

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)

W ramach zadań zaplanowanych w roku 2022 przeprowadzono szereg prac podzielonych na kilka sekcji: rozwój kodów i analiza danych PHA (Pulse Height Analyser) dla stellaratora Wendelstein 7-X (W7-X), badanie czułości układu „C/O monitor” na parametry kinetyczne plazmy (T_e , n_e) oraz radialne rozkłady zanieczyszczeń przy użyciu opracowanego kodu numerycznego; modelowanie plazmy brzegowej przy użyciu kodu EMC3-EIRENE, będącego istotnym aspektem dla przyszłych symulacji promieniowania emitowanego z plazmy brzegowej oraz analiza siatki przy użyciu FINDIF (badania wykonano w kontekście sygnałów z systemu „C/O monitor”); ponadto przeprowadzono wstępną analizę danych zebranych podczas kampanii eksperymentalnej w LHD (Large Helical Device, Japonia) w plazmie wodorowej (H).

W celu precyzyjnego zbadania danych eksperymentalnych konieczne jest wykorzystanie dedykowanych narzędzi programistycznych zapewniających precyzyjną reprezentację numeryczną rozważanego systemu diagnostycznego oraz środowiska W7-X. Zadaniem niniejszych kodów jest m.in. wyznaczenie koncentracji zanieczyszczeń w plazmie, oszacowanie średniej wartości efektywnego ładunku plazmy (Z_{eff}) czy średnich temperatur elektronowych z obszaru obserwacji dla każdego z kanałów pomiarowych. Dedykowane kody (m.in. *Zeff.exe* i *SimXRay.exe*) są nieustannie rozwijane w celu zwiększenia precyzji obliczeń, a co za tym idzie jakości analizy zgromadzonych danych eksperymentalnych.

Ponadto przeprowadzono szereg analiz dotyczących określenia stopnia wrażliwości układu „C/O monitor” na najbardziej kluczowe czynniki (temperatura oraz gęstość elektronową a także radialny rozkład zanieczyszczeń).

W ramach przygotowań do kampanii eksperymentalnej OP2 na W7-X, (która odbyła się w okresie wrzesień – grudzień 2022 roku) przeprowadzono szereg prac przygotowawczych i modernizacyjnych zarówno systemu PHA jak i C/O monitor.

Ponadto w końcówce roku 2022 zespół z IFPiLM uczestniczył w dwudziestej czwartej kampanii eksperymentalnej na LHD (Large Helical Device) w Japonii.

Omówienie wyników badań

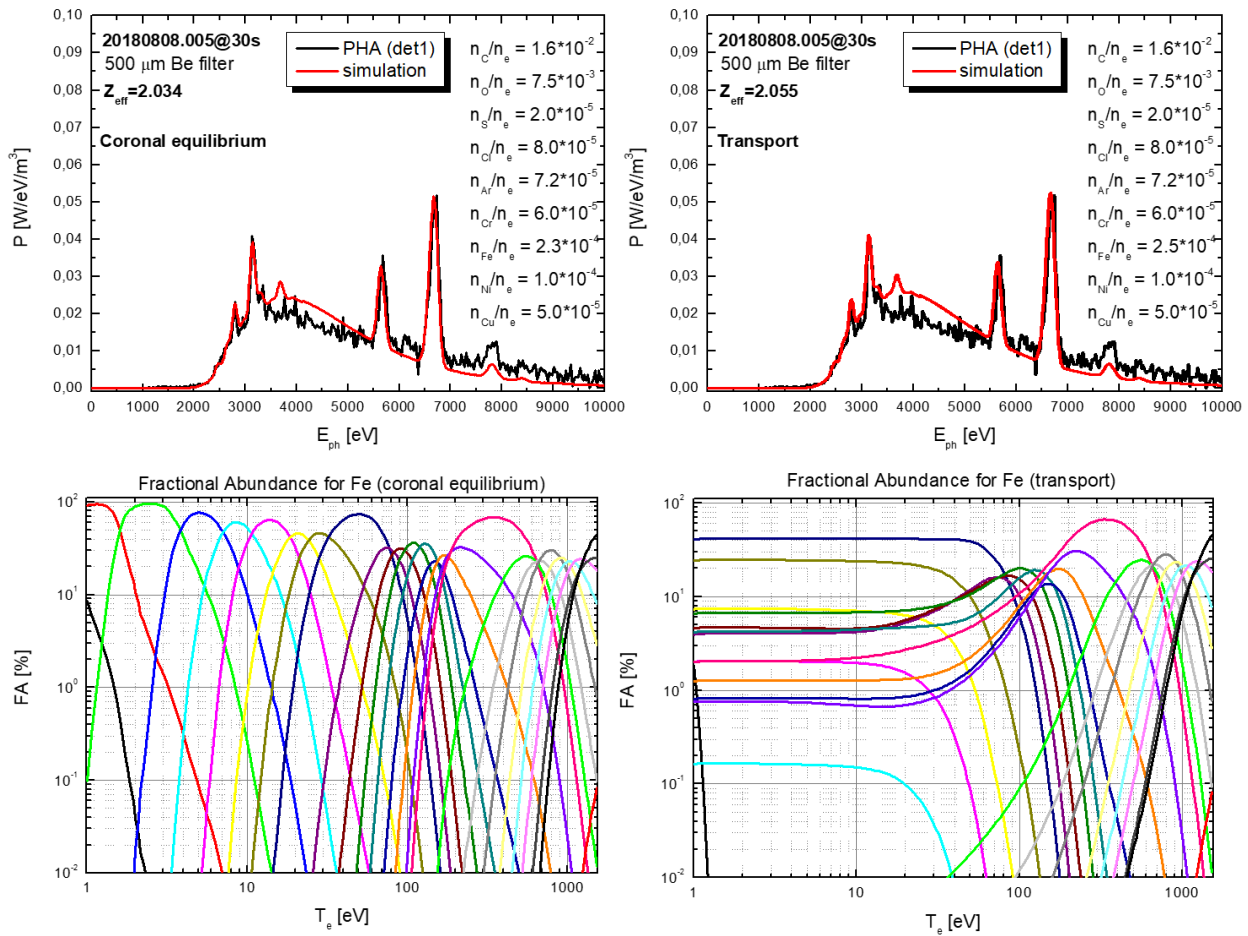
Obliczanie transportu jonów z zastosowaniem urządzenia PHA przy użyciu dedykowanego kodu numerycznego

W ramach zadań zaplanowanych na rok 2022 opracowano zmodyfikowaną wersję kodu *TransportW7X.exe* do obliczeń transportu jonów. Oba kody (wraz z kodem *SimXRay.exe*) oparte są na podobnych założeniach fizycznych i numerycznych co kod STRAHL. Wykorzystując wspomniane kody obliczono wpływ transportu na zachowanie zanieczyszczenia Fe dla wyładowania 20180808.005@30s. Uzyskane wyniki przedstawiono poniżej (Rys. 1.1.1).

W obliczeniach bez transportu przyjęto homotetyczną zależność pomiędzy gęstością elektronową (n_e) i gęstością domieszki żelaza (n_{Fe}) wzdłuż promienia plazmy. Oznacza to, że $k_{Fe} = n_{Fe}/n_e$ jest stałe wzdłuż promienia (przedstawione na rysunku 2). W przypadku obliczeń równowagi koronowej i obliczeń homotetycznych - lokalne wartości k_{Fe} są równe globalnemu k_{Fe} . W przypadku obliczeń transportu lokalne wartości k_{Fe} i globalne wartości k_{Fe} nie są jednakowe (Rys. 1.1.2).

Z przeprowadzonych analiz wynika, że ostateczne wyniki dla Z_{eff} i k_{Fe} , uzyskane w obliczeniach homotetycznych oraz transportu są podobne, jednak nie identyczne. Dla wartości transportu k_{Fe} jest nieco wyższe niż dla równowagi koronowej. To samo zaobserwowano dla Z_{eff} . Kształty dla Fe wzdłuż R są również różne.

Zaprezentowane wyniki zostały przedstawione w publikacji "Observation of impurity accumulation and its compatibility with high plasma performance in ECR-heated plasmas in W7-X" (D.Zhang et al.) która zostanie złożona w czasopiśmie PPCF.

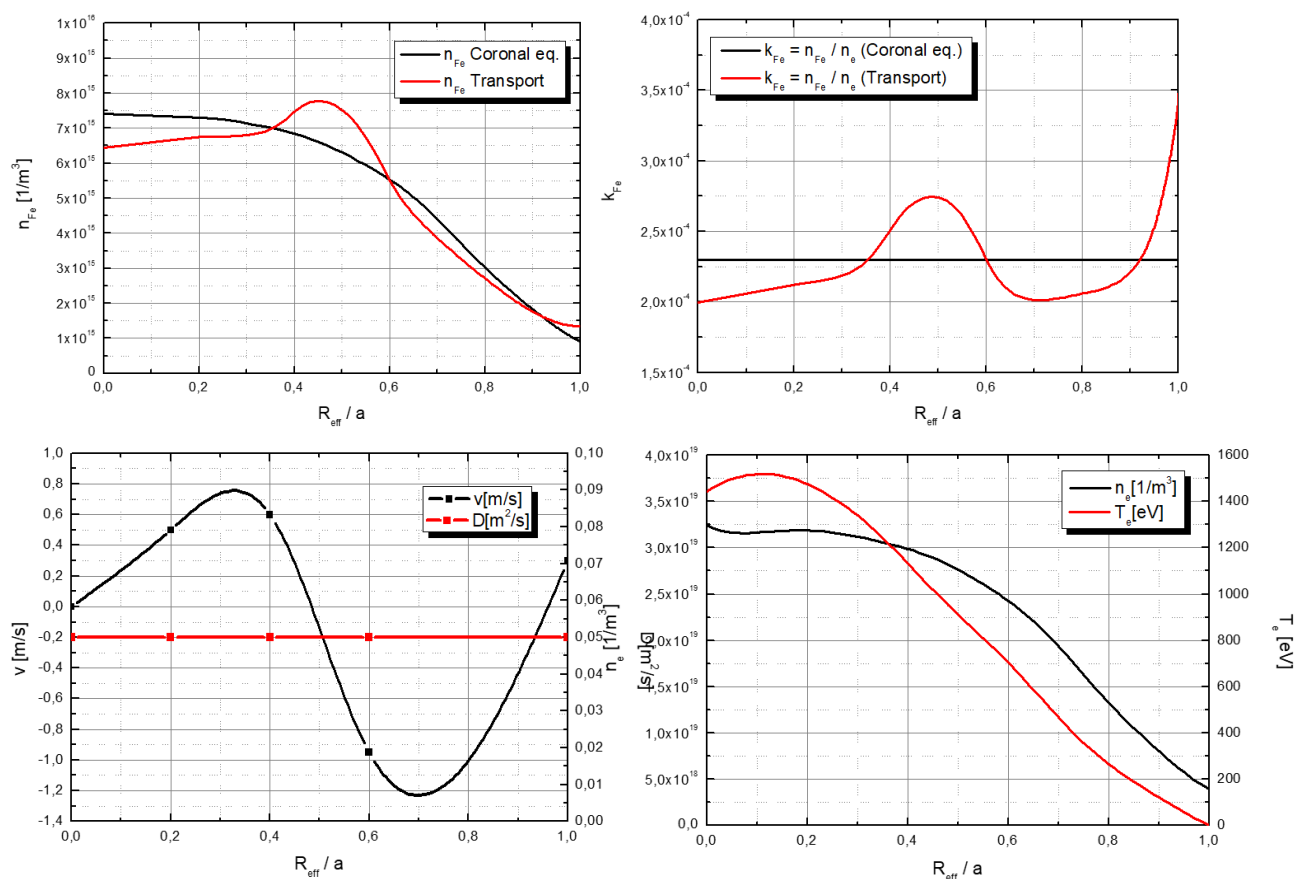


Rys. 1.1.1. Rząd górny - zasymulowane widma PHA dla wyładowania 20180808.005@30s oraz populacje jonów Fe (rząd dolny) zakładając równowagę koronową (po lewej) oraz transport zanieczyszczeń (po prawej).

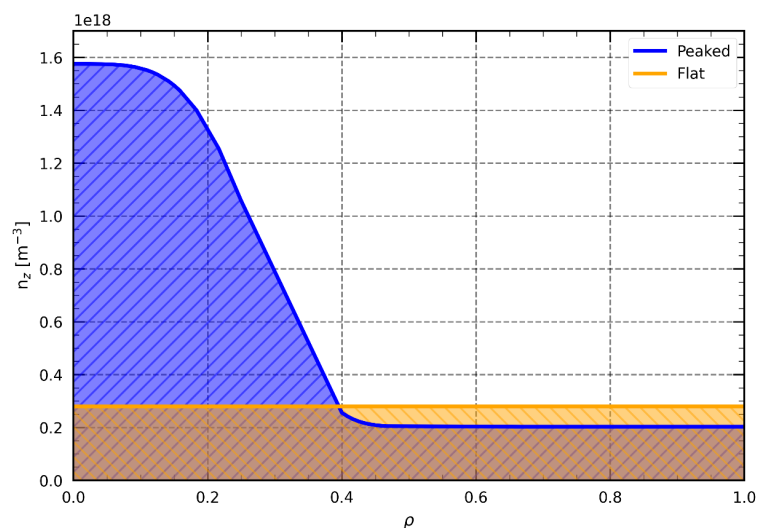
Badanie wpływu profilu kinetycznego i profilu zanieczyszczeń na sygnały systemu monitorowania C/O

Wraz z ukończeniem prac związanych z rozwojem kodu dedykowanego do symulacji sygnałów systemu C/O monitor, istotnym aspektem było wykonanie szeregu analiz pozwalających zrozumieć odpowiedź układu na zmiany parametrów plazmy w kontekście jego przyszłej fazy operacyjnej. Przykładem może być zestaw analiz w których zbadano wpływ profilu kinetycznych (T_e , n_e) oraz radialnych rozkładów zanieczyszczeń na natężenia strumienia fotonów docierających do powierzchni detektorów. Rozważono dwa różne rozkłady profilu zanieczyszczeń tzw. "płaski" i "peaked" określający centralną akumulację zanieczyszczeń. Ich kształty odzwierciedlały różne reżimy transportu zanieczyszczeń (odpowiednio anomalny i neoklasyczny), które obserwowano w przeszłości w plazmie W7-X. Należy jednak podkreślić, że w tej pracy nie badano samego transportu zanieczyszczeń, ale raczej jego wpływ na uzyskiwane natężenia fotonów. Po drugie, sprawdzono, czy system ten może służyć jako narzędzie dostarczające szybkich (oraz wysokiej jakości) informacji o zawartości zanieczyszczeń w plazmie.

Dla wszystkich rozważanych przykładów średnia gęstość zanieczyszczeń została ustalona na poziomie $n_z = 2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Przyjęto standardową konfigurację pola magnetycznego. W obu przypadkach średnia zawartość domieszki w plazmie w obu przypadkach była identyczna. Profil zanieczyszczeń oznaczony jako "płaski" reprezentuje równomierny rozkład zanieczyszczeń wzdłuż mniejszego promienia plazmy (Rys. 1.1.3 - obszar pod linią pomarańczową). Jest to bazowy rozkład powszechnie obserwowany w plazmie W7-X. Jednakże w pewnych specyficznych warunkach, np. gdy dominujący staje się neoklasyczny transport zanieczyszczeń, można zaobserwować zwiększoną akumulację zanieczyszczeń w centrum plazmy. Taki radialny kształt profilu zanieczyszczeń (Rys. 1.1.3 - obszar pod niebieską linią) odnosi się do przypadku, gdy występuje akumulacja zanieczyszczeń w plazmie (nazywany również "peaked").



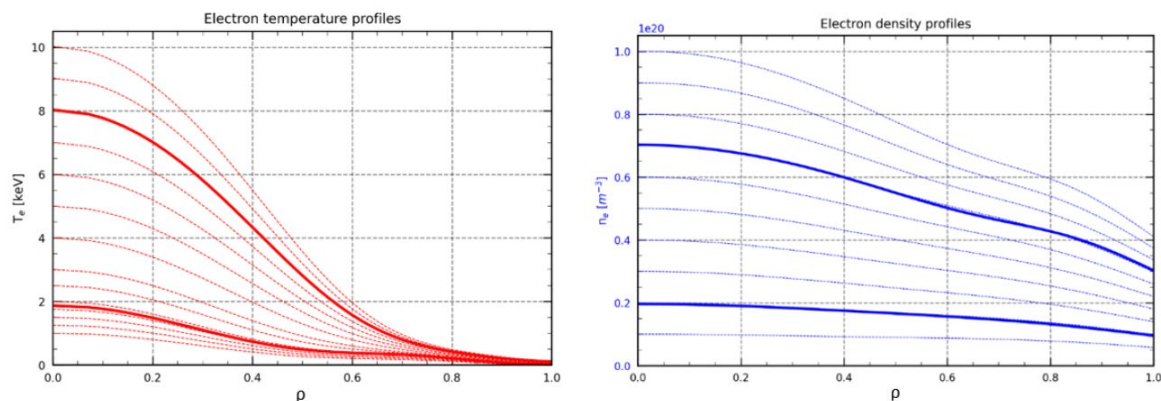
Rys. 1.1.2. Górny rząd - profile n_{Fe} (po lewej) oraz k_{Fe} (po prawej). Dolne rysunki - przykład profili współczynników transportu zanieczyszczeń: konwekcji - V (po lewej) oraz dyfuzji - D (po prawej) zastosowanych w obliczeniach.



Rys. 1.1.3. Przykład zastosowanych radialnych profili zanieczyszczeń. Przykład z akumulacją ("peaked") przedstawiono kolorem niebieskim natomiast przykład z równomiernym rozkładem domieszki (tzw. "flat") przedstawiono kolorem pomarańczowym. Oba rozkłady charakteryzują się identyczną całkowitą ilością domieszki w obserwowanej objętości plazmy (układ cylindryczny).

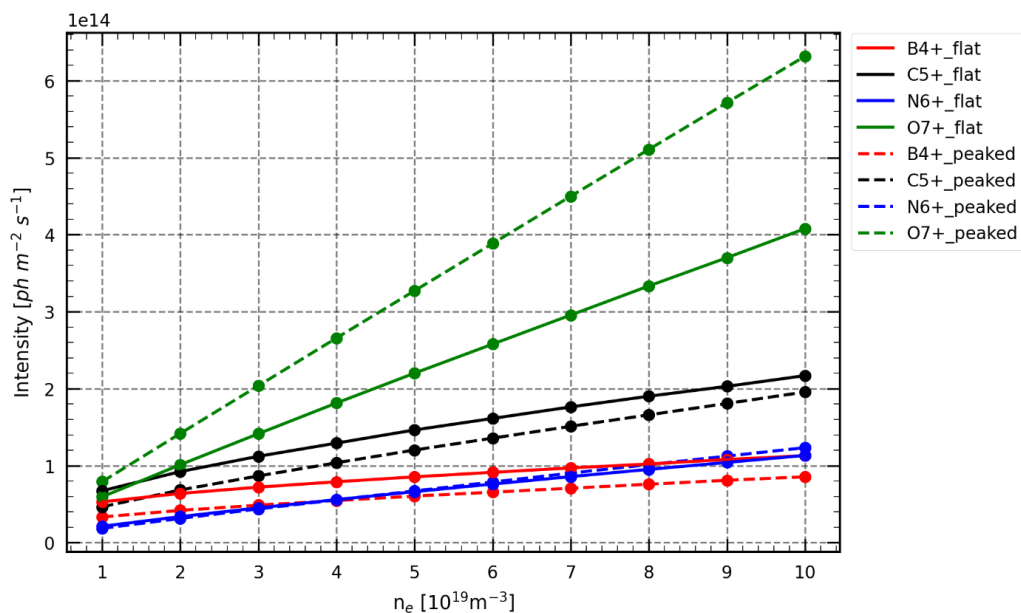
Niniejsza analiza została przeprowadzona z wykorzystaniem zestawu różnych zakresów parametrów T_e i n_e . Podstawą do wyznaczenia profili kinetycznych były dwa pomiary eksperymentalne zmierzone w trakcie trwania kampanii OP1.2b: pierwsze wyładowanie oznaczone jako 20181011.012 charakteryzowało się wysoką wartością gęstości elektronowej ($7 - 10^{19} \text{ m}^{-3}$) i niską temperaturą elektronową na osi plazmy ($T_e = 1.87 \text{ keV}$), natomiast drugie wyładowanie (20180816.022) charakteryzowało się niską gęstością elektronową ($n_e = 2 - 10^{19} \text{ m}^{-3}$) i

wysoką temperaturą elektronową ($T_e = 8$ keV) w obszarze centralnym. Interpolacja pomiędzy odpowiednimi profilami gęstości i temperatury została wykonana metodą analityczną w oparciu o sumę dwóch profili gaussowskich (rys. 1.1.4). Krok interpolacji dla profili T_e został ustawiony na 1 keV, a dla profili n_e na 10^{19} m^{-3} .



Rys. 1.1.4. Zinterpolowane zestawy profili T_e (czerwony - po lewej) oraz n_e (niebieski - po prawej) zastosowane w niniejszych analizach. Liniami ciągłymi przedstawiono profile zmierzone eksperymentalnie natomiast przerywanymi profile obliczone.

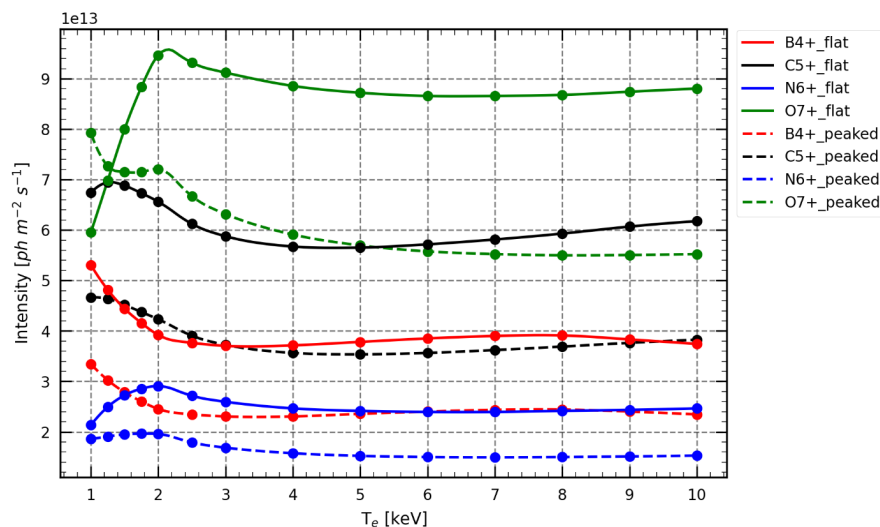
Poniższy rys.1.1.5 pokazuje jeden z przykładowych wyników obliczeń. Przedstawia on porównanie linii trendu emitowanych natężeń dla obu typów radialnych rozkładów zanieczyszczeń w plazmie: 'flat' (linie ciągłe) i 'peaked' (linie przerywane) w funkcji gęstości elektronowej przy założeniu maksimum $T_e = 1$ keV. Intensywności linii C i B są mniejsze dla profili z centralną akumulacją w porównaniu z płaskim rozkładem domieszki. Dla linii N nie ma prawie żadnej różnicy w natężeniach linii w rozważanym zakresie gęstości. Natomiast natężenia linii O są o ok. 50% wyższe dla profilu odpowiadającemu centralnej akumulacji zanieczyszczeń.



Rys. 1.1.5. Porównanie zależności intensywności uzyskanego sygnału dla emitowanych linii (B, C, N, O) od gęstości elektronowej (n_e) dla płaskiego rozkładu zanieczyszczeń (linie ciągłe) oraz w przypadku wystąpienia akumulacji (linie przerywane).

W ramach zadania przeprowadzono również szereg symulacji, których celem było zbadanie zależności uzyskanych sygnałów od temperatury elektronowej (T_e). Przykładowo porównując natężenia promieniowania w funkcji T_e dla profilu z maksimum $n_e = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ i obu rozważanych radialnych rozkładów zanieczyszczeń (Rys. 1.1.6) można zauważyć, że całkowite promieniowanie docierający do powierzchni detektorów zależy silnie od poziomu temperatury elektronowej, szczególnie w zakresie $T_e = 1 - 3$ keV. Jest to szczególnie wyraźne przy porównaniu linii O dla "płaskiego" profilu zanieczyszczeń, która jest o około 25% mniej intensywna dla 1 keV w porównaniu do przypadku z centralną akumulacją zanieczyszczeń (przedstawionego linią przerywaną na Rys. 1.1.6). Do 1.25 keV całkowita intensywność promieniowania dla profilu zanieczyszczeń z centralną akumulacją

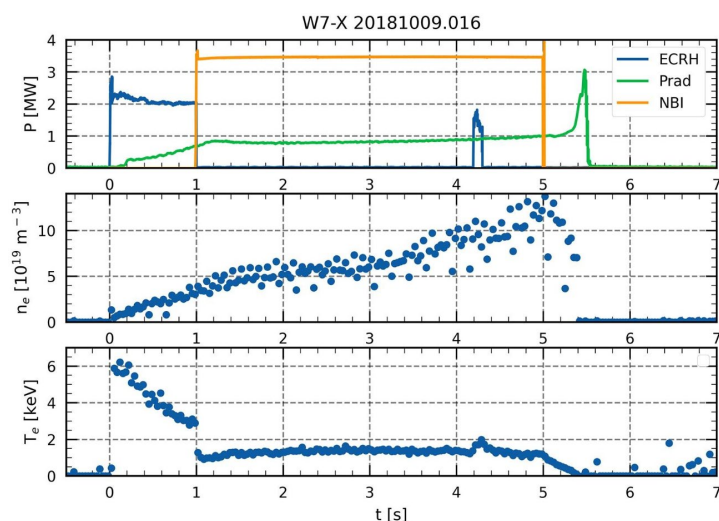
jest wyższa niż dla "płaskiego". Powyżej 3 keV oba trendy mają niemal identyczny kształt. W przypadku pozostałych pierwiastków płaskie profile zanieczyszczeń (linie ciągłe) powodują powstanie znacznie silniejszego strumienia docierającego do powierzchni detektorów promieniowania (o ok. 50%) w porównaniu z profilami odpowiadającymi centralnej akumulacji (linie przerywane) w całym rozpatrywanym zakresie T_e .



Rys. 1.1.6. Porównanie zależności intensywności uzyskanego sygnału dla emitowanych linii (B, C, N, O) od temperatury elektronowej (T_e) dla płaskiego rozkładu zanieczyszczeń (linie ciągłe) oraz w przypadku wystąpienia akumulacji (linie przerywane).

Ogólny wniosek jest taki, że sygnał rejestrowany przez system diagnostyczny C/O monitor będzie słabo zależny od rozkładu temperatury i gęstości plazmy jak i radialnego rozkładu zanieczyszczeń, natomiast będzie dobrze odzwierciedlał głównie fluktuacje poziomu danego zanieczyszczenia.

Celem kolejnej analizy było sprawdzenie, jakie natężenia fotonów docierałyby do odpowiednich detektorów, gdyby system ten pracował w danych warunkach eksperymentalnych. W tym celu wybrano wyładowanie referencyjne 20181009.016 ze względu na obserwację wyraźnej kumulacji jonów C w centralnych obszarach plazmy. Analiza ta została wykonana dla dwóch kanałów energetycznych - C i O, ponieważ tylko te kanały były planowane do uruchomienia w trakcie OP2.0. Ewolucje czasowe głównych parametrów plazmy przedstawiono na Rys. 1.1.7.

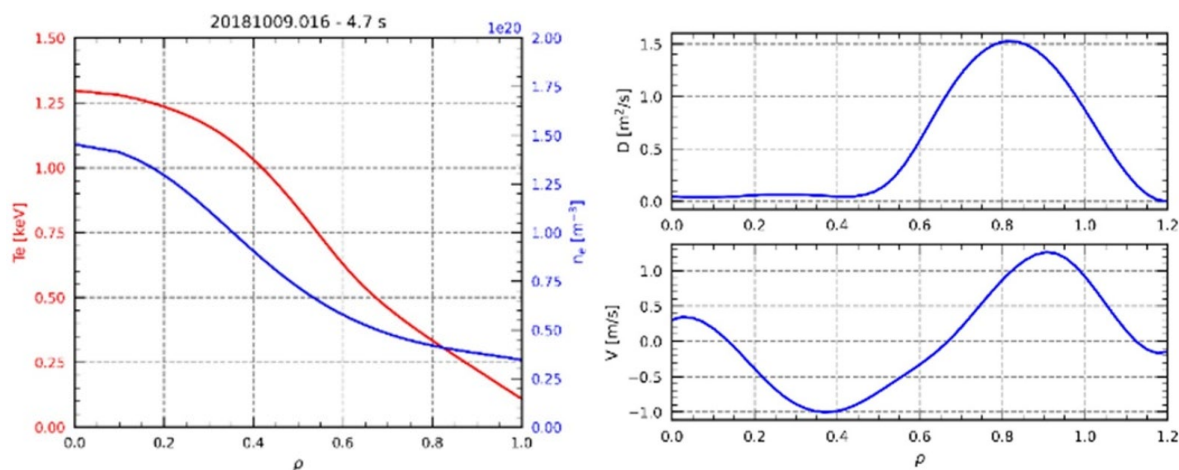


Rys. 1.1.7. Ewolucja czasowa najważniejszych parametrów plazmy dla wybranego wyładowania 2011009.016 w trakcie którego zaobserwowana została akumulacja jonów C na osi plazmy.

Rozkład radialny linii C^{6+} został zmierzony przy użyciu systemu CXRS, ale bez jednoczesnego pomiaru linii O^{8+} . Niemniej jednak, ponieważ rozważane pierwiastki mają podobne liczby atomowe, dla uproszczenia analizy przyjęto, że ich rozkłady radialne mogą być jednakowe. Aby lepiej zrozumieć odpowiedź układu w zależności

od kształtu profilu zanieczyszczeń, średnie gęstości zanieczyszczeń z profilu "peaked" w plazmie zostały następnie przeliczone na rozkłady "płaskie", ale przy założeniu identycznej całkowitej ilości domieszki w plazmie.

Powodem takiego podejścia była chęć zbadania wpływu różnych rozkładów radialnych zanieczyszczeń (przy założeniu ich równej zawartości w plazmie) na natężenia emitowanych fotonów w równoważnych warunkach eksperymentalnych. Ponadto należy pamiętać, że układ będzie dostarczał zintegrowanej objętościowo informacji o zmianie zawartości zanieczyszczeń z dużej objętości plazmy. Ważne więc było sprawdzenie, jak czuły będzie układ na ewentualną akumulację zanieczyszczeń w określonym rejonie plazmy i czy będzie w stanie wykryć ten efekt. Procedura symulacji jest podobna do tej zastosowanej w przykładach przedstawionych powyżej. Dane CXRS zostały zmierzone z rozdzielczością czasową 100 ms, dlatego pierwszym krokiem było wyznaczenie profili kinetycznych ($n_e(r)$, $T_e(r)$) rozważanego wyładowania. Ponieważ CXRS dostarcza informacji o radialnych rozkładach w pełni zjonizowanych zanieczyszczeniach w plazmie, a procedura obliczania emisyjności wymaga informacji o całkowitej gęstości zanieczyszczeń - wymagane było przeprowadzenie obliczeń z wykorzystaniem kodu pySTRAHL. Było to niezbędne do wyznaczenia całkowitej zawartości zanieczyszczeń w plazmie na bazie profilu eksperymentalnego, a w konsekwencji do uzyskania informacji o radialnym rozkładzie populacji danego jonu. Na Rys. 1.1.8 przedstawiono przykładowe profile kinetyczne (po lewej) oraz profile D i V (po prawej) odpowiadające przykładowej ramce czasowej $t = 4.7s$ wyładowania użytego w symulacji.

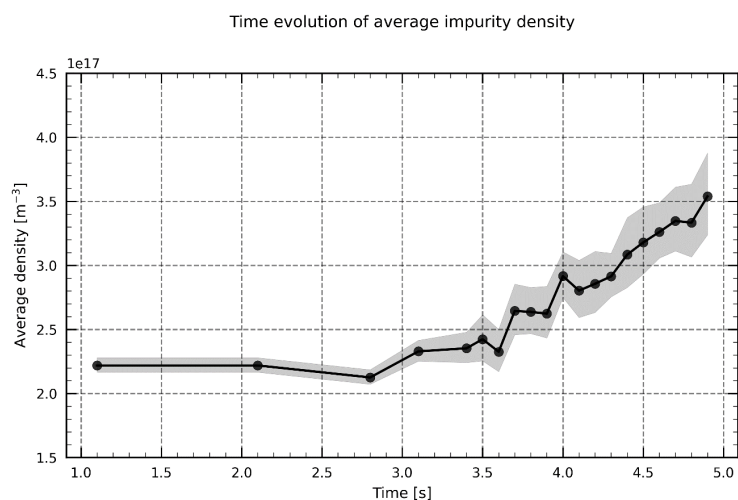


Rys. 1.1.8. Po lewej - przykładowe profile kinetyczne zarejestrowane podczas wyładowania 2011009.016 w czasie $t=4.7s$. Po prawej współczynniki dyfuzji (góra) oraz konwekcji (dół) zastosowane w kodzie pySTRAHL.

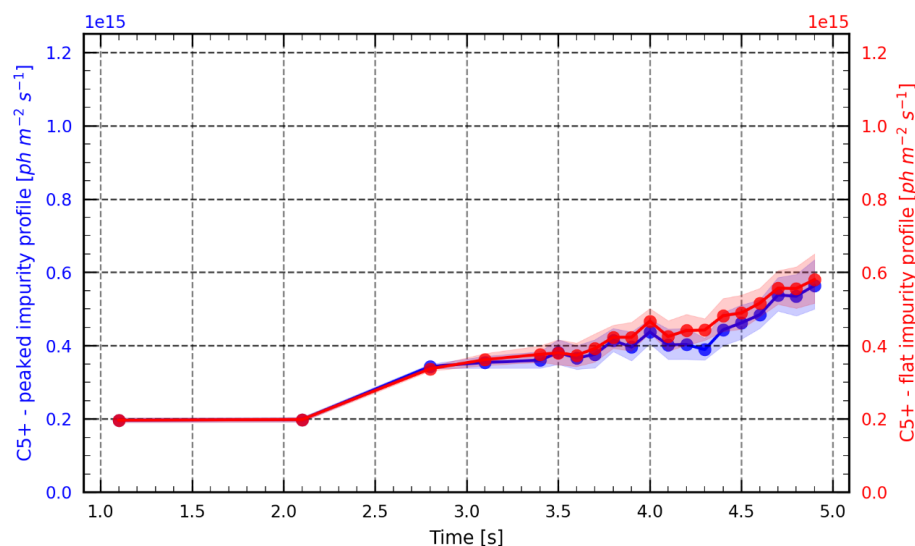
W następnej kolejności przeprowadzono obliczenia natężenia strumienia wyemitowanych fotonów. Wyznaczono średnią wartość każdego zmierzonego profilu gęstości zanieczyszczeń, co było podstawą do porównania obliczonych wyników uzyskanych dla obu radialnych rozkładów domieszek. Na Rys. 1.1.9 przedstawiono ewolucję czasową średniej gęstości obu rozważanych pierwiastków (C i O). Półprzezroczysty szary obszar reprezentuje wyznaczoną obliczoną niepewność średniej gęstości domieszki w plazmie wynikającą z nieidealnego dopasowania symulowanych profili zanieczyszczeń (przy użyciu kodu pySTRAHL) do danych eksperymentalnych (dostarczonych przez system CXRS). Procedura ta została wykonana dla każdego przedziału czasowego. W rezultacie niepewność dla początkowej fazy wyładowania została oszacowana na $\pm 3\%$, dochodząc do $\pm 11\%$ w końcowej fazie wyładowania. W czasie ok. $t=3.5s$ zawartość zanieczyszczeń zaczyna wzrastać na skutek akumulacji w plazmie centralnej.

Aby porównać wpływ rozpatrywanych profili domieszek w plazmie na otrzymane wyniki, obliczone średnie gęstości posłużyły jako punkt odniesienia dla "płaskich" radialnych rozkładów zanieczyszczeń. Na koniec wyznaczono ewolucję czasową natężenia linii C dla obu kształtów profili. Rys. 1.1.10 przedstawia ewolucję czasową intensywności linii C przy założeniu profilu odpowiadającego centralnej akumulacji (kolorem niebieskim) oraz płaskiemu radialnemu rozkładowi zanieczyszczeń (kolorem czerwonym). Podobnie jak w powyższym przykładzie półprzezroczyste czerwone i niebieskie obszary reprezentują wyznaczone niepewności.

Wyznaczone całkowite natężenia dla obu profili zanieczyszczeń są niemal identyczne. Większość emitowanego promieniowania dla "płaskiego" profilu pochodzi z obszarów plazmy przybrzegowej, natomiast dla profilu z centralną akumulacją promieniowanie emitowane jest zarówno z brzegu, jak i centrum plazmy, co przedstawione zostało na Rys. 1.1.11 (prawy wykres).



Rys. 1.1.9. Ewolucja czasowa średniej gęstości zanieczyszczeń w plazmie dla obu rozpatrywanych pierwiastków wraz z wyznaczonymi niepewnościami.

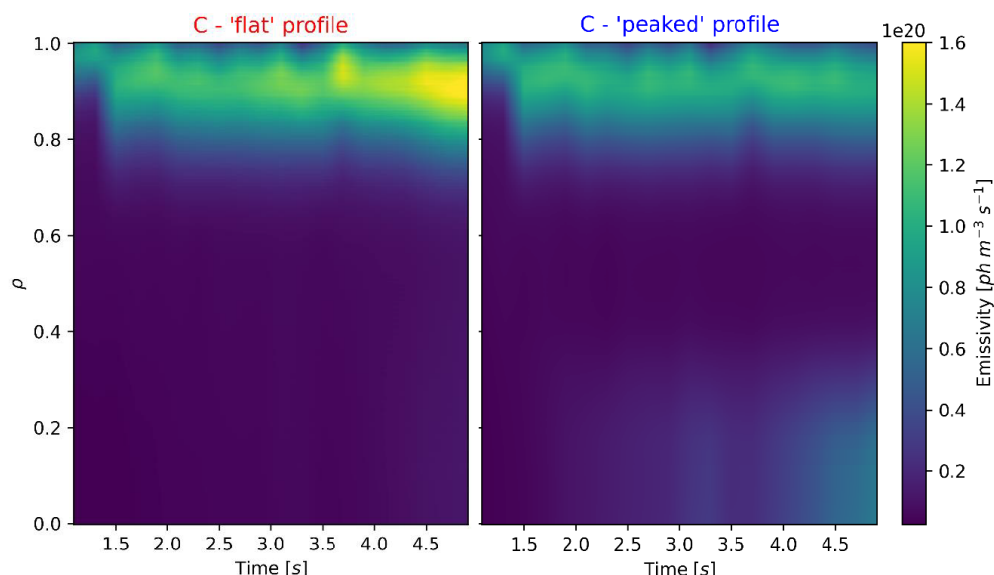


Rys. 1.1.10. Ewolucja czasowa wyznaczonej intensywności linii Lyman- α C5+ dla przypadku z akumulacją zanieczyszczeń (kolor niebieski) oraz bez (czerwony). Obliczenia przeprowadzone zostały dla wyladowania 20181009.016.

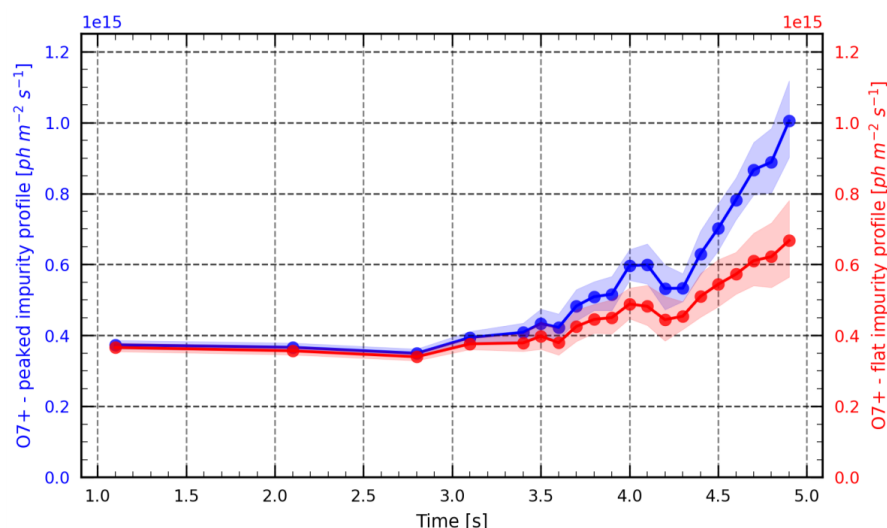
Ta sama procedura została zastosowana do obliczenia wodoropodobnej linii Lyman- α tlenu. Kształty profili oraz średnie poziomy zanieczyszczeń pozostały bez zmian. Otrzymane zależności przedstawione są na Rys. 1.1.12.

Całkowity strumień promieniowania jest znacznie bardziej intensywny w przypadku profilu z centralną akumulacją zanieczyszczeń (linia o kolorze niebieskim) w porównaniu do profilu płaskiego (linia koloru czerwonego). Rozkłady emisyjności radialnej (przedstawione na Rys. 1.1.13) pokazują, że dla profilu "płaskiego" największa emisyjność obserwowana jest w zakresie $\rho = 0.6 - 0.9$. Dla przypadku "peaked" promieniowanie emitowane jest również z zewnętrznego obszaru plazmy, jednak obserwowany jest silny pik emisyjności w samym centrum. To centralne promieniowanie staje się dominujące, ponieważ jego intensywność jest prawie dwukrotnie większa niż w zewnętrznym rejonie plazmy.

Analiza ta pokazuje, że przy założeniu "płaskich" profili zanieczyszczeń radialne rozkłady emisyjności były najsilniejsze w pobliżu krawędzi plazmy. Taki radialny rozkład emisyjności był obserwowany dla obu pierwiastków. Powodem tego są niskie energie jonizacji rozważanych linii i stosunkowo wysoka temperatura elektronowa w centralnym obszarze plazmy (1.3 keV dla $t=4.7s$).



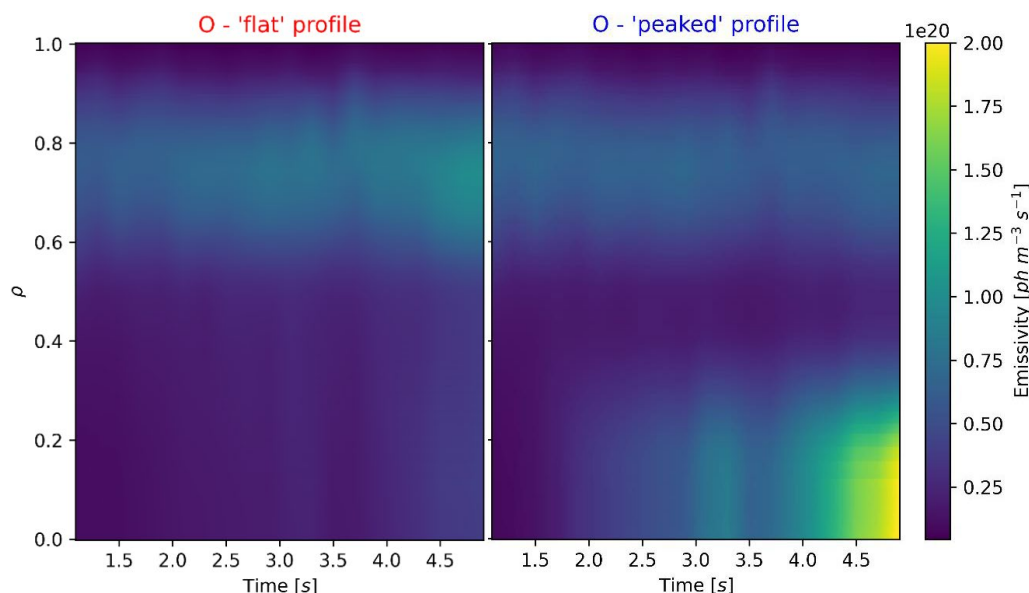
Rys. 1.1.11. Ewolucja czasowa radialnego rozkładu emisyjności linii Lyman- α C^{5+} w plazmie dla płaskiego rozkładu zanieczyszczeń (po lewej) oraz w momencie wystąpienia akumulacji po prawej).



Rys. 1.1.12. Ewolucja czasowa wyznaczonej intensywności linii Lyman- α O^{7+} dla przypadku z akumulacją zanieczyszczeń (kolor niebieski) oraz bez (czerwony). Obliczenia przeprowadzone zostały dla wyładowania 20181009.016.

W przypadku profilu z akumulacją zauważalna frakcja promieniowania C pochodziła z centralnego obszaru plazmy. Efekt ten był znacznie silniejszy dla emisji linii O ze względu na około dwukrotnie wyższą temperaturę elektronową potrzebną do osiągnięcia porównywalnego poziomu intensywności linii Lyman- α (w porównaniu do C), związaną z wyższą energią jonizacji tlenu. W rozważanych warunkach plazmowych całkowite natężenia promieniowania dla obu rozkładów radialnych węgla prawie nie wpływały na sygnał wyjściowy. Inaczej było jednak w przypadku emisji linii tlenowej, gdzie akumulacja zanieczyszczeń spowodowała wzrost sygnału o około 50% w końcowej fazie wyładowania (charakteryzującego się silnym centralnym pikiem zanieczyszczeń). Zatem w przypadku linii O znaczna frakcja promieniowania emitowana jest z centrum plazmy (zwłaszcza przy uwzględnieniu akumulacji zanieczyszczeń), co nie miało miejsca w przypadku linii C. Przedstawione wyniki sugerują, że układ nie jest silnie wrażliwy na transport węgla i będzie dość precyzyjnie w sposób ciągły dostarczał informację o zmianie poziomu tej domieszki w plazmie W7-X. Wyniki uzyskane dla linii tlenowej pokazują, że układ może być bardziej wrażliwy na jego potencjalną akumulację, stąd w zależności od warunków eksperymentalnych mierzone natężenia mogą nie odzwierciedlać prawidłowo zmiany poziomu zanieczyszczenia, ale zmiana ta nie jest bardzo istotna (rzędu $\sim 2x$). Jak pokazały symulacje

dla linii tlenu, wystąpienie akumulacji może skutkować wzrostem mierzonego sygnału (mimo, że jego całkowita zawartość pozostała niezmienną), co nie miało miejsca w przypadku węgla. Uzyskane wyniki zostały przedstawione podczas konferencji PSI-25 w Korei Południowej w czerwcu roku 2022, w formie uczestnictwa zdalnego, a następnie opublikowane w październiku 2022 roku [<https://doi.org/10.1016/j.nme.2022.101272>]. Ponadto, przedstawione wyniki są podstawą pracy doktorskiej mgr Tomasza Fornala, którego obrona pracy doktorskiej przewidywana jest na początku 2023 r.



Rys. 1.1.13. Ewolucja czasowa radialnego rozkładu emisyjności linii Lyman- α O^{7+} w plazmie dla płaskiego rozkładu zanieczyszczeń (po lewej) oraz w momencie wystąpienia akumulacji po prawej).

Udział w kampanii eksperymentalnej W7-X oraz pomiary uzyskane za pośrednictwem PHA

We wrześniu roku 2022 rozpoczęła się kolejna faza operacyjna (OP2) stellaratora W7-X, która potrwa do końca marca roku 2023. W celu uzyskania najwyższej jakości wyników eksperymentalnych konieczne było przeprowadzenie szeregu pomiarów mających na celu poprawne ustawienie systemu oraz dostosowanie głównych parametrów do warunków eksperymentalnych. W tym celu złożono dedykowany propozal na uruchomienie diagnostyki PHA podczas którego wykonana została adjustacja parametrów cyfrowego analizatora amplitud oraz oszacowanie rozmiarów szczelin, regulujących dostęp strumienia fotonów do powierzchni detektorów. W dalszym etapie przeprowadzane zostały dedykowane programy fizyczne podczas których za pomocą urządzenia PHA aktywnie mierzone były sygnały pochodzące z zanieczyszczeń w plazmie W7-X. Realizowane były założenia złożonych propozali dotyczących programów eksperymentalnych, których celem było zbadanie zachowania różnych pierwiastków (Fe, W, Ni, Cr, Cu, V, Mn) wstrzykniętych do obszaru plazmy za pośrednictwem systemów LBO (Laser Blow-Off) oraz TESPEL (Tracer Encapsulated Solid Pellet). Rys. 1.1.14 Przedstawia przykładową ewolucję czasową zanieczyszczeń Fe uzyskaną za pośrednictwem urządzenia PHA po ich wprowadzeniu przez system LBO w wyładowaniu 20221213.049.

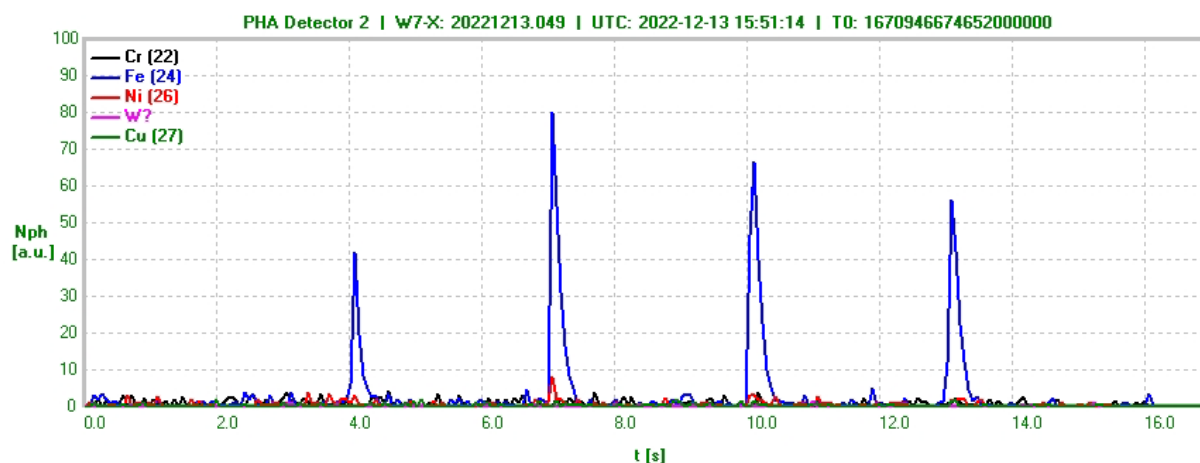
Uzyskane wyniki eksperymentalne zostaną następnie poddane szczegółowej analizie.

Ponadto po raz pierwszy system C/O monitor został uruchomiony w warunkach eksperymentalnych. Rys. 1.1.15 przedstawia jedno z pierwszych wyników pomiarowych, które uzyskane zostały za pomocą niniejszego urządzenia. Obecna faza operacji wykorzystywana jest w celu określenia czułości systemu oraz porównania wyników obliczeń numerycznych z eksperymentami.

Badanie zachowania zanieczyszczeń w plazmie LHD

Na początku 2022 roku przeprowadzono dedykowany eksperyment w LHD, którego celem było zbadanie zachowania zanieczyszczeń w plazmie wodorowej ogrzewanej mikrofalowo z użyciem systemu ECRH. Eksperyment przeprowadzono dla różnych gęstości elektronowych z jednoczesną iniekcją cząsteczek Mn, Ni, V i Fe lub Cu w celu znalezienia zależności czasu zaniku od liczby atomowej Z . Po iniekcji linie widmowe

odpowiadające tym pierwiastkom były wyraźnie obserwowalne. Przykładowe widma przed i po wstrzyknięciu kapsułki TESPEL zebrane przez spektrometr VUV SOXMOS przedstawione zostały na Rys. 1.1.16.



Rys. 1.1.14. Ewolucja czasowa zanieczyszczeń Cr, Fe, Ni oraz Cu i zarejestrowana w trakcie wyładowania 20221213.049.

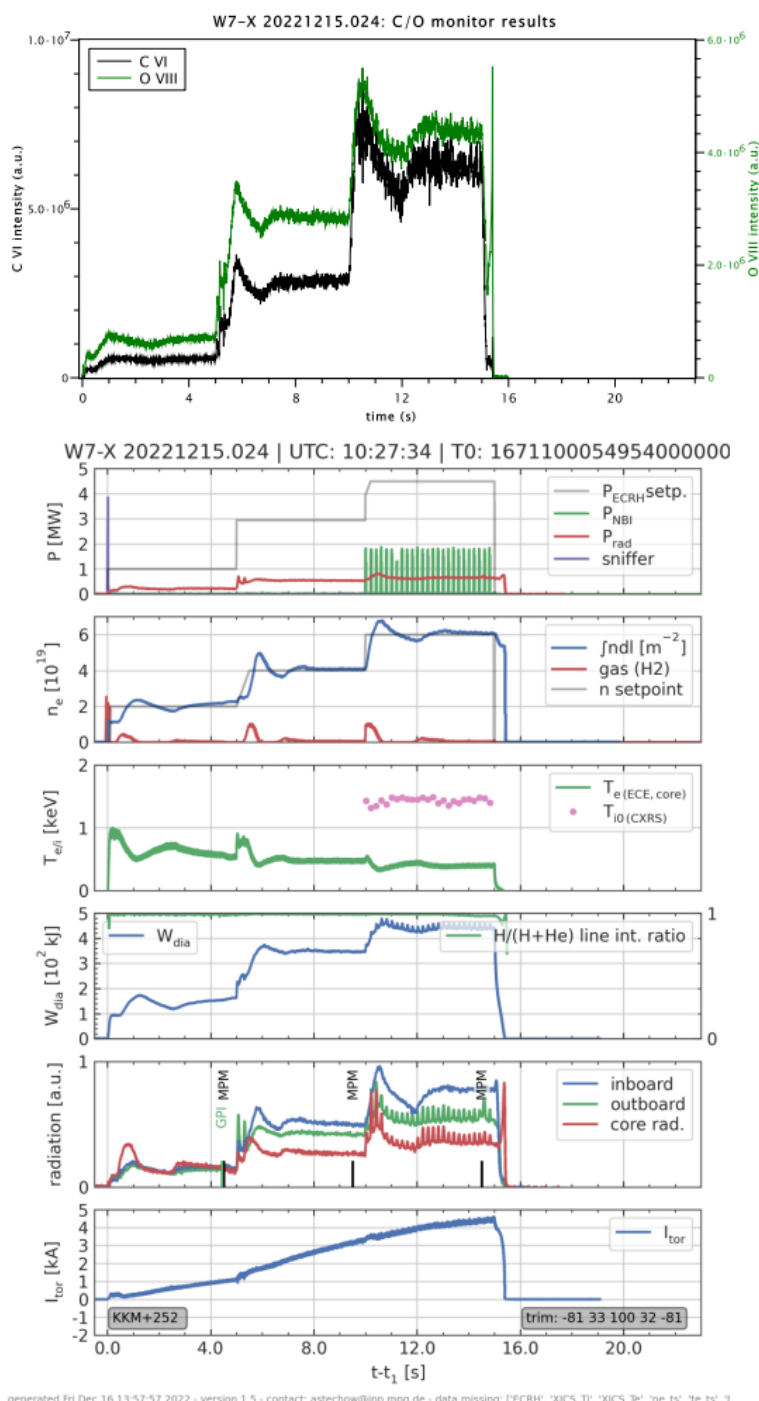
Na podstawie wybranych linii spektralnych obliczono czasy rozpadu wstrzykniętych zanieczyszczeń. Na Rys. 1.1.17 przedstawiono zależność uzyskanych czasów rozpadu różnych pierwiastków od liczby atomowej (Z).

Wstępne wyniki pokazują, że nie występuje korelacja pomiędzy wzrostem liczby atomowej pierwiastka a czasem rozpadu, co jest zgodne z neoklasycznymi przewidywaniami transportu zanieczyszczeń. Niniejszy obszar jest nadal przedmiotem kompleksowych badań w celu porównania uzyskanych wyników z wcześniejszymi kampaniami eksperymentalnymi w plazmie deuterowej (D). Ponadto, aby wyciągnąć prawidłowe wnioski, badania te zostaną poparte w następnej kolejności obliczeniami numerycznymi.

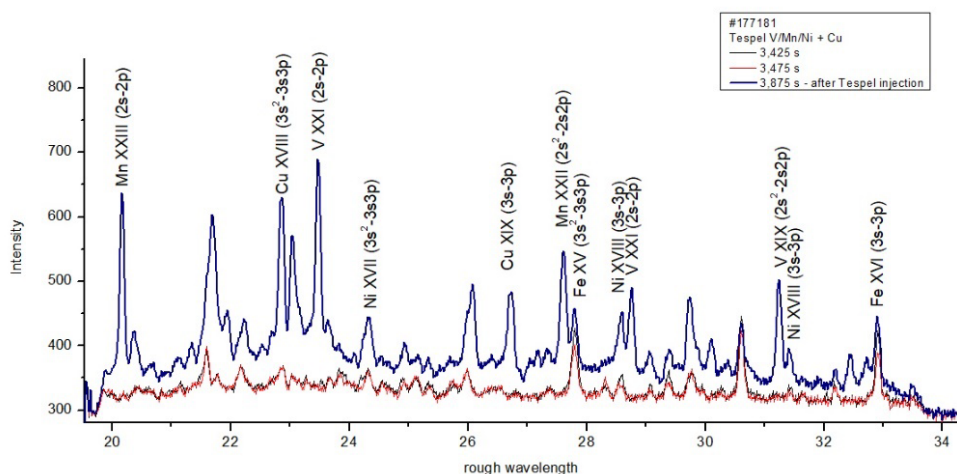
Dodatkowo pod koniec 2022 roku przeprowadzone zostały kolejne eksperymenty LHD, zarówno w plazmie H jak i D z iniekcją kapsułek TESPEL w celu uzupełnienia uzyskanych wyników. Analiza zostanie przeprowadzona w roku 2023. Otrzymane wyniki zostaną następnie również porównane z wynikami otrzymanymi podczas kampanii eksperymentalnej na W7-X.

Rozwiązanie problemu technologicznego

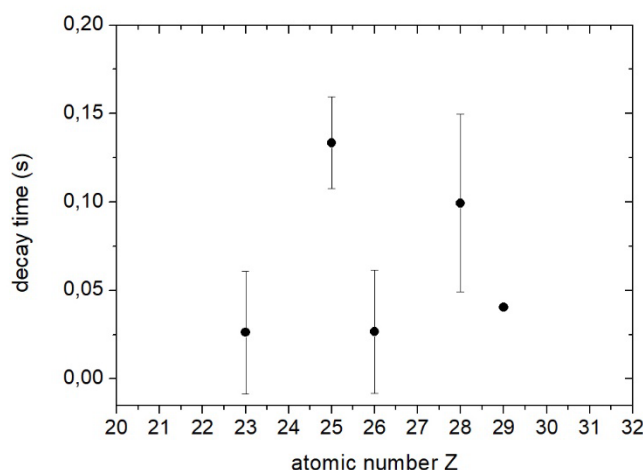
Głównym celem prac związanych z diagnostyką PHA w 2022 roku było przygotowanie jej do kampanii eksperymentalnej. W ramach przygotowań do kampanii eksperymentalnej OP2 zaplanowano upgrade oprogramowania i optymalizację kanałów pomiarowych. W lipcu roku 2022, podczas planowanych testów, stwierdzono uszkodzenie jednego z trzech kanałów pomiarowych. W związku z powyższym w Instytucie Fizyki Plazmy im. Maxa Plancka w Greifswaldzie (IPP) przeprowadzono szereg testów w celu zdiagnozowania problemu. Okazało się jednak, że naprawa wymagała bardziej zaawansowanych technik i profesjonalnych oględzin przez producenta komponentu - firmę PNDetector. W wyniku ekspertyzy uzyskano informację o nieodwracalnym uszkodzeniu detektora, powstałym prawdopodobnie w wyniku jego wieloletniej eksploatacji. Przeanalizowano możliwości wymiany uszkodzonego komponentu w oparciu o aktualną ofertę dostępnych na rynku rozwiązań. Przedstawienie wybranej oferty planowane jest do końca obecnej kampanii eksperymentalnej, tak aby umożliwić wymianę uszkodzonego elementu w 2023 roku. W celu uzyskania informacji na temat zanieczyszczeń obserwowanych w całym badanym zakresie energetycznym pozostałe dwa kanały PHA zostały zmodyfikowane w taki sposób, aby pokrywały cały wymagany zakres energetyczny. Zadanie to zrealizowano poprzez zmianę zestawu folii berylowych. Pozwoliło to na pomiar cięższych zanieczyszczeń takich jak Fe, Cr, Ni itp. nawet bez użycia kanału nr 1. Trzeci kanał PHA (przeznaczony do pomiaru zanieczyszczeń o niskim Z) pozostał bez zmian. Dzięki zastosowaniu wspomnianych rozwiązań system PHA pozwolił na sprawne zrealizowane postawionych celów badawczych.



Rys.1.1.15. Wyniki eksperymentalne uzyskane za pośrednictwem systemu C/O monitor podczas wyładowania 20221215.024. Wyniki obrazują sygnały w kanale C oraz O (część górna). Rysunek dolny przedstawia główne parametry fizyczne przeprowadzonego wyładowania eksperymentalnego.



Rys.1.1.16. Przykłady danych uzyskanych na LHD za pośrednictwem spektrometru SOXMOS w plazmie wodorowej (H). Przykład przed oraz po iniekcji kapsułek TESPEL.



Rys. 1.1.17. Zależność czasu zaniku od wzrastającej liczby atomowej (Z) badanych pierwiastków.

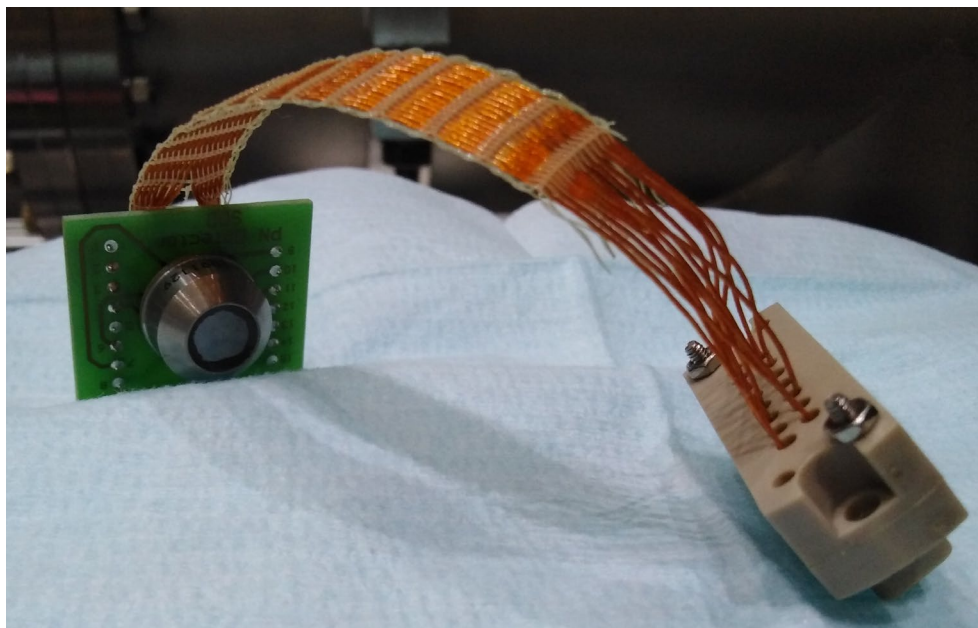
W ramach przygotowania do kampanii eksperymentalnej OP2 przeprowadzono szereg testów zarówno oprogramowania jak i sprzętu. Głównymi punktami były:

- aktualizacja oprogramowania PHA (nowa wersja oprogramowania cyfrowego procesora XIA Mercury, aktualizacja m.in. systemu operacyjnego z Windows 7 do 10 wraz z pełną konfiguracją wszystkich wymaganych bibliotek dla modułów DT);
- testy akwizycji wykonane przy użyciu lampy rentgenowskiej (identyfikacja problemu z wadliwym działaniem pierwszego kanału PHA);
- testy laboratoryjne mające na celu rozwiązanie problemu z uszkodzonym kanałem (okablowanie, sprawdzenie napięć i zasilania, wymiana przedwzmacniacza w uszkodzonym kanale itp.);
- wymiana folii berylowych z pierwszego kanału PHA na drugi (działający), w celu pokrycia całego zakresu energetycznego również dla zanieczyszczeń o wysokim Z. Obecny zestaw folii Be jest następujący:
 - Pierwszy kanał: 0um, 25um, 50 um,
 - Drugi kanał: 100um, 500um, 1000 um,
 - Trzeci kanał: 0um, 10um, 25um,

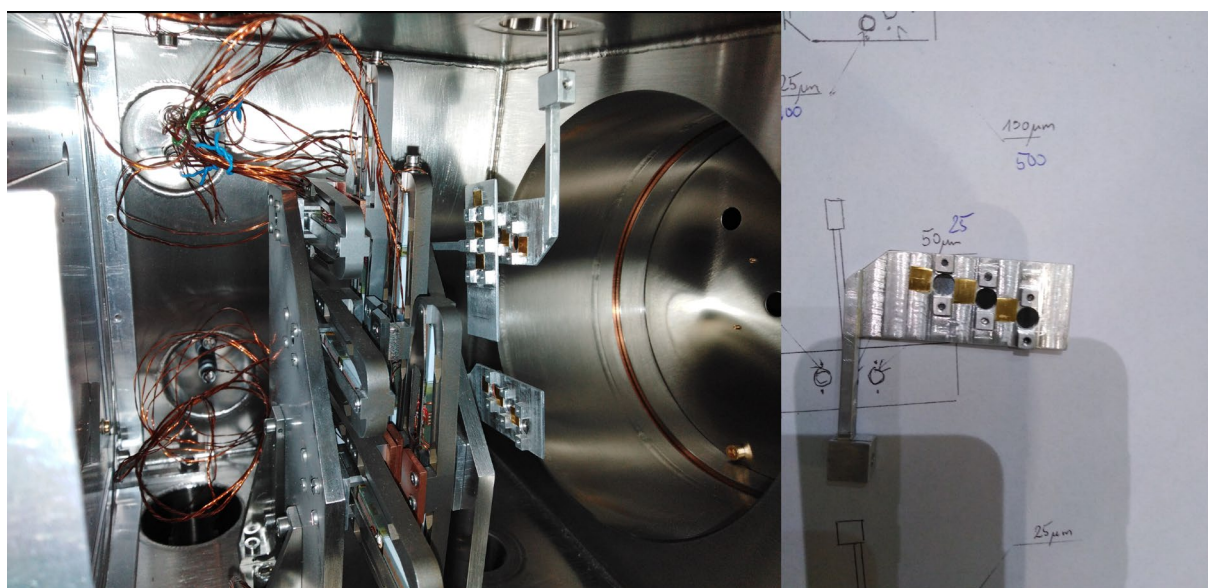
W celu zapewnienia wygody użytkownika zmiana ta została wprowadzona również do graficznego interfejsu dedykowanego oprogramowania PHA;

- kalibracja pozostałych dwóch kanałów PHA z zastosowaniem lampy rentgenowskiej;
- wstępny wybór i rozpoznanie aktualnych możliwości wymiany uszkodzonego detektora

(planowane na rok 2023).



Rys. 1.1.18. Zdjęcie uszkodzonego detektora pochodzącego z pierwszego kanału PHA. Wymiana planowana w roku 2023.



Rys. 1.1.19. Zdjęcie wymienionych zestawów folii berylowych pomiędzy pierwszym a drugim kanałem PHA.

W odniesieniu do diagnostyki C/O monitor, pod koniec 2021 roku, podczas wstępnych testów próżniowych, doszło do incydentu, w wyniku którego komora spektrometru została zanieczyszczona olejem z pompy próżniowej. Wnętrze komory i jej wewnętrzne części zostały oczyszczone. Ze względu na nieznane oddziaływanie zanieczyszczeń na kryształ organiczny TIAP będący elementem odpowiadającym za odbicie danej długości fali - zdecydowano się na jego wymianę. Zakupiono nowy kryształ, a zamówienie zostało zrealizowane na początku marca 2022 roku. Pod koniec marca system został przeniesiony do hali torusa i zamocowany na jego konstrukcji nośnej. W następnej kolejności przeprowadzono regulacje osi optycznej spektrometru.

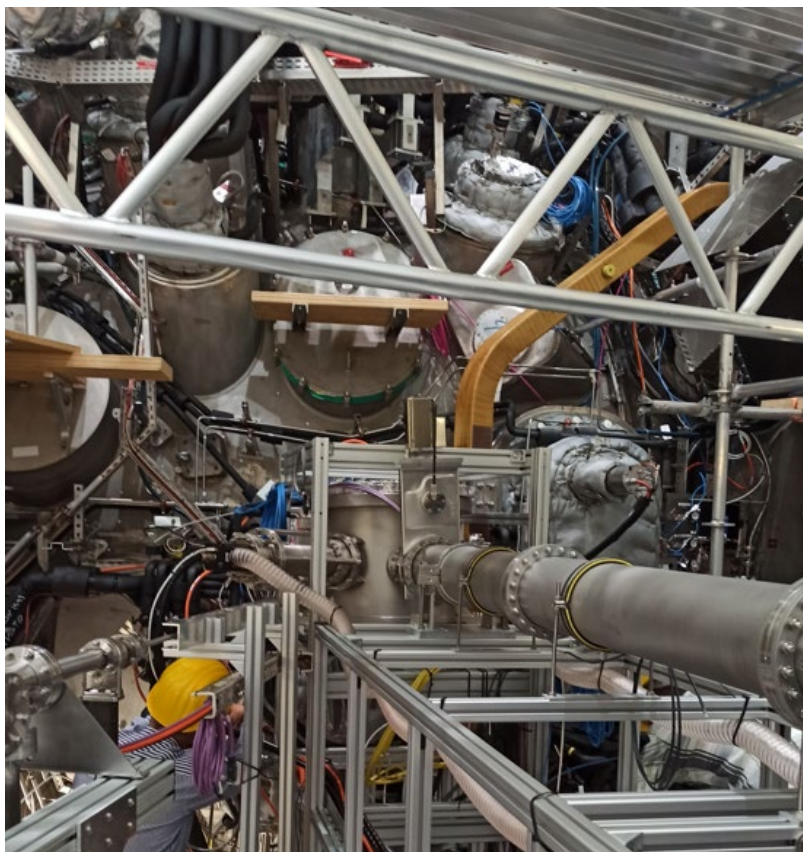
Na początku lipca naukowcy z IFPILM oraz Uniwersytetu Opolskiego odwiedzili IPP, w celu przeprowadzenia prac uruchomieniowych systemu. Druga część prac wykonana została w październiku 2022 r. Z powodu kilku odkrytych problemów proces uruchomienia został opóźniony.

- Okazało się, że miedziana uszczelka do komory głównej została wyprodukowana ze zbyt dużym

promieniem (rzędu 1 mm) i wymagała modyfikacji. Uszkodzenie to uniemożliwiło zamknięcie komory głównej, sprawdzenie szczelności próżniowej i przetestowanie kamer. Ze względu na dużą średnicę uszczelki nie może być regulowana w pracowni ZPP i konieczne było skorzystanie z usług serwisu zewnętrznego. Na stronie Poprawione uszczelki były dostępne pod koniec lipca 2022 roku.

- Podczas prac technicznych stwierdzono uszkodzenie wtyczek do zasilania obu kamer. prac technicznych. Jest to kabel niestandardowy, należało zamówić specjalistyczny kabel u producenta kamer. producenta. Nowe kable dotarły we wrześniu 2022 roku.
- Kabel do pompy turbomolekularnej jest niekompatybilny z tym konkretnym modelem pompy. Dostawa odpowiedniego kabla została zrealizowana pod koniec października 2022.
- Z powodu niezgodności pomiędzy modelem CAD a rzeczywistymi wymiarami mieszka łączącego komorę spektrometru z komorą Astronomiczną. komorę spektrometru z portem AEK30, skonstruowana osłona ECRH nie może być zintegrowana z systemem. Osłona składa się z dwóch mikrosiatek połączonych rurą, która ma zbyt dużą średnicę, aby zmieścić się w mieszk. Zdecydowano, że system będzie wyposażony w jedną siatkę w początkowej fazie działania.
- Istnieje problem z funkcjonowaniem modułu ITTE, który jest niezbędny do zapewnienia odpowiedniego schematu wyzwalania oraz precyzyjnych danych czasowych.
- Równocześnie przygotowano komplet wewnętrznych dokumentów: "Gefährdungsbeurteilung", "Betriebsanweisung für Gefahrstoffe" oraz procedurę uruchomienia systemu.

Niezależnie od tych wszystkich przeszkód system został zintegrowany z maszyną "Wendelstein 7-X" i pierwsze widma zarejestrowano 3 listopada 2022 roku.



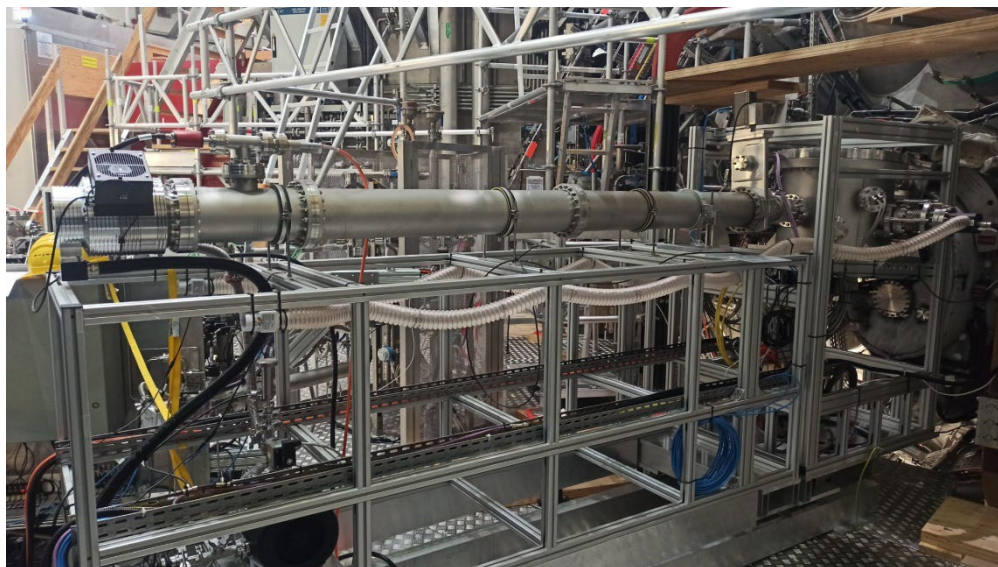
Rys. 1.1.20. Pierwsza z dwóch komór pomiarowych systemu C/O monitor podłączona do komory stellaratora Wendelstein 7-X.

Ostatecznie, system został zintegrowany z "Wendelstein 7-X" i pierwsze widma zostały zebrane 3 listopada 2022 roku.

Rozwiązanie problemu narzędzi informatycznych

W ramach zadania na rok 2022 kontynuowano prace nad rozwojem oprogramowania do analizy danych eksperymentalnych uzyskanych za pośrednictwem urządzenia diagnostycznego PHA. W związku z powyższym wykonano integrację opracowanych dotychczas narzędzi ze strukturą danych JSON (stanowiących jako pliki

bazowe dla kodów Zeff.exe i SimXRay.exe). Ponadto dokonano rozszerzenia biblioteki XRayLib.dll, co umożliwiło integrację danych Photon Emissivity Coefficient (PEC) uzyskanych z bazy OPEN-ADAS, a tym samym symulację emisyjności liniowej rozważanych linii widmowych. Rozwinięta została również biblioteka XRayLib.dll, pozwalająca na zastosowanie stworzonych kodów numerycznych w systemie Linux.



Rys. 1.1.21. Widok boczny układu próżniowego pierwszej z dwóch komór systemu C/O monitor.

Ponadto zmodyfikowano procedurę odczytu danych JSON z bazy danych W7-X za pomocą kodów Zeff.exe i SimXRay.exe. Niniejsza modyfikacja była konieczna ze względu na zmianę struktury danych wprowadzoną w środowisku W7-X. W poprzedniej wersji wszystkie nagłówki plików JSON opisujące ilość danych zapisanych w plikach oraz ich strukturę były umieszczone w nagłówku, co zwiększało wygodę odczytu danych. Obecnie jednak te informacje zostały przeniesione na koniec pliku. Spowodowało to zmianę całej strategii ładowania danych.

Struktura pliku w starej wersji przedstawia się następująco:

Początek pliku:

```
{"label":"Spectrum(counts?),"unit":"","datatype":"Integer","sampleCount":1048576,  
"dimensionCount":2,"dimensionSize":512,"values":[[0,0,0,0,.....
```

W nowej wersji początek pliku przyjmuje postać:

```
{"label":"Spectrum(counts?),"values":[[0,0,0,0,0,0,0,0,.....
```

Podczas gdy końcówka przyjmuje postać:

```
.....,1539078819497000000,1539078819609000000] ,"unit":"","datatype":"int",  
"sampleCount":102400,"dimensionCount":2,"dimensionSize":50}
```

Wszystkie niezbędne zmiany zostały pomyślnie zakończone i zarówno kody Zeff.exe jak i SimXRay.exe są obecnie kompatybilne z obydwojema standardami plików JSON.

Drugim pakietem prac związanych z symulacjami promieniowania X z plazmy stellaratora W7-X była modyfikacja i rozszerzenie głównej biblioteki dynamicznej XRayLib.dll wykorzystywanej w kodach. Pierwsza wersja tej biblioteki pozwalała na symulację trzech podstawowych składowych promieniowania X (free-free (bremsstrahlung), free-bound (rekombinacja) i bound-bound (promieniowanie liniowe)) dla 15 typów zanieczyszczeń (H, He, Be, B, C, N, O, Ne, Si, S, Cl, Ar, Cr, Fe, Ni), dla których dane opisujące promieniowanie liniowe były zgodne z danymi użytymi w kodzie IONEQ autorstwa A. Wellera. W symulacjach tych wykorzystano informacje o sile oscylatora oraz tzw. współczynniki Mewe umożliwiające wyznaczenie parametru obliczeniowego Gaunt factor dla promieniowania liniowego. Konieczność rozszerzenia obliczeń o dodatkowe zanieczyszczenia takie jak: V, Cu, Kr, Xe i W, dla których wyżej wymienione dane były niedostępne, wymusiła wykorzystanie danych z innych źródeł. Bardzo przydatnym źródłem takich danych okazała się baza OPEN-

ADAS. Baza ta wykorzystuje pliki współczynników PEC umożliwiające obliczenie promieniowania liniowego z uwzględnieniem podstawowych informacji o danym zanieczyszczeniu. Wystarczy znać tylko gęstość jonu, gęstość elektronu, temperaturę i oczywiście współczynnik PEC w danym miejscu plazmy. Nowa wersja biblioteki XRayLib.dll (z 2022 roku) wprowadza możliwość korzystania z takich plików, co umożliwia jej dalszą rozbudowę. Obecnie możliwe jest wykonanie obliczeń dla 20 pierwiastków takich jak H, He, Be, B, C, N, O, Ne, Si, S, Cl, Ar, V, Cr, Fe, Ni, Cu, Kr, Xe i W. W oparciu o bibliotekę Xraylib.dll, oprócz wyznaczania emisji promieniowania X, możliwe jest również obliczenie składu jonowego plazmy uzależnionego od temperatury elektronowej i gęstości, czyli populacji danego jonu (tzw. Fractional Abundance).

W ogólności biblioteka została opracowana w taki sposób, aby mogła zostać wykorzystana przez kody napisane w językach C++ lub Delphi pracujących na maszynach z systemem Windows. Zaistniała jednak również potrzeba sprzężenia biblioteki z językiem Python, aby umożliwić wykorzystanie tej biblioteki pod systemem Linux. W celu dostosowania biblioteki Xraylib.dll dokonano rekompilacji do standardu linuxowego, co spowodowało powstanie biblioteki Xraylib.so. Aby umożliwić korzystanie z tych bibliotek w Pythonie, napisano w tym języku specjalny moduł umożliwiający łatwy dostęp do procedur zawartych w omawianej bibliotece. Moduł ten dla systemu Windows przedstawiony jest w dołączonym załączniku (podobnie wygląda moduł dla systemu Linux).

Równolegle kontynuowano prace nad optymalizacją kodu numerycznego przeznaczonego do modelowania sygnałów systemu C/O monitor. Dotychczasowe prace pozwoliły na uzyskanie wzrostu wydajności o około 40 procent w porównaniu z pierwszą wersją oprogramowania.

1.2. Rozwój diagnostyk promieniowania rentgenowskiego dla reaktora DEMO

W roku 2022 zespół naukowców z IFPiLM kontynuował realizację zadania związanego z opracowaniem projektu diagnostyki służącej do pomiaru mocy promieniowania plazmy i kontroli pracy reaktora DEMO (system Prad/SXR). Zadania realizowane w roku 2022 są kontynuacją całej działalności, która jest ukierunkowana na szczegółowe zaprojektowanie diagnostyki, badania inżynierskie i integracyjne w odniesieniu do systemu Prad/SXR. Przeprowadzono dalsze symulacje różnych scenariuszy promieniowania plazmy, m.in. z wykorzystaniem uproszczonego modelu transportu. Kontynuowano analizy mające na celu zdefiniowanie specyfikacji i wymagań systemu, tj. określenie minimalnej liczby linii patrzenia oraz optymalnego zakresu energii fotonów, na których należy się skupić w kontekście rozwoju systemu. Przygotowano pierwszy wstępny model CAD w oparciu o wstępną koncepcję projektową modułu detekcyjnego obejmujący interfejs z komorą próżniową tokamak oraz wstępną strukturę czujnika promieniowania.

Omówienie wyników badań

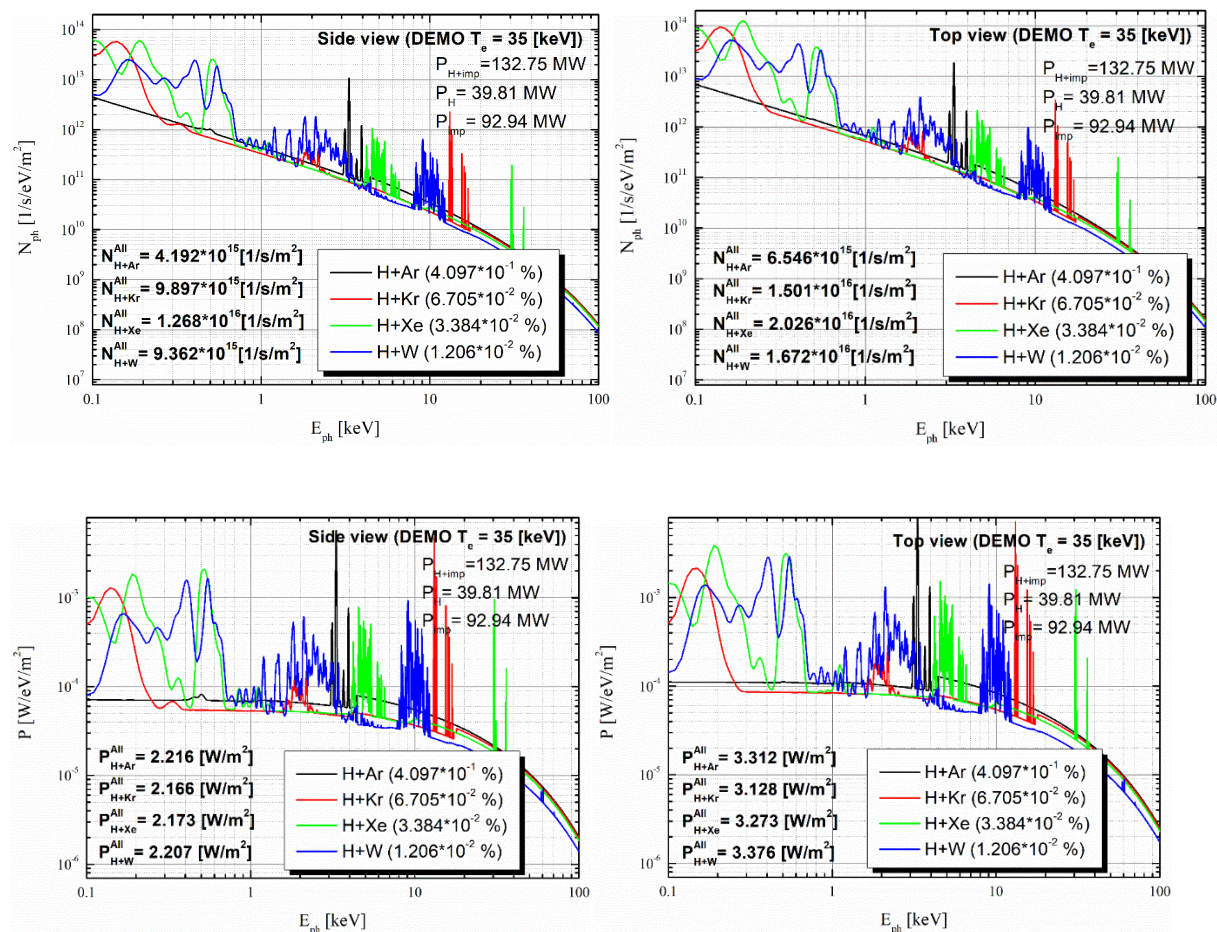
W 2022 roku głównymi celami były: wstępna ocena dokładności pomiaru, zbadanie wymagań systemu oraz przygotowanie pierwszej koncepcji i modelu CAD. Obejmowało to prace nad symulacjami promieniowania, weryfikację i przygotowanie kodów numerycznych. Osiągnięcia z roku 2022 zostaną wykorzystane do ostatecznej oceny dokładności. Zadanie to jest dość złożone i wymaga większego zaangażowania czasu i środków. Między innymi wstępnie przeanalizowano wpływ pola magnetycznego na położenie sygnału elektrycznego na płycie odczytu i uzyskano pierwsze wyniki. Stworzono również wstępny model do obliczeń obciążeń cieplnych w pakiecie ANSYS, które będą kontynuowane w następnym roku. W ramach badań zajęto się również specyfikacją zakresu fotonów w celu aktualizacji wstępnych wymagań systemu.

W roku 2022 w celu określenia dokładności pomiaru mocy przez detektory gazowe wykonano obliczenia dotyczące możliwości rozróżnienia scenariusza promieniowania rentgenowskiego z plazmy tokamaka DEMO (scenariusz bazowy 2018 EU-DEMO z maksymalną temperaturą elektronową do 35 keV) z wykorzystaniem geometrii „13/12” – 13 linii patrzenia (LP) dla portu ekwatorialnego i 12 - dla pionowego, przy założeniu, że badane zanieczyszczenie odpowiada za 70% mocy promieniowania z całej objętości plazmy. W obu przypadkach LP przechodzą przez środek plazmy. Badania wykonano dla układu detekcyjnego z kolimatorem o długości $L_c = 2527.672\text{mm}$ i średnicy $D_c = 30.0\text{mm}$. Czyli dla wartości, które zostały uzgodnione do wstępnego opisu parametrów tego układu.

Badano kombinacje zanieczyszczeń: H + Ar, H + Kr, H + Xe oraz H + W. Całkowita moc promieniowania dla każdej kombinacji została przyjęta na poziomie 132.75 MW. Zawartość poszczególnych zanieczyszczeń została tak dobrana, aby zapewniały one promieniowanie na poziomie 70% całkowitej mocy promieniowania i kształtowała się następująco:

Zanieczyszczenie	Koncentracja względna, n/n_e
Ar	$4.097 \cdot 10^{-1} \%$
Kr	$6.705 \cdot 10^{-2} \%$
Xe	$3.384 \cdot 10^{-2} \%$
W	$1.206 \cdot 10^{-2} \%$

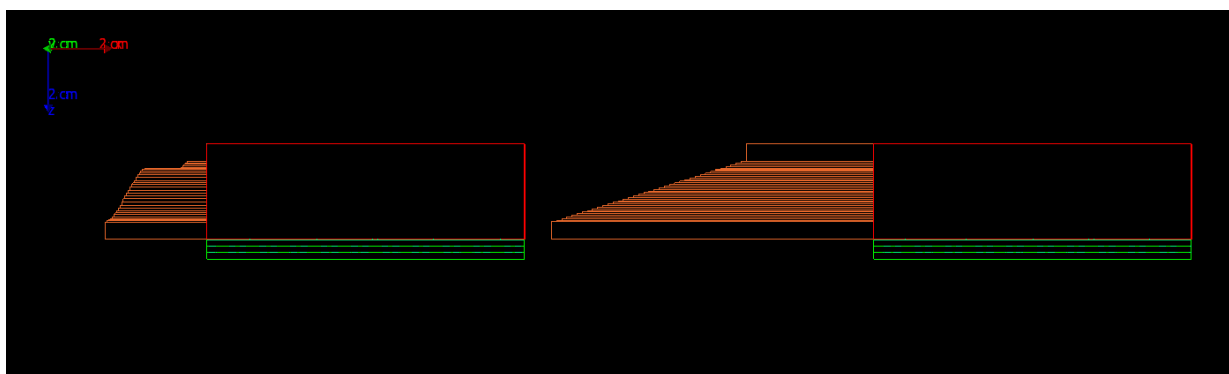
Uzyskane wyniki przedstawiono na Rysunku 1.2.1.



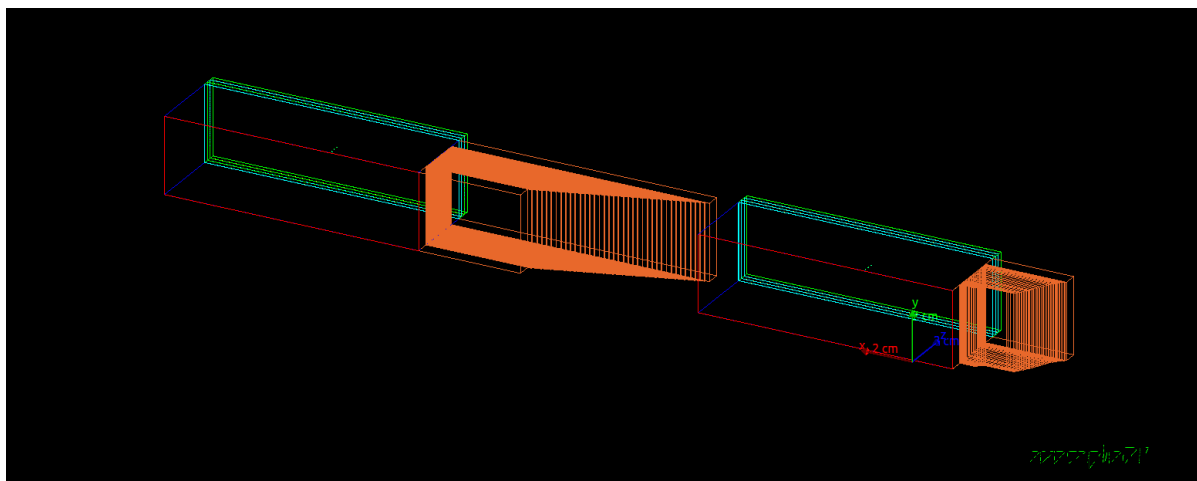
Rysunek 1.2.1. Symulowane widma dla mocy napromieniowanej i strumienia fotonów dla dominującego pojedynczego zanieczyszczenia zapewniającego moc promieniowaną na poziomie 70% całkowitej mocy promieniowania.

Wyniki te posłużyły do oceny, czy detektor gazowy jest w stanie rozpoznać konkretny przypadek w ramach czterech rozpatrywanych. Na podstawie obliczonych widm promieniowania X z plazmy zostały przeprowadzone symulacje obszaru, w którym zachodzi konwersja foton/ładunek w detektorze gazowym w kierunku oceny dokładności pomiaru.

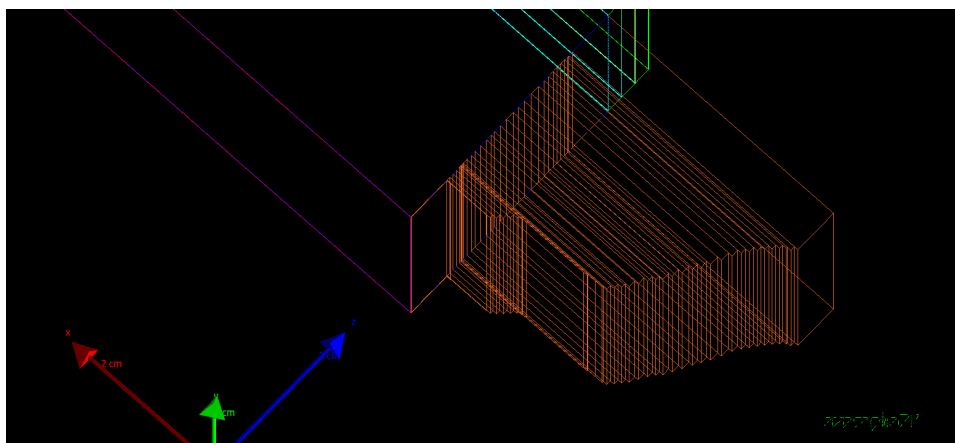
Do tych symulacji zostało użyte oprogramowanie GEANT4, który opierał się o wstępną koncepcję komory detekcyjnej, i przeprowadzono symulacje oddziaływania promieniowania z materiałami detektora i gazem. Na rysunkach poniżej (Rys. 1.2.2-5) przedstawiono szczegóły modelu.



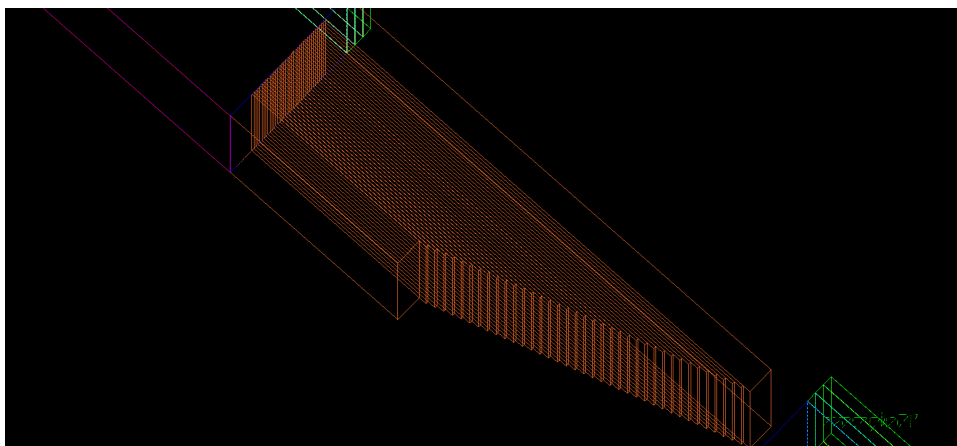
Rysunek 1.2.2. Widok modelu w GEANT4 w płaszczyźnie XZ dla dwóch komór detekcyjnych.



Rysunek 1.2.3. Ogólny widok 3D dwóch komór detekcyjnych.

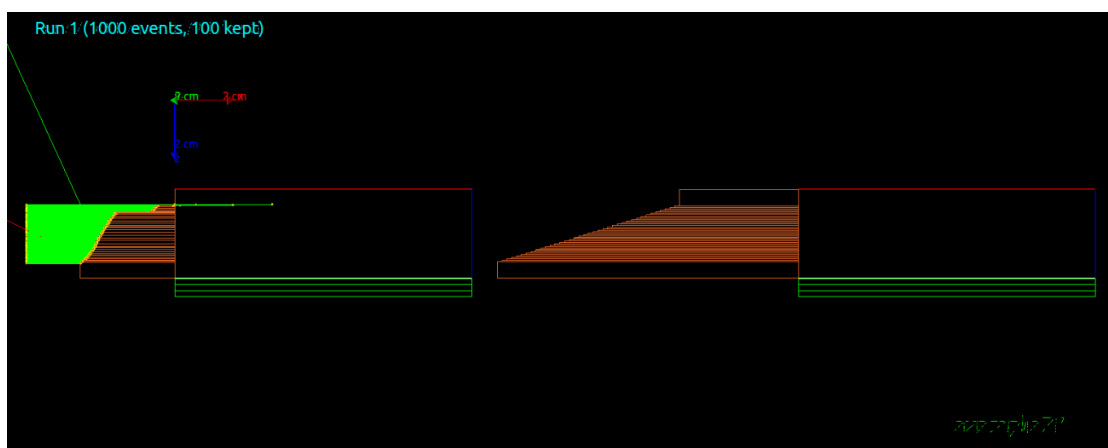


Rysunek 1.2.4. Pierwsze okno/filtr (window1) w przedniej części pierwszej komory detekcyjnej opartej na technologii GEM. Rozmiar filtra wynosi $3 \times 3 \text{ cm}$, ale dla rozważanego kolimatora o średnicy 2 cm naświetlana jest tylko centralna część $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Skrajna grubość okna (wzdłuż osi Z) została rozszerzona do wymiaru $\pm 1.5 \text{ cm}$ (3 cm szerokości/grubości dryfu).

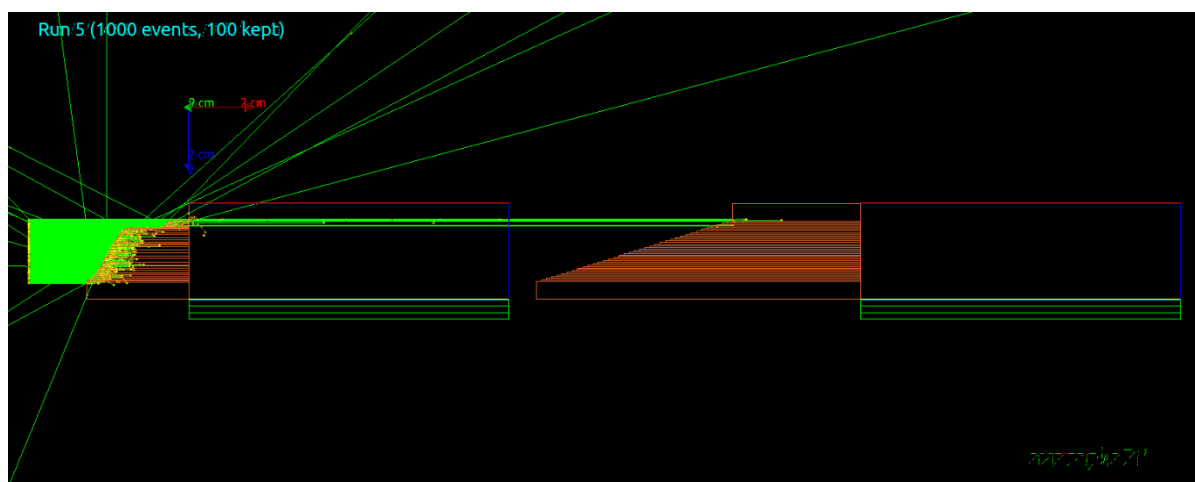


Rysunek 1.2.5. Drugie okno/filtr (window2) w przedniej części drugiej komory detekcyjnej opartej na technologii GEM. Wymiary i obszar ekspozycji są takie jak podano wyżej.

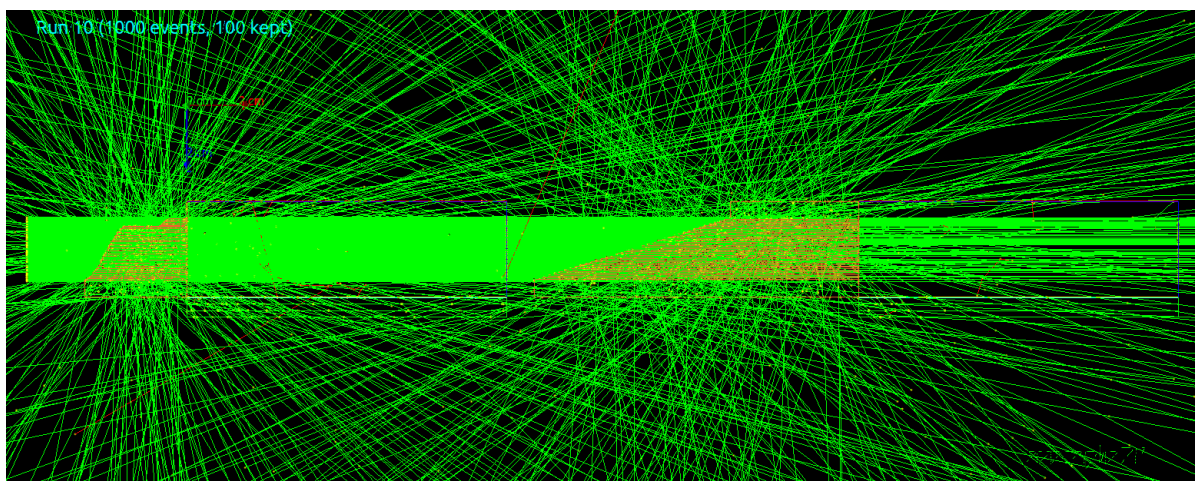
Dla przygotowanego modelu wykonano 10^6 przebiegów w oprogramowaniu GEANT4 dla energii pojedynczego fotonu w zakresie 0.08-100 keV z krokiem 10 eV. Analizowano oddziaływanie fotonu o określonej energii z ww. zakresu i wtórnie generowanych produktów (np. fluorescencja, produkcja cząstek naładowanych). Na rysunkach poniżej (Rys. 1.2.6-8) przedstawiono przykłady dla niektórych energii fotonów, aby zilustrować absorpcję i rozpraszanie promieniowania X.



Rysunek 1.2.6. Oddziaływanie materiałów detektora z wiązką kwantów X o energii $E=1.5\text{keV}$ o losowym początku YZ w obszarze $2\times 2\text{cm}^2$ i wyrównanym do osi X (prostopadłej do kierunku pola elektrycznego i kierunku propagacji lawiny wewnątrz detektora). Liczba zdarzeń $N=1000$.

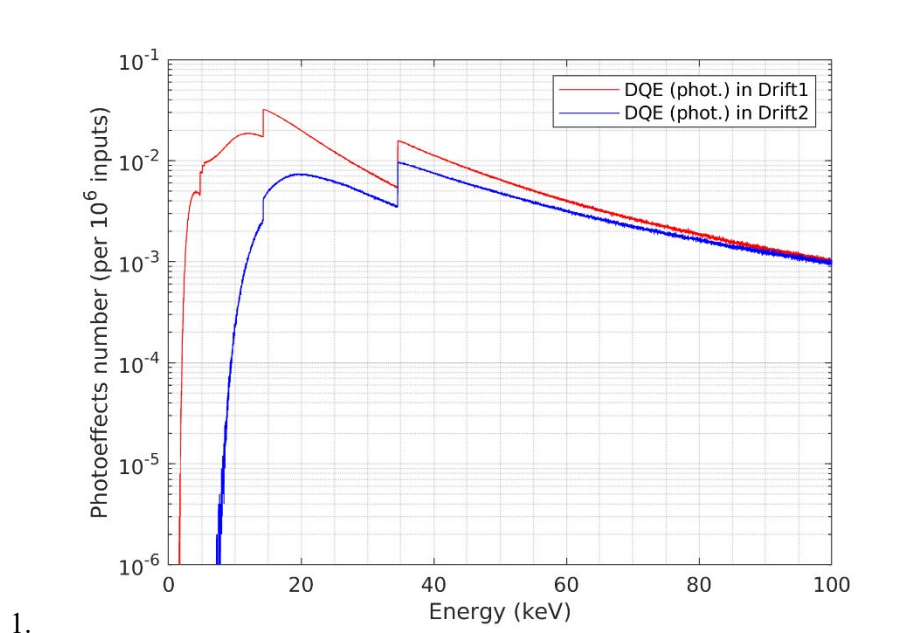


Rysunek 1.2.7. Oddziaływanie materiałów detektora z wiązką kwantów X o energii $E=6\text{keV}$ o losowym początku YZ w obszarze $2\times 2\text{cm}^2$ i wyrównanym do osi X (prostopadłej do kierunku pola elektrycznego i kierunku propagacji lawiny wewnątrz detektora). Liczba zdarzeń $N=1000$.



Rysunek 1.2. 8. Oddziaływanie materiałów detektora z wiązką kwantów X o energii $E=50\text{keV}$ o losowym początku YZ w obszarze $2\times 2\text{cm}^2$ i wyrównanym do osi X (prostopadle do kierunku pola elektrycznego i kierunku propagacji lawiny wewnątrz detektora). Liczba zdarzeń $N=1000$.

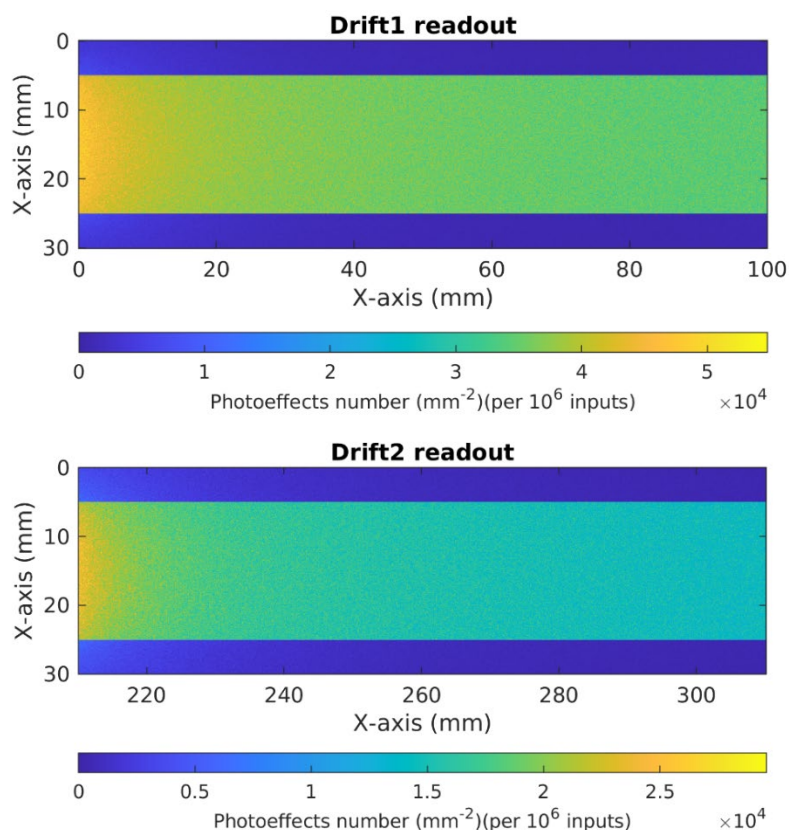
Uzyskane dane o oddziaływaniu fotonów i generowanych produktach, które mają udział w sygnale elektrycznym, posłużyły do oszacowania odpowiedzi detektora w ramach różnych scenariuszy promieniowania plazmowego. Otrzymane zależności wydajności kwantowej detektora (DQE, z ang. *Detector Quantum Efficiency*) ustalone na podstawie powyższych symulacji przedstawiono na rysunku 1.2.9.



1.

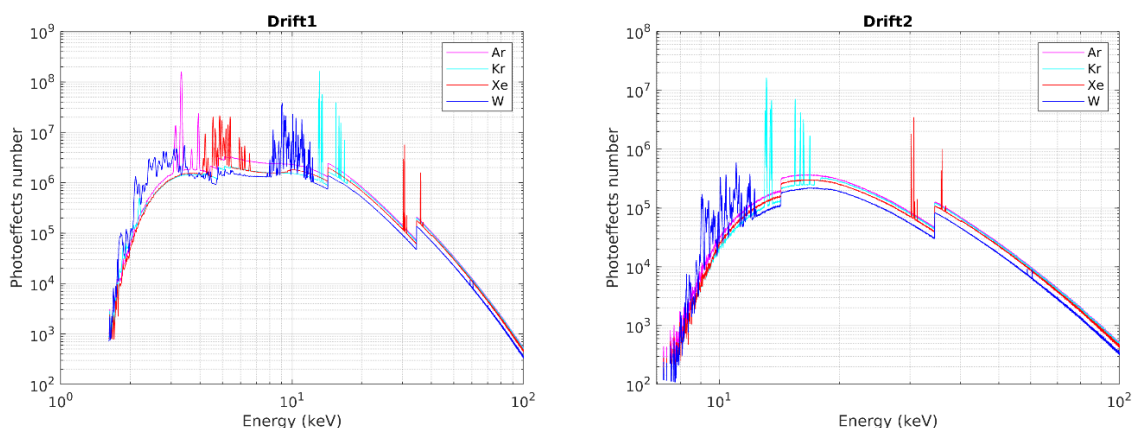
Rysunek 1.2.9. Wydajność kwantowa detektora na podstawie symulacji w GEANT4, dla wielkości konwersyjnych (Dryf1 i Dryf2), obliczona jako stosunek liczby fotonów zaabsorbowanych dla danej energii do liczby fotonów wejściowych równej 10^6 .

Na rysunku 1.2.10 przedstawiono mapy rozkładu zaabsorbowanych fotonów w odniesieniu do płaszczyzn odczytu obu komór. Po pominięciu promieniowania fluorescencyjnego, co ma miejsce w tym przypadku, odpowiada to spodziewanej gęstości lawin (na mm^2) na płaszczyźnie odczytu, przy założeniu, że na okno pada wiązka promieniowania rentgenowskiego o równomiernym rozkładzie 10^6 fotonów na jeden punkt energetyczny (tzw. "białe" widmo od 80 eV do 100 keV z krokiem 10 eV).



Rysunek 1.2.10. Mapy rozkładu przestrzennego liczby promieni X zaabsorbowanych (tylko przez fotoefekt) w dryfie1 i dryfie2, rzutowane na płaszczyznę odczytu (XY) dla widma białego. Dane są wykreślone z rozdzielczością 0.1 mm^2 . Góra - pierwsza komora, dół - druga komora.

