

1A Program EUROfusion FP8

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

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

W 2021 r. kontynuowano analizę danych eksperymentalnych uzyskanych za pomocą diagnostyki PHA na stellaratorze W7-X w ubiegłych latach. Badania wybranych wyładowań potwierdziły, że dominującym transportem zanieczyszczeń w plazmie jest transport anomalny. Zauważono to zarówno po analizie wyników widm uzyskanych w wyładowaniach z wstrzykniętymi do plazmy zanieczyszczeniami przez system LBO (z ang. laser blow-off), jak i TESPEL (z ang. *tracer-encapsulated solid pellet*). Innym typem analizy widm, były badania wpływu procesu boronizacji ścian wewnętrznych stellaratora na średnią wartość efektywnego ładunku plazmy, Z_{eff} .

Ponadto, rok 2021 poświęcony został na dokończenie planowanych prac związanych z badaniami i testami nad sprzężeniem i unifikacją dwóch rozwijanych w IFPiLM kodów. Pierwszy z nich, Zeff.exe służy do obróbki surowych widm miękkiego promieniowania rentgenowskiego (zakres 10-15 keV), rejestrowanych przez trzy niezależne detektory diagnostyki PHA z uwzględnieniem geometrii tej diagnostyki (szerokości szczelin, odległości centrum plazmy od szczelin, odległości obszaru szczelin od detektora itd.). Na podstawie wspomnianych widm i z wykorzystaniem symulacji, możliwe jest w ramach tego kodu zidentyfikowanie i wyznaczenie koncentracji zanieczyszczeń oraz średnich wartości ładunku plazmy Z_{eff} . Natomiast drugi kod, TransportW7X.exe, rozszerza możliwości symulacyjne kodu Zeff.exe o obliczenia procesów transportu jonów, co ma wpływ na zmiany w proporcjach intensywności symulowanych linii emisji i poprawia dokładność oceny koncentracji zanieczyszczeń i wyznaczania wartości Z_{eff} .

W ramach prac nad sprzężeniem, unifikacją i przyspieszeniem działania obu wymienionych kodów zdecydowano się na stworzenie wspólnej, dynamicznej biblioteki DLL o nazwie XrayLib.dll, która zawiera kompletny zestaw procedur, funkcji i danych atomowych umożliwiających symulację promieniowania rentgenowskiego z plazmy tokamakowo-stellaratorowej dla przypadków, w których znane są profile temperatury T_e i gęstości elektronowej n_e w funkcji R_{eff} (patrz „Rozwój narzędzi informatycznych”). W tej chwili oba kody korzystają z jednej zunifikowanej metody symulacji. Dodatkowo w przypadku liczenia emisji liniowej składowej promieniowania dodano możliwość symulacji z wykorzystaniem zależności opisanej równaniem:

$$\frac{dE_{bb}}{dtdV} = K n_e n_i \sum_i f_j \bar{G}_{bb} \frac{(E / k_B T_e)^{1/2}}{E^{3/2}} e^{\frac{-E}{k_B T_e}} E_j$$

$$\bar{G}_{bb} = A + (B \cdot y - C \cdot y^2 + D) e^y \cdot E_1(y) + C \cdot y$$

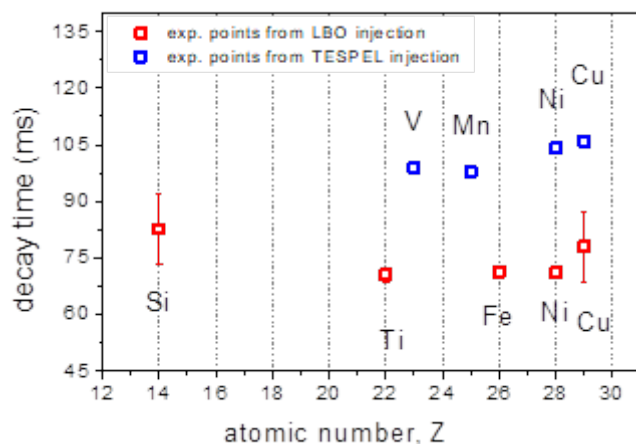
gdzie K to współczynnik normalizacji, n_e i n_i - gęstości elektronów i jonów, f_j - siła oscylatora, $\langle \bar{G}_{bb} \rangle$ - uśredniony współczynnik Gaunta z interpolacji Mewe dla emisji liniowej, E i T_e - energia wzbudzenia i temperatura elektronowa, E_j - energia fotonu rentgenowskiego, A , B , C , D - parametry Mewe w jednostkach SI, E_1 - wykładnicza funkcja całkowita, $y = E/k_B T_e$; jak też w oparciu o dane PEC (z ang. Photon Emission Coefficient) z bazy OpenAdas (<https://open.adas.ac.uk/>).

Przeprowadzono wstępne symulacje widm uzyskanych w eksperymencie z wstrzykiwanym do plazmy TESPElem w celu oceny pracy zmodyfikowanych modułów liczących tego typu przypadki.

Wyniki prac badawczych

Analiza zebranych widm PHA pozwoliła na zbadanie zachowania zanieczyszczeń o różnej liczbie atomowej w plazmie w tych samych warunkach eksperymentalnych. W celu określenia czasu zaniku danego pierwiastka w plazmie, w pierwszym kroku dokonano kalibracji intensywności widma uwzględniając krzywą odpowiedzi detektora i efekt pile-up-u. Pozwoliło to w kolejnym kroku na wyznaczenie ewolucji czasowej intensywności linii

widmowej danego elementu, a następnie przez dopasowanie funkcji wykładniczej, wyznaczenie czasu zaniku. Rysunek 1.1.1 przedstawia czas zaniku wyprowadzonych do plazmy zanieczyszczeń, w zależności od liczby atomowej Z . Dla porównania, rysunek przedstawia wyniki zarówno z eksperymentów z LBO jak i TESPEL. W przypadku Si błąd szacowanego czasu zaniku jest większy w porównaniu z innymi pierwiastkami, gdyż w tym przypadku zaobserwowano dwie bardzo bliskie sobie linie widmowe. W przypadku Cu, rozdzielczość czasowa obserwowanych widm PHA okazuje się niewystarczająca, aby dopasować czas zaniku do punktów eksperymentalnych. A w przypadku Mo i W, zarówno rozdzielczość energetyczna, jak i czasowa nie były w stanie rozdzielić pojedynczej linii widmowych.



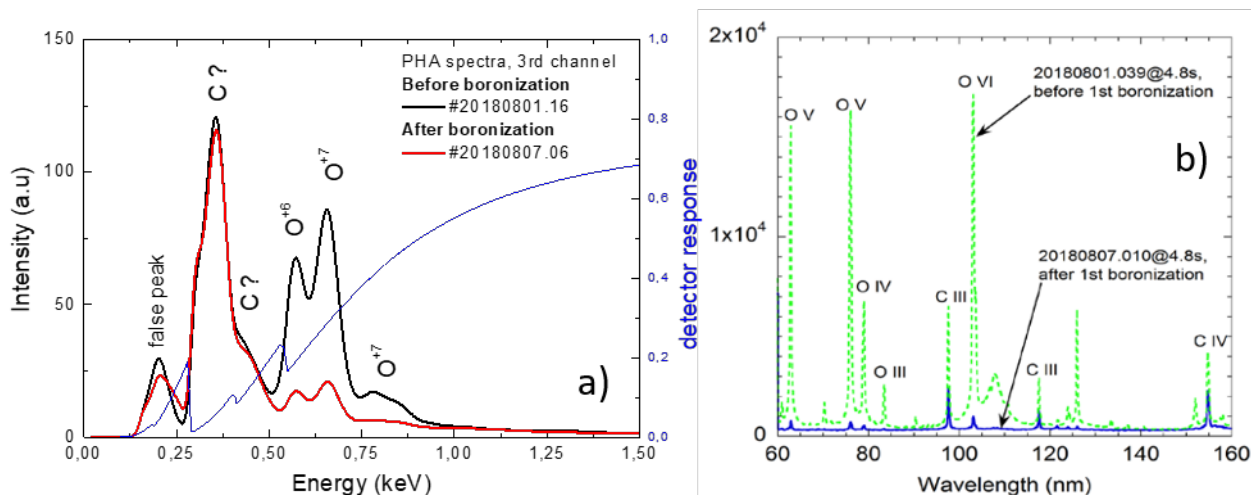
Rys. 1.1.1. Czas zaniku zanieczyszczeń w plazmie uzyskany z widm PHA dla różnej liczby atomowej Z w eksperymentach z LBO (■) i TESPEL (■)

W przypadku eksperymentu z TESPELami, przeanalizowano dwa wyładowania: #20180823.024 z wstrzykiwanym TESPELem zawierającym Cu oraz #201808023.025 z potrójnym TESPEL zawierającym: V, Mn i Ni. Te dwa wyładowania miały te same warunki eksperymentalne: około 3MW ECRH, 2MW NBI, $n_e = 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ i $T_{e, \text{cent}} = 2.5 \text{ keV}$.

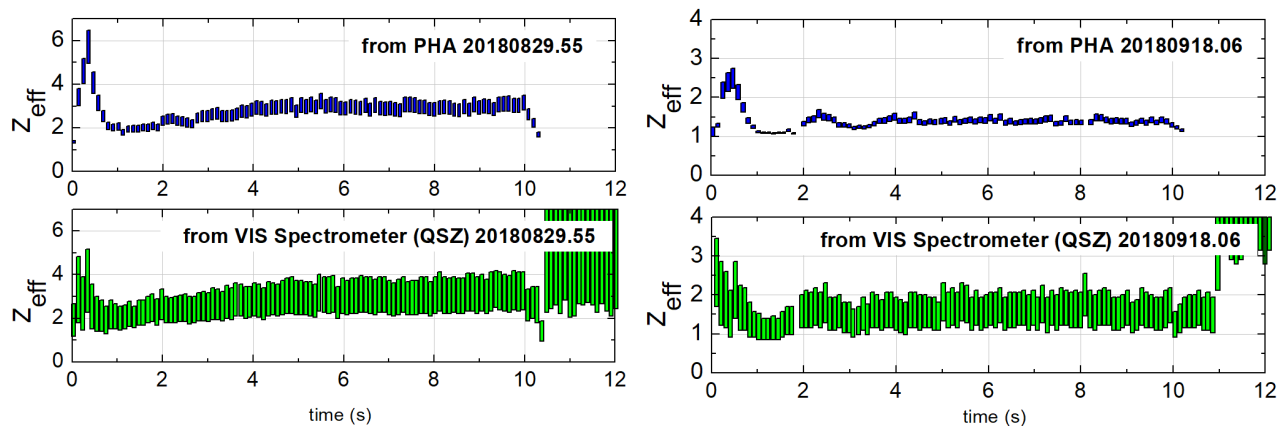
Zależność przedstawiona na rys. 1.1.1 sugeruje, że w plazmie W7-X dominuje anomalny transport zanieczyszczeń, co zostało także zaobserwowane przez inne diagnostyki i potwierdzone symulacjami. Warto dodać, że w przypadku wprowadzenia zanieczyszczenia przez TESPEL, którego osadzanie znajduje się bardziej w centrum plazmy, a nie na krawędzi, jak w przypadku LBO, eksperymentalny czas zaniku domieszki był wyższy niż uzyskany w eksperymencie z LBO.

Proces boronizacji ma istotny wpływ na proces utrzymywania plazmy w polu magnetycznym poprzez stworzenie warunków do dodatkowego dogrzania obszaru plazmy brzegowej. Ponadto boronizacja ułatwia wytworzenie plazmy fuzyjnej o niskiej gęstości, a więc takiej, w której łatwiej jest kontrolować niestabilności przy wykorzystaniu pola magnetycznego. Sam proces polega na redukcji uwalniania się metali z wnętrza urządzenia, blokowaniu powstawania węglowodorów łatwo zanieczyszczających plazmę. Ponieważ zarówno tlen jak i węgiel ze względu na ich znaczny udział w zanieczyszczeniach plazmy W7-X, istotnie wpływają na wartości średniego ładunku plazmy, Z_{eff} , zbadaniu efektów boronizacji została poświęcona analiza wyładowania 20180829.55 (przed boronizacją) oraz wyładowania 20180918.06 (po boronizacji). Już same widma rentgenowskie zaobserwowane przez system PHA, pokazują, że proces boronizacji powoduje redukcję intensywności linii widmowych, a więc zanieczyszczeń w plazmie (rys. 1.1.2), co zostało również potwierdzone przez widma zarejestrowane spektrometrem HEXOS.

Przeprowadzone symulacje widm PHA pozwoliły wyznaczyć średnie wartości ładunku plazmy $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, a następnie porównać uzyskane rezultaty z wynikami diagnostyki dedykowanej wyznaczaniu Z_{eff} z widma ciągłego z obszaru widzialnego promieniowania plazmy (rys. 1.1.3). Wyniki pokazały dobrą zgodność rezultatów. W obu przypadkach potwierdzono skuteczność procesu boronizacji objawiającą się znacznym spadkiem średnich wartości $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ dla przypadku po boronizacji ($\langle Z_{\text{eff}} \rangle \sim 1.5$) w porównaniu z przypadkiem przed boronizacją ($\langle Z_{\text{eff}} \rangle \sim 3$).



Rys. 1.1.2. Zmiany intensywności widm, w tym linii tlenu i węgla, dla wybranych wyładowań podczas kampanii eksperymentalnej W7-X OP1.2b obserwowane przez diagnostykę PHA (a) i HEXOS (b) przed i po procesie boronizacji.

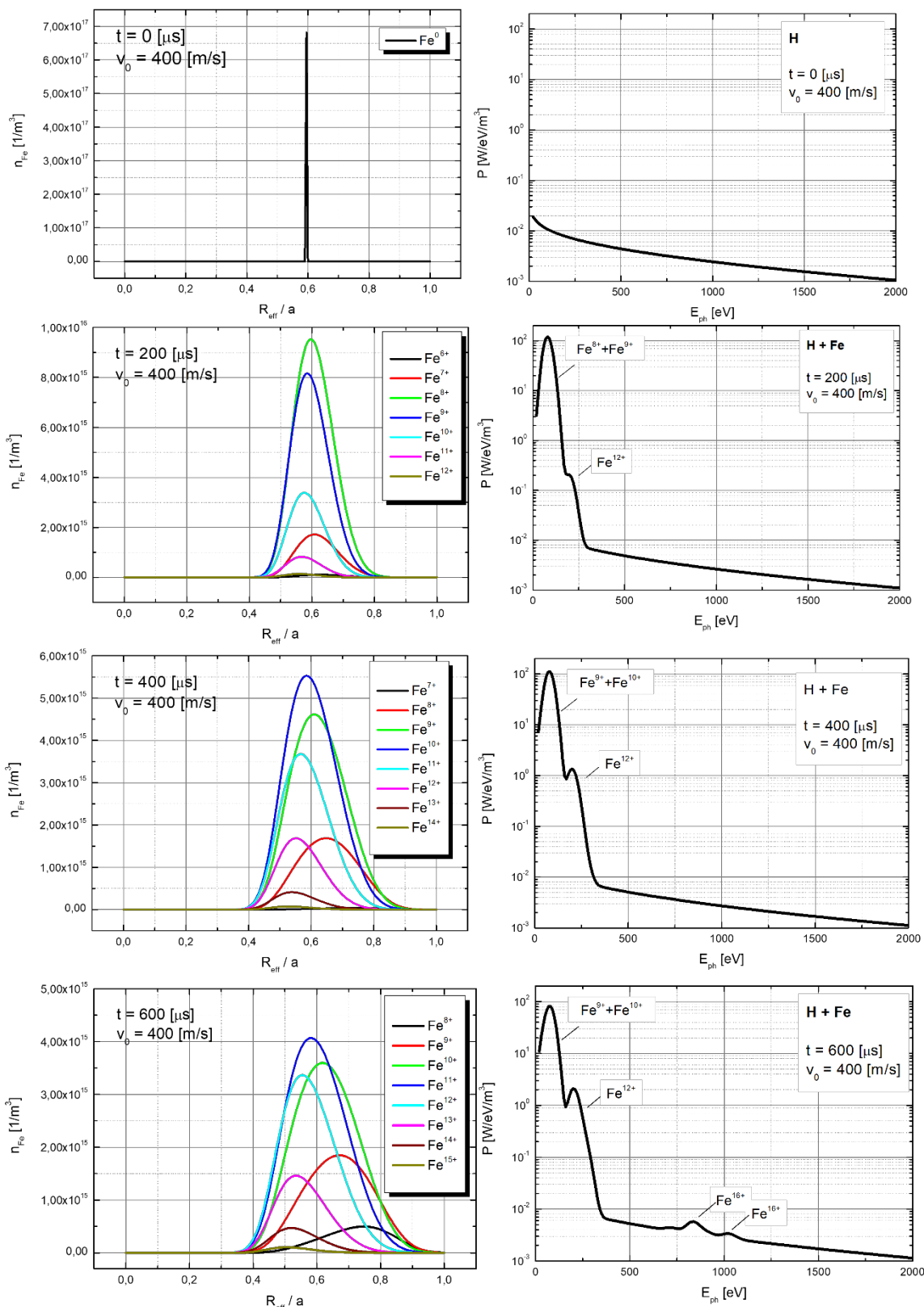


Rys. 1.1.3. Porównanie obliczonych na podstawie widm PHA wartości Z_{eff} dla wyładowania przed (po lewej) i po boronizacji ściany W7-X z wynikami z diagnostyki promieniowania widzialnego

Rozwój narzędzi informatycznych

W obu kodach (Zeff.exe i TransportW7X.exe) wykorzystano procedury i funkcje zgromadzone w specjalnej bibliotece dynamicznej XrayLib.dll. Ta biblioteka została zaprojektowana, aby zapewnić niezbędne narzędzie programistyczne do łatwej i spójnej symulacji podstawowych typów promieniowania rentgenowskiego, a w tym promieniowania typu free-free (Bremsstrahlung), free-bound (rekombinacyjne) i bound-bound (liniowe). Za pomocą tej biblioteki można również obliczyć składy jonowe (fractional abundance FA) zanieczyszczeń. Jako danych wejściowych do obliczeń używa się profili temperatury i gęstości elektronowej, a także, w przypadku szacowania zawartości jonów liczonej w oparciu o FA, wzdłuż promienia plazmy istotna jest sumaryczna zawartość zanieczyszczeń w stosunku do sumarycznej gęstości elektronów.

Kod TransportW7X.exe umożliwia ustawienie wielu parametrów fizycznych i numerycznych. Między innymi skład plazmy, główny element plazmy, rodzaj procedur numerycznych stosowanych podczas obliczeń, krok czasowy, wartości współczynników dyfuzji i konwekcji itp. W roku 2021 został rozbudowany o możliwość wprowadzania zindywidualizowanych dla każdego jonu zestawu profili współczynników dyfuzji D i prędkości konwekcji v . Można tu w wygodny sposób ustawić zestaw maksymalnie do 201 punktów definiujących każdy z profili jonowych D i v w funkcji R_{eff} , które to punkty podczas symulacji są w obszarach między nimi interpolowane przy użyciu kubicznych funkcji sklejących.



Rys. 1.1.4. Ewolucja koncentracji gęstości jonów żelaza w eksperymencie typu TESPEL i jej wpływ na charakter widm promieniowania rentgenowskiego. $v_0 = 400$ m/s, $L_{shell} = 20$ cm, $t_{shell} = 500$ μs

Prace nad modułami do symulacji eksperymentów typu TESPEL zostały zakończone wykonaniem eksperymentu numerycznego mającego na celu zbadanie działania zaimplementowanych procedur w czasie symulacji wprowadzenia „pocisku” zawierającego tracer żelazny. Przyjęto, że eksperyment przebiega w warunkach

fizycznych (profile T_e , n_e , konfiguracja pola magnetycznego itd.) opisujących ramkę czasową wyładowania 20171207.006@40ms. Pocisk TESPEL ma prędkość początkową 400 m/s, jest wstrzelony wzdłuż osi symetrii plazmy (tzn. przechodzi przez centrum), otoczka tracera ulega destrukcji po przeleceniu dystansu 20 cm w obszarze plazmy, co przekłada się na czas $t_{\text{start}} = 500 \mu\text{s}$. Celem eksperymentu było prześledzenie zmian gęstości składników jonowych żelaza i ich wpływu na strukturę widm promieniowania rentgenowskiego w przedziale czasu równym 600 μs od momentu zaniku otoczki tracera. Założono wybrany przebieg współczynnika dyfuzji D oraz prędkości konwekcji jonów żelaza (D osiąga wartości do 3 m^2/s , v oscyluje w granicach od -1.34 m/s do 0.74 m/s). Wyniki symulacji zostały przedstawione na rysunku 1.1.4.

W początkowym etapie ($t = 0 \mu\text{s}$), dla którego cała zawartość tracera pozostaje w stanie niezjonizowanym w otrzymanym widmie obserwuje się wyłącznie promieniowanie ciągle pochodzące od składnika głównego plazmy jakim jest wodór. W stosunkowo krótkim czasie dochodzi do jonizacji żelaza i charakter obserwowanych widm ulega zmianie. Zaczynają pojawiać się charakterystyczne linie widmowe odpowiadające pojawiającym się jonom. Jednocześnie obserwuje się poszerzanie zasięgów jonów w plazmie, co jest związane z procesem transportu. Zmiany kształtów profili jonowych i charakteru widm przedstawiono dla czasów $t = 0, 200, 400$ i $600 \mu\text{s}$ od momentu zaniku osłony tracera. Dynamika procesów (nie przedstawiona tutaj w dłuższym przedziale czasu) jest najintensywniejsza w etapie początkowym i zwalnia stopniowo z upływem czasu. Dotyczy to zarówno procesów jonizacji jak i transportu.

1.2. Rozwój diagnostyki VUV dla tokamaka JT-60SA

W roku 2021 grupa naukowców z IFPiLM kontynuowała udział w projekcie dotyczącym zaprojektowania i wykonania spektrometru promieniowania VUV z obszaru dywertora. Stanowisko do badania promieniowania VUV wymaga zastosowania odpowiedniej próżni (ok. $10^{-4.5}$ mbar), gdyż absorpcja w tym przedziale długości promieniowania jest dosyć wysoka dla większości gazów, nawet w przypadku umiarkowanych ciśnień. Oprócz tego, ponieważ spektrometr jest połączony przez cienką szczelinę z komorą tokamaka, wymaga to wyrównania próżni w obu komorach w celu otwarcia zaworów bezpieczeństwa pomiędzy komorami i umożliwienia pomiaru. W tym roku prace skupiły się na opracowaniu odpowiedniego układu pompującego komory spektrometru, celem którego jest uzyskanie odpowiedniego poziomu próżni w komorze tokamaka oraz spełnienie warunków bezpieczeństwa w stosunku do nadrzędnego systemu pompowania komory tokamaka JT-60SA.

Osiągnięcia w zakresie technologii

Głównym zadaniem grupy naukowców z IFPiLM w roku 2021 było opracowanie projektu układu próżniowego. W ubiegłych latach zdecydowano, że układ będzie się składał z pomp próżniowych znanej firmy SAES Group przy wykorzystaniu nowoczesnych elementów absorbujących, getterów. W tym roku należało wykonać oszacowania całej wydajności układu oraz dokonać wyboru, który z dostępnych modeli pomp absorpcyjnych firmy SAES może być zastosowany w spektrometrze VUV z uwzględnieniem warunków pracy tokamaka oraz przestrzeni wydzielonej dla diagnostyki.

Dlatego w tym toku celem pracy było oszacowanie przepływu wodoru z wlotu spektrometru do pompy gettera oraz czasu pomiędzy regeneracjami gettera. Kolejność prac była następująca:

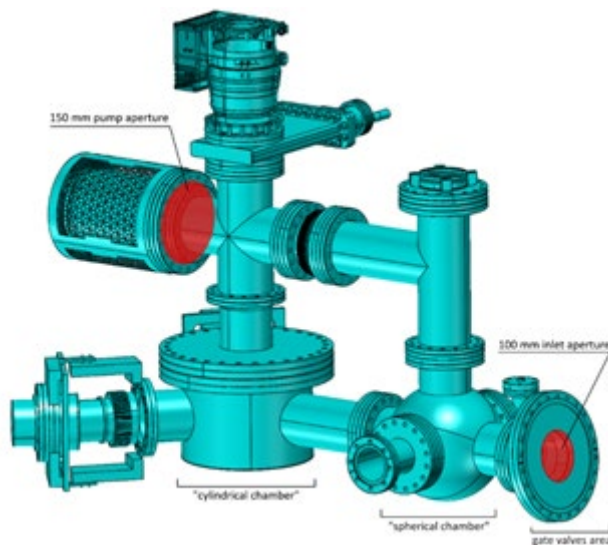
1. Utworzenie cyfrowego modelu układu próżniowego o odpowiednim poziomie szczegółowości.
2. Określenie prawdopodobieństwa przenoszenia cząstek z wlotu do kołnierza pompy z nieparującym getterem (NEG) za pomocą symulacji Monte Carlo w Molflow+.
3. Obliczenie prędkości pompowania w porcie wlotowym.
4. Obliczenie czasu nasycenia gettera i regeneracji.

Zastosowany model symuluje zderzenia cząsteczek ze ścianami układu próżniowego wykorzystując płaskie powierzchnie w celu przybliżenia rzeczywistej geometrii, dlatego konieczne było zaprojektowanie modelu o niskiej liczbie wielokątów o proponowanej geometrii. W oparciu o dostarczony model STP (Rys. 1.2.1), jako odniesienie wymiarowe, zaprojektowano model objętości wewnętrznej spektrometru (Rys. 1.2.2). W procesie projektowania poczyniono następujące założenia i uproszczenia:

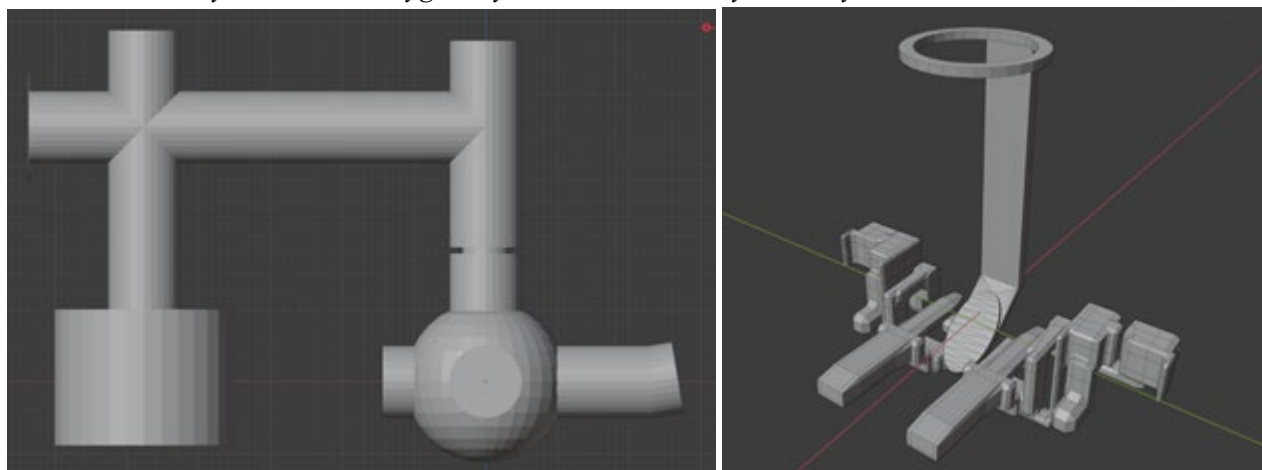
- Wewnętrzną średnicę rur ustawiono na 100 mm. W oryginalnym modelu waha się od 98 do 104 mm.
- Pominięto przewodność szczelin łączących komorę kulistą i komorę cylindryczną, dlatego część ta została zamodelowana jako rura zaślepiająca, połączona z komorą kulistą (zakładana jest przegroda prawie

hermetyczna w otworze środkowym pomiędzy szczelinami). Pominęto wpływ przewodu prowadzącego od szczelin do komory cylindrycznej na prawdopodobieństwo transmisji.

- Wpływ elementów wewnętrznych komory kulistej skompensowano za pomocą ręcznie zaprojektowanych przybliżeń o małej liczbie wielokątów.



Rysunek 1.2.1. Oryginalny model z zaznaczonymi ważnymi obszarami.



Rys.1.2.2. Uproszczona geometria układu próżniowego oraz aproksymacja wnętrza sferycznej komory.

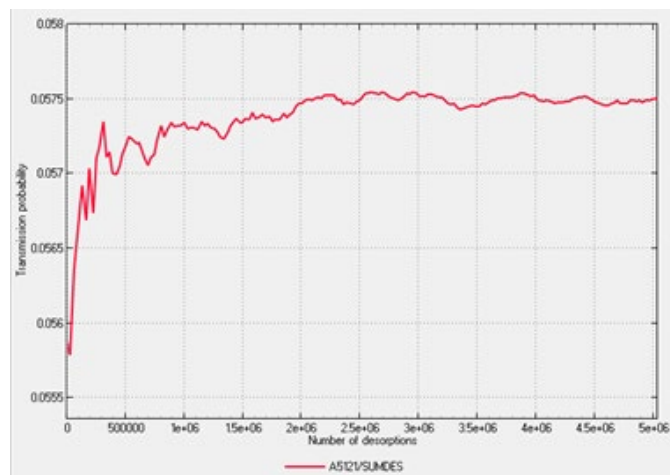
W ramach punktu 2 dot. określenia prawdopodobieństwa przeprowadzono następujące symulacje. Prawdopodobieństwo transmisji określa, jak prawdopodobne jest zdarzenie, gdy cząsteczka wejdzie w element próżniowy, wyjdzie na jego drugim końcu i nie odbije się. Jest to kluczowa wartość dla określenia ograniczeń nałożonych na przepływ molekularny przez geometrię układu próżniowego. W tej symulacji obliczono ją jako stosunek liczby cząstek zaabsorbowanych na powierzchni wylotowej do liczby cząstek zaabsorbowanych na powierzchniach wlotowych. Do symulacji przepływu gazu zastosowano program Molflow+. W wyniku symulacji zostało określone prawdopodobieństwo transmisji cząstki, α (Rys. 1.2.3), które po $5 \cdot 10^6$ symulacjach ustabilizowało się na poziomie $\alpha = 0.0575$.

