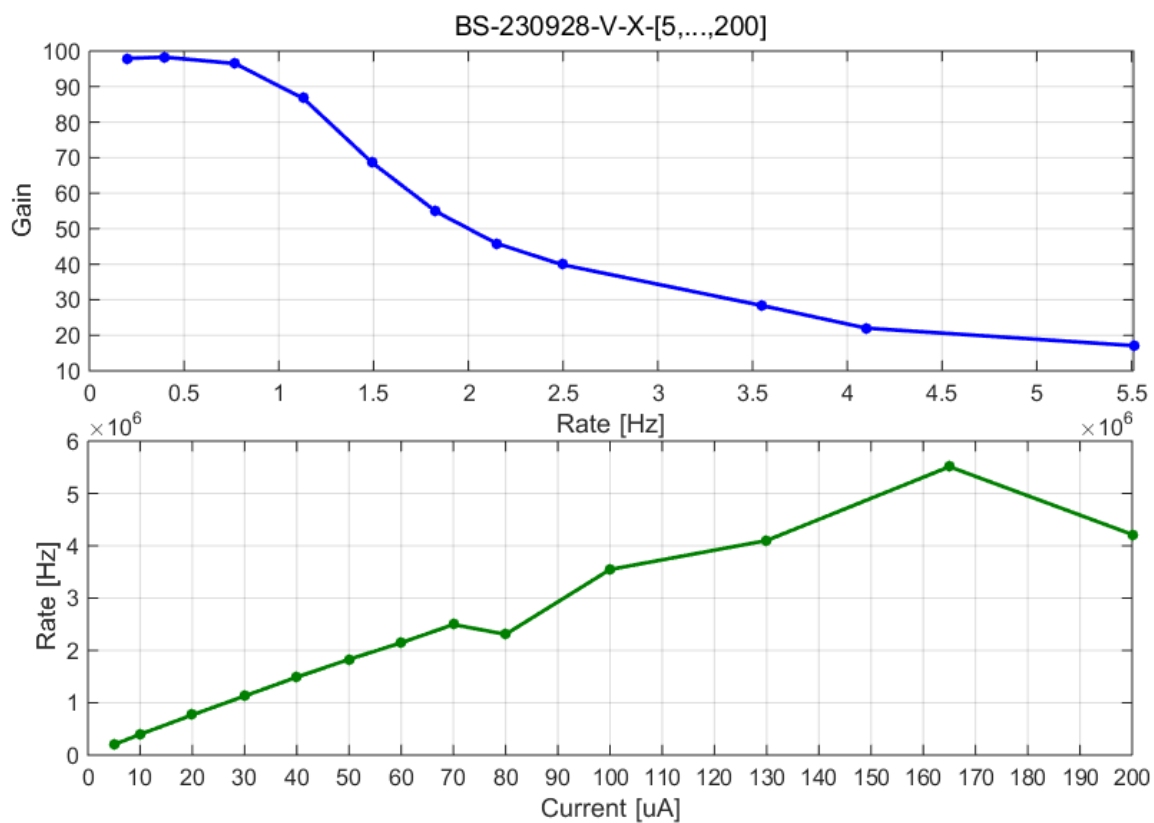
Rys. 4.76 Charakterystyka wzmacnienia - wzmacnienie 64 kanałów dla 15 serii pomiarowych



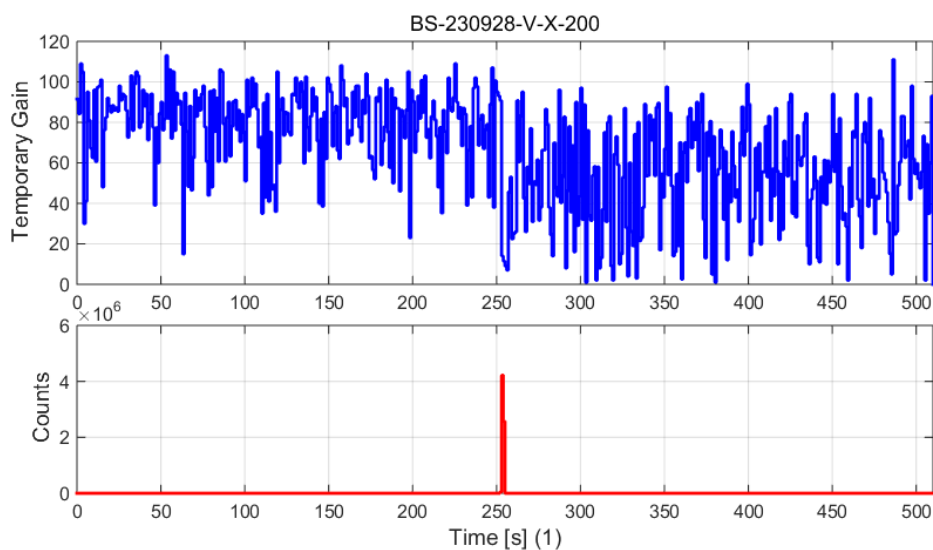
Rys. 4.77 Charakterystyka detektora dla serii 6 z lampą rentgenowską w zakresie prądu 10-60 uA



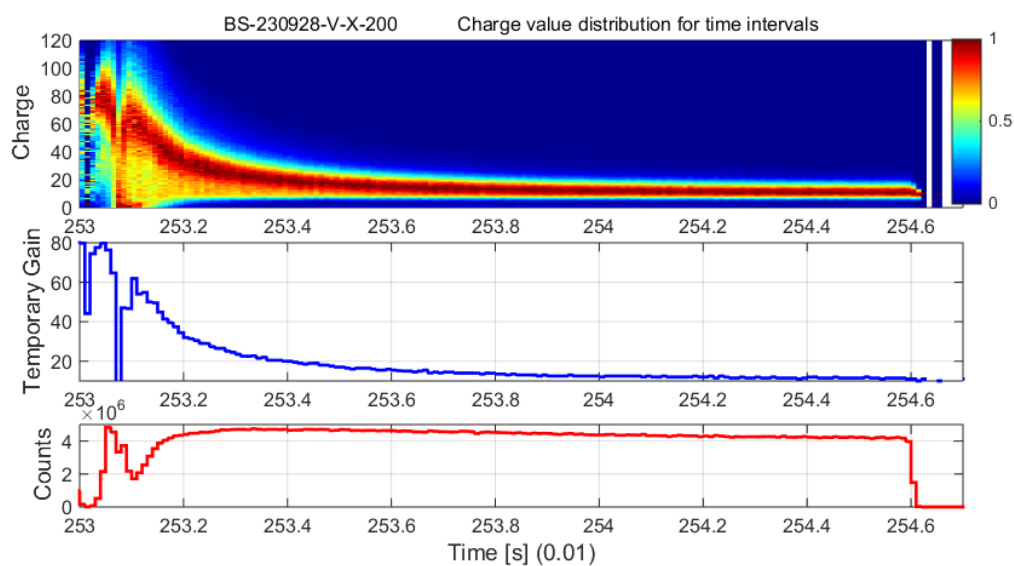
Rys. 4.78 Charakterystyka detektora dla serii 6 z lampą rentgenowską w zakresie prądów 70-200 uA



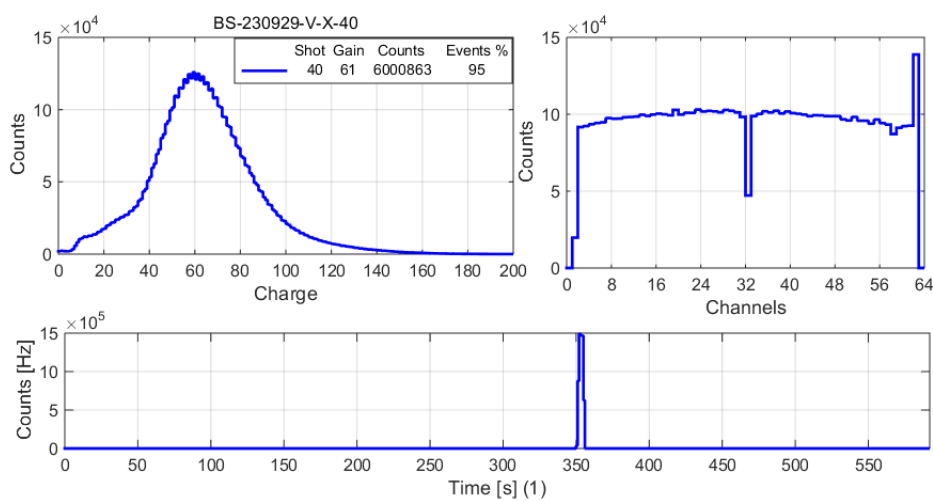
Rys. 4.79 Parametry detektora: Rate (Szybkość) i Gain (Wzmocnienie) dla impulsu lampy w zakresie prądu 5 - 200 uA



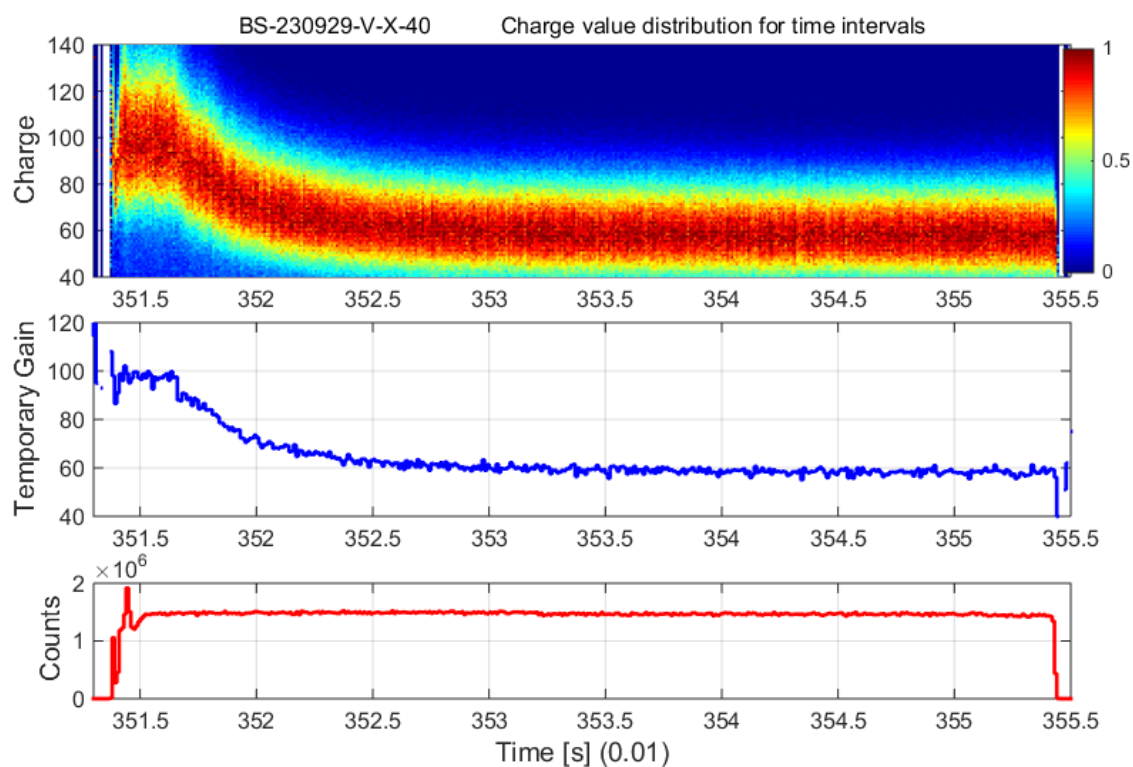
Rys. 4.80 Parametry detektora: Szybkość i Wzmocnienie w czasie przed i po impulsie prądu lampy 200 μ A



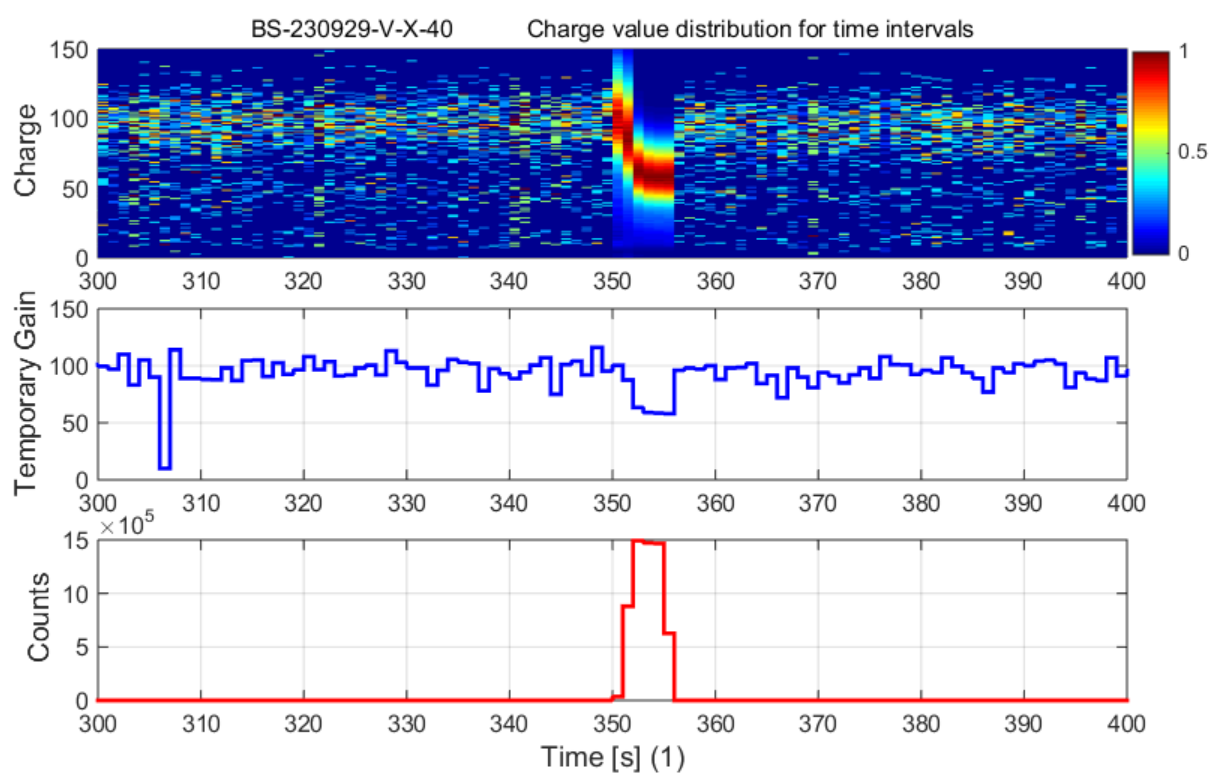
Rys. 4.81 Parametry detektora podczas impulsu lampy dla prądu 200 μ A



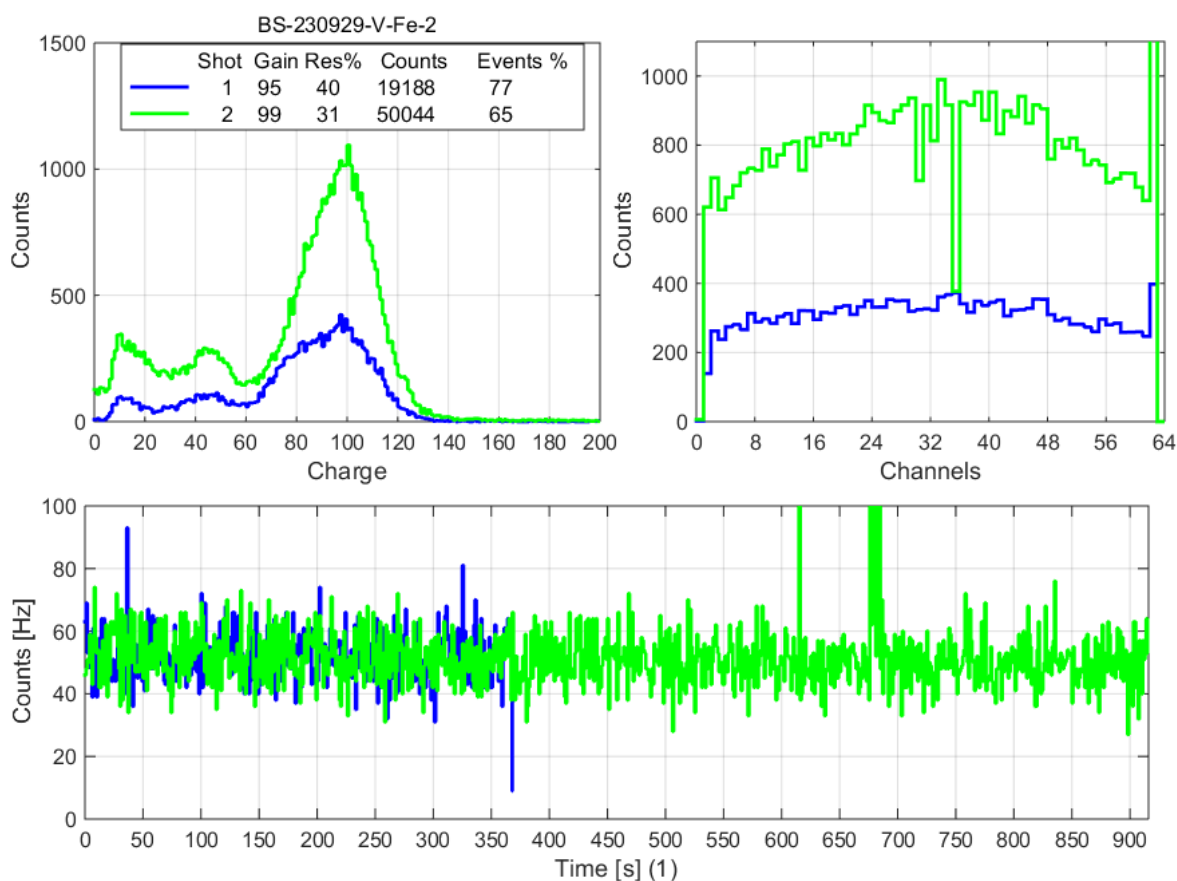
Rys. 4.82 Charakterystyka detektora dla prądu lampy 40 μ A z czasem impulsu 4 s



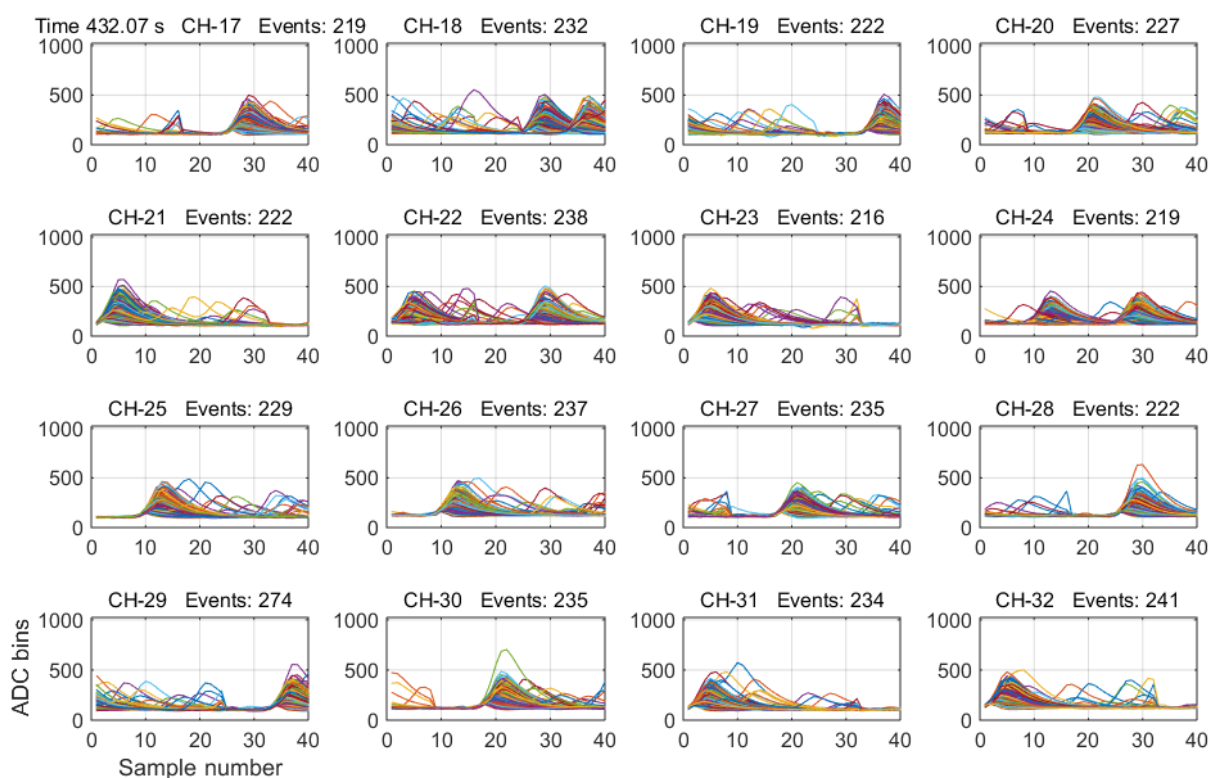
Rys. 4.83 Parametry detektora w czasie impulsu lampy rentgenowskiej dla prądu 40 uA



Rys. 4.84 Parametry detektora w czasie impulsu lampy rentgenowskiej dla prądu 40 uA



Rys. 4.85 Charakterystyka detektora dla źródła Fe przed pracą lampy - 1 i po - 2



Rys. 4.86 Sygnały ADC z desynchronizacją wyzwalania z powodu nieprawidłowego oszacowania offsetu

Wnioski z powyższych testów są następujące:

- Po uruchomieniu systemu detektor wykazuje rosnące niejednorodności przestrzenne w ciągu kilku godzin, co skutkuje znacznym zniekształceniem rozkładu ładunku klastra (Rysunki 4.73-4.76). Wymaga to wymiany folii GEM.
- Testy z lampą AMPTEK Mini-X wykazały wysokie obciążenie prądowe dla impulsowych natężeń promieniowania > 1 MHz na 64 kanały i spadek HV na 3 warstwach nawet poniżej 300 V, co spowodowało znaczny spadek wzmocnienia detektora podczas impulsu (Rysunki 4.78-4.80, 4.82-4.83). Niezbędne znaczne zmniejszenie intensywności ekspozycji detektora w eksperymentach plazmowych.
- Test symulacyjny warunków promieniowania plazmy przy intensywności $\sim 1,5$ MHz dla 64 kanałów przez 4 s wykazał niewielki spadek wzmocnienia dla źródła Fe po impulsie z tendencją do umiarkowanego powrotu do normy (Rysunki 4.79, 4.82). Konieczne jest ograniczenie intensywności ekspozycji detektora w eksperymentach plazmowych (jak wyżej).
- W przypadku wysokiej intensywności impulsów ADC, problem desynchronizacji wyzwalania z powodu nieprawidłowej estymacji offsetu jest czasami ujawniany, powodując znaczną utratę zdarzeń do identyfikacji klastrów w kanałach pomiarowych (Rys. 4.78, 4.85). Konieczna jest modyfikacja estymacji offsetu dla bieżących zdarzeń.
- Podstawowym ograniczeniem czasu przetwarzania danych jest konwerter binarny o wydajności konwersji około miliona zdarzeń na 5 min. Wymagana jest skuteczna adaptacja konwertera w wersji C do Matlaba.

Osiągnięcia technologiczne

W ramach prac nad drugim detektorem systemu tomograficznego dla tokamaka WEST przeprowadzono prace nad ulepszeniem materiałów, konstrukcji i działania detektora. W tym celu wiele wysiłków skierowano na poprawę krzywizny detektora, która stanowi spory problem w przypadku tak wąskich folii GEM. Przeprowadzono dodatkowe testy w piecu ze wstępnie podgrzaną ramką, aby zmniejszyć jej krzywiznę, ponieważ była zbyt duża. Po 5 godzinach wygrzewania w temperaturze 190 stopni $^{\circ}\text{C}$ ramka zmniejszyła swoją krzywiznę, ale ta ramka była już wcześniej wygrzewana w zbyt wysokiej temperaturze i straciła swoją elastyczność. W porównaniu do poprzedniej krzywizny widać różnicę na zdjęciach poniżej.



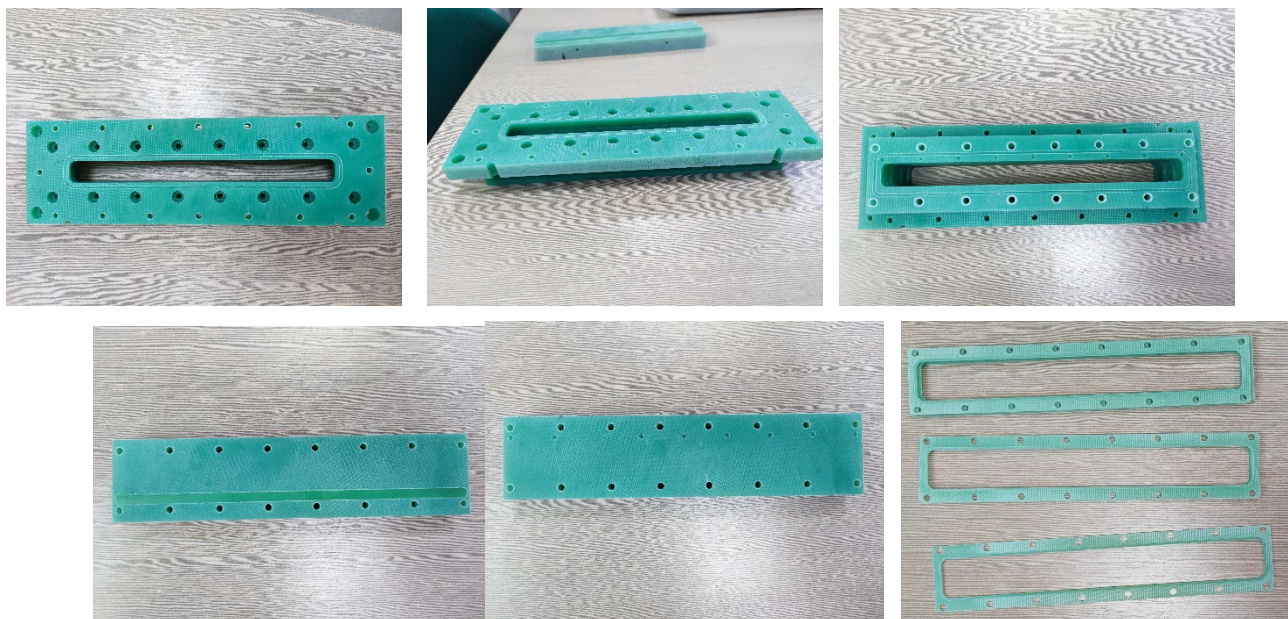
Następnie przeprowadzono eksperyment z ramką na drewnianym uchwycie najpierw w temperaturze 160 $^{\circ}\text{C}$, ale prawie nie doszło do zakrzywienia ramy. Przy podwyższeniu temperatury do 170 $^{\circ}\text{C}$ ramka lekko się wygięła, więc kolejnym etapem była temperatura 190 $^{\circ}\text{C}$ przez łącznie trzy dni wygrzewania, po około 6 godzin. W efekcie rama wygięła się w środkowej części całkiem dobrze, ale boki ramy odstają od kopyta. Wniosek jest taki, że aby uzyskać pożądaną krzywiznę, rama musi być nieco bardziej zakrzywiona.



Zasugerowano również przygotowanie ramek z preszpanu. Wcześniej podjęto próbę wygięcia tego materiału i zakrzywienia go ze zbyt dużą krzywizną (zdjęcie poniżej), ale kontynuowano przygotowania na prawidłowej krzywiźnie (rura o prawidłowym promieniu).

Wszystkie metody wypaczania ramek i klejenia folii zawiodły. Z biegiem czasu folie odkształcają się dość mocno, zapadając się do wewnątrz, co zmniejsza odległość między foliami, a to z kolei prowadzi do przebić na foliach i detektor nie może działać tak, jak został zaprojektowany. Wniosek jest taki, że mimo przeprowadzonych prób i testów, konstrukcja detektora powinna być wyprostowana. Po przeprowadzeniu powyższych testów podjęto decyzję o wyprostowaniu detektora poziomego. W związku z czym zaprojektowano nowy zestaw ramek i ogólnie cały zestaw do przygotowania detektora poziomego. Folie GEM, które zostały zaprojektowane dla wcześniejszego detektora, pozostały takie same, tylko ramki otaczające detektor zostały spłaszczone. To znaczy, rama bazowa z oknem i rama zamykająca, która dociska płytkę odczytu.

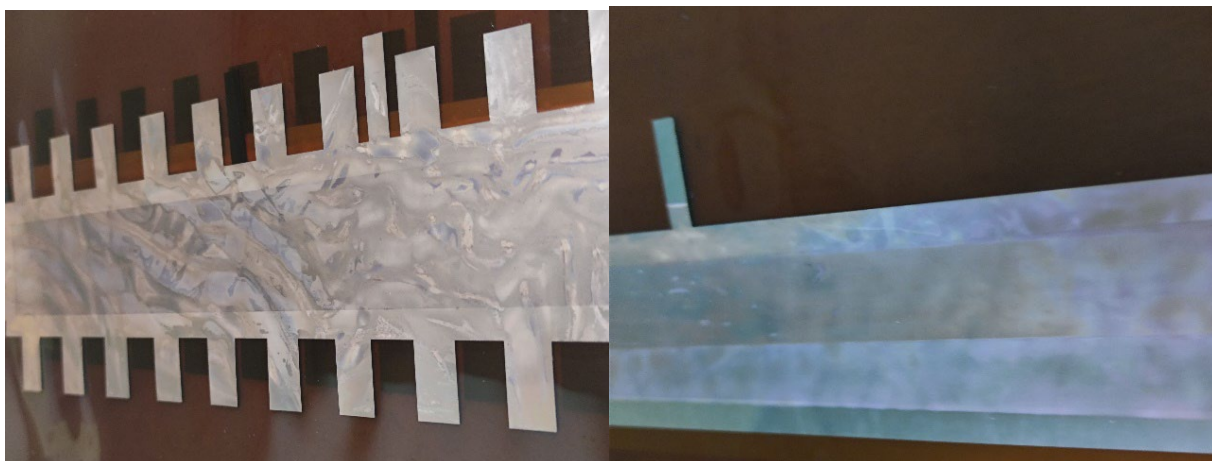




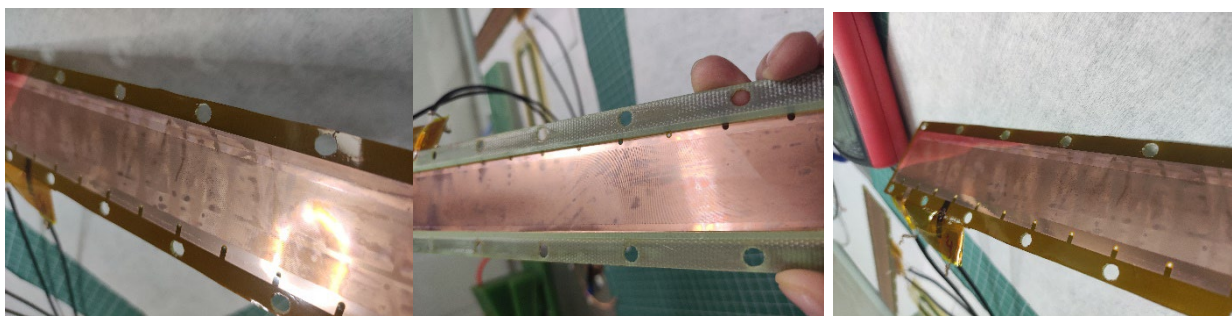
Poniżej przedstawiono zdjęcia zestawu folii GEM przygotowanego do pierwszego naklejenia na nowe ramki i do pierwszych testów w nowym układzie.



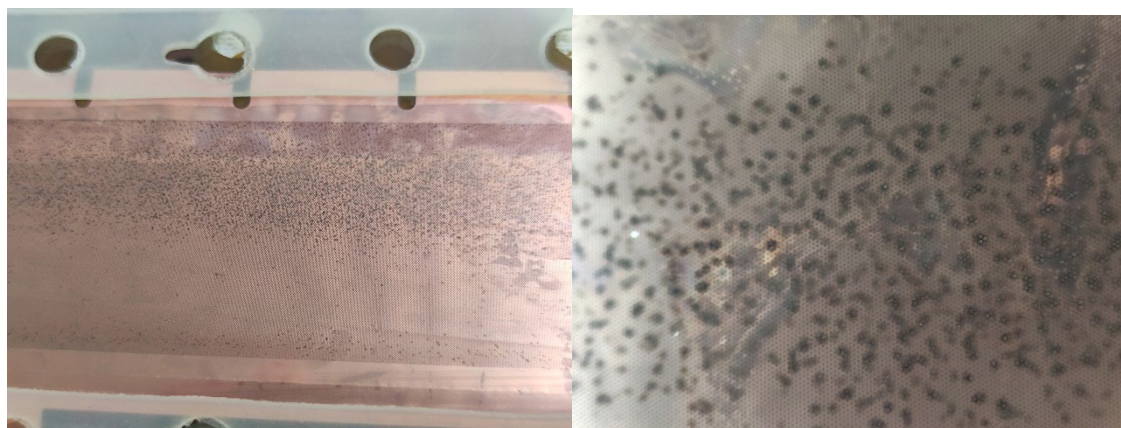
Zdjęcie folii w większym i bliższym powiększeniu pokazuje, że same folie są wadliwe, co może również prowadzić do nieoczekiwanych i niepożądanych efektów występujących w samym detektorze podczas pracy:



Folie po nałożeniu wydają się płaskie i odpowiednio naciągnięte, ale nie rozciągnięte. Z drugiej strony niepokojące są nacieki i plamy na samych foliach, co wskazuje na niską jakość ich produkcji.



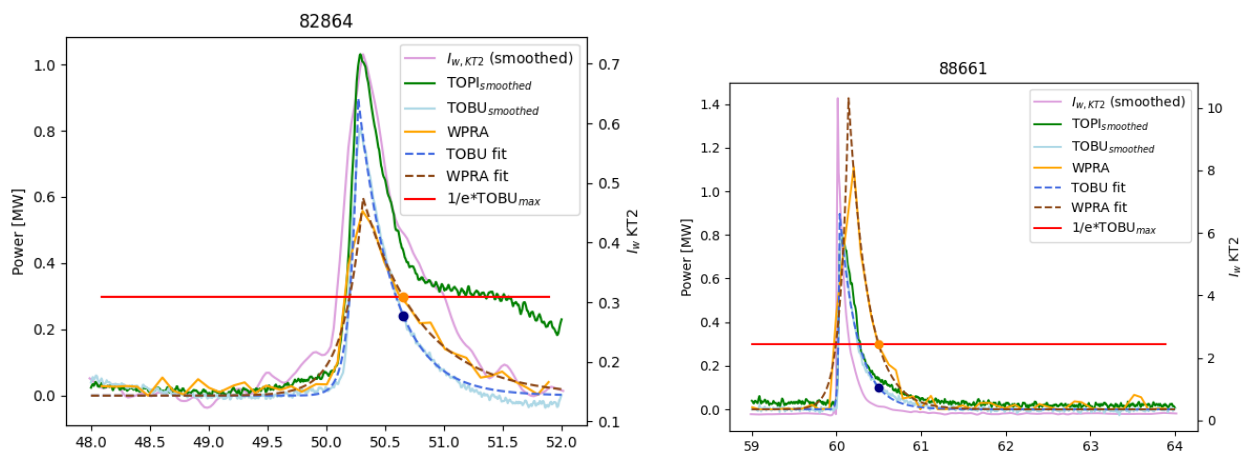
Po pierwszych testach, zgodnie z oczekiwaniami, folie nie działały dobrze, na ich powierzchni zauważono wiele wypaleń:



Zauważono również, że wymiary detektora, tj. długość i szerokość detektora w porównaniu z detektorem pionowym, wpływają na detektor na jego korzyść. Zbyt długi pojedynczy wymiar wprowadza dodatkowe naprężenia i dodatkowo zniekształca/ściska nawet już wyprostowane ramki. W związku z tym nadal występuje zauważalny efekt ciągnięcia folii do wewnątrz i tworzenie takiego wgłębienia jak lejek, co powoduje nierównomierne rozłożenie folii między sobą. Czasami odległości między foliami mogą się skracać lub wydłużać. Jednak efekt ten jest już mniejszy niż w przypadku tego samego detektora w konstrukcji zakrzywionej. Mimo wszystko istnieje jednak całkiem spora szansa, że ostatecznie uda się zmontować detektor w „wyprostowanej” konstrukcji. Potrzebne są dalsze testy, aby sfinalizować ten detektor.

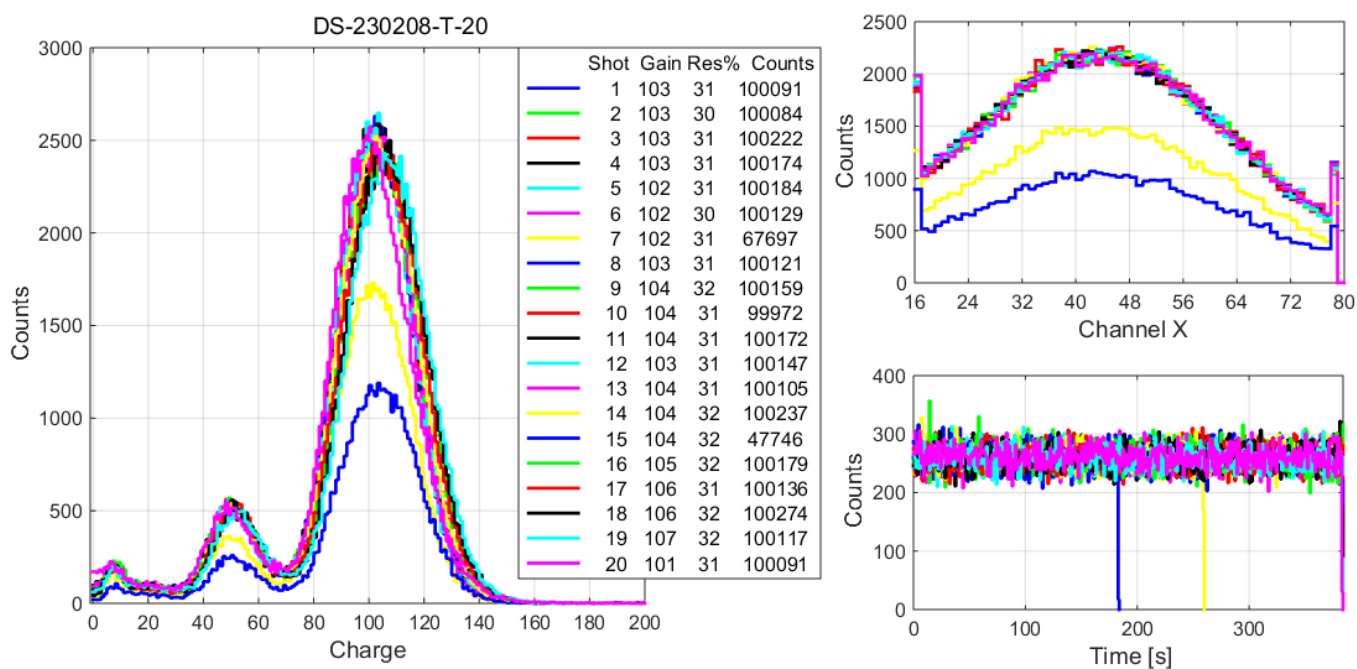
Rozwój narzędzi informatycznych

Kod służący do obliczeń koncentracji oraz ilości promieniowania pochodzącego od wolframu na podstawie diagnostyki, w skład której wchodzi spektrometr w zakresie ekstremalnego ultrafioletu (XUV) znanej jako KT7 został usprawniony o bardziej dokładne odcinanie tła celem oddzielenia poszczególnych przyczynków z promieniowania ciągłego (bremsstrahlung) oraz linii wolframu składających się na quasi-kontinuum. Ponadto, do kalibracji mocy wypromieniowywanej przez wolfram konieczne było znalezienie wyładowań, w których istnieją momenty, dla których można przyjąć założenie, że całkowita moc wypromieniowywana mierzona przez diagnostykę bolometryczną pochodzi wyłącznie od wolframu. Wtedy porównywana jest moc, kiedy wolfram rozprzestrzeni się po całej plazmie, a więc w okolicy zaniku sygnału wolframowego. Ważne jest jednak by nie była to za niska wartość, by wpływ szumu nie był znaczący. Jako wartość łączącą oba te ograniczenia przyjęto $1/e$ wartości maksymalnej sygnału. W trakcie prac okazało się jednak, że obliczona moc posiada liczne zakłócenia, które znacznie utrudniają bezpośrednie porównanie go z bolometrią. Z tego względu sygnał ten był dopasowywany dwiema funkcjami eksponentialnymi – jedną odpowiadającą za narastanie sygnału, drugą za jego zanik. Tym sposobem nie tylko umożliwiło to wygładzenie sygnału, ale też właściwe oszacowanie poziomu tła. Kolejnym napotkanym problemem okazało się występowanie wspomnianych zdarzeń z udziałem wolframu dla różnych temperatur plazmy. Celem identyfikacji zdarzeń do analizy został wprowadzony referencyjny sygnał oparty o próżniowy ultrafiolet (VUV) z diagnostyki znanej pod nazwą KT2. Strumień wolframu o mniejszej temperaturze występują wcześniej, a następnie ich temperatura rośnie, co widać przy nałożeniu sygnału z obu diagnostyk (Rys. 4.87). Jeśli z kolei strumień zanieczyszczeń ma odpowiednią temperaturę, na obu diagnostykach występuje on w tym samym czasie.

