

1 Program EUROfusion

1. Diagnostyki miękkiego promieniowania rentgenowskiego emitowanego z plazmy w stellaratorze W7-X

Osoba kontaktowa: M. Kubkowska, monika.kubkowska@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPS1 „Preparation and Exploitation of W7-X Campaigns”

Prace realizowane w 2017 r. w ramach pakietu **S1: Preparation and Exploitation of W7-X Campaigns** związane były z trzema diagnostykami: systemem PHA (z ang. *Pulse Height Analysis*), wielofoliowym systemem MFS (z ang. *Multi-Foil System*) i monitorem C/O. Dodatkowo, w ramach tego zadania naukowcy z IFPiLM wzięli udział w pierwszej kampanii deuterowej na stellaratorze LHD w ośrodku NIFS, w Japonii. Dzięki możliwości uczestniczenia w badaniach plazmy metodami spektroskopowymi na obu urządzeniach (W7-X i LHD), pracownicy naukowcy Instytutu powiększyli swoje doświadczenie, jak również nawiązali współpracę międzynarodową z Japonią w dziedzinie badań fizyki plazmy stellaratorów.

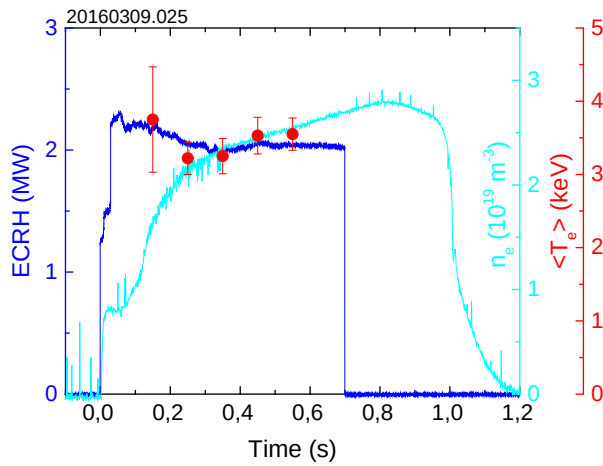
1.1 Przygotowanie układu diagnostycznego z zastosowaniem analizy amplitudowej impulsów z chłodzonego detektora półprzewodnikowego pracującego w reżimie zliczania kwantów dla stellaratora W7-X

Spektrometr *Pulse Height Analysis* (PHA) jest przeznaczony do obserwacji zanieczyszczeń plazmy w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego (0.3-20 keV). Na podstawie zarejestrowanego za jego pomocą widma, uzyskuje się informacje, które pozwalają na określenie składu zanieczyszczeń, ich transportu oraz temperatury elektronowej plazmy.

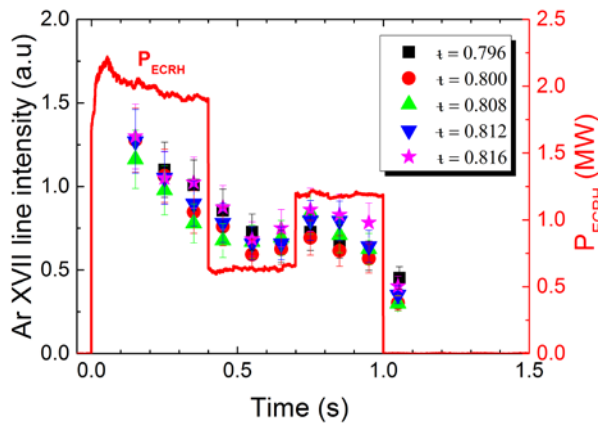
W roku 2017 przeprowadzonych zostało kilka operacji usprawniających działanie diagnostyki PHA, których celem było uzyskanie lepszych parametrów pracy urządzenia oraz zwiększenia jego niezawodności. Poprawiono takie elementy jak układy elektroniczne, pneumatyczne oraz stworzono dedykowane oprogramowanie do transmisji zebranych danych bezpośrednio na serwer Wendelstein 7-X (W7-X).

Ponadto w 2017 r. dokonano analizy danych uzyskanych podczas pierwszej kampanii eksperymentalnej na W7-X, która miała miejsce w 2016r. Z widma ciągłego wyznaczono temperaturę elektronową w określonym momencie wyładowania, która jest wartością odpowiadającą średniej temperaturze wzdłuż linii patrzenia diagnostyki PHA. Przykład uzyskanych wyników przedstawiony jest na rys.1.1.1.

Ponadto, w 2017 r. badano zmiany zachowania widm PHA w zależności od konfiguracji pola magnetycznego. Przykład zmian natężenia linii Ar XVII (3.140 keV) dla różnych konfiguracji pola B (tzw. parametr *iota*) wraz z przebiegiem grzania ECRH przedstawiono na rys.1.1.2.



Rys.1.1.1. Przykład wyznaczonej średniej temperatury elektronowej dla wyładowania 20160309.025.



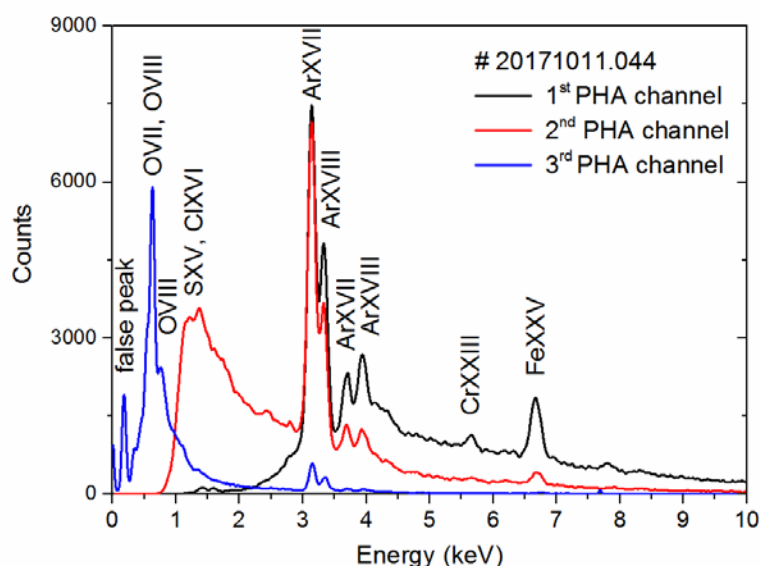
Rys.1.1.2. Zmiany w czasie natężenia linii Ar XVII (Ar^{+16} 3.140 keV) dla różnych konfiguracji pola magnetycznego na W7-X.

Z rys.1.1.2 widać, że natężenie linii Ar XVII zmienia się w podobny sposób jak grzanie ECRH. Podobne zachowanie zaobserwowała również diagnostyka XICS (spektrometr wysokiej rozdzielczości na kryształach).

Osiągnięcia naukowe

W przypadku diagnostyki PHA największym problemem naukowym, jest identyfikacja zarejestrowanego widma liniowego. W 2017 r. trzy kanały układu PHA zostały zoptymalizowane w ten sposób, że dostarczały widma w pełnym zakresie energetycznym. I tak, trzeci kanał, poprzez zastosowanie detektora z cienkim filtrem polimerowym oraz poprzez odpowiednie dobranie parametrów elektronicznych, dostarczał widma w zakresie 300-5000 eV, co umożliwiło obserwację lżejszych pierwiastków występujących w plazmie. Niestety, nie udało się całkowicie wyeliminować sztucznego piku przy ok. 200 eV, jednak nie wpływał on na analizę widm. Drugi kanał został zoptymalizowany w ten sposób, aby dostarczać widma w szerokim zakresie energetycznym od 1 do 20 keV, natomiast pierwszy kanał PHA, poprzez zastosowanie grubego filtra berylowego (500 μ m) został zoptymalizowany do obserwacji cięższych pierwiastków.

Rysunek 1.1.3 przedstawia przykład zaobserwowanego widma przez wszystkie 3 kanały PHA, natomiast tabela 1.1.1 zawiera wszystkie zidentyfikowane linie.



Rys.1.1.3. Przykład zarekretowanych widm przez wszystkie 3 kanały diagnostyki PHA w wyładowaniu W7-X nr 20171011.044.

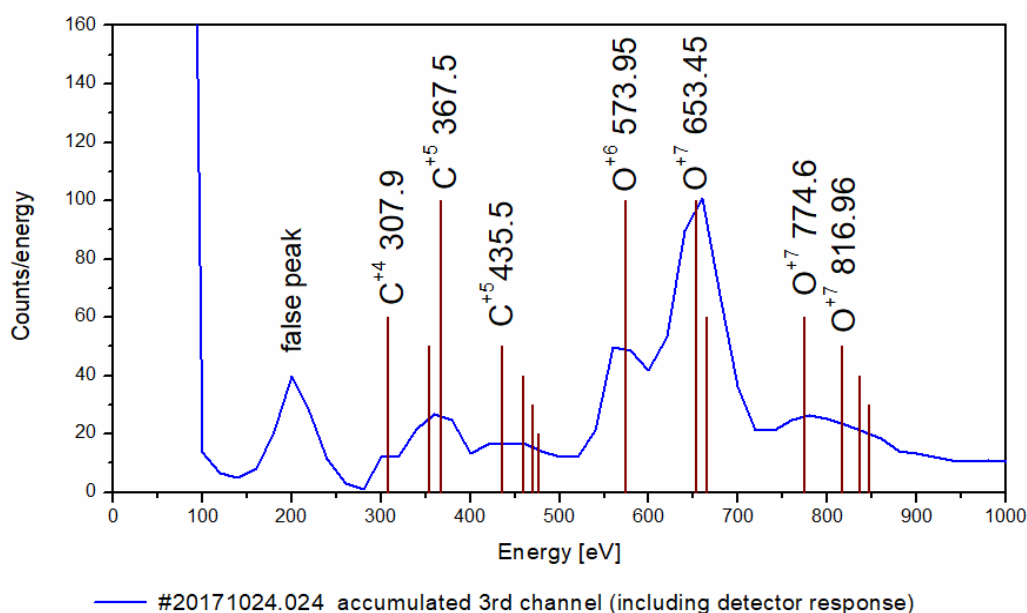
Warto zauważyć, że wewnętrznymi zanieczyszczeniami plazmy W7-X są O, S, Cl, Cr, Fe, Ni, natomiast zanieczyszczenia Ar, Ne, Si, Ti pochodzą z zewnętrznych źródeł. W eksperymentach gazy były dodatkowo napuszczane przez specjalne zawory, natomiast pierwiastki takie jak Si, Ti (również Fe) były obecne w plazmie dzięki eksperymentom z tzw. *Laser blow-off*, który polegał na odparowaniu tych elementów za pomocą impulsów laserowych.

Tabela 1.1.1. Lista zidentyfikowanych podczas kampanii OP1.2a na stellaratorze W7-X linii zanieczyszczeń plazmy z widma PHA.

Type of line	E [keV]
H-like Ne X (Ne^{+9})	1.022
H-like Ne X (Ne^{+9})	1.211
He-like Si XIII (Si^{+12})	1.865
H-like Si XIV (Si^{+13})	2.005
He-like S XV (S^{+14})	2.460
H-like S XVI (S^{+15})	2.662
He-like Cl XVI (Cl^{+15})	2.789
H-like Cl XVII (Cl^{+16})	2.961
He-like Ar XVII (Ar^{+16})	3.140
He-like Cl XVI (Cl^{+15})	3.267
H-like Ar XVIII (Ar^{+17})	3.321
H-like Cl XVII (Cl^{+16})	3.508
He-like Ar XVII (Ar^{+16})	3.684
H-like Ar XVIII (Ar^{+17})	3.935
He-like Ti XXI (Ti^{+20})	4.749
He-like CrXXIII (Cr^{+22})	5.682
He-like MnXXIV (Mn^{+23})	6.180

He-like FeXXV (Fe^{+24})	6.700
He-like NiXXVII (Ni^{+26})	7.805

Trudnym wyzwaniem naukowym w 2017 r. była interpretacja widma zmierzonego w trzecim kanale PHA. Obszar rejestracji jest tu na pograniczu miękkiego promieniowania rentgenowskiego a ultrafioletu. W tym obszarze występują liczne linie lekkich zanieczyszczeń, co razem z rozdzielczością energetyczną diagnostyki PHA w tym obszarze (ok. 80 eV) utrudnia identyfikację. Rys.1.1.4 przedstawia przykład widma z 3 kanału PHA wraz z identyfikacją linii. Jest to widmo zintegrowane w czasie po całym wyładowaniu. Interpretacji dokonano wiedząc, że O^{+7} ulega jonizacji przy 871.4 eV, O^{+6} przy 740 eV, C^{+4} przy 392 eV, natomiast C^{+5} przy energii 490 eV.

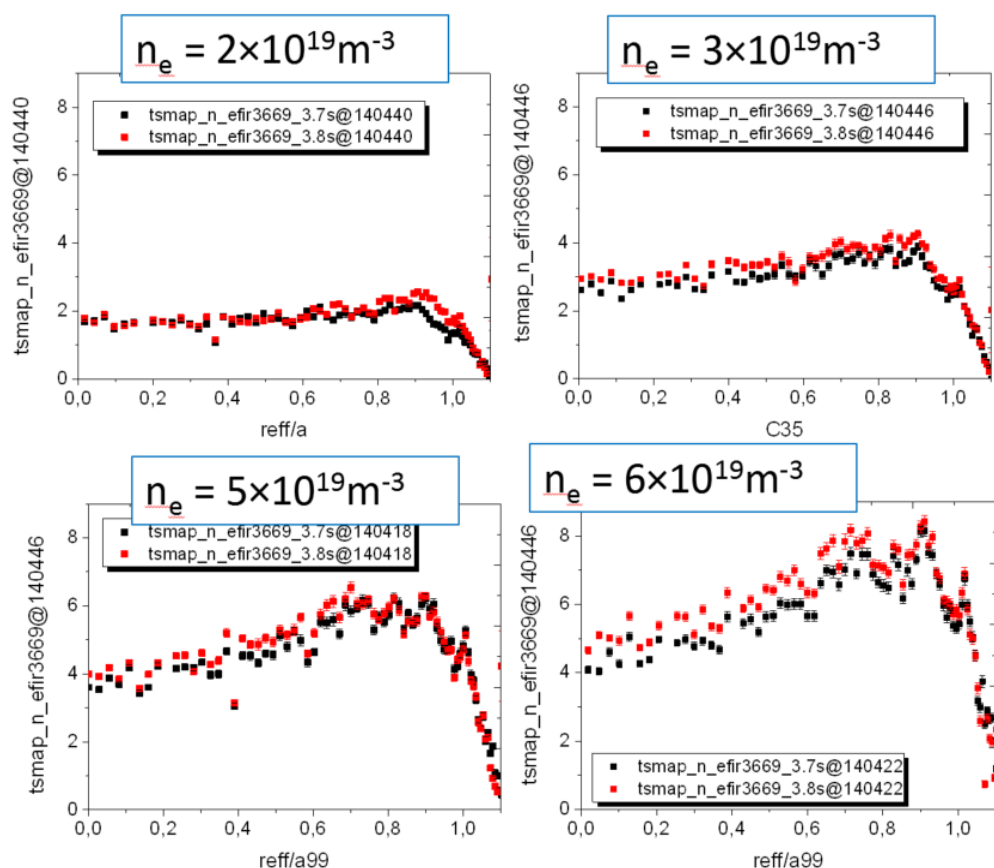


Rys.1.1.4. Widmo zakumulowane po całym wyładowaniu (nr 20171024.024) wraz z identyfikacją linii.

W kolejnym podejściu, prace skupią się na interpretacji pojedynczych ramek z widmem (100 ms), które dostarczą informacji na temat zmian czasowych zachodzących w plazmie.

Ponadto, w 2017 r. w ramach projektu grupa naukowców z IFPiLM: dr Kubkowska, dr Czarnecka i mgr Fornal uczestniczyła w kampanii eksperymentalnej na stellaratorze LHD w Japonii. Eksperyment miał na celu badanie zanieczyszczeń plazmy podczas wstrzykiwania do komory stellaratora kapsułek z dodatkowym zanieczyszczeniem (tzw. TESPEL z ang. *Tracer-Encapsulated Solid Pellet*). Wprowadzane elementy zawierały pierwiastki o wysokim Z (Eu, Terb, Holm i Tul), a badania dotyczyły obserwacji widm zarejestrowanych przez spektrometr SOXMOS (spektrometr VUV) oraz sprawdzono korelację zachowania się zanieczyszczeń z innymi parametrami plazmy (na przykład n_e , T_e , P_{rad} , T_i), a także profile węglowe w odniesieniu do schematu grzania plazmy ECRH (z ang. *Electron Cyclotron Resonance Heating*).

Dla przykładu, Rys.1.1.5 przedstawia zmiany gęstości elektronowej plazmy dla wyładowań z różnymi centralnymi gęstościami elektronowymi w czasie przed (3.7 s) i po wstrzyknięciu kapsułki TESPEL (3.8 s). Z analizy widać niewielkie zmiany w gęstości po wstrzyknięciu zanieczyszczenia. Wskazana jest dalsza, szczegółowa analiza.



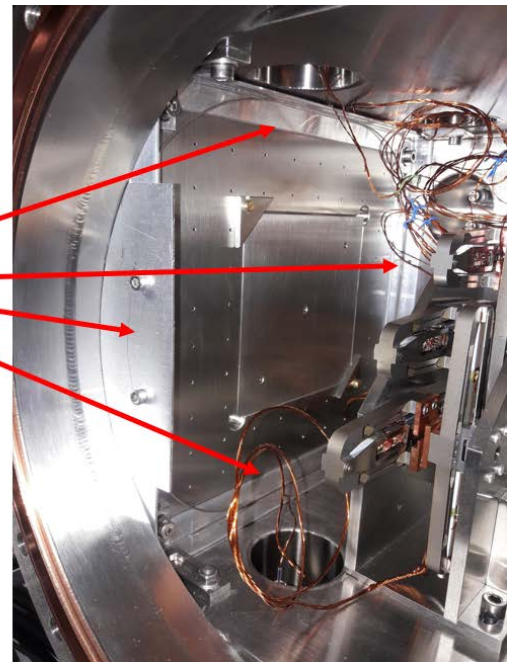
Rys.1.1.5. Zmiany n_e dla różnych wyładowań przed (■) i po wstrzyknięciu kapsułki TESPEL (■)

Osiągnięcie technologiczne

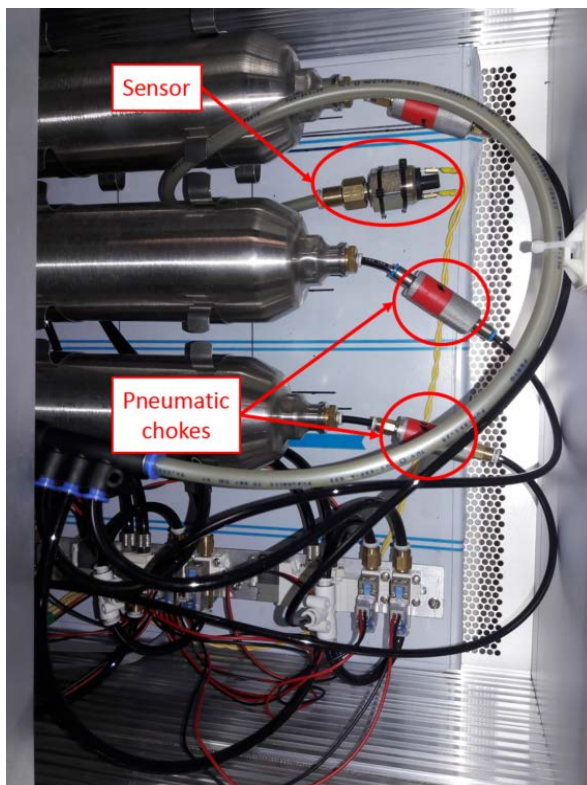
Na początku 2017 roku przeprowadzonych zostało kilka prac mających na celu usprawnienie systemu diagnostycznego PHA.

Jednym z niniejszych zadań była implementacja wewnątrz komory próżniowej spektrometru PHA dodatkowej osłony przeciw promieniowaniu mikrofalowemu emitowanemu poprzez systemy grzewcze stellaratora czyli tzw. *Electron Cyclotron Heating* (ECH). Specjalny zestaw osłon, zaprezentowany na rys.1.1.6 został wykonany z aluminium. Przed ostatecznym montażem musiał zostać poddany elektrolizie w celu dokładnego oczyszczenia powierzchni płytek. Zastosowanie osłon zapewnia dodatkową ochronę przeciw odbitemu promieniowaniu ECH, które mogłyby przedostać się przez krawędzie płyty separującej komorę próżniową od dalszej części systemu.

W trakcie trwania kampanii pierwszej kampanii eksperymentalnej (OP 1.1) ustalono, że mechanizm odpowiedzialny za dokładne pozycjonowanie płytki z filtrami berylowymi nie działał do końca poprawnie. Po dokładniejszej analizie przypadku stwierdzono, że przyczyną problemu było podwyższone ciśnienie wewnątrz zbiorników ciśnieniowych sterujących pozycjami filtrów. W celu redukcji nadwyżki ciśnienia dostarczanego do układu filtrów, zastosowano zestaw trzech reduktorów ciśnieniowych (Rys.1.1.7) dla każdego zbiornika ciśnieniowego niezależnie. Zastosowane rozwiązanie znacząco poprawiło dokładność pozycjonowania filtrów.



Rys.1.1.6. Osłonka przeciw mikrofalowemu promieniowaniu emitowanemu przez ECH zainstalowana w komorze próżniowej PHA.

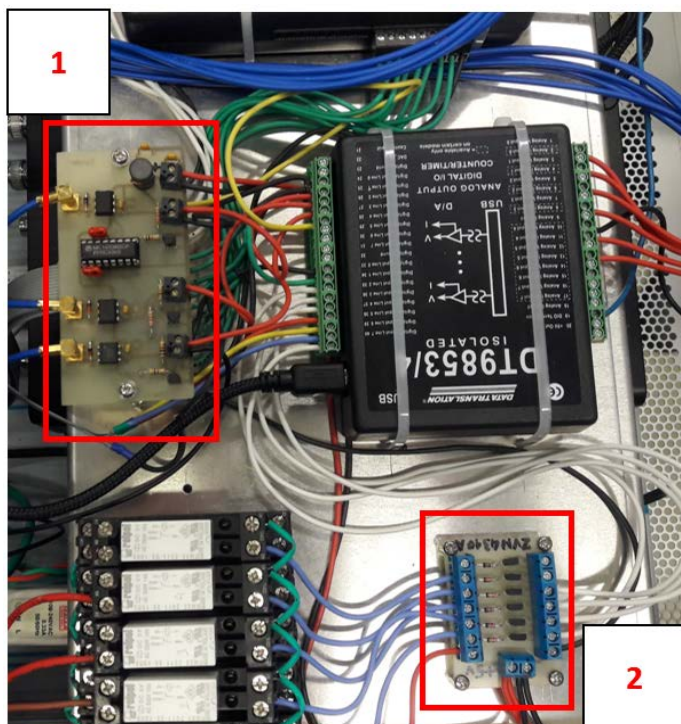


Rys.1.1.7. Układ pneumatyczny PHA z zainstalowanym zestawem trzech reduktorów ciśnienia.

W roku 2017 usprawniono również system automatycznego wyzwalania akwizycji danych. Zadanie to wykonano poprzez zaprojektowanie oraz zaimplementowanie odpowiedniego układu elektronicznego (rys.1.1.8 – numer 1). Jego głównym zadaniem była detekcja sygnału wyzwalającego z ogólnego systemu W7-X o długości 20 ms i jego wydłużenie do 100 ms. Zastosowane rozwiązanie pozwoliło na detekcję docierających sygnałów wyzwalających a w rezultacie, zautomatyzowanie tego procesu.