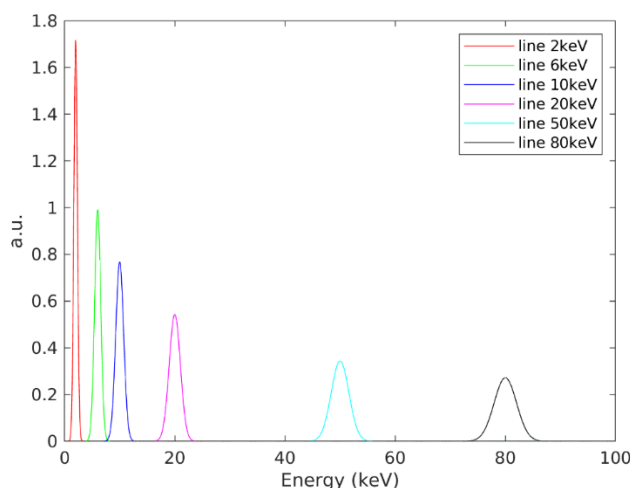
Aby ostatecznie oszacować próg odcięcia dla niskich energii fotonu, a tym samym zaktualizować dane dotyczące wymagań systemowych, obliczenia przedstawione na Rysunku 1.2.1 wykorzystano do uzyskania odpowiedzi detektora dla sztucznych scenariuszy z pojedynczymi zanieczyszczeniami i tą samą mocą promieniowania. Otrzymana odpowiedź przedstawiona jest na Rysunku 1.2.11. Zakładając, że fluorescencja jest zaniedbana, odpowiada ona liczbie lawin elektronowych powstających w detektorze.



Rysunek 1.2.11. Rozkłady energetyczne liczby absorpcji promieniowania X w dryfie1 i dryfie2 dla widm wejściowych jak na rysunku 1.2.1.

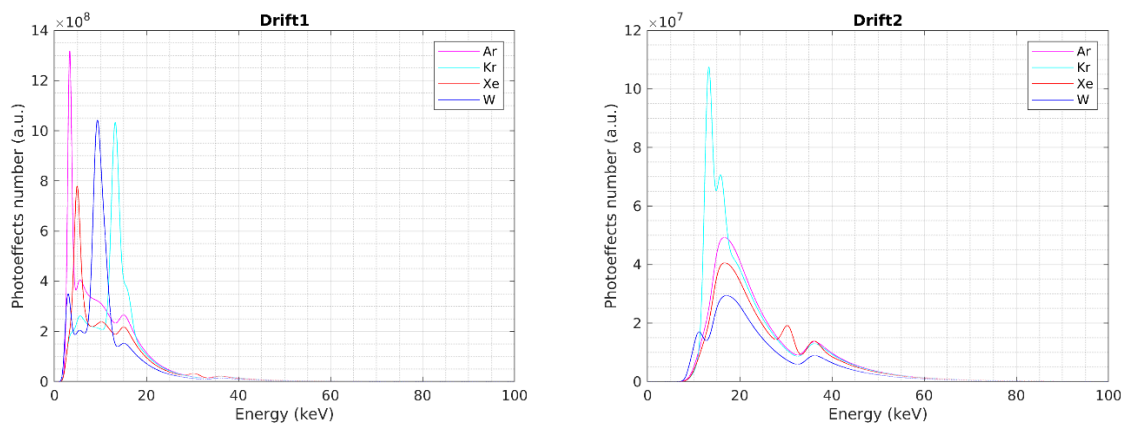
Przedstawione powyżej widma oparte są na założeniu, że dla kwantu X o danej energii, jeśli zostanie on zaabsorbowany, sygnał ładunkowy jest proporcjonalny do energii. Wiadomo, że rozkłady ładunków będą wyglądały nieco inaczej, jeśli uwzględnimy wkład fluorescencji. Gdy dochodzi do emisji fluorescencji w gazie to z jednego kwantu otrzymujemy dwa różne sygnały (podział energii). Zjawisko to zostanie uwzględnione w dalszych symulacjach w ramach niniejszego zadania.

Aby wstępnie uwzględnić charakterystyczne dla detektorów gazowych poszerzenie linii, tj. rozdzielczość energetyczną, powyższe wyniki zostały przetworzone przy użyciu eksperymentalnie otrzymanych rozdzielczości energetycznych dla standardowego detektora GEM, co w przypadku DEMO może nie mieć miejsca. Niemniej jednak, jak na pierwszą próbę, mając na uwadze cel, jakim jest zdefiniowanie wymagań co do mierzonego widma energii fotonów, wydaje się to być satysfakcjonujące. Na rysunku 1.2.12 pokazany jest przykład zastosowanych rozkładów gaussowskich poszerzenia linii. Jako odniesienie wykorzystano eksperymentalnie zmierzone linie 5.9 keV (zmierzone przez standardowy detektor GEM z trzema foliami GEM napromieniowany źródłem ^{55}Fe) o FWHM równej 22%. Zastosowano poprawkę amplitudową, tak aby suma pod całą była cały czas taka sama. Metodyka ta została opisana w [G. Knoll, "Radiation detection and measurement," John Wiley & Sons, New York U.S.A. (2000)] i została zastosowana przez zespół.



Rysunek 1.2.12. Rozkłady Gaussa dla różnych energii fotonów zaabsorbowanych w detektorze gazowym.

Wyniki zebrane są na rysunku Rys. 1.2.13.



Rysunek 1.2.13. Poszerzone rozkłady energii obliczonych widm pokazanych na rys. 1.2.11 w objętościach Drift1 i Drift2, dla widm wejściowych jak na rysunku 1, przypadek zanieczyszczenia Ar.

Można więc stwierdzić, że w celu rozdzielania promieniowania w przypadku zanieczyszczeń plazmy Ar należy monitorować emisję fotonów począwszy od 1-2 keV. Jednocześnie emisja ze wszystkich rozważanych przypadków jest dość dobrze rozdzielana przez pierwszą komorę gazową. Odpowiedź drugiej komory wypada na skali energii fotonów dla rozważanych zanieczyszczeń w dość bliskim sąsiedztwie dla wybranego gazu roboczego i ciśnienia. Niemniej jednak należy pamiętać, że zmiana mieszanki gazowej i dodatkowo kształtu filtra/długości komory może znacząco zmienić ten wynik na korzyść lepszego rozdzielania linii. Dlatego też w 2023 roku będą prowadzone dalsze prace koncepcyjne w celu ostatecznego opracowania konstrukcji komór gazowych. Drugi wniosek można wyciągnąć w odniesieniu do odcięcia wysokiej energii fotonów. Na podstawie powyższych wyników można było ustalić, że górną granicę można ustalić na ok. 50 keV energii fotonów, ponieważ dalsza część widma nie dostarczy istotnych informacji o emisji zanieczyszczeń.

Innym zagadnieniem do rozwiązania w ramach omawianego projektu było rozpoczęcia badań w kierunku określenia wpływu pola magnetycznego na przestrzenny ruch sygnałów generowanych w detektorze. W tym celu bazowano na dostarczonych wartościach pola magnetycznego dla różnych rozkładów równowagowych plazmy. Otrzymano wartości pola magnetycznego z cewek pola toroidalnego (TF, z ang. *Toroidal Field*) w ekwatorialnych lokalizacjach portu systemu Prad/SXR, które jest rzędu 10 mT. Nie uwzględniono lokalizacji górnego portu systemu Prad/SXR, ponieważ pole generowane przez cewki TF jest tam pomijalne (rzędu 0.01-0.1mT, a obliczenia przy tak niskich wartościach mogą być niedokładne, biorąc pod uwagę zastosowaną metodę obliczeniową). Pole poloidalne w lokalizacjach Prad/SXR zostało obliczone w odniesieniu do pierwotnej konfiguracji LP „13/12”, która była w trakcie opracowywania w momencie dostarczania danych magnetycznych. W szczególności dostarczono wyniki odpowiadające 180 rozkładom równowagowym dla plazmy w stanie „flat top”, które należy traktować jako wstępne.

W poniższych symulacjach uwzględniono jedynie składowe prostopadłe do kierunku toroidalnego, ponieważ początkowo zakładano, że wpływ składowych toroidalnych jest pomijalny. W 2023 roku dla oszacowania całkowitego wpływu pola magnetycznego zostanie uwzględnione pełne pole magnetyczne. Wartości pola magnetycznego są podane dla każdego modułu w środku przedniego okna bliższej komory plazmowej i w środku tylnego okna dalszej komory. Aby uzyskać wartości pola magnetycznego do wykorzystania w symulacjach, najpierw wykonano interpolację pomiędzy podanymi punktami. Ponieważ połowa folii GEM na skrajnych końcach zarówno ekwatorialnych jak i pionowych modułów detekcyjnych znajduje się poza obszarem interpolacji, powstała potrzeba ekstrapolacji w tych rejonach. Z tego powodu zastosowano interpolację radialnymi funkcjami bazowymi zaimplementowaną w programie SciPy, ponieważ pozwala ona również na ograniczoną ekstrapolację. Dla każdej komory zapisywana jest mapa pola magnetycznego o wymiarach 12×24, czyli 8×20 mapa nad detektorem i 2 komórki marginesu wokół niego. Na rysunku 14 pokazano wyniki interpolacji pola magnetycznego dla równowagi o najwyższej wartości pola magnetycznego.

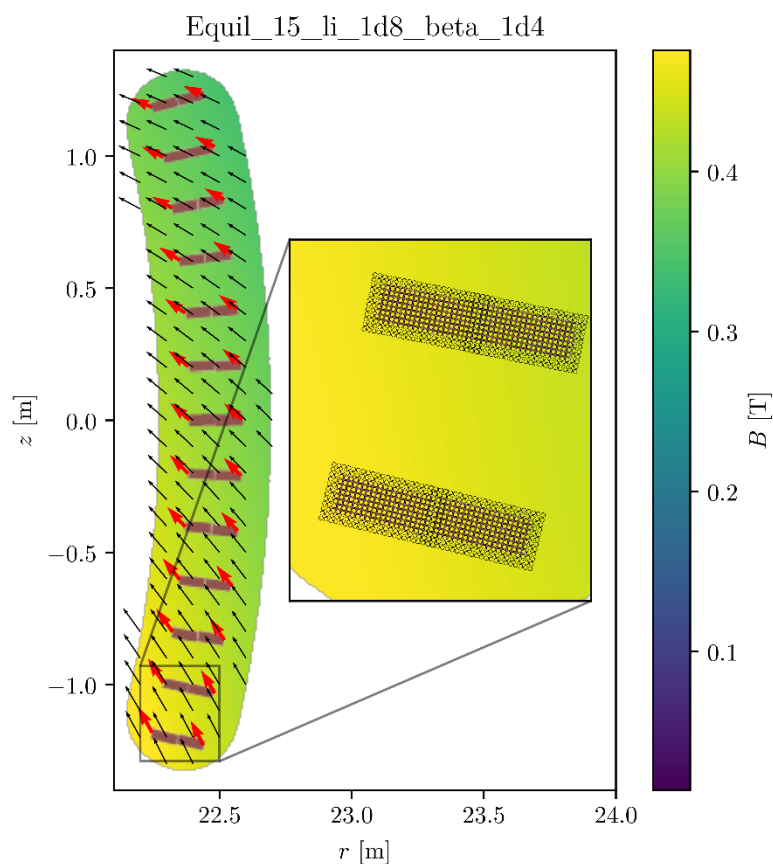
Uzyskane mapy pola można następnie załadować do Garfield++ za pomocą klasy ComponentGrid. Aby poznać rozkłady przesunięć na odczycie, elektrony są umieszczane losowo w rejonach dryfu na 7 różnych głębokościach. Ponieważ składowa toroidalna nie jest uwzględniona, ta sama mapa pola magnetycznego obowiązuje dla wszystkich głębokości. Elektrony są następnie śledzone metodą DriftLineRKF oraz oceniany jest wektor przesunięcia. Uzyskane rozkłady przedstawione są na rysunku 1.2.15.

Szczególną uwagę zwrócono na dobór mapy kolorów dla wykresów, aby pokazać zarówno subtelne różnice na płaszczyźnie równoległej do folii, jak i większy rozkład wzdłuż kierunku z. Wartości kolorów są wspólne dla wszystkich subplotów. Na rysunku 1.2.14 (a) pokazano rozkład norm wektora przesunięcia wzdłuż osi z dla określonych wartości x i y. Podobnie Rysunek 1.2.14 (b) pokazuje zmianę przesunięć wzdłuż osi y. Pokazana jest również norma pola magnetycznego. Granice wykresu zostały tak dobrane, że linia pola magnetycznego odpowiada dokładnie liniowemu dopasowaniu do punktów danych o przesunięciu na skali przesunięcia. Rysunek 14 (c) zawiera kolorową mapę norm przesunięcia oraz wektory pola magnetycznego (na czerwono) i przesunięcia (na czarno). Wreszcie Rysunek 1.2.14 (d) to trójwymiarowa reprezentacja wokseli rozkładu przesunięć wewnątrz regionu dryfu. Komórki odpowiadające wartościom z rysunku 1.2.14 (a) i (b) zostały oznaczone ciemniejszym kolorem. Podczas testów napotkano kolejny błąd w programie Garfield++. W rzadkich przypadkach metoda DriftLineRKF może wpaść w nieskończoną pętlę. Aby umożliwić niezakłóconą symulację, zmodyfikowano Garfield++ tak, aby zawierał limit na liczbę kroków. Dryfy, które przekroczą limit są zatrzymywane i odrzucane. Ten błąd nie wpływa w znaczący sposób na wynik, ponieważ tylko około 1 na 6000 zdarzeń kończy się nieskończoną pętlą. Rozważana jest kolejna poprawka dla oprogramowania Garfield++. Trwają analizy i przygotowania do symulacji.

Przedstawione wyniki pokazują, że przesunięcie spowodowane oddziaływaniem pola magnetycznego jest mniejsze lub wynosi około 1 mm. Liczba ta nie powinna wpływać na wydajność diagnostyki i jest znacznie poniżej wymaganej rozdzielczości przestrzennej systemu. W każdym bądź razie, w zależności od ostatecznego oszacowania oddziaływania pola magnetycznego, obecność znaczącego przesunięcia jest możliwa do stwierdzenia w trakcie pomiaru dla odpowiednio zaprojektowanej struktury odczytu.

Rozwiązanie problemu technologicznego

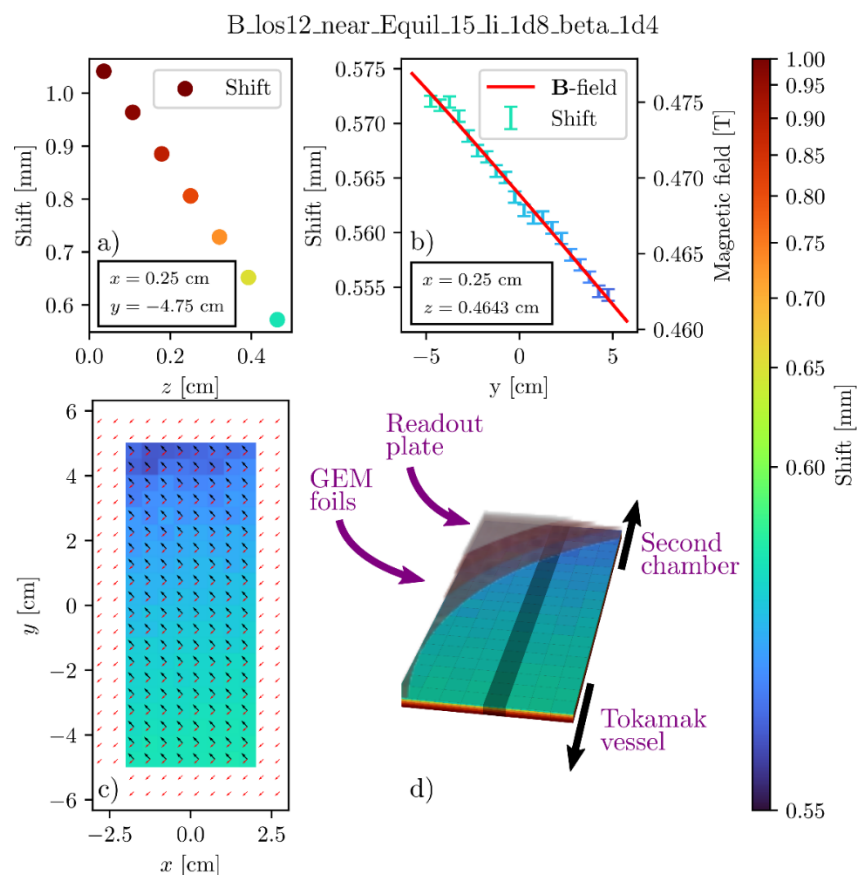
Budowa diagnostyki dla środowiska tokamakowego wymaga rozwiązywania podstawowych problemów technologicznych. W toku 2022 na potrzeby tej diagnostyki został opracowany wstępny model CAD dla połączenia pojedynczego modułu detekcyjnego z kolimatorem od strony tokamaka oraz sam moduł detekcyjny na bazie koncepcyjnego projektu detektora składającego z dwóch komór gazowych.



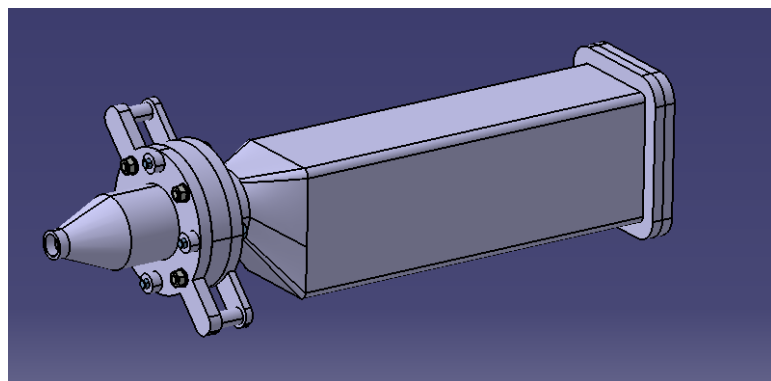
Rysunek 1.2.14. Interpolacja pola magnetycznego dla ekwatorialnego modułu diagnostycznego dla największego pola magnetycznego. Pole magnetyczne zostało podane w środkowych punktach okna wejściowego i wyjściowego. Wektory pola magnetycznego w tych punktach są zobrazowane czerwonymi strzałkami. Czarne strzałki odpowiadają interpolowanym (a w niektórych miejscach ekstrapolowanym) wartościom pola. Kolorowa mapa odpowiada normie interpolowanego pola magnetycznego. Wybrane siatki pola magnetycznego pokazane są w powiększeniu.

Model ten zilustrowany jest na Rysunkach 1.2.16-18 i zawiera:

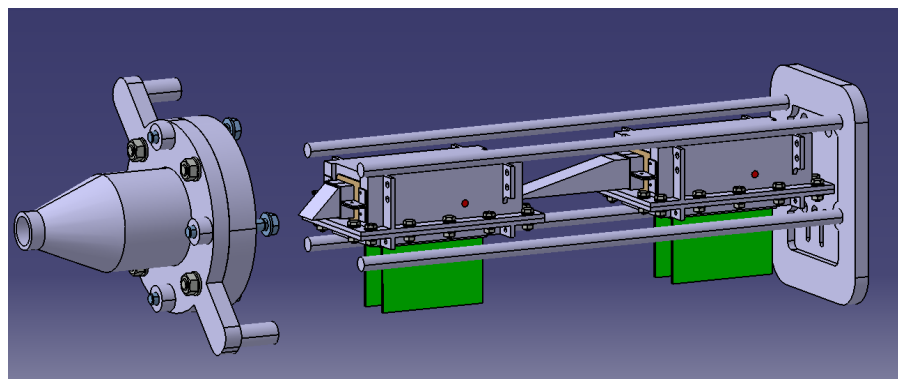
- okno berylowe zamykające kolimator, oddzielające objętość komory tokamaka od objętości systemu Prad/SXR,
- interfejs pomiędzy kolimatorem a systemem Prad/SXR, obejmuje on element po stronie kolimatora oraz element po stronie systemu Prad/SXR, który jest jednocześnie głównym elementem obudowy systemu Prad/SXR,
- element zamykający obudowę systemu Prad/SXR,
- dwie komory detekcyjne,
- dwa okna/filtry berylowe do komór detekcyjnych,
- śruby, nakrętki, podkładki użyte do montażu części.



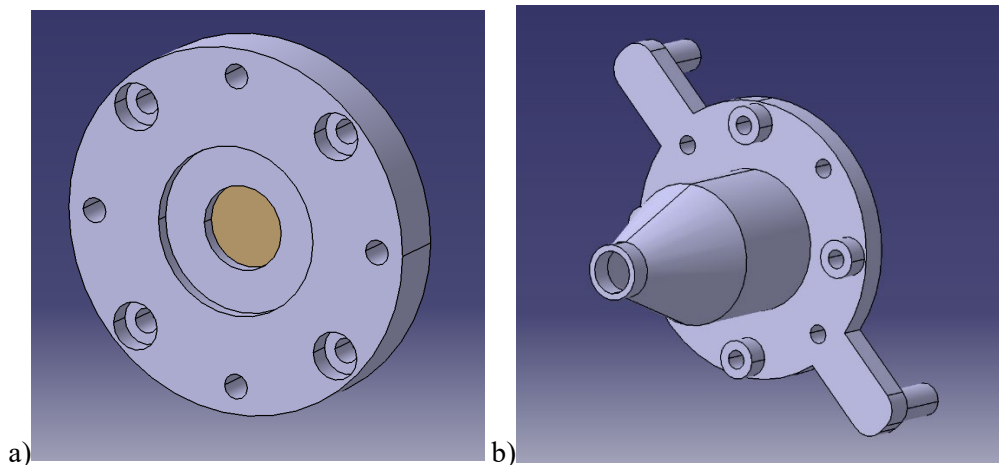
Rysunek 1.2.15. Rozkład średnich przesunięć pojedynczych elektronów dryfujących w komorze. Przypadek ten odpowiada rozkładowi równowagi i komorze o największym polu magnetycznym, czyli dolnej lewej komorze na rysunku 1.2.14. Subploty są szerzej opisane w tekście.



Rysunek 1.2.16. Widok kompletnego zespołu systemu Prad/SXR

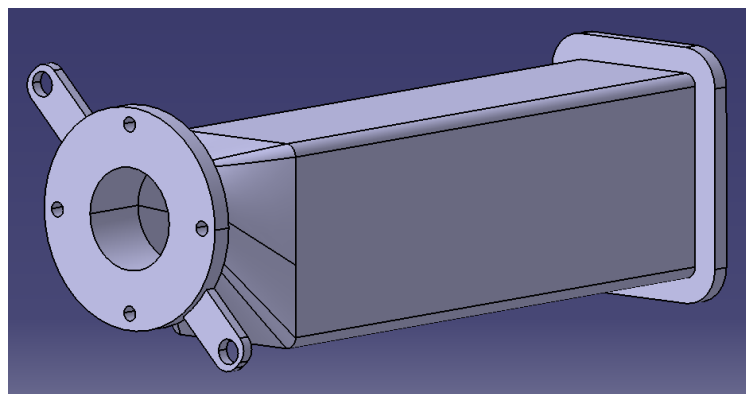


Rysunek 1.2.17. Widok składany systemu Prad/SXR z ukrytym głównym elementem obudowy



Rysunek 1.2.18. a) Widok okna berylowego będącego częścią interfejsu pomiędzy kolimatorem a systemem Prad/SXR. b) Proponowana część interfejsu dla systemu Prad/SXR umieszczona po stronie kolimatora.

Na rysunku 1.2.18 (a) przedstawiono okno berylowe. Część zaznaczona na brązowo powinna być wykonana z berylu, jej grubość wynosi 0.1 mm, a średnica 30 mm. Część ta musi zapewnić gazoszczelny interfejs między kolimatorem (przedłużeniem komory próżniowej tokamaka) a modulem detekcyjnym Prad/SXR. Należy zauważyć, że ta część będzie dalej rozwijana. W symulacjach przewiduje się modelowanie konstrukcji nośnej z grubego sztywnego Be (najprawdopodobniej przyspawanego do cienkiej folii Be), aby zapewnić, że cienka folia Be wytrzyma różnicę ciśnień rzędu 1 bar i nie ulegnie uszkodzeniu. Jest to zgodne z podobnymi rozważaniami dla radialnej kamery promieniowania X ITER [Z. Chen et al., "Development and experimental study of beryllium window for ITER radial X-ray camera," Fusion Engineering and Design 88, p. 3280–3286, 2013].



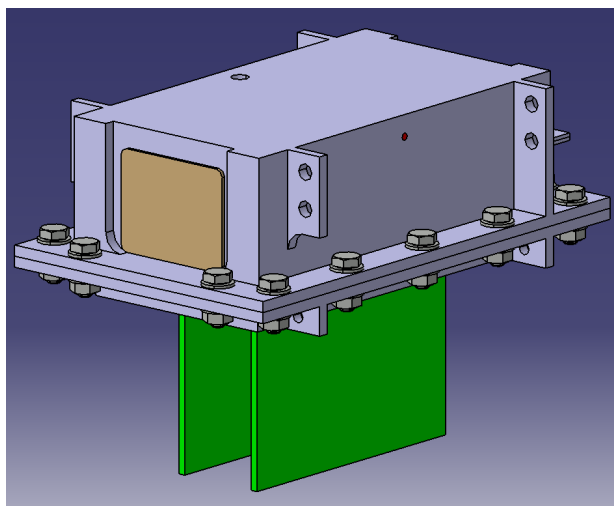
Rysunek 1.2.19. Proponowana część interfejsu dla systemu Prad/SXR umieszczona po stronie systemu.

Część pokazana na rysunku 1.2.19 jest jednocześnie główną częścią obudowy systemu Prad/SXR. Zadaniem obudowy systemu Prad/SXR jest zapewnienie osłony przed zakłóceniami elektromagnetycznymi oraz ochrona komór detekcyjnych przed uszkodzeniami mechanicznymi. Wewnątrz obudowy systemu Prad/SXR będzie utrzymywana próżnia techniczna, tj. około 0.01 bar (lub mniej) ciśnienia bezwzględnego. Powinno to zapewnić bezpieczeństwo interfejsu detektor-komora próżniowa tokamaka pod względem różnicy ciśnień, a jednocześnie powinno zapobiec przedostawaniu się powietrza do komór gazowych, które mogą znajdować się w niskim ciśnieniu bezwzględnym rzędu kilkudziesięciu mbarów. Tylny panel tego elementu jest jednocześnie konstrukcją, do której zostaną zamontowane komory detekcyjne. Komory będą montowane na 4 prowadnicach. Na tylnej ścianie obudowy systemu Prad/SXR przewidziano nieco miejsca na przyłącza (wysokiego napięcia, danych, gazu roboczego, próżni).

Model komory gazowej tego modułu (rysunek 1.2.20) składa się z:

- Dolnej części aluminiowej obudowy,
- Górnej części aluminiowej obudowy,
- Dwóch okien berylowych (zaznaczone na brązowo na Rysunku 20),
- Dwóch uchwytów do filtrów berylowych (nie pokazanych na Rys. 20),
- Zestaw śrub, nakrętek i podkładek służących do skręcenia/złożenia obudowy razem,

- Górnej części komory izolacyjnej,
- Ścian bocznej komory izolacyjnej,
- Kaptonowego okna komory izolacyjnej,
- Katody,
- Zasilania HV do katody,
- Układu dystrybucji gazu roboczego,
- Elektroniki odczytu, dwie płytki PCB,
- Dwóch złącz do elektroniki odczytu,
- Zasilania HV dla folii GEM,
- Zestawu folii GEM, trzy folie oraz dwóch zestawów separatorów,
- Płytki odczytu oraz zestawu separatorów do niej.



Rysunek 1.2.20. Komora detekcyjna systemu Prad/SXR.

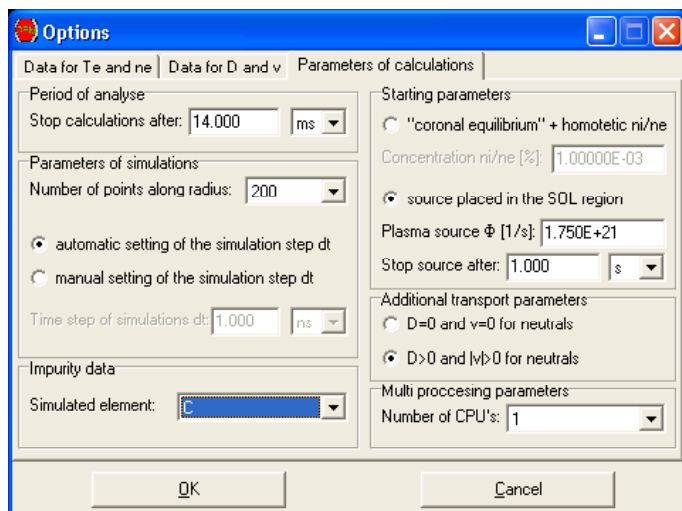
Jak już wspomniano, prezentowany model CAD jest pierwszym szkicem systemu, który może służyć jako podstawa do dalszego rozwoju koncepcji i nie jest ostatecznym rozwiązaniem w kwestii integracji, konserwacji i zdalnej obsługi. Ma on stanowić punkt wyjścia do rozwoju i dyskusji nad możliwymi rozwiązaniami technologicznymi i konstrukcyjnymi.

Rozwiązanie problemu narzędzi informatycznych

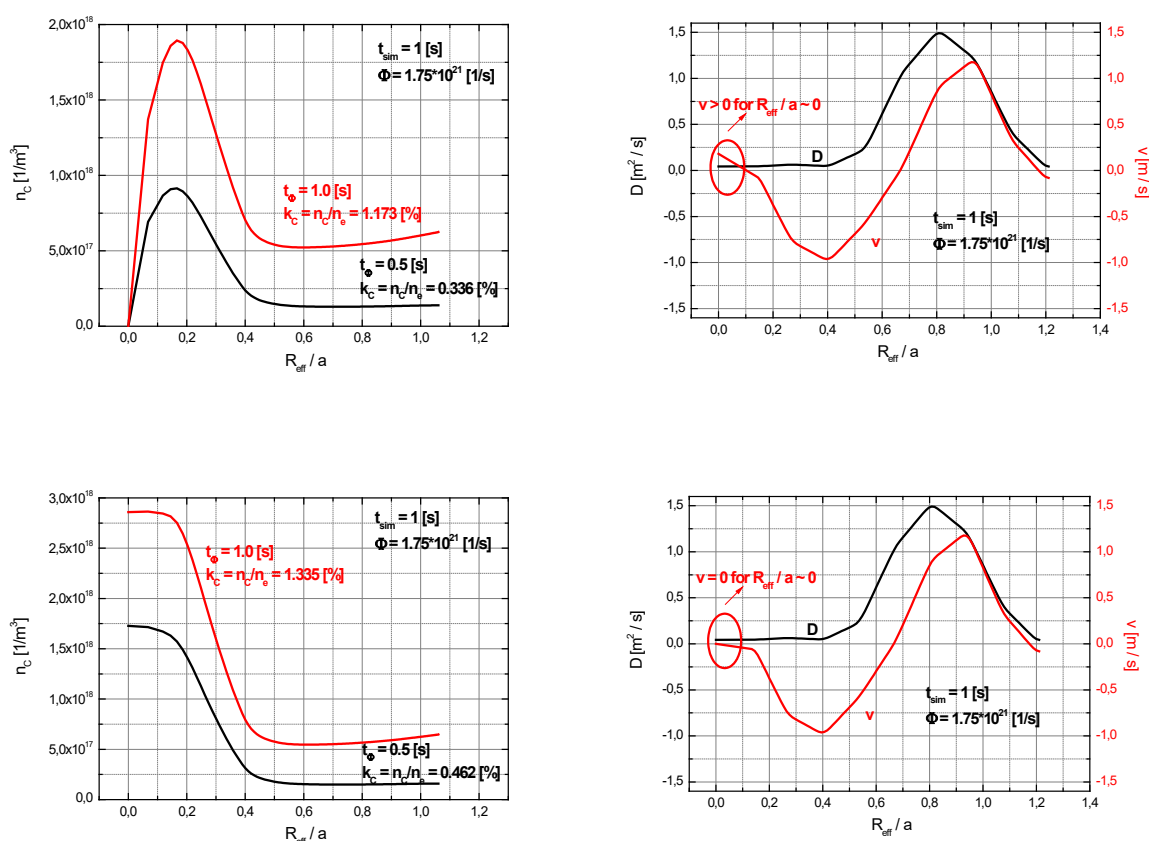
Prace w ciągu roku przede wszystkim koncentrowały się na rozwoju i testowaniu kodu GEMTransport.exe w ramach ostatecznego sformułowania kodu do obliczeń transportu jonów, które są potrzebne do bardziej precyzyjnych obliczeń emisji z plazmy. W wyniku tych prac powstał finalny moduł, który pozwalał na wygodne wprowadzanie wszystkich istotnych parametrów do obliczeń. Umożliwił on przeprowadzenie obliczeń wykorzystujących koronowy stan równowagi jako punkt wyjścia w połączeniu z homotetyczną zależnością pomiędzy całkowitą koncentracją zanieczyszczeń i elektronów wzdłuż promienia R_{eff} ($k_i = n_i(R_{eff})/n_e(R_{eff})$). Pozwala to również na symulację "źródłowych" przypadków jonów wprowadzonych w postaci niezjonizowanej w rejonie brzegowym $R = R_{edge}$. W tym przypadku możliwe będzie określenie liczby atomów wprowadzanych na sekundę 1/s oraz czasu działania źródła, po którym staje się ono nieaktywne t s. Przykładowa zakładka z tymi parametrami przedstawiona jest na Rysunku 1.2.21.

Opracowano algorytm adaptacyjnego przyspieszania obliczeń. W chwili obecnej kod sam kontroluje najbardziej optymalny krok czasowy "dt" używany podczas obliczeń. Idea opiera się na obliczaniu średniej wartości gradientów zmian stężenia zliczanych jonów $\eta = \{\sum 100.0 * |n_i(Z, R_{eff}, t + \Delta t) - n_i(Z, R_{eff}, t)| / n_i(Z, R_{eff}, t)\} / N$, sumowanie obejmuje wszystkie stopnie jonizacji wzdłuż promienia R_{eff} dla pierwiastków, gdzie $n_i(Z, R_{eff}, t) > 0$, N - liczba sumowanych elementów. Jeżeli $\eta < 5\%$ to krok analizy zwiększa się o 1.5 razy: $dt = 1.5 * dt$, jeżeli jest większy niż 100% to krok analizy zmniejsza się o 1.5 razy. Zastosowanie tej metody pozwoliło na skrócenie czasu obliczeń o około 100 razy przy zachowaniu stabilności obliczeń. Wykorzystując wprowadzone zmiany przeprowadzono analizę wrażliwości kodu na niewielkie zmiany kształtu profilu prędkości konwekcji w obszarze $R_{eff} \sim 0$ oraz wrażliwości na czas trwania źródła jonów, t. W teście tym przyjęto identyczne parametry profili T_e

i n_e , jako zanieczyszczenie wybrano węgiel, wartość wydajności źródła ustalono na $= 1.75 \cdot 10^{21}$ 1/s. Badano przypadki, w których czas trwania źródła był równy czasowi symulacji $t_{\text{sim}} = t = 1$ s oraz przypadek, w którym czas trwania źródła jest dwukrotnie krótszy od czasu symulacji i wynosi $t = 0.5$ s.



Rysunek 1.2.21. Przykład przygotowanego panelu kodu przydatnego do obliczeń transportu jonów.

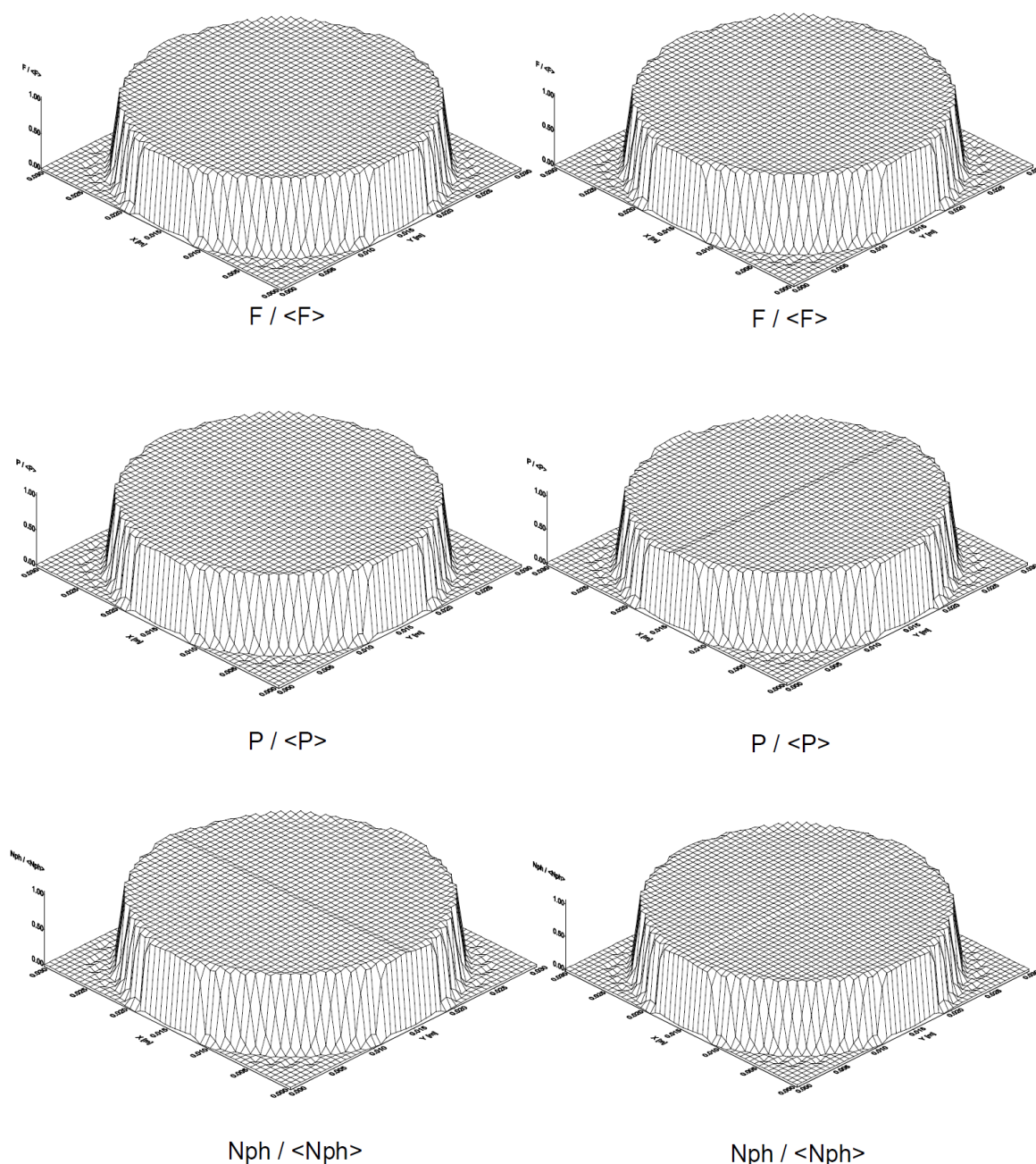


Rysunek 1.2.22. Porównanie wyników symulacji dla różnych parametrów transportu.

Dodatkowo zmieniono kształt profilu prędkości konwekcyjnej w obszarze $R_{\text{eff}} \sim 0$. W jednym przypadku przyjęto, że v w tym obszarze jest nieco większe od zera $v > 0$ m/s, a w drugim $v = 0$ m/s. Wyniki zostały podsumowane na rysunku 1.2.22. Widać, że kod jest w stanie "zauważyć" wprowadzone zmiany.

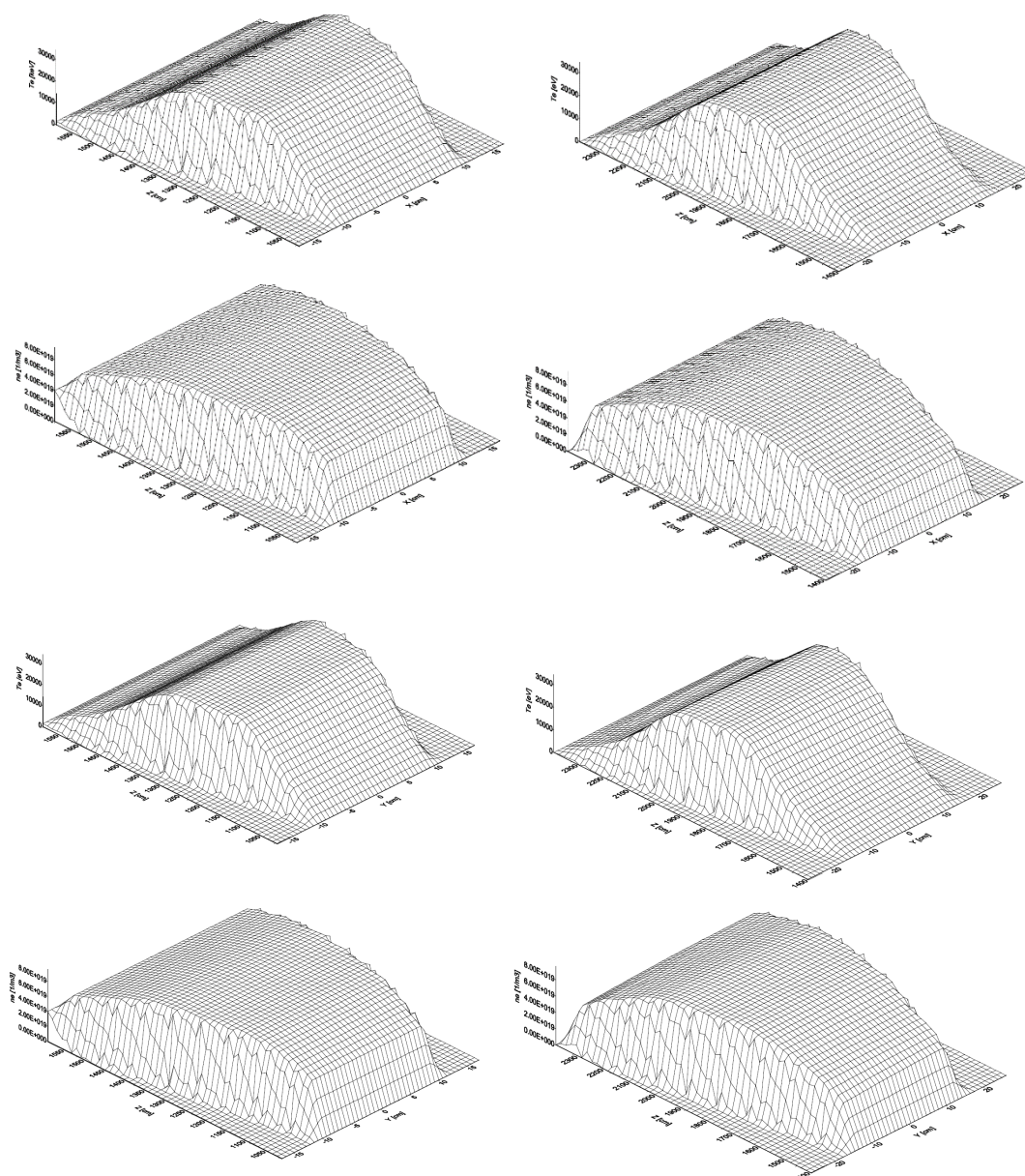
Kolejna analiza związana z symulacjami SXR odpowiadała weryfikacji rozkładów oświetlenia detektorów w konfiguracji z kolimatorami o średnicy 30 mm i scenariuszem z maksymalną temperaturą elektronową do 35 keV.

Wyniki zebrane są na rysunku 1.2.23. Zbadano sytuację dla dwóch przypadków portów ekwatorialnego i pionowego. W obu przypadkach wybrano, że LP przechodzi przez geometryczny środek plazmy, ponieważ jest to najbardziej interesujący przypadek. Podobnie jak to było dla przypadku maksymalnej temperatury elektronowej rzędu 50keV różnice w oświetleniu są niewielkie lub bardzo niewielkie. W stosunkowo krótkim czasie można przerobić kod tak, aby można było policzyć stopień oświetlenia dla P nie patrzącej przez centrum plazmy, ale zawartej w tym samym przekroju radialnym (czyli bez faktycznego pochylenia na bok w kierunku toroidalnym). W tym przypadku ta uproszczona geometria powinna wystarczyć, gdyż pozwoli ocenić spodziewane zmiany. Dla takiej LP, która nie przechodzi przez centrum, nierównomierności oświetlenia mogą być już bardziej zauważalne.



Rysunek 1.2.23. Lewy panel: ekwatorialny port, prawy panel: port pionowy. Rozkłady promieniowania (od góry do dołu: fluencja, moc i liczba fotonów) na wyjściu z kolimatora przy oknie detektora.

Rozkłady profili T_e i n_e odpowiadają za obserwowalne efekty w obrębie warstw plazmy w obszarze stożków obserwacyjnych. Zmiany tych profili zebrane są na rysunku 1.2.24 w funkcji odległości od detektora, Z , i pokazane wzdłuż osi X i Y .



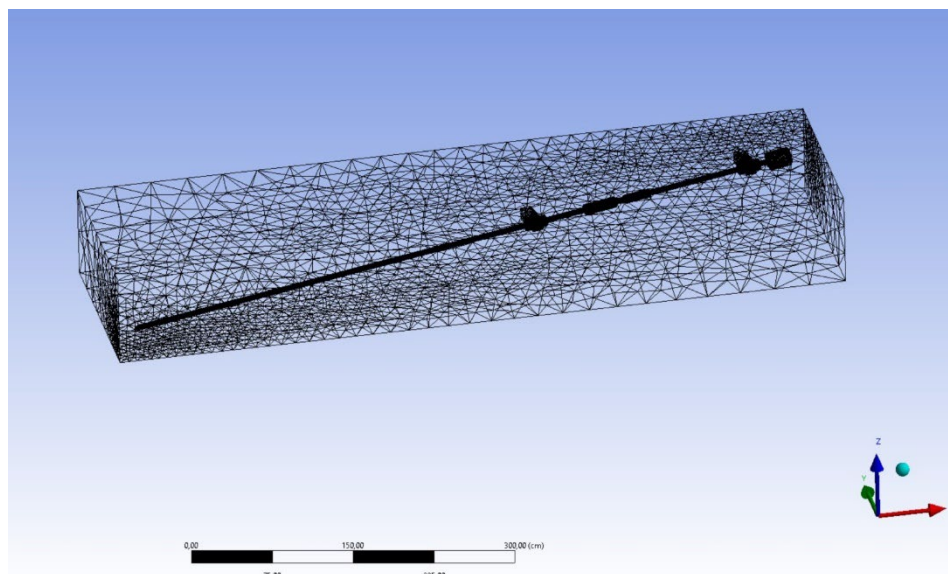
Rysunek 1.2.24. . Lewy panel: port ekwatorialny, prawy panel: port pionowy. Rozkłady T_e i n_e w płaszczyznach ZX i ZY dla detektorów z ekwatorialnego i pionowego portów. Oś Z odpowiada centralnemu kierunkowi LP.

W tym roku rozpoczęto też symulacje obciążeń cieplnych generowanych w miejscach detektorów przez promieniowanie plazmy. W roku 202 prace się skupiły na przygotowaniu modelu do obliczeń. Poczyniono pierwsze kroki w celu wygenerowania zarządzalnej, w ramach dostępnych zasobów PC, siatki i warunków brzegowych dla tego zadania. Uzyskane w poprzednim roku wyniki symulacji za pomocą oprogramowania CHERAB ustalają wartości generowanego ciepła w dwóch punktach - w położeniach punktów krzyżowych LP. Liczby te przyjęto jako początkowe dane wejściowe modelu. Przykład rozważanej siatki dla portu ekwatorialnego z zaznaczonym detektorem przedstawiono na Rysunku 25. Zadanie to będzie kontynuowane w roku 2023.

1.3.Rozwój diagnostyki LIBS do pomiarów retencji paliwa w reaktorach termojądrowych w oparciu o elementy sztucznej inteligencji (SI)

Problem retencji paliwa towarzyszy pracom rozwojowym w dziedzinie opanowania fuzji termojądrowej od czasu kampanii deuterowo-trytowych na JET i TFTR, które były przeprowadzone pod koniec XX wieku i które wykazały, że duże ilości paliwa (trytu i deuteru) odkładają się w ścianie urządzenia. Dzięki zastąpieniu w projekcie dywertora ITERa materiałów opartych na węglu, które na skutek erozji chemicznej były głównym czynnikiem powodującym wzrost retencji, wolframem, problem wprawdzie został złagodzony, lecz nie zażegnany. Mimo że retencja została znacznie ograniczona, w dalszym ciągu wynika monitorowania, do czego

została zaproponowana diagnostyka LIBS, której nieosiągalną dla innych metod zaletą (konieczną w tym zastosowaniu) jest możliwość pracy zdalnej. Poza monitorowaniem retencji paliwa metoda LIBS (Laser Induced Breakdown Spectroscopy) pozwala na pomiary koncentracji odkładających się na ścianie urządzenia materiałów wynikających z ich transportu w obszarze plazmy brzegowej.



Rysunek 1.2.25. Siatka obliczeniowa zastosowana do obliczeń w oprogramowaniu ANSYS Fluent.

Prace nad adaptacją metody LIBS do zastosowania w reaktorach termojądrowych prowadzone są od kilku lat przez międzynarodowy zespół badawczy w ramach programu EUROfusion, co przyniosło szereg sukcesów takich jak między innymi skonstruowanie pierwszego zdalnie sterowanego systemu realizującego pomiary LIBS na tokamaku FTU we Frascati, które zrealizowane zostało przy współpracy zespołu z IFPiLM oraz włoskich naukowców i inżynierów (ENEA Frascati). Przeprowadzone w ramach tego eksperymentu pomiary zarówno na elementach wewnętrznych tokamaka jak i zainstalowanych w różnych jego miejscach próbkach kalibracyjnych potwierdziły możliwość realizacji takiego systemu na dużych tokamakach, takich jak ITER. Bezpośrednią kontynuacją tych badań miał być eksperyment na JET, jednak został on opóźniony ze względu na pandemię i początek jego realizacji jest planowany na rok 2023. Jednocześnie prowadzone były eksperymenty nad optymalizacją samej metody LIBS, w szczególności wariantu dwuimpulsowego, w którym specjalizowały się zespoły polski i włoski jak również nad metodami wykonywania obliczeń i przetwarzania danych, między innymi za pomocą metody bezkalibracyjnej (CF - Calibration Free LIBS).

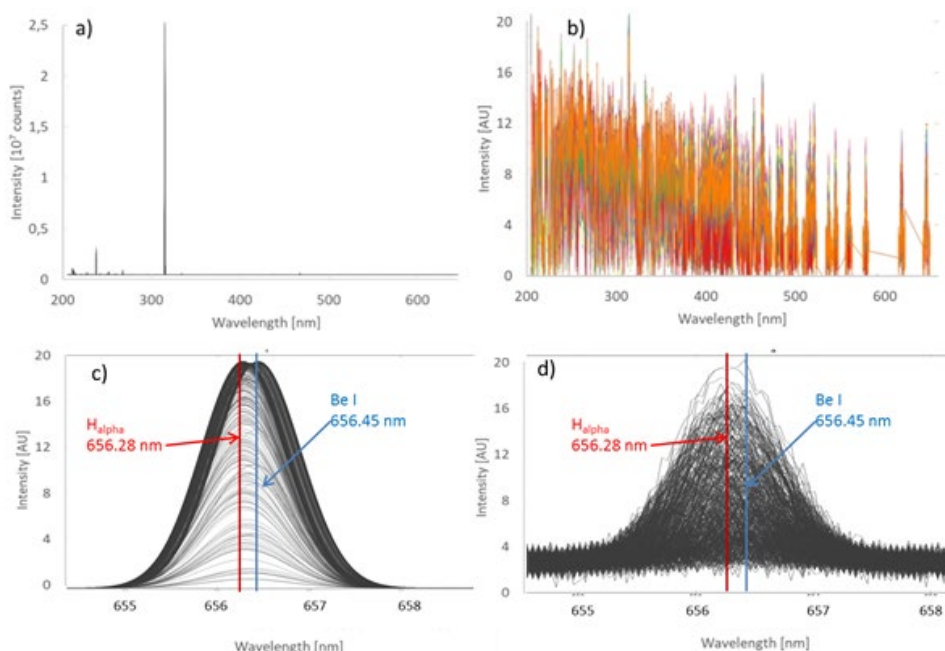
Wobec pewnych ograniczeń metody bezkalibracyjnej takich jak konieczność wysokiej powtarzalności warunków, w których wykonywane muszą być pomiary oraz wrażliwości wyników na niepewności wyznaczenia temperatury elektronowej (kilkuprocentowy błąd wyznaczenia tej wielkości może mieć powodować błąd wyznaczenia koncentracji izotopów wodoru rzędu kilkudziesięciu procent), zespół IFPiLM zaproponował wykorzystanie metod uczenia maszynowego, które przyczyniły się do rozwoju wielu innych dziedzin nauki i techniki. Wstępne badania wykonane w 2021 roku wykazały wysoką skuteczność tych metod przy wykorzystaniu danych symulacyjnych, co zostało przedstawione na konferencji EMSLIBS 2021. Zbadane zostały różne warianty metod klasyfikacji oraz regresji, w których szczególnie korzystne okazały się sztuczne sieci neuronowe operujące na danych wstępnie przetworzone przez algorytmy redukcji wymiarowości (PCA – Principal Components Analysis).

Poza realizacją prac nad modelami ML zespół uczestniczył w pracach eksperymentalnych, m. in. w eksperymencie przeprowadzonym w VTT w Helsinkach przy współudziale zespołów z VTT, ENEA, UT, i CU mającym na celu analizę LIBS próbek zawierających deuter oraz w pracach projektowych mających za zadanie opracowanie zdalnie sterowanej głowicy LIBS do pomiarów na JET (kontynuacja prac na FTU, które zaowocowały konstrukcją takiej głowicy we Frascati).

Omówienie wyników badań

Prace w 2022 były kontynuacją zapoczątkowanych w 2021 roku wysiłków mających na celu opanowanie technik uczenia maszynowego dla potrzeb rozwoju metody LIBS zoptymalizowanej do monitorowania retencji paliwa w reaktorach termojądrowych nowej generacji. Po potwierdzeniu skuteczności metody dla widm symulowanych w roku poprzednim, w ostatnim roku skupiono się na bardziej szczegółowej analizie działania poszczególnych składowych systemu w celu ich adaptacji do pracy z danymi pomiarowymi. Aby zrealizować to zadanie, w pierwszym rzędzie należy zdawać sobie sprawę z nieintuicyjnego działania wielu modeli ML. Jest to związane również z rozbieżnością między formatami danych: łatwość interpretacji dla człowieka niekoniecznie pociąga za sobą łatwość interpretacji dla modeli i vice versa. Zjawisko to przedstawione jest na rysunku 1.3.1. Wykres a) przedstawia zbiór widm wygenerowanych za pomocą narzędzia LIBS dostępnego na stronie NIST dla próbek złożonych z wolframu, berylu i wodoru w różnych proporcjach. Widma te są zdominowane przez najsilniejszą linię berylu, która utrudniała trenowanie modeli, zwłaszcza służących wyznaczaniu zawartości wodoru mieszczącej się w przedziale 0-10%. Modele zbudowane na tego typu danych są z reguły zbyt proste i tak było w tym przypadku. W celu poprawienia dokładności modeli dane zostały poddane preprocessingowi, którego efekty są widoczne na rysunku 1.3.1 b). Widmo to jest zaszumione oraz zlogarytmowane i w takiej formie lepiej się nadaje do trenowania modeli. Efekt dodawania szumu widoczny jest na rysunkach 1.3.1 b) i c), które przedstawiają okolicę linii wodoru berylu i wodoru przed i po dodaniu szumu.

Do tej pory modele ML opracowane w IPPLM pozwalają na wystarczającą ilościową ocenę składników chemicznych obecnych w syntetycznych widmach. Niepewność oszacowania zawartości izotopów H za pomocą ANN (sztucznych sieci neuronowych) jest mniejsza niż 0,2% (w odniesieniu do bezwzględnego błędu granicznego, obliczonego za pomocą RMSE). Po oszacowaniu całkowitej zawartości wodoru za pomocą modelu działającego na danych o niskiej rozdzielczości (co odpowiada pomiarom eksperymentalnym za pomocą spektrometru szerokopasmowego), części różnych izotopów (H, D, T) są następnie szacowane za pomocą innego modelu działającego na wysokich dane dotyczące rozdzielczości (odpowiadające danym uzyskanym przez spektrometr wąskopasmowy). Niepewność tego oszacowania jest niższa niż 4 % (pod względem błędu względnego). Wyniki te są zadowalające dla założeń zadania. O ile już widmo bez szumu wydaje się trudne do interpretacji metodami klasycznymi o tyle widmo po zaszumieniu sprawia wrażenie uosobienia chaosu, niemniej jednak dla metod uczenia maszynowego stanowi poprawne i efektywne źródło danych.



Rys. 1.3.1 a) "surowe" widma wygenerowane przez narzędzie LIBS NIST, b) widma po pre-processingu, c) "surowe" linie wodoru i berylu w wąskim przedziale widmowym, d) ten sam obszar po dodaniu szumu

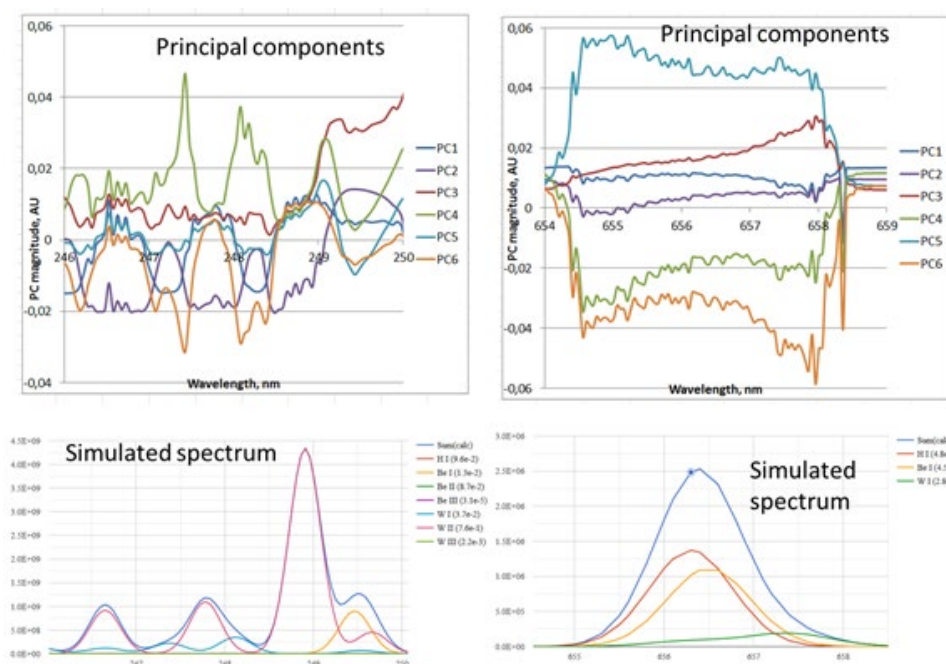
W celu opracowania modeli konwersji danych eksperymentalnych do postaci zgodnej z symulacją dane symulowane i eksperymentalne mogą zostać poddane redukcji wymiarowości, co zostało już osiągnięte dla danych symulowanych za pomocą analizy PCA (Principal Components Analysis). Ponadto korelacje pomiędzy różnymi Zbadano składniki PCA oraz chemiczne i fizyczne parametry plazmy. Wyniki te zestawione są w tabeli 1.3.1. O ile nie jest niespodzianką antykorelacja komponentów związanych z wolframem i berylem, o tyle

korelacja niektórych składników z temperaturą, wodorem i koncentracją zasługuje na uwagę i może być dobrą wskazówką przy projektowaniu systemów do konwersji danych eksperymentalnych.

Tabela 1.3.1 Współczynniki korelacji pomiędzy składnikami i cechami fizycznymi plazmy z podstawowymi komponentami PCA.

	PC1	PC2	PC3	PC4	PC5	PC6	PC10	PC11	PC14	PC16	Scale :
H	-0,007	0,003	0,078	-0,273	0,645	-0,443	0,01	-0,247	-0,189	0,208	1
Be	0,397	0,618	0,487	-0,161	-0,327	-0,118	-0,151	-0,026	0,045	-0,017	0,5
W	-0,398	-0,62	-0,496	0,19	0,261	0,164	0,151	0,052	-0,026	-0,005	0
Te	0,886	-0,303	-0,329	-0,04	0,02	0,012	0,035	0,004	0,06	-0,009	-0,5
Ne	-0,104	0,052	-0,25	-0,25	-0,015	-0,119	0,393	0,022	0,659	-0,121	-1

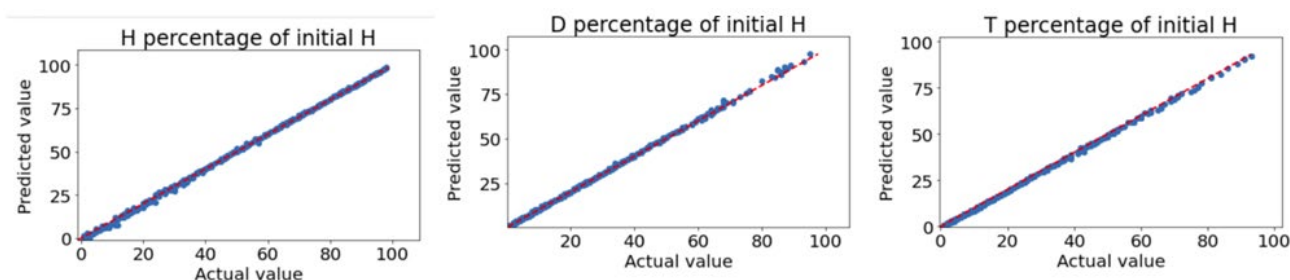
Interesujące do interpretacji jest również przedstawienie głównych komponentów za pomocą wykresów, co można obejrzeć na rysunku 1.3.2. Wartym odnotowania jest ich kształt w okolicach linii wodoru i berylu.



Rys. 1.3.2 Główne składniki analizy PCA w różnych przedziałach widmowych i odpowiadające im zasymulowane regiony widma

Innym kierunkiem było opracowanie model do rozdzielenia pików wodorowego w zasymulowanym widmie do pików odpowiadających poszczególnym izotopom: wodorowi, deuterowi i trytowi. Prace te realizowane były głównie w ramach pracy magisterskiej inż. Adama Kwaśnika. Sprawdzone zostały różne modele, między innymi regresji liniowej i sztucznych sieci neuronowych dzięki czemu osiągnięto satysfakcjonującą dokładność. Wyniki przedstawione są na rysunku 1.3.3.

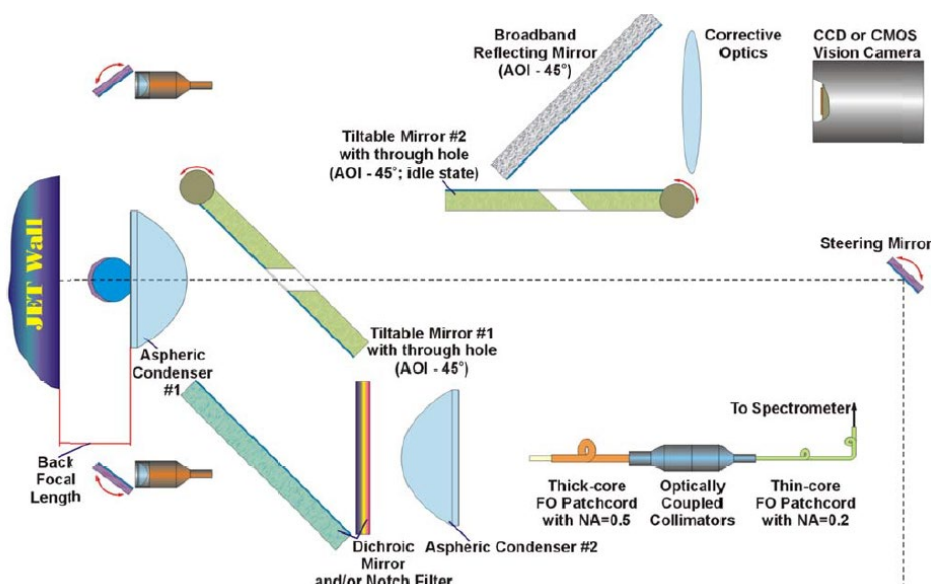
Podsumowując, w roku 2022 zakończone zostały prace nad modelami operującymi na danych syntetycznych i poczyniono postępy w przygotowaniu modeli do konwersji widm eksperymentalnych, które będą kontynuowane w roku 2023.



Rys. 1.3.3 Separacja izotopów wodoru

Rozwiązanie problemu technologicznego

Głównym problemem technologicznym związanym z LIBS jest potrzeba skonstruowania zdalnie sterowanej głowicy zdolnej do wykonywania pomiarów w zadanym miejscu ściany wewnętrznej tokamaka. Wymaga to nie tylko zaprojektowania układów elektronicznych i opto-mechanicznych lecz również uwzględnienia w tym projekcie trudnych warunków środowiskowych występujących w reaktorze fuzyjnym. Zespół uczestniczył w pracach nad zaprojektowaniem głowicy LIBS dla JET wspólnie z ENEA, UT, CU, VTT i FZJ przy współpracy zespołu RH na JET. Efektem tego był projekt zdalnie sterowanej głowicy LIBS umożliwiającej trójwymiarowe sterowanie i samo-ogniskowanie wiązki i systemu akwizycji sygnału optycznego, którego schemat przedstawiony jest na rys. 1.3.4.



Rysunek 1.3.4 Projekt zdalnie sterowanej głowicy LIBS dla JET

Zaproponowany układ składa się ze standardowych opto-mechanicznych i elektronicznych podzwojów, które powinny zostać zamknięte w odpowiedniej ekranującej obudowie (zespół posiada dobre doświadczenie w projektowaniu i konstruowaniu takich obudów) i jest przystosowany do przewidywanego oprzyrządowania (laser, spektrometr).

Systemy kalibracji przestrzennej wykorzystują wiązkę wskaźnikową kolinearną z wiązką lasera wzbudzającego oraz 4 dodatkowe źródła światła, ewentualnie patchcody światłowodowe sprzężone z optyką skupiającą i sterowanymi zwierciadłami. System jest najpierw ustawiany tak, aby wszystkie punkty znajdowały się w jednej pozycji dla wymaganego ustawienia głowicy względem ściany. Kąty nachylenia zwierciadeł są stałe. Podczas przesuwania do żądanej pozycji głowica jest sterowana aby plamki laserów wskaźnikowych znajdowały się na płaszczyźnie ściany cały czas w tym samym miejscu (tzn. skanowały ścianę, ale nie rozbiegały się). Ta procedura może być zautomatyzowana. System powinien być regularnie rekalkibrowany na ruchomym celu kalibracyjnym, który podczas procedury kalibracji jest przesuwany na określoną odległość przed głowicą.

Rozwiązanie problemu narzędzi informatycznych

Prace nad rozwojem modeli uczenia maszynowego jak również analiza wyników eksperymentalnych wymagała rozwijaniu narzędzi informatycznych istotnych dla tych zagadnień. W pierwszym rzędzie należy wymienić prace

rozwojowe nad biblioteką SimulatedLIBS (<https://pypi.org/project/SimulatedLIBS/>), która została stworzona w ramach pracy inżynierskiej Marcina Kastka i jest w dalszym ciągu rozwijana. Biblioteka służy generacji syntetycznych widm o zadanym składzie chemicznym, parametrach plazmowych i rozdzielczości na podstawie danych dostępnych na portalu NIST (<https://www.nist.gov/pml/atomic-spectroscopy-databases>).

Istotny postęp miał miejsce również w dziedzinie tworzenia kodu do przetwarzania danych pomiarowych uzyskiwanych za pomocą spektrometrów Mechelle i Ibsen, dzięki którym możliwa stała się wstępna obróbka wyników, wizualizacja, porównywanie i eksport. Pracami tymi zajmował się mgr inż. Wojciech Gromelski. W roku 2022 rozszerzono działanie programu o różne funkcjonalności takie jak różne rodzaje normalizacji i usuwania tła oraz rozwinięto jego graficzny interfejs usprawniający pracę zwłaszcza w warunkach prowadzenia eksperymentu.

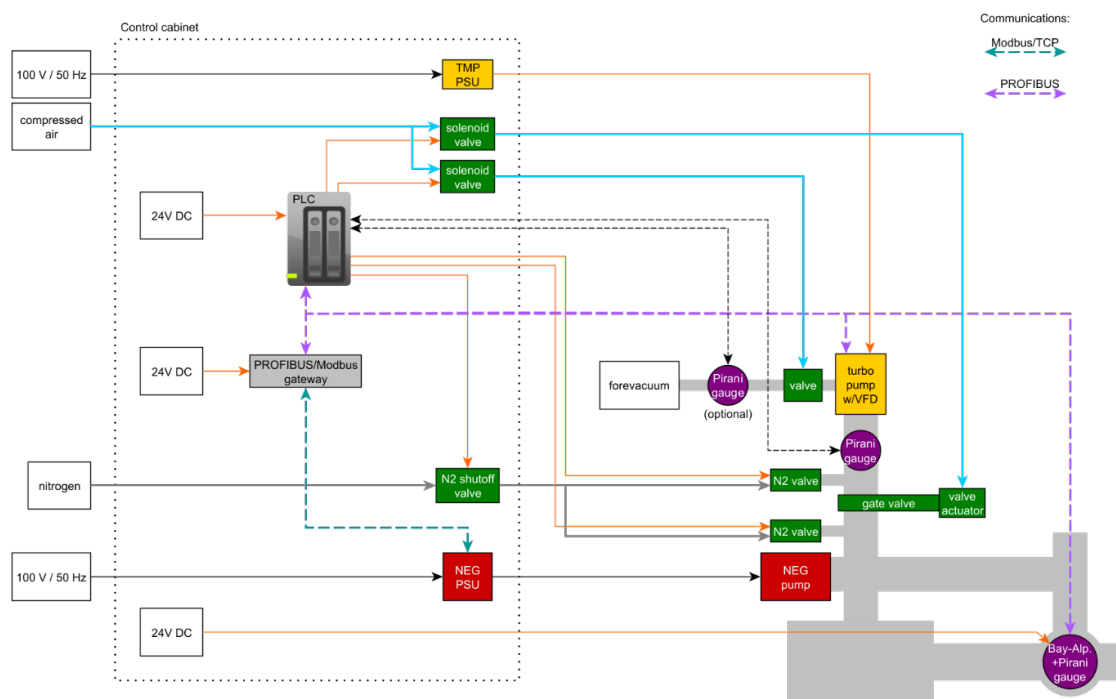
Oprogramowanie z powodzeniem zostało wykorzystane do analizy danych uzyskanych we wspólnym eksperymencie w Helsinkach, w którym jako przedstawiciel IFPiLM uczestniczył Wojciech Gromelski.

1.4 Rozwój diagnostyk promieniowania VUV dla tokamaka JT-60SA

W roku 2022 grupa naukowców z IFPiLM kontynuowała udział w projekcie dotyczącym zaprojektowania i wykonania spektrometru promieniowania VUV z obszaru dywertora dla tokamaka JT60-SA. Ponieważ projekt jest w finalnej fazie realizacji, prace w tym roku skupiły się na przygotowaniu specyfikacji odpowiedniej aparatury do układu próżniowego, który jest wymagany dla pomiarów promieniowania z zakresu próżniowego ultrafioletu.

Rozwiązanie problemu technologicznego

W tym roku praca zespołu skupiła się nad selekcją odpowiednich elementów układu próżniowego. Ze względu na panujące warunki na tokamaku JT60-SA, takie jak duże intensywności promieniowania jądrowego, neutronów oraz wysokie pole magnetyczne, wymagało to licznych dyskusji z dostawcami oraz z partnerami w ramach tego projektu. Podstawowymi elementami układu są: pompa turbomolekularna (zdecydowano się na użycie lokalnego układu pompowania w przypadku próżni wstępnej), pompa typu „getter” do absorpcji gazów szlachetnych w komorze spektrometru, mierniki próżni wstępnej oraz wysokiej, kontrolery i zasilacze do wymienionych urządzeń. Wytypowano producentów tego typu aparatury, która musi spełniać określone wymagania. Prowadzono konsultacje z dostawcami pompy turbomolekularnej na temat spełnienia wymagań i dostępności innych komponentów. W stosunku do pompy NEG (getter) poprawiono błąd we wzorach producenta i wykonano ponownie obliczenia prędkości regeneracji. Między innymi przygotowano koncepcję sterowania systemu próżniowego w postaci diagramu pokazanym na Rys. 1.



Rysunek 1. System sterowania elementami układu próżniowego.

W dalszej części przedyskutowano wyniki i problemy na kilku spotkaniach z zespołem. Prowadzono rozważania na temat spodziewanego natężenia promieniowania gamma i neutronowego oraz jego możliwego wpływu na elementy instalacji próżniowej. Skompletowana została informacja dotycząca komponentów dodatkowych dostawców, w tym celu przeprowadzono rozmowy z dostawcami na temat parametrów i możliwości proponowanych czujników. Zebrane dane zostały podsumowane poniżej w formie tabelarycznej i przedyskutowane z zespołem w celu przygotowania wymagań przetargu.

name	manufacturer name	order code	manufacturer /reseller	units	netto/unit	brutto/all
Turbomolecular Pump	TURBOVAC 350 iR DN 100 CF	830061A00	Leybold/ PREVAC	1	5474,40	€6733,51
TMP Driver/Controller	TURBO.DRIVE 500e (Non Display)	800100V0500	Leybold/ PREVAC	1	€ 2282,40	€2 807,35
TMP Controller's RS232 Interface	?	?	Leybold/ PREVAC	1		
TMP Connection Cable	Cable Remote TURBOVAC iR 60 m	800190V0060	Leybold/ PREVAC	1	€1 410,40	€1 734,79
Non-Evaporable Getter Pump	CAPACITORR HV1600	?	SAES/SAES	1	€10663,00	€13115,49
NEG Pump controller	NEG POWER C1	?	SAES/SAES	1	€3272,00	€4024,56
NEG's Rad-hard cables	60m	?	SAES/SAES	1	€1 683,00	€2 070,09
Penning Gauge	Cold cathode gauge IKR 070, triaxial, metal seal, DN 40 CF-F	PT R20 502	Pfeiffer/ APVACUUM	1	€1 280,00	€1 574,40
Magnetic Shield	Magnetic shield for IKR and PKR 2xx	PT 443 155 -X	Pfeiffer/ APVACUUM	1	€ 86,00	€ 105,78
Penning's Cable*	Measuring cable, IKR 070, 50 m, 80 °C	BP229748-T	Pfeiffer/ APVACUUM	1	€ 775,00	€ 953,25
Pirani Gauge	TPR 018, DN 16 CF-F	PT R15 011	Pfeiffer/ APVACUUM	1	€1 150,00	€1 414,50
Pirani Gauge	TPR 018, DN 16 ISO-KF	PT R15 010	Pfeiffer/ APVACUUM	1	€1 150,00	€1 414,50
Pirani's Cables*	Measuring cable TPR	PT 548 464 -T	Pfeiffer/	2	€ 530,00	€1 303,80

	017/018, 50 m, 80 °C		APVACUUM			
Modular Gauge Controller	TPG 500	PT G28 510	Pfeiffer/ APVACUUM	1	€2 000,00	€2 460,00
Penning Extension Board	Pirani/cold cathode measuring board CP 300 T11, for 1 TPR 010/018, 1 IKR 070	PT 441 080 -T	Pfeiffer/ APVACUUM	1	€1 810,00	€2 226,30
RS-232 Extension Board	Interface board and relay board IF 300 A, RS- 232-C, 45 W, 75 VA	PT 441 395 -T	Pfeiffer/ APVACUUM	1	€ 505,00	€ 621,15

Przeprowadzone prace przygotowawcze i technologiczne pozwoliły na przeprowadzenie konkursu, w ramach którego wszystkie wyselekcjonowane części systemu zostały kupione. W tym samym czasie sfinalizowany został zakup detektorów półprzewodnikowych typu CCD do spektrometru. Wykonane zadanie pozwoli na skompletowanie spektrometru VUV w Laboratorium we Włoszech (jednostka ta jest liderem projektu) oraz przeprowadzenie testów laboratoryjnych zanim spektrometr zostanie wysłany do zainstalowania na tokamaku JT60-SA, gdzie następnie przejdzie fazę uruchomienia.

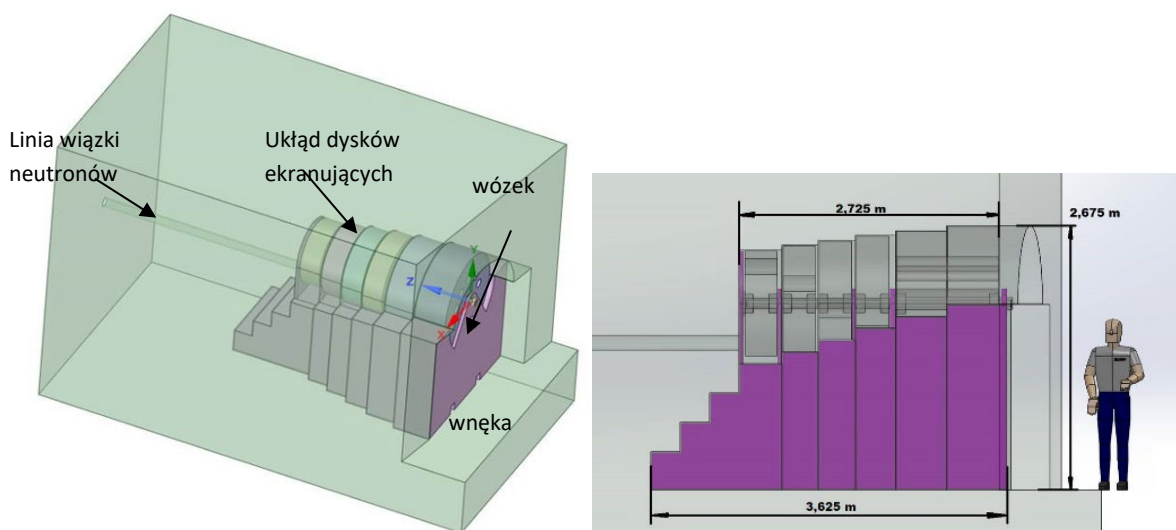
2. Diagnostyki służące do pomiarów neutronów prędkich z reakcji syntezy ciężkich izotopów wodoru

2.1. Neutronowe analizy numeryczne wspomagające projekt koncepcyjny zamykacza neutronów dla urządzenia DONES

Celem tego zadania były analizy jądrowe wspomagające projektowanie i optymalizację zamykacza wiązki neutronów w urządzeniu DONES. Skupiono się na badaniu ekranowania neutronów i fotonów, obliczaniu widm neutronów za zamykaczem z moderatorami i bez, obliczaniu grzania jądrowego i oraz na badaniu przeciekania neutronów. Celem tego zadania było również przygotowanie modelu neutronowego zamykacza w oparciu o najnowszy projekt CAD.

Prace projektowe zamykacza neutronów wykonywane są przez zespół z NCBJ w ramach zadania ENS-4.7.1.1-T012-05 "Conceptual design of the neutron line and shutter between the Test Cell and the Facilities for Complementary Experiments (R160)".

Zamykacz neutronów będzie składać się z czterech dysków ekranujących oraz piątego dysku, w którym będą wymienne filtry do kształtowania widma neutronów. Obrótowe dyski znajdują się na wale a całość zostanie umieszczona na przesuwным wózku. Wózek wraz z dyskami będzie wsunięty do wnęki w ścianie od strony hali eksperymentów uzupełniających (CER). Ciężki beton jest obecnie rozważany jako materiał na wózek i dyski ekranujące. Linia wiązki neutronów to 6,5 m długości okrągły tunel ścianie komory testowej (TC), w którym będzie umieszczona rura cyrkonowa. Wstępną wersję modelu CAD zamykacza neutronów można zobaczyć na Rys. 2.1.1.



Rys. 2.1.1. Wstępny model CAD zamykacza

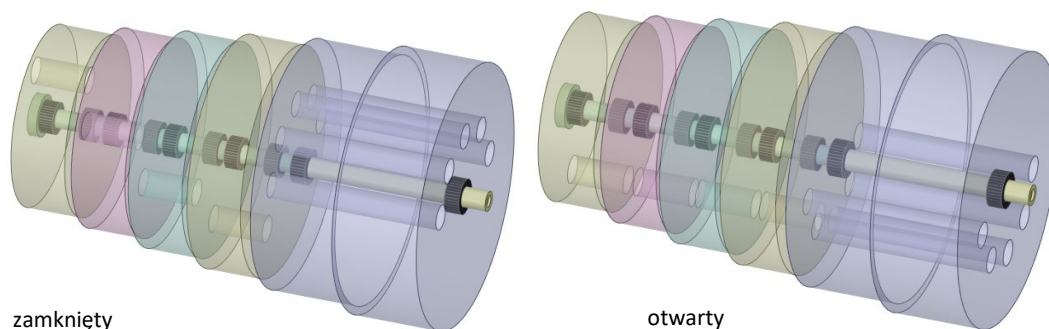
Główną częścią zamykacza neutronów jest układ dysków ekranujących. Można je zobaczyć na Rys. 2.1.2. Po lewej stronie dyski znajdują się w pozycji zamkniętej. Otwory w dyskach nie są w jednej linii, więc dyski zatrzymują promieniowanie neutronowe. Pozycja zamknięta zapewnia bezpieczeństwo jądrowe w CER. Po prawej stronie dyski znajdują się w pozycji otwartej. Otwory w dyskach są w jednej linii. Promieniowanie jest emitowane do CER i może być wykorzystywane do eksperymentów uzupełniających. Piąty dysk ekranujący – najgrubszy posiada 5 otworów na moderatory widma neutronów.

Omówienie wyników badań

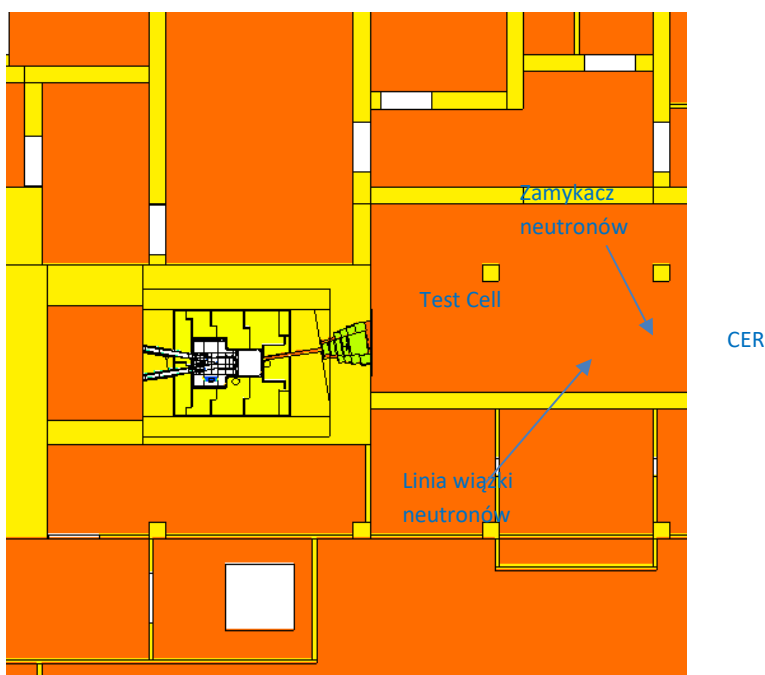
Do obliczeń użyto kodu MCNP z pakietem McDeLicious17, oraz biblioteki przekrojów czynnych FENDL-3.1b Model CAD zamykacza neutronów został przekształcony w geometrię MCNP za pomocą kodu SuperMC, a następnie zintegrowany z modelem neutronowym DONES TC.

Poziome przecięcie wspomnianego modelu na poziomie wiązki deuteronów przedstawiono na Rys. 2.1.3. Linia wiązki neutronów zaczyna się w TC, biegnie przez łącznie 6,5 m betonowej ściany i kończy się w CER. Kierunek linii jest przedłużeniem wiązki deuteronów, a więc biegnie pod kątem 9° w stosunku do osi X.

Dwie alternatywne definicje 9 powierzchni, które tworzą otwory w dyskach, można przełączać, aby zamykacz neutronów był w pozycji otwartej lub zamkniętej w modelu MCNP. Powiększone poziome przecięcia obu wersji modelu na poziomie wiązki deuteronów można zobaczyć na Rys. 2.1.4.



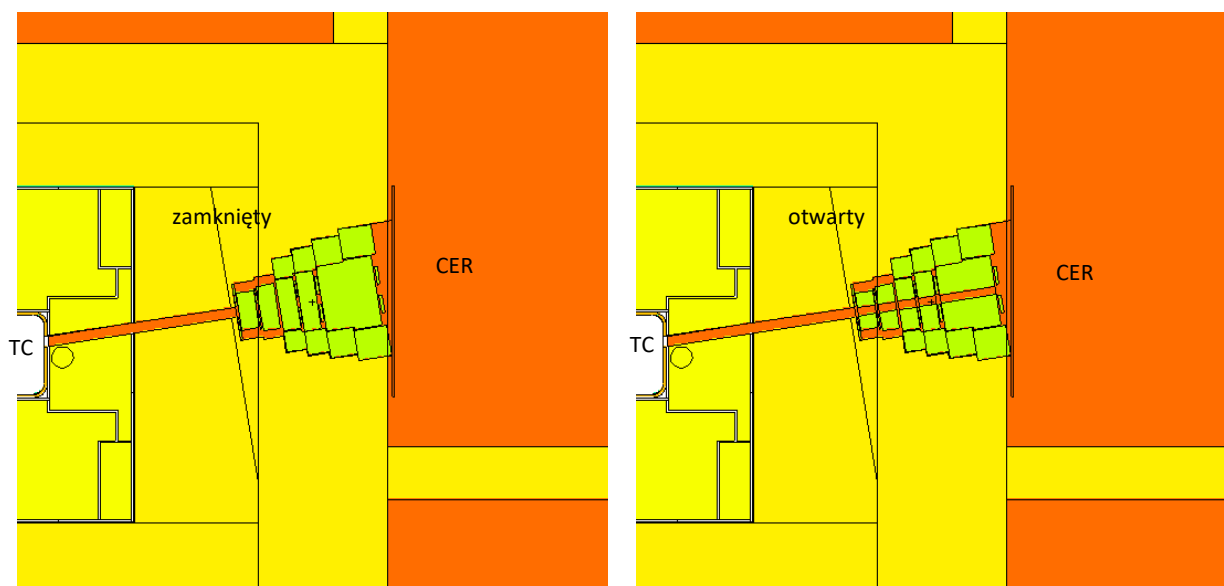
Rys. 2.1.2. Model CAD tarcz ekranujących w położeniu zamkniętym (po lewej) i otwartym (po prawej)



Rys. 2.1.3. Model MCNP zamykacza wiązki neutronów zintegrowany z modelem DONES TC

Pierwszym celem zadania było sprawdzenie, czy grubość dysków zamykacza neutronów jest wystarczająca do zapewnienia bezpieczeństwa jądowego w CER. Klasyfikację obszarów roboczych ochrony przed promieniowaniem według kryteriów napromieniowania (Tab. 2.1.1) oraz obszarów napromieniania na pierwszym piętrze (Rys. 2.1.5) można znaleźć we wstępnym sprawozdaniu z analizy bezpieczeństwa. CER jest oznaczony na czerwono (forbiden) gdy zamykacz jest w pozycji otwartej. Po zamknięciu dążymy do żółtego (limited permanence, dawka < 1 mSv/h). Przyjęto, że ze względów bezpieczeństwa poszukujemy takiej grubości zamykacza, która zapewni, że dawki neutronów na wylocie kanału nie przekroczą 0,1 mSv/h przy zamkniętej linii wiązki neutronowej. Obliczenie MCNP dawki za 6,5 m ciężkiego betonu wymagało zastosowania techniki redukcji wariacji, ponieważ statystyka jest bardzo słaba w obliczeniach analogowych. Technika redukcji wariacji z użyciem okien wagowych (weight windows WW) wydawała się dobrym wyborem. Niestety, obliczenia za pomocą generatora WW w MCNP nie powiodły się. Konieczna była pomoc KIT - dawka na wyjściu kanału wiązki neutronów została obliczona metodą OTF. Efekty są dobre – grubość zamykacza jest wystarczająca do zapewnienia bezpieczeństwa w CER.

Kolejne obliczenia zostały zlecone przez projektanta z zespołu NCBJ. Obliczono grzanie jądrowe fragmentu pierwszego dysku ekranującego. Fragment ten wyodrębniono poprzez wycięcie cylindra na przedłużeniu linii wiązki neutronów. Podzielono go na trzy części o grubości 10 cm, 10 cm i 13 cm. Rys. 2.1.6 pokazuje 3 części wyodrębnione z pierwszego dysku ekranującego.



Rys. 2.1.4. . Przecięcie poziome modelu MCNP zamykacza wiązki neutronowej zintegrowanego z modelem TC; pozycja zamknięta po lewej, pozycja otwarta po prawej. Widok jest na poziomie wiązki deuteronów.

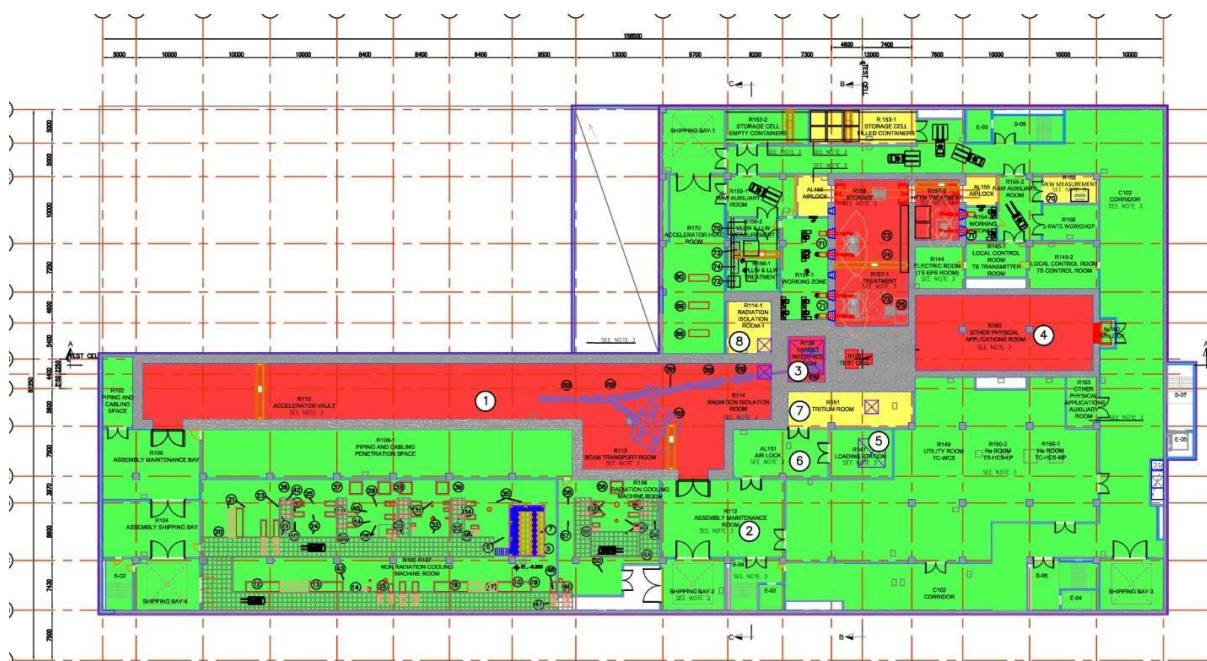
Tab. 2.1.1. Klasyfikacja obszarów roboczych ochrony przed promieniowaniem według kryteriów napromieniowania

Area		Colour	Total dose rate due to external exposure ^(1, 2, 3) Effective dose rate	External exposure of hands, forearms, ankles & feet ⁽⁴⁾ Dose equivalent rate ⁽⁵⁾
Unrestricted area within the facility				
Unrestricted area		White	< 0.5 $\mu\text{Sv/h}$	--
Controlled and Supervised areas				
Supervised area		Blue	< 3 $\mu\text{Sv/h}$	< 75 $\mu\text{Sv/h}$
Controlled area	Free permanence	Green	< 10 $\mu\text{Sv/h}$	< 250 $\mu\text{Sv/h}$
	Limited permanence	Yellow	< 1 mSv/h	< 25 mSv/h
	Specially regulated	Orange	< 100 mSv/h	< 2500 mSv/h
	Forbidden	Red	$\geq 100 \text{ mSv/h}$	$\geq 2500 \text{ mSv/h}$

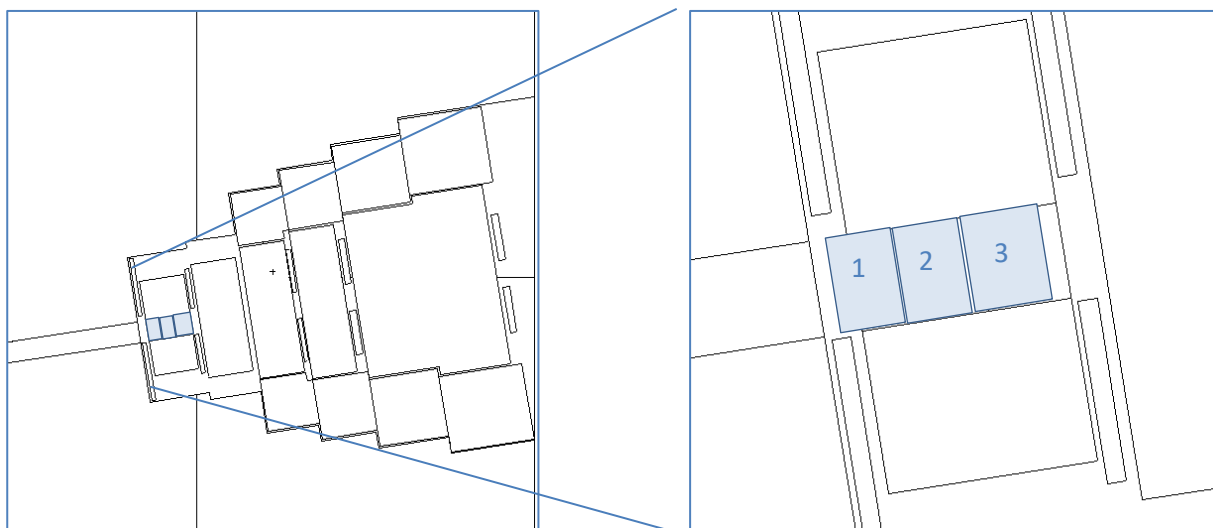
Grzanie jądrowe we wspomnianych częściach pierwszej tarczy ekranującej, obliczone kodem MCNP pokazano w Tab. 2.1.2. Grzanie jądrowe od neutronów i promieniowania gamma w trzech fragmentach wyodrębnionych z pierwszego dysku ekranującego.

Wykonano jeszcze kilka obliczeń grzania jądrowego rury cyrkonowej. Nie są one tu przytoczone.

Kolejne obliczenia miały na celu dobór materiałów do filtrów moderujących kształt widma neutronów. Obliczenia przeprowadzono dla kilku materiałów umieszczonych w otworze ostatniego dysku zamykacza neutronów. Przestrzeń wewnątrz otworu została podzielona na segmenty wypełnione badanym materiałem lub próżnią (Rys. 2.1.7). Ostatni segment o grubości 10 cm wypełniony próżnią służył jako "detektor strumienia". Wykonano obliczenia dotyczące sposobu otrzymywania neutronów epitermicznych i termicznych.



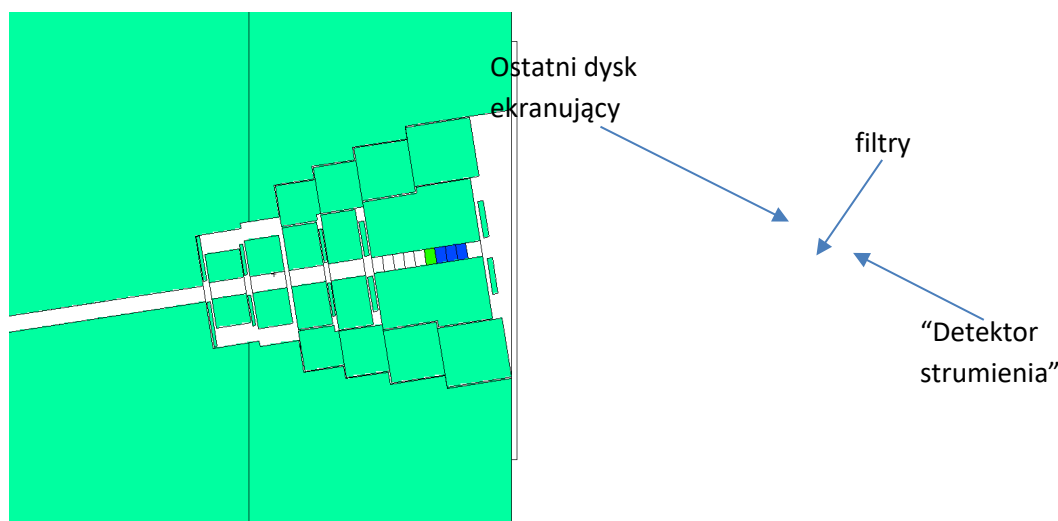
Rys. 2.1.5. Obszary napromieniania na parterze.



Rys. 2.1.6. Przecięcie poziome modelu MCNP zamykacza wiązki neutronów z trzema podświetlonymi częściami wyodrębnionymi z pierwszego dysku ekranującego.

Tab. 2.1.2. Grzanie jądrowe od neutronów i promieniowania gamma w trzech fragmentach wyodrębnionych z pierwszego dysku ekranującego.

nr	Grzanie jądrowe od neutronów i gamm [W/g]	Niepewność względna
1	$5.57272 \cdot 10^{-04}$	0.0070
2	$2.78963 \cdot 10^{-04}$	0.0097
3	$1.03770 \cdot 10^{-04}$	0.0147

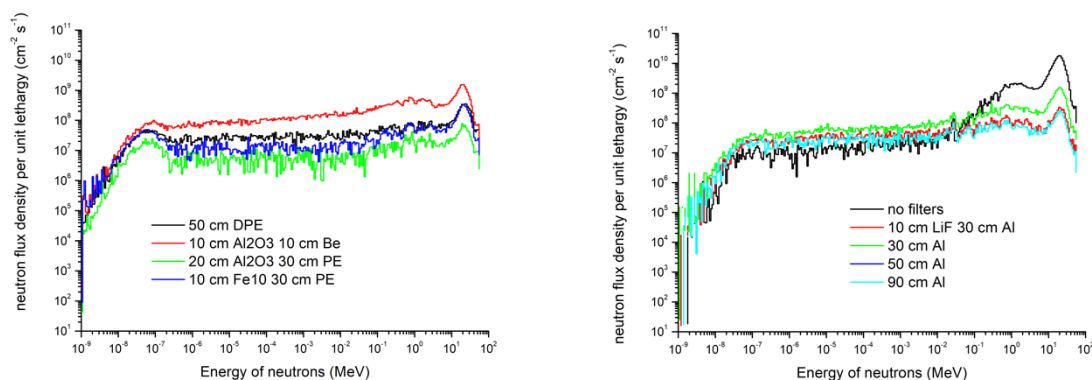


Rys. 2.1.7. Widok w przekroju poziomym otwartego zamykacza neutronów z filtrami umieszczonymi w ostatnim dysku.

Największym wyzwaniem w kształtowaniu wiązki neutronów prędkich jest znalezienie materiału o odpowiednim przekroju czynnym, moderowanie cząstek o wysokiej energii w obszarach epitermicznych, a nie ich wychwytywanie lub termalizowanie. Aluminium wydaje się być obiecującym materiałem o przekroju minimum około 30 keV. Zarówno tlenek żelaza, jak i glinu skutecznie redukują strumień szybkich neutronów, ale także pochłaniają znaczną liczbę neutronów o niższej energii.

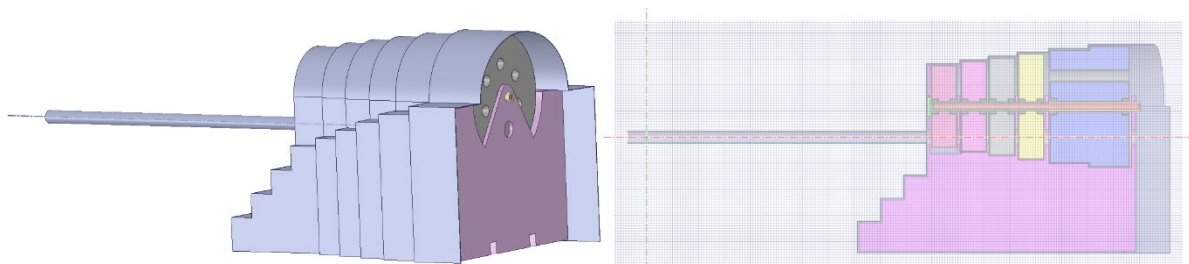
Warstwa materiału zawierającego lekkie pierwiastki, takie jak polietylen, tworzy wzniesienie w zakresie energii termicznych widma neutronów i ma stosunkowo mały przekrój czynny dla szybkich neutronów. Stąd widmo neutronów moderowanych polietylenem ma dwa maksima – to dla wyższych energii jest znacznie wyższe. Warstwa tlenku żelaza lub glinu zapewnia redukcję strumienia w zakresie wysokich energii.

Przykłady widm energetycznych neutronów wychodzących z kanału neutronowego do CER kształtowanych różnymi filtrami można zobaczyć na Rys. 2.1.8.

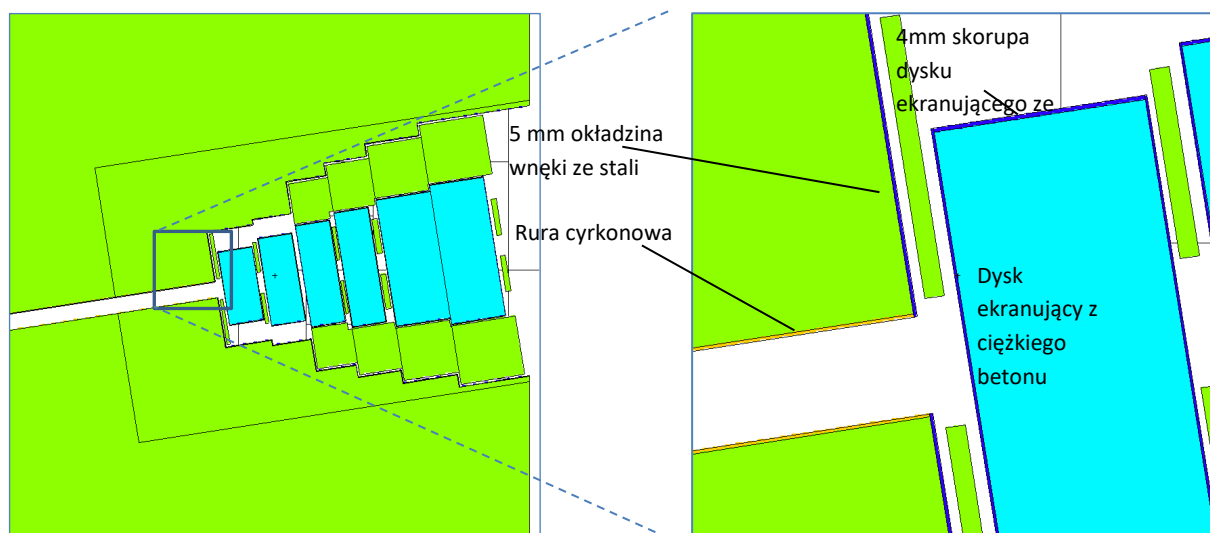


Rys. 2.1.8. Przykłady widm energetycznych neutronów wychodzących z kanału neutronowego do CER kształtowanych różnymi filtrami

Model zamykacza wiązki neutronów stale ewoluuje. Ostatni model otrzymany od projektanta jest nieco bardziej szczegółowy. Dyski ekranujące z ciężkiego betonu zamknięte są w skorupie ze stali nierdzewnej. Wnęka ma stalową okładzinę. Otwory w ostatnim dysku są rozmieszczone inaczej - odległość między nimi została zwiększona. Model ten został już przekonwertowany na geometrię MCNP i czeka na integrację z pełnym modelem DONES. Planowane jest to w przyszłym roku, gdy tylko model MCNP DONES TC zostanie zaktualizowany. Najnowszy model CAD zamykacza wiązki neutronów został przedstawiony na Rys. 2.1.9. Jego odpowiednik w geometrii MCNP znajduje się na Rys. 2.1.10.



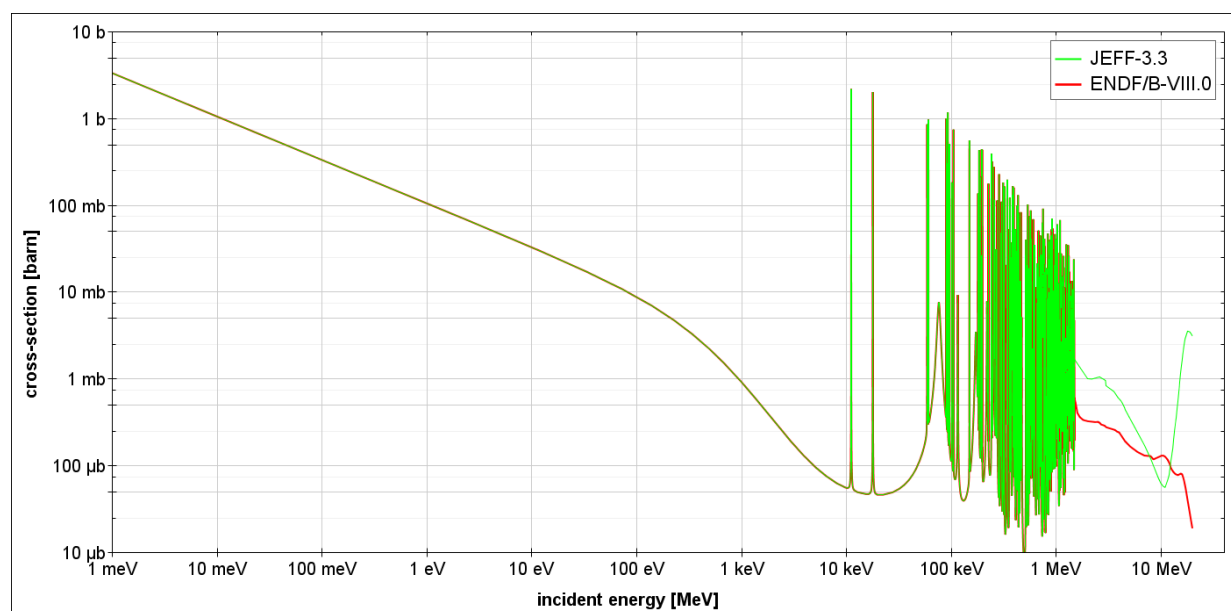
Rys. 2.1.9. Najnowszy model CAD zamykacza wiązki neutronów.



Rys. 2.1.10. Najnowszy model zamykacza wiązki neutronów w geometrii MCNP

2.2. Analiza aktywacji powietrza w pomieszczeniu do eksperymentów uzupełniających (CER)

Gdy zamykacz wiązki neutronów jest otwarty, neutrony przechodzą przez kanał z komory testowej (TC) do hali eksperymentów uzupełniających (CER). Ar-41 jest produkowany z indukowanej neutronami aktywacji powietrza w CER przez reakcję jądrową $\text{Ar-40} (n, \gamma) \text{Ar-41}$. Przekrój czynny na produkcję Ar-41 przedstawiono na Rys. 2.2.1. Wybrano dwie biblioteki: ENDF-B-VIII.0 i JEFF-3.3. Okres półtrwania Ar-41 wynosi $T_{\frac{1}{2}} = 109,34 \text{ min}$



Rys. 2.2.1. Przekrój czynny na produkcję Ar-41 z dwóch bibliotek: ENDF/B-VII.0 (czerwony) i JEFF-3.3 (zielony).

Wzór na aktywność Ar-41 można uzyskać rozwiązując równanie różniczkowe dla liczby aktywowanych jąder przy założeniu stałego strumienia neutronów, rozpadu promieniotwórczego i zadanej szybkości ekstrakcji powietrza przez wentylację. Początkowo w CER nie ma jąder Ar-41, więc aktywność w czasie $t = 0$ wynosi 0 Bq. Stąd otrzymujemy następujące równanie na aktywność Ar-41 w czasie t :

$$A(t) = \lambda N_T R_{Ar-41} \frac{1}{\lambda + R_{air}} (1 - e^{-(\lambda + R_{air})t}) \quad (1)$$

gdzie: t [s] – czas, λ [1/s] – stała rozpadu, N_T – liczba jąder Ar-40 w CER, R_{Ar-41} [1/s] – szybkość reakcji (RR) produkcji Ar-41, $R_{Ar-41} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma(E) \phi(E, t) dE$, $R_{air} = Q/V_{CER}$ [1/s] – szybkość wymiany powietrza, Q [cm³/s] – objętość powietrza wyciąganego przez wentylację w jednostce czasu, V_{CER} [cm³] – objętość pomieszczenia CER.

Obliczenia aktywności Ar-41 wykonano dla dwóch przypadków: bez wentylacji i z wentylacją. Czas napromieniowania wynosi 345 dni. W porównaniu z okresem półtrwania Ar-41 oznacza to w praktyce, że szukamy aktywności nasycenia.

Omówienie wyników badań

Do tego zadania wykorzystano model MCNP DONES TC z otaczającymi pomieszczeniami. Obliczenia przeprowadzono kodem MCNP6.1 z pakietem McDeLicious17. Użyto biblioteki przekrojów czynnych FENDL-3.1b. Model MCNP zamykacza wiązki neutronowej w położeniu otwartym został zintegrowany z modelem neutronowym TC w ramach zadania ENS-2.2.4.2-T014-05.