Obliczenia wykonano używając ogólnego równania do obliczenia przewodności całkowitej, prędkość pompowania przy zaworach szybrowych (wlot komory spektrometru) S_{gv} obliczona została w następujący sposób:

$$S_{gv} = \left(\frac{1}{S_{neg}} - \frac{1}{C_{aneg}} + \frac{1}{C_{msys}} \right)^{-1}$$
, gdzie S_{neg} oznacza wydajność pompowania pompy Capacitorr HV1600, C_{aneg} – przewodność apertury dla pompy, C_{msys} – przewodność apertury dla wlotu układu.

Ponieważ nie ma zmniejszenia średnicy rury na kołnierzu pompy w kierunku przepływu gazu, opór otworu pompy został odjęty od oporu systemu (pompy są zwykle mierzone przy podłączeniu do większej komory, co nie ma

miejsca w tym przypadku). Przewodność temperaturowa C_a jest obliczana jako $C_a = k_a A = A \sqrt{\frac{R_0 T}{2\pi M_m}}$, gdzie R_0 – uniwersalna stała gazowa, T – temperatura gazu, M_m – masa molowa gazu, A – obszar apertury. Za pomocą konduktancji apertury, konduktancję elementu próżniowego C_m oblicza się jako $C_m = C_a \alpha$. W przypadku omawianego układu próżniowego wynikiem symulacji była wartość α .



Rys.1.2.3. Zmiana prawdopodobieństwa transmisji wraz z postępowaniem symulacji

W ramach procedury obliczeniowej gettera zakładano, że wybrana nieparująca pompa getterowa będzie pracowała w przedziale 10% a 90% maksymalnego obciążenia wodorem. Czas ciągłej sorpcji gettera t_{max} obliczono jako: $t_{max} = \frac{SC}{S_{gv} P}$, gdzie SC to 80% pojemności sorpcyjnej określonej przez producenta, w tym przypadku dla H_2 , P – ciśnienie na powierzchni przy prędkości pompowania S_{gv} . Przepływ gazu z pompy NEG do pompy turbomolekularnej (TMP) jest obliczany i symulowany jak powyżej. Czas regeneracji t (w sekundach) obliczany był według wzoru: $t = \frac{M}{F} \left(\frac{1}{q_f} - \frac{1}{q_i} \right) 10^{-\left(A - \frac{B}{T}\right)}$, gdzie M oznacza masę gettera, F – prędkość pompowania (w tym przypadku TMP), q_f – końcowe stężenie wodoru, q_i – początkowe stężenie wodoru, A i B – stałe, T – temperatura.

W rezultacie przeprowadzonych rozważań oszacowano, że prędkość pompowania wodoru przy zaworze szybrowym wynosi 190 l/s. Dla porównania przeprowadzono symulację bez uwzględnienia wnętrza komory sferycznej (jedynie zwężenie przepływu, które zostało uwzględnione w tej geometrii, dotyczyło mocowania peryskopu dla zwierciadeł). Wynik wyniósł 215 l/s przy odpowiedniej wartości $\alpha = 0.0659$. Pozwala to wnioskować, że maksymalny błąd związany z nieidealnością aproksymacji geometrii komory sferycznej wynosi 13%, ale prawdopodobnie mniej niż 5%, ze względu na dość dobre podobieństwo kształtu. Obliczenia przepływu zakładały, że twierdzenie producenta o „stałej prędkości pompowania w warunkach HV, UHV i XHV” jest prawdziwe. Przy obliczonej prędkości pompowania i założeniu, że cały gaz będzie pochodził z wlotu (pomijając odgazowywanie ze ścian, uszczelek i innych elementów, takich jak silniki krokowe), czas do uzyskania nasycenia wynosi: 43 h dla $5 \cdot 10^{-4}$ mbar, 216 h dla 10^{-4} mbar, oraz 431 h dla $5 \cdot 10^{-5}$ mbar ciśnienia wodoru na zaworze szybrowym (wlocie do układu spektrometru). Czas regeneracji gettera NEG od 90% do 10% obciążenia wodorem to 15 minut przy temperaturze 570°C i wydajności pompowania pompy TMP 350 l/s.

Przeprowadzone oszacowania pozwoliły na podjęcie ostatecznych decyzji w kierunku planowanych elementów układu próżniowego oraz doboru jego parametrów odpowiednio do warunków przewidywanych w eksperymencie. W kolejnym roku jest planowany zakup wszystkich wytypowanych elementów oraz finalizacja układu próżniowego.

Rozwój narzędzi informatycznych

W ramach realizowanego projektu powstały narzędzia informatyczne, napisane w języku oprogramowania Python, w celu przeprowadzenia symulacji niezbędnych do rozwiązania problemu technologicznego. Posłużono się również programem Moflow+.

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

2.1. Kalibracja systemu diagnostyk neutronowych JET dla energii 14 MeV

Głównym celem projektu WPJET3 NC14 jest wyznaczenie współczynników kalibracyjnych dla komór rozszczepieniowych (KN1) dla neutronów prędkich emitowanych z plazmy deuterowo trytowej oraz współczynników aktywacyjnych dla wytypowanych materiałów tarczowych (Al, Nb). Współczynniki te powinny zostać zweryfikowane w oparciu o pomiary aktywacyjne przeprowadzone w trakcie kampanii eksperymentalnej TT i DT na tokamaku JET. Kampania eksperymentalna z zastosowaniem trytu na tokamaku JET została przeprowadzona w 2021 roku. W trakcie każdego z wyładowań plazmowych emitowane były duże ilości neutronów o energii 14 MeV. W celu umożliwienia prawidłowego oszacowania budżetu neutronowego opisywanego urządzenia plazmowego, mocy wydzielanej z reakcji fuzji i parametrów plazmy, konieczne było przeprowadzenie kalibracji diagnostyk neutronowych z zastosowaniem neutronów o wyżej wymienionej energii. Kalibracja diagnostyk neutronowych z zastosowaniem 14 MeV generatora neutronów została przeprowadzona w 2017 roku z udziałem pracowników Laboratorium Diagnostyki Neutronów i Promieniowania Gamma.

W ramach prac przewidzianych do wykonania w 2021 roku, zaplanowano napromieniowanie materiałów tarczowych Al, Nb umieszczonych w kapsule aktywacyjnej w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U w trakcie pojedynczych wyładowań plazmowych kampanii TT i DT. Otrzymane rezultaty zapewnią walidację współczynników aktywacyjnych wyznaczonych dla systemu KN2 oraz współczynników kalibracyjnych dla komór rozszczepieniowych.

Wyniki prac badawczych

W celu walidacji współczynników kalibracyjnych dla komór rozszczepieniowych oraz współczynników aktywacyjnych dla materiałów tarczowych dla systemu KN2, zaplanowano przeprowadzenie pomiarów aktywacyjnych dla materiałów Al, Fe, Nb w trakcie pojedynczych wyładowań plazmowych kampanii TT i DT na tokamaku JET. Próbkę tę napromieniowano w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U.

W ramach wymienionego powyżej zadania przygotowano szczegółowy plan pomiarów dla kampanii TT i DT, uwzględniający zawartość każdej kapsuły aktywacyjnej, kolejność próbek w kapsule oraz zalecany czas pomiaru zaaktywowanych próbek. Plan ten przedstawiono w Tabeli 2.1.1.

Tabela 2.1.1. Zawartość kapsuł aktywacyjnych oraz zalecany czas pomiaru.

Kampania	Nr wyładowania	Kolejność próbek w kapsule	Zalecany czas pomiaru [h]
TT	1 – KN2 6U	Al (1 mm), Nb (2 mm)	> 12 h
	2 – KN2 6U	Fe (1 mm), Nb (2 mm)	> 12 h
DT	1 – KN2 6U	Al (1 mm), Nb (2 mm)	> 12 h
	2 – KN2 6U	Fe (1 mm), Nb (2 mm)	> 12 h
	3 – KN2 6U	Mg (1mm), Nb (2mm)	> 12 h

Aktywacje planowane w ramach kampanii TT zostały przeniesione na rok 2022. Próbkę Al, Fe oraz Nb zostały napromieniowane w trakcie pojedynczych wyładowań plazmowych w trakcie kampanii DT w drugiej połowie grudnia 2021 roku. Po zakończeniu wyładowania plazmowego, kapsuła zawierająca próbki wytypowanych materiałów była transportowana za pomocą systemu poczty pneumatycznej do laboratorium, gdzie odbywał się pomiar promieniowania gamma emitowanego z zaaktywowanych próbek z zastosowaniem detektora HPGe o wydajności względnej 190%. Próbkę znajdującą się w danej kapsule mierzone były równocześnie ze względu na spodziewane duże radioaktywności powstających produktów. Dane zebrane w wyniku pomiarów spektrometrii gamma dla próbek Al, Fe oraz Nb zostaną przekazane do analizy pracownikom naukowym z IFPiLM w pierwszym kwartale 2022 roku. W celu oszacowania spodziewanych produktów reakcji i ich radioaktywności w próbkach Al, Fe oraz Nb napromieniowanych w trakcie poszczególnych wyładowań plazmowych kampanii DT, przeprowadzono obliczenia z zastosowaniem kodu FISPACT-II. Scenariusz napromieniowania został przygotowany w oparciu o dane doświadczalne dla wyładowań plazmowych wykonanych w trakcie kampanii DT na tokamaku JET. Szczegóły dotyczące rozważanych wyładowań plazmowych przedstawiono w Tabeli 2.1.2. Widma neutronów dla każdej próbki napromieniowanej w KN2 6U zostały obliczone przy użyciu kodu MCNP. Przekroje czynne dla każdej rozpatrywanej reakcji jądrowej zaczerpnięto z biblioteki danych jądrowych TENDL-2017.

Tabela 2.1.1. Szczegóły dotyczące wyładowań plazmowych #99512, #99541 oraz #99543.

Nr wyładowania plazmowego	Całkowity wydatek neutronowy [n]	Czas emisji neutronów [s]
#99512	$6.2 \cdot 10^{18}$	3.5
#99541	$5.1 \cdot 10^{18}$	3
#99543	$2.4 \cdot 10^{18}$	2

Wyniki obliczeń FISPACT-II dla próbki Al i założonego scenariusza napromieniowania (wyładowania #99512, #99541 i #99543 podczas kampanii eksperymentalnej DT w JET) przedstawiono w Tabeli 2.1.3. Z kolei główne parametry produktów reakcji powstających w próbce Al znajdują się w Tabeli 2.1.4.

Tabela 2.1.3. Wyniki obliczeń FISPACT-II dla próbki Al napromieniowanej w warunkach eksperymentalnych zbliżonych do warunków dla wyładowań plazmowych #99512, #99541 oraz #99543 w trakcie kampanii DT.

Produkt reakcji	#99512		#99541		#99543	
	Aktywność właściwa [Bq/g]	Błąd [Bq/q]	Aktywność właściwa [Bq/g]	Błąd [Bq/q]	Aktywność właściwa [Bq/g]	Błąd [Bq/q]
Al 28	6.170E+07	1.98E+06	4.356E+07	1.40E+06	1.370E+07	4.40E+05
Mg 27	1.287E+07	1.17E+06	9.079E+06	8.23E+05	2.850E+06	2.58E+05
Al 26m	1.409E+06	5.56E+05	1.018E+06	4.02E+05	3.371E+05	1.33E+05
Na 24	1.890E+05	1.76E+04	1.333E+05	1.24E+04	4.181E+04	3.90E+03

Tabela 2.1.4. Główne parametry produktów reakcji powstających w próbkach Al.

Produkt reakcji	Reakcja	Czas połowicznego rozpadu	Energia kwantów gamma [keV]
Al 28	$^{27}\text{Al}(n,g)^{28}\text{Al}$	2.245 m	1778.987 (100%)
Mg 27	$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	9.458 m	843.76 (71.8%)
Al 26m	$^{27}\text{Al}(n,2n)^{26m}\text{Al}$	6.3460 s	511 (199.8%)
Na 24	$^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$	14.997 h	1368.626 (99.99%)

Na podstawie wyników symulacji numerycznych z zastosowaniem kodu FISPACT-II można stwierdzić, że radionuklidy ^{28}Al , ^{27}Mg , ^{26m}Al i ^{24}Na będą dobrze widoczne w zarejestrowanym widmie promieniowania gamma dla zaaktywowanej próbki Al. Aby ocenić radioaktywność ^{24}Na w próbce Al z dużą dokładnością, zaleca się zmniejszenie wpływu krótkożyciowych radionuklidów na piki całkowitego pochłaniania energii kwantów gamma dla ^{24}Na . Warto zauważyć, że widma promieniowania gamma będą rejestrowane w formacie list-mode, który pozwala na ekstrakcję widma dla zadanego czasu rozpoczęcia pomiaru a w konsekwencji wyeliminowaniu wpływu nuklidów krótkożyciowych na dokładność oznaczania ^{24}Na .

W Tabeli 2.1.5 przedstawiono produkty reakcji powstające w próbkach Fe i ich radioaktywność wyrażoną w Bq/g dla 3 wyładowań kampanii eksperymentalnej DT na tokamaku JET. Parametry produktów reakcji wyszczególniono w Tabeli 2.1.6.

Tabela 2.1.5. Wyniki obliczeń FISPACT-II dla próbki Fe napromieniowanej w warunkach eksperymentalnych zbliżonych do warunków dla wyładowań plazmowych #99512, #99541 oraz #99543 w trakcie kampanii DT.

Produkt reakcji	#99512		#99541		#99543	
	Aktywność właściwa [Bq/g]	Błąd [Bq/q]	Aktywność właściwa [Bq/g]	Błąd [Bq/q]	Aktywność właściwa [Bq/g]	Błąd [Bq/q]
Mn 56	4.387E+05	3.62E+04	3.093E+05	2.55E+04	9.705E+04	8.02E+03
Mn 57	6.638E+05	1.17E+05	4.690E+05	8.26E+04	1.477E+05	2.60E+04
Mn 58	1.790E+04	7.67E+03	1.266E+04	5.42E+03	3.991E+03	1.71E+03
Mn 58m	2.695E+05	9.45E+04	2.042E+05	7.06E+04	6.947E+04	2.49E+04

Fe 53	8.708E+03	1.74E+03	6.142E+03	1.23E+03	1.928E+03	3.85E+02
Cr 55	9.004E+03	3.26E+03	6.353E+03	2.30E+03	1.996E+03	7.22E+02
Fe 59	2.642E+01	6.80E-01	1.863E+01	4.80E-01	5.844E+00	1.50E-01
Mn 54	4.196E+01	3.60E+00	2.958E+01	2.54E+00	9.280E+00	7.96E-01
Cr 51	8.321E+01	1.44E+01	5.867E+01	1.01E+01	1.841E+01	3.18E+00
Fe 55	1.867E+02	2.46E+01	1.317E+02	1.73E+01	4.131E+01	5.44E+00

Tabela 2.1.6. Główne parametry produktów reakcji powstających w próbkach Fe.

Produkt reakcji	Reakcja	Czas połowicznego rozpadu	Energia kwantów gamma [keV]
Mn 56	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	2.5789 h	846.7638 (98.85%)
Mn 57	$^{57}\text{Fe}(n,p)^{57}\text{Mn}$	85.4 s	122.063 (14%)
Mn 58	$^{58}\text{Fe}(n,p)^{58}\text{Mn}$	3 s	1446.5 (1.2%)
Mn 58m	$^{58}\text{Fe}(n,p)^{58\text{m}}\text{Mn}$	65.4 s	810.761 (88%)
Fe 53	$^{54}\text{Fe}(n,2n)^{53}\text{Fe}$	8.51 m	511 (194%)
Cr 55	$^{58}\text{Fe}(n,a)^{55}\text{Cr}$	3.497 m	Niemierzalny
Fe 59	$^{58}\text{Fe}(n,g)^{59}\text{Fe}$	44.490 d	1099.245 (56.5%)
Mn 54	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	312.20 d	834.848 (99.98%)
Cr 51	$^{54}\text{Fe}(n,a)^{51}\text{Cr}$	27.704 d	320.0824 (9.91%)
Fe 55	$^{54}\text{Fe}(n,g)^{55}\text{Fe}$	2.744 y	Niemierzalny

Na podstawie przedstawionych powyżej rezultatów można zauważyć, że dla założonego scenariusza napromieniowania w próbce Fe po zakończeniu napromieniania w KN2 6U będą obecne następujące radionuklidy: ^{56}Mn , ^{57}Mn , ^{58}Mn , $^{58\text{m}}\text{Mn}$, ^{53}Fe , ^{55}Cr , ^{59}Fe , ^{54}Mn , ^{51}Cr i ^{55}Fe . Niektóre z nich (^{55}Cr , ^{55}Fe) nie są mieralne metodą spektrometrii gamma i nie będą obecne w zarejestrowanym widmie spektrometrycznym. Z kolei radionuklidy ^{57}Mn , ^{58}Mn , $^{58\text{m}}\text{Mn}$, ^{53}Fe mają stosunkowo krótki czas połowicznego rozpadu i można je łatwo wyeliminować dzięki zastosowanemu formatowi widma spektrometrycznego (list-mode). Wykazano, że największy wkład w radioaktywność próbki Fe będzie mieć ^{56}Mn i ^{57}Mn .

Wyniki obliczeń FISPACT-II dla próbki Nb oraz rozważanego scenariusza napromieniowania dla kampanii DT na tokamaku JET przedstawiono w Tabeli 2.1.7. Główne parametry produktów reakcji powstających w próbce Nb zostały zaprezentowane w Tabeli 2.1.8.

Tabela 2.1.7. Wyniki obliczeń FISPACT-II dla próbki Nb napromieniowanej w warunkach eksperymentalnych zbliżonych do warunków dla wyładowań plazmowych #99512, #99541 oraz #99543 w trakcie kampanii DT.

Produkt reakcji	#99512		#99541		#99543	
	Aktywność właściwa [Bq/g]	Błąd [Bq/q]	Aktywność właściwa [Bq/g]	Błąd [Bq/q]	Aktywność właściwa [Bq/g]	Błąd [Bq/q]
Nb 94m	3.192E+08	1.40E+07	2.252E+08	9.86E+06	7.070E+07	3.10E+06
Y 89m	1.808E+06	7.00E+05	1.289E+06	4.99E+05	4.133E+05	1.60E+05
Nb 92m	1.200E+04	1.89E+03	8.458E+03	1.34E+03	2.653E+03	4.19E+02
Y 90m	1.030E+04	3.10E+02	7.262E+03	2.19E+02	2.278E+03	6.86E+01
Y 90	6.220E+02	1.87E+01	4.386E+02	1.32E+01	1.376E+02	4.15E+00
Nb 93m	1.951E+01	4.17E-01	1.375E+01	2.94E-01	4.315E+00	9.22E-02

Tabela 2.1.8. Główne parametry produktów reakcji powstających w próbkach Nb.

Produkt reakcji	Reakcja	Czas połowicznego rozpadu	Energia kwantów gamma [keV]
Nb 94m	$^{93}\text{Nb}(n,g)^{94\text{m}}\text{Nb}$	6.263 m	Niemierzalny
Y 89m	$^{93}\text{Nb}(n,na)^{89\text{m}}\text{Y}$	15.663 s	908.960 (99.16%)
Nb 92m	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	10.15 d	934.44 (99.15%)

Y 90m	$^{93}\text{Nb}(n,a)^{90m}\text{Y}$	3.19 h	202.53 (97%)
Y 90	$^{93}\text{Nb}(n,a)^{90}\text{Y}$	64.05 h	Niemierzalny
Nb 93m	$^{93}\text{Nb}(n,n')^{93m}\text{Nb}$	16.12 y	Niemierzalny

Przeprowadzone symulacje numeryczne z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla próbki Nb dla założonego scenariusza napromieniowania wykazały, że po zakończeniu wyładowania plazmowego w próbce Nb będą obecne następujące produkty reakcji: ^{94m}Nb , ^{89m}Y , ^{92m}Nb , ^{90m}Y , ^{90}Y i ^{93m}Nb . Niektóre z powstających produktów reakcji nie są mieralne metodą spektrometrii gamma i nie będą obserwowane w widmie spektrometrycznym zarejestrowanym dla próbki Nb. Obliczona radioaktywność właściwa ^{92m}Nb mieści się w zakresie od 2653 do 12000 Bq/g. Istotny udział w całkowitej radioaktywności próbki Nb ma również ^{90m}Y . Obliczona radioaktywność właściwa ^{90m}Y dla rozważanych wyładowań plazmowych mieści się w zakresie od 2278 do 10300 Bq/g.

Symulacje numeryczne z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla każdej z rozważanych próbek zostaną powtórzone dla wyładowań plazmowych kampanii DT, w trakcie których napromieniowane zostały próbki. Wyniki symulacji zostaną porównane z danymi eksperymentalnymi.

Widma promieniowania gamma zarejestrowane dla próbek Al, Fe oraz Nb, napromieniowanych w trakcie kampanii DT na tokamaku JET, zostaną wysłane do analizy w pierwszym kwartale 2022 roku. Głównym zadaniem pracowników IFPiLM będzie zidentyfikowanie produktów reakcji powstających w próbkach oraz oszacowanie ich radioaktywności. Otrzymane rezultaty jak również wyniki symulacji z zastosowaniem kodu MCNP posłużą do walidacji współczynników aktywacyjnych dla wytypowanych materiałów tarczowych oraz współczynników kalibracyjnych dla komór rozszczepieniowych wyznaczonych w trakcie kalibracji diagnostyk neutronowych z zastosowaniem 14 MeV generatora neutronów.

2.2. Pomiary aktywacyjne dla materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER

Jednym z zadań przewidzianych w ramach projektu WPJET3 ACT jest napromieniowanie materiałów, które zostaną użyte do budowy tokamaka ITER w strumieniu 14-MeV neutronów w trakcie 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.

Głównym celem prac przewidzianych do wykonania w 2021 roku w ramach projektu WPJET3 ACT było napromieniowanie materiałów, które zostaną zastosowane do budowy tokamaka ITER, w trakcie kampanii eksperymentalnej DT na tokamaku JET, a następnie pomiar promieniowania emitowanego z próbek z użyciem detektora HPGe. Ponadto kontynuowano prace dotyczące wzajemnej kalibracji zakończeń aktywacyjnych KN2 3U oraz KN2 6U dla kampanii eksperymentalnych z zastosowaniem trytu.

Wyniki prac badawczych

W celu zbadania zachowania materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER w silnym strumieniu neutronów o energii 14 MeV jak również zbadania stężenia zanieczyszczeń w nich obecnych, materiały CuCrZr, stop A286 oraz SS316L(N) napromieniowano podczas kampanii eksperymentalnej DT na tokamaku JET. Materiały te napromieniowano w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U podczas poszczególnych wyładowań plazmowych.

W Tabeli 2.2.1 przedstawiono szczegóły dotyczące próbek aktywacyjnych napromieniowanych w trakcie wyładowań plazmowych przydzielonych do projektu ACT. Do pomiarów promieniowania gamma emitowanego z zaaktywowanych próbek zastosowano detektor półprzewodnikowy HPGe o wydajności względnej 190% znajdujący się w masywnej osłonie ołowianej. Ponadto, wszystkie próbki znajdujące się w kapsule aktywacyjnej mierzono jednocześnie. Zarejestrowane dane zostaną przeanalizowane przez zespół naukowców z IFPiLM w pierwszym kwartale 2022 roku.

Tabela 2.2.1. Lista folii dozymetrycznych oraz materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER napromieniowanych w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U w trakcie kampanii DT na tokamaku JET.

Nr kapsuły	Próbki	Spektrometria promieniowania gamma – szczegóły pomiaru
1	KN2 6U: Al (1 mm), Fe (1 mm), Nb (2 mm)	Odległość: 15 cm, Czas pomiaru: 6 h Start pomiaru: 1 h po wyładowaniu
2	ITER material sample: CuCrZr 212606 “Primary shot (2)” In case of bad shot: Back-up provided as “back-up shot (2)” IWS A286	Odległość: 12 cm, Czas pomiaru: 6 h Start pomiaru: zaraz po zakończeniu wyładowania
3	ITER material sample: SS316L(N) 2500/68 “primary shot (1)” In case of bad shot: Back-up shot provided as “back-up shot (1)” SS316L(N) 304756	Odległość: 12 cm, Czas pomiaru: 6 h Start pomiaru: zaraz po zakończeniu wyładowania

W związku z faktem, że materiały konstrukcyjne tokamaka ITER napromieniowano pod koniec grudnia 2021 roku w trakcie kampanii DT, dane eksperymentalne nie zostały jeszcze przekazane do analizy do pracowników naukowych z IFPiLM. W związku z tym przeprowadzono obliczenia z zastosowaniem kodu FISPACT-II, których głównym celem było oszacowanie produktów reakcji i ich radioaktywności w materiałach, które napromieniowano podczas poszczególnych wyładowań. Scenariusz napromieniowania został przygotowany na podstawie danych doświadczalnych dla wyładowań DT. Całkowitą wydajność neutronów i czas emisji neutronów dla wyładowań #99512, #99541 i #99543 przedstawiono w tabeli 2.2.2. Widma neutronów dla każdej próbki napromieniowanej w KN2 6U zostały obliczone przy użyciu kodu MCNP. Przekroje dla każdej rozpatrywanej reakcji zaczerpnięto z biblioteki danych TENDL-2017. Składy rozpatrywanych materiałów ITER oraz zanieczyszczeń w nich występujących przedstawiono w tabeli 2.2.3.

Tabela 2.2.2 Szczegóły dotyczące wyładowań plazmowych #99512, #99541 oraz #99543.

Nr wyładowania plazmowego	Całkowity wydatek neutronowy [n]	Czas emisji neutronów [s]
#99512	$6.2 \cdot 10^{18}$	3.5
#99541	$5.1 \cdot 10^{18}$	3
#99543	$2.4 \cdot 10^{18}$	2

Tabela 2.2.3. Skład pierwiastkowy materiałów CuCrZr, SS316L(N) oraz A286.

Materiały ITER:	CuCrZr	SS316L(N)	A286
Element	Wt [%]	Wt [%]	Wt [%]
C	0.0003	0.03	0.032
Si	0.01	0.5	0.586
Mn	-	2.00	1.50
P	-	0.03	0.01
S	-	0.015	0.001
O	0.01	-	-
Co	0.003	0.05	0.004
Cr	0.8017	18.00	15.1
Mo	-	2.7	1.23
Ni	0.005	12.50	25.4
V	-	-	0.27
Cu	99.07	1.0	0.03
Ti	-	0.10	2.26
Al	-	-	0.28
B	-	0.002	0.0059
Pb	-	-	0.0001
Fe	0.0002	62.973	53.3
Ta	0.003	0.01	-
N	0.0038	0.08	-
Nb	0.003	0.01	-
Zr	0.09	-	-

Wyniki obliczeń z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla stopu CuCrZr i warunków eksperymentalnych panujących podczas wyładowań plazmowych #99512, #99541 oraz #99543 zaprezentowano w tabeli 2.1.4.

Tabela 2.1.4. Wyniki obliczeń z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla stopu CuCrZr i warunków eksperymentalnych dla wyładowań plazmowych #99512, #99541 oraz #99543.