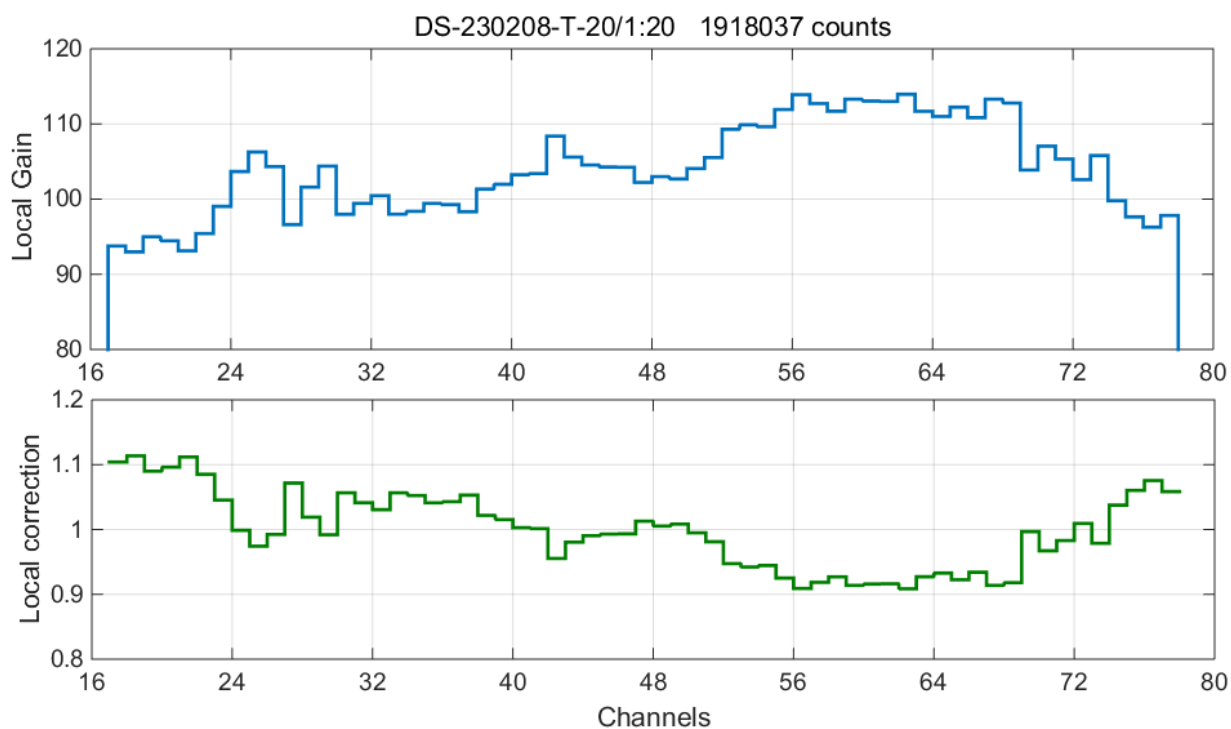


Rys. 4.87 Porównanie dwóch wyładowań w funkcji czasu. Po lewej, sygnały z obu diagnostyk są zsynchronizowane i mogą być wykorzystane do kalibracji. Po prawej niesynchronizowane sygnały

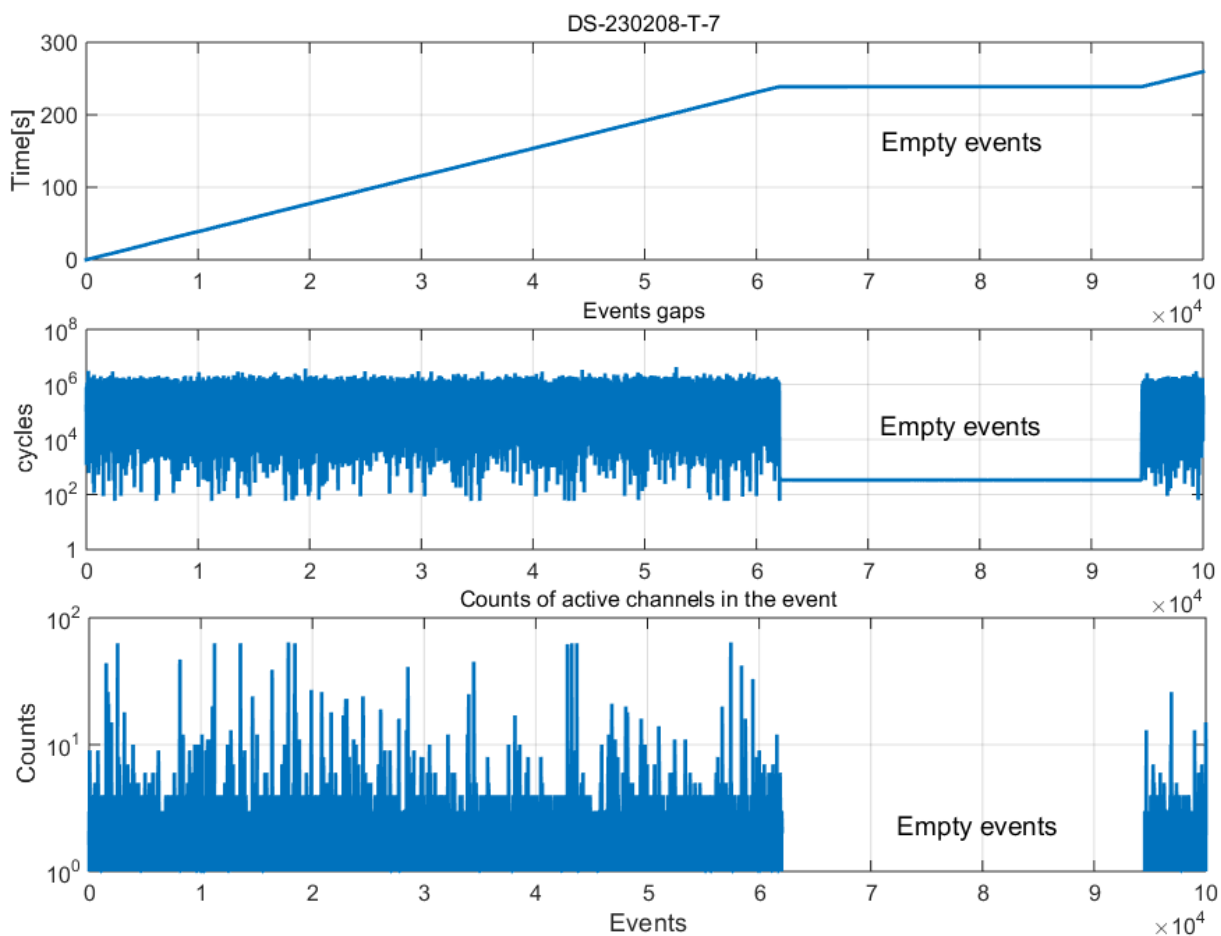
W ramach przygotowania układu detekcyjnego na tokamaku WEST pracy dotyczyły również przygotowania systemu akwizycji danych. Dotyczyło to też problemu, który pojawił się podczas zbierania danych o wysokiej intensywności, na przykład, gdy intensywność promieniowania detektora jest wysoka. Charakteryzował się on występowaniem zapadów w akwizycji sygnału. Aby zrozumieć i rozwiązać ten problem, wykonano 20 pomiarów dla detektora w laboratorium IFPILM. Wyniki przedstawiono na poniższych rysunkach. Jak widać, serie pomiarowe 7 i 15 mają zmniejszoną liczbę zliczeń ze względu na długą sekwencję pustych zdarzeń.



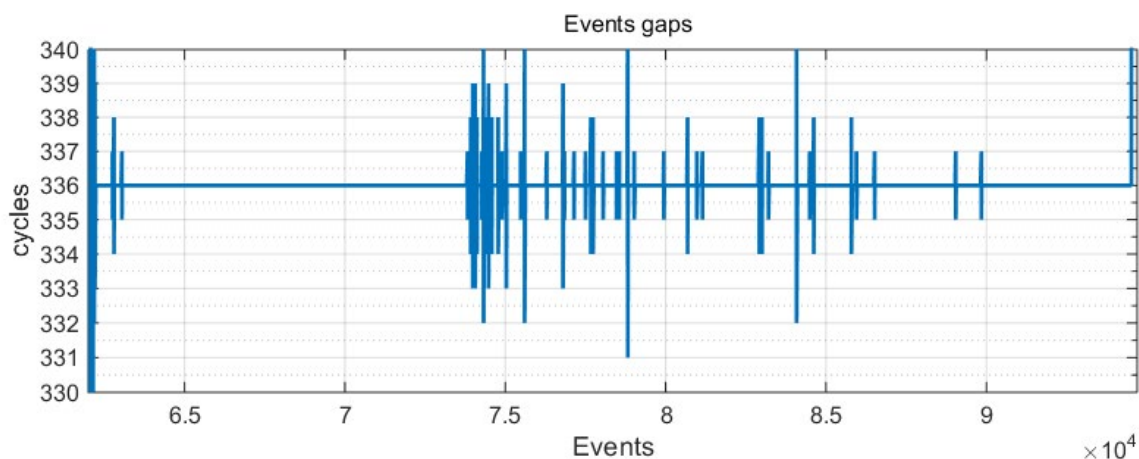
Rys. 4.88 Charakterystyka detektora dla kolejnych 20 serii pomiarowych



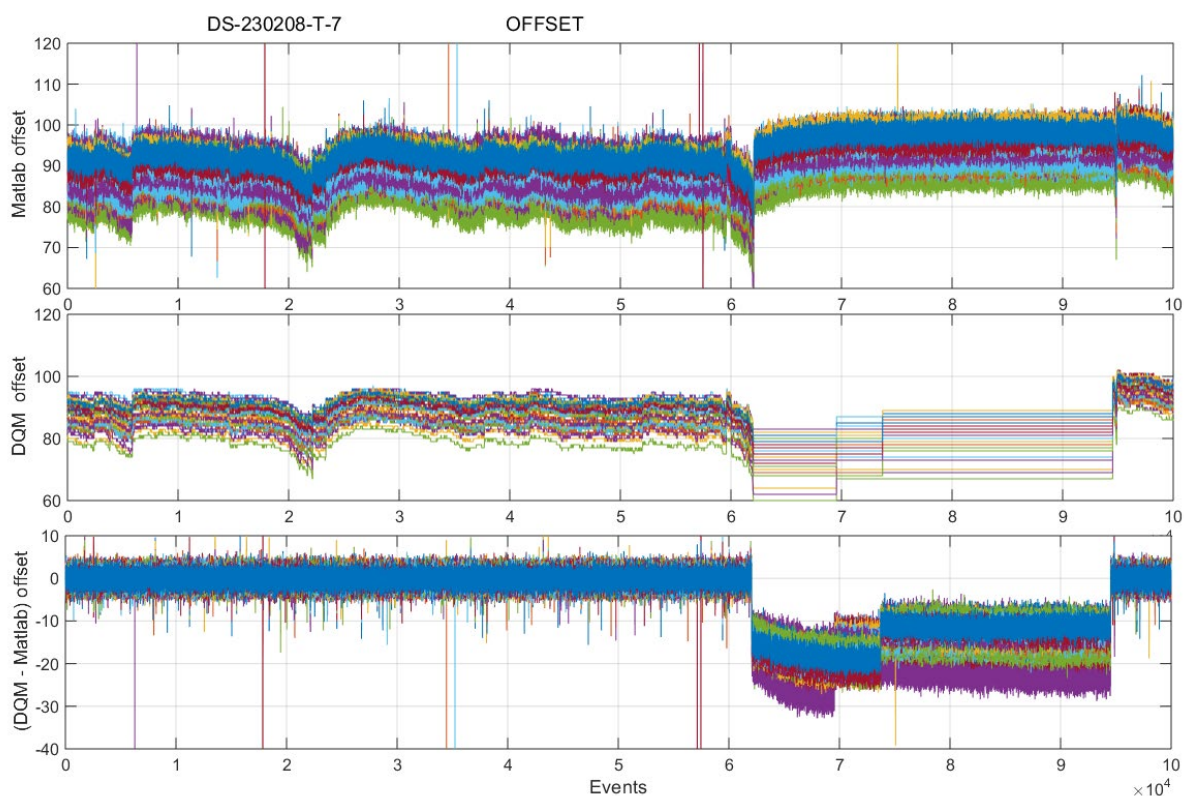
Rys. 4.89 Parametry detektora lokalnego dla 64 kanałów pomiarowych



Rys. 4.90 Wybrane cechy jako funkcja zdarzeń

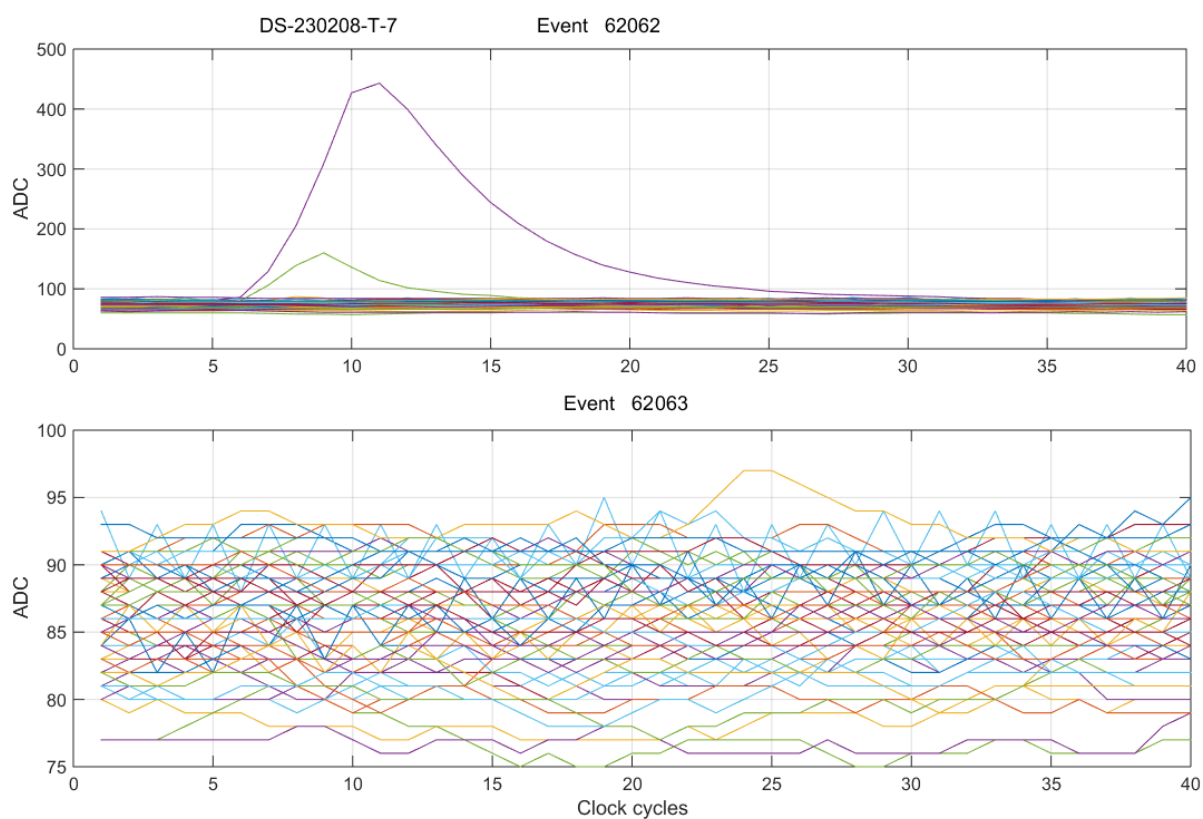


Rys. 4.91 Odstępy między zdarzeniami dla pustego zakresu zdarzeń

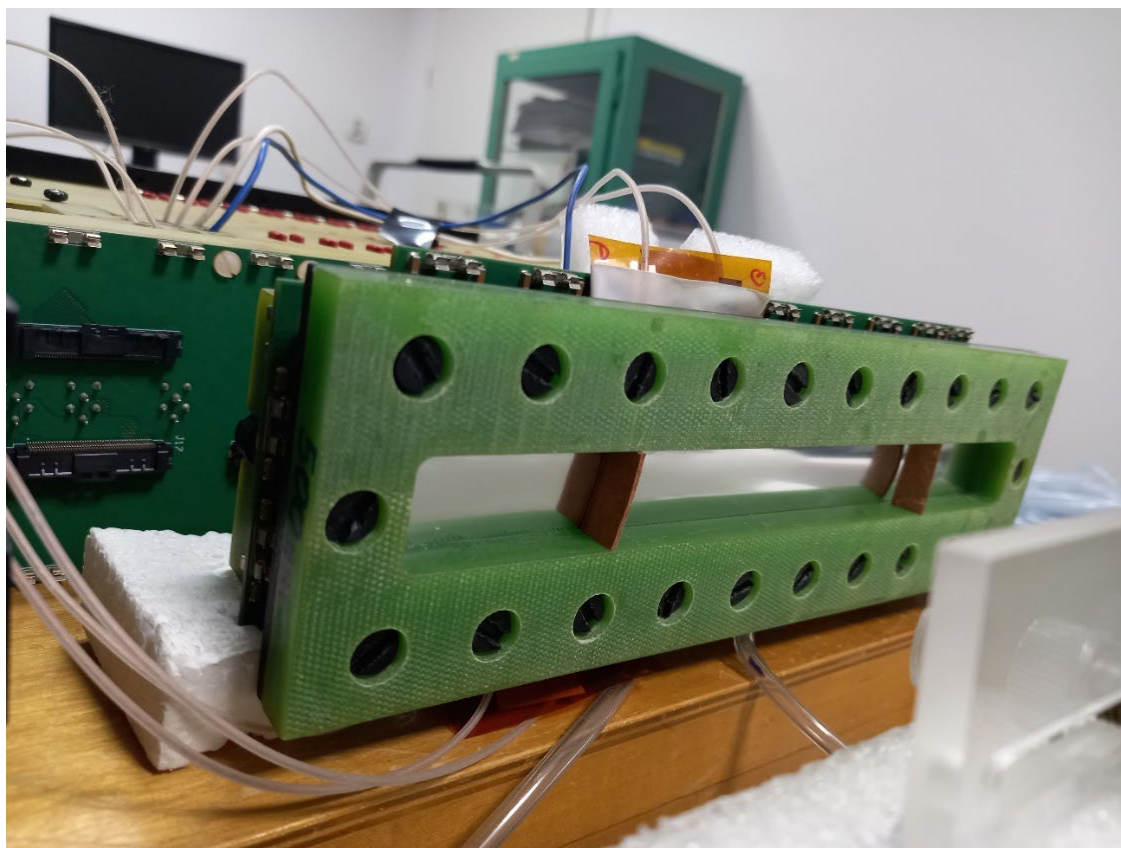


Rys. 4.92 Przesunięcie dla 64 kanałów w zakresie $1e5$ zdarzeń. Wyniki z kodów Matlab (góra), DQM (środek) i ich różnica (dół)

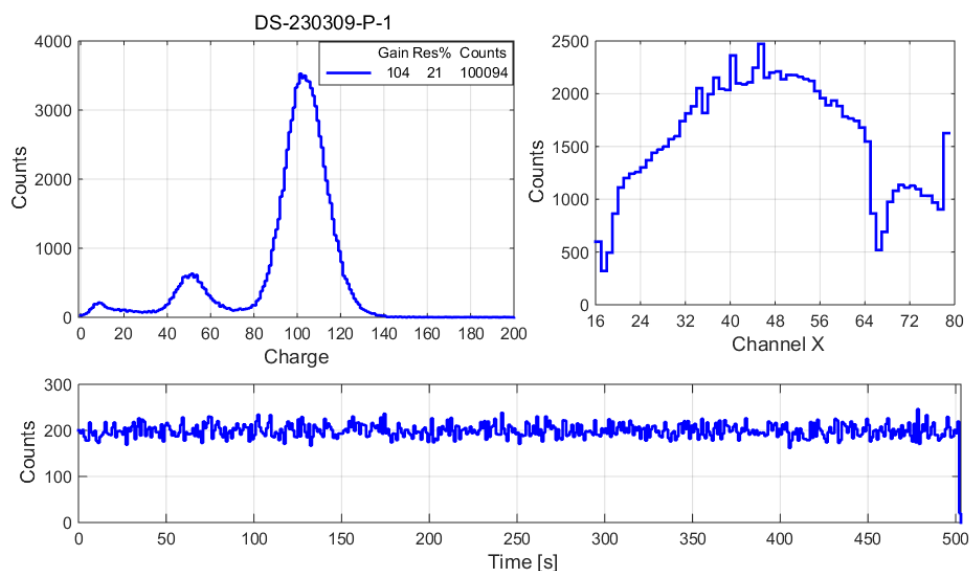
Zdarzenie 62063 jest pierwszym zdarzeniem dla serii zablokowanych przesunięć DQM. W kodzie Matlab offset jest obliczany jako średnia wartość pierwszych pięciu próbek ADC. W kolejnych krokach przygotowano nowe kody FPGA-DQM i przeprowadzono testy stabilności detektora w czasie w następujących warunkach. Zastosowano model detektora prostego (port pionowy) z kanałami: ADB 17:80 AFE: 2:5. Mieszanina gazów składała się z 70% Ar i 30% CO₂, z przepływem 50 ml/min. Użyto pięciu źródeł izotopu żelaza ⁵⁵Fe. Nominalne wysokie napięcia były stosowane od pierwszego GEM w kierunku okna detektora: 600, 355, 600, 355, 1200 V. Typ akwizycji danych to D-DAQ, DQM z poziomem wyzwalania 20 i ADR = 6000.



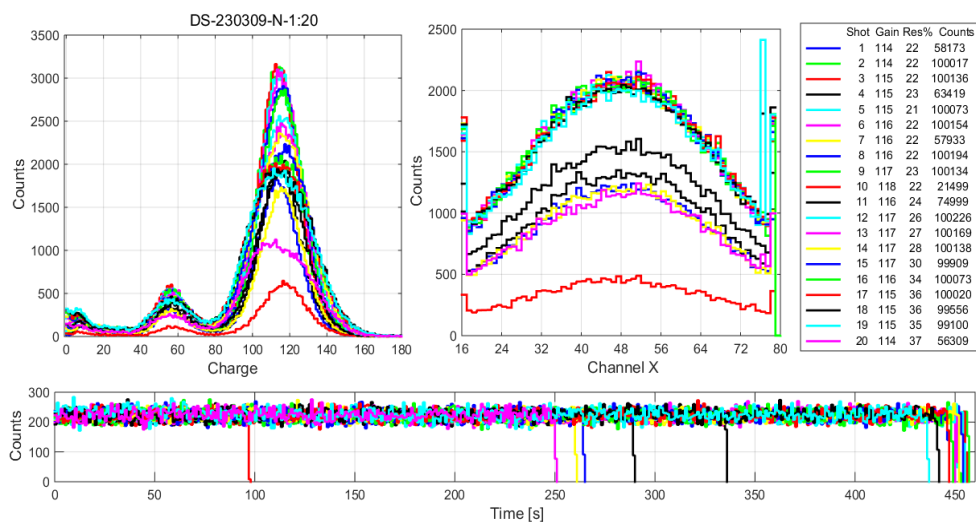
Rys. 4.93 Sygnały ADC dla dwóch kolejnych zdarzeń



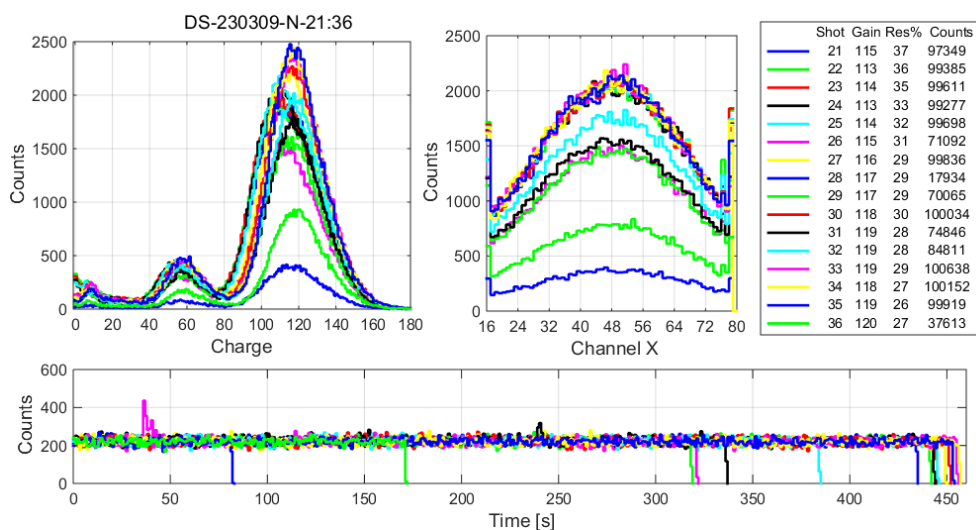
Rys. 4.94 Zdjęcie modelu detektora IFPiLM



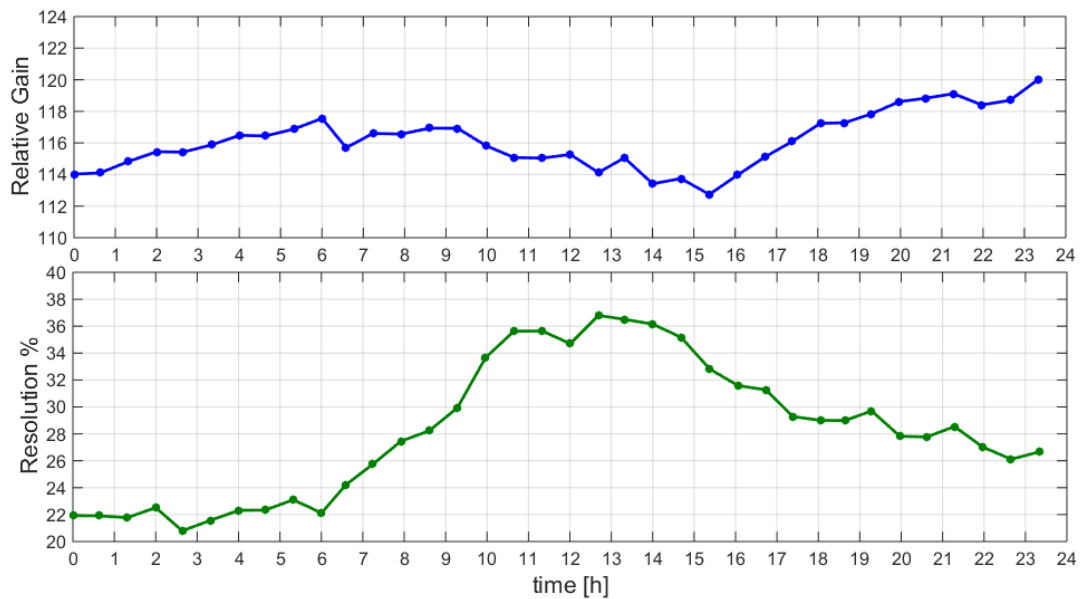
Rys. 4.95 Charakterystyka detektora dla pojedynczego pomiaru



Rys. 4.96 Charakterystyka detektora dla kolejnych 20 serii pomiarowych

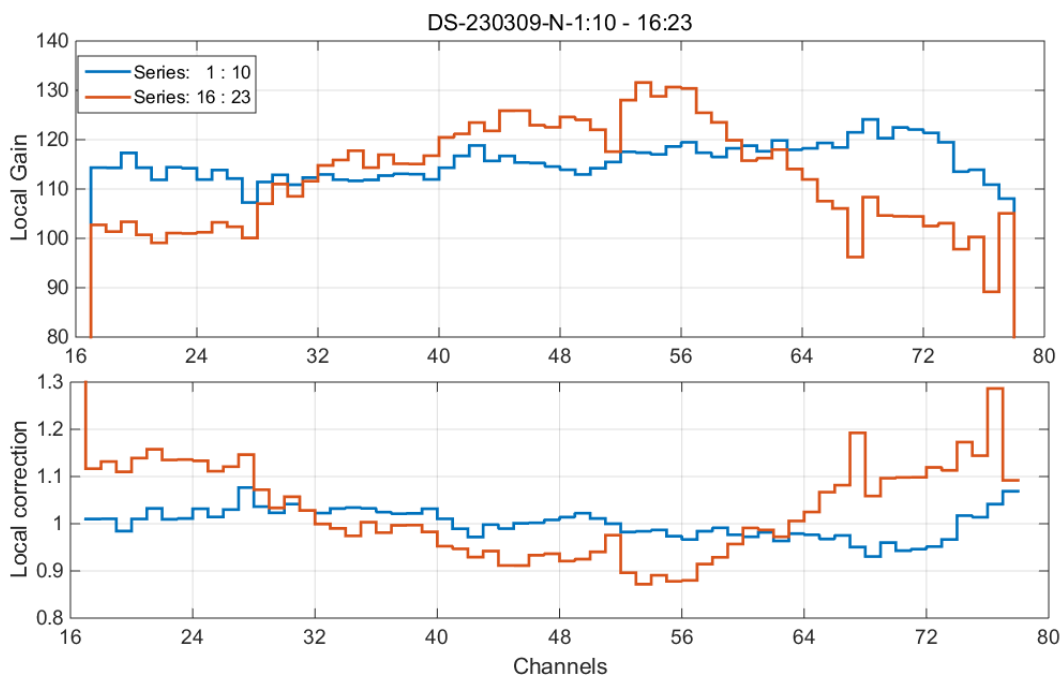


Rys. 4.97 Charakterystyka detektora dla kolejnych 16 serii pomiarowych



Rys. 4.98 Parametry detektora w funkcji czasu w ciągu 24 godzin

System detektorów był aktywny przez ponad 24 godziny. Dane zostały zebrane z 36 serii pomiarowych w odstępie 30 minut. Charakterystyki kolejnych serii pomiarowych przedstawiono na Rys. 4.96-4.97. Parametry detektora w funkcji czasu przedstawiono na Rys. 4.98.

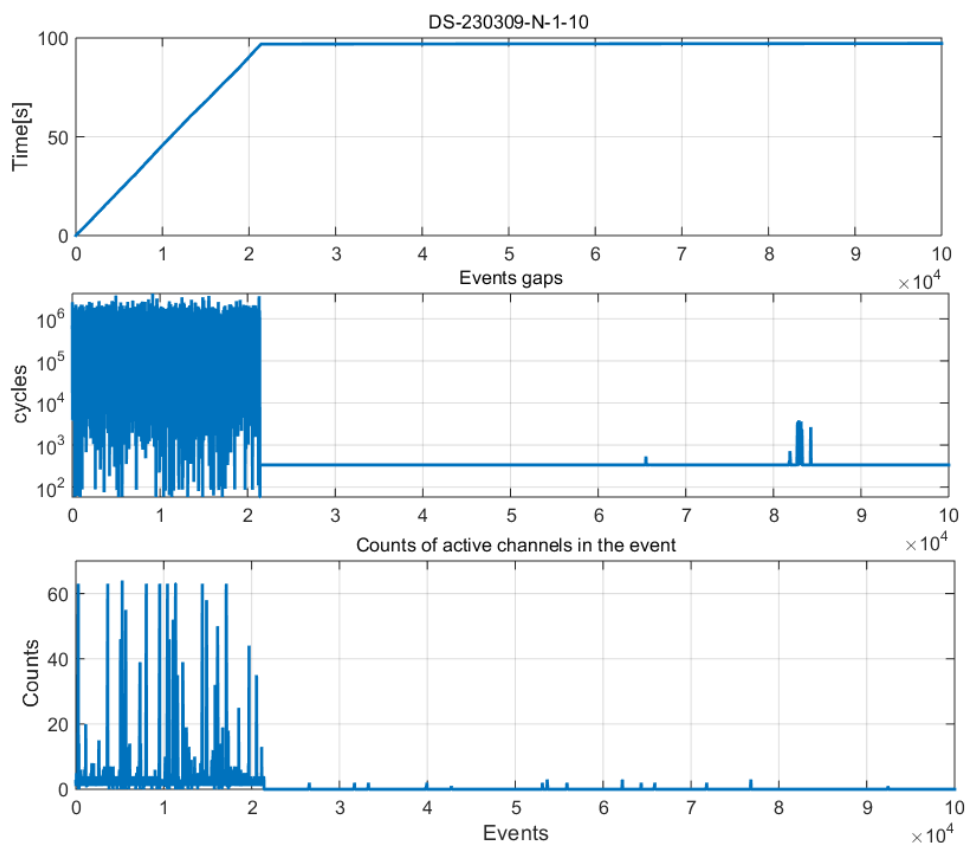


Rys. 4.99 Parametry detektora lokalnego w zakresie 64 kanałów. Porównanie dla dwóch serii pomiarowych - 1:10 i 16:23

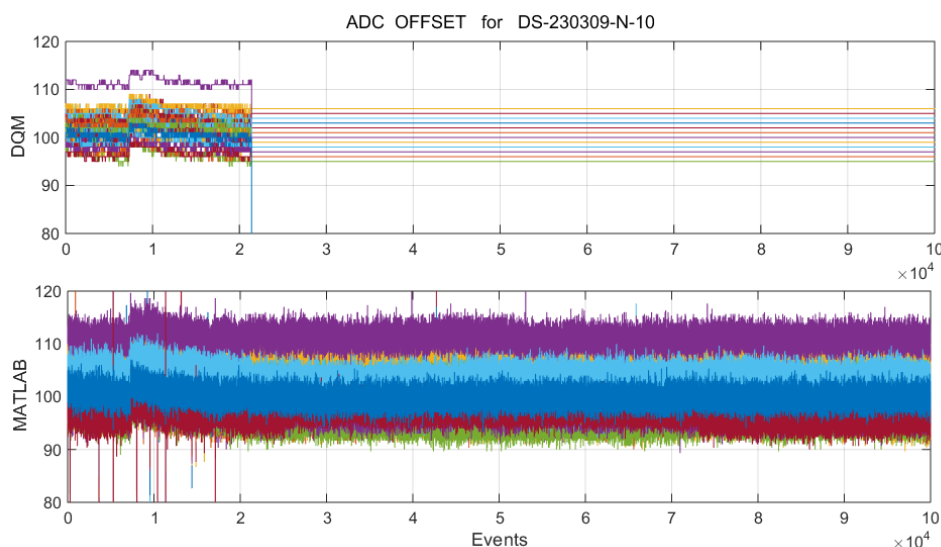
Porównanie parametrów detektora lokalnego dla dwóch serii pomiarowych pokazano na Rys. 4.99. Widoczna jest niejednorodność detektora, prawdopodobnie spowodowana jego deformacją w czasie.

Długoterminowe testy detektora wykazały, że wiele serii pomiarowych ma zmniejszoną liczbę zliczeń z powodu długiej sekwencji pustych zdarzeń.

Na przykład, wybrane charakterystyki w funkcji zdarzeń dla serii pomiarowej DS-230309-N-1-10 pokazano na Rys. 4.100. Obliczone poziomy offsetu w programach DQM i Matlab pokazano na Rys. 4.101.



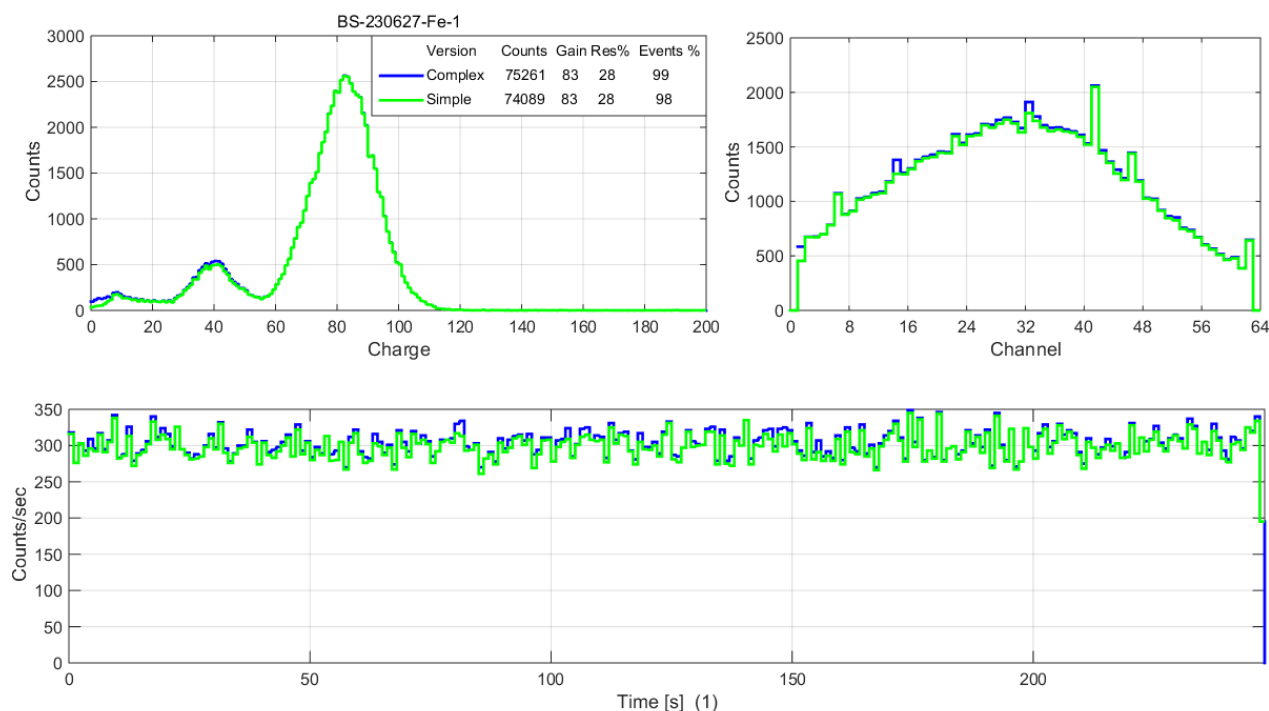
Rys. 4.100 Wybrane cechy jako funkcja zdarzeń



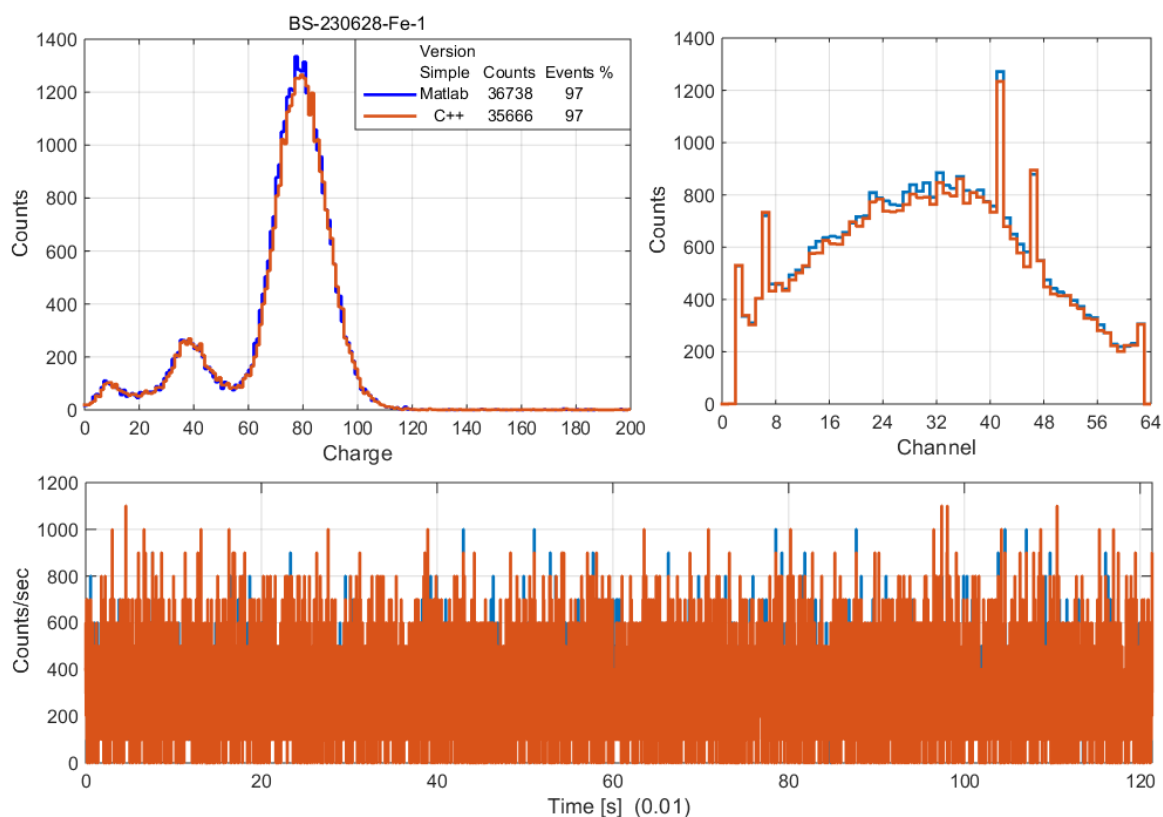
Rys. 4.101 Przesunięcie dla 64 kanałów w zakresie $1e5$ zdarzeń obliczone dla DQM i Matlab

W celu przygotowania nowego trybu szeregowej akwizycji danych do testowania i diagnostyki nowej wersji systemu interfejsu, który pozwala osiągnąć wyższą przepustowość danych, przeprowadzono dalsze testy w następujących warunkach. Zastosowano model detektora prostego (port pionowy) z kanałami: ADB 17:96, z AFE 2:5. Mieszanina gazów składała się z 70% Ar i 30% CO₂, z przepływem 50 ml/min. Zastosowano pięć źródeł izotopu żelaza ⁵⁵Fe lub lampę rentgenowską o napięciu 7 kV i natężeniu 1, 2, 5 uA. Nominalne wysokie napięcia były stosowane od pierwszego GEM w kierunku okna detektora: 600, 350, 600, 350, 600, 350, 1200 V. Typ

akwizycji danych to B-DAQ przy 80 MHz z poziomem wyzwalania 25 i $ADR = 6000$. Zastosowano prosty algorytm przetwarzania histogramu z implementacją offline za pomocą Matlab i online - C++.