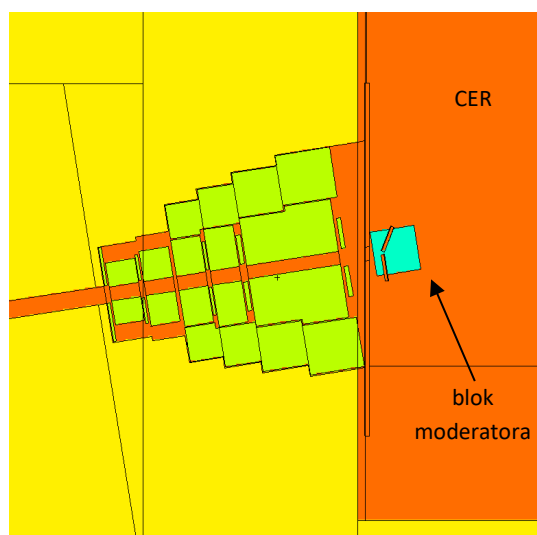
Szybkość reakcji (RR) produkcji Ar-41 z powietrza w CER można obliczyć kilkoma metodami. Karty DE i DF definiujące wytypowane przekroje czynne zostały wybrane jako metoda obliczania RR.

Przekrój czynny na produkcję Ar-41 jest wysoki dla neutronów rozproszonych, których będzie mało, gdy w modelu CER jest pusty. Aby uzyskać więcej rozproszonych neutronów, a tym samym zwiększyć wiarygodność obliczeń, postanowiono umieścić obiekt rozpraszający w CER. Zaproponowano dwa podejścia. Pierwszym z nich był dysk wodny w kształcie walca o średnicy 18 cm i grubości 2, 5 lub 10 cm umieszczony 1,5 m od wylotu linii wiązki neutronów. Pionowe przecięcie fragmentu wspomnianego modelu na poziomie wiązki deuteronów przedstawia Rys. 2.2.2.



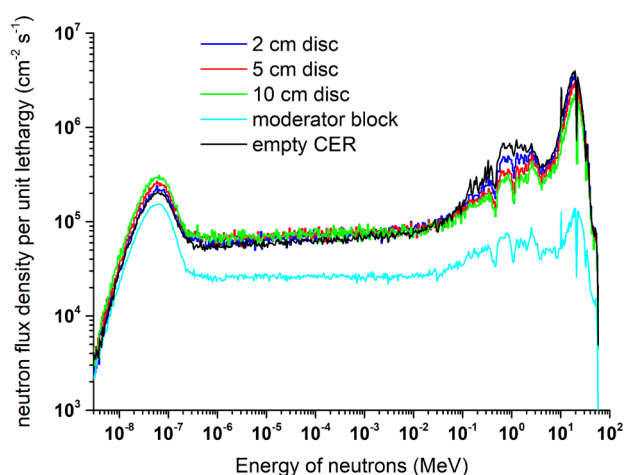
Rys. 2.2.2. Przecięcie pionowe fragmentu modelu TC z zamykaczem wiązki neutronowej i dyskiem rozpraszającym neutrony.

Drugie podejście to blok moderatora umieszczony tuż za wyjściem z linii wiązki neutronów. Wykonany jest z nieborowanego polietylenu. Ma kształt sześciangu o krawędzi 50 cm. Model bloku moderatora można zobaczyć na Rys. 2.2.3.



Rys. 2.2.3. Pionowe przecięcie modelu TC z zamykaczem wiązki neutronowej i blokiem moderatora

Obliczenia przeprowadzono dla 5 różnych konfiguracji: 3 grubości dysku rozpraszającego, bloku moderatora i pustego CER jako odniesienie. Zarówno widmo energii neutronów, jak i RR zostały obliczone w każdym przypadku i uśrednione dla całej objętości CER. Przy obliczaniu RR wykorzystano dwie rozważane biblioteki przekrojów czynnych. Obliczone widma neutronów przedstawiono na Rys. 2.2.4 Szybkość reakcji przedstawiono w Tab. 2.2.1.



Rys. 2.2.4. Widma neutronów uśrednione po całej objętości CER dla 5 konfiguracji: 3 grubości dysku rozpraszającego: 2 cm, 5 cm, 10 cm, blok moderatora i pusty CER.

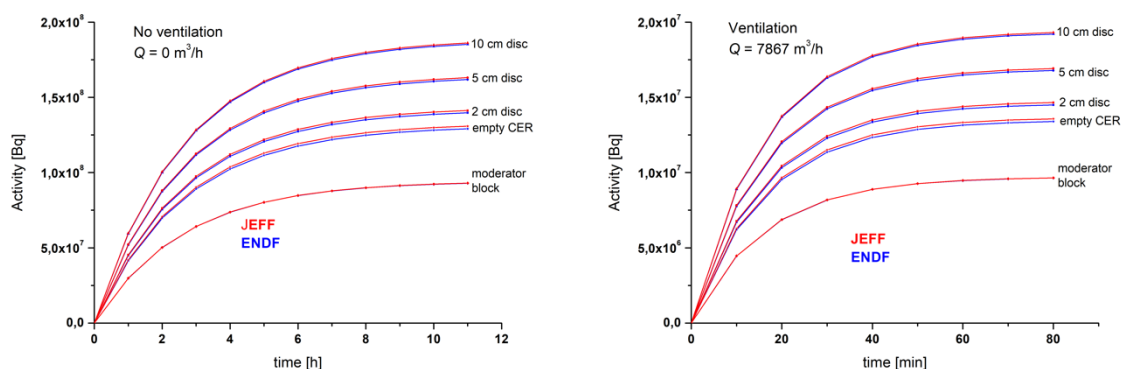
Można zauważyć, że różnice w RR obliczonym przy użyciu dwóch różnych bibliotek przekrojów czynnych są niewielkie.

Uzyskane szybkości reakcji wykorzystano do obliczenia wzrostu aktywności Ar-41 w czasie, za pomocą równania (1). Objętość powietrza w CER została obliczona według wielkości pomieszczenia zaczerpniętej z modelu MCNP i wynosi: $V_{160} = 2,38 \cdot 10^9 \text{ cm}^3$. Ilość powietrza wyciąganego przez wentylację z CER w jednostce czasu wynosi: $Q = 7867 \text{ m}^3/\text{h} = 2,19 \cdot 10^6 \text{ cm}^3/\text{s}$ (Heating, Ventilating and Air Conditioning (HVAC) System. Complete Design Description Document). Liczbę jąder Ar-40 w CER obliczono przy założeniu gęstości suchego powietrza równej $1,2 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$.

Obliczony wzrost aktywności Ar-41 w czasie można zobaczyć na Rys. 2.2.5. Po lewej stronie znajduje się wynik, gdy nie ma wentylacji ($Q = 0 \text{ m}^3/\text{h}$), natomiast po prawej jest aktywność z włączoną wentylacją.

Tab. 2.2.3. Szybkość reakcji produkcji Ar-41 obliczona przez MCNP dla 5 konfiguracji.

	Ar-40(n,γ) ENDF/B-VIII.0		Ar-40(n,γ) JEFF-3.3	
	RR [1/s]	błąd względny	RR [1/s]	błąd względny
dysk 2 cm	$2.57 \cdot 10^{-19}$	0.0111	$2.60 \cdot 10^{-19}$	0.011
dysk 5 cm	$2.97 \cdot 10^{-19}$	0.0104	$3.00 \cdot 10^{-19}$	0.0103
dysk 10 cm	$3.40 \cdot 10^{-19}$	0.0097	$3.42 \cdot 10^{-19}$	0.0097
blok moderatora	$1.71 \cdot 10^{-19}$	0.004	$1.71 \cdot 10^{-19}$	0.004
pusty CER	$2.37 \cdot 10^{-19}$	0.0066	$2.41 \cdot 10^{-19}$	0.0065



Rys. 2.2.511. Aktywność Ar-41 dla 5 konfiguracji; bez wentylacji po lewej i z wentylacją po prawej.

Bez wentylacji aktywność nasycenia Ar-41 osiągana jest, zgodnie z oczekiwaniami, po około 11 godzinach. Gdy wentylacja jest włączona, aktywność nasycenia osiągana jest znacznie szybciej - po około 80 minutach, ale jej poziom jest 10 razy niższy. Aktywność nasycenia z wentylacją i bez wentylacji dla wszystkich przypadków przedstawiono w Tab. 2.2.2.

Można zauważyć, że różnice w aktywności nasycenia obliczonej przy użyciu dwóch różnych bibliotek przekrojów czynnych są niewielkie.

Zgodnie z oczekiwaniami, im grubszy dysk rozpraszający neutrony, tym skuteczniej widmo neutronów jest przesuwane w kierunku niższych energii. Im bardziej miękkie widmo, tym wyższa aktywność Ar-41.

Z kolei duży moderator polietylenowy umieszczony tuż za wylotem kanału silnie redukuje strumień neutronów, powodując słabszą aktywację Ar-40. Tak więc określenie rzeczywistego rozmieszczenia obiektów w CER jest kluczowe dla prawidłowego obliczenia aktywności wytworzonego Ar-41.

2.3. Rozwój diagnostyk neutronowych dla tokamaka JT-60SA

JT-60SA jest największym tokamakiem o cewkach nadprzewodzących budowanym w Naka w Japonii. Głównym celem projektu JT-60SA jest wkład w rozwój wczesnej realizacji fuzji jądrowej poprzez wsparcie pracy budowanego tokamaka ITER jak również wkład w rozwiązywanie fundamentalnych problemów naukowych i inżynierskich dla układu DEMO. Pomiar neutronów emitowanych z plazmy jest kluczowym elementem badań naukowych dotyczących stabilności i kontroli plazmy, transportu prędkich jonów, oddziaływań plazma-materiał jak również badań dotyczących rozwoju modeli teoretycznych.

Tab. 2.4.2. Aktywności nasycenia z wentylacją i bez wentylacji dla wszystkich przypadków i dwóch bibliotek przekrojów czynnych.

	Aktywność nasycenia Ar-41 [Bq]			
	Brak wentylacji		Wentylacja	
	ENDF/B-VIII.0	JEFF-3.3	ENDF/B-VIII.0	JEFF-3.3
dysk 2 cm	$1.44 \cdot 10^8$	$1.41 \cdot 10^8$	$1.45 \cdot 10^7$	$1.47 \cdot 10^7$
dysk 5 cm	$1.62 \cdot 10^8$	$1.63 \cdot 10^8$	$1.68 \cdot 10^7$	$1.69 \cdot 10^7$
dysk 10 cm	$1.85 \cdot 10^8$	$1.86 \cdot 10^8$	$1.92 \cdot 10^7$	$1.93 \cdot 10^7$
blok moderatora	$9.29 \cdot 10^7$	$9.30 \cdot 10^7$	$9.64 \cdot 10^7$	$9.65 \cdot 10^6$
pusty CER	$1.29 \cdot 10^8$	$1.31 \cdot 10^8$	$1.34 \cdot 10^7$	$1.36 \cdot 10^7$

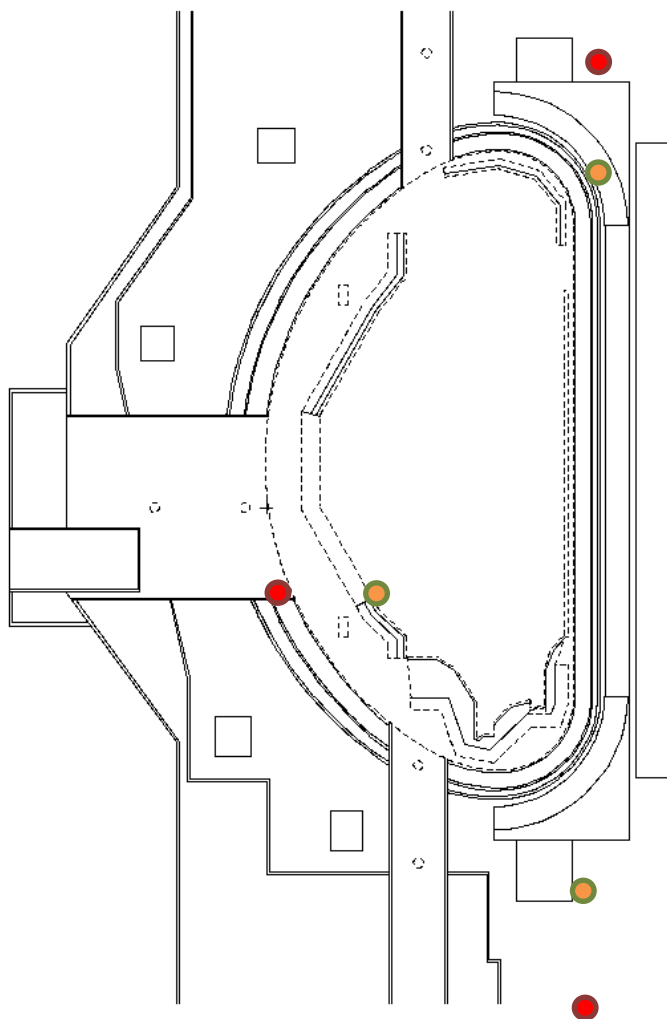
W 2022 roku zespół naukowców z Laboratorium Diagnostyki Neutronów i Promieniowania Gamma kontynuował prace badawcze obejmujące różnego rodzaju symulacje numeryczne dla planowanego systemu aktywacyjnego dla JT60-SA. W ramach prac zaplanowano: wybór ostatecznych położeń zakończeń aktywacyjnych; przeprowadzenie obliczeń aktywacyjnych dla wybranych materiałów tarczowych, które zostaną napromieniowane w wybranych zakończeniach aktywacyjnych; optymalizacja pomiarów spektrometrii gamma zbadanie wpływu ilości 14 MeV neutronów pochodzących z dopalania trytu na wartości radioaktywności nuklidów powstających w napromieniowanych próbkach; przeprowadzenie analizy możliwości zastosowania różnych algorytmów dekonwolucji do odtworzenia widma neutronów dla rozważanego położeń próbek aktywacyjnych w zakończeniu aktywacyjnym; opis procedury kalibracyjnej dla systemu aktywacyjnego dla JT60-SA.

Omówienie wyników badań

Jednym z zadań naukowców z IPPLM był wybór zakończeń aktywacyjnych, w których zostaną napromieniowane próbki aktywacyjne. Wybrano 6 możliwych lokalizacji w każdym z rozważanych oktantów (P6, P10 i P18). Lokalizacje zakończeń aktywacyjnych w Oktancie 10 przedstawiono na Rys. 2.3.1. 3 z nich (zielone punkty) znajdują się blisko plazmy i będą charakteryzować się większym strumieniem neutronów podczas napromieniowania próbki. Czerwone punkty odpowiadają możliwym lokalizacjom zakończeń aktywacyjnych, które charakteryzują się mniejszym strumieniem neutronów. W tym przypadku głównym celem przeprowadzonej analizy była ocena, czy strumień neutronów dla tych lokalizacji jest wystarczająco duży, aby osiągnąć wymaganą radioaktywność produktu reakcji pozwalającą na monitorowanie emisji neutronów z plazmy z dużą dokładnością.

Dla każdego z wybranych zakończeń aktywacyjnych przeprowadzono obliczenia numeryczne z zastosowaniem kodu MCNP. Ich głównym celem było wyznaczenie widma neutronów dla każdego z rozważanych położeń zakończeń aktywacyjnych. Symulacje te zostały wykonane przez zespół naukowców z ENEA we Włoszech.

Symulacje aktywacyjne przeprowadzono przy użyciu kodu FISPACT-II dla wszystkich rozważanych progowych reakcji jądrowych i lokalizacji zakończeń aktywacyjnych. W symulacjach wykorzystano widma neutronów MCNP obliczone przez ENEA dla wszystkich rozpatrywanych zakończeń aktywacyjnych. Ze względu na brak wartości przekrojów czynnych dla niektórych reakcji progowych w rekomendowanej bibliotece danych jądrowych JENDL, wartości te zostały zaczerpnięte z biblioteki TENDL-2019. W obliczeniach przyjęto następujące czasy napromieniowania próbek: 1s, 5s, 10s, 50s i 100s. Zakładana całkowita wydajność neutronów wynosiła $4,5 \cdot 10^{16}$ neutronów w 4π . Wyniki dla wszystkich rozważanych lokalizacji napromieniowania w Oktancie 6 można znaleźć w tabelach 2.3.1 -2.3.3.



Rys.2.3.1. Wybrane położenia zakończeń aktywacyjnych w Porcie Górnym, Środkowym i Dolnym w Oktancie 10 dla JT-60SA.

Tabela 2.3.1. Aktywność właściwa produktów reakcji dla próbek napromieniowanych w 2 lokalizacjach w porcie górnym dla Oktantu 6.

Próbka	Reakcja	Początek portu					Środek portu				
		Aktywność [Bq/g]					Aktywność [Bq/g]				
		1 s	5 s	10 s	50 s	100 s	1 s	5 s	10 s	50 s	100 s
Ti	$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	8.2919 E-01	4.1459 E+00	8.2918 E+00	4.1456 E+01	8.2906 E+01	no results	4.8910 E-01	9.7820 E-01	4.8906 E+00	9.7806 E+00
	$^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$	no results	3.6561 E-02	7.5064 E-02	4.2303 E-01	8.8600 E-01	no results	no results	9.5828 E-03	5.4311 E-02	1.1338 E-01
Fe	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	1.2650 E-02	6.3252 E-02	1.2650 E-01	6.3252 E-01	1.2650 E+00	no results	7.3178 E-03	1.4636 E-02	7.3177 E-02	1.4635 E-01
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	2.6144 E+01	1.3069 E+02	2.6132 E+02	1.3034 E+03	2.6013 E+03	no results	1.6494 E+01	3.2981 E+01	1.6450 E+02	3.2830 E+02

Ni	⁵⁸Ni(n,p)⁵⁸Co	7.4678 E-01	3.7340 E+00	7.4682 E+00	3.7347 E+01	7.4709 E+01	8.6834 E-02	4.3418 E-01	8.6838 E-01	4.3426 E+00	8.6870 E+00
	⁵⁸Ni(n,2n)⁵⁷Ni	no results	1.1200 E+00	2.2400 E+00	1.1199 E+01	2.2395 E+01	no results	no results	no results	1.3785 E+00	2.7565 E+00
Zn	⁶⁴Zn(n,p)⁶⁴Cu	2.5540 E+01	1.2770 E+02	2.5539 E+02	1.2765 E+03	2.5521 E+03	2.9452 E+00	1.4725 E+01	2.9450 E+01	1.4720 E+02	2.9430 E+02
Y	⁸⁹Y(n,n')^{89m}Y	1.5374 E+06	7.0688 E+06	1.2746 E+07	3.1975 E+07	3.4745 E+07	1.9257 E+05	8.8542 E+05	1.5965 E+06	4.0106 E+06	4.3526 E+06
Cd	¹¹¹Cd(n,n')^{111m}Cd	1.2241 E+03	6.1161 E+03	1.2224 E+04	6.0651 E+04	1.2079 E+05	2.2451 E+02	1.1217 E+03	2.2420 E+03	1.1124 E+04	2.2155 E+04
In	¹¹⁵In(n,n')^{115m}In	1.0786 E+03	5.3927 E+03	1.0784 E+04	5.3875 E+04	1.0764 E+05	1.4815 E+02	7.4067 E+02	1.4812 E+03	7.3996 E+03	1.4783 E+04
Au	¹⁹⁷Au(n,n')^{197m}Au	1.5043 E+06	6.3662 E+06	1.0483 E+07	1.7259 E+07	1.7588 E+07	2.1522 E+05	9.1585 E+05	1.5034 E+06	2.4679 E+06	2.5114 E+06
Al	²⁷Al(n,p)²⁷Mg	7.2618 E+02	3.6220 E+03	7.2220 E+03	3.5245 E+04	6.8407 E+04	no results	4.6601 E+02	9.2919 E+02	4.5348 E+03	8.8017 E+03
	²⁷Al(n,a)²⁴Na	1.0872 E+01	5.4359 E+01	1.0871 E+02	5.4343 E+02	1.0865 E+03	1.3724 E+00	6.8616 E+00	1.3723 E+01	6.8597 E+01	1.3715 E+02
Si	²⁸Si(n,p)²⁸Al	8.8611 E+03	4.3854 E+04	8.6593 E+04	3.9263 E+05	6.6968 E+05	1.1306 E+03	5.5952 E+03	1.1048 E+04	5.0156 E+04	8.9017 E+04
Co	⁵⁹Co(n,a)⁵⁶Mn	no results	3.6150 E+01	7.2287 E+01	3.6089 E+02	7.2045 E+02	no results	no results	9.0814 E+00	4.5339 E+01	9.0510 E+01
	⁵⁹Co(n,2n)⁵⁸Co	8.6019 E-02	4.3012 E-01	8.6032 E-01	4.3047 E+00	8.6170 E+00	no results	5.3365 E-02	1.0674 E-01	5.3408 E-01	1.0691 E+00
Cu	⁶³Cu(n,2n)⁶²Cu	9.6524 E+02	4.8148 E+03	9.6011 E+03	4.6890 E+04	9.1097 E+04	1.1954 E+02	5.9628 E+02	1.1890 E+03	5.8075 E+03	1.1282 E+04
Zr	⁹⁰Zr(n,2n)⁸⁹Zr	1.2024 E+00	6.0182 E+00	1.2051 E+01	6.0822 E+01	1.2284 E+02	no results	7.4440 E-01	1.4904 E+00	7.5344 E+00	1.5199 E+01
Nb	⁹³Nb(n,2n)⁹²mNb	7.1749 E-01	3.5874 E+00	7.1748 E+00	3.5874 E+01	7.1746 E+01	8.9636 E-02	4.4818 E-01	8.9636 E-01	4.4817 E+00	8.9633 E+00

Tabela 2.3.2. Aktywność właściwa produktów reakcji dla próbek napromieniowanych w 2 lokalizacjach w porcie środkowym dla Oktantu 6.

Próbka	Reakcja	Początek portu					Środek portu				
		Aktywność [Bq/g]					Aktywność [Bq/g]				
		1 s	5 s	10 s	50 s	100 s	1 s	5 s	10 s	50 s	100 s
Ti	⁴⁷Ti(n,p)⁴⁷Sc	1.0337 E+00	5.1686 E+00	1.0337 E+01	5.1682 E+01	1.0336 E+02	3.2775 E-01	1.6387 E+00	3.2775 E+00	1.6386 E+01	3.2770 E+01

	46Ti(n,p)46Sc	no results	4.6453 E-02	9.5356 E-02	5.3638 E-01	1.1240 E+00	no results	1.3555 E-02	2.7839 E-02	1.5780 E-01	3.2944 E-01
Fe	54Fe(n,p)54Mn	1.5833 E-02	7.9165 E-02	1.5833 E-01	7.9165 E-01	1.5833 E+00	4.8644 E-03	2.4322 E-02	4.8644 E-02	2.4322 E-01	4.8644 E-01
	56Fe(n,p)56Mn	3.3417 E+01	1.6704 E+02	3.3402 E+02	1.6660 E+03	3.3250 E+03	9.5599 E+00	4.7789 E+01	9.5557 E+01	4.7663 E+02	9.5122 E+02
Ni	58Ni(n,p)58Co	9.3017 E-01	4.6510 E+00	9.3021 E+00	4.6518 E+01	9.3055 E+01	2.9373 E-01	1.4687 E+00	2.9374 E+00	1.4689 E+01	2.9385 E+01
	58Ni(n,2n)57Ni	no results	1.4545 E+00	2.9090 E+00	1.4543 E+01	2.9083 E+01	no results	no results	8.0244 E-01	4.0118 E+00	8.0226 E+00
Zn	64Zn(n,p)64Cu	3.2021 E+01	1.6010 E+02	3.2019 E+02	1.6004 E+03	3.1997 E+03	9.7578 E+00	4.8788 E+01	9.7572 E+01	4.8771 E+02	9.7505 E+02
Y	89Y(n,n')89mY	1.8921 E+06	8.7000 E+06	1.5687 E+07	3.9352 E+07	4.2762 E+07	6.4654 E+05	2.9728 E+06	5.3604 E+06	1.3451 E+07	1.4612 E+07
Cd	111Cd(n,n')111mCd	1.4650 E+03	7.3199 E+03	1.4630 E+04	7.2590 E+04	1.4457 E+05	6.0386 E+02	3.0171 E+03	6.0301 E+03	2.9920 E+04	5.9589 E+04
In	115In(n,n')115mIn	1.3172 E+03	6.5856 E+03	1.3170 E+04	6.5792 E+04	1.3144 E+05	4.8351 E+02	2.4174 E+03	4.8342 E+03	2.4150 E+04	4.8249 E+04
Au	197Au(n,n')197mAu	1.8422 E+06	7.7945 E+06	1.2831 E+07	2.1137 E+07	2.1536 E+07	6.8077 E+05	2.8848 E+06	4.7478 E+06	7.8063 E+06	7.9564 E+06
Al	27Al(n,p)27Mg	9.1654 E+02	4.5715 E+03	9.1152 E+03	4.4484 E+04	8.6339 E+04	2.7177 E+02	1.3555 E+03	2.7028 E+03	1.3190 E+04	2.5601 E+04
	27Al(n,a)24Na	1.3904 E+01	6.9518 E+01	1.3903 E+02	6.9498 E+02	1.3895 E+03	3.9708 E+00	1.9854 E+01	3.9706 E+01	1.9848 E+02	3.9683 E+02
Si	28Si(n,p)28Al	1.1233 E+04	5.5592 E+04	1.0977 E+05	4.9748 E+05	8.8370 E+05	3.2832 E+03	1.6249 E+04	3.2085 E+04	1.4565 E+05	2.4791 E+05
Co	59Co(n,a)56Mn	9.2743 E+00	4.6365 E+01	9.2712 E+01	4.6287 E+02	9.2402 E+02	no results	1.3149 E+01	2.6293 E+01	1.3127 E+02	2.6205 E+02
	59Co(n,2n)58Co	1.1120 E-01	5.5606 E-01	1.1122 E+00	5.5650 E+00	1.1140 E+01	3.0890 E-02	1.5446 E-01	3.0895 E-01	1.5458 E+00	3.0944 E+00
Cu	63Cu(n,2n)62Cu	1.2493 E+03	6.2317 E+03	1.2427 E+04	6.0689 E+04	1.1791 E+05	3.4636 E+02	1.7277 E+03	3.4452 E+03	1.6826 E+04	3.2690 E+04
Zr	90Zr(n,2n)89Zr	1.5577 E+00	7.7958 E+00	1.5611 E+01	7.8784 E+01	1.5913 E+02	4.3138 E-01	2.1588 E+00	4.3229 E+00	2.1855 E+01	4.4092 E+01
Nb	93Nb(n,2n)92mNb	9.2441 E-01	4.6220 E+00	9.2440 E+00	4.6219 E+01	9.2437 E+01	2.5945 E-01	1.2973 E+00	2.5945 E+00	1.2972 E+01	2.5944 E+01

Tabela 2.3.3. Aktywność właściwa produktów reakcji dla próbek napromieniowanych w 2 lokalizacjach w porcie dolnym dla Oktantu 6.

Próbka	Reakcja	Początek portu					Środek portu				
		Aktywność [Bq/g]					Aktywność [Bq/g]				
		1 s	5 s	10 s	50 s	100 s	1 s	5 s	10 s	50 s	100 s
Ti	$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	no results	1.1033 E+00	2.2065 E+00	1.1032 E+01	2.2063 E+01	no results	no results	2.8324 E-01	1.4161 E+00	2.8321 E+00
	$^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$	no results	1.2841 E-02	2.6393 E-02	1.5012 E-01	3.1133 E-01	no results	no results	no results	1.8717 E-02	3.8827 E-02
Fe	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	3.1601 E-03	1.5800 E-02	3.1601 E-02	1.5800 E-01	3.1601 E-01	no results	no results	3.9355 E-03	1.9677 E-02	3.9355 E-02
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	8.8202 E+00	4.4091 E+01	8.8163 E+01	4.3975 E+02	8.7762 E+02	no results	no results	1.0875 E+01	5.4245 E+01	1.0826 E+02
Ni	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	1.8928 E-01	9.4643 E-01	1.8929 E+00	9.4661 E+00	1.8936 E+01	2.4127 E-02	1.2064 E-01	2.4129 E-01	1.2066 E+00	2.4138 E+00
	$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	no results	no results	6.6773 E-01	3.3383 E+00	6.6758 E+00	no results	no results	no results	no results	8.1585 E-01
Zn	$^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$	6.2848 E+00	3.1423 E+01	6.2844 E+01	3.1412 E+02	6.2801 E+02	no results	3.8940 E+00	7.7876 E+00	3.8926 E+01	7.7823 E+01
Y	$^{89}\text{Y}(n,n')^{89\text{m}}\text{Y}$	4.6101 E+05	2.1197 E+06	3.8222 E+06	9.5928 E+06	1.0419 E+07	6.4668 E+04	2.9735 E+05	5.3616 E+05	1.3511 E+06	1.4620 E+06
Cd	$^{111}\text{Cd}(n,n')^{111\text{m}}\text{Cd}$	6.1242 E+02	3.0599 E+03	6.1156 E+03	3.0444 E+04	6.0533 E+04	1.3858 E+02	6.9263 E+02	1.3845 E+03	6.8896 E+03	1.3698 E+04
In	$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	3.7512 E+02	1.8754 E+03	3.7505 E+03	1.8736 E+04	3.7432 E+04	5.9072 E+01	2.9533 E+02	5.9060 E+02	2.9505 E+03	5.8946 E+03
Au	$^{197}\text{Au}(n,n')^{197\text{m}}\text{Au}$	5.3654 E+05	2.2750 E+06	3.7427 E+06	6.1511 E+06	6.2700 E+06	9.0568 E+04	3.8541 E+05	6.3268 E+05	1.0460 E+06	1.0580 E+06
Al	$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	2.6403 E+02	1.3169 E+03	2.6259 E+03	1.2815 E+04	2.4872 E+04	no results	1.6444 E+02	3.2787 E+02	1.6002 E+03	3.1058 E+03
	$^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$	3.6646 E+00	1.8323 E+01	3.6644 E+01	1.8317 E+02	3.6623 E+02	no results	2.2545 E+00	4.5089 E+00	2.2539 E+01	4.5063 E+01
Si	$^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$	3.1247 E+03	1.5464 E+04	3.0535 E+04	1.3862 E+05	2.4602 E+05	no results	1.9027 E+03	3.7715 E+03	1.7174 E+04	3.0492 E+04
Co	$^{59}\text{Co}(n,a)^{56}\text{Mn}$	no results	1.1940 E+01	2.3876 E+01	1.1920 E+02	2.3796 E+02	no results	no results	no results	1.4665 E+01	2.9275 E+01
	$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	2.6842 E-02	1.3422 E-01	2.6847 E-01	1.3433 E+00	2.6890 E+00	no results	1.6485 E-02	3.2973 E-02	1.6498 E-01	3.3026 E-01
Cu	$^{63}\text{Cu}(n,2n)^{62}\text{Cu}$	2.9726 E+02	1.4828 E+03	2.9568 E+03	1.4441 E+04	2.8055 E+04	no results	1.8197 E+02	3.6286 E+02	1.7723 E+03	3.4431 E+03

Zr	90Zr(n,2n)89Zr	3.6619 E-01	1.8326 E+00	3.6694 E+00	1.8534 E+01	3.7396 E+01	no results	no results	4.4969 E-01	2.2726 E+00	4.5835 E+00
Nb	93Nb(n,2n)92mNb	2.3213 E-01	1.1606 E+00	2.3213 E+00	1.1606 E+01	2.3212 E+01	no results	1.4269 E-01	2.8538 E-01	1.4269 E+00	2.8537 E+00

Porównując aktywności właściwe produktów reakcji dla miejsc napromieniowania w różnych Oktantach można zauważyć, że wyniki otrzymane dla miejsc napromieniowania w Oktancie 10 są najwyższe. Najniższe wartości uzyskano dla lokalizacji napromieniowania w Oktancie 18. Jeśli chodzi o wartości aktywności otrzymane dla lokalizacji w różnych portach, zauważono, że wartości te są zawsze wyższe dla lokalizacji w porcie środkowym. Przeprowadzona analiza wykazała, że progowe reakcje jądrowe $^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$, $^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$, $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$, $^{59}\text{Co}(n,a)^{56}\text{Mn}$ nie nadają się do monitorowania neutronów dla wyładowań plazmowych o czasie emisji neutronów krótszym niż 10s. Dlatego też te reakcje nie powinny być dłużej brane pod uwagę. W przypadku reakcji $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$, $^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$, obliczone aktywności właściwe produktów reakcji były bardzo niskie, co oznacza, że trudno byłoby uzyskać dobre statystyki zliczania przy rozsądnym czasie pomiaru. Dlatego też te reakcje nie powinny być rozważane w dalszej analizie. Zauważono, że aktywności właściwe produktów reakcji $^{89}\text{Y}(n,n')^{89\text{m}}\text{Y}$ and $^{197}\text{Au}(n,n')^{197\text{m}}\text{Au}$ są znacznie wyższe w porównaniu z wynikami dla innych reakcji. Oznacza to, że próbki te mogą uwalniać wysokie dawki promieniowania i operatorzy powinni obchodzić się z nimi ostrożnie.

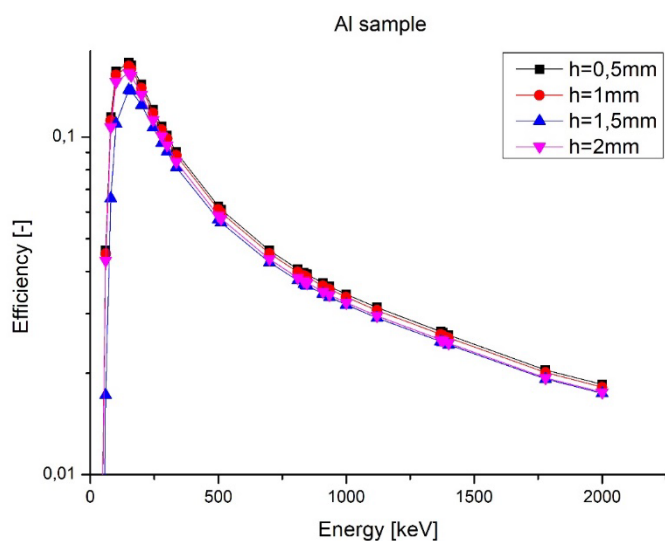
Po każdym wyładowaniu kapsuła z napromieniowanymi próbkami powinna być transportowana (systemem poczty pneumatycznej) do Laboratorium Spektrometrii Gamma, gdzie wykonywane będą pomiary spektrometrii gamma. Jednym z zadań przewidzianych do wykonania w 2022 roku była optymalizacja pomiarów spektrometrii gamma dla rozważanego systemu aktywacyjnego dla JT60-SA. Do przeprowadzenia tej analizy zespół IPPLM wybrał następujący detektor HPGe: wydajność względna wynosząca 30%, FWHM dla fotonów 1332 keV wynosząca około 1,80 keV. Rozważany detektor jest wyposażony w charakterystykę numeryczną, która umożliwia przeprowadzenie kalibracji wydajnościowej bez użycia źródeł kalibracyjnych. Detektor HPGe z masywną osłoną ołowianą zastosowany w analizie przedstawiono na rysunku 2.3.2.



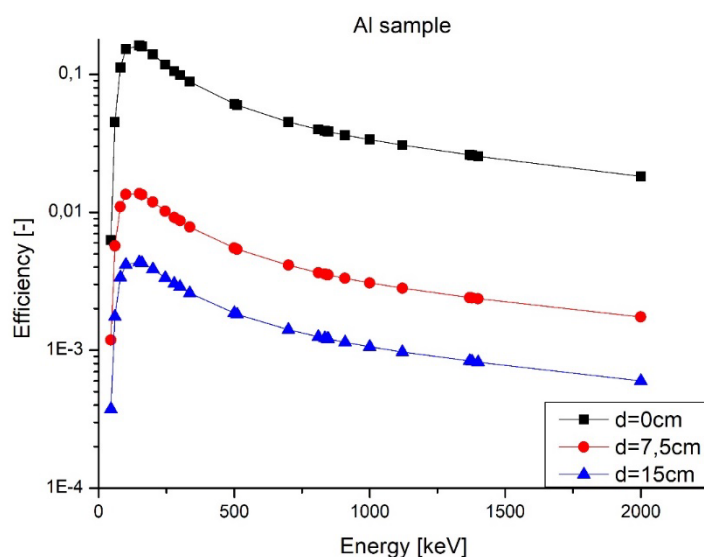
Rys. 2.3.2. Detektor HPGe wraz z osłoną ołowianą zastosowany w analizie.

Wydajność rejestracji kwantów gamma zależy od energii mierzonych fotonów a także od geometrii pomiarowej. W związku z tym zespół naukowców z Laboratorium Diagnostyki Neutronów i Promieniowania Gamma przeprowadził dwie różne analizy. W pierwszym przypadku odległość detektor-próbka wynosiła 0 cm, średnica każdej próbki wynosiła 18 mm i przyjęto następujące grubości próbki: 0,5 mm, 1 mm, 1,5 mm i 2 mm. Druga analiza polegała na zmianie odległości detektora od próbki przy zachowaniu niezmiennionej geometrii próbki. Dla tego przypadku każda próbka miała średnicę 18 mm i grubość 1 mm. Rozważono następujące odległości detektor-próbka: 0 cm, 7,5 cm i 15 cm. Model dla każdej z rozważanej geometrii został przygotowany w Geomtry

Composer, a krzywe kalibracji wydajnościowej zostały obliczone za pomocą oprogramowania LabSOCS. Rysunek 2.3.3 przedstawia zmiany krzywych kalibracji wydajnościowej dla różnych rozmiarów próbki Al, natomiast rysunek 2.3.4 przedstawia krzywe kalibracji wydajnościowej dla różnych odległości detektor-próbka (Al).



Rys. 2.3.3. Obliczone krzywe kalibracji wydajnościowej dla różnych grubości próbki Al.



Rys. 2.3.4. Obliczone krzywe kalibracji wydajnościowej dla różnych odległości pomiędzy detektorem a próbką Al.

Przeprowadzona analiza wykazała, że wpływ wzrostu grubości próbki na wartości wydajności rejestracji promieniowania gamma nie jest istotny. Największe rozbieżności pomiędzy wartościami wydajności rejestracji promieniowania obliczonymi dla różnych grubości próbek zaobserwowano dla energii kwantów gamma mniejszych niż 500 keV. Ta różnica była najbardziej zauważalna dla próbki Au, co można wytłumaczyć dużą gęstością złota (19,28 g/cm³) w porównaniu z innymi próbkami. Wyniki dla próbki Si są prawie identyczne dla wszystkich grubości próbek. Badając wpływ odległości detektora od próbki na wartości wydajności rejestracji promieniowania gamma zaobserwowano, że wartość ta gwałtownie spada wraz ze wzrostem odległości. Dla odległości 15 cm pomiędzy detektorem a próbką wartości sprawności są o około 95% mniejsze w porównaniu do wartości dla próbki leżącej bezpośrednio na detektorze.

Kolejnym ważnym parametrem w pomiarach spektrometrii promieniowania gamma jest czas pomiaru próbki potrzebny do uzyskania niepewności powierzchni pola pod pikiem dla danego kwantu gamma równej 1%. Ma to kluczowe znaczenie dla przygotowania optymalnej sekwencji pomiarów, gdy podczas jednego wyładowania naświetlana jest więcej niż 1 próbka. W związku z tym, zespół naukowców z IFPiLM przygotował dodatkowe

analizy mające na celu wyznaczenie czasu pomiaru każdej z próbek, aby uzyskać 1% niepewności pola pod pikiem dla kwantu gamma o danej energii. W ramach pierwszej analizy zbadano wpływ 3 różnych odległości detektor-próbka na czas pomiaru próbki. Do obliczenia czasu pomiaru potrzebnego do uzyskania niepewności powierzchni pola pod pikiem równej 1% przyjęto następujące założenia: wartości radioaktywności obliczone za pomocą kodu FISPACT-II dla początku portu środkowego w oktancie 10, czas naświetlania 50 s, średnicę próbki 18 mm oraz jej grubość 1 mm. Druga analiza dotyczyła zbadania wpływu grubości próbki na czas jej pomiaru. W tym przypadku przyjęto następujące założenia: wartości radioaktywności obliczone za pomocą kodu FISPACT-II dla początku portu środkowego w Oktancie 10, czas naświetlania 50 s, odległość detektor-próbka 0 cm i średnicę próbki 18 mm. Grubość próbki zmieniała się od 0,5 mm do 2 mm.

Przeprowadzona analiza wykazała, że wraz ze wzrostem odległości między detektorem a próbką czas pomiaru potrzebny do uzyskania 1% niepewności pola pod pikiem znacząco wzrasta. Można również zauważyć, że dla reakcji $^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$, $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$, $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$, $^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$ czas pomiaru potrzebny do uzyskania 1% niepewności pola pod pikiem jest większy niż kilka godzin. Oznacza to, że reakcje te nie nadają się do monitorowania neutronów podczas kolejnych wyładowań plazmowych. Analiza ta potwierdziła, że reakcje te należy wykluczyć z dalszych rozważań. Jeśli chodzi o wpływ grubości próbki na czas pomiaru potrzebny do uzyskania 1% niepewności pola pod pikiem, zaobserwowano, że obliczony czas pomiaru maleje wraz ze wzrostem grubości próbki zgodnie z przewidywaniami.

W 2022 roku zespół naukowców z IFPiLM przeprowadził również analizę mającą na celu zbadanie wpływu ilości 14 MeV neutronów pochodzących z dopalania trytu na poziom aktywności poszczególnych produktów reakcji powstających w próbkach napromieniowanych w zakończeniach aktywacyjnych dla JT60-SA. Symulacje te zostały przeprowadzone przy użyciu kodu FISPACT-II dla wszystkich rozważanych progowych reakcji jądrowych oraz dla lokalizacji zakończeń aktywacyjnych w Oktancie 10. Wartości przekrojów czynnych zostały zaczerpnięte z biblioteki TENDL-2019. W obliczeniach przyjęto następujące czasy napromieniowania próbek: 1s, 5s, 10s, 50s i 100s. Zakładana całkowita wydajność neutronów wynosiła $4,5 \cdot 10^{16}$ neutronów w 4π . Przyjęto następujące ilości neutronów 14 MeV w plazmie deuterowej: 1%, 2%, 3%. Wyniki symulacji dla lokalizacji napromieniowania w porcie środkowym przedstawiono w Tabeli 2.3.4.

Tabela 2.3.4. Wyniki obliczeń z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla różnych zawartości neutronów 14MeV w plazmie DD dla portu środkowego.

Próbka	Reakcja	Zawartość 14 MeV neutronów	Początek portu					Środek portu				
			Aktywność właściwa [Bq/g]					Aktywność właściwa [Bq/g]				
			1 s	5 s	10 s	50 s	100 s	1 s	5 s	10 s	50 s	100 s
Ti	$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	1%	1.540 7E+00	7.703 6E+00	1.540 7E+01	7.703 3E+01	1.540 5E+02	5.970 8E-01	2.985 4E+00	5.970 7E+00	2.985 2E+01	5.969 9E+01
		2%	2.055 5E+00	1.027 7E+01	2.055 5E+01	1.027 7E+02	2.055 2E+02	7.326 3E-01	3.663 1E+00	7.326 2E+00	3.662 9E+01	7.325 2E+01
		3%	2.551 6E+00	1.275 8E+01	2.551 6E+01	1.275 7E+02	2.551 3E+02	8.670 8E-01	4.335 4E+00	8.670 7E+00	4.335 1E+01	8.669 5E+01
	$^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$	1%	3.562 2E-02	1.835 1E-01	3.763 3E-01	2.071 1E+00	4.385 7E+00	no result s	4.409 5E-02	9.039 5E-02	5.060 5E-01	1.057 7E+00

		2%	6.028 8E-02	3.093 5E-01	6.355 9E-01	3.503 7E+00	7.407 2E+00	1.504 5E-02	7.757 7E-02	1.589 7E-01	8.868 1E-01	1.855 3E+00
		3%	8.405 6E-02	4.308 6E-01	8.856 2E-01	4.883 9E+00	1.031 8E+01	2.149 0E-02	1.107 9E-01	2.269 9E-01	1.263 3E+00	2.645 0E+00
Fe	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	1%	2.122 8E-02	1.061 4E-01	2.122 8E-01	1.061 4E+00	2.122 8E+00	8.523 8E-03	4.261 9E-02	8.523 8E-02	4.261 9E-01	8.523 8E-01
		2%	2.685 6E-02	1.342 8E-01	2.685 6E-01	1.342 8E+00	2.685 6E+00	1.000 7E-02	5.003 4E-02	1.000 7E-01	5.003 4E-01	1.000 7E+00
		3%	3.227 9E-02	1.613 9E-01	3.227 9E-01	1.613 9E+00	3.227 9E+00	1.147 8E-02	5.738 8E-02	1.147 8E-01	5.738 8E-01	1.147 8E+00
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	1%	1.321 6E+02	6.606 5E+02	1.321 0E+03	6.589 1E+03	1.316 1E+04	3.119 1E+01	1.559 2E+02	3.117 7E+02	1.555 1E+03	3.103 5E+03
		2%	2.234 3E+02	1.116 9E+03	2.233 3E+03	1.113 9E+04	2.224 9E+04	5.523 5E+01	2.761 1E+02	5.521 0E+02	2.753 8E+03	5.495 9E+03
		3%	3.113 6E+02	1.556 4E+03	3.112 2E+03	1.552 3E+04	3.100 6E+04	7.908 1E+01	3.953 2E+02	7.904 6E+02	3.942 7E+03	7.868 6E+03
Ni	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	1%	1.031 8E+00	5.159 3E+00	1.031 9E+01	5.160 4E+01	1.032 4E+02	4.701 1E-01	2.350 6E+00	4.701 4E+00	2.351 1E+01	4.703 2E+01
		2%	1.165 1E+00	5.825 7E+00	1.165 2E+01	5.827 2E+01	1.165 8E+02	5.052 4E-01	2.526 3E+00	5.052 7E+00	2.526 8E+01	5.054 9E+01
		3%	1.293 5E+00	6.467 9E+00	1.293 6E+01	6.469 7E+01	1.294 4E+02	5.400 7E-01	2.700 4E+00	5.401 0E+00	2.701 1E+01	5.403 6E+01
	$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	1%	1.613 3E+00	8.066 3E+00	1.613 2E+01	8.065 4E+01	1.612 9E+02	no result s	1.918 3E+00	3.836 5E+00	1.918 0E+01	3.835 6E+01
		2%	2.859 1E+00	1.429 5E+01	2.859 0E+01	1.429 3E+02	2.858 3E+02	7.116 3E-01	3.558 1E+00	7.116 0E+00	3.557 7E+01	7.114 4E+01
		3%	4.059 4E+00	2.029 7E+01	4.059 2E+01	2.029 4E+02	4.058 3E+02	1.036 9E+00	5.184 5E+00	1.036 9E+01	5.184 0E+01	1.036 7E+02
Zn	$^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$	1%	4.377 4E+01	2.188 6E+02	4.377 1E+02	2.187 9E+03	4.374 1E+03	1.735 2E+01	8.675 5E+01	1.735 0E+02	8.672 5E+02	1.733 8E+03
		2%	5.596 6E+01	2.798 2E+02	5.596 2E+02	2.797 3E+03	5.592 4E+03	2.056 4E+01	1.028 2E+02	2.056 2E+02	1.027 8E+03	2.054 8E+03
		3%	6.771 3E+01	3.385 6E+02	6.770 8E+02	3.384 4E+03	6.766 2E+03	2.375 0E+01	1.187 5E+02	2.374 8E+02	1.187 0E+03	2.373 2E+03
Y		1%	1.968 7E+06	9.052 3E+06	1.632 3E+07	4.094 5E+07	4.449 5E+07	9.456 4E+05	4.348 0E+06	7.840 2E+06	1.967 0E+07	2.137 2E+07

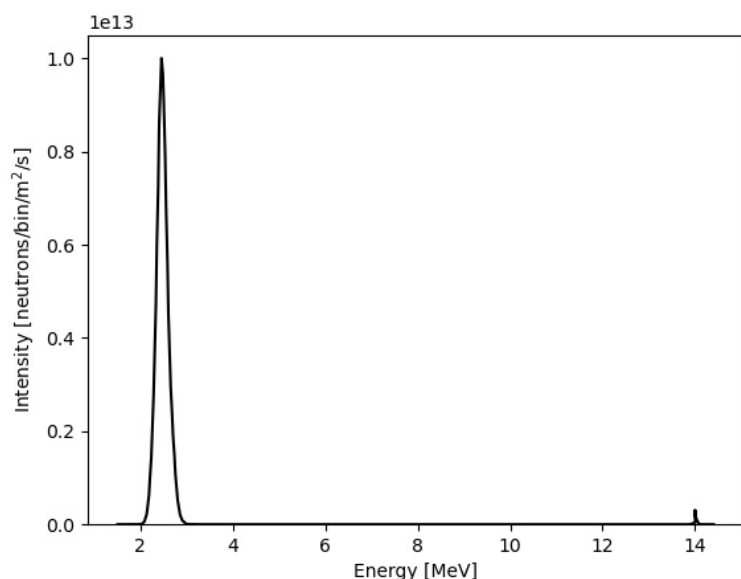
	89Y(n, n')89m Y	2%	2.104 1E+06	9.674 9E+06	1.744 5E+07	4.376 1E+07	4.755 7E+07	9.813 1E+05	4.512 1E+06	8.136 0E+06	2.041 2E+07	2.217 8E+07
		3%	2.234 6E+06	1.027 5E+07	1.852 7E+07	4.647 4E+07	5.050 7E+07	1.016 7E+06	4.674 8E+06	8.429 3E+06	2.114 8E+07	2.297 8E+07
Cd	111Cd(n,n')11 1mCd	1%	1.692 0E+03	8.453 8E+03	1.689 6E+04	8.387 3E+04	1.665 8E+05	7.749 3E+02	3.871 8E+03	7.738 4E+03	3.839 6E+04	7.627 4E+04
		2%	1.914 0E+03	9.562 8E+03	1.911 3E+04	9.495 5E+04	1.889 9E+05	8.334 0E+02	4.164 0E+03	8.322 3E+03	4.129 3E+04	8.202 9E+04
		3%	2.127 8E+03	1.063 1E+04	2.124 9E+04	1.055 9E+05	2.101 4E+05	8.913 9E+02	4.453 7E+03	8.901 5E+03	4.416 6E+04	8.773 7E+04
In	115In(n,n')11 5mIn	1%	1.276 0E+03	6.379 7E+03	1.275 8E+04	6.373 5E+04	1.273 3E+05	6.485 0E+02	3.242 2E+03	6.483 8E+03	3.239 1E+04	6.471 3E+04
		2%	1.276 9E+03	6.384 0E+03	1.276 7E+04	6.377 8E+04	1.274 2E+05	6.487 3E+02	3.243 4E+03	6.486 1E+03	3.240 2E+04	6.473 5E+04
		3%	1.277 7E+03	6.388 1E+03	1.277 5E+04	6.381 9E+04	1.275 0E+05	6.489 6E+02	3.244 5E+03	6.488 3E+03	3.241 4E+04	6.475 8E+04
Au	197Au (n,n')1 97mA u	1%	1.780 3E+06	7.526 1E+06	1.237 8E+07	2.042 2E+07	2.080 5E+07	9.046 0E+05	3.829 7E+06	6.303 6E+06	1.037 9E+07	1.057 6E+07
		2%	1.782 2E+06	7.532 0E+06	1.238 7E+07	2.044 2E+07	2.082 6E+07	9.050 9E+05	3.829 9E+06	6.300 8E+06	1.038 4E+07	1.058 0E+07
		3%	1.784 0E+06	7.538 7E+06	1.239 7E+07	2.046 2E+07	2.084 6E+07	9.055 8E+05	3.830 6E+06	6.301 0E+06	1.038 9E+07	1.058 4E+07
Al	27Al(n ,p)Mg 27	1%	3.287 1E+03	1.639 5E+04	3.269 1E+04	1.595 4E+05	3.096 5E+05	7.986 0E+02	3.983 2E+03	7.942 2E+03	3.876 0E+04	7.523 0E+04
		2%	5.470 3E+03	2.728 5E+04	5.440 3E+04	2.655 0E+05	5.153 0E+05	1.373 8E+03	6.852 3E+03	1.366 3E+04	6.667 9E+04	1.294 2E+05
		3%	7.573 9E+03	3.777 7E+04	7.532 4E+04	3.675 9E+05	7.134 5E+05	1.944 3E+03	9.697 7E+03	1.933 6E+04	9.436 7E+04	1.831 6E+05
	27Al(n ,a)24N a	1%	5.463 5E+01	2.731 7E+02	5.463 2E+02	2.730 9E+03	5.460 0E+03	1.287 4E+01	6.436 9E+01	1.287 3E+02	6.435 0E+02	1.286 6E+03
		2%	9.226 3E+01	4.613 0E+02	9.225 7E+02	4.611 7E+03	9.220 4E+03	2.278 7E+01	1.139 3E+02	2.278 6E+02	1.139 0E+03	2.277 3E+03
		3%	1.285 2E+02	6.425 7E+02	1.285 1E+03	6.423 8E+03	1.284 4E+04	3.261 9E+01	1.630 9E+02	3.261 7E+02	1.630 4E+03	3.259 8E+03
Si	28Si(n, p)28Al	1%	4.255 1E+04	2.105 8E+05	4.135 4E+05	1.822 2E+06	3.299 8E+06	1.016 9E+04	5.032 6E+04	9.937 3E+04	4.503 0E+05	7.999 8E+05
		2%	7.142 1E+04	3.534 6E+05	6.941 3E+05	3.060 2E+06	5.539 5E+06	1.777 5E+04	8.796 9E+04	1.737 0E+05	7.866 2E+05	1.344 6E+06

		3%	9.923 8E+04	4.911 3E+05	9.644 7E+05	4.265 3E+06	7.707 1E+06	2.531 9E+04	1.253 0E+05	2.460 7E+05	1.084 3E+06	1.963 5E+06
Co	59Co(n,a)56 Mn	1%	3.812 0E+01	1.905 7E+02	3.810 8E+02	1.902 5E+03	3.798 0E+03	8.971 6E+00	4.485 2E+01	8.968 6E+01	4.477 6E+02	8.938 6E+02
		2%	6.484 9E+01	3.242 0E+02	6.482 7E+02	3.236 5E+03	6.461 0E+03	1.601 3E+01	8.005 1E+01	1.600 7E+02	7.991 7E+02	1.595 4E+03
		3%	9.060 1E+01	4.529 4E+02	9.057 1E+02	4.521 8E+03	9.026 8E+03	2.299 6E+01	1.149 6E+02	2.298 8E+02	1.147 7E+03	2.291 1E+03
	59Co(n,2n)5 8Co	1%	4.979 2E-01	2.489 8E+00	4.980 0E+00	2.491 7E+01	4.987 8E+01	1.163 6E-01	5.818 6E-01	1.163 8E+00	5.823 1E+00	1.165 6E+01
		2%	8.579 1E-01	4.289 8E+00	8.580 4E+00	4.293 2E+01	8.593 9E+01	2.111 8E-01	1.056 0E+00	2.112 1E+00	1.056 8E+01	2.115 4E+01
		3%	1.204 8E+00	6.024 2E+00	1.204 9E+01	1.522 6E+02	1.206 8E+02	3.052 2E-01	1.526 2E+00	3.052 7E+00	1.527 4E+01	3.057 5E+01
Cu	63Cu(n,2n)6 2Cu	1%	5.866 5E+03	2.926 3E+04	5.835 3E+04	2.849 9E+05	5.536 7E+05	1.375 2E+03	6.859 8E+03	1.367 9E+04	6.680 7E+04	1.297 9E+05
		2%	1.017 6E+04	5.076 2E+04	1.012 2E+05	4.943 6E+05	9.604 3E+05	2.510 3E+03	1.252 2E+04	2.496 9E+04	1.219 5E+05	2.369 2E+05
		3%	1.432 9E+04	7.147 6E+04	1.425 3E+05	6.960 9E+05	1.352 3E+06	3.636 1E+03	1.813 7E+04	3.616 8E+04	1.766 4E+05	3.431 7E+05
Zr	90Zr(n ,2n)89 Zr	1%	7.399 0E+00	3.703 8E+01	7.418 0E+01	3.748 2E+02	7.582 9E+02	1.733 6E+00	8.676 9E+00	1.738 1E+01	8.789 5E+01	1.779 3E+02
		2%	1.285 3E+01	6.434 4E+01	1.288 7E+02	6.511 8E+02	1.317 3E+03	3.169 7E+00	1.586 7E+01	3.178 5E+01	1.607 6E+02	3.255 2E+02
		3%	1.810 8E+01	9.063 4E+01	1.815 7E+02	9.175 3E+02	1.856 0E+03	4.594 4E+00	2.299 9E+01	4.607 3E+01	2.329 9E+02	4.716 9E+02
Nb	93Nb(n,2n)9 2mNb	1%	3.859 8E+00	1.929 9E+01	3.859 8E+01	1.929 9E+02	3.859 7E+02	9.037 6E-01	4.518 8E+00	9.037 6E+00	4.518 7E+01	9.037 3E+01
		2%	6.583 1E+00	3.291 6E+01	6.583 1E+01	3.291 5E+02	6.582 9E+02	1.621 2E+00	8.105 8E+00	1.621 1E+01	8.105 6E+01	1.621 1E+02
		3%	9.207 1E+00	4.603 5E+01	9.207 1E+01	4.603 5E+02	9.206 7E+02	2.332 7E+00	1.166 3E+01	2.332 7E+01	1.166 3E+02	2.332 6E+02

Dla większości rozważanych reakcji jądrowych wzrost zawartości neutronów pochodzących z dopalania trytu w plazmie DD powoduje wzrost radioaktywności produktu reakcji. Zaobserwowano, że w przypadku reakcji $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$ wzrost ilości neutronów 14 MeV w plazmie DD nie wpływa na wzrost radioaktywności $^{115\text{m}}\text{In}$. Wynika to ze stosunkowo małej wartości przekroju czynnego dla neutronów o energii 14 MeV w porównaniu do neutronów o energii 2,5 MeV. Podobną zależność zauważono dla reakcji $^{197}\text{Au}(n,n')^{197\text{m}}\text{Au}$, ale nie można jej wytłumaczyć kształtem przekroju czynnego reakcji. Dalsza analiza dla tego przypadku zostanie przeprowadzona. W przypadku reakcji $^{89}\text{Y}(n,n')^{89\text{m}}\text{Y}$ zaobserwowano efekt saturacji. Oznacza to, że reakcja ta powinna być

również wykreślona z proponowanej listy progowych reakcji jądrowych pozwalających na monitorowanie emisji neutronów podczas poszczególnych wyładowań plazmowych.

Kolejną analizą przeprowadzoną przez zespół naukowców z IFPiLM dotyczyła zbadania możliwości zastosowania różnych algorytmów dekonwolucji do odtworzenia widma neutronów dla rozważanego położenia próbek aktywacyjnych w zakończeniu aktywacyjnym dla JT60-SA. Do tego celu zastosowano kody oparte na następujących metodach dekonwolucji: Tikhonov Regularization (TR), Minimum Fisher Information (MFI), Maximum Entropy (ME), oraz Maximum Likelihood (ML). Analiza ta została przeprowadzona w oparciu o dane uzyskane w symulacji aktywacyjnej za pomocą kodu FISPACT-II. Zastosowano bibliotekę jądrową JENDL-4.0 i widmo neutronów obliczone dla Scenariusza 5.1 przy użyciu ASCOT. Widmo to uwzględniało neutrony z dopalania trytu na poziomie 3% całkowitej emisji neutronów (Rys. 2.3.5). Radioaktywności produktów reakcji obliczone dla czasu napromieniowania równego 5s i strumienia neutronów $1,18 \times 10^{14}$ n/s/m² przedstawiono w tabeli 2.3.5.



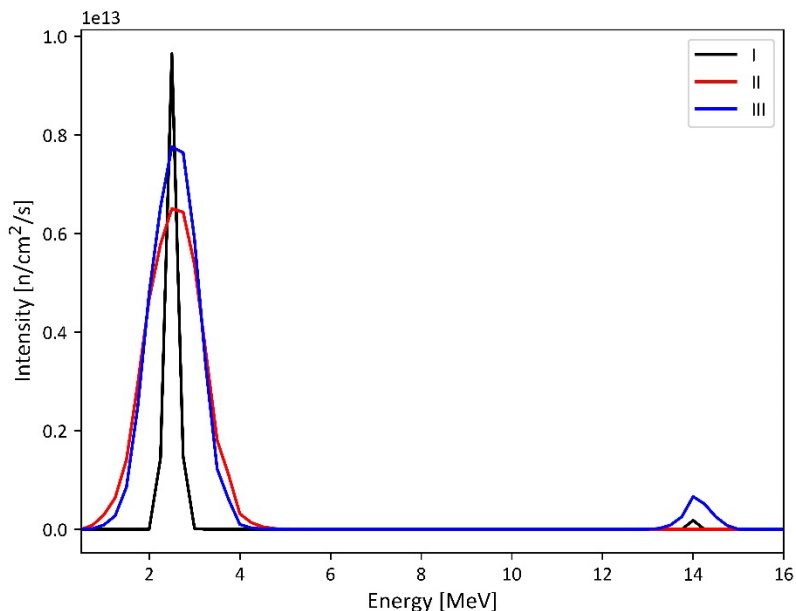
Rys. 2.3.5. Widmo neutronów obliczone dla Scenariusza 5.1 za pomocą kodu ASCOT.

Tabela 2.3.5. Wyniki obliczeń FISPACT-II dla wybranych materiałów aktywacyjnych napromieniowanych w pobliżu pierwszej ściany tokamaka JT60-SA dla Scenariusza 5.1.

Próbka	Reakcja	Aktywność właściwa 5 s napromieniowania [Bq/g]
Al	Al-27(n,p)Mg-27	8,92E+06
	Al-27(n,a) Na-24	1,32E+05
Ti	Ti-47(n,p)Sc-47	3,28E+04
Fe	Fe-56(n,p)Mn-56	3,18E+05
Ni	Ni-58(n,p)Co-58	5,59E+04
Zn	Zn-64(n,p)Cu-64	1,06E+06
Y	Y-89(n,n')Y-89m	5,34E+10
Cd	Cd-111(n,n')Cd-111m	2,72E+07
In	In-115(n,n')In-115m	3,25E+07

Au	Au-197(n,n')Au-197m	4,02E+10
Si	Si-28(n,p)Al-28	9,92E+07
Co	Co-59(n,a)Mn-56	9,17E+04
	Co-59(n,2n)Co-58	2,86E+03
Cu	Cu-63(n,2n)Cu-62	1,39E+07
Zr	Zr-90(n,2n)Zr-89	1,85E+04
Nb	Nb-93(n,2n)Nb-92m	9,03E+03

W analizie rozpatrywane było widmo neutronów w zakresie od 0,5 MeV do 16 MeV. Dolna granica energii związana jest z minimalną energią progową reakcji dla wybranych folii dozymetrycznych. Przeanalizowano 3 struktury binowe: widmo 96 binowe, widmo 73 binowe oraz widmo 63 binowe. Precyzję rekonstrukcji widma eksperymentalnego można określić wyznaczając rozbieżność między widmem zrekonstruowanym a widmem wejściowym (RMS). Metody MFI, ME i ML wymagają podania domyślnego widma jako danych wejściowych dla pierwszej iteracji. Widma wykorzystane w tej analizie przedstawiono na rysunku 2.3.6.



Rys. 2.3.6. Domyślne widmo neutronów zastosowane do dekonwolucji (63 binów).

Rezultaty przeprowadzonej analizy zostały przedstawione w Tabeli 2.3.6.

Tabela. 2.3.6. Współczynnik RMS dla rezultatów dekonwolucji z zastosowaniem metod TR, MFI, ML oraz ME.

Metoda	Widmo domyślne	Struktura binowa		
		63	73	96
TR		1.97	1.82	1.86
MFI	Spectrum I	0	0	0
	Spectrum II	0.63	0.55	0.65
	Spectrum III	0.67	0.52	0.63

ML	Spectrum I	0	0	0
	Spectrum II	0.25	0.39	0.45
	Spectrum III	0.24	0.39	0.44
ME	Spectrum I	0.30	0.37	0.37
	Spectrum II	0.44	0.60	0.48
	Spectrum III	0.41	0.41	0.48

Rozważane widmo neutronów jest trudne do odtworzenia ze względu na jego kształt. Ciągłe struktury mogą być rekonstruowane z dużo większą precyzją. Rzeczywiste widmo neutronów dla JT60-SA będzie miało bardziej gładką strukturę ze względu na obecność rozproszonych neutronów. Najlepsze wyniki uzyskano dla metody ML i najmniejszej liczby binów w widmie. W każdym przypadku metoda ta pozwala na prawidłową rekonstrukcję głównego piku energetycznego. Pík dla neutronów pochodzących z dopalania trytu jest dla tego przypadku szerszy niż powinien i jest również nieco przesunięty w kierunku wyższych energii. Wynik uzyskany za pomocą metody ME i widma domyślnego I jest jedynym, który nie jest identyczny jak ten użyty do symulacji danych syntetycznych.

W ramach prac przewidzianych do wykonania w projekcie WPSA w 2022 roku było również przygotowanie procedury kalibracyjnej dla systemu aktywacyjnego JT60-SA. Procedura ta została szczegółowo opisana w raporcie technicznym dotyczącym tego zadania.

Rozwiązanie problemu technologicznego

Zespół naukowców z IFPiLM zaproponował zastosowanie dodatkowej diagnostyki neutronowej dla tokamaka JT60-SA, który pozwoli na monitorowanie ilości neutronów emitowanych w trakcie danego wyładowania plazmowego a w rezultacie na wyznaczenie podstawowych parametrów plazmy. Analiza przeprowadzona przez zespół naukowców z IFPiLM pozwoliła na wyznaczenie optymalnego położenia zakończenia aktywacyjnego dla JT60-SA – położenia w porcie środkowym w Oktancie 10. Zoptymalizowano również listę reakcji jądrowych, które mogą służyć do monitorowania ilości neutronów w plazmie z dużą dokładnością.

2.4. Neutronowe analizy numeryczne dla komponentów urządzenia DEMO

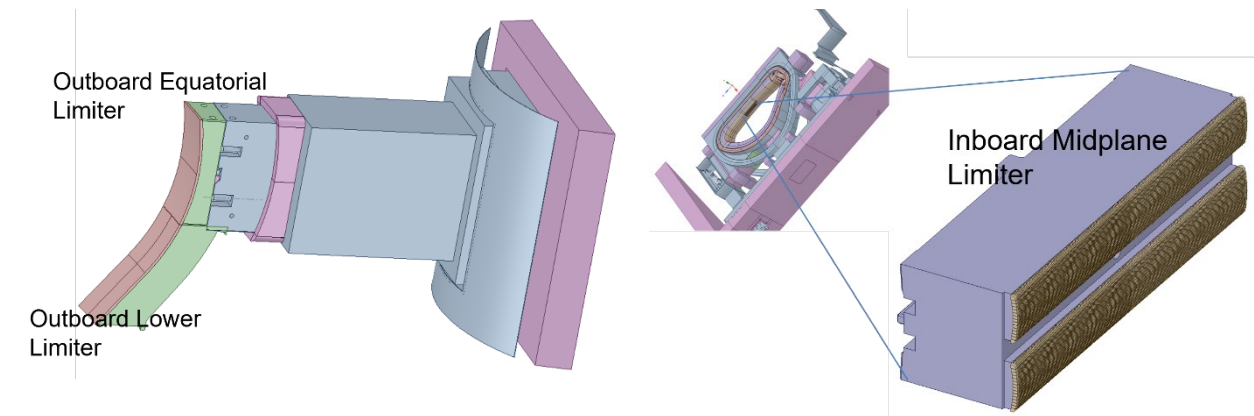
W ramach projektu WPSAE przygotowywane są różnego rodzaju analizy i symulacje numeryczne, które dostarczają istotnych danych wejściowych do raportów bezpieczeństwa dla planowanego układu fuzyjnego DEMO. Należą do nich obliczenia neutronowe, których rezultaty są szczególnie istotne dla potrzeb analizy potencjalnych wypadków związanych z utratą chłodziwa, wyznaczania dawek promieniowania, na które będą narażeni pracownicy wykonujący prace konserwacyjne układu DEMO oraz określenia stopnia zaaktywowania poszczególnych komponentów składowych mającego wpływ na pracę krytycznych urządzeń i diagnostyk.

W 2022 kontynuowano prace badawcze dotyczące przeprowadzenia obliczeń aktywacyjnych dla elementów Outboard Equatorial Limiter (OEL) oraz dla cienkiej warstwy pyłu pochodzącej z erozji materiałów limiterów (Upper Port Limiter UPL, Outboard Lower Limiter OLL, Inboard Midplane Limiter IML oraz OEL) oraz akceleratora elektronów (Equatorial Port Electron Cyclotron EQP EC) narażonych na kontakt z plazmą. Pył zdefiniowano jako warstwę materiałów Plasma Facing Components (PFC) o grubości 25 mikronów. W obliczeniach rozważano dwie koncepcje blanketu: Helium Cooled Pebble Bed (HCPB) oraz Water Cooled Lithium Lead (WCLL). Obliczenia aktywacyjne obejmowały wyznaczenie następujących parametrów: grzanie jądrowe, ciepło rozpadu, dawkę promieniowania, radioaktywność produktu reakcji jak również oszacowanie nuklidów mających największy wkład do wartości poszczególnych parametrów.

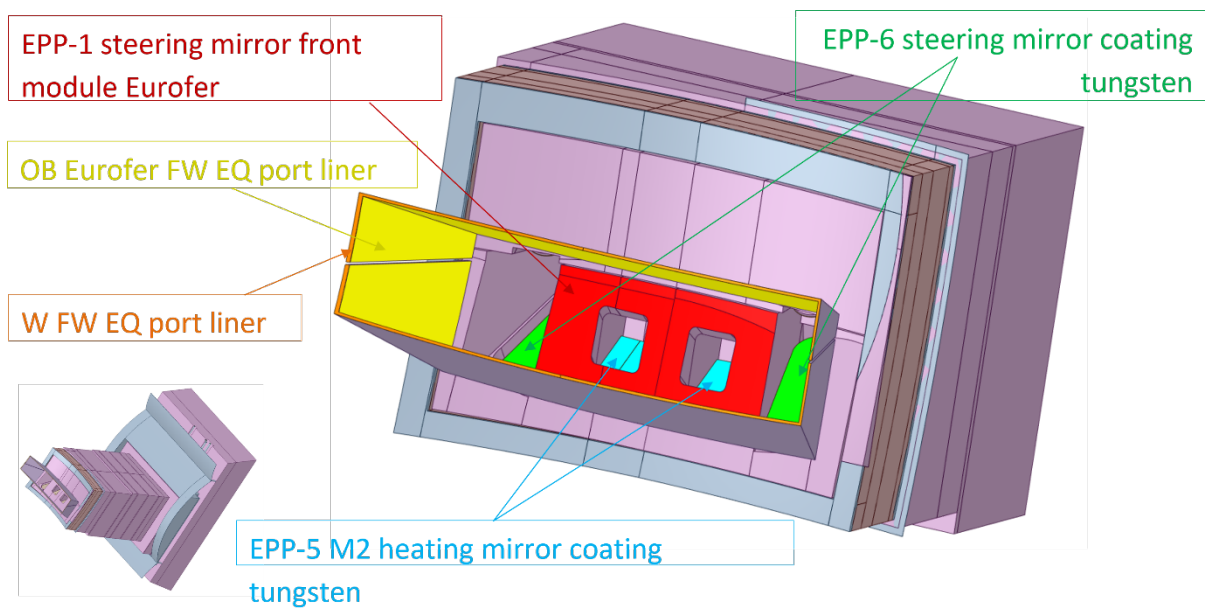
Omówienie wyników badań

Zespół naukowców z Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy przeprowadził obliczenia numeryczne zgodnie z wytycznymi dla analiz neutronowych. Do symulacji transportu promieniowania w materii użyto MCNP6.1 oraz biblioteki przekrojów czynnych FENDL-3.1b.

W kolejnym etapie badań widma neutronów obliczone za pomocą MCNP zostały wykorzystane do przeprowadzenia symulacji ciepła rozpadu i aktywacji dla wszystkich rozważanych elementów OLL, IML, OEL, UPL (Rys. 2.4.1) oraz EQP EC (Rys. 2.4.2) dla DEMO. Do wykonania tego zadania wykorzystano kod aktywacyjny FISPACT-II (wersja 4.0) oraz bibliotekę danych jądrowych TENDL-2019.



Rys. 2.4.1. Outboard Equatorial Limiter (po lewej na górze), Outboard Lower Limiter (po lewej na dole), Inboard Midplane Limiter (po prawej) dla DEMO.



Rys. 2.4.2. Powierzchnie elementów EQP EC dla których obliczono aktywację pyłu.

W kolejnym etapie badań zespół naukowców z IFPiLM przeprowadził obliczenia dotyczące aktywacji cienkiej warstwy pyłu erodowanego z powierzchni PFC. W obliczeniach rozważano następujące limitory: UPL, OLL, IML i OEL. W tabeli 2.4.1 przedstawiono warstwy pyłu oraz numery powierzchni tworzących zewnętrzną powierzchnię PFC oraz objętości tych warstw obliczone jako pole powierzchni PFC pomnożone przez 25 μm. Gęstość pyłu wynosi 19,28 g/cm³.

Tabela 2.4.1. Warstwy pyłu dla limiterów, dla których przeprowadzone zostały obliczenia aktywacyjne.

Warstwa pyłu		Powierzchnia	Objętość
1.	UPL PFC	5561, 5571	138.28706

2.	OLL PFC	95009-95010, 95013-95014, 95017-95018, 95021, 95023-95024, 95027	77.63732
3.	IML PFC1	95102, 95104, 95106, 95108, 95110, 95112, 95114, 95117, 95119, 95121, 95124, 95126, 95128, 95130, 95132, 95135, 95136, 95138, 95140, 95142, 95145, 95156, 95159	26.51794
4.	IMP PFC2	95103, 95105, 95107, 95109, 95111, 95113, 95115, 95116, 95118, 95120, 95125, 95127, 95129, 95131, 95133, 95134, 95137, 95139, 95141, 95143, 95144, 95163, 95219, 95220	26.51708
5.	OEL PFC	2105, 2107	75.30845

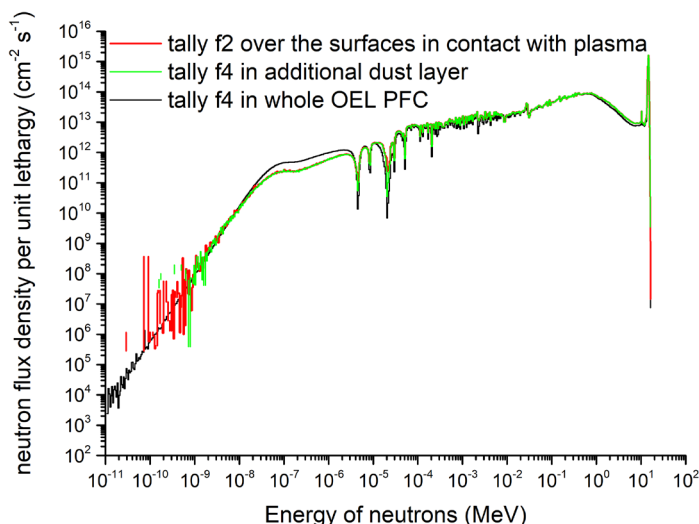
Warstwy pyłu i odpowiadające im powierzchnie dla EQP EC, które rozważano w obliczeniach aktywacyjnych są przedstawione w Tabeli 2.4.2.

Tabela 2.4.2. Warstwy pyłu dla EQP EC, dla których przeprowadzono obliczenia aktywacyjne.

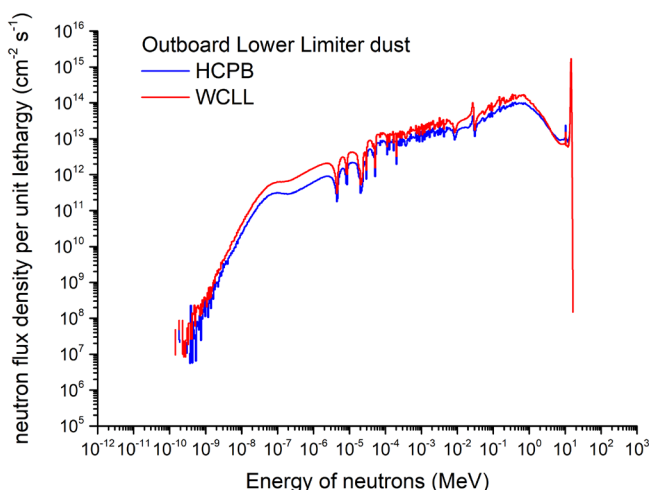
Komponent	Material	Powierzchnia	Suma powierzchni
1. W FW EQ port liner	tungsten	1028, 1031	19.12 cm ²
2. EPP-5 M2 heating mirror coating	tungsten	3767, 3772	38.40 cm ²
3. EPP-6 M2 steering mirror coating	tungsten	3774, 3777	93.80 cm ²
4. OB Eurofer FW EQ port liner	Eurofer	350, 353, 355, 377	868.39 cm ²
5. EPP-1 steering mirror front module	Eurofer	2123, 2124, 2379	141.58 cm ²

Zmiany geometrii modelu MCNP poprzez dodanie cienkich warstw o grubości 25 μm do zewnętrznych warstw limiterów są nieco czasochłonne. Naukowcy z IFPiLM postanowili sprawdzić, czy możliwe jest zastąpienie obliczeń tally f4 dla cienkiej warstwy obliczeniami tally f2 dla powierzchni, z których warstwa pyłu ulega erozji. Dlatego też najpierw obliczono tally f2 dla zewnętrznej powierzchni OEL PFC z HCPB BB. Następnie zmodyfikowano geometrię OEL poprzez dodanie warstwy pyłu o grubości 25 mikronów i obliczono tally f4 w tej cienkiej warstwie. Porównanie widm neutronów obliczonych obiema metodami i widma w całym PFC dla OEL można zobaczyć na rysunku 2.4.3.

Na podstawie wyników przedstawionych na Rys. 2.4.3 wywnioskowano, że obliczenia widma neutronów w cienkiej warstwie pyłu o grubości 25 μm można przeprowadzić za pomocą tally f2 dla zewnętrznych powierzchni limiterów i elementów akceleratora elektronów. Modyfikacja geometrii modeli limiterów i EQP EC nie jest konieczna. W związku z tym metoda ta została zastosowana dla wszystkich limiterów i obu koncepcji BB. Przykładowe widmo neutronów obliczonego za pomocą kodu MCNP dla warstwy pyłu limitera OLL i obu koncepcji BB przedstawiono na Rys. 2.4.4.



Rys. 2.4.3. Widma neutronów obliczone za pomocą 3 metod dla OEL PFC z HCPB BB.

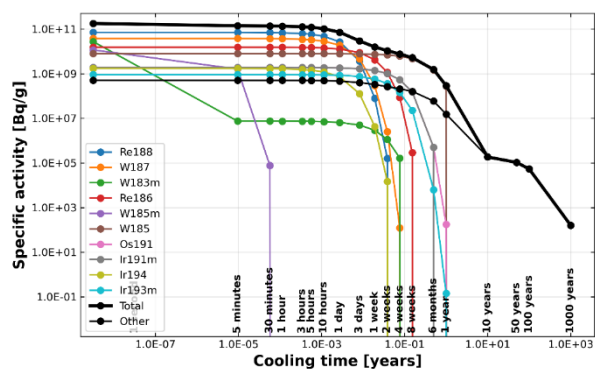
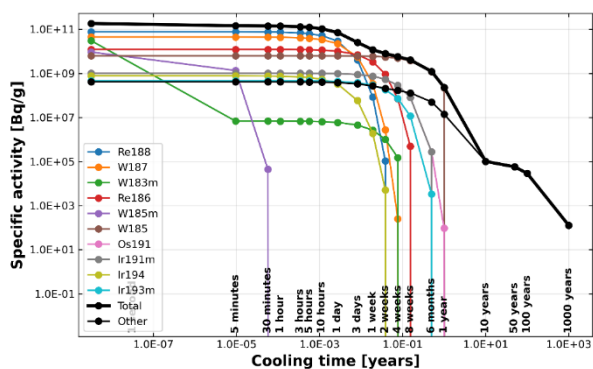


Rys. 2.4.4. Widmo neutronów obliczone za pomocą kodu MCNP dla warstwy pyłu limitera OLL oraz obu koncepcji BB.

Widma neutronów obliczone za pomocą kodu MCNP dla wszystkich komponentów OEL, warstw pyłu dla OLL, OML, OEL, UPL i EQP EC zostały zastosowane do obliczenia ciepła rozpadu, ciepła rozpadu alfa, mocy dawki i aktywacji komponentów i warstw pyłu dla założonego scenariusza napromieniowania. Ze względu na brak informacji o czasie użytkowania limiterów i akceleratora elektronów w dostępnej dokumentacji, do obliczeń przyjęto scenariusz napromieniowania dla fazy 1 EU DEMO. Scenariusz ten składa się z:

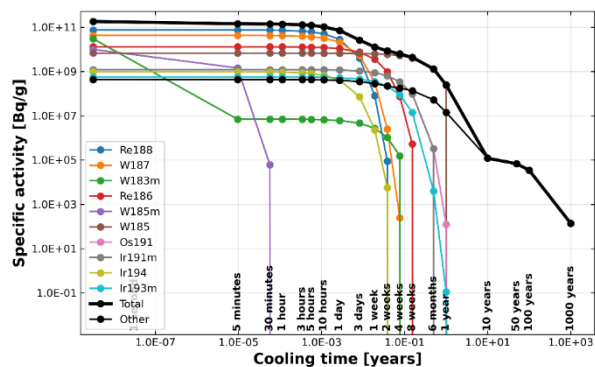
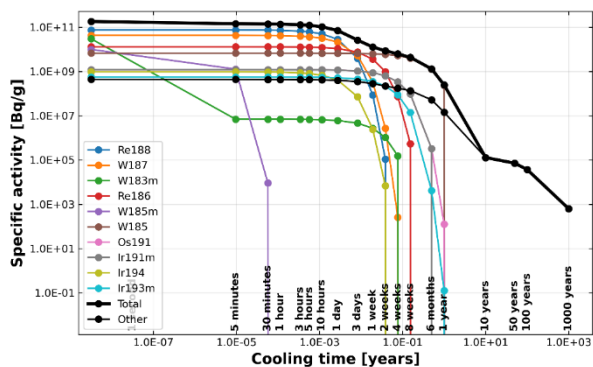
- Nieprzerwanej pracy przez 5,173 lat przy 30% nominalnej mocy fuzji jądrowej,
- 10-dniowej pracy impulsowej z 48 wyładowaniami plazmowymi (4 godziny przy pełnej mocy oraz 1 godzina przerwy pomiędzy wyładowaniami).

Radioaktywność produktów reakcji powstających w elementach składowych OEL oraz warstwach pyłu OLL, OML, OEL, UPL i EQP EC obliczono dla następujących czasów chłodzenia: 0 s, 1 s, 5 min, 15 min, 30 min, 1 h, 3 h, 5 h, 10 h, 1 d, 3 d, 1 tydzień, 2 tygodnie, 4 tygodnie, 8 tygodni, 6 miesięcy, 1 rok, 10 lat, 50 lat, 100 lat, 1000 lat. Dane dotyczące przekrój czynnych dla zachodzących reakcji jądrowych zostały zaczerpnięte z biblioteki jądrowej TENDL-2019. W obliczeniach rozważano dwa składy materiałowe dla wolframu: typical max values of impurities (TMV) guaranteed max values of impurities (GMV). Rezultaty obliczeń aktywacyjnych dla jednej z warstw pyłu dla limitera IML, składu materiałowego wolframu TMV oraz obu koncepcji BB dla DEMO można znaleźć na Rys. 2.4.5.



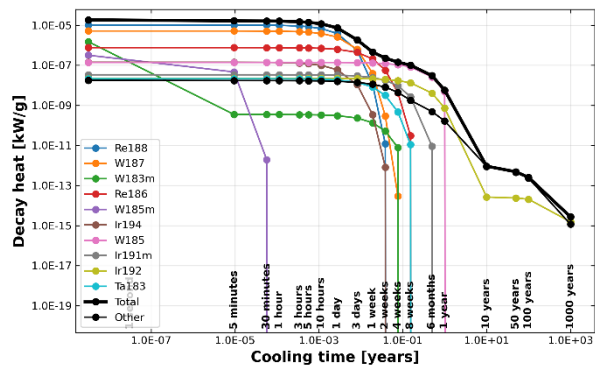
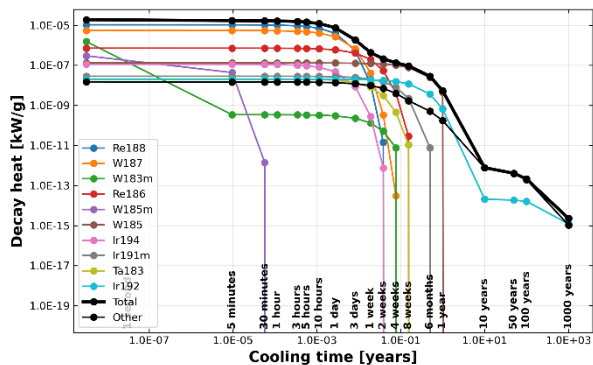
Rys. 2.4.5. Aktywność właściwa obliczona dla warstwy pyłu IML, składu materiałowego wolframu TMV dla koncepcji HCPB BB (po lewej) oraz WCLL BB (po prawej).

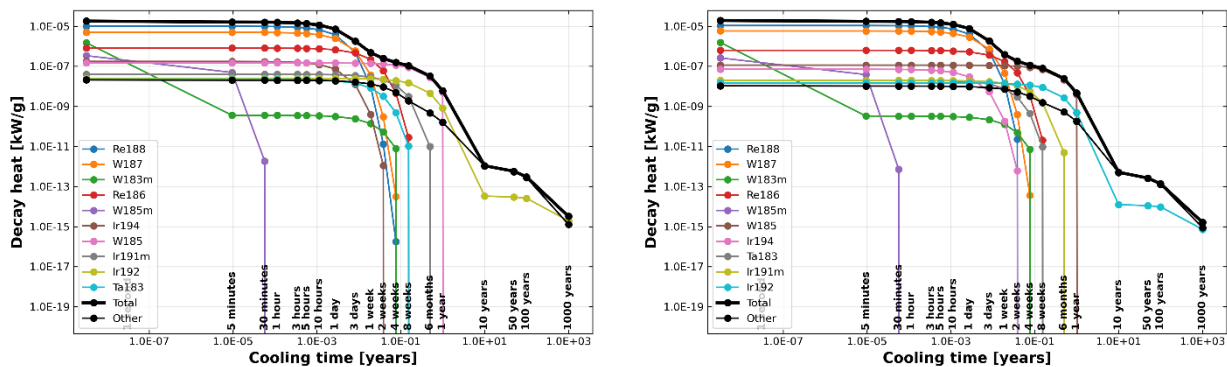
Porównanie wyników obliczeń aktywacyjnych dla warstwy pyłu OEL z HCPB BB dla dwóch składów materiałowych wolframu przedstawiono na Rys. 2.4.6.



Rys. 2.4.6. Aktywność właściwa obliczona dla warstwy pyłu OEL, HCPB BB dla dwóch składów materiałowych wolframu GMV (po lewej) oraz TMV (po prawej).

Przykładowe wyniki obliczeń ciepła rozpadu dla warstw pyłu limiterów IML, OEL, OLL oraz UPL są przedstawione na Rys. 2.4.7.





Rys. 2.4.7. Ciepło rozpadu obliczone dla warstw pyłu limitera IML1 (na górze po lewej), OLL (na dole po lewej), OEL (na górze po prawej) oraz UPL (na dole po prawej) dla DEMO z HCPB BB oraz składem materiałowym wolframu TMV.

Zaobserwowano, że różne składu materiałowe W (GMV, TMV) nie mają wpływu na obliczone wartości: aktywności właściwej, dawki promieniowania, ciepła rozpadu itp. Maksymalna różnica między wynikami dla obu składów materiałowych W mieści się w przedziale 0,1%.

Porównując wyniki obliczeń radioaktywności dla obu rozważanych koncepcji BB dla DEMO (HCPB i WCLL), zaobserwowano, że radioaktywność wielu produktów reakcji (Re186, Ir194, W185m, Ir192, Ta183, W185 itp.) jest większa dla modelu DEMO z WCLL BB. Niemniej jednak całkowita radioaktywność warstw pyłu dla IML, OEL, OLL i UPL jest większa dla modelu DEMO z HCPB (wpływ radionuklidów Re188, W187). Różnica między wynikami dla obu modeli BB jest mniejsza niż 5%.

Obliczone parametry są podobne dla wszystkich warstw pyłu dla limiterów. Największe wartości zaobserwowano dla warstwy pyłu limitera UPL. Maksymalna różnica pomiędzy wynikami dla IML1, IML2, OEL, OLL i UPL jest mniejsza niż 3%.

Rozwiązanie problemu narzędzi informatycznych

W celu przeprowadzenia obliczeń aktywacyjnych dla warstw pyłu limiterów dla układu DEMO konieczne było zintegrowanie najnowszych modeli CAD limiterów OEL, IML, UPL oraz OLL z modelem układu DEMO. Do tego celu zastosowano oprogramowanie Space Claim. Modele CAD limiterów odpowiednio uproszczono, a następnie przekonwertowano do postaci modelu MCNP z zastosowaniem kodu SuperMC. W następnym etapie prac w projekcie WPSAE, otrzymane modele MCNP limiterów zintegrowano z modelem dla układu DEMO i przeprowadzono obliczenia rozkładów strumienia neutronów w funkcji ich energii. Uzyskane widma neutronów zastosowano w obliczeniach aktywacyjnych z zastosowaniem kodu FISPACT-II.

2.5. Pomiary materiałów konstrukcyjnych ITER napromieniowanych w tokamaku JET

Jednym z głównych celów projektu WPPriO ACT jest napromieniowania materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER w strumieniu neutronów 14 MeV w takcie kampanii eksperymentalnych na tokamaku JET. Podstawowymi materiałami, które zostaną napromieniowane w strumieniu neutronów są Nb₃Sn, stale SS316L, stopy W, CuCrZr, OF-Cu, XM-19, NbTi czy też EUROFER. Materiały te zostaną zastosowane do budowy kluczowych elementów tokamaka, jak również systemów grzania czy diagnostyk i w przypadku silnego napromieniowania mogą one emitować promieniowanie wtórne zakłócające pracę krytycznych elementów ITER. Dane eksperymentalne zebrane dla pomiarów zaaktywowanych próbek materiałów tokamaka ITER pozwolą na walidację kodów aktywacyjnych oraz bibliotek stosowanych w fizyce plazmy.

Jednym z zadań przewidzianym do wykonania przez pracowników IFPiLM w 2022 roku, było wyznaczenie radioaktywności produktów reakcji jądrowych powstających w materiałach tokamaka ITER napromieniowanych w trakcie oszacowanie kampanii DTE2 na tokamaku JET. W tym celu przeprowadzone zostały pomiary spektrometrii promieniowania gamma emitowanego z próbek z użyciem detektora HPGe, będącego na wyposażeniu Laboratorium Diagnostyki Neutronów i Promieniowania Gamma w IFPiLM. W ramach tego zadania, przeanalizowano również widma spektrometryczne zarejestrowane dla materiałów konstrukcyjnych

tokamaka ITER zaaktywowanych w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U w trakcie wyładowań plazmowych kampanii DTE2 na tokamaku JET. W 2022 roku zaplanowano również przeprowadzenie charakteryzacji układu niskotłowego z modułem antykoincydencyjnym do pomiaru promieniowania gamma, który zainstalowano w IFPiLM w 2021 roku.

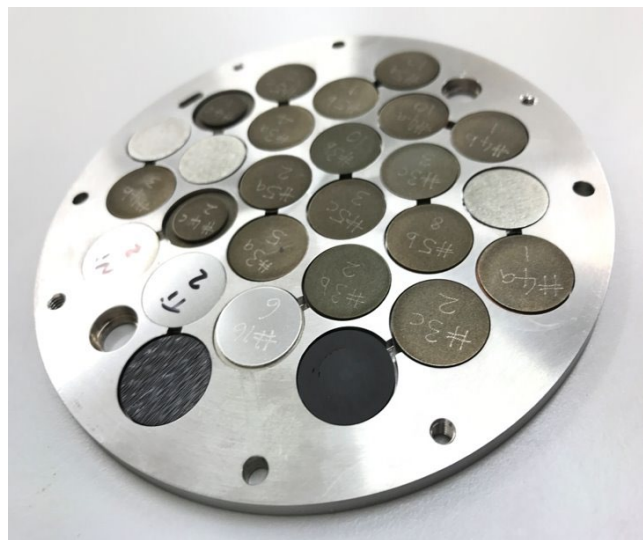
Omówienie wyników badań

Aby zbadać stężenie zanieczyszczeń w materiałach i zweryfikować kody używane do symulacji procesów aktywacyjnych jak również dane pochodzące z bibliotek danych jądrowych, materiały konstrukcyjne ITER stosowane w diagnostykach, systemach grzewczych i innych elementach zostały napromieniowane podczas kampanii eksperymentalnych DD i DT w tokamaku JET.

Część próbek wykonanych z materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER została umieszczona w kasecie LTIS (Rys. 2.5.1), a następnie była napromieniowana w strumieniu neutronów pochodzących z plazmy w trakcie kampanii C40b oraz DTE2. Po zakończeniu kampanii eksperymentalnej z zastosowaniem trytu (DTE2) kaseta z próbkami została wyjęta z tokamaka po czym napromieniowane próbki rozesłano do Laboratoriów uczestniczących w projekcie WPPriO ACT. Lista próbek, które przesłano do IFPiLM została przedstawiona w Tabeli 2.5.1.

Oprócz pomiarów spektrometrycznych próbek zaaktywowanych w kasecie LTIS, naukowcy z IFPiLM byli również zaangażowani w analizę widm spektrometrycznych dla próbek zaaktywowanych w kapsule w zakończeniu aktywacyjnych KN2 6U podczas poszczególnych wyładowań plazmowych kampanii DTE2. Lista próbek zaaktywowanych w trakcie wyładowań plazmowych #99622, #99634, #99979 oraz #99973 wraz z geometrią pomiarową została przedstawiona w Tabeli 2.5.2.

W celu przeprowadzenia charakteryzacji układu niskotłowego z modułem antykoincydencyjnym zainstalowanym w 2021 roku, do IFPiLM przesłano 4 próbki materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER (Inconel, EUROFER, stop Al-brąz oraz wolfram) aktywowanych w kasecie LTIS w trakcie poprzedniej kampanii DD na tokamaku JET. Rezultaty otrzymane dla tych próbek zostaną porównane z wynikami otrzymanymi przez CCFE w Wielkiej Brytanii.



Rys. 2.5.1. Rozmieszczenie próbek materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER oraz folii dozymetrycznych w kasecie LTIS.

Próbki zaaktywowane w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U w trakcie pojedynczych wyładowań plazmowych kampanii DTE2 na tokamaku JET były transportowane do laboratorium, gdzie następnie odbywał się pomiar promieniowania gamma emitowanego z tych próbek. Do tego celu stosowano detektor półprzewodnikowy HPGe o wydajności względnej 190% umieszczony w masywnej osłonie ołowianej. Każda z próbek mierzona była osobno w ściśle określonej geometrii pomiarowej (Rys. 2.5.2).

Tabela. 2.5.1. Lista próbek zaaktywowanych w trakcie kampanii C40b i DTE2, które zostały przesłane do IFPiLM.

ACT - ITER Material Foil Names	Receiving Lab	Material	Activity (Bq)	Dose rate @ 30 cm (uSv/hr)
Position 6-ITER 15	IFJ	Tungsten	1.22E+05	0.041
Position 17-ITER 14	IPPLM	Tungsten	1.18E+05	0.038
Position 21-ITER 26	IFJ	Alloy 660	3.06E+04	0.046
Position 1-ITER 1	IPPLM	SS316L (N) [vv plate]	2.46E+04	0.031
Position 6-ITER 6	IFJ	SS316L (N) [TF plate]	2.45E+04	0.032
Position 4-ITER 4-2	IPPLM	SS316L (N) [TF plate]	2.39E+04	0.031
Position 19-ITER 7	IFJ	SS316L (N) [TF plate]	2.37E+04	0.031
Position 8-ITER 8	IPPLM	SS316L (N) [TF plate]	2.35E+04	0.031
Position 5-ITER 5	IFJ	SS316L (N) [TF plate]	2.34E+04	0.031
Position 21-ITER 9	IPPLM	SS316L (N) [TF plate]	2.32E+04	0.031
Position 7-ITER 25	IFJ	SS316L	2.32E+04	0.029
Position 2-ITER 2-2	IPPLM	SS316L (N) [vv plate]	2.30E+04	0.030
Position 18-ITER 19	IFJ	Eurofer 97-3	2.29E+04	0.025
Position 5-ITER 23	IPPLM	SS304 [In-wall shield]	2.20E+04	0.026
Position 19-ITER 21	IFJ	Al-Bronze	4.72E+03	0.009
Position 4-ITER 22	IPPLM	Al-Bronze	4.69E+03	0.090
Position 7-ITER 12	IFJ	CuCrZr	9.94E+02	0.003

Total ITER Material Foils		68	1.98E+06	2.401
IFJ ITER Materials	IFJ	9	2.76E+05	0.247
IPPLM ITER Materials	IPPLM	8	2.63E+05	0.308

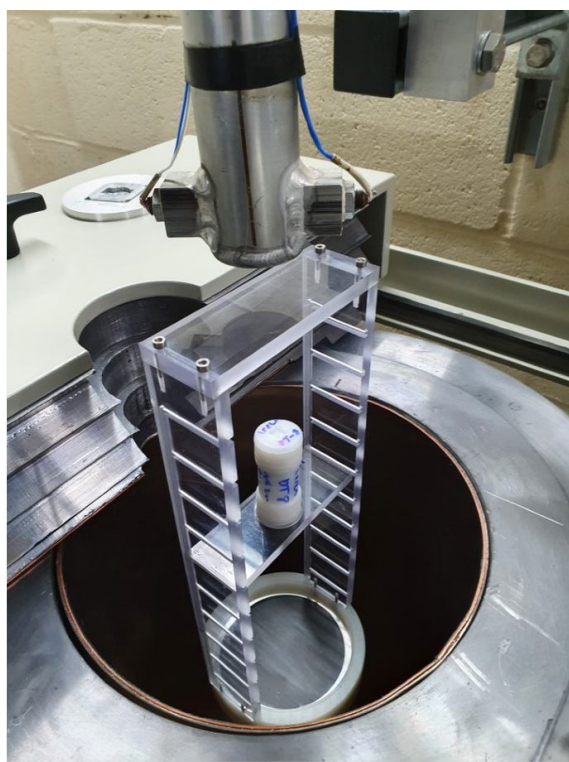
IFJ/ IPPLM
Y x1 dosimetry foil
Ni x2 dosimetry foil
Ti x2 dosimetry foil
Co x3 dosimetry foil

Próbki, które zostały przesłane do IFPiLM (z kampanii C40b+DTE2 oraz DD) zostały zmierzone za pomocą układu niskotłowego z modulem antykoincydencyjnym (Rys. 2.5.3). System ten składa się z detektora półprzewodnikowego HPGe (Canberra) o wydajności względnej 30% oraz rozdzielczości energetycznej 1.76 keV dla energii kwantów gamma równej 1322 keV. W skład układu wchodzi również scyntylator 3''x 3'' NaI. Detektor HPGe jest wyposażony w charakteryzację numeryczną oraz oprogramowanie LabSOCS. Umożliwia to przeprowadzenie kalibracji wydajnościowej bez stosowania fizycznych źródeł kalibracyjnych. Oba detektory umieszczone są w masywnej osłonie ołowianej wyłożoną warstwą miedzi.

W celu zmniejszenia czasu martwego układu, próbki zaaktywowane w trakcie C40b oraz DTE2 były mierzone w 2 konfiguracjach. Próbki materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER były mierzone na podkładce aluminiowej umieszczonej w odległości 9 cm od powierzchni detektora HPGe (Rys. 2.5.4). Natomiast folie dozymetryczne mierzone na podkładce plastikowej umieszczonej bezpośrednio na powierzchni detektora HPGe. Czas pomiaru każdej z próbek był większy niż 3 dni. Czas martwy układu był mniejszy niż 0.5% dla obu konfiguracji pomiarowych.

Tabela. 2.5.2. Lista próbek zaaktywowanych w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U w trakcie pojedynczych wyładowań plazmowych kampanii DTE2 na tokamaku JET.

Shot number	Samples	Gamma spectrometry
#99622	KN2 6U: Nb (2 mm)	Distance: 15 cm,
#99634	ITER material sample: CuCrZr 212606	Distance: 12.5 cm, Sample removed from capsule
#99979	ITER material sample: IWS A286	Distance: 13 cm
#99973	ITER material sample: SS316L(N) 2500/68 “primary shot (1)”	Distance: 13 cm,



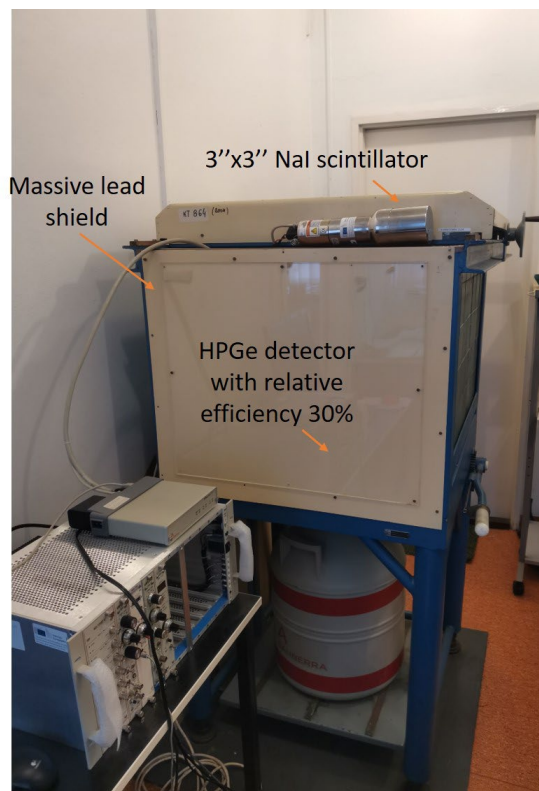
Rys. 2.5.2. Geometria pomiarowa dla jednej z próbek aktywowanych w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U podczas kampanii DTE2 na tokamaku JET.

Przykładowe widma zarejestrowane dla próbek aktywowanych w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U w trakcie pojedynczych wyładowań plazmowych kampanii DTE2 zostały przedstawione na Rys. 2.5.5 oraz 2.5.6.

Przykładowe widmo zarejestrowane za pomocą układu niskotłowego z modułem antykoincydencyjnym zostało przedstawione na Rys. 2.5.7.

W celu wyznaczenia radioaktywności produktów powstałych w zaaktywowanych próbek konieczne było przeprowadzenie kalibracji wydajnościowej. Dla próbek napromieniowanych w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U w trakcie poszczególnych wyładowań plazmowych kampanii DTE2 kalibracja wydajnościowa wyglądała następująco. Przygotowany został model MCNP detektora HPGe wraz z osłoną ołowianą. Zespół naukowców z IFPiLM uzupełnił następnie ten model o kapsułę oraz próbki aktywacyjne (4 osobne modele dla wyładowań plazmowych #99622, #99634, #99979 oraz #99973). W kolejnym etapie prac przeprowadzono symulacje transportu promieniowania gamma za pomocą kodu MCNP i wyznaczono krzywą kalibracji wydajnościowej.

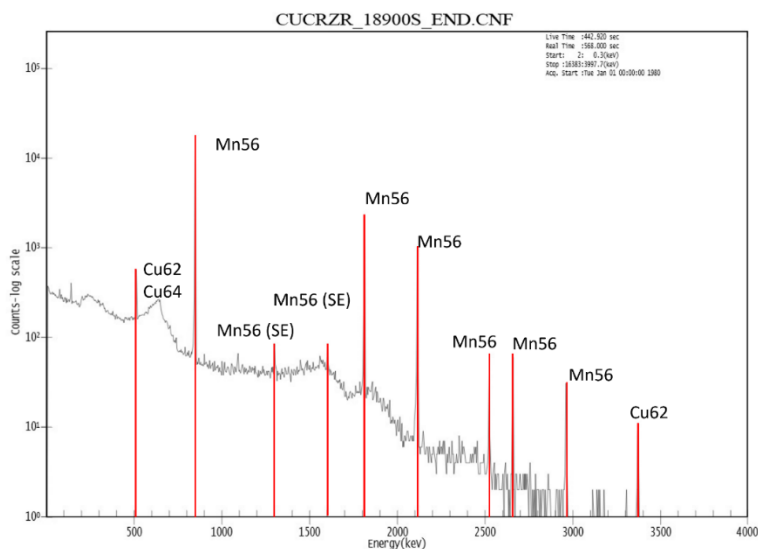
Model MCNP detektora HPGe wraz z kapsułą dodaną przez zespół naukowców z IFPiLM przedstawiono na Rys. 2.5.8. Krzywa kalibracji wydajnościowej dla próbek Al oraz Nb napromieniowanych w trakcie wyładowania plazmowego #99622 została przedstawiona na Rys. 2.5.9.



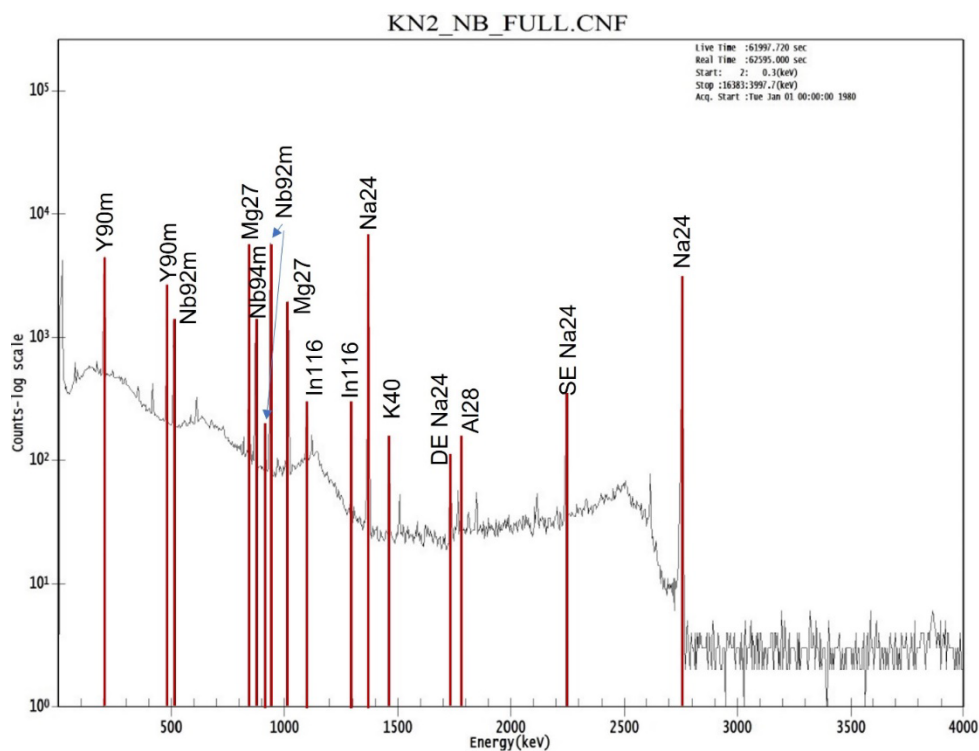
Rys. 2.5.3. Układ niskotłowy z modulem antykoincydencyjnym do pomiaru promieniowania gamma zainstalowany w IFPiLM.



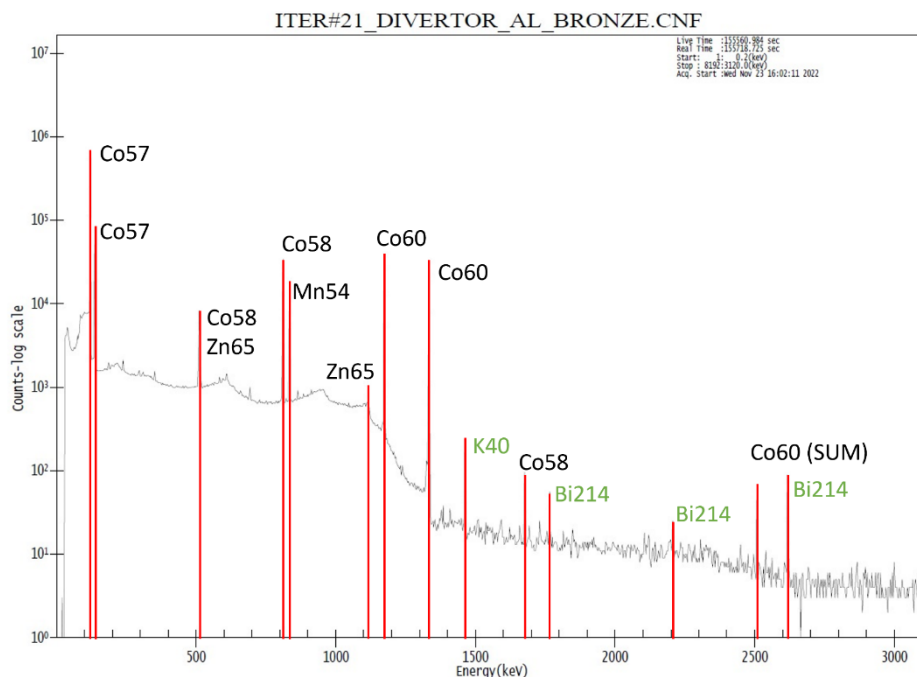
Rys. 2.5.4. Konfiguracja pomiarowa dla próbek materiałów ITER zaaktywowanych w trakcie kampanii C40b oraz DTE2 na tokamaku JET.