Innym problemem, który został zaobserwowany podczas OP 1.1 na W7-X była kwestia kontroli otwarcia szczelin w systemie PHA. Okazało się, że przykładając wysokie napięcie, konsumpcja prądowa była zbyt wysoka dla wszystkich trzech detektorów, co skutkowało zbyt wysokimi spadkami napięcia w układzie, a w konsekwencji utrudnioną kontrolą otwarcia szczelin. W celu rozwiązania tego problemu wymieniony został moduł elektroniczny (Rys.1.1.8. – numer 2) obniżający konsumpcję prądową modułów DT98XX.

Po wykonaniu wszystkich powyżej wymienionych czynności, konieczne było przeprowadzenie procesu geometrycznego wyjustowania pozycji detektorów. W celu weryfikacji ustawionej pozycji przeprowadzono pomiary laserowe z użyciem markerów (rys.1.1.9).



Rys.1.1.8. Pozycje układów elektronicznych.

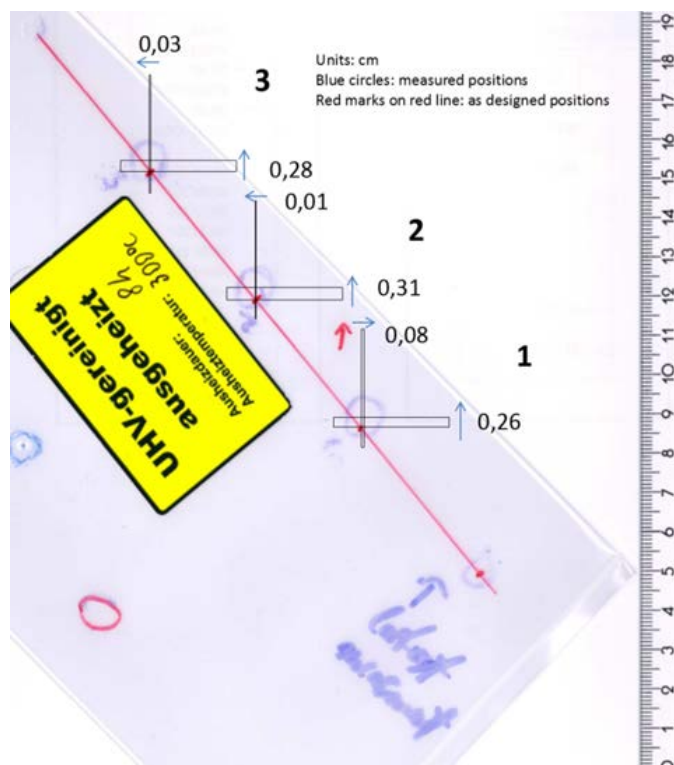
Otrzymane wyniki pokazują, że przesunięcie pierwszego kanału (detektora) PHA wynosi 2.6 mm w górę oraz 0.8 mm w prawą stronę, drugi kanał przesunięty jest 3.1 mm w górę oraz 0.1 mm w lewo, zaś pozycja trzeciego kanału przesunięta jest o 2.8 mm w górę oraz 0.3 mm w lewą stronę w porównaniu z pozycją zaprojektowaną. Niniejsze rezultaty będą brane pod uwagę podczas definiowania obszaru plazmy obserwowanego przez PHA. Ostatecznie układ PHA został ponownie zmontowany i zainstalowany w porcie W7-X.

Ze względu na fakt, że zebrane podczas pierwszej kampanii eksperymentalnej OP 1.1 dane musiały być przesłane do bazy danych W7-X, napisany został w tym celu kod, który następnie zintegrowano z oprogramowaniem do obsługi systemu PHA. Dzięki temu, możliwe było sprawne przesyłanie uzyskanych wyników bezpośrednio na dedykowany serwer.

Osiągnięcia w zakresie narzędzi informatycznych

Obsługa diagnostyki PHA i analiza uzyskanych wyników nie byłaby możliwa poprzez stworzenie odpowiednich do tego celów licznych kodów numerycznych. W 2017 r. w ramach udoskonalania kodu *PHAControlPanel* do obsługi diagnostyki PHA, dodano możliwość bezpośredniego wrzucania zarejestrowanych danych do bazy *ArchiveDB* (w standardzie JSON, zgodnych z wymogami IPP Greifswald) oraz umożliwiono tworzenie plików

tekstowych zawierających skumulowane dane pochodzące z ciągu ramek czasowych zarejestrowanych podczas wyładowania. Zakres kumulowanych ramek może być ustalany na życzenie użytkownika. Utworzone dane mogą być następnie obrabiane w innych programach. Poza tym, w 2017 r. powstało kilka programów numerycznych do obróbki danych, m. in. do ściągania z bazy W7-X przebiegów N_e i T_e z diagnostyki *Thomson Scattering*, do kalibracji natężeniowej widm PHA itp. Ponadto, rozpoczęto prace nad specjalnym kodem do szacowania wartości koncentracji zanieczyszczeń i Z_{eff} z widm PHA.



Rys.1.1.9. Wyniki pomiarów laserowych geometrii położenia detektorów PHA.

1.2 Przygotowanie wielokanałowego układu diagnostycznego do pomiarów promieniowania rentgenowskiego z plazmy w stellaratorze W7-X

Wielokanałowy (wielofiltrowy) układ diagnostyczny MFS, ze względu na priorytet systemu PHA, został w 2016 r. przesunięty do zainstalowania na stellaratorze W7-X na późniejszą fazę eksperymentalną, przynajmniej OP2 (2020 lub później). W 2017 r. przeprowadzono szereg symulacji, które po uwzględnieniu geometrii diagnostyki oraz przewidywanych scenariuszy plazmy stellaratora W7-X (rozkładu koncentracji i temperatury elektronowej) dostarczyły informacje o przewidywanych mierzonych wartościach sygnału. Znając następnie szacowaną wartość szumu, wynikającego głównie z zastosowanych detektorów i elektroniki można było oszacować wartości stosunku sygnału do szumu. Ta informacja jest istotna ze względu na informacje jakie następnie mają być uzyskiwane z diagnostyki MFS.

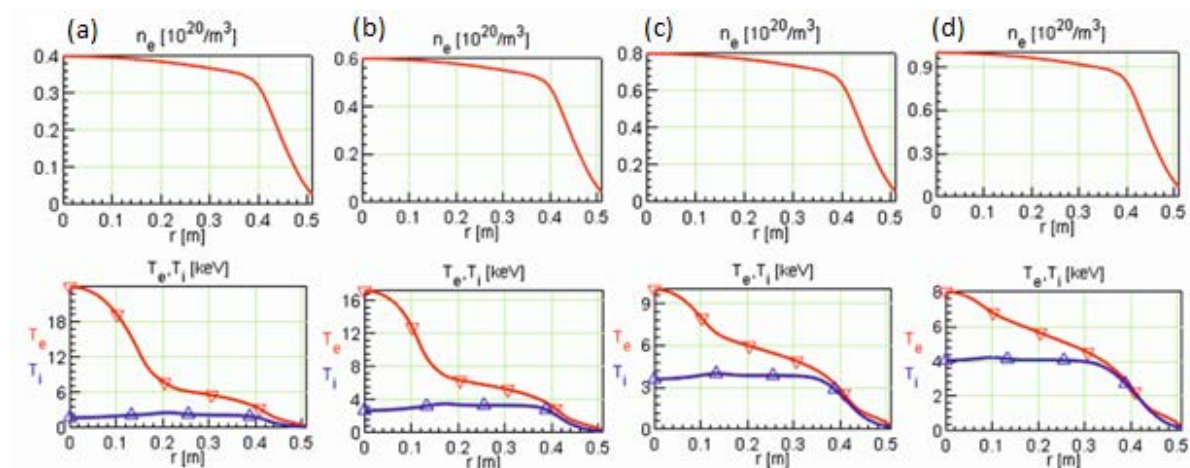
W roku 2017, prace dedykowane diagnostyce MFS były głównie skupione na przeprowadzeniu symulacji miękkiego promieniowania X i tym samym zbadaniu przewidywanych prądów (sygnałów), jakie będą generowane przez detektory planowanego systemu (używając w tym celu kodu Ray-X). Obliczenia te zostały wykonane w oparciu o cztery różne scenariusze plazmy dla 8 MW grzania ECRH na W7-X (Rys.1.2.1), jak i również następujące parametry geometryczne diagnostyki:

- rozmiar pinhole = 1 mm

- powierzchnia detektora = 4,6 mm
- odległość pinhole-detektor = 265 mm
- liczba detektorów = 5
- czas akwizycji danych = 1 s

W przypadku omawianych symulacji z założenia podstawowym elementem plazmy był wodór (H). Z kolei inne domieszki zdefiniowane zostały na następującym poziomie:

- węgiel (C) = 1%,
- tlen (O) = 3%,
- żelazo (Fe) = 0,002%



Rys.1.2.1. Profile gęstości elektronowej (n_e) i temperatury elektronowej oraz jonowej (T_e i T_i) dla 8 MW ECRH przewidzianych na stellaratorze W7-X. Kolejno (a) Scenariusz 1, (b) Scenariusz 2, (c) Scenariusz 3, (d) Scenariusz 4.

Dla każdego scenariusza plazmy, rozważono 8 przypadków z różnymi grubościami filtrów berylowych (10, 35, 60, 110, 260, 510, 1010, 2020 μm).

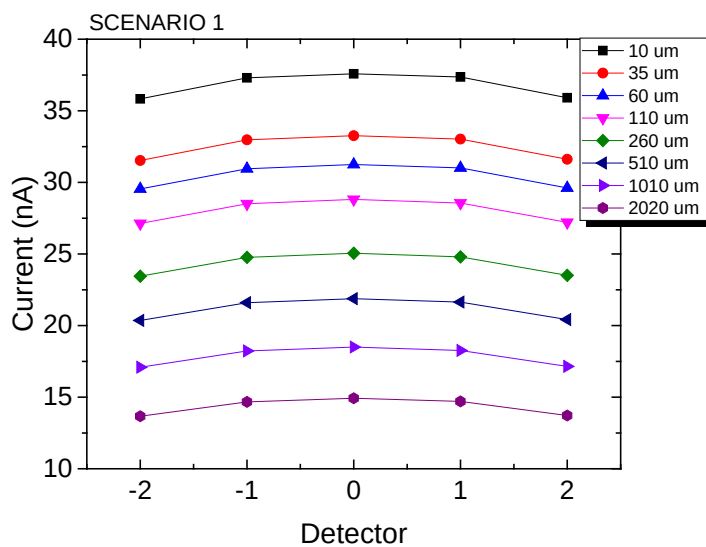
Głównym celem przeprowadzanych symulacji, w pierwszym kroku, było wyznaczenie prądów generowanych przez detektory. W związku z tym, kod Ray-X szacował ładunki, jakie powinny zostać zebrane na powierzchni diody wg poniższego wzoru:

$Q = m_{\text{neo}} \cdot N_{\text{ph}}$ gdzie:

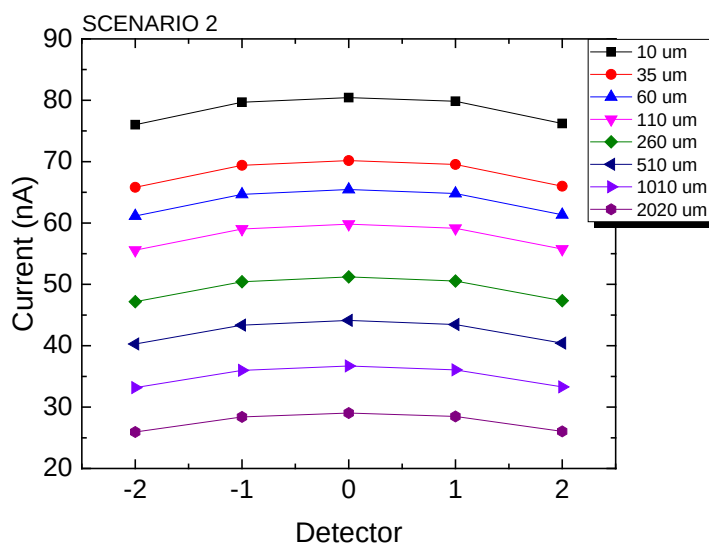
e_0 , N_{ph} to odpowiednio ładunek elektryczny oraz liczba fotonów, która dotrze do detektora natomiast $m_{\text{neo}} = e_0 \cdot (1000/3.65 \text{ eV})$.

Jako że czas akwizycji był równy 1 s, wartość generowanego prądu jest liczbowo równo wartości oszacowanego ładunku Q .

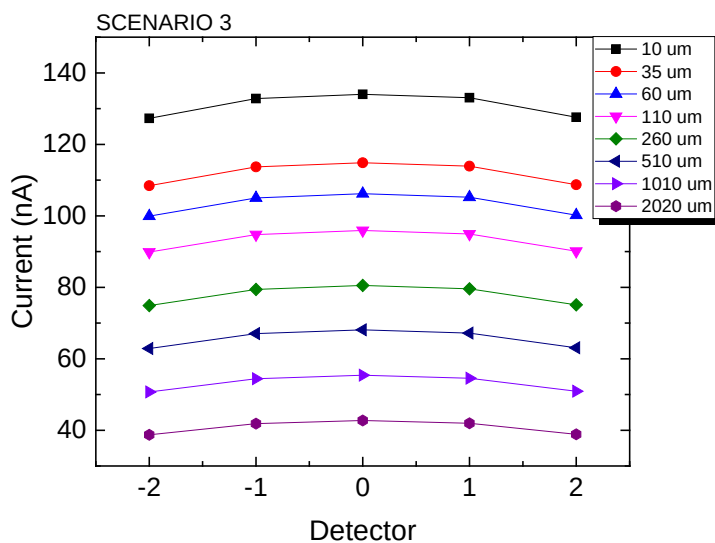
Na tej podstawie wyznaczone zostały zależności generowanego prądu od grubości Be filtru dla 5 zdefiniowanych detektorów w zależności od przyjętego scenariusza plazmy:



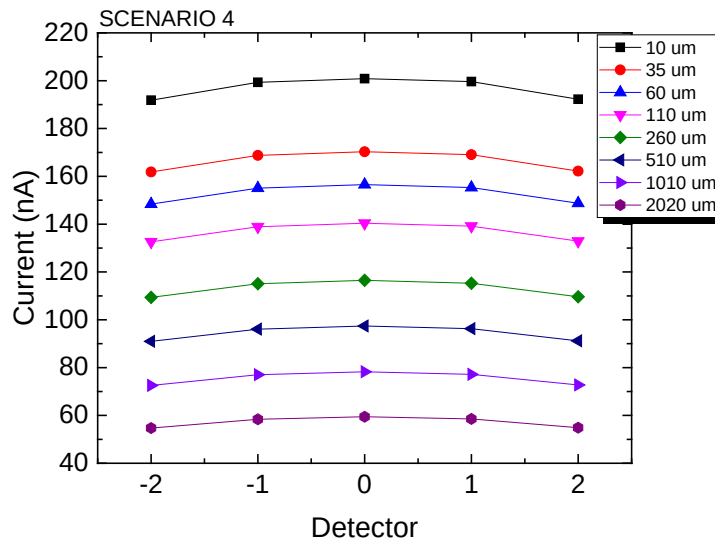
Rys.1.2.2. Wyniki otrzymane na podstawie symulacji opartych na Scenariuszu 1



Rys.1.2.3. Wyniki otrzymane na podstawie symulacji opartych na Scenariuszu 2



Rys.1.2.4. Wyniki otrzymane na podstawie symulacji opartych na Scenariuszu 3



Rys.1.2.5. Wyniki otrzymane na podstawie symulacji opartych na Scenariuszu 4

Najniższy zakres generowanego prądu ($\sim <14;36>$ nA) obserwowano dla Scenariusza 1, podczas gdy najwyższy dla Scenariusza 4 ($\sim <55,201>$ nA). Co więcej, dla każdego z czterech przypadków, wraz ze wzrostem grubości Be filtra, wartość generowanego prądu malała. Ze względu na symetryczne rozmieszczenie detektorów (np. detektor „-2” jest symetryczny względem detektora „2”), podobna ilość fotonów była rejestrowana przez „odpowiadające” sobie diody.

Następnie w celu wyznaczenia stosunku sygnału do szumu, konieczne było oszacowanie spodziewanego szumu z detektora PIN, co było możliwe przy pomocy poniższych wzorów:

$I_s = \sqrt{2eI\Delta f}$ gdzie:

I_s – szum śrutowy, I – natężenie prądu detektora, e – ładunek elementarny, Δf – pasmo częstotliwości

Dla $I=10$ nA i $\Delta f=200$ kHz otrzymaliśmy $I_s = 0,025$ nA

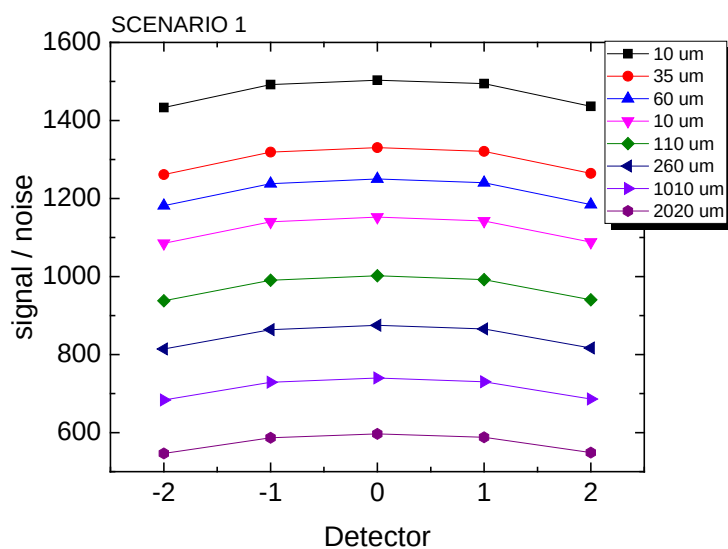
$I_{term} = 2\sqrt{(kT\Delta f/R)}$ gdzie:

I_{term} - szum termiczny, k – stała Boltzmanna, T – temperatura, R – rezystancja detektora, Δf – częstotliwość pasma

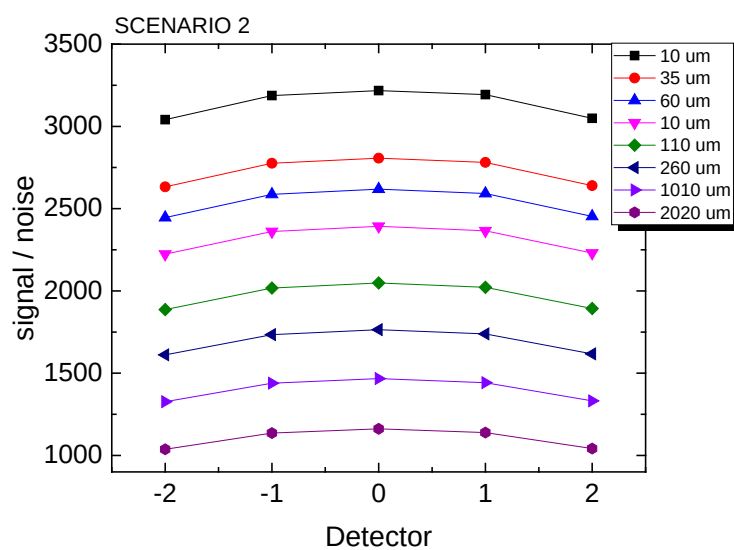
Dla $T=300$ K, $R=10$ G Ω oraz $\Delta f=200$ kHz otrzymaliśmy $I_{term}=0,00058$ nA

$SZUM\ DETEKTORA\ PIN = \sqrt{(I_s)^2 + (I_{term})^2} = 0,025$ nA

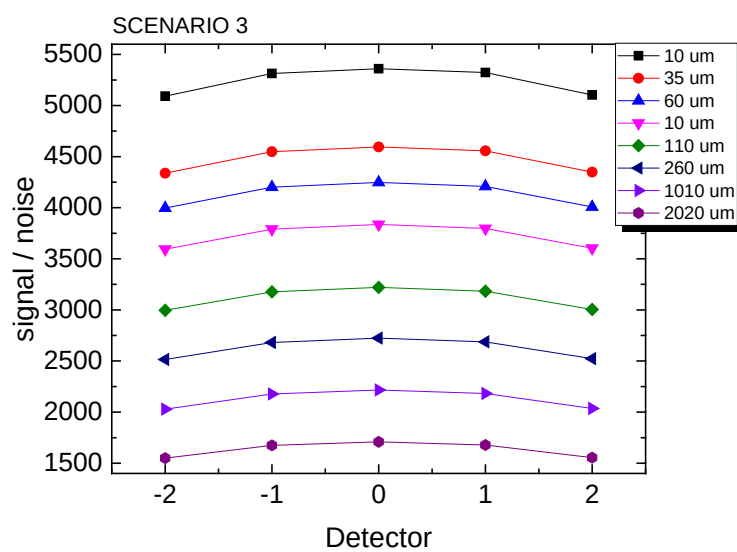
Stosunek sygnału do szumu dla wszystkich scenariuszy plazmy został zobrazowany na poniższych rysunkach:



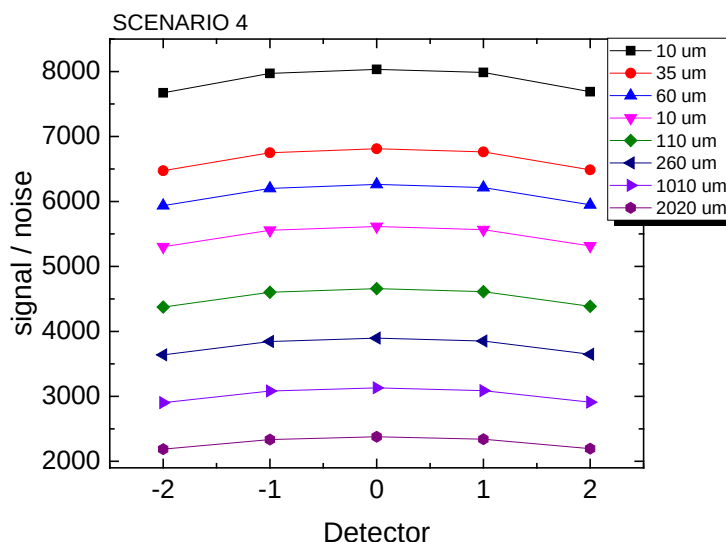
Rys.1.2.6. Stosunek sygnału do szumu dla scenariusza 1



Rys.1.2.7. Stosunek sygnału do szumu dla scenariusza 2



Rys.1.2.8. Stosunek sygnału do szumu dla scenariusza 3



Rys.1.2.9. Stosunek sygnału do szumu dla scenariusza 4

Otrzymane wyniki dowodzą, że wartość przewidywanego szumu jest zanedbywalnie mała w stosunku do generowanego prądu. Największa jej wartość otrzymana została dla scenariusza plazmy, który charakteryzował się najwyższą wartością gęstości elektronowej (Scenariusz 4 gdzie stosunek sygnału do szumu zawarty był w przedziale $\sim <2188,8033.2>$). Co więcej, dla każdego badanego scenariusza plazmy, wraz ze wzrostem grubości Be filtru, wartość sygnału do szumu malała.

W kontekście przeprowadzonej analizy, warto dodać, że użyte do niej wartości generowanych prądów były w pełni teoretyczne (nie uwzględniają ewentualnego wzmocnienia).