Produkt reakcji	Czas połowicznego rozpadu	Energia gamma [keV]	#99512		#99541		#99543	
			Aktywność właściwa [Bq/g]	Błąd [Bq/q]	Aktywność właściwa [Bq/g]	Błąd [Bq/q]	Aktywność właściwa [Bq/g]	Błąd [Bq/q]
Cu 62	9.67 m	511.0 (195.7%)	1.589E+07	1.16E+06	1.121E+07	8.21E+05	3.518E+06	2.58E+05
Cu 66	5.120 m	1039.2 (9.23%)	4.900E+07	7.45E+05	3.457E+07	5.25E+05	1.086E+07	1.65E+05
Co 62	1.54 m	1172.9 (83.2%)	6.272E+05	1.96E+05	4.431E+05	1.39E+05	1.395E+05	4.37E+04
Cu 64	12.701 h	511.0 (35.2%)	1.917E+06	2.60E+04	1.351E+06	1.84E+04	4.240E+05	5.76E+03
Zr 90m	809.2 ms	2318.959 (82%)	3.304E+06	3.35E+05	2.625E+06	2.67E+05	1.095E+06	1.12E+05
V 52	3.743 m	1434.06 (100%)	1.200E+05	1.34E+04	8.466E+04	9.48E+03	2.660E+04	2.98E+03
Co 62m	13.86 m	1172.9 (97.7%)	5.854E+04	2.37E+04	4.129E+04	1.67E+04	1.296E+04	5.24E+03
N 16	7.13 s	niemierzalny	6.556E+04	0.00E+00	4.728E+04	0.00E+00	1.554E+04	0.00E+00
Co 60m	10.467 m	58.603 (2.06%)	1.028E+06	1.05E+05	7.248E+05	7.37E+04	2.275E+05	2.31E+04
Ni 65	2.517 h	1481.84 (23.59%)	2.251E+04	7.79E+03	1.587E+04	5.49E+03	4.980E+03	1.72E+03
Al 28	2.245 m	1778.987 (100%)	1.511E+04	1.59E+03	1.067E+04	1.13E+03	3.356E+03	3.54E+02
Ta182m	15.84 m	171.586 (48%)	1.575E+07	4.04E+05	1.291E+07	3.31E+05	5.841E+06	1.55E+05
V 53	1.543 m	1006.0 (89.6%)	1.712E+04	3.86E+03	1.210E+04	2.72E+03	3.808E+03	8.57E+02
Y 89m	15.663 s	908.960 (99.16%)	1.007E+04	1.66E+03	7.177E+03	1.18E+03	n/a	n/a
Nb 94m	6.263 m	niemierzalny	9.559E+03	4.16E+02	6.743E+03	2.93E+02	2.117E+03	9.21E+01
V 54	49.8 s	niemierzalny	2.675E+03	7.66E+02	1.893E+03	5.42E+02	n/a	n/a
Co 61	1.649 h	67.412 (84.7%)	1.032E+03	3.72E+02	7.274E+02	2.62E+02	2.282E+02	8.23E+01
Zr 89m	4.161 m	587.8 (89.61%)	3.131E+03	3.08E+02	2.209E+03	2.17E+02	6.941E+02	6.82E+01
Cr 55	3.497 m	niemierzalny	6.433E+03	5.80E+02	4.539E+03	4.09E+02	1.426E+03	1.29E+02
Ta182	114.74 d	1121.29 (35.24%)	1.008E+01	9.61E-01	7.055E+00	6.63E-01	2.162E+00	1.93E-01
Ti 51	5.76 m	320.076 (93.1%)	2.523E+02	4.67E+01	n/a	n/a	n/a	n/a
Zr 97	16.749 h	743.36 (93.1%)	2.985E+01	1.19E+00	2.104E+01	8.40E-01	6.602E+00	2.63E-01
Co 60	1925.28 d	1332.492 (99.98%)	3.052E+00	3.14E-01	2.151E+00	2.21E-01	6.743E-01	6.95E-02
Cr 49	42.3 m	511.0 (186%)	5.378E+01	4.66E+00	3.792E+01	3.28E+00	n/a	n/a
Zr 89	78.41 h	909.15 (99.04%)	1.786E+01	1.29E+00	1.259E+01	9.10E-01	3.950E+00	2.85E-01

W przypadku wyładowania plazmowego #99512, w próbce CuCrZr po zakończeniu napromieniowania będą obecne następujące produkty reakcji: ^{62}Cu , ^{66}Cu , ^{62}Co , ^{64}Cu , $^{90\text{m}}\text{Zr}$, ^{52}V , $^{62\text{m}}\text{Co}$, ^{16}N , $^{60\text{m}}\text{Co}$, ^{65}Ni , ^{28}Al , $^{182\text{m}}\text{Ta}$, ^{53}V , $^{89\text{m}}\text{Y}$, $^{94\text{m}}\text{Nb}$, ^{54}V , ^{61}Co , $^{89\text{m}}\text{Zr}$, ^{55}Cr , ^{182}Ta , ^{51}Ti , ^{97}Zr , ^{60}Co , ^{49}Cr , ^{89}Zr . Część z nich nie będzie obecna w próbkach

napromieniowanych podczas wyładowań w warunkach eksperymentalnych podobnych do #99541 i #99543. Ponadto 4 produkty reakcji nie emitują mierzalnych kwantów gamma i nie będą obserwowane w zarejestrowanym widmie. Największy udział w całkowitej radioaktywności CuCrZr ma ^{62}Cu , ^{66}Cu , ^{64}Cu , $^{90\text{m}}\text{Zr}$, $^{60\text{m}}\text{Co}$ i $^{182\text{m}}\text{Ta}$.

Obliczenia FISPACT-II zostaną powtórzone dla wyładowań plazmowych, w których napromieniowane były folie dozymetryczne i materiały konstrukcyjne ITERa. Wyniki obliczeń zostaną porównane z danymi eksperymentalnymi zarejestrowanymi metodą spektrometrii gamma, które zostaną udostępnione pracownikom naukowym IFPiLM w pierwszym kwartale 2022 roku.

W 2021 roku kontynuowano również prace dotyczące wzajemnej kalibracji zakończeń aktywacyjnych KN2 3U oraz KN2 6U dla kampanii eksperymentalnych z zastosowaniem trytu. W ramach tych prac zaplanowano przeprowadzenie jednoczesnych napromieniowań próbek Al, Fe, Nb w zakończeniach aktywacyjnych KN2 3U oraz KN2 6U w trakcie kampanii TT i DT. Niestety zakończenie aktywacyjne KN2 3U nie było dostępne zarówno w trakcie kampanii TT jak i DT ze względu na konieczność monitorowania wydatku neutronowego mierzonego za pomocą systemu komór rozszczepieniowych. W związku z tym, głównym celem prac dotyczących wzajemnej kalibracji zakończeń aktywacyjnych KN2 3U oraz KN2 6U w 2021 roku było przeprowadzenie symulacji numerycznych z zastosowaniem kodu FISPACT-II i wyznaczenie parametru KN2 3U/6U dla rozważanych reakcji jądrowych dla plazmy TT. Do obliczeń przyjęto następujące założenia: całkowita wydajność neutronów dla danego wyładowania plazmowego wynosząca $1 \cdot 10^{17}$ neutronów, czas aktywacji wynoszący 5 s, oraz stosunek TT-DT wynoszący 50:50. W obliczeniach zastosowano widma neutronów dla każdej rozważanej próbki i zakończenia aktywacyjnego obliczone w oparciu o kod MCNP. Wyniki obliczeń FISPACT-II dla kampanii TT dla folii Cu, Nb, Fe, Al, Ti, Mg, In, Zn i Zr zaprezentowano w raporcie technicznym dotyczącym tego zadania. Wyniki obliczeń z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla próbki Nb przedstawiono w tabeli 2.2.5.

Tabela 2.2.5. Wyniki obliczeń z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla próbki Nb aktywowanej w zakończeniu aktywacyjnym KN2 3U oraz KN2 6U w trakcie kampanii TT na tokamaku JET.

Próbka	Produkt reakcji	Aktywność właściwa KN2 3U [Bq/g]	Błąd [%]	Aktywność właściwa KN2 6U [Bq/g]	Błąd [%]	KN2 3U/6U	Błąd [%]
Nb	Nb 94m	8.15E+06	4.50	6.89E+06	4.53	1.18	6.39
	Y 89m	5.10E+04	38.46	2.03E+04	38.69	2.51	54.55
	Nb 92m	3.35E+02	15.95	1.38E+02	15.77	2.42	22.43
	Y 90m	2.99E+02	3.13	1.22E+02	3.22	2.44	4.49
	Y 90	1.82E+01	3.13	7.48E+00	3.22	2.43	4.49
	Nb 93m	9.02E-01	2.19	5.07E-01	3.67	1.78	4.27

W ramach tego zadania przeprowadzono również symulacje z zastosowaniem kodu FISPACT-II, których głównym celem było zbadanie wpływu ilości neutronów DT w plazmie trytowej na współczynniki KN2 3U/6U dla rozważanych reakcji jądrowych. Przeprowadzona analiza wykazała, że ilość neutronów 14 MeV w plazmie TT nie ma wpływu na parametr KN2 3U/6U dla reakcji $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ oraz $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$. Ilość neutronów 14 MeV w plazmie TT ma za to istotny wpływ na parametr KN2 3U/6U dla reakcji $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$, $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$, $^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$ and $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$. W tym przypadku różnica ta była większa niż 10%. Oznacza to, że ilość neutronów 14 MeV powinna być monitorowana w trakcie kampanii TT.

Rozwój narzędzi informatycznych

W ramach prac badawczych zaplanowanych w ramach projektu WPJET3 ACT w 2021 roku przeprowadzono symulacje numeryczne z zastosowaniem kodu FISPACT-II, których głównym celem było wyznaczenie spodziewanych produktów reakcji powstających w próbkach materiałów konstrukcyjnych ITERa napromieniowanych w trakcie wyładowań plazmowych kampanii DT na tokamaku JET. W tym celu pliki wejściowe FISPACT-II zostały odpowiednio zmodyfikowane. Dodano skład pierwiastkowy materiałów SS316L(N), CuCrZr oraz A286. W plikach uwzględniono również czas napromieniowania i całkowity wydatek neutronowy dla wyładowań plazmowych przeprowadzonych w trakcie kampanii DT na tokamaku JET.

W 2021 roku w ramach prac dotyczących wzajemnej kalibracji zakończeń aktywacyjnych KN2 3U oraz KN2 6U dla kampanii eksperymentalnych z zastosowaniem trytu przeprowadzono również symulacje numeryczne z zastosowaniem kodu FISPACT-II. W celu zbadania wpływu ilości neutronów 14 MeV na współczynniki KN2 3U/6U dla rozważanych reakcji jądrowych w plazmie trytowej, wykonano modyfikację widm neutronowych obliczonych z zastosowaniem kodu MCNP dla plazmy TT. Do każdego z widm neutronów obliczonych dla

plazmy TT dołączono fragment rozkładu neutronów w funkcji energii dla neutronów o energii DT. Ilość neutronów pochodzących z reakcji TT i DT została odpowiednio zmodyfikowana. Przeprowadzona analiza pozwoliła na stwierdzenie, że ilość 14 MeV neutronów w trakcie kampanii TT powinna być stale monitorowana.

3. Rozwój i zastosowanie programów numerycznych, modelujących procesy fizyczne w układach z magnetycznym utrzymaniem plazmy

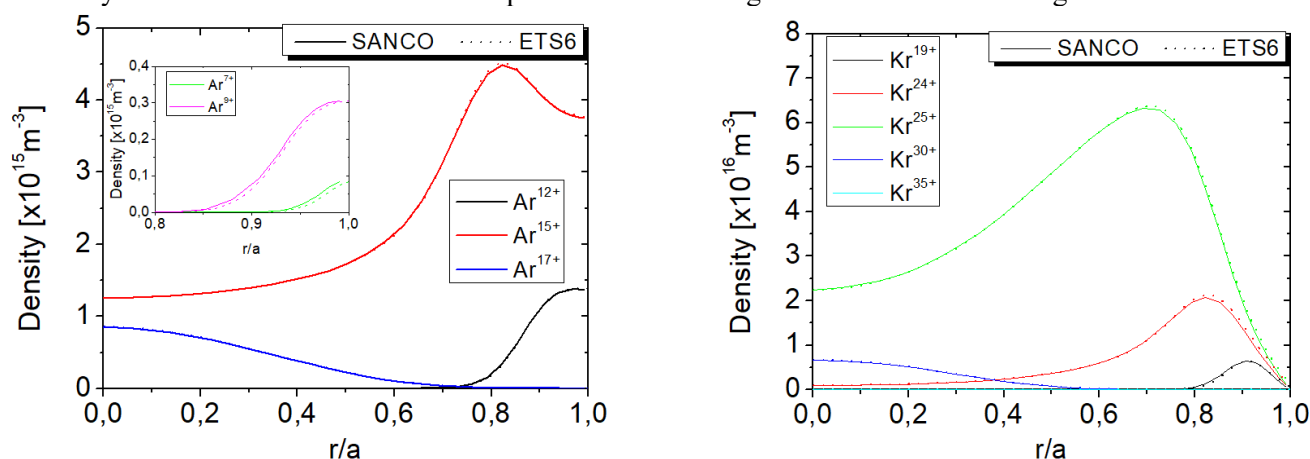
3.1. Udział w projekcie ITM (*Integrated Tokamak Modelling*)

Prace realizowany w 2021 r. w ramach pakietu WPCD: Integrated Tokamak Modelling Code związane były z kontynuowaniem implementacji i testowaniem modułów dla domieszek i neutralów w infrastrukturze IMAS.

Zakończono prace nad modułami dla domieszek i neutralów dla IMAS 3.30.0. Została wykonana weryfikacja modułu dla domieszek i porównano wyniki z kodem SANCO, który wykonuje obliczenia transportu domieszek. Obliczenia zostały wykonane dla tokamaka JET dla wyładowania numer 71827 w czasie równym 52 sekundy.

European Transport Simulator (ETS) jest systemem kodów (ang. *workflow*) połączonych ze sobą w celu umożliwienia zintegrowanego modelowania plazmy w tokamaku. Poszczególne kody (moduły) tego systemu numerycznego komunikują się pomiędzy sobą za pomocą zdefiniowanych interfejsów, tzw. Consistent Physical Objects (CPO). Najlepiej rozwiniętą i przetestowaną wersją ETS jest ETS5, która używa struktury danych opartych na interfejsie danych CPO. Aktualnie trwa adaptacja ETS do infrastruktury IMAS (ang. *Integrated Modelling and Analysis Suite*), która wiąże się ze stworzeniem od podstaw nowego symulatora transportu, ETS6. Obie wersje działają w ramach platformy informatycznej Kepler. Symulator ETS6 używa analogicznych kodów numerycznych jednak zaadaptowanych do używania przynależącej do IMAS struktury interfejsu danych IDS (ang. Interface Data Structure). Dane w wersji IDS są transformowane do formatu CPO używając programu *ids2cpo*. Pomimo wielu podobieństw w założeniach konstrukcyjnych symulatory ETS5 i ETS6 różnią się od siebie chociażby zastosowaniem odmiennej infrastruktury i sposobu rozwiązywania równań dla gęstości i temperatury. W swojej końcowej postaci IMAS ma oferować badaczom kompletne narzędzie pozwalające na symulację różnych przebiegów pracy urządzenia. Istotnym elementem IMAS jest integracja niezależnych kodów obliczeniowych i symulacyjnych. Zespół badaczy z IFPiLM uczestniczy w tym projekcie od samego początku i jest autorem i współautorem szeregu elementów tego systemu: solver, moduły dla domieszek i neutralów.

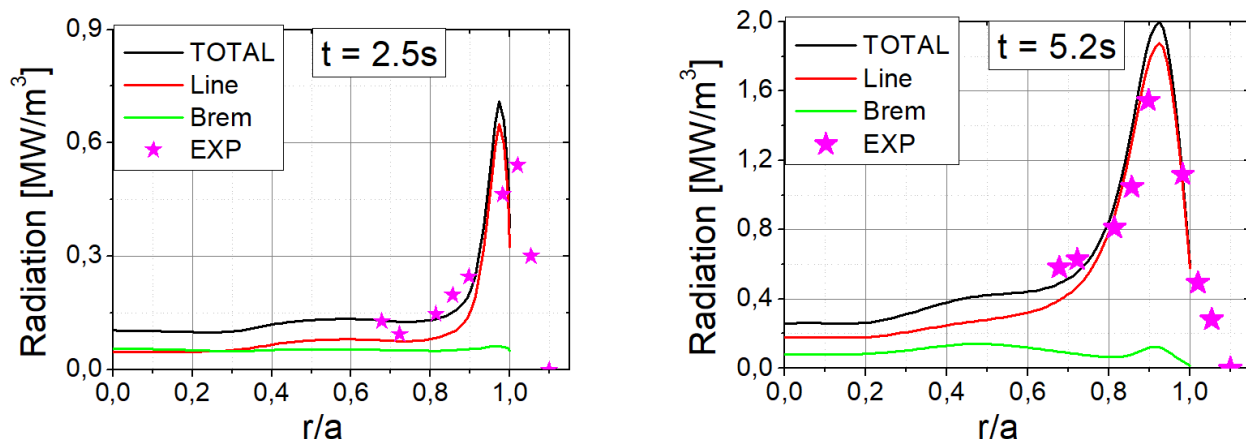
W 2021 roku kontynuowano prace nad implementacją i sprawdzaniem działania modułów dla domieszek i cząstek neutralnych w strukturze IMAS w ramach pakietu WPCD: Integrated Tokamak Modelling Code.



Rys. 3.1.1. Porównanie modułów dla domieszek w ETS6 z kodem SANCO dla warunków panujących w tokamaku JET przy założeniu parabolicznych profili plazmy dla argonu (lewy panel) i kryptonu (prawy panel).

Następnym krokiem było porównanie wyników symulacji numerycznych z eksperymentem. W tym celu wykonano analizę numeryczną dla wyładowania numer 30503 z domieszkowaniem plazmy atomami kryptonu i azotu dla tokamaka ASDEX-Upgate. Rozważono dwa różne czasy w ewolucji wyładowania: $t = 2.5$ s dla domieszkowania tylko azotem; $t = 5.2$ s dla domieszkowania tylko atomami kryptonu. Na rys. 3.1.2. przedstawiono eksperymentalny i obliczeniowy profile promieniowania. W wyniku przeprowadzonych symulacji numerycznych uzyskano bardzo dobra zgodność pomiędzy eksperymentem i symulacjami dla profili promieniowania plazmy. Dodatkowym rezultatem prowadzonych porównań było również stwierdzenie odmiennego zachowania transportu dla zastosowanych domieszek N i Kr. Stwierdzono, że transport neoklasyczny

proceeds to accumulation of Kr admixture in the pedestal region.

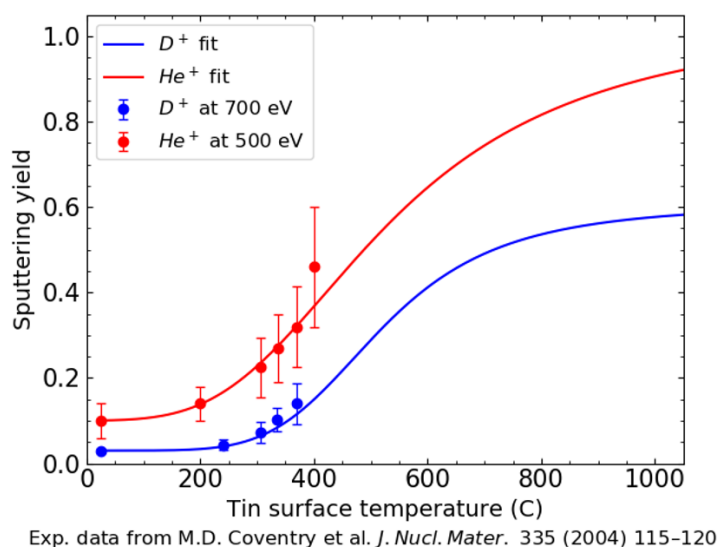


Rys. 3.1.2. Profile promieniowania dla $t = 2.5s$ (lewy panel) i $t = 5.2s$ (prawy panel)

Completed work on modules for admixtures and neutrals for the IMAS 3.30.0 structure. The modules for admixtures were verified and compared with results obtained in simulations using the SANCO code, which also calculates the transport of admixtures in the plasma. Calculations were performed for the JET device for the number 71827 and time $t = 52$ s. For both codes, parabolic profiles for temperature and electron density were assumed. The same transport coefficients (crossed diffusion) were used. Different ionization degrees for argon (Ar) and krypton (Kr) were obtained using the SANCO and ETS6 codes, as shown in Fig. 3.1.1. The comparison of results from both codes showed a very good agreement between them.

3.2. Badanie alternatywnych koncepcji dywertyora dla reaktora termojądrowego

In order to realize the task, work continued on the development of the model of thermal sputtering (ang. *thermal sputtering*) of the material. The dependence of sputtering on the surface temperature of the plate has a key significance for the behavior of the material source and thus for the contamination of the plasma by ions of the material and the sputtering coefficient Y is the sum of the collisional component (ang. *collisional component*), which corresponds to the sputtering of atoms of the material in normal conditions, and the thermal component (ang. *thermal component*) dependent on the surface temperature of the liquid, $Y = Y_{col} + Y_{th}$. Measurements of the dependence of sputtering of liquid material on temperature show the strongest reinforcement of thermal sputtering (TES) for light ions falling, that is, deuterium D^+ and helium He^+ . The model was adapted to experimental data (Fig. 3.2.1).



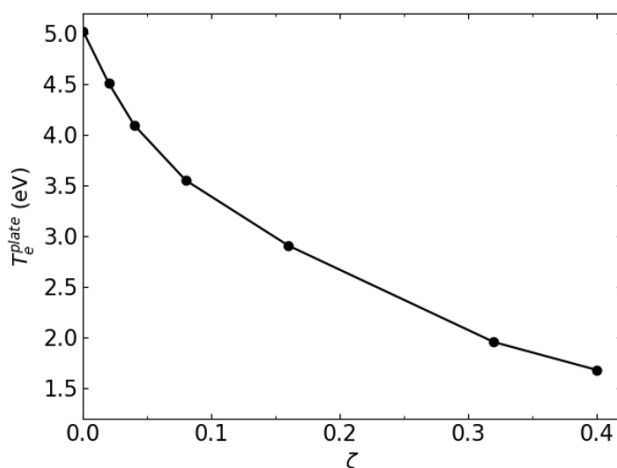
Rys. 3.2.1. Zależność wybijania cyny od temperatury powierzchni cyny (model adatom) dopasowana do danych doświadczalnych dla cząstek padających deuteru (D^+) i helu (He^+). Punkty doświadczalne w temperaturze

pokojowej ($T = 25\text{C}$) odpowiadają sytuacji, w której tylko składnik kolizyjny przyczynia się do szybkości rozpylania

Tab. 3.2.1. Parametry modelu adatom.

Parametry\jony padające	D	He
Y_{ad}	0.77	0.99
A	6.16×10^{-4}	0.014
(eV)	0.51	0.3

Zgodnie z modelem adatom zależność szybkości wybijania od temperatury powierzchni jest określona wzorem $Y_t h = \frac{Y_{ad}}{1 + A \exp\left(\frac{E_{eff}}{kT}\right)}$. Parametry modelu adatom dopasowane do danych można znaleźć w Tabeli 3.2.1.



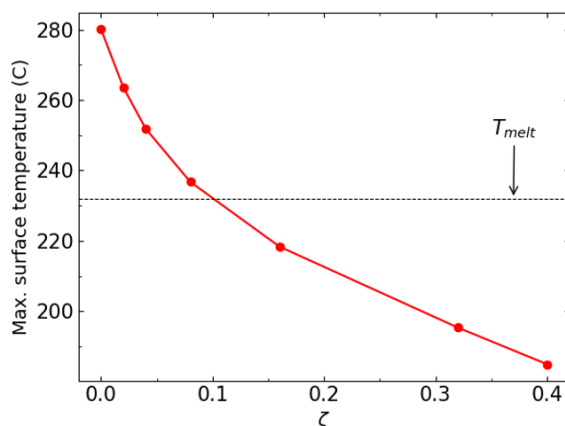
Rys. 3.2.2. Temperatura elektronowa w zależności od wkładu wybijania termicznego.

Pomiary wybijania wykonano również dla jonów Ne^+ i Ar^+ . Podczas gdy zależność od temperatury jest znacznie słabsza dla Ne^+ , nie jest natomiast obserwowana w ogóle w zakresie błędów pomiarowych dla jonów padających Ar^+ . Pomiary przeprowadzone dla zakresu temperatury powierzchni cyny od temperatury topnienia ($232\text{ }^\circ\text{C}$) do $370\text{ }^\circ\text{C}$, nie wykluczają jednakże wzrostu wartości wybijania cięższych pierwiastków padających dla wyższej temperatury powierzchni płyty. Parowanie staje się niezaniebawalne w temperaturach rzędu 1000 C , co tworzy 600 -stopniową lukę, dla której dane doświadczalne nie są dostępne. W celu wypełnienia tej luki ekstrapolowano przebieg zależności wybijania termicznego do wartości temperatury, w której dominuje reżim parowania. Przy czym, ekstrapolowane są tylko wartości wybijania dla lekkich jonów D^+ i He^+ . Przyjęte zostało założenie, że poziom nasycenia podany przez parametr nie przekracza tego, który doprowadziłby lokalnie do wykładniczego wzrostu wartości źródła cyny. Dopasowanie modelu adatom metodą najmniejszych kwadratów daje wartość, która jest większa od 1. Wartość została więc zmniejszona do , a pozostałe dwa parametry zostały dostosowane uwzględniając więzy . Wartość wybijania termicznego lekkich cząstek padających może wzrosnąć w przedziale temperatury do $1000\text{ }^\circ\text{C}$ o rząd wielkości w porównaniu do wybijania w warunkach normalnych. Podczas modelowania składowa wybijania termicznego była włączana stopniowo, modyfikując parametr z 0 do, który jest maksymalną wartością, dla której model zbiega do stanu ustalonego (ang. *steady state*).

Dodanie składowej wybijania termicznego ma krytyczny wpływ na warunki plazmy w regionie dywertora. Temperatura elektronów spada z 5eV do wartości poniżej 2eV (rys. 3.3.2), co odpowiada warunkom detachmentu. Uwzględnienie całkowitego wybijania termicznego okazało się niemożliwe dla danych ustawień dywertora (temperatura płynu chłodzącego – 130C , odległość od kanału płynu chłodzącego do powierzchni – 3.5mm), ponieważ COREDIV nie przewiduje modelowania plazmy w stanie detachmentu, gdzie $T_e\{\text{płyta}\} < 1\text{eV}$.

Na rys. 3.2.3 widać, że maksymalna temperatura powierzchni spada poniżej temperatury topnienia już przy wartości nieco powyżej 0.1. Chociaż należy podkreślić, że model dywertora zaimplementowany w COREDIV nie zawiera dodatkowego źródła ciepła zapobiegającego resolidyfikacji cyny. Konstrukcja może obejmować mechanizmy utrzymujące powierzchnię dywertora w fazie ciekłej.

Wpływ wybijania termicznego wymaga dalszego zbadania. Jednak z początkowego modelowania przy użyciu kodu COREDIV trudno przecenić wpływ wybijania termicznego na warunki plazmy w obszarze dywertora. Przede wszystkim, uwzględnienie zależności wybijania od temperatury powierzchni cyny drastycznie obniża temperaturę pracy powierzchni ciekłego dywertora z wartości w okolicach 1000 stopni Celsjusza, dla których parowanie jest duże do temperatur rzędu 300 stopni lub niższych bliskich wartości temperatury topnienia cyny. Oznacza to, że uwzględnienie składowej termicznej wybijania znacznie zawęży możliwy przedział pracy powierzchni płyty dywertora pokrytego ciekłą cyną.



Rys. 3.2.3. Maksymalna zależność temperatury (C) powierzchni ciekłego metalu od wkładu wybijania termicznego. T_{melt} oznacza temperaturę topnienia.

4. Udział w badaniach na tokamaku JET i analizy wyników eksperymentalnych

Gotowość tokamaka JET w Wielkiej Brytanii do pracy z trytem (T) i mieszaniną deuter-tryt (DT), jako paliwa, toruje drogę do badań eksperymentalnych nad syntezą jądrową opartą na różnych izotopach wodoru. W pierwszej połowie 2021 roku, na układzie JET przeprowadzono kampanię eksperymentalną C40 z plazmą trytową. W trakcie kampanii C40 planowano przeprowadzić dwadzieścia dwa eksperymenty tematyczne. Ponadto w 2021 r. w celu zapewnienia eksperymentom wystarczającego wsparcia w tym zakresie, kontynuowano osiem tzw. zadań analiz i modelowania. Główne cele kampanii TT, na podstawie których zdefiniowano priorytety naukowe każdego z eksperymentów były następujące:

- Opracowanie zintegrowanych scenariuszy operacyjnych i przygotowanie wyładowań referencyjnych na rzecz kampanii DTE2 (drugiej kampanii eksperymentalnej z plazmą DT).
- Przeprowadzenie badań z trytem, w celu określenia wpływu izotopów wodoru na parametry plazmy w JET-ILW (ang. ITER-like wall) w obecności pierwszej ściany z wolframowym dywertorem i berylowym limiterem.
- Zademonstrowanie zintegrowanych rozwiązań w obszarze piedestał-SOL-ściana (ang. Scrape-Off Layer) oraz weryfikacja modeli fizycznych w obszarze plazmy brzegowej i dywertora na rzecz tokamaka ITER (urządzenie kolejnej generacji, obecnie budowane we Francji).
- Dostarczenie rozwiązań priorytetowych dla ITER-a, z uwzględnieniem jego różnych ograniczeń (np. ryzyko zerwania sznura plazmowego, wyjście z reżimu wysokiego utrzymywania plazmy (ang. H-mode) i wygaszenie wyładowania).

Tryt wprowadzany był do układu w postaci wiązki cząstek neutralnych T-NBI (ang. Neutral Beam Injection). Dzienny budżet gazu trytowego wynosił 11g (44 bar-l), co znacząco ograniczało liczbę wyładowań możliwych do przeprowadzenia w układzie JET-ILW. Ze względu na pandemię udział w kampanii eksperymentalnej odbywał się w sposób zdalny. Jedynie była możliwość pracy stacjonarnej dla operatorów różnych systemów i liderów sesji w pokoju kontrolnym tokamaka JET.