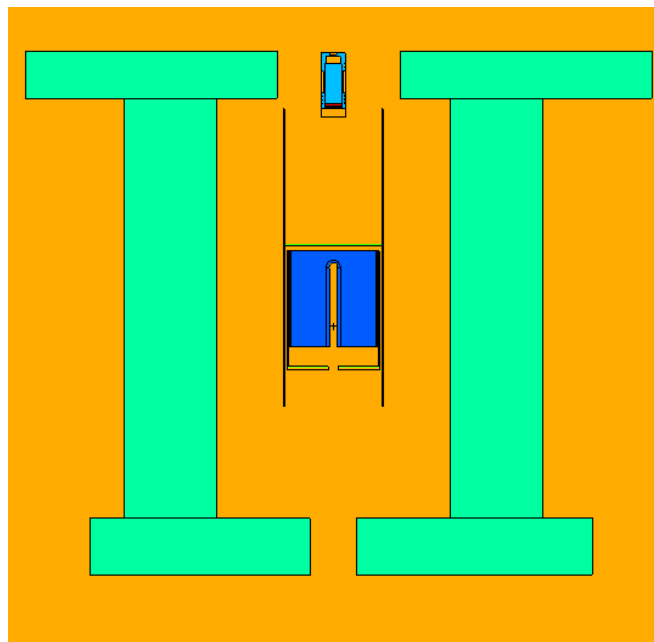
Rys. 2.5.5. Widmo promieniowania gamma zarejestrowane dla próbki CuCrZr napromieniowanej w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U w trakcie wyładowania plazmowego #99634.



Rys. 2.5.6. Widmo promieniowania gamma zarejestrowane dla próbki Al oraz Nb napromieniowanych w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U w trakcie wyładowania plazmowego #99622.

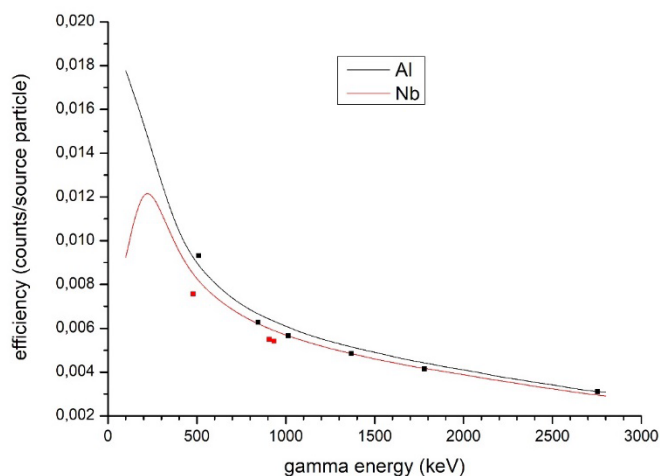


Rys. 2.5.7. Widmo promieniowania gamma zarejestrowane dla próbki #21 Al-brz zaaktywowanej w kasecie LTIS w trakcie kampanii C40b oraz DTE2.

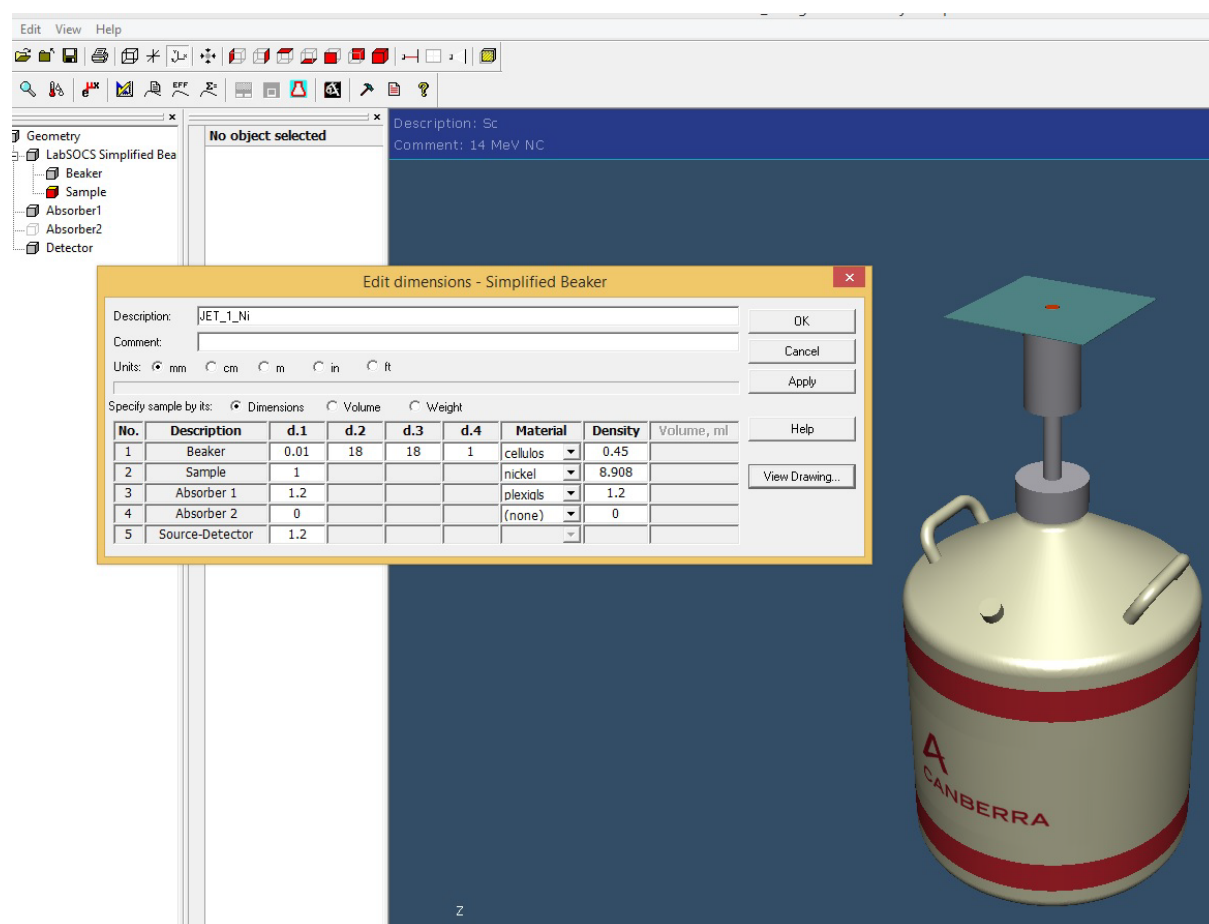


Rys. 2.5.8. Model MCNP detektora HPGe wraz z kapsułą zastosowany do obliczeń krzywej kalibracji wydajnościowej.

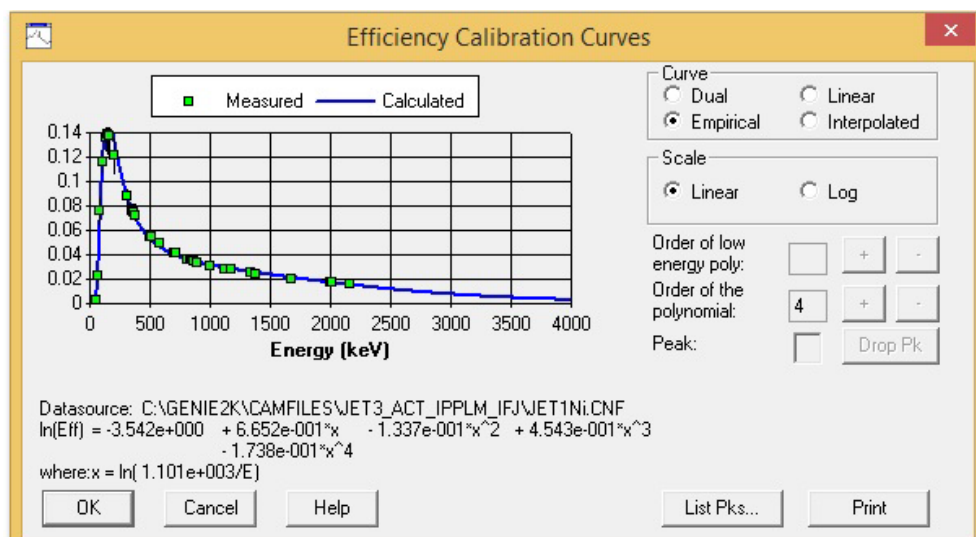
Kalibracja wydajnościowa dla próbek mierzonych za pomocą układu niskotłowego z modułem antykoincydencyjnym różniła się od tej przeprowadzonej dla próbek mierzonych za pomocą detektora HPGe w CCFE. Geometria pomiarowa dla każdej z rozważanych próbek zaaktywowanych w trakcie kampanii na tokamaku JET została zamodelowana w programie Geometry Composer (Canberra). Dla każdej z próbek wyznaczono krzywą kalibracji wydajnościowej w oparciu o charakterystykę numeryczną detektora oraz oprogramowanie LabSOCS. Przykładowa geometria pomiarowa dla próbki Ni została przedstawiona na Rys. 2.5.10. Obliczona krzywa kalibracji wydajnościowej dla tej próbki znajduje się na Rys. 2.5.11.



Rys. 2.5.9. Krzywa kalibracji wydajnościowej dla próbek Al oraz Nb napromieniowanych w trakcie wyładowania plazmowego #99622.



Rys. 2.5.10. Geometria pomiarowa dla próbki Ni zamodelowana w programie Geometry Composer (Canberra).



Rys. 2.5.11. Krzywa kalibracji wydajnościowej obliczona dla próbki Ni.

Radioaktywność A danego produktu reakcji można obliczyć na podstawie następującego równania:

$$\frac{N_{net}}{(E) \cdot y \cdot T_1 \cdot K_w \cdot K_c \cdot U_f}$$

gdzie:

N_{net} – pole pod pikiem wybranej energii kwantu gamma,

$e_{\text{eff}}(E)$ – wydajność rejestracji dla danej energii,

y – współczynnik rozgałęzienia piku o danej energii,

T_1 – czas żywy pomiaru mierzony w sekundach,

K_w – współczynnik korygujący rozpad radionuklidu od momentu zakończenia napromieniowania próbki do rozpoczęcia pomiaru,

K_c – współczynnik korygujący rozpad nuklidów podczas pomiaru,

U_f – współczynnik konwersji służący do przeliczenia aktywności A z innych jednostek na jednostki Bq.

W następnym etapie prac naukowcy z IFPiLM wyznaczyli radioaktywność produktów reakcji powstających w próbkach. W przypadku próbek Al oraz Nb zaaktywowanych w trakcie wyładowania plazmowego #99622, radioaktywność ^{24}Na obliczona na moment zakończenia napromieniowania próbki wynosiła 475.59 ± 2.32 Bq/g. W przypadku ^{92m}Nb , jego radioaktywność wyznaczona na moment zakończenia napromieniowania wynosiła 39.82 ± 0.19 Bq/g. Rezultaty otrzymane dla pozostałych próbek zostały zamieszczone w raporcie technicznym projektu WPPriO ACT.

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

3.1. Badania różnych koncepcji dywertora

Jednym ze sposobów ograniczenia negatywnego oddziaływania plazmy na powierzchnię dywertora jest zastosowanie ciekłych metali. Celem badań zaplanowanych w 2022 roku było określenie zachowania dywertora ciekło-metalicznego (cyna) w warunkach pracy reaktora DEMO. Cyna jako pierwiastek o $Z=50$, promieniuje intensywnie zarówno w SOL jak i w centrum. Do symulacji numerycznych zastosowany został kod TECXY dla plazmy obszaru brzegowego oraz kod COREDIV, który ma zastosowanie zarówno do plazmy brzegowej, jak i centralnej. W obu kodach wprowadzony został model dywertora ciekło-metalicznego. Kod TECXY jest kodem modelującym plazmę w warstwie brzegowej w geometrii rzeczywistej, co pozwala z kolei na precyzyjniejsze w stosunku do kodu COREDIV oszacowanie warunków panujących w SOL a także na obliczenie profili strumienia mocy docierającej do płyt dywertora.

Przeprowadzono również analizy dla plazmy w urządzeniu I-DTT w nowej konfiguracji otwartego dywertora z domieszkowaniem neonem. Wykonano symulacje numeryczne dla różnych gęstości elektronowych na separatrixie ze stałym strumieniem domieszkowania, które umożliwiły określenie momentu oderwania się plazmy od płyt dywertora w nowej konfiguracji oraz kontynuowanie prac mających na celu oszacowanie możliwości rozpraszania energii w domieszkowanej plazmie obszaru brzegowego w nowym dywertorze.

Ważnym zagadnieniem fizyki plazmy urządzeń fuzyjnych jest problem opisu transportu plazmy i zanieczyszczeń w obszarze plazmy brzegowej, który jest definiowany poprzez współczynniki dyfuzji cząstek i strumienia energii. W celu zbadania wpływ ww. współczynników na transport poprzeczny w SOL prowadzone były badania dla różnych wartości parametrów transportu dla plazmy w planowanym reaktorze DEMO w dwóch różnych konfiguracjach pola magnetycznego typu X.

Omówienie wyników badań

W 2022 roku prace koncentrowały się na analizie nowszej konfiguracji DEMO QH 2019, której główne parametry zebrane są w Tabeli 3.1.1.

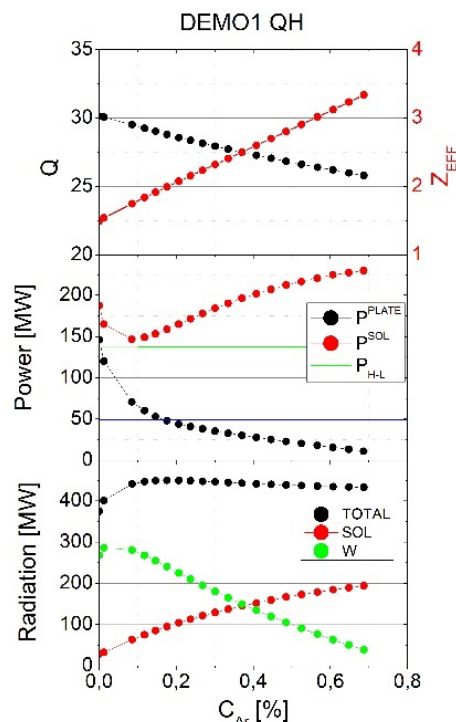
Tabela 3.1.1. Podstawowy parametry reaktora DEMO QH 2019

Parametry	DEMO QH
	2019
Promień toroidalny: R_T [m]	8.938
Promień plazmy: a , [m]	2.883
Prąd plazmy; I_p [MA]	18.27
Toroidalne pole magnetyczne B_T [T]	5.744
Elongacja	1.65
Gęstość elektronowa $\langle n_e \rangle_{VOL}$ [$\times 10^{20} m^{-3}$]	0.8058
Graniczna moc pracy w H-mode (P_{L-H}) [MW]	138
Moc fuzyj [MW]	1871
Grzanie zewnętrzne [MW]	76

W pierwszym etapie symulacje miały na celu uzgodnienie wspólnej przestrzeni parametrów pracy dla obydwu kodów. W tym celu najpierw zostały wykonane symulacje dla reaktora z wolframowym (W) dywertorem. Gęstość elektronów na separatrixie, n_e^{sep} , w środkowej płaszczyźnie (ang. mid plane) była utrzymywana na poziomie $3.6 \times 10^{19} m^{-3}$, współczynnik utrzymania plazmy H-factor (IPB98(y,2)) był równy 0.9, natomiast zewnętrzna moc grzewcza została ustalona na $P_{aux} = 78$ MW. Założono, że 90% mocy alfa (P_α) ogrzewa elektrony, a 10% trafia do jonów. Średnia temperatura elektronów w rdzeniu wynosiła $\langle T_e \rangle = 11,16$ keV. Analiza została wykonana dla domieszkowania zewnętrznego argonem (Ar). Dla współczynnika transportu radialnego w plazmie brzegowej (SOL) stosujemy $D_{SOL} = 0.5 m^2 s^{-1}$.

Na Rys.3.1.1 przedstawiono główne parametry plazmy: współczynnik fuzyj Q (stosunek energii wydzielonej w reakcji syntezy do energii dostarczonej do plazmy), efektywny ładunek w plazmie centralnej (Z_{EFF}), mocy docierająca do płyty dywertora (P_{PLATE}) i do plazmy brzegowej (P_{SOL}) oraz mocy promieniowania (w SOL, rdzeniu i całkowitym promieniowaniu) dla różnych stężeń argonu (C_{Ar}). Dla obranych wartości grzania punkt pracy w modzie H i moc docierająca do płyt dywertora mniejsza niż 50 MW istnieje dla koncentracji argonu

powyżej 0.18 %.



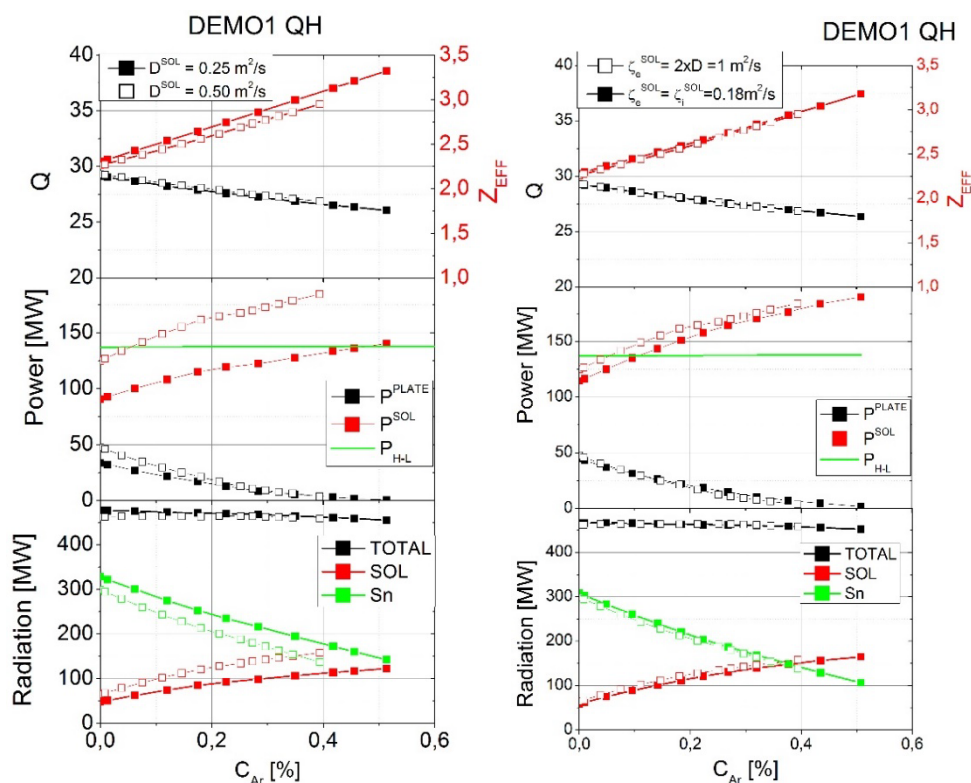
Rys. 3.1.1 Parametry plazmy, w funkcji koncentracji argonu: Q -faktor i Z_{eff} ; moc do płyty (P_{PLATE}) i SOL (P_{SOL}); limit mocy do pracy w modzie H (P_{H-L}); promieniowanie w warstwie brzegowej (SOL), promieniowanie wolframu w centrum (W), i promieniowanie całkowite (TOTAL).

Kolejnym krokiem była analiza ciekłego dywertora – w tym przypadku cyny (Sn). Ciekły dywertor to cienka warstwa ciecży Li lub Sn (d_{Sn} – grubość warstwy Sn) nałożona na podłoże wolframowe (grubość - d_w), które jest utrzymywane przez układ chłodzenia w stałej temperaturze T_0 . Symulację przygotowano dla $T_0 = 200^\circ\text{C}$, $d_{Sn} = 1$ mm i $d_w = 5$ mm. Analizowano wpływ różnych współczynników transportu w plazmie centralnej i brzegowej. W tym celu zastosowano dla plazmie brzegowej: $D_{SOL} = 0,25$ m²/s i $D_{SOL} = 0,5$ m²/s. Wyniki w przypadku domieszkowania z Ar przedstawiono na Rys. 3.1.2. (lewy panel).

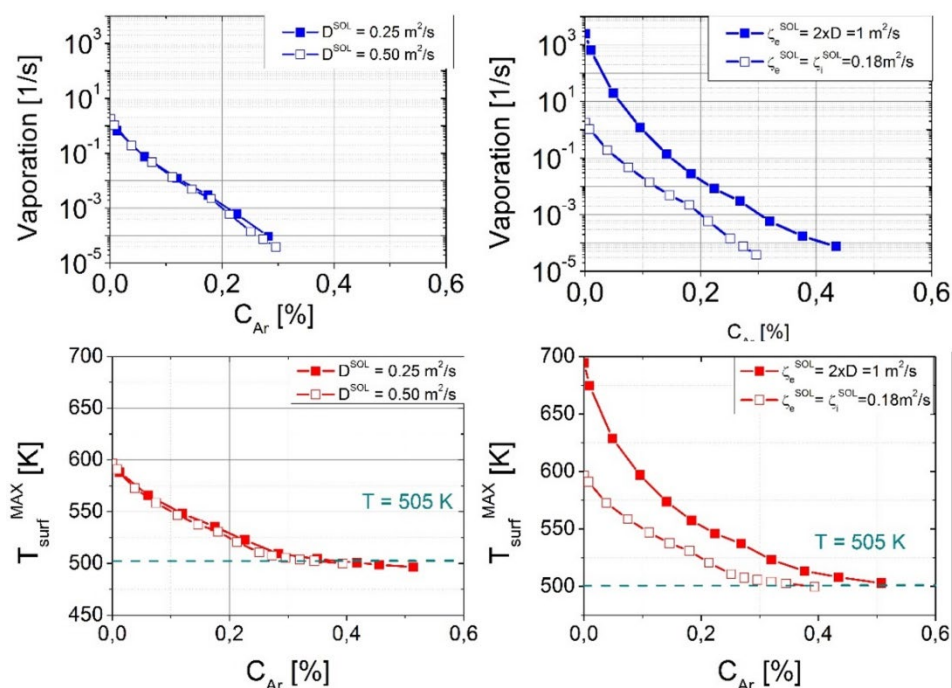
Porównując dywertory pokryte W i Sn, zaobserwowano podobne zachowanie dla Q dla obu dywertorów: spadek Q z około 30 do 26 wraz ze wzrostem poziomu Ar. Zauważono, że moc do płyty dywertora bez domieszkowania Ar dla Sn jest mniejsza o 50 MW, ale dla W (materiał płyty dywertora) to P_{PLATE} mniejsze niż 50 MW jest obserwowane dla $C_{Ar} = 0.18$ %. W przypadku dywertora Sn stwierdzono problem z pracą w trybie modu H bez domieszkowania. Moc przez separatrycę pozostaje poniżej progu przejścia L-H. W przypadku mniejszej radialnej dyfuzji w SOL (0.25 m²/s) tylko dla ostatniego punktu $C_{Ar} = 0.51$ % P_{H-L} jest wyższy od limitu. Sytuacja jest lepsza w przypadku większej dyfuzji $D_{SOL} = 0.5$ m²/s. Tutaj praca w modzie H jest możliwa dla $C_{Ar} > 0.1$ %. Zwiększenie radialnej dyfuzji prowadzi do niższej koncentracji Sn w rdzeniu i tym samym niższego promieniowania w rdzeniu. W rezultacie moc do plazmy brzegowej, P_{SOL} zwiększa się.

Dalszym etapem była analiza wpływu różnej przewodności cieplnej w SOL. Z tego powodu przygotowana została analiza dla tej samej dyfuzji radialnej w SOL $D_{SOL} = 0.5$ m²/s, ale różnej przewodności ciepła $\xi_{SOL} = 2 \times D_{SOL} = 1$ m²/s i $\xi_{SOL} = \xi_{ISOL} = 0.18$ m²/s. Główne parametry plazmy przedstawiono na Rys. 3.1.2 (prawy panel). Zaobserwowano, że zmiana przewodnictwa cieplnego słabo wpływa na główne parametry plazmy.

Wpływ transportu w SOL na parowanie i maksymalną temperaturę na płycie dywertora przedstawiono na Rys. 3.1.3 dla różnych współczynników dyfuzji (lewy panel) i dla różnych przewodnictw (prawy panel).



Rys. 3.1.2. Parametry plazmy w funkcji koncentracji domieszki Ar (C_{Ar}) dla płyty Sn dla różnych dyfuzji radialnej w SOL $D_{SOL} = 0,25 \text{ m}^2/\text{s}$ (pełny symbol) i $D_{SOL} = 0,5 \text{ m}^2/\text{s}$ (symbol otwarty) (lewy panel) oraz dla różnych przewodności w SOL $\chi_{SOL} = 1,0 \text{ m}^2/\text{s}$ (symbol otwarty) i $\chi_{SOL} = 0,18 \text{ m}^2/\text{s}$ (symbol pełny) (prawy panel).

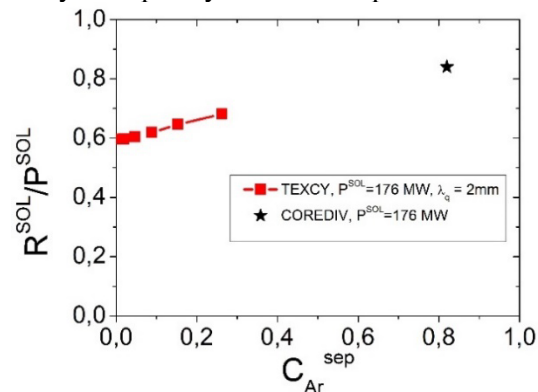


Rys. 3.1.3. Szybkość parowania i maksymalna temperatura na powierzchni dywertora dla różnych rodzajów dyfuzji radialnej w SOL (lewy panel) i różne przewodnictwa ciepła (prawy panel).

Następnie została przeprowadzona analiza dla tej samej konfiguracji reaktora DEMO przy zastosowaniu kodu TEXCY, który rozwiązuje równania transportu w plazmie brzegowej oraz mały kawałek plazmie centralnej. Ponieważ plazma promieniuje w brzegowej warstwie sznura plazmowego obliczenia wykonano dla trzech różnych mocy wejściowych: 150 MW, 170 MW i 180 MW dla różnych grubości warstwy brzegowej (λ_q): $\lambda_q = 1 \text{ mm}$; 2 mm ; 3 mm dla domieszkowania argonem. Współczynniki $\chi_{\perp,e,i} = 0.18$ i $D_{\perp,e,i} = 0.42 \text{ m}^2/\text{s}$. Obliczenia

wykonano dla konfiguracji pola magnetycznego typu Single Null (SN). Symulacje ukazały, że plazma promieniuje brzegowej warstwie plazmy centralnej od 1 MW do 8 MW, w zależności od stopnia domieszkowania argonem.

Na Rys. 3.1.4 przedstawiono stosunek promieniowania w plazmie brzegowej do mocy przyływającej do SOL ($R_{\text{SOL}}/P_{\text{SOL}}$) jako funkcji koncentracji uśrednionej argonu na separatrysie ($C_{\text{Ar}}^{\text{sep}}$) dla mocy do SOL, $P_{\text{SOL}} = 176$ MW dla symulacji w przypadku $\lambda_q = 2$ mm. Gwiazdą zaznaczono symulację kodem COREDIV przy takich samych współczynnikach transportu.



Rys. 3.1.4. Stosunek promieniowania w plazmie brzegowej do mocy płynącej do SOL ($R_{\text{SOL}}/P_{\text{SOL}}$) jako funkcji koncentracji uśrednionej argonu na separatrysie ($C_{\text{Ar}}^{\text{sep}}$).

Zauważono, że punkty układają się na jednej linii, ale koncentracja argonu w symulacjach z zastosowaniem kodu COREDIV są około trzy razy większa, natomiast koncentracja cyny jest dwukrotnie niższa. Ustalono, że ma to wpływ na ładunek efektywny, który w przypadku COREDIV jest dwukrotnie wyższy.

W wyniku przeprowadzonych badań numerycznych mogliśmy odpowiedzieć negatywnie na pytanie, czy możliwa jest praca w trybie wysokiego utrzymania plazmy dla reaktora DEMO z cynowym ciekłym dywertorem bez domieszkowania oraz sprawdzenie możliwości rozproszenia energii w warstwie brzegowej reaktora DEMO QH z cynowym ciekłym dywertorem. Projektowany Reaktor DEMO QH wymaga domieszkowania, aby była możliwa praca w trybie wysokiego utrzymania plazmy. Stwierdzono, że argon może być z powodzeniem stosowany jako domieszka dla DEMO QH oraz nie ma dużej różnicy w moc fuzji termojądrowej dla DEMO QH z zastosowaniem wolframowego dywertora ciekłometalicznego z cyną.

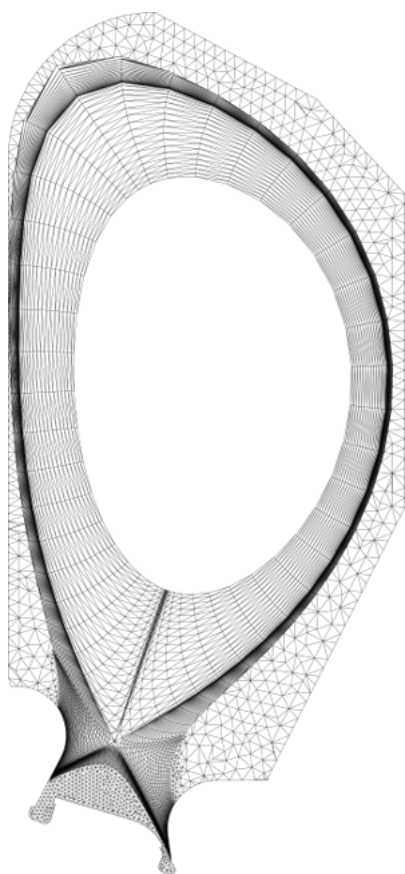
W ramach zadania realizowano również analizę numeryczną dla nowej konfiguracji pola magnetycznego tokamaka I-DTT (ang. Italian Divertor Test Tokamak).

Badania wykonano dla plazmy w konfiguracji SN (ang. Single Null) z nowym kształtem wolframowego dywertora, który charakteryzuje się brakiem osłony plazmy w obszarze strumienia prywatnego (PFR). Zmieniła się również proporcja odległości punktu zerowego pola magnetycznego do wewnętrznej płyty i zewnętrznej płyty dywertora. W porównaniu do poprzedniej konfiguracji dystans do zewnętrznej (wewnętrznej) płyty wzrósł (zmalął). Położenie wprowadzania gazu ustalono w dolnej części dywertora w PFR, zaś miejsce dodatkowego wprowadzania deuteru ustalono na ścianie powyżej zewnętrznego dywertora dla $z = 0$.

W badaniach zastosowano kod SOLPS-ITER będącym kombinacją modelu wieloplanowego opisu plazmy (kod B2) i kinetycznego modelu dla cząstek neutralnych (kod Eirene). Obszar symulacji uwzględniający trójkątną siatkę kodu Monte Carlo Eirene i siatkę B2 przedstawiono na Rys. 3.1.5. Zauważamy, że obie siatki numeryczne są dodatkowo zagęszczone w obszarze dywertorowy.

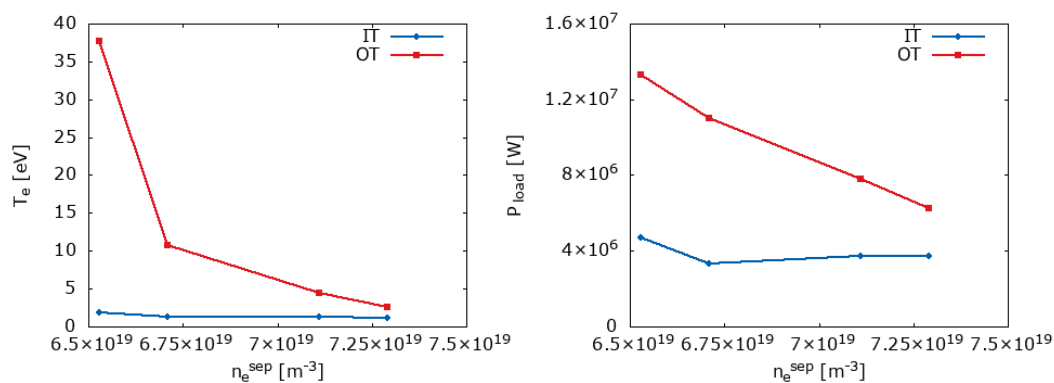
W modelu strumień deuteru wpływający z centrum do obszaru symulacji został ustalony równy 1.0×10^{20} el. s^{-1} . Założono, że moc docierająca z centrum do obszaru symulacji będzie równa 30 MW.

Współczynniki poprzecznego transport plazmy: dyfuzja cząstek, D , i dyfuzja strumienia ciepła, χ , zostały zdefiniowane jako niejednorodne wielkości zmienne wraz z promieniem, które są tożsame ze współczynnikami transportu stosowanymi w poprzednich analizach tokamaka I-DTT.



Rys. 3.1.5. Siatka numeryczna kodu SOLPS-ITER dla konfiguracji SN ze zmodyfikowanym dywertorem

W modelu zostały zdefiniowane dwa obszary odpompowania, gdzie odpompowanie określono za pomocą współczynnika albedo. Wartości albedo ustalono poniżej jedności, aby dopasować usuwanie cząstek neutralnych z obszaru dywertora do ustalonej prędkości odpompowania równej $100 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. W omawianych symulacjach współczynnik albedo równy jest 0.94 i limitowi prędkości odpompowania deuteru i domieszek.



Rys. 3.1.6. Temperatura elektronowa plazmy (lewy panel) i całkowita moc padająca na płyt dywertora (prawy panel) w zależności od gęstości elektronowej na separatrysie.

Symulacje zostały przeprowadzone dla różnych wartości strumienia plazmy głównej z centrum do obszaru symulacji i przy stałym strumieniu domieszkowanego neonu. W ten sposób otrzymano skan dla różnych wartości elektronowej gęstości na separatrysie, n_e^{sep} , która determinuje parametry plazmy dla których następuje oderwanie się plazmy od zewnętrznej płyty dywertorowej. Wraz ze wzrostem strumienia z centrum n_e^{sep} wzrosła od $6.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ do $7.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ dla strumienia deuteru o wartościach w przedziale od $4.0 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ do 10^{23} s^{-1} .

Równocześnie zaobserwowano wzrost gęstości elektronowej plazmy na płytach dywertorowych i spadek strumienia energii i cząstek do zewnętrznej płyty dywertorowej. Wzrost gęstości elektronowej na separatrysie spowodował oderwanie się plazmy od zewnętrznego dywertora. Temperatura elektronowa spadła z około 40 eV przy $n_e^{\text{sep}} = 6.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ do 2.5 eV w momencie oderwania się plazmy (Rys. 3.1.6, lewy panel, czerwona linia).

Zauważono, że na wewnętrznym dywercorze plazma pozostaje oderwana niezależnie od strumienia deuteru, a temperatura elektronowa niezmiennie pozostaje równa 2 eV. Z drugiej strony, na zewnętrznej płycie dywercora plazma pozostaje przyłączona do dywercora jedynie dla wartości n_e^{sep} mniejszej niż $7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Oderwanie się plazmy od zewnętrznego dywercora prowadzi do spadku strumienia mocy docierającej do dywercora, P_{load} . Początkowo, dla małych wartości gęstości na separatrixie wartość P_{load} przekracza 13 MW i spada do około 6 MW, podczas gdy moc do wewnętrznego dywercora pozostaje niezmiennie równa 4 MW.

Dodatkowo, zauważamy spadek wartości ładunku efektywnego mierzonego na separatrixie. Ponieważ strumień wprowadzanego neonu jest niezmienny, zwiększanie strumienia deuteru powoduje spadek koncentracji neonu oraz ładunku efektywnego. Relatywnie wysoki strumień atomów neonu równy 3×10^{20} atomów na sekundę objawia się wartością ładunku efektywnego równym 4, który spada do 2.6 dla $n_e^{\text{sep}} = 7.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Dlatego też rozważane są dalsze analizy dla ustalonych gęstości elektronowych na separatrixie i równych strumieni wprowadzanego neonu.

W 2022 roku przeprowadzono również prace dotyczące scenariusza podstawowego w projektowanym tokamaku I-DTT ze standardową konfiguracją ścian dywercora, to jest dwóch płyt przyjmujących najsilniejsze strumienie plazmy wraz z „czaszą” (ang. dome) zamykającą plazmie dalsze części obszaru prywatnego i dojście do głębszych struktur tokamaka. Struktury te narażone są na intensywne bombardowanie gorącymi strumieniami plazmy podczas normalnej pracy tokamaka, jak również przy gwałtownych zjawiskach (ELMy, zerwanie sznura plazmowego), których źródłem są niestabilności plazmy.

Przy zastosowaniu kodu brzegowego SOLPS-ITER zostało przeanalizowanych dziewięć scenariuszy wyładowań. Założono stałą moc do obszaru symulacji z plazmy centralnej oraz stały strumień cząstek. Przyjęto również domieszkowanie argonem w ilości odpowiadającej koncentracji mierzonej efektywnym ładunkiem jonu (Z_{eff}) na separatrixie było możliwie stałe i równe 1.8. Dodatkowo do komory z zewnątrz napuszczano atomy deuteru. Wprowadzanie deuteru odbywało się ze ściany na wysokości centrum ($z=0$), po stronie słabszego pola magnetycznego (ang. outer midplane). Rozważono trzy różne wartości strumienia napuszczanego deuteru, co wpływało na gęstość elektronową plazmy na separatrixie tokamaka i w efekcie na zjawiska w całej warstwie brzegowej. Ponieważ kod nie posługuje się zaawansowanymi modelami odpompowania gazów z komory, zastosowano tzw. współczynnika absorpcji. W symulacjach rozważono trzy różne wartości współczynników absorpcji, aby upewnić się, że dokładna wartość tej nie wyznaczonej precyzyjnie wielkości ma małe znaczenie.

W obszarze plazmy brzegowej tokamaka domieszki są wzbudzone przez gorącą plazmę wypływającą z centrum i promieniując chłodzą plazmę zmierzającą do płyt dywercora. Pożądana koncentracja domieszek w warstwie brzegowej (ang. SOL) jest kompromisem pomiędzy potrzebą ochrony płyt dywercorowych, a unikaniem znacznego zanieczyszczania plazmy centralnej (ang. core) prowadzącego do osłabienia reakcji fuzji termojądrowej. Dostosowując ilość deuteru wprowadzanego do obszaru symulacji zbadano numerycznie przypadki o następującej gęstości cząstek na separatrixie: $6,6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $7,6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ oraz $8,4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Symulacje wykonano przy zastosowaniu kodu SOLPS-ITER, który opisuje SOL – zewnętrzną warstwę centrum za pomocą płynowego modelu plazmy (kod B2.5) oraz zawiera kinetyczny model cząstek obojętnych (kod EIRENE). Wyżej wymieniony, drogi obliczeniowo model cząstek neutralnych jest konieczny być poprawnie opisać słabo oddziałujący, rzadki gaz niezjonizowany.

W wyniku przeprowadzonych symulacji wykazano, że w istocie zależność wyników od współczynnika absorpcji jest bardzo słaba, natomiast wraz ze wzrostem ilości napuszczanego deuteru, wzrosła ilość energii wypromieniowanej w SOL. Pozwoliło to wygasić płomień plazmowy przed płytą po stronie silnego pola elektrycznego (ang. high field side, HFS). Mimo osiągania wysokich gęstości na separatrixie, nie udało się uzyskać wygaszenia na płycie po stronie słabego pola (LFS). Wykonane obliczenia ukazały niemożność dostatecznej redukcji energii na płycie zewnętrznej przy zadanych warunkach i wskazały konieczność zmiany scenariusza wyładowania.

Ważnym zagadnieniem fizyki plazmy urządzeń fuzyjnych jest problem opisu transportu plazmy i zanieczyszczeń w obszarze plazmy brzegowej, który jest definiowany poprzez współczynniki dyfuzji cząstek i strumienia energii. W celu zbadania wpływ ww. współczynników na transport poprzeczny w SOL prowadzone były badania dla różnych wartości parametrów transportu dla plazmy w planowanym reaktorze DEMO w dwóch różnych konfiguracjach pola magnetycznego typu X.

Przeprowadzono również analizę numeryczną transportu plazmy i zanieczyszczeń w obszarze plazmy brzegowej w projektowanym reaktorze DEMO. Badania miały na celu określenie wpływu transportu poprzecznego

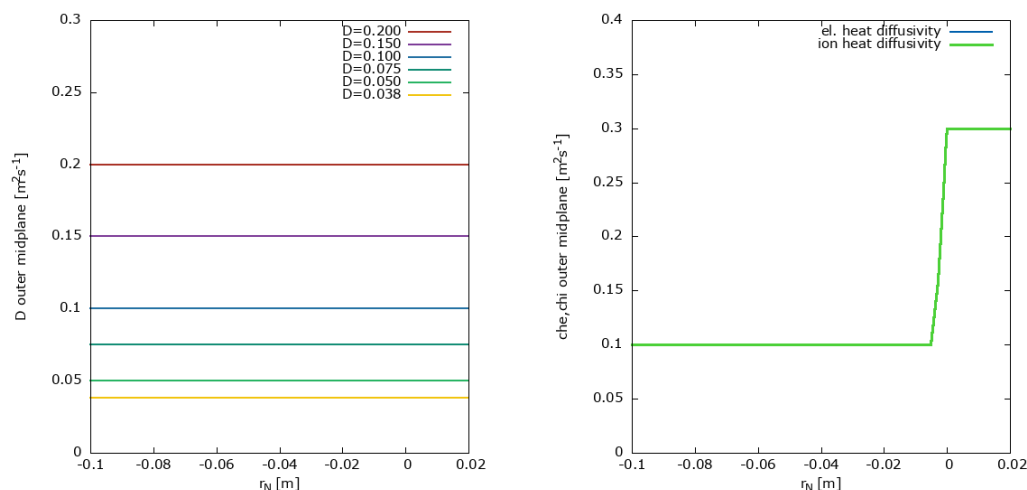
definiowanego poprzez współczynniki dyfuzji cząstek i strumienia energii na parametry plazmy w SOL. Badania wykonano dla dwóch różnych konfiguracjach pola magnetycznego typu X: konfiguracji XD (ang. X-divertor) i konfiguracji SXD (ang. Super X-divertor), które zostały przedstawione na rysunku 3.1.7.



Rys. 3.1.7. Siatka obliczeniowa dla konfiguracji XD (lewy panel) i dla konfiguracji SXD (prawy panel).

W modelu numerycznym założono stały strumień deuteru ze sznura plazmowego do obszaru symulacji Γ_D i stałą moc do obszaru symulacji równą 150 MW. Rozważono plazmę deuterową bez domieszkowania oraz brak wybijania wolframu z dywertyora wolframowego. W symulacjach prowadzonych przy zastosowaniu kodu SOLPS-ITER zastosowano płynowy model dla cząstek neutralnych.

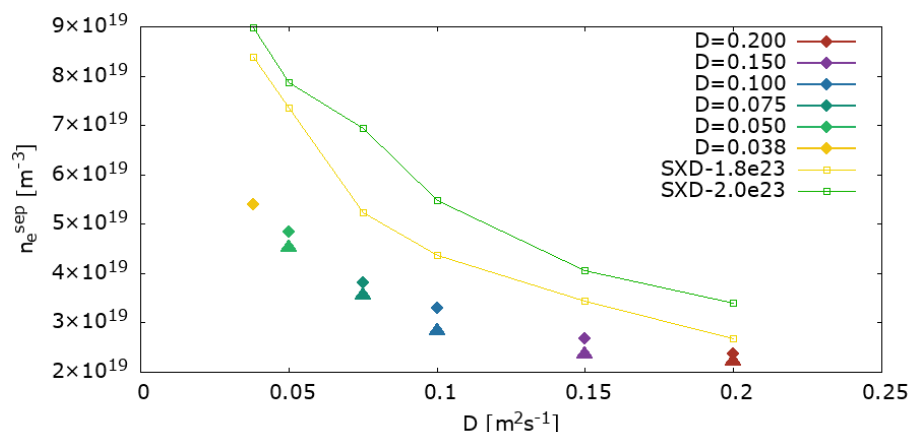
W celu ustalenia znaczenia transportu poprzecznego na parametry plazmy wykonano symulacje dla różnych współczynników dyfuzji cząstek, D , którego wartość przyjęto stałą w obszarze symulacji, zaś współczynnik dyfuzji strumienia ciepła, χ , pozostał niezmienny (Rys. 3.1.8).



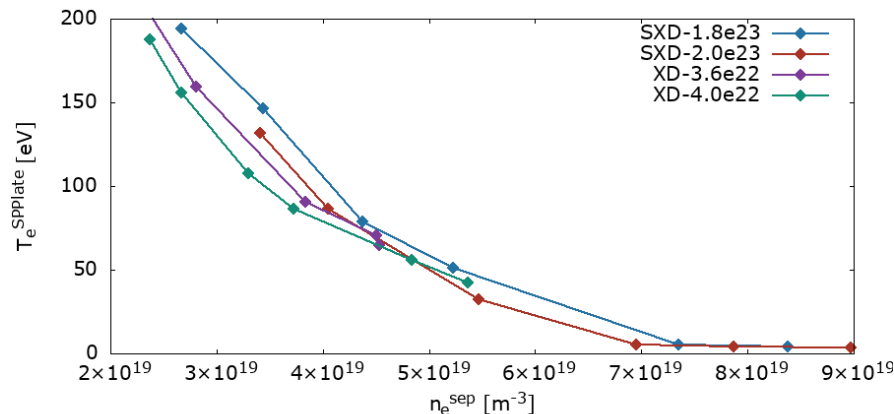
Rys. 3.1.8. Profile radialne współczynnika dyfuzji cząsteczkowej i dyfuzji strumienia ciepła.

W efekcie zmiana wartości D powoduje zmianę profilu radialnego gęstości plazmy. Wykonane obliczenia ukazały znaczący wzrost wartości gęstości plazmy w centrum i na separatrixie, n_e^{sep} , wraz ze spadkiem wartości transportu plazmy D (Rys. 3.1.9). Symulacje wykonano dla dwóch różnych wartości Γ_D równych $3.6 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ (trójkąty) i $4.0 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ (diamenty) dla konfiguracji XD oraz $1.8 \times 10^{23} \text{ s}^{-1}$ (żółta linia) i $2.0 \times 10^{23} \text{ s}^{-1}$ (zielona linia) dla konfiguracji SXD. Różnica w wartościach strumieni wynika z obranej konfiguracji pola magnetycznego. Zarówno w konfiguracji dywertyorowej XD jak i SXD zmiana transportu powodowała analogiczne zmiany w profilach radialnych gęstości i proporcjonalne są do strumienia docierającego do obszaru symulacji z centrum

sznura plazmowego, Γ_D . Stwierdzono, że dwukrotny wzrost gęstości na separatrixie przy redukcji współczynnika dyfuzji cząsteczkowej o połowę wartości wyjściowej i dwukrotny spadek n_e^{sep} , przy dwukrotnym wzroście współczynnika D niezależnie od konfiguracji i wartości strumienia Γ_D . Rys. 3.1.10. przedstawia zależność temperatury elektronowej w punkcie przecięcia separatrixy z płytą dywertorową (ang. strike point) od gęstości elektronowej na separatrixie. Zależność ta ukazuje znaczący wpływ gęstości na separatrixie na warunki panujące na płytach dywertorowych. Również różnice pomiędzy konfiguracjami dywertorowymi są niezauważalne na rys. 3.1.10 oraz na profilach radialnych gęstości elektronowej na płytach dywertorowych. Wykonano również symulacje dla różnych wartości przyjętej mocy do SOL w przedziale od 30 MW do 50 MW. W rezultacie stwierdzono wzrost strumienia energii do płyt dywertorowych wraz ze wzrostem mocy i tym samym wzrost temperatury na płytach.



Rys. 3.1.9. Zmiana gęstości elektronowej na separatrixie w zależności od wartości współczynnika dyfuzji cząstek dla różnych strumieni deuteru i konfiguracji dywertorowych.



Rys. 3.1.10. Temperatura elektronowa plazmy w punkcie przecięcia płyty z separatrixą w zależności od gęstości elektronowej na separatrixie.

W wyniku przeprowadzonych analiz numerycznych zauważono, że w celu kontrolowania gęstości na separatrixie, która wpływa bezpośrednio na szereg kluczowych parametrów plazmy w obszarze brzegowym reaktora, niezbędna jest modyfikacja strumienia deuteru z centrum, zaś kluczowe parametry i profile plazmy na płytach dywertorowych zależą przede wszystkim od gęstości elektronowej na separatrixie oraz od konfiguracji pola magnetycznego.

3.2. Modelowanie plazmy brzegowej w stelleratorze W7-X

W 2022 r. kontynuowano prace związane z symulacjami plazmy brzegowej za pomocą kodu FINDIF i EMC3-EIRENE w celu porównania wyników z obu kodów. Prace pokazują, że FINDIF jest zdolny do symulacji w szerokim zakresie symulacji fizycznych. Analiza siatki FINDIF pokazuje wzór długości połączeń, który odtwarza wyniki EMC3-EIRENE, walidując zintegrowane narzędzie do śledzenia i tworzenia siatki. Niejednorodne wzory przepływów ciśnienia i plazmy zgadzają się z referencyjnymi wynikami EMC3-EIRENE.

Omówienie wyników badań

Trójwymiarowy kod dla plazmy brzegowej FINDIF był dotychczas uruchamiany jedynie dla konfiguracji limiterowej stellaratora Wendelstein 7-X. Historycznie pierwsza konfiguracja była polem badawczym dla modelu fizycznego używanego w programie. Przystosowanie kodu do symulowania konfiguracji (dywertorowej) stało się obecnie konieczne. Pierwszym etapem było rozwinięcie narzędzia do tworzenia siatek obliczeniowych tak, aby było w stanie wytwarzać dostatecznie jednorodne (warunek numeryczny) i pokrywające ważne obszary (warunek fizyczny) siatki obliczeniowe. Siatki te, oparte o śledzenie linii pola magnetycznego, nieuchronnie będą zawierać obszary zgęszczeń i rozrzedzeń węzłów. Wystarczające dotychczas, uproszczone podejście należało rozszerzyć tak, by maksymalnie wykorzystać fakt występowania powierzchni magnetycznych w prawie całym obszarze urządzenia o co zadbali projektanci konfiguracji magnetycznej stellaratora. Powierzchnie te nie mogą przecinać się co stanowi podstawę klasyfikacji.

Wyżej wymieniona klasyfikacja pozwala otrzymać lepiej uporządkowaną siatkę obliczeniową, niż dotychczas produkowane (niedostateczne dla obliczeń dywertorowych). Tak zwane „otwarte linie pola” biorą się z przecięcia linii zamkniętych powierzchniami materialnymi. Nie uwzględniając chwilowo elementów ścian mamy do sklasyfikowania jedynie linie zamknięte. W ramach zadania rozwinięto metodę rozpoznawania, czy prześledzona linia dobrze opisuje powierzchnię magnetyczną. Jeśli tak, to wszystkie pozostałe linie są albo wewnątrz niej, albo na zewnątrz. Prowadzi to do uporządkowania w strukturę drzewiastą, w której funkcje liści pełnią najciaśniej zwinięte powierzchnie magnetyczne, oraz linie nie opisujące dostatecznie gładkich powierzchni (wówczas nie można jednoznacznie stwierdzić, że obejmują pewne obszary) oraz tzw. linie ergodyczne – wypełniające przestrzeń.

Wybranie linii z wyżej opisanej klasyfikacji i powtórne ich prześledzenie (tym razem z uwzględnieniem powierzchni materialnych urządzenia termojądrowego) pozwoliło opracować program tworzący siatkę lepiej uporządkowaną i lepiej pokrywającą interesujące fizycznie obszary. Ze względu na dopracowywanie procedur ww. programu nie zdążono przeprowadzić symulacji dla rzeczywistego układu i warunków odpowiadających eksperymentom.

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

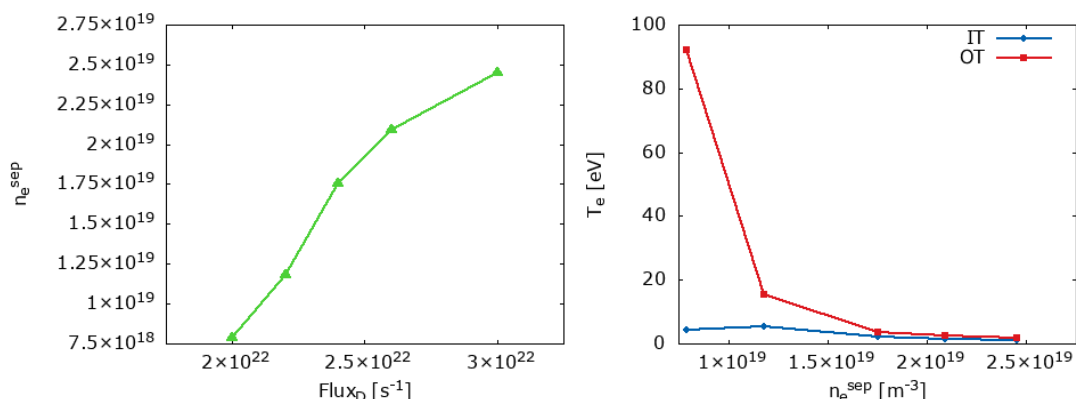
Celem zadania było przygotowanie modelu numerycznego dla plazmy brzegowej w urządzeniu JT-60SA w scenariuszu numer 2 i analiza numeryczna plazmy. Prace przeprowadzono z zastosowaniem wielopłynowego kodu numerycznego SOLPS-ITER stosującego kod Monte Carlo do opisu cząstek neutralnych. W obliczeniach rozważano plazmę deuterową domieszkowaną atomami argonu i atomami węgla wybijanymi z powierzchni dywertora. Symulacje zorientowane były na określenie możliwości rozproszenia energii w plazmie brzegowej, docierającej z centrum, sznura plazmowego. W wyniku przeprowadzonych badań oszacowano moc docierającą do płyt dywertorowych przy różnych założeniach, określając wpływ prędkości odpompowania na parametry plazmy.

Omówienie wyników badań

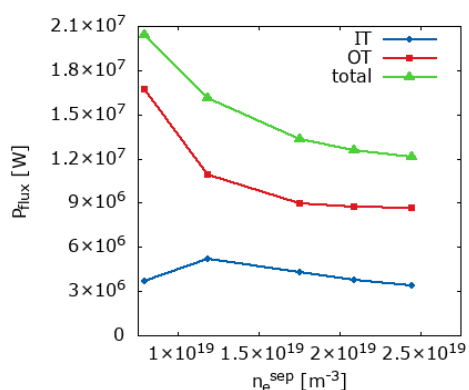
Zastosowany model numeryczny jest udoskonaleniem modelu stosowanego w poprzednim roku badań na podstawie ich wyników, które ukazały potrzebę zwiększenia rozdzielczości siatki numerycznej. Ulepszona siatka obliczeniowa składa się z 96×36 komórek numerycznych kodu płynowego B2, co jest czterokrotnie więcej niż w poprzedniej siatce B2. W modelu zastosowano nowy warunek brzegowy na wewnętrznej powierzchni styku z centrum, zmieniając go na warunek stałego strumienia deuteru, Γ_D , do SOL, a nie stałej gęstości na ww. powierzchni. Dzięki tej zmianie uzyskaliśmy lepsze odwzorowanie rzeczywistych warunków. Specjalna powierzchnia o ustalonym współczynniku pochłaniania została ustalona w podobny sposób jak w badaniach w ubiegłym roku.

W celu określenia parametrów plazmy dla których zachodzi oderwanie plazmy z powierzchni dywertora zostały przeprowadzone symulacje dla różnych strumieni jonów deuteru napływających z centrum, Γ_D , które determinują również gęstość elektronową na separatrixie, n_e^{sep} . Symulacje zostały przeprowadzone dla strumienia o wartościach od 2.0×10^{22} el. s^{-1} to 3.0×10^{22} el. s^{-1} i braku domieszkowania plazmy atomami argonu. Symulacje ukazały wzrost gęstości elektronowej na separatrixie, n_e^{sep} , od $0.8 \times 10^{19} m^{-3}$ to $2.5 \times 10^{19} m^{-3}$ wraz ze wzrostem strumienia (Rys. 3.3.1., lewy panel). Wraz ze wzrostem n_e^{sep} temperatury na płytach dywertorowych spadła (Rys. 3.3.1, prawy panel), dla gęstości $2.1 \times 10^{19} m^{-3}$ zaobserwowano oderwanie się plazmy od płyty dywertorowej. Temperatura na wewnętrznej płycie nieznacznie zmalała z 4.3 eV do 1.2 eV, zaś na zewnętrznej płycie temperatura elektronowa spadła z 92 eV do zaledwie 2 eV. Z drugiej strony, spadek całkowitej energii

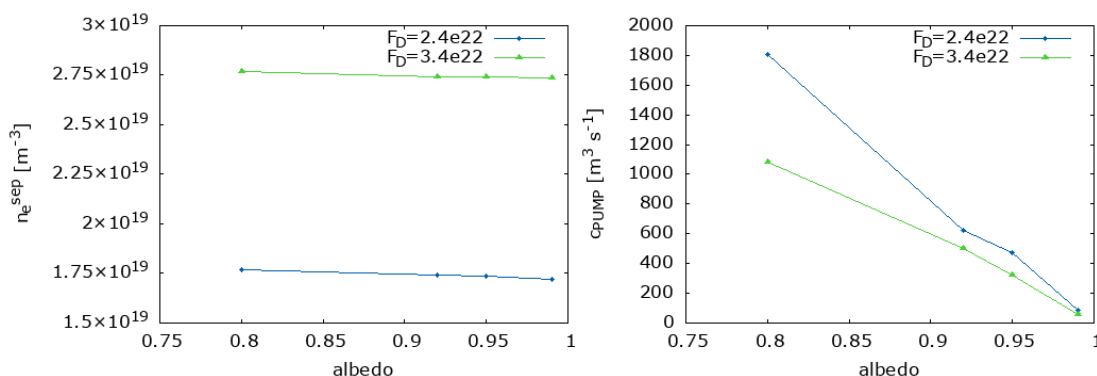
docierającej do dywertora, P_{flux} , okazał się nieznaczny. Całkowita moc docierająca do dywertora spadła z 21 MW do zaledwie 12 MW (Rys. 3.3.2, zielona linia). P_{flux} na wewnętrznej płycie pozostaje równy około 4 MW, zaś moc docierająca do zewnętrznej płyty spadła z 17 MW do 8.7 MW dla gęstości elektronowej na separatrysie równej $2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.



Rys. 3.3.12 Gęstość elektronowa na separatrysie od strumienia deuteru z centrum (lewy panel) i temperatura elektronowa na płycie od gęstości elektronowej na separatrysie (prawy panel).



Rys. 3.3.2. Całkowita moc docierająca do wewnętrznej (niebieska linia), zewnętrznej (czerwona linia) i obu płyt dywertorowych (zielona linia) w zależności od gęstości elektronowej na separatrysie.



Rys. 3.3.3. Zmiana gęstości elektronowej na separatrysie (lewy panel) i prędkość odpompowania (prawy panel) w zależności od współczynnika odpompowania albedo.

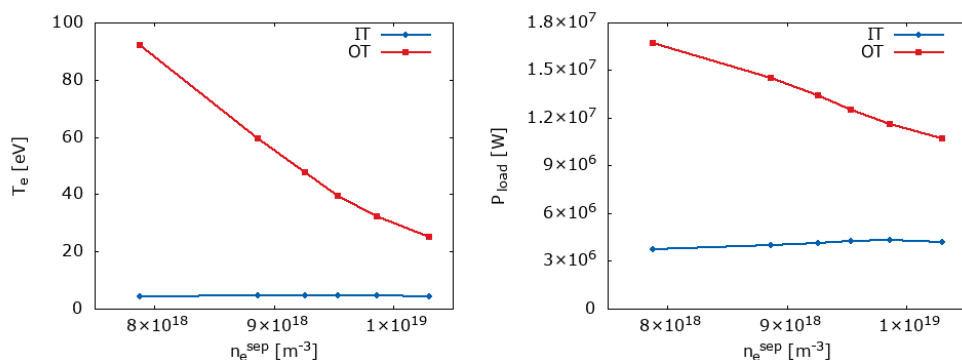
Przeprowadzono również analiza wpływu różnych wartości współczynnika odpompowania na specjalnej powierzchni na przebieg oderwania plazmy od płyt dywertorowych i rozpraszania energii w obszarze brzegowym urządzenia JT-60SA. Analizy wykonano dla wartości 0.80, 0.92, 0.95 i 0.99 przy strumieniu deuteru równym $2.4 \times 10^{22} \text{ el. s}^{-1}$ i $3.0 \times 10^{22} \text{ el. s}^{-1}$. Wyniki symulacji pokazują nieistotne zmiany gęstości elektronowej na separatrysie dla różnych współczynników odpompowania (Rys. 3.3.3, lewy panel). Z drugiej strony, prędkość

odpompowania, c_{PUMP} , gwałtownie wzrasta wraz ze spadkiem współczynnika odpompowania (Rys. 3.3.3, prawy panel). Zauważono, że zmiana temperatury elektronowej i gęstości elektronowej na płytach dywertorowych dla różnych wartości współczynników odpompowania jest nieznacząca. Ponadto prędkość odpompowania poniżej $100 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ zachodzi jedynie dla wartości współczynnika odpompowania równego 0.99 i jest równa $84 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ oraz $55 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ odpowiednio dla $\Gamma_D = 2.4 \times 10^{22} \text{ el. s}^{-1}$ i $\Gamma_D = 3.0 \times 10^{22} \text{ el. s}^{-1}$.

Wyniki symulacji pokazują, że prędkość odpompowania silnie zależy od współczynnika odpompowania dla niskich wartości gęstości plazmy na separatrysie i c_{PUMP} jest mniejsza dla niższych gęstości przy takim samym współczynniku odpompowania.

W wyniku przeprowadzonych symulacji dla różnych strumieni deuteru z centrum, zauważono potrzebę dodatkowego domieszkowania plazmy w celu zredukowania mocy docierającej do płyt dywertorowych. Dlatego też, zostało wykonanych szereg symulacji z różnymi wartościami strumienia domieszkowania argonem. Obliczenia zostały wykonane dla ustalonego strumienia deuteru równego $2.0 \times 10^{22} \text{ el. s}^{-1}$ i różnych wartości strumienia argonu do SOL (ang. Scrape-Off Layer) napuszczanego ze ściany powyżej zewnętrznego dywertora.

Wraz ze wzrostem napuszczanego gazu zaobserwowano stopniowy wzrost gęstości na separatrysie od $7.88 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ do $1.03 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Domieszkowanie plazmy argonem spowodowało wzrost ładunku efektywnego, który osiągnął wartość równą 3 dla strumienia argonu $3 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$. W badaniach nie rozważano symulacji z wyższymi wartościami strumienia argonu z uwagi na wysoką wartość ładunku efektywnego. Zauważono, że parametry plazmy na wewnętrznej płycie pozostają stabilne niezależnie od domieszkowania, zaś na zewnętrznej płycie zaobserwowano spadek temperatury elektronowej z 92 eV do 24 eV (Rys. 3.3.4, lewy panel), który jest wynikiem spadku energii i strumienia cząstek do płyty zewnętrznej. Analizy wskazały, że maksymalna temperatura (ang. peak temperature) na płycie jest równa 126 eV dla przypadku bez domieszkowania i spada do zaledwie 47 eV dla strumienia argonu równego $3 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$.



Rys. 3.3.4. Temperatura elektronowa (lewy panel) i całkowita moc docierająca (prawy panel) do wewnętrznej (niebieska linia) i zewnętrznej (czerwona linia) płyt dywertorowych.

Uzyskane wyniki pokazują, że domieszkowanie plazmy argonem prowadzi do zwiększenia redukcji strumienia ciepła docierającego do płyt dywertorowych w porównaniu do przypadku plazmy deuterowej bez domieszkowania, jednak obniżenie strumienia ciepła jest niedostateczne. Wprowadzenie argonu do plazmy skutkuje dodatkowym promieniowaniem plazmy równym około 4 MW. Zastosowanie argonu powoduje spadek mocy docierającej do zewnętrznej płyty z 17 MW do 9.8 MW (Rys. 3.3.4, prawy panel, czerwona linia).

Wykonane symulacje pokazują niedostateczny wpływ domieszkowania argonem na rozpraszanie energii w plazmie brzegowej dla przyjętych założeń. Dlatego też dodatkowe symulacje plazmy domieszkowanej argonem dla ustalonych wartości gęstości na separatrysie są niezbędne.

Analiza numeryczna wykonana dla plazmy deuterowo-węglowej w scenariuszu numer 2 domieszkowanej atomami argonu wykazała, że zdolność argonu do redukcji mocy docierającej z centrum do SOL jest niewystarczająca dla założonych strumieni deuteru z centrum i argon przyczynia się do wypromieniowania zaledwie 4 MW. Wskazano, potrzebę dodatkowych badań domieszkowania plazmy dla różnych wartości gęstości na separatrysie z dodatkowym strumieniem deuteru, aby w pełni ocenić możliwości domieszkowania argonem plazmy w scenariuszu 2 tokamaka JT-60SA.

Omówienie wyników badań

W 2022 roku w ramach rozwoju kodu JOREK do modelowania niestabilności magneto hydrodynamicznych w plazmie celem było zrozumienie roli tzw. dryfów diamagnetycznych w stabilizacji plazmy tokamakowej. W tym celu w gałęzi kodu rozwijanej dla tokamaka TCV zaimplementowano dryfy w równaniach MHD, a następnie przetestowano zbieżność rozwiązań.

W ramach projektu ACH (ang. Advance Computer Hub) przeprowadzono szereg działań wspierających adaptację do ujednoliconego standardu struktury danych ITER zgłoszonych kodów działających w społeczności EUROfusion.

3.4. Rozwój i zastosowanie kodu JOREK do modelowania plazmy tokamakowej

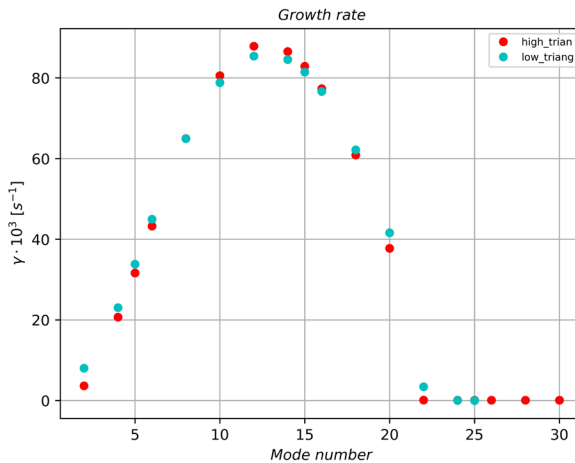
W celu zrozumienia roli dryfów diamagnetycznych w stabilizacji plazmy tokamakowej w gałęzi kodu rozwijanej dla tokamaka TCV zaimplementowano dryfy w równaniach MHD, a następnie przetestowano zbieżność rozwiązań.

W równaniach MHD dla plazmy tokamakowej dryfy diamagnetyczne pełnią funkcję stabilizującą, dlatego szczególnie istotne jest włączenie członów diamagnetycznych do równania prędkości jonowej. W tym celu w równaniu kodu JOREK zaimplementowano dodatkowy człon diamagnetyczny:

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= -R^2 \nabla u \times \mathbf{a}^3 - \frac{\tau_{IC} R^2}{\rho} \nabla p_i \times \mathbf{a}^3 + v_{||} \mathbf{B} \\ &= R(\partial_1 u \mathbf{a}^2 - \partial_2 u \mathbf{a}^1) + v_{||} \left[\frac{1}{R} (-\partial_1 \psi \mathbf{a}^2 + \partial_2 \psi \mathbf{a}^1) + F \mathbf{a}^3 \right] - \frac{\tau_{IC} R}{\rho} [-\partial_1 p_i \mathbf{a}^2 + \partial_2 p_i \mathbf{a}^1] \\ &= \left(-R \partial_2 u + \frac{v_{||}}{R} \partial_2 \psi - \frac{\tau_{IC} R}{\rho} \partial_2 p_i \right) \mathbf{a}^1 + \left(R \partial_1 u - \frac{v_{||}}{R} \partial_1 \psi + \frac{\tau_{IC} R}{\rho} \partial_1 p_i \right) \mathbf{a}^2 + F v_{||} \mathbf{a}^3 \end{aligned}$$

Rys. 3.4.1. Zaimplementowane równanie na prędkość jonową uwzględniające dryfy diamagnetyczne (człon z τ_{IC}).

W celu przetestowania nowego członu w równaniach, przeprowadzono symulacje liniowe wzrostu niestabilności w czasie. Uzyskano zbieżność w czasie, wyniki przedstawione są na Rys.3.4.2.



Rys. 3.4.2. Wyniki symulacji liniowych dla wzrostu niestabilności od numeru modu zaburzeń (dla dwóch kształtów plazmy – trójkątnej i owalnej).

Sprawdzono, że najbardziej niestabilne są średnie numery modów zaburzeń (od $n = 10$ do $n = 16$). Nowa funkcjonalność w kodzie JOREK została włączona na stałe w celu lepszego modelowania plazmy.

Zadania realizowane w ramach projektu ACH (ang. Advance Computer Hub) skupione były na wsparciu wybranych zadań TSVV. W 2022 roku prowadzono konsultacje i wsparcie techniczne dla autorów kodów modelujących zjawiska fizyczne eksperymentach typu tokamak przy adaptacji kodów do ujednoliconego standardu zapisu danych wprowadzonym przez ITER, do tzw. standardu IMAS (ang. Integrated Modelling &

Analysis Suite). IMAS stanowi środowisko zawierające narzędzia do zapisu eksperymentach i danych kodów je modelujących.

Wprowadzenie zunifikowanej struktury danych powoduje konieczność adaptacji istniejących kodów do standardu IMAS, gdzie podstawową strukturą danych jest IDS (ang. Interface Data Structure).

W tym celu zapoczątkowano adaptację zgłoszonych kodów DYON i Eirene. Adaptacja kodu DYON do standardu IMAS polegała na zdefiniowaniu zmiennych wynikowych kodu, a następnie określenie, czy zmienne te zdefiniowane są w ramach IDS. Zmienne nie zdefiniowane na liście IDS zostały opisane i zgłoszone do utworzenia. Następnie opracowano skrypt w języku Matlab, w którym wprowadzono zmienne kodu mające odpowiedniki zdefiniowane w IDS. W ten sposób został stworzony interfejs, który zapisuje wyniki obliczeń w formacie IDS. W ten sposób kod nadal używa swojego wewnętrznego formatu. Skrypt został przetestowany i zintegrowany z kodem DYON. Obecnie trwają prace nad przygotowaniem skryptu dla zmiennych wejściowych kodu, które również muszą być zapisane w IDS.

Kolejnym zadaniem były prace zmierzające do zintegrowania z IMAS kodu Eirene. Na szeregu spotkaniach została ustalona wersja kodu Eirene przeznaczona do adaptacji oraz plan pracy przy dostosowaniu kodu do standardu IMAS. Podstawowym wyzwaniem w przypadku ww. kodu jest sposób zapisu danych, które przypisane są do siatki numerycznej będącej niejednorodną trójkątną siatką. Z tego względu wspólnie z właścicielami kodu podjęto decyzję o zapisie danych i siatki w standardzie GGD (ang. General Grid Database), należącym do środowiska IMAS. Został stworzony demonstracyjny program oparty na GGD, który zapisywał i odczytywał w standardzie IDS przykładowe dane kodu Eirene. Stworzono również dokumentację dla grupy rozwijającej Eirene, a na spotkaniu modelowym został ustalony sposób realizacji adaptacji kodu Eirene do standardu IMAS w oparciu o ww. przykładowy program. Ustalono również, że zapis zmiennych kodu w standardzie IMAS będzie odbywał się za pomocą tzw. obwolut (ang. wrappers).

Dodatkowo prowadzono również wsparcie techniczne dla kodu JOREK, gdzie rozwiązano problem błędnego zapisu danych z różnych sekwencji czasowych do jednego.

W wyniku prowadzonych działań przyczyniono się również do rozwoju formatu IDS o definicje nowych zmiennych oraz ich uściślenie, w celu uwzględnienia wielkości charakteryzujących zjawiska fizyczne modelowane przez dany kod. Tym kontynuowano rozwój zintegrowanego modelowania, w którym kody modelujące różne zjawiska fizyczne zachodzące w tokamaku mogą wymieniać informacje i tworzyć tym samym spójny obraz działania eksperymentu.

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

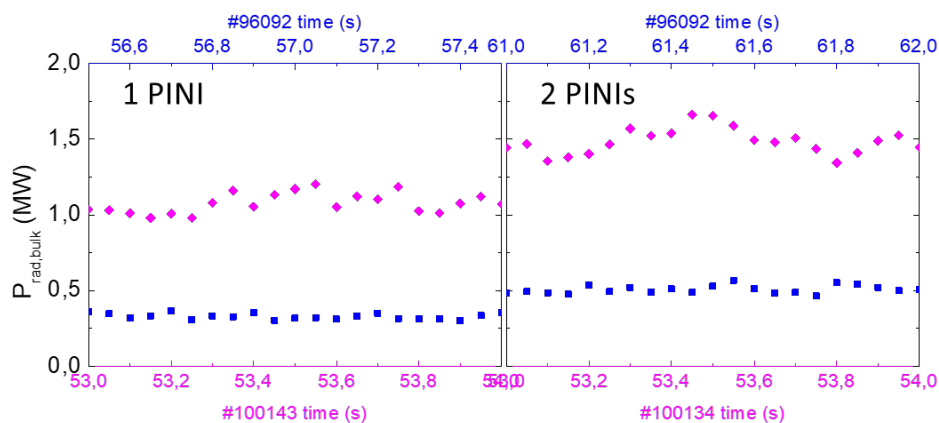
Pakiet roboczy WPTE obejmuje prace związane z eksploatacją pięciu europejskich tokamaków wspieranych przez konsorcjum EUROfusion, na rzecz operacji reaktora kolejnej generacji ITER oraz w celu ukierunkowania projektu DEMO. Należą do nich tokamak JET w Wielkiej Brytanii, TCV w Szwajcarii, ASDEX Upgrade w Niemczech, MAST-U w Wielkiej Brytanii i WEST we Francji. W ramach programu „Horyzont Europa” projekt WPTE obejmuje następujące cele Misji 1 (reżimy działania plazmy) oraz Misji 2 (system odprowadzania ciepła) zapisane w planie działania Unii Europejskiej na rzecz syntezy jądrowej. Misja 1-1: Zademonstrowanie stabilnej pod względem niestabilności MHD, wysokowydajnej pracy urządzenia z metalicznymi komponentami pierwszej ściany na podobieństwo ITER i DEMO. W tym opracowanie reżimu trybu H z uwzględnieniem ograniczeń w ITER (podgrzewanie elektronów, scenariusze z niskim momentem obrotowym, fazy przejścia z reżimu z niskim utrzymywaniem plazmy (ang. L-mode) w reżim z wysokim utrzymywaniem plazmy (ang. H-mode) L-H i odwrotnie H-L, wpływ zanieczyszczeń, praca w pobliżu progu przejścia z L-modu do H-modu). Wpływ izotopów wodoru na scenariusz plazmy uwzględniając niski poziom helu. Łagodzenie zjawiska uciekających elektronów i zerwania sznura plazmowego (ang. disruption) oraz opracowywanie/testowanie systemu do unikania tych zakłóceń. Opracowanie scenariuszy z niestabilnościami brzegowymi typu ELM lub bez nich na rzecz ITER i DEMO. Misja 1-2: Przygotowanie ulepszonych opisów fizycznych cząstek energetycznych w tym ich nieliniowe oddziaływanie z plazmą termiczną w celu kontrolowania plazmy w ITER i DEMO. Zrozumienie wpływu szybkich jonów na transport i stabilność plazmy. Misja 1-3: Opracowanie zintegrowanych scenariuszy dla długich wyładowań, w stanie stacjonarnym na rzecz operacji w ITER i DEMO. W tym opracowanie podstaw fizycznych i operacyjnych dla scenariusza w stanie stacjonarnym (wysoka beta, kompatybilność z metalową ścianą, sterowanie, optymalizacja bezindukcyjnego prądu i stabilność). Misja 2-1: Kontrola zjawiska oderwania się plazmy (ang. detachment) na rzecz operacji w ITER, DEMO i HELIAS. W tym przetestowanie schematów sterowania tym zjawiskiem i jego odporności w odniesieniu do stanów nieustalonych i stabilności promieniowania. Opracowanie podstaw fizycznych zintegrowanego sterowania cząsteczkami i spaliniami dla ITER i DEMO (mieszanki zanieczyszczeń, ponowne przyłączanie, wpływ ELM i izotopów, fazy niestacjonarne). Misja 2-2: Przygotowanie wydajnej obsługi komponentów ściany tokamaka (Plasma Facing Components - PFC) dla ITER, DEMO i HELIAS. Przetestowanie materiałów/komponentów dla ITER i DEMO w środowisku tokamaka (warunki długiego impulsu/wysokiej fluencji dla plazmy deuterowej (D) i helowej (He), potencjalne tryby awarii PFC, określenie wpływu starzenia się PFC na wydajność plazmy, schematy ochrony pierwszych ścian). Migracja materiału i czasu życia PFC (w tym stany nieustalone, takie jak ELM i różne konfiguracje dywertorów). Badania retencji paliwa oraz opracowanie schematów odzysku i kondycjonowania paliwa odpowiednich dla urządzeń termojądrowych następnego etapu. Misja 2-3: Zbadanie alternatywnych innowacyjnych geometrii dywertorów na rzecz reaktora DEMO.

Harmonogram przeprowadzonych w 2022 r kampanii został przedstawiony poniżej.

Year	2022											
Months	Jan.	Feb	Mar.	April	May	June	July	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.
AUG	Deuterium and SPI						He					
TCV							LIL					
MAST-U												
WEST												?
JET	C40B						C42		C43 (He)		C44	
	Shutdown	Restart	Campaign	Break								

Z powodu problemów technicznych nie udało się przeprowadzić eksperymentów na układzie WEST. Na układzie JET odbyła się kampania czyszcząca C42 w plazmie deuterowej. Jej głównym celem było rozwiązanie kluczowych problemów dotyczących interakcji plazmy ze ścianą oraz zakończenie eksperymentów izotopowych. Zaraz po niej wystartowała kampania C43 z plazmą helową a następnie rozpoczęto kampanię deuterową C44. Przez cały 2022 r. trwała także kampania analiz i modelowania wyników uzyskanych w JET podczas kampanii trytowej i deuterowo-trytowej przeprowadzonych w roku poprzednim.

Badania nad transportem cząstek odgrywają kluczową rolę w osiągnięciu praktycznej energii z syntezy jądrowej. Odkąd moc syntezy jądrowej skaluje się z kwadratem gęstości ($P_{fus} \sim n^2$), uzyskanie wysokiej wartości gęstości centralnej w reaktorze ma duże znaczenie. Osiągnięcie bardzo dużej gęstości jest możliwe tylko z profilem gęstości o dużym gradiencie w rdzeniu plazmy. Wskazuje to, że transport cząstek i badania gradientu gęstości rzeczywiście zasługują na uwagę. Ten punkt jest podkreślany między innymi w opracowaniach koncepcyjnych przyszłej elektrowni, gdzie wymagane będą gęstości przekraczające empiryczną granicę gęstości Greenwalda o współczynnik od 1,2 do 1,5. Na układzie JET-ILW przeprowadzono badania mające na celu ocenę ilościową skalowania izotopowego transportu cząstek między plazmą deuterową (D) i trytową (T), uzyskując wymiarowo i bezwymiarowo tożsame plazmy. Pod kątem dopasowania bezwymiarowych profili plazmy q , ρ^* , v^* , β_N oraz T_i/T_e z sukcesem uzyskano wyładowania w reżimie z niskim utrzymywaniem plazmy (ang. L-mode). W przypadku plazmy D analizie poddano wyładowanie #96092, charakteryzujące się toroidalnym polem magnetycznym $B_T=2.2$ T, prądem plazmy $I_p=1.8$ MA, uśrednioną liniowo gęstością elektronową $n_{e_lad}=2.15 \times 10^{19}$ m⁻³, maksymalną mocą grzania $P_{NBI}=2.0$ MW i centralna temperatura elektronową $T_e=1.9$ keV. W przypadku plazmy T analizie poddano wyładowanie #100134 i #100143 o parametrach plazmy $B_T=3.0$ T, $I_p=2.5$ MA, $n_{e_lad}=3.25 \times 10^{19}$ m⁻³, $P_{NBI}=3.4$ MW, $T_e=2.5$ keV. W idealnej sytuacji różnica w pikowaniu gęstości mogła być przypisana wpływowi izotopów. Przeprowadzono bardzo szczegółową analizę promieniowania plazmy i składu metalicznych zanieczyszczeń. Zbadano w jaki sposób deuter i tryt wpływa na promieniowanie plazmy, jej zanieczyszczenia oraz na niestabilności magneto hydrodynamiczne MHD. Porównań dokonano dla dwóch faz grzania NBI (1 PINI, 2 PINI's), różniących się mocą. Rysunek 4.1 przedstawia uzyskaną moc promieniowania w plazmie, która okazała się około dwa razy większa w plazmie T w porównaniu z plazmą D. Dla wyższej mocy grzania NBI (2 PINIs) obserwuje się większą moc wypromieniowaną z plazmy centralnej.



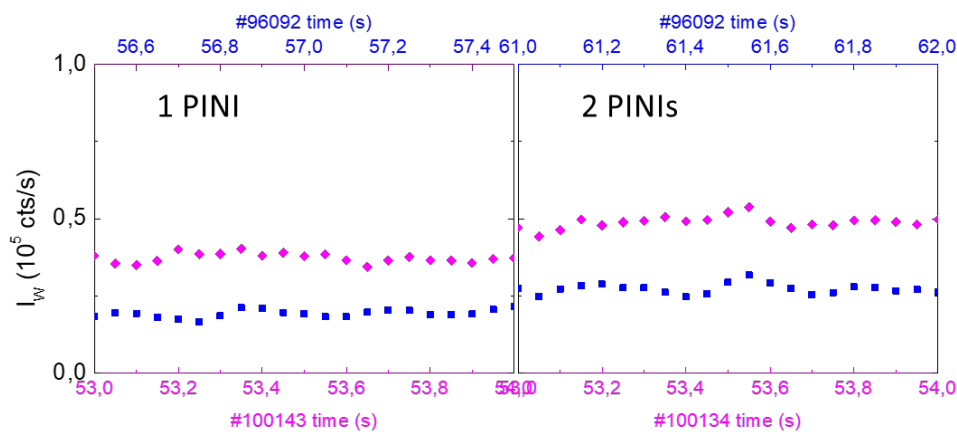
Rys. 4.1 Moc promieniowania plazmy w wyładowaniu 96092 w okolicach czasu $t=57$ s (1PINI) i $t=61.5$ s (2PINI) w plazmie D oraz wyładowania 100143 dla $t=53.5$ s (1 PINI) i 100134 dla $t=53.5$ s (2 PINI).

Istnieją także różnice w koncentracji wolframu i niklu pomiędzy wyładowaniami. Intensywność widma ciągłego wolframu mierzonego przy użyciu diagnostyki spektroskopowej z zakresu VUV (rys. 4.2) była również wyższa dla plazmy T w porównaniu z plazmą D.

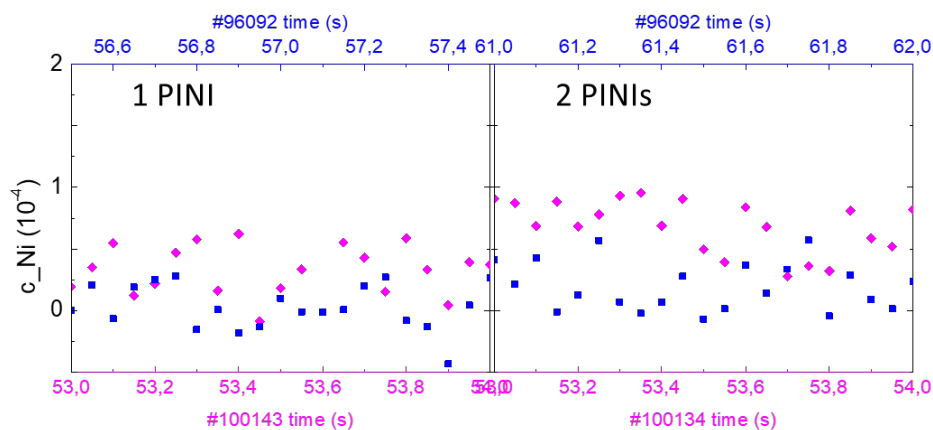
Wartości koncentracja niklu (Ni) (Rys. 4.3), mocy promieniowania Ni, wyznaczone na podstawie danych z tej samej diagnostyki, podobnie jak W były większe dla plazmy T i dla większych mocy grzania NBI. Okazało się, że wkład Ni do promieniowania z plazmy jest na poziomie nie przekraczającym 10 % a wkład od innych zanieczyszczeń takich jak Fe i Cu jest zanedbywalny. Co świadczy, że mierzona moc promieniowana głównie pochodzi od wolframu.

Na Rys. 4.4 przedstawiono rozkład promieniowania w plazmie D i T uzyskany na podstawie rekonstrukcji bolometrycznych dla 1 PINI i 2 PINI. Tomografie wykazują większe promieniowanie dla plazmy T i 2PINI zarówno w obszarze limitera jak i dywertora.

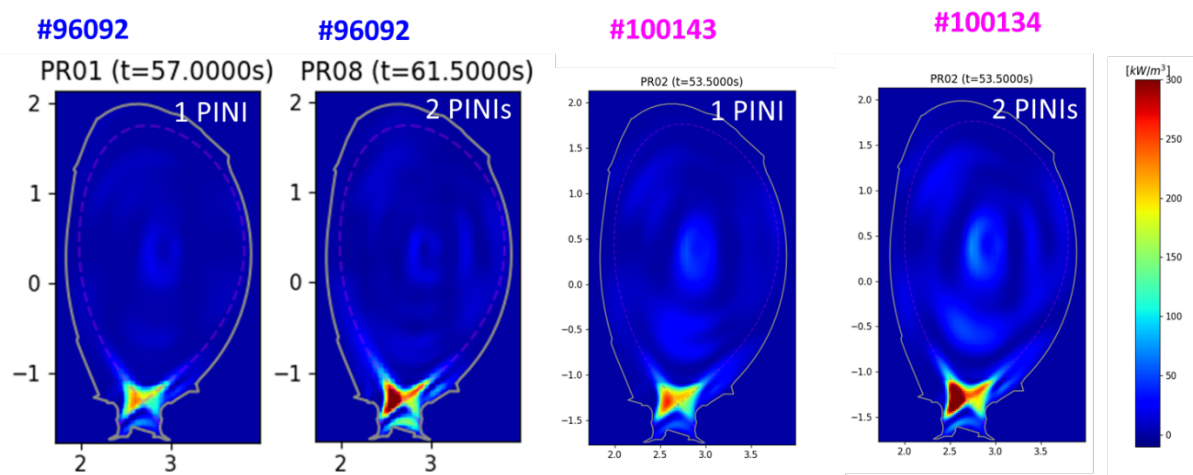
Profil promieniowania (Rys. 4.5) jest bardziej wypikowany w przypadku plazmy T w porównaniu z plazmą D. Różnice w wartości promieniowania między plazmą D i T widoczne są już w fazie omowej przed główną fazą grzania.



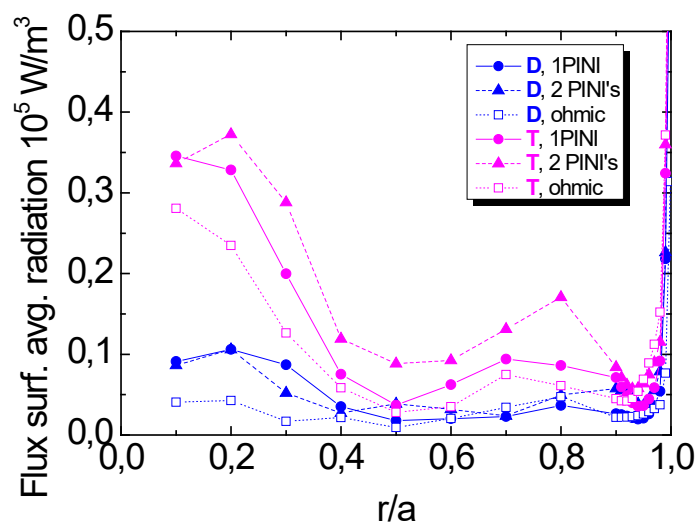
Rys. 4.2 Intensywność widma ciągłego wolframu, rejestrowanego przy pomocy diagnostyki spektroskopowej w zakresie VUV, w wyladowaniu 96092 dla czasu $t=57$ s (1PINI) i $t=61.5$ s (2PINI) w plazmie D oraz wyladowania 100143 dla $t=53.5$ s (1 PINI) i 100134 dla $t=53.5$ s (2 PINI).



Rys. 4.3 Koncentracja niklu wyznaczona na podstawie danych spektroskopowych z zakresu VUV w wyladowaniu 96092 dla czasu $t=57$ s (1PINI) i $t=61.5$ s (2PINI) w plazmie D oraz wyladowania 100143 dla $t=53.5$ s (1 PINI) i 100134 dla $t=53.5$ s (2 PINI).



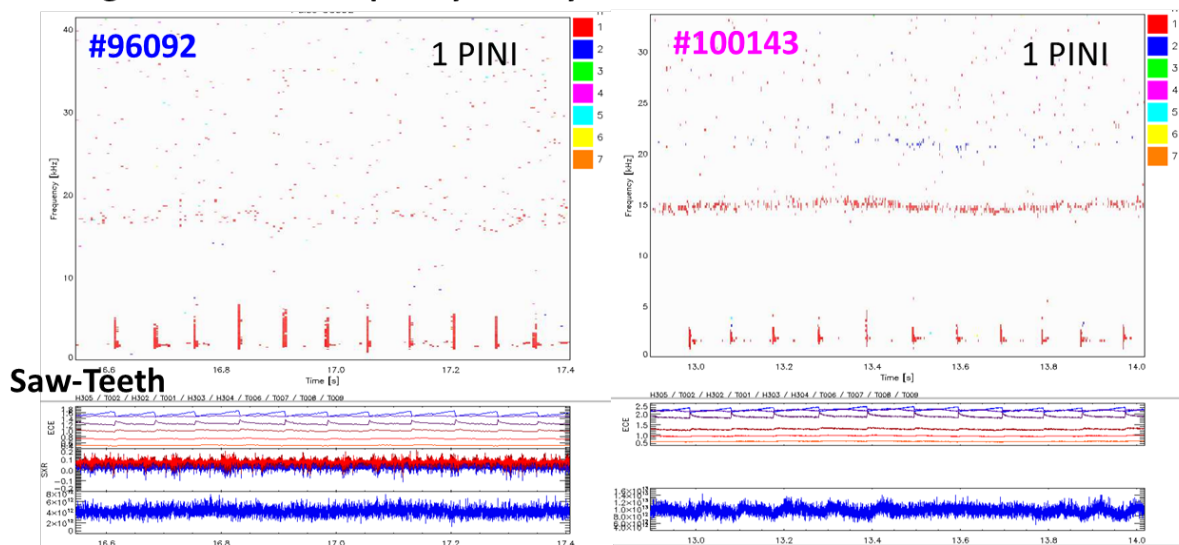
Rys. 4.4 Rozkład mocy promieniowania w wyladowaniu 96092 dla $t=57$ s (1PINI) i $t=61.5$ s (2PINI) w plazmie D oraz wyladowania 100143 dla $t=53.5$ s (1 PINI) i 100134 dla $t=53.5$ s (2 PINI).



Rys. 4.5 Uśredniony strumień powierzchniowy promieniowania plazmy D i T dla grzania omowego i dwóch etapów grzania NBI.

Zaobserwowano pewne różnice w aktywności MHD dla różnych mocy grzania NBI. Aktywność typu sawteeth (piłokształtna) była obecna zarówno w plazmie D jak i T, ale z innym okresem dla różnych mocy grzania NBI. Dla fazy z 1 PINI, okres piłokształtny wynosił 70 ms. Oprócz niestabilności typu sawteeth z ich eksponentyjnym prekursorem, obserwowano również mod ciągły (1,1), co podkreśla czerwona składowa $n = 1$ na spektrogramie przedstawionym na Rys. 4.6.

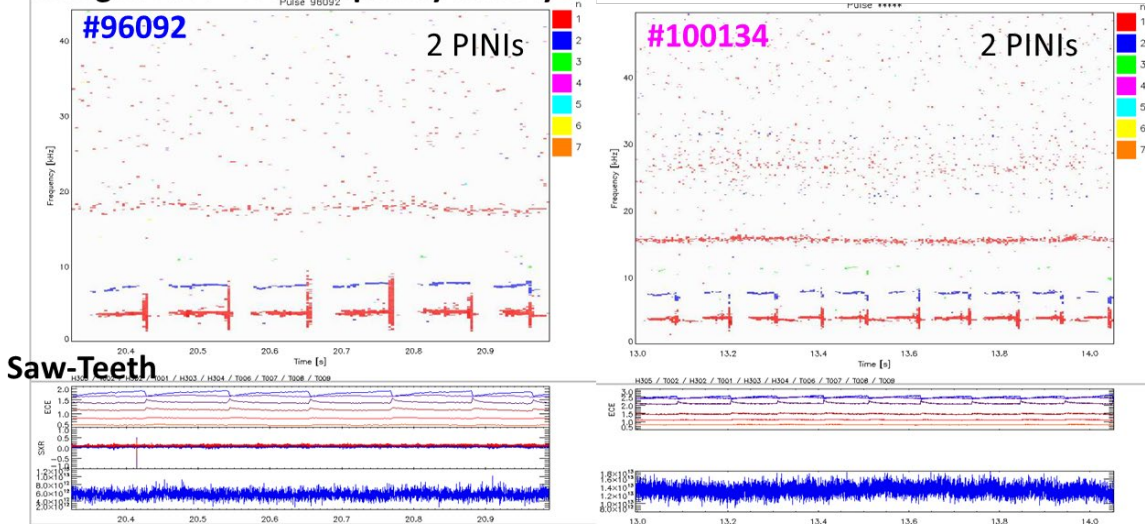
Tearing Modes - low frequency activity 0-50 kHz



Rys. 4.6 Niestabilności MHD występujące dla wyladowni #96092 w plazmie D i #100143 w plazmie T podczas użycia 1 PINI grzania NBI.

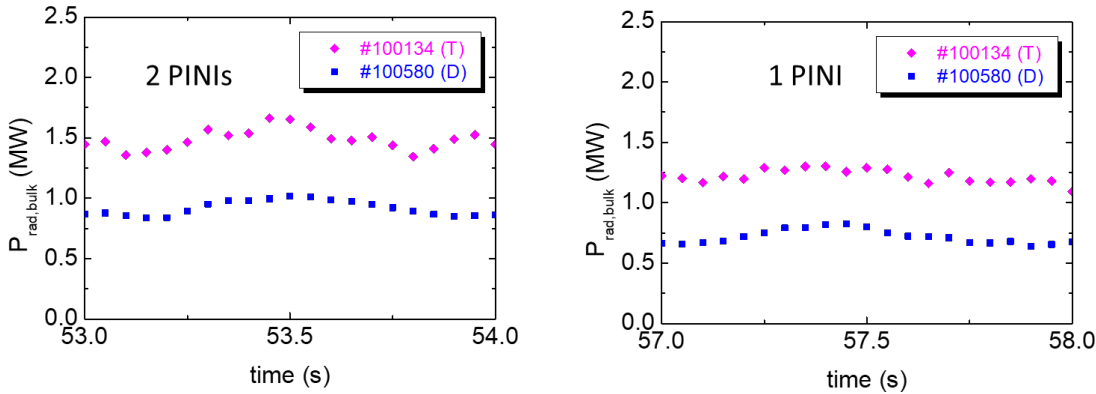
W przypadku większej mocy grzania NBI (2 PINI's) okres niestabilności piłokształtny wynosił 100 ms. Dodatkowo widoczna jest składowa harmoniczna $n=2$ (Rys. 4.7) rozwijająca się dla większej intensywności modu $n=1$, skorelowana z poziomem mocy NBI. Również obecny jest ciągły tryb modu (1,1). W fazie omowej obserwowane są jedynie niestabilności piłokształtne o okresie 70 ms dla plazmy D i 60 ms w plazmie T.

Tearing Modes - low frequency activity 0-50 kHz



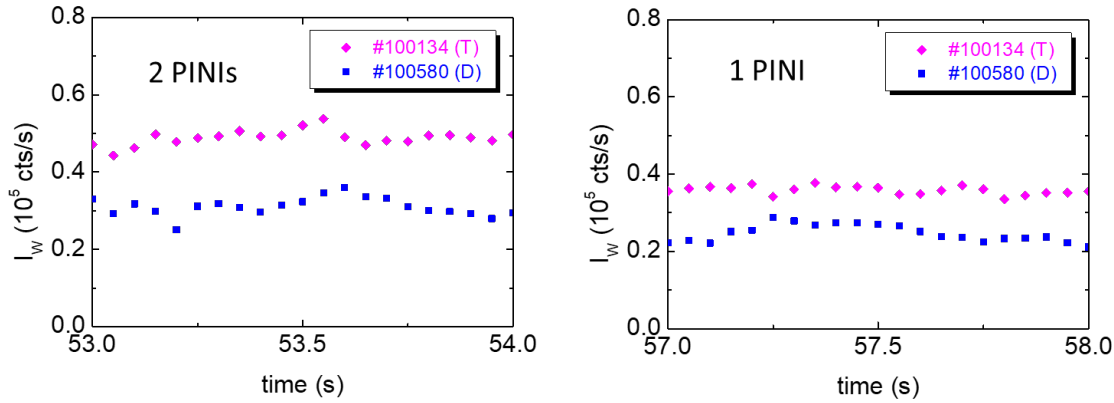
Rys. 4.7 Niestabilności MHD występujące dla wyładowań #96092 w plazmie D i #100134 w plazmie T podczas użycia 2 PINI grzania NBI.

Dla porównania wymiarowo tożsamyh plazm, przeprowadzono wyładowanie w deuterze #100580 i trycie #100134 charakteryzujące się głównymi parametrami: $B_T=3.0$ T, $I_p=2.5$ MA, $n_{e,lad}=3.25 \times 10^{19} m^{-3}$, $P_{NBI}=3.4$ MW, $T_e=2.5$ keV. Uzyskane wyniki wykazały, że podobnie jak w przypadku bezwymiarowego dopasowania, dwa razy większe promieniowanie (Rys. 4.8, Rys. 4.11), intensywność wolframu (Rys. 4.9), koncentrację Ni (Rys. 4.10) osiągnięto w plazmie T w porównaniu do plazmy D.

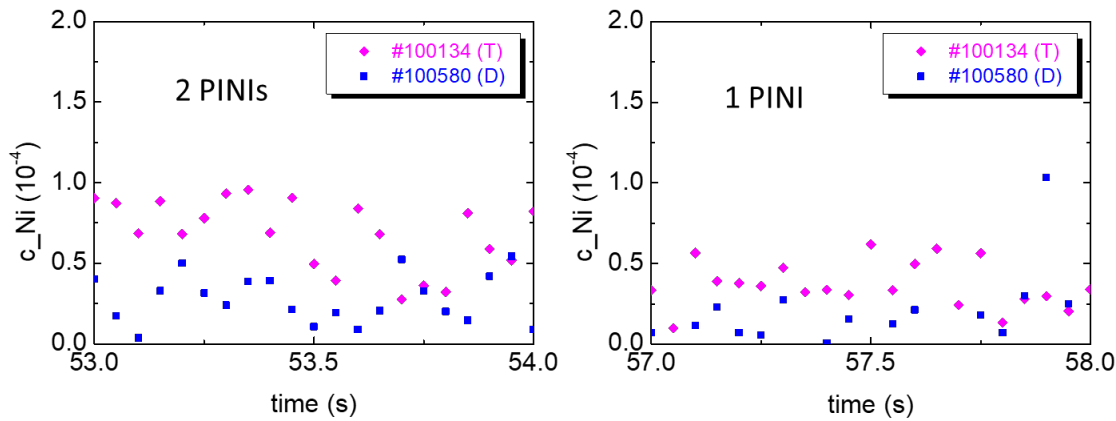


Rys. 4.8 Moc promieniowania w wyładowaniu deuterowym #100580 i trytowym #100134 dla czasów $t=53.5$ s (2PINI) i $t=57.5$ s (1PINI).

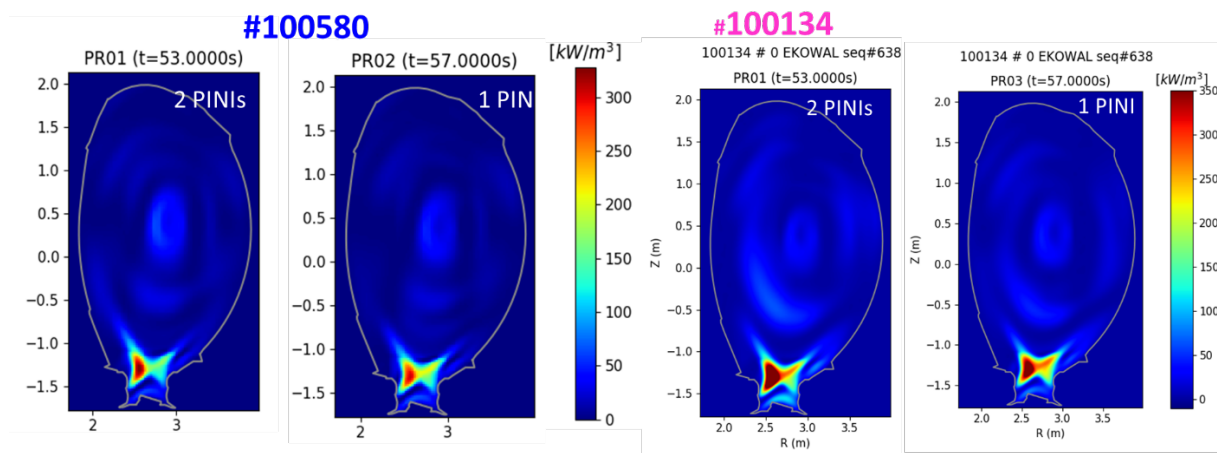
W 2022 r. koordynowano zadaniem T17-06, które było poświęcone określeniu wpływu grzania ICRH (ang. Ion Cyclotron Resonance Heating) na zanieczyszczenia plazmy, w celu optymalizacji scenariuszy operacyjnych tokamaka. W ramach tego zadania kontynuowano analizy rozpoczęte w 2021 r., których celem było zbadanie wpływu izotopów wodoru na zanieczyszczenia generowane podczas grzania ICRH. Dokonano wnikliwej selekcji identycznych wyładowań przeprowadzonych w plazmie wodorowej (H), D i T w L-modzie, $B_T=3.35$ T, $I_p=2.15$ MA. W wyładowaniach tych zastosowano scenariusza grzania ICRH z pierwszą harmoniczną częstotliwością rezonansową mniejszościowych jonów helu-3 ($N=1^3He$) $f=32.5$ MHz. Typowe przebiegi czasowe mocy grzania ICRH przedstawiono na Rys. 4.12. Dwie pary anten ICRH, A+B (ze złączem 3dB) i C+D (ze złączem ECT) były zasilane niezależnie w fazie dipolowej i p/2.



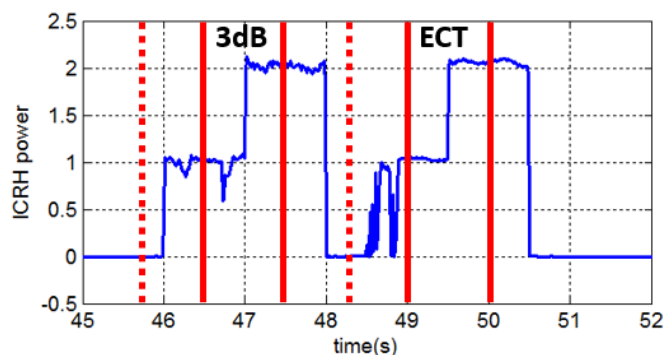
Rys. 4.9 Intensywność widma ciągłego wolframu, rejestrowanego przy pomocy diagnostyki spektroskopowej w zakresie VUV, w wyładowaniu deuterowym #100580 i trytowym #100134 dla czasów $t=53.5$ s (2PINI) i $t=57.5$ s (1PINI).



Rys. 4.10 Koncentracja niklu wyznaczona na podstawie danych spektroskopowych z zakresu VUV w wyładowaniu deuterowym #100580 i trytowym #100134 dla czasów $t=53.5$ s (2PINI) i $t=57.5$ s (1PINI).

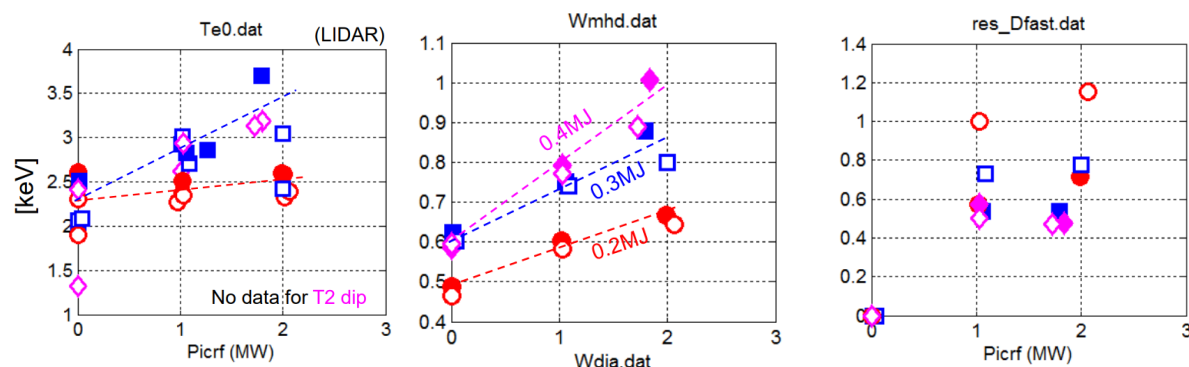


Rys. 4.11 Rozkład mocy promieniowania w wyładowaniu deuterowym #100580 i trytowym #100134 dla czasów $t=53$ s (2PINI) i $t=57$ s (1PINI).



Rys. 4.12. Typowe przebieg czasowe grzania ICRH zastosowane w eksperymencie.

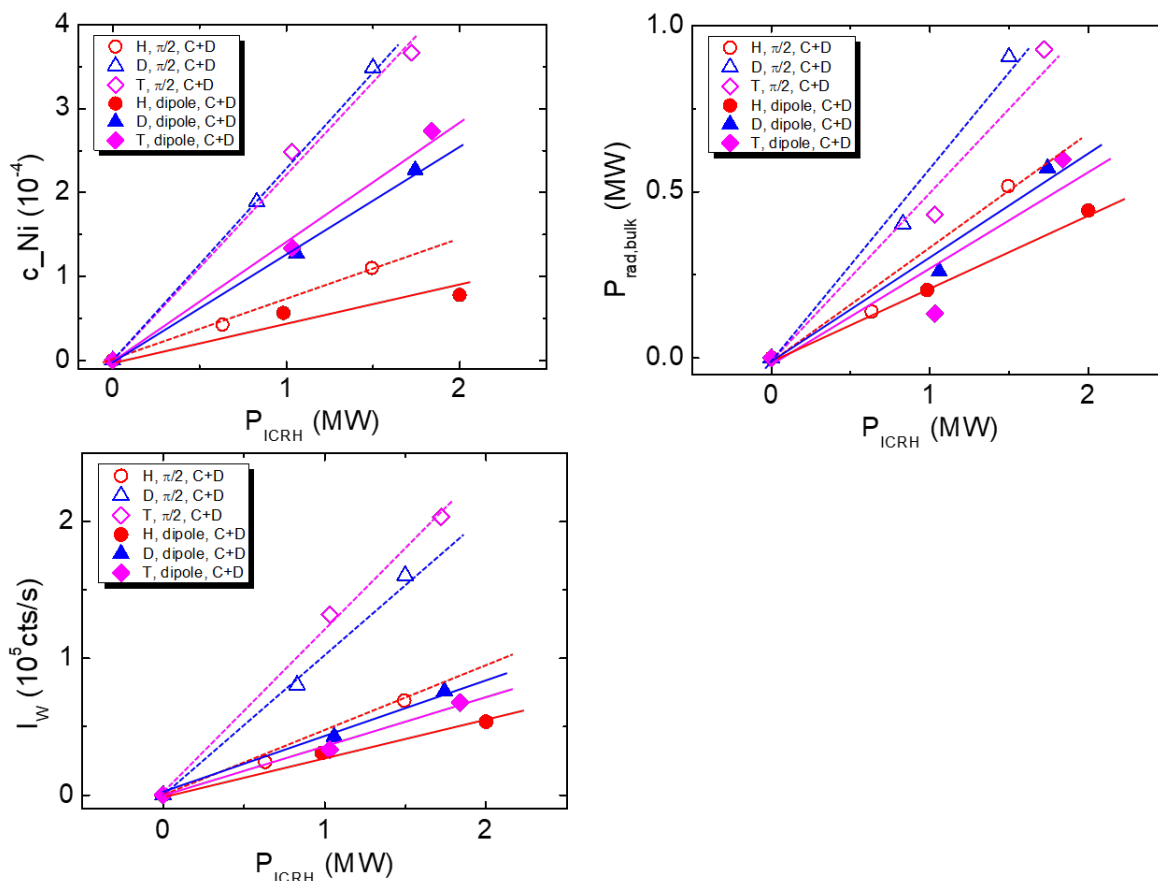
Z powodu problemów z uzyskaniem prawidłowej fazy dla anteny B w plazmie H, analizy skoncentrowano na fazie wyładowania, w której zastosowano antenę C+D. Analizie poddano wyładowania #98371 (dipol) i #98370 (p/2) w plazmie H, #95644 (dipol) i #95645 ($\square/2$) w plazmie D, #100127 (dipol) i #100129 (p/2) w plazmie T. Przeprowadzone analizy wykazały, że zastosowanie scenariusza $N=1^3\text{He}$ jest bardziej wydajne w plazmach D i T i mniej wydajne w plazmie H, wykazując najniższą centralną temperaturę elektronu w tym ostatnim przypadku (Rys. 4.13 lewy). Zaobserwowano wyraźny wpływ izotopów na wydajność grzania. Zgromadzona energia plazmy (patrz Rys. 4.13 centralny) była najwyższa dla plazmy T, a najniższa dla plazmy H. Utrzymywanie plazmy było o 25 % mniejsze w plazmie D i o 50% mniejsze w plazmie H w porównaniu z T. Jednakże, rezystancja sprzężenia, przedstawiona na Rys. 4.13 prawy, wykazała odwrotną tendencję z najwyższymi wartościami dla plazmy H.