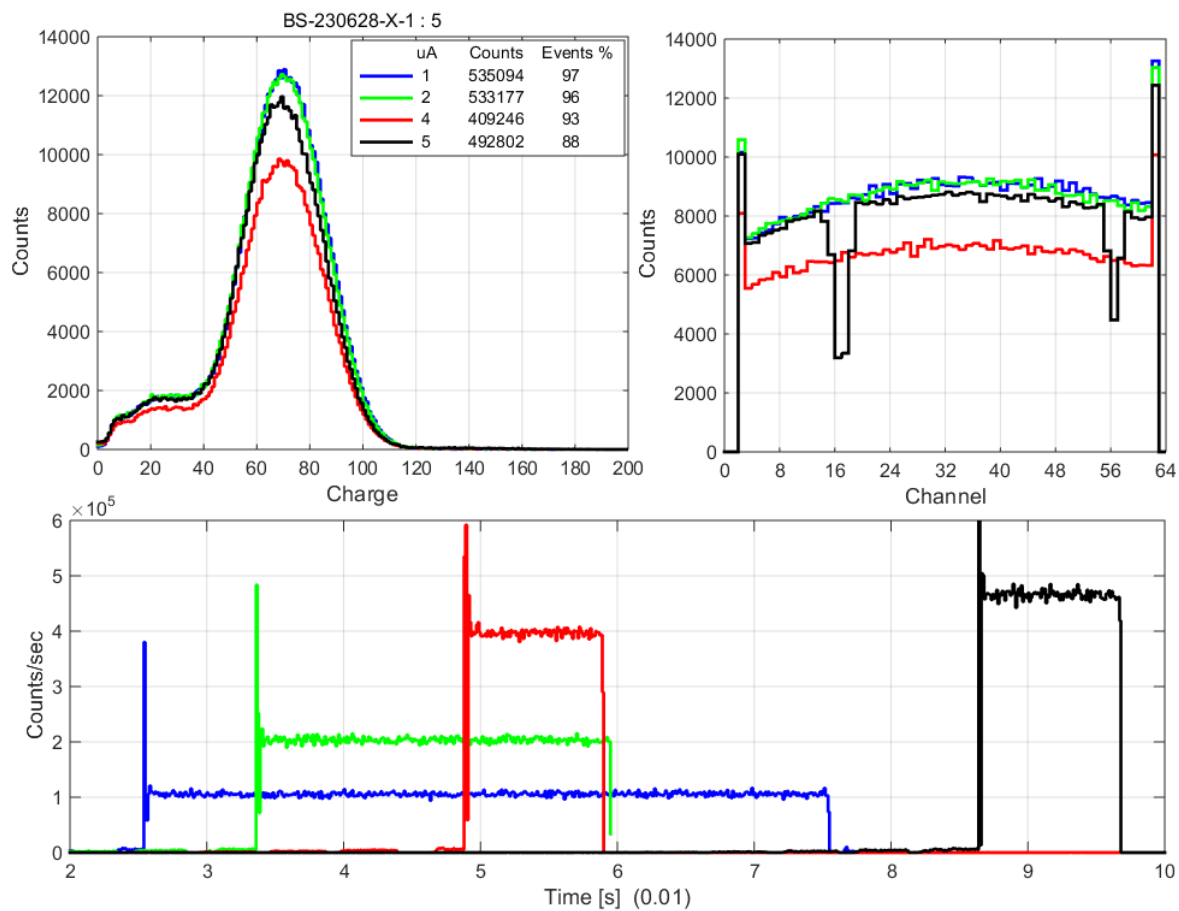


Rys. 4.102 Charakterystyka detektora dla źródła Fe w wersjach złożonej i prostej

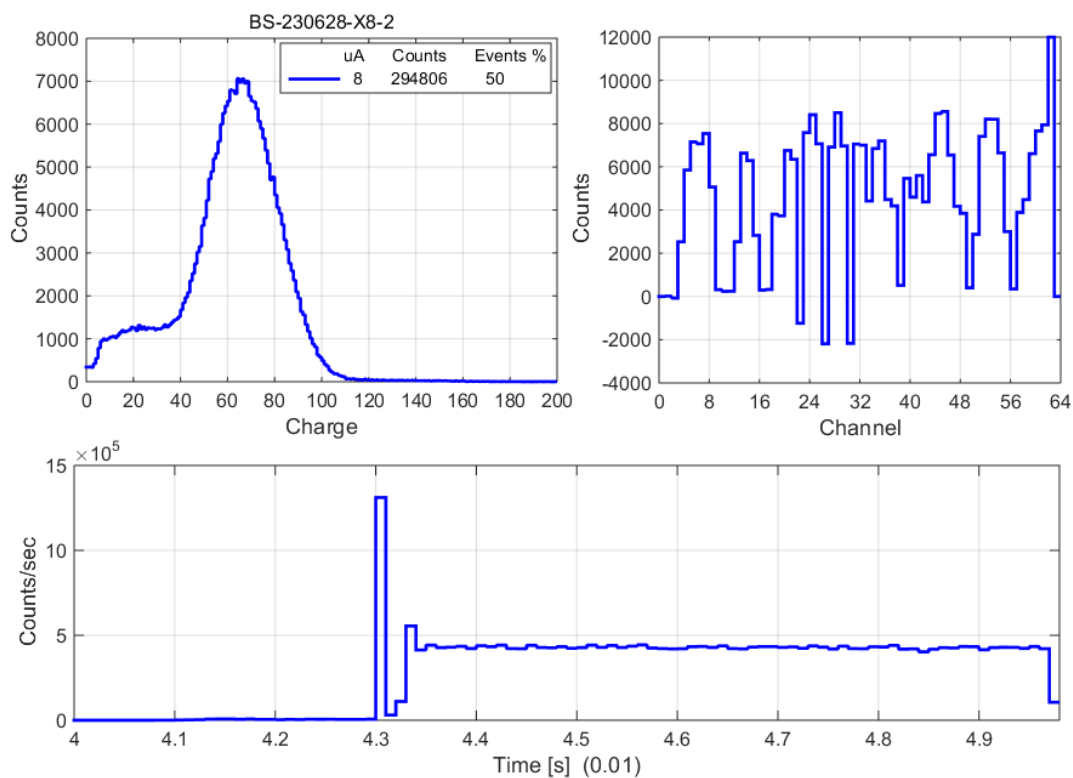


Rys. 4.103 Charakterystyka detektora dla źródła Fe w wersji złożonej i prostej

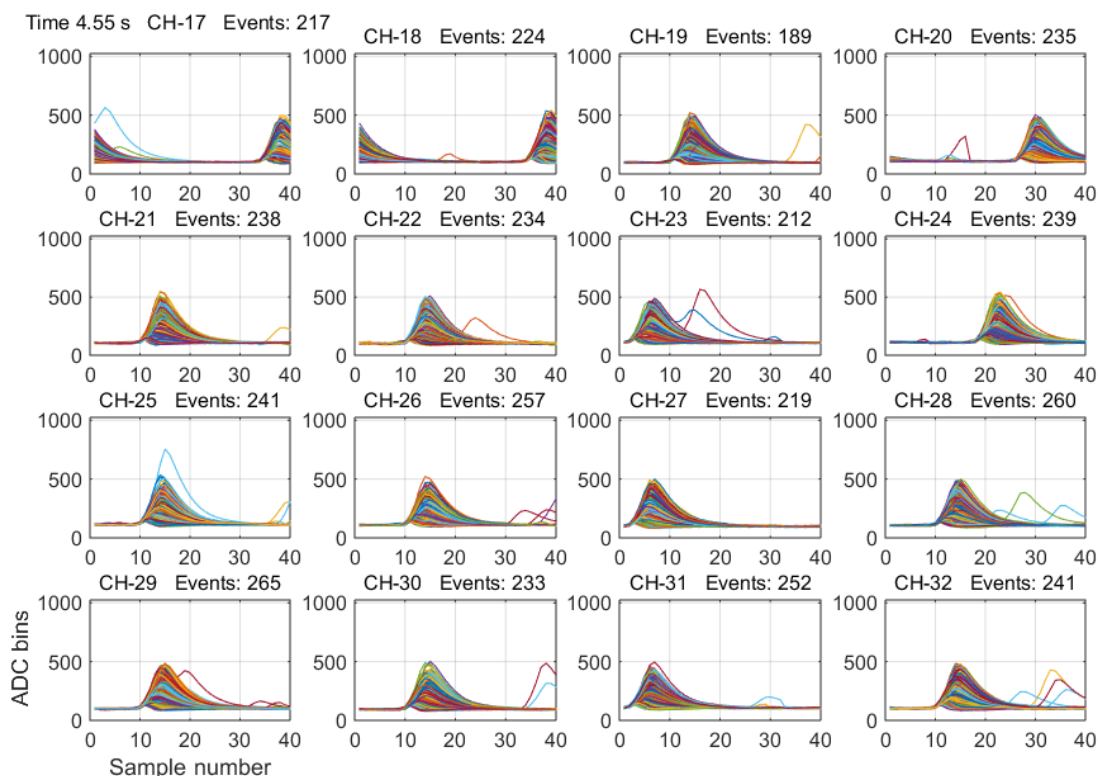
Dla prądów lampy rentgenowskiej powyżej 4 μA widoczne było zniekształcenie rozkładu w kanałach z powodu desynchronizacji sygnałów ADC dla wyższego natężenia napromienienia (Rys.4.105-4.106).



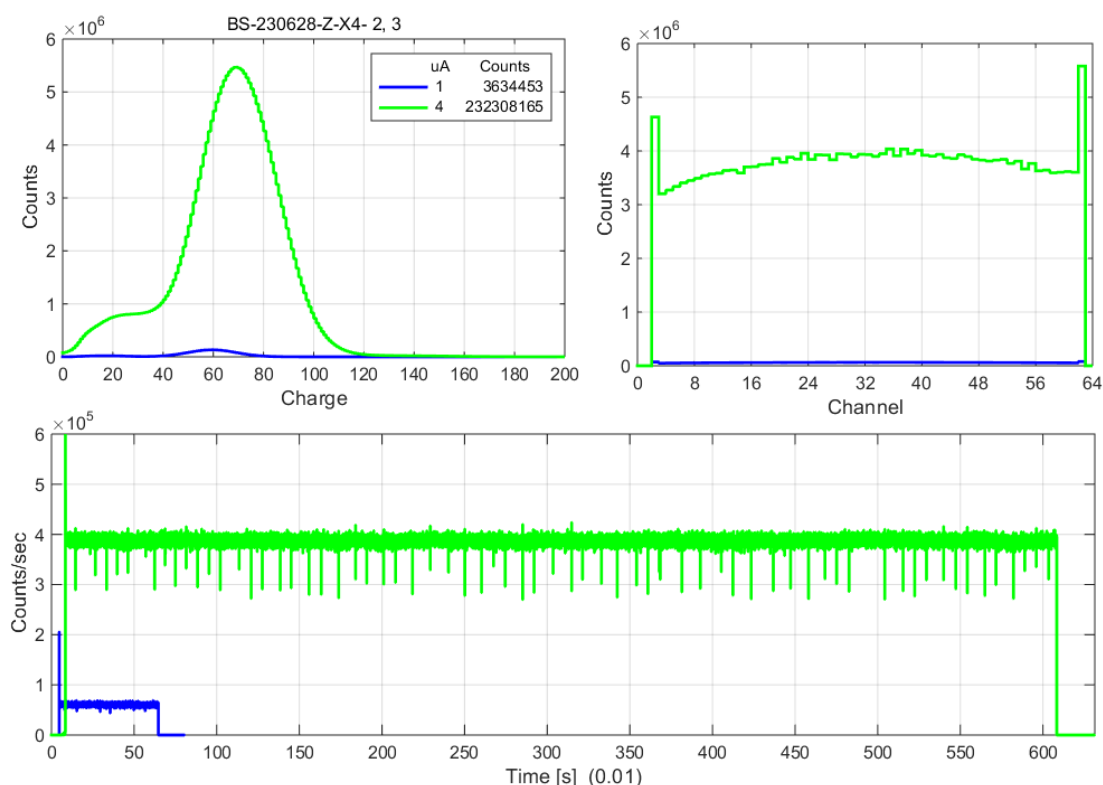
Rys. 4.104 Charakterystyka detektora dla zakresu prądu lampy X: 1, 2, 4, 5 uA



Rys. 4.105 Charakterystyka detektora dla lampy X w zakresie prądu 8 uA.



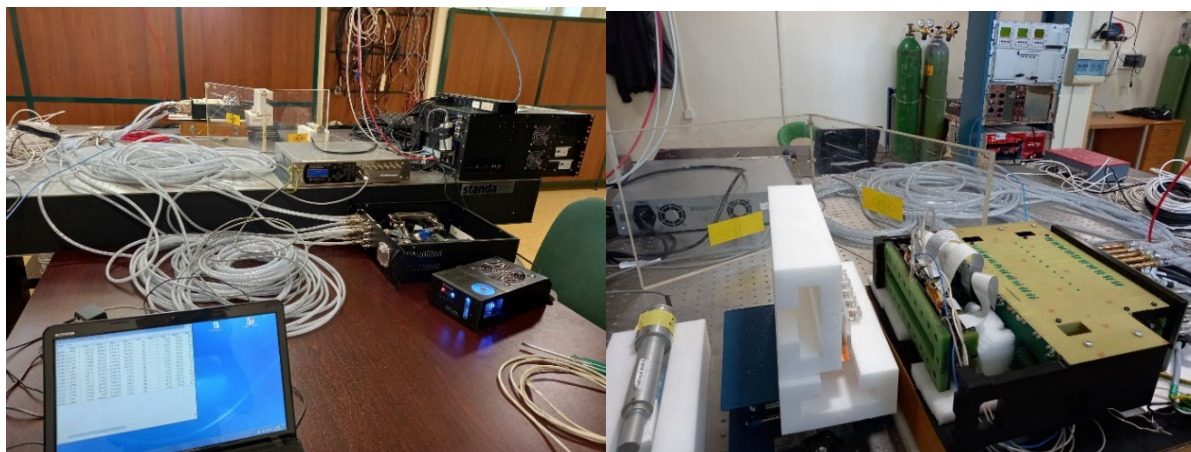
Rys. 4.106 Sygnały ADC dla wybranych kanałów w danym przedziale czasu



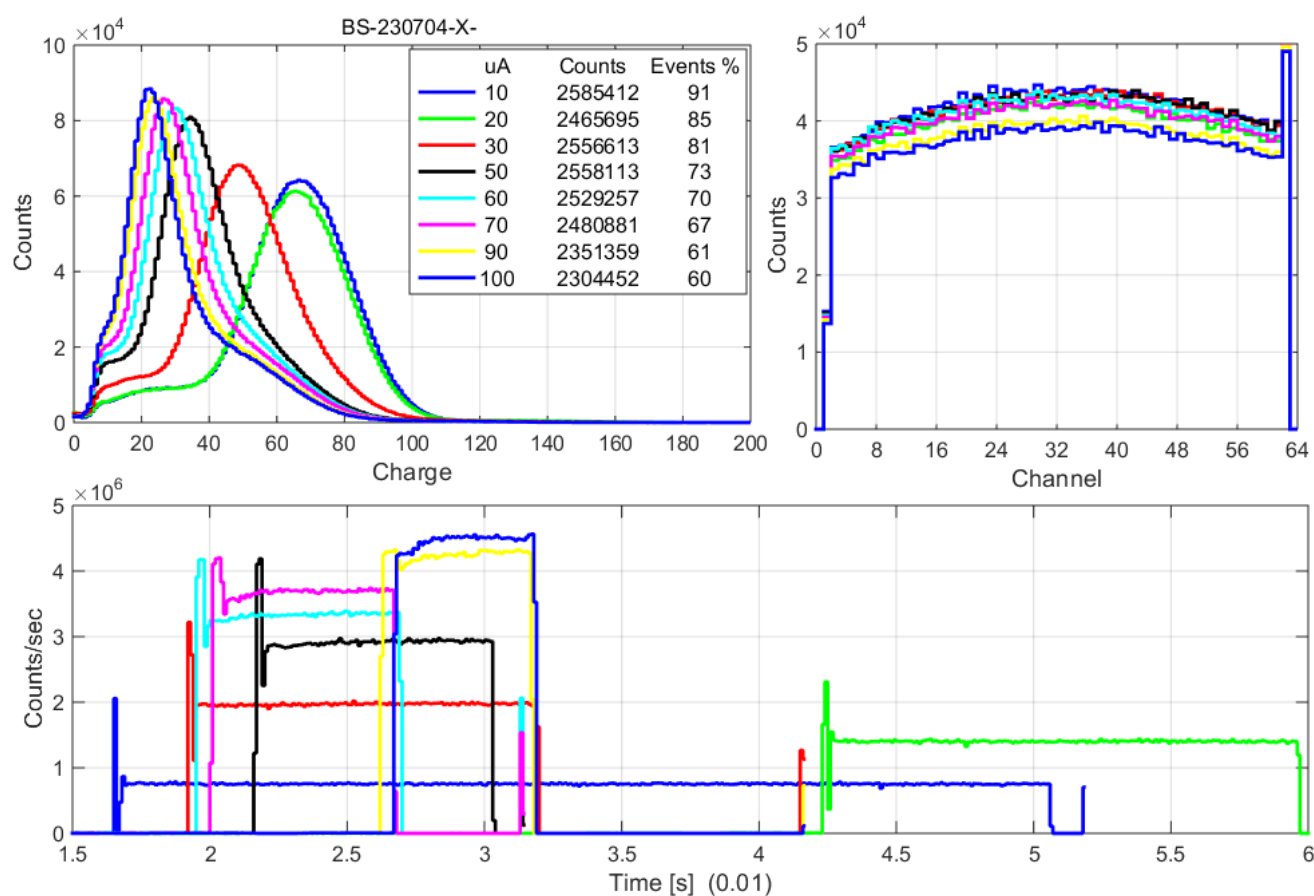
Rys. 4.107 Charakterystyka detektora dla lampy rentgenowskiej w implementacji online C++ dla dwóch czasów akwizycji w zakresie prądu 1, 4 uA.

Implementacje offline Matlab i online C++ algorytmu Simple wykazały zadowalającą zgodność. Długie czasy akwizycji wymagają czasochłonnego transferu i konwersji danych. Test dla czasów akwizycji 1 min (częstotliwość 50 kHz) i 10 min (przy częstotliwości 400 kHz) został przeprowadzony tylko dla implementacji offline C++ bez akumulacji danych (Rys. 4.107).

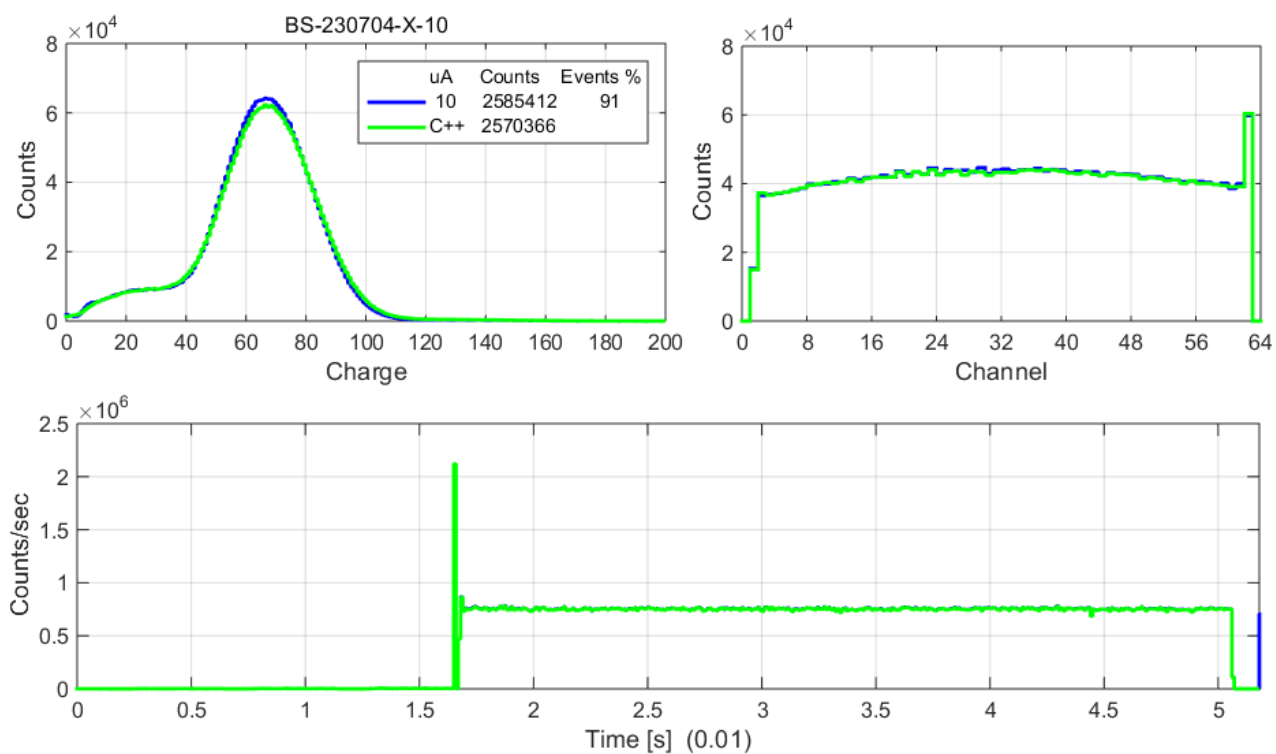
Po zdefiniowaniu problemu zaproponowano i przetestowano nowy interfejs. Wyniki przedstawiono poniżej. Zastosowano model detektora prostego (port pionowy) z kanałami: ADB 17:96, z AFE 2:5. Mieszanka gazów składała się z 70% Ar i 30% CO², z przepływem 50 ml/min. Zastosowano pięć źródeł izotopu żelaza ⁵⁵Fe lub lampę rentgenowską o napięciu 7 kV i natężeniu 10-100 uA. Nominalne wysokie napięcia były stosowane od pierwszego GEM w kierunku okna detektora: 600, 350, 600, 350, 600, 350, 1200 V. Typ akwizycji danych to B-DAQ przy 80 MHz z poziomem wyzwalania 25 i ADR = 6000. Zastosowano prosty algorytm przetwarzania histogramu z implementacją offline za pomocą Matlab i online - C++.



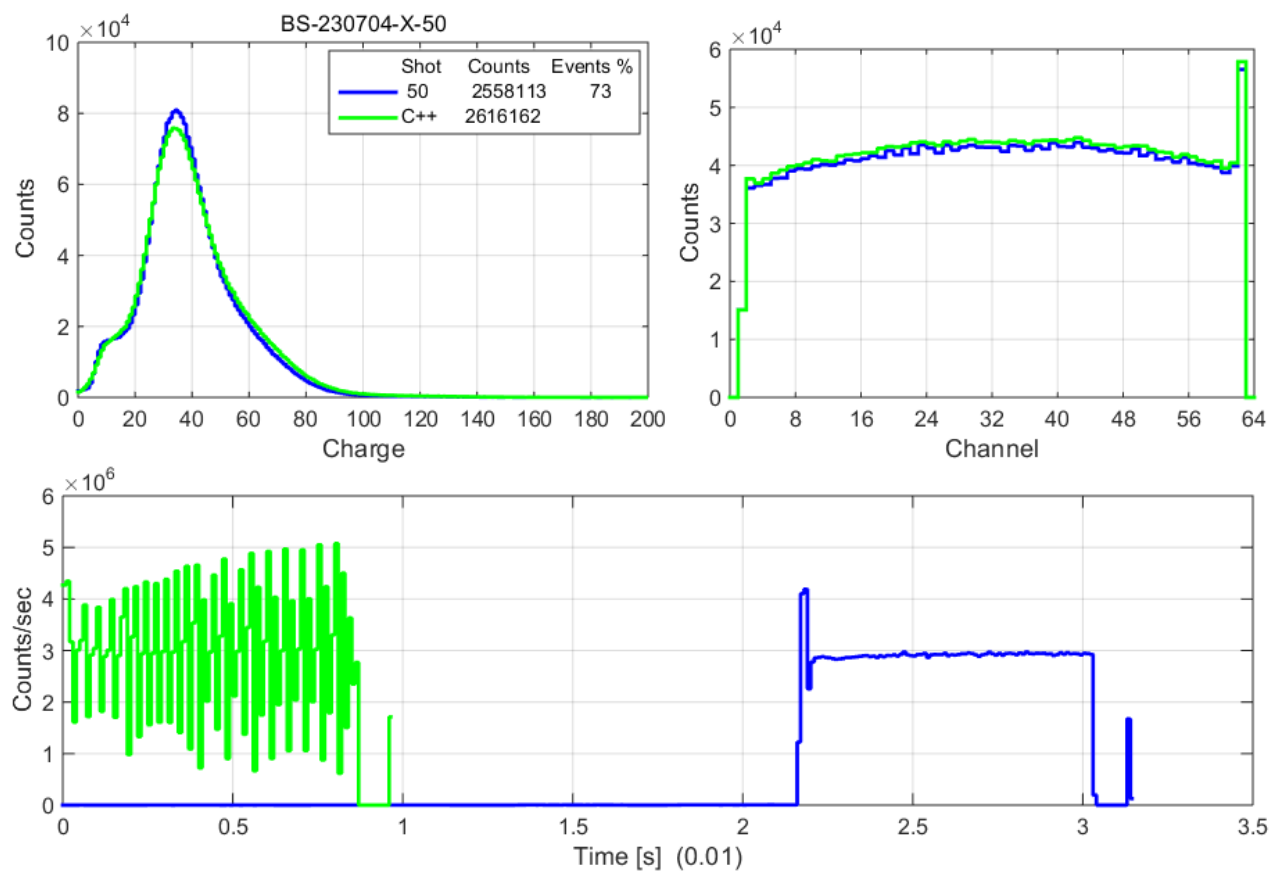
Zdjęcia konfiguracji eksperymentalnej.



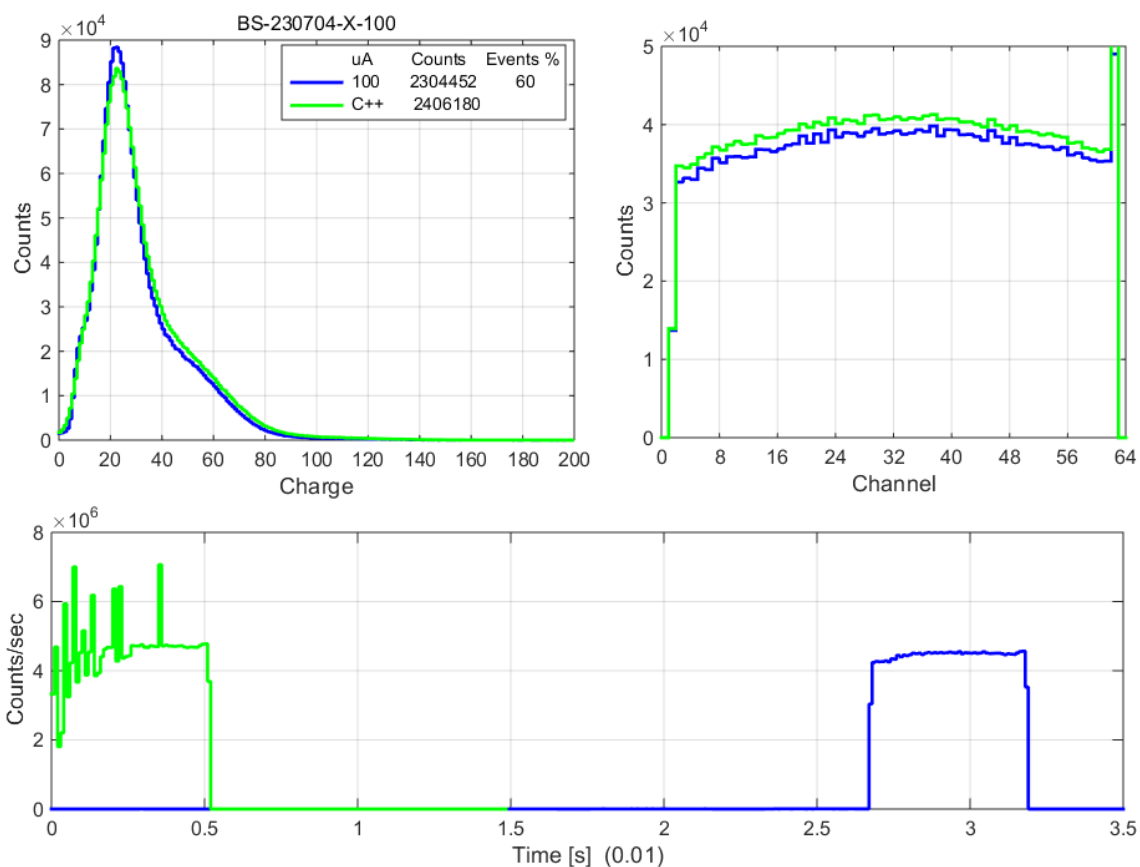
Rys. 4.108 Charakterystyka lampy rentgenowskiej w zakresie prądu [10,20,30,50,60,70,90,100] uA.



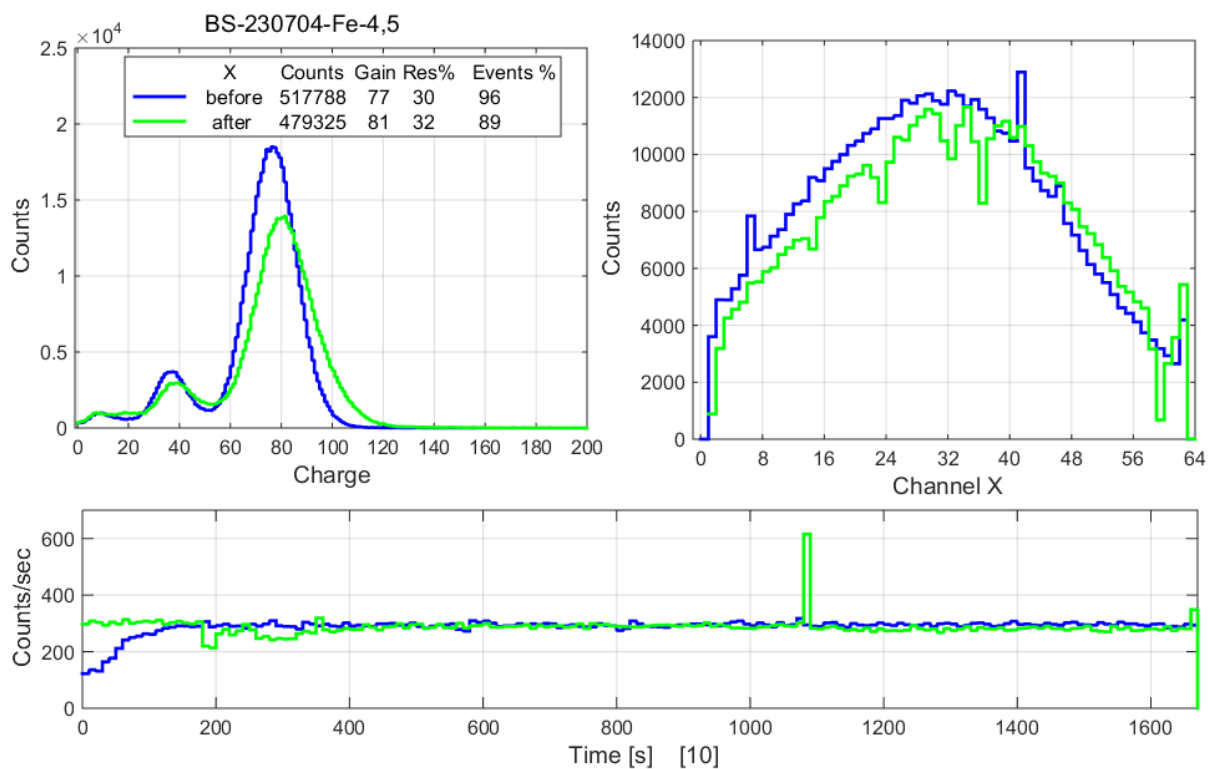
Rys. 4.109 Charakterystyka lampy rentgenowskiej dla prądu 10 uA - porównanie implementacji w Matlab i C++.



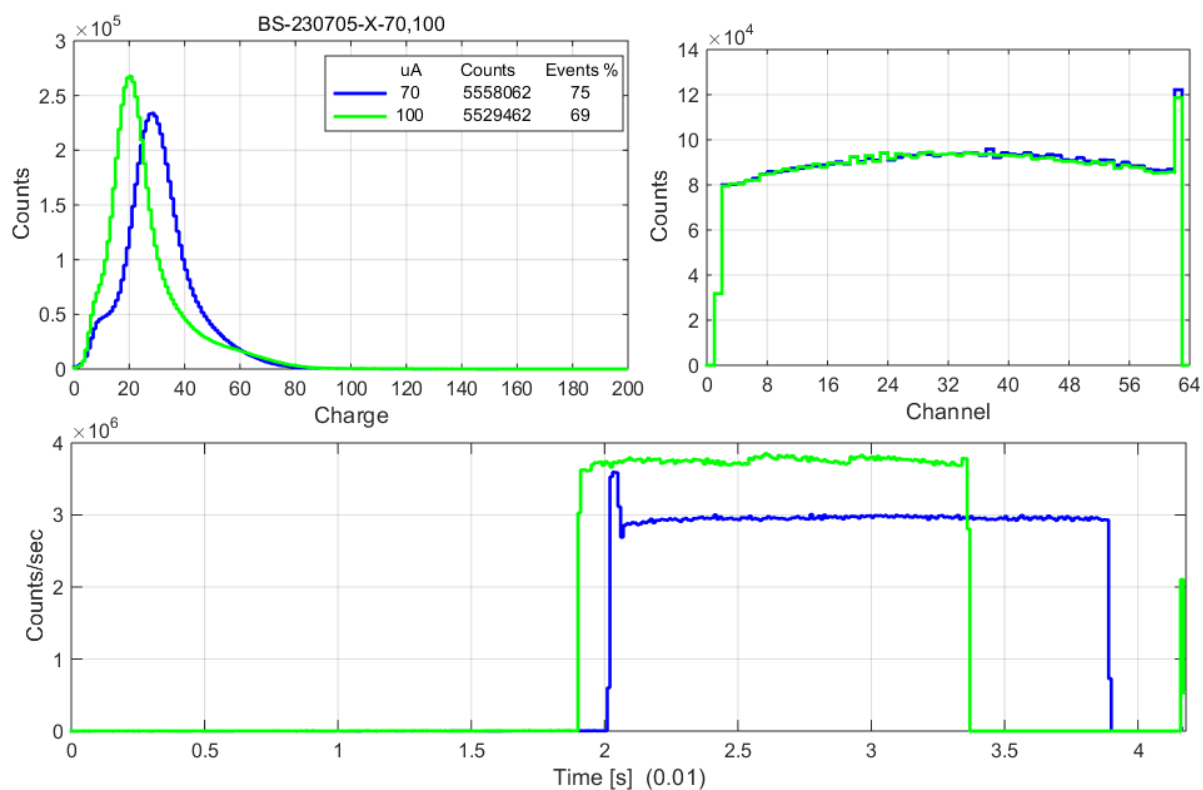
Rys. 4.110 Charakterystyka lampy X dla prądu 50 uA - porównanie implementacji w Matlab i C++.