Osiągnięcie technologiczne

Diagnostyka MFS opracowana dla stellaratora W7-X ma rejestrować widmo miękkiego promieniowania X emitowanego przez plazmę z 5-ciu różnych obszarów przestrzennych. Dla odtworzenia widma promieniowania wykorzystuje się 8 kanałów rejestracji, w których promieniowanie dociera do identycznych detektorów przez folie berylowe o różnej grubości. Porównanie odpowiedzi uzyskanych w różnych kanałach umożliwia odtworzenie widma badanego promieniowania X. Do budowy diagnostyki MFS potrzeba 40 (5×8) detektorów półprzewodnikowych wydajnie rejestrujących promieniowanie X w zakresie $1 \div 10$ keV i mających powierzchnię aktywną pomiędzy 10 a 30 mm^2 . Drugi warunek wynika z geometrii portu stellaratora W7-X na którym zainstalowana będzie diagnostyka MFS. Wybór padł na detektory krzemowe typu FLM produkowane przez ITE (Instytut Technologii Elektronowej). Detektory półprzewodnikowe generują sygnał prądowy o amplitudzie liczonej w nanoamperach. Dla rejestracji sygnału w typowych przetwornikach ADC z wejściem napięciowym 10V niezbędne jest zastosowanie przedwzmacniacza transimpedancyjnego o wzmocnieniu $100 \text{ M}\Omega$. Osiągnięcie takiego wzmocnienia przy zadanej szerokości pasma wzmacniacza równej 200 kHz możliwe jest tylko w układzie wielostopniowym. W pierwszym stopniu tego układu wykorzystano tranzystory I-FET i ultraniskoszumne wzmacniacze operacyjne LT6200 firmy Linear Technolog. Dzięki takiemu rozwiązaniu udało się znacznie obniżyć poziom szumów własnych przedwzmacniacza w porównaniu z typowymi układami wykorzystującymi niskoszumne wzmacniacze operacyjne innych producentów (napięcie szumów dla LT6200 wynosi $0.95 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, podczas gdy dla większości niskoszumnych wzmacniaczy operacyjnych dostępnych na rynku napięcie szumów przekracza $3 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$).

Osiągnięcia w zakresie narzędzi informatycznych

Na potrzeby sprawdzenia wydajności różnych systemów spektroskopowych, jak i optymalizacji ich poszczególnych komponentów, stworzony został w poprzednich latach kod komputerowy *Ray-X*. Z jego pomocą możliwe jest symulowanie zarówno natężeń, jak i kształtów widm rentgenowskich, dla różnych scenariuszy plazmy oraz szerokiego zakresu mocy grzania ECRH. W przypadku symulacji przeprowadzanych przy użyciu tego kodu, kluczowe znaczenie mają wszelkie zmiany geometryczne systemu diagnostycznego (np. rozmiar detektora, lokalizacja każdego komponentu), rodzaj i grubość stosowanych filtrów, jak i również czas akwizycji danych. Model, na którym bazuje *Ray-X* uwzględnia trzy typy procesów atomowych takich jak oddziaływanie free-free (promieniowanie Bremstrahlung), free-bound (promieniowanie rekombinacyjne) i bound-bound (promieniowanie liniowe). Możliwe jest również zdefiniowanie zanieczyszczeń plazmy takich jak tlen (O), węgiel (C), czy żelazo (Fe). W 2017 r. kod umożliwił oszacowanie wartości sygnałów prądów oczekiwanych przez diagnostykę MFS, biorąc pod uwagę geometrię układu jak i detektory.

1.3 Przygotowanie spektrometru C/O Monitor do pomiarów linii spektralnych głównych zanieczyszczeń plazmy w stellaratorze W7-X

Projekt spektrometru *C/O Monitor*, którego przeznaczeniem będzie monitorowanie takich lekkich zanieczyszczeń plazmy jak węgiel, tlen, bor czy azot, realizowany jest w współpracy z Uniwersytetem Opolskim i IPP w Greifswaldzie. W 2017 roku, do projektu diagnostyki wprowadzono pewne poprawki. Prace nad projektem układu do zamocowania i utrzymania (wsparcia) diagnostyki zostały zakończone, wszystkie techniczne założenia zostały ostatecznie ustalone oraz całość projektu została zaakceptowana przez stronę niemiecką.

W projekcie obu komór zaimplementowano również po jednej dodatkowej flanszy (DN CF 40) oraz po jednym dodatkowym zaworze śluzowym pomiędzy głównymi komorami próżniowymi układu a portami do układów próżniowych. Takie rozwiązanie pozwoli na zastosowanie mieszk (bypassu) zapewniającego w przyszłości redukcję różnicy ciśnień pomiędzy komorą a częścią próżniową całego systemu.

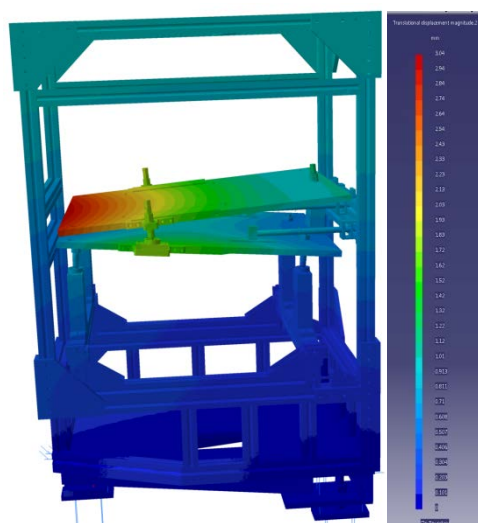
Ostatecznie – prace projektowe nad spektrometrem *C/O Monitor* zostały ukończone oraz zwieńczone wygłoszeniem w czerwcu 2017 roku prezentacji przed komisją projektową w IPP Greifswald, Niemcy podczas tzw. *Detailed Design Review*, kiedy to całość projektu została przybliżona komisji projektowej IPP. Po udzieleniu odpowiedzi na kilka pytań dotyczących projektu oraz wykonaniu pełnej dokumentacji technicznej poszczególnych elementów spektrometru, przeprowadzono w listopadzie finalną analizę projektu tzw. *Final Design Review*. Jego pozytywne zakończenie pozwoliło na wejście projektu w fazę wykonawczą.

Opis całego projektu został zebrany w 2017 r. i obecnie jest w fazie konsultacji pomiędzy współautorami do wysłania i opublikowania wyników w czasopiśmie międzynarodowym z listy filadelfijskiej.

Osiągnięcie technologiczne

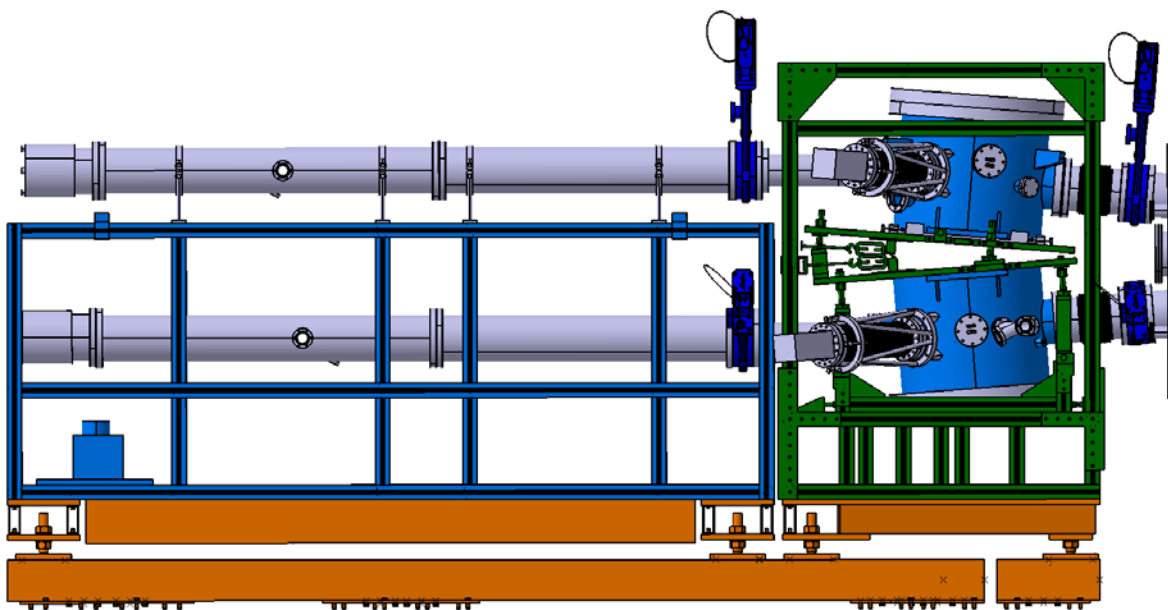
Istotnym z punktu widzenia poprawnego funkcjonowania całego systemu była stabilność konstrukcji podtrzymującej spektrometr. W celu zapewnienia jeszcze lepszej stabilności owej konstrukcji zaimplementowano kątowe wzmocnienia całej struktury podtrzymującej. Kolejnym krokiem było wykonanie obliczeń numerycznych mających na celu określenie maksymalnego obciążenia wygenerowanego przez ciężar własny spektrometru oraz sił próżniowych wygenerowanych przez próżnię z W7-X (której wartość oscylować będzie w granicach 1800N). Z otrzymanych rezultatów wynika, że maksymalne obciążenie wygenerowane przez układ nie przekracza pewnych krytycznych wartości, zaś maksymalne

odkształcenie wynosi 3 mm, dzięki czemu możliwe będzie bezpieczne użytkowanie spektrometru bez ryzyka uszkodzenia całej konstrukcji.



Rys. 1.3.1. Analiza FEM struktury wspierającej C/O Monitora

Dodatkowo zaprojektowana została platforma łącząca strukturę podtrzymującą spektrometru z podłożem. Konstrukcja ta zapewnia również możliwość dokładnego wypoźycjonowania położenia całej konstrukcji w pionie w zakresie ± 1 cm.



Rys. 1.3.2. C/O Monitor wraz z platformą wspierającą.

2. Badanie i optymalizacja procesów oddziaływania impulsów laserowych i strumieni plazmy z materiałami przewidzianymi jako element wewnętrzny komory tokamaka oraz badania pyłu powstającego w tych procesach

Osoba kontaktowa: M. Kubkowska, monika.kubkowska@ifpilm.pl

Zastosowanie metody LIBS w wariantcie dwuimpulsowym (DP-LIBS) w celu sprawdzenia możliwości metody dla monitorowania składu chemicznego ściany reaktorów termojądrowych

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPPFC „Preparation of efficient PFC operation for ITER and DEMO”

Po wstępnym wykazaniu możliwości zastosowania metody LIBS do monitorowania ilości danego elementu w badanej próbce, prace w 2017 r. skupiły się na poprawieniu czułości metody oraz optymalizacji stosunku sygnału do szumu, jak również adaptacji metody do warunków panujących w urządzeniach termojądrowych. Do poprawy czułości i stosunku sygnału do szumu zaproponowana została i wstępnie sprawdzona metoda LIBS z podwójnym impulsem (DB LIBS). Wstępne eksperymenty zostały wykonane w IFPiLM i w laboratorium ENEA-Frascati przez zespoły naukowców z jednostek polskiej i włoskiej.

W perspektywie zastosowania metody w układach tokamak nowej generacji głównym zadaniem IFPiLM było opracowanie metody DP LIBS, aby działała w warunkach ciśnienia atmosferycznego (dotychczasowe eksperymenty prowadzone w ramach projektu były wykonywane w próżni). W 2017 roku badania miały na celu badania optymalizacji opóźnienia między impulsami i zoptymalizowanie metody dla różnych podłoży (wolframowych i molibdenowych) pokrytych warstwami zawierającymi zdeponowany deuter oraz wyznaczenie zależności względnego spadku koncentracji izotopów wodoru od ilości impulsów laserowych. Dodatkowym celem było również zbadanie fundamentalnych procesów zachodzących podczas dwuimpulsowych oddziaływań laserowych.

Najważniejszymi elementami układu eksperymentalnego były:

- dwuimpulsowy system laserowych Nd:YAG (impuls o czasie trwania 8-12 ns o energii do 0.2 J, na długości fali 1064 nm, odstępie między impulsami od 0 do 1 ms ustawionej z rozdzielczością 1 ns i częstotliwości repetycji do 10 Hz)
- spektrometr Mechelle 5000 ($\lambda/\Delta\lambda = 4000$) z kamerą wyposażoną we wzmacniacz obrazu ISTAR,

Diagnostyką dodatkową służącą obserwacji fundamentalnych zjawisk towarzyszących dwuimpulsowym oddziaływaniom z tarczą stałą były diagnostyki jonowe (kolektory jonów, elektrostatyczny analizator energii jonów) oraz sonda ładunkowa.

W 2017 r. przeprowadzone zostały eksperymenty laboratoryjne z wykorzystaniem próbek otrzymanych w ramach pakietu EUROfusion PFC. Na podstawie zarejestrowanych linii spektralnych zidentyfikowano składy badanych próbek.

Warto dodać, że realizowany od kilku lat projekt zaowocował zainteresowaniem ITERa i w 2017 r. stworzona została międzynarodowa propozycja projektu dotycząca opracowania diagnostyki LIBS dla tokamaka, która będzie realizowana w 2018 r.

W 2017 r. planowano dodatkowo udział w eksperymencie na tokamaku WEST we Francji, jednak z powodu opóźnienia w eksperymencie dedykowanym badaniom oddziaływań plazma-ściana, badania te zostały przesunięte na kolejny rok.

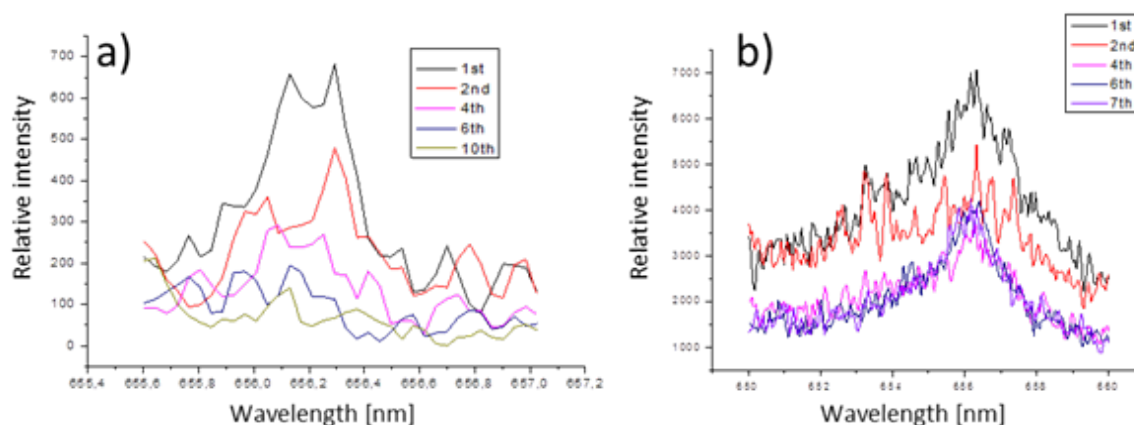
Osiągnięcia naukowe

Głównymi problemami naukowymi podjętymi w badaniach w roku 2017 były:

- i. optymalizacja detekcji linii spektralnych w warunkach atmosferycznych,
- ii. wyznaczenie względnych zmian koncentracji izotopu wodoru w zależności od ilości impulsów laserowych,
- iii. odnalezienie i zbadanie ewentualnych zależności między wynikami diagnostyki jonowej, a sygnałami LIBS.

Ad i.

Detekcja w warunkach atmosferycznych jest utrudniona na skutek ciśnieniowego poszerzenia linii spektralnych oraz wpływem wodoru i tlenu obecnych w atmosferze i będących elementem zakłócającym. Jeżeli zatem będziemy wykonywać badania linii wodorowej w atmosferze możemy się spodziewać dwóch zasadniczych różnic w porównaniu z eksperymentami wykonanymi w próżni. Po pierwsze, linia będzie szersza, po drugie nie będzie możliwa do całkowitego wyeliminowania nawet po znacznej ilości impulsów. Zachowania te przedstawione i porównane są na rysunku 2.1.



Rys.2.1. Ewolucja linii odpowiadającej koncentracji deuteru w przypadku eksperymentu przeprowadzonego w próżni (a) oraz w warunkach atmosferycznych (b).

Na rysunku 2.1 należy zwrócić uwagę na zakres długości fali, który w przypadku pomiarów w powietrzu jest znacznie szerszy, ponieważ tu na poszerzenie linii ma również wpływ wódór pochodzący z powietrza (stosowany spektrometr ma nie wystarczającą rozdzielczość, aby odseparować linie pochodzącą od D i H).

Wyniki uzyskane zarówno w próżni, jak i w powietrzu były powtarzalne i stabilizowały się po 7-10 impulsach laserowych skutkujących zarówno usunięciem izotopów wodoru, jak również warstwy wolframu, w której były one zawarte.

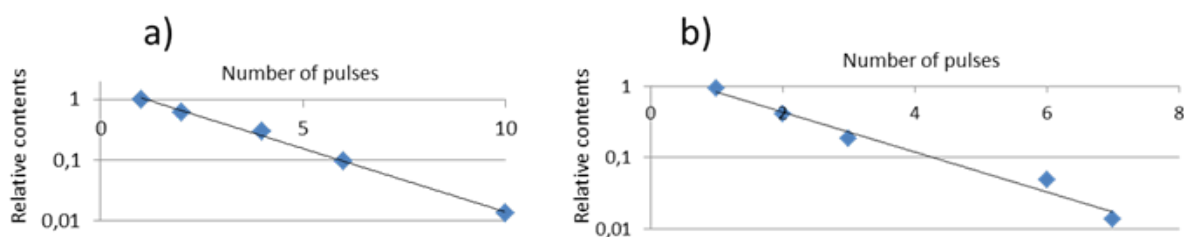
Oddziaływanie było bardziej intensywne w warunkach atmosferycznych ze względu na znacznie dłuższą skalę czasową zjawisk. Skutkowało to koniecznością doboru diametralnie innych optymalnych warunków zarówno naświetlania jak i akwizycji w przypadku dla każdego z tych warunków. O ile w przypadku próżni optymalny czas odstępu między impulsami lasera zawierał się w przedziale 100 – 200 ns, a czas opóźnienia akwizycji wynosił ok. 200 ns, a czas otwarcia bramki (akwizycji) z reguły nie musiał przekraczać 200 ns, o tyle w przypadku eksperymentu w powietrzu czasy odstępu między impulsami oraz opóźnienia akwizycji były rzędu 1 mikrosekundy, a zwiększanie czasu otwarcia bramki skutkowało

wzrostem intensywności sygnału nawet powyżej 10 μ s. Efektem tego jest znacznie wyższy poziom sygnału na rysunku b), który skutkuje również poprawą stosunku sygnał/szum.

Istotnym spostrzeżeniem dla eksperymentu wykonanego w powietrzu było zaobserwowanie ustalonego poziomu linii wodorowej uzyskanego po ok. 7-8 impulsach laserowych, które można było uznać za poziom tła odpowiadający wzbudzeniu emisji z atomów wodoru zawartych głównie w parze wodnej.

Ad ii.

Dzięki opisanemu powyżej doborowi parametrów obserwacji możliwe było uzyskanie zależności względnej koncentracji izotopów wodoru w warstwie od ilości impulsów laserowych, która jest przedstawiona na rysunku 22.



Rys.2.2. Zależność względnej koncentracji izotopów wodoru na powierzchni próbki od ilości oddanych impulsów laserowych a) w próżni, b) w powietrzu.

Należy zaznaczyć, że występująca na osi odciętych na obu rysunkach liczba 1 odnosi się do oryginalnej zawartości izotopów wodoru, a nie wyraża jakoby próbka składała się z nich w 100%. Zarówno w przypadku eksperymentu wykonanego w próżni jak i w warunkach atmosferycznych poziom linii wodorowej spada do podobnie niskiego poziomu, a znormalizowane pole pod linią, które posłużyło do estymacji względnej zawartości izotopów osiąga wartość równą w przybliżeniu 1/100 początkowej wartości. Świadczy to o podobnej skuteczności zarówno detekcji oraz usuwania paliwa w elementach ściany tokamaków w szerokim przedziale ciśnienia i potwierdza skuteczność metody DP LIBS.

Ad iii.

Dynamika plazmy wytworzonej na skutek dwuimpulsowego oddziaływania laserowego z tarczą stałą okazała się być zaskakująco złożona i bardzo wrażliwa na opóźnienie między impulsami. W przypadku zastosowanych wiązek o gęstości mocy rzędu GW/cm^2 ewolucja plazmy jest zdominowana przez procesy nieliniowe w zakresie opóźnienia do ok. 3,5 μ s. Dla większych odstępów plazmę można w przybliżeniu traktować jako superpozycję dwóch strumieni wytworzonych przez poszczególne impulsy.

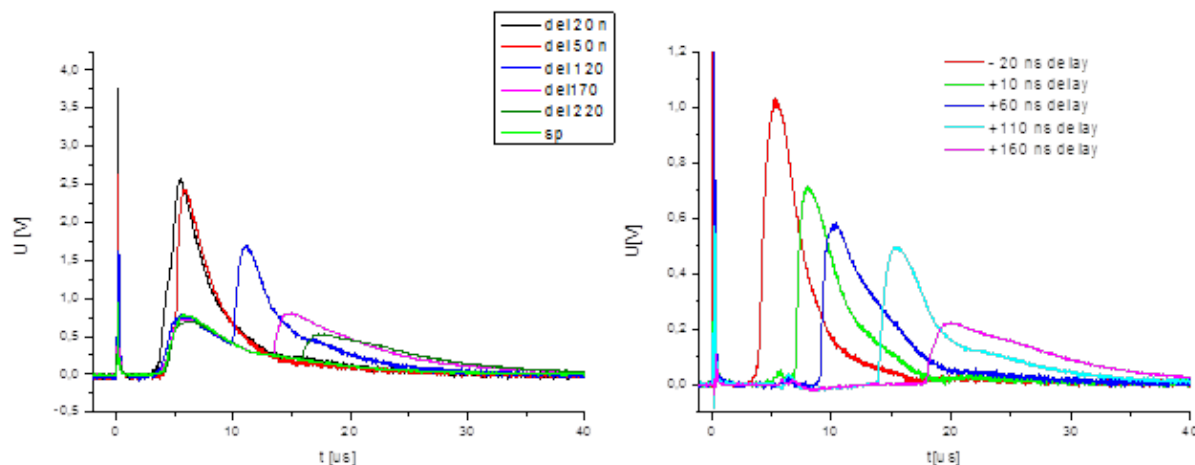
Przykładowe sygnały z kolektorów jonów przedstawione są na rysunku 2.3.

Analiza uzyskanych wyników przekracza zakres treści merytorycznych będących przedmiotem tego raportu, w którym przedstawiony zostanie jedynie pewien aspekt badań początkowej fazy sygnału zwany fotopikiem, który został wykorzystany do optymalizacji momentu wyzwalań i czasu akwizycji pomiarów LIBS. Sposób wykorzystania tego sygnału zostanie opisany w podpunkcie b) dotyczącym rozwiązania problemu technologicznego.