W 2021 r. pracownicy naukowcy z IFPiLM:

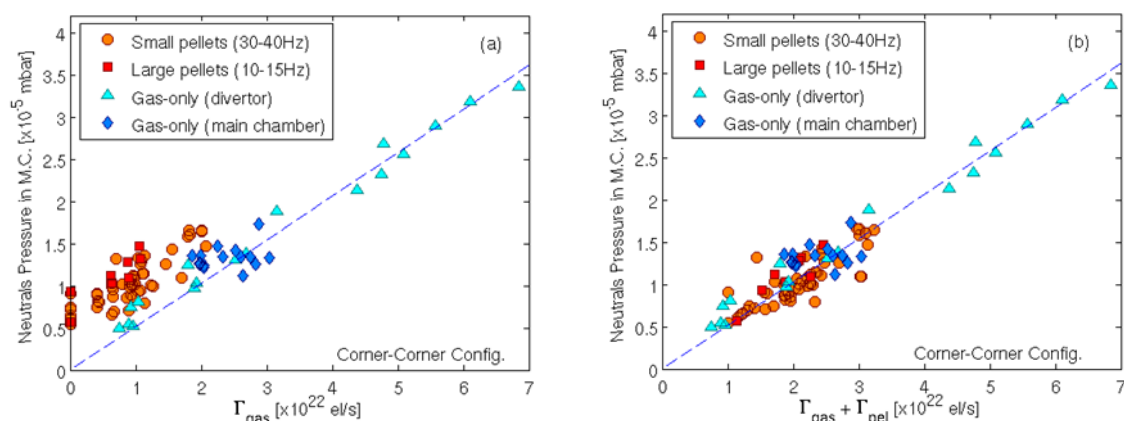
- Koordynowali zadanie T17-06: *Impact of ICRH on impurities for optimisation of scenarios*. W 2021 r. w ramach tego zadania odbywały się regularne spotkania, w celu zapewnienia forum do dyskusji na temat źródeł zanieczyszczeń związanych z grzaniem ICRH (ang. Ion Cyklotron Resonance Heating) i ich kontroli w plazmie H, D, T, D-T, jako wsparcie dla interpretacji i modelowania eksperymentów.
- Podczas sesji eksperymentalnych pracowali na stanowisku operatora systemu VSO (system ochronny ILW) w pokoju kontrolnym. Do zadań operatora należała interpretacja alarmów otrzymanych z tego systemu. Informowanie lidera sesji oraz głównego inżyniera o stanie systemu i jego wpływie na dalszy przebieg eksperymentu. Rozwiązywanie problemów związanych z systemem kamer, zaznajomienie się z nowymi narzędziami pomocnymi przy analizie obrazu i rozróżnianiu zanieczyszczeń pojawiających się w plazmie. Udział w przygotowaniu eksperymentów.
- Personel IFPiLM posiadający doświadczenie w pilotażu plazmy w JET, jako lider sesji, był odpowiedzialny za techniczne przygotowanie dedykowanych wyładowań w JET podczas kampanii trytowej C40, dla eksperymentu głównego M18-20: *Dependence of pedestal structure on fuelling at constant beta*. Przebiegi wyładowań dla tego eksperymentu zostały zaprojektowane i zaprogramowane. Dodatkowo wykonano całą dokumentację pomocniczą do ich zatwierdzenia.
- Przeprowadzili analizę danych eksperymentalnych rejestrowanych za pomocą diagnostyk spektroskopowych z zakresu próżniowego ultrafioletu VUV oraz światła widzialnego Vis. Na podstawie tych danych wyznaczyli koncentrację zanieczyszczeń plazmy (wolframu, niklu, żelaza, miedzi, molibdenu). Przeprowadzili badania zachowania zanieczyszczeń w warunkach eksperymentalnych w celu określenia zintegrowanych metod minimalizowania źródeł zanieczyszczeń i kontroli ich akumulacji w centrum plazmy.
- Wykonali liczne rekonstrukcje tomograficzne promieniowania plazmy na podstawie danych bolometrycznych.
- Dokonali analizę danych neutronowych rejestrowanych przy pomocy diagnostyki neutronowej KN2.
- Przeprowadzili modelowanie numeryczne wyładowań w plazmie za pomocą kodów COREDIV, ETS.
- Zoptymalizowali działanie detektora KA3 rejestrującego straty szybkich jonów w układzie JET-ILW.
- Dokonali modyfikacji i optymalizacji procedur obliczeniowych diagnostyki miękkiego promieniowania rentgenowskiego KX1.

Wyniki prac badawczych

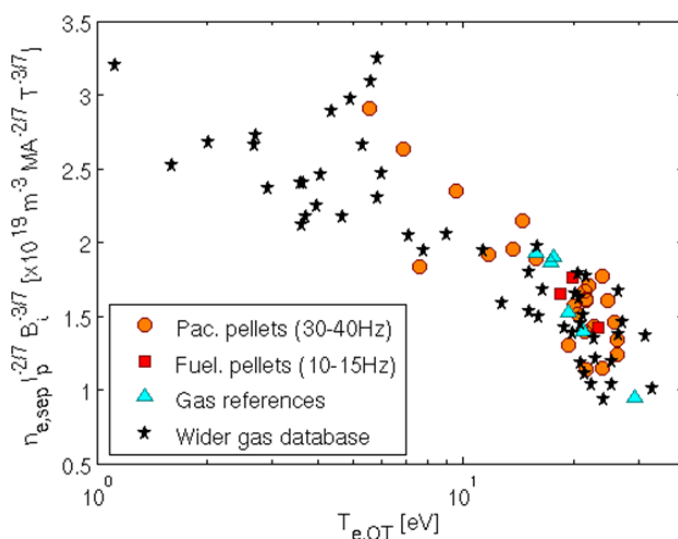
W 2021 r. ukończono analizę danych z eksperymentu M18-08: *Impact of fuelling and pacing pellets on SOL and pedestal*, w połączeniu z danymi z eksperymentów M18-01: *Baseline scenario development for DT*. Celem tych analiz było zbadanie wpływu zasilania plazmy paliwem, w postaci gazu i kriogenicznych kapsulek (nazywanych potocznie peletami), na plazmę brzegową (w obszarze SOL, dywertora i piedestału) w reżimie wysokiego utrzymywania plazmy (ang. H-mode). Badania były koordynowane i przeprowadzone przez pracowników IFPiLM i obejmowały porównanie gęstości (n_e) i temperatury elektronowej (T_e) w dywertorze, rozkładu mocy promieniowania, zawartości cząstek neutralnych w dywertorze i w obszarze SOL, profili n_e w SOL z Li-BES, wartość n_e na separatrysie jako kluczowego parametru interfejsu między plazmą SOL/dywertor a plazmą centralną. Przeprowadzono także kompleksową analizę wysokości i struktury profilu piedestału, w tym zależność od wcześniej zidentyfikowanych kluczowych parametrów wydajności piedestału. Dokładniej mówiąc, określono stosunek wysokości n_e i gęstości na separatrysie oraz względne przesunięcie w promieniu między profilami n_e i T_e . Analizę uzupełniono również o symulacje ablacji i depozycji peletów dla wyładowań w JET pomocą kodów JINTRAC/HPI2. Główne wyniki porównania procesu zasilania paliwem w formie peletów z iniekcją gazu w JET-ILW oraz charakterystyka wpływu miejsca dozowania gazu na plazmę brzegową i warunki dywertora są następujące: Zastąpienie dozowania gazu paliwem peletowym nie powoduje zmniejszenia zawartości cząstek neutralnych w SOL, przynajmniej w przypadku reżimów dywertora (z częściowo oderwaną plazmą) zastosowanych w tym badaniu. Innymi słowy, pelety przyczyniają się w takim samym stopniu do zawartości substancji neutralnych, jak i dozowanie gazu (Rys. 4.1). To pokazuje, że procesy recyklingu dominują w ustalaniu zawartości cząstek obojętnych, a ta kluczowa obserwacja jest z kolei w stanie wyjaśnić wiele innych obserwacji opisanych poniżej.

Plazma w obszarze dywertora jest zdominowana przez procesy recyklingu. Z tego powodu w dywertorze, przy zachowaniu stałej ilości dostarczanego paliwa, nie uzyskuje się zasadniczych różnic, gdy stosowane są pelety lub

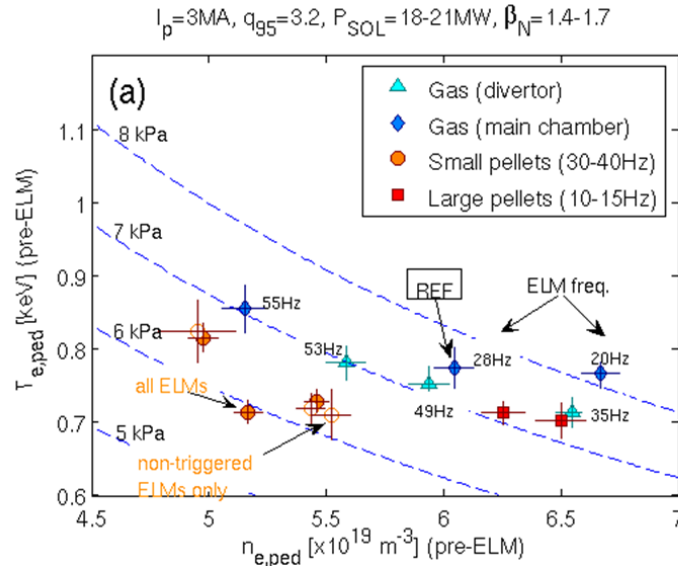
napuszczany jest gaz z dedykowanych wlotów w komorze głównej. Dozowanie gazu z zaworów zlokalizowanych w obszarze dywertora zachowuje się inaczej ze względu na niższą wydajność zasilania. Przy stałej częstotliwości niestabilności brzegowych typu ELM (ang. Edge Localized Mod) zastąpienie gazu z komory głównej (lub peletów) gazem z obszaru dywertora skutkuje wyższym promieniowaniem w dywertorze, wyższą wewnętrzną i zewnętrzną gęstością docelową, niższą zewnętrzną temperaturą docelową ($T_{e,OT}$) i wyższym ciśnieniem cząstek neutralnych w pod-dywertorze. We obszarze SOL mierzone są niższe gęstości elektronowe w przypadku zastosowania peletów niż w przypadku gazu. Fizyka rządząca tworzeniem gęstości na separatrysie jest taka sama dla dozowania gazu i peletów. W szczególności, rozszerzona, oparta na modelu 2-punktowym zależność $n_{e,sep}$ z $T_{e,OT}$, stwierdzona wcześniej dla wyładowań gazowych, jest również odzyskiwana za pomocą peletów (Rys. 4.2). Chociaż dozowanie gazu zostało zidentyfikowane jako jeden z głównych czynników przyczyniających się do redukcji utrzymania plazmy w obszarze piedestału w JET-ILW w porównaniu z JET-C ze ścianą węglową, to przejście z dozowania paliwa w postaci gazu w komorze głównej na pelety ($f_{pel} < f_{ELM}$) przy zachowaniu stałej ilości paliwa nie ma wpływu na wysokość ciśnienia w piedestale. Sugeruje to, że degradacja piedestału nie jest napędzana konkretnie gazem, ale globalnym efektem zasilania cząsteczkami paliwa. Jednak przejście z zasilania zwykłymi peletami na pelety stymulowanymi ELMami o częstotliwościach $f_{pel} > f_{ELM}$ zmniejsza wysokość ciśnienia w piedestale, głównie poprzez zmniejszenie wysokości piedestału (Rys. 4.3).



Rys. 4.1. Wykres ciśnienia cząstek obojętnych w komorze głównej (a) w stosunku do ilości napuszczanego paliwa w postaci gazu oraz (b) w stosunku do całkowitej ilości napuszczanego paliwa (gaz + pelety). Symbole rozróżniają wyładowania wykorzystujące wyłącznie dozowanie gazem z komory głównej (niebieskie) lub z obszaru dywertora (błękitne), oraz wyładowania z małymi peletami (pomarańczowe) i wyładowania z dużymi peletami (czerwone). W tych dwóch ostatnich przypadkach stosowano oprócz peletów trochę gazu.

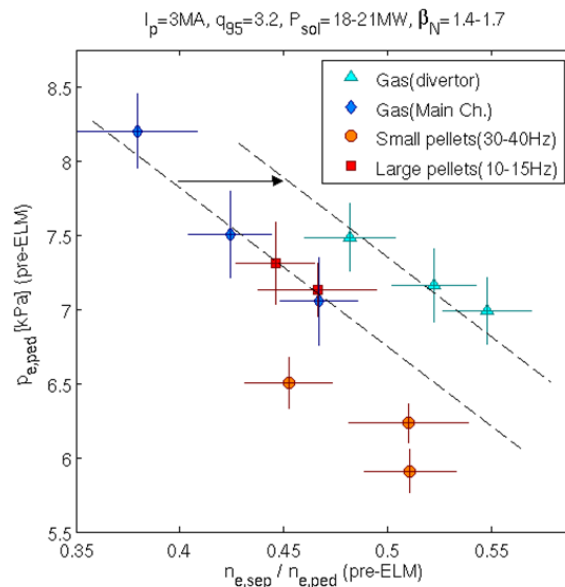


Rys. 4.2. Zmierzone gęstości na separatrixie w funkcji $T_{e,OT}$, dla różnych metod zasilania. „Szersza baza danych gazowych” (czarne symbole) używana do scharakteryzowania wyładowań gazowych, obejmuje szeroki zakres prądów plazmowych ($I_p = 1,4-3,5$ MA) i magnetycznych pól toroidalnych ($B_0 = 1.7-3.3$ T), różne geometrie dywertorów i różne poziomy dozowania gazu. Współczynniki skalowania I_p , B_t odzwierciedlają dwupunktowy model zależności I_p , B_t . Nałożone na to dane (kolorowe symbole) z wyładowań z peletami lub z ELM-ami stymulujące pelety (ang. pellet pacing) i ich odpowiednie referencje z gazem, wykazujące, że pelety i gęstość gazu na separatrixie podlegają zasadniczo tej samej zależności z $T_{e,OT}$.



Rys. 4.3. T_e w funkcji n_e w pedestal uzyskane z uśrednionego pomiędzy ELMami sygnału z diagnostyki HRTS. Linie przerywane oznaczają izobary ciśnienia w pedestal ($p_{e,ped}$). Symbole rozróżniają różne metody zasilania paliwem i rozmiary peletów. Podana liczba Hz przy poszczególnych przypadkach odnosi się do częstotliwości ELM, podczas gdy zakres stosowanych częstotliwości peletów jest wskazany w legendzie.

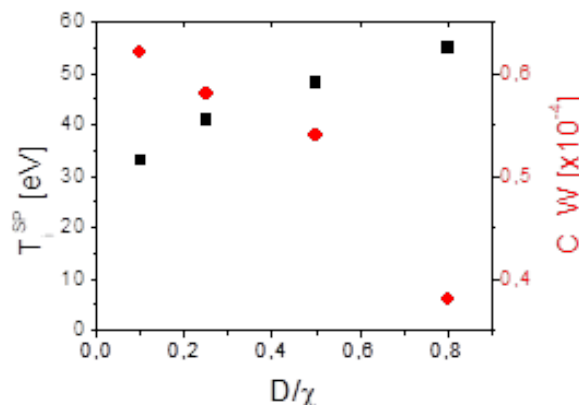
Wypompowanie gęstości (i wynikające z tego zmniejszenie ciśnienia w pedestal) za pomocą peletów stymulowanych ELMami jest bezpośrednią konsekwencją samych ELMów i nie wynika ze zmniejszonej wydajności osadzania granulek z paliwem. Dopóki $f_{\text{pel}} < f_{\text{ELM}}$, ujemna korelacja między $n_{e,sep}/n_{e,ped}$ a ciśnieniem w pedestal ($p_{e,ped}$) pozostaje niezmienną. W wyładowaniach z $f_{\text{pel}} > f_{\text{ELM}}$ redukcja $p_{e,ped}$ jest silniejsza niż można by oczekiwać na podstawie stosunku $n_{e,sep}/n_{e,ped}$ (Rys. 4.4).



Rys. 4.4. Wysokość ciśnienia elektronów w pedestalzie wykreślona w funkcji stosunku gęstości na separatrixie do gęstości w pedestalzie.

Jest to symptomatyczne dla faktu, że zmniejszenie wysokości ciśnienia w pedestalzie napędzane paliwem lub stymulacją ELMami jest zgodne z fundamentalnie inną fizyką. Na Rys. 4.4 można również zauważyć, że odpowiednie wyładowania dawkowane gazem z obszaru dywertora wykazują nieoczekiwane przesunięcie w kierunku wyższego $n_{e, sep}/n_{e, ped}$ w stosunku do wyładowań z napuszczaniem gazu w komorze głównej (i dużych peletów). Zbadano kilka opcji wyjaśnienia tego przesunięcia, ale jak dotąd nie znaleziono przekonującego wyjaśnienia. Uzyskane wyniki badań zostały opisane w sporządzonym artykule, który będzie wysłany do czasopisma Nuclear Fusion. Ponadto, w dziedzinie analizy fluktuacji brzegowych pracownicy IPPLM kontynuowali współpracę z grupą GENE (D. Hatch i in., Austin, Teksas), w celu potwierdzenia identyfikacji obserwowanych eksperymentalnie trybów pedestalu (ang. washboard modes) na JET jako tryby mikro rozrywania. Pracownicy IPPLM mieli swój udział w zaproszonej prezentacji podczas konferencji APS 2021 wygłoszonej przez M. Curie (Univ. Austin, Teksas) oraz w manuskrypcie zatytułowanym „A survey of pedestal magnetic fluctuations using gyrokinetics and a global reduced model for microtearing stability” autorstwa M. Curie zgłoszonemu do publikacji w Phys. Plasmas.

W ramach tego zadania 2021 r. przeprowadzono dodatkowe badania, które miały na celu określenie wpływu iniekcji paliwa w postaci gazu i peletów na koncentrację/gęstość wolframu i na promieniowanie w plazmie centralnej. Dla wyładowań przeprowadzonych podczas eksperymentu M18-08 wyznaczono koncentracje metalicznych zanieczyszczeń plazmy oraz przeprowadzono liczne symulacje numeryczne przy użyciu kodu transportu COREDIV w celu dalszego wyjaśnienia niektórych krytycznych punktów tego zagadnienia. Okazało się, że wtrysk peletów w JET-ILW powoduje różne konsekwencje w zależności od poziomu mocy grzania NBI. Dla średnio-wysokiej poziomu mocy NBI (< 20-23 MW) utrzymywanie energii w plazmie nie różni się od równoważnych wyładowań z iniekcją gazu, podczas gdy przy bardzo wysokiej mocy NBI (> 26-27 MW) utrzymywanie energii jest większe w przypadku wyładowań z peletami. Chociaż ogólnie przyjmuje się, że koncentracja wolframu w wyładowaniach w tokamaku JET-ILW ściśle zależy od częstotliwości ELMów, (f_{ELM}), to wykazano, że całkowity przepływ elektronów paliwa jest mechanizmem dominującym, określającym czystość plazmy i związanych z tym strat promieniowania w jej rdzeniu. Dla tej samej ilości przepływu paliwa, napuszczanego w postaci gazu lub peletów, gęstość wolframu i moc promieniowana, niezależnie od f_{ELM} , jest taka sama. Obserwacja, że wtrysk peletu często powoduje wyższe koncentracje W jest konsekwencją mniejszego przepływu elektronów w porównaniu z iniekcją gazu. Na przykład, porównując dwa eksperymentalne wyładowania, jeden z peletem (niższy przepływ elektronów), drugi z gazem (większy przepływ elektronów) wykazano, że niemożliwe jest zaobserwowanie wyższej koncentracji wolframu.

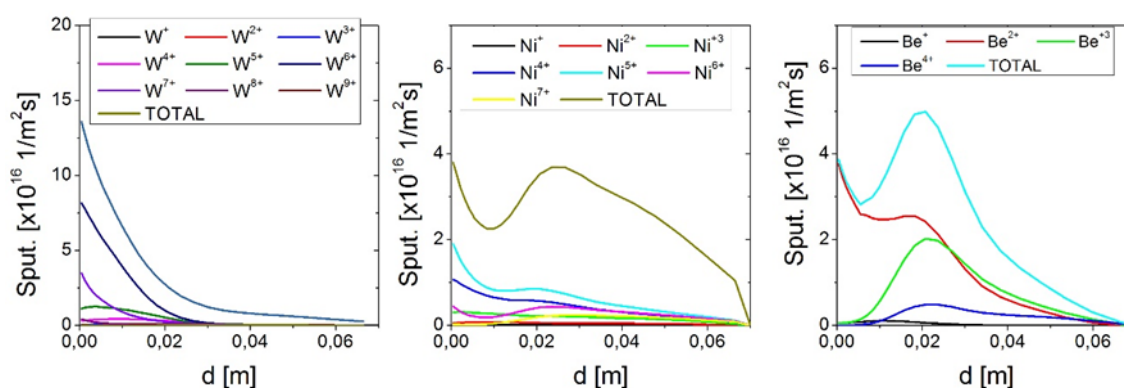


Rys. 4.5. Symulacje COREDIV pokazujące spadek koncentracji wolframu c_W (zaznaczonej kolorem czerwonym) i wzrost temperatury jonowej na płycie (w kolorze czarnym) wraz ze wzrostem dyfuzyjności cząstek w rdzeniu plazmy.

Seria symulacji wykonanych przy użyciu kodu COREDIV (Rys. 4.5) pokazuje, że tylko nierealistyczny 8-krotny wzrost dyfuzji obniżyłby eksperymentalnie wyznaczoną koncentrację wolframu $c_W = 0.62 \times 10^{-4}$ w wyładowaniu z peletami do poziomu $c_W = 0.38 \times 10^{-4}$ dla wyładowania z iniekcją gazu. Jeśli chodzi o porównanie dwóch metod

zasilania plazmy paliwem w tokamaku JET przy średnio-wysokim poziomie mocy NBI z podobnym czasem utrzymywania plazmy z przeprowadzonych badań wynika, że ekranowanie zanieczyszczeń w dywercorze jest wiodącym mechanizmem określającym czystość plazmy. W celu odtworzenia wartości eksperymentalnych podczas symulacji przy użyciu kody transportu COREDIV zmieniono tylko dwa parametry: prostopadły transport w SOL, D_{SOL} (w zakresie 0.1-0.3 m^2/s) oraz gęstość elektronów w separatrixie, $n_{e,\text{sep}}$. Te dwa parametry wpływają na równowagę między siłami tarcia i siłami termicznymi w dywercorze i jednoznacznie określają ekranowanie zanieczyszczeń plazmy w SOL.

W roku 2021 kontynuowano analizę wpływu domieszek na produkcję wolframu. Badano, które stopnie jonizacji danej domieszki mają najsilniejszy wpływ na produkcję wolframu. Wybijanie wolframu wzdłuż płyty dywercora spowodowane różnymi zanieczyszczeniami: Be, Ni i W o różnych stopniach jonizacji pokazane jest na Rys. 4.6 ($d=0$ m odpowiada pozycja punktu uderzenia). Symulacje wykazują, że dla Be rozpylanie wolframu największe jest na skutek jonów Be^{2+} co jest zgodne z wynikami uzyskanymi w innych pracach. Po raz pierwszy zbadano jony Ni. W przypadku tego pierwiastka największy wpływ na wybijanie wolframu z płyt dywercora mają jony Ni^{5+} i Ni^{6+} , natomiast samo wybijanie wolframu jest głównie spowodowane przez jony W^{6+} , które mają zwoje maksimum w punkcie uderzenia i zmniejszają się wzdłuż płyty dywercora. W przypadku Ni i Be zaobserwowano bardziej równomierne rozpylanie wzdłuż płyty z maksimami przesuniętymi od punktu uderzenia.

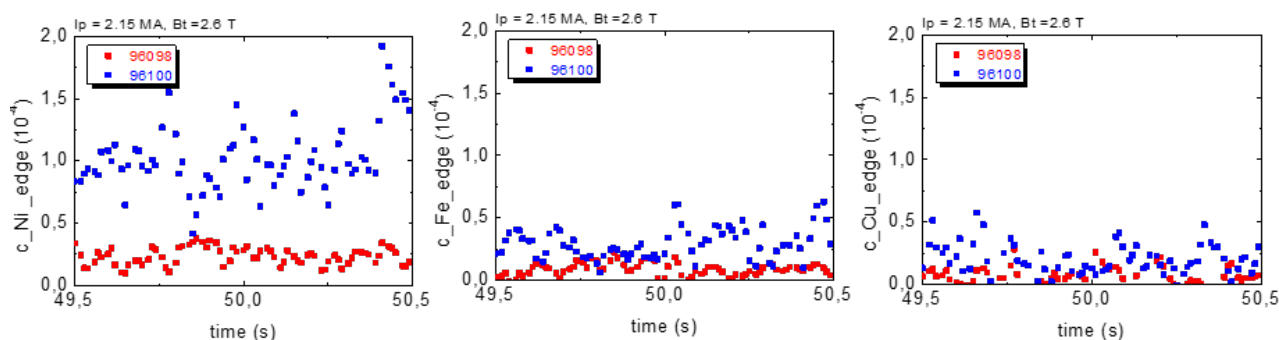


Rys. 4.6. Wybijanie wolframu wzdłuż płyty dywercora dla różnych zanieczyszczeń: Be, Ni i W i różnych stopni jonizacji tych pierwiastków

Ekstrapolacja wyników dla plazmy trytowej, w celu oceny wpływu trytu na produkcję wolframu wykazała, że tryt bardzo słabo wpływa na produkcję wolframu. Nie obserwowano dużych różnic w koncentracji wolframu. Przeprowadzone obliczenia numeryczne umożliwiły weryfikację poprawności modeli fizycznych transportu plazmy i wybijanie wolframu z płyt dywercora zastosowanych w symulacjach oraz umożliwiły określenie wpływu domieszkowania na parametry plazmy i produkcję wolframu w urządzeniu JET-ILW.

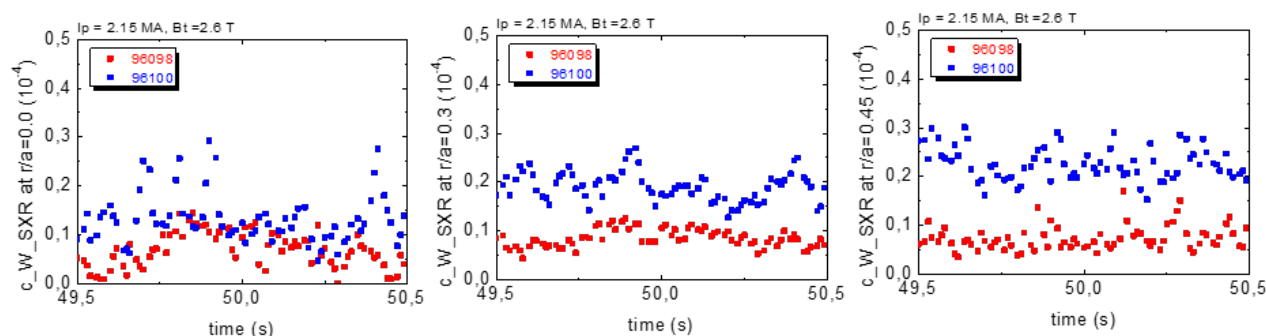
Badania nad transportem cząstek odgrywają kluczową rolę w osiągnięciu praktycznej energii z syntezy jądrowej. Odkąd moc syntezy jądrowej skaluje się z kwadratem gęstości ($P_{\text{fus}} \sim n^2$), uzyskanie wysokiej wartości gęstości centralnej w reaktorze ma duże znaczenie. Osiągnięcie bardzo dużej gęstości jest możliwe tylko z pikowym profilem gęstości. Wskazuje to, że transport cząstek i badania pikowania 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 ilościowe określenie roli grzania NBI na pikowanie gęstości. Przeprowadzono identyczne wyładowania z grzaniem ICRH i NBI. W pierwszym kroku wykonano wyładowanie z grzaniem ICRH z maksymalną dostępną mocą grzania w modzie H. Celem wyładowania z NBI było dopasowanie bezwymiarowych profili plazmy q , ρ^* , v^* , β_N oraz T_i/T_e uzyskanych w wyładowaniu z grzaniem ICRH. Tożsamość ta obejmowała również osiągnięcie podobnej równowagi. W idealnej sytuacji różnica w pikowaniu gęstości mogła być przypisana wpływowi grzania NBI. Jednak w prawdziwym eksperymencie, oprócz oczywistej pożądanej różnicy w źródle cząstek rdzenia, np. rotacja plazmy, zawartość szybkich jonów, zanieczyszczenia i właściwości brzegowego piedestału mogą nie być identyczne wyładowaniu z grzaniem NBI i ICRH. Zatem, wykonując wymiarowo dopasowane plazmy, oprócz nauki o transporcie cząstek i grzaniu NBI, można również zbadać, w jaki sposób różne systemy grzewcze wpływają na utrzymywanie plazmy, niestabilności magnetohydrodynamiczne MHD, zanieczyszczenia plazmy, promieniowanie plazmy, piedestał, niestabilności brzegowe typu ELM i na właściwości modulacji iniekcji gazu. Okazało się, że 8 MW grzania NBI zwiększa szczytową gęstość dwukrotnie, dając $R/Ln=0.45$ dla impulsu ICRH i $R/Ln=0.93$ dla impulsu NBI.