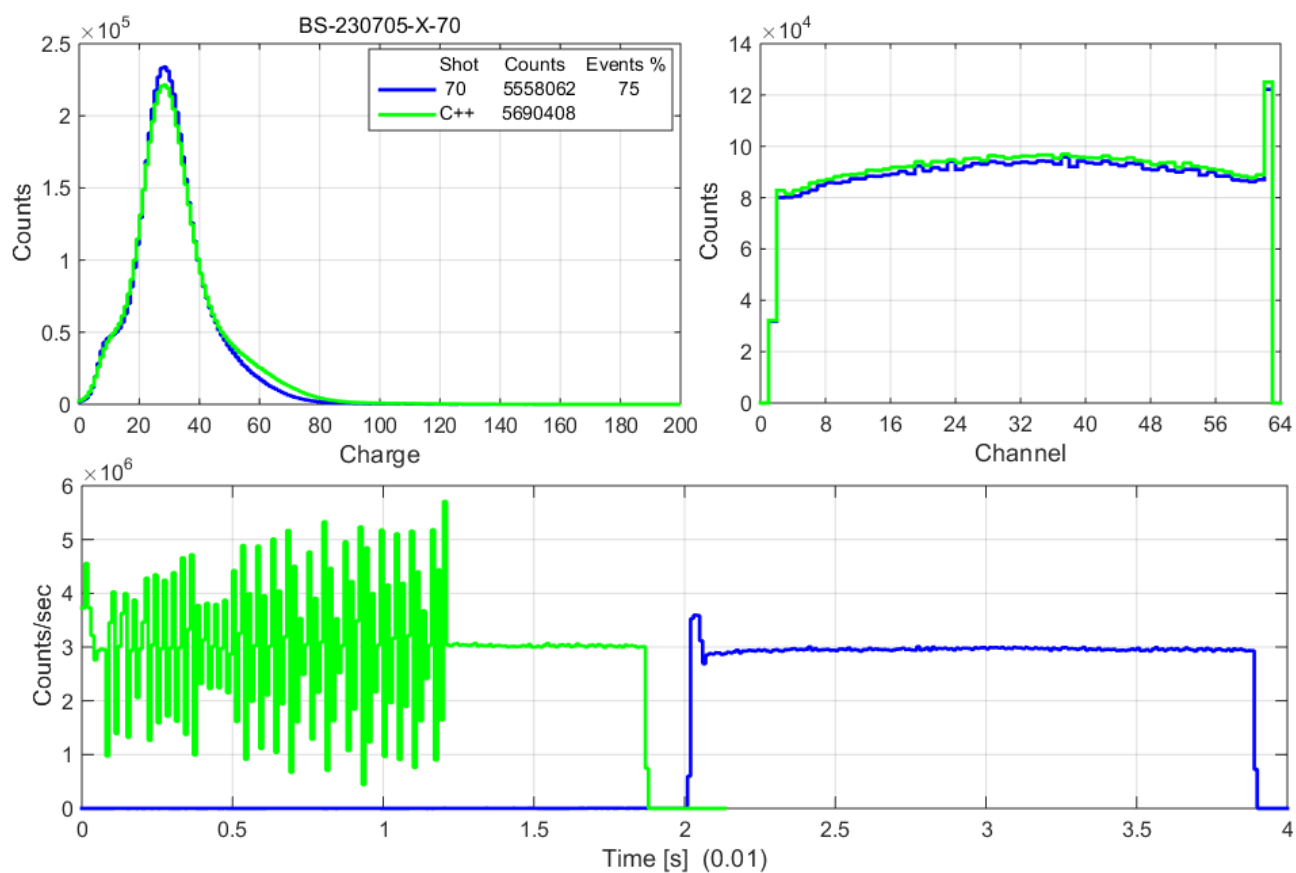
Rys. 4.111 Charakterystyka lampy rentgenowskiej dla prądu 100 uA - porównanie implementacji w Matlab i C++



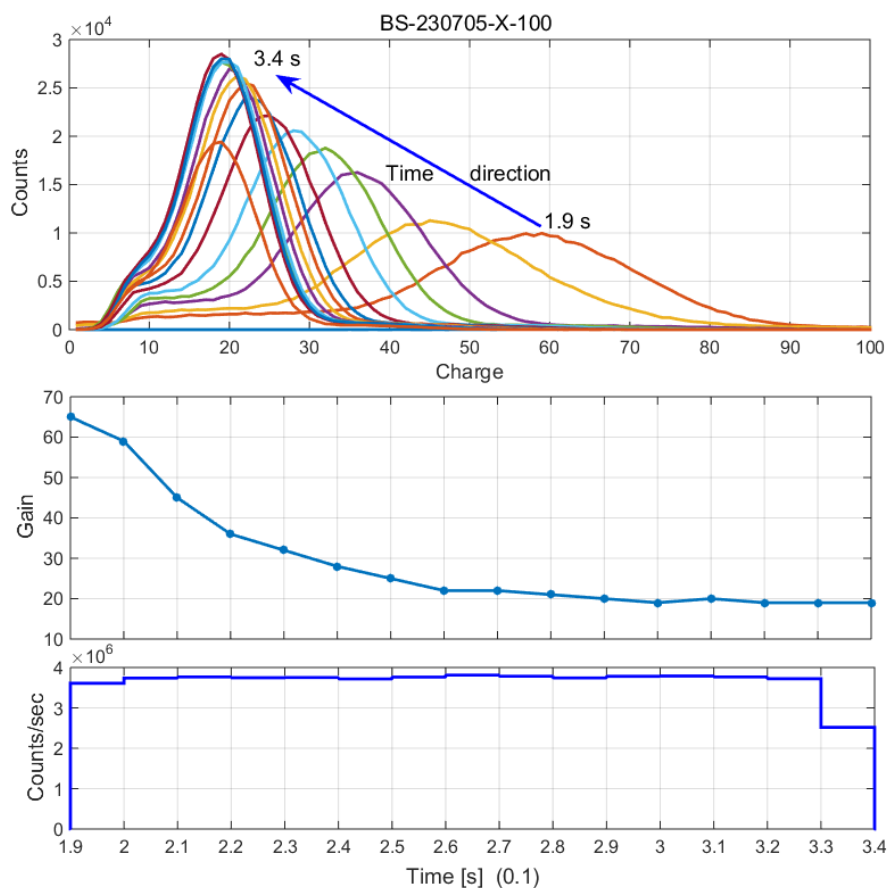
Rys. 4.112 Charakterystyka źródła Fe - porównanie przed i po testach rurowych



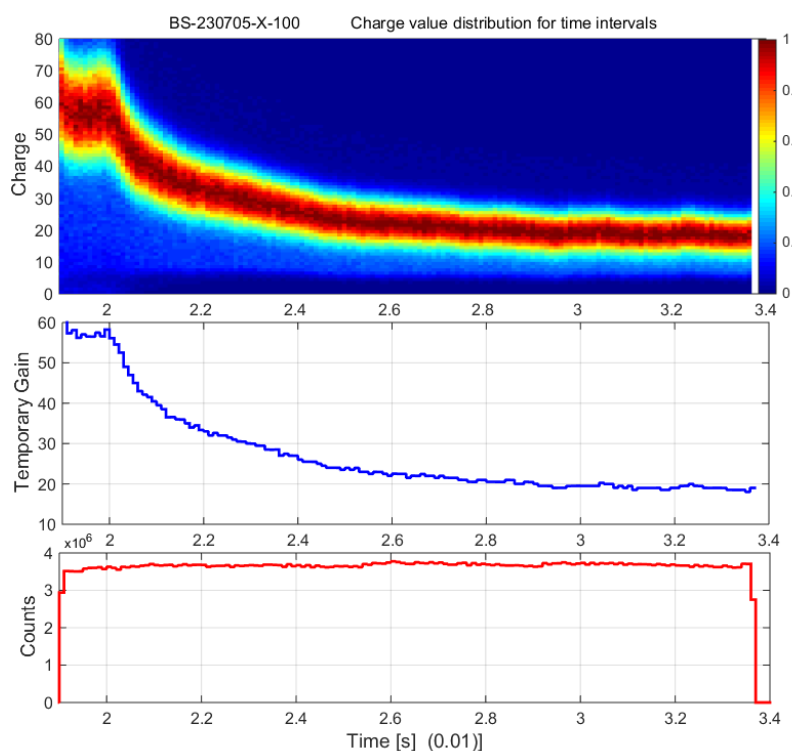
Rys. 4.113 Charakterystyka lampy X dla prądu 70 i 100 uA



Rys. 4.115 Charakterystyka lampy X dla prądu 70 uA - porównanie implementacji w Matlab i C++

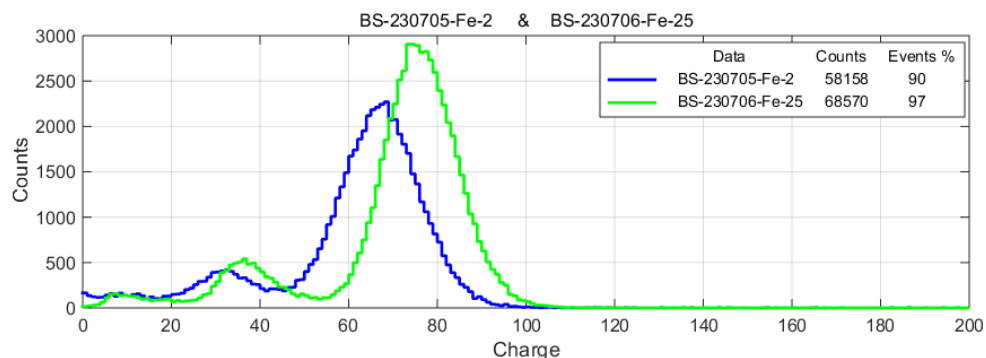


Rys. 4.116 Charakterystyka dynamiczna detektora w impulsie rentgenowskim z lampy dla prądu 100 uA w odstępach czasowych 100 ms. (Charakterystyka lampy rentgenowskiej - Rys. 4.112). Góra - zmiana rozkładu obciążenia w czasie, środek - zmiana wzmacnienia w czasie, dół - rozkład zliczeń w czasie (intensywność [Hz])

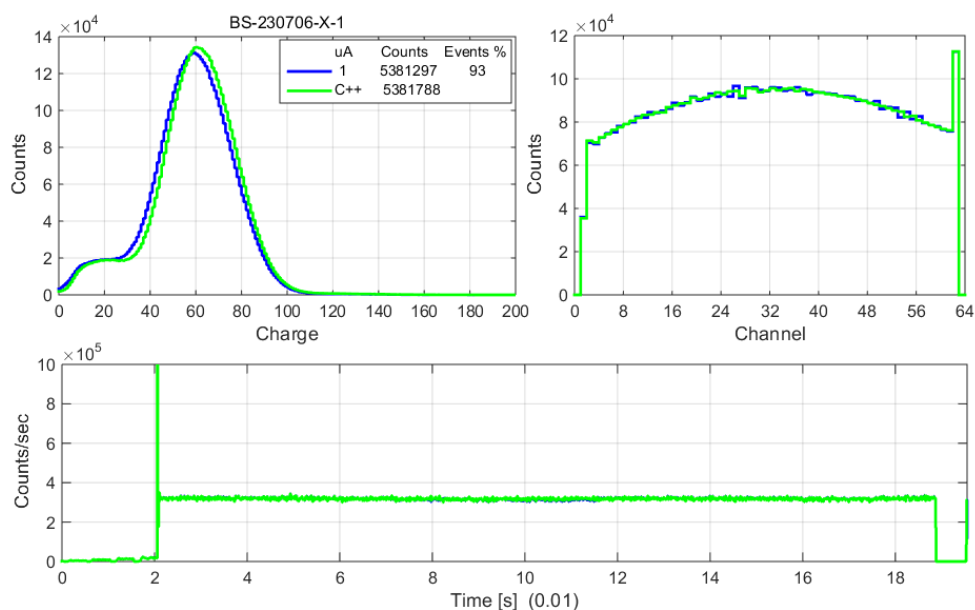


Rys. 4.117 Charakterystyka dynamiczna detektora w impulsie rentgenowskim z lampy dla prądu 100 uA w odstępach czasowych 10 ms. (charakterystyka lampy -Rys. 4.112). Góra - zmiana rozkładu obciążenia w czasie, środek - zmiana wzmacnienia w czasie, dół - rozkład zliczeń w czasie (intensywność [Hz])

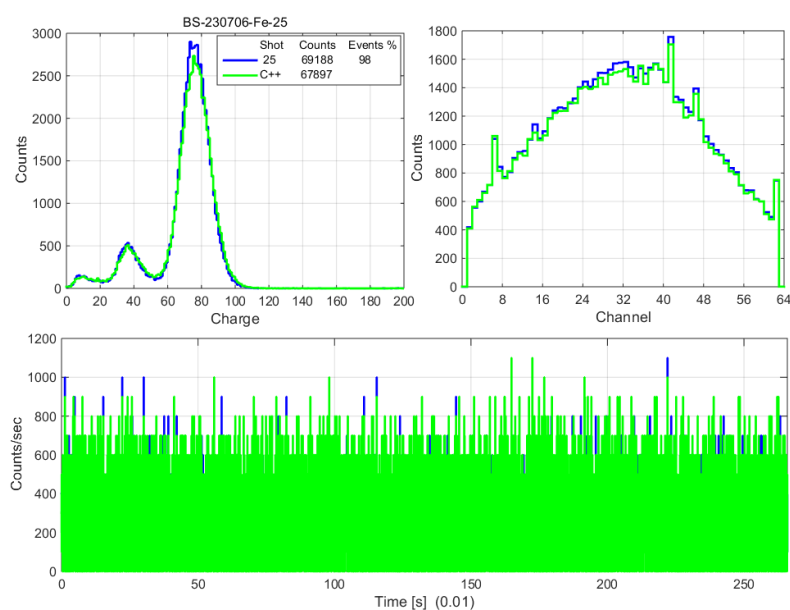
Ze względu na ograniczoną skuteczność prostego algorytmu, rzeczywiste oczekiwane natężenie promieniowania wynosiło około 6 MHz. W tych warunkach czas wyznaczania wzmocnienia wynosił ok. 1 s.



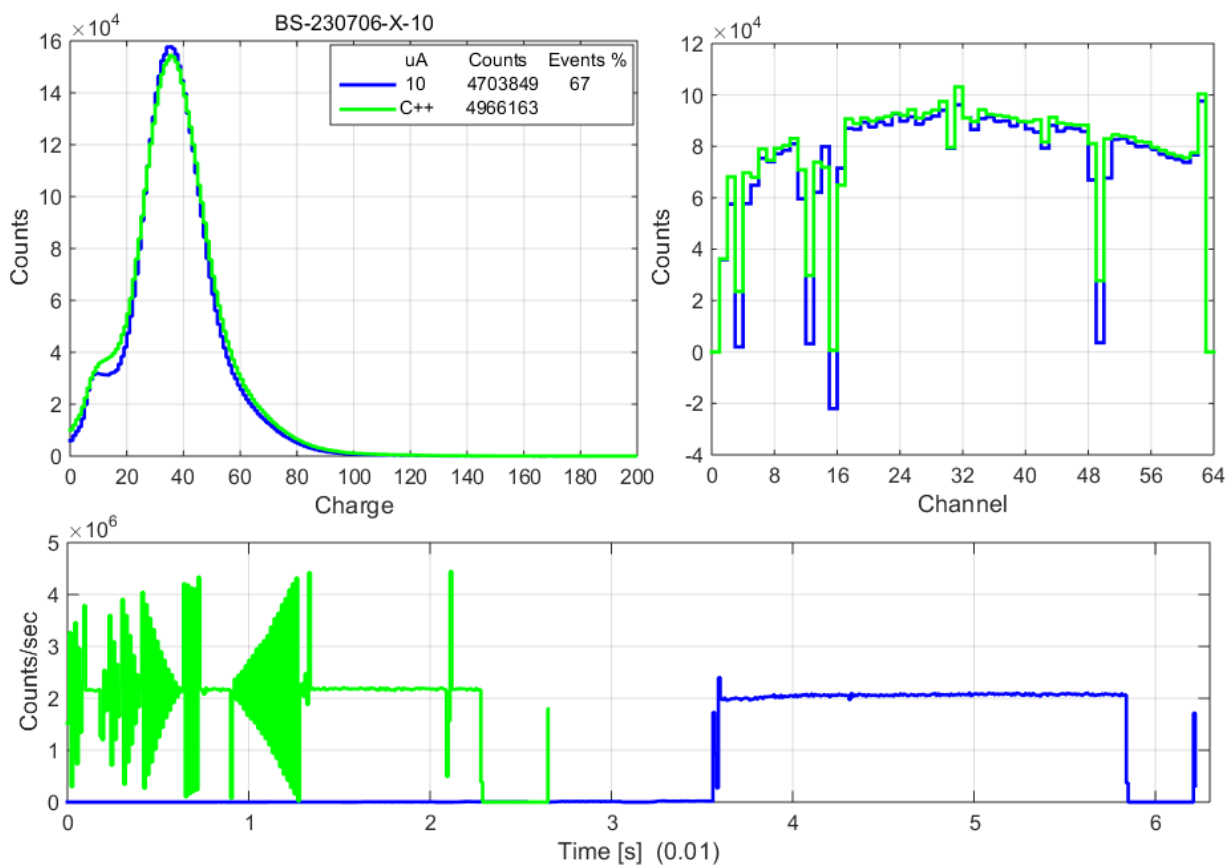
Rys. 4.118 Charakterystyka detektora dla źródła Fe - porównanie przed i po testach z lampą rentgenowską.



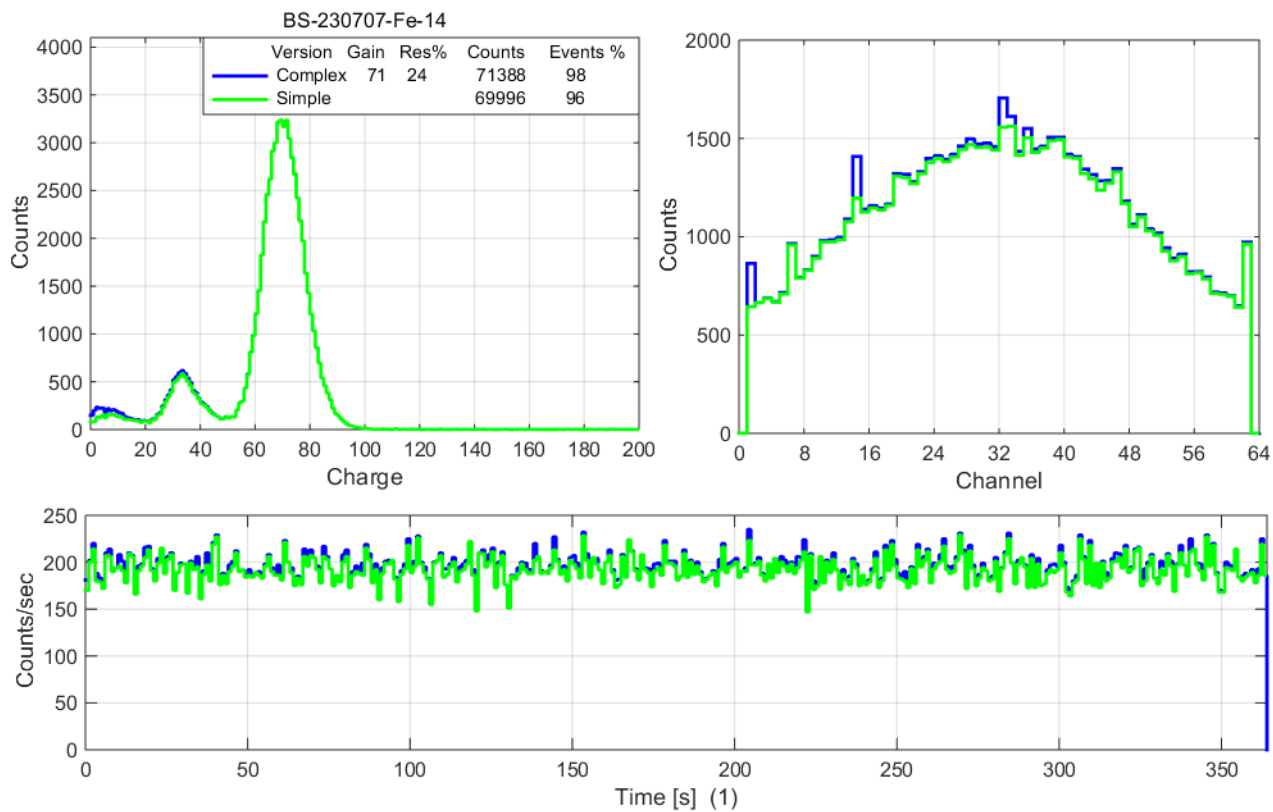
Rys. 4.119 Charakterystyka lampy X dla prądu 1 uA - porównanie implementacji w Matlab i C++



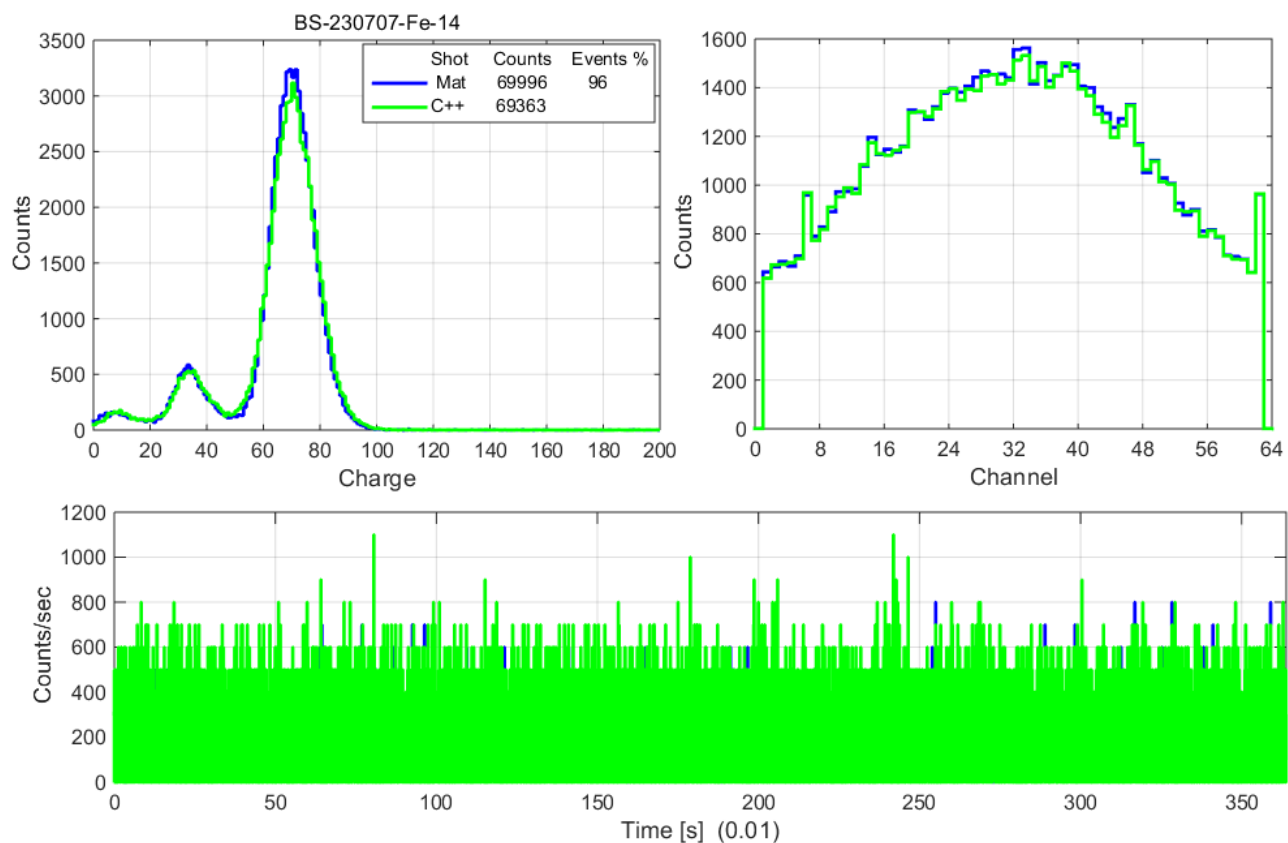
Rys. 4.120 Charakterystyka źródła Fe - porównanie implementacji w Matlab i C++.



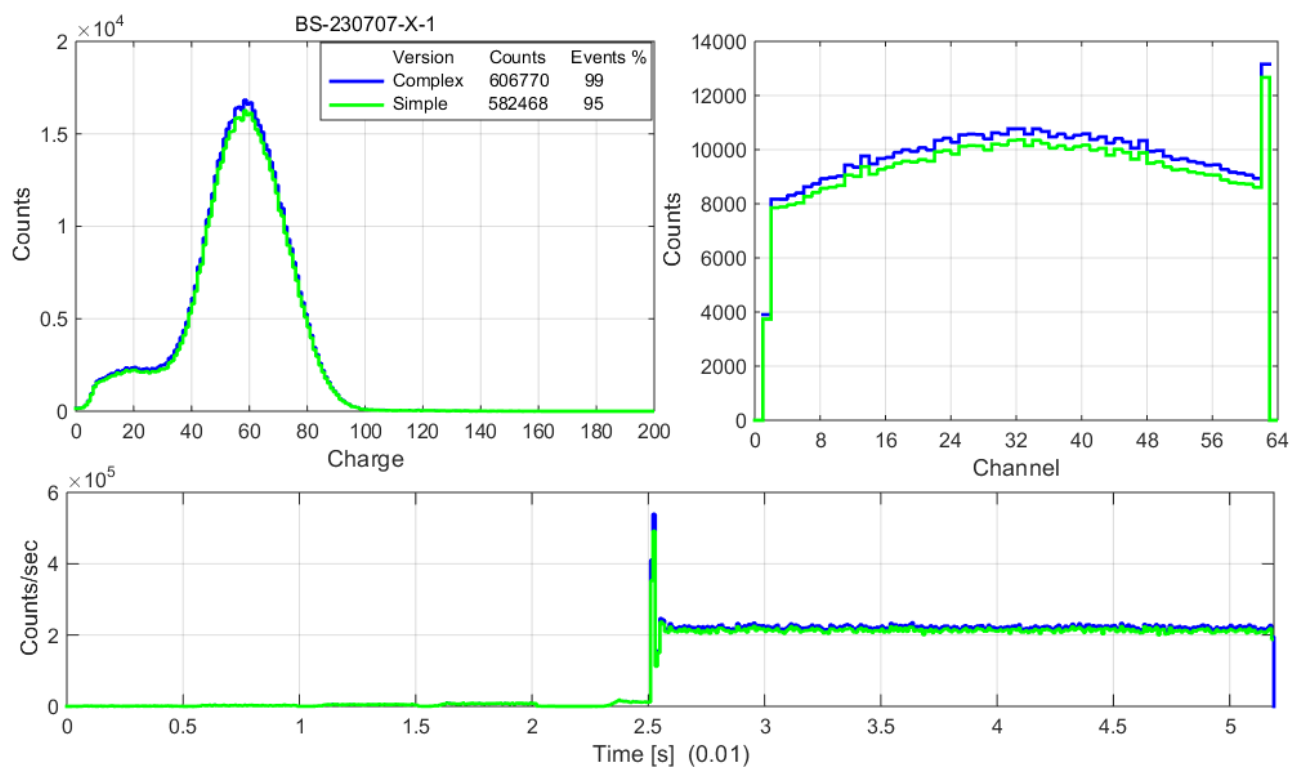
Rys. 4.121 Charakterystyka lampy X dla prądu 10 uA - porównanie implementacji w Matlab i C++



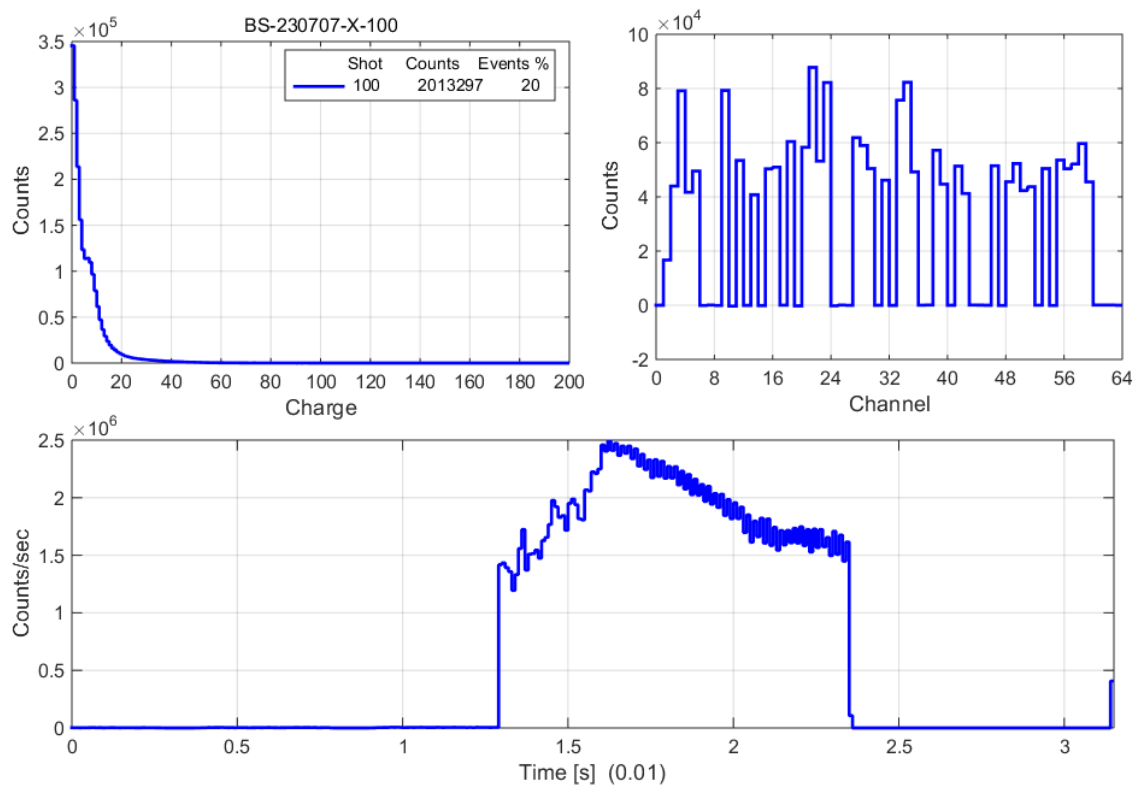
Rys. 4.122 Charakterystyka detektora dla źródła Fe w wersjach złożonej i prostej.



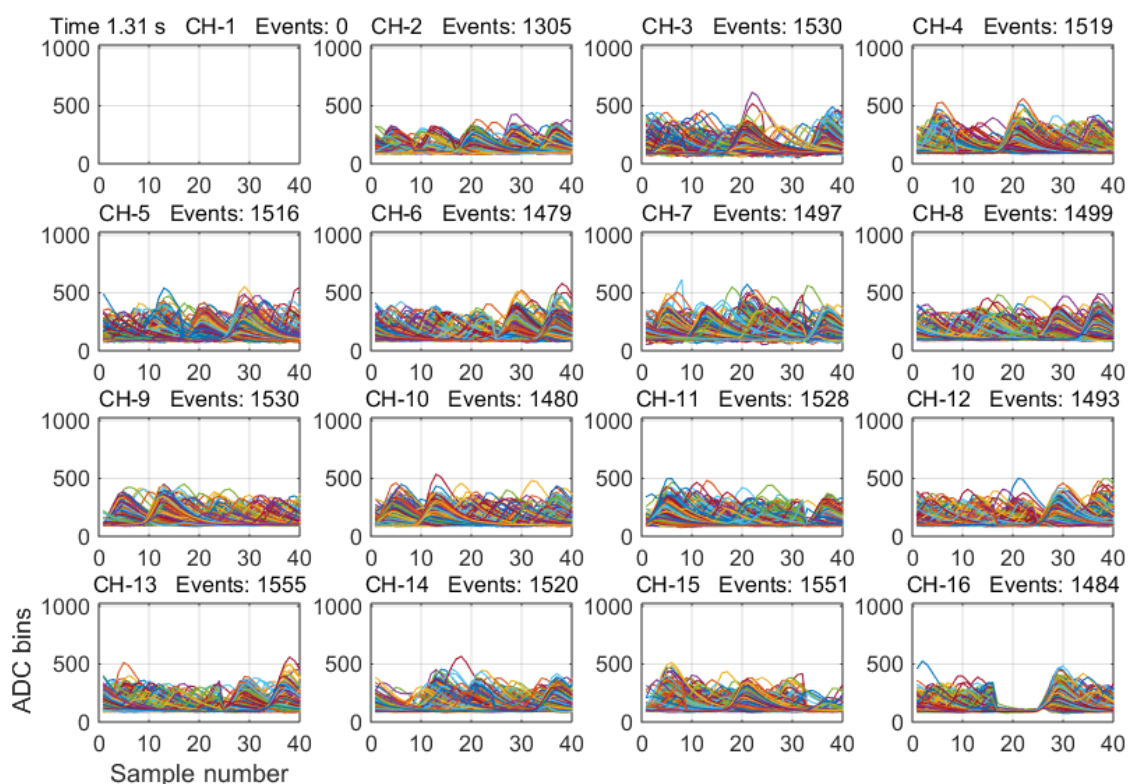
Rys. 4.123 Charakterystyka detektora dla wersji Matlab i C++ źródła Fe



Rys. 4.124 Charakterystyka czujki dla źródła lampy X (1 uA) w wersjach złożonej i prostej



Rys. 4.125 Charakterystyka promieniowania rentgenowskiego dla prądu lampy 100 uA.



Rys. 4.126 Sygnały ADC - nośna 1 w wybranym przedziale czasu.

Powyższe testy można podsumować następująco:

- Czas stabilizacji czujnika ok. 4 godzin po przełączeniu napięcia i gazu.

- Realizacje algorytmu prostego i złożonego oraz algorytmu prostego w Matlabie offline i C++ online wykazały zadowalającą zgodność przy niższych intensywnościach (<1 MHz).
- W przypadku wyższych intensywności w implementacji C++ wada rozpadu w czasie.
- W przypadku wysokiej intensywności promieniowania rentgenowskiego występuje znaczny spadek wzmocnienia detektora (3-krotny dla częstotliwości ~ 6 MHz). Czas ustalania wynosił około 1 s.
- Po testach lamp detektor jest całkowicie regenerowany.
- Długi czas akwizycji wymaga czasochłonnego transferu i konwersji danych, czas konwersji $1e7$ zdarzeń (~ 300 MB) ok. 30 min.
- Niestety problem wyzwalania z desynchronizacją sygnałów ADC powrócił, co powoduje znaczące wady w dystrybucji kanału.
- Konieczne jest drastyczne zmniejszenie intensywności promieniowania.

Przeprowadzono również analizę warunków pomiarowych i algorytmów przetwarzania danych dla rozwijanych detektorów gazowych. Ostateczna wersja systemu pomiaru diagnostycznego plazmy opartego na detektorach GEM wykorzystuje szeregową akwizycję danych. Metoda ta rejestruje w czasie rzeczywistym tylko impulsy detektora aktywnych kanałów, tj. te, które przekraczają zadany poziom wyzwalania sygnału. Chronologicznie uporządkowane dane są tworzone w strukturze macierzy $S [40 \times N]$ wartości próbek, gdzie liczba pobranych próbek ADC wynosi 40, a N jest liczbą wszystkich zarejestrowanych zdarzeń. Uzupełnieniem tych danych jest odpowiedni wektor T czasów zdarzeń i wektor P lokalizacji zdarzeń, tj. numerów kanałów pomiarowych.

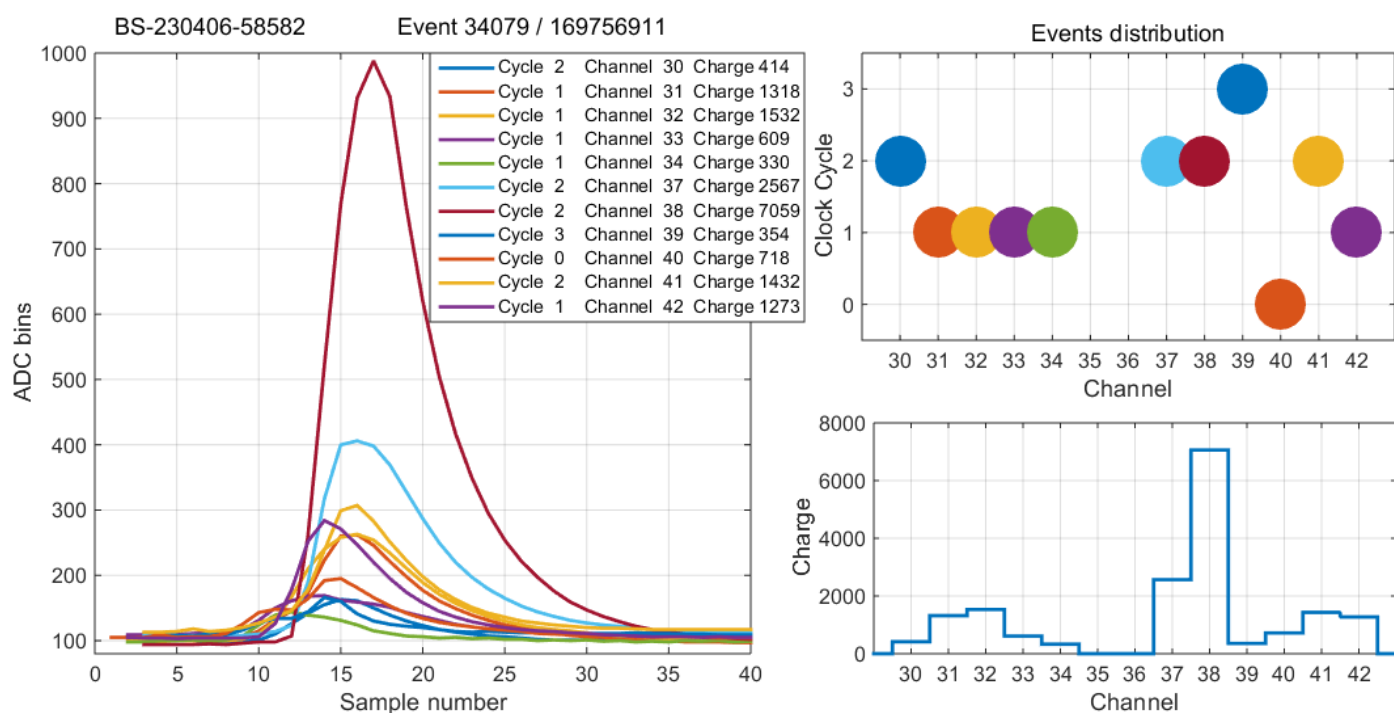
Analiza tych surowych danych pomiarowych przebiega w trzech głównych etapach.

1. Oszacowanie ładunku impulsu zdarzenia.
2. Identyfikacja klastra z oszacowaniem jego naładowania, czasu i lokalizacji.
3. Histogramowanie, tj. określanie rozkładów klastrów w zakresie ładunku (energii), czasu i przestrzeni (kanału).

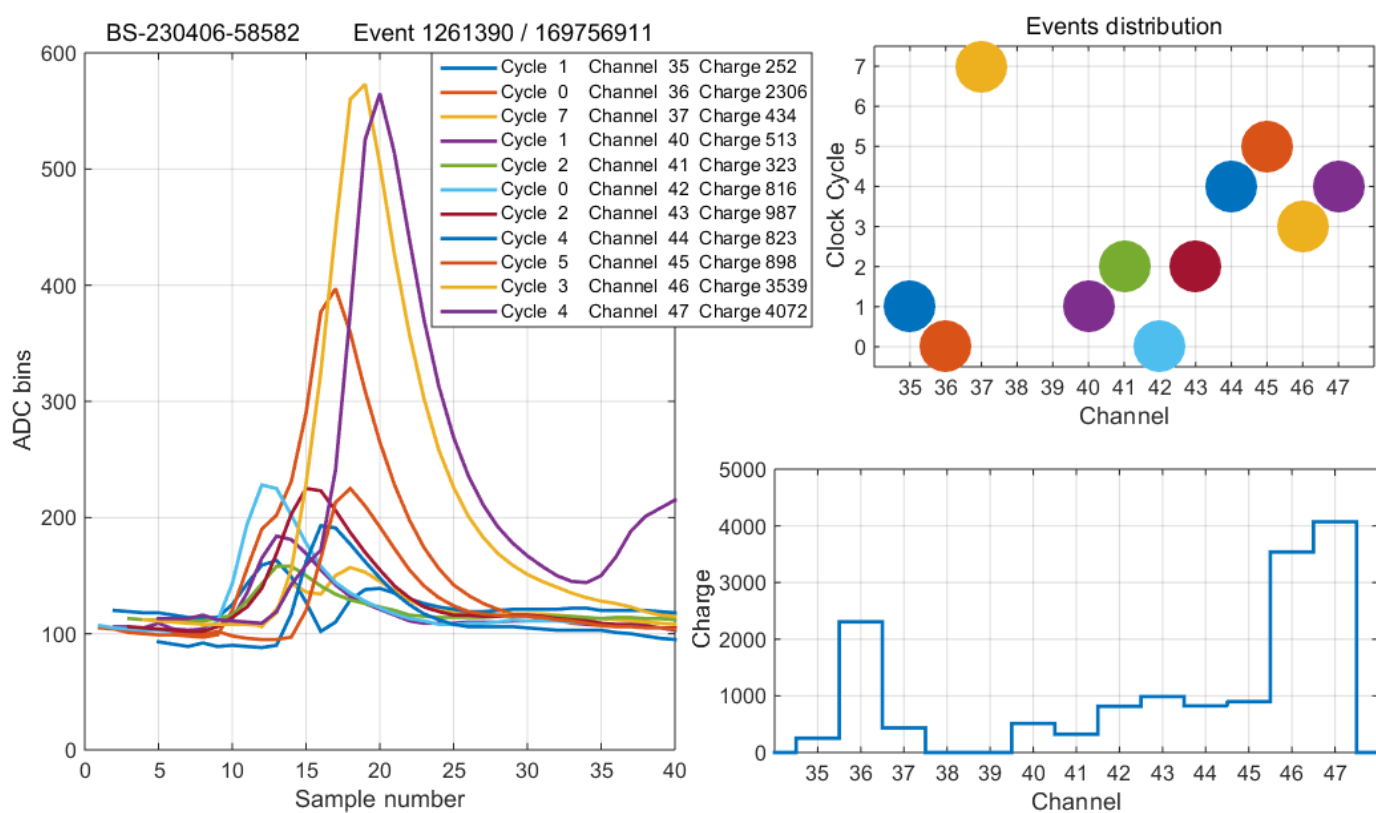
Wstępne pomiary w WEST z akwizycją dużych strumieni danych wykazały potrzebę gruntownej modyfikacji istniejących algorytmów z analizą defektów klastrów w warunkach koincydencji. Efektywne tworzenie wiarygodnych histogramów wymaga również optymalizacji czasu przetwarzania danych i pamięci. Rozważana jest również szybka wersja przetwarzania danych w czasie rzeczywistym.

Kluczową procedurą pozostaje jednak identyfikacja klastra, do którego należy zestaw zdarzeń sąsiadujących ze sobą w czasie i przestrzeni. Przykład zestawu wielu zdarzeń pokazano na Rys. 4.127-4.128 wraz z reprezentacją sygnałów, ładunków i rozkładu przestrzenno-czasowego. Prawidłowe i skuteczne utworzenie klastra wymaga analizy warunków czasowych, przestrzennych i obciążenia w celu oszacowania parametrów klastra.

Przeprowadzono również analizę warunków czasowych. Początkowe kryteria identyfikacji klastrów wynikają z czasowego rozproszenia i ograniczeń w zestawie sąsiadujących zdarzeń. Rozkład odstępów czasowych między kolejnymi zdarzeniami pokazano na Rys. 4.129 (po lewej). Dla interwałów czasowych > 7 , wykres odpowiada statystyce niezależnych zdarzeń zgodnie z rozkładem Poissona. Krótkie odstępy czasu do kilku cykli zegara zaczynają być określane przez zdarzenia wewnątrz klastra. W szczególności przerwy (0, 1) cykli są dominujące jako zdarzenia wewnątrz klastra. Przerwy (2:7) są pośrednie, tj. mogą wynikać z przypadkowej koincydencji niezależnych klastrów lub z klastra rozproszonego w czasie. Rozkład przedziałów czasowych dla poszczególnych kanałów pomiarowych pokazano na Rys. 4.129 (po prawej). Pokazuje on w większości równomierny rozkład i czas martwy wynoszący 41 cykli, tj. w okresie akwizycji próbki ADC.