Osiągnięcia technologiczne

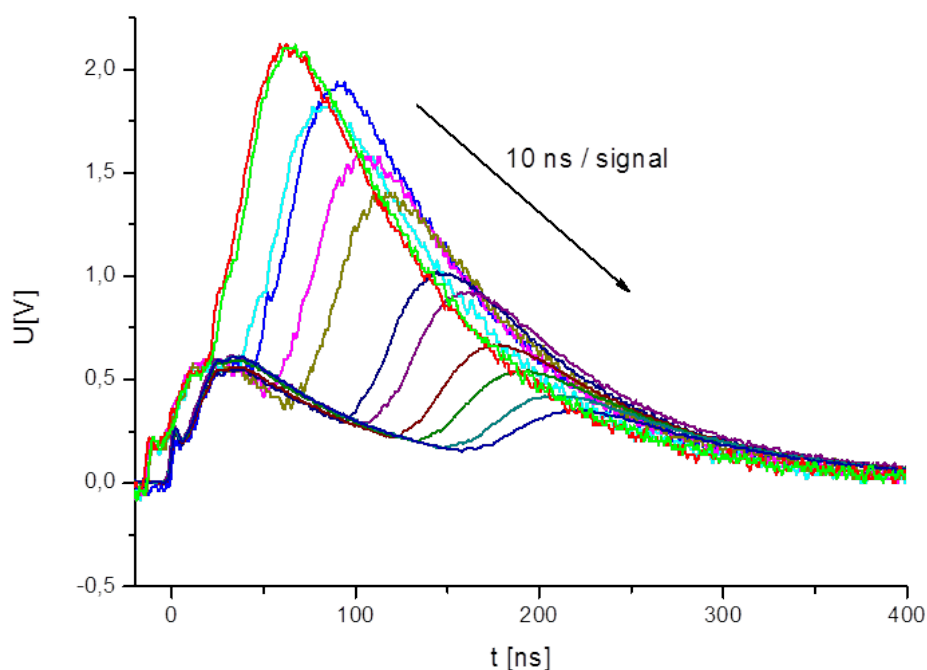
Problemem technologicznym w badaniach plazmy w niniejszym zadaniu jest ustawienie odpowiedniego wyzwalań spektrometru, tzn. ustawienie momentu wyzwolenia i czasu

otwarcia fotopowielacza. W celu automatyzacji tego procesu można posłużyć się sygnałem początkową częścią sygnału z kolektora jonów, który jest nazywany fotopikiem i jest efektem fotojonizacji elektrody kolektora pod wpływem promieniowania wzbudzonego w tarczy pod wpływem oddziaływania impulsu laserowego. Przykładowe sygnały uzyskane dla różnych opóźnień między impulsami przedstawione są na rysunku nr 2.4.



Rys.2.3. Sygnały z kolektorów jonów uzyskane przy dwuimpulsowych oddziaływaniach z różnymi czasami opóźnienia międzyimpulsowego; z lewej sygnały dla różnych opóźnień na tle sygnału odpowiadającego pobudzeniu pojedynczym sygnałem (sp); z prawej sygnały po usunięcia składnika odpowiadającego pojedynczemu impulsowi.

Doświadczenie wykazało, że najlepsze efekty występują w przypadku akwizycji na zboczu opadającym sygnału w zakresie 90% - 10% wartości maksymalnej. Dla takiej akwizycji uzyskuje się wysoki poziom sygnału i dobry stosunek sygnału do szumu przy skutecznej eliminacji wpływu promieniowania ciągłego dominującego w czasie trwania zbocza narastającego sygnału.



Rys.2.4. Sygnały fotopiku dla impulsów laserowych o czasie opóźnienia międzyimpulsowego rosnącego co 10 ns.

3. Rozwój diagnostyk dla układów z magnetycznym utrzymaniem gorącej plazmy

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

3.1 Diagnostyki do pomiarów miękkiego promieniowania rentgenowskiego w zakresie kilku keV z wykorzystaniem detektorów gazowych GEM

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WP-ER: Development of soft X-ray GEM based detecting system for tomographic tungsten focused transport monitoring.

Projekt dotyczy rozwoju diagnostyki miękkiego promieniowania rentgenowskiego do zastosowania w tokamakach ITER i DEMO w ramach projektu Eurofusion Enabling Research, który został przedstawiony i zaakceptowany do realizacji w latach 2015-2017, mając na celu zbadanie wpływu wolframu na charakterystyki plazmy poprzez rozwój i budowę nowych detektorów w oparciu o technologię GEM (Gas Electron Multiplier).

W roku 2017 planowane było sfinalizowanie skonstruowania dwóch detektorów finalnych, o płaskiej i zakrzywionej powierzchni detekcji, tworzących kompletny układ do dwuwymiarowej tomografii miękkiego promieniowania X. Budowa detektora o krzywej powierzchni detekcji oraz przetestowanie go w warunkach laboratoryjnych było bardzo ambitnym zadaniem do wykonania w roku 2017, które ze względu na dość długi czas poświęcony znalezieniu producenta elementów komory detektora (przyczyniły się to tego wysokie wymagania technologiczne do produkcji zaprojektowanych elementów), nie zostało sfinalizowane w tym roku. Natomiast na początku roku 2018 zespół przystąpi do budowy detektora o krzywej powierzchni detekcyjnej.

Głównym celem zespołu było ostateczne przygotowanie systemu do działania i jego optymalizacja w środowisku tokamaka. Obejmowało to sfinalizowanie wszystkich komponentów systemu: sprzętu, oprogramowania, oprogramowania układowego, narzędzi numerycznych do symulacji wyników promieniowania plazmowego itp., w wyniku czego skonstruowano kompletny moduł detekcji promieniowania z plazmy. System obejmuje moduł elektroniczny obsługujący 103 niezależne kanały (płyty AFE, urządzenie chłodzące z zewnętrznym elementem chłodniczym, płyty ADB, płyty FPGA, przełącznik PCI-Express, płytę ochronną, płytę główną klasy serwer z dostępem zewnętrznym, procesory Intel Xeon z chłodzeniem, pamięć DDR4 64 GB, wydajny kontroler Intel RAID, dysk twardy klasy korporacyjnej SSD, interfejs zewnętrznego wyzwalania itp.); zasilanie wysokiego napięcia oraz niskiego napięcia; komorę czułą na fotony; zaimplementowany interfejs systemu pomiarowego do lokalnego gromadzenia i przetwarzania danych.

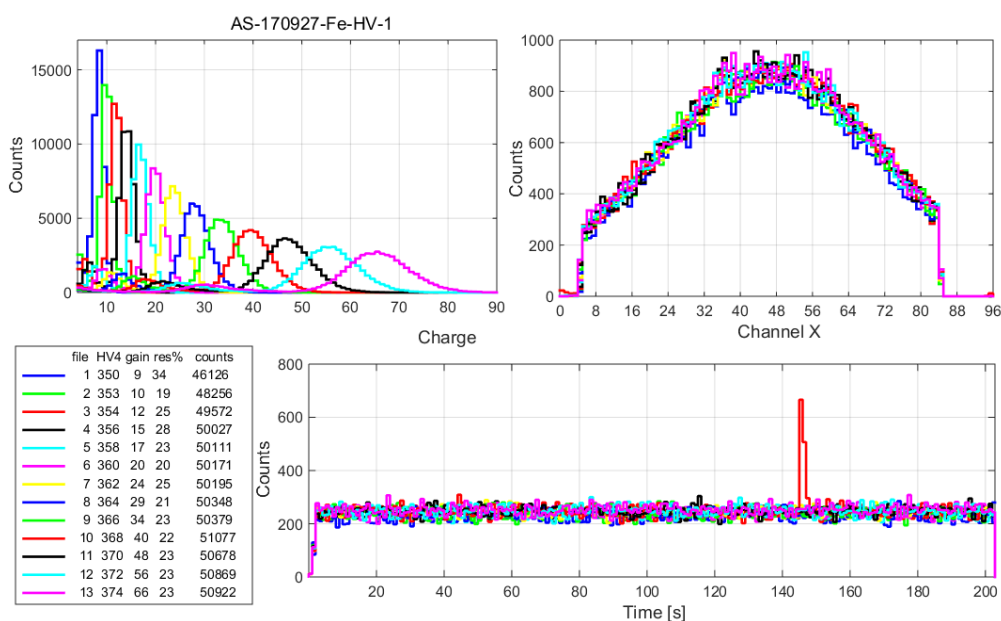
Opracowano dwa sposoby przechowywania danych: transmisję w 64 kanałach (wyjście to zestaw binarnych plików histogramu) lub bezpośrednie zapisywanie w systemie pomiarowym (dane wyjściowe są zapisywane na dysku RAM, aby można je było pobrać później za pomocą innych rozwiązań). Funkcje szybkiego podziału, grupowania i histogramowania zostały włączone do przetwarzania w sposób równoległy. Przyspieszenie osiągnięto dla wielowątkowych przebiegów z procesorem Intel Xeon Server i kartą Intel Xeon Phi PCIe.

Kompletny zestaw oprogramowania do ostatecznego zbierania i przetwarzania danych został przesłany do wbudowanego systemu komputerowego. Oprogramowanie obejmuje oprogramowanie niskopoziomowe konfiguracji systemu napisane w języku C/C++, serwer TCP/IP z interfejsem systemowym, oprogramowanie do zarządzania oprogramowaniem układu FPGA i skrypty startowe BASH. Na wbudowanym komputerze PC do przetwarzania danych umieszczono również ostateczne oprogramowanie dotyczące końcowego

przetwarzania danych na potrzeby widm o wysokiej rozdzielczości (rozkłady energetyczne i przestrzenne).

Po wszystkich pracach przygotowawczych nad układem elektronicznym, przeprowadzono testy z modulem detektora GEM w celu sprawdzenia jakości systemu pomiarowego. Kompletny test obejmował testy HV, weryfikację chłodzenia cieczą, testy oprogramowania (separacja i histogramowanie), weryfikację płyt AFE (16 kanałów), kontrolę płyt backplane i ADB, weryfikację jakości wyjściowych histogramów. Przeprowadzono testy z różnymi zakresami napięć, sztucznymi i rzeczywistymi impulsami generowanymi przez generator impulsów i źródła promieniowania ^{55}Fe . Jakość wyników została sprawdzona, wraz z szybkością akwizycji i zmianami histogramów. Sprawdzanie sprzętu obejmowało testy wzmocnienia sprzętowego i wpływu na zbierane histogramy. Układ chłodzenia działał prawidłowo i bez przerwy, bez jakichkolwiek pęknięć lub wycieków. Całe testy zostały przeprowadzone przez długi czas, aby potwierdzić stabilność środka chłodzącego.

Jesienią tego roku system został przekazany do CEA w celu testów na tokamaku. Pierwsze testy obejmowały rejestrację szumu i impulsu testowego, aby zweryfikować ścieżkę danych. Te pierwsze testy zakończyły się właściwym zebraniem widm energetycznych i przestrzennych. Rozkład energii prezentował widmo składające się z dwóch pików: piku ucieczki Ar i całkowitego promieniowania ze źródła Fe. Na profilach przestrzennych rozkład sygnałów fotonów był bezpośrednio związany z położeniem zainstalowanych źródeł ^{55}Fe z przodu detektora GEM. Interfejs MATLAB został rozwinięty w celu uruchomienia, inicjalizacji, konfiguracji, pozyskiwania i przetwarzania danych.

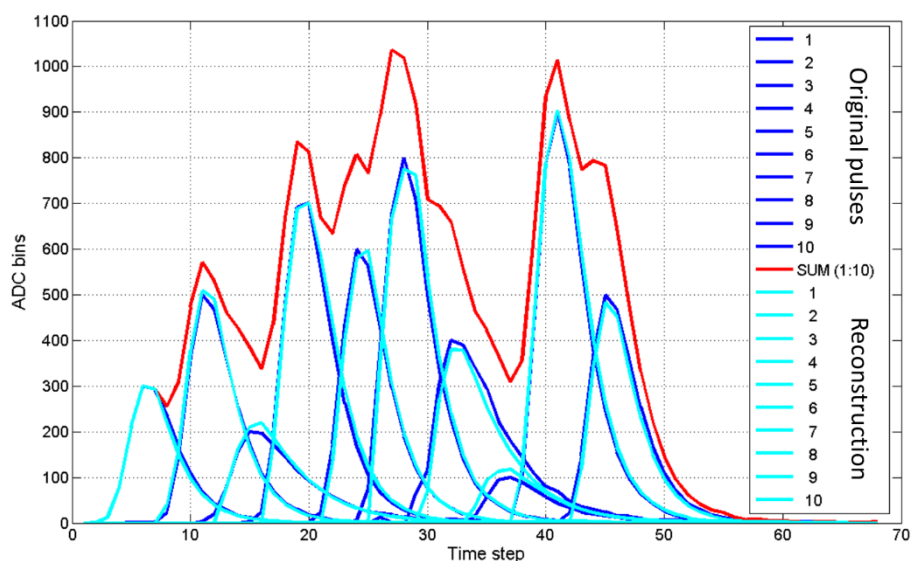


Rys.3.1.1 Charakterystyki detektora finalnego: ładunek, pozycja i rozkład czasu.

Wybrane algorytmy klasteryzacji sygnałów zostały zweryfikowane pod kątem określenia zbieżnej grupy sąsiadujących impulsów w obszarze detekcji. Klastry są liczone dla danej dyskretnej wartości ładunku, przedziału czasu i pozycji w histogramie 3D. Przeprowadzono także kilka testów przy użyciu lampy rentgenowskiej w różnych warunkach intensywności i energii, aby zweryfikować odpowiedź detektora GEM przy różnym natężeniu fotonów. Układ elektroniczny układu pomiarowego z powodzeniem zarejestrował sygnały z detektora GEM oraz przetwarzał zebrane widma. Komora do rejestracji fotonów została również zoptymalizowana pod względem składników gazoszczelnych jak również kasety dla modułów elektroniki analogowej.

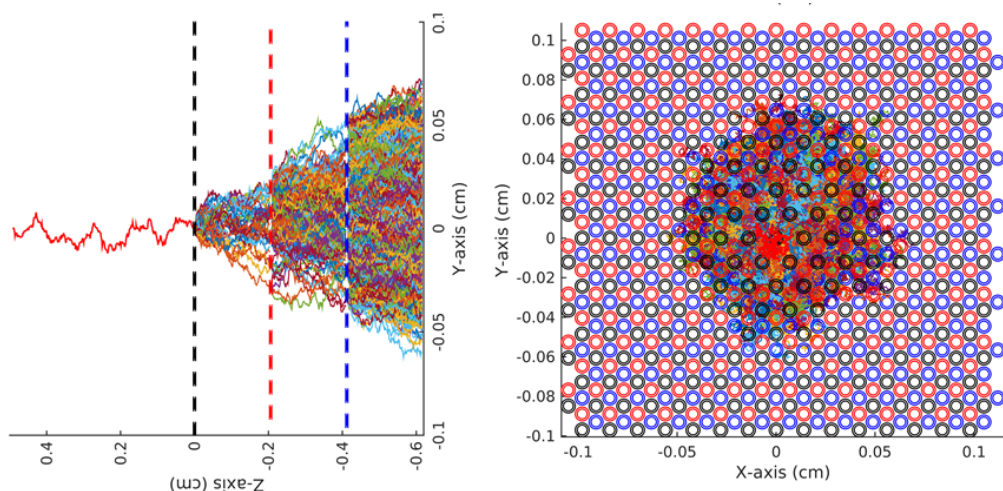
Dodatkowo, opracowany magnetyczny system pomiarowy był wstępnie testowany za pomocą cewki magnetycznej NMR. Działanie czujnika Halla zweryfikowano w zakresie $-0.3 \dots 0.3$ T. Inwersja zakresu została uzyskana przez obrót mierzonego czujnika. Błąd maksymalny wynosił poniżej 8% w całym zakresie pomiarowym bez kalibracji i poniżej 1% po kalibracji. Liniowość była lepsza niż 0,5% przy 1 mA prądu czujnika.

Algorytm separacji impulsów został zbadany i zidentyfikowano wąskie gardło, które utrudniało równoległość implementacji, a następnie wprowadzono integrację z algorytmami histogramów w celu uzyskania dalszego przyspieszenia. Ocena wydajności została przeprowadzona dla różnych platform obliczeniowych dla otrzymanych danych z testów detektora GEM. Uzyskano przyspieszenie w stosunku do poprzednich wdrożeń. Wersja zoptymalizowana w taki sposób została z powodzeniem zastosowana w samodzielnym silniku (ang. *standalone*).



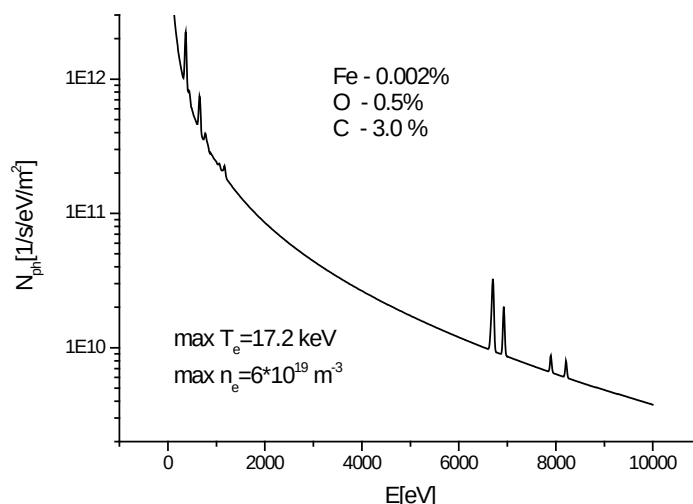
Rys.3.1.2. Wyniki symulacji dla dziesięciu nałożonych impulsów.

Symulacje sygnałów detektorów w tym roku zostały wykonane w celu optymalizacji zastosowanych napięć oraz rozdzielczości energetycznej dla potrójnego detektora GEM dla kwantu promieniowania rentgenowskiego o wartości 5.9 keV.



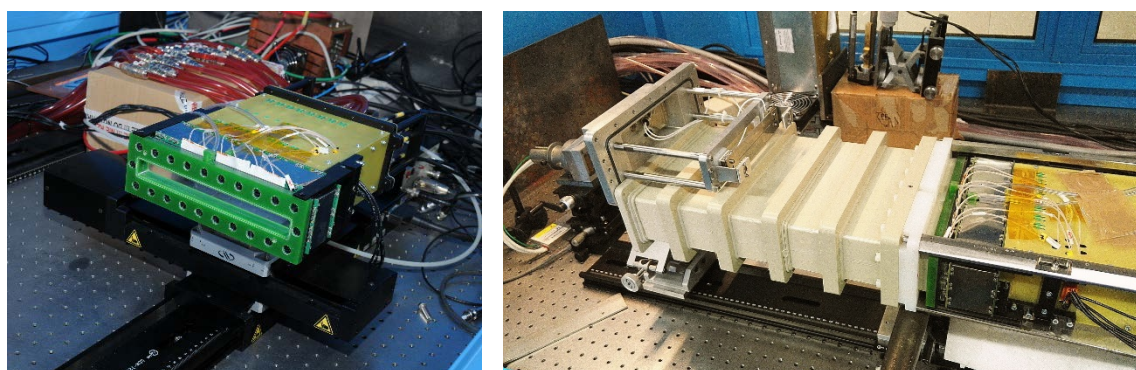
Rys.3.1.3. Wyniki obliczeń programu Garfield ++, przykład symulacji lawiny elektronowej w płaszczyznach YZ, XY. HVGEM = 360V. W tym przypadku wyprodukowano 4049 elektronów, z których 1431 utworzyło sygnał na elektrodzie odczytowej.

Został rozwinięty także specjalny kod do modelowania emisji rentgenowskiej z plazmy w tokamaku dający możliwość obliczyć liczbę fotonów docierających do każdego pikselu odczytu detektora GEM odzwierciedlając przy tym rzeczywistą geometrię układu detektor-plazma. Wszystkie procedury zostały wdrożone w celu symulacji emisyjności plazmy i obliczenia frakcji zanieczyszczeń (np. C, O, N, Ar, W). Uwzględniono główne rodzaje promieniowania rentgenowskiego takie jak, promieniowanie pochodzące z oddziaływań elektronów w stanach swobodnych, wiązanych oraz mieszanych. Skład jonów plazmy (reprezentowanej przez ułamki) obliczono za pomocą modelu opisującego plazmę w stanie równowagi koronowej oraz na podstawie rzeczywistych profili temperatury elektronowej T_e i gęstości elektronowej n_e z tokamaka. W wyniku symulacji, dla każdego piksela generowane jest pełne widmo fotonów docierających do detektora.



Rys.3.1.3. Przykładowe widmo oczekiwane dla pojedynczego piksela detektora GEM.

W tym roku przewidywane były testy detektora finalnego o płaskiej powierzchni detekcji podczas kampanii na tokamaku WEST we Francji. W związku z tym, system został



Rys.3.1.4. Zdjęcia detektora o płaskiej powierzchni detekcji podczas testów w laboratorium CEA we Francji. Po prawej – detektor wraz z buforem helowym w kasecie przed montażem w holderze.

przewieziony do Francji i w pełni przetestowany w laboratorium CEA. Przygotowano połączenie bufora helu oraz komory detektora, jak również wykonanie zoptymalizowanych kaset do ulokowania modułów elektroniki analogowej. Przez cały rok były kontynuowane prace nad opracowaniem oprogramowania do odczytu i przetwarzania danych. Niemniej jednak pomimo przygotowanego systemu do instalacji na tokamaku, ze względu na znaczącą

liczbę nowych/nieoczekiwanych ograniczeń związanych z bezpieczeństwem pracy tokamaka oraz z uwagi na to, że pomocniczy system ewakuacyjny (w przypadku wygrzewania komory tokamaka) przed końcem roku 2017 nie został jeszcze odebrany, nie udało się uzyskać ostatecznej instalacji. Ponadto wystąpiły też problemy z uzyskaniem planowanych parametrów plazmy przez francuskich naukowców, dlatego testy finalnego detektora, który pozostaje w laboratorium we Francji, zostały przeniesione na kampanię eksperymentalną w roku 2018.

Osiągnięcia technologiczne

W ramach realizacji projektu zostały rozwiązane problemy technologiczne związane z optymalizacją komory detektora, układu chłodzenia, zbierania i procesowania danych wraz z narzędziami informatycznymi w środowisku Matlab, C/C++ itd.

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

W 2017 roku zespół analiz neutronowych IFPiLM uczestniczył w przygotowaniach tokamaka JET do kampanii eksperymentalnej DET2, w trakcie której, komora wypełniona zostanie mieszaniną deuteru i trytu. Kampania ta związana była z przygotowaniem do uruchomienia reaktora ITER, a jej program opracowany został w ścisłej współpracy ze specjalistami z ITER Organization (IO) oraz Fusion for Energy (F4E).

W 2017 roku zespół IFPiLM brał także udział w przygotowaniu projektu koncepcyjnego intensywnego źródła neutronów do badań materiałowych w ramach zadania Eurofusion WPENS (*Early Neutron Source Definition and Design*).

3.2.1 Kalibracja systemu diagnostyk neutronowych JET dla energii 14 MeV

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPJET3 „Technical Exploitation of DT Operation”, zadanie NC-14.

W roku 2017 przeprowadzono kalibrację systemu diagnostycznego służącego do pomiaru neutronów na tokamaku JET. Jako źródło neutronów wykorzystano mobilny generator ING-17 wyprodukowany przez firmę VNIIA (Rosja). Kompletną charakterystykę emisyjności generatora uzyskano w czasie dwóch kampanii pomiarowych przeprowadzonych w 2016 roku z udziałem zespołu IFPiLM w *National Physical Laboratory* (NPL) w Teddington, (Wielka Brytania).

Kalibrację diagnostyk neutronowych tokamaka JET wykonano w dniach od 28 stycznia do 8 lutego 2017 roku. W czasie 10 dni wykonano 227 wyładowań generatora podczas, których emitowane były neutrony o energii 14 MeV.