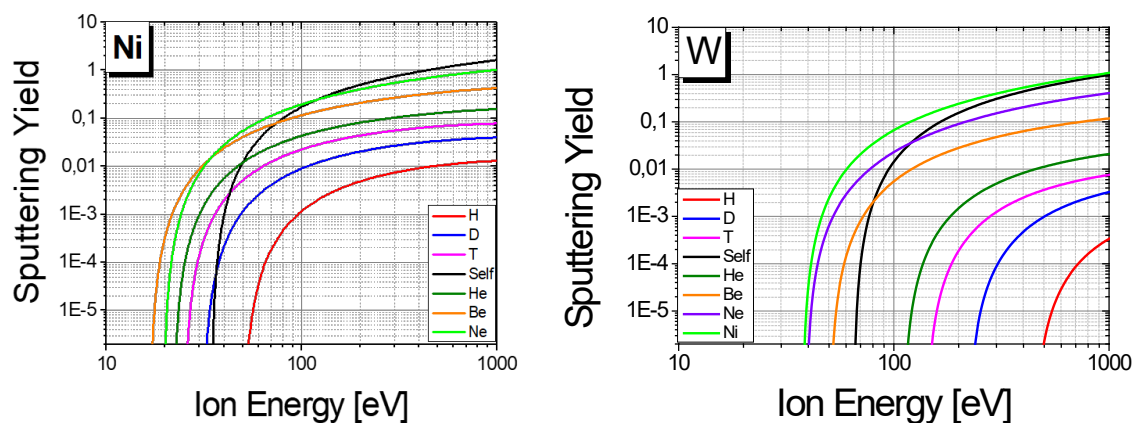
Rys. 4.13 lewy) centralna temperatura elektronowa, centralny) energia plazmy, prawy) rezystancja sprzężenia w funkcji mocy grzania ICRH w plazmie H, D i T. Symbole pełne oznaczają punkty pomiarowe dla fazy dipolowej a otwarte dla fazy p/2.

Dla wybranych wyładowań zbadano zachowanie zanieczyszczeń o wysokiej (W), średniej (Ni, Fe, Cu), i niskiej (Be) liczbie atomowej Z oraz mocy wypromieniowanej. Stwierdzono, że podczas pracy anteny C+D zawartość W, Ni oraz moc promieniowania jest wyższa podczas zastosowania fazy p/2 anteny ICRH w porównaniu z fazą dipolową. Najniższą zawartość Ni, W oraz moc promieniowania zaobserwowano w plazmie H. Istnieje niewielka różnica między plazmą D i T. Koncentracja Ni, Intensywność W jest podobny dla plazmy D i T, ale znacznie wyższy w porównaniu z plazmą H.

Rys. 4.15 przedstawia wyliczoną wydajność rozpylania Ni i W przez różne pierwiastki. Z tego wynika, że dla energii jonów $< 30\text{eV}$ ($T_e \sim 5\text{eV}$) rozpylanie Ni przez T, D ma istotne znaczenie. Podczas gdy, dla energii jonów $< 100\text{eV}$ ($T_e \sim 20\text{eV}$) rozpylanie W przez H, D, T może być zanedbywalne. Dwu wymiarowe rekonstrukcje bolometryczne promieniowania plazmy przedstawione na Rys. 4.16 wykazują wyższe promieniowanie plazmy w obszarze limitera w fazie p/2 w porównaniu z fazą dipolową. Jednakże, promieniowanie w obszarze dywertora jest wyższe w przypadku fazy dipolowej. Najniższe promieniowanie obserwuje się dla plazmy H, a najwyższe dla plazmy T.

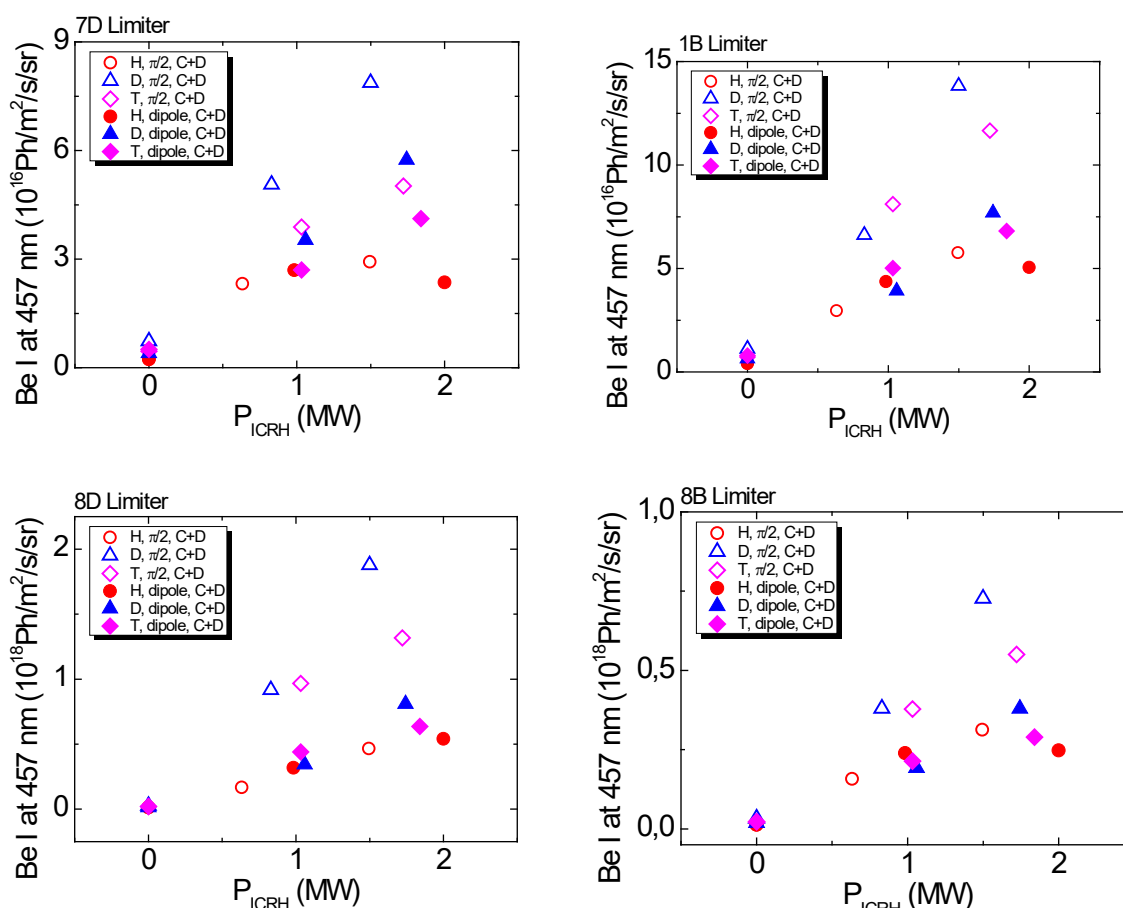


Rys. 4.14 Koncentracja Ni (c_{Ni}), moc wypromieniowana ($P_{rad,bulk}$) oraz intensywność quasicontinuum W zarejestrowana przy pomocy diagnostyki spektroskopowej z zakresu VUV w funkcji mocy grzania ICRH podczas pracy anteny C+D w fazie dipolowej i $\pi/2$.



Rys. 4.15 Wydajność rozpylania Ni i W przez różne pierwiastki w funkcji energii jonów.

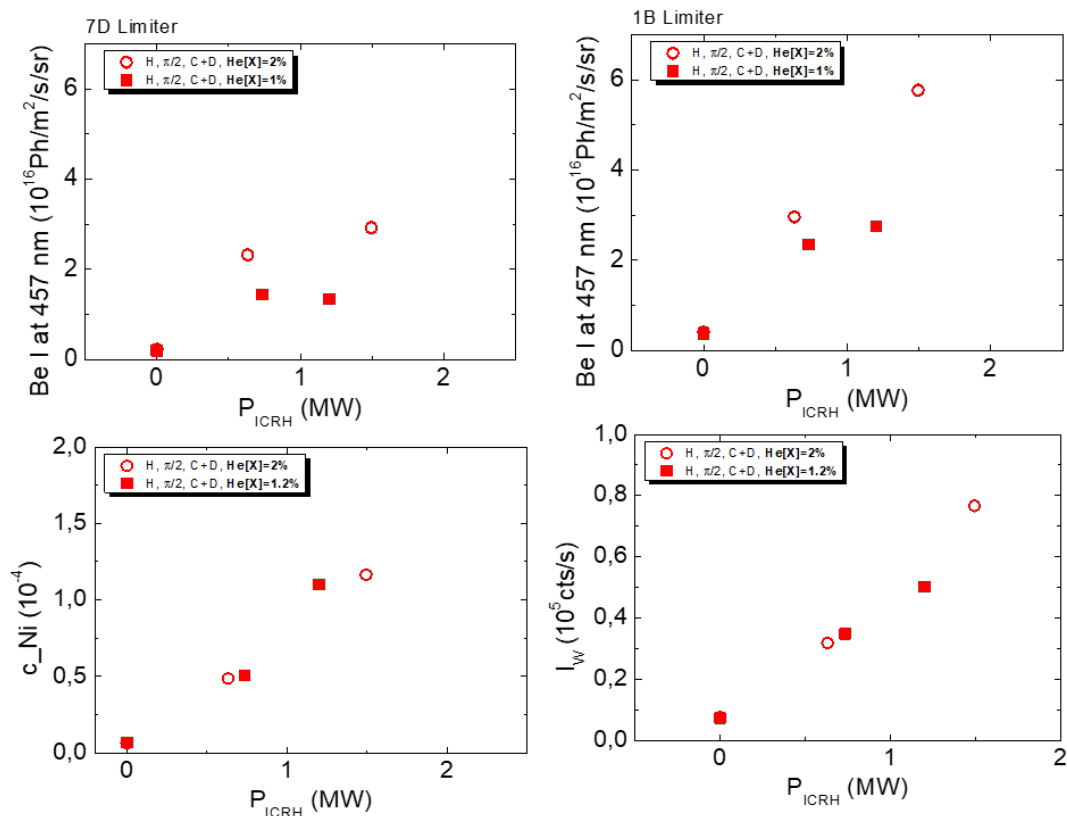
Aby określić strumień berylu z obszaru limitera, przeprowadzono analizę intensywności linii spektralnej Be I o długości fali 457 nm i Be II dla długości fali 467 nm. Pomiarów dokonano za pomocą spektroskopii z wymianą ładunku (CX) z linia patrzenia na różne części limitera zaznaczone na Rys. 4.17 jako lokalizacja 7D, 8D, 8B i 1B.



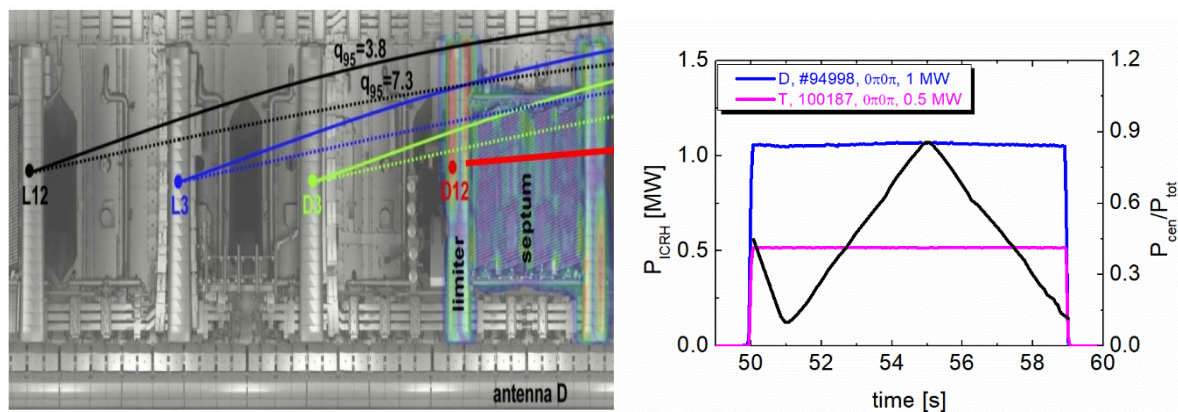
Rys. 4.18 Intensywność linii Be I dla długości fali 457 nm w funkcji mocy grzania ICRH emitowanego przez anteny C+D w fazie dipolowej i $\pi/2$ mierzonej dla lokalizacji 7D, 8D, 8B i 1B zaprezentowanych na Rys. 4.17.

Zarówno w przypadku lokalizacji w pobliżu jak i z dala od aktywnej anteny C+D, najmniejszy strumień Be obserwowany jest dla plazmy H. Widoczna jest jednak różnica w intensywności linii Be I między plazmą D i T z większą obserwowaną intensywnością dla plazmy D. Wpływ na takie zachowanie ma rozpylanie Be przez cząsteczki helu. Stężenie He w plazmie D i H wynosiło $\text{He}[X]=2\%$, natomiast w badanej plazmie T tylko $\text{He}[X]=0.8\%$. Wpływ stężenia He na zachowanie zanieczyszczeń był głębiej badany na podstawie wyładowań #98369 z $\text{He}[X]=1.2\%$ i #98370 z $\text{He}[X]=2\%$. Okazało się, że dla większej wartości $\text{He}[X]$, obserwuje się wyższe natężenie Be I zarówno w lokalizacji 7D, jak i 1B. Udowodniono jednocześnie, że koncentracja He wpływa na produkcję Be, ale nie wpływa na produkcję Ni i W (Rys. 4.19).

Chociaż grzanie ICRH jest głównym narzędziem stosowanym do zapobiegania gromadzenia się wolframu w centrum plazmy w tokamaku JET, to jednak zastosowanie mocy tego grzania prowadzi do ogólnego wzrostu zawartości zanieczyszczeń plazmy, a w szczególności W i Ni. Jest to ogólnie przypisywane oddziaływaniom plazmy ze ścianą (PWI) i rozpylaniu elementów plazmowych (PFC) podczas stosowania ICRH. Podejrzewa się, że RF sheath efekt odgrywa znaczącą rolę przynajmniej w rozpylaniu materiałów limitera w pobliżu lub magnetycznie połączonych z aktywnymi antenami. W JET-ILW, rozpylanie Be w płaszczyźnie środkowej limitera jest silnie zwiększone przez podwyższone napięcia RF sheath. Specyficzne dla ICRF rozpylanie W w JET jest nadal przedmiotem zainteresowania, chociaż okazało się trudne do scharakteryzowania. W celu rozwinięcia dotychczasowych rozważań teoretycznych dotyczących tzw. wpływu prawa zasilania anteny A2 na rozpylanie zanieczyszczeń przeprowadzono serię identycznych eksperymentów w plazmie D i T stosując scenariusz grzania ICRH z pierwszą harmoniczną częstotliwością rezonansową mniejszościowych jonów wodoru ($N=1$ H). Podczas eksperymentu przeprowadzono skan podziału mocy pomiędzy wewnętrznymi i zewnętrznymi częściami anteny A2 (ang. straps power balance). Eksperymenty przeprowadzone w L-modzie wykazały, że natężenie linii widmowej Be I (Rys. 4.20 górny), mierzonej w obszarze limitera połączonego do aktywnej anteny A2 ICRH liniami pola magnetycznego, w pobliżu aktywnej anteny, jest czułą funkcją bilansu mocy $P_{\text{cent}}/P_{\text{tot}}$ między częściami anteny A2 dla danej fazy anteny (Rys. 4.19).

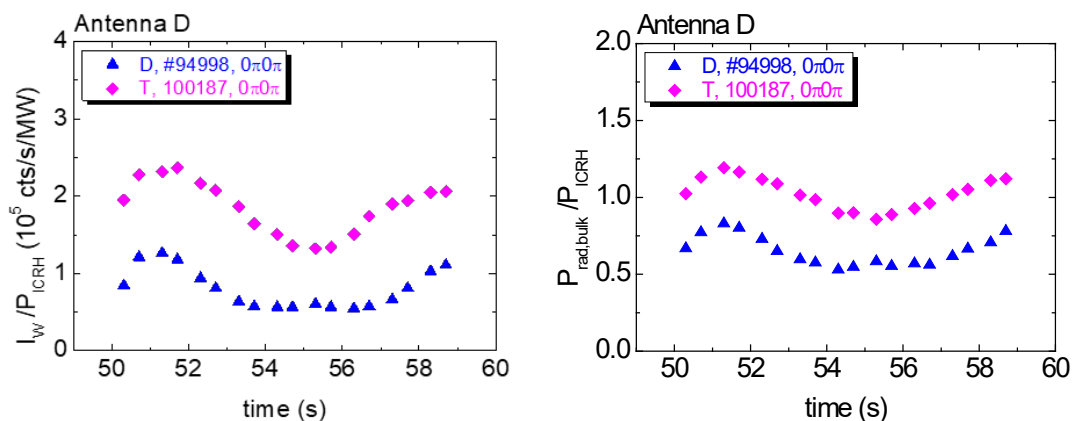
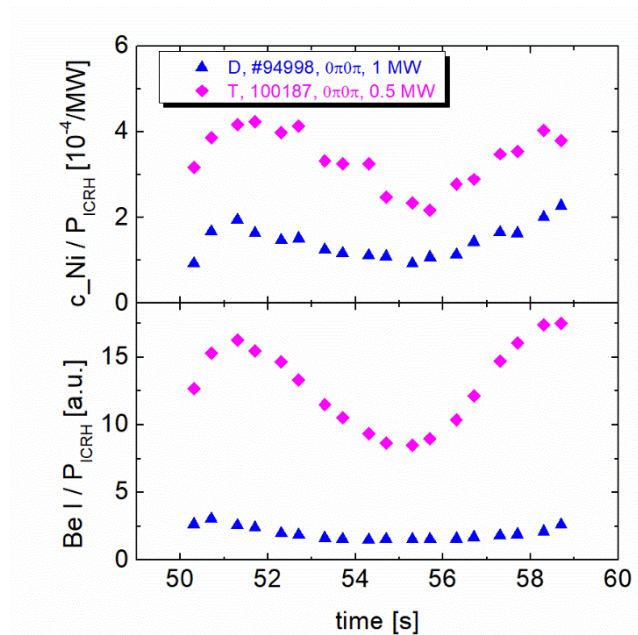


Rys. 4.19 Intensywność linii Be I o dł. fali 457 nm mierzona w lokalizacji 7D i 1B, koncentracja Ni oraz intensywność quasicontinuum pochodzącego od wolframu w funkcji mocy grzania ICRH w fazie $\pi/2$ dla koncentracji helu $He[X] = 2$ i 1.2% .



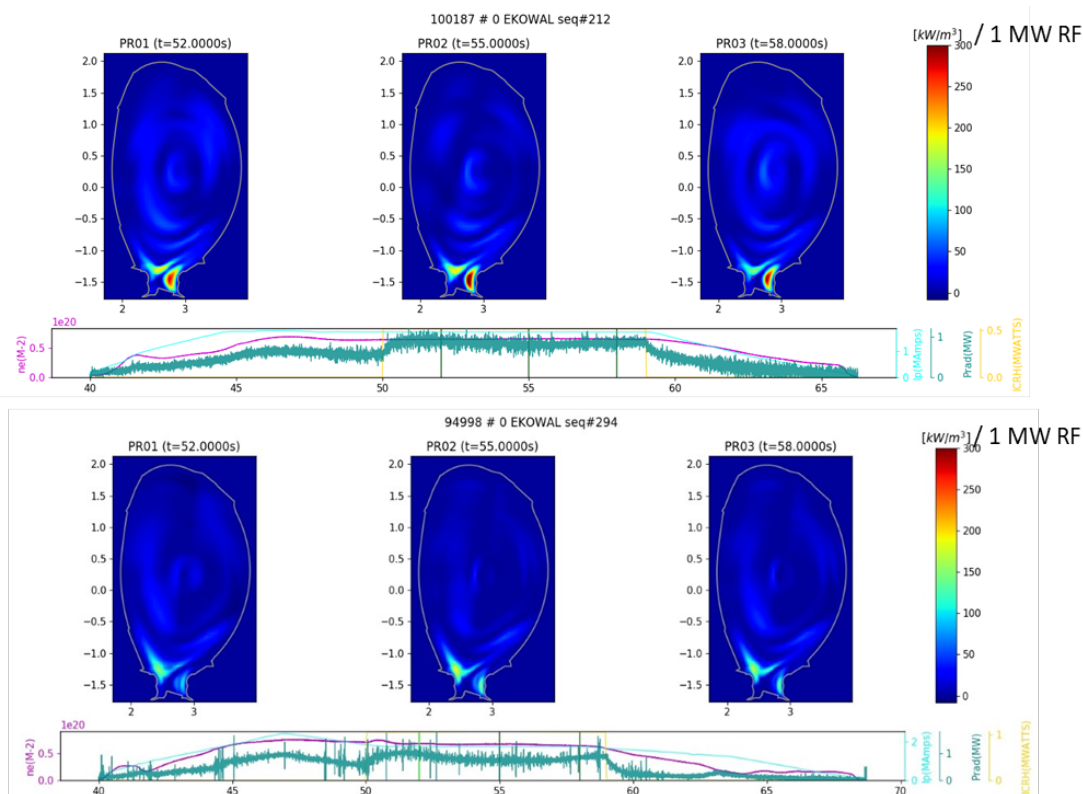
Rys. 4.20 Antena A2 grzania ICRH z lokalizacją D12 pomiarów natężenia linii Be I. Całkowita moc grzania ICRH w plazmie deuterowej (#94998) i trytowej (#100187). Stosunek mocy między wewnętrznymi i zewnętrznymi częściami anteny D grzania ICRH P_{cen}/P_{tot} w fazie dipolowej.

Dostrojenie bilansu mocy anteny A2 pokazuje zalety niskiej produkcji W, Ni specyficznej dla grzania ICRH, która dobrze koreluje się z minimum uśrednionego poziomu rozpylania Be. Koncentracja Ni, a także intensywność W jest wyższa w plazmie T, podobnie jak wydajność rozpylania Be w obszarze limitera.

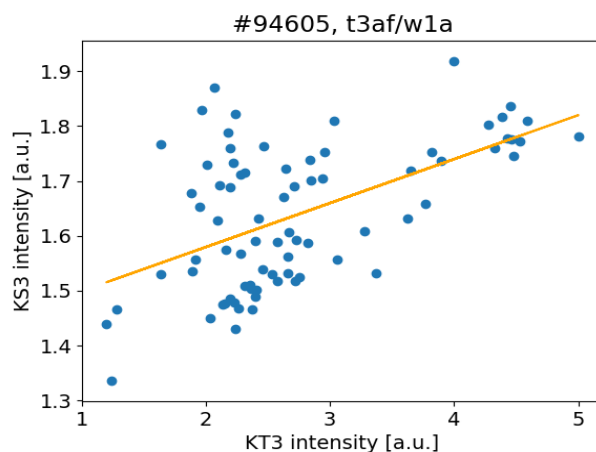


Rys. 4.21 Górny rysunek: koncentracja Ni wyznaczona na podstawie danych spektroskopowych w zakresie VUV (przy $r/a \sim 0,85$) oraz intensywność linii Be I mierzona za pomocą diagnostyki CX w punkcie D12 (przedstawionym na rysunku 4.20) unormowane do mocy grzania ICRH w plazmie D i T. Dolny rysunek: intensywność quasicontinuum wolframu mierzonego za pomocą diagnostyki spektroskopowej w zakresie VUV oraz moc promieniowania z plazmy centralnej unormowane do mocy grzania ICRH w plazmie D i T.

Również moc promieniowania w plazmie centralnej (Rys. 4.21) unormowane do mocy grzania ICRH także wykazują minimum dla maksymalnej wartości P_{cen}/P_{tot} i większe wartości dla plazmy T. Na podstawie dwuwymiarowych rekonstrukcji bolometrycznych promieniowania w plazmie, które zostały sporządzone dla czasów $t = 52$ s, $t = 55$ s i $t = 58$ s (Rys. 4.22) widać, że zarówno w obszarze limitera jak i w obszarze dywertora promieniowanie jest większe dla plazmy T. Widoczne w obszarze dywertora promieniowanie jest wynikiem strat radiacyjnych emitowanych przez pierwiastki o niższej wartości Z niż wolfram. W związku z tym zaistniała potrzeba wyznaczenia strumienia wolframu emitowanego na płycie dywertora. W tym celu, wykonano porównanie sygnałów widzialnych z fotodiod diagnostyki KS3 oraz spektrometrów diagnostyki KT3. Sygnał z fotodiod składa się zarówno z właściwego dla wolframu jak i quasicontinuum (QC), przez co dopasowane czasowo intensywności z KT3 mogą być wykorzystane do określenia wartości odcięcia odpowiadającej QC. Prawidłowe wykonanie porównania wymaga dopasowania linii patrzenia obu diagnostyk mając na uwadze nie tylko możliwe odbicia światła w rejonie zewnętrznego dywertora, ale też niezbędne jest określenie ram czasowych wyładowania, w których jest ono stabilne. W celu automatycznego wyboru zakresów czasowych opracowany został dedykowany algorytm, jednak różnorodność charakteru wyładowań powoduje, że wymagane jest więcej prac celem jego udoskonalenia. Aktualnie do uzyskania powtarzalnych wyników wybór zakresu czasowego wyładowania dokonywany jest ręcznie. Metoda ta jest również ograniczona do konfiguracji V5 i wyładowań, w których spektrometry KT3 obserwowały linię W1a (400.88 nm). Jedno z testowych porównań zostało przedstawione na Rys. 4.23.



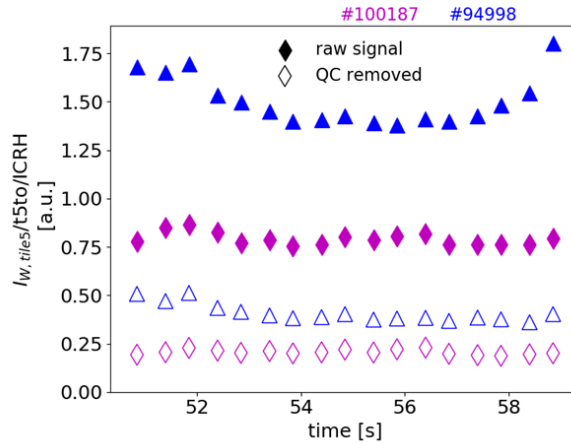
Rys. 4.22 Rekonstrukcje tomograficzne promieniowania plazmy uzyskane na podstawie danych bolometrycznych unormowane do 1 MW mocy grzania ICRH wykonane dla wyladowania #100187 w plazmie T i #94998 w plazmie D dla czasów $t=52$ s, $t=55$ s, $t=58$ s.



Rys. 4.23 Porównanie intensywności KS3 i KT3 dla impulsu 94605.

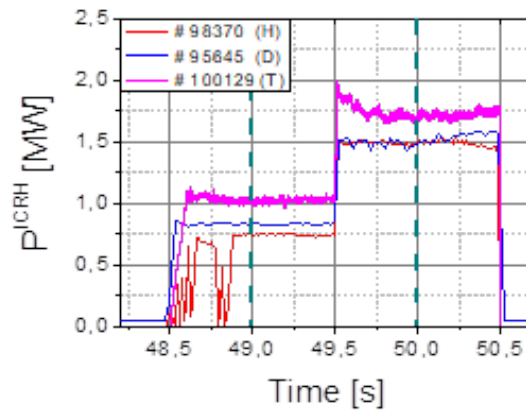
Bazując na tej metodzie możliwe było porównanie intensywności wolframu dla podobnych impulsów w plazmie D i T, co pokazano na Rys. 4.24. Potwierdzono, że efekt izotopowy dla wolframu w dywertorze jest odwrotny to tego co jest obserwowane w plazmie centralnej. Innym wnioskiem jest, że dla surowych sygnałów promieniowanie QC jest dominujące.

Symulacje numeryczne za pomocą kodu transportu COREDIV dla pierwszego zastawu danych opisane w dalszej części wykazują, że temperatura na płycie dywertora jest niższa dla plazmy T w porównaniu z plazmą D, co wpływa na obserwowany w doświadczeniu strumień wolframu w tym obszarze. Wymagane jest zatem oszacowanie eksperymentalnej temperatury na płycie w celu dogłębszych badań. Nadal trwają prace nad zrozumieniem przyczyny tych wzmożonych oddziaływań RF-PWI obserwowanych w plazmie T. Rozważane są różne hipotezy, na przykład właściwości wolnej fali w SOL i większej rektyfikacji RF-sheath w T lub zwiększonej wydajności rozpylania Be przez T.



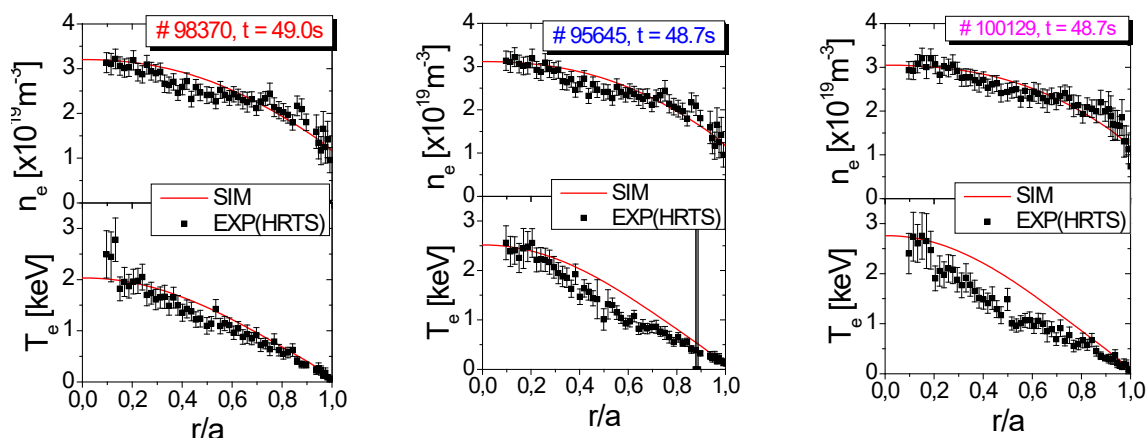
Rys. 4.24 Porównanie intensywności W w rejonie dywertora dla impulsu w plazmie D i T .

Przeprowadzono serię symulacji komputerowych za pomocą kodu COREDIV, który został napisany przez pracowników IFPiLM. Przeanalizowano trzy wyładowania: # 98370 - plazma H; # 95645 - plazma D; # 100129, plazma T. Ewolucja czasowa mocy grzania ICRH dla tych trzech wyładowań jest przedstawione na Rys. 4.25. Dla dwóch czasów $t = 49.0$ s i $t = 50$ s, (zaznaczonych przerywaną zieloną linią), charakteryzujących się różną mocą grzania ICRH, wykonano analizy numeryczne. W symulacjach założono 4 domieszki: Be, W, He i Ni. Źródłem Be jest limiter tokamaka JET wykonany z Be, dlatego też w symulacjach założono, że strumień Be pochodzi części środkowej tokamaka. Ilości napuszczanego Be, była tak dobrana, aby odtworzyć eksperymentalne wartość efektywnego ładunku (Z_{EFF}). Źródłem W jest dywertor, gdzie W jest produkowany na skutek wybijania go przez jony plazmy głównej i domieszki. Jednym ze źródeł Ni są anteny grzania ICRH. W symulacjach, ilości napuszczanych gazów Ni i He była dopasowana, aby odtworzyć eksperymentalne koncentracje Ni (C_{Ni}) i He (C_{He}).



Rys. 4.25. Ewolucja czasowa grzania ICRH dla strzałów # 98370; # 95645 i # 100129.

Porównanie eksperymentalnych i symulowanych profili gęstości (n_e) i temperatur (T_e) elektronowej dla tych trzech wyładowań dla czasu $t = 49$ s zostało pokazane na Rys. 4.26. W eksperymencie mamy podobny profil gęstości elektronowej dla H, D, T. To jest ważne dla symulacji z kodem COREDIV, gdzie średnia gęstość objętościowa jest parametrem wejściowym. Uzyskano dobrą zgodność pomiędzy eksperymentalnymi i teoretycznymi profilami. Musimy zaznaczyć że różnica w temperaturze elektronowej jest wynikiem różnicy masy izotopów.



Rys. 4.26 Eksperymentalne i symulowane profile gęstości i temperatury elektronowej dla wyładowań #98370, #95645 i #100129 w okolicach $t = 49$ s.

W Tabeli 4.1 przedstawiono główne parametry plazmy: temperatura na płycie dywertora (T_e^{PLATE}), koncentracja W (C_W), Ni (C_{Ni}) i berylu (C_{Be}), napuszczane strumienie domieszek: Be (Γ_{Be}), Ni (Γ_{Ni}), He (Γ_{He}), efektywnego ładunku (Z_{EFF}), promieniowanie w całości (R^{TOTAL}), w plazmie centralnej (R^{CORE}) i plazmie brzegowej (R^{SOL}). Wykazano również, która z domieszek wpływa na rozpylanie W.

Tabela 4.1. Główne parametry plazmy. Porównanie symulacji z eksperymentem z eksperymentem dla $t = 49$ s.

Parametry	#98370(H)		#95645(D)		# 100129(T)	
	EXP	SIM	EXP	SIM	EXP	SIM
P_{aux} [MW]	0.7	0.7	0.83	0.83	1.0	1.0
T_e^{PLATE} [eV]		18.7		12		9.9
C_W [$\times 10^{-6}$]	8.8	13.0	39	2.3		1.58
C_{Ni} [$\times 10^{-5}$]	4.88	4.9	23.6	23.6	36.9	36.8
C_{Be} [%]		1.23		1.14		1.9
C_{He} [%]	2	1.98	2	2.06	1	1
Z_{EFF}		1.22		1.27		1.34
R^{TOTAL} [MW]	0.7	0.8	1.01	1.03	1.5	1.28
R^{CORE} [MW]	0.32	0.34	0.6	0.49	1.05	0.7
R^{SOL} [MW]	0.38	0.46	0.5	0.54	0.45	0.57
Γ_{Be} [$\times 10^{20}$ 1/s]		2.0		1.7		2.8
Γ_{He} [$\times 10^{20}$ 1/s]		1.05		0.9		0.4
Γ_{Ni} [$\times 10^{20}$ 1/s]		0.00925		0.04		0.065
Sputtering		Be, Ni, W		Ni, W		Ni, W

Zwiększona temperatury w plazmie centralne w przypadku T prowadzi do większego promieniowanie w plazmie centralnej w porównanie z H. Z tego powodu obserwuje niższą moc przechodzącą przez separatory, co powoduje obniżenie temperatury na płycie dywertora. Dla temperatur panujących na płycie dywertora, W nie jest wybijany przez jony plazmy głównej: H, D i T i przez He. Z obliczeń wynika, że Be ma wpływ na wybijanie W tylko w przypadku plazmy H. Promieniowanie He jest znikome. Warto dodać, że aby osiągnąć promieniowanie w plazmie brzegowej rzędu 0.5 MW, w symulacjach założono, że współczynnik radialnego transportu w plazmie brzegowej (D_{SOL}) wynosi $0.15 \text{ m}^2/\text{s}$. Aby ocenić wpływ tego parametru na wartość parametrów wyjściowych, dla wyładowania #100129 i czasu $t = 50 \text{ s}$ wykonano symulacje z trzema różnymi współczynnikami radialnego transportu w plazmie brzegowej: 0.15; 0.5 i $0.7 \text{ m}^2/\text{s}$ i grzaniem zewnętrznym 2 WM. Wyniki tych obliczeń zostały pokazane w Tabeli 4.2.

Tabela 4.2. Główne parametry plazmy. Porównanie symulacji z eksperymentem dla wyładowania #100129 przy założeniu różnych współczynników radialnego transportu w plazmie brzegowej.

Parametry	# 100129(T)		# 100129(T)		# 100129(T)	
	EXP	SIM	EXP	SIM	EXP	SIM
$D_{SOL} [\text{m}^2/\text{s}]$		0.15		0.5		0.75
$T_e^{PLATE} [\text{eV}]$		13.8		6.5		4.9
$C_W [x10^{-6}]$		1		0.3		0.17
$C_{Ni} [x10^{-5}]$	48.6	49.1	48.6	49.1	48.6	47.4
$C_{Be} [\%]$		1.8		0.7		0.84
$C_{He} [\%]$	1	1	1	1	1	1
Z_{EFF}	1.25	1.35	1.25	1.3	1.25	1.31
$R^{TOTAL} [\text{MW}]$	2.0	1.58	2.0	1.87	2.0	1.9
$R^{CORE} [\text{MW}]$	1.5	0.96	1.5	0.85	1.5	0.83
$R^{SOL} [\text{MW}]$	0.5	0.62	0.5	1.02	0.5	1.13
$\Gamma_{Be} [x10^{20} \text{ l/s}]$		2.8		2		3.2
$\Gamma_{He} [x10^{20} \text{ l/s}]$		0.37		0.65		0.7
$\Gamma_{Ni} [x10^{20} \text{ l/s}]$		0.085		0.17		0.225
Sputtering		Be, Ni, W		Ni, W		Ni, W

Zaobserwowano, że zmniejszając D_{SOL} maleje promieniowanie w plazmie brzegowej, wskutek czego maleje promieniowanie w całości. Dla $D_{SOL} = 0.15 \text{ m}^2/\text{s}$, promieniowanie w całości jest około 20 % niższe niż to zaobserwowano w eksperymencie. Dla czasu $t = 50 \text{ s}$ główne parametry zostały przedstawione w Tabeli 4.3 przy założeniu $D_{SOL} = 0.15 \text{ m}^2/\text{s}$.

Tabela 4.3. Główne parametry plazmy. Porównanie symulacji z eksperymentem dla $t = 50 \text{ s}$.

Parametry	#98370(H)		#95645(D)		# 100129(T)	
	EXP	SIM	EXP	SIM	EXP	SIM

P_{aux} [MW]	1.5	1.5	1.5	1.5	1.8	1.8
T_e^{PLATE} [eV]		17.1		14.3		11.6
C_W [$\times 10^{-6}$]	27.8	34.9	20.4	96		15.7
C_{Ni} [$\times 10^{-5}$]	11.6	11.5	39	39.5	49	48.6
C_{Be} [%]		1.52		1.94		1.59
C_{He} [%]	2	1.9	2	2.0	0.8	0.8
Z_{EFF}	1.4	1.4	1.66	1.63		1.74
R^{TOTAL} [MW]	1.17	1.18	1.67	1.75	2.0	1.86
R^{CORE} [MW]	0.7	0.66	1.06	0.23	1.5	1.18
R^{SOL} [MW]	0.47	0.52	0.61	0.53	0.5	0.67
Γ_{Be} [$\times 10^{20}$ l/s]		2.5		3.2		2.5
Γ_{He} [$\times 10^{20}$ l/s]		0.9		0.8		0.25
Γ_{Ni} [$\times 10^{20}$ l/s]		0.021		0.07		0.085

Z obliczeń wynika, że promieniowanie Ni w plazmie centralnej wynosi 0.34 MW dla plazmy H, 0.62 MW dla D i 0.77 MW w przypadku T. W następnym kroku poddano ocenie jak koncentracja Be wpływa na parametry plazmy T. W tym celu wykonano obliczenia z dwoma różnymi strumieniami Be. W pierwszym przypadku $C_{Be} = 2.17\%$ a w drugim $C_{Be} = 0.7\%$. Uzyskane w wyniku symulacji parametry plazmy zaprezentowano w Tabeli 4.4.

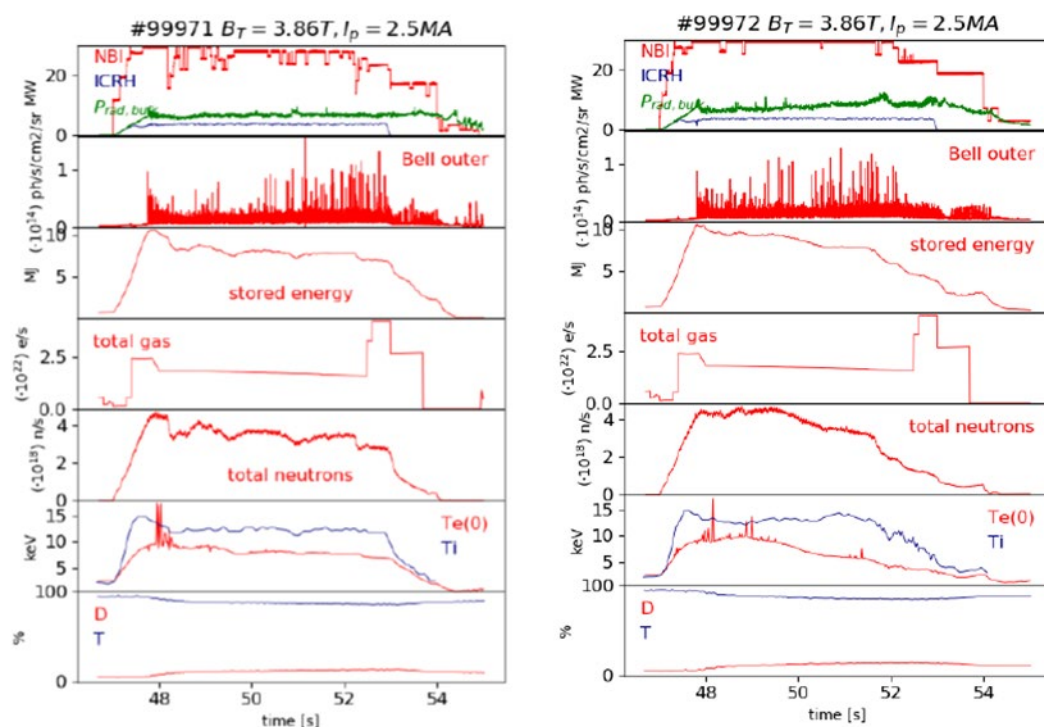
Tabela 4.4 Główne parametry plazmy dla 2 różnych koncentracji Be: 0.7 % i 2.17 %.

Parametry	# 100129(T), SIM	
P_{aux} [MW]	1.8	1.8
C_{Ni} [$\times 10^{-5}$]	48.	49.1
C_{He} [%]	1.0	1.07
C_{Be} [%]	2.17	0.7
C_W [$\times 10^{-6}$]	0.3	0.3
Z_{EFF}	1.48	1.3
R^{CORE} [MW]	0.87	0.85
R^{SOL} [MW]	1.04	1.02
R^{TOT} [MW]	1.91	1.87
T_e^{plate} [eV]	6.5	6.5
Γ_{He} [$\times 10^{20}$]	0.65	0.65

$\Gamma_{\text{Be}} [\times 10^{20}]$	6	2
$\Gamma_{\text{Ni}} [\times 10^{20}]$	0.17	0.17
Sputtering	Be, Ni, W	Be, Ni, W

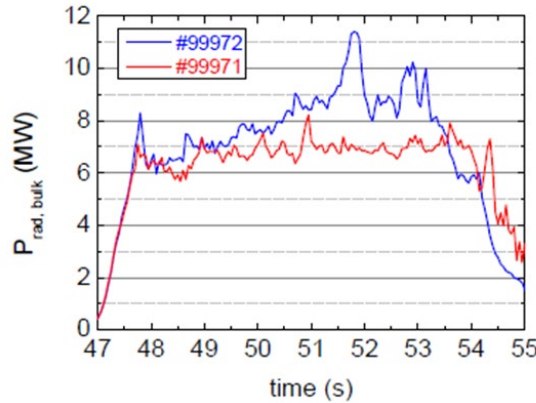
Zauważono ze wzrostem Be zwiększa się Z_{EFF} , ale nie wpływa on na produkcję W dla temperatur dla uzyskanych temperatur na płycie dywertora. Zwiększenie koncentracji He ma bardzo słaby wpływ na promieniowanie plazmy.

Podczas kampanii deuterowo-trytowej (DTE2) w JET-ILW przeprowadzono eksperyment, którego celem było osiągnięcie jak największej mocy z syntezy jądrowej, poprzez optymalizację liczby reakcji fuzji w wyniku oddziaływania plazmy z wiązką neutralną NBI w plazmie bogatej w tryt (>80 %). W eksperymencie testowano scenariusz N=1 D+D-NBI z pierwszą harmoniczną częstotliwością rezonansową deuteru dla grzania ICRH i deuterową wiązkę grzania NBI (D-NBI). Zastosowanie nowatorskiego scenariusza pozwoliło na osiągnięcie światowego rekordu uśrednionej mocy i energii syntezy jądrowej w tokamakach z plazmą D-T. W rekordowym wyładowaniu #99971 całkowita energia syntezy jądrowej wyniosła $E_{\text{fus}} \sim 59$ MJ a uzyskana średnia moc z syntezy $P_{\text{fus}} = 10.3$ MW w stanie stacjonarnym trwającym 5 s. W wyładowaniu #99972 uzyskaną jeszcze większą moc z syntezy jądrowej $P_{\text{fus}} = 12$ MW ale w stanie stacjonarnym trwającym jedynie 3 s. Przebiegi czasowe tych dwóch wyładowań przedstawiono na Rys. 4.27.



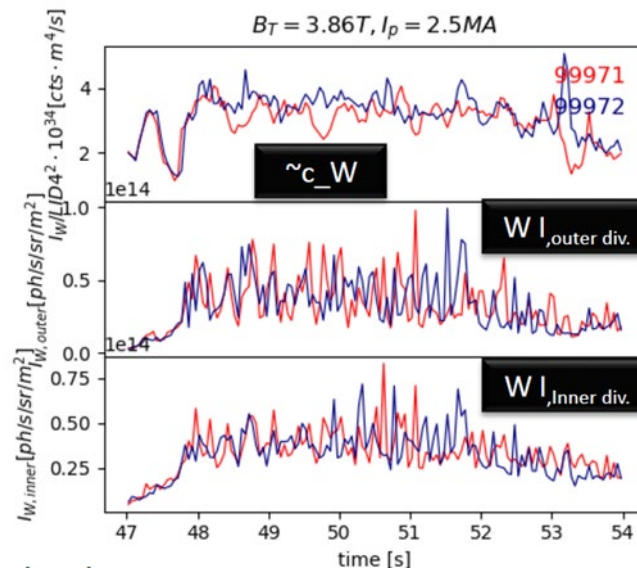
Rys. 4.27 Przebiegi czasowe głównych parametrów plazmy dla wyładowań #99971 (po lewej stronie) i #99972 (po prawej stronie).

Celem analiz wykonanych w 2022 r. było wyjaśnienie różnic w mocy promieniowania w wyładowaniach plazmowych #99971 i #99972 na podstawie badań zanieczyszczeń o średniej i dużej liczbie atomowej Z. Do analizy wykorzystano dane z systemów diagnostycznych KT2 (spektrometr SPRED w zakresie promieniowania VUV), KS3 (spektrometr w zakresie promieniowania VIS) oraz Bolometrii. Jak wynika z Rys. 4.28, moc promieniowania plazmy mierzona przez system bolometrii jest zauważalnie większa w wyładowaniu #99972 w porównaniu do wyładowania #99971.



Rys. 4.28 Przebieg czasowy P_{rad_bulk} dla wyładowań plazmowych #99972 i #99971.

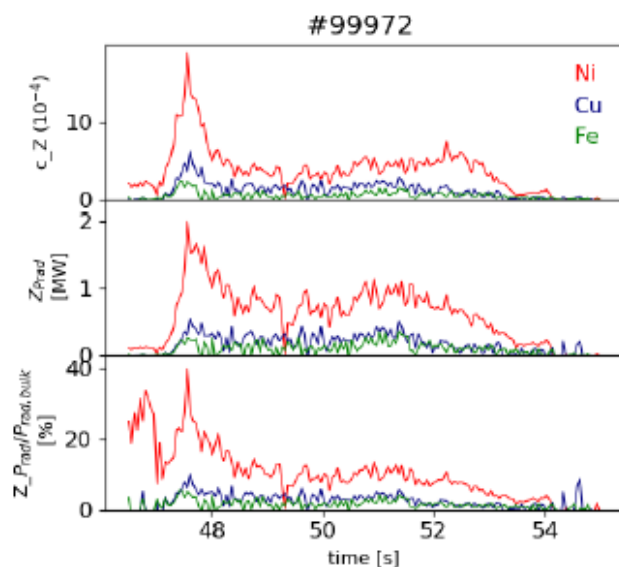
W związku z powyższym, w pierwszej kolejności przeanalizowano zachowanie wolframu. Rys. 4.29 przedstawia przebiegi czasowe intensywności wolframu zlokalizowanego w plazmie brzegowej/limiterowej (W-quasicontinuum) na podstawie danych pomiarowych z diagnostyki spektroskopowej z zakresu VUV, jak i również sygnały strumieni wolframu w dywertorze po zewnętrznej i wewnętrznej stronie ($WI_{outer\ div}$, $WI_{inner\ div}$). Co warto podkreślić, dwa ostatnie sygnały mogą być zakłócone przez promieniowanie bremsstrahlung. Z tego też powodu, właściwe wartości powinny być wyodrębnione poprzez połączenie sygnałów z diagnostyk KS3 i KT2. Jak wynika z Rys.4.3 omawiane wcześniej parametry dla obu wyładowań są podobne. Dodatkowo warto podkreślić, że w przypadku badanych wyładowań, nie ma dostępnych danych odnośnie wolframu zlokalizowanego w plazmie centralnej.



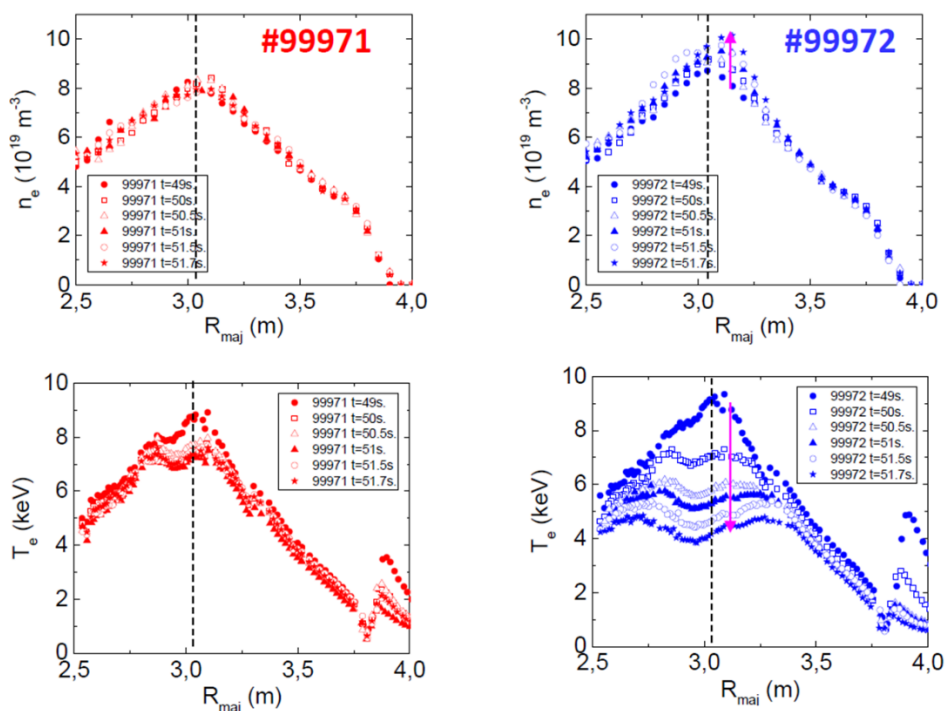
Rys. 4.29 Przebiegi czasowe $\sim c_W$, $WI_{outer\ div.}$ and $WI_{inner\ div.}$ dla wyładowań plazmowych #99971 i #99972.

Z kolei w przypadku zanieczyszczeń plazmy o średniej liczbie atomowej Z takich jak Cu, Fe, Ni, w wyładowaniu #99972 można zauważyć, że wkład Cu i Fe do promieniowania plazmy jest znacznie mniejszy niż Ni. Niemniej jednak, wzrost promieniowania jest widoczny między 50, a 51.7 s. (Rys. 4.30).

Dla lepszego zrozumienia prezentowanych trendów, przeanalizowane zostały profile temperatury i koncentracji elektronowej (na podstawie danych z diagnostyki KK3) (Rys. 4.31). W przypadku wyładowania #99971, można zaobserwować że wszystkie profile w wyselekcjonowanym zakresie czasu są podobne. Natomiast w przypadku wyładowania #99972, profile gęstości elektronowej n_e rosną w centrum plazmy, podczas gdy profile temperatury elektronowej T_e znacząco maleją we wspomnianym obszarze. Co więcej, większy gradient profili n_e i zarazem mniejszy gradient profili T_e jest obserwowany dla zakresu czasu pomiędzy 49, a 51.7 s.



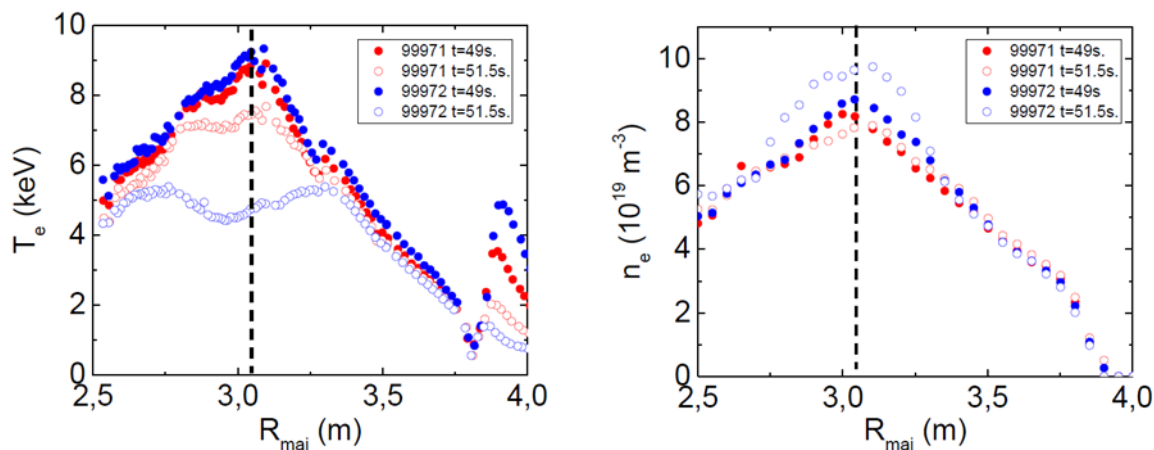
Rys. 4.30 Zanieczyszczenia o średniej liczbie atomowej Z (Ni, Cu oraz Fe) dla wyładowania plazmowego #99972.



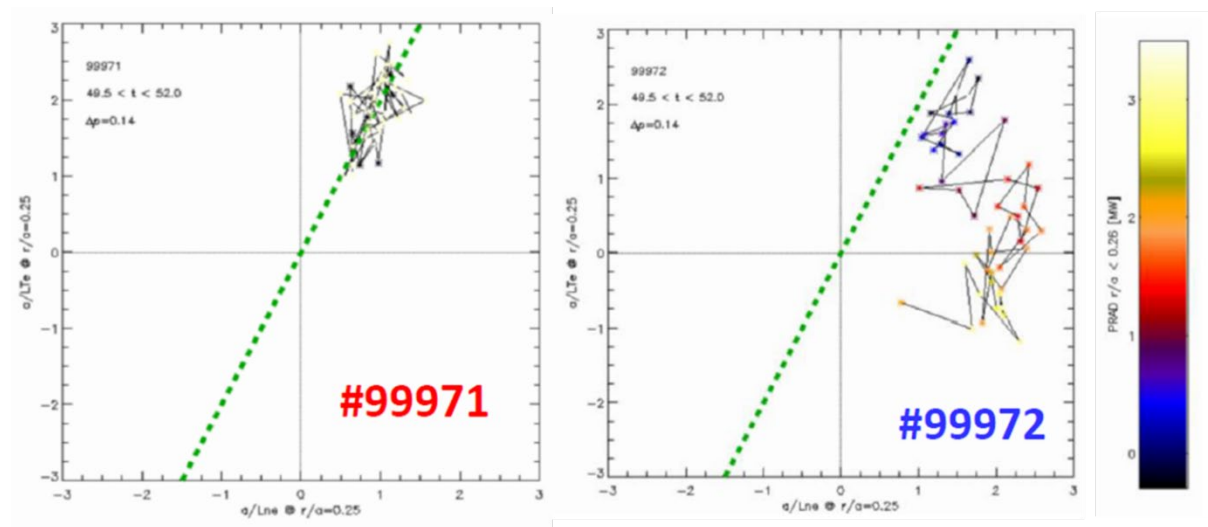
Rys. 4.31 Profile koncentracji elektronowej (n_e) oraz temperatury elektronowej (T_e) na podstawie danych z diagnostyki KKS dla wyładowań plazmowych #99971 i #99972.

Porównując profile n_e and T_e dla wyselekcjonowanych czasów – $t=49s$. i $t=51.5s$. (Rys. 4.32), można zaobserwować, że w przypadku wyładowania #99972 są one bardziej wypikowane dla czasu $t=49s$. Dodatkowo, dla czasu $t=51.5s$ obserwujemy profil temperatury elektronowej typu „hollow” i jeszcze bardziej wypikowany profil koncentracji elektronowej w wyładowaniu #99972 w porównaniu do #99971.

Przeprowadzona również została analiza trajektorii pikowania promieniowania plazmy. Rys. 4.33 przedstawia pikowanie promieniowania (np. wolframu) i jego związek z gradientami temperatury i koncentracji elektronowej. Trajektorie zostały sporządzone w a/Ln_e and a/LT_e , gdzie kolor wskazuje na moc zlokalizowaną w centrum plazmy.



Rys. 4.32 Profile koncentracji elektronowej (n_e) i temperatury elektronowej (T_e) z diagnostyki KK3 dla wyładowań plazmowych #99971 i #99972 (dla czasów $t=49\text{s.}$ i $t=51.5\text{s.}$).



Rys. 4.33. Trajektorie pikowania promieniowania plazmy dla wyładowań #99971 i #99972.

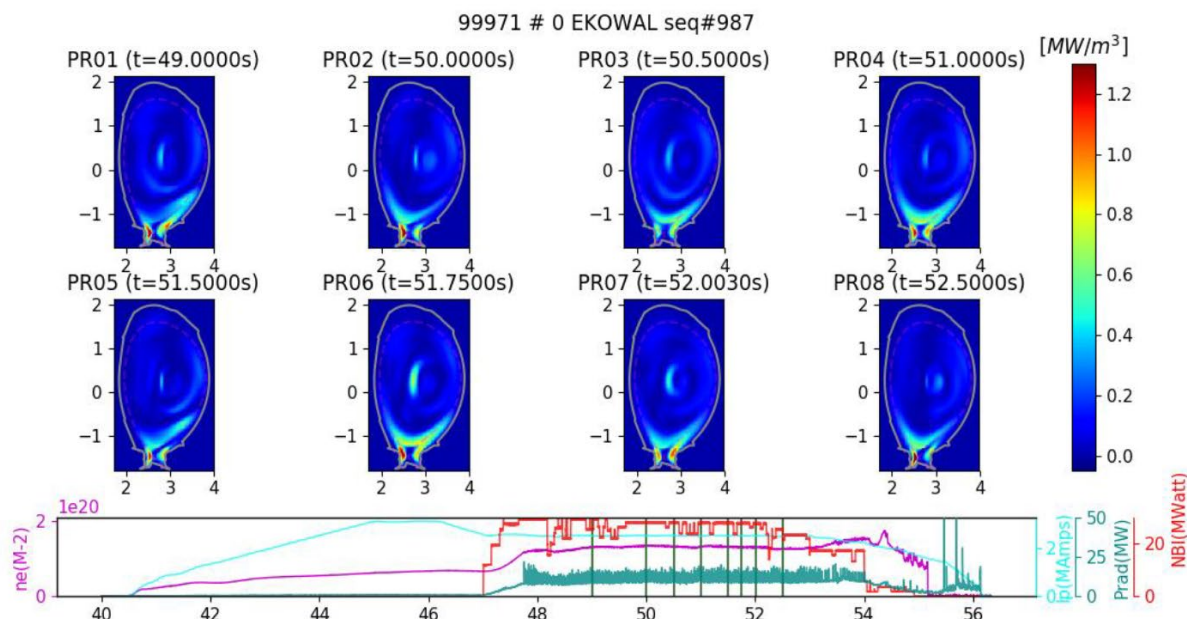
W kolejnym kroku wykonane zostały rekonstrukcje tomograficzne promieniowania plazmy na podstawie danych bolometrycznych dla kilku czasów. Prezentowane wyniki (Rys. 4.34. i Rys. 4.35) pokazują, że w przypadku wyładowania #99972 akumulacja zanieczyszczeń w centrum plazmy miała już miejsce od czasu $t=49.5$ s.

Na podstawie danych bolometrycznych możliwe było sporządzenie uśrednionych strumieni powierzchniowych promieniowania dla różnych czasów, co przedstawia Rys. 4.36.

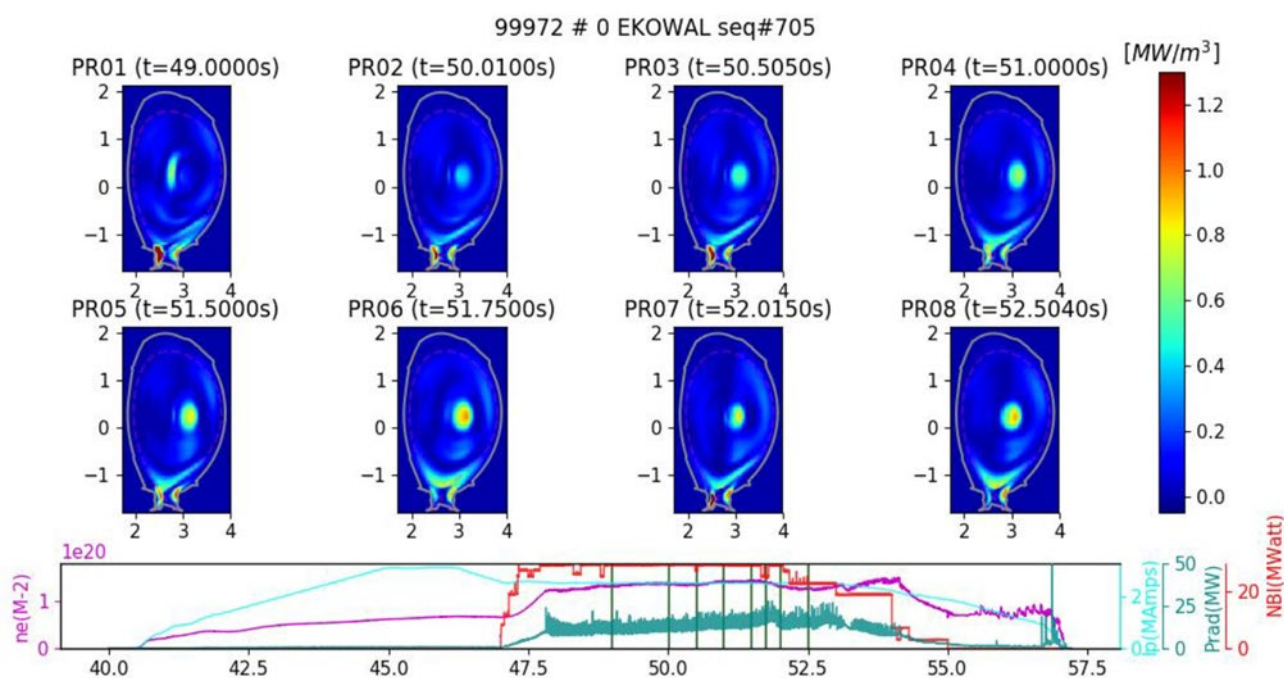
Jak można zaobserwować na Rys. 4.36 wypikowane profile promieniowania dla wyładowania #99972 są głównie związane z akumulacją wolframu wynikającą z transportu zanieczyszczeń do centrum plazmy od ~ 49 s. W przeciwieństwie do wspomnianego wyładowania, w przypadku strzału #99971, obserwowane są niemalże płaskie profile promieniowania. Różnice w promieniowaniu pomiędzy wyładowaniami #99971 i #99972 są głównie związane z akumulacją zanieczyszczeń o dużej liczbie atomowej Z w centrum plazmy. Wspomniana akumulacja zanieczyszczeń jest związana z ich transportem (zależnym od liczby atomowej Z), i jednocześnie nie jest związana z ich potencjalnym źródłem.

Przeprowadzono analizy transportu domieszek za pomocą symulacji wykonanych przy użyciu kodu COREDIV. Poszukiwano odpowiedzi na pytania: Czy obserwowana wyższa koncentracja W i Ni jest tylko efektem transportu, czy wpływa na to ma źródło tych zanieczyszczeń w plazmie brzegowej? Ile neutronów jest produkowanych z termicznej a ile z reakcji DT wiązka-tarcza. W tym celu analizie poddano wyładowania: #99971, #99972. Wyładowania te charakteryzowały się z wysokim toroidalnym polem magnetycznym ($B_T=3.86\text{T}$) i prądem plazmowym ($I_p = 2.5 \text{ MA}$). Ewolucja czasowa niektórych parametrów plazmy dla wyładowań #99971 i #99972 jest przedstawione na Rys. 4.37. Na Rys. 4.38 pokazano przebieg w czasie eksperymentalnych wartości koncentracji Ni . Dla czasów $t=49$ s i 51.5 s, przedstawionych zieloną przerywaną linią Z zielonych pionowych

linii zaznaczono wybranych czasów do analiz, charakteryzujący się s tej samej liniowej gęstości elektronowej plazmie.



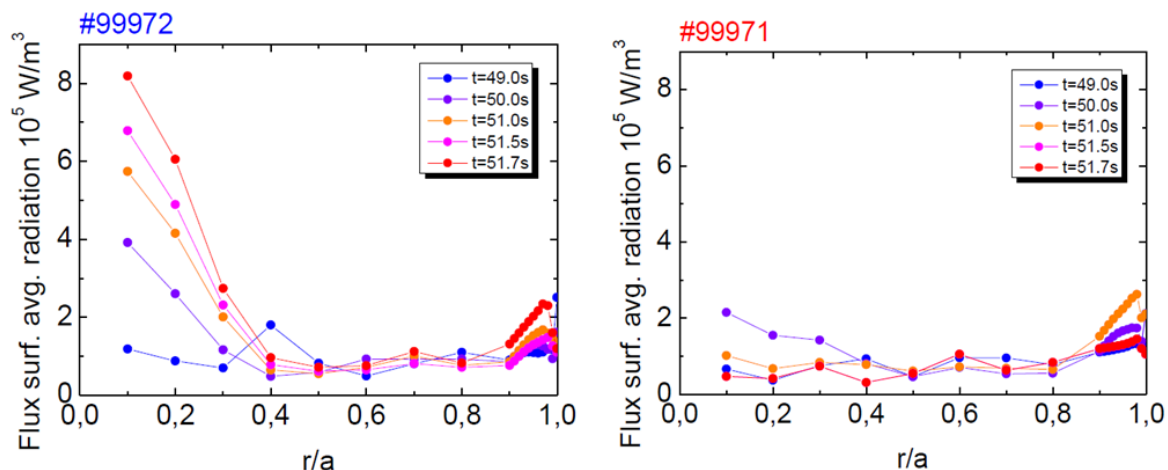
Rys. 4.34 Rekonstrukcja tomograficzna na podstawie danych bolometrycznych dla wyładowania plazmowego #99971.



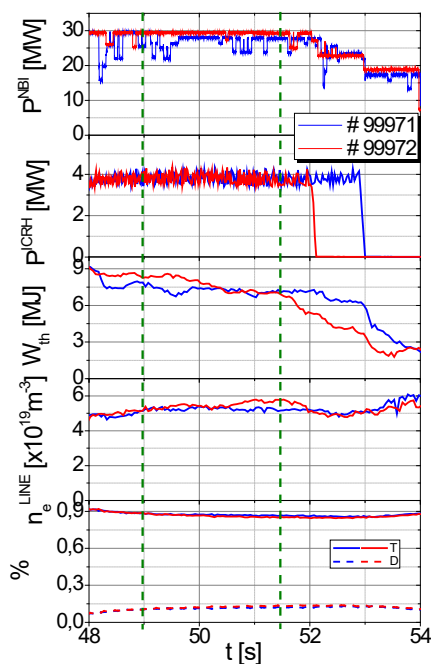
Rys. 4.35 Rekonstrukcja tomograficzna na podstawie danych bolometrycznych dla wyładowania plazmowego #99972.

W symulacjach założono obecność w plazmie 5 domieszek: He, Be, W, Ne i Ni. Hel pochodziła z reakcji DT. Na Rys. 4.39 porównano uzyskane eksperymentalnie i w wyniku symulacji profile gęstości (n_e) i temperatur (T_e) elektronowej, profile promieniowania i efektywnego ładunku (Z_{EFF}) dla wybranych czasów w wyładowaniu #99971. Uzyskano dobra zgodność pomiędzy eksperymentem a symulacjami. Należy zaznaczyć, że uzyskany profil Z_{EFF} nie jest płaski. Nie zaobserwowano dużych różnic parametrów plazmy porównując dwa badane przedziały czasowe. Promieniowanie pochodzące od Ni w plazmie centralnej wynosi 1 MW, a plazmie brzegowej 0.5 MW. Koncentracja W wynosi 1.85×10^{-5} dla $t = 49$ s i 1.7×10^{-5} dla $t = 51.5$ s. W następnym etapie

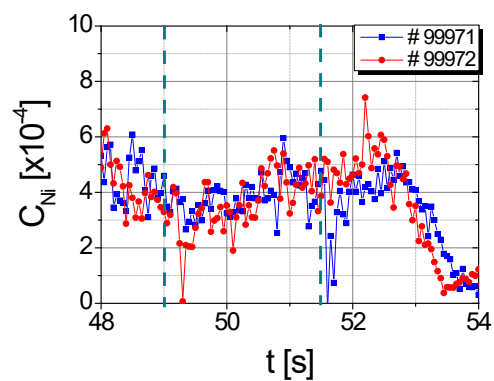
przeprowadzono analizy dla wyładowania #99972. W wyładowaniu tym dla czasu 51.5 s zaobserwowano wyraźną akumulację zanieczyszczeń wynikająca ze wzrostu promieniowania plazmy. Zaobserwowano wzrost domieszki Ni w porównaniu z czasem $t=49$ s (zobacz Rys. 4.40). W tym celu przeanalizowano akumulację domieszki w centrum plazmy ($r/a < 0.4$), zwiększając w tym rejonie prędkość domieszek (ang. pinch velocity). Profile promieniowania, temperatury elektronowej, temperatury jonowej, oraz gęstości elektronowej pokazano na Rys. 4.41.



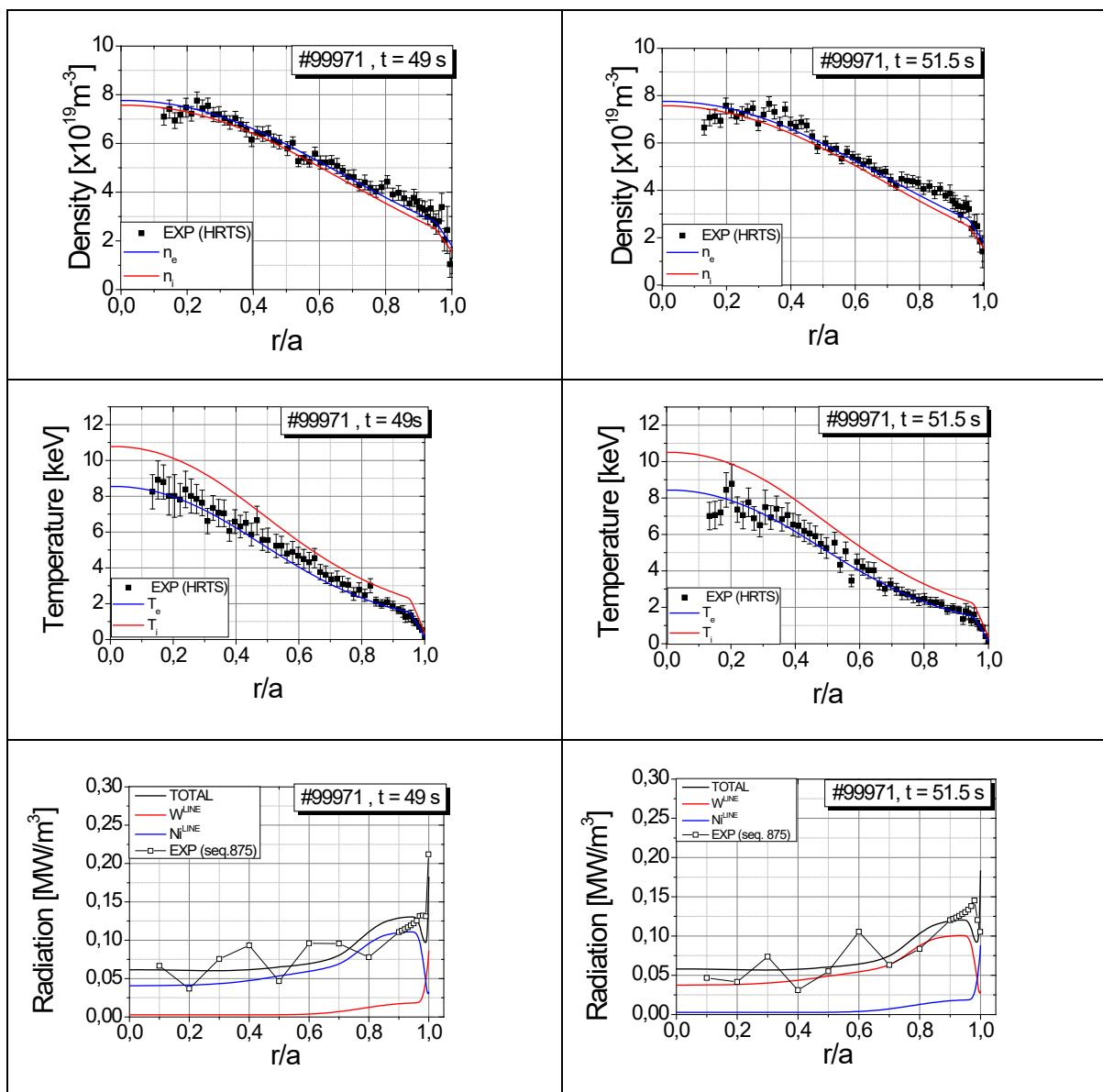
Rys. 4.36 Uśrednione strumienie powierzchniowe promieniowania dla wyładowań #99971 i #99972.

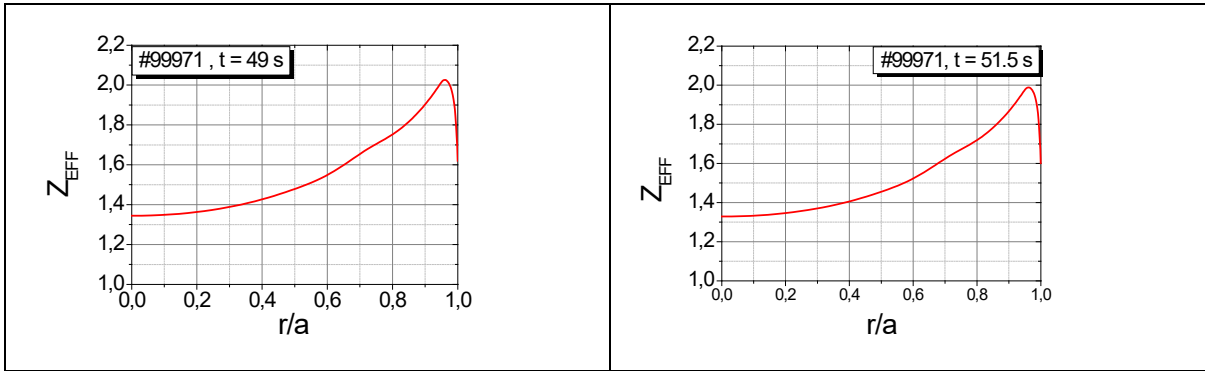


Rys. 4.37 Ewolucja czasowa grzania NBI P^{NBI} , grzania ICRH P^{ICRH} , energii plazmy (W_{th}), liniowej gęstości elektronowej i procentowy udział D i T dla wyładowań: # 99971 i # 99972

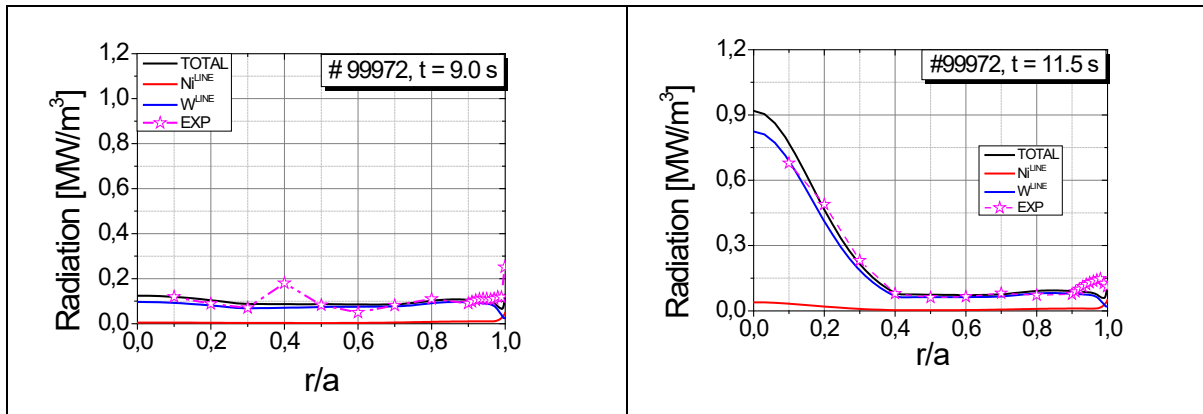


Rys. 4.38 Ewolucja czasowa koncentracji Ni wyznaczonej eksperymentalnie dla wyładowań: # 99971 i # 99972.





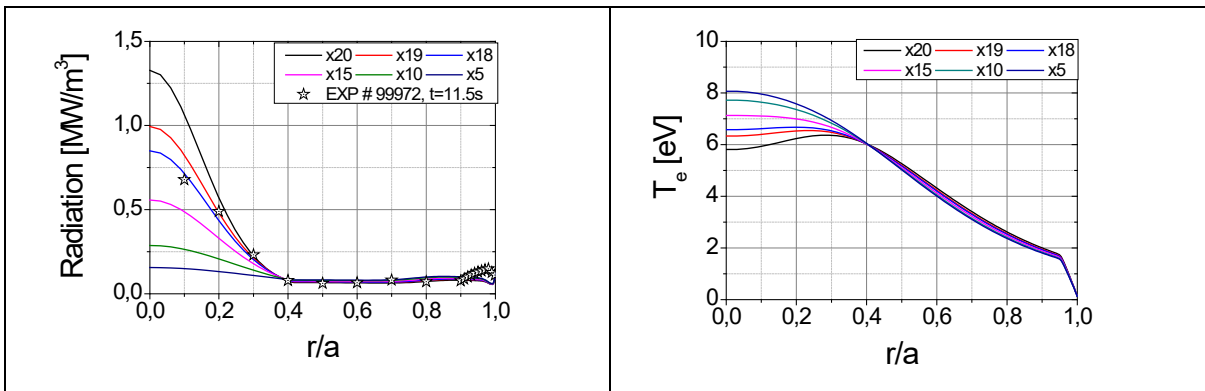
Rys. 4.39 Eksperymentalne i symulowane profile gęstości elektronowej (n_e) i temperatur (T_e), profili promieniowania i efektywnego ładunku (Z_{EFF}) dla tych dwóch czasach we wyladowanie # 99971.

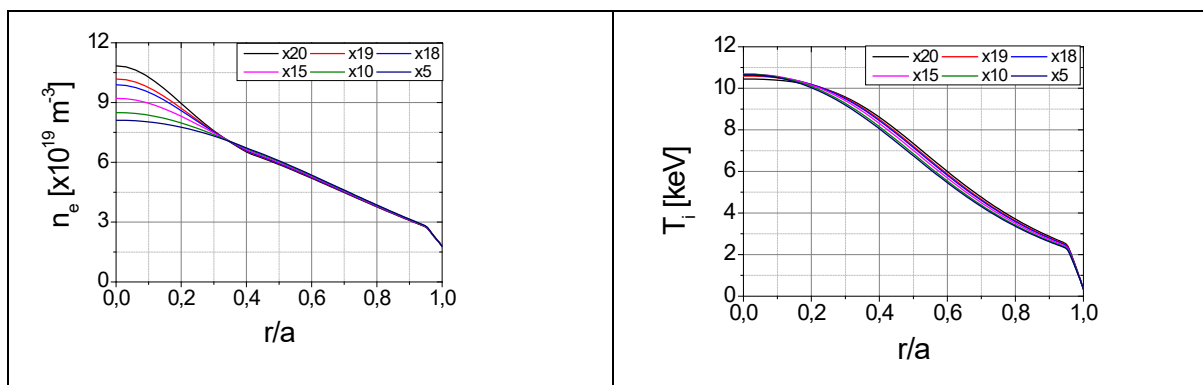


Rys. 4.40 Profile promieniowania dla wyladowania # 99972 dla $t = 49$ s i $t = 51.5$ s uzyskanych eksperymentalnie i na podstawie symulacji z uwzględnieniem składowych pochodzących od W i Ni.

Zaobserwowano, że wraz ze wzrostem prędkości domieszek do centrum plazmy wzrasta gęstość elektronowa w centrum, a maleje temperatura elektronowa. Akumulacja domieszek ma słaby wpływ na temperaturę jonową. Wskutek tego wyście neutronowe pochodzące z termicznej reakcji DT nie zmienia się znacząco.

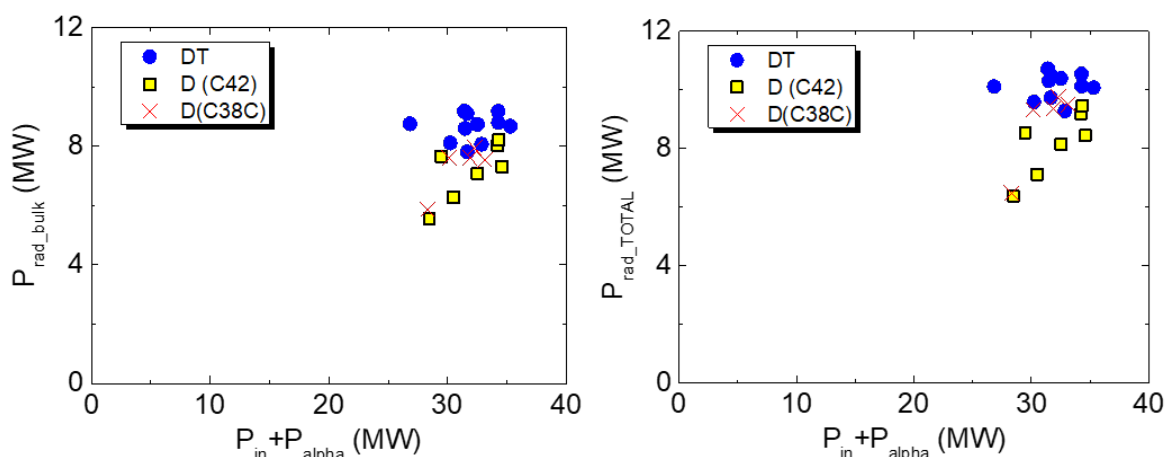
Różnica w promieniowaniu jest efektem różnego transportu zanieczyszczeń w plazmie centralnej. Promieniowanie w centrum zmienia się 8 razy pomiędzy $t = 49.0$ s i $t = 51.5$ s, ale zmiana promieniowania rdzenia jest niewielka: około 20 %. Około 16-18 % neutronów termicznych pochodzi z reakcji syntezy jądowej dla #99971 i #99972. Symulacje wykazały, że profil efektywnego ładunku, Z_{EFF} nie jest płaski, co koniecznie powinno być uwzględnione w przypadku symulacji z kodem TRANSP, w którym profil Z_{EFF} jest parametrem wejściowym. Akumulacja zanieczyszczenia w rdzeniu plazmy dla wyladowań hybrydowych nie jest krytyczna (nie przechodzi w zaburzenia), ponieważ temperatura centralna jest wyższa niż 4 keV, a gęstość jest stosunkowo niska. Podobne analizy wykonano dla wyladowań #99950 i #99869, które przeprowadzono podczas optymalizacji scenariusza hybrydowego w JET-ILW.





Rys. 4.41 Profile promieniowania, temperatury elektronowej i jonowej, gęstości elektronowej dla różnych prędkości domieszek w plazmie centralnej.

W 2022 r przeprowadzono także kompleksową analizę zanieczyszczeń w plazmie hybrydowej (plazmie o niskim prądzie I_p oraz wysokiej wartości pola magnetycznego B_t) z wykorzystaniem pomiarów spektroskopowych (spektrometr SPRED w zakresie promieniowania VUV – KT2) oraz bolometrycznych. W ramach prowadzonych badań porównywano wyładowania plazmowe w następujących grupach: Plazma D vs. plazma DT (należy podkreślić, że wyładowania w plazmie D pochodziły z dwóch różnych kampanii eksperymentalnych – C38C and C42). Wyładowania w plazmie D z iniekcją gazu. Porównanie wyładowań plazmowych z optymalizacją gazu w C38C (plazma D). Plazma D vs. plazma T. Analizy dotyczące wyładowań w plazmie D i DT z grupy pierwszej, przeprowadzono dla przedziału czasowego od 48.5 s. do 49 s. Poniższe wykresy ilustrują moc wypromieniowaną przez plazmę (P_{rad_bulk}) oraz całkowitą moc wypromieniowaną (P_{rad_TOTAL}) w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy z cząstek alfa.



Rys. 4.42 P_{rad_bulk} (po stronie lewej) and P_{rad_TOTAL} (po stronie prawej) w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazmy DT i D

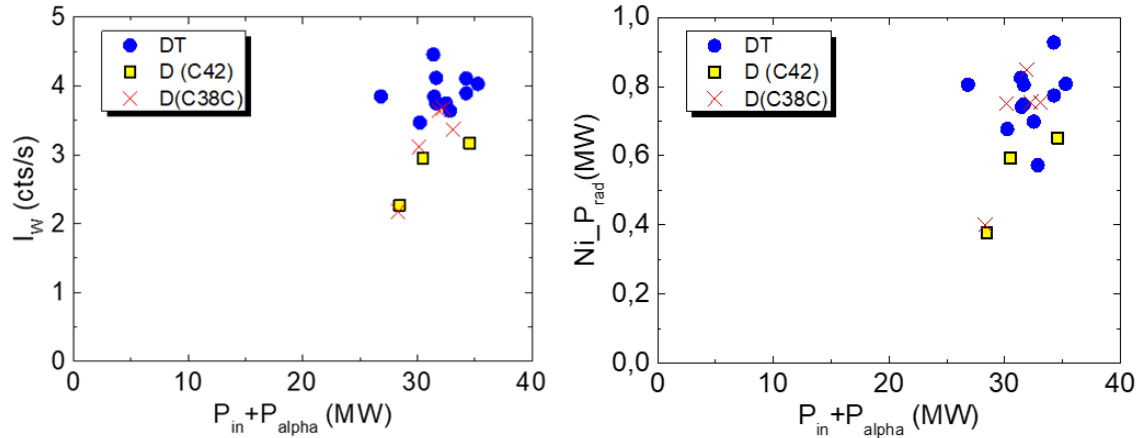
Jak można zauważyć z Rys. 4.42, wartości P_{rad_bulk} oraz P_{rad_TOTAL} były wyższe dla plazmy DT w porównaniu z plazmą D. Co więcej, w przypadku plazmy D, obserwowano wyższe wartości P_{rad_TOTAL} dla wyładowań z kampanii C38C w porównaniu z wyładowaniami z kampanii C42. W związku z powyższym należało ustalić, które zanieczyszczenia miały decydujący wpływ na obserwowaną wysoką wartość promieniowania plazmy.

Na podstawie wykresów przedstawiających intensywność wolframu oszacowaną z tzw. quasicontinuum, jak i również moc wypromieniowaną przez zanieczyszczenia plazmy o średniej liczbie atomowej Z - takich jak na przykład nikiel (Ni), miedź (Cu) oraz żelazo (Fe) w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazmy DT i D (Rys. 4.43. i Rys. 4.44), można zaobserwować, że:

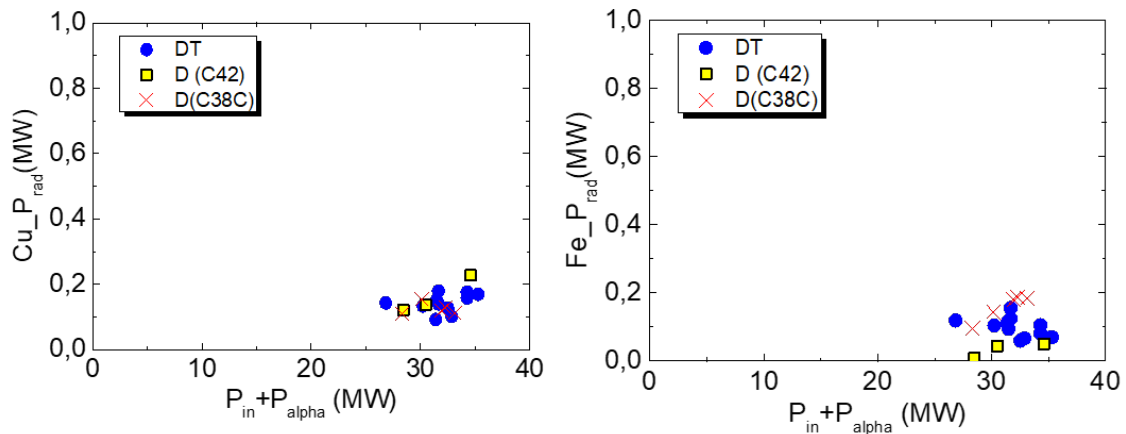
- Intensywność quasicontinuum z diagnostyki KT2 (I_w) – jest wyższa dla wyładowań w plazmie DT w porównaniu z plazmą D (podobnie jak w przypadku P_{rad_bulk} oraz P_{rad_TOTAL} w funkcji $P_{in}+P_{alpha}$)
- Powyższy trend nie jest dokładnie taki sam dla mocy wypromieniowanej przez Ni. Różnica polega na tym, że wyładowania z kampanii C38C leżą na wykresie w tym samym obszarze co wyładowania w plazmie DT. Można to tłumaczyć faktem, że podczas eksperymentalnej kampanii czyszczącej (C38C) w plazmie

obserwowano niższy poziom Ni w porównaniu z wyładowaniami z kampanii C42. Co również należy podkreślić, zaprezentowany Ni pochodzi z plazmy brzegowej.

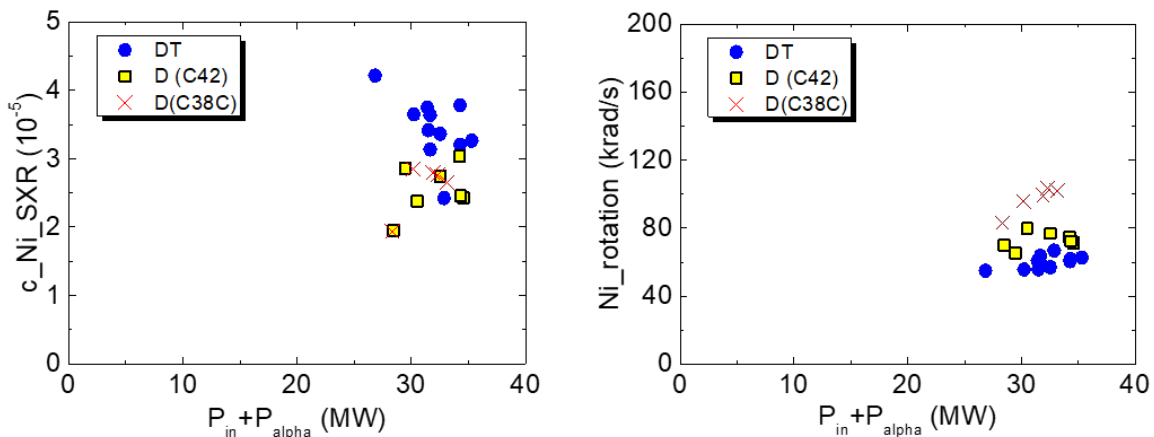
- Wypromieniowana moc z Ni, Cu i Fe ma mały wkład do P_{rad_bulk} . Wkład Ni do mocy promieniowania jest mniejszy niż 10%. W przypadku Cu i Fe nie ma wyraźnej różnicy pomiędzy plazmą D, a DT. Niemniej jednak ich wkład do promieniowania w obu przypadkach jest zanedbywalny.



Rys. 4.43 I_w (po lewej stronie) oraz Ni_P_{rad} (po prawej stronie) w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazmy DT i D



Rys. 4.44 Cu_P_{rad} (po lewej stronie) oraz Fe_P_{rad} (po prawej stronie) w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazmy DT i D

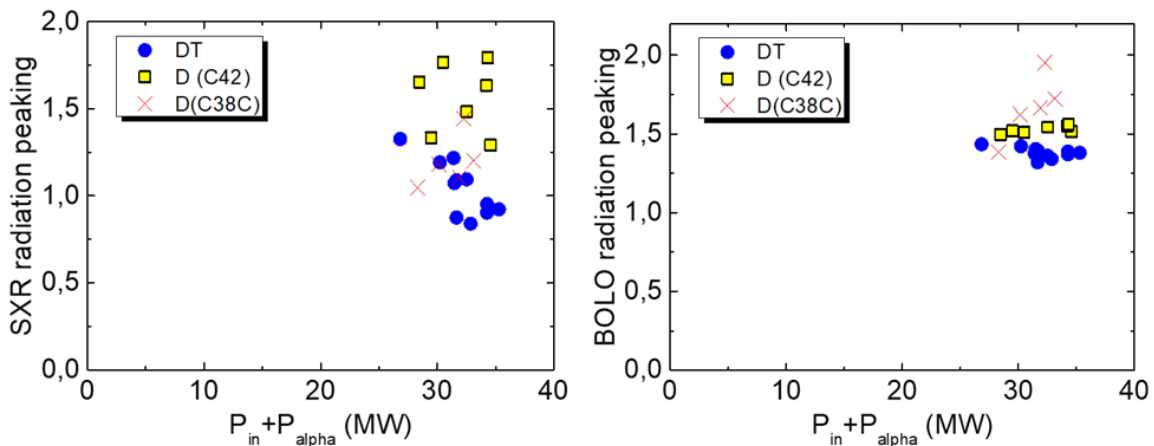


Rys. 4.45 c_Ni_SXR (po lewej stronie) oraz $Ni_rotation$ (po prawej stronie) w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazmy DT i D

Na podstawie wykresów przedstawiających koncentracje Ni (mierzoną za pomocą diagnostyki KX1 w zakresie SXR) oraz rotacje Ni (Rys. 4.45), można zaobserwować że:

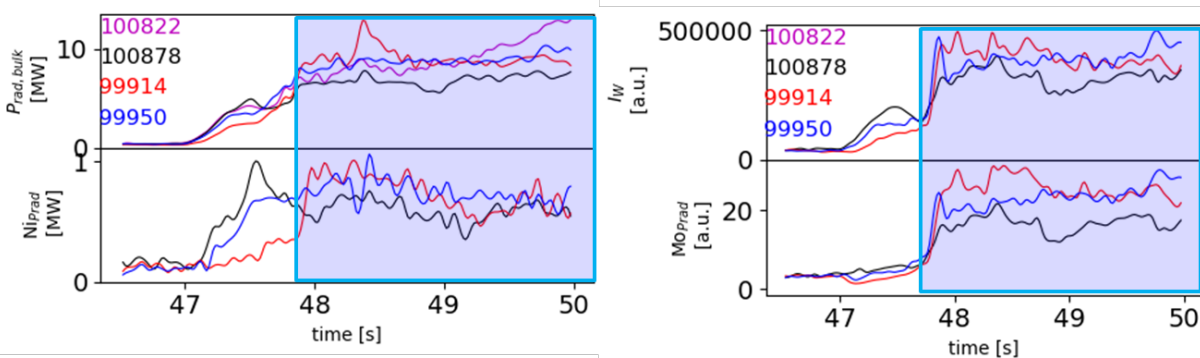
- Koncentracja Ni z diagnostyki SXR KX1, która jest mierzona bliżej centrum plazmy ($r/a=0.3$) jest wyższa dla wyładowań w plazmie DT, w porównaniu z wyładowaniami w plazmie D (podobne zachowanie jak w przypadku $P_{rad,bulk}$).
- Rotacja Ni jest wyższa dla plazmy D, w porównaniu z plazmą DT.

W oparciu o powyższą analizę można stwierdzić, że wolfram (W) ma decydujący wpływ na promieniowanie plazmy. Dodatkowo, oszacowane zostały gradienty promieniowania z zakresu SXR oraz na podstawie danych bolometrycznych (korzystając ze stosunku l-o-s najbliższej osi magnetycznej do l-o-s przy promieniu inwersji plazmy) dla plazmy D i DT. Wyniki z obu diagnostyk przedstawiają ten sam trend – wyższe pikowanie obserwowane jest dla plazmy D, w porównaniu z plazmą DT (Rys. 4.46)



Rys. 4.46 Gradient promieniowania z zakresu SXR (po lewej stronie) oraz gradient promieniowania na podstawie danych bolometrycznych (po prawej stronie) w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazmy DT i D.

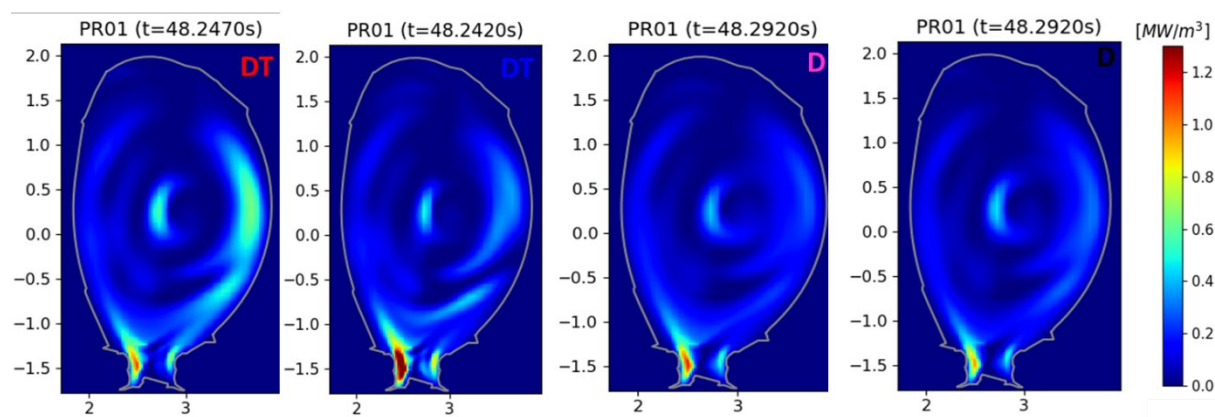
Druga część analizy, podobnie jak pierwsza, dotyczyła wyładowań w plazmie DT i D, ale z uwzględnieniem różnych faz wyładowań i ich możliwego wpływu na zachowanie zanieczyszczeń. Przykładowe wyniki zostały przedstawione poniżej. W następujących wyładowaniach plazmowych: #99914(DT), #99950(DT), #100822(D), #100878(D), analizę prowadzono dla fazy H-mode. Jak można zaobserwować na Rys. 4.47 $P_{rad,bulk}$, Ni_{Prad} , I_w oraz Mo_{Prad} miały wyższe wartości dla plazmy DT (#99914, #99950) w porównaniu do plazmy D (#100822, #100878).



Rys. 4.47 Przebiegi czasowe $P_{rad,bulk}$, Ni_{Prad} (po lewej stronie) oraz I_w , Mo_{Prad} (po prawej stronie) dla następujących wyładowań #99914(DT), #99950(DT), #100822(D), #100878(D).

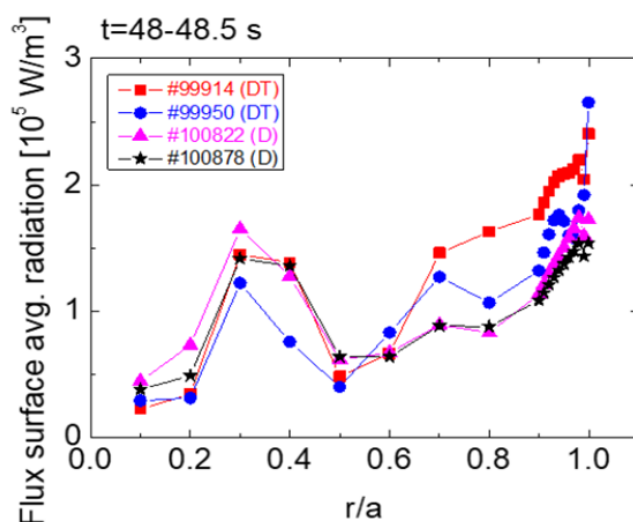
Dodatkowo wykonane zostały rekonstrukcje tomograficzne na podstawie danych bolometrycznych dla trzech punktów czasowych. Dwa z nich pochodziły z fazy H-mode ($t=47.9$ s, $t=48.2$ s.), podczas gdy trzeci dla $t=47.5$ s. pochodził z fazy dostępu do tzw. H-modu. Rys. 4.48 przedstawia wypromieniowaną gęstość mocy dla czasu $t=48.2$ s. (na podstawie danych bolometrycznych), która jak się okazuje, była wyższa dla wyładowań w plazmie

DT. Co więcej, nie zaobserwowano akumulacji zanieczyszczeń w centrum plazmy, w żadnym z analizowanych wyładowań.

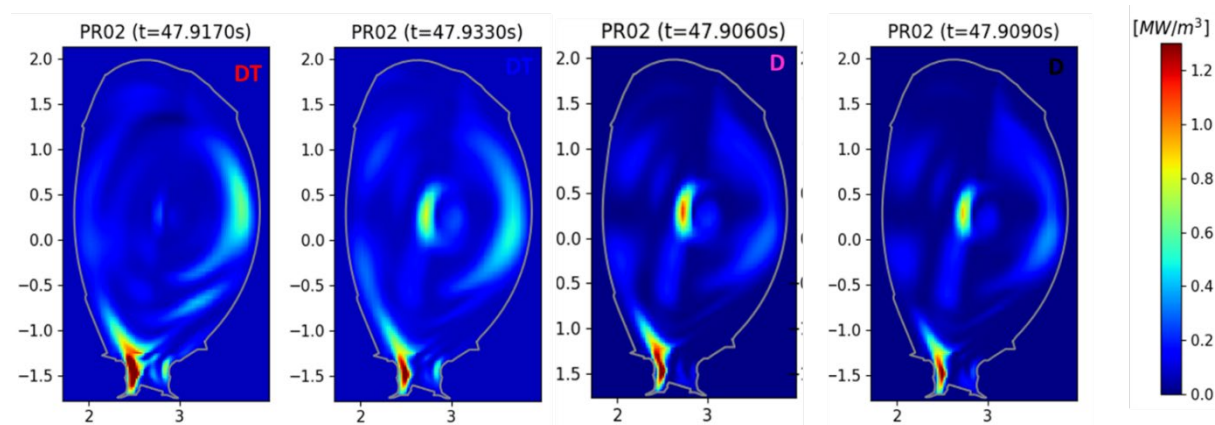


Rys. 4.48 Rekonstrukcje tomograficzne na podstawie danych bolometrycznych dla następujących wyładowań plazmowych: #99914(DT), #99950(DT), #100822(D) oraz #100878(D) ($t=48.2s$).

Z kolei z Rys. 4.49 i 4.50 na których zaprezentowane zostały profile promieniowania i 2 wymiarowe rekonstrukcje widać że tzw. uśrednione strumienie powierzchniowe promieniowania są wyższe dla wyładowań w plazmie DT, zwłaszcza w obszarze gdzie $r/a > 0.6$. Ponadto, za pik widoczny między $r/a=0.2$ i $r/a=0.3$ odpowiedzialne są mody MHD.

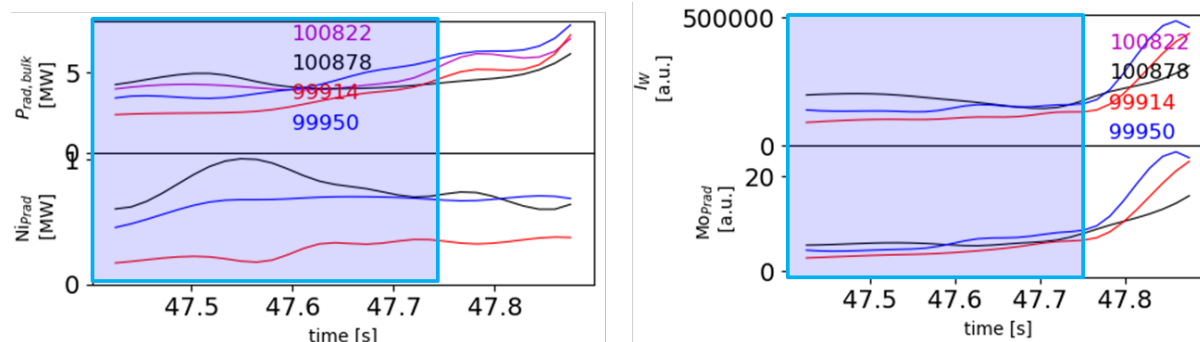


Rys. 4.49 Uśrednione strumienie powierzchniowe promieniowania dla wyładowań plazmowych: #99914(DT), #99950(DT), #100822(D) oraz #100878(D).



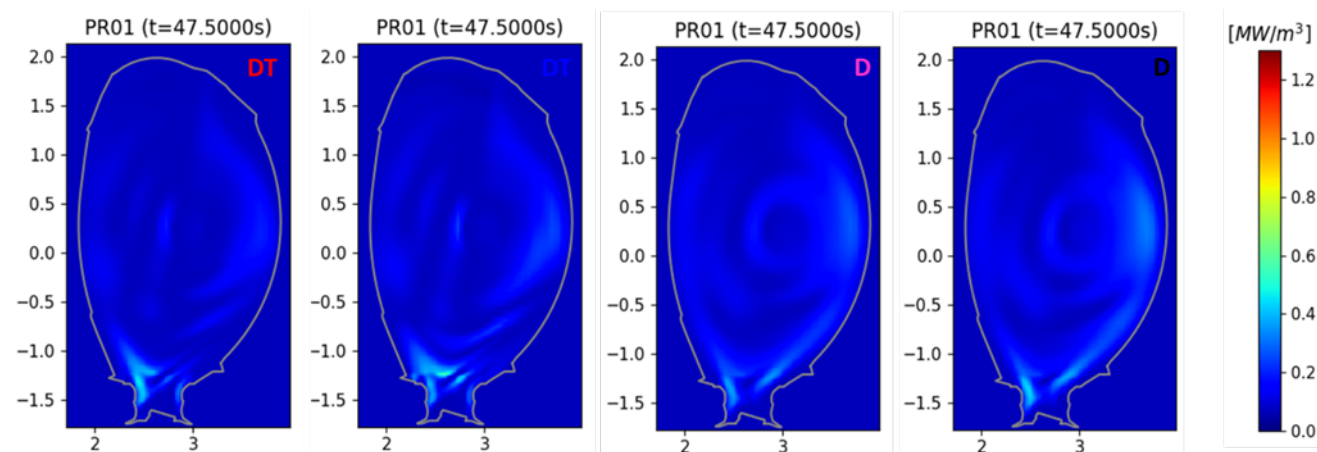
Rys. 4.50 Rekonstrukcje tomograficzne na podstawie danych bolometrycznych dla wyładowań plazmowych: #99914(DT), #99950(DT), #100822(D) oraz #100878(D) ($t=47.9s$).

Ostatnia analiza dla fazy dostępu do tzw. H-modu pokazuje, że P_{rad_bulk} , N_{iPrad} , I_w oraz Mo_{Prad} miały wyższe wartości dla wyładowań w plazmie D (#100878) w porównaniu do plazmy DT (#99914, #99950) (Rys. 4.51). Co więcej, po przekroczeniu tzw. strike-point sweeping, wartości wspomnianych parametrów (za wyjątkiem N_{iPrad}) miały wyższe wartości dla plazmy DT w porównaniu z plazmą D. Znaczące różnice w N_{iPrad} pomiędzy wyładowaniami (#99914, #99950, #100878) mogą być wyjaśnione przez różne poziomy grzania ICRH. Tą tezę potwierdza również fakt, że w tym samym czasie, profile koncentracji elektronowej n_e dla wyładowań #99914, #99950 w zakresie promienia $R_{maj}=3.6m$ i $R_{maj}=3.8m$ (gdzie N_i jest mierzony) były porównywalne.



Rys. 4.51. Przebiegi czasowe P_{rad_bulk} , N_{iPrad} (po lewej stronie) oraz I_w , Mo_{Prad} (po prawej stronie) dla wyładowań plazmowych #99914(DT), #99950(DT), #100822(D), #100878(D).