Bezwymiarowe profile q , ρ^* , v^* , β_N i $T_i/T_e \approx 1$ dopasowano z różnicą 5 %, z wyjątkiem centralnej części plazmy ($\rho_{\text{tor}} < 0.3$). Przeprowadzono bardzo szczegółową analizę składu zanieczyszczeń, efektywnego ładunku plazmy Z_{eff} i promieniowania. Gęstość berylu była o 20 % wyższa w centrum plazmy dla wyładowania z NBI, natomiast w obszarze promienia $0.4 < \rho_{\text{tor}} < 0.8$ wartości były podobne. Istnieją duże różnice w koncentracji wolframu i niklu pomiędzy wyładowaniami. Z grzaniem ICRH koncentracje są większe w porównaniu do grzania NBI. Daje to odzwierciedlenie w całkowitej mocy promieniowania plazmy w obszarze komory głównej, która w przypadku grzania ICRH wynosiła $P_{\text{rad,Total}} = 4$ MW a w przypadku grzania NBI $P_{\text{rad,Total}} = 2$ MW. Natomiast w obszarze dywertora obserwowano mniejsze promieniowanie dla wyładowania z ICRH. Można było także zaobserwować pewne różnice w aktywności MHD między wyładowaniami ICRH i NBI. Aktywność typu sawteeth (piłokształtna) była obecna w obu impulsach, ale z innym okresem. Okres ten determinuje również okres innych niestabilności typu fishbones. Okres piłokształtny wynosił 350 ms dla impulsu ICRH podczas gdy dla strzału NBI wynosił 150 ms. W obszarze centralnym przy $\rho_{\text{tor}} < 0.3$, kształt koncentracji wolframu i pikowanie wolframu, podobnie jak temperatura elektronowa był zależny od okresów niestabilności piłokształtnych. Oprócz aktywności piłokształtnej, wyładowanie ICRH około $t = 15$ s charakteryzowało się niestabilnościami typu fishbones. W przypadku wyładowania z grzaniem NBI oprócz niestabilności piłokształtnych obecne były niestabilności MHD $n=1$, bez silnej aktywności typu fishbones. W przypadku wyładowania ICRH, słabe $n=1$ NTM (ang. Neoclassical Tearing Modes) były wyzwalane z szerokim zakresem częstotliwości, co wskazuje na duży gradient ciśnienia gorących cząstek. Z drugiej strony w wyładowaniu z NBI $n=1$, $n=2$ i $n=3$ NTM były obecne. Transport tła był podobny lub nawet prawie identyczny w między grzaniem ICRH a NBI. Różnica między dwoma impulsami w zanieczyszczeniach, szybkich jonach i toroidalnej rotacji nie powodowała żadnych obserwowalnych zmian w transporcie tła. Weryfikuje to fakt, że dwukrotny wzrost w pikowaniu gęstości jest wyłącznie zasługą grzania NBI. Ponadto, w ramach tego eksperymentu wykonano analizę dwóch wyładowań w fazie omowej. Główna różnica między wyładowaniem #96098 o dużej gęstości elektronowej a wyładowaniem #96100 o małej gęstości elektronowej była ilość wstrzykiwanego gazu deuterowego. W zawiązku z tym, te dwa impulsy charakteryzowały się innym profilem gęstości i temperatury elektronowej oraz pikowaniem profilu gęstości. Na Rys. 4.7 przedstawiono koncentrację Ni, Fe i Cu dla badanych wyładowań.



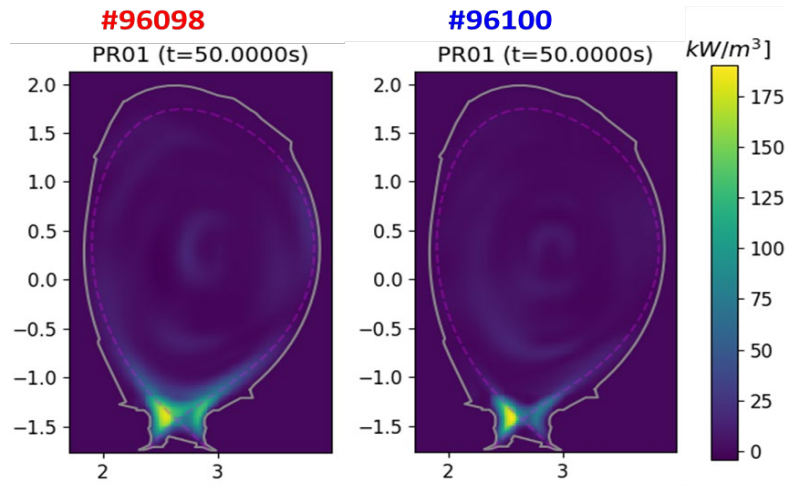
Rys. 4.7. Koncentracja niklu, żelaza i miedzi w fazie omowej dla wyładowania nr #96098 i #96100 w JET-ILW.

Przeprowadzona analiza zanieczyszczeń plazmy wykazała, że koncentracja Ni w plazmie była większa dla wyładowania nr #96100 o niskiej gęstości. Różnice te były mniej widoczne w przypadku Fe i Cu. Centralna temperatura plazmy była zbyt niska, aby obserwować wyższe stopnie jonizacji badanych pierwiastków. Koncentracja wolframu, wyliczona na podstawie promieniowania SXR dla promienia $\rho_{\text{tor}} = 0.3$ i 0.45 , była także większa w wyładowaniu #96100, co zostało przedstawione na Rys. 4.8. W samym rdzeniu plazmy $\rho_{\text{tor}} = 0$, w okolicach czasu $t = 50$ s, koncentracja wolframu była podobna w dwóch badanych wyładowaniach.

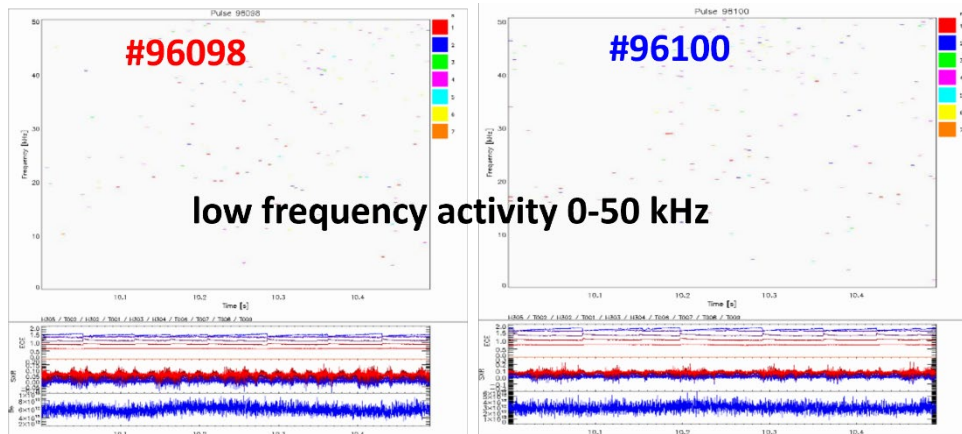


Rys. 4.8. Koncentracja wolframu dla $\rho_{tor} = 0.0, 0.3$ i 0.45 w fazie omowej dla wyładowań #96098 i #96100 wyznaczona na podstawie diagnostyki SXR.

Wykonane rekonstrukcje bolometryczne promieniowania plazmy (Rys. 4.9) dla czasu $t=50$ s, pokazały nieznacznie większe promieniowanie w komorze głównej tokamaka JET w przypadku strzału #96100, przy dość podobnym promieniowaniu w obszarze dywertora. W przypadku obu wyładowań w fazie omowej obserwowano tylko niestabilności MHD typu piłokształtnego (Rys. 4.10) o okresie ~ 100 ms dla wyładowania #96100 i 70 ms dla wyładowania #96098.



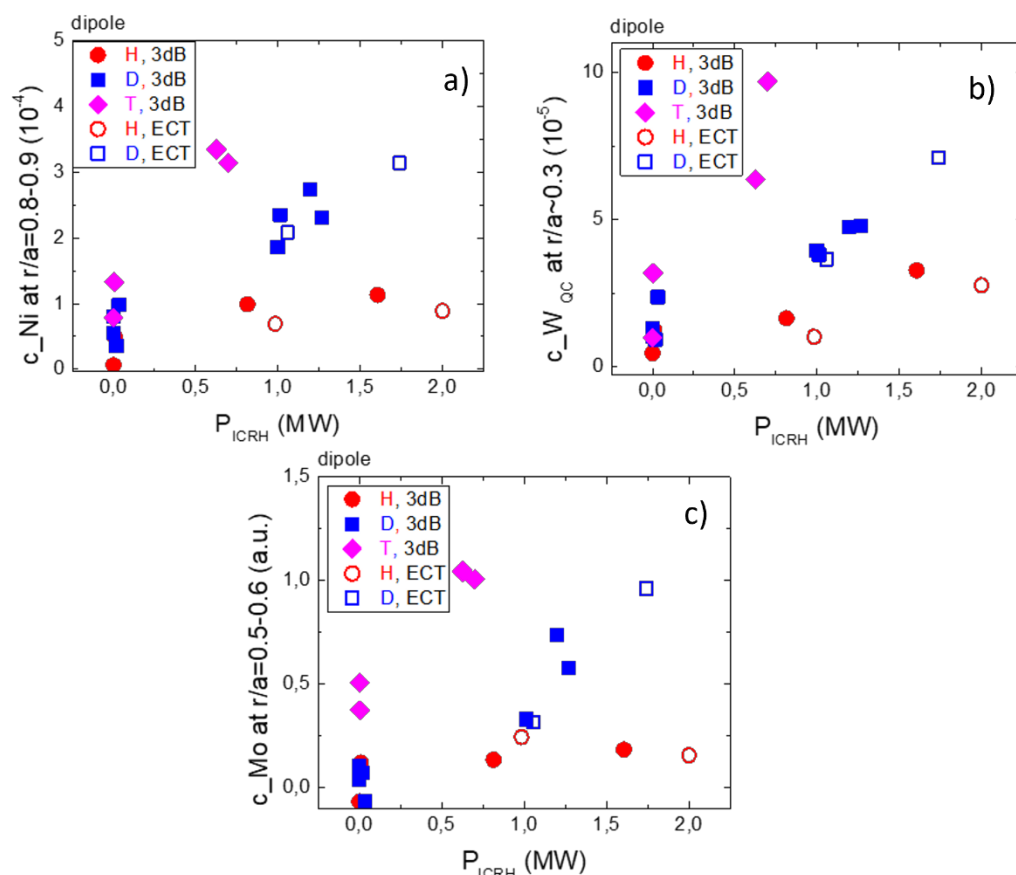
Rys. 4.9. Rozkład mocy promieniowania w wyładowaniu 96098 i 96100 dla punktu czasowego $t=50$ s.



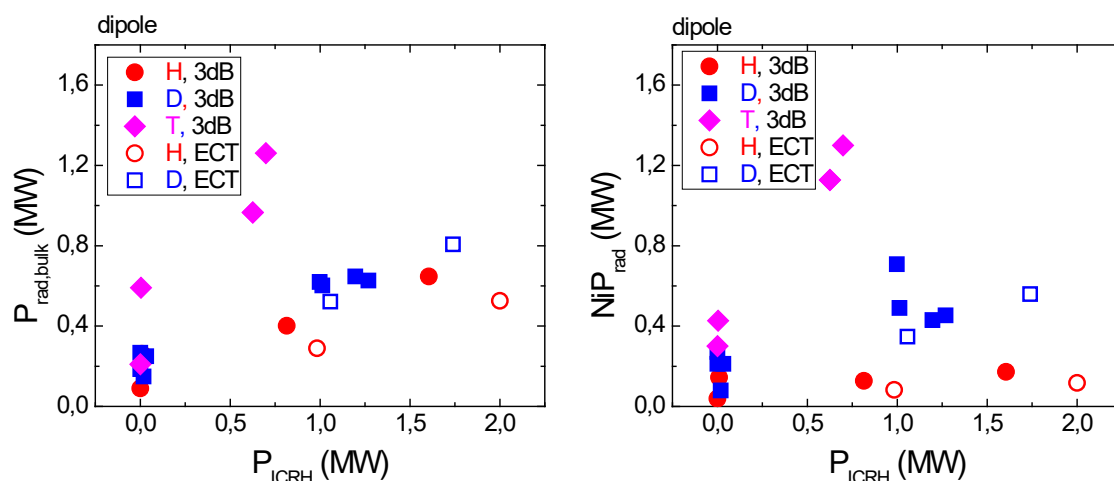
Rys. 4.10. Niestabilności MHD występujące dla wyładowań 96098 i 96100 w fazie omowej.

Skład głównych jonów plazmy wodorowej (H), deuterowej (D) i trytowej (T) ma głęboki, lecz słabo jeszcze zbadany wpływ na transport ciepła, cząstek i pędu oraz na oddziaływanie plazma-ściana z bezpośrednim wpływem na moc syntezy jądrowej. W celu szczegółowej analizy efektów izotopowych uczestniczo w eksperymencie, w którym wykonano serię strzałów z zastosowaniem scenariusza grzania ICRH mniejszościowych jonów ^3He o częstotliwości rezonansowej $f=33$ MHz. Badania wykonano dla plazmy H, D i T w reżimie niskiego utrzymywania plazmy (L-mode) o średniej gęstości liniowej $n_{eL} \sim 5.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$, przy zastosowaniu prądu plazmy $I_p=2.2$ MA i toroidalnym polu magnetycznym $B_T=3,3$ T. W eksperymencie, anteny grzania ICRH, nazywane A, B, C, D były połączone w pary za pomocą węzła 3dB (A+B) i węzła ECT (B+D) i zasilane niezależnie. W celu zbadania wpływu fazy anteny zastosowano fazę dipolową i fazę $+\pi/2$. Na podstawie spektroskopii VUV/XUV wyznaczono koncentrację W, Ni, Fe, Mo i Cu. W widmie VUV dominowały linie pochodzące od niższych stopni jonizacji Ni (np. NiXXVIII). Intensywność linia NiXXVI, na podstawie, której rutynowo wyznacza się koncentrację w JET-ILW była mała. Rys. 4.11 Przedstawia koncentrację niklu (c_{Ni}), wolframu (c_{W}) i molibdenu (c_{Mo}) w funkcji mocy grzania ICRH w plazmie H, D i T dla różnych par anten w fazie dipolowej.

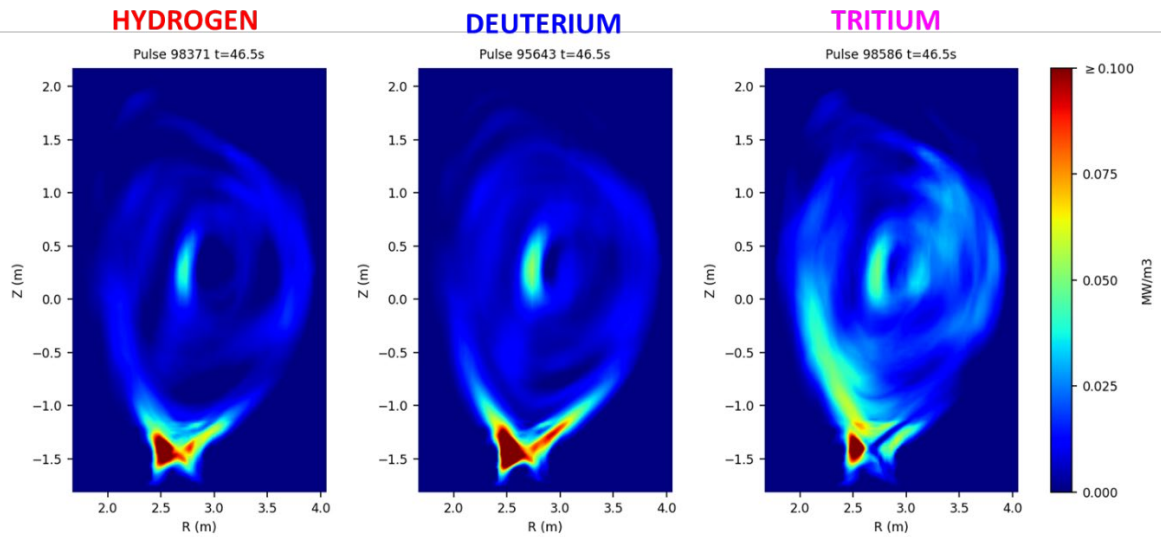
W fazie dipolowej największą koncentrację W, Ni i Mo zmierzono w plazmie T, najmniejszą w plazmie H. Koncentracja zanieczyszczeń wzrastała z mocą grzania ICRH. Nie zaobserwowano wyraźnej różnicy podczas pracy anteny A+B i C+D. Na podstawie obliczeń mocy promieniowania pochodzącej od W i Ni, stwierdzono, że największy wkład do promieniowania w plazmie centralnej $P_{\text{rad,bulk}}$ pochodzi od NicdwdEDCde (Rys.4.12). Dla wybranych wyładowań w plazmie H #98371, D #95643 i T #98586 wykonano tomografie bolometryczne promieniowania plazmy dla punktu czasowego $t=65$ s, w którym zastosowano ~ 1 MW grzania dla pary anten A+B w fazie dipolowej. Uzyskane rekonstrukcje zostały przedstawione na Rys. 4.13. Najsilniejsze promieniowanie w komorze głównej obserwowane było w plazmie T, a najniższe w plazmie H. Jednak w obszarze dywertyora najniższe promieniowanie występowało w plazmie T. Podobny trend w zachowaniu koncentracji zanieczyszczeń oraz w promieniowaniu plazmy zaobserwowano dla fazy $+\pi/2$. Jednakże nie zaobserwowano wyraźnej różnicy w porównaniu fazy dipolowej i $+\pi/2$ anten ICRH.



Rys. 4.11. Koncentracja niklu (a), wolframu (b) i molibdenu (c) w funkcji mocy grzania ICRH w plazmie H, D i T dla różnych par anten ICRH w fazie dipolowej.

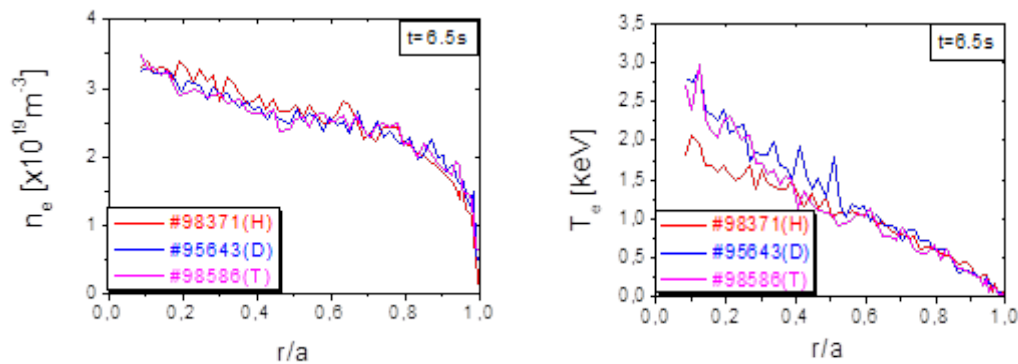


Rys. 4.12. Całkowita moc promieniowania plazmy $P_{rad,bulk}$ w obszarze komory centralnej i promieniowania niklu w funkcji mocy grzania ICRH w plazmie H, D i T dla różnych par anten ICRH w fazie dipolowej.



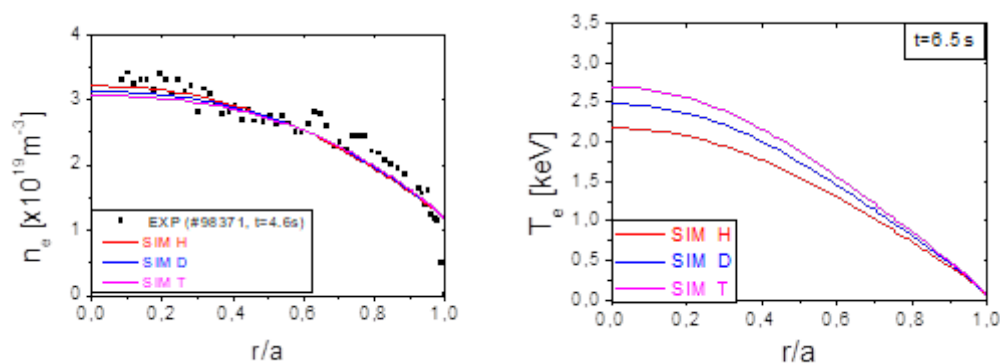
Rys. 4.13 Rozkład mocy promieniowania w dla identycznych wyładowań w plazmie H, D i T dla punktu czasowego $t=6.5$ s.

W celu określenia wpływu izotopów na parametry plazmy oraz na produkcję wolframu w JET- ILW przeprowadzono serię symulacji komputerowych za pomocą kodu COREDIV. Miały one pomóc w odpowiedzi na pytanie, czy obserwowana wyższa koncentracja wolframu i niklu w plazmie T jest tylko efektem grzania ICRH, czy jednak masa izotopów wodoru odgrywa większe znaczenie. Symulacji dokonano dla tych samych wyładowań i punktu czasowego $t=6.5$ s, co tomografie bolometryczne. Na Rys. 4.14 przedstawiono eksperymentalne profile gęstości i temperatury elektronowej dla wybranego punktu czasowego.



Rys. 4.14 Eksperymentalne profile dla wyładowania #98371, #95643 i #98586 w czasie $t = 6,5$ s.

Eksperymentalne profile gęstości elektronowej w plazmie H, D i T były podobne. Jest to istotne z punktu widzenia symulacji za pomocą kodu COREDIV, gdzie średnia gęstość objętościowa jest parametrem wejściowym. W przypadku profili temperatury elektronowej zaobserwowano pewne różnice dla promienia $r/a < 0.6$. Warto zaznaczyć, że poszczególne wyładowania charakteryzują się różnym utrzymywaniem plazmy ($H_{98} = 0.46$ dla wyładowań # 98371(H) i # 98586(T), a 0.6 dla # 95643(D). Należy podkreślić, że czynnik H_{98} zależy od masy izotopu wodoru. Symulacje numeryczne zostały wykonane przy założeniu, że $H_{98}=0.55$. Jako domieszkę plazmy uwzględniono beryl (Be) - pochodzący ze ścian limitera, neon (Ne) - pochodzący z zewnętrznego domieszkowania plazmy w obszarze dywertora, nikiel (Ni) - jako wewnętrzne zanieczyszczenie plazmy, ze źródłem w komorze centralnej tokamaka i wolfram (W) wybijany z płyt dywertora. Na Rys. 4.15 przedstawiono profile gęstości i temperatury odtworzone w symulacjach. W porównaniu z eksperymentem uzyskano ten sam trend wzrostu temperatury elektronowej wraz ze wzrostem masy izotopów wodoru.



Rys. 4.15. Profile gęstości i temperatury elektronowej odtworzone w symulacjach.

W Tabeli 4.1 przedstawiono główne parametry plazmy: temperatura na płycie dywertora (T_e^{PLATE}), koncentracja W (C_W), Ni (C_{Ni}) i Be (C_{Be}), strumienie Be, Ni, H, D, T do płyt dywertora (Γ_{Be}), efektywny ładunku (Z_{EFF}), promieniowanie w całości (R^{TOTAL}) i moc w plazmie brzegowej (P^{SOL}).

Tabela 4.1. Główne parametry plazmy uzyskane w wyniku symulacji przy użyciu kodu COREDIV.

Parameter	# 98371(H)	# 95643(D)	# 98586(T)
T_e^{PLATE} [eV]	9.95	8.20	7.43
C_W [$\times 10^{-7}$]	1.3	0.87	0.7
C_{Ni} [$\times 10^{-5}$]	4.87	5.03	5.15
C_{Be} [%]	1.22	1.26	1.28
Γ_{Be} [$\times 10^{16}$ 1/s]	1.37	0.7	0.1
Γ_{Ni} [$\times 10^{16}$ 1/s]	2.7	1.2	0.8
$\Gamma_{\text{H,D,T}}$ [$\times 10^{16}$ 1/s]	0	0	0
Z_{EFF}	1.17	1.18	1.18
R^{TOTAL} [MW]	0.94	0.92	0.91
P^{SOL} [MW]	2.24	2.03	1.91

Wyniki symulacji wykazały, że dominujące promieniowanie w plazmie centralnej pochodzi od Ni. Promieniowanie na separatrixie jest bardzo silne. Wolfram jest wybijany przez Be i Ni a nie przez H, D, T. W symulacjach uzyskano niższe wartości C_W w porównaniu z danymi eksperymentalnymi. W następnym kroku wykonano symulacje dla tych samych wyładowań, ale przy założeniu eksperymentalnych wartości H_{98} . Porównanie wyników symulacji z wynikami eksperymentami przedstawiono w Tabeli 4.2.

Tabela 4.2 Porównanie pomiędzy eksperymentem i symulacjami.

Parameter	#98371(H)		#95643(D)		# 98586(T)	
	EXP	SIM	EXP	SIM	EXP	SIM
T_e^{PLATE} [eV]		10.2		6.06		5.5
C_W [$\times 10^{-7}$]		4.18		1.19		0.5

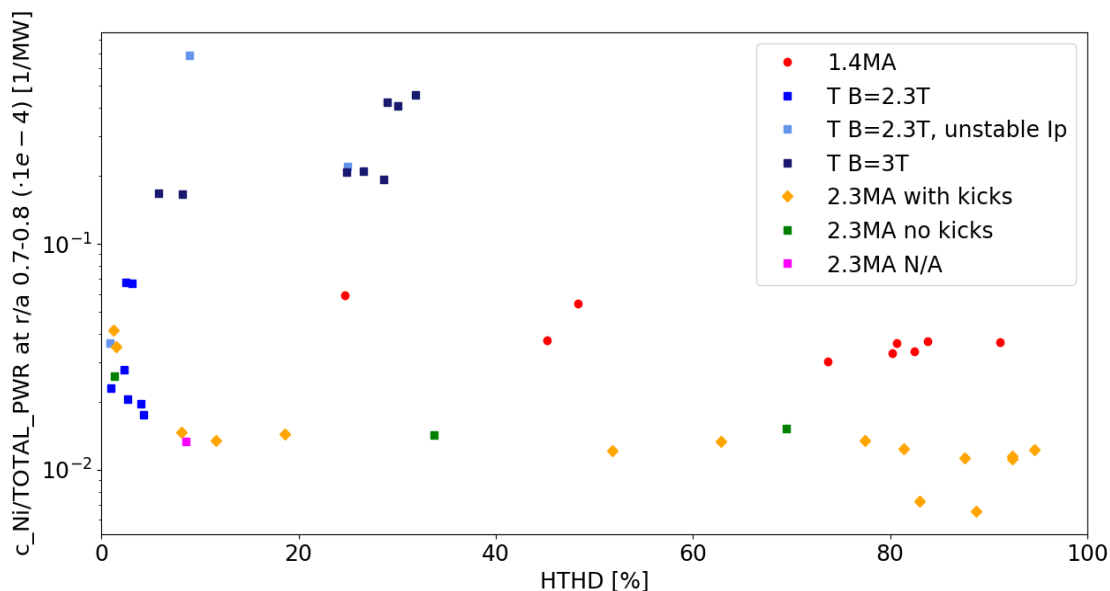
$C_{Ni} [x10^{-5}]$	0.991	1.06	2.35	2.33	3.6	3.67
$C_{Be} [\%]$		1.21		1.33		1.37
$\Gamma_{Be} [x10^{11}1/s]$		30000		5.9		0.18
$\Gamma_{Ni} [x10^{15}1/s]$		67.5		8.6		7.5
Z_{EFF}	1.29	1.19	1.41	1.26		1.3
$R^{TOTAL} [MW]$	0.83	1.1	1.21	1.27	1.6	1.62
$R^{CORE} [MW]$	0.42	0.29	0.69	0.47	1.1	0.76
$R^{CORE}_{Ni} [MW]$		0.21		0.18		0.68
$R^{SOL}_{Ni} [MW]$		0.7		0.38		0.28
$\Gamma_{Ni}^{puff} [x10^{19}1/s]$		0.4		0.8		1.2

Temperatura płyty w punkcie uderzenia wynosi 7. 5-10 eV, a wolfram jest wybijany przez Be i Ni, a nie przez główne jony plazmy (H, D, T). Dominujące promieniowanie w rdzeniu plazmy pochodzi od Ni. Promieniowanie przez wyżej zjonizowane jony Ni np. Ni^{25+} jest bardzo małe.

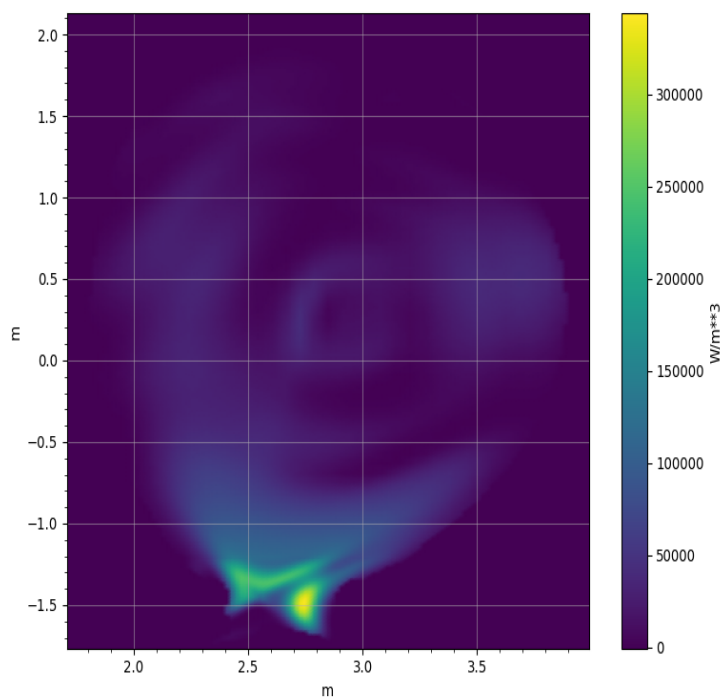
Celem eksperymentu JET-M18-21 *Confinement and transport in mixed isotope plasmas* było zbadanie transportu i utrzymania plazmy dla różnych mieszanek izotopów wodoru w trybie niskiego (L-mode) i wysokiego (H-mode) utrzymywania plazmy oraz zbadanie wpływu ilości wpuszczonego paliwa w postaci gazu lub peletów i różnych mocy grzania NBI. Eksperyment miał między innymi na celu porównanie zachowania plazmy w obu trybach dla plazmy wodorowo-deuterowej oraz wodorowo-trytowej, wyniki miały potwierdzić przewidywania teoretyczne. Zadaniem naukowców z IFPiLM było zbadanie poziomu zanieczyszczeń w zależności od ilości wodoru w mieszaninie wodoru i deuteru. Poprzednie wyniki dotyczące tego zagadnienia oparte były o intensywności wybranych linii widmowych i nie wykazywały bezpośrednich zależności, dlatego podjęto analizę w oparciu o koncentracje wybranych zanieczyszczeń (Ni, Cu, Fe, i Mo). Sprawdzano również zależności dla berylu mierzonego przez spektrometr promieniowania widzialnego. Wykazana została bardzo słaba zależność pomiędzy ilością wodoru a poziomem zanieczyszczeń dla większości pierwiastków w przypadku plazmy wodorowo-deuterowej (H-D). Na podstawie wyników uzyskanych dla plazmy wodorowo-trytowej (H-D) stwierdzono, że poziom zanieczyszczeń jest znacząco większy uwzględniając normalizację do mocy grzania (Rys. 4.16). W pewnym zakresie zaobserwowano wzrost zanieczyszczeń z ilością wodoru. Niemniej na czas wykonania badań nie była dostępna większa ilość danych. Co więcej wymuszone przemieszczenia plazmy (ang. vertical kicks) nie wpłynęły znacząco na koncentracje zanieczyszczeń. W pracy uwzględniono również różne wartości prądu plazmowego ($I_p=1.4$ MA i 2.3 MA) i toroidalnego pola magnetycznego ($B_T=2.3$ T i 3 T).