Generator neutronów ING-17, wyposażony w szereg urządzeń do monitorowania emitowanych przez niego neutronów, przemieszczany był wewnątrz komory próżniowej tokamaka JET za pomocą zdalnego sterowanego robota. Głowica generatora ING-17 (źródło neutronów) zatrzymywana była w ściśle zaplanowanych pozycjach wewnątrz komory JET-a, identycznie jak w trakcie kalibracji przeprowadzonej w 2013 roku. Przedmiotem badania była odpowiedź wszystkich monitorów neutronowych zainstalowanych na tokamaku JET.

Zarówno wydajność emisji neutronów jak też ich rozkład energetyczny generatora ING-17 zmienia się podczas pojedynczego wyładowania i dlatego muszą być monitorowane w czasie kalibracji. Do tego celu użyto monitorów aktywnych i pasywnych mocowanych w sposób powtarzalny na korpusie generatora. W czasie kalibracji pracę generatora monitorowano za pomocą dwóch detektorów diamentowych SDD oraz zestawu foli aktywacyjnych. Uchwyt zapewniający zdalną wymianę foli aktywacyjnych zawierał: dwie próbki aluminium

o grubości 2 mm Al, cztery próbki żelazne o grubości 1 mm oraz cztery próbki niobowe o grubości 2 mm. Wszystkie próbki miały średnicę 18 mm.

Reakcje jądrowe pozwalają monitorować emisyjność neutronów zostały wytypowane na podstawie szeregu wymagań. Posiadają one dostatecznie wysoki przekrój czynny. Są to reakcje progowe. Ich progi energetyczne znajdują się relatywnie wysoko co pozwala skutecznie eliminować neutrony rozproszone o niskich (podprogowych) energiach. Produkty tych reakcji emitują fotony dające się łatwo mierzyć za pomocą spektrometru promieniowania gamma. Na tej podstawie, do monitoring neutronów 14 MeV wytypowano następujące reakcje $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$, $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ oraz $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$. Poprzednio używana do charakteryzacji generator reakcja $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ nie została zastosowana z powodu relatywnie krótkiego okresu połowicznego zaniku promieniowania gamma, w porównaniu z czynnościami technologicznymi związanymi z wydobywaniem próbek aktywacyjnych z wnętrza komory. W tabeli 3.2.1.1 podano główne cechy produktów wymienionych reakcji jądrowych.

Tabela 3.2.1.1. Główne cechy produktów powstających w wyniku reakcji jądrowych wywoływanych neutronami w foliach aktywacyjnych stosowanych w czasie kalibracji diagnostyk neutronowych tokamaka JET

Reakcja	Czas połowicznego zaniku	Energia najintensywniejszych fotonów [keV]	Intensywność
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	2.58 h	846.7	0.99
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	14.99 h	1368.6	0.99
$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$	10.25 d	934.4	0.99

Model generatora ING-17 wraz z zamocowanymi do niego monitorami został wprowadzony do modelu geometrycznego MCNP tokamaka JET. Obliczenia transportu neutronów z zastosowaniem metody MCNP posłużyły wyznaczeniu prędkości reakcji zachodzących w foliach aktywacyjnych.

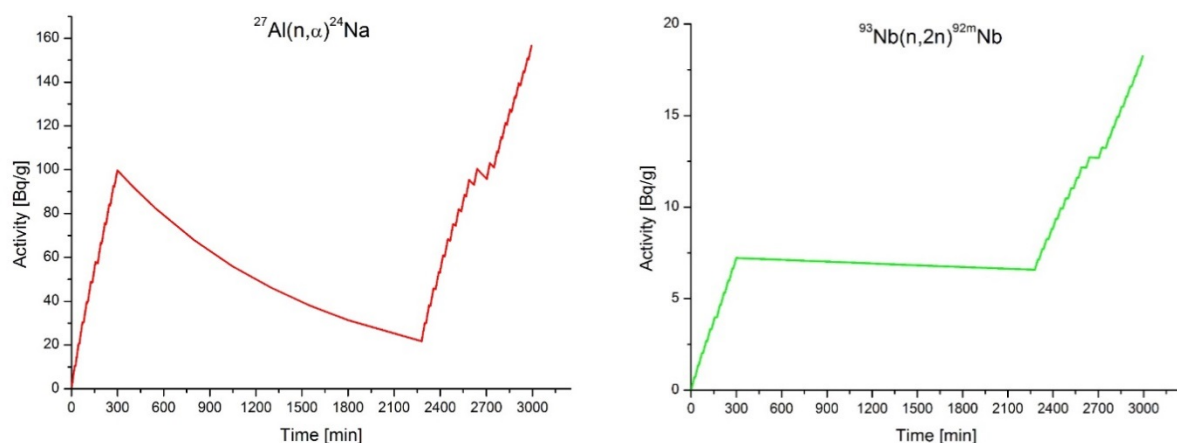
Radioaktywność próbek ^{56}Mn , ^{24}Na oraz ^{92m}Nb mierzonych w czasie kalibracji diagnostyk neutronowych tokamaka JET przedstawiona została w tabeli 3.2.1.2.

Tabela 3.2.1.2. Radioaktywność ^{56}Mn , ^{24}Na oraz ^{92m}Nb podczas kalibracji.

	^{56}Mn		^{24}Na		^{92m}Nb	
	Aktywność [Bq/g]	Błąd [%]	Aktywność [Bq/g]	Błąd [%]	Aktywność [Bq/g]	Błąd [%]
Dzień 1, 2	147.4	6.68	156.7	6.78	20.7	4.53
Dzień 3, 4	153.4	6.67	214.6	6.78	31.5	4.53
Dzień 5	152.5	6.67	172.3	6.78	16.8	4.53
Dzień 6	158.9	6.67	158.8	6.78	14.6	4.53
Dzień 7	194.4	6.66	221.6	6.78	21.7	4.53
Dzień 8	168.0	6.67	186.4	6.78	17.8	4.53

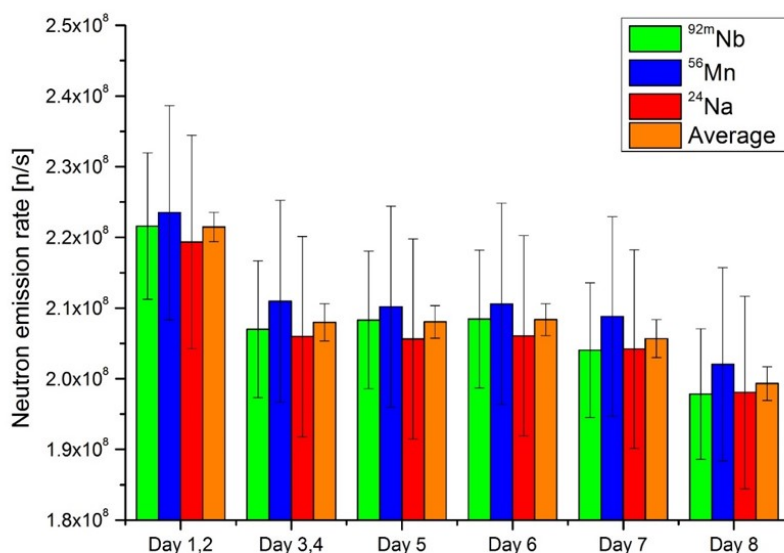
W czasie całego procesu kalibracji aktywność ^{56}Mn wahała się w granicach 147.4-194.4 Bq/g a błąd tego oznaczenia wynosił 6.7%. Radioaktywność ^{24}Na powstającego w wyniku napromienienia aluminium wynosiła 156.7-221.6 Bq·g⁻¹ ± 6.8 %. Aktywność ^{92m}Nb zmieniała się w zakresie 16.8-21.7 Bq·g⁻¹ ± 4.5 %.

Na rysunku 3.2.1.1 przedstawiono jako typowe rzeczywiste zmiany aktywności ^{24}Na (po lewej) i ^{92m}Nb (po prawej) w czasie pierwszego i drugiego dnia kalibracji.



Rys.3.2.1.1 Zmiany w czasie radioaktywności ^{24}Na (L) i $^{92\text{m}}\text{Nb}$ (P) w czasie pierwszego i drugiego i II dnia kalibracji

Na rysunku 3.2.1.2 przedstawiono zależność wydajności emisji neutronów od czasu zmierzone metodą aktywacyjną (wspomagana modelowaniem komputerowym), podczas kalibracji tokamaka JET neutronami o energii 14 MeV.



Rys.3.2.1.2 Oszacowane na podstawie pomiarów aktywacyjnych i obliczeń MCNP wydajności emisji neutronów podczas kalibracji

Wyniki przedstawione na rysunku 3.2.1.2 stanowiły podstawę do wyznaczania współczynników kalibracyjnych dla komór rozszczepieniowych i systemu aktywacyjnego. Wartości te będą następnie weryfikowane podczas kampanii deuterowej a następnie podczas kampanii deuterowo-trytowej i posłużą do wyznaczenia emisyjności tokamaka JET podczas poszczególnych wyładowań plazmowych.

3.2.2 Pomiary aktywacyjne materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPJET3 „Technical Exploitation of DT Operation”, zadanie ACT.

W 2017 roku zespół pracowników naukowych z Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy kontynuował prace przewidziane w ramach projektu „ACT – Pomiary aktywacji neutronami materiałów przewidzianych do budowy tokamaka ITER” należącego do projektu Eurofusion WPJET3 Technical Exploitation of DT Operation. Wszystkie zadania zaplanowane do wykonania w 2017 roku zostały zrealizowane.

Folie dozymetryczne wchodzące w skład materiałów konstrukcyjnych przewidzianych do budowy tokamaka ITER zostały napromieniowane w trakcie kampanii eksperymentalnej z zastosowaniem deuteru na tokamaku JET. Folie Al, Fe oraz Nb umieszczane były w specjalnej kapsule i transportowane do zakończenia aktywacyjnego KN2 3U będącego częścią systemu aktywacyjnego tokamaka JET. Po każdym wyładowaniu folie transportowane były za pomocą systemu poczty pneumatycznej do laboratorium metrologicznego, w którym następował pomiar promieniowania gamma produktów utworzonych w foliach za pomocą detektora HPGe o wydajności względnej rzędu 30% i rozdzielczości energetycznej 1.8 keV dla energii gamma równej 1332 keV. Przeprowadzona kalibracja wydajnościowa dla każdego zestawu folii dozymetrycznych pozwoliła na oszacowanie radioaktywności ^{27}Mg , ^{24}Na , ^{56}Mn oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$ i skorelowanie jej z ilością wyemitowanych neutronów dla każdego z wyładowań plazmowych #86716, #86816, #87214, #90380, #90592, #90650 przeprowadzonych na tokamaku JET. Wyniki pomiarów zostały przedstawione w Tabeli 3.2.2.1.

Tabela 3.2.2.1. Radioaktywność produktów wybranych reakcji jądrowych otrzymana podczas każdego z wyładowań plazmowych na tokamaku JET.

Nr wyładowania	Reakcja	Aktywność specyficzna [Bg/g]	Niepewność [%]	Całkowita wydajność emisji neutronów [n]
#86716	$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	247,0	5,8	$1,2 \cdot 10^{16}$
	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	2,5	12,2	
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	28,0	5,4	
	$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	0,1	24,8	
	$^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$	0,4	23,3	
	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	0,2	10,2	
#86816	$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	60,6	7,4	$1,4 \cdot 10^{16}$
	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	1,3	12,0	
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	30,7	4,8	
	$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	1,6	16,5	
	$^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$	0,3	15,1	
	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	0,1	14,6	
#87214	$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	472,8	4,4	$2,8 \cdot 10^{16}$
	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	6,0	5,0	
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	62,5	3,5	
	$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	7,5	13,7	
	$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	0,1	15,0	
	$^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$	1,0	5,9	
	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	0,4	6,4	

#90380	$^{27}\text{Al}(\text{n,p})^{27}\text{Mg}$	74,6	6,5	$9,8 \cdot 10^{15}$
	$^{27}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{24}\text{Na}$	0,8	6,0	
	$^{56}\text{Fe}(\text{n,p})^{56}\text{Mn}$	18,3	3,9	
	$^{93}\text{Nb}(\text{n},2\text{n})^{92\text{m}}\text{Nb}$	0,1	8,1	
#90592	$^{27}\text{Al}(\text{n,p})^{27}\text{Mg}$	168,4	4,9	$1,6 \cdot 10^{16}$
	$^{27}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{24}\text{Na}$	1,7	5,5	
	$^{56}\text{Fe}(\text{n,p})^{56}\text{Mn}$	34,1	3,2	
	$^{93}\text{Nb}(\text{n},2\text{n})^{92\text{m}}\text{Nb}$	0,2	6,4	
#90650	$^{27}\text{Al}(\text{n,p})^{27}\text{Mg}$	220,5	6,8	$1,9 \cdot 10^{16}$
	$^{27}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{24}\text{Na}$	2,9	4,8	
	$^{56}\text{Fe}(\text{n,p})^{56}\text{Mn}$	11,9	3,6	
	$^{93}\text{Nb}(\text{n},2\text{n})^{92\text{m}}\text{Nb}$	0,2	6,3	

Rezultaty pomiarów aktywacyjnych wykonanych podczas wyładowań plazmowych przeprowadzonych w trakcie deuterowej kampanii eksperymentalnej na tokamaku JET zostały porównane z wynikami symulacji komputerowych z zastosowaniem kodu FISPACT-II oraz MCNP. W tabeli 3.2.2.2 przedstawiono porównanie wyników eksperymentalnych z obliczeniowymi dla wyładowania plazmowego nr 87214. Zmierzone wartości radioaktywności oraz wartości radioaktywności produktów będące wynikiem symulacji komputerowych mieszczą się w granicach błędu pomiarowego z wyjątkiem reakcji $^{56}\text{Fe}(\text{n,p})^{56}\text{Mn}$ oraz $^{90}\text{Zr}(\text{n},2\text{n})^{89}\text{Zr}$. Rozbieżności dla wspomnianych reakcji jądrowych będą przedmiotem dalszej analizy. Wyniki porównania wartości eksperymentalnych z symulacjami dla pozostałych wyładowań plazmowych zostały przedstawione w dokumentacji technicznej projektu WPJET3.

Tabela 3.2.2.2. Porównanie wyników eksperymentalnych z wynikami symulacji przeprowadzonych z wykorzystaniem kodu FISPACT-II.

Wyładowanie plazmowe nr 87214, $Y_n=2.77 \cdot 10^{16}$ n/s, $t_{\text{irr}}=6$ s				
Reakcja	Kampania eksperymentalna DD		FISPACT-II	
	A_{spec} [Bq/g]	unc. [Bq/g]	A_{spec} [Bq/g]	unc. [Bq/g]
$^{27}\text{Al}(\text{n,p})^{27}\text{Mg}$	472,8	20,8	471,5	47,2
$^{27}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{24}\text{Na}$	6,0	0,3	6,1	2,8
$^{56}\text{Fe}(\text{n,p})^{56}\text{Mn}$	62,5	2,2	14,7	0,4
$^{24}\text{Mg}(\text{n,p})^{24}\text{Na}$	7,5	1,0	8,7	4,1
$^{58}\text{Ni}(\text{n},2\text{n})^{57}\text{Ni}$	0,13	0,02	0,14	0,01
$^{90}\text{Zr}(\text{n},2\text{n})^{89}\text{Zr}$	1,02	0,06	0,63	0,19
$^{93}\text{Nb}(\text{n},2\text{n})^{92\text{m}}\text{Nb}$	0,43	0,03	0,42	0,04

Jednym z zadań przewidzianych w ramach projektu WPJET3 ACT była kalibracja detektorów HPGe z zastosowaniem źródła kalibracyjnego AG-5430. Kalibrację przeprowadzono w laboratorium metrologicznym w CCFE (Culham Centre for Fusion Energy) w Wielkiej Brytanii. Źródło kalibracyjne zawierające homogeniczną mieszaninę radionuklidów ^{57}Co , ^{60}Co , ^{85}Sr , ^{88}Y , ^{109}Cd , ^{113}Sn , ^{137}Cs , ^{139}Ce , ^{203}Hg oraz ^{241}Am zostało umieszczone w odległości 150 mm od wiecinka detektora HPGe. Przeprowadzono pomiar promieniowania gamma emitowanego ze źródła kalibracyjnego a następnie wykonano kalibrację wydajnościową z zastosowaniem oprogramowania LabSOCS (Canberra). Oprogramowanie to wraz z charakterystyką numeryczną detektora pozwala na wyznaczenie krzywej wydajności dla dowolnej geometrii pomiarowej bez konieczności zastosowania źródła kalibracyjnego. Wyniki pomiarów radioaktywności poszczególnych radionuklidów zawartych w źródle zostały porównane z wartościami radioaktywności pochodzącymi z certyfikatu źródła

kalibracyjnego. Wyniki kalibracji detektora półprzewodnikowego z zastosowaniem źródła kalibracyjnego zostały udokumentowane w raporcie technicznym w ramach projektu WPJET3.

Dokonano szczegółowej analizy danych pomiarowych zebranych podczas kampanii eksperymentalnych z zastosowaniem deuteru na tokamaku JET przeprowadzonych w 2015 i 2016 roku. Wyniki analizy zostały opublikowane w zarówno w raportach technicznych wchodzących w skład dokumentacji projektu WPJET3 jak również w publikacjach naukowych. Wyniki eksperymentów porównano z wynikami symulacji numerycznych przeprowadzonych z zastosowaniem kodu FISPACT-II. Uzyskano zadowalającą zgodność pomiędzy wynikami eksperymentalnymi i symulacjami. W związku ze zbliżającą się kampanią eksperymentalną z zastosowaniem deuteru na tokamaku JET, przygotowano zestawy folii dozymetrycznych, które zostaną napromieniowane w strumieniu neutronów emitowanych z plazmy.

3.2.3 Analizy neutronowe dla potrzeb projektu WPENS – Early Neutron Source

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPENS: Early Neutron Source Definition and Design

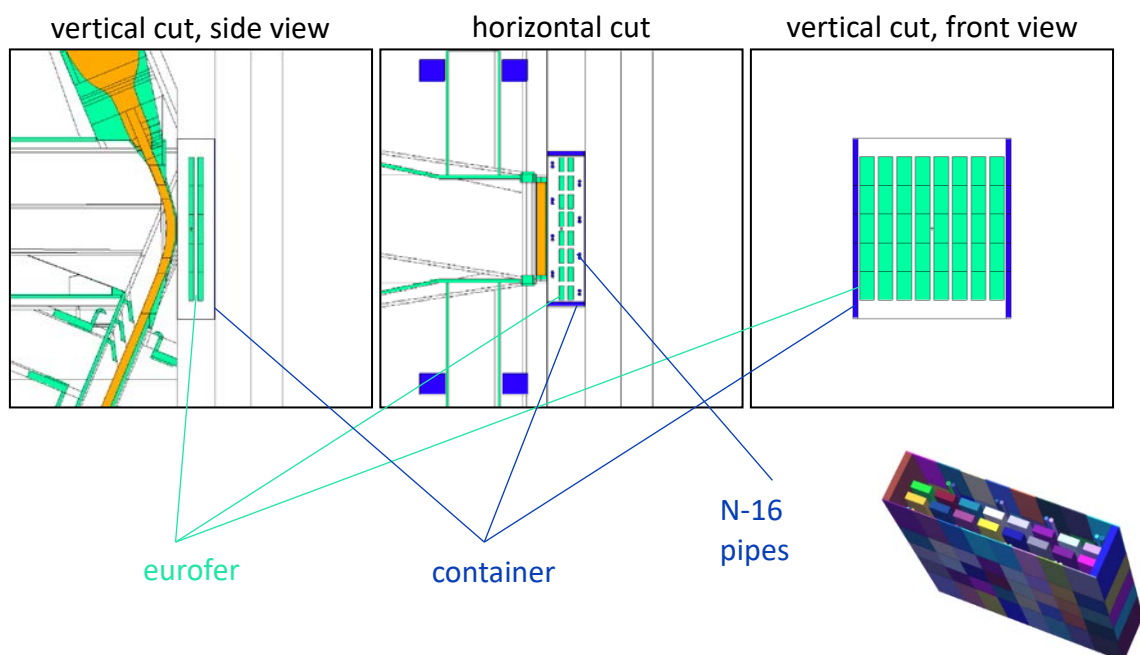
W ramach projektu WPENS zespół IFPiLM zaangażowany był w realizację zadania ENS-2.2.5.1" "Nuclear analyses as requested for performance evaluations and optimization". Zadanie to polega na wykonaniu obliczeń transport neutronów dla potrzeb urządzenia STUMM (Start-Up Monitoring Module) projektowanego przez Instytut Fizyki Jądrowej (IFJ) w ramach zadania ENS-4.4.1.1-T10-03 „Conceptual Design of STUMM”.

Zadanie to wykonywano za pomocą kodu MCNP5. Tak jak w poprzednim roku do obliczeń użyto dystrybuowanych w ramach projektu WPENS *modelu geometrycznego (inputu) urządzenia DONES oraz dodatkowo kodu McDeLicious symulującego źródło neutronów w urządzeniu DONES. Input geometryczny zmodyfikowano – usunięto z niego moduł High Flux Test Module (HFTM) a w jego miejsce wstawiono uproszczony model modułu STUMM.

Zgodnie z założeniem projektu WPENS moduł STUMM ma być rodzajem bardzo złożonego detektora promieniowania neutronowego i gamma. W fazie rozruchowej urządzenia DONES zostanie umieszczony w miejscu, gdzie docelowo ma się znaleźć moduł HFTM. Jego zadaniem będzie dokładny pomiar pola promieniowania, które w przyszłości ma oddziaływać na HFTM.

Wykonywane przez zespół IFPiLM obliczenia transportu neutronów w module STUMM mają wspomagać prace zespołu z IFJ projektującego ten moduł, a w szczególności diagnostyki, które będzie zawierał. W roku 2017 skupiono się głównie na obliczeniach grzania jądrowego generowanego w STUMM.

Rysunek 3.2.3.1 przedstawia zmodyfikowany input geometryczny dla kodu MCNP urządzenia DONES w otoczeniu modułu STUMM. Widoczne są sztabki stali EUROFER oraz rurki detektora N-16 zamknięte w pojemniku (container). STUMM zawiera dwa rzędy po 8 sztab wykonanych ze stali EUROFER. Każdą sztabę podzielono na 5 poziomów i obliczono grzanie jądrowe od neutronów i promieniowania gamma dla każdego elementu. Analogicznie podzielono na fragmenty obudowę STUMM i wykonano obliczenia. Tabela 3.2.3.1. Zawiera wyniki obliczeń grzania jądrowego przedniej części elementów wykonanych ze stali EUROFER.



Rys.3.2.3.1 Zmodyfikowany input geometryczny MCNP wykorzystywany w obliczeniach MCNP.