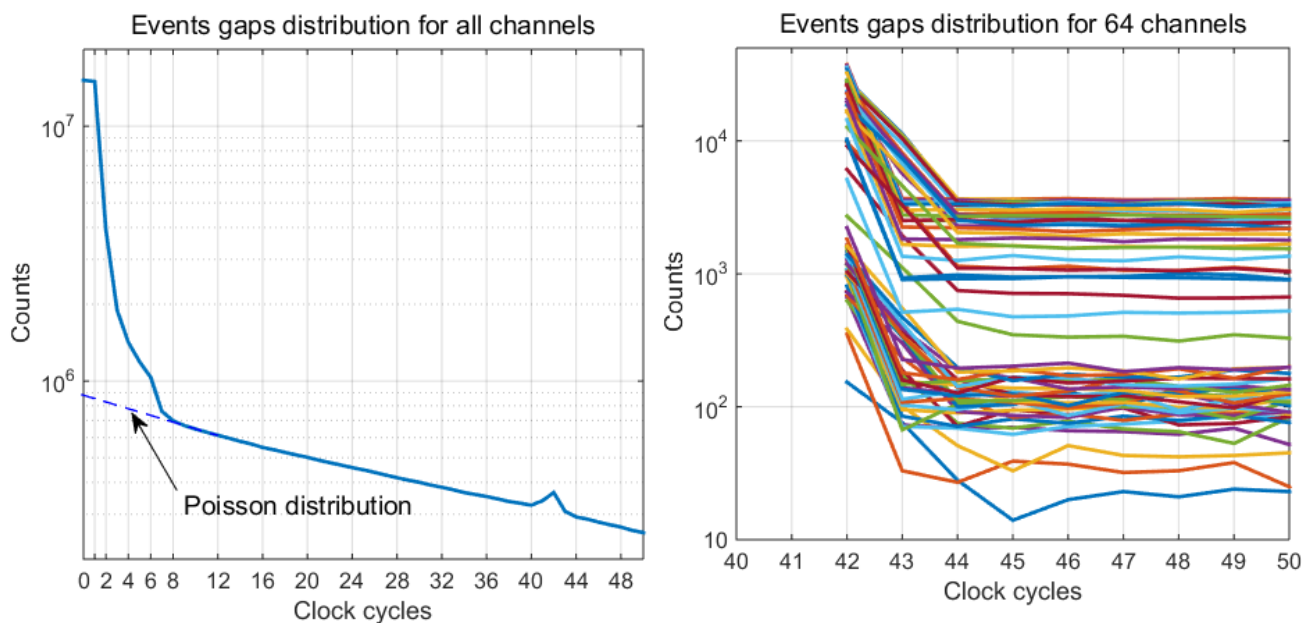


Rys. 4.127 Przykładowa paczka sąsiadujących zdarzeń: sygnały, ładunki i rozkład przestrzenno-czasowy



Rys. 4.128 Przykładowa paczka sąsiadujących zdarzeń: sygnały, ładunki i rozkład przestrzenno-czasowy

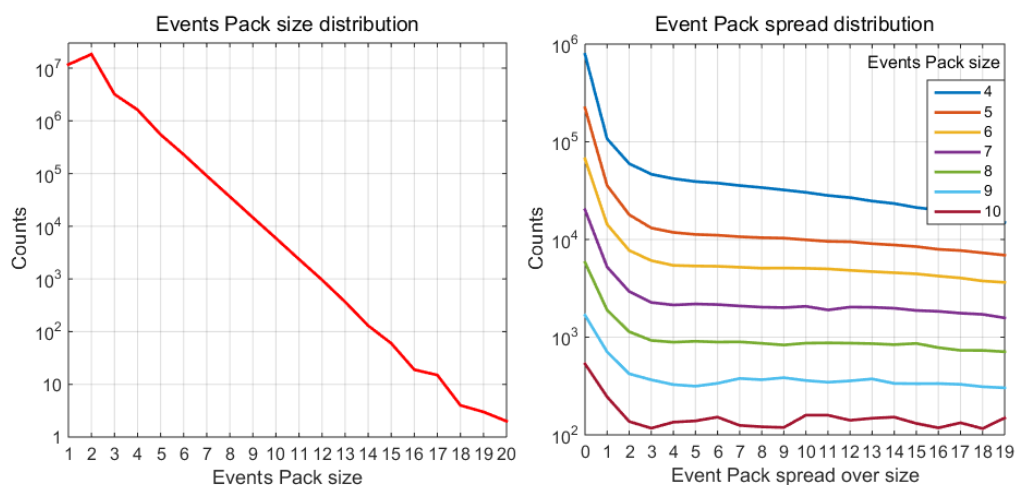
Średnia przerwa = 30 cykli



Rys. 4.129 Charakterystyka czasowa zdarzeń dla serii BS-230331-58454: Rozkład interwałów czasowych dla kolejnych zdarzeń - po lewej. Rozkład interwałów czasowych dla kanałów pomiarowych - po prawej

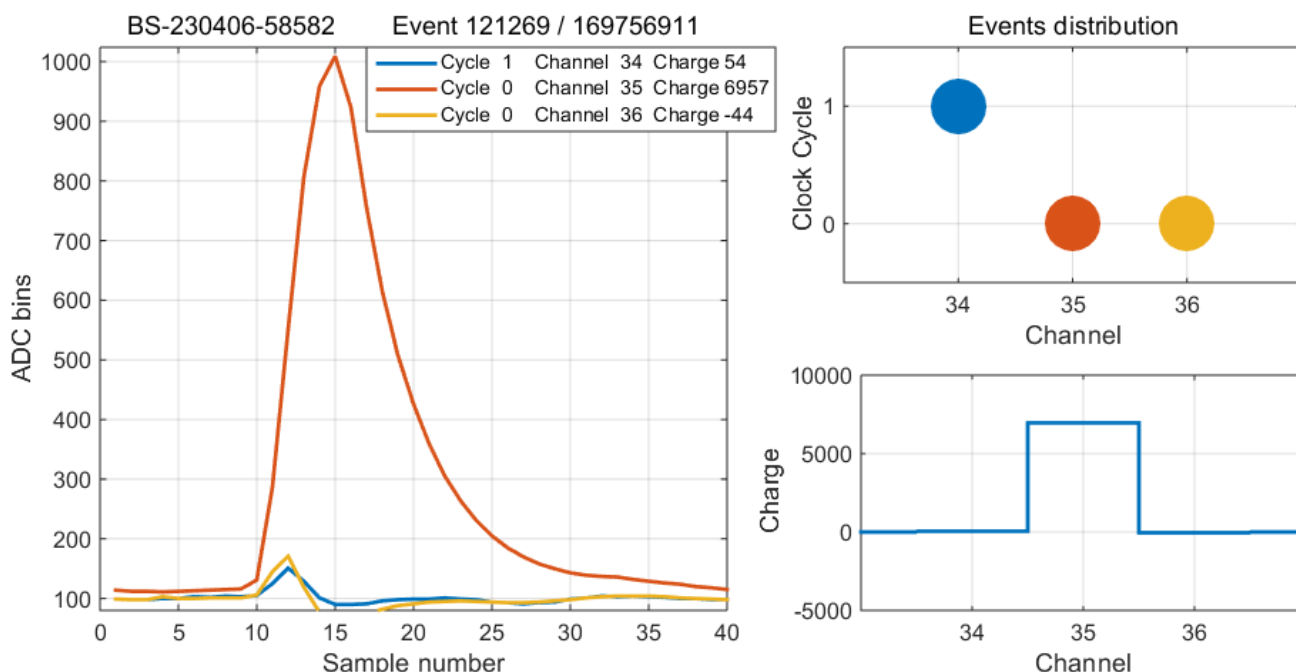
Przegląd zdarzeń w ramach regularnych i dobrze oddzielonych klastrów zdecydował o przyjęciu granicznej rozdzielczości czasowej klastra wynoszącej 2 cykle zegara, tj. zdarzenia oddzielone o więcej niż 2 cykle zegara należą do różnych klastrów. Tak więc pierwszym krokiem do oddzielenia potencjalnych klastrów jest podzielenie zdarzeń w czasie na paczki oddzielone o więcej niż 2 cykle zegara. Klasy te mogą mieć różne rozmiary, tj. składać się z wielu zdarzeń. Rozkład wielkości paczek zdarzeń pokazano na Rys. 4.130 (po lewej), gdzie zdecydowanie dominują paczki (1:3) zdarzeń, a reszta prawie odpowiada statystyce rozkładu Poissona. Przestrzenne rozproszenie działek mierzone odległością skrajnych kanałów pokazano na Rys. 4.130 (po prawej). Wykresy pokazują rozkład różnicy w rozproszeniu i wielkości działek dla działek o różnych rozmiarach. Widoczna jest dominacja zwartych działek o niskim rozproszeniu w pobliżu kanałów. Nie ma pewności, czy te lokalne gęstości są spowodowane zjawiskami fizyki plazmy lub detektora. Niezależnie od tego, uniemożliwiają one jednoznaczną identyfikację klastrów, co skutkuje utratą niektórych danych.

Średni rozmiar = 2

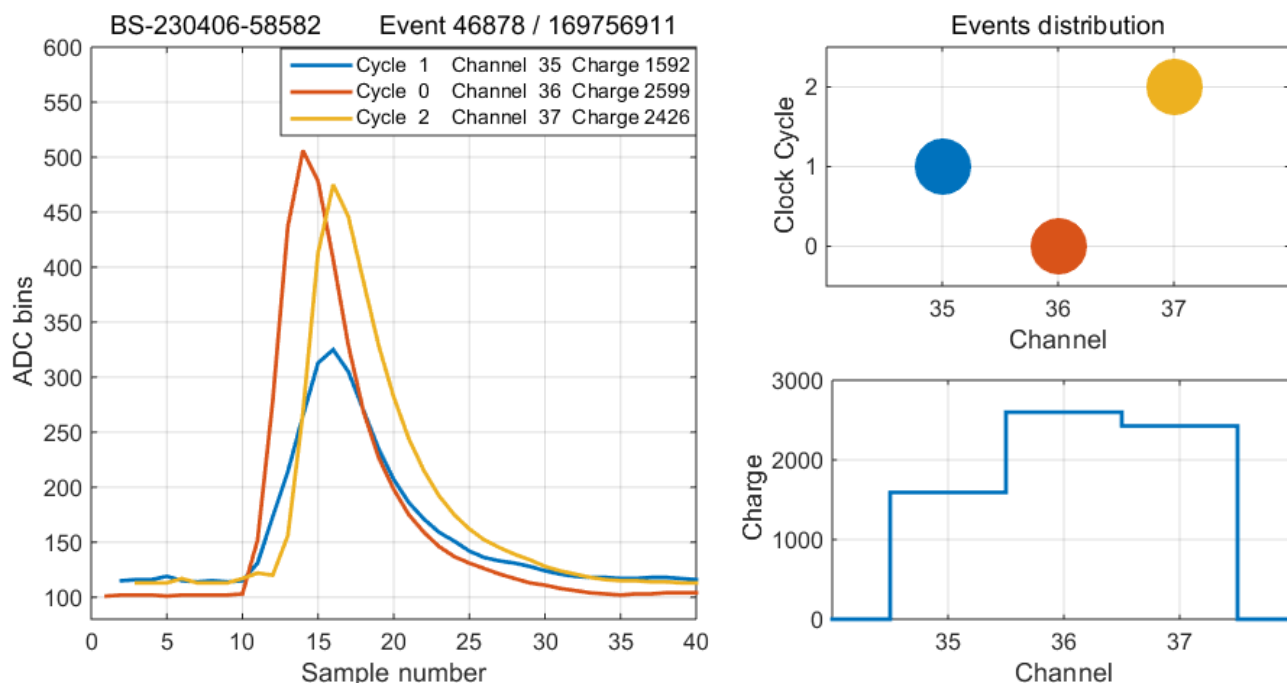


Rys. 4.130 Charakterystyka działek zdarzeń dla serii BS-230331-58454: Rozkład wielkości paczek zdarzeń - po lewej. Rozkład różnicy dyspersji i wielkości działki - po prawej

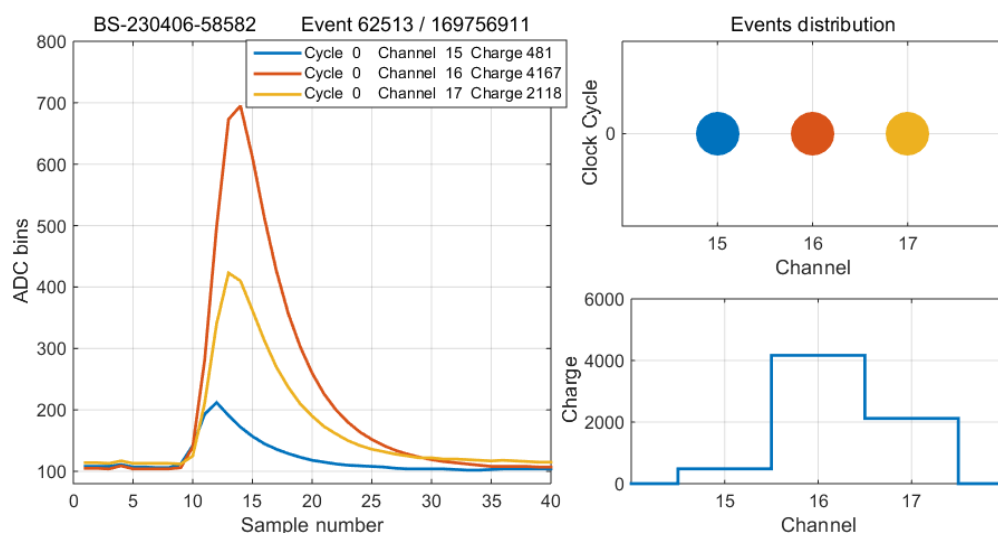
Wybrane przykłady regularnych klastrów 3-pasmowych pokazano na Rys. 4.131-4.135. Odstępy czasowe sąsiednich zdarzeń nie przekraczają 2 cykli pomiarowych, ale przyjęto limit 3 cykli dla skrajnej różnicy czasu w klastrze.



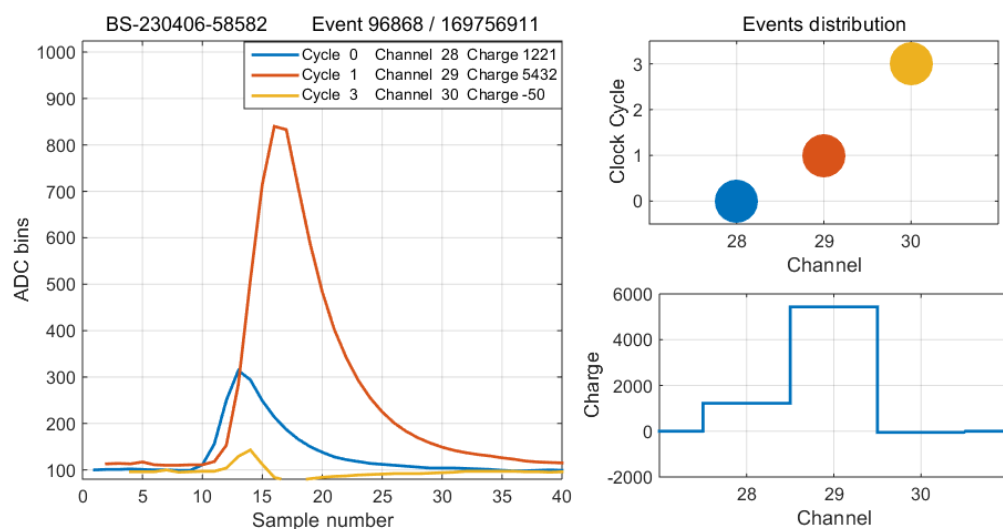
Rys. 4.131 Przykład regularnego systemu klastrowego: sygnały, obciążenia i przestrzenno-czasowy rozkład zdarzeń



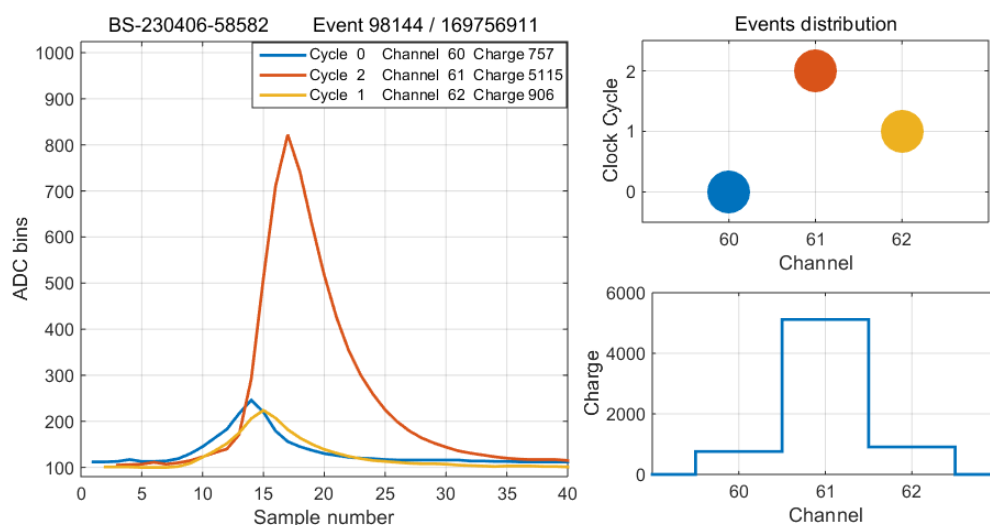
Rys. 4.132 Przykład regularnego systemu klastrowego: sygnały, obciążenia i przestrzenno-czasowy rozkład zdarzeń.



Rys. 4.133 Przykład regularnego systemu klastrowego: sygnały, obciążenia i przestrzenno-czasowy rozkład zdarzeń.



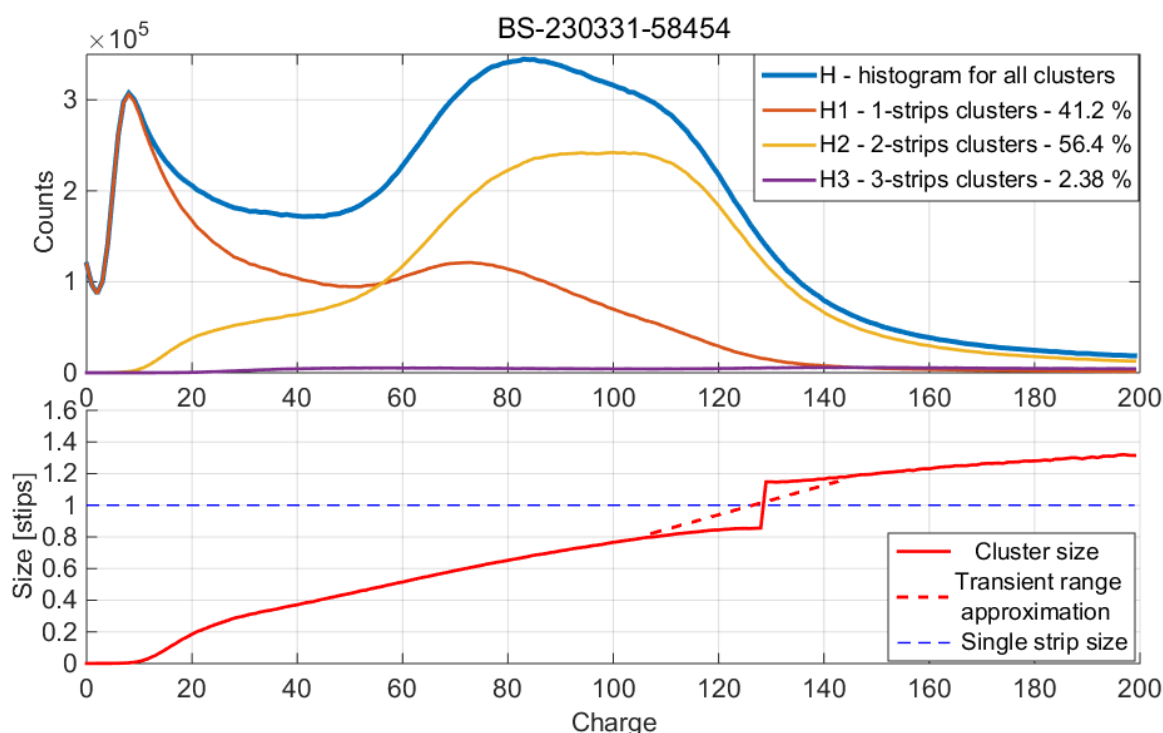
Rys. 4.134 Przykład regularnego systemu klastrowego: sygnały, obciążenia i przestrzenno-czasowy rozkład zdarzeń.



Rys. 4.135 Przykład regularnego systemu klastrowego: sygnały, obciążenia i przestrzenno-czasowy rozkład zdarzeń

Dokonano również analizy przestrzennej. Dalsze kryteria identyfikacji klastra pochodzą z rozkładu przestrzennego i ograniczeń wielkości klastra. Paczki zdarzeń oddzielonych w czasie są uporządkowane według kolejnych numerów kanałów, a potencjalne klastry są podzbiorami sąsiednich zdarzeń. W rezultacie pakiet jest dzielony na potencjalne klastry oddzielone co najmniej jednym kanałem lub z przerwą czasową > 2 cykle zegara.

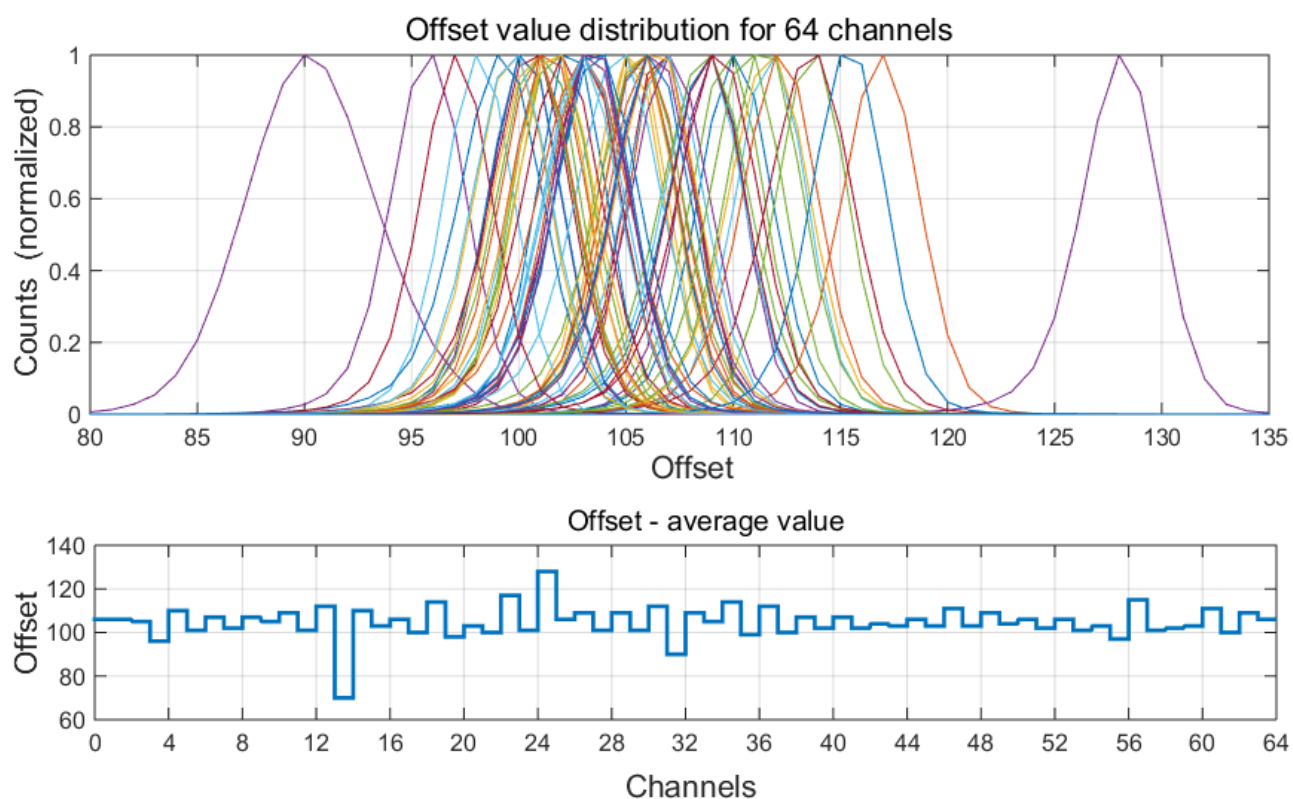
Dopuszczalne rozmiary klastrów można wstępnie ocenić na podstawie przeglądu regularnych i dobrze oddzielonych większych klastrów pokazanych na Rys. 4.131-4.135. Duże klastry na końcu zakresu ładowania generujące impulsy osiągające koniec zakresu sygnału ADC nie przekraczają rozmiaru 3 pasków i był to również zakładany maksymalny rozmiar regularnego klastra. Dokonano również statystycznego oszacowania średniej wielkości klastra w funkcji obciążenia metodą geometrycznego prawdopodobieństwa jego rozkładu na podstawie selektywnych histogramów 1, 2, 3-paskowych. Rozmiar klastra w funkcji skalowanego obciążenia pokazano na Rys. 4.136. Jednocześnie wynika z niego, że klastry 1- i 2-pasmowe mają dominujący udział przy stosunkowo niewielkim udziale 3-pasmowych w całym zbiorze zdarzeń. Wszystkie większe zestawy zdarzeń nie spełniają wymaganych kryteriów i dane są tracone.



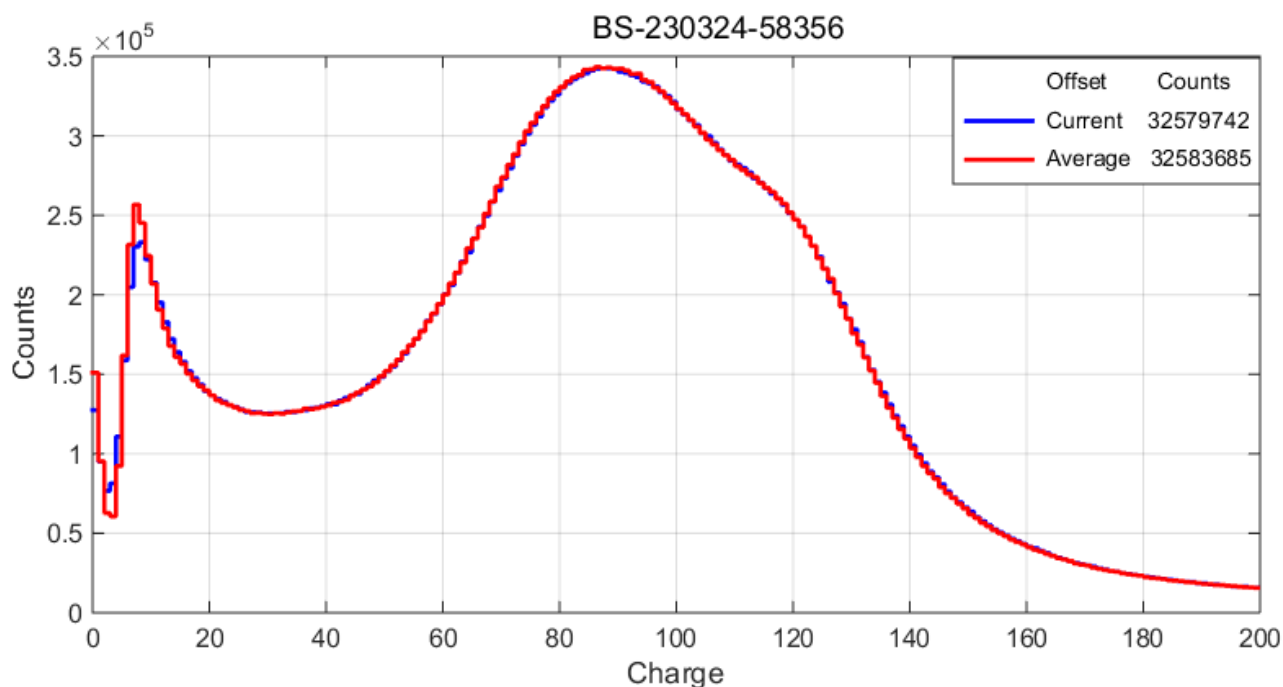
Rys. 4.136 Oszacowanie średniego rozmiaru klastra w funkcji obciążenia na podstawie histogramów selektywnych 1, 2, 3 pasków.

Przeprowadzono m.in. analizę warunków ładunkowych, która jest ważna dla oszacowania widma energetycznego fotonów promieniowania plazmowego. Względna wartość ładunku klastra jest sumą ładunków cząstkowych sygnałów kanałowych. Sygnały te są transformacją impulsów prądu detektora w liniowym systemie analogowym i są reprezentowane przez cyfrowe próbki ADC. Ładunek jest obliczany jako dyskretna całka sygnału i jest sumą wartości wszystkich jego próbek. Przy ocenie wartości ładunku ważne jest określenie poziomu odniesienia sygnału lub tak zwanego offsetu. Poziom offsetu jest określany jako średnia wartość sygnału w marginesie szumu przed wyzwoleniem. Ponieważ wartość offsetu zmienia się w czasie, jest ona określana na bieżąco dla każdego zdarzenia wyzwalanego przez wstępnie ustawiony poziom wyzwalań w stosunku do określonego offsetu.

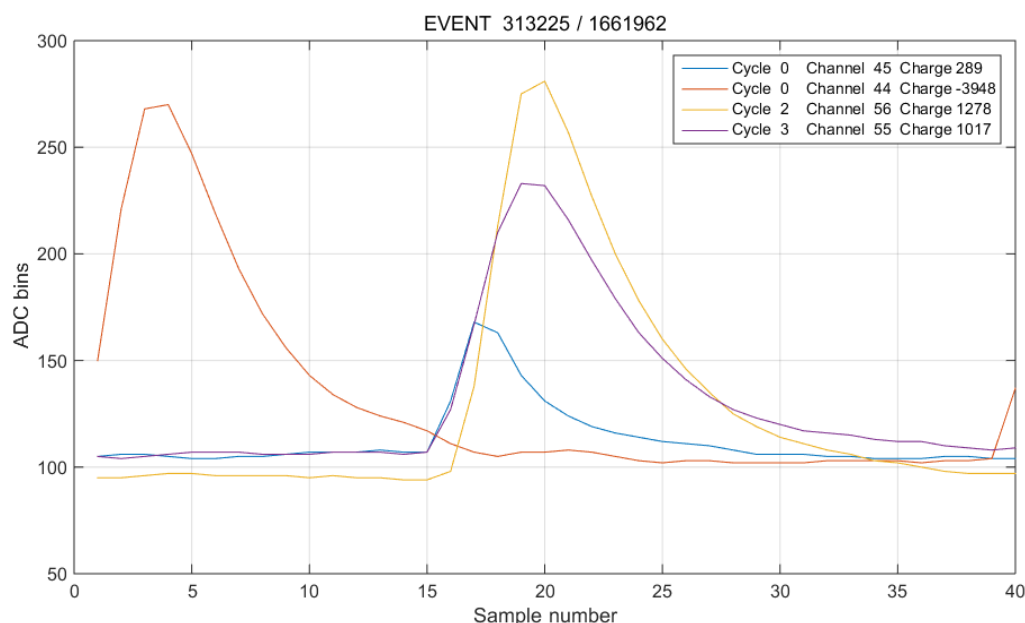
Rozkład wartości poziomego offsetu w zbiorze wszystkich zdarzeń danej serii pomiarowej i jego wartość średnią przedstawiono na Rys. 4.137 dla 64 kanałów. Rozkłady są normalne z szerokością do 20 poziomów ADC. Okazuje się jednak, że pomimo tych fluktuacji, przyjęcie wartości średniej do estymacji ładunku jest również miarodajne i niezależne od lokalnych zakłóceń. Wahania obliczonego ładunku kompensują się w przedziałach rozdzielczości rozkładu ładunku, a efekt rozbieżności jest pomijalny. Porównanie histogramów dla dwóch typów przesunięcia pokazano na Rys. 4.138.



Rys. 4.137 Znormalizowany rozkład wartości offsetu dla 64 kanałów pomiarowych - góra i ich wartości średnie - dół



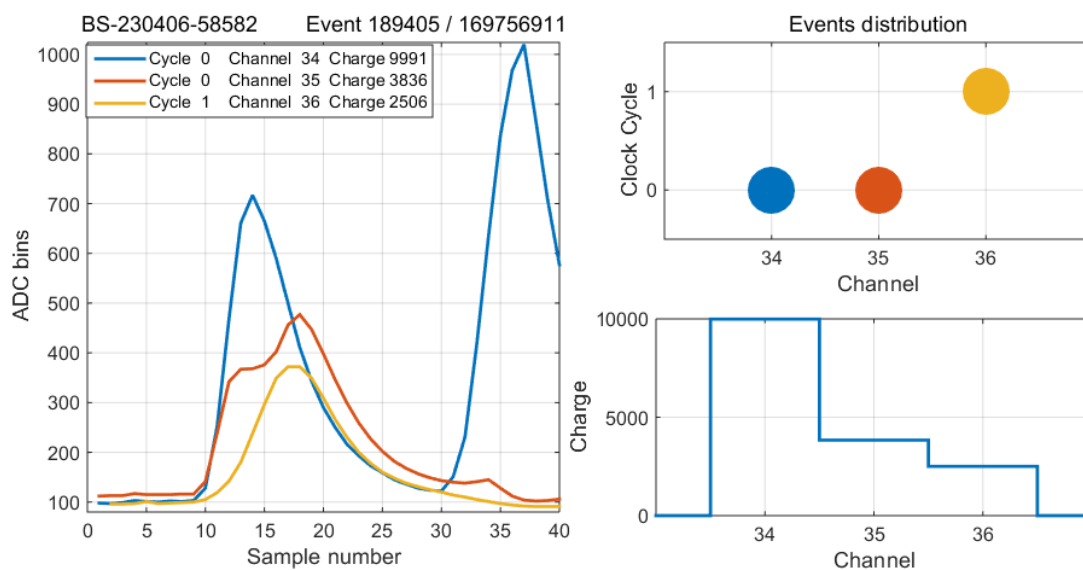
Rys. 4.138 Charakterystyka rozkładów obciążenia dla dwóch rodzajów offsetu: obliczanego na bieżąco dla każdego zdarzenia i średniej ze zbioru wszystkich zdarzeń



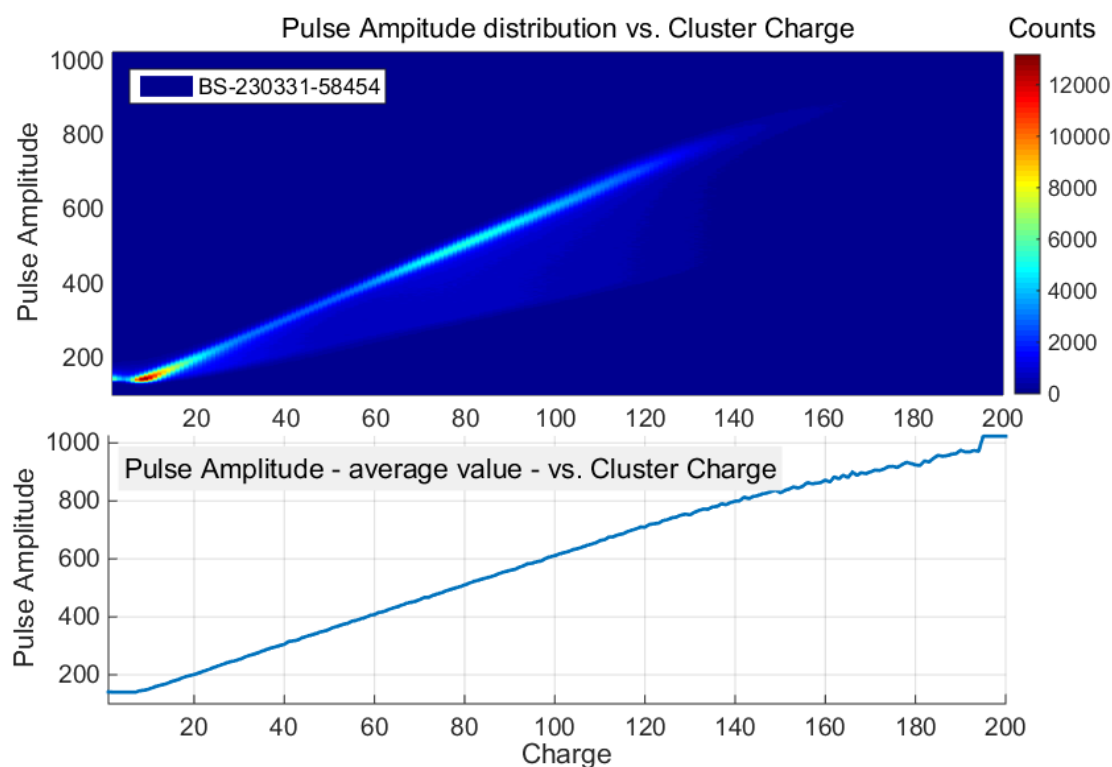
Rys. 4.139 Zniekształcenie marginesu szumów w wyniku słabej synchronizacji impulsów

Nadmierne odchylenie obliczonego poziomu offsetu od wartości średniej spowodowane zniekształceniem marginesu szumu jest wskazaniem do odrzucenia niewiarygodnego zdarzenia, a w konsekwencji odpowiedniego klastra. Typowe zakłócenie spowodowane słabą synchronizacją impulsów w marginesie szumu pokazano na Rys. 4.139. Podobne zakłócenie może wystąpić w wyniku koincydencji na końcu przedziału czasowego, jak pokazano na Rys. 4.140. Zakłócenia te są kontrolowane poprzez obliczenie odchylenia sygnału od średniego przesunięcia na końcach przedziału czasowego.

Rozkład przestrzenny ładunku w klastrze musi nadal spełniać warunek regularności dla klastrów 3-pasmowych, tj. maksymalny ładunek musi znajdować się w centralnym kanale klastra. W przeciwnym razie dojdzie do zniekształcenia poprzez nałożenie się dwóch mniejszych klastrów, co spowoduje utratę informacji, jak na Rys. 4.140. Ostatnim kryterium akceptacji klastra jest ograniczenie jego wartości w histogramie. Określenie zakresu obciążenia jest uwarunkowane sygnałami ADC (10 bitów) bez nasycenia. Rozkład amplitud sygnałów w funkcji odpowiedniego ładunku klastra pokazano na Rys. 4.141. Ładunek klastra jest skalowany do 200 poziomów, co odpowiada zakładanej pierwotnej wartości 7000 ADR (Absolute Digital Range) dla liniowego zakresu ADC (1024).



Rys. 4.140 Przykład zbieżności w środku i na końcu przedziału czasowego



Rys. 4.141 Rozkład amplitud sygnału ADC w funkcji klastra ładunków - góra i ich wartości średnie - dół (ADR = 7000)

Surowe dane w postaci macierzy próbek, czasu i wektorów kanałów dla wszystkich zdarzeń z danej serii pomiarowej są przechowywane w pliku PX1.mat programu Matlab. W przypadku dłuższych serii pomiarowych, np. około 370 milionów zdarzeń, rozmiar pliku sięga 16 GB. Stanowi to poważny problem przy ograniczeniach pamięci RAM i czasu odczytu. Z tego powodu dane z macierzy 40 próbek dla N zdarzeń są pobierane w 8 częściach po 5 próbek dla wszystkich zdarzeń. Pierwsza część macierzy próbek znajduje się na marginesie szumu i w tej fazie wykonywana jest estymacja offsetu dla wszystkich kanałów. W kolejnych fazach próbkowania odbywa się sukcesywne szacowanie obciążenia poprzez sumowanie próbek dla wszystkich zdarzeń. Ostatecznie wektory czasu, kanału i ładunku dla wszystkich zdarzeń są dostępne w pamięci roboczej Matlab. Po etapie odczytu i wstępnego przetwarzania danych następuje zasadniczy proces identyfikacji klastra zgodnie z wcześniej opisanymi warunkami w kolejnych fazach i histogramowanie zgodnie z poniższą strukturą.

Pętla dla wszystkich działek

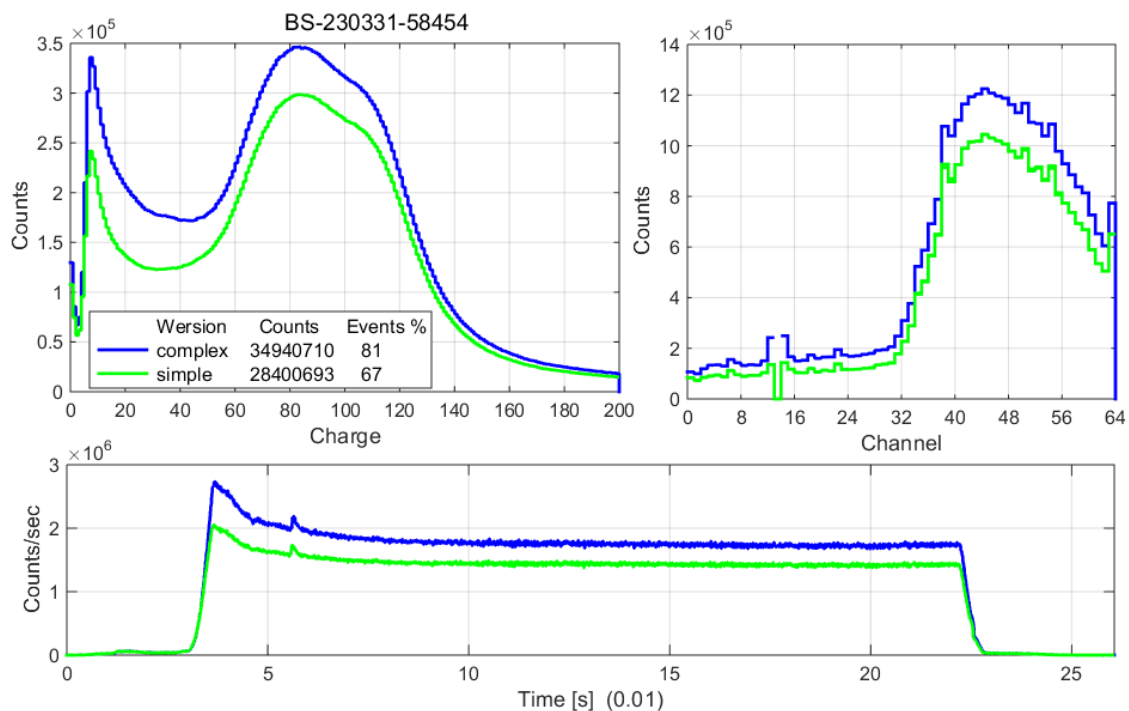
1. Podział zbioru wszystkich zdarzeń na paczki oddzielone czasem > 2 cykli.
2. Porządkowanie zdarzeń każdej paczki zgodnie z numeracją kanałów (sortowanie).
3. Podział zdarzeń z paczki na klastry oddzielone w zestawie kanałów lub w czasie.

Pętla dla wszystkich klastrow w paczce:

4. Wybór klastrow bez defektów koincydencji i w zakresie ładunku.
5. Określenie regularnych parametrów klastra: kanał, ładunek, czas.
6. Zliczanie kolejnych klastrow w macierzy 3-D w kanałach, czasie i zakresie ładunku (kolejne histogramowanie)

W przypadku dużych zbiorów danych operacje powtarzane wielokrotnie w pętlach są bardzo czasochłonne. Dlatego stworzono wersję uproszczonego algorytmu do szybkiego przetwarzania danych w operacjach macierzowych. Algorytm uwzględnia tylko pakiety zdarzeń o rozmiarze ≤ 3 , które są już potencjalnymi klastrami. Pozwala to uniknąć żmudnej analizy paczek zdarzeń w koincydencji. Schemat algorytmu przedstawiono poniżej.