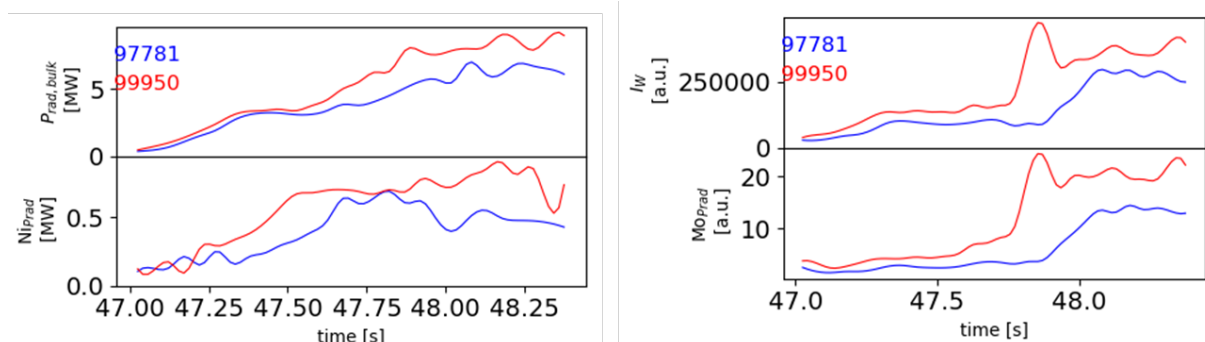
Również w tym przypadku wykonano rekonstrukcje tomograficzne na podstawie danych bolometrycznych dla czasu $t=47.5s$. Zmierzona gęstość mocy promieniowania była nieco wyższa dla wyładowań w plazmie D (#100822 and #100878) w porównaniu z wyładowaniami w plazmie DT (#99914 i #99950) (Rys. 4.52).



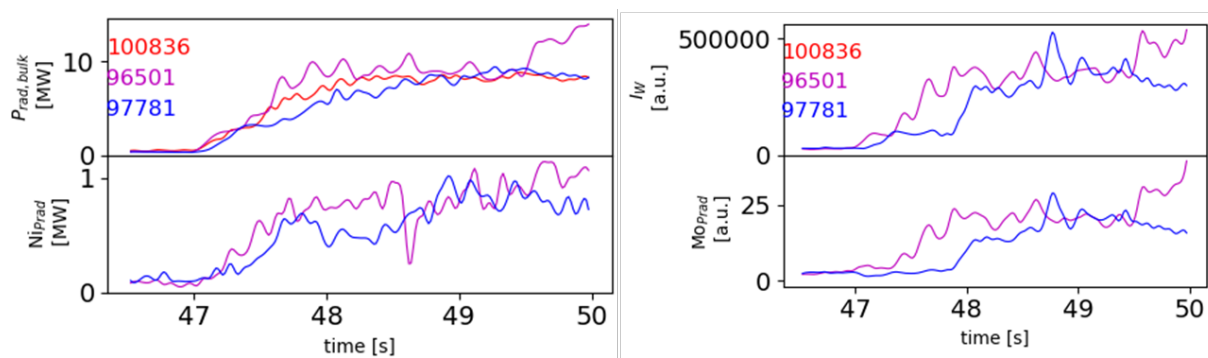
Rys. 4.52 Rekonstrukcje tomograficzne na podstawie danych bolometrycznych dla wyładowań plazmowych #99914(DT), #99950(DT), #100822(D) i #100878(D) ($t=47.5s$).

Kolejny badany zestaw wyładowań dotyczył plazmy D i DT w tzw. dostępie do fazy H-mode (#99950(DT) & #97781(D)). W tym szczególnych przypadku wartości P_{rad_bulk} , N_{iPrad} , I_w i Mo_{Prad} były wyższe dla plazmy DT (#99950) w porównaniu z plazmą D (#97781) (Rys.4.53). Z kolei w wyniku wczesnego przejścia z małych ELMów do fazy H-mode bez ELMów, jak i również wcześniejszego tzw. gas puffu w wyładowaniu z plazmą DT (#99950(DT)), zaobserwować można było wzrost zanieczyszczeń plazmy.

W ostatniej analizowanej parze wyładowań plazmowych - #99596(DT) oraz #100855(D) - wartości P_{rad_bulk} , N_{iPrad} , I_w oraz Mo_{Prad} były wyższe dla plazmy DT (#99596) w porównaniu z plazmą D (#100855) (Rys.4.54) W analizie dotyczącej drugiej grupy badano przede wszystkim wyładowania w plazmie D podczas skanu gas puffu. Jak można zauważyć na Rys.4.55 wartości P_{rad_bulk} , N_{iPrad} , I_w oraz Mo_{Prad} były wyższe dla wyładowania #96501(D) w porównaniu z wyładowaniem #97781(D). Co jest również ważne, wcześniejszy gas puff w wyładowaniu #96501(D) mógł doprowadzić do zwiększonej ilości zanieczyszczeń w porównaniu z tymi obserwowanymi w wyładowaniu #97781(D).

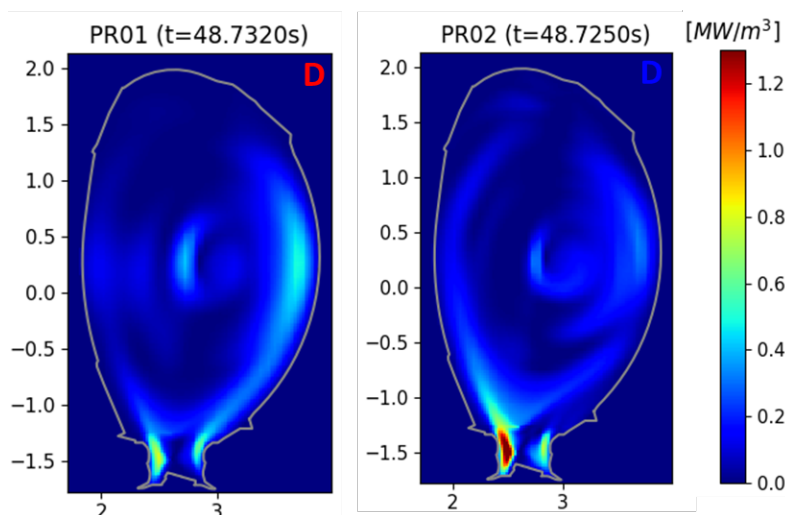


Rys. 4.53 Przebiegi czasowe $P_{rad,bulk}$, N_{iPrad} (po lewej stronie) oraz I_w , $MoPrad$ (po prawej stronie) dla wyładowań plazmowych #99950(DT) oraz #97781(D).



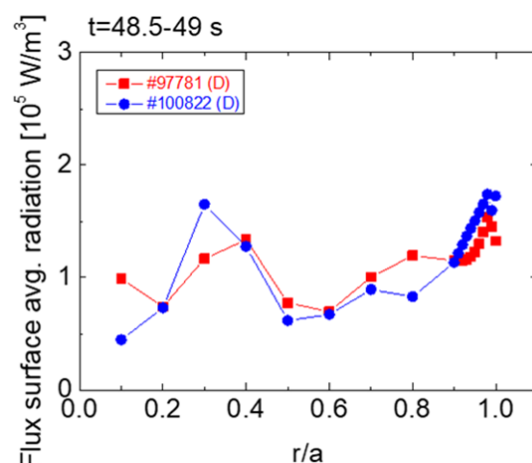
Rys. 4.54 Przebiegi czasowe $P_{rad,bulk}$, N_{iPrad} (po lewej stronie) and I_w , $MoPrad$ (po prawej stronie) dla wyładowań plazmowych #100836(D), #96501(D) oraz #97781(D).

W przypadku kolejnego zestawu wyładowań w plazmie D - #97781(D), #100822(D) - (z trzeciej grupy) z tak zwaną optymalizacją gazu w kampanii C38C, ze względu na brak danych z systemu KT2, możliwe były jedynie rekonstrukcje tomograficzne na podstawie danych bolometrycznych. Wspomniane tomografie zostały wykonane dla czasu $t=48.73$ s. Jak można zaobserwować na Rys. 4.56 moc wypromieniowana była wyższa dla wyładowania #100822(D), zwłaszcza w obszarze dywertora. Co więcej, nie zaobserwowano akumulacji zanieczyszczeń w żadnym z analizowanych wyładowań.



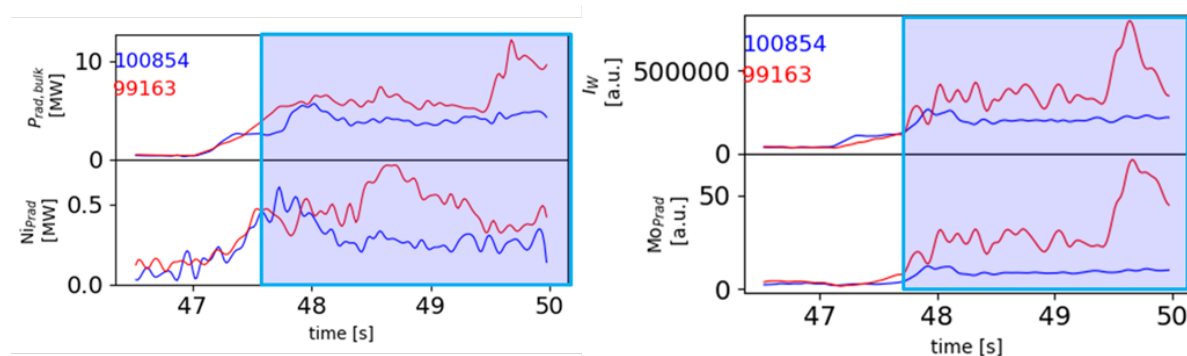
Rys. 4.56 Rekonstrukcje tomograficzne na podstawie danych bolometrycznych dla wyładowań plazmowych #97781(D) oraz #100822(D) ($t=48.2$ s).

Z kolei uśredniony strumień powierzchniowy promieniowania dla obu wyładowań jest podobny (Rys. 4.57).



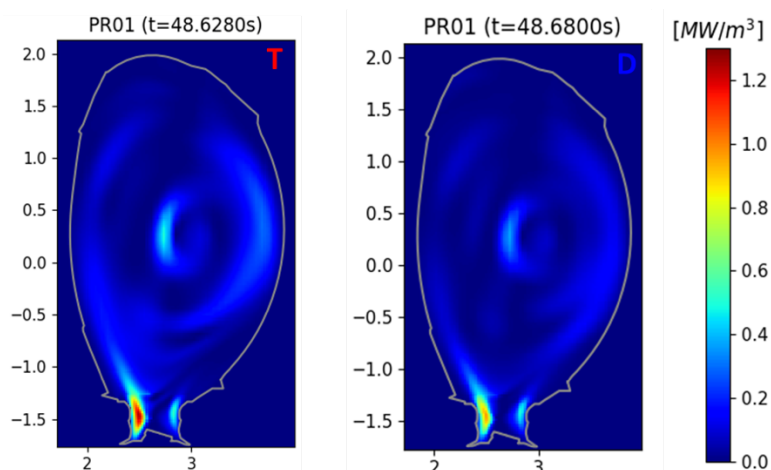
Rys.4.57 Uśredniony strumień powierzchniowy promieniowania dla wyładowań plazmowych #97781(D) oraz #100822(D).

W analizie dotyczącej grupy czwartej porównywano wyładowania w plazmie D i T. Na początku dokonano porównywania następujących strzałów - #100854(D) oraz #99163(T). Wyładowanie plazmowe #100854(D) różni się od #99163 niższą gęstością oraz zmagazynowaną energią w plazmie. Jak wynika z Rys. 4.58 wartości P_{rad_bulk} , Ni_{Prad} , I_w oraz Mo_{Prad} są wyższe dla wyładowania w plazmie T (#99163) w porównaniu z wyładowaniem w plazmie D (#100854). Zaobserwowano również, że większe amplitudy ELM w plazmie T (#99163) mogły się przełożyć na zwiększoną ilość zanieczyszczeń w porównaniu do wyładowania #100854(D).

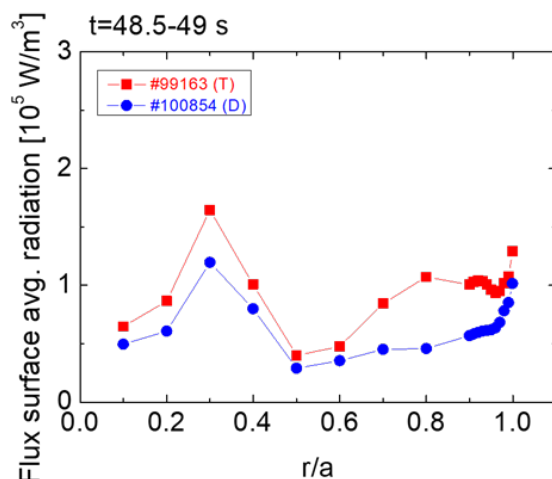


Rys. 4.58 Przebiegi czasowe P_{rad_bulk} , Ni_{Prad} (po lewej stronie) oraz I_w , Mo_{Prad} (po prawej stronie) dla wyładowań plazmowych #100854(D) and #99163(T).

Na podstawie rekonstrukcji tomograficznych (Rys. 4.59), wykonanych dla czasu $t=48.6$ s, można stwierdzić, że gęstość mocy promieniowania jest większa dla wyładowania #99163(T). W tym samym czasie nie zaobserwowano w centrum plazmy akumulacji zanieczyszczeń, niemniej jednak zauważalny był zwiększony transport wolframu w wyładowaniu #99163(T) (Rys. 4.60).

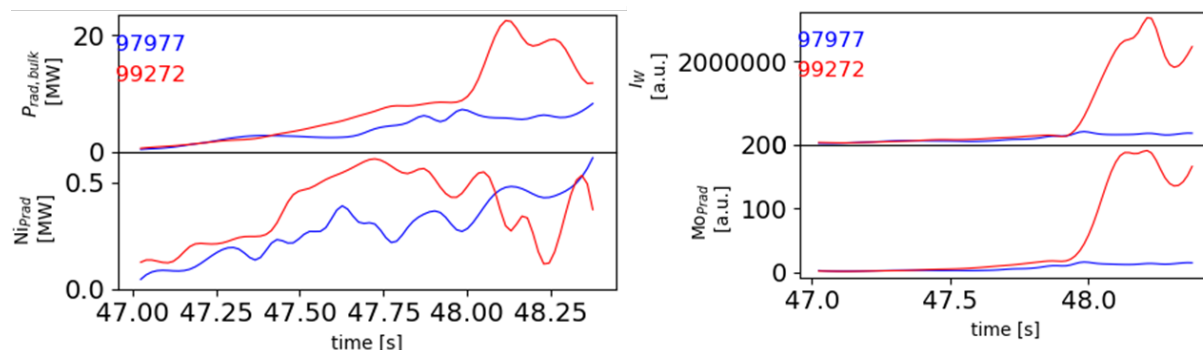


Rys. 4.59 Rekonstrukcje tomograficzne na podstawie danych bolometrycznych dla wyładowań plazmowych #99163(T) oraz #100854(D) ($t=48.6s$).



Rys. 4. 60 Uśredniony strumień powierzchniowy promieniowania dla wyładowań plazmowych #99163(T) oraz #100854(D).

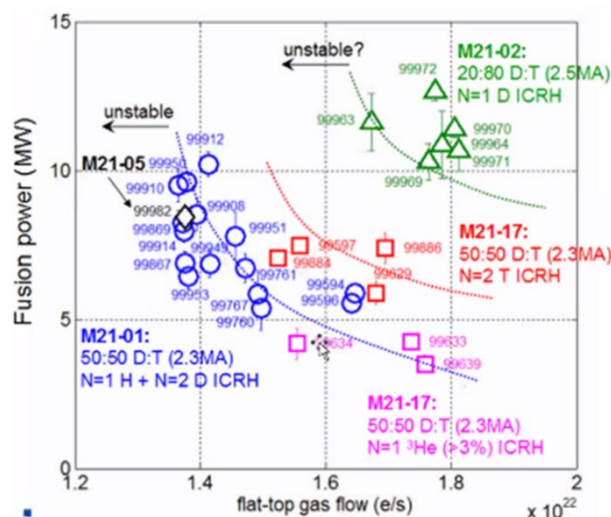
W ostatniej analizowanej parze wyładowań - #99272(T) & #97977(D) wartości P_{rad_bulk} oraz Ni_{Prad} były wyższe dla plazmy T (#99272) w porównaniu do plazmy D (#97977) (Rys.4.61 po lewej stronie). Z kolei wartości I_w oraz Mo_{Prad} (Rys. 4.61 po prawej stronie) są porównywalne dla obu wyładowań zwłaszcza w ich początkowej fazie. Po 48s. wartości I_w i Mo_{Prad} są wyższe dla wyładowania w T #99272 w porównaniu do wyładowania w D #97977(D)



Rys. 4.61 Przebiegi czasowe P_{rad_bulk} , Ni_{Prad} (po lewej stronie) i I_w , Mo_{Prad} (po prawej stronie) dla wyładowań plazmowych #99272(T) oraz #97977(D).

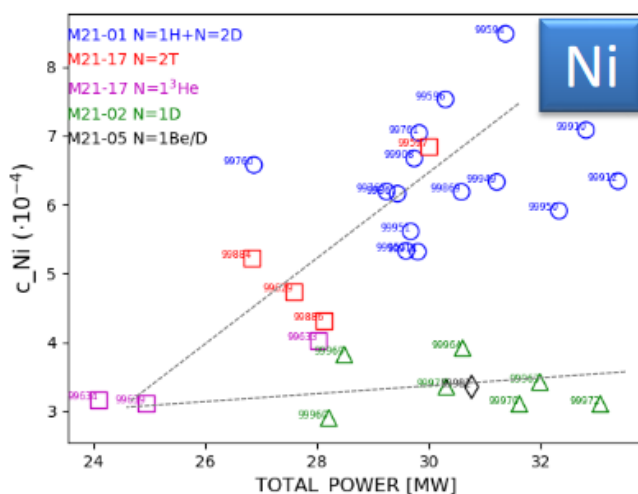
W fazie H-mode, zarówno większa ilość zanieczyszczeń, jak i większe promieniowanie są obserwowane w plazmie DT w porównaniu z plazmą D. Pikowanie promieniowania, jak i również rotacja zanieczyszczeń są większe w przypadku plazmy D, w porównaniu z plazmą DT. Największy wkład do promieniowania plazmy pochodzi z wolframu i niklu (~10 %). Zarówno wcześniejsza iniekcja gazu, jak i również wcześniejsze przejście z fazy o małych ELMach do fazy bez ELMów, prowadzą do wcześniejszego wzrostu zanieczyszczeń w plazmie. Grzanie ICRH, w fazie wejścia w H-mode, ma zauważalny wpływ na zachowanie Ni.

Przeprowadzono kompleksową analizę zanieczyszczeń dla wyładowań hybrydowych różniących się scenariuszem grzania ICRH i proporcją D do T, w celu wskazania tego najbardziej optymalnego. Szczególnie przyglądano się temu jak wpływa częstotliwość ELMów, całkowita moc, czy napuszczane gazy na produkcję zanieczyszczeń w plazmie. Analizy dotyczyły wyładowań przedstawionych na Rys. 4.62. W każdym wytypowanym wyładowaniu plazmowym przebadany został zakres czasu pomiędzy 48.5 s. a 49.5 s, w którym to wyznaczone zostały takie parametry jak: koncentracja niklu (c_{Ni}), żelaza (c_{Fe}), miedzi (c_{Cu}), intensywność wolframu (I_w), wypromieniowana moc z centrum plazmy ($P_{rad,bulk}$) oraz moc wypromieniowana przez zanieczyszczenie niklu (Ni_{Prad}).



Rys. 4.62 Moc fuzji w funkcji napuszczanego gazu dla różnych scenariuszy plazmy.

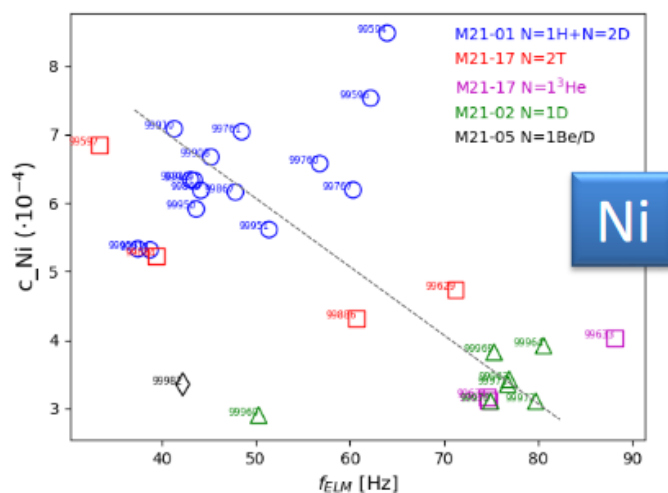
Wśród zanieczyszczeń o średniej liczbie atomowej Z , największy wpływ na promieniowanie plazmy miał Ni. Jego koncentracja wzrastała wraz z całkowitą mocą grzewczą plazmy ($P_{\text{NBI}} + P_{\text{ICRH}} + P_{\text{OHM}}$) (Rys. 4.63) i malała wraz ze wzrostem częstotliwości ELMów (Rys. 4.64) oraz ilości napuszczanego gazu (Rys. 4.65). Najniższą koncentrację Ni obserwowano dla scenariuszy $N=1D$ oraz $N=1^3\text{He}$, a najwyższą dla $N=1H+N=2D$. Co jednak warto podkreślić, na prezentowany wynik w dwóch pierwszych przypadkach niewątpliwie miały również wpływ takie czynniki jak duża ilość napuszczanego gazu oraz wysoka częstotliwość ELMów.



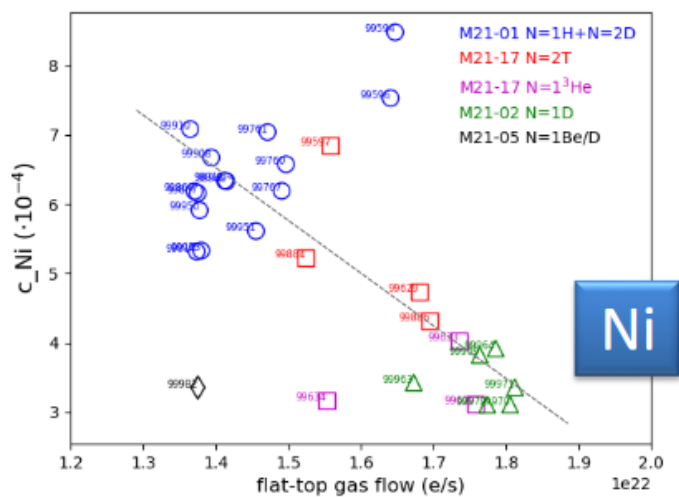
Rys. 4.63 Koncentracja niklu dla różnych scenariuszy plazmy w funkcji całkowitej mocy grzewczej plazmy.

Analizując inne zanieczyszczenie plazmy o średniej liczbie atomowej Z , jakim jest żelazo, można stwierdzić, że jego udział w plazmie był około osiem razy mniejszy niż w przypadku Ni. Niemniej jednak podobnie jak poprzednio obserwowano spadek koncentracji Fe wraz ze wzrostem ilości napuszczanego gazu oraz częstotliwością ELMów. Z kolei większa koncentracja Fe była widoczna w wyładowaniach charakteryzujących się większą całkowitą mocą grzewczą plazmy. Najniższe koncentracje Fe, podobnie jak w Ni, występowały dla scenariuszy $N=1D$ oraz $N=1^3\text{He}$. Z kolei najwyższe wartości obserwowane były dla wyładowań z grupy $N=1H+N=2D$. W przypadku badań miedzi, zaobserwowano takie same (generalne trendy) jak w przypadku Ni, czy Fe. Tu z kolei najniższe koncentracje Cu obserwowane były dla wyładowań ze scenariusza $N=1^3\text{He}$, natomiast najwyższe dla plazmy z grup $N=1D$ oraz $N=1H+N=2D$. Następnie przebadano zachowanie mocy promieniowania (P_{rad}), intensywności wolframu z quasicontinuum (I_w) oraz mocy wypromieniowanej z Ni ($Ni_{\text{P}_{\text{rad}}}$). W przypadku pierwszego parametru, podobnie jak w przypadku zanieczyszczeń o średniej liczbie atomowej Z , zaobserwowano że wartość P_{rad} maleje wraz ze wzrostem ilości napuszczanego gazu (Rys. 4.66) oraz częstotliwością ELMów

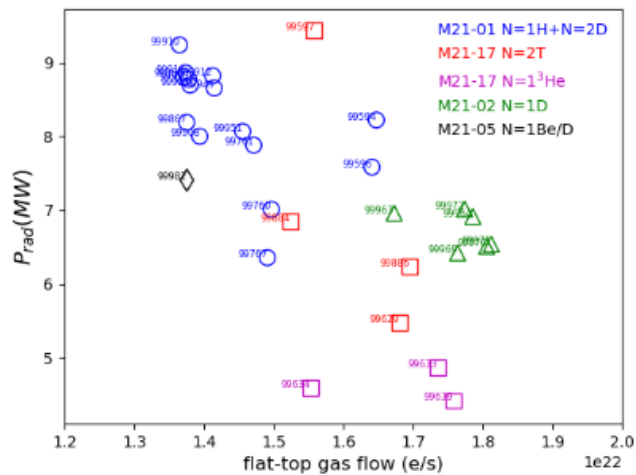
(Rys.4.67) oraz rośnie wraz ze wzrostem całkowitej mocy grzewczej plazmy (Rys.4.68). Najniższe wartości P_{rad} obserwowane były dla wyładowań z grupy $N=1^3\text{He}$, z kolei najwyższe dla scenariusza $N=1\text{H}+N=2\text{D}$.



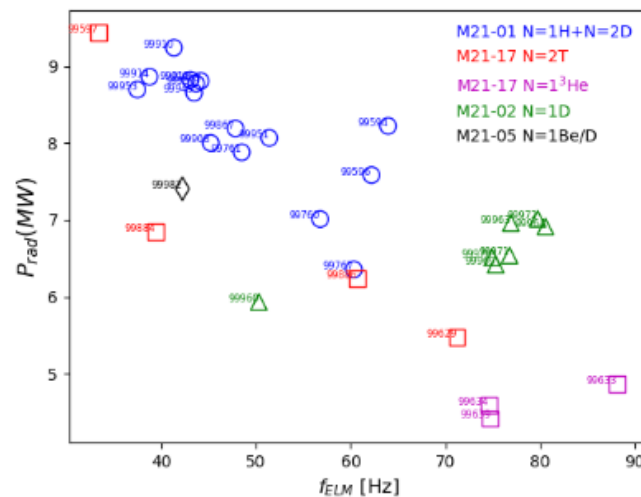
Rys. 4.64 Koncentracja niklu dla różnych scenariuszy plazmy w funkcji częstotliwości ELMów.



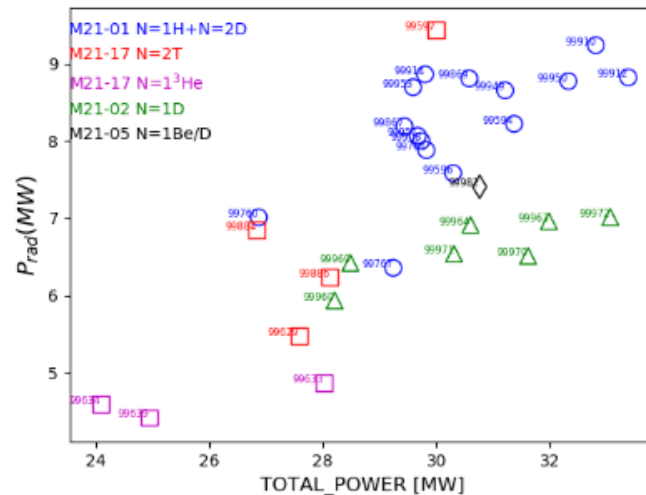
Rys.4. 65 Koncentracja niklu dla różnych scenariuszy plazmy w funkcji napuszczanego gazu.



Rys. 4.66 Moc wypromieniowana dla różnych scenariuszy plazmy w funkcji napuszczanego gazu.



Rys. 4.67 Moc wypromieniowana dla różnych scenariuszy plazmy w funkcji częstotliwości ELMów.

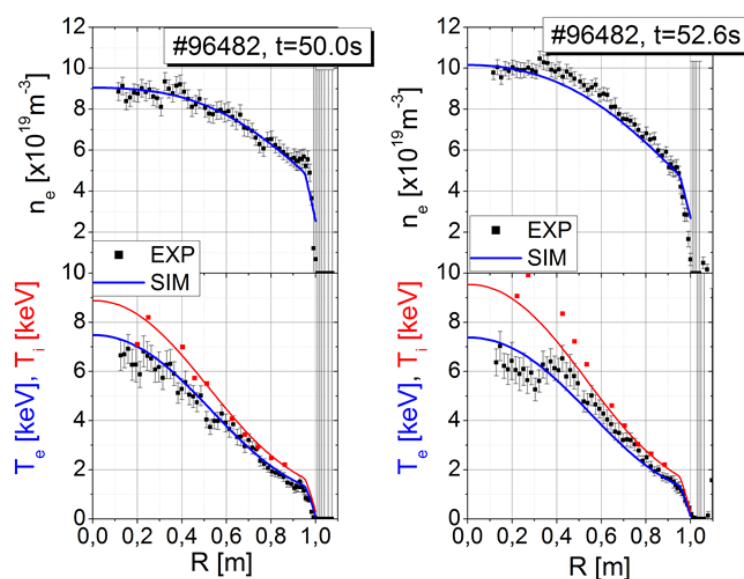


Rys. 4.68 Moc wypromieniowana dla różnych scenariuszy plazmy w funkcji całkowitej mocy grzewczej.

Analogiczne trendy były obserwowane dla intensywności wolframu szacowanej z quasicontinuum. Również tutaj najniższe wartości I_w występowały dla wyładowań z grupy N=1³He, a najwyższe dla scenariusza N=1H+N=2D. Pozostałe zależności względem ilości napuszczanego gazu, częstotliwości ELMów, czy całkowitej mocy grzewczej, również pozostały bez zmian. W przypadku mocy wypromieniowanej z niklu (Ni_P_{rad}) najniższe wartości tego parametru obserwowane były w wyładowaniach z grup N=1³He oraz N=1D. Z kolei najwyższe wartości koncentracji niklu przypadają dla wyładowań w scenariuszu N=1H+N=2D. Podsumowując przedstawione wyniki stwierdzono, że większość promieniowania plazmy pochodziło od W. We wszystkich badanych scenariuszach obserwowano wzrost ilości zanieczyszczeń w plazmie wraz ze wzrostem całkowitej mocy grzewczej. Scenariusze N=1D i N=1³He charakteryzują się najniższą zawartością zanieczyszczeń w plazmie centralnej. Niższa wydajność mocy fuzji została zaobserwowana w scenariuszu N=1³He w porównaniu z N=1D (wynika to z niższej całkowitej mocy grzewczej i innego stosunku D:T). W tzw. Trzy-jonowym scenariuszu pomimo podobnej ilości gazu, częstotliwości ELMów i całkowitej mocy grzewczej plazmy, zawartość Ni i W była niższa niż w przypadku N=1H+N=2D i porównywalna z N=1D.

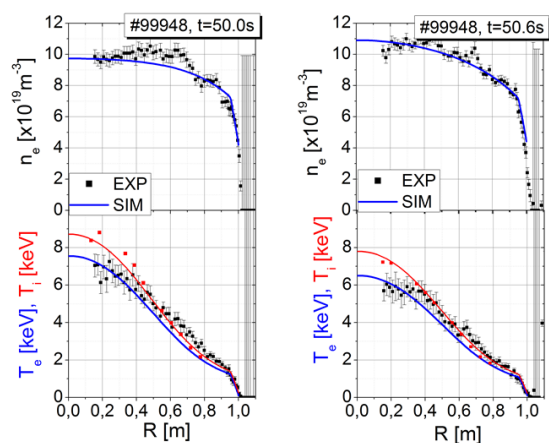
W odniesieniu do JET-ILW badano scenariusz podstawowy (ang. Baseline scenario), ze szczególnym uwzględnieniem porównania plazm D i DT. W rzeczywistości, podczas gdy w wysokowydajnych wyładowaniach D plazma jest stabilna i trwa do 5 s, to w wysokowydajnych wyładowaniach DT plazma generalnie wykazuje gwałtowny wzrost mocy promieniowania po 2-3 s od początku stabilnej fazy, prowadząc ostatecznie do zaburzenia plazmy. Powstaje pytanie, czy ta szkodliwa tendencja wykazywana przez plazmy DT jest

spowodowana wyższym uwalnianiem wolframu przez dywertor, dłuższym czasem przebywania zanieczyszczeń, czy też przez oba te czynniki, w porównaniu z plazmami D. Długa i staranna analiza danych oraz symulacje numeryczne z wykorzystaniem samo uzgodnionego kodu COREDIV były narzędziami użytymi do próby udzielenia odpowiedzi na to pytanie. Dane eksperymentalne są ubogie zarówno w plazmie D jak i DT, ze względu na konfigurację magnetyczną wybraną w celu osiągnięcia najwyższych wydajności, a także, w przypadku plazmy DT, ze względu na obecność neutronów termojądrowych. Osobliwością kodu COREDIV jest wymiana informacji pomiędzy rdzeniem a brzegiem. Przykładowo, wzrost strumienia W powoduje wzrost zawartości wolframu w rdzeniu, co powoduje wzrost mocy promieniowanej, dzięki czemu dla danej mocy wejściowej maleje obciążenie dywertora, co w stanie ustalonym powoduje spadek strumienia wolframu w stosunku do pierwotnego. Porównano dwa najlepsze wyładowania w plazmie D i DT. W obu uzyskano prąd plazmy $I_p = 3.5$ MA, moc wejściową około 33 MW (grzanie NBI i ICRF) i podobną gęstość elektronową. Profile gęstości elektronowej i temperatury zostały numerycznie zrekonstruowane w dwóch momentach: w czasie stanu ustalonego i tuż przed gwałtownym wzrostem mocy promieniowanej, jak na Rys. 4.69 i 4.70

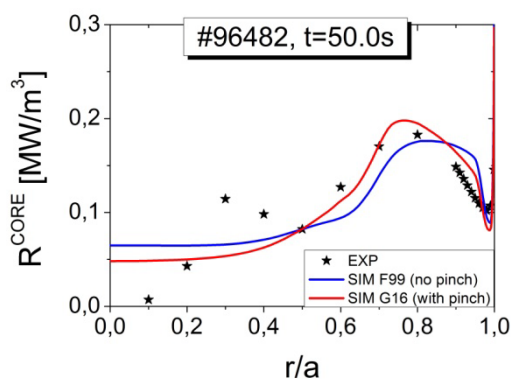


Rys. 4.69 Eksperymentalne i symulowane profile temperatury i gęstości elektronowej dla plazmy D w czasie $t=50$ s i $t=52.6$ s.

Po drugie, dla tych dwóch czasów każdego impulsu, transport W był modelowany numerycznie zgodnie z transportem dyfuzyjnym lub dyfuzyjnym z prędkością konwekcji (do wewnątrz na brzegu plazmy i do zewnątrz w rdzeniu, jak sugeruje teoria neoklasyczna), przy zachowaniu jednak niezmięnionej mocy promieniowania we wszystkich symulacjach. W istocie, wyładowania w scenariuszy podstawowym (zarówno D jak i DT) są silnie asymetryczne pomiędzy (HFS i LFS) stroną pola magnetycznego w odniesieniu do wypromieniowywanej mocy, a my polegamy zasadniczo na danych bolometrycznych w celu wyprowadzenia współczynników transportu przy użyciu 1-D kodu. Generalnie, dwie możliwości są wykorzystywane do integracji sygnałów 2-D: integracja wzdłuż Z (która daje szczegółowy obraz promieniowania po stronie wysokiego i niskiego pola wzdłuż całego głównego promienia) oraz integracja wzdłuż powierzchni magnetycznych (która daje 1-D obraz promieniowania poprzez zsumowanie promieniowania po stronie wysokiego i niskiego pola). W przypadku integracji wzdłuż powierzchni magnetycznych, użyto dwóch różnych metod, aby porównać 1-D obliczone profile promieniowania z eksperymentalnymi (Rys. 4.71): po pierwsze, sygnały z HFS są po prostu traktowane jako lokalne perturbacje wpływające tylko na HFS, a rodzaj średniej jest używany w celu odtworzenia całkowitej mocy promieniowania. W rzeczywistości analiza MHD nie pokazuje żadnych oznak tych niestabilności w rozważanych czasach. Po drugie, sygnały z HFS są rozważane jako rzeczywiste globalne promieniowanie z całego rdzenia plazmy (Rys. 4.72). Za pomocą tych dwóch metod wyprowadzane zostały różne współczynniki transportu zanieczyszczeń. Przy użyciu pierwszej z nich obliczono prędkość domieszek około 1 m/s do wewnątrz na krawędzi, 0.5 m/s do zewnątrz w rdzeniu, natomiast przy użyciu drugiej z nich obliczone prędkości są znacznie większe, co widać na Rys. 4.73



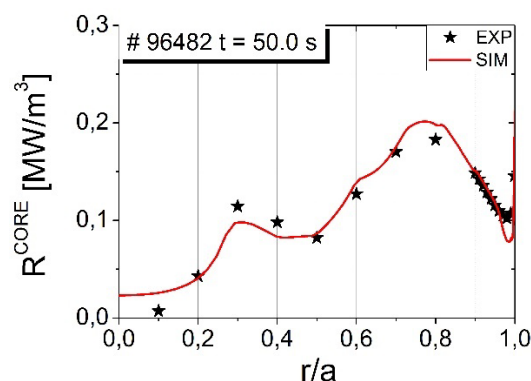
Rys. 4.70 Eksperymentalne i symulowane profile temperatury i gęstości elektronowej dla plazmy DT w czasie $t=50$ s i $t=50.6$ s.



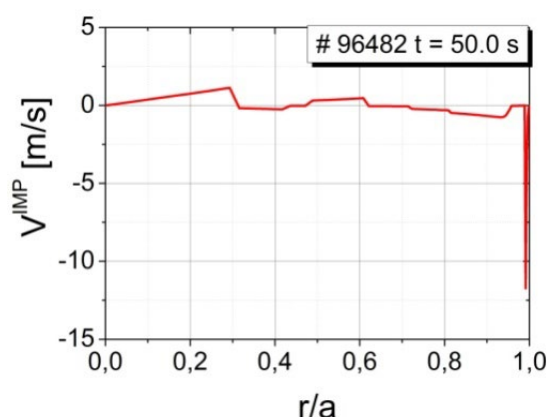
Rys. 4.71 Porównanie eksperymentalnego profilu promieniowania plazmy z symulacjami przy zastosowaniu metody pierwszej.

Aby zbliżyć się do zrozumienia wiodących mechanizmów odpowiedzialnych za zachowanie plazmy DT, konieczne było przeprowadzenie dużej liczby symulacji (ponad sto). Wstępnie uzyskane wnioski, oparte na symulacjach COREDIV, są następujące. Biorąc pod uwagę pewne różnice ilościowe pomiędzy plazmami D i DT, nie ma jakościowej różnicy w transporcie zanieczyszczeń pomiędzy plazmami D i DT. W obu przypadkach transport zanieczyszczeń jest sumą transportu dyfuzyjnego i konwekcyjnego, z prędkością domieszek rzędu 1 m/s do wewnątrz na brzegu plazmy i 0.5 m/s na zewnątrz w rdzeniu plazmy, z czasem przebywania zanieczyszczeń nieco wyższym dla plazmy DT (około 0.170 s i 0.160 s dla plazmy DT i D, odpowiednio). Zgodnie z wynikami COREDIV (niestety, nie ma danych eksperymentalnych) strumienie zanieczyszczeń są również ilościowo podobne w obu przypadkach (dla wolframu rzędu 6×10^{19} p/s). Główna różnica związana jest z czasem przebywania elektronów, który jest większy dla impulsów DT. Biorąc pod uwagę, że gęstość mocy promieniowania jest proporcjonalna do $n_e \times n_{imp}$, ciągły wzrost gęstości podczas wyładowań DT może być uważany za główną przyczynę silnego wzrostu promieniowania P_{rad} , co prowadzi do zakłóceń.

W 2021 roku w znacznym stopniu zakończono analizę danych z dedykowanego eksperymentu M18-08 na JET, którego celem było zbadanie wpływu kriogenicznego wtryskiwania peletów oraz wpływu poloidalnej lokalizacji dozowania gazu na warunki plazmowe w rejonie granicznym plazmy (SOL, divertor i postument H-mode). W 2022 roku główny nacisk położono na publikację i rozpowszechnienie tych wyników wśród szerszej społeczności fizyków.



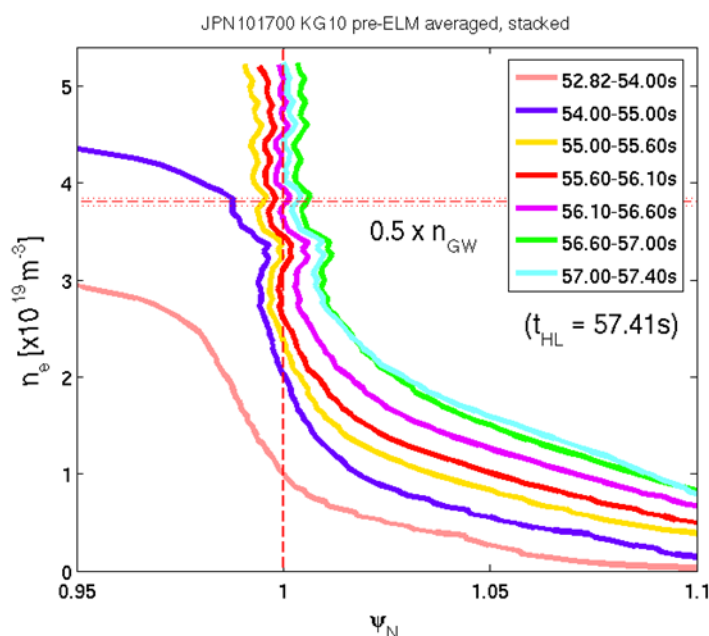
Rys. 4.72 Porównanie eksperymentalnego profilu promieniowania plazmy z symulacjami przy zastosowaniu metody drugiej.



Rys. 4.73 Zasympulowana prędkość domieszek przy zastosowaniu metody drugiej.

W 2022 roku pracownicy IFPiLM w odpowiedzi na "EUROfusion Call for proposals to the 2022 Helium campaign on ASDEX-U and JET" złożyli propozycję eksperymentu Control and mitigation of ELMs in He plasmas. Jest to uzasadnione faktem, że ITER musi wykazać wykonalność kontroli ELM podczas pracy w trybie H w niejądrowej fazie (PFPO) przed przejściem do fazy jądrowej (FPO). Celem niniejszego wniosku była ocena skuteczności stymulacji peletów, jako narzędzia do osiągnięcia ELM typu I w trybie H w plazmie czystego helu oraz w mieszaninie helu i wodoru, a także ocena wpływu pozostałego wodoru spowodowanego wstrzyknięciem peletów wodoru na scenariusz ELMy typu I w trybie H w helu. Kolejny złożony wniosek, dotyczył oceny wpływu schematu zasilania (pelety vs gaz) oraz lokalizacji gazu (divertor vs komora główna) na granicę gęstości i oderwanie w trybie H. Tło stanowi fakt, że w fazie jądrowej ITER będzie pracował przy wysokich gęstościach i będzie musiał polegać na granulach do zasilania plazmy (wysoka nieprzezroczystość SOL dla cząstek neutralnych). ITER przewiduje dodatkowo wykorzystanie iniekcji gazu w komorze głównej oraz w dywertyorze, przy czym to ostatnie ma na celu głównie zwiększenie możliwości zjawiska oderwania plazmy z dywertyorze. Granicę gęstości w trybie H powiązano ze stabilnością balonu na separatrixie, ustalając maksymalny stosunek $n_{e,sep}/n_{GW}$ rzędu 0.4-0.5. Poprzednie eksperymenty na JET prowadzone przez pracowników IPPLM (M18-08) mające na celu zbadanie wpływu małych/dużych peletów i lokalizacji iniekcji gazu wykazały istotne różnice w komorze głównej SOL (np. długości rozpadu radialnego n_e), warunkach w dywertyorze (promieniowanie, neutrale, n_e , T_e) i gęstości separatrixy w zależności od zastosowanej metody. Tak więc zbliżanie się do granicy gęstości i oderwania poprzez różne schematy zasilania oferuje możliwość sprawdzenia i pogłębienia naszego zrozumienia modeli fizyki leżącej u podstaw i poprawy podstaw fizyki dla granicy gęstości w trybie H w ITER. Dwie propozycje eksperymentów w JET zostały uznane przez liderów grup zadaniowych WPTE za priorytetowe. Dwie z tych propozycji stały się podstawą do kolejnych eksperymentów na JET: RT-He-03 "ELM control in helium H-modes for the non-active phase of ITER" i RT22-05-HDL "Physics of divertor detachment and its control for ITER, DEMO and HELIAS operation" - zadanie HDL ("H-mode Density Limit"). Pracownik IPPLM został następnie wybrany na koordynatora naukowego tych eksperymentów. W kolejnych miesiącach w pełni przygotowano szczegółową strategię, plan strzałów i specjalne zgody zarówno dla eksperymentu RT-He-03 jak i RT22-05-HDL. Pierwsza sesja RT22-05-HDL odbyła się w C44 w dniu 24 listopada, gdzie po raz pierwszy na

JET udało się osiągnąć granicę gęstości w trybie H przy użyciu peletów. Analiza danych dla siedmiu strzałów plazmy uzyskanych w tej sesji (#101700-101706) jest obecnie pracą w toku. Pierwsze wyniki uzyskane za pomocą reflektometrii wskazują, że zmierzona gęstość na separatrixie osiągnięta tuż przed granicą gęstości w trybie H jest zgodna z obecnymi modelami fizycznymi (w szczególności z "Heuristic Drift based model" zaproponowanym przez R. Goldstona et al w Nucl. Fusion 52 (2012) 013009 oraz J. Nucl. Mat. 463 (2015) 397), jak pokazano na Rys. 4.74.



Rys. 4.74 Ewolucja profili gęstości krawędzi mierzona podczas rampy iniekcji peletu prowadzącej do granicy gęstości w trybie H (H-L backtransition) przy $t=57.41$ s. Pozioma linia oznaczona " $0.5 \times n_{GW}$ " wskazuje przybliżoną wartość teoretycznie przewidywanej krytycznej gęstości krawędziowej na separatrixie ($\psi_N = 1$).

Druga sesja planowana jest w 2023. Natomiast żadna z przygotowanych sesji eksperymentu RT-He-03 nie mogła zostać zrealizowana, z przyczyn technicznych.

W 2022 r. pracownicy IFPiLM kontynuowali wsparcie dla diagnostyki strat szybkich jonowych (KA3) w JET, zapewniając w szczególności, że odpowiednie ustawienia diagnostyki (kamera CCD / ustawienia matrycy PMT) były na miejscu przez cały czas ze zmienną mieszaniną izotopów / składem plazmy, aby uniknąć utraty danych z powodu nasycenia lub niskiego sygnału do szumu. Codzienne monitorowanie jakości danych okazało się szczególnie ważne dla kampanii C40b "czystego" trytu, która odbyła się na początku 2022 roku, ponieważ okazało się, że obecność szczątkowego deuteru z poprzedniej kampanii DT oznaczała, że poprzednie ustawienia kampanii TT (C40a) nie mogły być ponownie wykorzystane. W związku z tym należało wyprowadzić i wdrożyć nowy zestaw ustawień diagnostycznych, które były dostosowywane w czasie, gdy zawartość szczątkowego deuteru stopniowo malała. Pracownicy IPPLM z doświadczeniem w pilotażu plazm JET (kompetencja "Session Leader") kontynuowali swoje ścisłe zaangażowanie, aby wspierać realizację kampanii JET w 2022 roku. Obejmowało to zarówno wsparcie na miejscu, jak i poza nim. Liderzy Sesji są odpowiedzialni za programowanie z wyprzedzeniem (Reference Session Leaders) i rzeczywiste wykonanie wyładowań w JET w pomieszczeniu kontrolnym JET (Duty Session Leaders), jak również koordynację wszystkich pracowników pomieszczenia kontrolnego. Ponadto do ich obowiązków należy zapewnienie, że wszystkie wymagania techniczne operacji JET są spełnione, a w przypadku, gdy potrzebne są niestandardowe sposoby obsługi JET, należy sporządzić specjalną dokumentację zatwierdzającą. Ponadto w drugiej połowie 2022 roku pracownicy IFPiLM pełnili funkcję Duty Session Leader (SL) dla łącznie 17 sesji eksperymentu JET w sterowni JET (obejmujących okres kampanii C42-C44).

W zakresie prac związanych z analizą fluktuacji brzegowych, w 2022 roku pracownicy IFPiLM kontynuowali współpracę z grupą GENE (D. Hatch et al, Austin, Texas), mającą na celu potwierdzenie identyfikacji

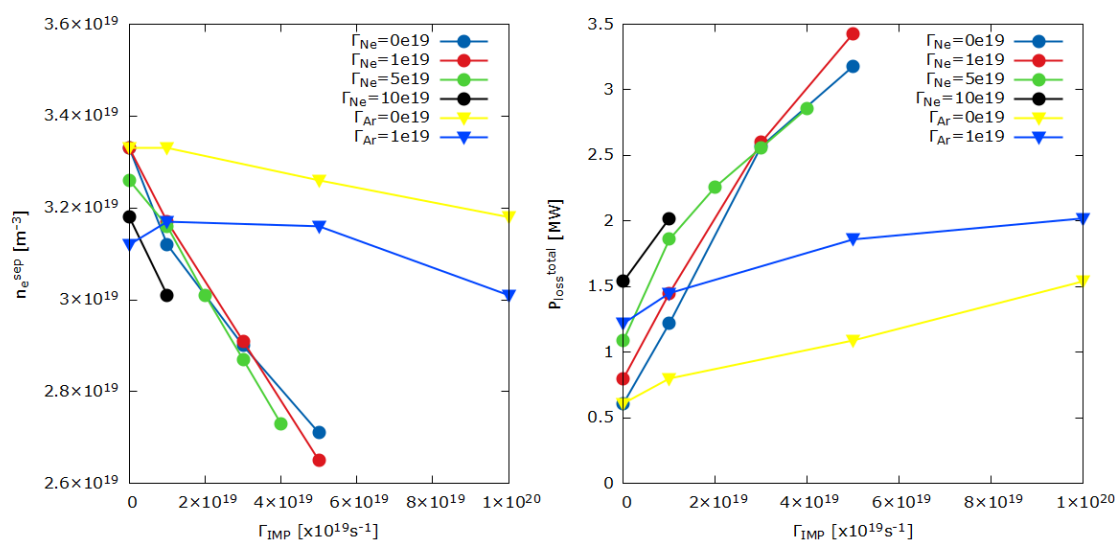
obserwowanych doświadczalnie trybów w obszarze piedestału ("Washboard Modes") na JET jako trybów mikro rozerwania. W 2022 roku pracownicy IFPiLM dostarczyli do tego projektu dodatkowe dane dotyczące fluktuacji magnetycznych zlokalizowanych w piedestale. Eksperymentalna analiza fluktuacji MHD (amplituda trybów, ich lokalizacja i heliakalność za pomocą magnetyki, EKG, interferometrii, SXR) dla regionu bariery transportu brzegowego została dostarczona w ramach zadania T17-05 "Pedestal analysis and isotope effect".

W ramach projektu WPTE RT14-AUG kontynuowano symulacje numeryczne dla urządzenia ASDEX-Upgrade w Niemczech. Celem zadania realizowanego przez IFPiLM jest zbadanie wpływu domieszkowania plazmy w obszarze brzegowym na parametry plazmy na dywertyorze w tym mocy docierającej do płyt dywertyorowych. Symulacje numeryczne zostały zrealizowane na podstawie wyładowania #38775. Zadanie jest kontynuacją prac podjętych w poprzednich latach w międzynarodowym zespole w ramach współpracy EUROfusion. Symulacje zostały przeprowadzone z zastosowaniem kodu wielopłynowego SOLPS-ITER sprzężonego z kinetycznym kodem Monte Carlo zastosowanym do opisu cząstek neutralnych. Model numeryczny został opracowany w poprzednim roku badań. W modelu moc docierająca do obszaru symulacji z centrum została ustalona równa 6 MW, natomiast strumień cząstek deuteru docierający z centrum został ustalony równy $6.25 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$. W celu redukcji mocy docierającej do płyt dywertyorowych w symulacjach wprowadzono domieszkę atomów neonu i argonu napuszczanych jednocześnie z obszaru strumienia prywatnego (ang. Private Flux Region). Aby określić wpływ domieszkowania plazmy atomami neonu i argonu jednocześnie przeprowadzono szereg symulacji dla różnych strumieni napuszczanych domieszek. Rozważono przypadki stałego strumienia wprowadzanych atomów neonu równego 0 s^{-1} , 10^{19} s^{-1} , $3 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$, $5 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$ oraz 10^{20} s^{-1} , dla których przeprowadzono skan z różnymi wartościami strumienia napuszczanych atomów argonu. Wykonano również skany z różnymi wartościami strumienia napuszczanego neonu dla stałych wartości strumienia argonu równego 10^{19} s^{-1} oraz przy braku takiego strumienia. W wyniku przeprowadzonych symulacji stwierdzono, że domieszkowanie plazmy powoduje nieznaczne obniżenie średniej gęstości plazmy mierzonej na separatrzyse (Rys. 1., lewy panel) w stosunku do plazmy pozbawionej domieszek. W przypadkach domieszkowania neonem przy stałych strumieniach argonu spadek gęstości elektronowej na separatrzyse był nieznaczny (trójkąty) w stosunku do przypadków domieszkowania plazmy argonem (okręgi), gdzie gęstość spadła z około $3.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ do $2.64 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ dla strumienia neonu i argonu równych odpowiednio 0 s^{-1} i $5 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$. W wyniku wprowadzenia do plazmy brzegowej domieszek neonu i argonu zaobserwowano wzrost energii wypromieniowanej w plazmie (Rys. 4.75. Prawy panel). Ze względu na większą ilość elektronów ulegających jonizacji atomów argonu niż neonu, skany dla różnych strumieni argonu przy stałych wartościach strumienia neonu (okręgi). Przy braku domieszkowania promieniowanie plazmy deuterowej wynosiło około 0.5 MW, natomiast przy domieszkowaniu argonem straty promieniste w plazmie osiągają niemal około 3.5 MW i 4 MW dla $\Gamma_{\text{Ne}} = 10^{19} \text{ s}^{-1}$ (Rys. 4.75, prawy panel). Z drugiej strony wprowadzenie neonu do plazmy skutkuje wzrostem promieniowania jedynie do 1.5 MW (żółte trójkąty) i nawet przy jednoczesnym niewielkim domieszkowaniu argonem ($\Gamma_{\text{Ar}} = 10^{19} \text{ s}^{-1}$) wzrasta do 2 MW (niebieskie trójkąty). Symulacje pokazały, że domieszkowanie plazmy argonem przy stałych strumieniach atomów neonu najefektywniej obniża energię docierającą do dywertyora, obniżając ją do 2.5 MW przy mocy docierającej do obszaru symulacji równej 6 MW (Rys. 4.76., lewy panel, okręgi). Jednakże, wprowadzenie do plazmy atomów neonu powoduje znaczny wzrost ładunku efektywnego, który osiąga wartość 2.7 dla domieszkowania argonem i wartość równą 4 dla domieszkowania neonem przy minimalnym strumieniu argonu równym 10^{19} s^{-1} (Rys. 4.76 prawy panel, czerwone okręgi). Z tego względu zastosowanie wyłącznie domieszkowania neonem staje się niepraktyczne ze względu na rozcieńczenie plazmy.

W wyniku przeprowadzonych analiz numerycznych określono maksymalne i minimalne obciążenie płyt dywertyorowych przy domieszkowaniu neonem i argonem oraz przy braku domieszkowania dla warunków odpowiadających wyładowaniu 38775 w tokamaku AUG. Stwierdzono również, że domieszkowanie argonem przy niewielkim udziale neonu powoduje znaczny wzrost promieniowania plazmy w obszarze brzegowym, przyczyniając się do rozpraszania energii docierającej do płyt dywertyorowych.

Modelowanie plazmy brzegowej w urządzeniu TCV w Szwajcarii było prowadzone w ramach zadania WPTE w celu analizy oderwania się plazmy od płyt dywertyorowych i zastosowania domieszkowania plazmy. W tym celu przeprowadzono analizy przypadków obranych w ubiegłym roku i ustalono założenia udoskonalonego modelu. Badano wpływ zmodyfikowanej siatki numerycznej ze zredukowaną wewnętrzną przegrodą rozdzielającą obszar dywertyorowy od plazmy głównego sznura plazmowego. Analizy oraz prezentacja wyników na spotkaniu roboczym w ramach zadania przełożyła się na decyzję o przypadku bez przegrody wewnętrznej, a także bez przegrody zewnętrznej jako przypadku referencyjnego oraz o kontynuowaniu dalszych symulacji wyłącznie dla przypadku referencyjnego. W tym celu zmodyfikowano model numeryczny usuwając przegrodę zewnętrzną,

która była niemodyfikowana dla poprzednio analizowanych przypadków. Postępując w ten sposób umożliwiono w przyszłości bezpośrednie porównanie symulacji z danymi eksperymentalnymi przypadków o podobnym stanie równowagi nieposiadających przegród. Dodatkowo w dyskusji ustalono o zmianie w modelu stałych współczynników transportu poprzecznego na współczynniki zależne od promienia, czy strumienia magnetycznego. W tym celu przystąpiono do pozyskania i opracowywania danych eksperymentalnych obranego wyładowania #71157. Kluczową informacją była radialna zależność gęstości elektronowej plazmy oraz temperatury elektronowej, które to są niezbędne do wyznaczenia radialnego profilu współczynników transportu. Ponadto uzyskano inne dane eksperymentalne takie jak strumienie cząstek i energii, gęstości elektronowe, temperatury na płytach dywertorowych, które są niezbędne do walidacji modelu względem eksperymentu. Aby uzyskać współczynniki transportu poprzecznego wykonano szereg symulacji dla różnych profili poprzecznej dyfuzji cząsteczek, D oraz różnych wartości strumienia plazmy docierającego do obszaru symulacji z centrum. W wyniku symulacji wyznaczono zależność radialną współczynnika dyfuzji poprzecznej cząsteczek i otrzymano profil radialny gęstości elektronowej plazmy zbliżony do gęstości elektronowej uzyskanej w eksperymencie za pomocą sondy Langmuira (Rys. 4.77, czerwone krzyże). Rys. 4.77 przedstawia radialny profil gęstości elektronowej uzyskany na podstawie wyznaczonych współczynników dyfuzji cząstek, który został dopasowany do wyników eksperymentalnych.

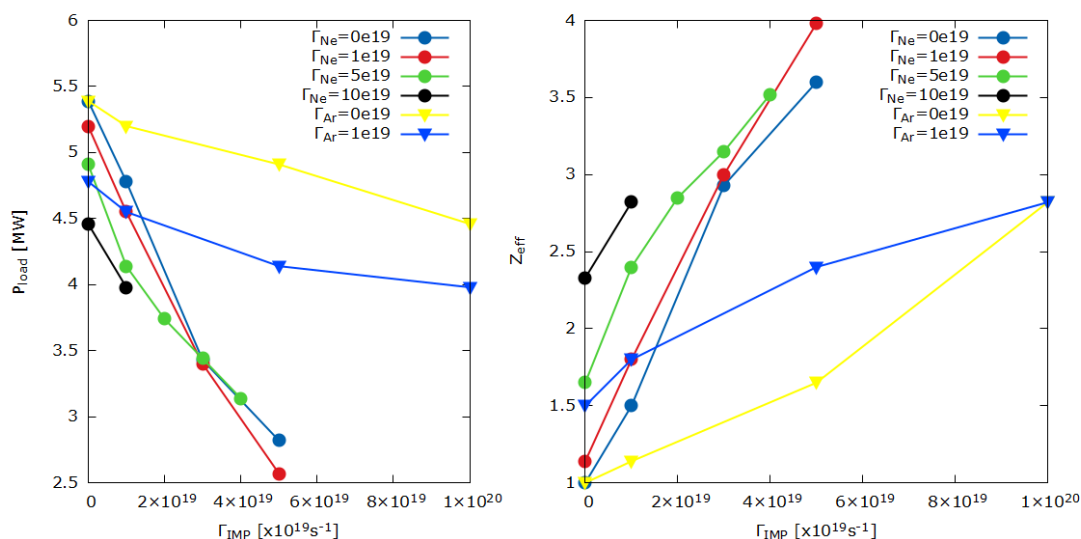


Rys. 4.75 Gęstość elektronowa na separatriksie (prawy panel) i całkowita moc wypromieniowana w plazmie (lewy panel) w zależności od strumienia napuszczanych domieszek.

Ponadto w ramach realizacji zadania uzyskano dostęp i wiedzę na temat działania i stosowania nowej struktury danych używanej przez zespół TCV do porównywania danych eksperymentalnych z wynikami symulacji numerycznych. W wyniku przeprowadzonych analiz numerycznych wypracowano model referencyjny dla dalszych symulacji numerycznych. Dalsze symulacje pozwoliły na wyznaczenie współczynników dyfuzji poprzecznej zależnej od promienia i uzyskania zgodności profilu radialnej gęstości elektronowej plazmy symulacji i eksperymentu.

W ramach projektu WPTE RT22-07 (TCV) przyznane zostały środki na działalność badawczą (modelowanie wyładowań za pomocą programu SOLPS-ITER) w latach 2022-2023, jako wsparcie kampanii eksperymentalnej. Jako, że w ciągu tegorocznej pracy badawczej przeprowadzono w 2022 r. wyładowania będące dopiero wstępem do przyszłych doświadczeń o wysokich parametrach, zdecydowano o wykonaniu obliczeń dla starszych danych. Tego typu kalibracja modelu będzie potrzebna do porównywania przewidywań teoretycznych z wynikami docelowych wyładowań z drugiej połowy roku 2023. Tokamak TCV położony w szwajcarskiej Lozannie jest urządzeniem średniej wielkości (duży promień niespełnia 0,9 m, mały – 0,25 m) unikalnym pod tym względem, że jego duża komora umożliwia badanie różnych konfiguracji spłaskowanej plazmy. Umiarkowane gęstości

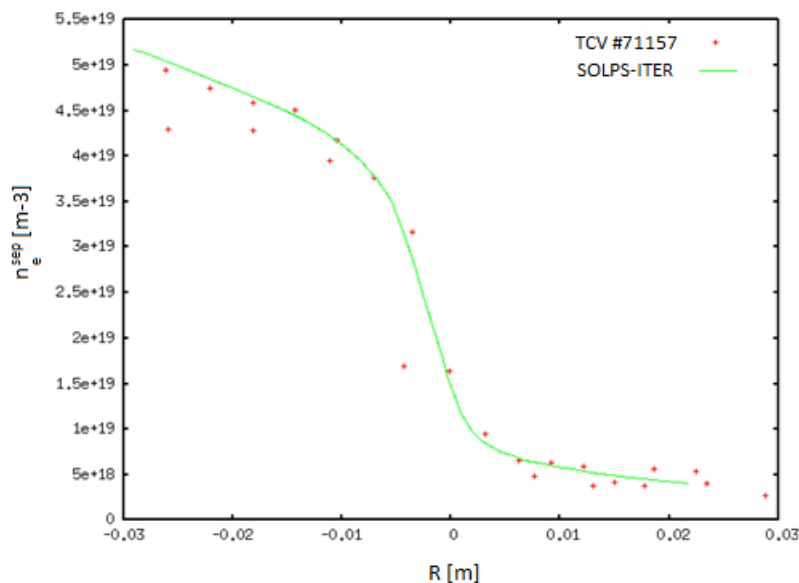
mocy osiągane w urządzeniu pozwalają na wykorzystywanie ścian komory w charakterze płyt dywertora, co jeszcze bardziej zwiększa zakres możliwych geometrii plazmy. Zaplanowane na przełom 2022 / 2023 prace przygotowawcze obejmują przeanalizowanie wyładowań #51996, #52042, #52067 o różnych odległościach zewnętrznej płyty dywertora od obszaru centralnego (długościach „nogi” dywertora) i podobnych pozostałych parametrach. Typowo to właśnie zewnętrzna płyta przyjmuje większe obciążenia cieplne w porównaniu do wewnętrznej. Należy wyjaśnić na ile wydłużenie „nogi” dywertora pomaga zmniejszyć obciążenie cieplne płyty. Jest to ważne w kontekście dużych tokamaków, w których obciążenia cieplne płyt mogą osiągać wielkości niszczące. Z drugiej strony jakiegokolwiek powiększanie komór dużych tokamaków (ITER, DEMO) jest bardzo kosztowne, więc wszelkie manipulacje wymagające powiększenia komory, należy uprzednio przetestować na mniejszych urządzeniach typu TCV. Po wizycie w Lozannie i przydzieleniu zadania na przełomie listopada i grudnia 2022 wykonano siatkę obliczeniową dla otrzymanej konfiguracji pola magnetycznego i rozpoczęto obliczenia. Celem szybszego uzyskania wyników i skupienia na efektach geometrii układu – prowadzone obliczenia nie uwzględniają domieszek plazmy (poza węglem wybijanym ze ścian i płyt – wpływu węgla pominąć tu nie wolno). Rozważnych jest kilka wartości gęstości plazmy na separatrixie, aby wyznaczyć warunki, w których płomień plazmowy odrywa się od płyt dywertora – kiedy od wewnętrznej, kiedy od zewnętrznej. Chcemy wiedzieć gdzie następuje najintensywniejsza jonizacja recyrkulującej plazmy. Interesuje nas całkowita moc docierająca do każdej z płyt i maksymalna gęstość mocy (co przekłada się na jej niszczenie). Prace będą kontynuowane w 2023 r.



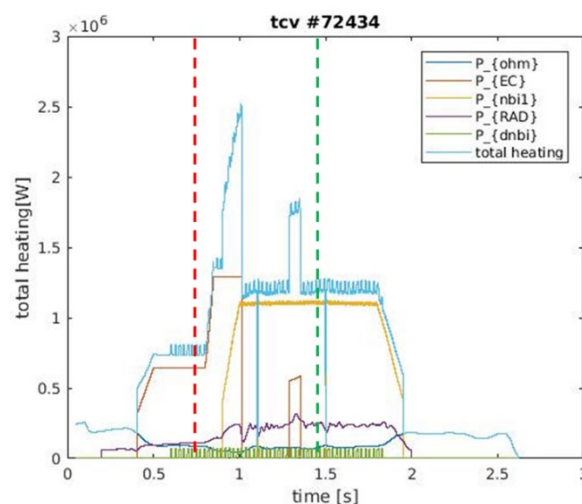
Rys. 4.76 Obciążenie płyt dywertorowych (lewy panel) i ładunek efektywny (prawy panel) w zależności od strumienia atomów domieszek.

W ramach zadania WPTE-RT12 na tokamaku TCV realizowano eksperyment „Development of the steady state scenario”. Do najważniejszych założeń badań należały m.in.: Ocena ilościowa wpływu T_i/T_e i rotacji na wydajność centrum plazmy przy dominującym ogrzewaniu elektronowym. Zidentyfikowanie, zdefiniowanie i przetestowanie wymaganych schematów sterowania, aby zapewnić niezawodne działanie urządzenia. Scharakteryzowanie $E \times B$, powierzchni magnetycznych, turbulencji i szybkich strat jonów w plazmie. Realizowane przez pracowników IFPiLM analizy opierały się na danych dostarczanych przez system CXRS (Chargé Exchange Recombination Spectroscopy), który umożliwia wyznaczenie temperatury jonowej (T_i), prędkości rotacji w kierunku toroidalnym (v_{Tor}), gęstości zanieczyszczeń (nC), jak i również efektywnego ładunku plazmy (Z_{eff}). Na Rys. 4.79, 4.80 zamieszczone zostały przykładowe wyniki dla wyładowania plazmowego #72434.

Jak wynika z powyższych wykresów, wyższe wartości Z_{eff} i T_i obserwowane są dla przypadku z następującą kombinacją grzania plazmy: P_{ohm} oraz P_{nbi1} (@1.464 s - 1.472 s). Z kolei wartości gęstości węgla (C) są porównywalne dla obu przypadków (@0.720 s.-0752 s oraz @1.464 s-1.472 s). Warto również zauważyć, że ze względu na szczególne położenie plazmy, zarejestrowano wyniki od $p=0.4$. Podobnej analizie poddanych zostało kilkadziesiąt wyładowań plazmowych. Co więcej, praca ta będzie kontynuowana w kolejnych sesjach eksperymentalnych w roku 2023.

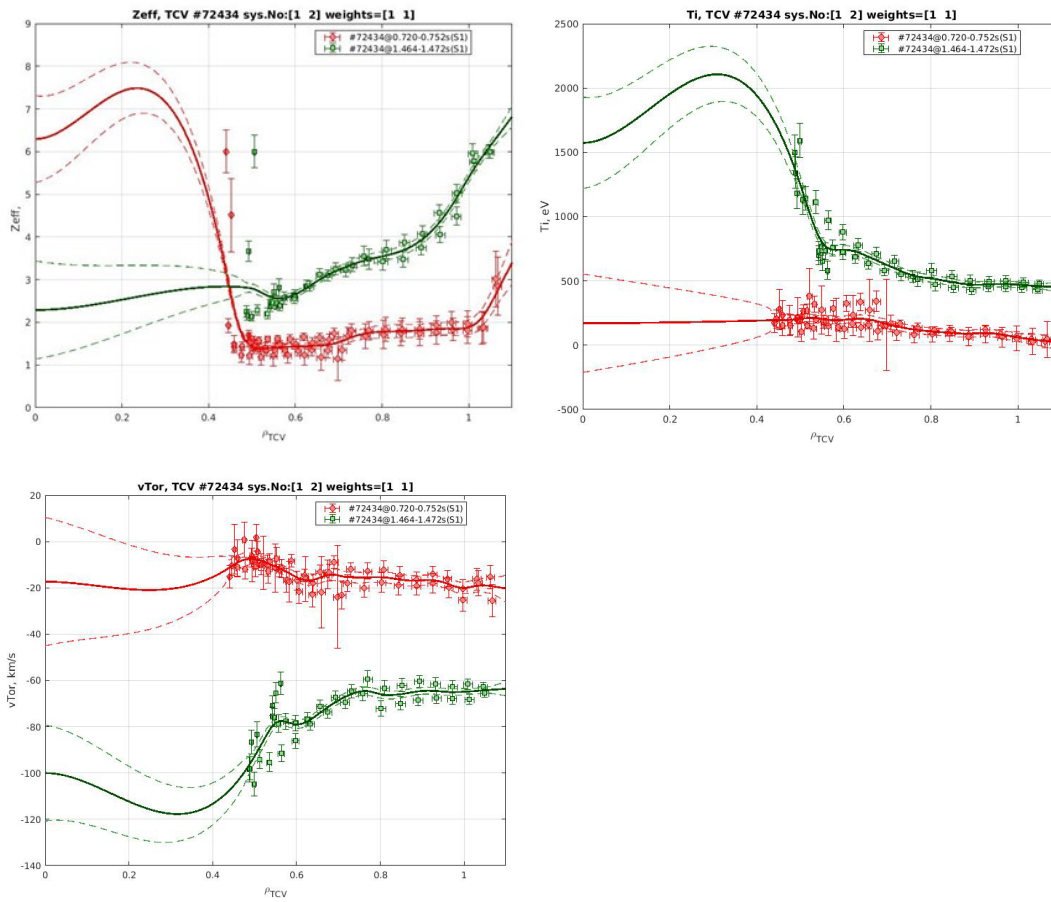


Rys. 4.77 Profil radialny gęstość elektronowej w zależności od znormalizowanego promienia.

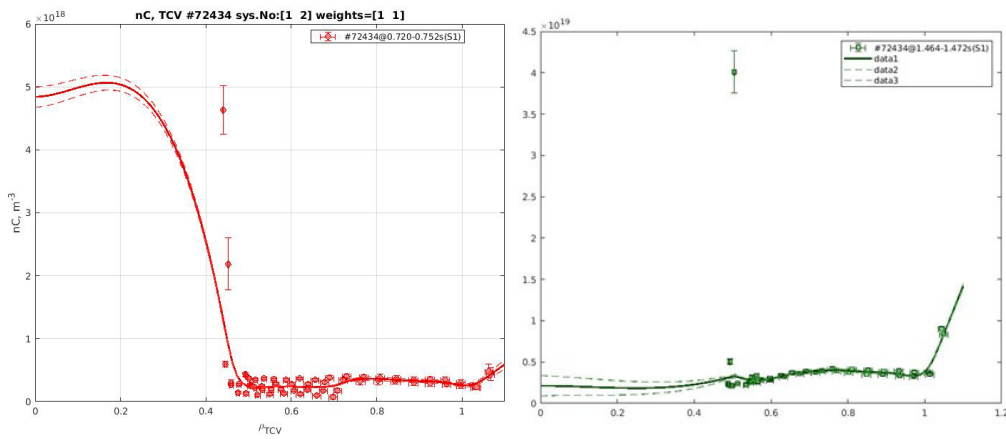


Rys. 4.78 Przebiegi czasowe różnych rodzajów grzania plazmy w wyładowaniu #72434 z odpowiednio zaznaczonymi punktami czasowymi (przerywane linie czerwona i zielona), dla których przeprowadzone zostały analizy.

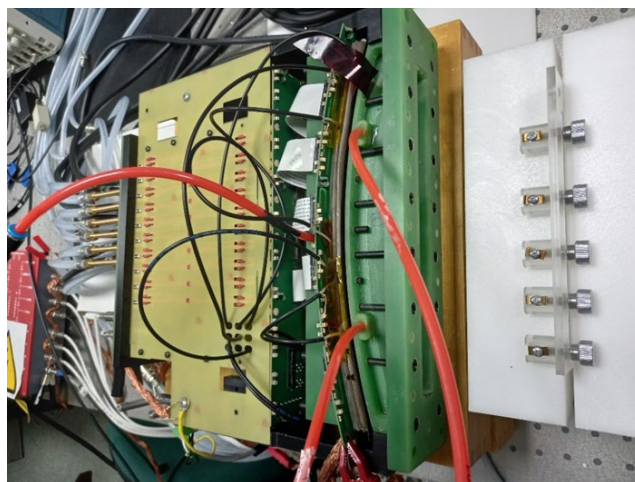
Głównym celem pracy dotyczącej rozwoju detektorów gazowych w ramach projektu WPTE była kontynuacja rozwoju hybrydowego symulatora detektora Gas Electron Multiplier (GEM) do diagnostyki wykonanego przez grupę z Laboratorium Diagnostyki Promieniowania X IFPiLM. W szczególności polegał on na implementacji statystycznych metod symulacji wykorzystujących wstępnie obliczone rozkłady wzmocnienia, przestrzenne i czasowe dla elektronów przechodzących przez różne części detektora. Inne działania obejmowały optymalizację wartości marginesu dla podziału objętości detektora na części przy zastosowaniu różnych metod numerycznych, a także analizę kształtów sygnałów indukowanych na płytce odczytowej. Poza tym prowadzono też prace laboratoryjne w kierunku optymalizacji działania detektorów gazowych przygotowanych dla pomiarów tomograficznych na tokamaku WEST. W roku 2022 detektor o zakrzywionej powierzchni detekcji (Rys. 4.81) został zbadany po drobnych modernizacjach modułu detektora. Przeprowadzono różne testy i udoskonalenia: czyszczenie folii, płytki odczytu, wymiana kabli HV na ekranujące, dodatkowe uziemienie i ekranowanie.



Rys. 4.79 Profil ładunku efektywnego plazmy (Z_{eff}), temperatury jonowej plazmy (T_i), prędkości rotacji w kierunku toroidalnym (v_{Tor}) dla wyladowania #72434 i przedziałów czasowych: @0.720 s - 0.752 s oraz @1.464 s - 1.472 s.

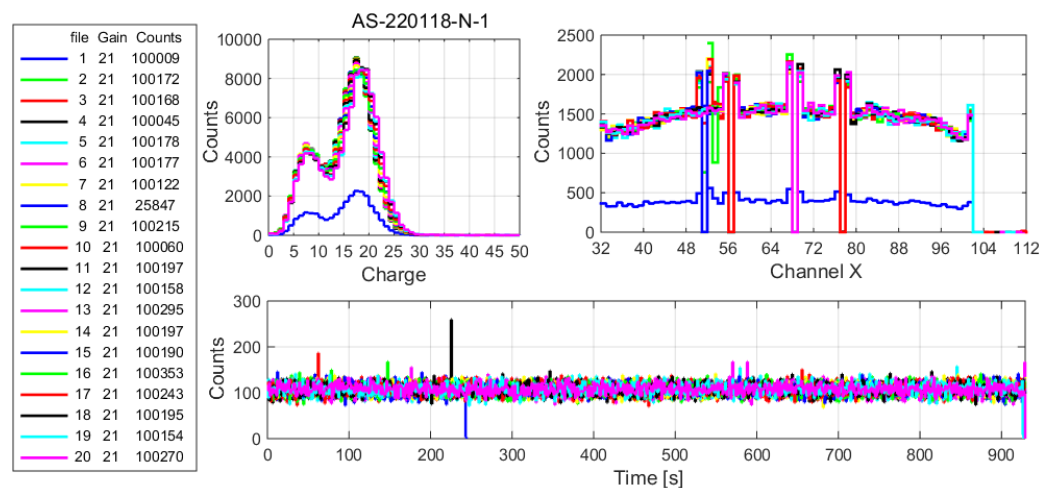


Rys. 4.80 Profil gęstości zanieczyszczenia plazmy (n_C) dla wyladowania #72434 i przedziału czasowego @0.720 s - 0.752 s i @1.464 s - 1.472 s.

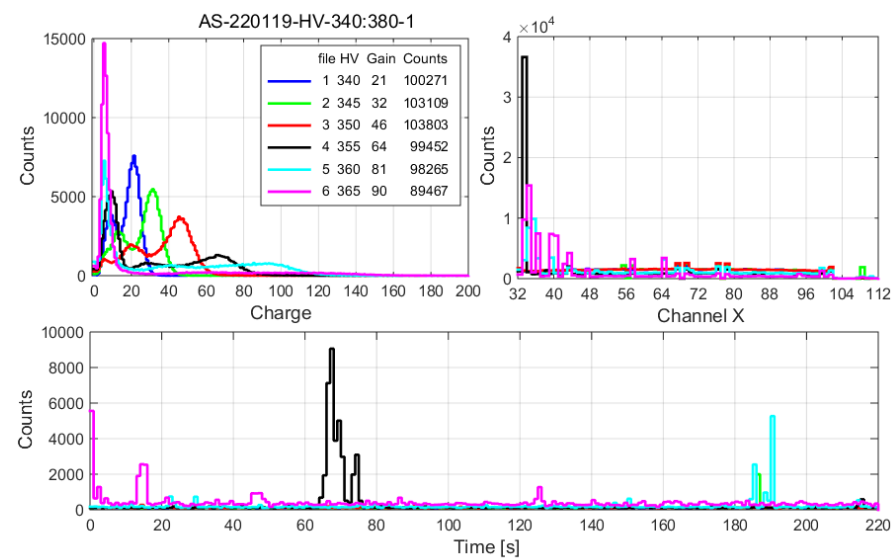


Rys. 4.81 Układ detektora po przeglądzie i ponownym montażu.

Wstępne testy wykazały przebicia z "iskrzeniem" detektora. Napięcie HVGEM zostało obniżone do 340 V. Wynik serii pomiarów przedstawiono na Rys. 4.82. Wyłoniło się kilka nieaktywnych kanałów.

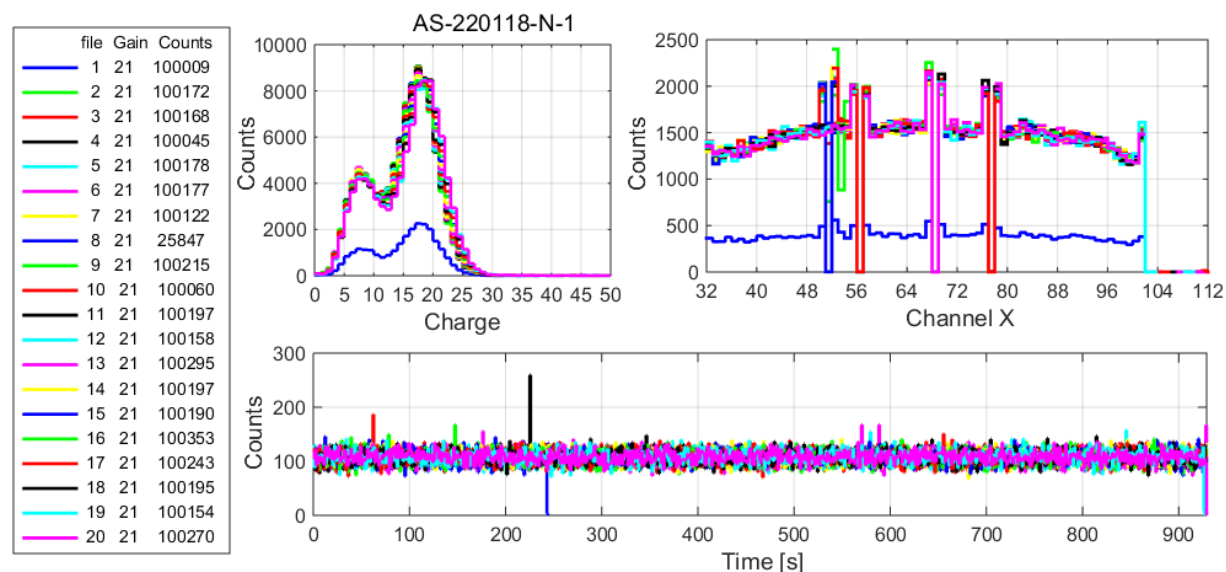


Rys. 4.82. Charakterystyka pomiarów dla 20 serii pomiarowych przy HVGEM = 340 V.



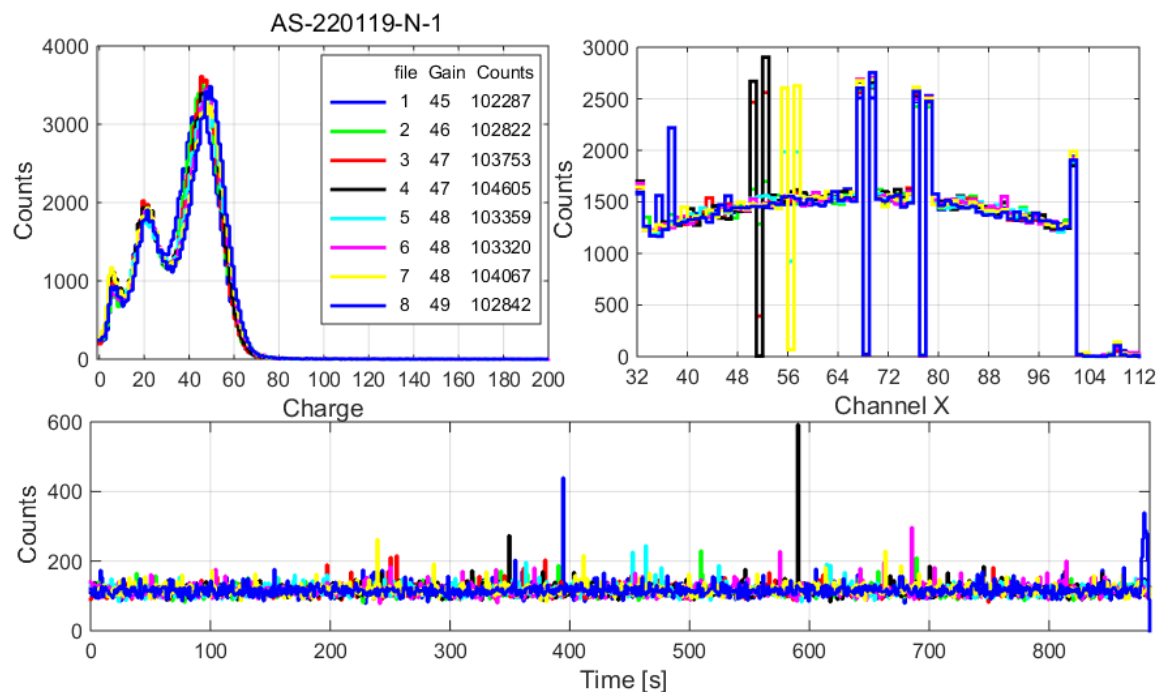
Rys. 4.83 Charakterystyka detektora dla 6 serii pomiarowych w zakresie HV GEM = 340:5:365 V.

Po codziennej stabilizacji przeprowadzono skanowanie napięcia HV dla folii GEM w zakresie 340: 5: 365 V (Rys. 4.83). Powyżej 350 V ujawniają się wyładowania z efektem "iskrzenia" i sygnalizacją ograniczeń prądowych.



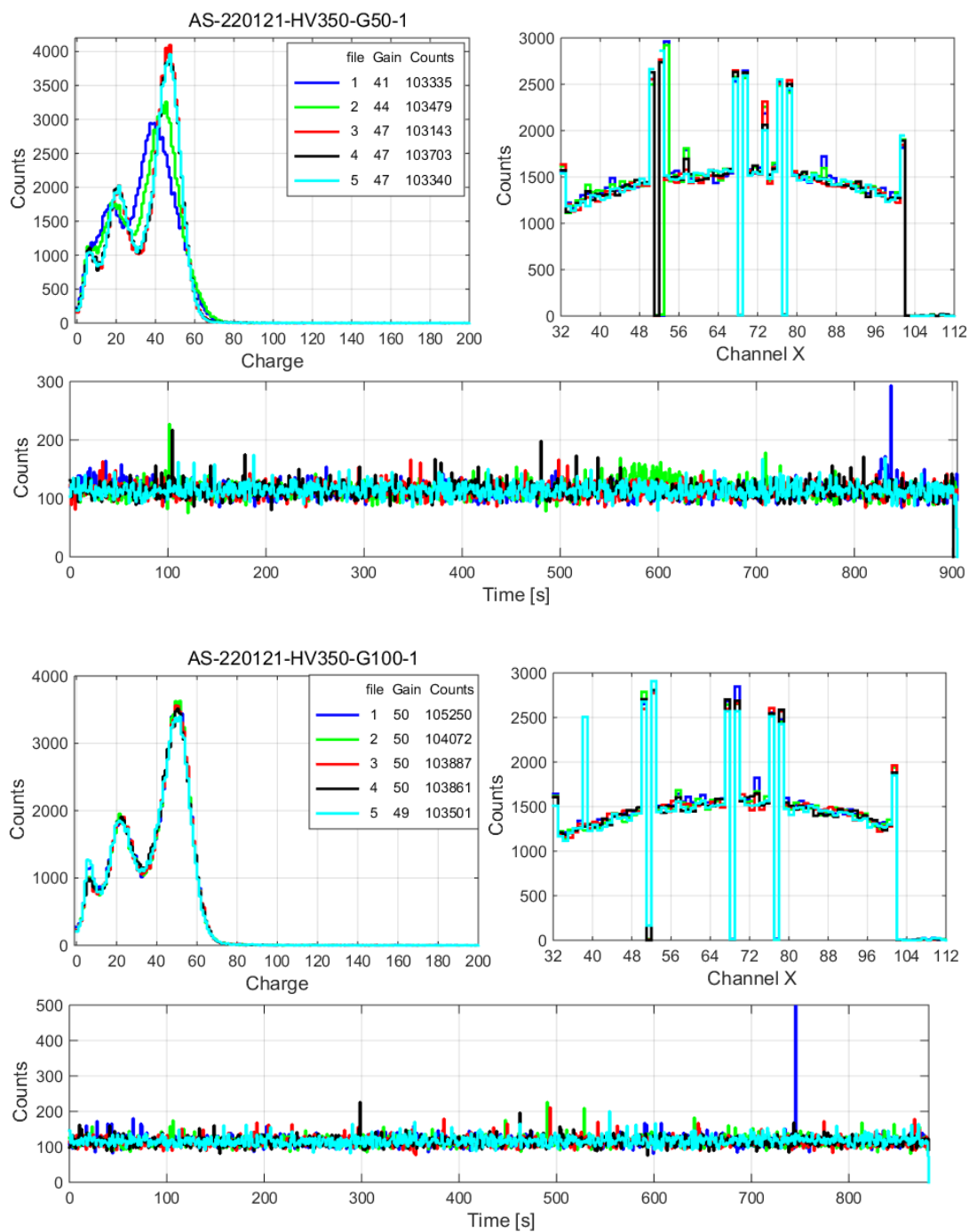
Rys. 4.84 Charakterystyka detektora z 8 serii pomiarów dla $HV_{GEM} = 350$ V.

Nocna akwizycja cyklicznych pomiarów dla $HV_{GEM} = 350$ V zakończyła się po 8 seriach (Rys. 4.84) z powodu przekroczenia ograniczenia prądowego i wyłączenia napięcia dla folii 3 (licząc od okna).

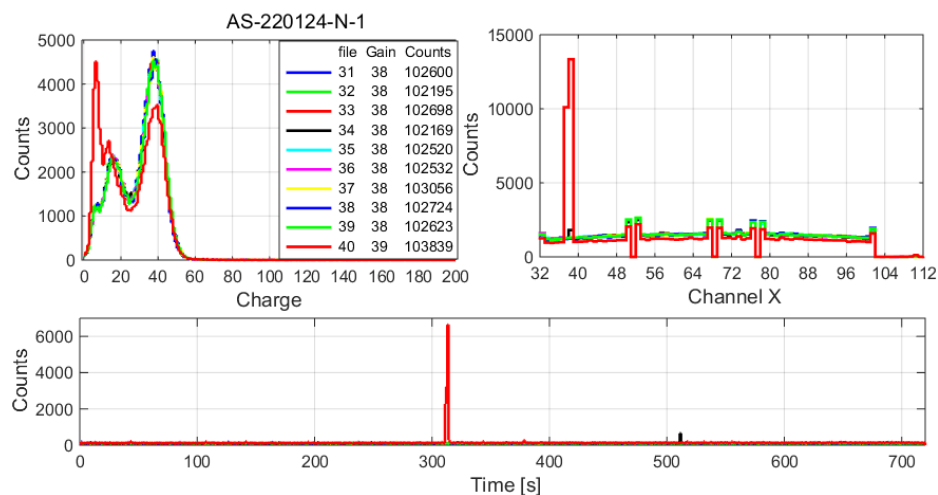


Rys. 4.85 Charakterystyka detektora dla 5 serii pomiarowych przy przepływie gazu 50 ml/min.

Próby ponownego podania folii 3 przekroczyły limit prądu 5 μ A dla napięcia powyżej 190 V. Zmierzone parametry folii były prawidłowe: $C = 4,7$ nF. Układ został więc całkowicie wyłączony. Po całonocnej przerwie filmy zostały zaopatrzone z powodzeniem w $HV_{GEM} = 350$ V bez limitu prądu i układ został ponownie uruchomiony. Dla porównania przeprowadzono testy z przepływem gazu 50 ml/min (Rys. 4.85) i 100 ml/min (Rys. 6.86).

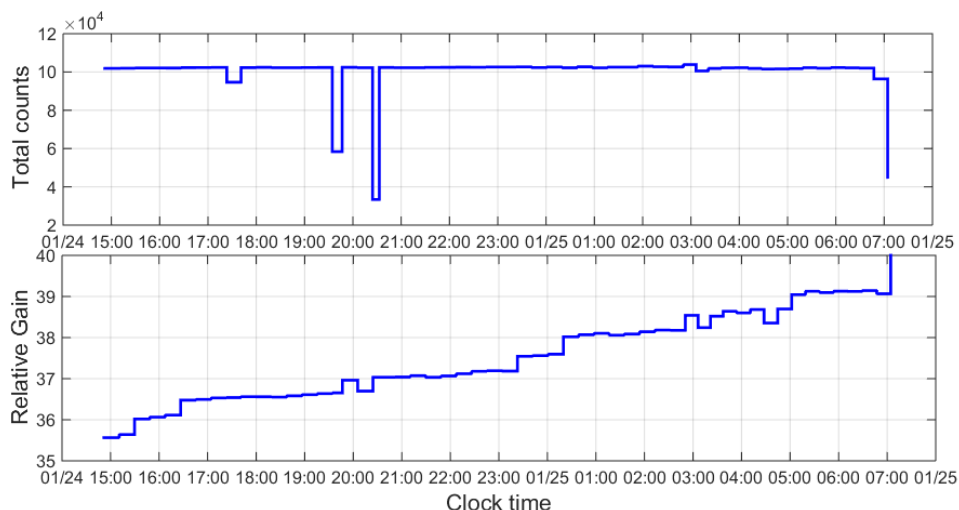


Rys. 4.86 Charakterystyka detektora dla 5 serii pomiarowych przy przepływie gazu 100 ml/min. Układ został ponownie uruchomiony dla HVGEM = 350 V (Rys.4.87).

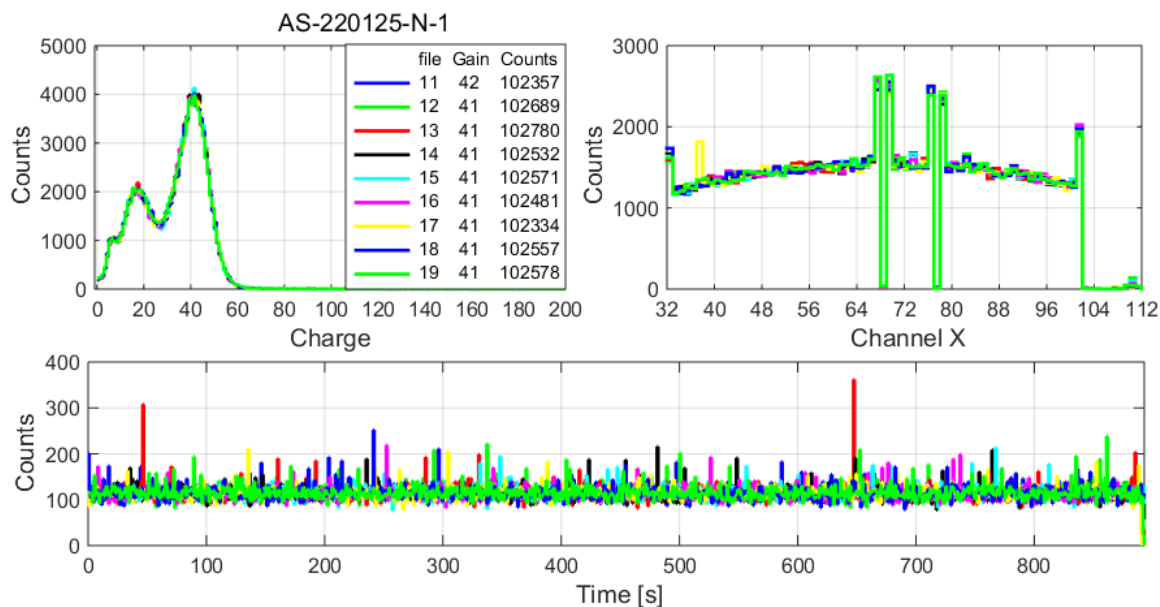


Rys. 4.87 Charakterystyki detektora dla wybranych 10 serii pomiarowych.

Po 55 seriach pomiarowych ograniczenie prądu wyłączyło się wysokie napięcie na folii 3 (Rys. 4.88).

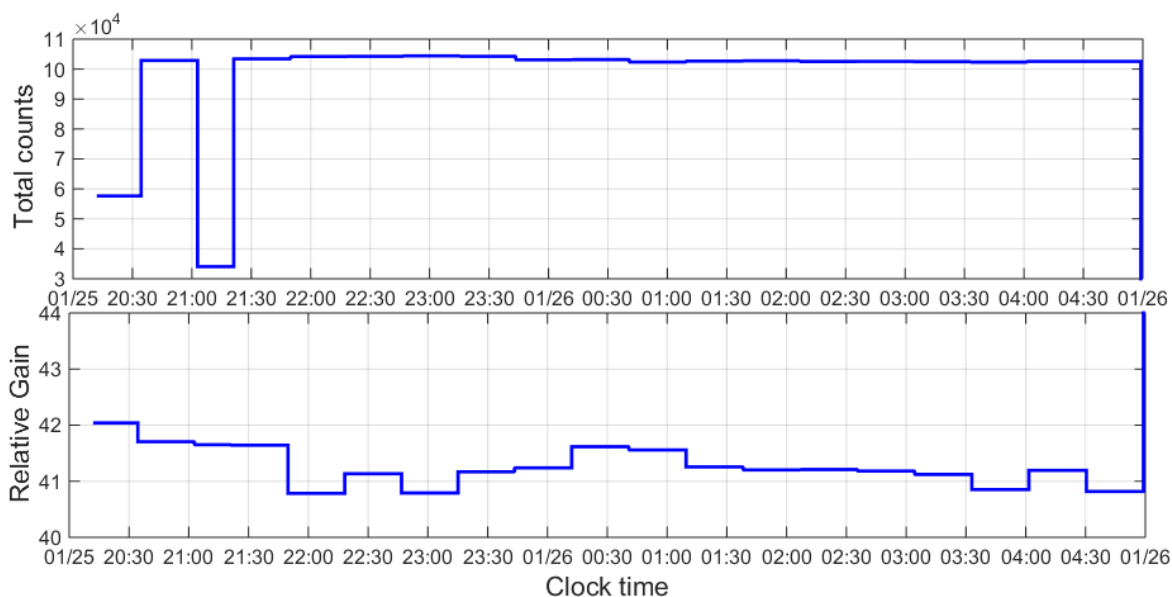


Rys. 4.88 Parametry pomiarowe w funkcji czasu dla 55 serii akwizycji danych z przerwą 10 minut.



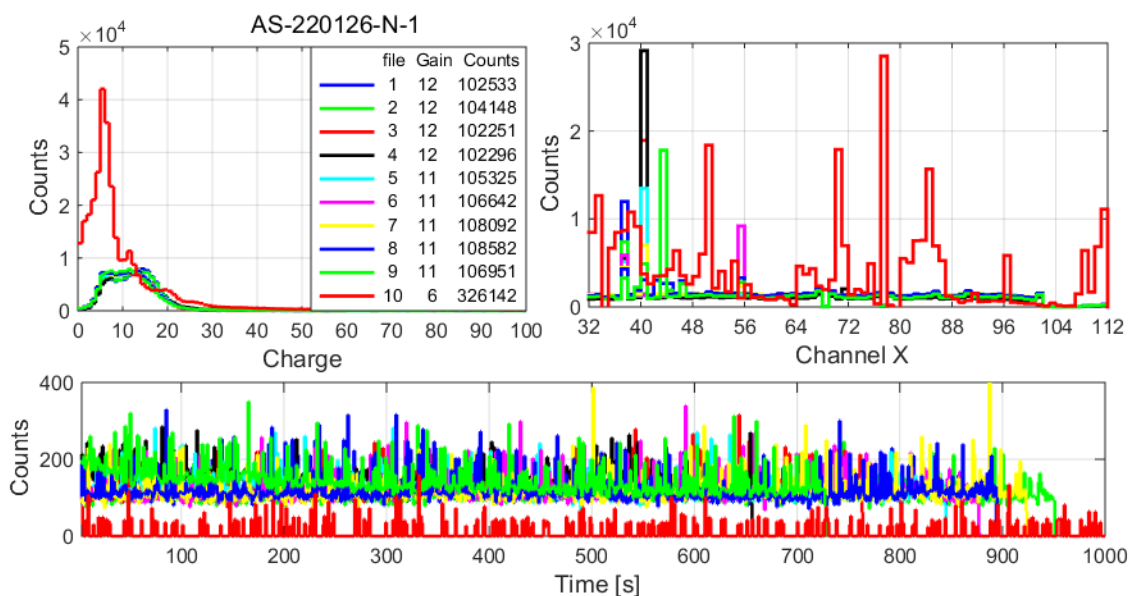
Rys. 4.89 Charakterystyka detektora dla wybranych 10 serii pomiarowych.

Po przerwie układ został ponownie uruchomiony dla HVGEM = 350 V (Rys. 4.89).



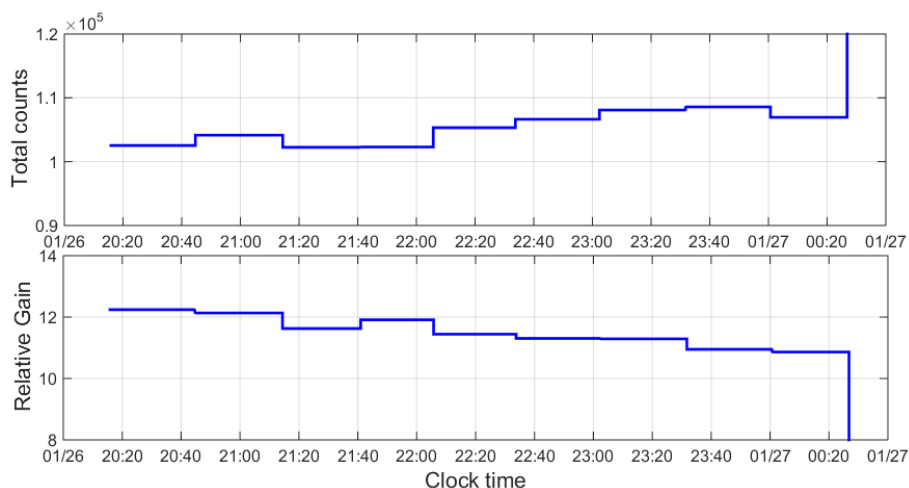
Rys. 4.90 Parametry pomiarowe w funkcji czasu dla 20 serii akwizycji danych z przerwą 10 minut.

Po 20 seriach pomiarowych ograniczenie prądowe ponownie wyłączyło napięcie folii 3 (Rys. 4.90). Kolejne próby włączenia napięcia na folii 3 powyżej 200 V powodowały przepływ prądu powyżej limitu 5 uA.



Rys. 4.91 Charakterystyka detektora dla wybranych 10 serii pomiarowych dla HVGEM (1,2,3) = [400, 400, 200] V.

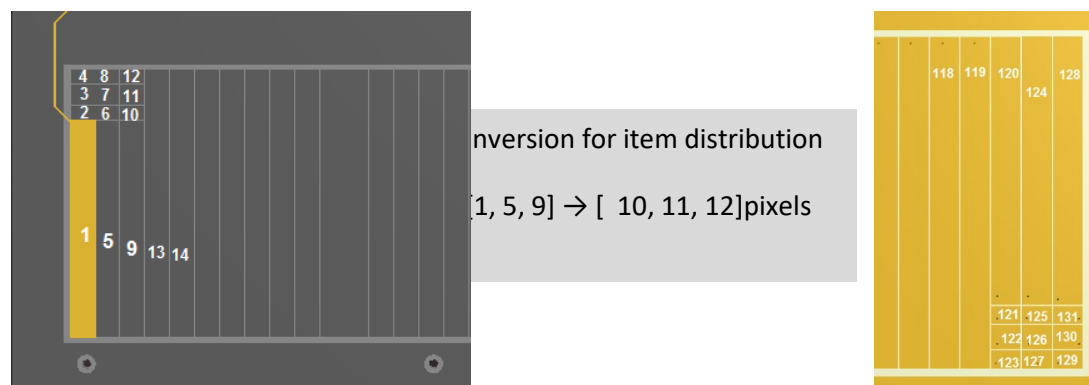
Po przerwie układ został ponownie uruchomiony dla HVGEM (1,2,3) = [400, 400, 200] V (Rys. 4.91). Po 11 seriach pomiarowych ograniczenie prądowe wyłączyło się ponownie napięcie na folii 3 (Rys. 4.92).



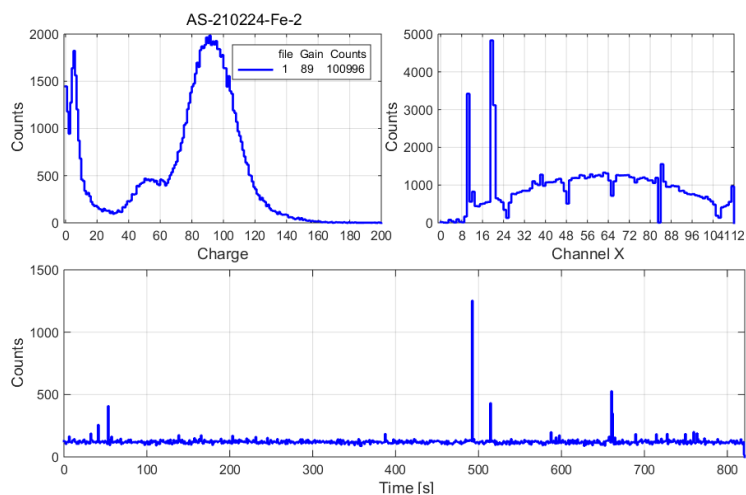
Rys. 4.92 Parametry pomiarowe w funkcji czasu dla 11 serii akwizycji danych z przerwą 10 minut.

Kolejne próby włączenia napięcia na folii 3 powyżej 20 V powodowały przepływ prądu powyżej limitu 5 uA. Zmierzona pojemność wyniosła $C=4.7\text{nF}$ natomiast rezystancja wykazała upływ prądu. Detektor został zdemonstrowany w celu wymiany folii 3. Dokonano również analizy sygnałów pikseli i zakłóceń na podstawie pomiarów. Warunki pomiarowe były następujące:

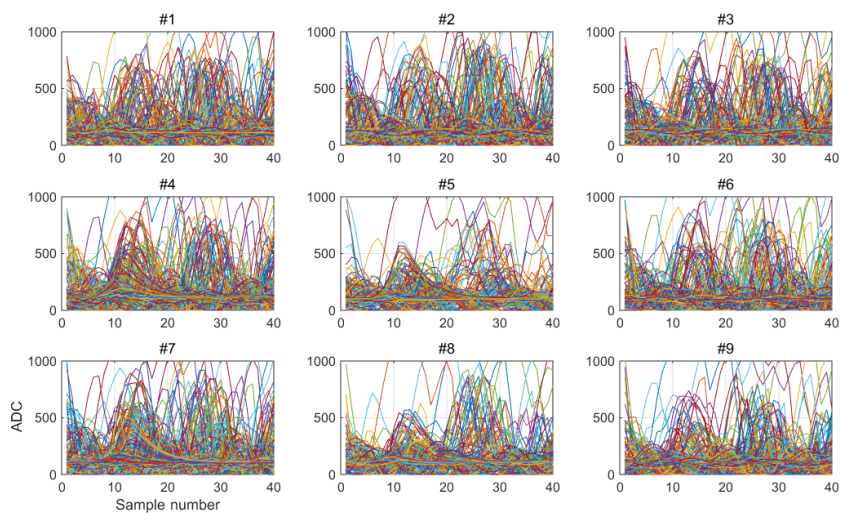
1. Detector: WEST II –horizontal - GEM
foil exchange - 24.02.2021
2. ADB - 1:7, Channels: 1:112
3. Gas: 70% Ar, 30% CO₂, Flow: 50 ml/min



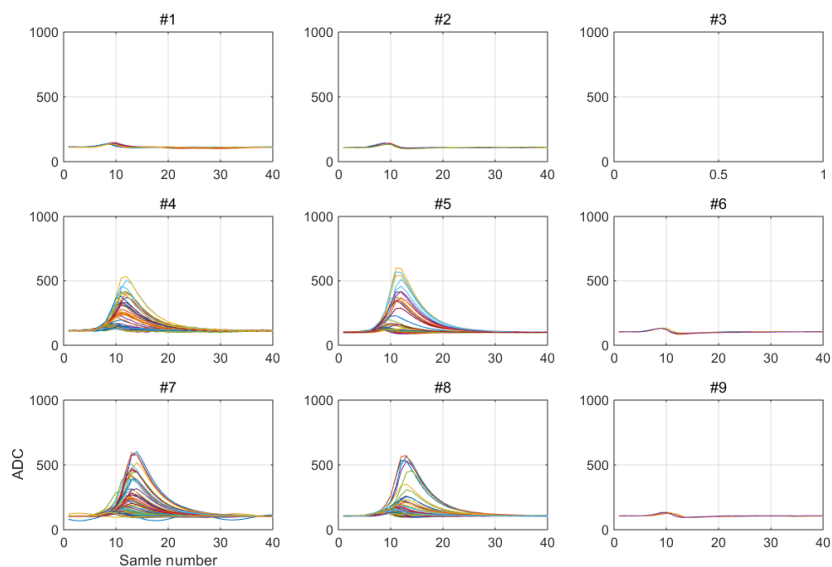
Rys. 4.93 Schemat "pasków" i "pikseli" płytki odczytowej detektora poziomego.



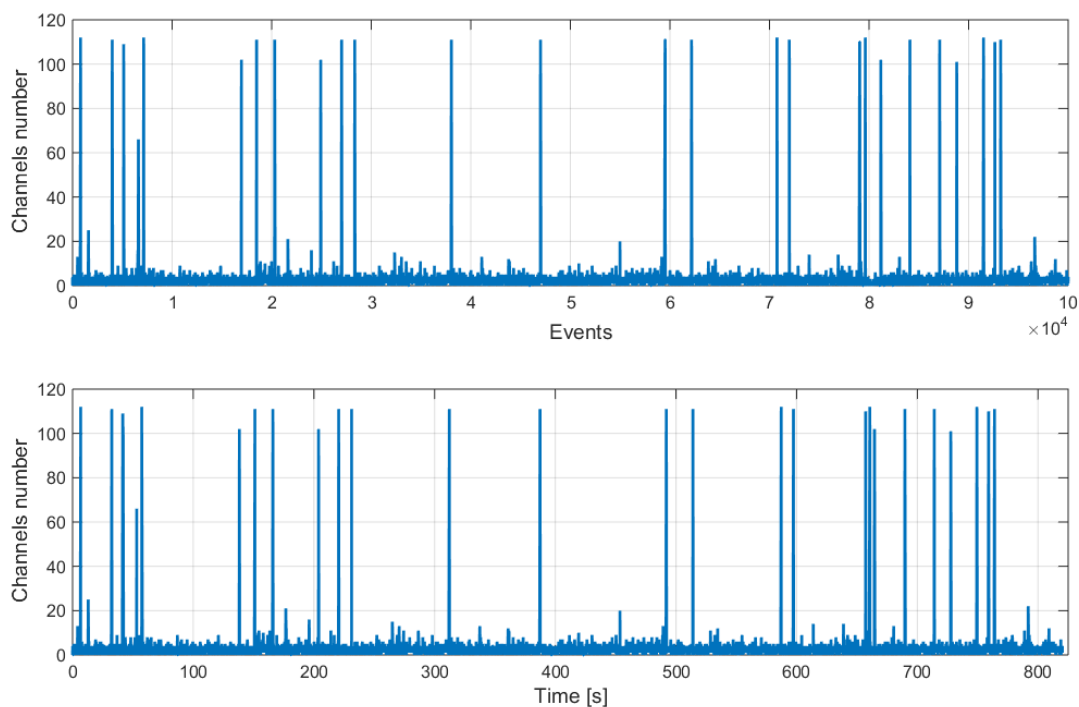
Rys. 4.94 Charakterystyka detektora dla $HVGEM = 365\text{ V}$.