Tabela 3.2.3.1. Grzanie jądrowe od w przednim elementach wykonanych ze stali EUROFER.

grzanie jądrowe od neutronów [W/g]		nr rigu							
		1	2	3	4	5	6	7	8
Poziom	5	4,83E-03	8,12E-03	1,15E-02	1,42E-02	1,57E-02	1,39E-02	1,05E-02	7,42E-03
	4	9,73E-03	2,40E-02	5,53E-02	8,14E-02	8,94E-02	7,13E-02	3,79E-02	1,75E-02
	3	1,41E-02	5,17E-02	2,52E-01	3,89E-01	4,21E-01	3,38E-01	1,03E-01	2,83E-02
	2	9,75E-03	2,40E-02	5,52E-02	8,13E-02	8,95E-02	7,11E-02	3,81E-02	1,75E-02
	1	4,84E-03	8,10E-03	1,14E-02	1,42E-02	1,57E-02	1,38E-02	1,06E-02	7,49E-03

niepewność względna		nr rigu							
		1	2	3	4	5	6	7	8
poziom	5	6,30E-03	4,90E-03	4,30E-03	4,00E-03	3,80E-03	4,10E-03	4,70E-03	5,60E-03
	4	4,20E-03	2,70E-03	1,80E-03	1,50E-03	1,50E-03	1,70E-03	2,30E-03	3,50E-03
	3	3,40E-03	1,80E-03	8,00E-04	6,00E-04	6,00E-04	7,00E-04	1,30E-03	2,70E-03
	2	4,20E-03	2,70E-03	1,80E-03	1,50E-03	1,50E-03	1,70E-03	2,30E-03	3,50E-03
	1	6,20E-03	4,90E-03	4,30E-03	4,00E-03	3,80E-03	4,10E-03	4,70E-03	5,50E-03

grzanie jądrowe od pr. gamma [W/g]		nr rigu							
		1	2	3	4	5	6	7	8
poziom	5	2,01E-02	2,99E-02	4,01E-02	4,81E-02	5,03E-02	4,46E-02	3,41E-02	2,55E-02
	4	3,82E-02	7,48E-02	1,34E-01	1,83E-01	1,92E-01	1,57E-01	9,47E-02	5,24E-02
	3	5,17E-02	1,28E-01	3,44E-01	5,11E-01	5,36E-01	4,34E-01	1,85E-01	7,60E-02
	2	3,81E-02	7,43E-02	1,33E-01	1,83E-01	1,92E-01	1,58E-01	9,47E-02	5,27E-02
	1	2,04E-02	3,03E-02	4,01E-02	4,80E-02	5,03E-02	4,51E-02	3,42E-02	2,55E-02

niepewność	nr rigu
------------	---------

względna		1	2	3	4	5	6	7	8
poziom	5	4,70E-03	3,90E-03	3,40E-03	3,10E-03	3,00E-03	3,20E-03	3,70E-03	4,20E-03
	4	3,30E-03	2,40E-03	1,80E-03	1,60E-03	1,50E-03	1,70E-03	2,20E-03	2,90E-03
	3	2,80E-03	1,80E-03	1,10E-03	9,00E-04	9,00E-04	1,00E-03	1,50E-03	2,40E-03
	2	3,30E-03	2,40E-03	1,80E-03	1,60E-03	1,50E-03	1,70E-03	2,20E-03	2,90E-03
	1	4,70E-03	3,90E-03	3,40E-03	3,10E-03	3,00E-03	3,20E-03	3,70E-03	4,20E-03

Podobne obliczenia wykonano dla rurek aktywacyjnego detektora N-16. Dla tego detektora wykonano również zawarte w Tabeli 3.2.3.2 obliczenia szybkości reakcji O-16(n,p)N-16.

Tab. 3.2.3.2. Szybkości reakcji O-16(n,p)N-16 w elementach kilku rurek systemu N-16

	R1		R2		R3		R4	
P5	2,07E-14	2,51E-14	4,03E-14	4,46E-14	4,50E-14	4,20E-14	2,63E-14	2,17E-14
P4	4,01E-14	5,08E-14	2,17E-13	2,41E-13	2,76E-13	2,63E-13	7,44E-14	5,87E-14
P3	6,09E-14	8,12E-14	1,89E-12	2,06E-12	2,24E-12	2,18E-12	1,85E-13	1,27E-13
P2	4,02E-14	5,11E-14	2,17E-13	2,41E-13	2,76E-13	2,63E-13	7,48E-14	5,90E-14
P1	2,06E-14	2,44E-14	4,03E-14	4,40E-14	4,49E-14	4,26E-14	2,59E-14	2,24E-14
	1,58E-14		2,23E-14		2,26E-14		1,51E-14	

Zamieszczone w Tabeli 3.2.3.2 wyniki dla szybkości aktywacji tlenu pozwalają ocenić zdolność detektora N-16 do monitorowania strumieni neutronów wewnątrz modułu STUMM.

Uzyskane przez zespół IFPiLM wyniki modelowania procesu grzania jądrowego stanowią podstawę obliczeń termodynamicznych systemu chłodzenia modułu STUMM.

Osiągnięcia technologiczne

Rezultatem prac międzynarodowego zespołu realizującego zadanie NC-14 jest zdefiniowanie współczynników kalibracyjnych dla neutronów powstających w wyniku reakcji DT dla wszystkich typów monitorów promieniowania neutronowego wchodzących w skład systemu diagnostycznego tokamaka JET. Wykonanie kalibracji systemu diagnostycznego jest jednym z podstawowych warunków pomyślnej realizacji kampanii trytownej (DET2), przewidzianej na lata 2019-2020.

Rezultatem modelowania transportu neutronów oraz grzania jądrowego prowadzonego w ramach Projektu są przestrzenne rozkłady pola neutronowego oraz intensywności grzania jądrowego w obszarze modułu STUMM. Na podstawie tych rozkładów zespół inżynierów IFJ opracowuje system chłodzenia modułu STUMM, którego zadaniem będzie odprowadzenie ciepła generowanego w wyniku oddziaływania neutronów z materiałami konstrukcyjnymi modułu.

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

Osoba kontaktowa: I. Ivanova-Stanik, irena.ivanova-stanik@ifilm.pl

Badania plazmy w toroidalnych pułapkach magnetyczne, a w szczególności w urządzeniach typu tokamak i stellerator wydają się być największą nadzieją na realizację kontrolowanej syntezy termojądrowej. Związany z tymi badaniami, rozwój teorii plazmy oraz budowa i eksploatacja kodów numerycznych stanowią jeden z zasadniczych filarów europejskiego programu fuzyjnego. Modelowanie komputerowe przyczynia się do lepszego zrozumienia zjawisk zachodzących w plazmie w różnych układach termojądrowych i jest istotnym wsparciem dla badań eksperymentalnych prowadzonych na dużych tokamakach, takich jak JET, ASDEX-U i WEST. Umożliwia ono również projektowanie przyszłych urządzeń termojądrowych takich jak ITER, JT60SA oraz reaktora DEMO. Symulacje numeryczne pozwalają na analizowanie plazmy w urządzeniach typu tokamak, za pomocą wielu kodów opartych na różnych modelach fizycznych.

Zespół teoretyczny IFPiLM od wielu lat aktywnie uczestniczy w tych pracach, wnosząc znaczący wkład w rozwój nowych modeli teoretycznych i kodów numerycznych.

4.1 Badania i modelowanie plazmy brzegowej w tokamakach i stelleratorze W-7X

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPS2: Stellarator optimization

Głównym zadaniem, nad którym pracowaliśmy w roku 2017 było przystosowanie podstawowej części programu FINDIF do korzystania z siatek obliczeniowych, które otrzymujemy z zastosowaniem kodów rozwiniętych w latach ubiegłych. FINDIF to trójwymiarowy, płynowy kod służący przede wszystkim do symulowania zachowania plazmy brzegowej. Jego przeznaczeniem jest rozwiązywanie problemów o złożonej trój-wymiarowej geometrii, którą spotykamy np. w stelleratorach.

Urządzenie Wendelstein 7-X to największy na świecie stellerator znajdujący się w Greifswaldzie w Niemczech i pole naszych obecnych badań teoretycznych. W roku 2017 pracowaliśmy na siatkach dla pierwszej sesji eksperymentalnej (OP-1.1), kiedy urządzenie to pracowało w konfiguracji limiterowej.

Przystosowaliśmy narzędzia obliczające współczynniki geometryczne potrzebne w późniejszej dyskretyzacji równań transportu w układzie z bardzo silną anizotropią równań transportu (np. $\sim 10^4$ razy większe przewodnictwo cieplne wzdłuż linii pola magnetycznego, niż w poprzek).

Uruchomiliśmy samouzgodnione symulacje dla temperatur: elektronowej i jonowej ($T_{e,i}$) dla czterech konfiguracji pola magnetycznego (na Rys.4.1.1. – 4. pokazana jest temperatura jonowa T_i).

Obliczenia wykonaliśmy dla standardowej konfiguracji pola magnetycznego (z ciągiem wysp 5/6 w centrum) i na świeżo otrzymanych siatkach dla konfiguracji pola z silnym lustrem magnetycznym (widoczne małe wyspy magnetyczne poza obszarem centralnym), również dla niezerowego ciśnienia plazmy (*finite β*).

Osiągnięcia w zakresie narzędzi informatycznych

W toku prac rozwinięto kod FINDIF do postaci pozwalającej używać go do symulowania przestrzennego rozkładu temperatur w urządzeniach termojądrowych o skomplikowanej geometrii. Uzyskano dobrą podstawę do dalszego wzbogacania kodu i sprawdzania jego przewidywań w konfrontacji z innymi kodami, a wreszcie z eksperymentem.

Rys.4.1.1. T_i na przekr. 0° , standardowe pole magnetyczne	Rys.4.1.2. T_i na przekr. 0° , pole z silnym lustrem magnetycznym, $\beta=0$	Rys.4.1.3. T_i na przekr. 0° , pole z silnym lustrem magn., $\beta\approx 0.84\%$	Rys.4.1.4. T_i na przekr. 0° , pole z silnym lustrem magn., $\beta\approx 1.7\%$
--	---	--	---

4.2 Udział w projekcie ITM (Integrated Tokamak Modelling)

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPCD: Integrated Tokamak Modelling Code

W celu efektywnego wykorzystania istniejących kodów numerycznych tworzona jest zintegrowana platforma numeryczna w ramach inicjatywy europejskiej ITM (ang. Integrated Tokamak Modelling). W ramach ITM powstaje zintegrowany system kodów numerycznych, bibliotek danych eksperymentalnych oraz danych atomowych opisujących istniejące i przyszłe układy typu tokamak. Całość systemu działa w ramach platformy informatycznej Kepler.

Podstawowym elementem systemu ITM jest symulator transportu energii i cząstek w rdzeniu tokamaka (ETS – *European Transport Solver*). Wykonane zostały następujące zadania szczegółowe:

Aktualizacja i wsparcie techniczne dla modułów dla domieszek i neutralów

Aktualizacja modułów dla domieszek i gazu niejonizowanego uwzględniająca zmiany wprowadzone w systemie KEPLER (np. nowe definicje CPO) była przeprowadzana na bieżąco w odpowiedzi na zapotrzebowania ze strony użytkowników systemu.

Zastosowanie kodu ETS do analizy danych eksperymentalnych z tokamaku JET, które ma na celu weryfikację modułów dla domieszek i neutralów (w bazie 4.10b)

W ramach tego punktu wykonano następujące kroki:

1. Użyto platformy Kepler wersja 2.5 i symulatora ETS wersja 5.0.2, które były dostępne od października 2017 roku na tokamaku JET. Wcześniejsze wersje były niestabilne, czego konsekwencją było przerwanie symulacji przed jej ukończeniem.
2. Skonfigurowano symulator ETS dla strzału #92436 z grzaniem NBI i ICRH. Oprócz jonów plazmy głównej deuteru w skład plazmy weszły także jony wodoru w koncentracji 1% oraz jony materiałów domieszki niklu i wolframu, których koncentracja została ustalona na poziomie $1.4 \times 10^{16} m^{-3}$ (nikiel) oraz $1.3 \times 10^{16} m^{-3}$ (wolfram).
3. Przeanalizowano moduły transportu anomalnego dostępne w symulatorze ETS 5.0.2. i porównano profile współczynników transportu oraz rozkładu promieniowania dla domieszek.

W symulatorze ETS na chwilę obecną nie ma zaimplementowanego modułu transportu dla domieszek, który umożliwiałby ewolucję czasową jonów domieszek o dużej liczbie atomowej ($Z > 20$). Wiąże się to z faktem, że rozkład gęstości cięższych domieszek jest silnie asymetryczny w przekroju poloidalnym. W związku z tym pełne symulowanie ewolucji w czasie jest trudne do zamodelowania i bardzo czasochłonne a ewentualne uproszczone modele efektywne nie zostały jeszcze opracowane pod kątem użycia w symulatorze ETS. Możliwe jest jedynie modelowanie domieszek w centrum w stanie stacjonarnym. Przed wykonaniem symulacji wybiera się moment czasowy, w którym parametry plazmy są stabilne (są w fazie plateau). Dla strzału #92436 wybrano chwilę czasu $t=49.5s$. Na Rys.4.2.1.a przedstawiono podstawowe parametry plazmy: moc grzania, domieszkowanie, promieniowanie, ładunek efektywny oraz gęstość elektronową. Dla wybranej chwili czasu symulowano ewolucję domieszek, podczas gdy gęstość i temperatura plazmy były ustalone. Dopasowano koncentrację domieszek na brzegu w taki sposób, żeby maksima profili promieniowania się pokrywały. Na Rys.4.2.1.b przedstawiono wykresy promieniowania wolframu i niklu dla dopasowanych wartości koncentracji na brzegu (linie ciągłe) oraz dla niewiele odbiegających od dopasowanych wartości (linie przerywane). Dla dopasowanych wartości brzegowych koncentracji domieszek niklu i wolframu powtórzono symulację zmieniając jedynie moduł transportu anomalnego. Symulację wykonano dla przedziału czasowego $\Delta t = 0.1s$.

W celu modelowania transportu neoklasycznego użyto modułu NEOS. W tabeli 4.2.1 zamieszczono listę testowanych modeli oraz wynik symulacji. Na siedem dostępnych modeli symulacje przy wykorzystaniu czterech zakończyły się sukcesem. Pozostałe trzy symulacje nie zostały ukończone ze względu na problemy numeryczne (*crash*).

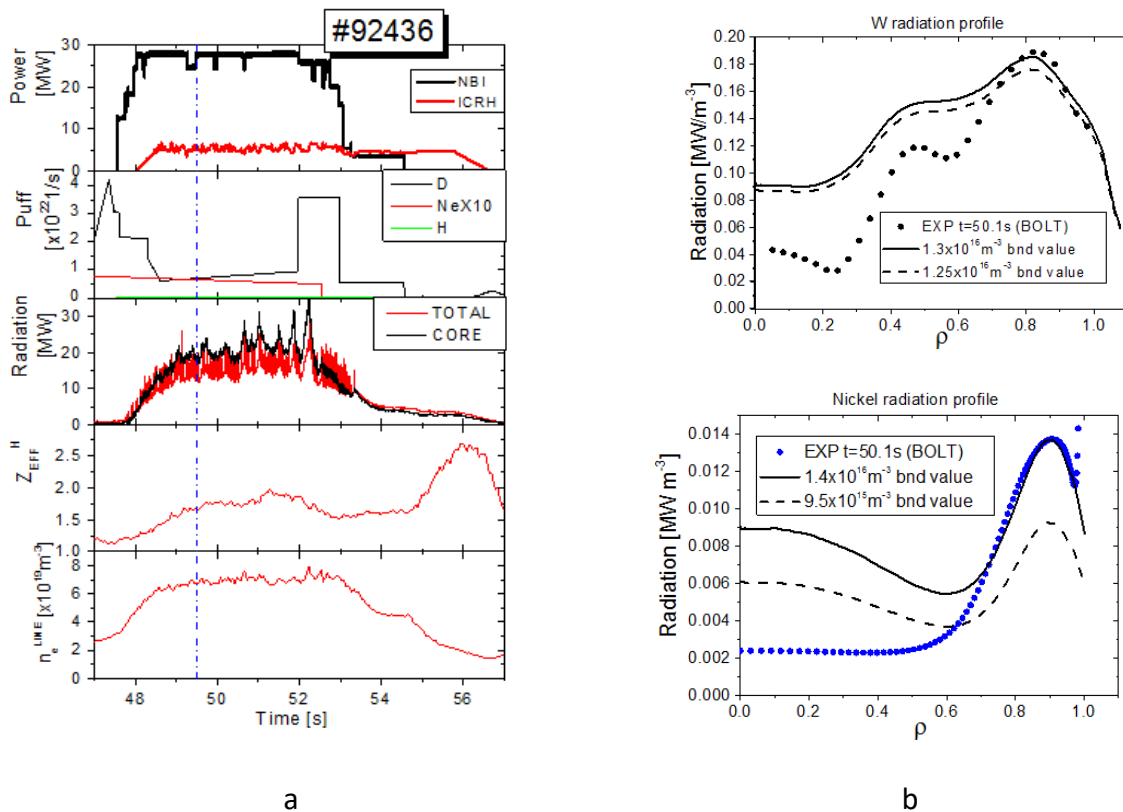
Tabela 4.2.1

Model	wynik symulacji
BgB	działa
GLF23	działa
Weiland	działa
IRTM	działa
MMM	nie ukończono
EDWM	nie ukończono
EDWMZ	nie ukończono

Na Rys.4.2.2 przedstawiono wyniki profili promieniowania wolframu (*radiated power2*) oraz współczynniki dyfuzji wolframu (*diffusion_imp2*) dla czterech działających modeli transportu anomalnego (patrz Tabela 4.2.1). Tylko dla modelu BgB (*Bohm-gyro-Bohm*) profil

promieniowania jest zgodny z danymi eksperymentalnymi (Rys.4.2.1.), natomiast profil współczynnika dyfuzji jest gładki, zawiera się w przedziale od 0 do $1 \text{ m}^2/\text{s}$ i jest zgodny z wynikami innych symulacji. Widoczne zmarszczki w profilu współczynnika dyfuzji wynikają z małej liczby punktów siatki numerycznej. Profile dyfuzji uzyskane przy użyciu pozostałych modeli transportu anormalnego cechują się wysokimi, nie fizycznymi pikami sięgającymi nawet $30 \text{ m}^2/\text{s}$ (GLF), co przyczynia się do zniekształcenia profili promieniowania.

Podsumowując, jedynie model BgB działa w sposób zadowalający. Modele transportu anormalnego GLF23, Weiland oraz IRTM działają, aczkolwiek nie dają fizycznych wyników i wymagają udoskonalenia. Pozostałe modele transportu MMM, EDWM oraz EDWMZ nie działają.



Rys.4.2.1. Podstawowe parametry plazmy: moc grzania, domieszkowanie, promieniowanie, ładunek efektywny oraz gęstość elektronową dla strzału #92436

Rozwój i testowanie kodu TECXY

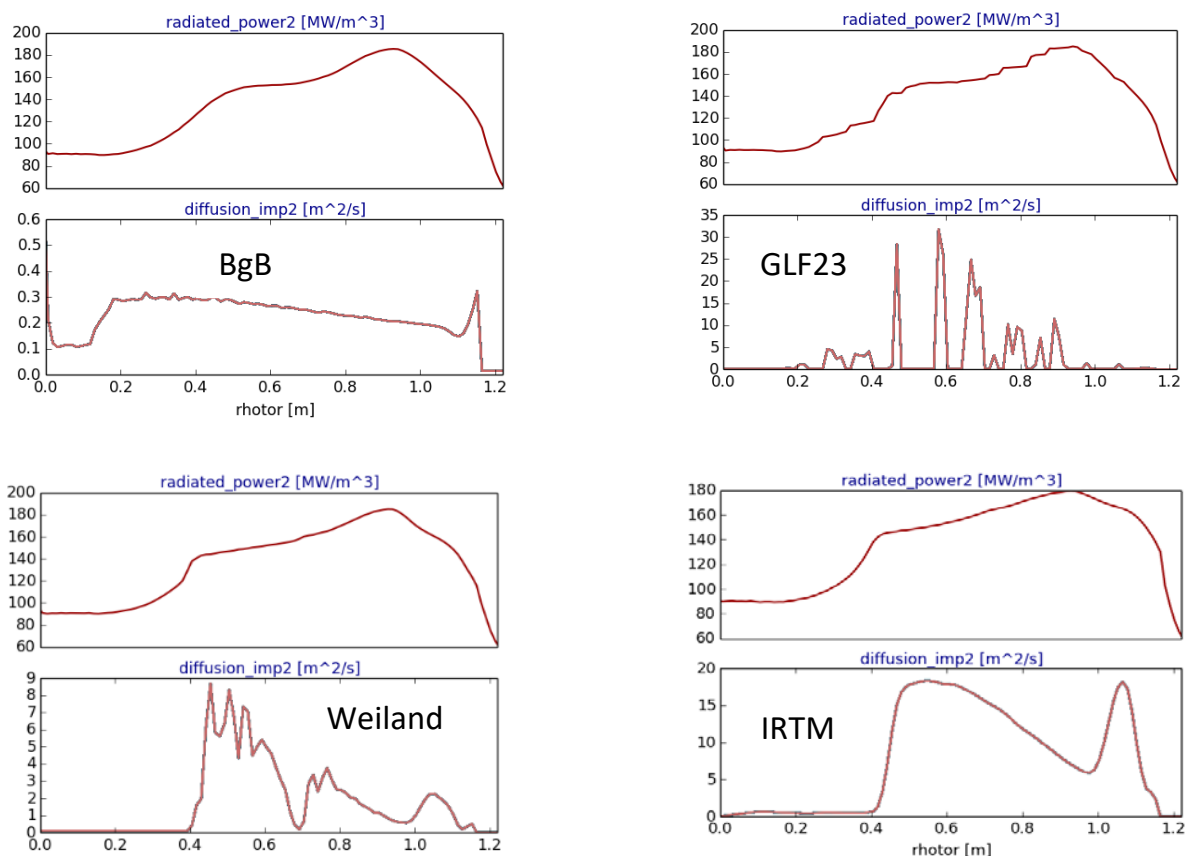
TECXY jest dwuwymiarowym, wielopłynowym kodem numerycznym rozwiązującym równania MHD Bragińskiego dla plazmy brzegowej w tokamaku. Podstawowym atutem kodu TECXY jest możliwość symulowania transportu domieszek w plazmie brzegowej nie tylko dla lekkich domieszek takich jak azot czy neon, ale również ciężkich domieszek takich jak krypton w rozsądnym czasie symulacji.

W ostatnim czasie najnowsza wersja kodu numerycznego TECXY zyskała możliwość symulacji numerycznych plazmy tokamakowej domieszkowanej więcej niż jedną domieszką jednocześnie. Udoskonalenie kodu TECXY otworzyło ogromne możliwości analizy wpływu domieszkowania plazmy brzegowej kilkoma rodzajami atomów jednocześnie. W bieżącym

roku przeprowadziliśmy m.in. symulacje numeryczne z równoczesnym domieszkowaniem neonem i kryptonem oraz neonem i argonem.

Nowa wersja TECXY pozwala również na uwzględnienie w obliczeniach domieszkowania pojedynczym rodzajem domieszki oraz dodatkowej domieszki wybijanej z płyty dywertora. Przeprowadzone zostały porównania wpływu domieszek na redukcję obciążenia dywertora przy domieszkowaniu neonem oraz neonem z jednoczesnym wybijaniem litu z ciekłokrystalicznego dywertora.

Zastosowanie tak udoskonalonego modelu daje możliwość uwzględnienia w symulacjach numerycznych wkładu od dodatkowych domieszek wpuszczanych do plazmy brzegowej lub wybijanych z płyt dywertorowych przez co symulacje numeryczne znacznie lepiej odpowiadają rzeczywistym scenariuszom eksperymentalnym.



Rys.4.2.2. Profile promieniowania (górne wykresy) oraz profile współczynników dyfuzji dla domieszek dla różnych, działających modeli transportu.

Obecnie trwa przygotowanie pełnej dokumentacji kodu TECXY zawierającej dokładny opis działania oraz opis najważniejszych modeli zaimplementowanych w kodzie.

Prace nad połączeniem części kodu COREDIV, która modeluje plazmę centralną tokamaka z kodem TECXY, który symuluje plazmę brzegową w rzeczywistej konfiguracji pola magnetycznego

Zostały zapoczątkowane prace nad połączeniem części kodu COREDIV, która modeluje plazmę centralną tokamaka z kodem TECXY. Działania w tym zakresie skupiały się na transformacji obu kodów do nowej wersji kompilatora Fortanu-95, celem ujednolicenia struktury obu kodów co w przyszłości umożliwi efektywne ich połączenie.