1. Podziel zestaw zdarzeń na paczki oddzielone czasem i określ rozmiar paczek.
2. Wybór klastrów bez defektów koincydencji i w zakresie ładunku.
3. Określenie regularnych parametrów klastra: kanał, ładunek, czas.
4. Zliczanie kolejnych klastrów w macierzy 3-D w kanałach, czasie i zakresie ładunku (kolejne histogramowanie)

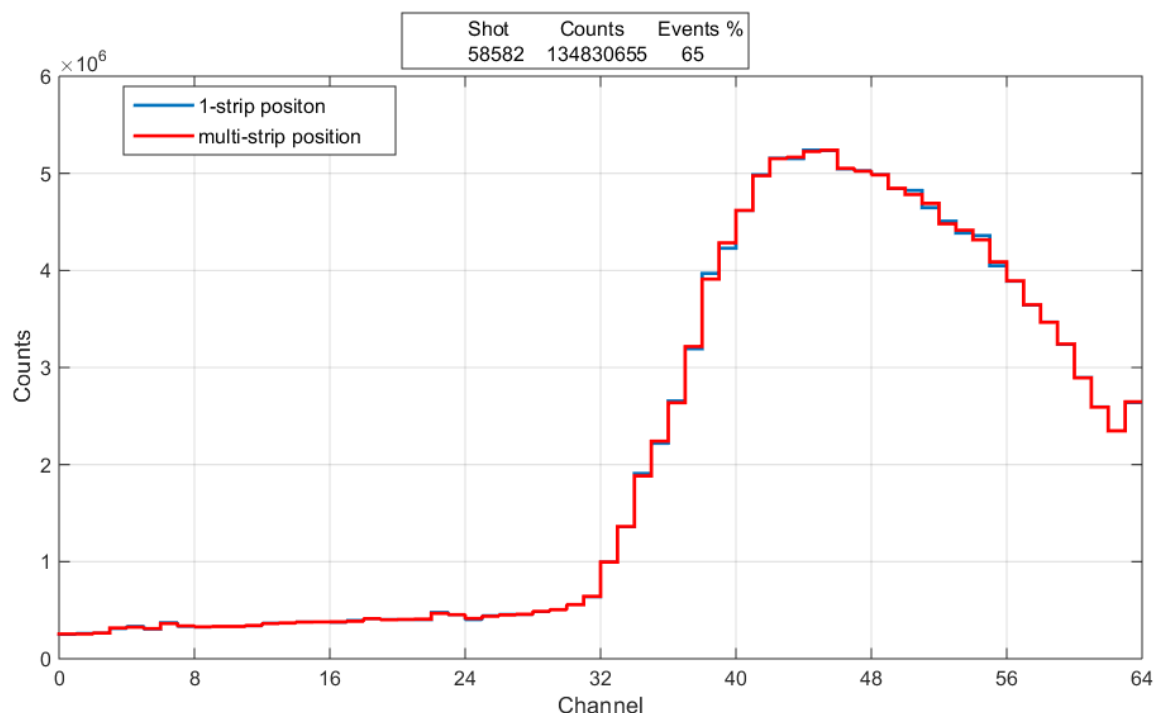


Rys. 4.142 Charakterystyka detektora dla dwóch algorytmów: złożonego - niebieski i uproszczonego - zielony. W legendzie liczba klastrów i udział zdarzeń w histogramie [%].

Porównanie wyników dwóch algorytmów dla tej samej serii pomiarowej BS-230331-58454 pokazano na Rys. 4.142. Wyniki wersji uproszczonej są skalowaną kopią oryginału i wiarygodnie odtwarzają podstawowe charakterystyki detektora promieniowania plazmy. Czas przetwarzania danych dla wersji złożonej około 30 min, a dla uproszczonej mniej niż 30 sek. dla rozmiaru danych 2 GB w tym przypadku. W przypadku danych o rozmiarze kilku GB czas przetwarzania sięga kilku godzin, czas przetwarzania sięga kilku godzin dla wersji złożonej i kilku minut dla wersji uproszczonej, tj. ok. 60-krotne skrócenie czasu, przy stosunkowo niewielkiej względnej utracie danych (ok. 19 %). Uproszczona wersja algorytmu jest możliwa w implementacji superszybkiego przetwarzania danych na żywo podczas akwizycji.

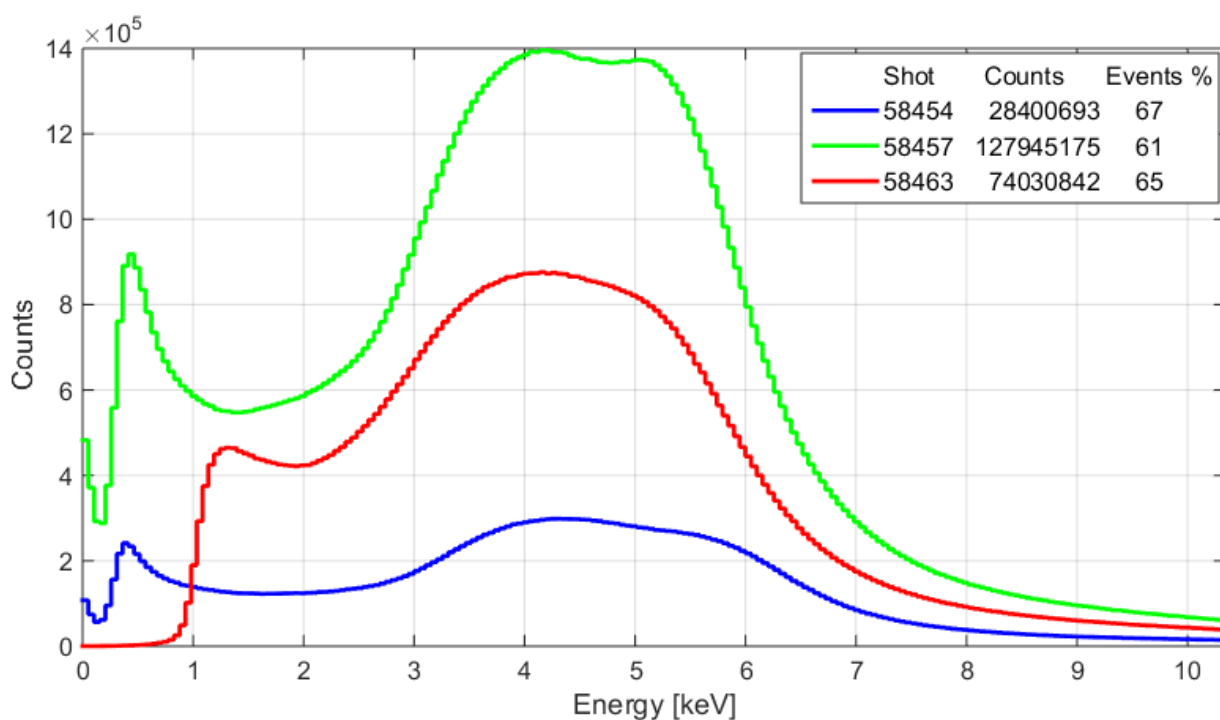
Wobec długich serii pomiarowych (kilka, kilkanaście minut) przetwarzanie takiej ilości danych staje się w tych warunkach nierealne. Konieczne jest zatem zmniejszenie intensywności promieniowania dla detektora (np. poprzez zastosowanie mniejszego otworka). Mniejsze natężenie promieniowania eliminuje prawdopodobieństwo koincydencji i możliwego nasycenia detektora, a szybka uproszczona wersja algorytmu staje się bardziej niezawodna. W tej sytuacji zaleca się obliczanie ładunku w czasie rzeczywistym, co znacznie zmniejszy przesyłany strumień danych (szeregową akwizycję ładunku).

Algorytm dekompozycji położenia uwzględnia dwie wersje zliczania zarejestrowanych klastrów w kanałach pomiarowych. Ładunek klastra, w zależności od jego rozmiaru i położenia względem struktury na płycie odczytowej, jest rozkładany na 1-3 paski. Metoda pozycji pojedynczego paska zakłada pozycję klastra zgodnie z maksymalnym ładunkiem paska. Ta wersja nie rozróżnia zmian w położeniu klastrów względem paska. Metoda udziału wielu pasków uwzględnia rozmieszczenie klastra na pasku i oblicza jego udział w obciążeniu. Statystycznie uzyskuje się większą rozróżnialność położenia klastra i lepszą rozdzielczość przestrzenną. Porównanie obu wersji przedstawiono na Rys. 4.143 gdzie różnice w wykresach są minimalne. Niemniej jednak rozkład wielopasmowy w ogólnym przypadku jest bardziej regularny, co może być ważne w przypadku niższych natężeń promieniowania.

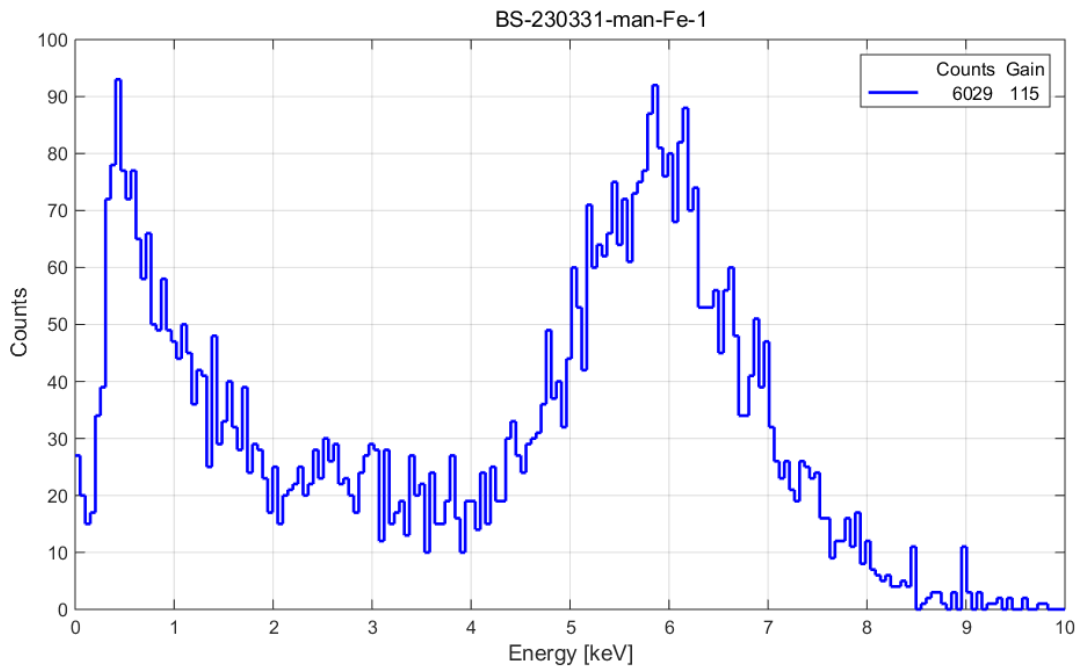


Rys. 4.143 Rozkład pozycji klastrow dla dwóch wersji: Pozycja z 1 paskiem, Pozycja z wieloma paskami

Ładunek klastra zależy od energii pierwotnego fotonu promieniowania i wzmocnienia detektora. Rozkład ładunku klastra niesie informacje o widmie energetycznym promieniowania. Wymaga to odpowiedniego skalowania zgodnie z referencyjnym źródłem promieniowania ^{55}Fe dla energii nominalnej $E \approx 5,9$ keV dla obliczonej wartości ładunku G z rozkładu tego źródła (Gain). Współczynnik skalowania energii ładunku klastra wynosi $\text{SCE} = E/G$. Pomiar referencyjny źródła ^{55}Fe w korelacji czasowej z pomiarem plazmy jest wskazany ze względu na możliwe zmiany wzmocnienia detektora w czasie. Przykładowe charakterystyki energetyczne dla wybranych pomiarów plazmy przedstawiono na Rys. 4.144 a odpowiedni histogram energii dla referencyjnego źródła ^{55}Fe pokazano na Rys. 4.145.

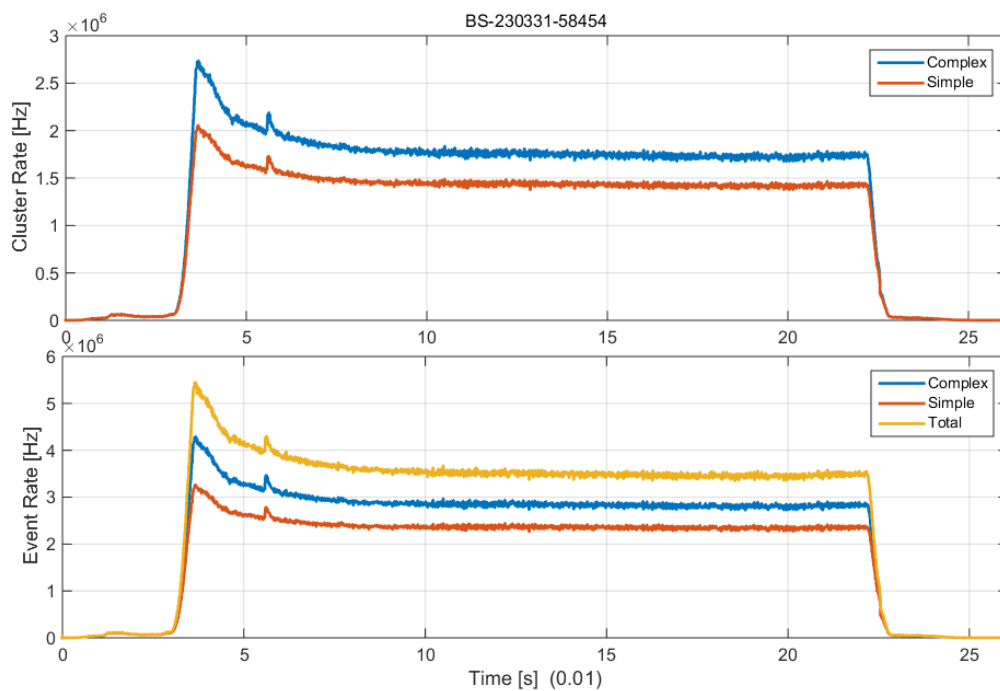


Rys. 4.144 Charakterystyka energetyczna dla wybranych pomiarów plazmy

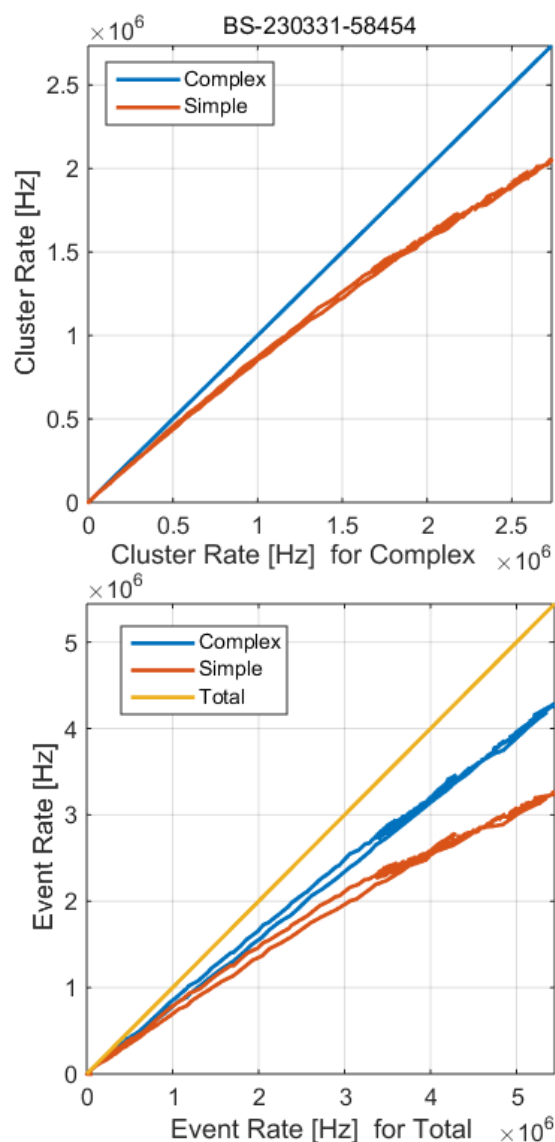


Rys. 4.145 Widmo źródła referencyjnego Fe

Skuteczność algorytmów histogramowania zależy w znacznym stopniu od intensywności rejestrowanego promieniowania. Występujące koincydencje są główną przyczyną wad klastrow i ograniczenia częstotliwości. Rozkład częstotliwości klastrow w czasie pokazano na Rys. 4.146 (u góry) dla dwóch algorytmów histogramowania. Rozkład częstotliwości zdarzeń w czasie pokazano na Rys. 4.146 (na dole) dla wszystkich zdarzeń i zdarzeń z dwóch wersji histogramowania. Względne relacje częstotliwości dla dwóch wersji algorytmów zależą od intensywności promieniowania. Względna zależność częstotliwości klastrow jest pokazana na Rys. 4.147 (u góry) dla dwóch wersji histogramowania. Zależność częstotliwości zdarzeń pokazano na Rys. 4.147 (na dole) dla dwóch wersji histogramowania w odniesieniu do wszystkich zdarzeń. Widoczna histereza obejmuje zakres różnych szybkości zmian częstotliwości.



Rys. 4.146 Rozkład częstotliwości klastrow w czasie dla dwóch algorytmów histogramowania (u góry). Rozkład częstotliwości zdarzeń w czasie dla wszystkich zdarzeń i zdarzeń z dwóch wersji histogramowania (na dole).



Rys. 4.147 Względna relacja częstotliwości klastrow (u góry) dla dwóch wersji histogramowania. Relacja częstotliwości zdarzeń (na dole) dla dwóch wersji histogramowania względem wszystkich zdarzeń.

Ocena znaczenia uzyskanych wyników dla rozwoju nauki, innowacyjności i gospodarki oraz współpracy międzynarodowej w zakresie nauki i techniki

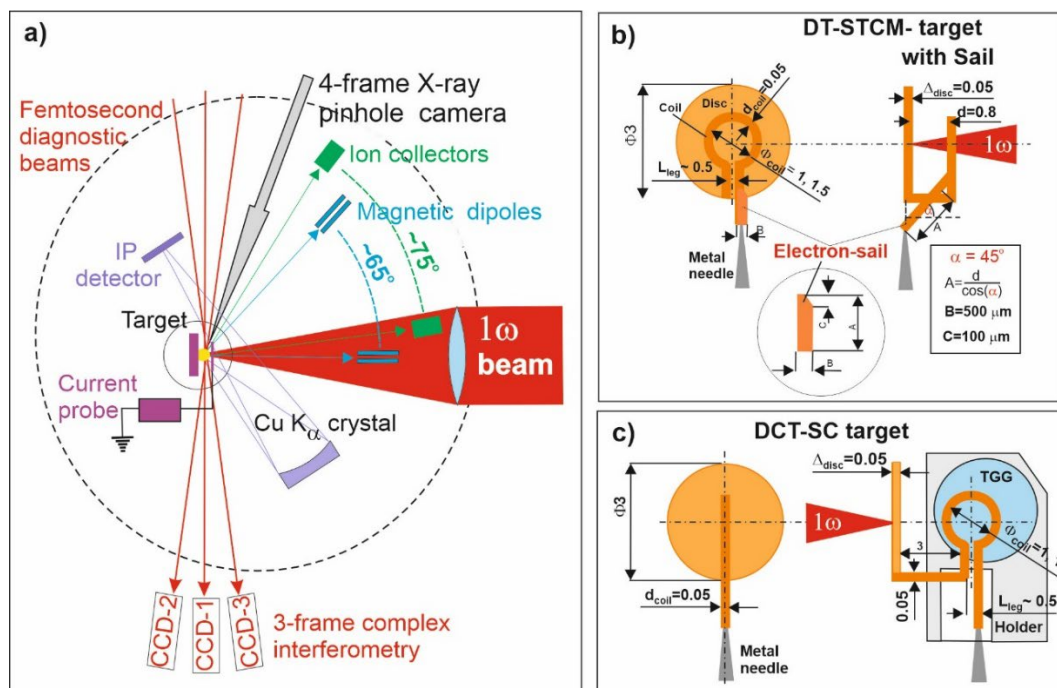
Światowy rekord energii uzyskany na tokamaku JET jest osiągnięciem przełomowym, ponieważ pokazuje, że możemy wyprodukować i utrzymać duże ilości energii przy użyciu tej samej mieszanki paliwowej, która będzie stosowana w przyszłych elektrowniach bazujących na syntezie deuteru z trytem. Co ważniejsze, eksperymenty te pozwoliły nam szczegółowo zbadać wszystkie istotne procesy w stabilnej, wytwarzającej energię plazmie. A główny wynik stanowi bardzo dobre dopasowanie eksperymentów do naszych modeli komputerowych. To pozwala nam na przygotowanie się do jeszcze ambitniejszych eksperymentów, które będą przeprowadzone m.in. w międzynarodowym urządzeniu termojądrowym ITER. Stanowią kluczowe znaczenie dla ekstrapolacji wyników z bieżących układów eksperymentalnych na większe przyszłe urządzenia takie jak ITER i DEMO.

5. Badanie bezpośredniego i udarowego zapłonu termojądrowego fuzji inercyjnej: teoria, symulacje, eksperymenty oraz doskonalenie diagnostyki

W roku 2023 zespół z IFPiLM uczestniczył w projekcie EUROfusion w realizacji zadań pakietów: WP3 oraz WP5.

W ramach pakietu WP5: „Magnetic-field-assisted implosion and ignition” kontynuowana była analiza wyników badań uzyskanych w dotychczasowych eksperymentach na PALS, dotyczących wytwarzania namagnesowanych strumieni plazmowych za pomocą tarcz typu dysk-cewka (DC), które umożliwiają zarówno generowanie plazmy z dysku z folii miedzianej, jak i pola magnetycznego, dzięki sprzężeniu dysku z ednozwojową cewką. Wyniki dotychczasowych badań potwierdziły możliwość wytwarzania pola magnetycznego powyżej 5 T, przy oświetleniu tarcz DC 1-harmoniczną laser jodowego PALS o energii około 0,5 kJ. Taka wartość indukcji pola magnetycznego wydaje się wystarczająca, biorąc pod uwagę schemat realizacji fuzji inercyjnej poprzez implozję magnetyczną tarcz laserowych. W tych eksperymentach, zaczynając proces kompresji od zasianego wstępnie pola magnetycznego kilku tesli, można osiągnąć poziom indukcji kilku kT w skompresowanym rdzeniu w wyniku jego adwekcji w przepływie plazmy. Tak potężne pola magnetyczne są obiecujące dla magnetycznej fuzji inercyjnej, ponieważ redukują straty energii w kierunku prostopadłym do linii pola magnetycznego co może wystarczyć do ograniczenia fuzji cząstek α w skompresowanym rdzeniu.

Wyniki dotychczasowych pomiarów zrealizowane na PALS wykorzystaniem różnych metod diagnostycznych (3-kadrowej kompleksowej interferometrii w połączeniu z pomiarami emisji HE) oraz symulacji 3D wykazały, że pole magnetyczne generowane w tarczach DC prowadzi do kolimacji strumienia HE, wzrostu temperatury i średniej energii elektronów, a także do wzrostu gęstości prądu HE. Ponadto, w oparciu o zmierzone rozkłady kątowe widm energii elektronów, przeprowadzono symulacje 3D, które pozwoliły zwizualizować wpływ pola magnetycznego na strumień HE oraz uzyskać informacje o rozkładach czasowo-przestrzennych. Wyniki tych wstępnych badań uzyskane przy oświetleniu tarcz DC promieniowaniem 1-szej harmoniczej lasera jodowego PALS stały się motywacją do podjęcia dalszych badań z tarczami DC o zmodyfikowanej konstrukcji przedstawionej na rys. 5.1b. Istotnym elementem modyfikacji konstrukcji tarczy jest tzw. żagiel elektronowy (*electron-sail*), pułapujący elektrony w zewnętrznej nóżce cewki w pobliżu tarczy, którego celem jest zwiększenie prądu płynącego przez cewkę. Uzyskane wyniki są przedmiotem ilościowych analiz i interpretacji przedstawionych w raporcie. Lokalizacja diagnostyk oraz konstrukcja tarcz wykorzystywanych w eksperymencie pokazane są na rys. 5.1.



Rys. 5.1: Układ eksperymentalny: a) schemat lokalizacji diagnostyki w komorze, b) zmodyfikowana konstrukcja tarczy DC (DT-STCM-S), c) tarcza DC z cewką jednozwojową (DCT-SC) do pomiaru pola magnetycznego w cewce za pomocą efektu Faraday’a w kryształach TGG.

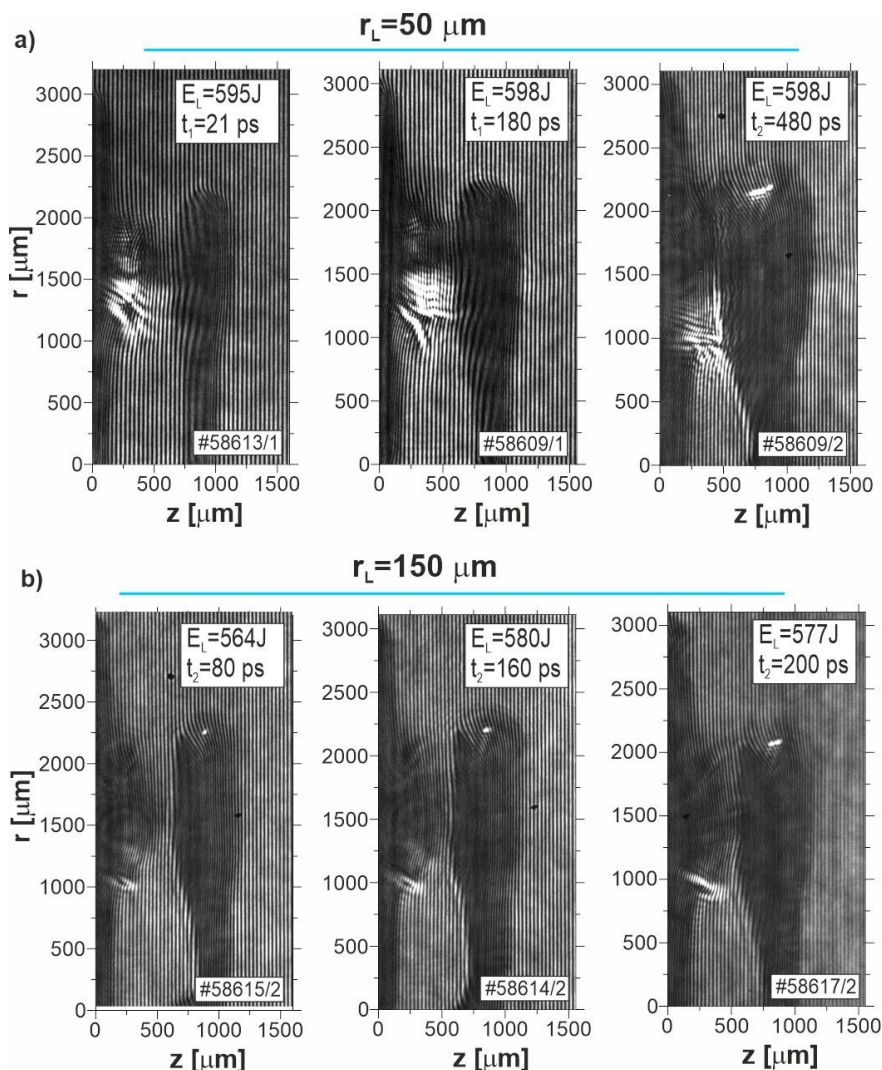
Aby uzyskać bardziej szczegółowe informacje o wpływie pola magnetycznego na parametry kreowanych strumieni plazmowych, badania prowadzone były dla tarcz DT-STCM wykonanych z Cu z różnym odstępem cewki od dysku ($L=0.8$ i 1.6 mm) oraz o różnej średnicy cewki ($\Phi_{\text{coil}}=1$ oraz 1.5 mm).

Do pomiaru pola magnetycznego w cewce stosowane były tarcze DCT-SC o konstrukcji pokazanej na rys. 5.1c z cewką prostopadłą do tarczy dysku, co umożliwia pomiary pola magnetycznego wykorzystując efekt Faraday'a w kryształach TGG umieszczonym w specjalnym uchwycie w pobliżu cewki. Rolą tak skonstruowanego uchwytu jest osłona TGG przed degradującym działaniem promieniowaniem rentgenowskiego emitowanego z plazmy ablacyjnej.

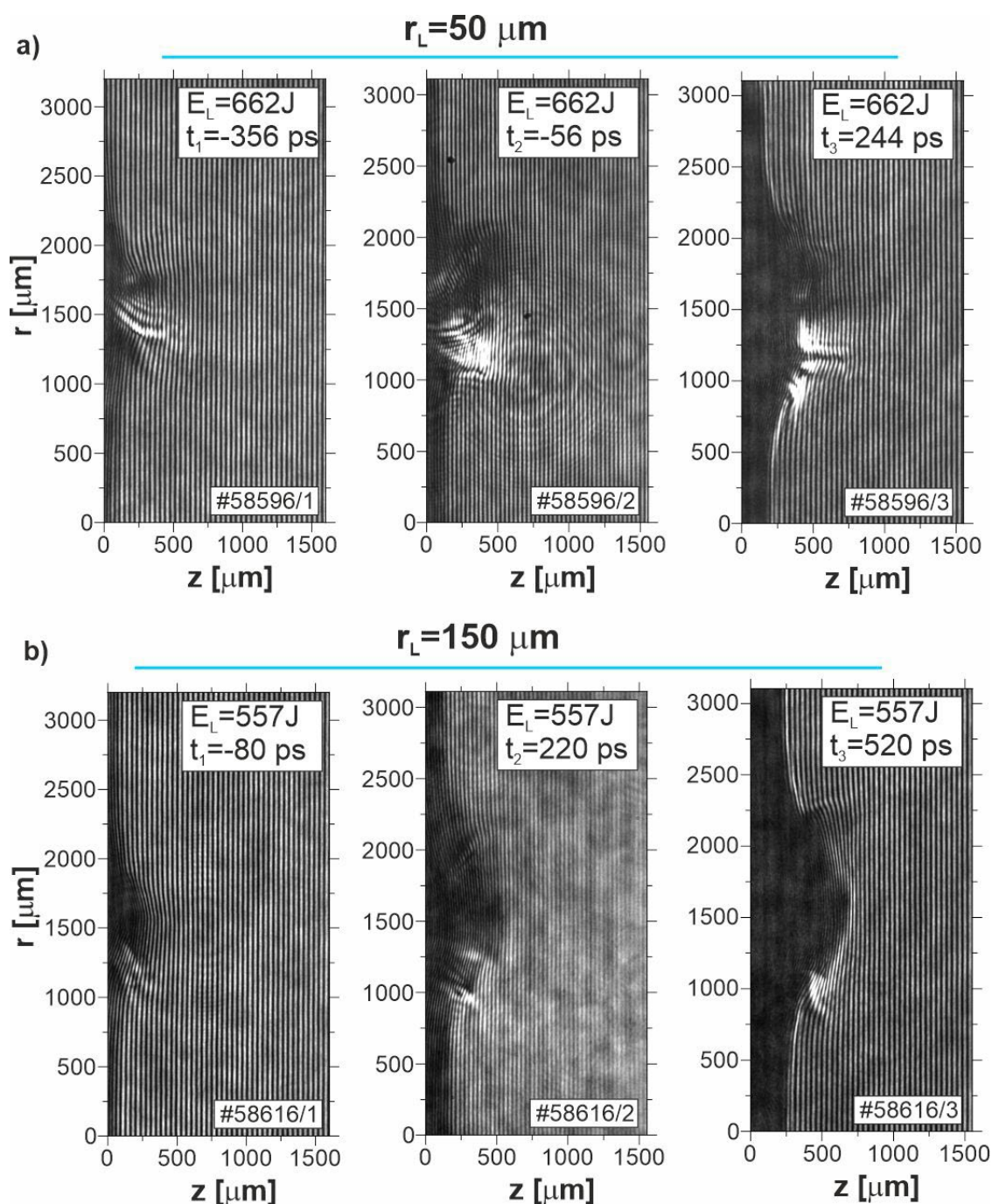
Przykładowe wyniki uzyskane z poszczególnych diagnostyk przedstawione są poniżej.

A- Pomiary za pomocą 3-kadrowej kompleksowej interferometrii

Celem pomiarów było zwizualizowanie procesu kreowania plazmy namagnetyzowanej w tarczach DT-STCM o zmodyfikowanej konstrukcji (rys. 5.1b) oświetlanych 1-harmoniczną lasera jodowego PALS o różnej intensywności, oraz uzyskanie ilościowych informacji o wpływie pola magnetycznego generowanego przez cewkę tarczy DT-STCM na przestrzenno-czasowe rozkłady koncentracji elektronowej i rozkłady gęstości prądu odpowiadające za emisję gorących elektronów z plamy ablacyjnej. Przykładowe interferogramy kompleksowe, ilustrujące ekspansję plazmy w tarczy DT-STCM w różnych chwilach i dla różnych intensywności uzyskiwanych poprzez zmianę ogniska wiązki laserowej pokazane są na rys. 5.2. Swobodną ekspansję plazmy ablacyjnej z dysku z Cu ilustruje rys. 5.3.



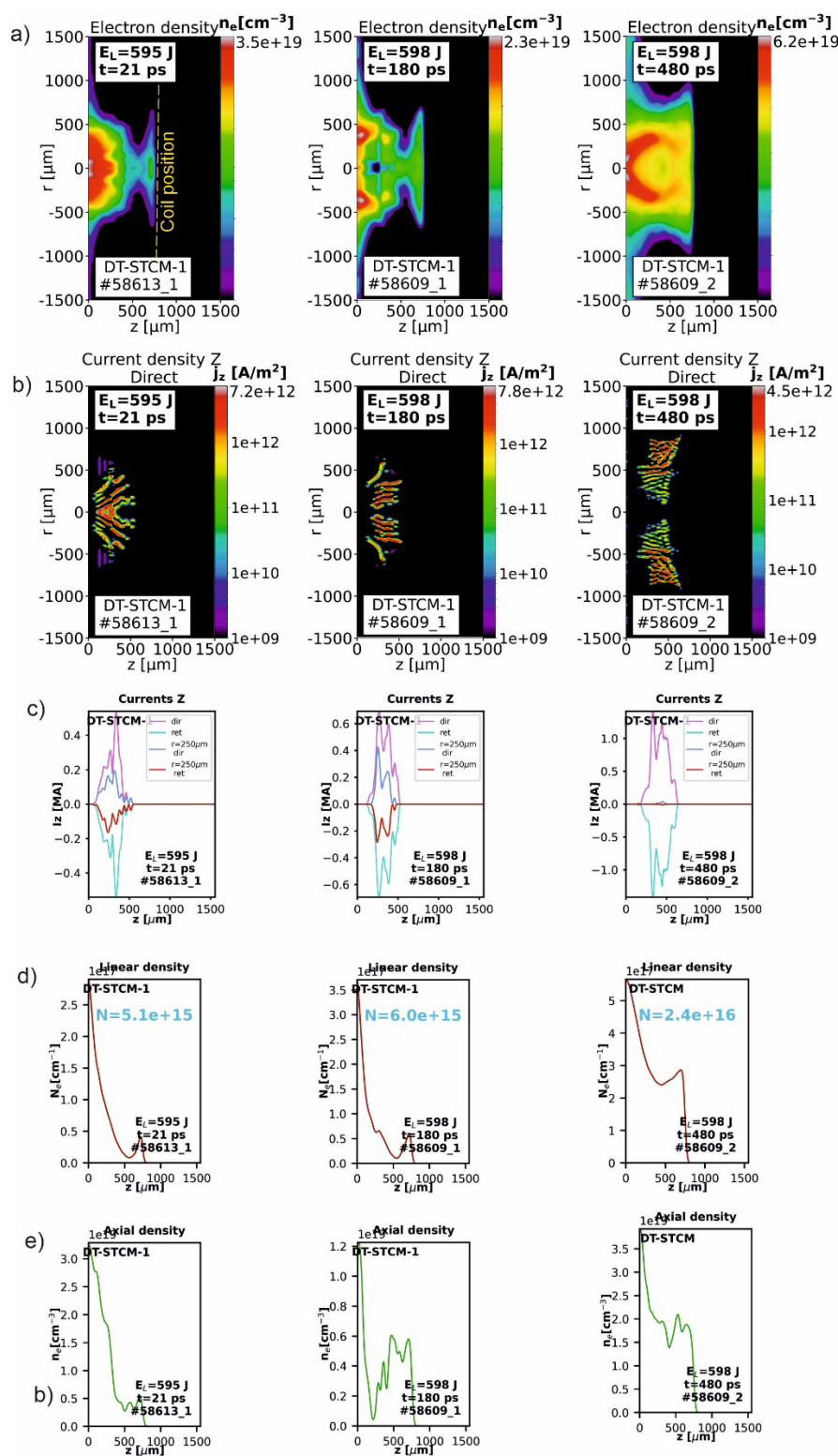
Rys. 5.2: Sekwencje interferogramów kompleksowych ilustrujące ekspansję plazmy w tarczy DT-STCM w różnych chwilach, w przypadku oświetlenia 1-harmoniczną lasera PALS zogniskowaną do różnych promieni: a) $r_L=50$ mm i b) $r_L=150$ mm.



Rys. 5.3: Sekwencje interferogramów kompleksowych ilustrujące ekspansję plazmy z dysku z Cu w różnych chwilach, w przypadku oświetlenia 1-harmoniczną lasera PALS zogniskowaną do różnych promieni: a) $r_L = 50 \text{ mm}$ i b) $r_L = 150 \text{ mm}$

Na wszystkich interferogramach widoczna jest w dolnej połowie modulacja prążków interferencyjnych spowodowana efektem Faradaya i wstępnym skręceniem polaryzatora w układzie pomiarowym. Ta asymetria efektu Faradaya potwierdza osiową symetrię spontanicznych pól magnetycznych (SPM) w plazmie ablacyjnej. Jakościowe różnice między interferogramami odnoszące się do intensywności modulacji prążków interferencyjnych i ich rozkładu demonstrują wyraźnie wpływ pola magnetycznego na ograniczenie radialnej ekspansji plazma w przypadku tarcz DT-STCM.