Rys. 4.95 Sygnały ADC dla 9 pikseli detektora.

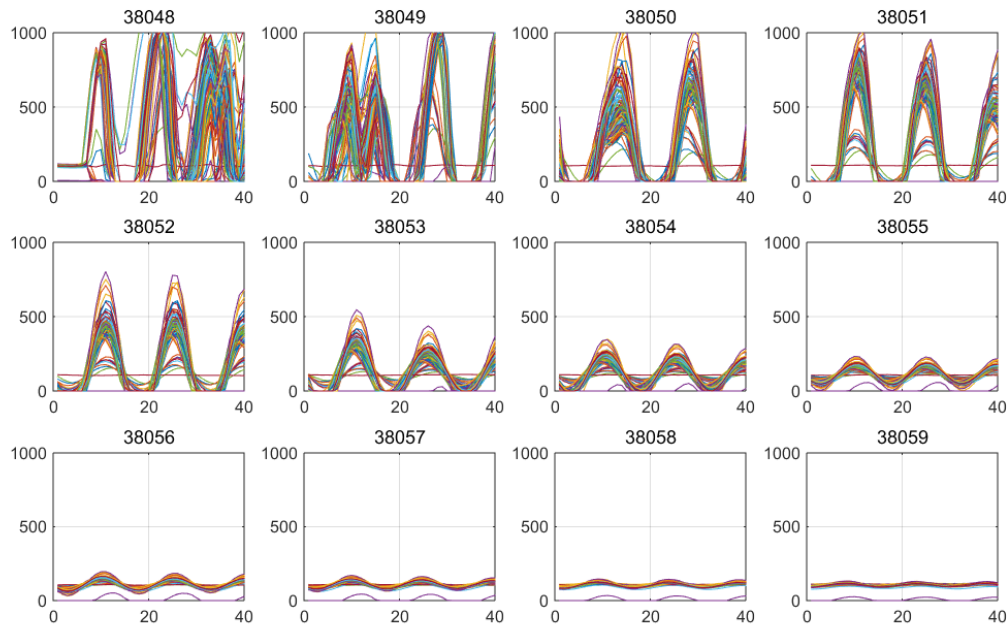


Rys. 4.96 Sygnały ADC dla 9 pikseli detektora po selekcji bez zakłóceń.

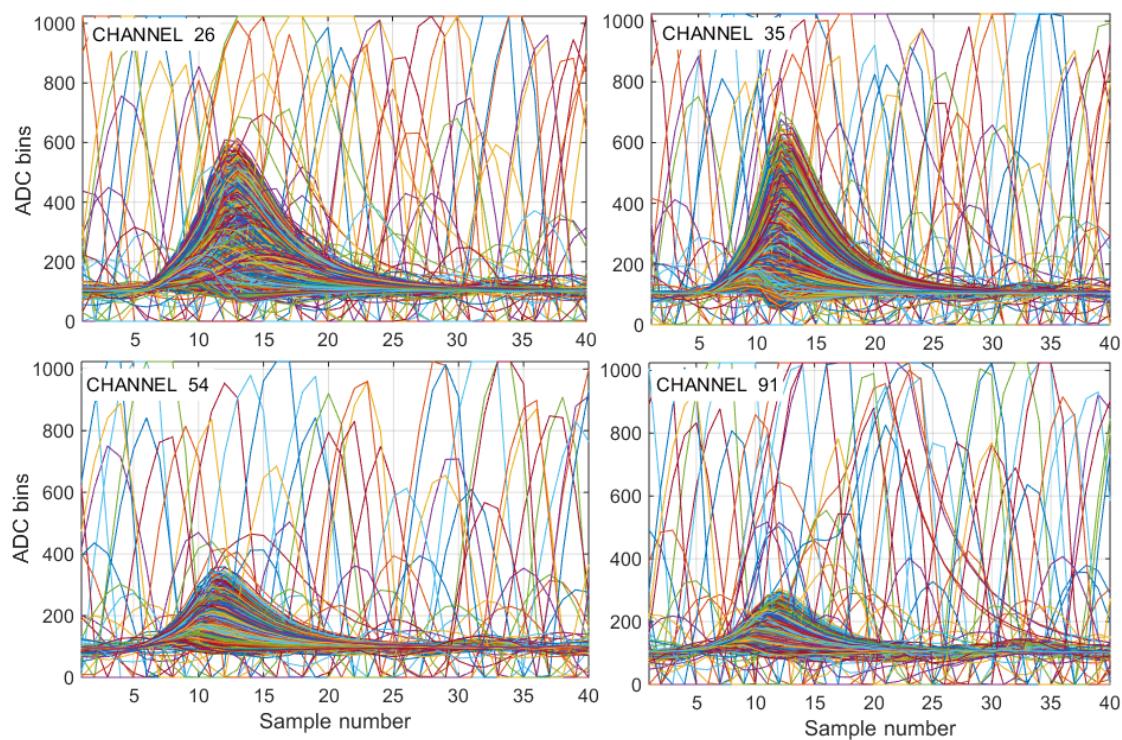


Rys. 4.97 Rozkład aktywnych kanałów (sygnał przekracza poziom wyzwania) w czasie i w zdarzeniach.

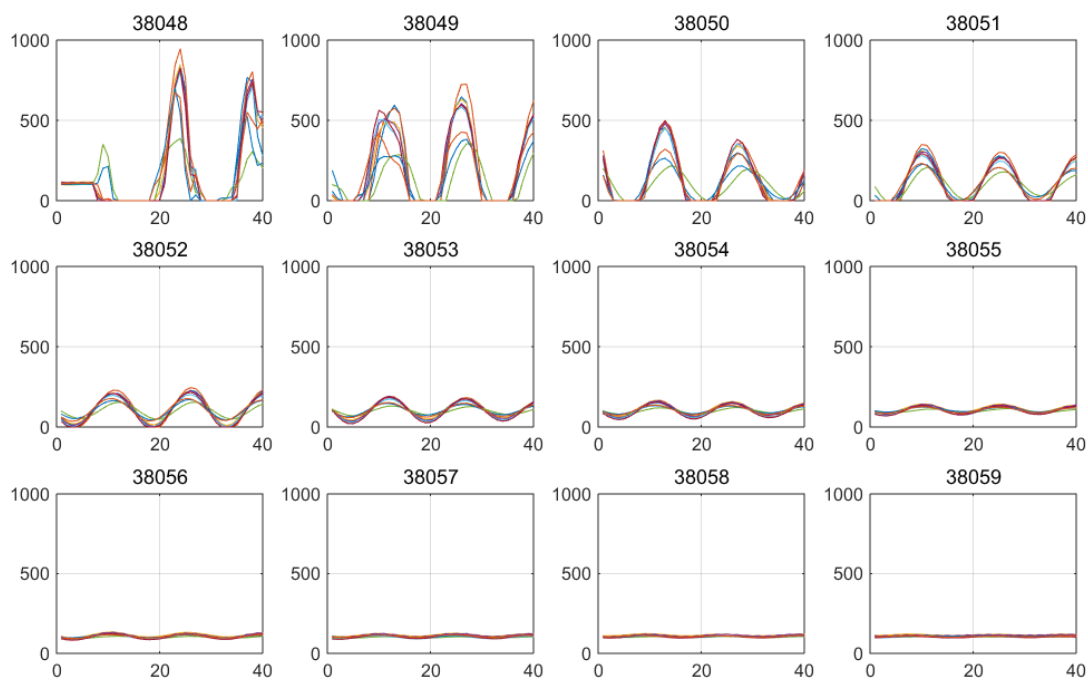
Pojawiające się zakłócenia aktywują wszystkie kanały i występują w pakietach dla kilku kolejnych zdarzeń (Rys. 4.98).



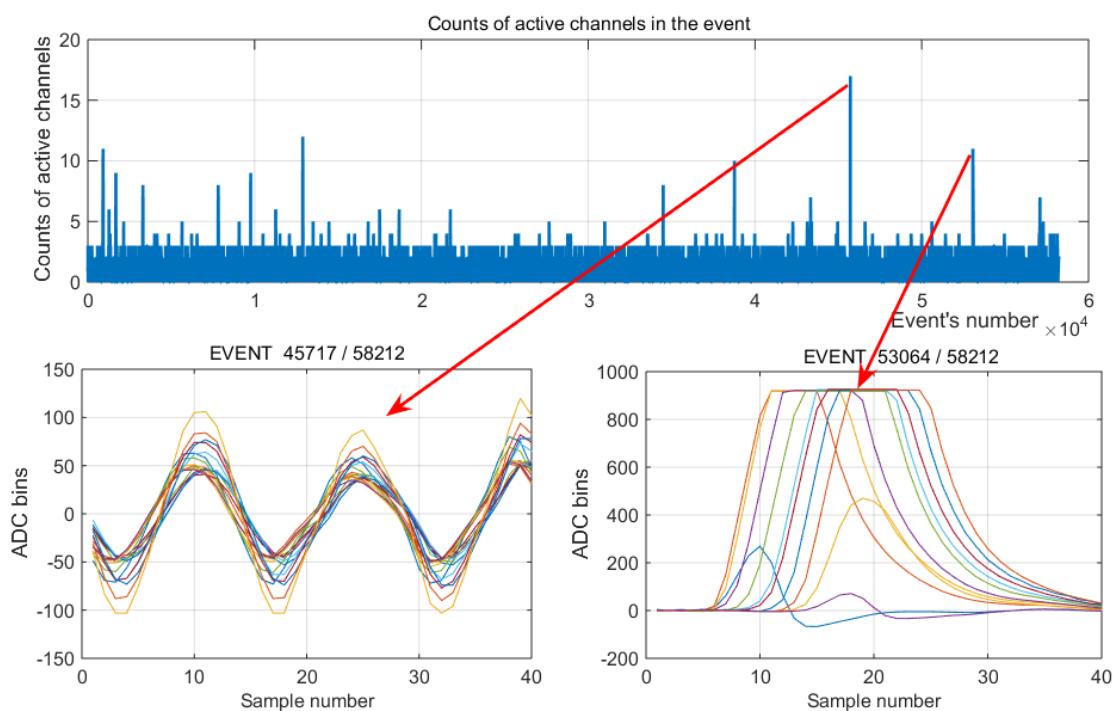
Rys. 4.98 Zakłócenia oscylacyjne na wszystkich kanałach zanikające w ciągu 12 zdarzeń.



Rys. 4.99 Zakłócenia oscylacyjne wybrane dla 9 pikseli znikające w czasie 12 zdarzeń.

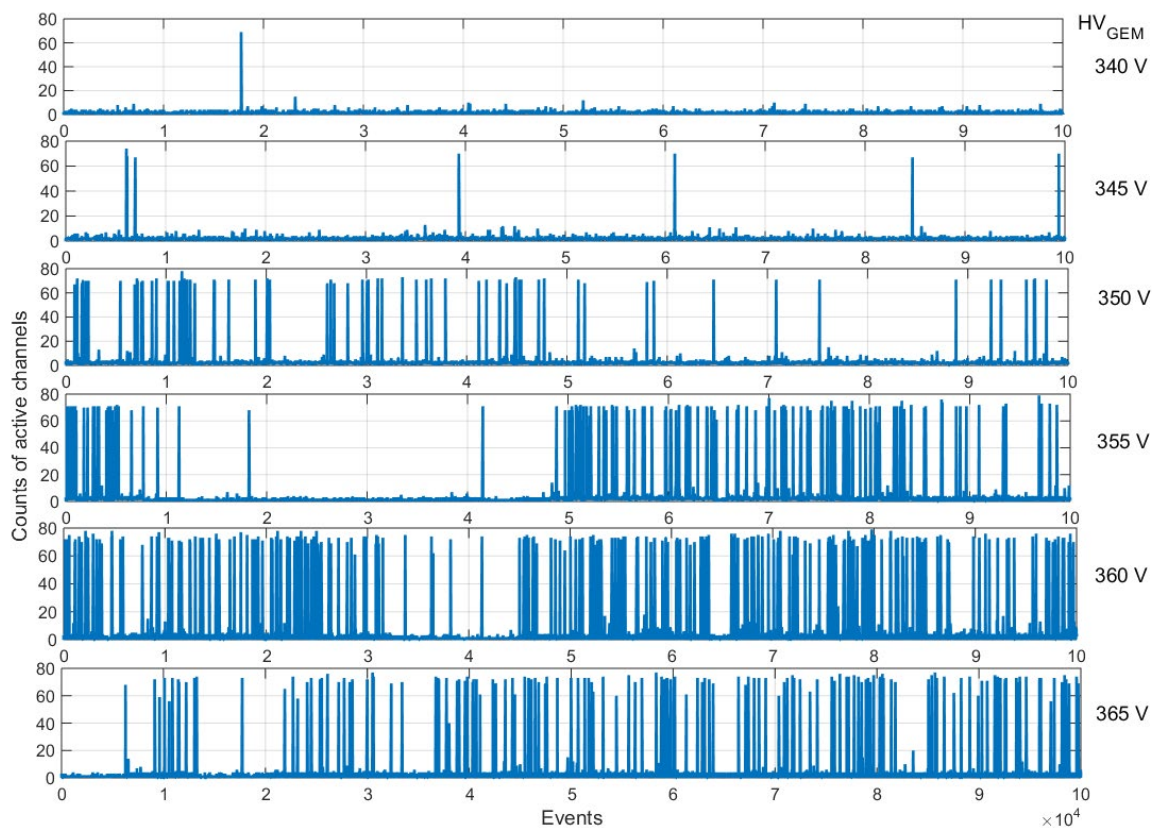


Rys. 4.100 Sygnały ADC - regularne i zakłócenia dla wybranych kanałów.

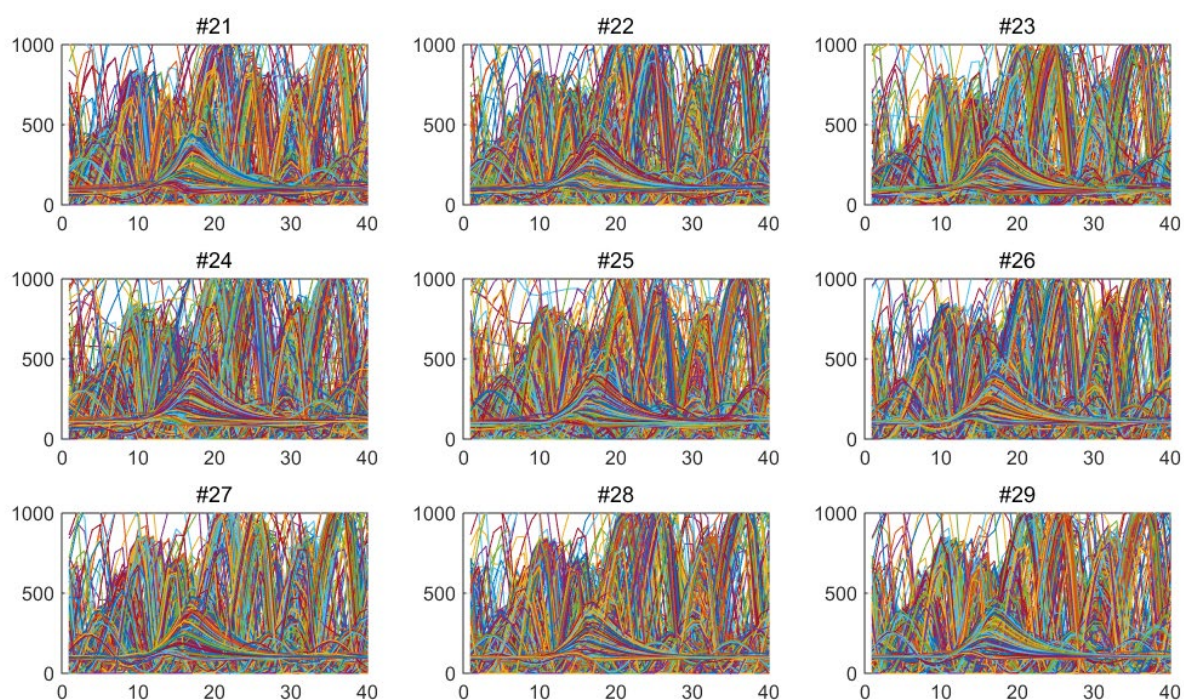


Rys. 4.101 Dwa rodzaje zakłóceń - oscylacje detektora i wyładowania.

Częstotliwość oscylacji pakietów zakłóceń na wszystkich kanałach zależy od poziomu napięcia na folii GEM (Rys. 4.102).

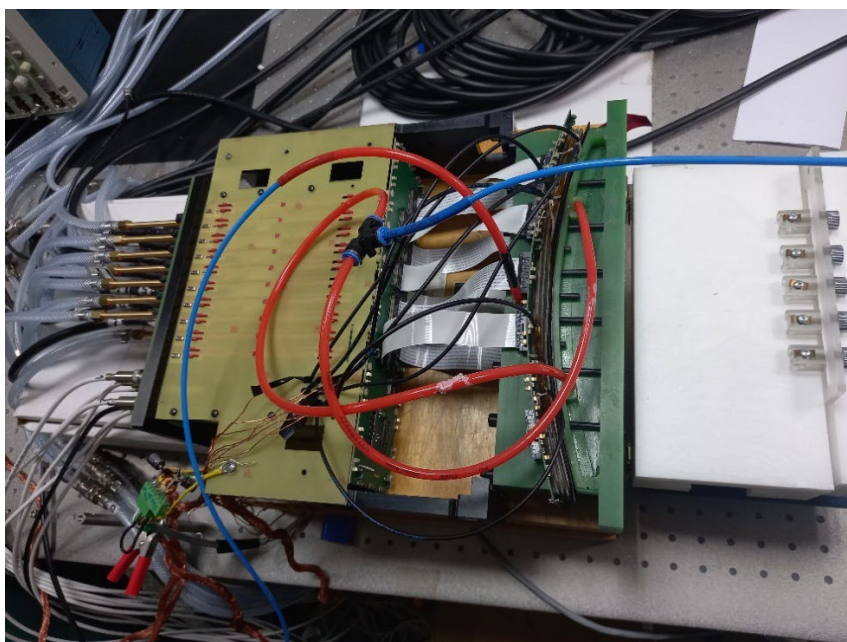


Rys. 4.102 Rozkład aktywnych kanałów w funkcji "events" dla serii pomiarów AS-220119-HV-340_365-1-(1:6) w zakresie [340 : 5 :365] V.



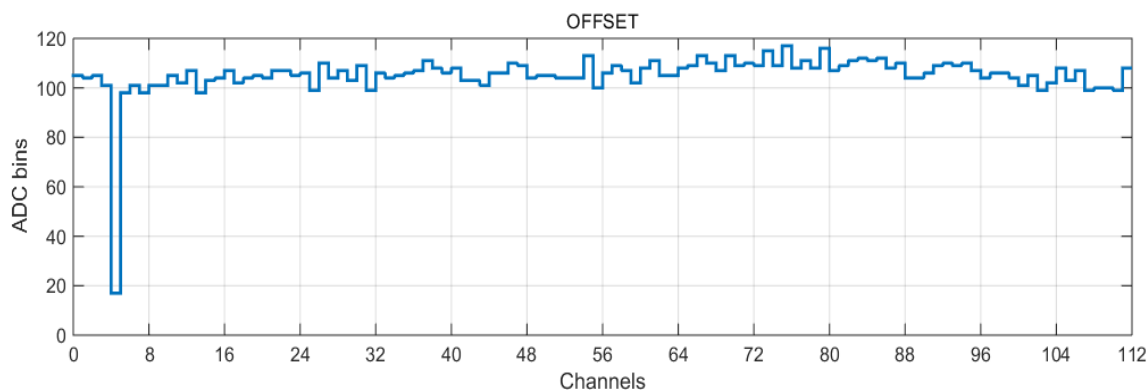
Rys. 4.103 Sygnały ADC – regularne i zakłócenia dla 9 wybranych kanałów dla $HVGEM = 355V$ w serii pomiarowej AS-220119-HV-340_365-1/4.

Dodatkowo testy wykazały problem z gazem CO₂, który został zastąpiony CF₄. Przepływ prądu wynosił: Ar - 42 ml/min, CF₄ - 35 ml/min.



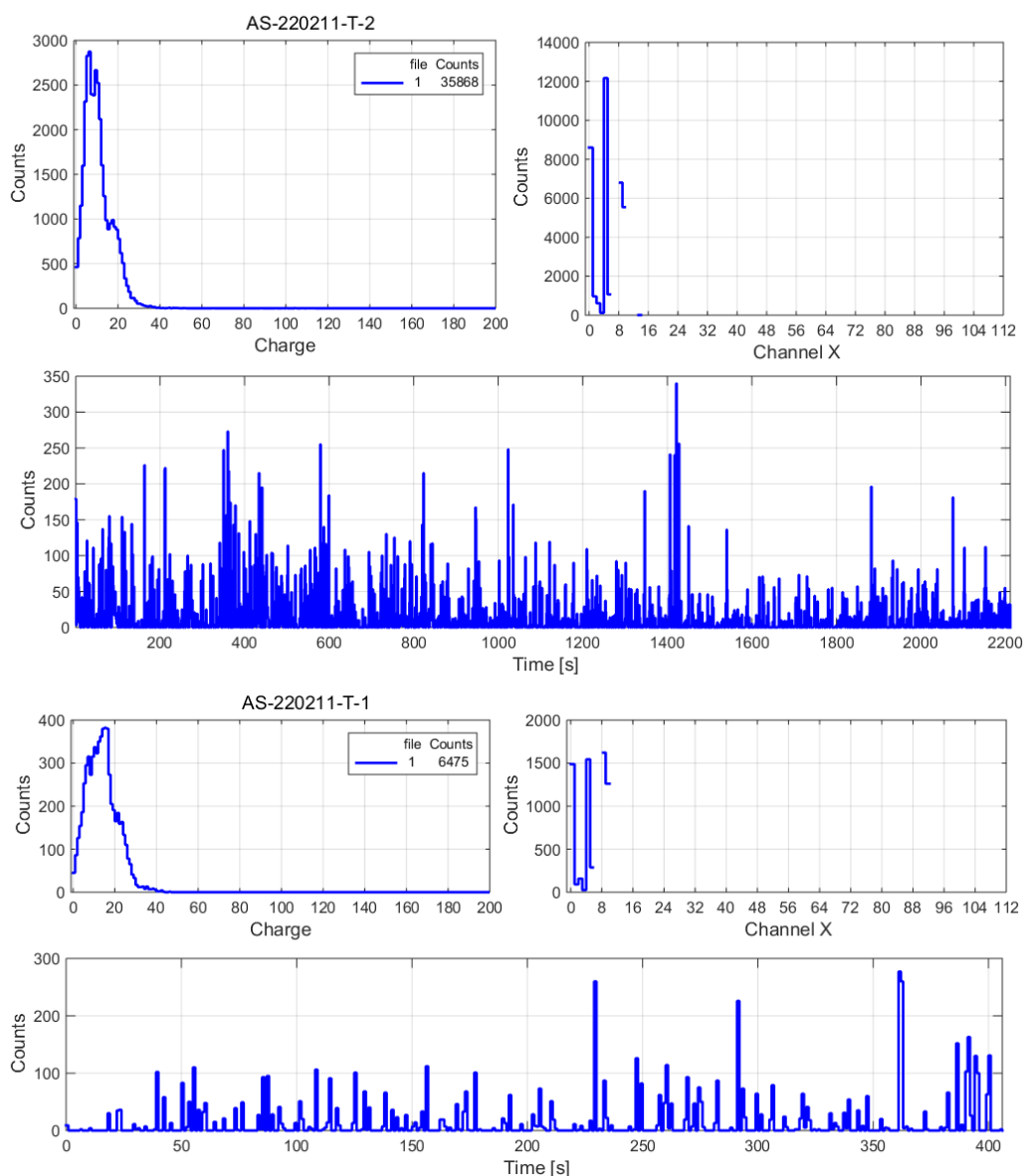
Rys. 4.104 Układ detektora poziomego po ponownym montażu.

System detektora poziomego jest w trakcie aktualizacji oprogramowania interfejsu. Dostęp do danych jest ograniczony i niepełny. Po uporządkowaniu wtyczki zasilającej niskiego napięcia wszystkie płyty AFE - 7 szt. zostały ponownie zamontowane w kasie i zasilone (Rys. 4.104, 4.105).

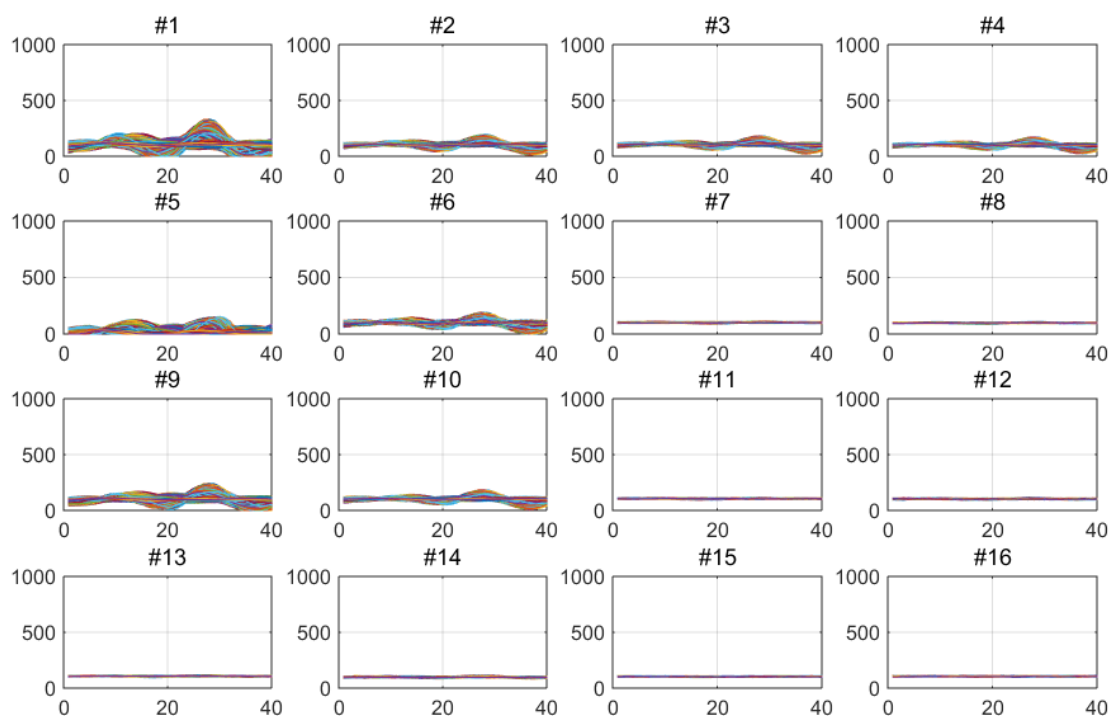


Rys. 4.105 Ustawienia offsetów po zasileniu 7 płytek AFE.

Ustawione napięcia HV: [600, 400, 600, 170, 600, 400, 1200] V. Folia 2 (środkowa) wykazała upływ 4,3 uA przy napięciu 170 V. Pomiar dla tych napięć pokazuje niezbyt wiarygodne dane tylko dla AFE1 (Rys. 4.106, 4.107)

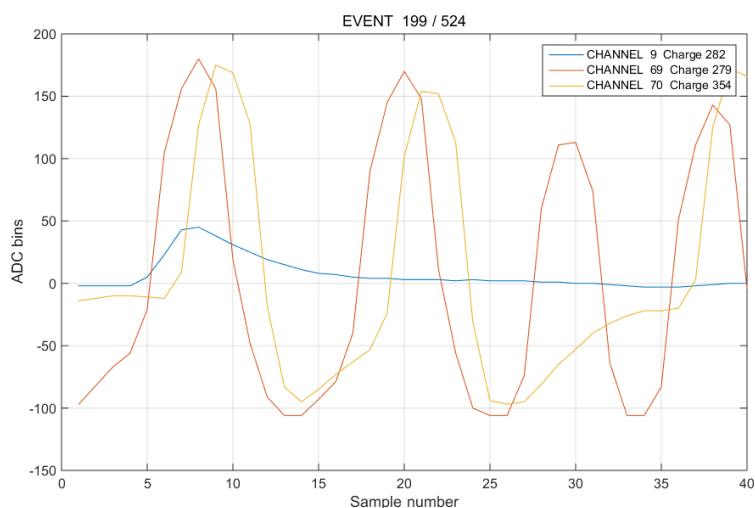


Rys. 4.106 Charakterystyka detektora dla HV: [600, 400, 600, 170, 600, 400, 1200] V.

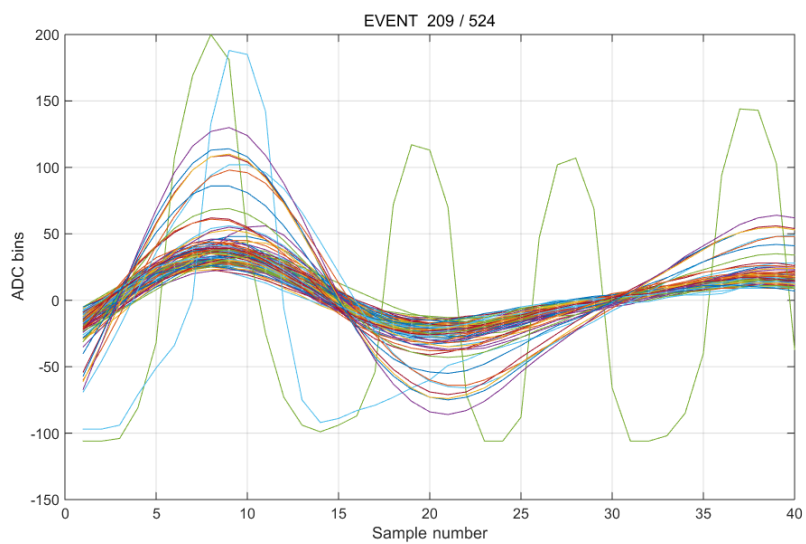


Rys. 4.107 Sygnały ADC dla 16 kanałów AFE1 z dominacją zakłóceń oscylacyjnych.

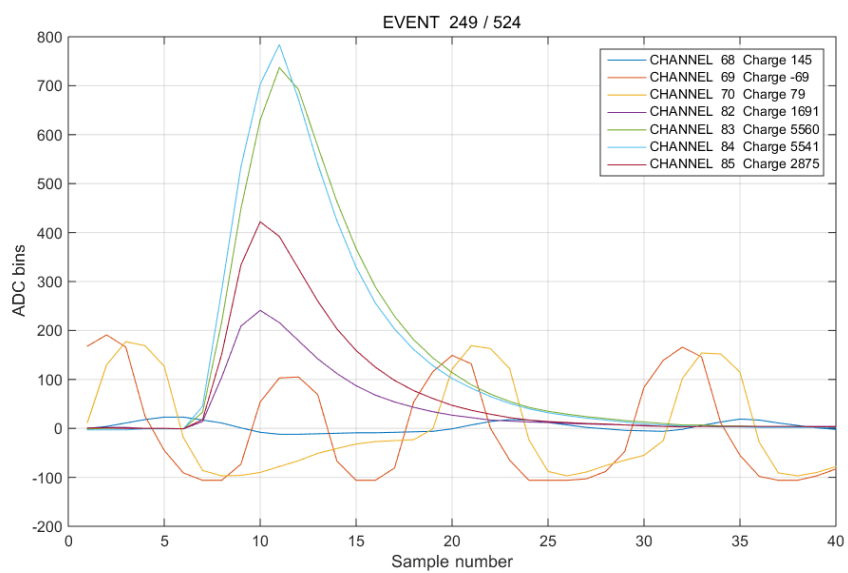
Napięcia dla folii 1, 3 zostały zwiększone do 450 V dla pomiarów z wyższą statystyką. (Rys.4.106, 4.107). Podsumowanie problemów: 1. Przeciek środkowej folii $\sim 4 \mu\text{A}$ dla 170 V. 2. Brak sygnałów z wyjątkiem AFE1. 3. Pomiar może być niewiarygodny ze względu na zachodzące zmiany w układzie interfejsu. W ramach testów WEST-box i analizy zebranych danych uporządkowano i wyjaśniono znaczenie niektórych wybranych parametrów warunków pomiarowych. Dodatkowo przeprowadzono zdalne długoterminowe testy systemu dostępnego obecnie w WEST z buforem helowym. Wyniki wykazały bardzo niskie natężenia sygnału detektora oraz liczne zakłócenia oscylacyjne (Rys. 4.108-4.110).



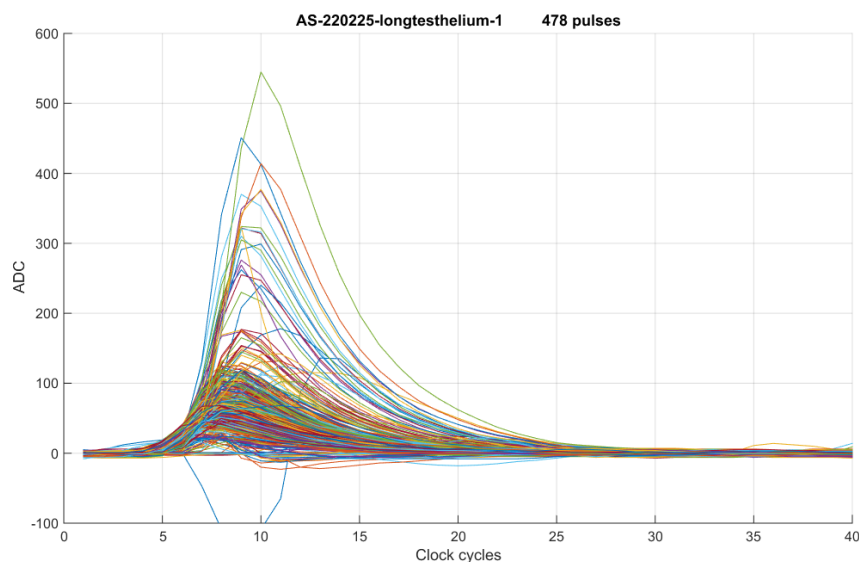
Rys. 4.108 Zakłócenia oscylacyjne na dwóch kanałach i impulsie detektora.



Rys. 4.109 Pakiet zakłóceń oscylacyjnych na wielu kanałach bez widocznego impulsu detektora.

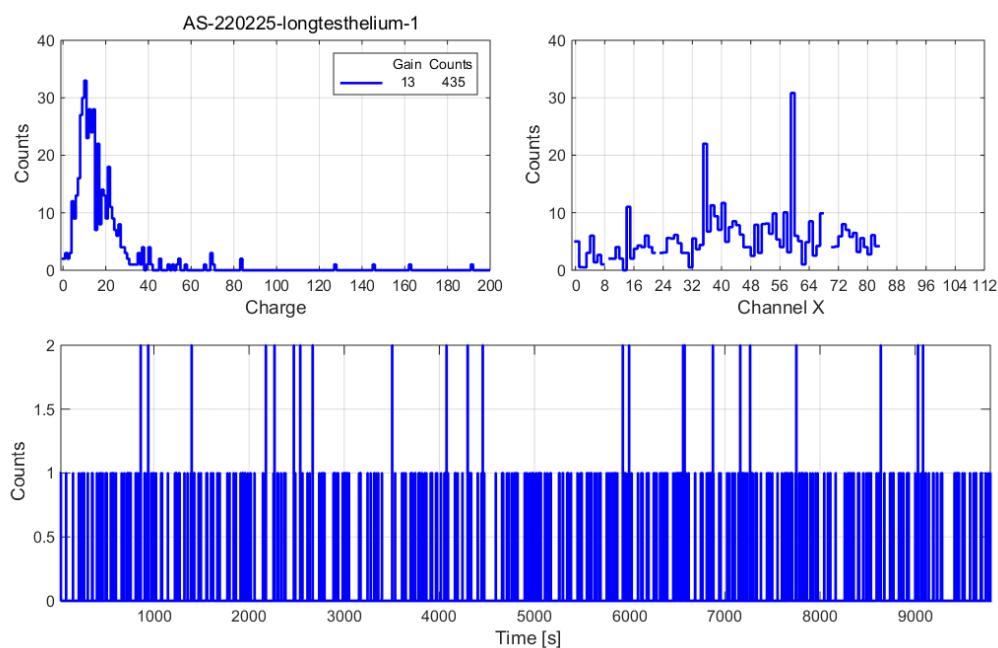


Rys. 4.110 Impulsy detektora dominujące nad zakłóceniami oscylacyjnymi.

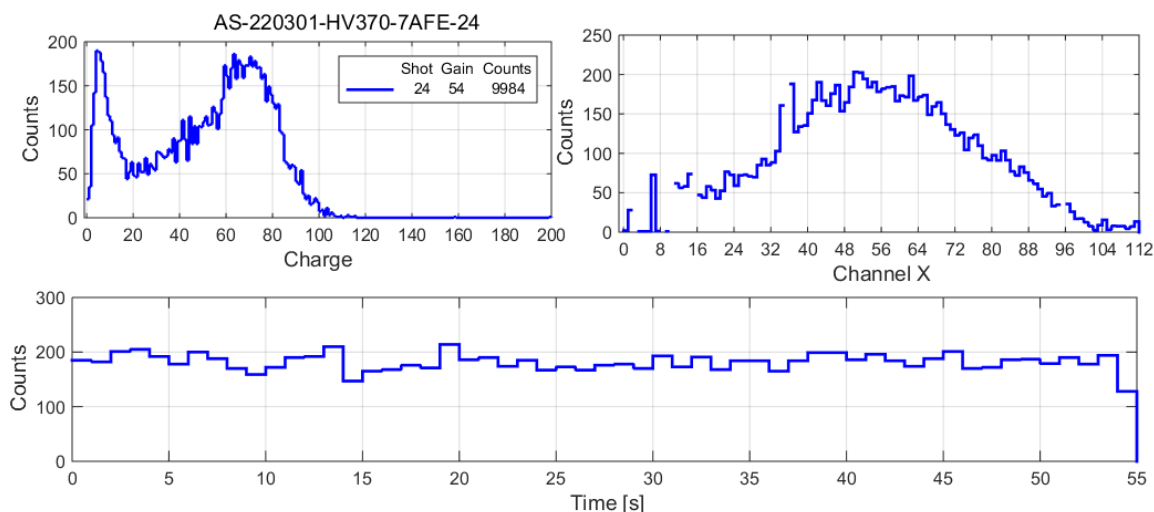


Rys. 4.111 Paczka impulsów detektora po odrzuceniu sygnałów zakłócających.

Warunki sygnału na marginesie okna akwizycji pozwoliły na odrzucenie zakłóceń i wybór impulsów detektorowych (Rys. 4.111) oraz uzyskanie charakterystyk (Rys. 4.112).

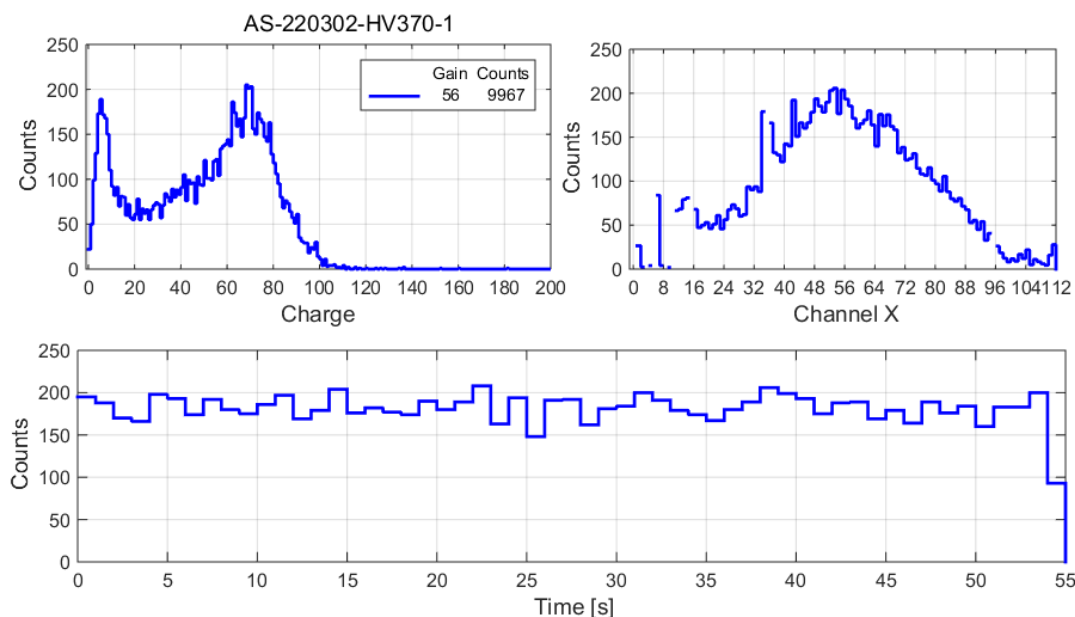


Rys. 4.112 Charakterystyka detektora dla wybranych impulsów bez sygnałów zakłócających.



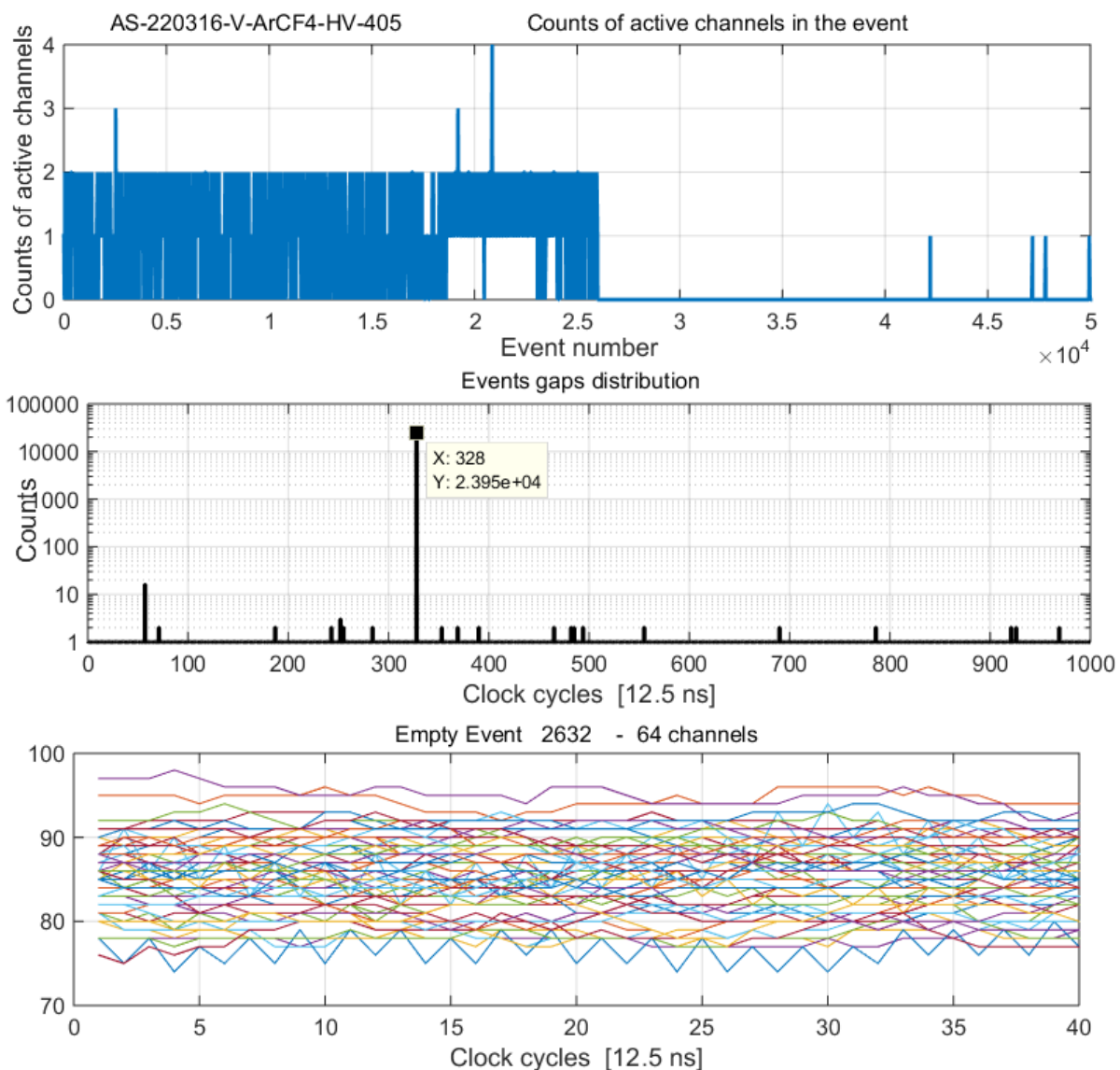
Rys. 4.113 Charakterystyka detektora po odzyskaniu połączeń kanałów.

Diagnostyka połączeń wykazała niepewność styków w gniazdach AFE oraz defekty taśm. Liczne próby korekty połączeń i wymiany taśm pozwoliły odzyskać drożność większości kanałów pomiarowych (Rys. 4.113). Dalsze badania potwierdziły powtarzalność pomiarów oraz to, że kanał 36 ma wadę sprzętową na płycie AFE (Rys. 4.114).

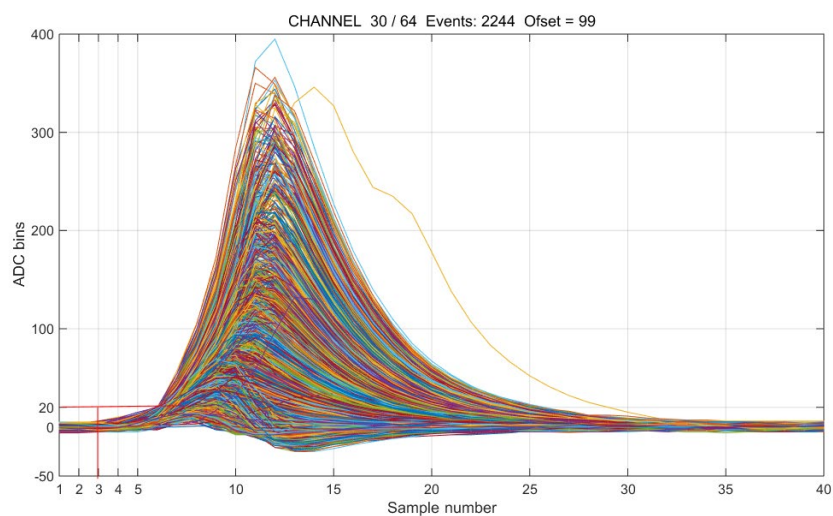


Rys. 4.114 Charakterystyki detektora w kolejnym dniu badań.

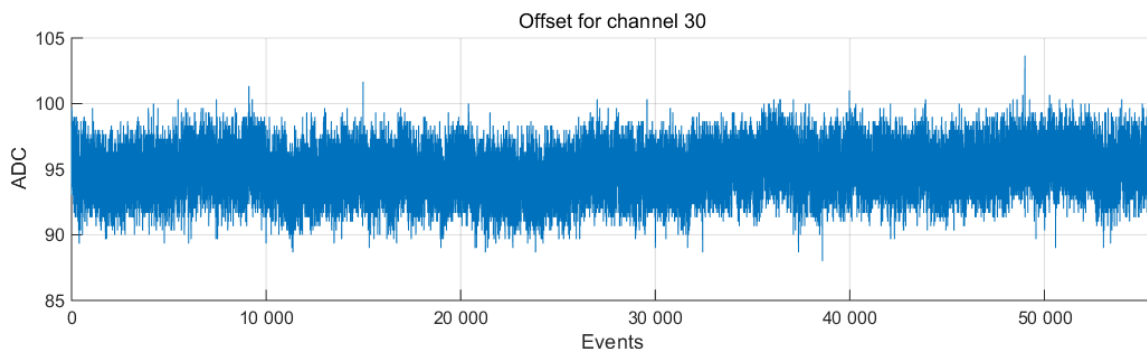
Wszelkie zmiany, poprawki, wymiana taśm, wkładek AFE wymagały wyłączenia zasilania, a ponowne uruchomienie było czasochłonne ze względu na długi czas procedur systemowych, częste błędy i konieczność powtórzeń. Przy okazji testów ponownie ujawnił się problem "pustych zdarzeń" generowanych z okresem 328 cykli zegarowych dla źródła Fe. Dla serii pomiarowej AS-220316-V-ArCF4-HV-405 prawie połowa zdarzeń jest pusta. Typowe charakterystyki dla efektu "pustych zdarzeń" przedstawiono na Rys. 4.115. Wartości offsetów w funkcji $5e4$ zdarzeń dla 64 kanałów pomiarowych przedstawiono na Rys. 4.116.



Rys. 4.115 Charakterystyki dla efektu 'Empty Events', od góry: Rozkład kanałów aktywnych dla wszystkich zdarzeń - zdarzenia.

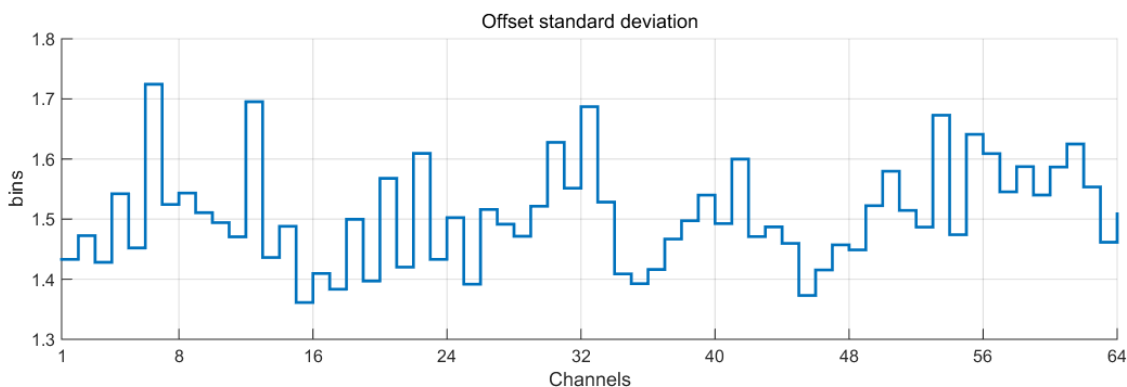


Rys. 4.116 Pakiet impulsów dla przykładowego kanału pomiarowego.

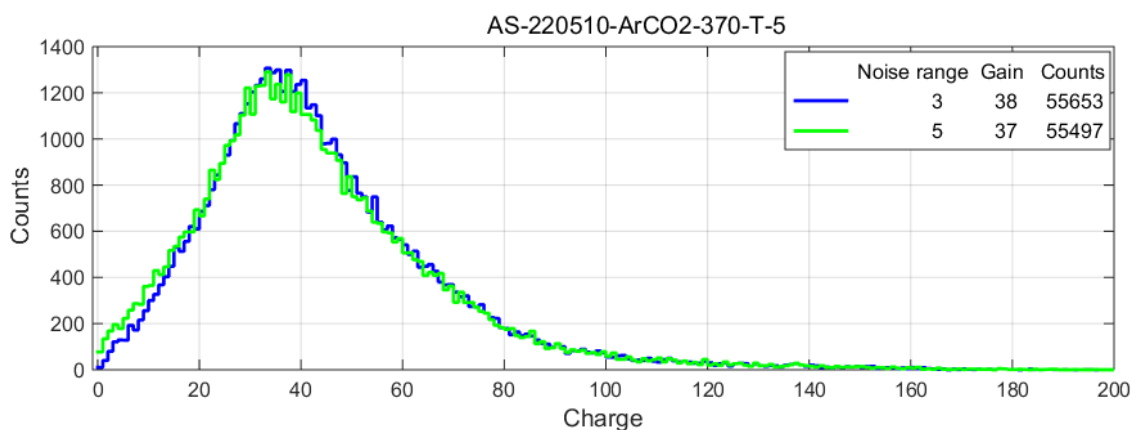


Rys. 4.117 Poziom offsetu w funkcji zdarzeń dla kanału 30.

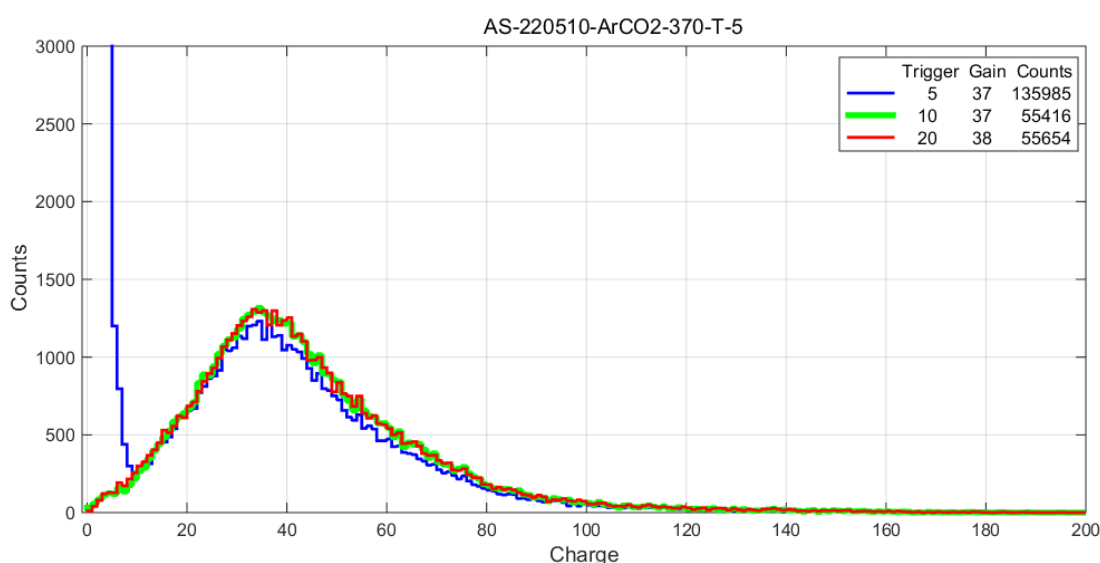
Jak ustalono, puste zdarzenia są wynikiem błędnego obliczenia offsetu w sprzęcie podczas akwizycji. Ponowna analiza pozwoliła określić metodykę estymacji offsetu. Pakiet impulsów detektora dla przykładowego centralnego kanału pomiarowego przedstawiono na Rys. 4.116. Zaznaczony jest poziom wyzwalania 20 oraz pierwsze cykle zegara: 1:5. Podczas procesu akwizycji zapamiętywana jest zadana liczba próbek, tzw. opóźnienie wyzwalania, np. 10. Jeżeli ostatnia zapamiętana próbka przekroczy poziom wyzwalania względem ustawionego przesunięcia, to zdarzenie jest rejestrowane i zapisywane jest 40 próbek sygnału. Czas pojawienia się widocznego udziału impulsu przed osiągnięciem poziomu wyzwalania zależy od jego amplitudy. Pierwsze kilka próbek stanowią margines szumu bez udziału sygnału detektora. Dla przedstawionego przypadku margines szumu można przyjąć w zakresie pierwszych trzech próbek, które wyznaczają poziom offsetu. Jak można zauważyć, poziom ten ulega fluktuacjom w czasie w prezentowanym zbiorze zdarzeń. Poziom offsetu, przyjęty jako średnia arytmetyczna z pierwszych trzech próbek, w funkcji zdarzeń dla wybranego kanału pomiarowego przedstawiono na Rys. 4.117. Rozrzut offsetu jako odchylenie standardowe w zbiorze wszystkich zdarzeń dla 64 kanałów pokazano na Rys. 4.118. Rozkład ładunku klastra jest bardzo czuły na zadany poziom offsetu. Rozkład ładunku dla dwóch marginesów szumów [3, 5] przedstawiono na Rys. 4.119. Poziom wyzwalania powinien być jak najniższy, aby móc zarejestrować wszystkie fragmenty klastra rozproszone na kilku paskach, ale powyżej poziomu szumów. Rozkład ładunku klastra dla trzech poziomów wyzwalania [5, 10, 20] przedstawiono na Rys. 4.120. Optymalnym wyborem jest tu wyzwalanie na poziomie 10.



Rys. 4.118 Dyspersja offsetu jako odchylenie standardowe dla 64 kanałów.

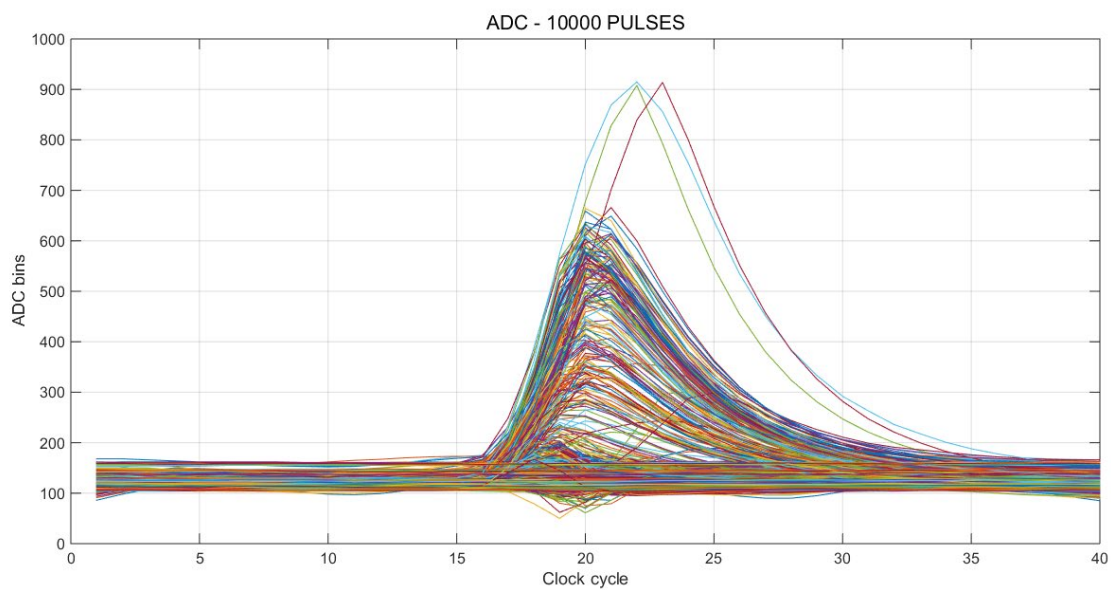


Rys. 4.119 Rozkład ładunków dla dwóch marginesów szumów [3, 5].

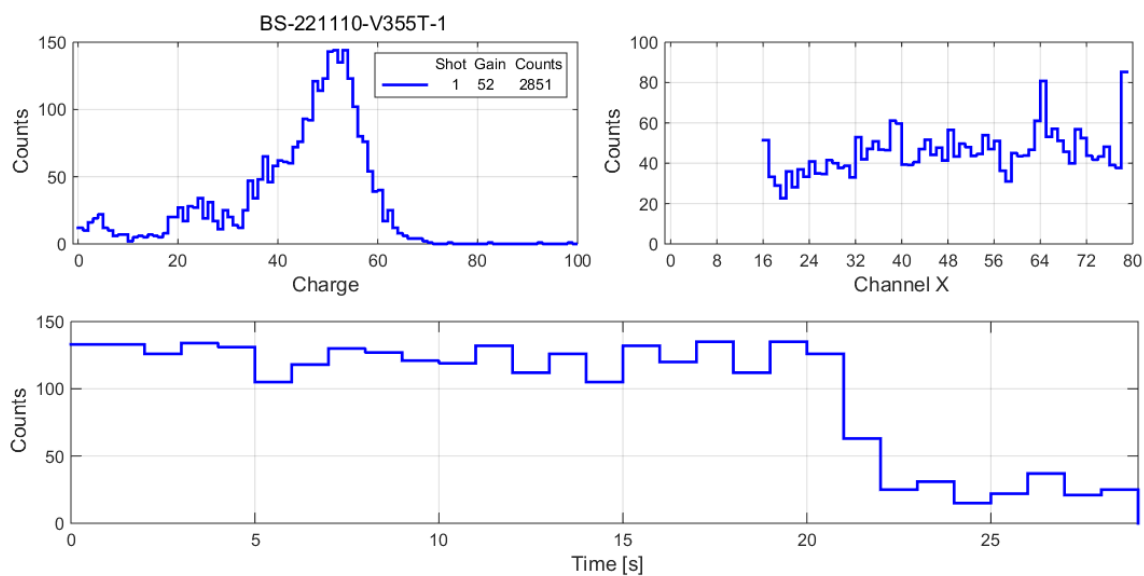


Rys. 4.120 Rozkład ładunku klastra dla trzech poziomów wyzwalania [5,10,20].

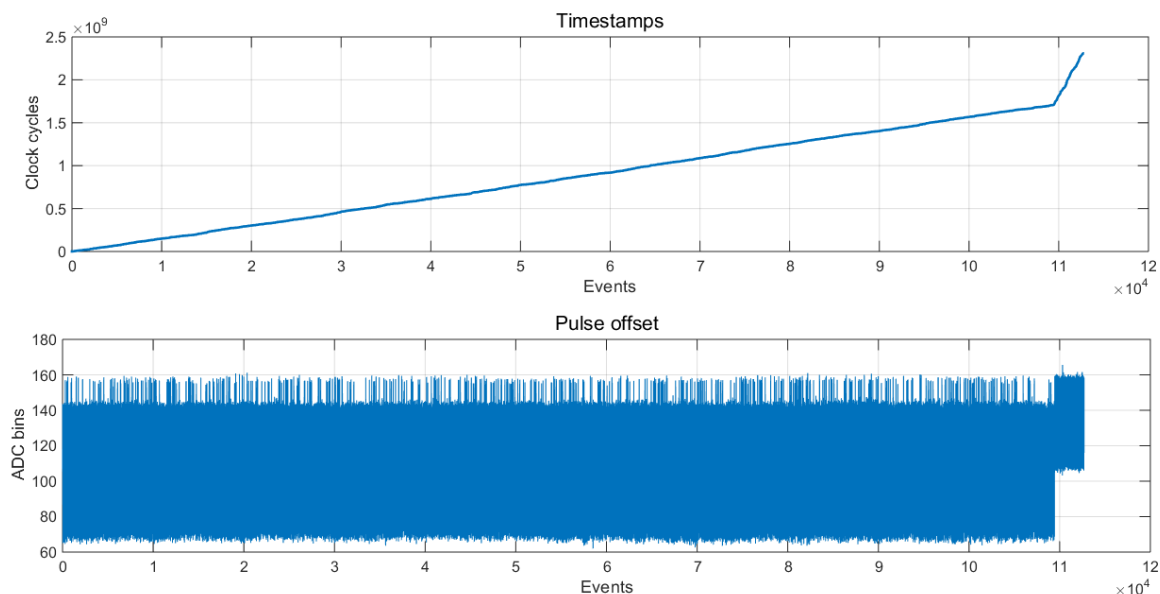
Zespół przygotowuje również tzw. akwizycję szeregową, która była testowana również w tym roku. Testy wykazały, że histogramy uzyskane z aktywnych zdarzeń są wiarygodne. Wymagana jest jednak dalsza diagnostyka następujących zagadnień technicznych: 1. Zdecydowana większość zdarzeń jest "pusta" (szum) - w załączonym przykładzie ~95%. 2. Liczba zarejestrowanych zdarzeń jest niezgodna z podaną wartością - w załączonym przykładzie ustawiona wartość to 100000, otrzymana -112685. 3. W końcowej fazie akwizycji następuje wyraźna zmiana warunków rejestracji zdarzeń - widoczna na załączonych wykresach w funkcji zdarzeń. Podstawowe charakterystyki przedstawiono na Rys. 4.121-123.



Rys. 4.121 Pakiet 10000 impulsów ADC detektora w akwizycji szeregowej.

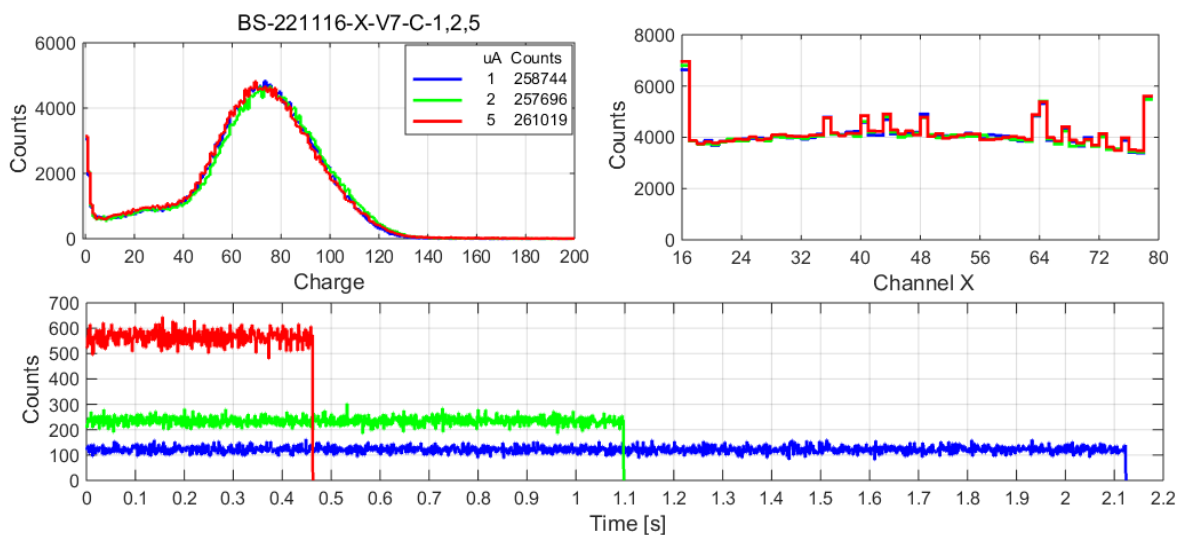


Rys. 4.122 Charakterystyka detektora dla serii pomiarów - $HVGEM = 355V$.

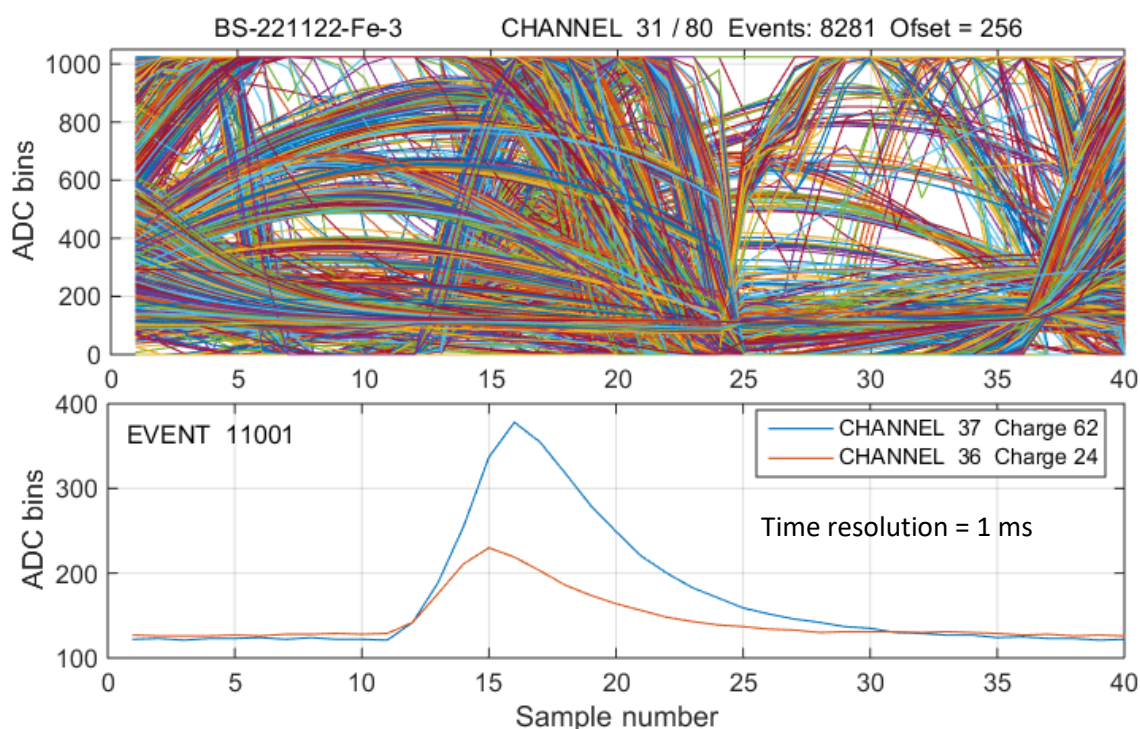


Rys. 4.123 Charakterystyka zarejestrowanych czasów i przesunięć w funkcji zdarzeń.

Testy akwizycji serialnej potwierdziły niejednorodność planarną detektora powodującą deformację histogramu ładunków. W małym zakresie ładunków ujawniają się liczne zakłócenia powodujące niejednorodność rozkładu pozycji w kanałach pomiarowych. Ograniczenie ładunku klastra do zakresu użytecznego bez szumów i zakłóceń eliminuje te zniekształcenia. Charakterystyki parametrów kanału detektora dla celów kalibracji: lokalnego wzmocnienia i współczynnika korekcyjnego przedstawiono na Rys. 4.124. Na wykresach widoczne było załamanie - krok wynika z nagłego pakietu zaburzeń oscylacyjnych. Sygnały ADC dla wybranego kanału detektora w akwizycji szeregowej były z widocznymi zakłóceniami. Prawdopodobnym źródłem zakłóceń może być chwilowe wyładowanie w detektorze. Czasami obserwowane było "iskwienie" z widocznym ograniczeniem prądu zasilacza HV. Wyniki testów detektora ze źródłem lampy rentgenowskiej dla promieniowania X przedstawiono na Rys. 4.124.



Rys. 4.124 Charakterystyka detektora dla napięcia lampy rentgenowskiej 7 kV w zakresie wartości jej prądu: 1, 2, 5 uA (500000 zdarzeń wyzwalających).



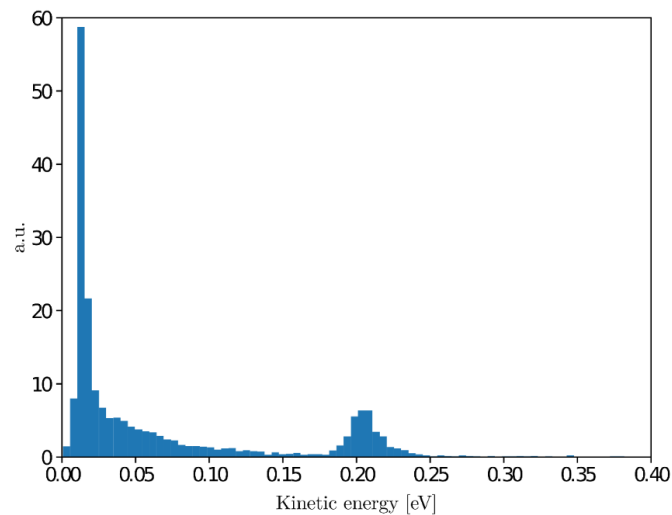
Rys. 4.125 Sygnały ADC: pakiety zakłóceń z wybranego kanału (góra) oraz impulsy z wybranego zdarzenia (dół).

Podczas kolejnych testów wykonano serie pomiarowe sprawdzające stabilność charakterystyki k oraz niejednorodność planarną detektora. Widoczne są pakiety licznych zaburzeń oscylacyjnych pokazanych dla wybranego kanału na Rys. 4.125.

W ramach prac eksperymentalnych nad detektorami gazowymi, które mają wspierać przygotowanie diagnostyki promieniowania X dla tokamaka WEST, przeprowadzono wiele testów mających na celu poprawę wydajności detektora, jak również finalizację oprogramowania i oprogramowania do akwizycji danych dla obecnie dostępnego detektora SXR opartego na GEM w tokamaku WEST. Przygotowano i zweryfikowano serialną akwizycję danych, co umożliwiło dalszy rozwój. Poprawiono mechaniczną i elektryczną konstrukcję zakrzywionego detektora, znaleziono przyczyny gorszej wydajności w porównaniu z detektorem prostokątnym. Na podstawie tych osiągnięć podjęto decyzję o zmianie zakrzywionej konstrukcji detektora na prostokątną, również w przypadku detektora z portem ekwatorialnym.

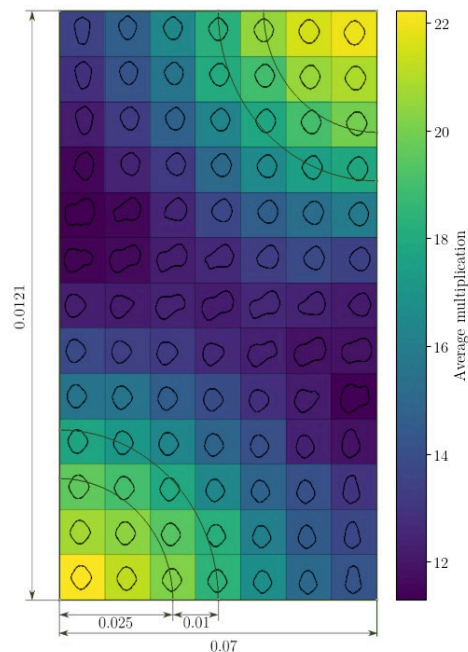
Rozwiązanie problemu narzędzi informatycznych

W ramach prac nad narzędziami numerycznymi w roku 2022 zespół naukowców z IFPiLM skupił się na przyspieszeniu metod opracowanych w roku 2021, które okazały się zbyt wolne, aby uzyskać wystarczająco duże statystyki zdarzeń. Powstała potrzeba opracowania nowej metody kaskadowania elektronów. Zaproponowano zmniejszenie liczby symulacji na ostatniej folii, gdzie elektrony są najliczniejsze i wymagają największych zasobów numerycznych. Opracowana w 2021 roku metoda redukcji okazała się jakościowo błędna. Tym razem zastosowano alternatywne rozwiązanie, gdzie kaskady pojedynczych elektronów były wstępnie obliczane na ostatniej folii, ale tylko ograniczone do małego obszaru wokół trzeciej folii. W tym celu elektrony były losowo rozpraszane przed ostatnią folią i symulowane aż do momentu przejścia przez wybrany obszar. Początkowa energia elektronu została wybrana jako energia głównego pikę z widma przedstawionego na Rys 4.126 Energia początkowa nie miała większego znaczenia, o ile jest niezerowa (taka, że nie zostanie zatrzymana przez oprogramowanie Geant4) i jest odpowiednio mała.



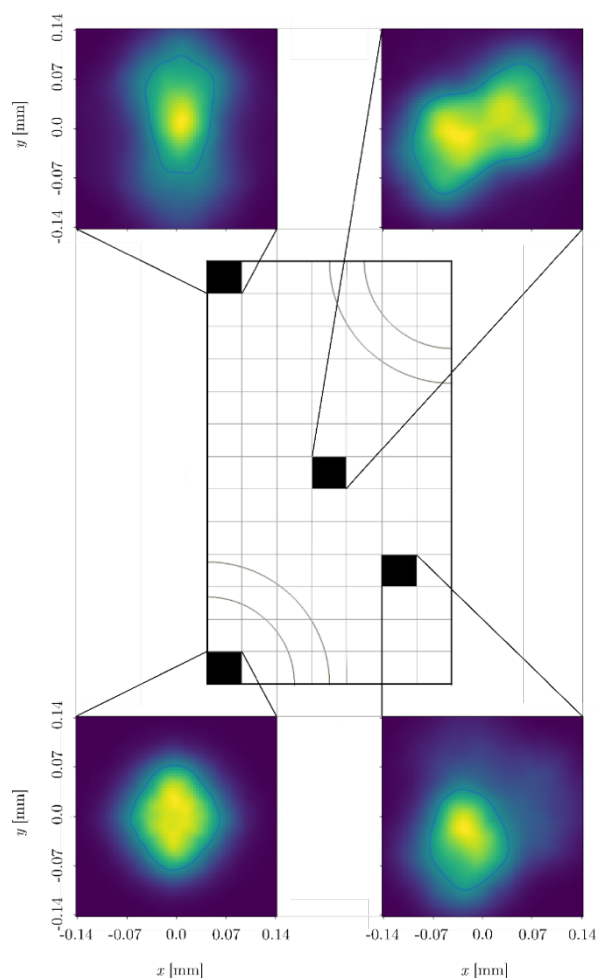
Rys. 4.126 Histogram energii kinetycznej dryfujących elektronów pobrany z programu Garfield++.

Pozycje startowe są wyrównane do komórki folii i zbindowane do siatki. Rys. 4.127 pokazuje średnie krotności elektronów dla każdego punktu siatki.



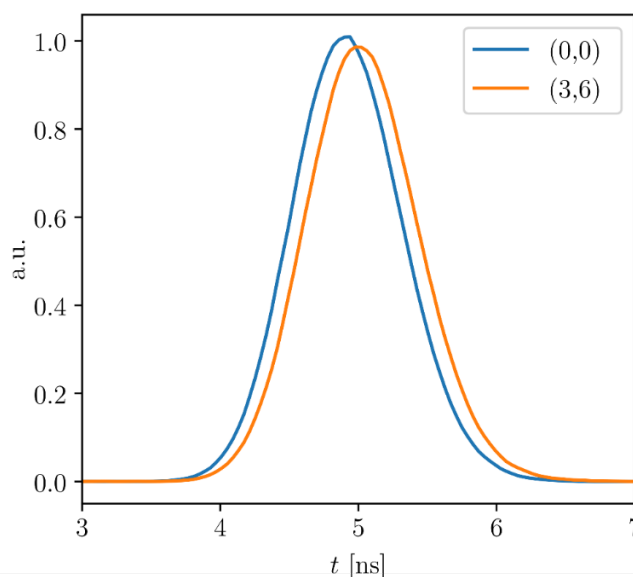
Rys. 4.127 Mapa gęstości średniej krotności dla elektronów startujących 0,2 mm przed trzecią komórką folii nałożona na schemat komórki GEM. Jednostkami odległości są milimetry. W każdej komórce siatki umieściliśmy na wyjściu kontury reprezentujące kształt rozkładu gęstości. Rys. 4.128 opisuje sposób generowania konturów.

Następnym krokiem jest wizualizacja jak pozycja startowa wpływa na kształt rozkładu mm za folią. Dla każdej komórki siatki wykonywana jest estymacja gęstości jądra elektronów 2D przy użyciu danych pobranych z programu Garfield++. Ogólny kształt rozkładów można zwizualizować wykonując izokontur gęstości wyjściowej za pomocą algorytmu marching squares zaimplementowanego w scikit-image [van der Walt 2014]. Kilka przykładowych map gęstości przedstawiono na Rys. 4.128. Rys. 4.127 zawiera krzywe w ich odpowiednich komórkach.

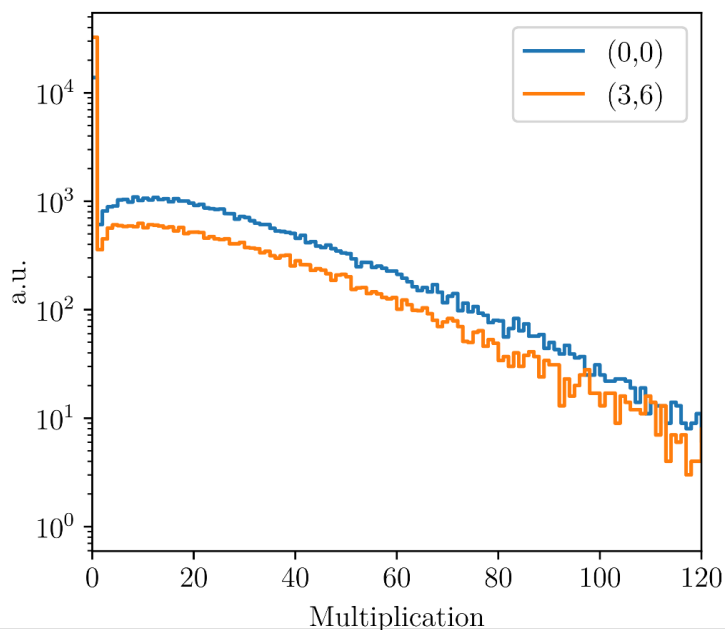


Rys. 4.128 Przykładowe mapy szacunkowe gęstości jądra dla kilku wartych uwagi komórek siatki. Zauważmy, że kształt rozkładu gęstości na wyjściu ma tendencję do rozchodzenia się w kierunku otworów w folii GEM.

Wygenerowane rozkłady zostały następnie wykorzystane do stworzenia nowej metody w hybrydowym symulatorze GEM. Podobne rozkłady zostały obliczone dla czasu przelotu (Rys. 4.129) i liczby elektronów (Rys. 4.130) na wyjściu. Różniły się one tylko nieznacznie, ale mimo to wszystkie zostały wykorzystane do oceny lawin losowych.



Rys. 4.129 Przykładowy rozkład czasu przelotu dla elektronów podróżujących przez folię GEM od punktu 0.2 mm przed do 0.2 mm za folią.



Rys. 4.130 Przykładowe rozkłady liczby elektronów dla dwóch przykładowych komórek sieci.

Stworzona została nowa metoda AvalanchePrecomputed. Wczytuje ona wstępnie obliczone rozkłady z pliku i wykorzystuje UNU.RAN [Leydold] poprzez swój interfejs w ROOT do losowego doboru parametrów elektronów wyjściowych. Początkowa implementacja używała metody precomputed tylko dla ostatniej folii, ale czasy symulacji były nadal niezadowalające. Obecne podejście wyzwała AvalanchePrecomputed przed drugą i trzecią folią. Należy zauważyć, że obszary pomiędzy drugą i trzecią folią są nadal wymagane, ponieważ tylko dryfujące elektrony są transportowane przez AvalanchePrecomputed. Również elektrony, które mogą pojawić się za drugą folią jako wyjście z Heed, są nadal interesujące dla symulacji. Rys. 4.131 opisuje podział detektora na części.

Aby sprawdzić, czy metoda statystyczna generuje takie same profile jak poprzednie podejścia, można użyć dwupróbkowego testu Kołmogorowa-Smirnowa. Ze względu na wysiłek obliczeniowy marginesy dla symulacji hybrydowej nie zostały jeszcze zoptymalizowane. Stąd też stosowane będą $\epsilon=0,05$ mm oraz $\kappa=0,2$ mm. Test Kołmogorowa-Smirnowa jest zaimplementowany w programie SciPy [Virtanen 2020]. Na Rys. 4.132 przedstawiono profile dla pełnej symulacji mikroskopowej, hybrydowego Monte-Carlo oraz obecnego setupu przedstawionego na Rys. 4.131.

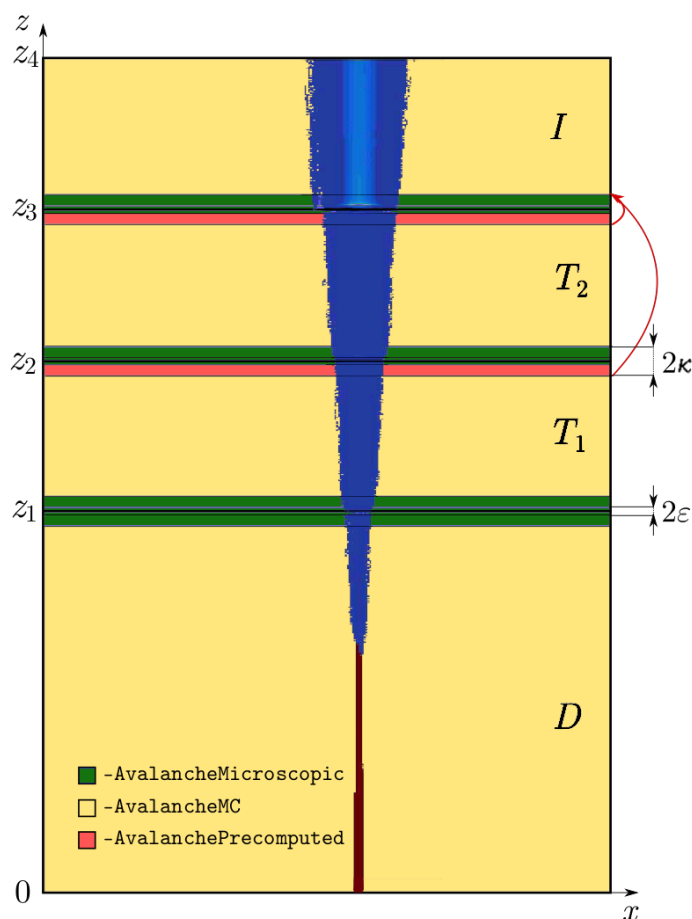
Test dwupróbkowy Kołmogorowa-Smirnowa zakłada hipotezę zerową, że dwa zbiory danych pochodzą z tego samego rozkładu. Zastosowanie go do danych przedstawionych na rysunku 6 dało następujące wartości p:

dla pełnego mikroskopowego i hybrydowego MC - $p=1.6 \cdot 10^{-7}$

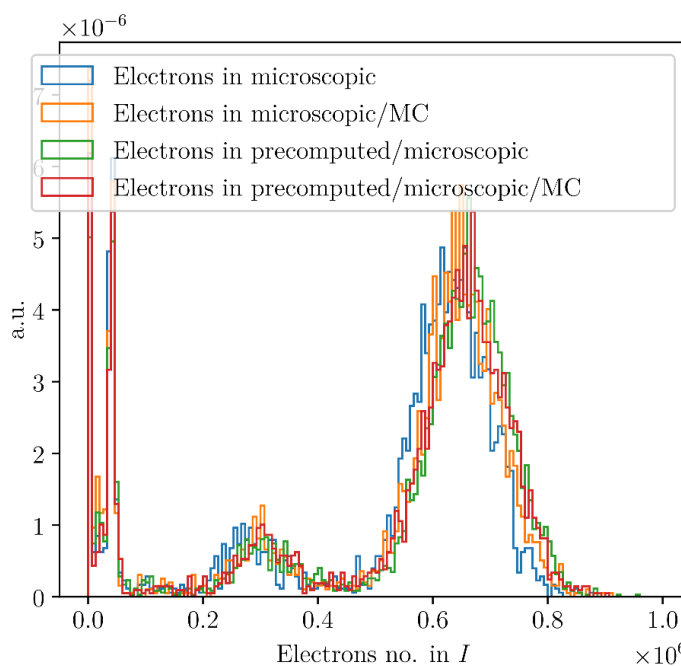
dla hybrydowego MC i wstępnie obliczonego hybrydowego MC - $p=4.7 \cdot 10^{-7}$

dla pełnego mikroskopu i wstępnie obliczonego mikroskopu - $p=1.1 \cdot 10^{-15}$

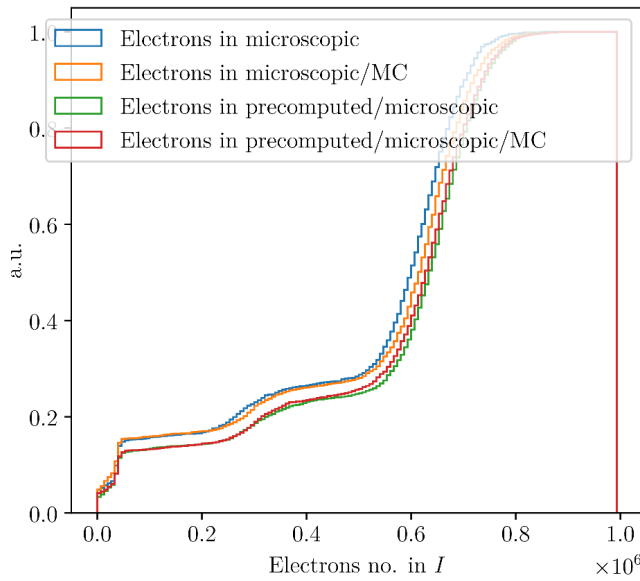
Żadne z porównań nie skutkuje wartością p większą niż 0,1. Wyniki testu Kołmogorowa-Smirnowa można zwizualizować poprzez porównanie funkcji rozkładu skumulowanego (Rys. 4.133). Po drodze popełniono błąd - do wstępnych obliczeń użyto metody mikroskopowej, a następnie te wstępnie obliczone wartości wykorzystano w symulacji hybrydowej. Paradoksalnie zbliżyło to rozkład do referencyjnego profilu hybrydowego, niż symulacja mikroskopowa do odpowiadającej jej pełnej symulacji mikroskopowej ($4.7 \cdot 10^{-7} > 1.1 \cdot 10^{-15}$). Wszystko to pozwala sądzić, że w tej metodzie jest większy błąd



Rys. 4.131 Podział detektora na różne metody dryfowania. Elektrony dryfujące w rejony zaznaczone na czerwono uruchomią metodę *AvalanchePrecomputed*, która zabije przychodzące elektrony i losowo wygeneruje elektrony za trzecią folią.



Rys. 4.132 Profile liczby elektronów w obszarze indukcji symulowane różnymi metodami. W symulacjach hybrydowych Monte-Carlo i nowej hybrydy użyto konfiguracji z $\varepsilon=0.05$ mm i $\kappa=0.2$ mm, które nieznacznie różniły się od mikroskopowych.



Rys. 4.133 Skumulowane rozkłady prawdopodobieństwa dla liczby elektronów w obszarze indukcji symulowanej różnymi metodami. Test Kolmogorowa-Smirnowa wykorzystuje maksymalną różnicę pomiędzy skumulowanymi prawdopodobieństwami, stąd pionowe przesunięcie pomiędzy skumulowanymi rozkładami wizualnie reprezentuje niezgodność rozkładów.

Jeden z pomysłów był taki, że ogon rozkładu krotności pojedynczych elektronów może mieć znaczący wpływ na końcowe profile. Podczas wstępnych obliczeń, nawet dla dużej liczby zdarzeń, istnieje niewielka liczba wysokich krotności. Aby to złagodzić, możemy użyć dopasowania zamiast prostego histogramu. W literaturze rozkład Polya jest powszechnie stosowany do modelowania krotności pojedynczych elektronów:

$$P(n) = C_0 \frac{(1 + \theta)^{1+\theta}}{\Gamma(1 + \theta)} \left(\frac{n}{\bar{n}}\right)^\theta \exp\left(-\left(1 + \theta\right)\frac{n}{\bar{n}}\right),$$
 gdzie C_0 to stała skalująca, θ to stała określająca kształt rozkładu, natomiast $\bar{n}$ to średnia krotność. Rozkład ten nie modeluje elektronów, które zostały zatrzymane na pierwszej folii. W naszym przypadku można je po prostu uwzględnić za pomocą delty Kroneckera:

$$P_\delta(n) = P_0 \delta_{n,0} + P(n).$$

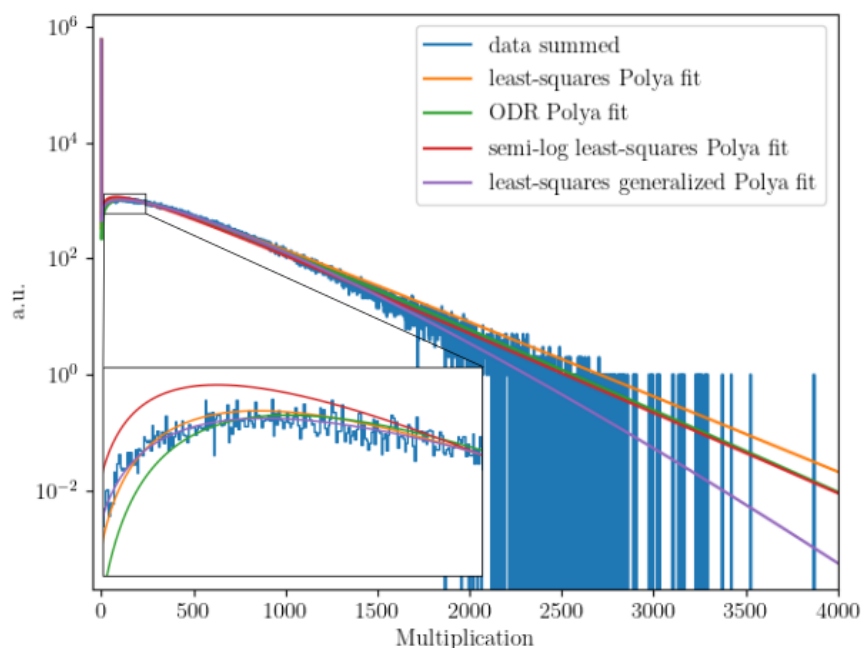
Dodanie części odpowiadającej jednej wartości nie ma większego sensu z punktu widzenia dopasowania, gdyż P_0 będzie po prostu równe wartości zerowego binu. Dlatego zerowy bin jest odrzucany a pozostałe dane są dopasowywane przy użyciu P , gdzie P_0 jest włączane po fakcie. Niestety, dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów przy użyciu rozkładu Polya spowodowało, że wartości w ogonie rozkładu były nieprawidłowe. Niereprezentowany ogon był powodem, dla którego to podejście zostało użyte w pierwszej kolejności. Bezskutecznie próbowano innych metod. W tej sytuacji zaproponowano, że rozkład Polya nie reprezentuje danych prawidłowo. Może to być spowodowane nasyceniem folii elektronami w dużych lawinach, co może zmniejszyć prawdopodobieństwo dużych mnożeń. Rozkład Polya może być uogólniony i wyglądać podobnie do uogólnionego rozkładu Gamma:

$$P_g = C_0 \frac{(1 + \theta)^{1+\theta}}{\Gamma(1 + \theta)} \left(\frac{n}{\bar{n}}\right)^\theta \exp\left(-\left(1 + \theta\right)\frac{n}{\bar{n}}\right)^p.$$

p parametr potęgi został dodany w celu dostosowania rozkładu. Ponownie, wymagana jest wersja tego wzoru uwzględniająca zatrzymane elektrony:

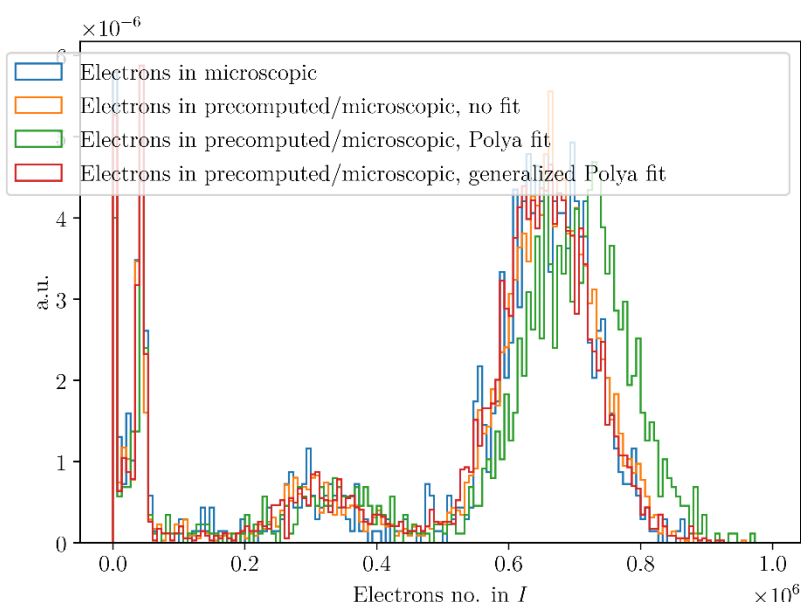
$$P_{g,\delta}(n) = P_0 \delta_{n,0} + P_g(n).$$

Przykładowe dopasowania przedstawiono na Rys. 4.134. Poprzez dostosowanie rozkładu Polya uzyskuje się dopasowanie, które dobrze modeluje ogon rozkładu.



Rys. 4.134 Rozkład zwielokrotnienia elektronów na trzeciej folii z różnymi dopasowaniami. Rozkłady ze wszystkich komórek zostały tu połączone dla lepszej widoczności ogona. Proste dopasowanie najmniejszych kwadratów rozkładu Polya dobrze reprezentuje dane w środku, ale jest zbyt wysokie dla dużych krotności. Wypróbowano metodę regresji ortogonalnej odległości dla dopasowania, jak również dopasowanie najmniejszych kwadratów dla logarytmu danych. Przyniosło to dopasowanie nieco bliższe danym w obszarze ogona, ale ze szkodą dla środka. Dopiero po wprowadzeniu uogólnionego rozkładu Polya uzyskano dopasowanie, które wszędzie zgadza się z danymi.

Mając dopasowane rozkłady można ponownie przeprowadzić symulacje profilowe. Ponownie przeprowadzono również symulację mikroskopową, ponieważ okazało się, że poprzednia pełna symulacja mikroskopowa została przeprowadzona w innym układzie.



Rys. 4.135 Profile w tym samym układzie co Rys. 4.132, ale przy użyciu dopasowanych rozkładów zwielokrotnienia pojedynczych elektronów. Na pierwszy rzut oka profil z dopasowania Polya jest przesunięty w prawo. Dzieje się tak dlatego, że jak stwierdzono, dopasowanie Polya przeszacowało prawdopodobieństwo wystąpienia wysokich krotności.

Test Kołmogorowa--Smirnowa został powtórzony dla tych profili. Uzyskane wartości p to:

dla pełnej mikroskopii i metody statystycznej bez dopasowania - $p=0.25$

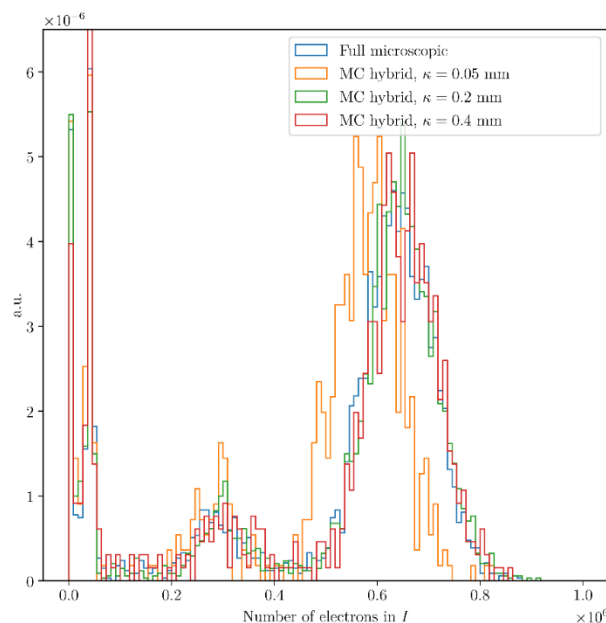
dla hybrydowej MC i metody statystycznej Polya - $p=2.2 \cdot 10^{-16}$

dla pełnej metody mikroskopowej i uogólnionej metody statystycznej Polya - $p=0.61$

Okazuje się, że przy odpowiedniej symulacji mikroskopowej i przy liczbie zdarzeń rzędu kilku tysięcy, profil z metody statystycznej bez dopasowania jest zgodny z referencyjnym. W związku z tym, zostanie użyta metoda z uogólnionym dopasowaniem Polya, ponieważ ma ona wyższą wartość p, a spodziewa się, że metoda bez dopasowania będzie załamywać się dla wyższych statystyk zdarzeń.

Optymalizacja marginesów

Aby zakończyć hybrydową metodę MC należy uzyskać akceptowalną wartość κ . W poprzednim 2021 roku wartość $\kappa=0.2$ mm została wybrana w wyniku symulacji profili będących w "wizualnej zgodzie" z referencyjną symulacją mikroskopową. Jednak po zastosowaniu testu Kołmogorowa-Smirnowa do tych danych, stwierdzono niezgodność statystyczną pomiędzy profilami. Z tego powodu konieczne było ponowne zwiększenie κ do wartości $\kappa=0.4$ mm. Na Rys. 4.136 przedstawiono porównanie profili symulowanych hybrydową metodą MC przy różnych wartościach κ oraz referencyjną pełną symulacją mikroskopową.



Rys. 4.136 Rozkład sygnałów z metody mikroskopowej i hybrydowych metod MC przy różnych wartościach κ . Profil z $\kappa=0,4$ mm jest w statystycznej zgodności z symulacją referencyjną.

Po zastosowaniu testu Kołmogorowa-Smirnowa do powyższych otrzymujemy następujące wartości p:

$\kappa=0.05$ mm - $p=8.9 \cdot 10^{-16}$

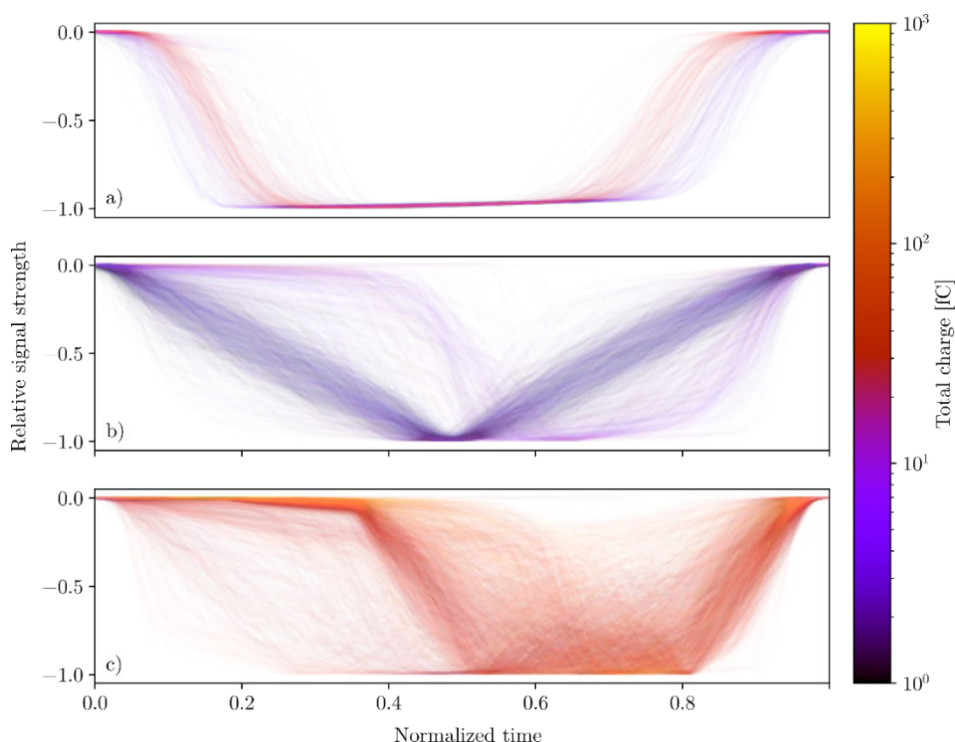
$\kappa=0.2$ mm - $p=0.0031$

$\kappa=0.4$ mm - $p=0.13$

Przy liczbie kaskad rzędu 10^3 i poziomie istotności statystycznej $p=0.1$ nie można odrzucić hipotezy zerowej, że profil z $\kappa=0.4$ mm jest zgodny z symulacją referencyjną. Z tego powodu metoda ta zostanie wykorzystana do przyspieszenia symulacji.

Analiza i klasyfikacja sygnałów

Aby lepiej zrozumieć oddziaływania wysokoenergetyczne w detektorze GEM, sygnały pochodzące od fotonów o energii od kilku do kilkudziesięciu keV zostały sklasyfikowane w trzy populacje na podstawie ich kształtu i siły. Rys. 4.137 porównuje te populacje poprzez nałożenie znormalizowanych i przeskalowanych sygnałów na trzy wykresy.

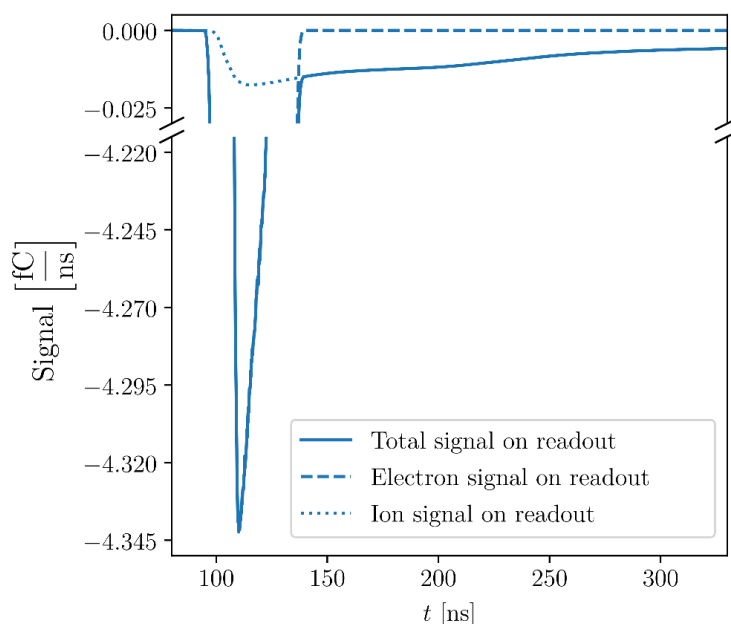


Rys. 4.137 Porównanie trzech populacji, które można wyróżnić w sygnałach od fotonów 100 keV. Sygnały są przeskalowane według ich minimalnej wartości i przetasowane na podstawie względnego czasu. Kolor oznacza całkowity ładunek elektronowy generowany w kaskadach - równy całkom sygnałów.

Pierwsza populacja (Rys. 4.137 (a)) to sygnały, w których najniższa wartość pojawia się nie później niż jedna ns od początku. Są to sygnały "zwarte", odpowiadające jonizacji pierwotnej ograniczonej do jednego regionu gazowego. Same te sygnały można podzielić na jonizacje w rejonie dryfu (czerwone) i pierwszego transferu (fioletowe). Niższe sygnały zostały usunięte z analizy jako "szum". Druga populacja (Rys. 4.137 (b)) to sygnały z kaskad inicjowanych przez szybkie elektrony na pierwszej folii lub później i przemieszczających się w głąb dalszych regionów. Charakterystyczny trójkątny kształt wynika z faktu, że pierwszymi elektronami, które docierają do odczytu są elektrony z późniejszych regionów. Sygnał rośnie, gdy elektrony z wcześniejszych części toru dryfują do elektrody odczytowej. Efekt ten jest jeszcze bardziej widoczny w ostatniej populacji sygnałów (Rys. 4.137 (c)). Tutaj pierwotna jonizacja zachodzi w rejonie dryfu. Sygnał zaczyna się od powoli rosnącego zbocza elektronów z późniejszych regionów (w czasie względnym 0 do 0.4). Później (0.5 do 0.8) pojawia się główna część chmury elektronowej. Jest ona nieproporcjonalnie większa niż w drugiej populacji, ponieważ początkowa jonizacja wytworzyła znaczną ilość elektronów w obszarze dryfu, które następnie zostały maksymalnie wzmocnione, gdy dryfowały przez wszystkie trzy folie. Dlatego też sygnały te mają największe wartości bezwzględne. Technicznie rzecz biorąc, jonizacje ograniczone tylko do dryfu mogłyby mieć większy całkowity generowany sygnał, ale to nigdy nie zdarza się przy fotonach o energii 100 keV - sygnały z pierwszych populacji pochodzą w dużej mierze z fluorescencji i innych efektów. Do tego momentu sygnał jonowy był obliczany nieprawidłowo. Tylko jony generowane w początkowych jonizacjach były znoszone. Obecnie symulator ma możliwość znoszenia wszystkich jonów generowanych w jonizacjach wtórnych. Rys. 4.138 pokazuje, że wpływ jonów na sygnał jest nawet w tym przypadku znikomy. Oznacza to, że poprzednie wyniki są nadal aktualne.

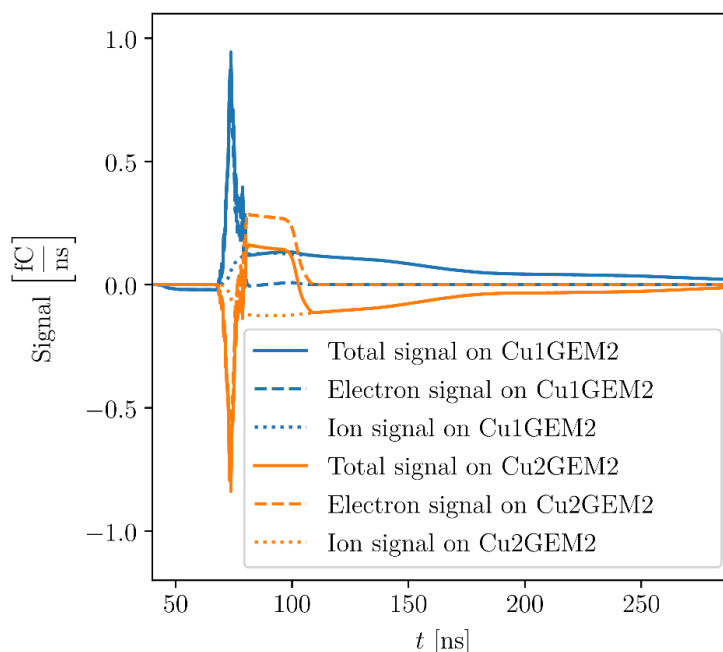
Suma wszystkich sygnałów mieści się w granicach 10^{-5} fC/ns, co oznacza, że ładunek jest zachowany. Dryfujące elektrony najpierw indukują mały ujemny sygnał (pomiędzy 50 ns a 75 ns) na przedniej płytce. Następnie dryfują wewnątrz otworów, od pierwszej elektrody i w kierunku drugiej - to jest źródło dużego krótkiego skoku sygnału. Sygnał elektronowy szybko ulega ekranowaniu na elektrodzie przedniej, ale zwielokrotnione elektrony indukują dodatni sygnał na elektrodzie tylnej, gdy oddalają się od obszaru powstawania lawiny. Jony generowane w otworach dryfują powoli i tworzą długi ogon sygnału. Jony dryfujące przez detektor będą indukowały długofalowe sygnały w różnych płytkach. Przykładowo, na Rys. 4.140 pokazano sygnał od jonów

wygenerowanych w trzeciej folii, zmierzony na drugiej folii. Obserwowane jest dodatkowe zjawisko rozszczepienia sygnału na dwa piki. Efekt ten pozostaje do wyjaśnienia w dalszych badaniach.