Stworzenie kodu liczącego transport jonów domieszek i atomów zanieczyszczeń z uwzględnieniem struktury danych opracowanej dla tokamaka ITER - IMAS (ITER Integrated Modelling and Analysis Suite) i adaptacja kodu COREDIV do współpracy z bazą danych IMAS

IMAS (*Integrated Modelling and Analysis Suite*) to zintegrowany pakiet modelowania i analizy, którego celem jest obsługa zarówno eksperymentów plazmowych jak i badań nad fizyką plazmy w ramach projektu ITER. W swojej finalnej postaci IMAS ma oferować badaczom kompletne narzędzie pozwalające na symulację różnych przebiegów pracy (tzw. *workflows*) urządzenia.

Istotnym elementem IMAS'a jest integracja niezależnych kodów obliczeniowych i baz danych. Do tej pory były one rozwijane niezależnie lub częściowo w ramach współpracy niewielkich grup deweloperów. Zadaniem IMAS'a jest utworzenie zintegrowanego środowiska umożliwiającego współpracę i wymianę danych oraz wyników obliczeń między różnymi kodami fizycznymi.

Infrastruktura IMAS'a opiera się na wdrożeniu jednego, standardowego modelu danych, który obejmuje zarówno dane eksperymentalne jak i te powstałe w wyniku już przeprowadzonych symulacji. Wprowadzenie uogólnionego interfejsu danych (z *ang.* *IDS*) pozwala na synchronizację rozwijanych oraz już istniejących kodów fizycznych w ramach jednolitej struktury danych. IDS oferuje wsparcie dla kodów napisanych w różnych językach programistycznych: C/C++, Fortran, Java, Python i Matlab. Aby umożliwić kodom współpracę w ramach IMAS każdy z nich wymaga jednak utworzenia odpowiedniego programu mapującego (*ang.* *wrapper*). Zadaniem wrappera jest konwertowanie danych wczytywanych oraz generowanych przez dany kod fizyczny do struktur zdefiniowanych w IDS.

IMAS zawiera wiele struktur danych IDS, które pozwalają na przechowywanie różnych danych o maszynie oraz na obsługę diagnostyk. W pierwszej realizacji wrappera skoncentrowano się na obsłudze trzech IDS'ów: *core_profiles* (dane plazmy centralnej), *core_transport* (transport w rdzeniu) oraz *edge_profiles* (plazma brzegowa).

Prace nad modyfikacją kodu COREDIV liczącego transport jonów domieszek i atomów zanieczyszczeń z uwzględnieniem struktury danych opracowanej dla tokamaka ITER - IMAS zostały z sukcesem zapoczątkowane (opracowano wrapper mapujący dane z COREDIV'a na strukturę IMAS) i będą kontynuowane w 2018 roku.

Osiągnięcia w zakresie narzędzi informatycznych

Moduł dla domieszek w bazie 4.10b przetestowano dla tokamaka JET ILW, uzyskano dobrą zgodność z wynikami eksperymentalnymi dla koncentracji wolframu i efektywnego ładunku.

Otrzymane narzędzia dla kodu TEXCY pozwala lepiej opisywać transport plazmy brzegowej w tokamaku.

Opracowany *wrapper* prawidłowo obsługuje wczytywanie istniejących danych zapisanych w IDS i ich konwersję do danych COREDIV oraz rozruch programu. Po zakończeniu iteracji dane w formacie COREDIV konwertowane są do struktur IDS i prawidłowo w nich zapisywane. Wszystkie zaimplementowane dane zapisywane są zgodnie ze standardami wprowadzonymi przez IMAS oraz poprawność ich zapisu i wczytywania została przetestowana w różnych testach.

4.3 Analiza stacjonarnych reżimów pracy reaktora

Zadanie realizowane w ramach pakietu Eurofusion WPPMI: Plant level system engineering, design integration and physics integration.

Zasadniczym celem tego projektu jest analiza wpływu różnych parametrów plazmy na transport domieszek (wolframu pochodzącego z płyty dywertora i domieszek dodatkowych) w warstwie brzegowej i poprzez separatory – do rdzenia plazmy. W ramach projektu były przeprowadzone symulacje z wykorzystaniem kodu COREDIV opracowanego w IFPiLM dla reaktora fuzyjnego DEMO. Wykonane zostały następujące zadania szczegółowe:

- poszukiwanie optymalnej kombinacji domieszek zewnętrznych (Ar+Xe; Ne+Xe), która pozwoliłaby na pracę reaktora (DEMO1 i DEMO2) w reżymie z dobrym utrzymaniem energii (tzw. *H-mode*) przy jednoczesnej redukcji mocy dopływającej do płyt dywertora do poziomu technologicznie akceptowalnego ($< 5\text{MW/m}^2$)
- badanie utrzymania helu
- badania wpływu transportu i recyrkulacji plazmy
- modelowanie alternatywnej konfiguracji magnetycznej: reaktor DEMO z podwójnym dywertorem, tzw. *duple null*

Analizy były przeprowadzone dla układu DEMO1 o parametrach podanych w Tabeli 4.3.1.

Tabela 4.3.1. Podstawowe parametry reaktora DEMO1

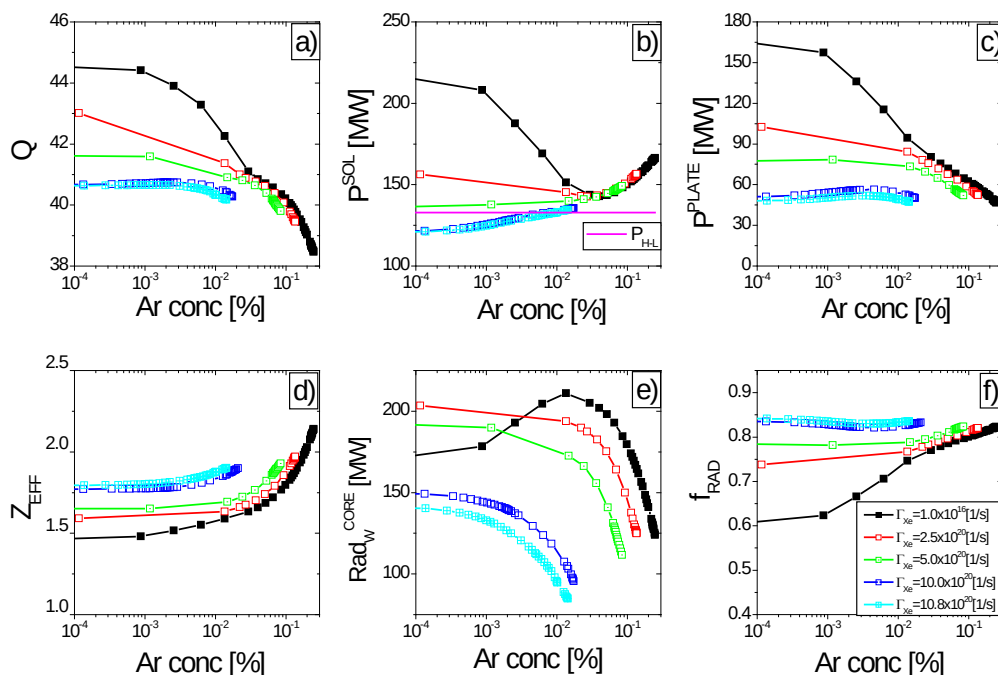
Parametry\konfiguracja	DEMO1
	April 2015
Toroidalny promień: R_T [m]	9.073
Promień plazmy: a , [m]	2.926
Prąd plazmy; I_p [MA]	19.6
Toroidalne pole magnetyczne: B_T [T]	5.667
Elongacja	1.59
Gęstość elektronowa $\langle n_e \rangle_{VOL}$, [$\times 10^{20}\text{m}^{-3}$]	0.7926
Gęstość na separatrixie n_{es} , [$\times 10^{20}\text{m}^{-3}$]	0.317
H-factor (IPB98(y,2))	1.1
Grzanie zewnętrzne P_{aux} , [MW]	50

Poszukiwanie optymalnej kombinacji domieszek zewnętrznych (Ar+Xe; Ne+Xe), która pozwoliłaby na pracę urządzenia (DEMO1 i DEMO2) w pożądanym reżymie H przy jednoczesnej redukcji mocy do płyt dywertora do mocy technologicznie akceptowalnej

W roku 2017 kontynuowano prace rozpoczęte w latach poprzednich i zostały wykonane analizy dla mieszanego domieszkowania (Ar+Xe). Aby reaktor termojądrowy pracował w odpowiednim reżymie, wymagane jest aby moc docierająca do płyty dywertora była odpowiednio niska (w tym przypadku $< 50\text{MW}$), a z drugiej strony moc wydzielana do warstwy brzegowej (P_{L-H}) była wyższa, niż ta podawana przez prawo Martina określające graniczną moc przechodzącą przez separatory umożliwiającą wystąpienie reżimu z dobrym utrzymaniem plazmy tzw. H-modu (w naszym przypadku 132.8MW , dla konfiguracji DEMO z kwietnia 2015).

Główne parametry plazmy dla reaktora: tzw. parametr Q (Q-factor) – stosunek energii wydzielonej w reakcji syntezy do energii dostarczonej do plazmy, efektywny ładunek plazmy (Z_{EFF}), moc docierająca do płyty (P^{PLATE}), i do brzegu (P^{SOL}) oraz moc konieczna do pracy w wymaganym reżymie H-modu (P_{L-H}), efektywność wypromieniowania energii (f_{RAD}), liniowe promieniowanie wolframu (W) w obszarze centralnym (R_W^{CORE}) dla różnego poziomu

domieszkowania Xe ($\Gamma_{Xe} = 0.0001; 2.5, 5.0, 10.0; 10.8 \times 10^{20} \text{1/s}$) przedstawione są na Rys.4.3.1. w funkcji koncentracji Ar



Rys.4.3.1. Parametry plazmy jako funkcja koncentracji Ar dla różnych wartości domieszkowania Xe: a) parametr Q , b) P^{SOL} , c) P^{PLATE} , d) Z_{EFF} , e) R_W^{CORE} , f) f_{RAD}

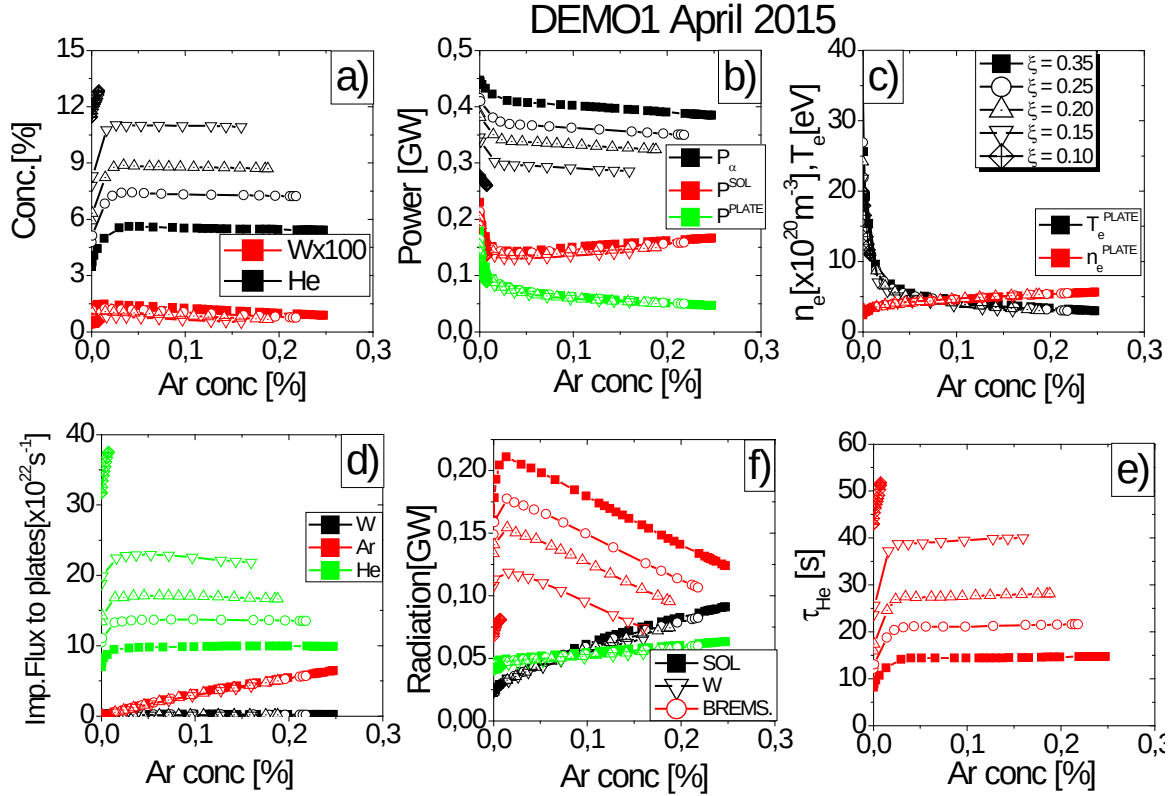
Zwiększenie domieszkowania jonami argonu dla ustalonych poziomów domieszkowania ksenonem $\Gamma_{Xe} = 10.0; 10.8 \times 10^{20} \text{1/s}$ prowadzi do zwiększenia mocy poprzez separatrię i pomaga osiągnąć punkt pracy w trybie H. Jest to efekt zastąpienia promieniowania wolframu w plazmie centralnej poprzez promieniowanie Ar w obszarze brzegowym. Wyniki symulacji wskazują, że wraz ze wzrostem poziomu domieszkowania z Xe, obserwuje się silne obniżenie mocy dostarczanej do płyt dywertora.

Używając mieszanego domieszkowania możemy zwiększyć parametr Q od wartości 38.2 (tylko domieszkowanie z argonem) do wartości 40.2 (domieszkowanie argonem i ksenonem). Dla strumienia ksenonu $\Gamma_{Xe} > 10.8 \times 10^{20} \text{1/s}$ zwiększanie domieszki argonu nie prowadzi już do zwiększania mocy przechodzącej przez separatrię powyżej wartości krytycznej i praca w modzie H w tych warunkach nie jest możliwa.

Badanie utrzymania helu

W kodzie COREDIV, zwykle dla wszystkich jonów używamy anomalnych współczynników transportu $D_i = \zeta \chi_{e,i}$; gdzie D_i to współczynnik dyfuzji, $\chi_{e,i}$ to współczynnik przewodnictwa cieplnego a ζ to swobodny parametr startowy. W praktyce, wartości ζ mają słaby wpływ na wyniki symulacji przeprowadzanych dla działających obecnie tokamaków: JET, ASDEX-U. Sytuacja ta zmienia się drastycznie w przypadku reaktora termojądrowego, gdzie utrzymanie helu ma kluczowe znaczenie dla warunków produkcji energii syntezy. Aby przeanalizować to zjawisko, wykonaliśmy obliczenia dla różnych proporcji pomiędzy współczynnikami dyfuzji i a przewodnictwa cieplnego: $\zeta = 0.1, 0.15, 0.2, 0.25$ i 0.35 , co odpowiada zmianie transportu cząstek plazmy w rdzeniu reaktora.

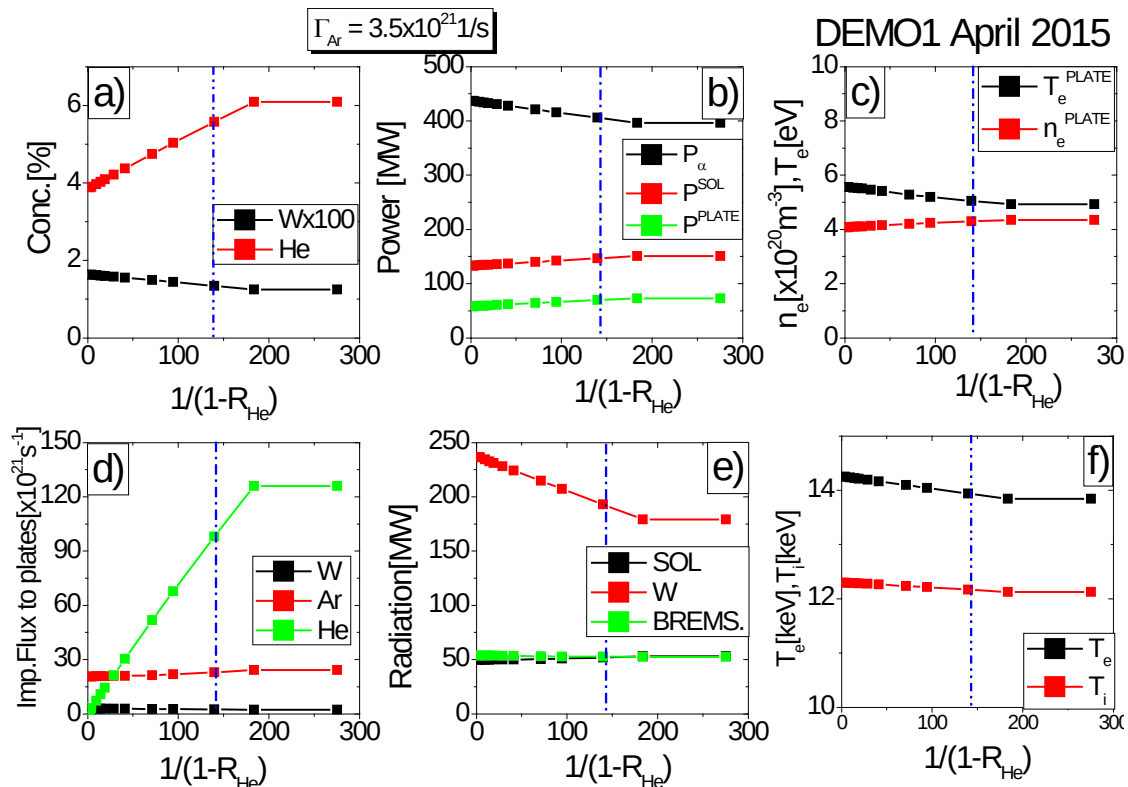
Główne parametry plazmy: koncentracja helu i wolframu, moc cząstek alfa (P_α), moc do obszaru brzegowego SOL (P^{SOL}), moc do płyty dywertora (P^{PLATE}), temperatura (T_e^{PLATE}) i gęstość (n_e^{PLATE}) na płycie, strumień domieszek, promieniowanie w SOL dla wolframu W, promieniowanie hamowania i czas utrzymania helu (τ_{He}) pokazane są na Rys.4.3.2 dla referencyjnej radialnej dyfuzji w SOL $D_{perp}^{SOL} = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ i dla różnego poziomu domieszkowania argonem. Jeśli transport He jest zredukowany (małe wartości ζ), wtedy rośnie koncentracja helu w plazmie centralnej co prowadzi do rozcieńczenia plazmy i obniżenia mocy pochodzącej z reakcji syntezy termojądrowej o około 25%. Tylko dla $\zeta > 0.2$ jest możliwa praca w pożądanym modzie H.



Rys.4.3.2. Parametry plazmy jako funkcja koncentracji Ar dla różnych współczynników: $\zeta=0.1$; 0.15, 0.2, 0.25 i 0.35: (a) koncentracja helu i wolframu; (b) P_α , P^{SOL} , P^{PLATE} ; (c) temperatura i gęstość na płycie (d), promieniowanie dla SOL od W i promieniowanie hamowania w obszarze centralnym; (e) czas utrzymania.

Badania wpływu transportu i recykulacji plazmy

Głównym celem tego zadania było zbadanie wpływu zjawiska recykulacji jonów plazmy na utrzymanie helu. W obliczeniach kodem COREDIV współczynnik recyklingu deuteru R_H jest dobierany (iterowany) w taki sposób żeby otrzymać zadaną gęstość plazmy na separatrixie. Ten współczynnik jest zdefiniowany jako $R_H = 1 - \Gamma_{sep}/\Gamma_{DIV}$, gdzie Γ_{DIV} to strumień cząstek do płyt dywertora, a Γ_{sep} to strumień cząstek przez separatrixę. Tak zdefiniowany współczynnik recyklingu plazmy definiuje również efektywność odpompowania plazmy. W standardowej wersji kodu przyjmujemy, że odpompowanie helu jest dwukrotnie bardziej efektywne dla niż dla wodoru. Szybkości odpompowania helu jest odwrotnie proporcjonalna do wartości współczynnika $1/(1-R_{He})$ gdzie R_{He} jest współczynnikiem recykulacji helu. Zmiana R_{He} pozwala na badanie wpływu odpompowania helu na parametry plazmy. Obliczenia były wykonane dla jego różnych wartości R_{He} : $1 < 1/(1-R_{He}) < 3000$ w przypadku domieszkowania argonem z intensywnością $\Gamma_{Ar} = 3.5 \times 10^{21} \text{ 1/s}$. Charakterystyczne parametry plazmy są przedstawiony na Rys.4.3.3.



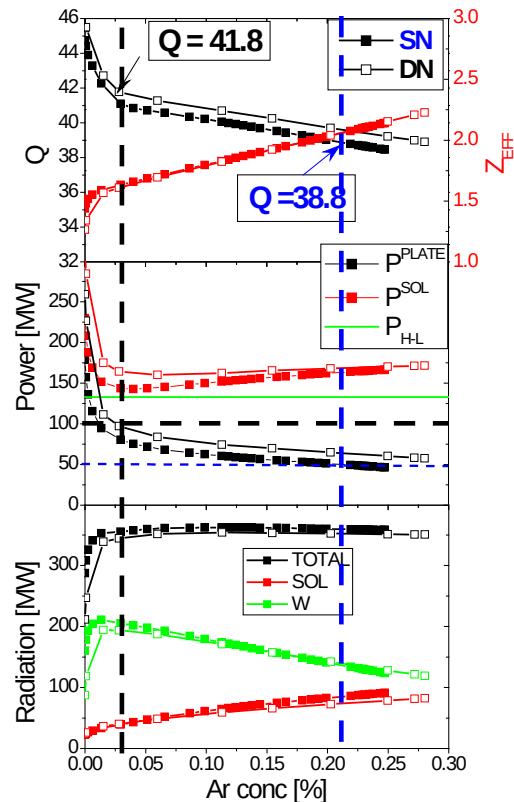
Rys.4.3.3. Parametry plazmy jako funkcja dla różnych współczynników recyklingu helu: (a) koncentracja helu i wolframu; (b) P_{α} , P^{SOL} , P^{PLATE} ; (c) temperatura i gęstość na płycie (d) strumień domieszek: W, Ar, He do płyty dywertora, (e) promieniowanie dla SOL od W i promieniowanie hamowania w obszarze centralnym (f) średnia temperatura elektronowa i jonowa w plazmie centralnej

Wyniki symulacji wskazują, że współczynnik recyklingu helu ma jedynie silny wpływ na czas utrzymania He, który zwiększa się z 8.5s do 16s, a tym samym jego koncentrację, jednak parametry globalne charakteryzujące scenariusz pracy urządzenia zmieniają się niewiele, np. moc fuzji zmienia się tylko o 10%.

Modelowanie alternatywnej konfiguracji magnetycznej: DEMO z podwójnym dywertorem, tzw. double null

Aby można było wykonać obliczenia dla reaktora fuzyjnego z podwójnym dywertorem, tzw. „double null”, dokonano zmian w kodzie. Przyjęto założenie, że domieszkowanie występuje w obu obszarach dywertorowych i że układ jest symetryczny góra-dół (symetria względem poziomej linii przebiegającej przez środek tokamaka). Symulacje były przeprowadzone dla przypadku domieszkowania argonem. Porównanie parametrów plazmy dla obu konfiguracji dywertora: standardowej (SN) i double null (DN) przedstawione są na Rys.4.3.4. Pionowe linie oznaczają punkty, dla których możliwa jest praca w H modzie.