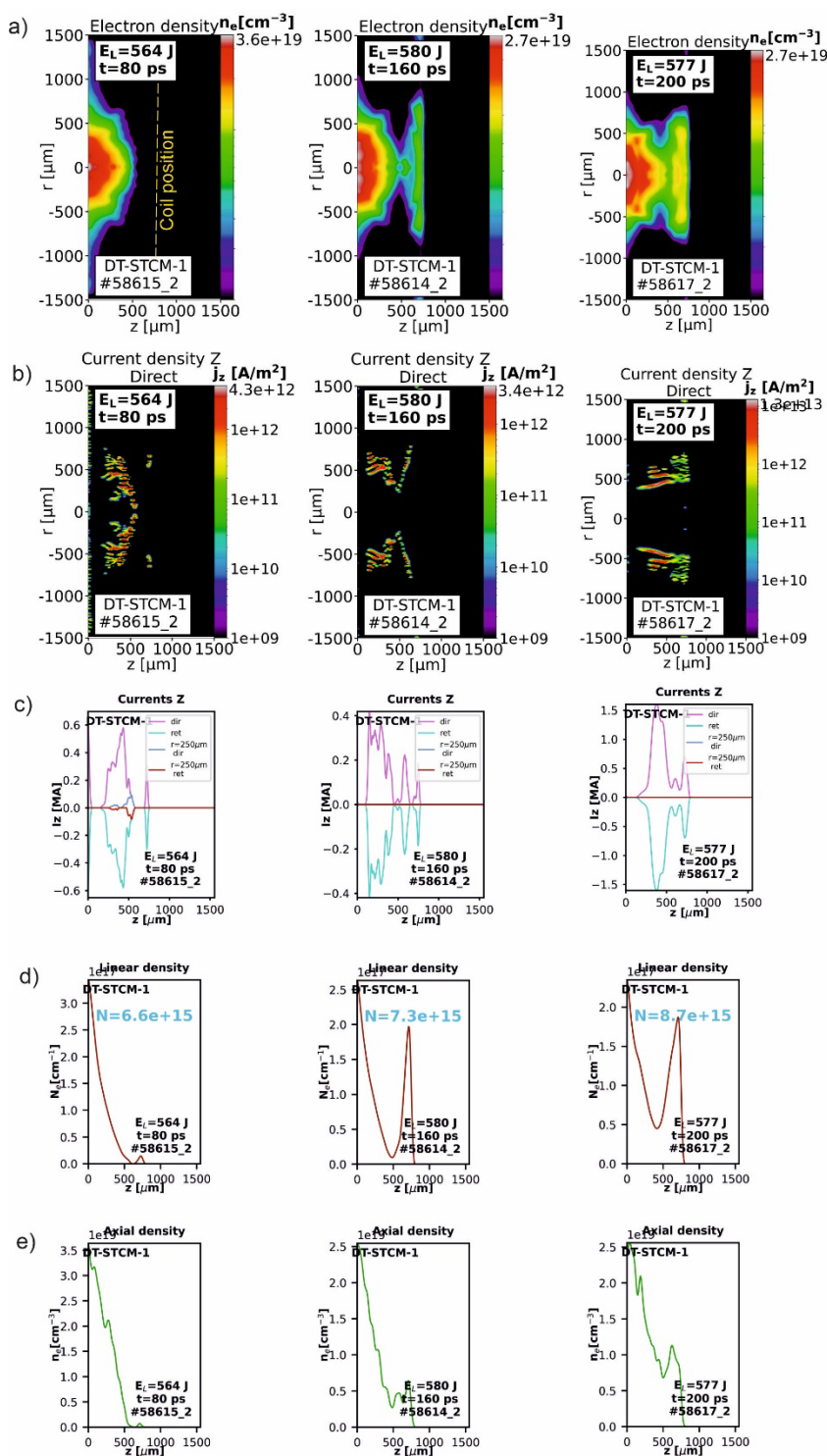
Ilościowe informacje o parametrach plazmy kreowanej w tarczach DT-STCM uzyskane na podstawie interferogramów kompleksowych z rys. 5.2 pokazane są na rys. 5.4 i rys. 5.5. Na rys. 5.4 przedstawione są rozkłady koncentracji elektronowej i rozkłady gęstości prądu w różnych chwilach ekspansji plazmy kreowanej w tarczach DT-STCM oświetlanych 1-harmoniczną lasera PALS zogniskowaną do



Rys. 5.4: Rozkłady koncentracji elektronowej-(a) i rozkłady gęstości prądu -(b) w różnych chwilach ekspansji plazmy w tarczach DT-STCM oświetlanych 1-harmoniczną lasera PALS zogniskowaną do promienia $r_L=50$ mm oraz uzyskane na ich podstawie: c) rozkłady całkowitego prądu (direct i return), d) rozkłady koncentracji liniowej oraz e) profile osiowe koncentracji elektronowej strumienia namagnesowanej plazmy

promienia $r_L=50$ μ m oraz uzyskane na ich podstawie: rozkłady całkowitego prądu (związanego z ruchem elektronów w kierunku od jak i do tarczy), rozkłady koncentracji liniowej oraz profile osiowe koncentracji elektronowej strumienia namagnesowanej plazmy, natomiast na rys. 5.5 przedstawione są te same dane uzyskane

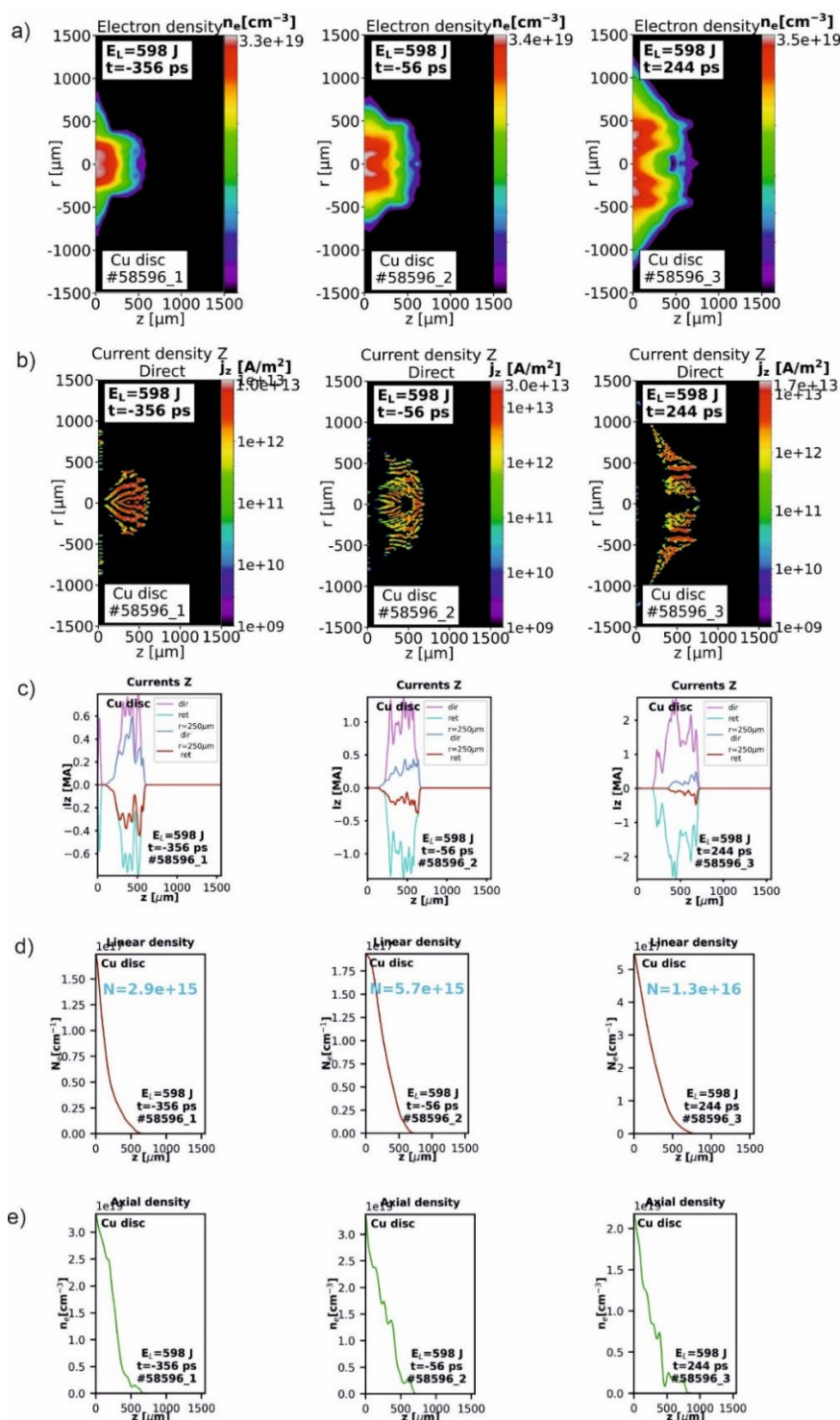
przy oświetleniu tarcz DT-STCM wiązką laserową o mniejszej intensywności odpowiadającej zwiększeniu promienia do $r_L=150\text{ }\mu\text{m}$.



Rys. 5.5: Rozkłady koncentracji elektronowej-(a) i rozkłady gęstości prądu -(b) w różnych chwilach ekspansji plazmy z dysku z Cu oświetlanego 1-harmoniczną lasera PALS zogniskowaną do promienia $r_L=150\text{ }\mu\text{m}$ oraz uzyskane na ich podstawie: c) rozkłady całkowitego prądu (direct i return), d) rozkłady koncentracji liniowej oraz e) profile osiowe koncentracji elektronowej strumienia namagnesowanej plazmy

Rozkłady koncentracji elektronowej i rozkłady gęstości prądu w różnych chwilach ekspansji plazmy z dysku z Cu oświetlanego 1-harmoniczną lasera PALS zogniskowaną do promienia $r_L=50\text{ }\mu\text{m}$ oraz uzyskane na ich

podstawie: rozkłady całkowitego prądu (direct i return), rozkłady koncentracji liniowej oraz profile osiowe koncentracji elektronowej strumienia namagnesowanej plazmy, przedstawione są na rys. 5.6.



Rys. 5.6: Rozkłady koncentracji elektronowej-(a) i rozkłady gęstości prądu -(b) w różnych chwilach ekspansji plazmy z dysku z Cu, oświetlanego 1-harmoniczną lasera PALS zogniskowaną do promienia $r_L=50$ mm oraz uzyskane na ich podstawie: c) rozkłady całkowitego prądu (direct i return), d) rozkłady koncentracji liniowej oraz e) profile osiowe koncentracji elektronowej strumienia namagnesowanej plazmy

Jak wynika z rys. 5.4 i 5.5, w obu rozważanych przypadkach oświetlenia tarcz DT-STCM, zarówno rozkłady przestrzenne jak i otrzymane na ich podstawie rozkład koncentracji liniowej i profile osiowej koncentracji elektronowej wyraźnie demonstrują ograniczenie osiowej ekspansji plazmy polem magnetycznym generowanym

przez cewkę tarczy DT-STCM widoczne jak wzrost koncentracji na froncie strumienia plazmy. Ten wpływ jest większy w przypadku większego promienia wiązki laserowej. W przypadku ekspansji swobodnej z dysku z Cu, rys. 5.6, plazma ekspanduje w stożek zgodnie z oczekiwaniami, a profile koncentracji liniowej oraz osiowej maleją monotonicznie.

Z porównania rozkładów gęstości prądu w plazmie kreowanej w tarczach DT-STCM przy różnym zogniskowaniu wiązki laserowej wynika, że zwiększenie promienia wiązki laserowej prowadzi do wyraźnej zmiany rozkładu gęstości prądu. W przypadku mniejszego promienia wiązki laserowej $r_L=50\text{ }\mu\text{m}$ (rys. 5.4 c) większość prądu płynie w obszarze centralnym o promieniu cylindra $r=250\text{ }\mu\text{m}$, natomiast trzy-krotne zwiększenie promienia i wymuszenie ekspansji (rys. 5.5c) powoduje, że prąd płynie w obszarze poza centrum.

B- 2D obrazowanie emisji linii $K\alpha$ z Cu

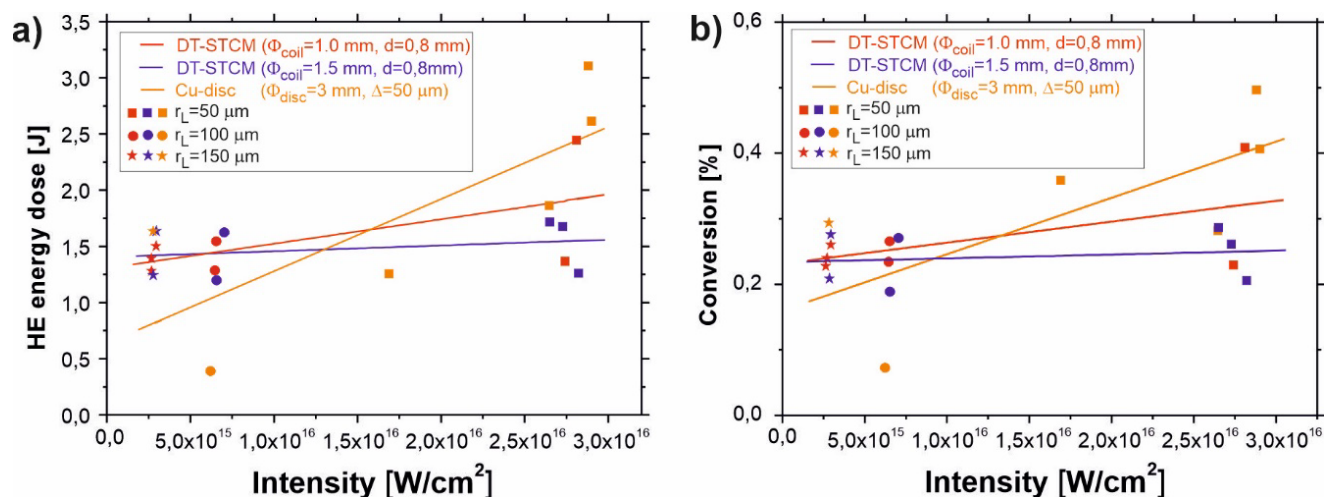
Pomiary emisji linii $K\alpha$ z Cu prowadzone były w celu uzyskania informacji o parametrach emisji gorących (HE): (i) całkowitej liczbie fotonów generowanych w wyniku oddziaływania HE z dyskiem, (ii) energii i temperaturze HE, a także (iii) konwersji energii promieniowania laserowego w energię HE deponowaną w centralnym ognisku jak i w obszarze poza ogniskiem.

Zbiórce zestawienie rezultatów z pomiarów 2D zobrazowania emisji linii $K\alpha$ z Cu dla dwóch konstrukcji tarcz DT-STCM z cewką o różnej średnicy oraz dysku z Cu przedstawia Tabela 1, natomiast uzyskane na ich podstawie zależności energii HE zdeponowanej w centralnym ognisku oraz konwersji energii promieniowania laserowego w energię HE w funkcji intensywności przedstawiono na rys. 5.7.

Tabela 5.1

shot number	target	laserE/length E[J]/length[ps]	Laser energy	$\Sigma K\alpha 1$ centre [ph]	HE dose centr [J]	Conversion (central spot)
Target: DT-STCM-1 ($\Phi_{\text{coil}}=1\text{ mm}$, $d=0.8\text{ mm}$)						
58609	DT-STCM, $50\text{ }\mu\text{m}$	598/267	598	7,50E+05	2,44E+00	0,41%
58613	DT-STCM, $50\text{ }\mu\text{m}$	595/268	595	4,19E+05	1,37E+00	0,23%
58614	DT-STCM, 150 mm	580/297	580	4,27E+05	1,39E+00	0,24%
58615	DT-STCM, 150 mm	564/298	564	3,93E+05	1,28E+00	0,23%
58617	DT-STCM, 150 mm	577/270	577	4,60E+05	1,50E+00	0,26%
58618	DT-STCM, 100 mm	580/276	580	4,72E+05	1,54E+00	0,27%
58620	DT-STCM, 100 mm	548/262	548	3,96E+05	1,29E+00	0,24%
Target: DT-STCM-2 ($\Phi_{\text{coil}}=1.5\text{ mm}$, $d=0.8\text{ mm}$)						
58607	DT-STCM, 100 mm	633/302	633	3,65E+05	1,19E+00	0,19%
58592	DT-STCM, 50 mm	600/281	600	5,27E+05	1,72E+00	0,29%
58605	DT-STCM, 50 mm	643/297	643	5,15E+05	1,68E+00	0,26%
58606	DT-STCM, 50 mm	613/271	613	3,87E+05	1,26E+00	0,21%
58608	DT-STCM, 100 mm	603/266	603	4,99E+05	1,63E+00	0,27%
58595	DT-STCM, 150 mm	594 /276	594	5,03E+05	1,64E+00	0,28%
58593	DT-STCM, 150 mm	598 /294	598	3,82E+05	1,24E+00	0,21%
Target: Cu-disc ($\Phi=3\text{ mm}$, $\Delta = 50\text{ }\mu\text{m}$) (central spot results ~uncertainty 50%)						
58580	Cu disc, $r_L=50\mu\text{m}$	351/?	351	3,86E+05	1,26E+00	0,36%
58596	Cu disc, $r_L=50\mu\text{m}$	662/313	662	5,72E+05	1,86E+00	0,28%
58597	Cu disc, $r_L=50\mu\text{m}$	626/271	626	9,53E+05	3,11E+00	0,50%
58598	Cu disc, $r_L=50\mu\text{m}$	643/276	643	8,02E+05	2,61E+00	0,41%
58616	Cu disc, $r_L=150\mu\text{m}$	557/267	557	5,00E+05	1,63E+00	0,29%
58619	Cu disc, $r_L=100\mu\text{m}$	544/271	544	1,20E+05	3,91E-01	0,07%

Jak wynika z rys. 5.7a w przypadku dysku Cu, (linia pomarańczowa), energia i strumień gorących elektronów wzrasta ~5-krotnie wraz ze wzrostem intensywności lasera w zakresie od $2,5 \times 10^{15}$ do $3 \times 10^{16}\text{ W/cm}^2$.



Rys. 5.7: Zależność dawki HE deponowanej w centrum tarczy –(a) oraz konwersji promieniowania laserowego w energię HE –(b) w funkcji intensywności lasera, dla tarcz DT-STCM z różnym promieniem cewki oraz dysku z Cu

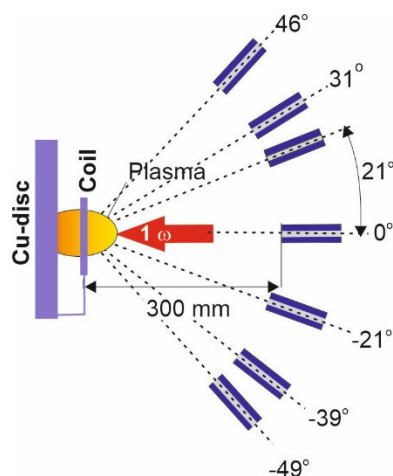
Jednakże w przypadku, tarcz DT-STCM (linie koloru czerwonego i niebieskiego), wzrost dawki energii HE jest zdecydowanie wolniejszy w porównaniu do dysków Cu, ze względu na obecność zewnętrznego pola magnetycznego generowanego przez cewkę tarczy DT-STCM. Jak wynika z rys. 5.7a, jedynie w zakresie mniejszej intensywności lasera energia gorących elektronów zdeponowanych w centralnej części dysku Cu w obecności pola magnetycznego jest większa niż bez niego. Zwiększanie intensywności lasera nie prowadzi do oczywistego wzrostu energii gorących elektronów i związanego z nią strumienia, ale ogranicza dawkę energii gorących elektronów, która osadza się w centralnej części dysku Cu. Jest to zgodne z oczekiwaniami, że pole magnetyczne pomaga w całkowitym utrzymaniu, ponieważ zmniejsza radialny transport gorących elektronów wewnątrz plazmy, a tym samym zmniejsza konwersję promieniowania laserowego w energię HE, jak pokazano na rys. 5.7b.

Zależności przedstawione na rys. 5.6 sugerują, że strumień HE i wydajność konwersji energii lasera w energię HE rosną nieliniowo po przekroczeniu progu intensywności ($\sim 8 \times 10^{15}$ W/cm²) impulsu laserowego co dowodzi, że pole magnetyczne wytwarzane przez cewkę ma znaczący wpływ na nieliniową charakterystykę wytwarzanych gorących elektronów wewnątrz plazmy. Ponieważ mechanizm wytwarzania gorących elektronów przypisuje się niestabilnościom parametrycznym, takim jak wymuszone rozpraszanie Ramana (SRS) i rozpad dwuplazmowy (TPD), dotychczasowe obserwacje wskazują, że pole magnetyczne generowane przez cewkę ma bardzo istotny wpływ na występowanie tych niestabilności. Co więcej, przy wspomnianym progu intensywności należy brać pod uwagę również efekt samo-ogniskowania w plazmie, co sugeruje, że efekt samo-ogniskowania można również kontrolować za pomocą pola magnetycznego wytwarzanego przez cewkę.

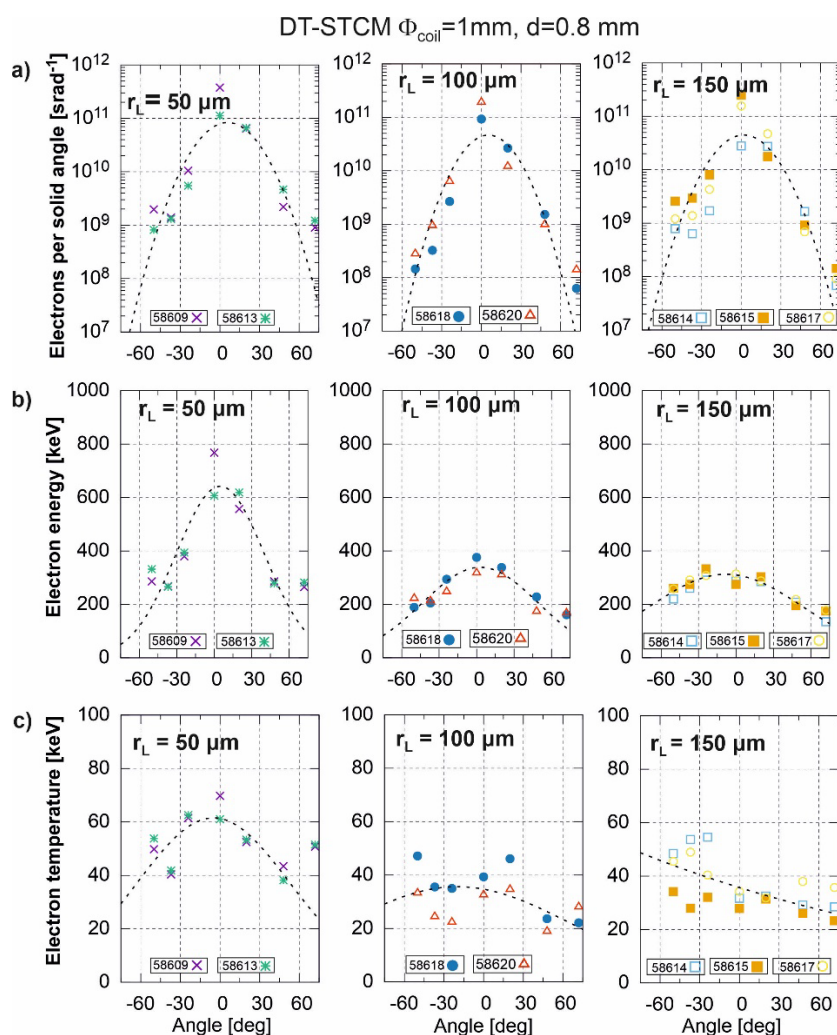
C-Wyniki pomiarów emisji HE za pomocą wielo-kanalowego spektrometru elektronów

Szczególnie użyteczną diagnostyką, która umożliwiła ilościową ocenę parametrów emisji HE emitowanych w kierunku backward z obszaru plazmy ablacyjnej były pomiary kątowe widm energii za pomocą wielokanałowego spektrometru magnetycznego elektronów. Do pomiarów wykorzystano 7-kanalowy spektrometr, umożliwiający pomiar energii elektronów w zakresie od 50 keV do 1,5 MeV obejmujący całkowity kąt pomiaru wynoszący około 110 stopni, patrz rys. 5.8.

Celem pomiarów było uzyskanie informacji o wpływie pola magnetycznego na parametry emisji HE generowanych z tarcz DT-STCM-S o zmodyfikowanej konstrukcji, rys. 5.1b, oświetlanych za pomocą 1-harmonicznej lasera PALS o różnej intensywności. Podstawą do uzyskania informacji o kątowych rozkładach ich energii i temperatury były widma kątowe HE emitowanych pod różnymi kątami w stosunku do normalnej. Aby uzyskać informacje o zależności w/w parametrach od intensywności lasera tarcze oświetlane były wiązką laserową 1-harmonicznej o energii około 500 J zogniskowaną do różnych promieni: $r_L=50$, 100 i 150 μm. Odniesieniem do formułowania wniosków odnośnie wpływu pola magnetycznego na parametry emisji HE z tarcz DT-STCM-S, były pomiary emisji HE z „gołych” dysków z Cu, realizowane dla tych samych warunków oświetlenia jak tarcz DT-STCM.



Rys. 5.8: Geometria pomiaru kątowych widm energii HE za pomocą 7-kanalowego magnetycznego spektrometru elektronów

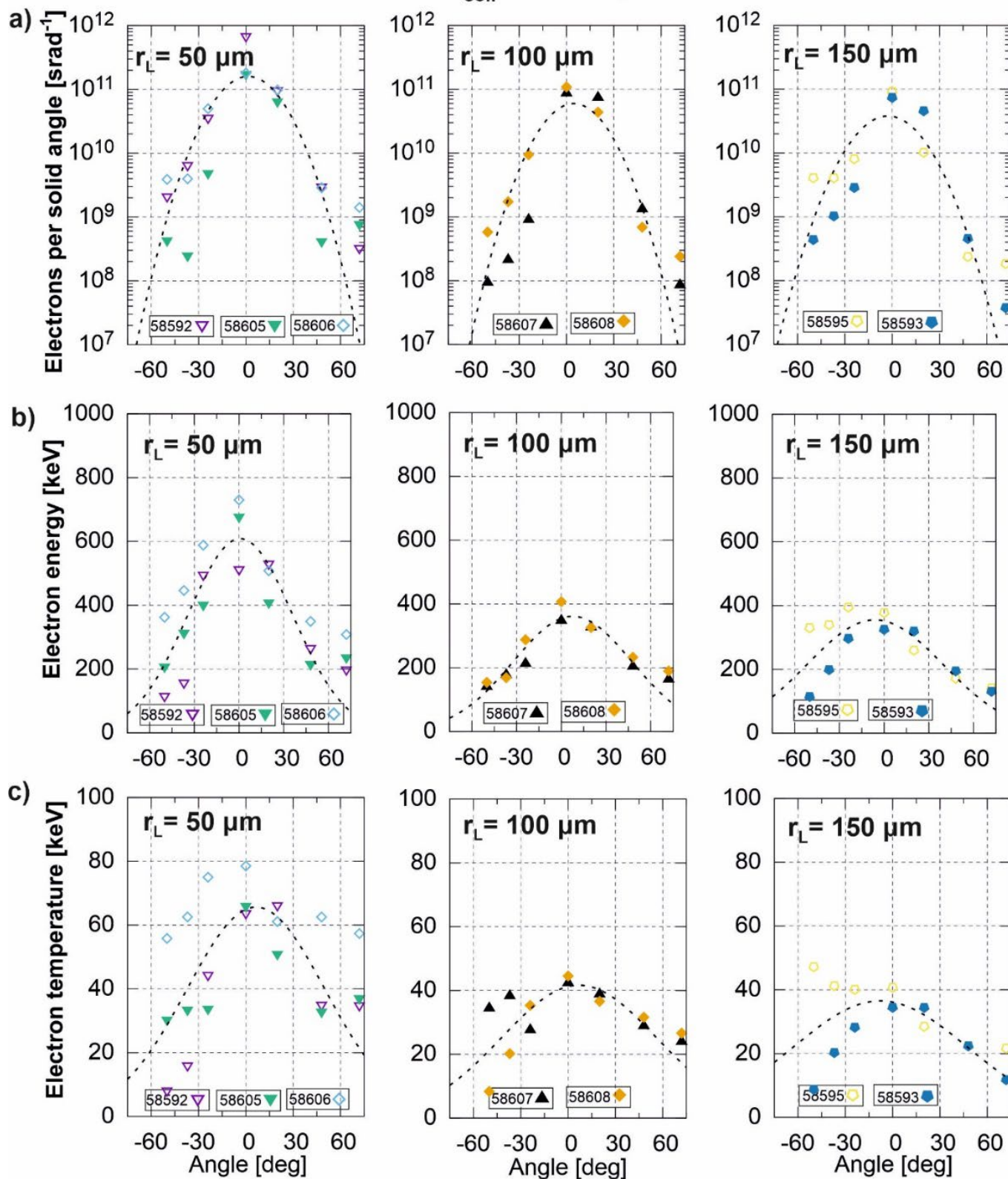


Rys. 5.9: Kątowe rozkłady: a) liczby HE na kąt bryłowy, b) energii HE oraz c) temperatury HE odpowiadające oświetleniu tarcz DT-STCM z cewką o średnicy $\Phi_{\text{coil}}=1\text{ mm}$ za pomocą 1-harmonicznej lasera PALS zogniskowanej do różnych promieni

Kątowe rozkłady: liczby HE na kąt bryłowy, energii HE oraz temperatury HE uzyskane przy oświetleniu tarcz DT-STCM z cewką o średnicy $\Phi_{\text{coil}}=1\text{ mm}$ za pomocą 1-harmonicznej lasera PALS zogniskowaną do różnych

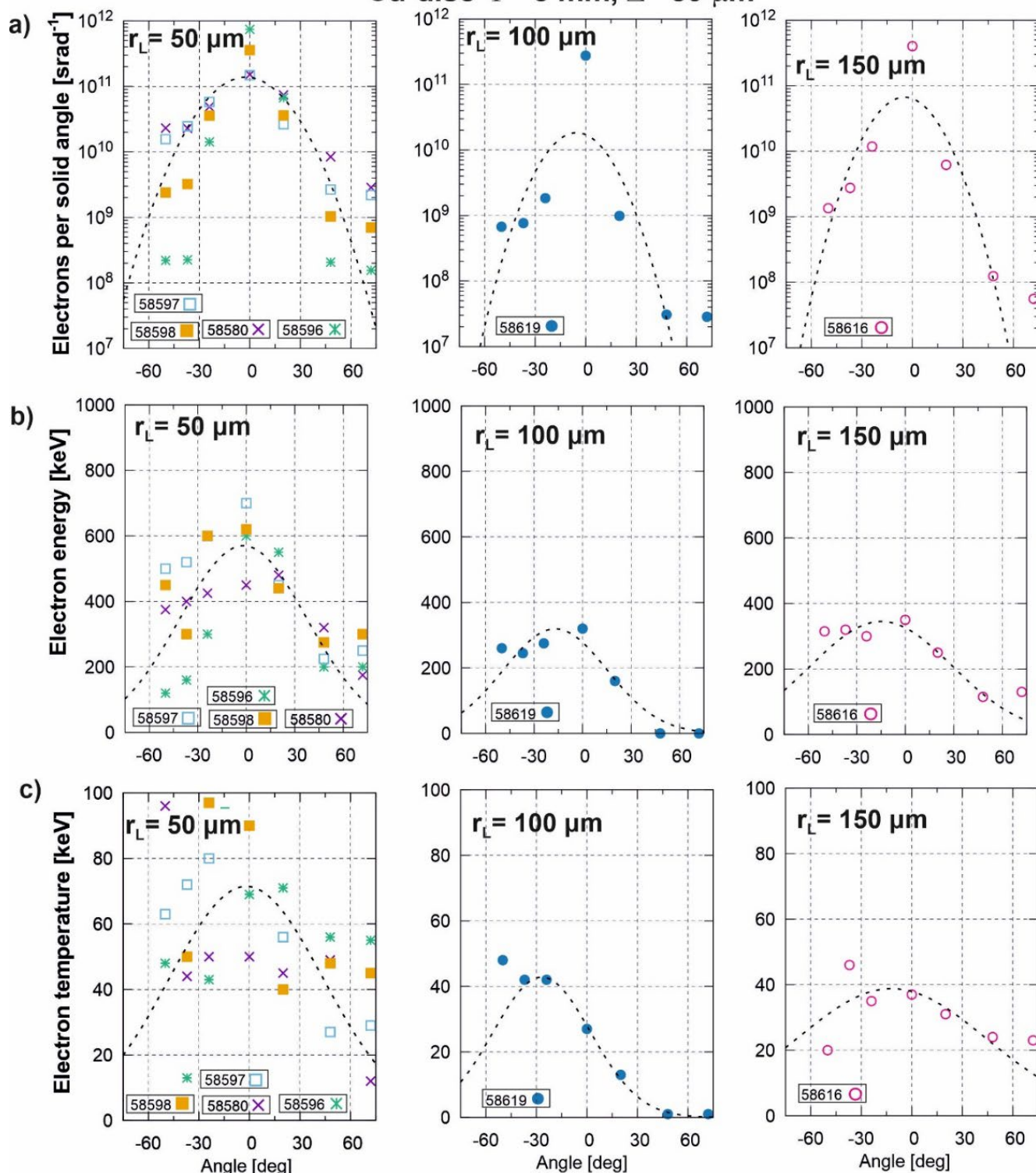
promieni przedstawione są na rys. 5.9, natomiast w/w rozkłady dla tarcz DT-STCM z cewką o większej średnicy $\Phi_{\text{coil}}=1.5$ mm oraz dla „gołego dysku z Cu przedstawione są odpowiednio na rys. 5.10 i rys. 5.11.

DT-STCM– $\Phi_{\text{coil}}=1.5$ mm, $d=0.8$ mm



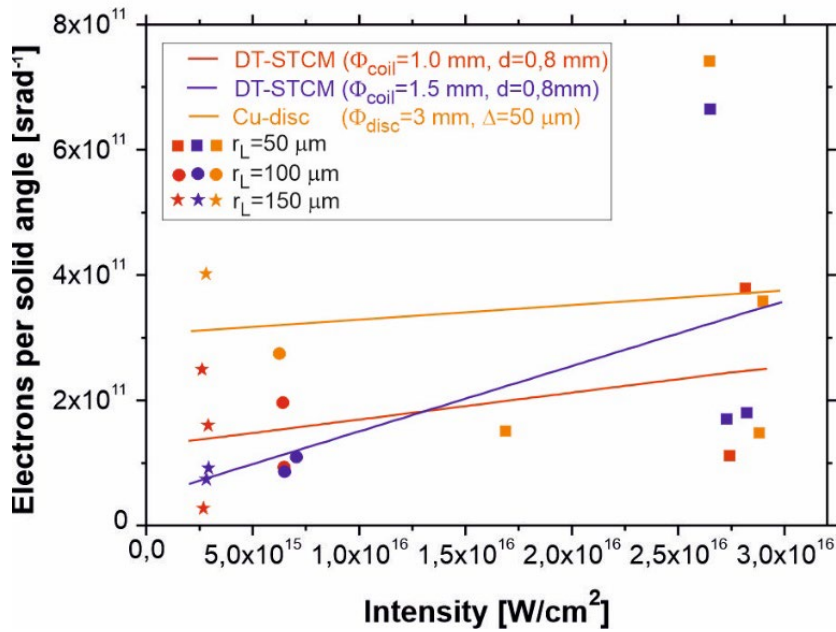
Rys. 5.10: Kątowe rozkłady: a) liczby HE na kąt bryłowy, b) energii HE oraz c) temperatury HE odpowiadające oświetleniu tarcz DT-STCM z cewką o średnicy $\Phi_{\text{coil}}=1.5$ mm za pomocą 1-harmonicznej lasera PALS zogniskowanej do różnych promieni.

Cu-disc- $\Phi=3\text{ mm}$, $\Delta=50\text{ }\mu\text{m}$



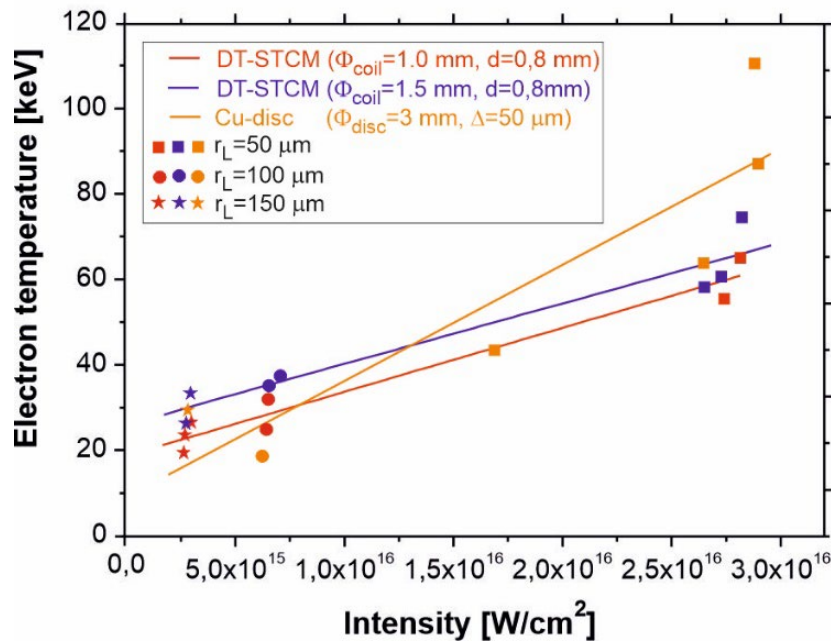
Rys. 5.11: Kątowe rozkłady: a) liczby HE na kąt bryłowy, b) energii HE oraz c) temperatury HE odpowiadające oświetleniu „gołych dysków z Cu za pomocą 1-harmonicznej lasera PALS zogniskowanej do różnych promieni

Porównanie parametrów emisji HE między rozważanymi konstrukcjami tarcz w zależności od warunków ich oświetlenia zostało przedstawione na zbiorczych zestawieniach na rys. 5.12, 5.13 i 5.14. Zmiany strumienia HE ze wzrostem intensywności lasera dla rozważanych konstrukcji i tarcz pokazane są na rys. 5.12. W przypadku tarcz DT-STCM zmiany te są bardzo podobne jak w przypadku dawki HE mierzonych za pomocą diagnostyki obrazowej $K\alpha$, rys. 5.7. Wyniki obu diagnostyk są zgodne i potwierdzają, że pole magnetyczne generowane przez cewkę zmniejsza emisję i transport gorących elektronów wewnątrz plazmy.



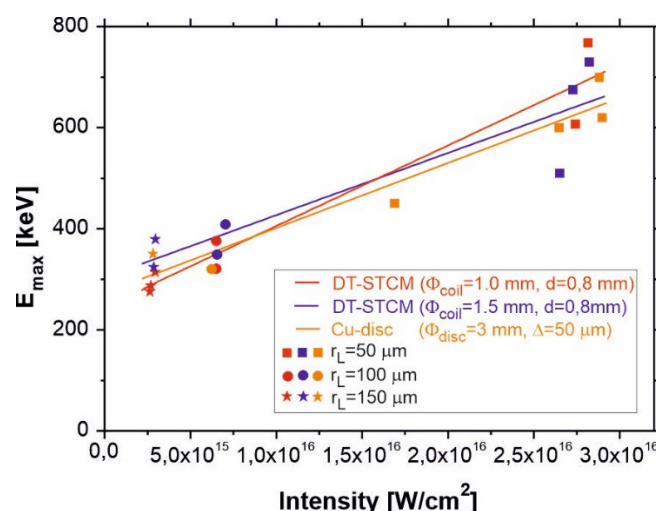
Rys. 5.12: Zmiany całkowitego strumień HE dla rozważanych konstrukcji tarcz w funkcji intensywności lasera

Na rys. 5.13 przedstawiono zmiany temperatury HE dla rozważanych konstrukcji tarcz zależności od intensywności lasera wyznaczone na podstawie nachylenia rozkładów widm energii HE uzyskanych z pomiarów za pomocą spektrometru elektronowego. Jak wynika z rys. 5.13 temperatura HE rośnie liniowo wraz z intensywnością lasera i jest zgodna ze skalowaniem temperatury uzyskanym poprzez pomiar widm energii HE emitowanych przez plazmę tantalową.



Rys. 5.13. Zmiany temperatury HE dla rozważanych konstrukcji tarcz w funkcji intensywności lasera

Rys. 5.14 przedstawia zależności maksymalnej energii HE dla rozważanych konstrukcji tarcz. Zależności te wskazują, że energia HE rośnie wraz ze wzrostem intensywności lasera, zarówno dla tarcz DT-STCM jak i „gołych” dysków z Cu.

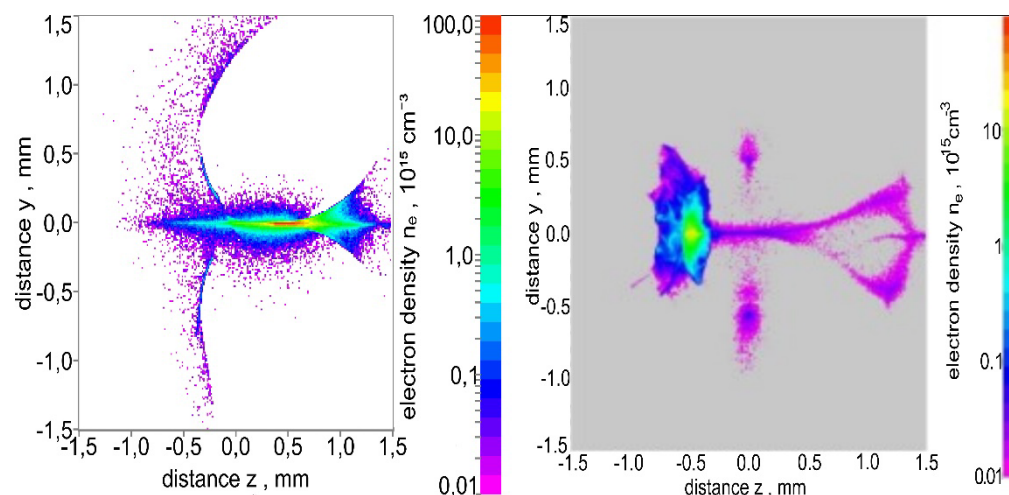


Rys. 5.14. Zmiany maksymalnej energii HE dla rozważanych konstrukcji tarcz w funkcji intensywności lasera

D-Symulacje i badania numeryczne

W celu lepszego zrozumienia wpływu zewnętrznego pola magnetycznego na właściwości strumienia gorących elektronów (HE) generowanych w oddziaływaniu laser-plazma dokonano modyfikacji trójwymiarowego (3D3V) kodu komputerowego typu particle-in-cell - PIC EPOCH, w celu umożliwienia numerycznego modelowania propagacji HE w polach magnetycznych wytwarzanych w tarczach typu disc-coil (DC) w warunkach eksperymentu PALS. W odróżnieniu od wcześniej opracowanego uproszczonego kodu dedykowanego powyższym zagadnieniom, kod EPOCH uwzględnia 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.

Przykładowe wyniki ilustrujące wpływ pól elektro-magnetycznych (EM) generowanych przez HE i inne poruszające się cząstki – uwzględnione w symulacjach przeprowadzonych przy użyciu kodu EPOCH, a nie uwzględniane w symulacjach stosujących poprzedni kod – na propagację strumienia HE w polu magnetycznym wytwarzanym w układzie DC w eksperymencie PALS pokazano na rys. 5.15.



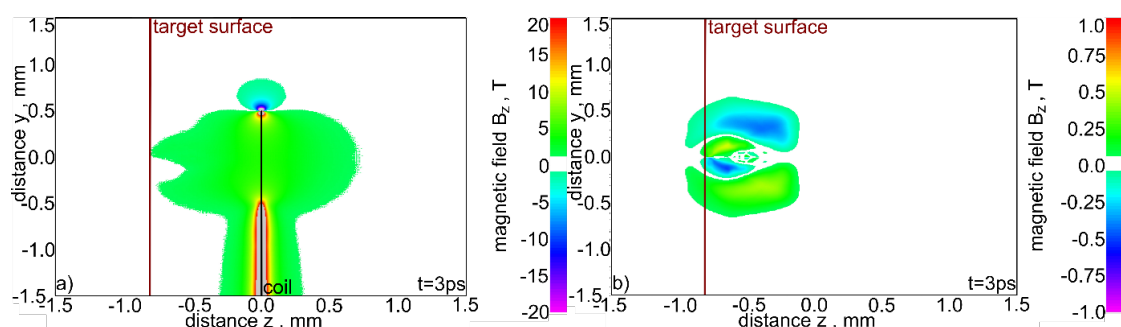
Rys. 5.15: Rozkład 2D gęstości gorących elektronów HE propagujących się w polu magnetycznym wytworzonym przez cewkę targetu DC usytuowaną w płaszczyźnie $z = 0$ prostopadle do kierunku propagacji elektronów z . Czas symulacji $t = 9$ ps. Z lewej – rozkład gęstości HE bez uwzględnienia wzajemnego oddziaływania między cząstkami naładowanymi i generowanych przez nie pól EM. Z prawej – z uwzględnieniem pól EM

Jak wynika z rysunku, uwzględnienie wzajemnego oddziaływania między poruszającymi się cząstkami (HE i innymi) i generowanymi przez nie polami EM ma zasadniczy wpływ na w charakterystyki strumienia HE.