Charakterystyka i zrozumienie przejścia z reżimu o niskim utrzymaniu plazmy, L-mode, do reżimu z wysokim utrzymaniem plazmy, H-mode, zwłaszcza określenie warunków na próg mocy, niezbędnej do inicjacji przejścia, jest głównym celem różnych eksperymentów na tokamaku JET z ILW. W ramach eksperymentu JET-M18-14 *Isotope effects on L-H transition power threshold*, rozpoczęte były badania przejścia L–H w plazmie wodorowej, deuterowej, oraz z mieszaniną wodorowo-deuterową (H-D) i wodorowo-helową (H-He). Badania te są prowadzone pod kątem optymalizacji warunków dla tokamaka ITER. W ramach kampanii C40 przeprowadzono dodatkowo badania z plazmą wodorowo-trytową (H-T) w celu przygotowania do kampanii eksperymentalnej D-T. Próg mocy przejścia L-H można scharakteryzować przez straty mocy P_{loss} lub moc przechodzącą przez separatoryse, zdefiniowaną jako $P_{sep} = P_{loss} - P_{rad}$, gdzie P_{rad} jest promieniowaniem z objętości plazmy, wewnątrz powierzchni magnetycznej $\Psi_N = 0.95$, gdzie Ψ_N jest znormalizowanym strumieniem toroidalnym. W ten sposób określając moc promieniowania z objętości plazmy (bez obszaru divertora) i korzystając z powyższego stosunku można zbadać zależność progu mocy przejścia z jednego modu do drugiego dla różnego składu plazmy (różnych izotopów). Dlatego wykonanie rekonstrukcji tomograficznych z danych bolometrycznych pozwalających na wyodrębnienie mocy promieniowania generowanego przez objętość plazmy jest niezbędne do przeprowadzenia analiz w tym zadaniu. Po wstępnej analizie danych bolometrycznych, wytypowano błędne kanały oraz określono parametry rekonstrukcji. Rekonstrukcje tomograficzne wykonywano dla wyładowań #98546, #98551, #98565, #98566, #98574, #98575. Wykonanie rekonstrukcji umożliwia określenie przestrzennego rozkładu mocy promieniowania. Ze względu na postawione cele zadania, każde analizowane wyładowanie wymagało wykonanie

tomografii w odpowiednich punktach czasowych przed przejściem z modu L do H. W przypadku pojawienia się takiego zjawiska jak oscylacje dywertorowe przed przejściem L-H, ilość punktów czasowych, dla których jest niezbędne przeprowadzenie rekonstrukcji, wielokrotnie wzrasta. Pod tym względem przygotowanie rekonstrukcji było dosyć czasochłonne. Przykład przygotowanej rekonstrukcji jest przedstawiony na Rys. 4.17 dla wyładowania #98546. Jak widać z rozkładu przestrzennego w tym momencie czasowym moc promieniowania była skoncentrowana w obszarze dywertora.

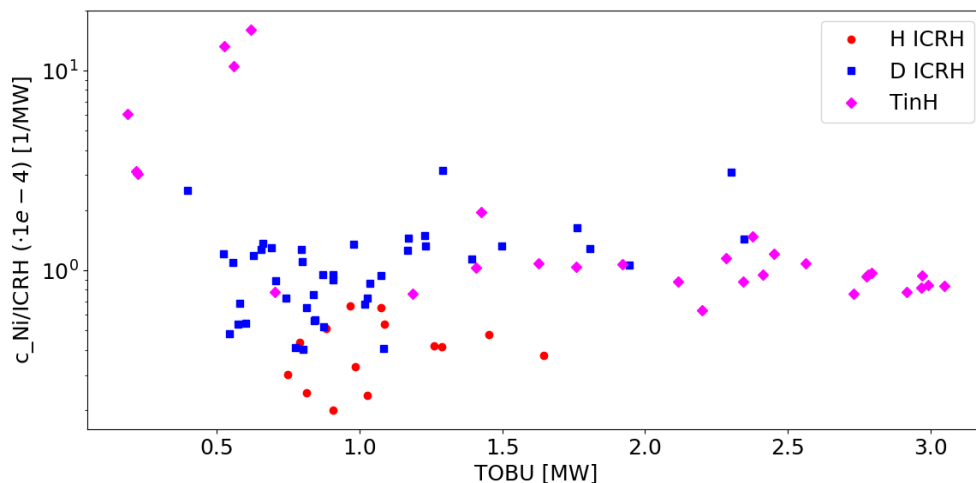


Rys. 4.16. Zależność koncentracji Ni normalizowanej przez moc grzania dla różnej ilości wodoru w plazmie H-D i H-T. Wykresy z określonymi prądami (1.4 MA oraz 2.3 MA dotyczą plazmy H-D, zaś literą 'T' została oznaczona plazma H-T.

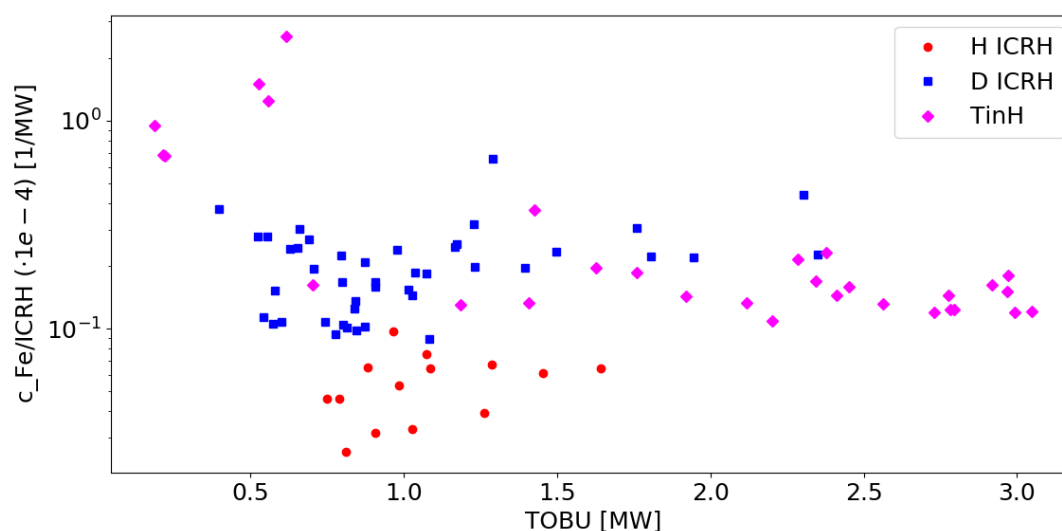


Rys. 4.17. Rekonstrukcja tomograficzna dla wyładowania #98546, $t=58$ s, dla plazmy o składzie $H=25\%$ oraz $T=50\%$.

Wiadome jest, że próg przejścia L-H zależy m.in. od gęstości plazmy oraz jej składu. Stąd dla znanego składu izotopowego plazmy znajdowana była gęstość plazmy, dla której próg L-H jest najmniejszy. Na próg ten ma także wpływ poziom zanieczyszczeń w plazmie. Obniżenie ich poziomu może ułatwić przejście plazmy w tryb 'H-mode'. W związku z tym niezbędna była analiza koncentracji zanieczyszczeń. Wyznaczono ich średnią wartość w przedziale 100 ms przed przejściem w tryb 'H-mode' dla plazmy H, D oraz T. Wykazano, że mierzony poziom Ni (Rys. 4.18) i Fe (Rys. 4.19) dla takiej samej mocy grzania ICRH jest wyższy w plazmie D i T niż w plazmie H. Równocześnie widoczna jest konieczność sprawdzenia zależności dla trytu przy mocy promieniowania na poziomie 1 MW, gdyż wyższy poziom zanieczyszczeń dla plazmy trytowej względem deuterowej jest prawdopodobny.



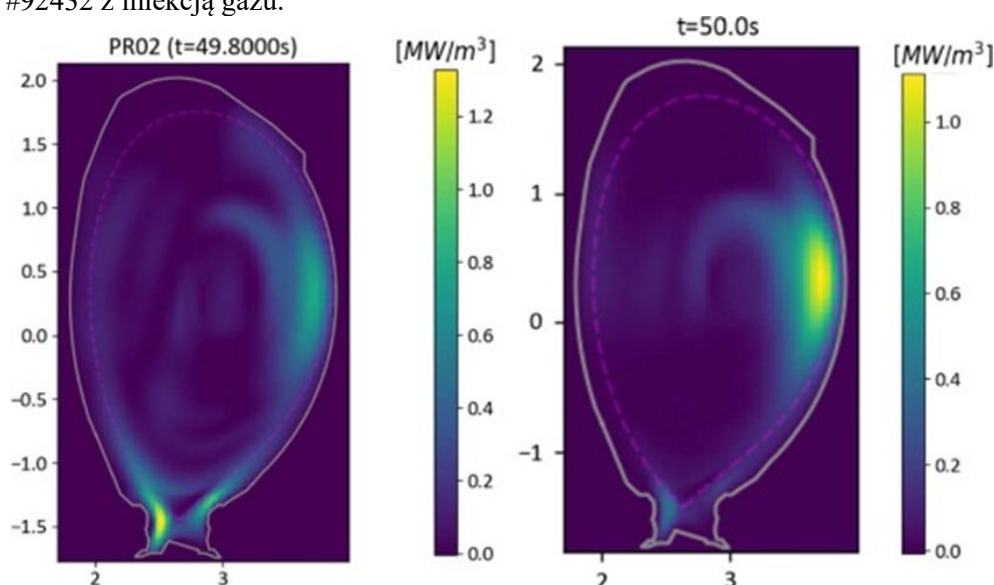
Rys. 4.18. Zależność koncentracji Ni przypadającej na 1 MW mocy grzania ICRH w funkcji mocy wypromieniowywanej w plazmie H, D i T.



Rys. 4.19. Zależność koncentracji Fe przypadającej na 1 MW mocy grzania ICRH w funkcji mocy wypromieniowywanej w plazmie H, D i T.

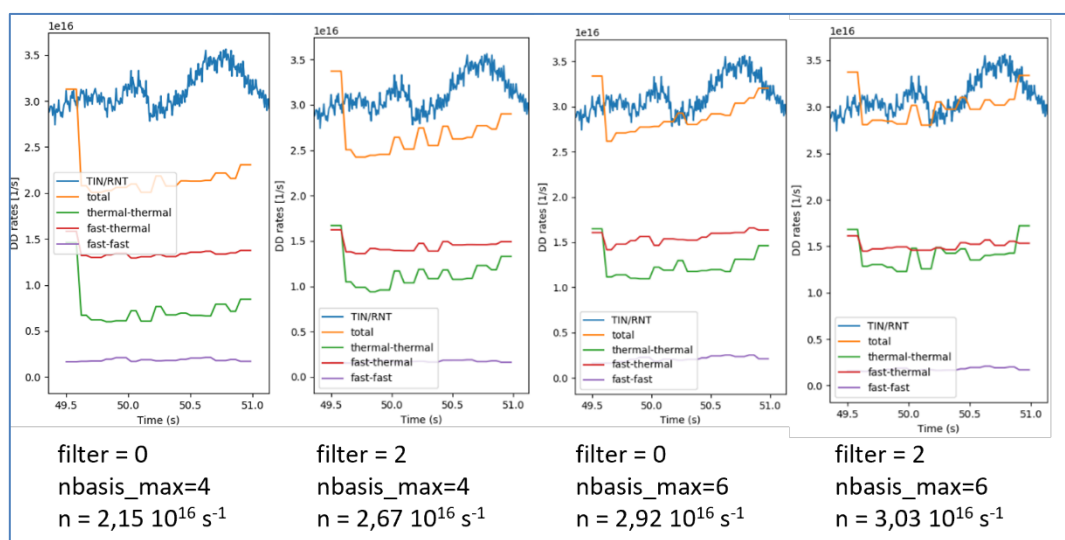
Rekonstrukcje tomograficzne z danych bolometrycznych zostały wykonane także w ramach eksperymentów JET-M18-01 *Baseline scenario development for DT*, JET-M18-02 *Hybrid scenario development for DT* jak również dla innych zadań w miarę zapotrzebowania. W ramach tych zadań wykonano rekonstrukcję topograficzną m.in.

dla strzałów #96098, #96100, #96994, #94903, #94905, #94660, #94663, #96731, #97395. Rekonstrukcja bolometryczna promieniowania plazmy dla impulsów #92432 i #92436 przedstawiono na Rys. 4.20, gdzie przerywana fioletowa linia odpowiada pozycji separatrysy. Analiza bolometryczna była wykonana na potrzeby badań numerycznych, które zostały przeprowadzone dla plazmy deuterowej z zewnętrznym domieszkowaniem neonem (Ne). Wyładowania te zostały wybrane do porównania plazm o różnych wartościach gęstości elektronowej. W wyładowaniu #92432 gęstość plazmy była kontrolowana poprzez iniekcję gazu deuterowego, natomiast w wyładowaniu #92436 dodatkowo zastosowano pelety z paliwem. Omawiane wyładowania reprezentują impulsy scenariusza podstawowego dla przyszłych wyładowań DT o dużej mocy (34 MW), które są planowane w JET-ILW. Przeprowadzone analizy bolometryczne wykazały, że całkowita moc emitowana przez plazmę w wyładowaniu #92432 (#92436) wynosiła 13,4 MW (12,8 MW), natomiast moc promieniowania plazmy w SOL 2,8 MW (2,0 MW). Większość promieniowania plazmy w SOL jest zlokalizowana w wewnętrznym obszarze dywertora i w rejonie punktu X. Większa gęstość elektronowa w wyładowaniu #92432 w porównaniu do wyładowania #92436 powoduje większe promieniowanie plazmy i spadek temperatury plazmy w rejonie wewnętrznego dywertora. Porównanie rekonstrukcji bolometrycznych dla tych dwóch wyładowań ujawnia wpływ wzrostu gęstości elektronowej na separatrysie. Zauważmy, że w przypadku wyładowania #92436 z wtryskiem peletów, promieniowanie plazmy po stronie niskiego pola jest większe o $0,1 \text{ W/m}^3$ w porównaniu do wyładowania #92432 z iniekcją gazu.



Rys. 4.20. Rekonstrukcja źródeł promieniowania w przekroju poloidalnym dla wyładowania #92432 (lewy) z zewnętrznym domieszkowaniem Ne i wyładowania #92436 (prawy). Przerywana fioletowa linia oznacza położenie separatrysy.

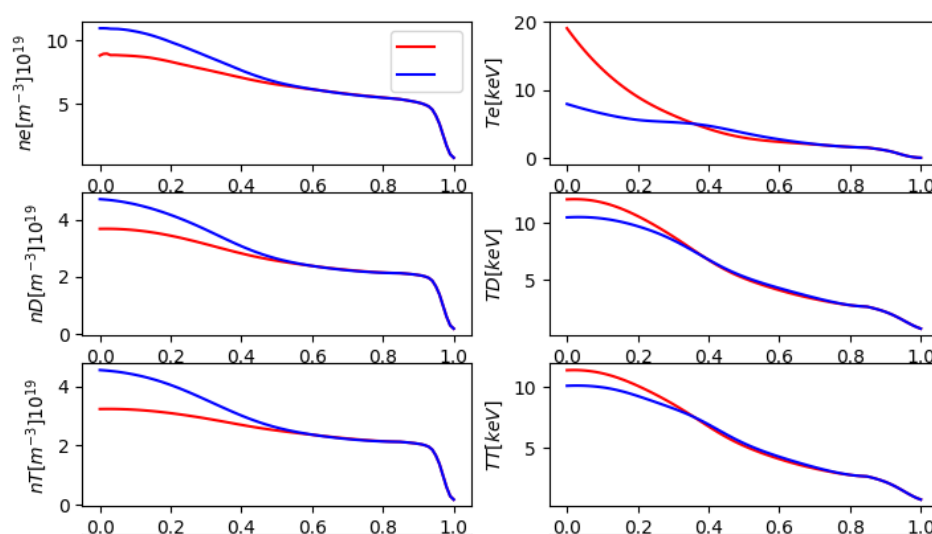
Naukowcy z IFPiLM realizowali w ramach zadania JET-T17-07 *DT scenario extrapolation* cel D4 który brzmi następująco: Modelowanie wyładowania DT ze zaktualizowanymi danymi wejściowymi z odpowiednich zadań JET: (1) Sprawdzenie zdolności obliczania strumienia i widma neutronów, produktów reakcji DT w interpretacyjnych, zintegrowanych narzędziach do modelowania. (2) ocena zdolności przewidywania profili temperatury T_i , T_e i gęstości elektronowej n_e za pomocą quasi-liniowych modeli transportu turbulentnego w predykcyjnych zintegrowanych narzędziach do modelowania. W ramach tego zadania wykonano modelowanie scenariusza podstawowego wyładowania #96994. Jest to wyładowanie deuterowe, w którym zanotowano rekordową liczbę wyprodukowanych neutronów rzędu $3 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$. W modelowaniu transportu turbulentnego został wykorzystany kod TGLF. W 2021 roku został dodany nowy model nasycenia SAT2. Poprzedni model nasycenia SAT1 cechował się dużą sztywnością strumienia jonowego (ang. ion flux stiffness). Jednym z celów na rok 2021 było przetestowanie modelu SAT2 na wyładowaniach w scenariuszu podstawowym i następnie wykonania ekstrapolacji to eksperymentu z paliwem DT. Wykonano modelowanie predykcyjne kodem ETS-TGLF wyładowania numer #96994 dla różnych wartości parametrów *filter* i *nbasis_max* (patrz Rys. 4.21). Dla wartości *filter*=2 i *nbasis_max*=6 przewidywana wartość emisji neutronów jest najbardziej zbliżona do wartości mierzonej. Przy czym różnica między najmniejszą i największą wartością emisji neutronów wynosi 30 % wartości mierzonej.



Rys. 4.21. Poziom emisji neutronów dla różnych wartości parametrów *filter* i *nbasis_max* kodu TGLF SAT2. Przewidywane wartości emisji neutronów zostały uśrednione w przedziale (50,3s, 50,7s).

Równoległe do testowania modelu nasycenia SAT2, wykonano ekstrapolację do scenariusza DT przy mocy grzania 33 MW oraz mocy grzania 40 MW. Modelowanie predykcyjne ekstrapolacji do wyładowania DT o mocy 33 MW było znacznie bardziej zależne od wartości parametrów modelu TGLF (patrz Rys. 4.22). Szczególne trudności nastąpiły w obliczeniu temperatury elektronowej plazmy w centrum sznura plazmowego. Dla wartości parametru *filter*=0 temperatura osiągała wartości nie fizyczne.

96994 50.978s
96994 50.983s



Rys. 4.22. Ekstrapolacja wyładowania #96994 do wyładowania z plazmą DT o mocy 33 MW. Kolor czerwony: *filter*=0, kolor niebieski: *filter*=2.

Modelowanie predykcyjne ekstrapolacji do DT wyładowania #96994 do mocy 40 MW nie zostało ukończone ze względu na problemy numeryczne kodu. Inne grupy badawcze modelujące kodami TRANSP i JINTRAC obserwowały podobne problemy przy testowaniu reguły nasycenia SAT2 modelu TGLF przy ekstrapolacji do paliwa DT. Oprócz testowania parametrów grzania sprawdzono różne ustawienia kodu ETS w celu odtworzenia obserwowanych profili temperatur i gęstości oraz mierzonego poziomu emisji neutronów.

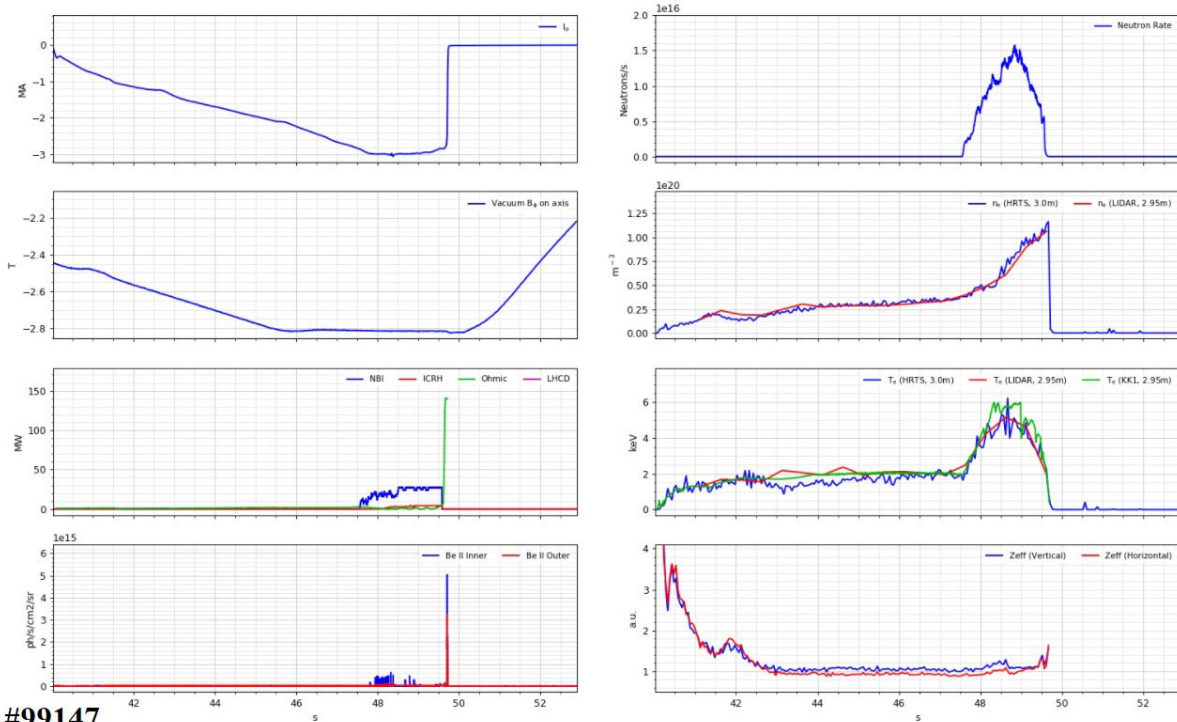
W 2021 roku zespół pracowników naukowych z IFPiLM uczestniczył w pomiarach neutronowych wykonywanych podczas dwóch eksperymentów przeprowadzanych w trakcie kampanii z zastosowaniem trytu na tokamaku JET-ILW. Celem pierwszego eksperymentu JET-M18-01 było przygotowanie podstawowego scenariusza pracy tokamaku dla plazmy DT (ang. Baseline scenario for DT). Kolejnym eksperymentem przeprowadzanym w trakcie kampanii trytowej na tokamaku JET był eksperyment JET-M18-02 dotyczący

przygotowania hybrydowego scenariusza pracy dla plazmy DT (ang. Hybrid scenario for DT). W ramach kampanii z zastosowaniem trytu C40 dla każdego z tych eksperymentów przyznano 10 sesji eksperymentalnych. Wiedza na temat całkowitego wydatku neutronowego dla każdego z wyładowań plazmowych jest dostarczana między innymi za pomocą pomiarów aktywacyjnych wykonywanych w jednym z ośmiu zakończeń aktywacyjnych należących do systemu KN2. Po zakończeniu napromieniowania kapsuły z próbkami aktywacyjnymi są przesyłane za pomocą systemu poczty pneumatycznej do laboratorium, gdzie następnie napromieniowane folie są mierzone z zastosowaniem detektorów półprzewodnikowych. W związku z dużym obciążeniem pozycji eksperymentalnej KN2 3U w trakcie planowanych eksperymentów z zastosowaniem trytu, dużo uwagi poświęcono na scharakteryzowanie innego zakończenia aktywacyjnego KN2 6U. Podczas poprzednich kampanii z zastosowaniem deuteru, pracownicy naukowcy z Laboratorium Diagnostyki Neutronów i Promieniowania Gamma przeprowadzili wzajemną kalibrację zakończeń aktywacyjnych KN2 3U oraz KN2 6U. W trakcie kalibracji wykazano, że stosunek wartości obliczonych do wartości eksperymentalnych dla obu zakończeń wynosi ok. 1.1 ± 0.02 . Rezultaty te wykazały, że model MCNP zakończenia aktywacyjnego KN2 6U stosowany do obliczeń powinien zostać zmodyfikowany. W tym celu równolegle napromieniowanie próbek w zakończeniach aktywacyjnych KN2 3U oraz KN2 6U powinno zostać również wykonane w trakcie kampanii TT oraz DT. W ramach udziału w eksperymentach JET-M18-01 i JET-M18-02 przeprowadzono symulacje numeryczne z zastosowaniem kodu FISPACT-II, których głównym celem było zbadanie parametru KN2 3U/6U dla wytypowanych reakcji jądrowych. Parametry tych reakcji opisano w Tabeli 4.3. W przypadku eksperymentu JET-M18-01, do analizy wykorzystano dane eksperymentalne dla wyładowań plazmowych #99147 oraz #99154. Natomiast, dane eksperymentalne (całkowity wydatek neutronowy oraz czas napromieniowania próbek) dla wyładowań plazmowych #99152 oraz #99161 wykorzystano do obliczeń aktywacyjnych przeprowadzonych w ramach eksperymentu JET-M18-02. Warunki eksperymentalne tj. całkowity czas napromieniowania oraz całkowity wydatek neutronowy, zostały odwzorowane dla wyładowań plazmowych wykonanych w ramach eksperymentu JET-M18-01: #99147, #99154 oraz JET-M18-02: #99152, #99161. Charakterystyka każdego z wyładowań plazmowych została przedstawiona na Rys. 4.23-26

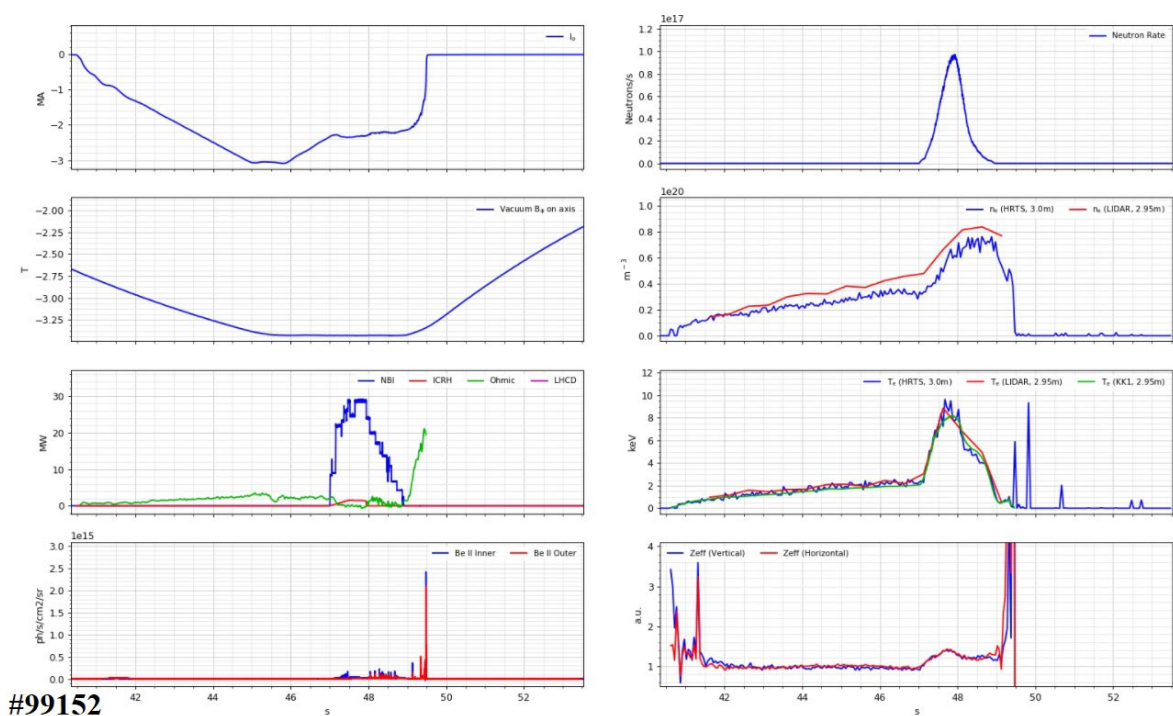
Tabela 4.3. Reakcje jądrowe i ich parametry stosowane do celów kalibracji zakończeń aktywacyjnych KN2 3U oraz KN2 6U.