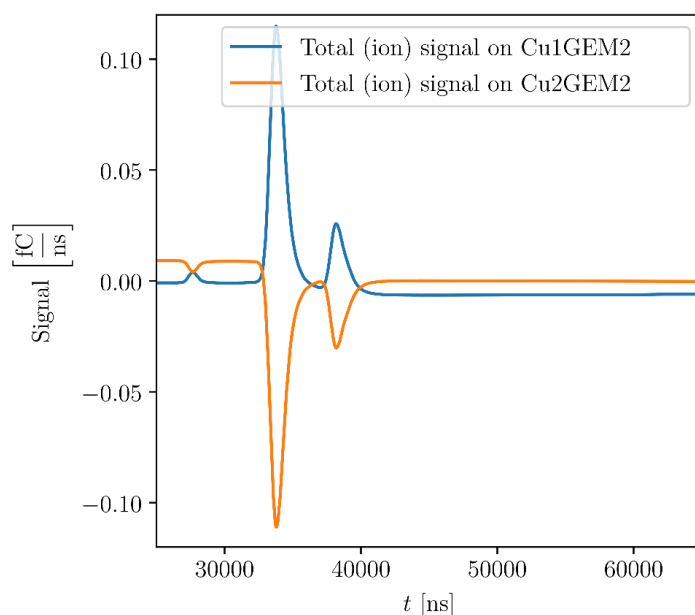


Rys. 4.138 Sygnał od elektronów i jonów na odczycie dla typowej kaskady 5.9 keV. Oś rzędnych została podzielona, aby pokazać, że sygnał jonowy jest o ponad 2 rzędy wielkości mniejszy od sygnału elektronowego.

Następnym krokiem jest porównanie sygnałów indukowanych na różnych elektrodach. Nową funkcją jest możliwość zadeklarowania wielu części jako elektrod i zapisania sygnałów na nich wszystkich. Rys. 4.139 pokazuje sygnały indukowane na drugiej folii GEM na obu warstwach miedzi.

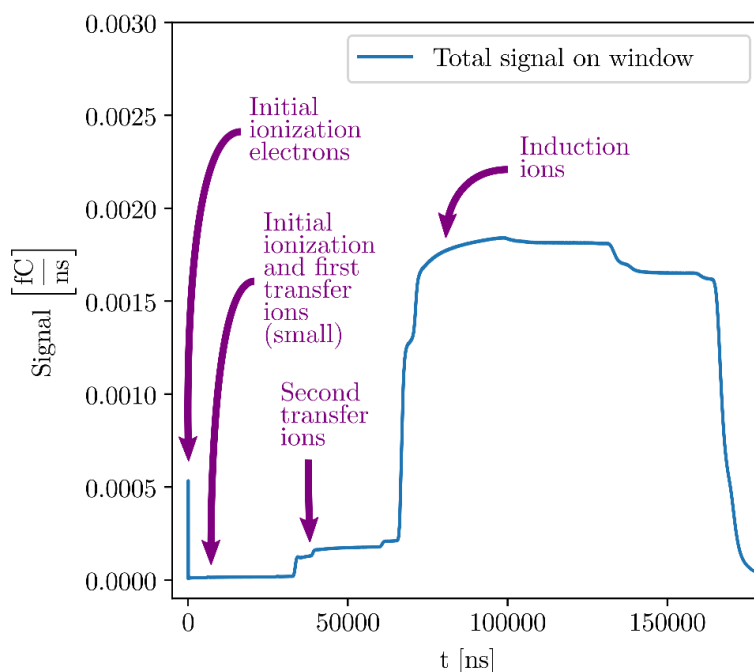


Rys. 4.139 Porównanie sygnałów od elektronów i jonów na płytkach przedniej (Cu1) i tylnej (Cu2) dla typowej kaskady 5.9 keV.



Rys. 4.140 Sygnał z jonów utworzonych na trzeciej folii, mierzony na drugiej folii na płytkach przedniej (Cu1) i tylnej (Cu2). Sygnał jest opóźniony w stosunku do sygnału elektronowego z powodu małej prędkości dryfu jonów. Przyczyna rozszczepienia sygnału jonowego na dwa piki nie jest jeszcze zrozumiała.

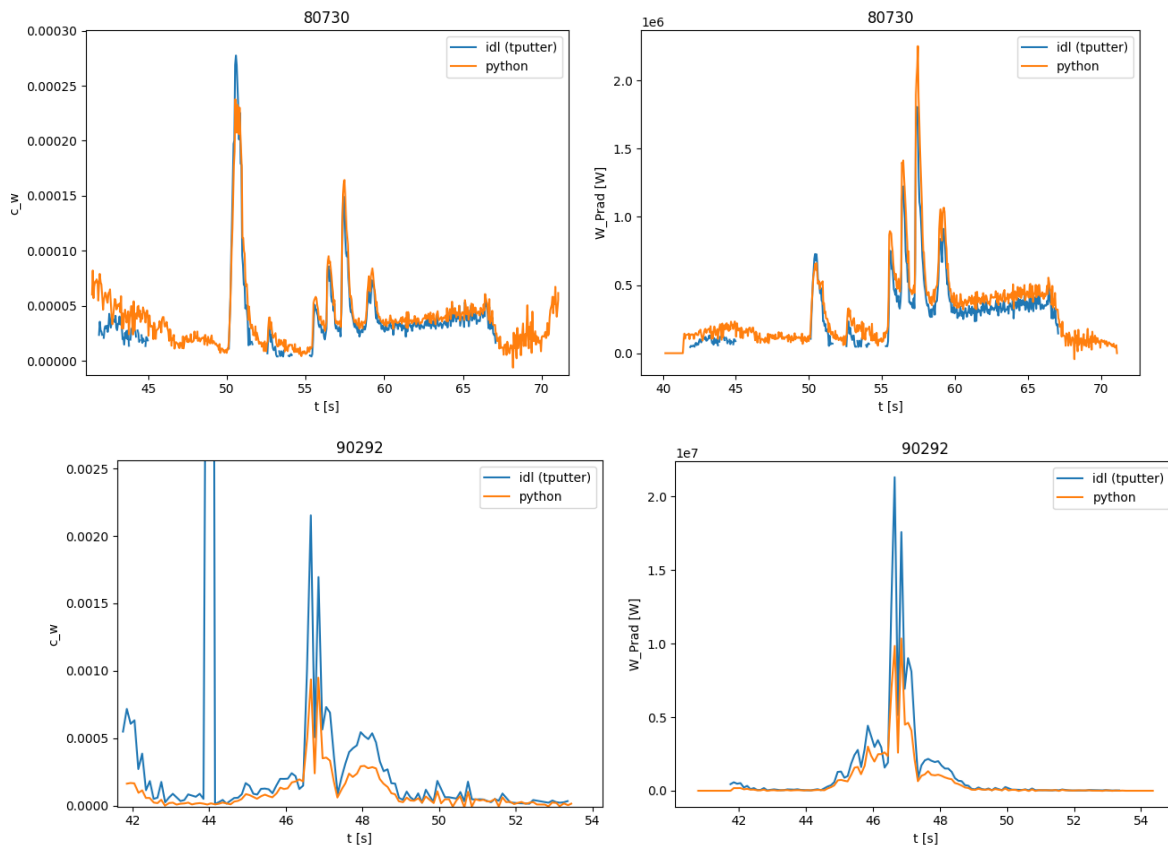
Wreszcie, sygnały pochodzące od jonów indukowanych na oknie detektora (lub górnej płytce w przypadku konfiguracji poziomej, jak planowano w DEMO) można zobaczyć na Rys. 4.141.



Rys. 4.141 Długi sygnał na oknie detektora. Po niewielkim i wąskim sygnale od początkowych elektronów oddalających się od okna pojawiają się fale zbliżających się jonów z kolejnych folii. Widoczne są również małe kroki o długości mniej więcej 5000 ns pochodzące od tej samej interakcji folii, która spowodowała podwójny sygnał na Rys. 4.140.

Kod `w_analyzer` napisany przez T. Puttericha w języku IDL, który wykorzystywany jest w JET do określenia koncentracji oraz mocy wypromieniowywanej przez wolfram nie miał możliwości wprowadzenia kalibracji natężeniowej oraz długości fali dla wyładowań od #90000. Ze względu na istotność określenia koncentracji

wolframu w plazmie, konieczna była poprawa dokładności obliczeń. Pierwszym krokiem do osiągnięcia tego celu było przepisanie tego kodu na język Python, by umożliwić łatwiejsze utrzymywanie kodu w przyszłości oraz zapewnić możliwość wprowadzania nowych parametrów, takich jak linie patrzenia i współczynniki kalibracji. Dla większości impulsów wyniki z przepisanego kodu *w_analyzer* pokrywają się z oryginalnymi, jednakże dla niektórych wyładowań różnice są widoczne. Przykłady udanych oraz nieudanych oszacowań wolframu pokazano na Rys. 4.142.



Rys. 4.142 Porównanie koncentracji i mocy wypromieniowywanej przez wolfram dla impulsów #80730 i #90292.

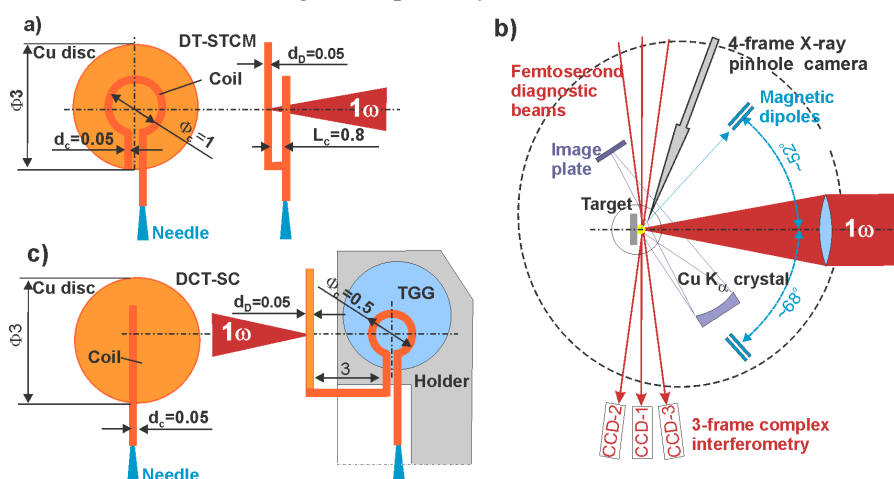
5. Badanie bezpośredniego i udarowego zapłonu termojądrowego fuzji inercyjnej: teoria, symulacje, eksperymenty oraz doskonalenie diagnostyk

W roku 2022 zespół z IFPiLM uczestniczył projekcie EUROfusion w realizacji zadań pakietów: WP1, WP3 oraz WP5 projektu WPENR-IFE: Advancing shock ignition for direct-drive inertial fusion.

W ramach pakietu WP5: „Magnetic-field-assisted implosion and ignition” kontynuowana była analiza wyników badań uzyskanych na eksperymencie PALS, dotyczącym wytwarzania namagnesowanych strumieni plazmowych za pomocą tarcz o specjalnej konstrukcji. Celem zrealizowanych eksperymentów było poznanie wpływu pola magnetycznego na parametry hydrodynamiczne komprimowanej plazmy oraz na emisję elektronów oraz jonów, a w szczególności gorących elektronów odpowiedzialnych za transport energii promieniowania laserowego do fali uderzeniowej, które są istotne z punktu widzenia realizacji koncepcji shock ignition (SI).

Przedmiotem badań była namagnesowana plazma generowana w wyniku oddziaływania wiązki laserowej 1ω PALS z tarczą składającą się z dysku z folii miedzianej sprzężonej z jednozwojową cewką, której konstrukcja pokazana jest na rys. 5.1a. Plazma ekspanduje w osiowym polu magnetycznym generowanym przez prąd płynący w obwodzie dysk-cewka. Tarcze oświetlano wiązką lasera jodowego PALS o energii około 500 J i czasie trwania 300 ps, zogniskowaną do minimalnego promienia ogniska (około 50 μm), co skutkowało intensywnością na tarczy powyżej 10^{16} W/cm². Badania wpływu pola magnetycznego na parametry ekspandującej plazmy prowadzone były za pomocą kompleksowego układu diagnostycznego, którego schemat ilustrujący lokalizację diagnostyk przedstawia rys. 5.1b. W skład układu diagnostycznego wchodzi następujące diagnostyki:

- 3-kadrowa interferometria kompleksowa do pomiaru przestrzenno-czasowych rozkładów koncentracji elektronowej i spontanicznych pól magnetycznych w ekspandującej,
- 4-kadrowa rentgenowska kamera otworkowa do wizualizacji procesu ekspansji plazmy w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego,
- 2D obrazowanie emisji linii $K\alpha$ z Cu 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, oraz
- wielokanałowy magnetyczny spektrometr elektronów do pomiaru widm kątowych HE emitowanych pod różnymi kątami w stosunku do normalnej do dysku będących podstawą do uzyskania informacji o kątowych rozkładach ich energii i temperatury.

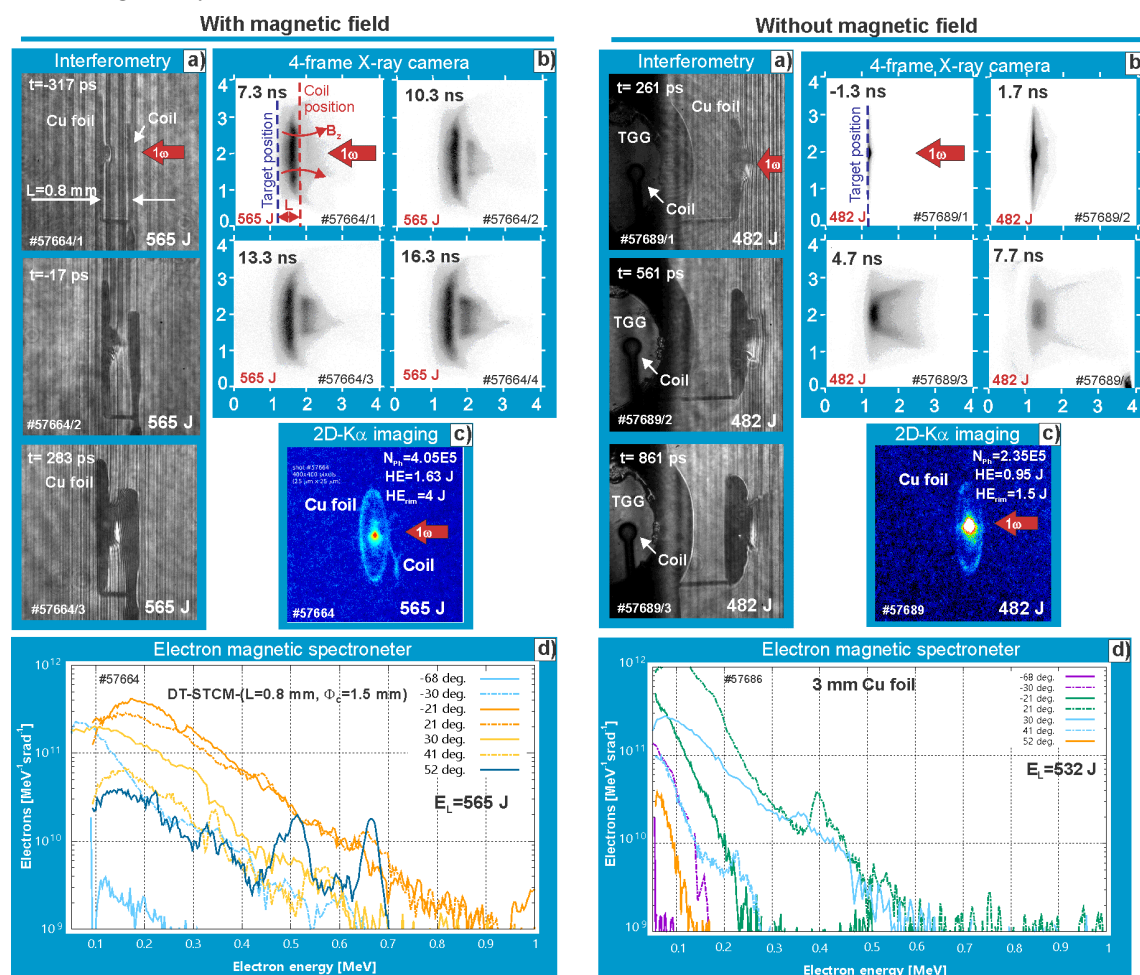


Rys. 5.1: Układ eksperymentalny: a) konstrukcja tarczy dyskowej z jednozwojową cewką ((DT-STCM) do wytwarzania namagnesowanej plazmy b) lokalizacja diagnostyk w komorze eksperymentalnej PALS c) tarcza dyskowa z jednozwojową cewką (DCT-SC) do pomiaru pola magnetycznego w cewce za pomocą efektu Faradaya w kryształach TGG.

Aby ocenić rozkład prądu i pola magnetycznego w cewce, prowadzone były pomiary efektu Faradaya za pomocą kryształu TGG (granatu terbowo-galowego) umieszczonego w odpowiedniej odległości od cewki, jak pokazano na rys. 5.1c. Cewka umieszczona jest prostopadle do dysku w specjalnym uchwycie, który chronił kryształ TGG przed degradującym wpływem promieniowania rentgenowskiego emitowanego z plazmy ablacyjnej. Do

wyznaczenia prądu i pola magnetycznego w cewce wykorzystano metodologię ilościowej analizy pomiarów kąta skręcenia Faradaya w kryształach TGG opisaną w pracy [T. Pisarczyk, et al, JINST 14(11), C11024–C11024 (2019)].

W celu zweryfikowania wpływu generowanych przez cewkę pól magnetycznych na plazmę, wszystkie dane diagnostyczne zbierano na przemian poprzez oświetlenie „gołych” dysków z Cu, jako strzałów referencyjnych, a następnie dysków z cewkami. Poprzez porównanie z pomiarami referencyjnymi wykonanymi w podobnych warunkach eksperymentalnych można było wiarygodnie zidentyfikować zjawiska, na które miało wpływ pole magnetyczne. Przykładowe wyniki pomiarów uzyskane za pomocą w/w diagnostyk przedstawia rys. 5.2. Wyniki pokazane po lewej ilustrują wpływ generowanego pola magnetycznego na różne charakterystyki plazmy ablacyjnej wytwarzanej z tarczy dysk-cewka Cu oświetlanej wiązką lasera 1ω o energii około 500 J, natomiast po prawej stronie pokazane są analogiczne wyniki otrzymane w przypadku dysku Cu bez cewki. Wpływ pola magnetycznego generowanego przez cewkę na ekspansję plazmy jest wyraźnie widoczny na zdjęciach rentgenowskich zarejestrowanych za pomocą 4-kadrowej kamery otworkowej, ryc. 5.2b. W obecności pola magnetycznego strumień plazmy jest silnie skolimowany, nawet w późnej fazie ekspansji około 10 ns po oddziaływaniu laser-plazma, podczas gdy w przypadku braku pola plazma rozszerza się w stożek, co pokazują zarówno obrazy rentgenowskie oraz kompleksowe interferogramy zarejestrowane po zakończeniu impulsu laserowego na rys. 5.2a.

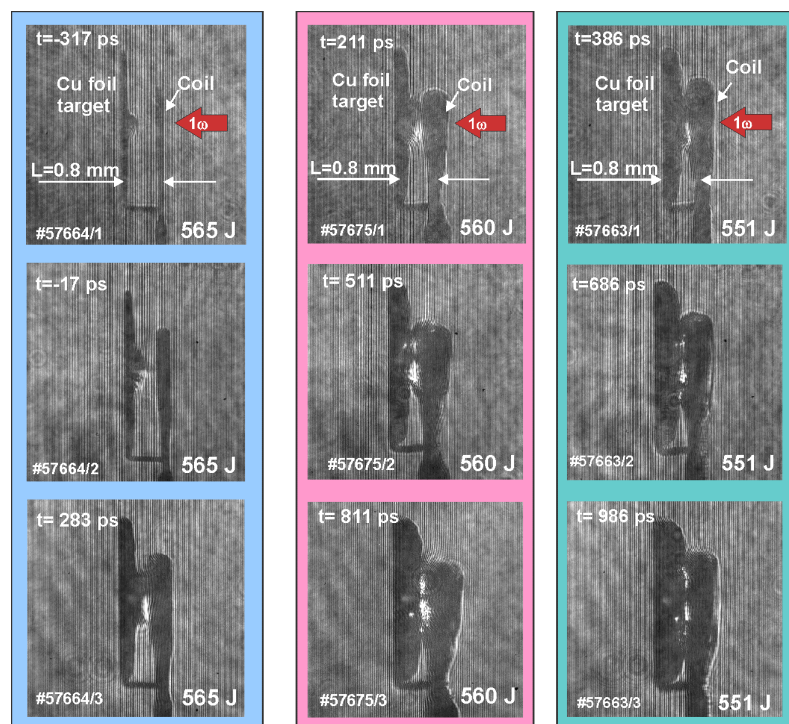


Rys. 5.2: Przykładowe wyniki pomiarów uzyskanych za pomocą: a) kompleksowej interferometrii, b) 4-kadrowej kamery rentgenowskiej, c) 2D obrazowania emisji linii K α z Cu, oraz d) wielokanałowego spektrometru elektronowego z użyciem tarczy dyskowo-cewkowej (z polem B, po lewej) lub tylko tarczą dyskową (bez pola B, po prawej).

Silny wpływ osiowego pola magnetycznego na emisję HE wynika również z obrazowania 2D emisji K α z Cu (rys. 5.2c) oraz pomiarów kąтового rozkładu widm energii HE zarejestrowanych przez wielokanałowy elektronowy spektrometr magnetyczny (rys. 5.2d). W przypadku K α , obecność osiowego pola magnetycznego prowadzi do zwiększonego deponowania energii lasera i produkcji HE w tarczy dyskowej z Cu. Porównanie

widm energii elektronów (rys. 5.2d) pokazuje również indukowany polem magnetycznym wzrost energii HE emitowanych w kierunku przeciwnym do wiązki laserowej wzdłuż normalnej tarczy dyskowej.

Szczegółowe wyniki ilościowej analizy danych uzyskanych z kompleksowej interferometrii oraz diagnostyk spektroskopowych demonstrujące wpływ osiowego pola magnetycznego parametry namagnetyzowanej plazmy generowanej za pomocą tarcz dyskowych z cewką przedstawione są na rysunkach 5.3 – 5.8. 3-kadrowe sekwencje kompleksowych interferogramów ilustrujących ekspansję plazmy w osiowym polu magnetycznym generowanym przez tarczę dysk-cewka (DT-STCM) przedstawia rys. 5.3.

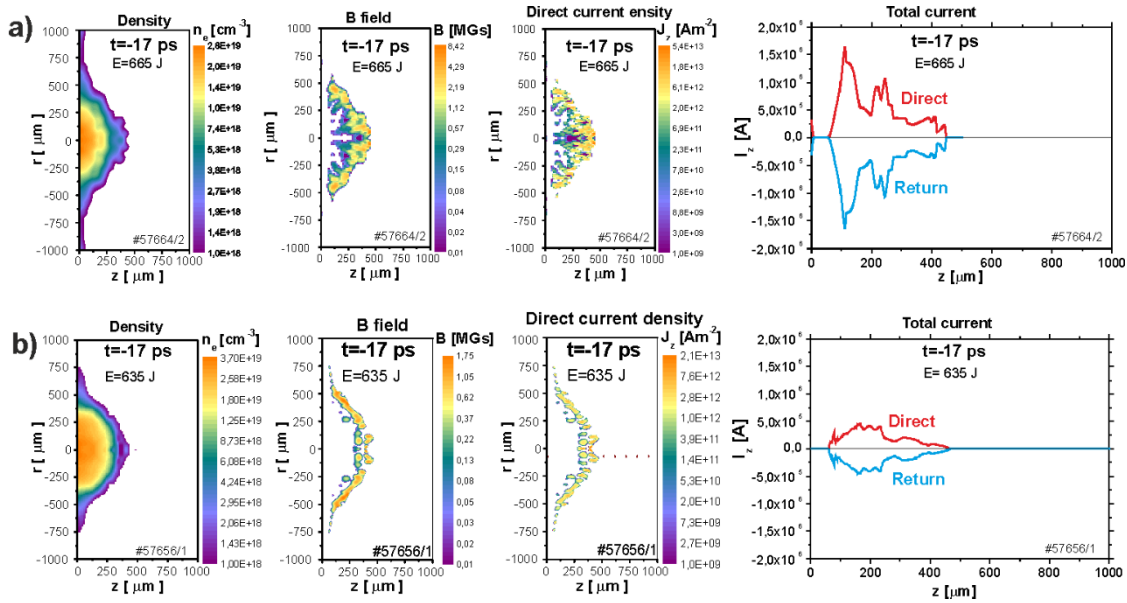


Rys. 5.3: 3-kadrowe sekwencje kompleksowych interferogramów ilustrujące ekspansję plazmy w osiowym polu magnetycznym.

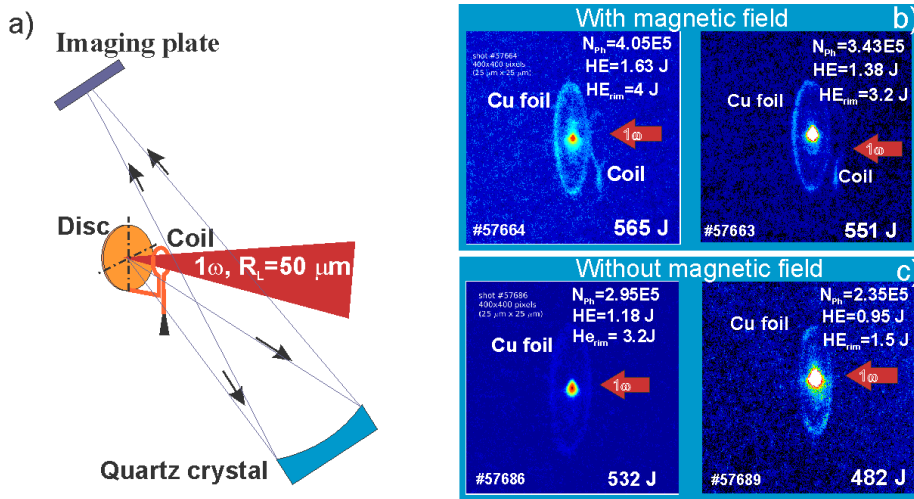
Dla $t < 283$ ps przedstawione interferogramy pokazują widoczny efekt Faradaya tylko w dolnej połowie interferogramów, co potwierdza osiową symetrię SMF w uformowanej plazmie i brak wpływu efektu Couton-Moutona na stan polaryzacji wiązki diagnostycznej spowodowanej osiowym polem magnetycznym indukowanym przez cewkę. W późniejszych fazach ekspansji dla $t > 283$ ps, wpływ efektu Cottona-Moutona, dodatkową trudność w ilościowej interpretacji interferogramów stanowi stopniowe ograniczanie pola widzenia na skutek ekspansji materiału cewki pod wpływem przepływającego prądu oraz oświetlenia jej promieniowaniem rentgenowskim emitowanym z plazmy. Z tego powodu tylko interferogram dla $t = -17$ ps jest wystarczająco czytelny, aby uzyskać ilościowe informacje o rozkładzie SMF i gęstości elektronowej. Porównanie rozkładów SMF, gęstości elektronowej i gęstości prądu uzyskanych w obecności osiowego pola magnetycznego z rozkładami SMF, gęstości elektronowej i gęstości prądu uzyskanymi bez i w obecności pola magnetycznego dla $t = -17$ ps przedstawia rys. 5.4.

Z porównania rozkładów przedstawionych na rys. 5.4a i 5.4b wynika, że osiowe pole magnetyczne powoduje zmiany rozkładu koncentracji elektronowej, wzrost amplitudy SMF i gęstości prądu, co w konsekwencji prowadzi do wzrostu całkowitego prądu związanego z ruchem elektronów zarówno w kierunku od jak i do tarczy dyskowej.

Wyniki Ilościowej analizy wpływu pola magnetycznego na emisję gorących elektronów identyfikowanych za pomocą emisji linii Ka-Cu przedstawione są na rys. 5.5. Na rysunku przedstawiona jest geometria pomiaru zintegrowanej emisji linii Ka_1 z tarczy dyskowej, rys. 5.5a, oraz porównanie parametrów emisji gorących elektronów w przypadku obecności, rys. 5.5b oraz braku pola magnetycznego, rys. 5.5c. Uzyskane wyniki, potwierdzają, że obecność pola magnetycznego zwiększa zarówno emisję HE, jak i energię deponowaną w materiale tarczy, co z kolei prowadzi do zwiększenia konwersji promieniowania laserowego w energię HE.

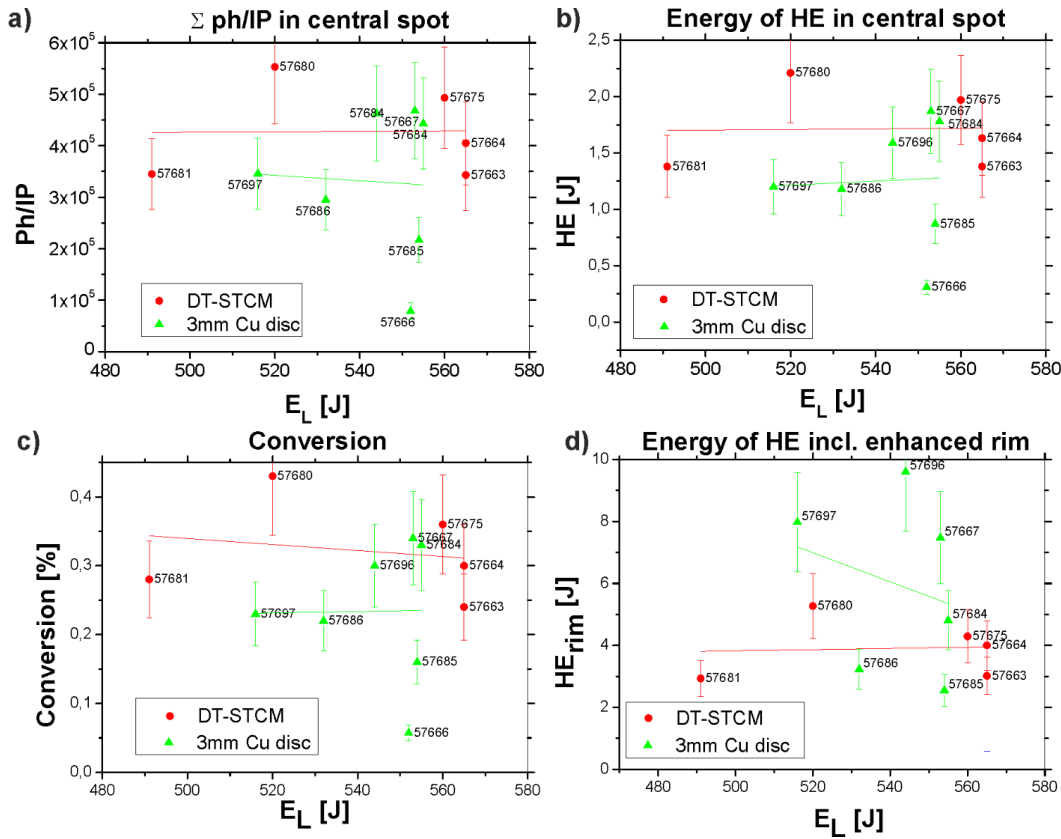


Rys. 5.4: Rozkłady koncentracji elektronowej, SPM, gęstości prądu stałego i całkowitego prądu związanego z ruchem elektronów w kierunku od tarczy dyskowej otrzymane w przypadku: a) obecności i b) braku pola magnetycznego.



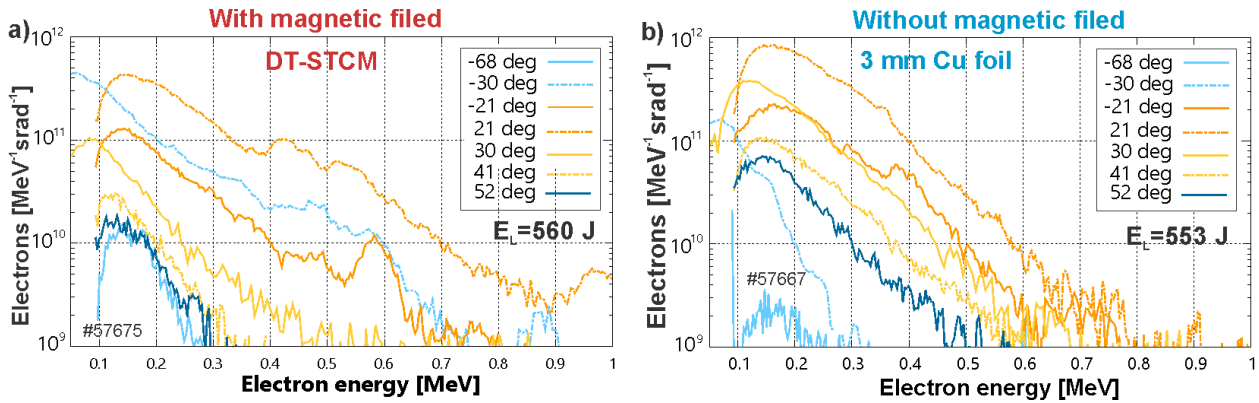
Rys. 5.5: Geometria pomiaru zintegrowanej emisji linii $K\alpha_1$ z tarcz dyskowych (a), oraz porównanie parametrów emisji gorących elektronów z tarcz dysk-cewka i „gołych” dysków z Cu, w obecności (b) i przy braku pola magnetycznego(c).

Zbiornicze porównanie parametrów emisji $K\alpha_1$ -Cuz tarcz z cewką jednozwojową (DCT-SC) i „gołą” folią z Cu, z uwzględnieniem zmian energii lasera między strzałami przedstawione jest na rys. 5.6. Zależności te wyraźnie wskazują, że pole magnetyczne generowane przez jednozwojową cewkę powoduje wzrost: (i) emisji HE (rys. 5.6a), (ii) energii HE deponowanej w dysku (rys. 5.6b) oraz konwersji promieniowania laserowego w energię HE (rys. 5.6c). Jednakże, jak wynika z rys. 5.6d, energia HE zdeponowanych poza centralnym „gorącym punktem” jest największa w przypadku dysków z folii miedzianej. Jest to ważny fakt doświadczalny, gdyż potwierdza spodziewany pozytywny wpływ pola magnetycznego na emisję HE. Stwierdzenie to wymaga jednak potwierdzenia dla większej liczbie strzałów w podobnych warunkach oświetlenia dysków z cewką i „gołą” folią



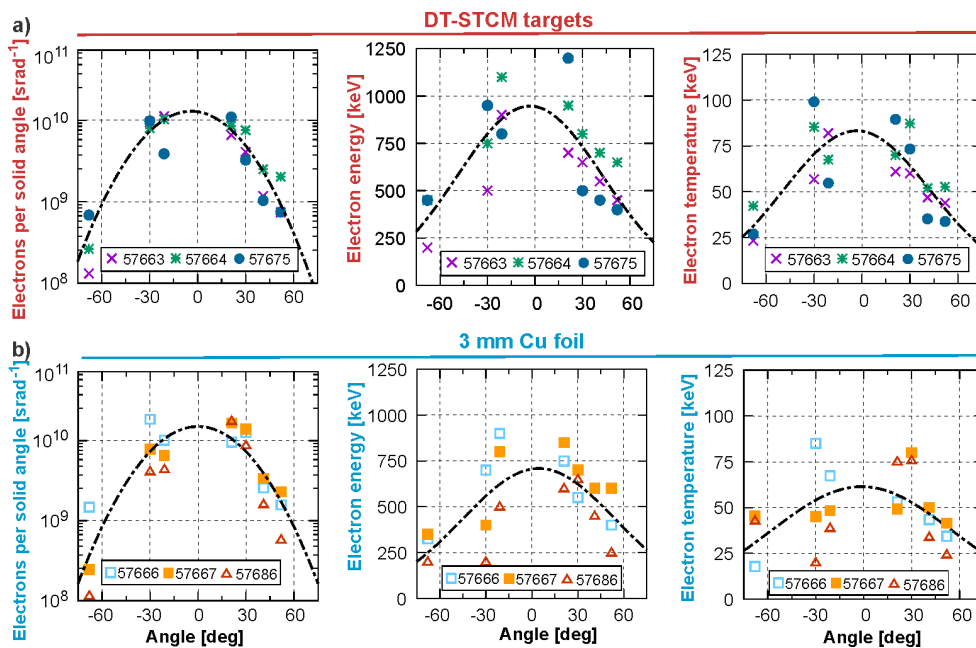
Rys. 5.6: Porównanie parametrów emisji Cu-K α 1 dla tarczach dyskowych z pojedynczą cewką z parametrami dla gołych dysków z folii Cu: a) liczba fotonów generowanych z centralnego punktu w wyniku oddziaływania HE z miedzianym dyskiem, b) energia HE zdeponowanych w centralnym punkcie, c) wydajność konwersji energii lasera na energię HE oraz d) całkowita energia HE zdeponowanych w centralnym punkcie i poza nim.

Szczególnie użyteczną diagnostyką, która umożliwiła ilościową ocenę parametrów emisji HE emitowanych z obszaru plazmy ablacyjnej okazały się pomiary kątowe widm energii za pomocą i wielokanałowego spektrometru magnetycznego elektronów. Typowe widma kątowe energii elektronów będące podstawą do uzyskania informacji o wpływie pola magnetycznego na charakterystyki emisji HE są przedstawione na rys. 5.7.



Rys. 5.7: Typowe widma energii elektronów uzyskane przy różnych kątach emisji HE w stosunku do normalnej do powierzchni tarczy dla przypadku: a) dysków Cu z cewką oraz b) dysków Cu bez cewki.

Różnice między całkowitą energią i temperaturą HE emitowanych z tarcz DT-STCM z cewką w porównaniu z HE emitowanymi z dysków Cu bez cewki są wyraźnie widoczne na zbiorczych rozkładach przedstawionych na rys. 5.8 (dane pomiarowe są dopasowane za pomocą funkcji Gaussa).



Rys. 5.8: Zbiorcze porównanie parametrów emisji elektronów: (i) całkowita liczba elektronów emitowanych na jednostkę kąta bryłowego, (ii) energia elektronów oraz (iii) ich temperatura, w przypadku: a) tarcz dyskowych z cewką oraz b) dysków z folii miedzianej o średnicy 3 mm.

Jak wynika z porównania rys. 5.8a i rys. 5.8b, obecność pola magnetycznego nie wpływa istotnie na liczbę emitowanych elektronów spowodowaną rozproszeniem energii lasera (co jest zgodne z oczekiwaniami), ale powoduje zauważalny wzrost energii HE i ich temperatury obserwowany w kierunku przeciwnym do kierunku wiązki laserowej. W obecności pola magnetycznego generowanego przez jednozwojową cewkę, maksymalne energie elektronów emitowanych w pobliżu osi mogą przekraczać wartość 1 MeV, a ich temperatura dochodzić do prawie 100 keV, co ilustruje sekwencja z rys. 5.8a. Do ilościowej analizy widm energii została tu wykorzystana metodologia opisana w [M. Krupka, et al. Rev. Sci. Instrum. 92, 023514 (2021)].

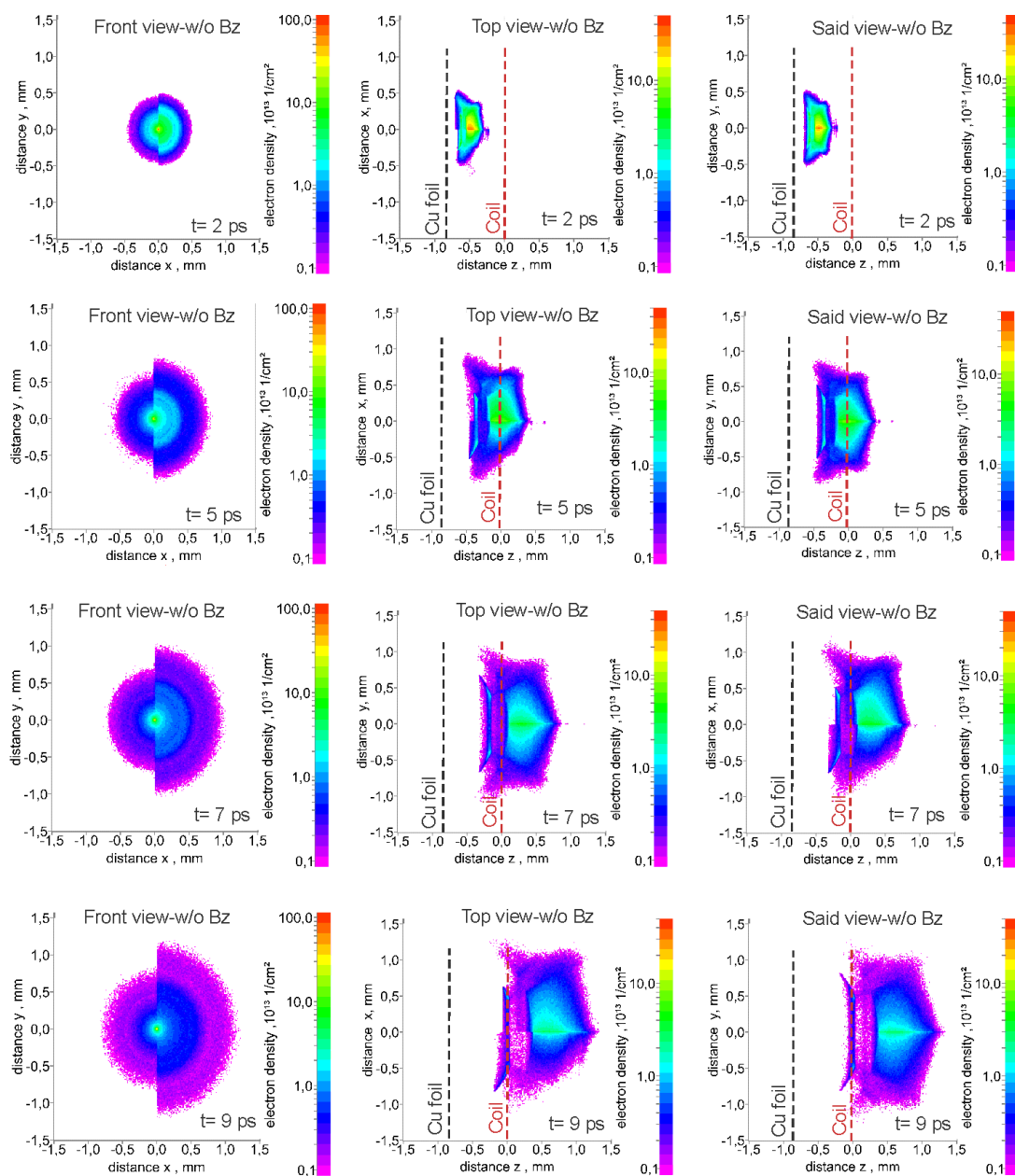
Pomiary kątowe emisji HE za pomocą wielokanałowego spektrometru elektronowego okazały się szczególnie przydatną diagnostyką do badania wpływu pola magnetycznego na właściwości HE emitowanych z plazmy generowanej przez tarcze dyskowo-cewkowe z cewką jednozwojową (DT- STCM). Na podstawie uzyskanych rozkładów kątowych widm energii elektronów w połączeniu z pomiarami pól magnetycznych w cewce przy użyciu tarcz DCT-SC zrealizowano 3D symulacje, które pozwoliły zwizualizować wpływ pola magnetycznego na strumień HE i uzyskać informacje o przestrzenno-czasowych rozkładach koncentracji elektronowej i gęstości prądu elektronowego, zarówno bez, jak i w obecności pola magnetycznego.

Opracowana metodologia zakładała, że:

- elektrony emitowane są z powierzchni tarczy z obszaru o średnicy 500 μm , co wynika z 2D obrazów emisji Ka oraz
- właściwości widmowe emitowanych elektronów w przedziałach wokół kanałów pomiarowych są tożsame z charakterystykami wynikającymi z pomiarów, przy czym granice przestrzenne wyznacza płaszczyzna środkowa między sąsiednimi kanałami (w przypadku kanału pod kątem -68° , granice zakresu są określone odpowiednio od -79° do -49°).

Danymi wejściowymi do 3D symulacji są eksperymentalne 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 przepływającym przez nią prądzie uzyskane z pomiarów polarymetrycznych wykorzystujących efekt Faradaya w kryształach TGG umieszczonych w pobliżu cewki. Początkowe położenia i prędkości elektronów (reprezentowane przez populację miliona makrocząstek) wyznaczono metodą Monte Carlo na podstawie znajomości widm energii elektronów, położenia dysku (źródła) względem cewki oraz średnicy obszaru źródła 500 μm . Rozkład pola B w przestrzeni wokół cewki wyznaczono z uwzględnieniem prawa Biota-Savarta. Znajac początkowe położenia i prędkości elektronów oraz rozkład pola B i korzystając z równań ruchu naładowanej cząstki w polu magnetycznym, obliczono nowe położenia i prędkości elektronów w kolejnych krokach czasowych symulacji. Schemat obliczeń

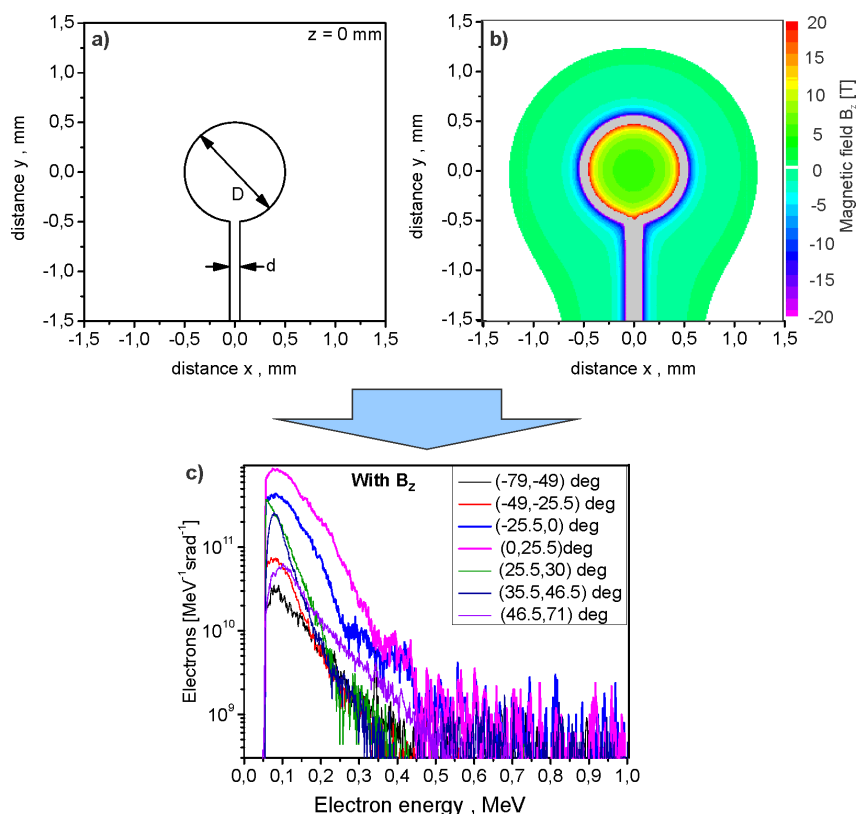
był podobny do klasycznego kodu PIC, z tą różnicą, że nie uwzględniono wpływu poruszających się makrocząstek na otaczające pole E-M, a tym samym również oddziaływania między makrocząstkami. Na rys. 5.9 przedstawiono rozkład gęstości HE w różnych momentach ekspansji strumienia elektronów przy braku pola magnetycznego. Rozkłady te wizualizują ekspansję strumienia HE w trzech różnych płaszczyznach: (i) od przodu w płaszczyźnie xy, (ii) od góry w płaszczyźnie xz oraz (iii) z boku w płaszczyźnie (yz). Zgodnie z oczekiwaniami strumień elektronów rozszerza się quasi-sferycznie. Widoczna w rozkładach asymetria strumienia elektronów wynika z danych pomiarowych.



Rys. 5.9.: Rozkłady gęstości HE przy braku osiowego pola magnetycznego, otrzymane numerycznie dla różnych czasów ekspansji: a) widok z przodu, b) widok z góry i c) widok z boku. Występująca w rozkładach asymetria strumienia elektronów jest związana z asymetrią obserwowaną eksperymentalnie.

W celu uzyskania informacji o przestrzenno-czasowej ewolucji strumienia HE w obecności pola magnetycznego wykorzystano rozkłady pola magnetycznego wokół cewki uzyskane z pomiarów kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji w kryształach TGG. Rozkład pola magnetycznego w cewce, rys. 5.10b wykorzystywany w 3D symulacjach oraz wyznaczone na jego podstawie kątowe widma energii HE pokazane są na rys. 5.10c.

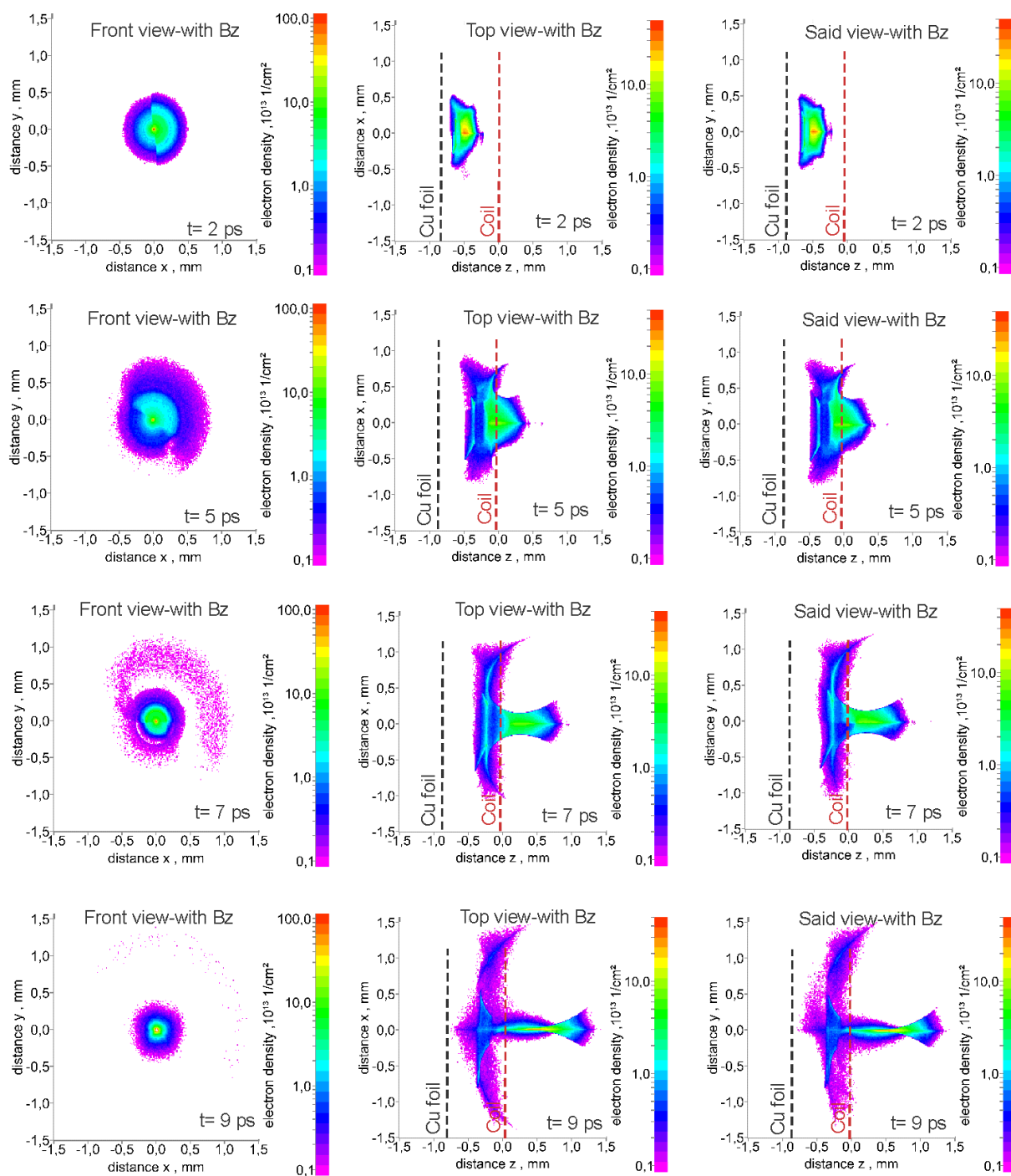
Rozkłady gęstości elektronowej ilustrujące wpływ pola magnetycznego na kształtowanie się strumienia HE w różnych momentach przedstawiono na rys. 5.11.



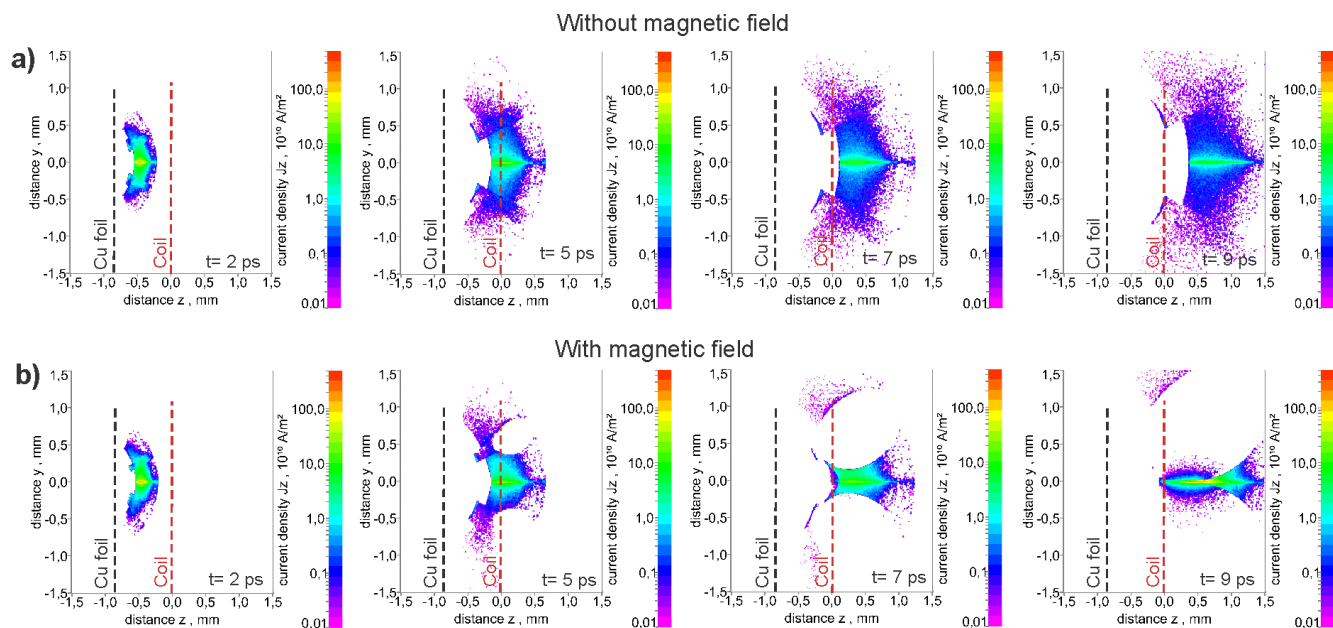
Rys. 5.10: Wymiary cewki (a) oraz rozkład pola magnetycznego w cewce (b) wykorzystany w 3D symulacjach strumienia HE w celu otrzymania widm energii elektronów (c)..

Jak wynika z rys. 11, pole magnetyczne wyraźnie kolimuje strumień elektronów w obszarze za cewką. Jednakże w obszarze przed cewką elektrony o niższej energii są silnie odchylane od osi cewki, a nawet zawracane w kierunku tarczy. Należy również zauważyć, że asymetria strumienia elektronów jest znacznie mniejsza niż w przypadku braku pola magnetycznego (rys. 5.9). Taka jednorodność rozkładów gęstości elektronowej wynika prawdopodobnie z wirowania elektronu wokół linii sił pola magnetycznego. Pole magnetyczne kolimuje strumień HE, ale także prowadzi do wzrostu gęstości prądu elektronowego i średniej energii elektronowej w obszarze centralnym (w pobliżu osi), co pokazano na rys. 5.12 i rys. 5.13. Jak wynika z rys. 5.12, maksymalna gęstość prądu HE uzyskana w obecności pola magnetycznego wynosi powyżej 10^{12} A/m² dla $t = 9$ ps, czyli jest około dwa rzędy wielkości większa niż przy braku pola.

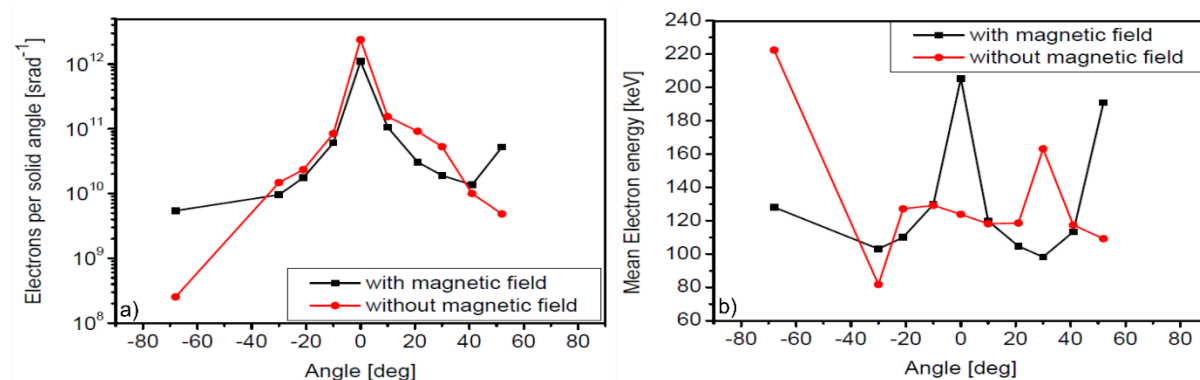
Wyniki obliczeń charakteryzujących całkowitą liczbę elektronów i ich średnie energie w funkcji kąta propagacji przedstawiono na rys. 5.13. Na rys. 5.13a przedstawiono liczbę elektronów na jednostkowy kąt bryłowy w funkcji kąta propagacji w przypadku braku i obecności pola magnetycznego, natomiast zmiany ich średniej energii w zależności od kąta w przypadku z obecności pola magnetycznego i jego braku przedstawiono na rys. 5.13b. Widoczny na rys. 5.13b wzrost średniej energii elektronów o kątach propagacji bliskich 0° wynika głównie z rozogniskowania wiązki przed cewką. Efekt ten jest spowodowany odchyleniem torów elektronów od osi cewki, wynikającym z działania prostopadłych składowych pola B . Ze względu na zaburzenie pełnej symetrii cewki (wprowadzone przez obecność przewodów łączących cewkę z ziemią), składowe te są również niezerowe bezpośrednio na osi cewki. Elektrony o niższych energiach charakteryzują się większą wrażliwością na działanie pola magnetycznego w porównaniu z elektronami o wyższych energiach, przez co ich torry są podatne na większe odchylenia, czyli są bardziej odchylane od obszaru przy osiowego. W konsekwencji następuje wzrost średniej energii elektronów przy małych kątach propagacji. Ponadto w obszarze za cewką następuje ogniskowanie strumienia elektronów w wyniku zmiany kierunku prostopadłych składowych pola B w stosunku do sytuacji przed cewką. Proces ten przyczynia się do wzrostu liczby elektronów o małych kątach propagacji, ale jest bardziej znaczący dla elektronów o wyższych energiach, co powoduje dalszy wzrost średniej energii w grupie elektronów przy osiowych



Rys. 5.11: Rozkład gęstości elektronowej HE uzyskany w obecności osiowego pola magnetycznego dla różnych czasów ekspansji: a) widok z przodu, b) widok z góry i c) widok z boku. Występująca w rozkładach asymetria gęstości elektronowej jest związana z asymetrią obserwowaną eksperymentalnie.

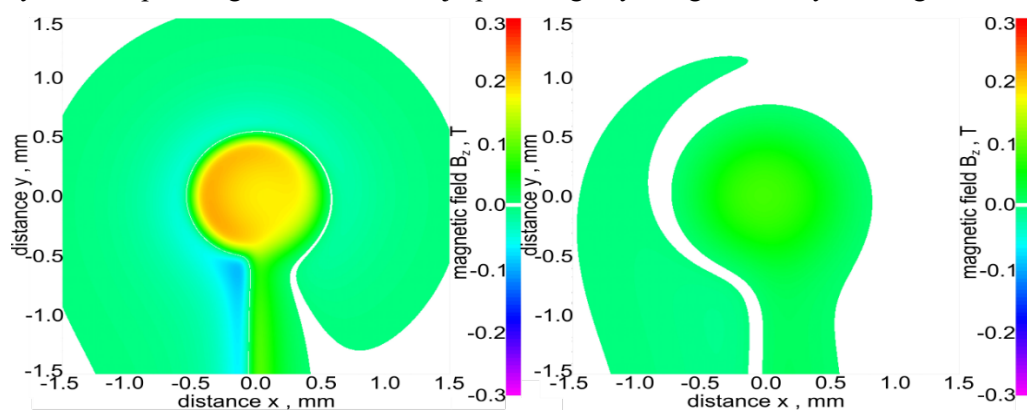


Rys. 5.12: Rozkłady gęstości prądu elektronowego dla różnych czasów ekspansji w przypadku: a) braku i b) obecności pola magnetycznego.

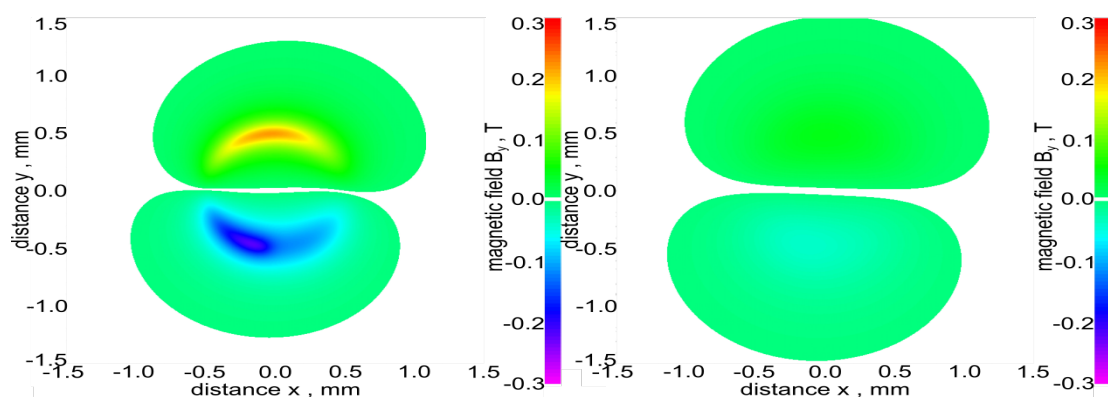


Rys. 5.13: Liczba HE na kąt bryłowy a) i ich średnia energia b) w funkcji kąta propagacji w przypadku z polem magnetycznym i bez pola, obliczona na podstawie eksperymentalnie uzyskanych rozkładów energii HE.

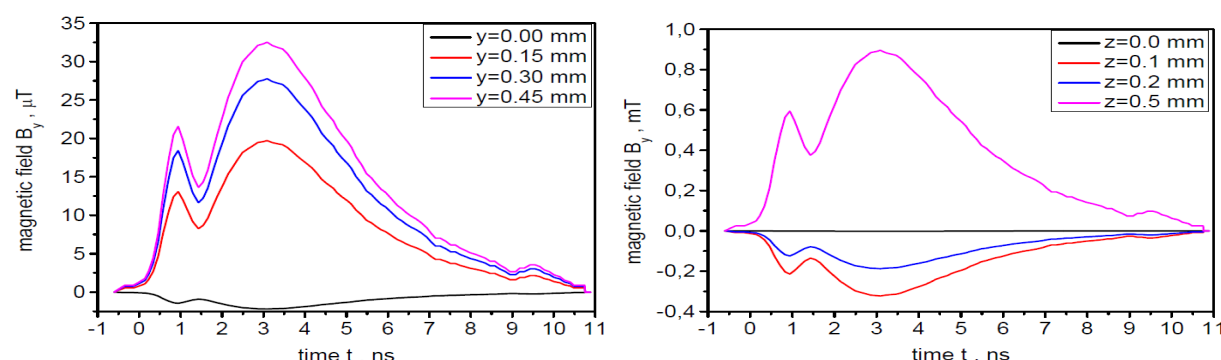
Mając na uwadze możliwość zastosowania w eksperymentach układów DC nie tylko z cewką jednozwojową, jak w opisanym wyżej eksperymencie, ale również cewek dwu- lub wielozwojowych opracowano kod komputerowy umożliwiający modelowanie numeryczne pola magnetycznego w takich cewkach. Rys. 5.14 przedstawia przykładowe rozkłady składowej z-owej pola magnetycznego wytwarzanego w cewce dwuzwojowej, natomiast rys. 5.15 pokazuje rozkłady pola magnetycznego dla składowej y-owej. Z kolei rys. 5.16 prezentuje przykładowe przebiegi czasowe indukcji pola magnetycznego w różnych odległościach od środka cewki.



Rys. 5.14: Rozkład składowej z-owej pola magnetycznego w płaszczyźnie odległej od środka cewki dwuzwojowej o $z = 0.2 \text{ mm}$ (z lewej) i o $z = 0.5 \text{ mm}$ (z prawej).



Rys. 5.15: Rozkład składowej y-owej pola magnetycznego w płaszczyźnie odległej od środka cewki dwuzwojowej o $z = 0.2$ mm (z lewej) i o $z = 0.5$ mm (z prawej).



Rys. 5.16: Przebiegi czasowe natężenia pola magnetycznego cewki dwuzwojowej w różnych odległościach od środka cewki wzdłuż osi y (z lewej) oraz wzdłuż osi z (z prawej).

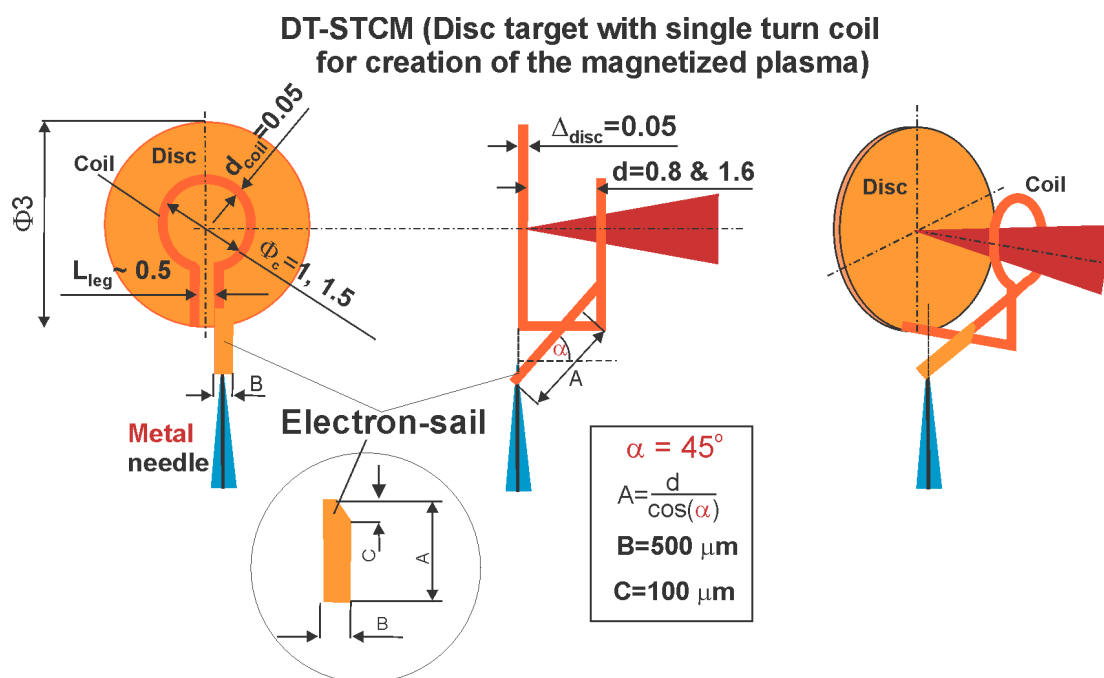
Przedstawiona wstępna ocena eksperymentów przeprowadzonych na PALS potwierdziła możliwość generowania pól magnetycznych powyżej 5 T przy energii lasera PALS $\sim 0,5$ kJ, przy użyciu tarcz dysk-cewka (DC) złożonej z dysku Cu sprzężonego z cewką jednozwojową, która pracuje w opcji tarcz typu capacitor-coil (CCT). Wykazano również istotny wpływ tych pól na właściwości plazmy ablacyjnej oraz emisję HE. Wyniki pomiarów przeprowadzonych z wykorzystaniem różnych metod diagnostyki i symulacji 3D wykazały w szczególności, że osiowe pole magnetyczne generowane przez jednozwojową cewkę prowadzi do kolimacji strumienia HE, do wzrostu temperatury i średniej energii elektronów, a także do znacznego wzrostu gęstości prądu HE.

Przedstawione wyżej wyniki ilościowej analizy danych uzyskanych w eksperymencie PALS stały się podstawą przygotowania i opublikowania materiału naukowego w pracy [T. Pisarczyk, et al. Phys. Control. Fusion 64, 115012 (2022)]. Sformułowane wnioski odnośnie wpływu pola magnetycznego na plazmę kreowaną za pomocą tarcz dysk-cewka, stanowią cenny materiał naukowy do planowania dalszych badań na eksperymencie PALS, biorąc pod uwagę modyfikację konstrukcji tarcz oraz zestawu diagnostycznego.

W dalszych badaniach na PALS zrealizowanych w 2022 wykorzystywane były tarcze dyskowe z cewką (DC) o konstrukcji przedstawionej na rys. 5.17.

Szczególnie istotnym elementem modyfikacji konstrukcji tarczy jest tzw. żagiel elektronowy (electron-sail), pułapkujący elektrony w zewnętrznej nóżce cewki w pobliżu tarczy, którego celem jest zwiększenia prądu płynącego przez cewkę. Ponadto, w proponowanej konstrukcji zwiększono odstęp między nóżkami cewki, sposób uziemienia (za pomocą metalowej igły, zamiast szklanej) oraz zwiększono odstęp cewki od tarczy do 1.6 mm.

W badaniach, które były zrealizowane w 2022 wykorzystywany był układ diagnostyczny składający się z 3-kadrowej kompleksowej interferometrii w połączeniu z pomiarami parametrów energii gorących elektronów za pomocą 2D zobrazowania linii $K\alpha$ z Cu oraz pomiarami rozkładów kątowych widm energii elektronów za pomocą wielokanałowego spektrometru magnetycznego elektronów. Jako diagnostyki uzupełniające wykorzystywane były pomiary kątowe emisji jonów za pomocą kolektorów siatkowych oraz pomiary prądu wstecznego elektronów (za pomocą sondy prądowej) związanego z emisją elektronów rejestrowaną za pomocą spektrografu magnetycznego elektronów.



Rys. 5.17: Zmodyfikowana konstrukcja tarczy dyskowej z jednozwojową cewką.

Aby uzyskać bardziej szczegółowe informacje o wpływie pola magnetycznego na parametry kreowanych strumieni plazmowych, w badaniach wykorzystywane były tarcz dyskowe (DT-STCM) z jednozwojową cewką wykonane z Cu o różnej średnicy cewki ($F=1 \text{ mm}$ oraz 1.5 mm) i z różnym odstępem cewki od dysku ($L=0.8$ i 1.6 mm). Aby lepiej scharakteryzować wpływ pola magnetycznego na formowanie konfiguracji plazmy namagnesowanej, pomiary prowadzone były przy różnych intensywnościach promieniowania oświetlającego tarcze w zakresie 10^{15} - 10^{16} W/cm^2 uzyskiwanych poprzez zogniskowanie 1w wiązki lasera jodowego PALS o maksymalnej energii (około 600 J) do wymiarów ogniska o różnych promieniach : $r_L = 50, 100$ i 150 mm .

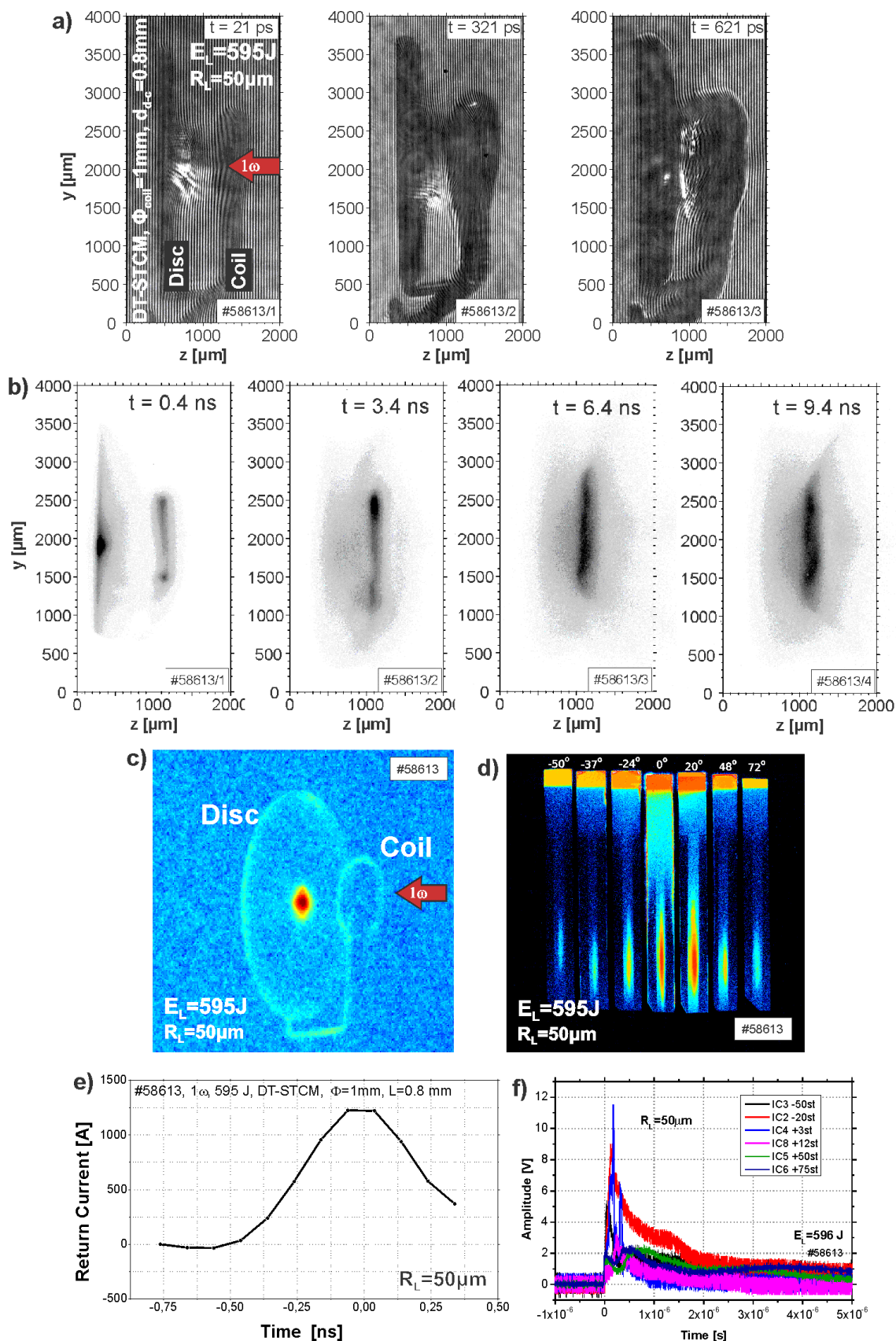
W każdym strzale dla wybranej wielkości promienia ogniska laserowego (r_L) oraz konstrukcji tarczy dyskowej (DT-STCM) rejestrowane były:

- 3-kadrowa sekwencja interferogramów kompleksowych dla wybranego opóźnienia pierwszego kadru w stosunku do maksimum intensywności lasera głównego,
- 4-kadrowe sekwencje obrazów rentgenowskich,
- 2D zobrazowanie emisji linii Ka z Cu,
- sygnały z modułów wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów,
- czasowy profil prądu zwrotnego z sondy prądowej oraz
- sygnały z kolektorów siatkowych.

Przykładowe zestawienie danych z wszystkich diagnostyk uzyskanych dla strzału #58613, w którym do wykorzystywana była tarcza DT-STCM z cewką o średnicy $F=1 \text{ mm}$ umieszczona w odległości $L=0.8 \text{ mm}$ od dysku, pokazane jest na rys. 5.18. Dane z poszczególnych diagnostyk uzyskane dla różnych konstrukcji tarcz dyskowych dla różnych warunków ich oświetlenia są obecnie przedmiotem ilościowych analiz i formułowania wniosków odnośnie wpływu pola magnetycznego na formowanie strumienia plazmy namagnetyzowanej i parametry emisji elektronów i jonów pod kątem różnych aplikacji, z których najważniejsze dotyczą fuzji inercyjnej oraz badań astrofizycznych.

Oczekiwania w stosunku do poszczególnych diagnostyk są następujące:

1. **Interferometria kompleksowa:** prowadzona jest analiza amplitudowo-fazowa interferogramów kompleksowych w celu uzyskania informacji o czasowo-przestrzennych rozkładach koncentracji elektronowej i SPM w plazmie ablacyjnej, a na ich podstawie informacji o rozkładach gęstości prądu odpowiadającego za ruch elektronów zarówno w kierunku od jak i do tarczy.



Rys. 5.18: Przykładowe zestawienie danych z wszystkich diagnostyk uzyskanych dla strzału #58613, w którym do wykorzystywania była tarcza DT-SCM z cewką o średnicy $F=1\text{mm}$ umieszczoną w odległości $L=0.8\text{ mm}$: a) 3-kadrowa sekwencja interferogramów kompleksowych, b) 2D zobrazowanie emisji linii Ka z Cu, c) sygnały zarejestrowane w poszczególnych kanałach magnetycznego spektrometru elektronów, d) sygnał z sondy prądowej oraz e) oscylogramy sygnałów jonowych z kolektorów siatkowych.

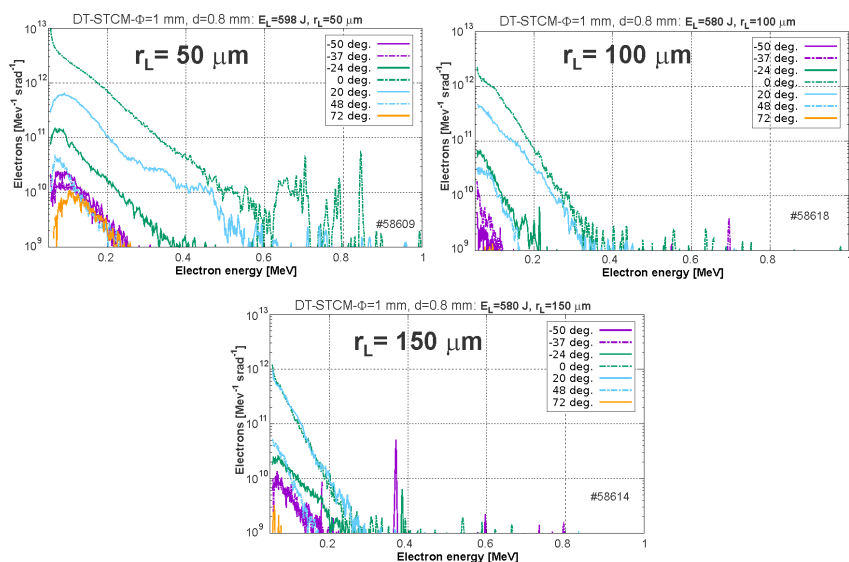
2. **Kadrowa kamera rentgenowska:** analiza jest na etapie wizualizacji i interpretacji zdjęć rentgenowskich w konfrontacji z danymi uzyskanymi z innych diagnostyk.
3. **2D zobrazowanie emisji linii Ka:** celem analizy ilościowej jest uzyskanie informacji o rozkładach emisji fotonów emitowanych z różnych obszarów tarcz dyskowych z cewką będących podstawą uzyskania informacji o energii deponowanej przez HE zarówno w centralnym obszarze dysku jak i po za nim. Etap ilościowej analiz danych został zakończony. Przykładowe zestawienie wyników uzyskanych dla tarcz DT-STCM o różnych konstrukcjach przedstawione jest w tabelach 1 i 2. Dalszym etapem analizy wyników z pomiarów Ka, będzie ich wizualizacja i edycja pod kątem formułowania wniosków odnośnie wpływu zewnętrznego pola magnetycznego na parametry emisji HE.
4. **Wielokanałowy magnetyczny spektrometr elektronów:** zakończono etap ilościowej analizy spektrogramów, który umożliwił uzyskanie kątowych widm energii elektronów, a następnie na ich podstawie kątowych rozkładów energii oraz temperatury HE. Przykładowe widma energii elektronów otrzymane dla różnych intensywności oświetlenia tarcz DT-STCM, przedstawia rys. 5.19.

Tabela 1: Zestawienie zbiorcze wyników z pomiarów Ka dla tarcz DT-STCM ($\Phi_{coil}=1.0\text{ mm}$, $d_{coil\ dist}=0.8\text{ mm}$)

Shot no	E _L	Target	R _L	$\Sigma_{photons}^{(center)}$	$\Sigma_{photons}^{(rim)}$	Conversion (center)	Conversion (rim)
58609	598	DT-STCM	50	7,50E+05	1,75E+05	0,41%	0,50%
58613	595	DT-STCM	50	4,19E+05	1,12E+05	0,23%	0,29%
58618	580	DT-STCM	100	4,72E+05	3,40E+04	0,27%	0,28%
58620	548	DT-STCM	100	3,96E+05	2,29E+04	0,24%	0,25%
58614	580	DT-STCM	150	4,27E+05	3,32E+04	0,24%	0,26%
58615	564	DT-STCM	150	3,93E+05	1,99E+04	0,23%	0,24%
58617	577	DT-STCM	150	4,60E+05	3,31E+04	0,26%	0,28%

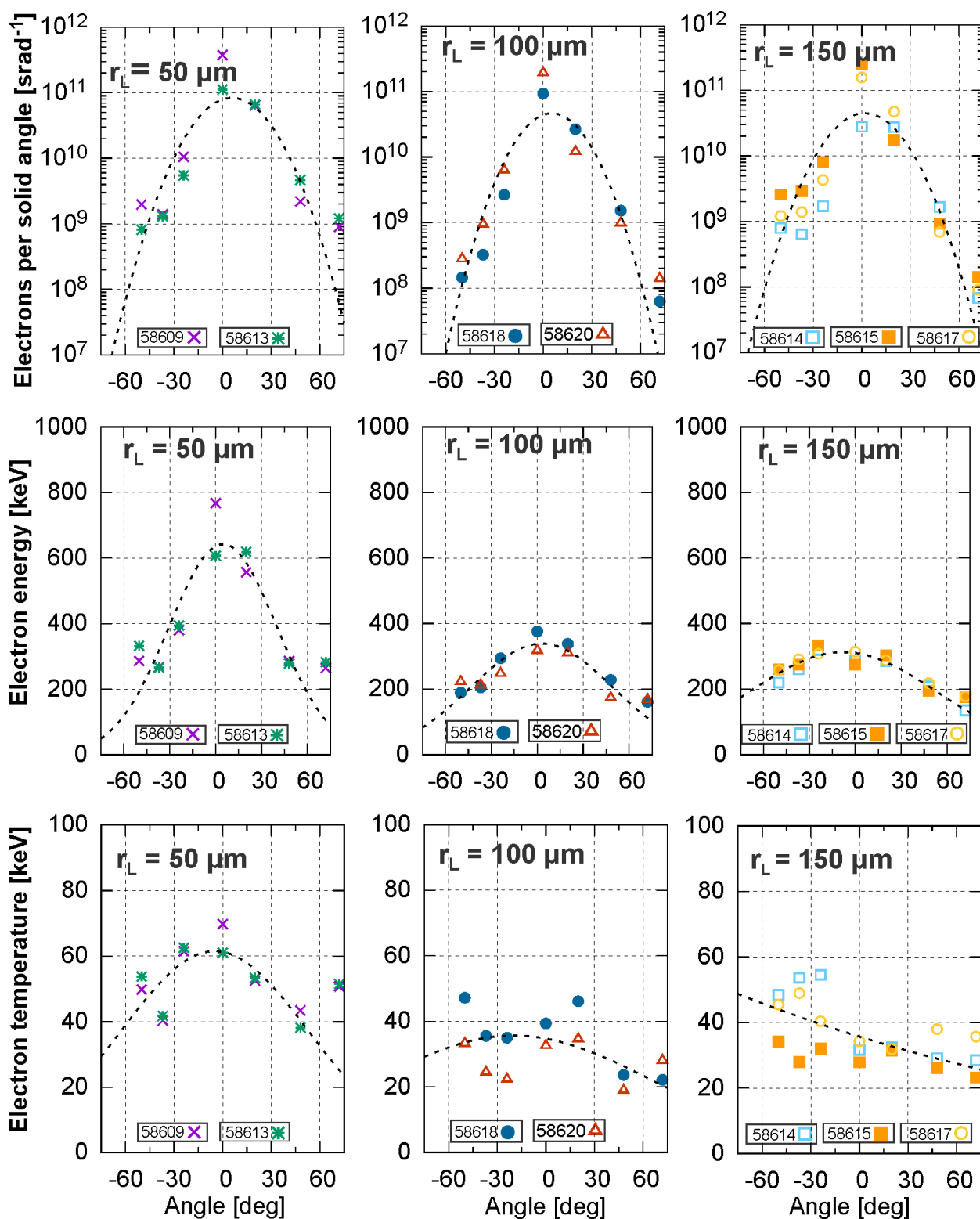
Tabela 2: Zestawienie zbiorcze wyników pomiarów Ka dla tarcz DT-STCM ($\Phi_{coil}=1.5\text{ mm}$, $d_{coil\ dist}=0.8\text{ mm}$)

Shot no	E _L	Target	R _L	$\Sigma_{photons}^{(center)}$	$\Sigma_{photons}^{(rim)}$	Conversion (center)	Conversion (center+rim)
58592	600	DT-STCM	50	5,27E+05	1,56E+05	0,29%	0,37%
58605	643	DT-STCM	50	5,15E+05	2,15E+05	0,26%	0,37%
58606	613	DT-STCM	50	3,87E+05	1,64E+05	0,21%	0,29%
58607	633	DT-STCM	100	3,65E+05	4,64E+04	0,19%	0,21%
58608	603	DT-STCM	100	4,99E+05	2,71E+04	0,27%	0,28%
58595	594	DT-STCM	150	5,03E+05	-	0,28%	-
58593	598	DT-STCM	150	3,82E+05	5,27E+04	0,21%	0,24%



Rys. 5.19: Przykładowe kątowe widma energii elektronów uzyskane przy oświetleniu tarcz DT-STCM za pomocą *I*_w lasera jodowego o różnej intensywności uzyskiwanej poprzez zogniskowanie wiązki do różnych wymiarów.

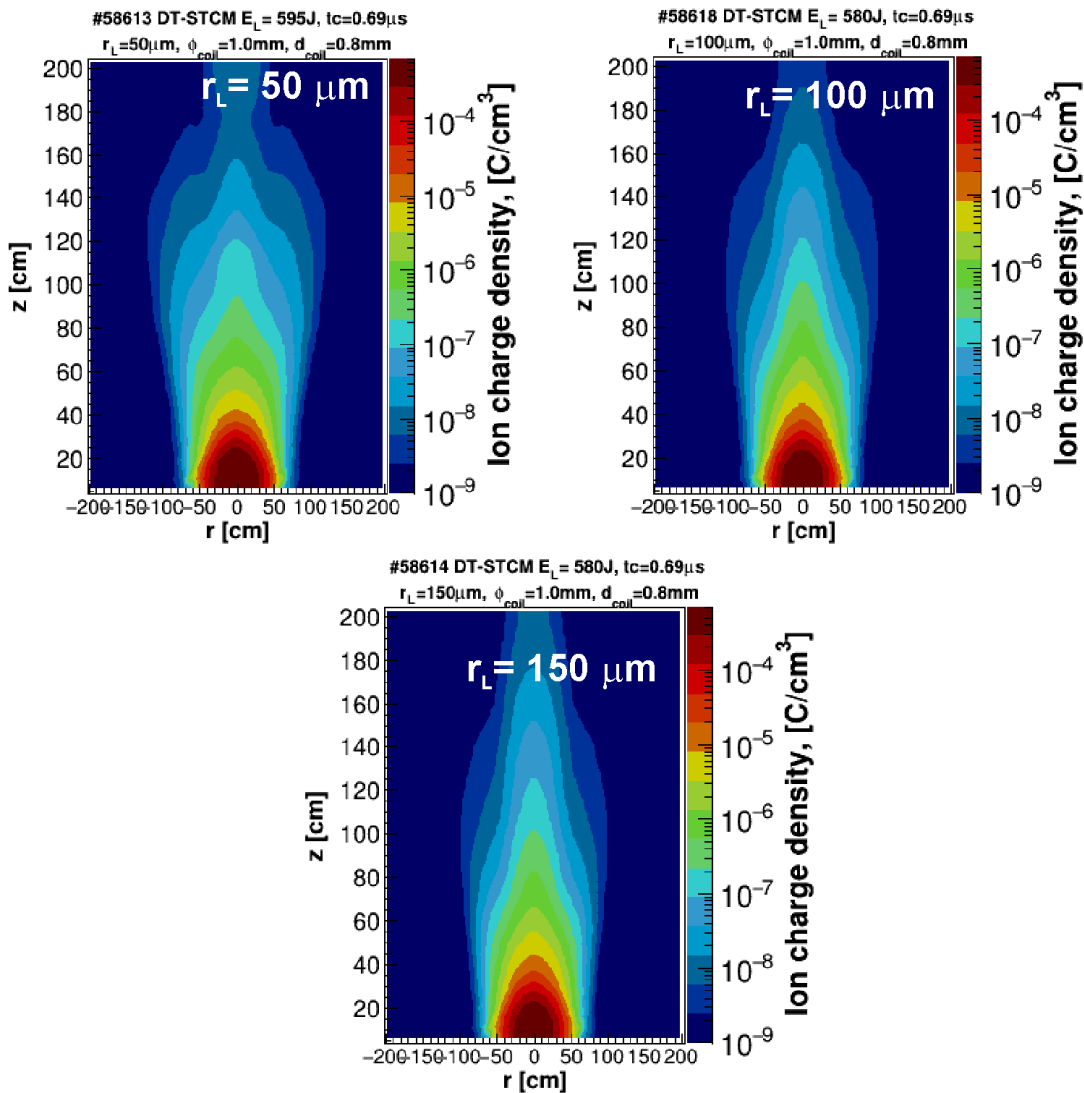
Zbiornicze zestawienie rozkładów kątowych: (i) liczby elektronów (ii) ich energii oraz (iii) temperatury pokazane jest na rys. 5.20. Kolejnym etapem analizy wyników z tej diagnostyki pozostaje ich interpretacja i edycja w połączeniu z danym uzyskanym z innych diagnostyk pod kątem przygotowania materiału naukowego do opublikowania.



Rys. 5.20: Zbiórce zestawienie parametrów emisji gorących elektronów (liczby elektronów ich energii oraz temperatury) uzyskane na podstawie analizy kątowych widm energii elektronów otrzymanych przy oświetleniu tarcz DT-STCM wiązką 1w lasera jodowego o różnej intensywności w zależności od wymiarów ogniska wiązki laserowej.

5. **Sonda prądowa:** zakończono etap analizy ilościowej oscylogramów profili czasowych prądu zwrotnego, które będą interpretowane w oparciu o pomiary polarymetryczne prądu w cewce za pomocą efektu Faradaya w kryształach TGG.

6. **Pomiary kątowe emisji jonów za pomocą kolektorów siatkowych:** na podstawie analizy oscylogramów sygnałów prądowych uzyskano informację o czasowo-przestrzennych rozkładach gęstości ładunku jonów, rys. 5.21, które będą przedmiotem interpretacji w połączeniu z wynikami pomiarów z kompleksowej interferometrii odnośnie wpływu pola magnetycznego na parametry plazmy namagnetyzowanej.



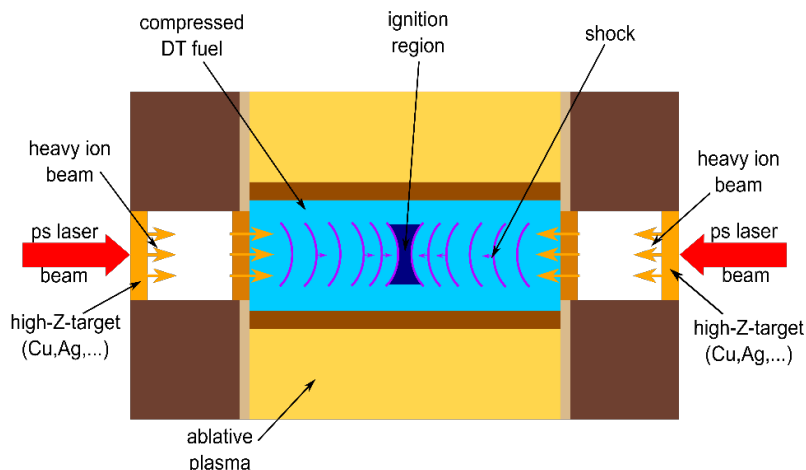
Rys. 5.21: Przykładowe rozkłady gęstości ładunku jonów ilustrujące wpływ pola magnetycznego na ekspansję namagnetyzowanej plazmy formowanej za pomocą tarcz DT-STCM przy oświetleniu ich wiązką I_w lasera jodowego o różnej intensywności w zależności od wymiarów ogniska wiązki laserowej

Przedstawione wyniki z poszczególnych diagnostyk będą przedmiotem dalszych analiz i interpretacji w roku 2023 których celem będzie przygotowanie materiału naukowego do prezentacji na międzynarodowych konferencjach naukowych oraz do opublikowania.

Zrealizowane badania tarcz dyskowych z jednozwojową cewką mają duży potencjał do wykorzystania w badaniach ukierunkowanych na wytwarzanie namagnesowanych strumieni plazmowych do różnych zastosowań. W szczególności mogą one znaleźć zastosowanie 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 3ω lasera jodowego PALS, czyli dla długości fali zbliżonej do laserów LMJ i NIF stosowanych obecnie w badaniach ICF.

Dotychczasowe koncepcje wykorzystania w fuzji inercyjnej pól magnetycznych generowanych metodami tradycyjnymi lub laserem koncentrują się na układach z samoistnym centralnym zapłonem wytwarzanym w wyniku kompresji paliwa DT (tzw. central hot spot ignition – CHSI). Ze względu na niemożność wytworzenia odpowiedniego pola magnetycznego w geometrii sferycznej, dla realizacji CHSI z polem magnetycznym proponuje się układy cylindryczne. Z kolei alternatywne koncepcje fuzji, zapewniające wyższy zysk energetyczny

i wymagający niższych energii drivera laserowego takie jak shock ignition (SI) czy fast ignition (FI), proponowane są w układach sferycznych, w których skuteczne zastosowanie pola magnetycznego dla obniżenia progu zapłonu paliwa nie wydaje się możliwe. W IFPiLM zaproponowano koncepcję fuzji w wariancie SI lub FI, w której zapłon paliwa jest realizowany przy pomocy wiązki jonów w układzie cylindrycznym, w którym – podobnie jak w przypadku CHSI – możliwe jest wykorzystanie pola magnetycznego do obniżenia progu zapłonu. Koncepcję tę ilustruje schematycznie rys. 5.22.



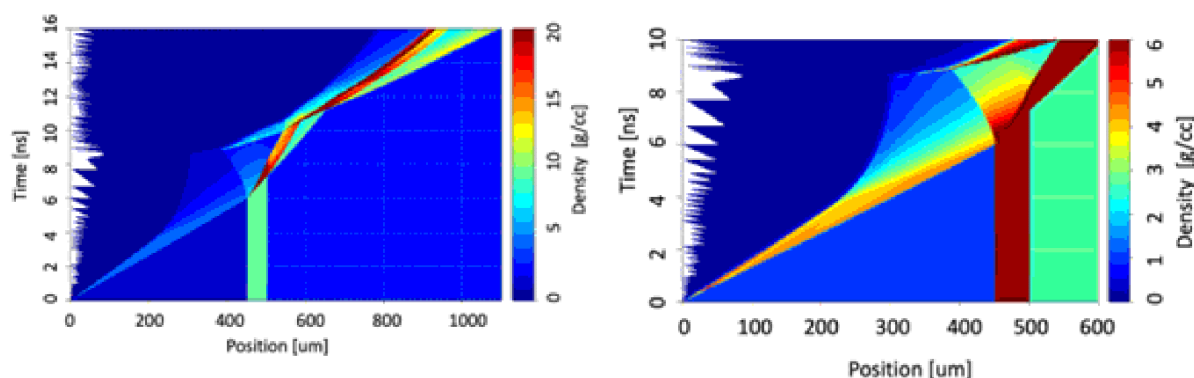
Rys. 5.22: Schemat ideowy układu fuzyjnego z zapłonem paliwa typu SI lub FI inicjowanym wiązką jonów generowaną laserem.

W proponowanym układzie zapłon paliwa może być realizowany zarówno w wariancie SI jak FI, a ponadto bez wykorzystania pola magnetycznego lub z polem (w tym ostatnim przypadku cewki wytwarzające pole – nie pokazane na rysunku – powinny być umieszczone w brzegowym obszarze paliwa, aby umożliwić jego oświetlenie i kompresję promieniowaniem drivera). Sposób zapłonu (SI lub FI) zależy w tym układzie od parametrów wiązki jonów generowanej laserem, w szczególności od natężenia i fluencji energetycznej wiązki. W przypadku relatywnie niskiego natężenia i fluencji – poniżej wartości zapewniających zapłon paliwa w obszarze depozycji energii wiązki w paliwie w jego brzegowej części – wiązki jonów wytwarzają dwie fale uderzeniowe zderzające się w centralnej części skompresowanego paliwa. W obszarze zderzenia następuje znaczny wzrost ciśnienia i temperatury paliwa i przy odpowiednich wartościach początkowych gęstości i temperatury paliwa następuje jego zapłon, podobnie jak w klasycznym (sferycznym) wariancie SI. W przypadku odpowiednio wysokich wartości natężenia i fluencji wiązki jonów realizowany jest wariant FI: w obszarze deponowania energii wiązki w paliwie następuje jego zapłon i w paliwie propaguje się fala spalania jądrowego. W tym przypadku dwie wiązki jonów nie są konieczne – wariant FI może być również realizowany w układzie asymetrycznym z jedną wiązką jonów zapalającą paliwo w jego części brzegowej.

W celu zbadania możliwości wytworzenia wiązki jonów umożliwiającej zapłon paliwa w w/w układzie przeprowadzono szczegółowe badania numeryczne, które wykonano przy pomocy zaawansowanego, dwuwymiarowego kodu typu particle-in-cell o nazwie PICDOM. Kod ten, opracowany i sukcesywnie rozwijany w IFPiLM, umożliwia symulację różnorodnych zjawisk występujących przy oddziaływaniu laser-tarcza w bardzo szerokim zakresie natężeń wiązki laserowej (aż do natężeń ultra-relatywistycznych $\sim 10^{23}$ W/cm²) oraz dla tarcz o praktycznie dowolnej liczbie atomowej. Wykorzystując ten kod zbadano mechanizmy akceleracji i właściwości wiązek protonów oraz wiązek jonów Li, C, Al, Ti i Cu generowanych laserem w warunkach oddziaływania laser-tarcza adekwatnych dla w/w scenariusza zapłonu fuzji DT. Wykazano, że spośród wymienionych rodzajów wiązek najwyższe parametry determinujące zapłon paliwa można uzyskać w przypadku wiązek jonów najcięższych, tzn. wiązek jonów Cu. Wyniki badań zostały opublikowane w 2022 r. w czasopiśmie Nuclear Fusion.

W ramach pakietu WP1 (**WP1: charakterystyka gorących elektronów i SI napędzanych gorącymi elektronami**) planowane było przeprowadzenie próby odtworzenia fizyki zapłonu uderzeniowego w geometrii planarnej. Dla uzyskania takiego efektu w wielowarstwowej tarczy wytworzone powinny zostać dwie fale uderzeniowe: pierwsza przy mniejszej intensywności lasera, druga przesunięta w czasie przy większej intensywności (około 5×10^{14} W/cm²). Najbardziej interesującą częścią tych badań będzie faza związana z propagacją drugiej fali uderzeniowej i jej zderzeniem, wzmocnieniem i transmisją do miedzianej warstwy tarczy.

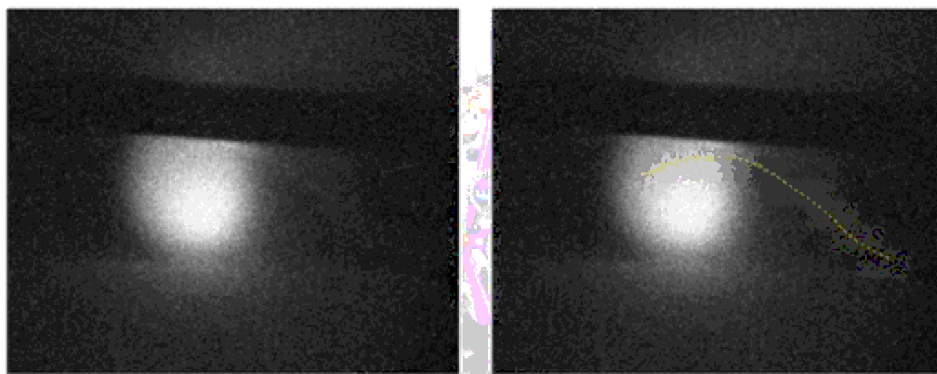
W eksperymencie wykorzystana została wielowarstwowa tarcza zbudowana z plastiku, miedzi i kwarcu. W ramach przygotowań do eksperymentu przeprowadzone zostały symulacje (rys. 5.23, które pozwoliły na określenie natężenia wiązek laserowych oraz opóźnień pomiędzy wiązkami lasera. Na podstawie tych samych symulacji określono również grubość poszczególnych warstw tarczy. Planowany eksperyment wykonany został na instalacji laserowej Shenguang II.



Rys. 5.23: Wyniki symulacji przeprowadzonych w celu ustalenia parametrów lasera i konstrukcji tarczy na potrzeby eksperymentu Shenguang II.

Ze względu na przedłużoną izolację związaną z okresem pandemicznym w ramach bardzo okrojonego eksperymentu wykonano jedynie dwa strzały. Do wytworzenia pierwszej fali uderzeniowej wykorzystano dwie wiązki laserowe o energii 1,853 kJ i 1,506 kJ o czasie trwania impulsu 3 ns. Profil natężenia lasera został spłaszczony na przestrzeni 450 mm przez zastosowanie płytki fazowej. Druga wiązka o energii 0,5 kJ i czasie trwania impulsu 10 ps zaaplikowana została z 1 nanosekundowym opóźnieniem.

Z przeprowadzonego eksperymentu wynika, że fala uderzeniowa była słabsza niż wynikało to z symulacji. Zgodnie z przeprowadzonymi obliczeniami fala uderzeniowa powinna dotrzeć do warstwy wanadu w 8 ns. Eksperyment wykazał, że była znacznie słabsza niż przewidywały to symulacje w związku z czym nie dotarła do warstwy wanadu, rys. 5.24.



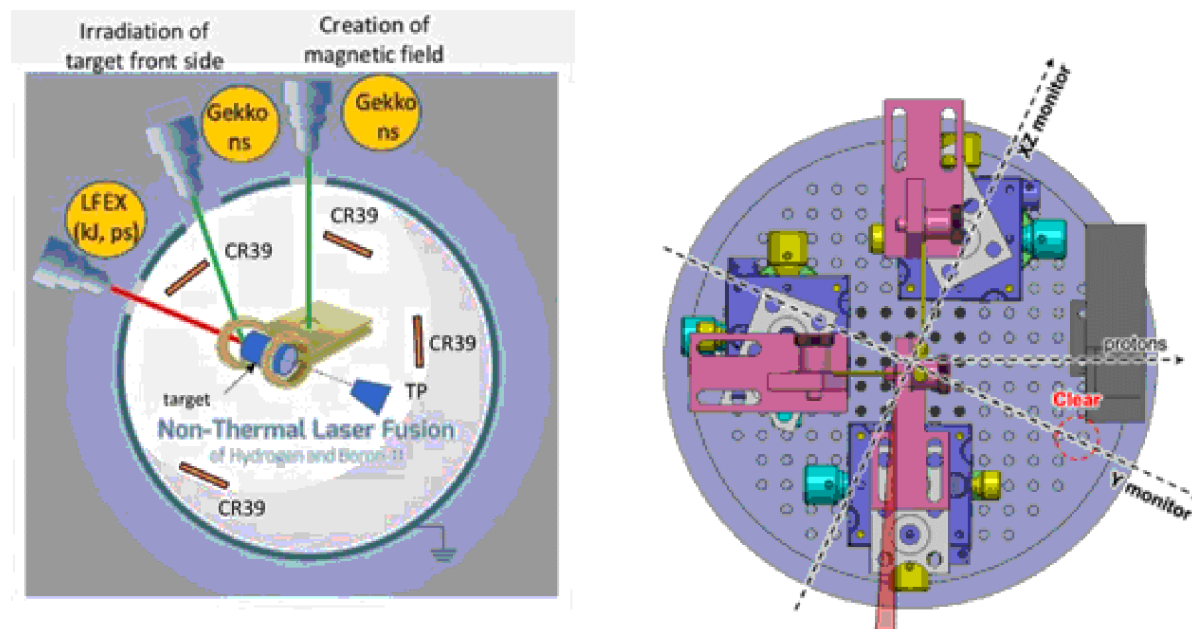
Rys. 5.24: Po lewej stronie przedstawiony jest pomiar radiografii przestrzennej. Po prawej stronie ten sam pomiar z zaznaczonym śladem fali uderzeniowej. Zgodnie z uzyskanym pomiarem fala uderzeniowa nie dotarła do powierzchni wanadu.

Scenariusz eksperymentu musi zostać ponownie przestudiowany. Pozostała część eksperymentu zostanie wykonana w późniejszym jeszcze niesprecyzowanym terminie.

W ramach pakietu **WP3, który jest ukierunkowany na badanie alternatywnych innowacyjnych podejść do ICF i nowych koncepcji próbek**, planowane były 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). Aspektem fuzji protonowo-borowej studiowanym w ramach tego

programu jest sprawdzenie wpływu pola magnetycznego działającego na ukierunkowanie wiązki protonów i cząstek α , a tym samym wpływającego na generację cząstek α w tarczy borowej. 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 zaplanowany został skomplikowany eksperyment z wykorzystaniem tarcz w postaci cewek. Prototypowe cewki wykonane zostały w dwóch niezależnych laboratoriach. Pierwszych 11 strzałów zostało dokładnie zaplanowanych, pozostałe 4 strzały miały być zależne od wyników uzyskanych w poprzednich strzałach. Ustalono natężenie i konfigurację dwóch wiązek lasera GEKKO, który pozwala na wytworzenie pola magnetycznego w cewkach oraz natężenie 4 wiązek lasera LFEX, które miały oddziaływać bezpośrednio z tarczą BN. Część strzałów miała zostać wykonana w obecności pola magnetycznego (przy wykorzystaniu lasera GEKKO i LFEX) kilka bez wytwarzania pola magnetycznego (jedynie w obecności lasera LFEX) w celu porównania strumienia cząstek alfa wytworzonych w tych dwóch różnych warunkach. Do przeprowadzenia eksperymentu miały zostać wykorzystane tarcze 200 mm BN oraz tarcze 200 mm BN z 5 mm powłoką plastikową. Do wyciągnięcia wniosków z przeprowadzonego eksperymentu wykorzystanych zostanie kilka diagnostyk zaprezentowanych na rys. 5.25: detektory CR39 (umieszczone w trzech pozycjach), parabola Thomsona, spektrometr elektronowy, spektrometr do pomiaru promieniowania X. Ze względu na trzęsienie ziemi, które spowodowało zniszczenie kondensatorów eksperyment został przeniesiony na rok 2023.



Rys. 5.25: Konfiguracja eksperymentu z GEKKO/LFEX. Poglądowa ilustracja konfiguracji wiązek laserowych GEKKO i LFEX, oraz ustawienie tarcz i detektorów CR39.

Przedstawiona wstępna ocena eksperymentów przeprowadzonych na stanowisku PALS potwierdziła możliwość generowania pól magnetycznych powyżej 5 T energią lasera 0,5 kJ przy użyciu tarczy dysk-cewka (DC) złożonej z dysku Cu sprzężonego z cewką jednozwojową, która pracuje w trybie tarczy CCT (kondensator-cewka). Wykazano również istotny wpływ tych pól na właściwości plazmy ablacyjnej oraz emisję HE. Wyniki pomiarów przeprowadzonych z wykorzystaniem różnych metod diagnostyki i symulacji 3D wykazały w szczególności, że pole magnetyczne generowane w układzie prądu stałego prowadzi do kolimacji strumienia HE, do wzrostu temperatury i średniej energii elektronów, a także do znacznego wzrostu gęstości prądu HE.