Powoduje w szczególności duże (co najmniej kilkukrotne) zmniejszenie gęstości strumienia oraz znaczne zwiększenie rozbieżności kątowej strumienia w rejonie zaniku pola magnetycznego wytwarzanego przez cewkę ($z > 0.8$ mm). Istotne różnice między wynikami symulacji wykonanymi z wykorzystaniem kodu EPOCH i wcześniejszym, uproszczonym kodem obserwuje się również w przypadku innych charakterystyk strumienia HE.

Kod EPOCH wykorzystano do symulacji numerycznej propagacji strumienia HE generowanego z tarcz DC w polu magnetycznym wytwarzanym w tych tarczach w warunkach eksperymentu PALS opisanego wyżej. Zbadano wpływ pola magnetycznego generowanego przez cewkę targetu DC na właściwości strumienia HE, w szczególności przez porównanie charakterystyk strumienia HE generowanego z tego targetu z charakterystykami strumienia HE generowane z targetu bez cewki, tzn. nie wytwarzającego pola magnetycznego.

Podstawowymi danymi wejściowymi do symulacji numerycznej 3D ze zmodyfikowanym kodem EPOCH były widma energii elektronów zarejestrowane za pomocą wielokanałowego spektrometru w przypadku tarcz dyskowych bez cewki (tj. bez pola magnetycznego), a także dane o kształcie, wymiarach i położeniu cewki w stosunku do dysku oraz dane o polu magnetycznym wytwarzanym przez cewkę (przepływającym przez cewkę prądzie) uzyskane z pomiarów polarymetrycznych wykorzystujących efekt Faradaya w kryształach TGG umieszczonym w pobliżu cewki. Poza HE w symulacji uwzględniono również elektrony termiczne oraz jony Cu i protony zgromadzone przy powierzchni dysku. Początkowe położenia i prędkości cząstek (reprezentowane przez populację wielu milionów makrocząstek) wyznaczono metodą Monte Carlo na podstawie znajomości widm energii elektronów, położenia źródła HE względem cewki oraz średnicy obszaru źródła wyliczonej z pomiarów Ka. Przykładowe wyniki symulacji przedstawiono poniżej.

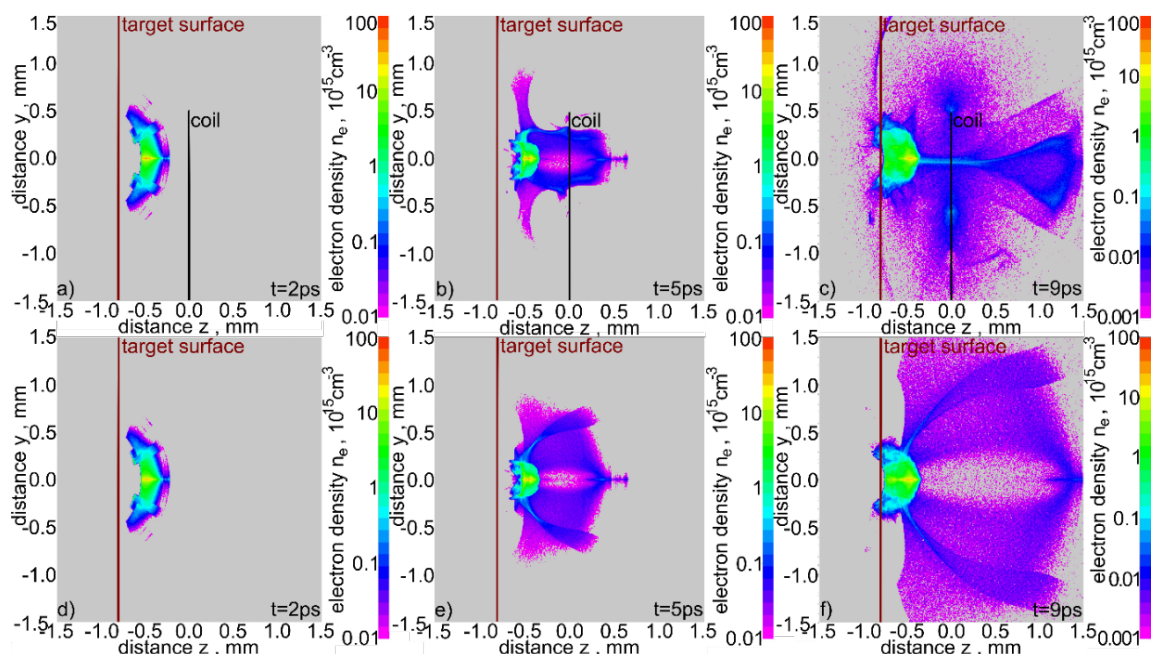


Rys.5.16: Dwuwymiarowe rozkłady przestrzenne pola magnetycznego wzdłuż osi wiązki laserowej dla wybranego czasu symulacji $t = 3$ ps. a – przypadek z cewką wytwarzającą pole magnetyczne, b – przypadek bez cewki

Rys. 5.16 przedstawia rozkłady przestrzenne 2D pola magnetycznego wzdłuż osi wiązki laserowej dla przypadku targetu z cewką (DC) i bez cewki. Interesujące jest, że w tym drugim przypadku również występuje pole magnetyczne o znacznym natężeniu i niejednorodnej strukturze przestrzennej, którego źródłem jest ruch cząstek naładowanych włączonych do symulacji. W układzie DC mamy do czynienia z superpozycją tego pola i pola generowanego przez cewkę, co w efekcie prowadzi do złożonej struktury pola magnetycznego i w konsekwencji silnie niejednorodnego i złożonego oddziaływania między polem i strumieniem HE.

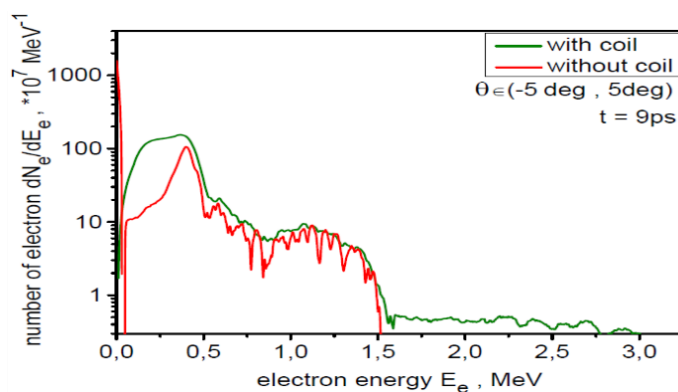
Porównanie dwuwymiarowych rozkładów gęstości gorących elektronów dla strumienia HE propagującego się w polu magnetycznym cewki wytwarzanego w targecie DC z rozkładami HE dla przypadku gdy zewnętrzne pole magnetyczne nie występuje (target bez cewki) przedstawia rys. 5.17. Widać, że w pierwszym przypadku w regionie występowania pola magnetycznego cewki ma miejsce silna kolimacja strumienia HE w zaawansowanej fazie propagacji strumienia ($t = 9$ 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 (~ 5 T), aby możliwa była skuteczna kompensacja sił kulombowskich i kolimacja strumienia. W układzie bez zewnętrznego pola magnetycznego (target bez cewki) – rys. 5.17 d,e,f – 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) 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. 5.17: 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 z cewką; d, e, f – przypadek targetu bez cewki

Pola magnetyczne wpływa nie tylko na przestrzenne charakterystyki strumienia HE, ale również na ich widmo energetyczne. Ilustruje to rys. 5.18. Jak można zauważyć, pole magnetyczne powoduje zwiększenie liczby elektronów na osi strumienia i znaczny wzrost maksymalnej energii elektronów.

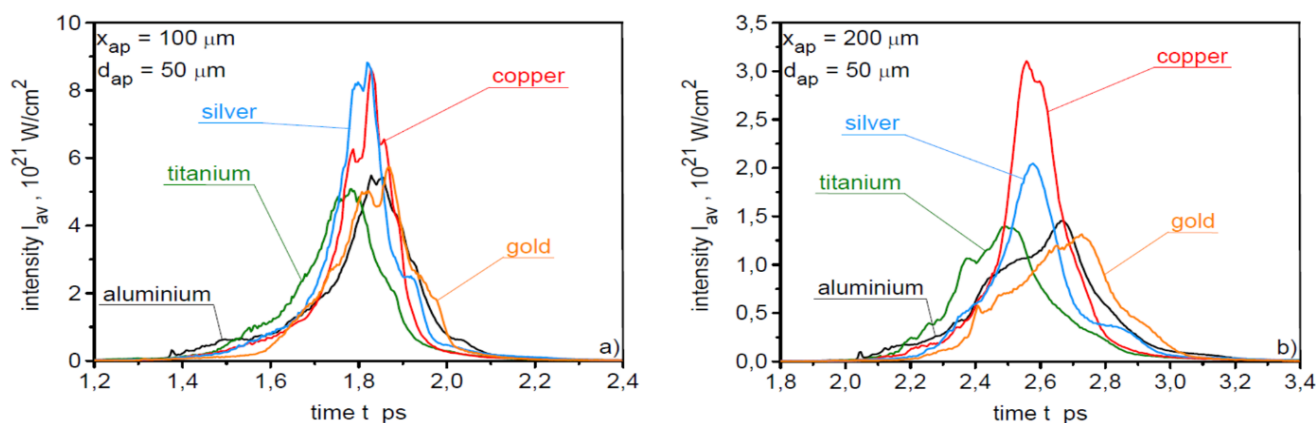


Rys. 5.18: Widmo energetyczne gorących elektronów na osi strumienia HE w przypadku występowania pola magnetycznego wytwarzanego w układzie DC (zielony) i przy braku pola (czerwony)

Badania numeryczne wykorzystujące zmodyfikowany kod EPOCH, 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.

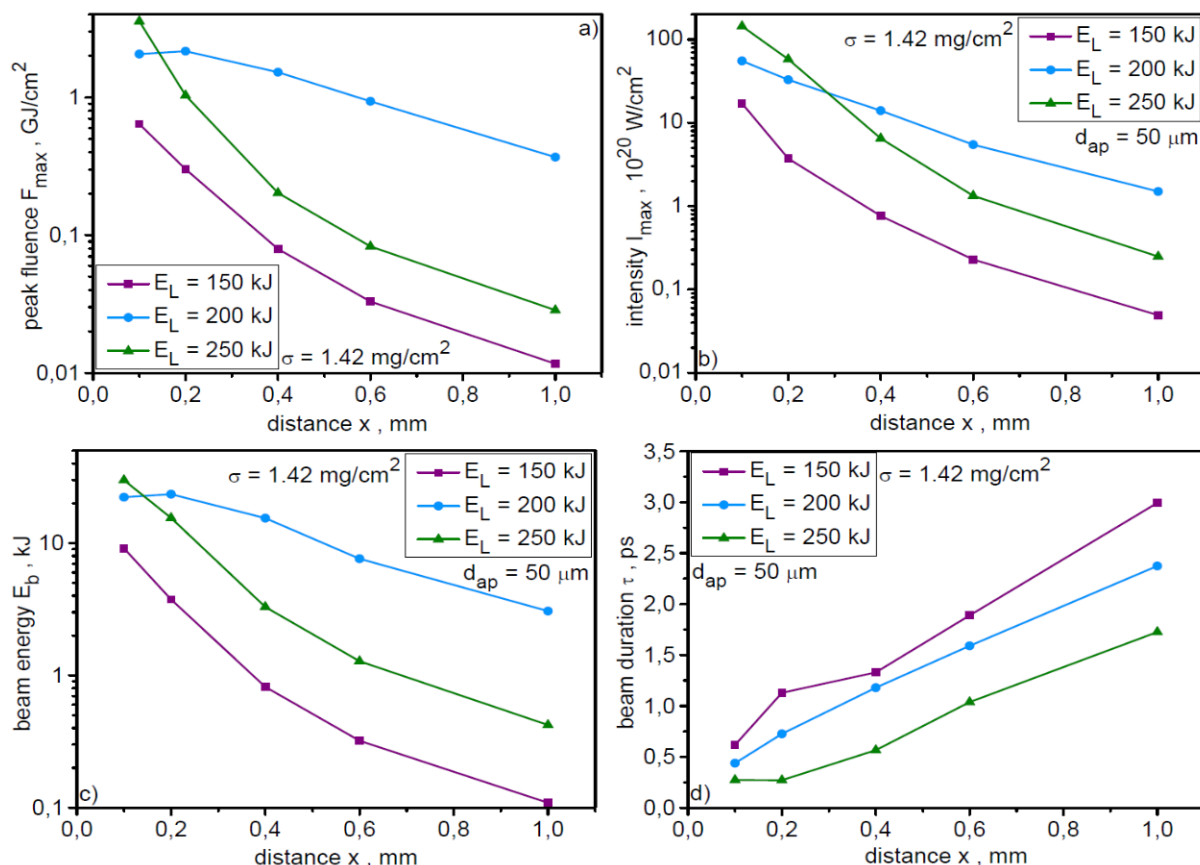
W ramach projektu kontynuowano również badania teoretyczne i numeryczne nad alternatywnymi wariantami fuzji laserowej takimi jak fast ignition (FI) i shock ignition (SI). Warianty te umożliwiają osiągnięcie wysokiego wzmocnienia energetycznego fuzji (≥ 100) wymaganego dla reaktora termojądrowego przy jednocześnie mniejszych wymaganiach dla drivera laserowego (m. in. mniejszej całkowitej energii drivera) i komprimowanego paliwa DT (m. in. mniejszego współczynnika kompresji) niż w tradycyjnym wariantcie ICF z samoistnym zapłonem centralnym. Zainteresowanie alternatywnymi wariantami ICF umożliwiającymi osiągnięcie „reaktorowych” wartości fuzyjnego współczynnika wzmocnienia energetycznego wzrosło szczególnie w dwu ostatnich latach i było konsekwencją osiągnięcia po raz pierwszy w historii zapłonu termojądrowego na urządzeniu National Ignition Facility w USA. Sugerowano, że wiązka ciężkich jonów generowana laserem może być bardziej skutecznym „zapalnikiem” paliwa termojądrowego niż proponowane wcześniej do tego celu wiązki protonów lub lekkich jonów. Potencjalnie, wiązki jonów mogą być wykorzystane do zapłonu paliwa zarówno w wariantcie FI jak i SI. W tym ostatnim bardziej korzystna wydaje się konfiguracja cylindryczna targetu fuzyjnego, która jednocześnie ma tę zaletę, że umożliwia zastosowanie zewnętrznego pola magnetyczne obniżającego próg zapłonu paliwa. Ostatnie badania numeryczne badaczy IFPiLM związane z alternatywnymi wariantami ICF były skoncentrowane na poszukiwaniu rodzaju (ciężkiego) jonu, którego masa atomowa jest optymalna z punktu widzenia osiągnięcia parametrów wiązki jonowej wymaganej dla zapłonu paliwa, a także poszukiwaniu optymalnych parametrów drivera laserowego wytwarzającego wiązkę jonową. W badaniach numerycznych wykorzystano zaawansowany wielowymiarowy (2D3V) kod particle-in-cell PICDOM opracowany w IFPiLM, którego unikalną cechą, rzadko spotykaną w innych kodach PIC, jest możliwość dokładnego dynamicznego (on line) modelowania procesu jonizacji atomów dla praktycznie dowolnego pierwiastka. Pozwala to w szczególności na modelowanie procesu tworzenia i akceleracji ciężkich jonów laserem wielkiej mocy.

Przykładowy wynik symulacji numerycznych demonstrujący przebiegi czasowe natężenia wiązek jonów Al, Ti, Cu, Ag i Au generowanych laserem ps o dużej energii przedstawia rys. 19. Widać, że o ile przy małych odległościach od źródła jonów ($100\text{ }\mu\text{m}$) pikowe natężenia wiązek Cu i Ag są zbliżone, to w odległościach większych ($\geq 200\text{ }\mu\text{m}$) wymaganych dla zastosowania wiązki w FI lub SI najwyższe natężenia osiąga wiązka jonów Cu. Podobna sytuacja ma miejsce w przypadku innych charakterystyk wiązki determinujących zapłon paliwa, w szczególności energii i fluencji wiązki oraz widma energetycznego. Innymi słowy, stwierdzono, że wiązkami optymalnymi dla realizacji zapłonu paliwa są wiązki jonów Cu.



Rys. 5.19: Rozkłady czasowe generowanych laserem wiązek jonów o różnych masach atomowych w dwu różnych odległościach od źródła jonów

Rys. 5.20: ilustruje wynik poszukiwania optymalnych parametrów lasera przyspieszającego wiązkę jonów Cu, w tym przypadku optymalnej energii lasera. Przedstawiono na nim zależność parametrów wiązki jonów decydujących o możliwości zapłonu paliwa DT w funkcji odległości od źródła. W przypadku wariantu FI wymagane parametry wiązki: fluencja $\sim 1\text{ GJ/cm}^2$, energia $\sim 10\text{ kJ}$, intensywność $\sim 10^{20}\text{ W/cm}^2$ w wymaganej odległości od źródła $x \sim 0.5\text{ mm}$ można osiągnąć tylko przy optymalnej energii lasera $\sim 200\text{ kJ}$ (zarówno przy mniejszej jak większej energii lasera parametry wiązki są znacznie niższe od wymaganych przy $x \geq 0.5\text{ mm}$). Osiągnięcie zapłonu w wariantcie SI przy pomocy dwu zderzających się w paliwie fal uderzeniowych generowanych wiązką jonów jest potencjalnie możliwe przy znacznie



Rys. 5.20: Zależność parametrów wiązki jonów Cu od odległości od źródła jonów dla różnych energii lasera przyspieszającego jony

nizszych wartościach parametrów wiązki jonów (co najmniej kilka razy niższych dla fluencji i energii wiązki i kilkadziesiąt razy niższych w przypadku natężenia) i źródło jonów może być w mniejszej odległości od cylindrycznego targetu fuzyjnego. Przedstawione wykresy wskazują więc, że osiągnięcie parametrów wiązki jonów wymaganych dla SI jest możliwe przy energiach lasera znacznie mniejszych niż 100 kJ.

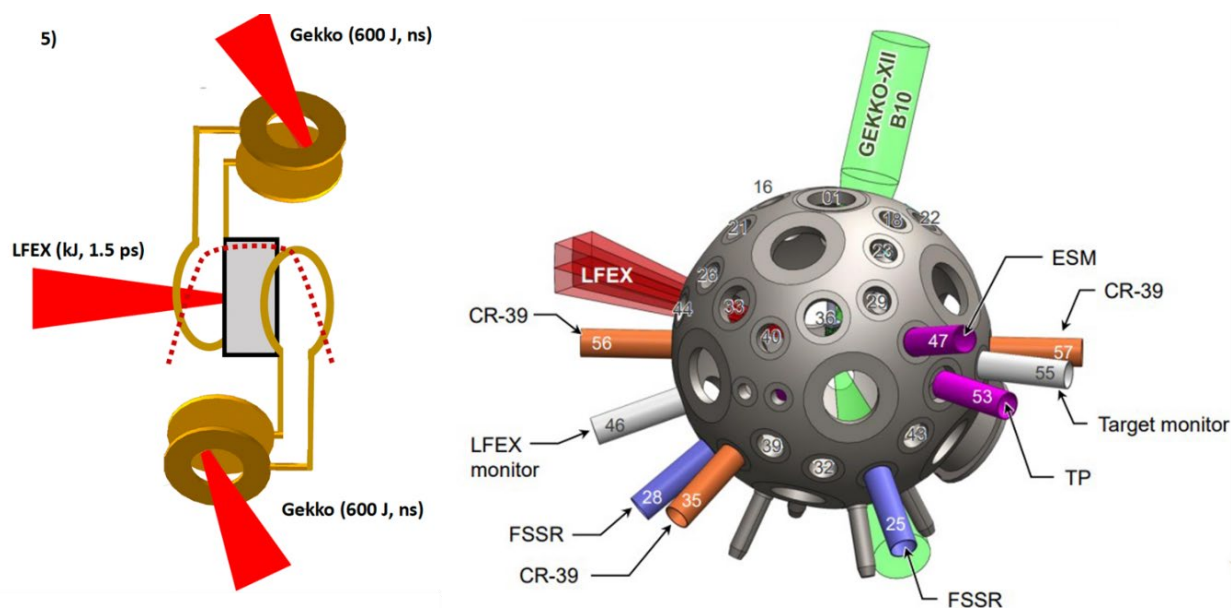
Przedstawione wyniki z poszczególnych diagnostyk będą przedmiotem dalszych analiz, interpretacji i symulacji w roku 2024, których celem będzie przygotowanie materiału naukowego do prezentacji na międzynarodowych konferencjach naukowych oraz do opublikowania.

W ramach pakietu WP3, który jest ukierunkowany na badanie alternatywnych innowacyjnych podejść do ICF i nowych koncepcji próbek, wykonane zostały eksperymenty związane z fuzją proton-bor. Reakcja syntezy proton-bor (pB) jest od dawna uważana za "Graala" syntezy jądrowej, który w przyszłości umożliwi produkcję energii. W istocie reakcja ta 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. Dlatego fuzja pB jest bardzo czysta i ekologicznie akceptowalna. 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 wysokich ciśnieniach (do 100 megabarów).

Jednym z aspektów fuzji proton-bor studiowanym w ramach tego programu było sprawdzenie wpływu pola magnetycznego działającego na ukierunkowanie wiązki protonów i cząstek α , a tym samym wpływającego na generację cząstek α w tarczy zawierającej bor. Wykazanie obecności efektu lawinowego byłoby kluczem do ewentualnego wykorzystania plazmy napędzanej laserem do wytwarzania energii w reakcji fuzji pB oraz wykazanie różnicy w generacji cząstek α w różnych konfiguracjach w obecności pola magnetycznego i bez jego obecności. Szerszym efektem tych badań byłoby rzeczywiste zapoczątkowanie nowego obszaru badań nad fuzją jądrową w zakresie produkcji energii z wykorzystaniem syntezy protonowo-borowej. Jednocześnie wydajne wytwarzanie cząstek α może być przydatne do opracowania nowej generacji przenośnych źródeł cząstek α o wysokiej jasności i o niskim koszcie kapitałowym, które mogą być interesujące dla zastosowań

medycznych. Dla tego i innego typu zastosowań fundamentalne znaczenie ma posiadanie źródeł dobrze scharakteryzowanych pod względem energii widma i rozkładu kąтового. Ponieważ źródła napędzane laserem są stosunkowo nowe w porównaniu z konwencjonalnymi akceleratorami, konieczna jest ich kalibracja energetyczna i kątowa. Z tego punktu widzenia istotna jest jednoczesna charakterystyka protonów, elektronów i twardego promieniowania rentgenowskiego, która przeprowadzona zostanie przy wykorzystaniu deuterowanych i borowanych tarcz do generacji deuteronów i cząstek elementarnych powstałych w wyniku syntezy protonowo-borowej, oraz scharakteryzowane zostaną deuterony i cząstki α jako przykład mniejszościowych jonów o niskim Z wytwarzanych w tym oddziaływaniu.

W ramach tego zadania na instalacji laserowej GEKKO/LFEX wykonany został skomplikowany eksperyment z wykorzystaniem tarcz w postaci cewek.

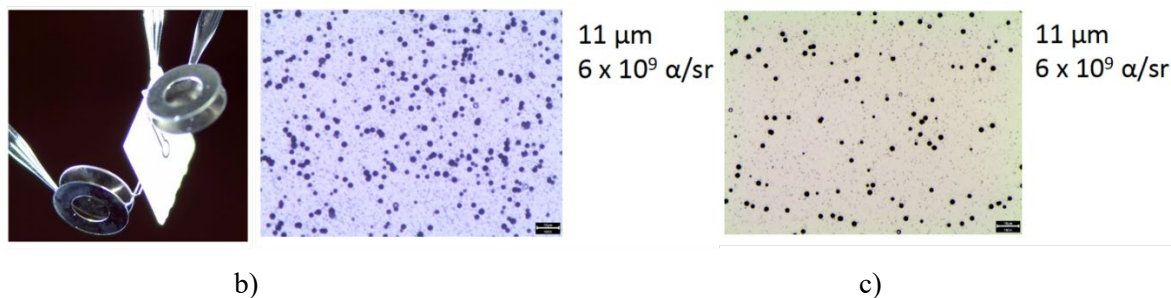


Rys. 5.21: 1. a) Rysunek przedstawiający konfigurację tarczy i cewek wraz z zaznaczeniem wiązek laserowych LFEX i GEKKO. b) schemat komory próżniowej w której przeprowadzony został eksperyment wraz z zaznaczeniem pozycji poszczególnych diagnostyk i wiązek laserów LFEX i GEKKO

Cztery wysokoenergetyczne, pikosekundowe wiązki lasera LFEX (1kJ, 1.5 ps) zogniskowane na tarczach zawierających bor (np. HB, BN) wykorzystane były do przeprowadzenia reakcji fuzji pB. Niektóre tarcze pokryte były cienką warstwą plastiku (CH). Pole magnetyczne generowane było w wyniku oddziaływania wiązek lasera GEKKO, (600 J, 1 ns) ze skomplikowanymi tarczami typu „capacitor-coil” (rys. 5.21a). Prototypowe cewki i tarcze wykonane zostały w kilku niezależnych instytucjach. W ramach kampanii eksperymentalnej wykonano 15 strzałów, część z nich miała za zadanie określenie generowanego pola magnetycznego pozostałe wykonano w obecności pola magnetycznego (przy wykorzystaniu lasera GEKKO i LFEX) oraz kilka strzałów bez wytwarzania pola magnetycznego (jedynie w obecności lasera LFEX) w celu porównania strumienia cząstek alfa wytworzonych w tych dwóch różnych warunkach.

Protony i cząstki alfa mierzone były za pomocą: spektrometru Thomsona, detektorów diamentowych z funkcją czasu przelotu (TOF) i detektorów CR39. Dodatkowo wykonano pomiary przy pomocy spektrometru elektronowego i spektrometru promieniowania X (rys. 5.21b).

Porównanie strumienia cząstek alfa w warunkach bez obecności i w obecności pola magnetycznego dla tarczy BN pokrytej warstwą plastiku (CH) wskazuje na wyraźne zwiększenie liczby cząstek alfa obserwowanych przy pomocy detektora CR-39. Na rysunku 5.22 zaprezentowane jest zdjęcie tarczy w konfiguracji z cewkami (rys. 5.22a) oraz wyniki pomiaru CR-39 w obecności (rys. 5.22b) i bez obecności pola magnetycznego (Rys. 5.22c). Tendencja taka jest utrzymana przy zastosowaniu różnej grubości filtrów (11, 22, 33 mm).



Rys. 5.22: a) Zdjęcie płaskiej tarczy BN pokrytej warstwą CH w konfiguracji z dwoma cewkami, b) wyniki pomiaru uzyskane przy pomocy detektora CR-39 w obecności pola magnetycznego c) wyniki pomiaru uzyskane przy pomocy detektora CR-39 bez obecności pola magnetycznego

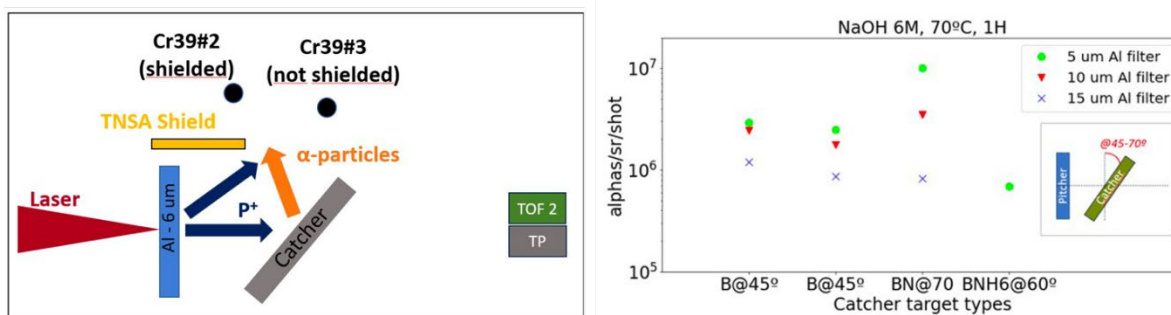
Ze względu na bardzo małą statystykę strzałów badania powinny być kontynuowane w celu potwierdzenia uzyskanych wyników.

W ramach tego samego projektu przeprowadzone zostały badania fuzji proton-bor na instalacji laserowej VEGA-3 (w Hiszpanii) charakteryzującej się zupełnie innymi parametrami ($E=30$ J, $t=30$ fs). Innowacyjność tego eksperymentu polegała na przeprowadzeniu eksperymentu na instalacji laserowej o dużej częstotliwości strzałów przy małej energii lasera. Głównym celem eksperymentu było oszacowanie ilości produkowanych cząstek alfa. Badanie przeprowadzone zostało przy wykorzystaniu różnego rodzaju typu tarcz (BN, B, BNH_6) w dwóch konfiguracjach „pitcher-catcher” i „in target”. Celem badań było pełne scharakteryzowanie źródeł protonów i cząstek alfa poprzez zastosowanie detektorów CG-39 oraz technik aktywacyjnych (m.in. poprzez użycie detektora Ge do pomiaru widma emisji promieniowania gamma i sposobu rozpadu linii emisyjnych w czasie). Protony i cząstki alfa mierzone były za pomocą: spektrometru Thomsona, detektorów diamentowych z funkcją czasu przelotu (TOF) i detektorów CR-39. Na rysunku 5.23a przedstawiona jest konfiguracja diagnostyk podczas przeprowadzania eksperymentu w konfiguracji „pitcher-catcher”.

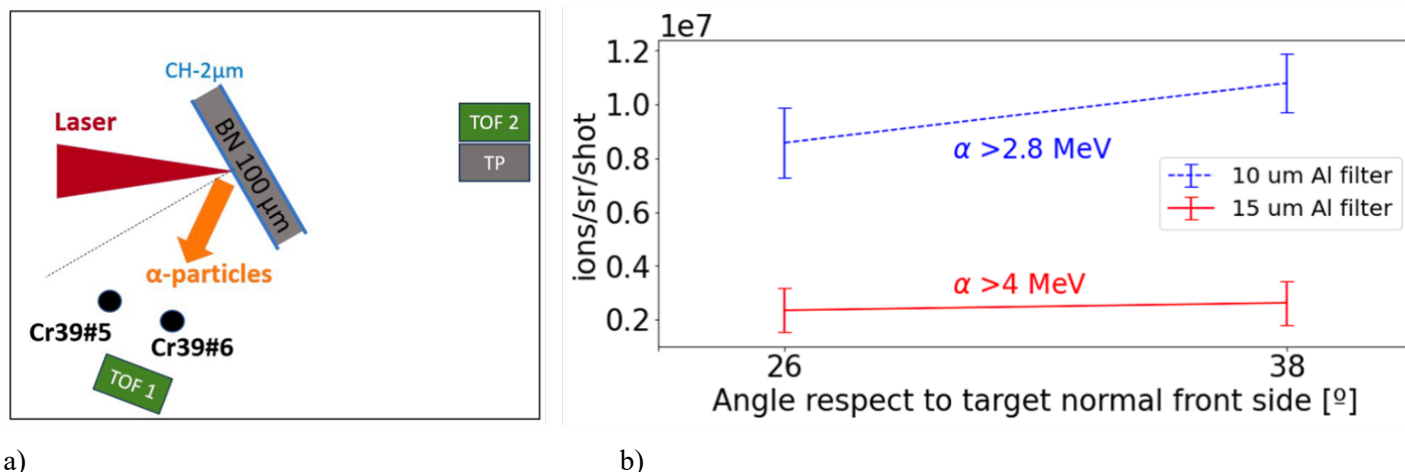
Wstępna analiza danych przeprowadzona na podstawie pomiarów przy wykorzystaniu tarcz typu BN wskazuje na produkcję cząstek alfa rzędu 10^6 cząstek/sr/strzał (rys. 5.23 b).

Dokonano również wstępnej analizy danych związanych z pomiarami przeprowadzonymi w konfiguracji „in direct”. Na rysunku 5.24 zaprezentowany jest schemat konfiguracji „in direct” przedstawiający oszacowanie liczby cząstek alfa w zależności od kąta pomiaru. Przy zmianie kąta detekcji w granicach od 26 do 38 stopni liczba cząstek wzrasta w granicach błędu.

Zgodnie z oczekiwaniami strumień cząstek alfa wytworzony w konfiguracji „in direct” charakteryzuje się produkcją większego strumienia cząstek alfa niż strumień cząstek alfa wytworzony w konfiguracji „pitcher catcher”.



Rys. 5.23: a) konfiguracja „pitcher-catcher” wraz z zaznaczeniem pozycji diagnostyk. b) wyniki wstępnych szacunków mierzonej liczby cząstek alfa



Rys. 5.24: a) konfiguracja „in direct” wraz z zaznaczeniem pozycji diagnostyk. b) wyniki wstępnych szacunków mierzonej liczby cząstek alfa.

Podsumowanie

WP5: Wymiernym efektem realizacji projektu są nowe ilościowe dane dotyczące wpływu pola magnetycznego na emisję gorących elektronów (HE) i jonów z plazmy ablacyjnej kreowanej za pomocą tarcz DT-STCM-S - o zmodyfikowanej konstrukcji- oświetlanych wiązką 1 ω lasera jodowego PALS o różnej intensywności. Dzięki 3-kadrowej kompleksowej interferometrii nie tylko zwizualizowano proces formowania plazmy w tarczach o różnych wymiarach cewki, ale również uzyskano ilościowe informacje o przestrzenno-czasowych rozkładach koncentracji elektronowej i rozkładach gęstości prądu w plazmie odpowiadające elektronom poruszającym się zarówno w kierunku od jak i do tarczy. Szczególnie użyteczne dane o parametrach emisji HE uzyskano z pomiarów spektroskopowych za pomocą 2D zobrazowania emisji linii K α z Cu oraz kątowych pomiarów widm energii HE za pomocą wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów.

Uzyskane z tych diagnostyk informacje o energii, temperaturze oraz konwersji energii promieniowania laserowego w energię HE w połączeniu z danymi o rozkładach koncentracji i prądu w plazmie ablacyjnej uzyskanymi z pomiarów polarno-interferometrycznych tarczy dla różnych warunków oświetlenia tarcz stanowią materiał naukowy do oceny pracy tarczy DT-STCM-S o zmodyfikowanej konstrukcji.

Wstępna analiza danych o emisji HE uzyskana w szerokim zakresie intensywności pokazuje, że jedynie w zakresie mniejszej intensywności lasera energia gorących elektronów zdeponowanych w centralnej części dysku Cu w obecności pola magnetycznego jest większa niż bez niego. Zwiększanie intensywności lasera nie prowadzi do oczywistego wzrostu energii gorących elektronów i związanego z nią strumienia, ale ogranicza dawkę energii gorących elektronów, która osadza się w środkowej części dysku Cu. Jest to zgodne z faktem, że pole magnetyczne pomaga w całkowitym utrzymaniu, ponieważ zmniejsza promieniowy transport gorących elektronów wewnątrz plazmy, a tym samym zmniejsza konwersję promieniowania laserowego na energię HE. To dowodzi, że pole magnetyczne wytwarzane przez cewkę ma znaczący wpływ na nieliniową charakterystykę wytwarzanych gorących elektronów wewnątrz plazmy. Ponieważ mechanizm wytwarzania gorących elektronów przypisuje się niestabilnościom parametrycznym, takim jak wymuszone rozpraszanie Ramana (SRS) i rozpad dwuplazmonowy (TPD), dotychczasowe obserwacje wskazują, że pole magnetyczne generowane przez cewkę ma bardzo istotny wpływ na występowanie tych niestabilności.

W celu lepszego zrozumienia wpływu zewnętrznego pola magnetycznego na właściwości strumienia gorących elektronów (HE) generowanych z tarcz DT-STCM podjęto również prace nad modyfikacją zaawansowanego trójwymiarowego (3D3V) kodu komputerowego typu particle-in-cell – PIC EPOCH, w celu umożliwienia numerycznego modelowania propagacji HE w polach magnetycznych wytwarzanych w tarczach typu disc-coil (DC) w warunkach eksperymentu PALS. W odróżnieniu od wcześniej opracowanego uproszczonego kodu dedykowanego powyższemu zagadnieniu, kod EPOCH uwzględnia wzajemne oddziaływanie między elektronami w strumieniu HE, oddziaływanie między HE i innymi cząstkami naładowanymi takimi jak elektrony termiczne, protony i wielonadładowane jony emitowane z tarczy, a także pola elektryczne i magnetyczne generowane przez HE i inne cząstki naładowane.

WP3: Przedstawiona wstępna ocena eksperymentów przeprowadzonych na instalacjach laserowych LFEX/GEKKO wskazuje na zwiększenie liczby mierzonych cząstek alfa w przypadku przebiegu reakcji proton-bor w obecności pola magnetycznego.

Na podstawie wstępnej analizy danych eksperymentalnych uzyskanych podczas kampanii przeprowadzonej na instalacji VEGA3 stwierdzono produkcję większego strumienia cząstek w konfiguracji „in direct” niż w przypadku konfiguracji „picher-catcher”.

Ocena znaczenia uzyskanych wyników dla rozwoju nauki, innowacyjności i gospodarki oraz współpracy międzynarodowej w zakresie nauki i techniki

WP5: Uzyskane wyniki testowania tarcz D-C potwierdzają możliwość ich wykorzystania w badaniach ukierunkowanych na wytwarzanie namagnesowanych strumieni plazmowych do różnych zastosowań, a w szczególności w badaniach implozji magnetycznej fuzji inercyjnej, gdzie kontrola parametrów strumienia HE odgrywa kluczową rolę w uzyskaniu zapłonu termojądrowego. W tym aspekcie szczególnie interesujące są badania tarcz CD naświetlanych wiązką 3 ω lasera jodowego PALS, czyli dla długości fali zbliżonej do laserów LMJ i NIF stosowanych obecnie w badaniach ICF.

Badania pokazują, że przez odpowiedni dobór konstrukcji tarcz odnoszącej się do kształtu, wymiarów i liczby cewek, można uzyskać wymagany rozkład pola magnetycznego w cewce (lub układzie cewek) optymalizując średnicę dysku i cewki (lub układy cewek), odległość cewki od dysku, a także materiał z którego wykonana jest tarcza C-D. Stwarza to szerokie możliwości ich wykorzystania w szeroko rozumianych badaniach fizyki gęstości wysokich energii związanych z laboratoryjną astrofizyką oraz medycyną. W przypadku zastosowań medycznych tarcz D-C dotyczą one zastosowania pól magnetycznych generowanych w cewce do kolimacji wiązek protonów wytwarzanych laserem, które mogą być wykorzystane w badaniach związanych z hadronową terapią nowotworów.

Koncepcja fuzji inercyjnej w układzie cylindrycznym w wariantach SI lub FI wykorzystująca do realizacji zapłonu paliwa wiązki jonów, a w szczególności wiązki ciężkich jonów generowanych laserem jest oryginalnym i nowatorskim wkładem zespołu IFPiLM w rozwój alternatywnych wariantów fuzji ukierunkowanych na osiągnięcie wysokiego zysku energetycznego z reakcji fuzji niezbędnego dla produkcji energii w przyszłych reaktorach termojądrowych. Ultra-intensywne, pikosekundowe wiązki jonów wytwarzane laserem dla potrzeb fuzji mogą być również wykorzystane w innych dziedzinach badań, a w szczególności - ze względu na ich bardzo wysokie natężenia i krótkie czasy trwania nieosiągalne w konwencjonalnych akceleratorach - mogą stymulować rozwój badań w nowych obszarach fizyki jądrowej i fizyki wysokich gęstości energii.

Należy podkreślić, że tematyka projektu stwarza duże możliwości współpracy między IFPiLM a zagranicznymi ośrodkami badawczymi. Potwierdzeniem nawiązania takiej współpracy, jest wykorzystanie kompleksowej interferometrii, oferowanej przez zespół z IFPiLM w badaniach plazmy laserowej w ośrodkach laserowych: w LULI (Laboratoire Pour L'utilisation Des Lasers Intenses, Ecole Polytechnique, Francja) oraz CLPU (Centro de Láseres Pulsados, Hiszpania) w ramach MoU między IPPLM, a CELIA

WP3: Jednym z aspektów fuzji proton-bor studiowanym w ramach tego programu było sprawdzenie wpływu pola magnetycznego działającego na ukierunkowanie wiązki protonów i cząstek α , a tym samym wpływającego na generację cząstek α w tarczy zawierającej bor. Wykazanie obecności efektu lawinowego byłoby kluczem do ewentualnego wykorzystania plazmy napędzanej laserem do wytwarzania energii w reakcji fuzji pB oraz wykazanie różnicy w generacji cząstek α w różnych konfiguracjach w obecności pola magnetycznego i bez jego obecności. Szerszym efektem tych badań byłoby rzeczywiste zapoczątkowanie nowego obszaru badań nad fuzją jądrową w zakresie produkcji energii z wykorzystaniem syntezy protonowo-borowej. Jednocześnie wydajne wytwarzanie cząstek α może być przydatne do opracowania nowej generacji przenośnych źródeł cząstek α o wysokiej jasności i o niskim koszcie kapitałowym, które mogą być interesujące dla zastosowań medycznych.