Próbka	Reakcja jądrowa	Energia progowa [MeV]	Czas połowicznego rozpadu	Energia kwantów gamma [keV]
Cu	$^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$	11	12.7 h	511
Nb	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$	9	10.15 d	934
Fe	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	7	2.58 h	847
Al	$^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$	5.4	15 h	1368.9
Ti	$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	1.8	3.3 d	159
Mg	$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	5	15 h	1368.9
In	$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	0.5	4.49 d	336
Zn	$^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$	1.8	12.7 h	511
Zr	$^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$	13	78.4 h	909

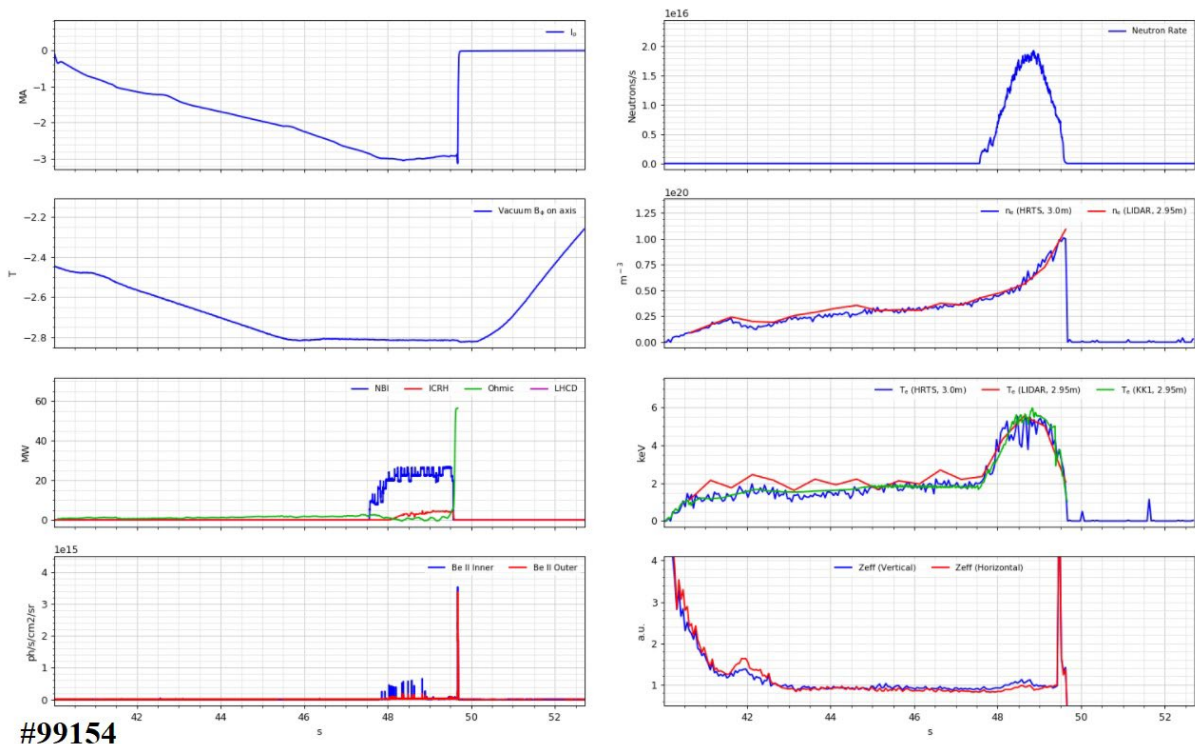
Do obliczeń założono również stosunek neutronów TT do DT wynoszący 50:50. Dla każdej z rozważanych próbek napromieniowanych w zakończeniu aktywacyjnym KN2 3U i KN2 6U wykonano obliczenia z zastosowaniem kodu MCNP. Ich celem było wyznaczenie rozkładu neutronów względem ich energii dla każdej próbki. W obliczeniach aktywacyjnych zastosowano również przekroje czynne pochodzące z biblioteki danych jądrowych TENDL-2017. Wyniki obliczeń z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla próbek Cu, Nb, Fe, Al, Ti, Mg, In, Zn oraz Zr aktywowanych w zakończeniach aktywacyjnych KN2 3U oraz KN2 6U w warunkach eksperymentalnych zbliżonych do warunków dla wyładowań plazmowych #99147, #99152, #99154 oraz #99161 przedstawiono w Tabelach 4.4-7.



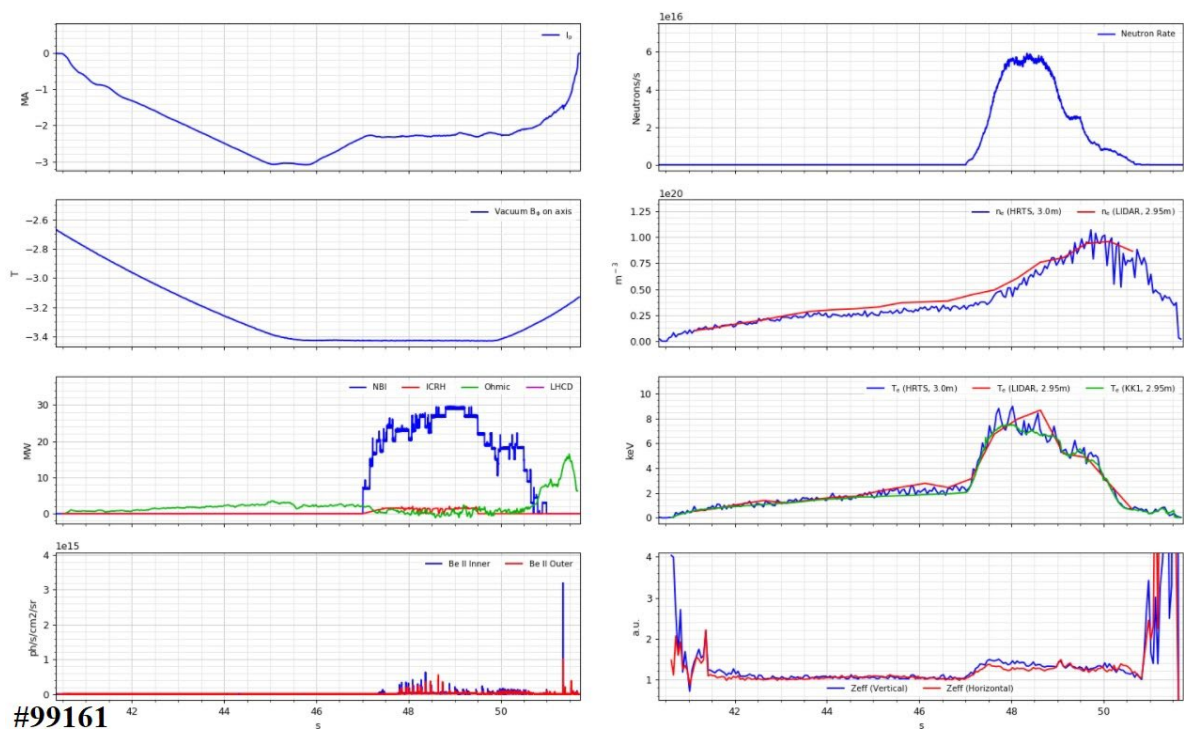
Rys. 4.23. Charakterystyka wyładowania plazmowego #99147. Całkowity wydatek neutronowy dla tego wyładowania wynosił $1,9 \cdot 10^{16}$ neutronów w 4II. Czas napromieniowania próbek wynosił 2 s.



Rys. 4.24. Charakterystyka wyładowania plazmowego #99152. Całkowity wydatek neutronowy dla tego wyładowania wynosił $7 \cdot 10^{16}$ neutronów w 4II. Czas napromieniowania próbek wynosił 2 s.



Rys. 4.25. Charakterystyka wyładowania plazmowego #99154. Całkowity wydatek neutronowy dla tego wyładowania wynosił $2,3 \cdot 10^{16}$ neutronów w 4II. Czas napromieniowania próbek wynosił 2 s.



Rys. 4.26. Charakterystyka wyładowania plazmowego #99161. Całkowity wydatek neutronowy dla tego wyładowania wynosił $1 \cdot 10^{17}$ neutronów w 4II. Czas napromieniowania próbek wynosił 3,5 s.

Tabela 4.4 Wyniki obliczeń aktywacyjnych z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla próbek aktywowanych w warunkach eksperymentalnych zbliżonych do warunków dla wyładowania #99147 (M18-01).

JET-M18-01: #99147							
Próbka	Reakcja jądrowa	Aktywność właściwa KN2 3U [Bq/g]	Błąd [%]	Aktywność właściwa KN2 6U [Bq/g]	Błąd [%]	Parametr KN2 3U/6U	Błąd [%]
Cu	$^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$	4,68E+03	1,39	3,23E+03	1,31	1,45	1,91
Nb	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$	2,55E+01	15,95	1,05E+01	15,81	2,42	22,46
Fe	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	1,40E-01	7,99	5,79E-02	8,06	2,42	11,35
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	1,01E+03	7,96	4,13E+02	7,95	2,45	11,25
Al	$^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$	4,03E+02	9,08	1,73E+02	8,98	2,33	12,77
Ti	$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	6,30E+00	10,87	2,70E+00	10,63	2,33	15,20
Mg	$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	5,72E+02	9,94	2,43E+02	9,78	2,35	13,95
In	$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	1,87E+03	10,89	1,01E+03	10,26	1,85	14,96
Zn	$^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$	2,70E+02	9,03	1,17E+02	8,80	2,31	12,61
Zr	$^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$	4,16E+01	7,23	1,76E+01	7,21	2,36	10,21

Tabela 4.5 Wyniki obliczeń aktywacyjnych z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla próbek aktywowanych w warunkach eksperymentalnych zbliżonych do warunków dla wyładowania #99152 (JET-M18-02).

JET-M18-02: #99152							
Próbka	Reakcja jądrowa	Aktywność właściwa KN2 3U [Bq/g]	Błąd [%]	Aktywność właściwa KN2 6U [Bq/g]	Błąd [%]	Parametr KN2 3U/6U	Błąd [%]
Cu	$^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$	1,72E+04	1,39	1,19E+04	1,31	1,45	1,91
Nb	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$	9,38E+01	16,00	3,87E+01	15,79	2,42	22,48
Fe	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	5,16E-01	8,02	2,13E-01	8,06	2,42	11,37
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	3,72E+03	7,96	1,52E+03	7,96	2,45	11,26
Al	$^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$	1,49E+03	9,09	6,36E+02	8,98	2,34	12,78
Ti	$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	2,32E+01	10,85	9,95E+00	10,65	2,33	15,21
Mg	$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	2,11E+03	9,92	8,96E+02	9,79	2,35	13,94
In	$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	6,90E+03	10,90	3,74E+03	10,23	1,85	14,95
Zn	$^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$	9,95E+02	9,05	4,31E+02	8,81	2,31	12,63
Zr	$^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$	1,53E+02	7,24	6,49E+01	7,23	2,36	10,23

Tabela 4.6 Wyniki obliczeń aktywacyjnych z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla próbek aktywowanych w warunkach eksperymentalnych zbliżonych do warunków dla wyładowania #99154 (JET-M18-01).

JET-M18-01: #99154							
Próbka	Reakcja jądrowa	Aktywność właściwa KN2 3U [Bq/g]	Błąd [%]	Aktywność właściwa KN2 6U [Bq/g]	Błąd [%]	Parametr KN2 3U/6U	Błąd [%]
Cu	$^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$	5,66E+03	1,39	3,91E+03	1,31	1,45	1,91
Nb	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$	3,08E+01	15,94	1,27E+01	15,81	2,42	22,45
Fe	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	1,70E-01	8,01	7,01E-02	8,06	2,42	11,37
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	1,22E+03	7,97	5,00E+02	7,95	2,45	11,25
Al	$^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$	4,88E+02	9,08	2,09E+02	9,00	2,34	12,79
Ti	$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	7,63E+00	10,87	3,27E+00	10,64	2,33	15,21
Mg	$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	6,92E+02	9,95	2,95E+02	9,78	2,35	13,95
In	$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	2,27E+03	10,90	1,23E+03	10,27	1,85	14,97
Zn	$^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$	3,27E+02	9,05	1,42E+02	8,82	2,31	12,64

Zr	$^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$	5,04E+01	7,22	2,13E+01	7,22	2,36	10,21
-----------	--------------------------------------	----------	------	----------	------	------	-------

Tabela 4.7 Wyniki obliczeń aktywacyjnych z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla próbek aktywowanych w warunkach eksperymentalnych zbliżonych do warunków dla wyładowania #99161 (JET-M18-02).

JET-M18-02: #99161							
Próbka	Reakcja jądrowa	Aktywność właściwa KN2 3U [Bq/g]	Błąd [%]	Aktywność właściwa KN2 6U [Bq/g]	Błąd [%]	Parametr KN2 3U/6U	Błąd [%]
Cu	$^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$	4,31E+04	1,39	2,97E+04	1,31	1,45	1,91
Nb	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$	2,34E+02	15,96	9,67E+01	15,82	2,42	22,47
Fe	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	1,29E+00	7,98	5,33E-01	8,06	2,42	11,34
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	9,30E+03	7,97	3,80E+03	7,95	2,45	11,25
Al	$^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$	3,71E+03	9,08	1,59E+03	8,99	2,33	12,78
Ti	$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	5,80E+01	10,87	2,49E+01	10,65	2,33	15,22
Mg	$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	5,26E+03	9,94	2,24E+03	9,77	2,35	13,94
In	$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	1,73E+04	10,90	9,34E+03	10,23	1,85	14,95
Zn	$^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$	2,49E+03	9,04	1,08E+03	8,81	2,31	12,63
Zr	$^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$	3,84E+02	7,22	1,62E+02	7,21	2,36	10,20

Największe wartości aktywności właściwych produktów reakcji uzyskano dla wyładowania plazmowego #99161. Zaobserwowano również, że aktywność właściwa ^{54}Mn powstające w reakcji (n,p) na ^{54}Fe , dla wyładowań #99147, #99152 oraz #99154 ma wartość znikomą. Dlatego też, reakcja $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$ nie powinna być brana pod uwagę do dalszej analizy. Zauważono również, że parametr KN2 3U/6U dla każdej z rozważanych reakcji jądrowych dla wszystkich czterech wyładowań plazmowych ma wartość stałą. Oznacza to, że czas napromieniowania oraz wartość całkowitego wydatku neutronowego nie mają większego wpływu na parametr KN2 3U/6U. Najmniejszą wartość parametru KN2 3U/6U zanotowano dla reakcji $^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$ i wynosiła ona 1,45. Wartość ta została wyznaczona z niepewnością ok 2%. Z kolei najwyższą wartość parametru KN2 3U/6U uzyskano dla reakcji $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$. Wartość ta wynosiła 2,45 i została wyznaczona z niepewnością ok. 11%.

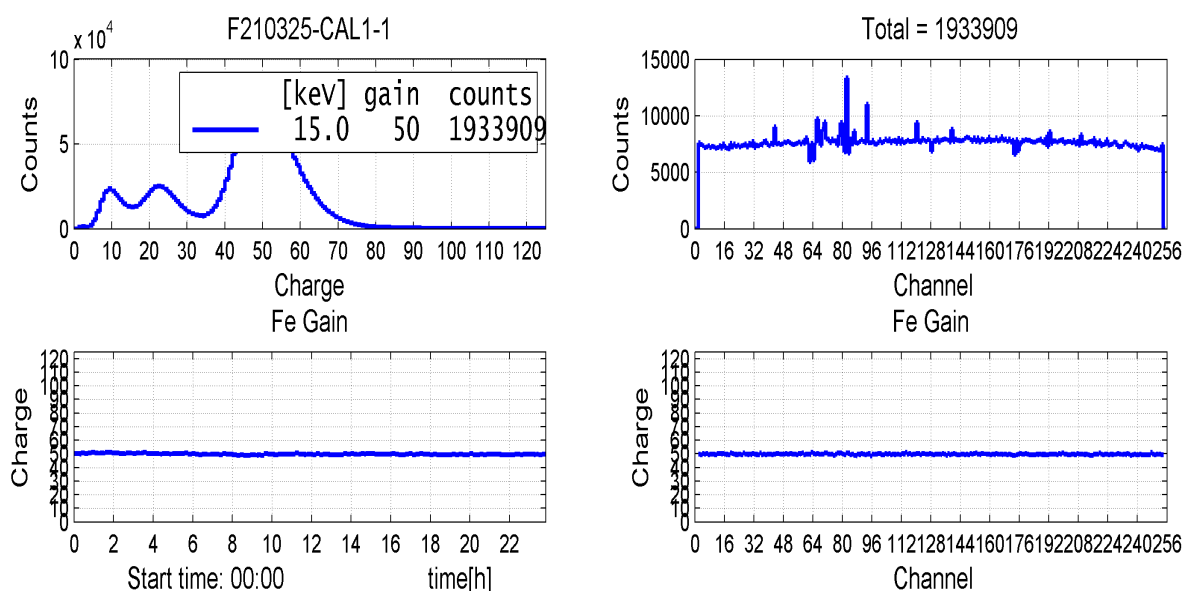
Rozwój narzędzi informatycznych

Do 2021 r. diagnostyka do pomiarów strat szybkich jonów helu (strat cząstek alfa) (KA3) w JET była obsługiwana w standardowej konfiguracji dla plazmy deuterowej. Jednak ze względu na różne przekroje reakcji syntezy jądrowej wiadomo było, że ten zestaw parametrów nie będzie już odpowiedni dla operacji plazmowych w 2021 r. z udziałem czystego trytu lub mieszanin D-T. Dlatego przed tymi bardzo cennymi kampaniami musiał zostać opracowany nowy sposób obsługi diagnostyki KA3. Następnie parametry musiały być stale monitorowane i dostosowywane do indywidualnych wymagań eksperymentów przeprowadzanych podczas kampanii TT i DT. Działania te były prowadzone i koordynowane przez pracowników IFPiLM. W ramach przygotowań do kampanii T i DT wdrożono i pomyślnie uruchomiono szereg ulepszeń w diagnostyce KA3. Nowe wymagania diagnostyczne (zwiększona produkcja danych) spowodowały konieczność przeprowadzenia modyfikacji narzędzi diagnostycznych CODAS oraz narzędzi sterowania i konfiguracji oprogramowania. Ulepszenia diagnostyki obejmowały następujące prace:

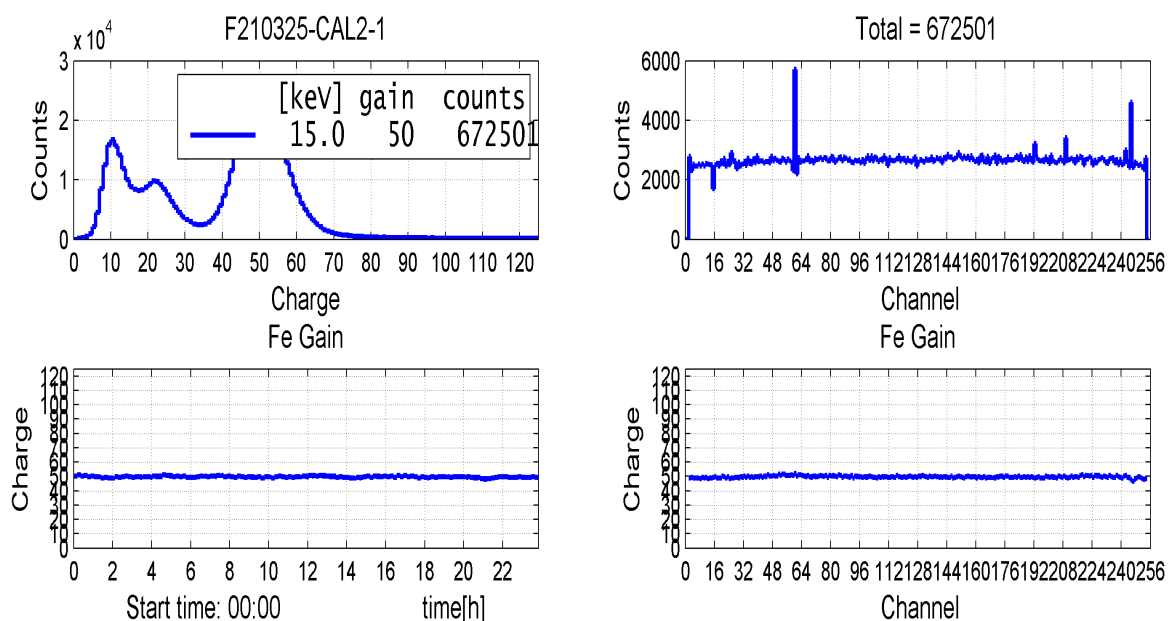
- zidentyfikowano i naprawiono szereg błędów oprogramowania w oprogramowaniu sterującym CODAS, które uniemożliwiały wyższe szybkości akwizycji,
- określono ilościowo maksymalny limit danych na jedno wyładowanie w JET, który można wiarygodnie uzyskać za pośrednictwem środowiska CODAS,
- wdrożono i przetestowano modyfikacje oprogramowania we współpracy z CODAS, aby umożliwić bardziej elastyczną akwizycję danych w oknach czasowych,
- we współpracy z CODAS uruchomiono nowy interfejs konfiguracyjny, aby móc szybko zmieniać ustawienia między impulsami w sterowni. Ponadto, podczas pierwszej kampanii TT (C40), personel IFPiLM stale monitorował wydajność diagnostyki i zapewniał, że w każdym eksperymencie zastosowano optymalne ustawienia. Dzięki tym usprawnieniom nie doszło do utraty danych naukowych (np. w wyniku nasycenia

sygnału), mimo konieczności operowania diagnostyką na „terytorium nowatorskim”. Ogólnie rzecz biorąc, ta diagnostyka została bardzo pomyślnie wdrożona podczas C40, mimo że musiała działać w zupełnie nowy sposób.

Zdalnie monitorowano procesy pomiarowe systemu diagnostyki miękkiego promieniowania X (KX1) opartej na detektorach GEM. Celem testów było usprawnienie kontroli procedur przetwarzania danych po każdym wyładowaniu plazmie oraz aktualizacja skalowania energetycznego i kalibracji 256 kanałów pomiarowych z wykorzystaniem źródła ^{55}Fe . W związku z tym zmodyfikowano kod Matlaba oraz wprowadzono zmianę wybranych parametrów akwizycji danych celem poprawy jakości informacyjnej uzyskanych danych eksperymentalnych. Eksperymenty z wyższym przepływem gazu (50 ml/min) dały lepsze parametry charakterystyki detektora - wzmocnienie i rozdzielczość. Dodatkowo poziom wyzwalacza sygnału został zmniejszony z 50 do 30 bin przetwornika ADC. Ujawnia to, co prawda, liczne małe ładunki, które są widoczne w niektórych kanałach w rozkładzie pozycji, ale nie ma to znaczenia dla użytecznego zakresu energii. Natomiast korzyścią jest lepsza identyfikacja klastra ładunku dla użytecznego zakresu energii, co zwiększa nieco rozdzielczość energetyczną. Procedura automatycznej kontroli wzmocnienia detektora (ERC - Energy Range Control) została zmodyfikowana w celu bardziej wydajnego sterowania poprzez korekcję wysokiego napięcia HV – High Voltage. Dane kalibracyjne (pliki serwera) są pobierane teraz bez przerwy i raz na dobę przetwarzane. Procedura skalowania energetycznego i kontrola zakresu mierzonej energii fotonów promieniowania są wykonywane cyklicznie dla kolejnych 11 plików. W przypadku procedury dla wyładowania w plazmie przetwarza się ostatnie 11 plików celem skalowania energetycznego. Raz na dobę w określonym czasie (np. o godz. 7.00) pliki są kumulowane i przetwarzane w celu aktualizacji kalibracji, a następnie wszystkie pliki są przenoszone do folderu "Archiwum". Ze względu na zmniejszoną intensywność źródła ^{55}Fe czas akwizycji jest zwiększony z 1 minuty do 5 minut (300 s), a więc mniej plików jest generowanych przez serwer. Proces skalowania pobiera teraz 11 plików (około 1h), zamiast 40 i powtarza się bez żadnej przerwy. W ciągu doby (24 h) ciągłego procesu akwizycji danych 268 plików zostaje zbieranych dla aktualizacji współczynników kalibracji 256 kanałów pomiarowych. Zobrazowanie charakterystyk dla źródła ^{55}Fe zostało zmodyfikowane i przedstawiono rzeczywisty parametr wzmocnienia detektora dla źródła Fe (Gain) w funkcji czasu i pozycji. Typowe charakterystyki przedstawia Rys. 4.27 dla systemu detekcji wolframu oraz Rys.4.28 dla systemu detekcji niklu. Na przedstawionych wykresach widać stabilne wzmocnienie detektora w czasie i dla wszystkich kanałów pomiarowych.



Rys. 4.27. Charakterystyki rozkładu ładunku i pozycji (górną) oraz wzmocnienie detektora w funkcji czasu i pozycji (dół) po procesie kalibracji dla systemu detekcji wolframu.



Rys. 4.28. Charakterystyki rozkładu ładunku i pozycji (góra) oraz wzmocnienie detektora w funkcji czasu i pozycji (dół) po procesie kalibracji dla systemu detekcji niklu.

W celu przeprowadzenia obliczeń aktywacyjnych dla wybranych reakcji jądrowych dla warunków eksperymentalnych panujących podczas wyładowań plazmowych #99147, #99152, #99154 oraz #99161 konieczne było dostosowanie plików wsadowych dla kodu FISPACT-II. Przeprowadzone obliczenia pozwoliły na oszacowanie aktywności właściwej produktów reakcji jądrowych napromieniowanych w trakcie wyładowań plazmowych, dla których warunki eksperymentalne były podobne do warunków dla wyładowań przeprowadzonych w ramach eksperymentu JET-M18-01 oraz JET-M18-02. Otrzymane rezultaty pozwoliły również na opracowanie sekwencji pomiaru promieniowania gamma emitowanego z napromieniowanych próbek.

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

Szczegółowe badanie produkcji gorących elektronów i ich interakcji z materią ma ogromne znaczenie w badaniach związanych z szeroko rozumianą fizyką wysokich gęstości energii HED, a w szczególności w badaniach nad fuzją inercyjną (ICF) oraz laboratoryjną astrofizyką. Jednakże, bardziej praktyczne zastosowania odnoszą się do roli HE w realizacji ICF zgodnie z koncepcją *shock ignition* (SI), gdzie sprzężenie lasera z szybkimi elektronami i ich transport wewnątrz kapsuły ICF wpływa na efektywność dostarczania energii do obszaru zapłonu.

Pomimo znacznego postępu w teoretycznym opisie odpowiednich procesów, depozycja energii lasera w tarczy nie jest jeszcze w pełni zrozumiała, w szczególności przy umiarkowanych intensywnościach lasera $I\lambda^2 = 10^{15} - 10^{16} \text{ W } \mu\text{m}^2/\text{cm}^2$. Przy tych intensywnościach, depozycja energii lasera przełącza się z absorpcji kolizyjnej na mechanizmy regulowane wzbudzeniem rezonansowym fal plazmowych o dużej amplitudzie, a mianowicie stymulowanym rozpraszaniem Brillouina (SBS) i Ramana (SRS) oraz rozpadem dwuplazmonowym (TPD). Jednocześnie te niestabilności parametryczne dominują w generowaniu gorących elektronów (HE) w porównaniu z procesami alternatywnymi, np. absorpcją rezonansową i nagrzewaniem próżniowym.

Kinetyka generowania HE i ich wpływ na powstawanie silnych fal uderzeniowych nie została jednak wystarczająco poznana. Dotychczasowe eksperymenty i symulacje nie dostarczają szczegółowych informacji o zmianach czasowych tworzenia się HE, ich transporcie, spowolnieniu i odkładaniu energii wewnątrz tarcz, które mają wpływ na dynamikę silnych fal uderzeniowych.

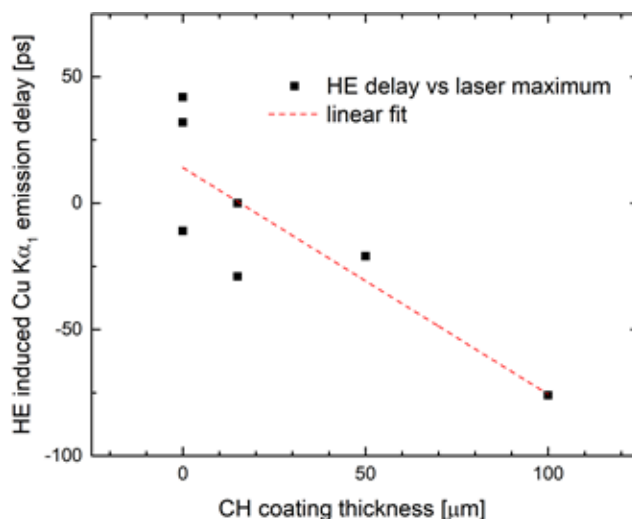
W związku z powyższym, na eksperymencie PALS, podjęto próbę zrealizowania pomiarów emisji $K\alpha$ w reżimie czasowym, co pozwoliło uzyskać nowe informacje o czasie trwania sygnału $K\alpha$ oraz zależnościach czasowych tego sygnału w odniesieniu do profilu czasowego impulsu laserowego oświetlającego tarczę.

Do generacji HE wykorzystywano tarcze dwuwarstwowe, składające się z warstwy masywnej z Cu pokrytej plastikiem o różnej grubości (15, 25, 50 i 100 μm), które oświetlane były wiązką lasera jodowego o energii około 500 J, zogniskowaną do minimalnego promienia (około 50 μm), co pozwalało uzyskać intensywność progową powyżej $10^{16}\text{W}/\text{cm}^2$, wymaganą dla przekroczenia progu generacji w/w niestabilności parametrycznych.

Jako główna diagnostyka stosowane były pomiary emisji gorących elektronów za pomocą 2D zobrazowania emisji linii $\text{K}\alpha\text{-Cu}$ z rozwinięciem czasowym za pomocą rentgenowskiej kamery smugowej firmy Hamamatsu (XSC). Obrazowana była emisja linii $\text{K}\alpha\text{-Cu}$ wytwarzana w wyniku oddziaływania HE z zimnym materiałem z Cu. Obrazy zarejestrowano przy użyciu kombinacji dyfrakcji emisji $\text{Cu-K}\alpha$ na kryształ kwarcu (422) wygiętego sferycznie do promienia 500 mm. Odległość od tarczy do kryształu (313,0 mm) i od kryształu do detektora (1238,9 mm) pozwalała uzyskać optymalne zobrazowanie emisji w płaszczyźnie z powiększeniem $M=3,96$. Emisja promieniowania rentgenowskiego była obserwowana pod kątem $\psi=57\pm0,5^\circ$ do powierzchni tarczy. Sygnał rejestrowany był za pomocą kamery XSC czulej na promieniowanie o długości fali odpowiadającej 3ω lasera PALS. Z tego powodu część promieniowania laserowego 1ω oświetlającego tarczę, oddzielona od wiązki głównej i przetworzona na sygnał 3ω , dostarczana była światłowodem do szczeliny wejściowej, zapewniając w ten sposób wiarygodne źródło do pomiaru opóźnienia czasowego między emisją $\text{Cu-K}\alpha$ indukowaną przez HE, a impulsem lasera głównego padającego na tarczę.

Powiększony obraz obszaru emitującego linię $\text{K}\alpha$ z Cu był rzutowany na szczelinę wejściową (szerokość 80 μm) XSC. Odczyt sygnału z optycznie sprzężonej kamery CCD zapewniał rozdzielczość przestrzenną 3,92 μm wzdłuż powierzchni tarczy oraz zmienną rozdzielczość czasową ze średnią wartością 5,35 ps na piksel detektora. Czasowe okno rozmazywania sygnału ze względu na skończoną szerokość szczeliny było w przybliżeniu równe 33 ps.

Średni czas trwania emisji HE z tarczy Cu (bez pokrycia) został określony na 245 ± 20 ps, opóźnienie emisji HE względem maksimum impulsu laserowego wynosiło 21 ps, a zasięg przestrzenny FWHM oceniono na 136 ± 10 μm . Dla tarcz pokrytych plastikiem o grubości 15 i 50 μm znalezione wartości zasięgu przestrzennego HE były praktycznie identyczne (odpowiednio 135 i 158 μm). Dla tarczy pokrytej plastikiem o grubości 100 μm zasięg przestrzenny był znacznie większy (FWHM wynosi 407 μm). Obserwowane wartości zasięgu przestrzennego mogą wskazywać na początkowo dobrą kolimację HE przeniesionych przez cieńsze warstwy z plastiku, ale ich duże rozproszenie w rejonie końcowego osadzania.



Rys. 5.1. Obserwowane opóźnienie między maksimami generacji HE, a wiązką lasera padającą na masywne tarcze Cu pokryte warstwami plastiku o różnej grubości. Deponowanie energii HE wewnątrz zimnego materiału Cu jest wizualizowane za pomocą czasowo-rozdzielonych obrazów emisji $\text{Cu-K}\alpha 1$

Czas trwania FWHM emisji HE z tarczy Cu pokrytej 15- μm plastikiem jest praktycznie taki sam (262 ± 12 ps) jak obserwowany w przypadku tarcz z Cu i nieco większy dla tarcz z Cu z powłokami o grubości 50 i 100 μm (280-300 ps). We wszystkich przypadkach czas trwania FWHM emisji HE jest znacznie krótszy niż długość impulsu laserowego FWHM. Jednakże jak wynika z rys. 5.1, czasowe odstępy między impulsem lasera a maksimami emisji HE silnie zależą od struktury tarczy, czyli od grubości powłoki plastikowej pokrywającej tarczę z Cu. Podczas, gdy w przypadku niepowlekanych tarcz z Cu indukowana przez HE emisja $\text{Cu-K}\alpha 1$ jest opóźniona w

stosunku do maksimum intensywności impulsu laserowego, to w przypadku tarcz pokrytych plastikiem, maksimum emisji HE wyprzedza o kilkadziesiąt pikosekund wiązkę lasera padającą na tarczę. To nowe odkrycie odnosi się oczywiście do różnych warunków generowania HE z tarcz z powierzchnią o różnej liczbie atomowej Z .

W celu powiązania pomiarów emisji HE z strukturą prądową plazmy ablacyjnej odpowiedzialną za ich generację stosowana była wielokadrowa interferometria kompleksowa, która pozwoliła uzyskać informacje o przestrzenno-czasowych rozkładach gęstości prądu związanego z ruchem elektronów w obu kierunkach od tarczy: (i) prądu „direct” odnoszącego się do elektronów poruszających się od tarczy oraz (ii) prądu „return” odnoszącego się do elektronów poruszających się do tarczy. W badaniach wykorzystywany był 3-kadrowy polaro-interferometr pracujący w opcji interferometrii kompleksowej umożliwiający uzyskanie sekwencji trzech interferogramów kompleksowych z regulowanym odstępem czasowym. Dzięki zastosowaniu do oświetlania polar-interferometru impulsu femtosekundowego lasera Ti:Sa z ekstremalnie krótkim impulsem (około 40 fs), możliwe było uzyskanie interferogramów kompleksowych podczas oddziaływania impulsu laserowego z tarczami warstwowymi, co jest niezbędne, aby uzyskać informacje o strukturze prądowej plazmy skorelowanej z czasową emisją HE.

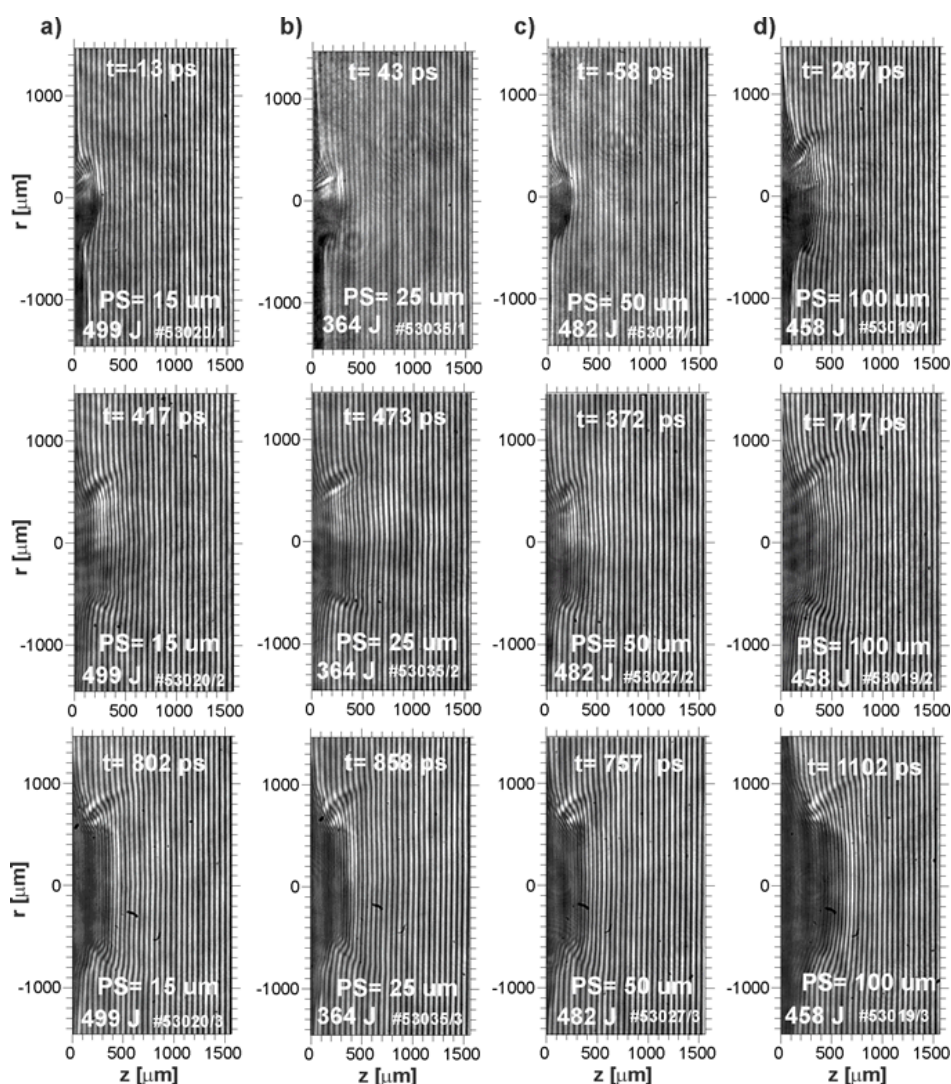
Na rys. 5.2 przedstawione są wybrane sekwencje interferogramów kompleksowych ilustrujące ekspansję plazmy ablacyjnej kreowaną z tarcz dwuwarstwowych (Cu + Plastic) oświetlanych 1-harmoniczną lasera jodowego PALS zogniskowaną na tarczy do intensywności około 10^{16} W/cm^2 . Każda z sekwencji odpowiada innej grubości plastiku: (15, 25, 50 i 100 μm) i ilustruje plazmę generowaną w zakresie czasowym obejmującym czasową emisję HE wynikającą z pomiarów $K\alpha$.

Podstawą analizy ilościowej uzyskanych sekwencji interferogramów kompleksowych jest metodologia umożliwiająca drogą analizy amplitudowo-fazowej interferogramów uzyskać w pierwszym etapie informację o rozkładach fazy i rozkładach kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji, a następnie na ich podstawie obliczyć rozkłady koncentracji elektronowej i rozkłady spontanicznych pól magnetycznych (SPM) w badanej plazmie. Na podstawie rozkładów SPM zostały wyznaczone (korzystając z prawa Ampera) rozkłady gęstości prądu związane z przepływem elektronów w plazmie ablacyjnej, które okazały się niezwykle przydatne w interpretacji pomiarów czasowych emisji $K\alpha$ z tarcz dwuwarstwowych.

Na rys. 5.3 pokazane są rozkłady koncentracji elektronowej obliczone na podstawie interferogramów kompleksowych z rys. 5.2. Jak wynika z rys. 5.2 grubość warstwy plastikowej nie ma wpływu na ilościowe zmiany rozkładów koncentracji elektronowej w obserwowanym okresie ekspansji plazmy ablacyjnej, co łatwo uzasadnić grubością warstw z plastiku. Biorąc pod uwagę, że szybkość odparowania warstwy plastikowej pod wpływem promieniowania laserowego wynosi około 1 $\mu\text{m}/\text{ns}$, to nawet warstwa plastiku o grubości 15 μm jest wystarczająco gruba, aby zapewnić powstawanie plazmy wyłącznie z plastiku.

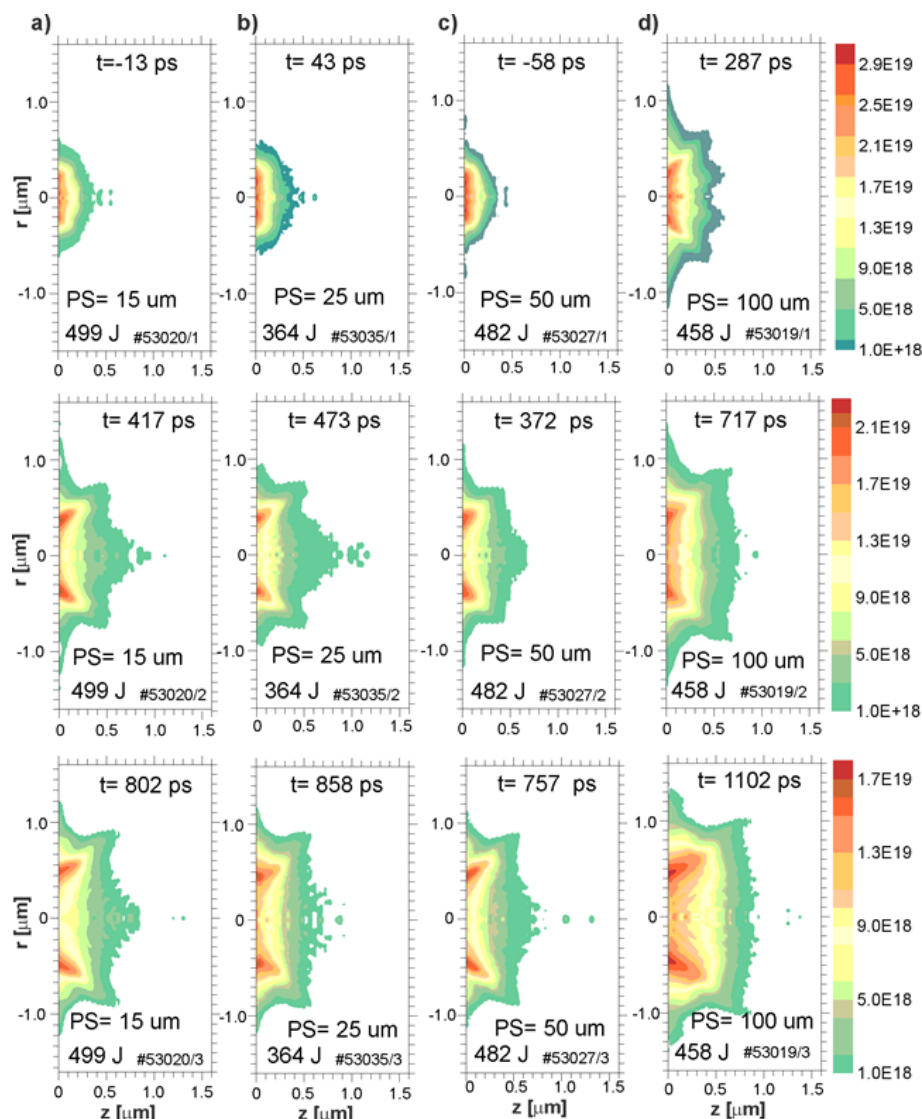
Uzyskane rozkłady koncentracji elektronowej dla różnych grubości plastiku w tarczach dwuwarstwowych (Cu + Plastik) dobitnie potwierdzają, że za emisję fotonów $K\alpha$ indukowaną w tarczy masywnej z Cu odpowiedzialne są gorące elektrony generowane wyłącznie z plazmy plastikowej o rozkładzie przestrzennym wynikającym ze struktury prądowej plazmy ablacyjnej.

Na rys. 5.4 i rys. 5.5 przedstawione są przykładowe wyniki ilościowej analizy interferogramów kompleksowych odnoszące się do sekwencji interferogramów, rys. 5.2, uzyskanych dla tarczy dwuwarstwowej z warstwą plastiku o grubości 50 μm . Ta sekwencja okazała się wystarczająco reprezentatywna, aby powiązać i wstępnie ocenić przedstawione wyżej wyniki pomiarów czasowej emisji $K\alpha$ -Cu z tarcz dwuwarstwowych. Na rys. 5.4 przedstawione są rozkłady kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji i koncentracji elektronowej oraz obliczone na ich podstawie rozkłady SPM w różnych chwilach ekspansji skorelowanych z czasową emisją $K\alpha$ pokazaną na rys. 5.1. Nowym elementem metodologii zastosowanej do uzyskania informacji o rozkładzie SPM, jest modyfikacja rozkładu kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji w pobliżu osi symetrii, co pozwoliło istotnie zwiększyć wiarygodność uzyskanych wyników.



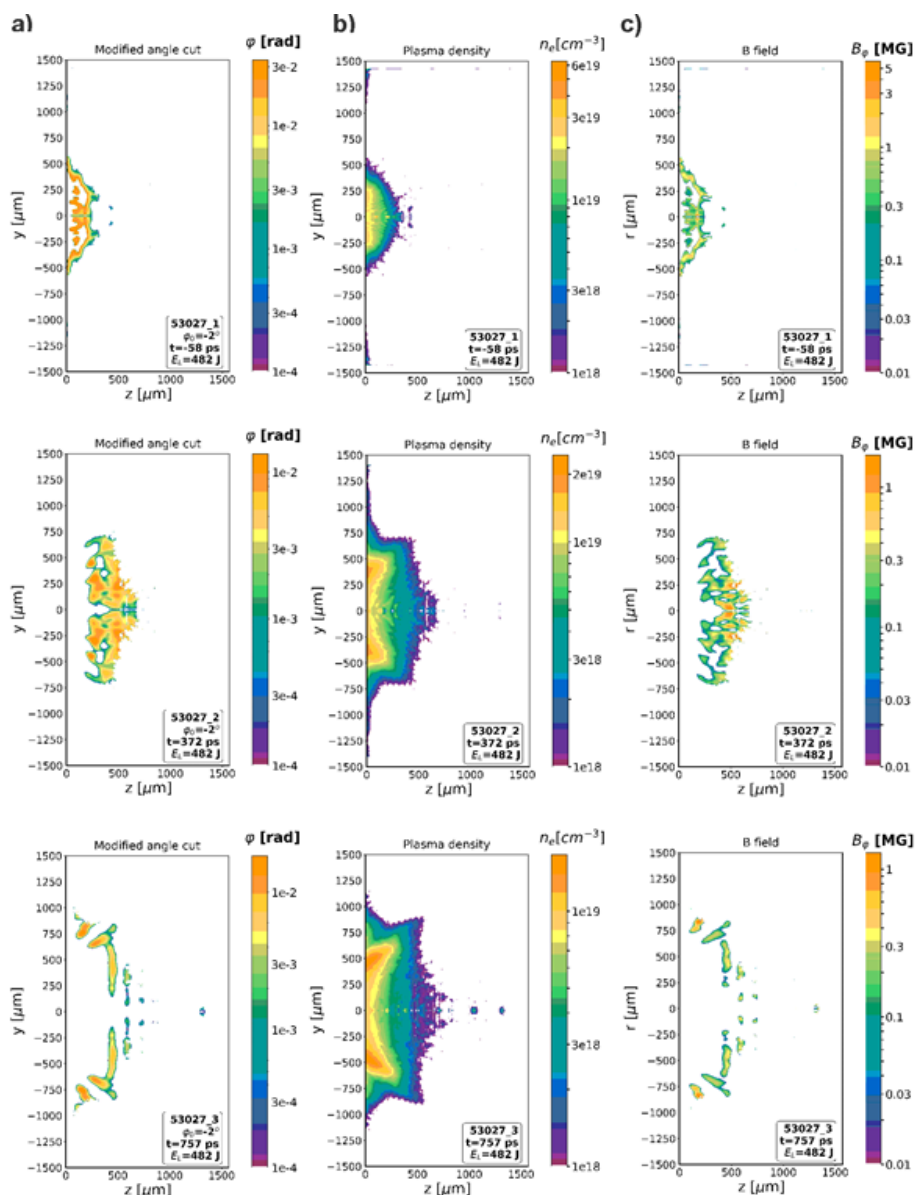
Rys. 5.2. Sekwencje interferogramów kompleksowych ilustrujące ekspansję plazmy z tarcz dwuwarstwowych (Cu + Plastik) w przypadku różnych grubości plastiku: a) 15, b) 25, c) 50 oraz d) 100 μm .

Rozkłady SPM pokazane na rys. 5.4, wyraźnie demonstrują różnice w stosunku do rozkładów SPM generowanych przy oddziaływaniu promieniowania 1w z tarczą miedzianą. W odróżnieniu od rozkładów pola magnetycznego w plazmie ablacyjnej generowanej z masywnej tarczy z Cu (o większej licznie atomowej), w której maksymalne pole magnetyczne jest skoncentrowane w pobliżu osi, w przypadku lekkiej plazmy z plastiku pole magnetyczne o amplitudzie około 1 MGs, występuje w obszarach poza osią, co ilustruje rys. 5.4c. Biorąc pod uwagę wyniki 2D symulacji SPM, brak koncentracji pola magnetycznego w pobliżu osi spowodowany jest wymuszeniem ekspansji radialnej plazmy przez lekką plazmę z plastiku o większej przewodności niż plazmy z Cu, co powoduje zmniejszenie anomalnej rezystancji plazmy i w konsekwencji również dyfuzję pola magnetycznego do osi.



Rys. 5.3. Porównanie rozkładów koncentracji elektronowej w różnych chwilach ekspansji plazmy ablacyjnej dla tarcz dwuwarstwowych (Cu + Plastik) o różnej grubości plastiku: a) 15, b) 25, c) 50 oraz d) 100 μm

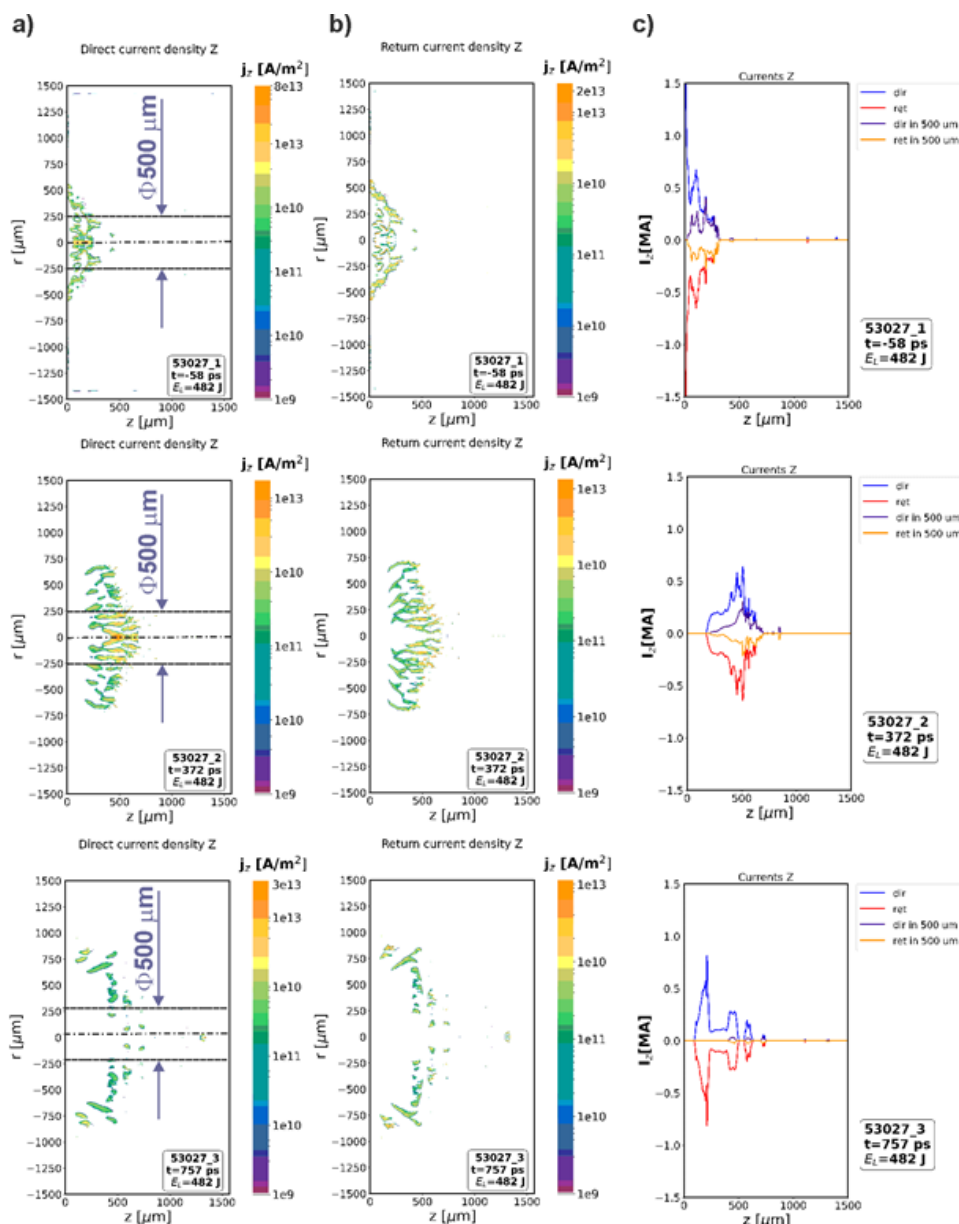
Szczególnie przydatne w interpretacji wyników pomiarów czasowej emisji $K\alpha$ -Cu okazały się rozkłady gęstości prądu w plazmie ablacyjnej przedstawione rys. 5.5a, obliczone na podstawie rozkładów SPM. Rozkłady te demonstrują filamentacyjny charakter rozkładu gęstości prądu w całym obszarze plazmy ablacyjnej o maksymalnej gęstości powyżej $2 \times 10^{13} \text{ A/m}^2$. Na podstawie rozkładów gęstości prądu obliczone zostały rozkłady całkowitego prądu płynącego wzdłuż osi z, związanego zarówno z elektronami poruszającymi się od tarczy (tzw. prąd *direct*) jak i do tarczy (tzw. prąd *return*). W celu powiązania tych rozkładów z pomiarami czasowymi emisji $K\alpha$ -Cu wyznaczono całkowite prądy płynące w obszarach cylindra ograniczonego różnym promieniem. Wyniki obliczeń całkowitego prądu płynącego w całym obszarze plazmy ablacyjnej oraz ograniczonego cylindrem o średnicy 250 μm , przedstawia rys. 5.5c.



Rys. 5.4. Rozkłady: a) kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji, b) koncentracji elektronowej oraz c) SPM w różnych chwilach ekspansji w stosunku do maksimum intensywności impulsu laserowego dla tarczy dwuwarstwowej (Cu+Plastik) z warstwą plastiku o grubości 50 nm, oświetlanej 1-harmoniczną lasera PALS o intensywności około 10^{16} W/cm^2

Z rozkładów tych wynika, że największy udział prądu płynącego w obszarze w/w cylindra (o średnicy porównywalnej z obszarem emisji $K\alpha$ -Cu) w stosunku do całkowitego prądu płynącego w całym obszarze plazmy ablacyjnej występuje dla $t=-58 \text{ ps}$, czyli przed osiągnięciem maksimum intensywności impulsu lasera głównego. W fazach ekspansji po maksimum impulsu laserowego w wyniku ekspansji radialnej spowodowaną lekką plazmą z warstwy plastiku, prąd płynie w obszarze o coraz większej średnicy i spada jego gęstość, co demonstrują dalsze fazy ekspansji na rys. 5. Taki obraz czasowej struktury warstwy prądowej jest w dużej zgodności z czasową emisją $K\alpha$ -Cu z tarcz dwuwarstwowych, co ilustruje rys. 5.1.

Przedstawione wyniki będą przedmiotem dalszych szczegółowych analiz i interpretacji, których celem jest przygotowanie materiału naukowego do opublikowania.



Rys. 5.5. Rozkłady gęstości prądów: a) direct- związanego z przepływem elektronów w kierunku od tarczy oraz b) return – związanego z przepływem elektronów do tarczy, a także c) rozkłady całkowitego prądu płynącego w całym obszarze plazmy oraz w obszarze cylindra o promieniu 250 μm w różnych chwilach ekspansji.

Wyniki prac badawczych

Przedmiotem analiz i interpretacji są wyniki badań zrealizowanych na PALS dotyczące pomiarów przestrzenno-czasowej struktury prądowej plazmy ablacyjnej za pomocą kompleksowej interferometrii w połączeniu pomiarami emisję Ka w reżimie czasowym. Badania te pozwoliły uzyskać nowe informacje o czasie trwania sygnału Ka oraz zależnościach czasowych tego sygnału w odniesieniu do profilu czasowego impulsu laserowego oświetlającego tarczę, co jest niezwykle ważne dla identyfikacji mechanizmów frakcji gorących elektronów (HE). Okazało się, że w przypadku niepowlekanych tarcz z Cu indukowana przez HE emisja jest opóźniona w porównaniu z maksimum lasera, podczas gdy w przypadku celów pokrytych tworzywem sztucznym maksimum emisji HE wyprzedza o kilkadziesiąt pikosekund wiązkę lasera padającą na tarczę. W konsekwencji warstwa plastiku powoduje kilkukrotne zwiększenie zasięgu przestrzennego emisji HE, co wskazuje na ograniczoną kolimację elektronów przenoszonych przez tworzywo sztuczne. Taki wpływ warstwy plastikowej na emisję HE potwierdzają rozkłady gęstości prądu uzyskane za pomocą kompleksowej interferometrii, które wyraźnie wskazują, że obszar emisji elektronów jest większy niż w przypadku tarcz jednowarstwowych z Cu. Średnica obszaru (obejmującego emisję HE) wynikająca z rozkładów gęstości prądu, zwiększa się z grubością warstwy plastiku. Uzyskane wyniki są obecnie przedmiotem interpretacji i przygotowywane do publikacji.

Rozwój narzędzi informatycznych

Do sterowania diagnostykami w eksperymencie oraz analizy uzyskanych danych stosowano dedykowane oprogramowanie opracowane przez autorów realizujących projekt. W celu otrzymania informacji o rozkładach pola magnetycznego stosowano nową wersję software do analizy amplitudowo-fazowej. Wprowadzone modyfikacje do procedury wyznaczania rozkładu kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji minimalizują błąd wyznaczania rozkładu pola magnetycznego w pobliżu osi symetrii badanej plazmy. Szczegóły modyfikacji opisane zostały w artykule naukowym.