Należy zwrócić uwagę, że w przypadku DN, moc do płyty dywertora jest to moc dla obu dywertorów. Można zauważyć, że w przypadku DN obserwujemy większą o 5% moc syntezy (Q factor) oraz w konfiguracji DN strumień energii przez separatrycę jest wyższy.



Rys.4.3.4. Parametry plazmy, w funkcji koncentracji domieszek Ar (lewy panel: Q -faktor i Z_{EFF} ; moc do płyty (P^{PLATE}) i SOL (P^{SOL}); limit mocy do pracy w modzie H (P_{H-L}); promieniowanie w SOL (SOL), wolfram w centrum (W), i promieniowanie całkowite (TOTAL)i

Osiągnięcia naukowe

Jednoczesne domieszkowanie argonem i ksenonem w przyszłego reaktorze DEMO pozwala zwiększyć stosunek energii wydzielonej w reakcji syntezy do energii dostarczonej do plazmy o 5%.

Kluczowym problemem dla przyszłego reaktora fuzyjnego jest transport helu w obszarze centralnym.

Z punktu widzenia, pracy w H-mod konfiguracja z podwójnym dywertorem jest lepsza od standardowej.

Osiągnięcia w zakresie narzędzi informatycznych

Obliczenia pokazują, że kod COREDIV z powodzeniem może być zastosowany do analizy przyszłego reaktora DEMO.

4.4 Samouzgodniona analiza transportu plazmy w tokamaku JT60SA

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPSA: Preparation of the JT.60SA exploitation

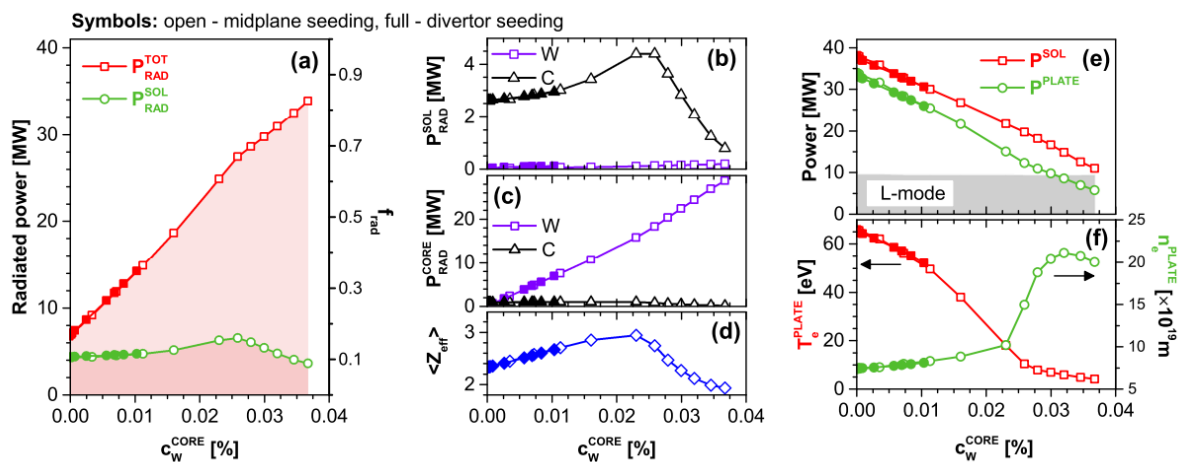
Tokamak JT-60SA jest budowanym obecnie tokamakiem z cewkami nadprzewodzącymi mającym uzupełnić program badawczy tokamaka ITER w sposób komplementarny. Jest to wspólny projekt Japonii i Unii Europejskiej. Uruchomienie tokamaka planowane jest na rok 2019. Początkowo będzie on wyposażony w dywertor węglowy, który w zaawansowanej

fazie badań zostanie wymieniony na dywertor wolframowy. Obecne działania, w które zaangażowany jest m.in. IFPiLM, mają na celu przygotowanie eksperymentów na tym urządzeniu.

W roku 2017 modelowanie na potrzeby przygotowania eksperymentu JT-60SA sprowadziło się do wykonania w Instytucie następujących zadań:

1. Powtórna analiza scenariusza nr 2 z dywertorem węglowym
2. Użycie kodu EDGE2D-EIRENE do symulacji scenariusza nr 3
3. Rozpoczęcie ponownej, pogłębionej analizy scenariusza nr 5 z dywertorem węglowym

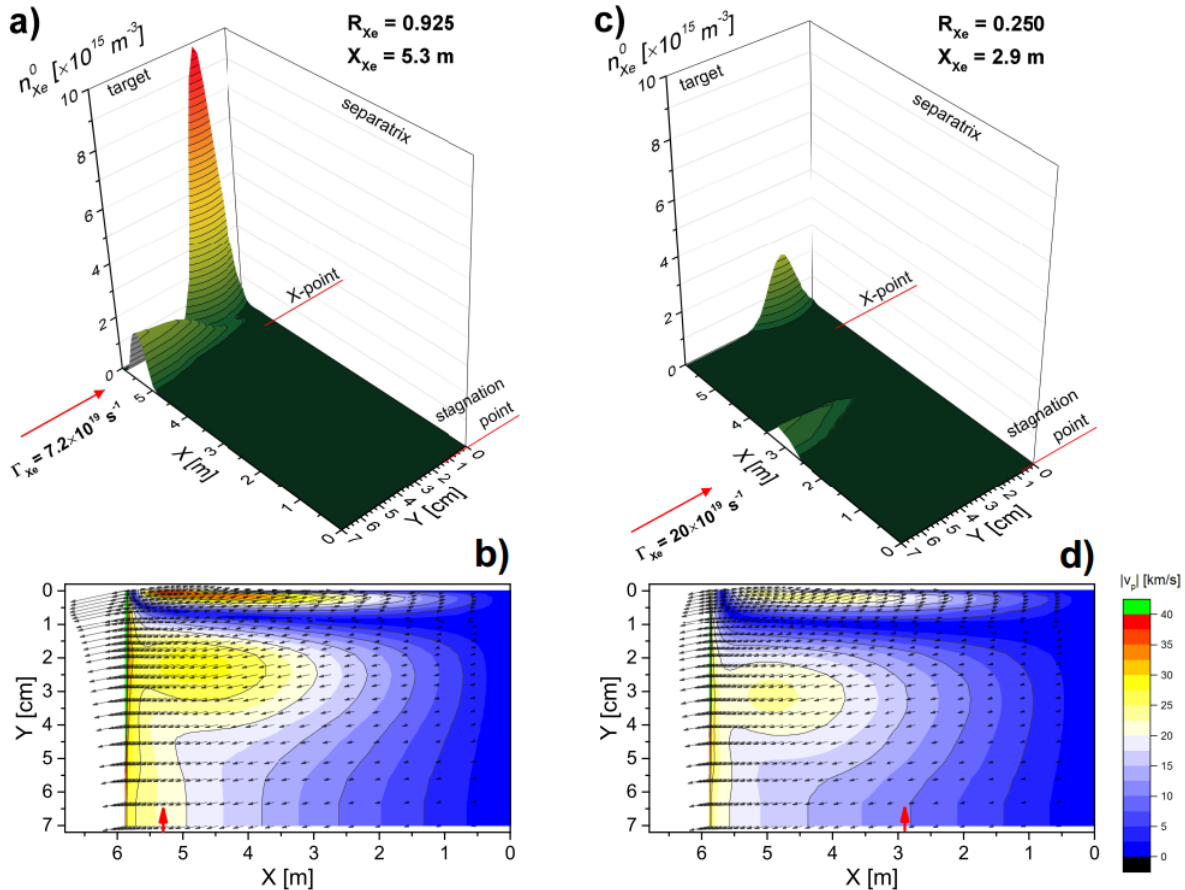
Głównym zadaniem, nad którym pracowaliśmy było zadanie pierwsze. Zostało ono kompleksowo zrealizowane. Jak wspomniano, scenariusz nr 2 był już w przeszłości modelowany, zarówno z dywertorem wolframowym jak i z węglowym. Wnioski płynące z badań z dywertorem C mówiły, iż nie da się za pomocą jednej domieszki dodatkowej uzyskać korzystnych warunków na płycie dywertora. Jednakże późniejsze wyniki uzyskane dla dywertora W pokazały, że dzięki domieszce o dużym Z promieniującej w obszarze centralnym moc docierająca do obszaru brzegowego jest na tyle mała, że daje się wypromieniować znaczącą jej część za pomocą jednej domieszki napuszczanej (analizowany był Ne, Ar i Kr). Dzięki temu można ograniczyć moc docierającą do płyty do akceptowalnego technologicznie poziomu, chociaż za cenę dużego rozcieńczenia plazmy. Na podstawie tego wyniku przeprowadzono testowe obliczenia dla konfiguracji JT-60SA z dywertorem węglowym dodając wolfram jako domieszkę napuszczaną, mającą promieniować w centrum, oraz argon jako domieszkę o średniej liczbie atomowej, mającą promieniować w obszarze brzegowym. Dzięki takiemu podejściu udało się uzyskać bardzo podobne rezultaty, jak dla poprzednio wymienionych obliczeń. Jednocześnie zaobserwowano wpływ miejsca napuszczania domieszki na rozkład promieniowania w tokamaku.



Rys.1. Wyniki dla scenariusza nr 2 podczas domieszkowania wolframem (midplane seeding – napuszczanie w płaszczyźnie symetrii, divertor seeding – napuszczanie w dywertorze): a) oś lewa moc promieniowania całkowita $P_{\text{RAD}}^{\text{TOT}}$ i w obszarze brzegowym $P_{\text{RAD}}^{\text{SOL}}$, oś prawa współczynnik radiacyjny, b) moc promieniowania domieszek w warstwie brzegowej, c) moc promieniowania domieszek w obszarze centralnym, d) średni ładunek efektywny, e) Moc przechodząca przez separatoryse P^{SOL} oraz moc dochodząca do płyty dywertora P^{PLATE} (na szaro zaznaczono obszar P^{SOL} reżimu o niskim utrzymaniu), f) oś lewa temperatura elektronowa na płycie dywertora, oś prawa gęstość elektronowa na płycie dywertora. Wszystkie wykresy są w funkcji koncentracji W w obszarze centralnym.

Wyniki krótko podsumowuje Rys.4.4.1. gdzie widać, że seria obliczeniowa dla napuszczania w dywertorze kończy się (z uwagi na silne źródło recyrkulującego W) dla dużo niższych wartości koncentracji wolframu w centrum, niż w przypadku napuszczania w midplane.

Jedynie w tym ostatnim przypadku udaje się uzyskać wysoki współczynnik radiacyjny f_{RAD} (a) i korzystne warunki przy płycie dywertora (e,f). Jednocześnie moc docierająca do warstwy brzegowej (SOL), obniżona przez duże promieniowanie wolframu w centrum jest wyższa niż warunków na pracę w modzie o wysokim utrzymaniu (tzw. H-mode). Aby jeszcze lepiej kontrolować proporcje promieniowania pomiędzy obszarami centralnym i brzegowym sznura plazmowego można dodać domieszkę o małym Z, np. Ar, co pokazano w jednej z przygotowanych publikacji.



Rys.1. Rozkład neutralów Xe w warstwie brzegowej (geometria prostokątna, symetria lustrzana wzdłuż osi Y): a) Pozycja napuszczania $X=5.3$ m (w dywertorze) i wysoki (oryginalny) współczynnik recyklingu $R = 0.925$, b) pozycja napuszczania $X = 2.9$ m (w midplane) i obniżony współczynnik recyklingu $R = 0.250$ (jak dla W). Poniżej zamieszczono odpowiadające mapy prędkości plazmy, na których widać, że gaz napuszczany w obszarze dywertora w przypadku b) natrafia na dość silny strumień plazmy do płyty, co jest przeciwieństwem sytuacji d) w której gaz napuszczany trafia na dużo łagodniejsze warunki. Ma to wpływ na końcowe rozkłady gęstości domieszki w obszarze centralnym plazmy.

Z uwagi na trudną w rzeczywistości realizację pomysłu domieszkowania wolframem (ewentualny mechanizm dostarczania do centrum plazmy w postaci wstrzeliwanych pastylek) przeprowadzono analogiczne obliczenia dla domieszki Xe. Najważniejsze wnioski z obliczeń są takie, że ilość domieszki, jaka może zostać napuszczona do komory tokamaka jest o wiele niższa w przypadku domieszki recyrkulującej (gazy szlachetne) niż w przypadku domieszki nierecykulującej, jaką jest wolfram. W związku z tym, efektywna koncentracja domieszki w centrum jest większa dla domieszki nie-recyrkulującej. Wynika to z ograniczenia na intensywność źródła gazu napuszczanego (suma strumień gazu napuszczanego + strumień recyrkulujący jest ograniczona). Drugą obserwacją jest to, że w przypadku domieszki recyrkulującej nie ma znaczenia miejsce napuszczania (rozważano dwie pozycje: w obszarze

dywertora i na wysokości płaszczyzny równikowej tokamaka, *midplane*) – strumień recyrkulujący przy płycie dywertora jest dominujący w każdym przypadku. Natomiast w przypadku domieszki, która nie recyrkuluje pozycja napuszczania jest bardzo istotna. Dla łatwiejszego przedostawania się domieszki o dużym Z do obszaru centralnego zaleca się używanie pozycji *midplane*, a nawet zbliżonej do tzw. *stagnation point* w górnej części torusa. Wyniki te demonstruje Rys.4.4.2.

Przeprowadzone badania wskazują, że dla rozwiązania problemu odprowadzania energii na sposób promienisty z obszaru centralnego plazmy należałoby użyć domieszki o charakterystyce zbliżonej do W , nie-recyrkulującej, napuszczanej w *midplane*. W obliczeniach udało się zrealizować postulowane ograniczenie mocy do płyty poniżej 10 MW/m^2 (przy dość konserwatywnym założeniu powierzchni zwilżanej dywertora ok 1 m^2) i temperatury na płycie rzędu 5 eV .

Kolejne punkty pracy wyniknęły z bieżących potrzeb partnerów projektu. W punkcie drugim na dostarczonej siatce przekroju poprzecznego urządzenia JT-60SA uruchomiono brzegowy kod EDGE2D-EIRENE w celu obliczenia rozkładu cząstek neutralnych w obszarze dywertora i pompy. Wynik został uzyskany dla konfiguracji z dywertorem węglowym i jest obecnie analizowany. Dane zostaną użyte do obliczeń mających na celu symulację i optymalizację działania układu pomp w tokamaku.

W ostatnim punkcie dokonano powtórnej analizy scenariusza nr 5. Jest to scenariusz, w którym przewidziano dominujące grzanie metodami nie-indukcyjnymi, za pomocą których również ma być wzbudzany prąd w plazmie. Charakteryzuje się stosunkowo niską średnią gęstością elektronową oraz wysoką mocą grzania. Cechy te czynią go zbliżonym do scenariusza nr 2 pod kątem odprowadzania energii. Dlatego postanowiono zastosować podobną strategię domieszkowania – dwie domieszki, jedna z dużym Z , promieniująca w centrum oraz druga o średnim, bądź niskim Z , promieniująca w warstwie brzegowej. Jak dotychczas przeprowadzono symulacje mające na celu uzgodnienie profili gęstości i temperatury elektronowej z wynikami obliczeń dla innych kodów (JINTRAC, CRONOS), w których zaimplementowano zaawansowane modele transportu. Wykonano również skany uzupełniające dla dywertora C z napuszczanym Ar , które potwierdzają niewystarczalność jednej domieszki. Badania będą kontynuowane w 2018 roku z zastosowaniem opisanej wyżej strategii.

Osiągnięcia naukowe

Opracowanie strategii domieszkowania dwoma pierwiastkami: o dużym i o małym/średnim Z do kontroli stosunku mocy wydzielanej w obszarze centralnym plazmy do mocy wydzielanej w obszarze brzegowym.

Uzyskanie akceptowalnego technologicznie rozwiązania problemu promienistego odprowadzania energii z plazmy.

4.5 Badanie alternatywnych koncepcji dywertora dla reaktora termojądrowego

Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPD TT1: Assessment of alternative divertor geometries and liquid metals for DEMO i WPD TT2: Definition and design of the Divertor Tokamak Test facility

4.5.1 Modelowanie dywertorów ciekłometalicznych kodami COREDIV i TECXY w konfiguracji SN (single null)

Perspektywa wykorzystania w reaktorze ciekłych metali jako alternatywy dla konwencjonalnych materiałów stałociałowych w dywertorze cieszy się w ostatnich latach

dużym zainteresowaniem. Użycie ciekłych metali daje perspektywę na złagodzenie istotnych problemów związanych z narażeniem powierzchni na duże strumienie ciepła, takich jak uszkodzenie powierzchni czy też uzupełnienia zniszczonego lub zużytego materiału. Również maksymalne dopuszczalne obciążenie strumieniem ciepła może wzrosnąć. Zidentyfikowane problemy są związane z wyznaczeniem szybkości parowania, całkowicie pomijalnego w ciałach stałych, które powinno być wystarczająco niskie, aby erozja materiału była odpowiednio niska.

Rozważanymi obecnie kandydatami do użycia jako ciekły metal jest lit i cyna. Niska temperatura topnienia obu metali oraz wysoka temperatura wrzenia cyny wyznaczają duże przedziały temperatur roboczych. Podstawowe różnice między litem i cyną są krótko podsumowane w następujący sposób:

1. Zakres temperatur roboczych cyny jest większy niż litu. Lit wymaga niższej temperatury chłodziwa.
2. Lit łatwo wchodzi w związki z trytem, co może rodzić problemy natury bezpieczeństwa w związku z retencją trytu.
3. Cyna w wysokich temperaturach powoduje korozję materiału ścianki.

Ponadto, uwolnione domieszki promieniają w warstwie brzegowej tokamaka (SOL ang. *scrape-off layer*). Ze względu na niską liczbę atomową litu (Li, $Z=3$), pierwiastek ten nie promieniuje liniowo w centrum. Cyna (Sn, $Z=50$) natomiast promieniuje zarówno w SOL jak i w centrum tokamaka.

Celem pracy wykonanej w 2017 roku było uwzględnienie w istniejącym już modelu parowania ukrytego ciepła parowania (entalpii parowania) a następnie zaimplementowanie go w kodach COREDIV i TECXY. Uwzględnienie entalpii parowania jest szczególnie konieczne w przypadku parowania litu. Ze względu na względnie małą temperaturę wrzenia litu (ok. 1330°C) tempo parowania litu szybko rośnie z temperaturą powierzchni i energia oddana na parowanie nie jest zanedbywalna w stosunku do strumienia padającego ciepła. Uwzględnienie entalpii parowania ogranicza także strumień odparowanych cząstek litu lub cyny, co ma wpływ na stabilność pracy programu. Następnie wykonano przy użyciu kodu COREDIV analizę wpływu parametrów dyfuzji radialnej w SOL oraz gęstości elektronowej na separatrysie na pracę reaktora DEMO (scenariusz DEMO 1 April 2015).

Praca ta ma na celu określenie własności plazmy w obecności ciekło metalicznego dywertora, w szczególności określenie wpływu zanieczyszczeń powstających w wyniku wybijania materiału płyty dywertora oraz domieszek wprowadzanych do obszaru brzegowego. W ramach wstępnej analizy porównano ciekło metaliczne dywertory litowy i cynowy w warunkach, w których duże strumienie mocy są wydalone z centrum reaktora do jego warstwy brzegowej. Porównane zostały podstawowe parametry warstwy SOL, takie jak wypromieniowana moc, obciążenie cieplne dywertora i koncentracja domieszek.

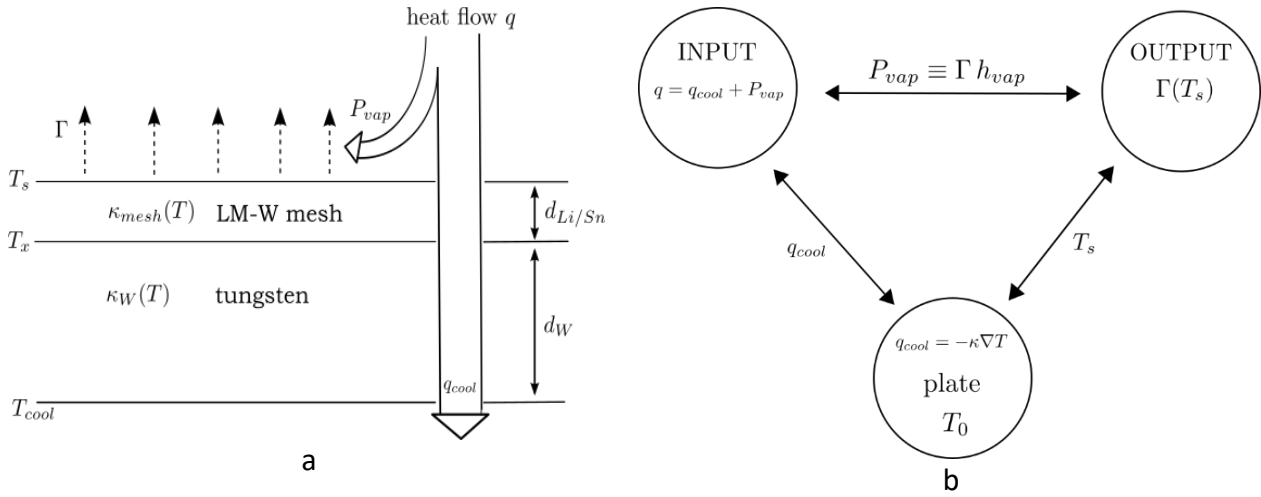
Rozwój modelu parowania

Model parowania powierzchni ciekło metalicznego dywertora został zmodyfikowany w celu uwzględnienia ukrytego ciepła parowania. Strumień ciepła q docierający do powierzchni dywertora został podzielony na część ciepła zużytego na odparowanie strumienia cząstek $P_{vap} = h_{vap}\Gamma$, gdzie h_{vap} jest entalpią parowania jednej cząstki, a Γ jest ilością odparowanych cząstek na jednostkę czasu oraz na strumień ciepła q_{cool} dochodzący bez strat do układu chłodzącego zlokalizowanego na spodzie płyty dywertora

$$q = q_{cool} + P_{vap}. \quad (1)$$

Parowanie Γ wyznaczone jest przez temperaturę powierzchni cieczy T_s poprzez równanie Hertza-Knudsen $\Gamma = \frac{p_{sv}}{\sqrt{2\pi k_B m T_s}}$, gdzie ciśnienie pary nasyconej wynosi $p_{sv} = 10^{A \frac{B}{T_s}}$.

Temperatura powierzchni cieczy T_s jest obliczana z równania Fouriera $q_{cool} = -\kappa \nabla T$, gdzie κ jest przewodnością cieplną ośrodka. Temperatura chłodziwa trzymana jest na stałym poziomie T_0 . Parowanie Γ zależy wykładniczo od strumienia ciepła q_{cool} , pierwszego wyrazu prawej strony równania (1). Drugi wyraz w równaniu (1) jest z kolei proporcjonalny do parowania Γ , $\Gamma = \frac{P_{vap}}{h_{vap}}$ (patrz Rys.4.5.1.b).



Rys.4.5.1. a) Schemat ilustrujący podział strumienia energii na ukryte ciepło parowania P_{vap} oraz strumień ciepła trafiający do układu chłodzenia. Model zakłada, że dywertor zbudowany jest z dwóch warstw, podstawy zbudowanej z wolframu oraz warstwy ciekłej składającej się z wolframowej siatki zanurzonej w ciekłym metalu.
b) Schemat działania modelu parowania I zależności parowania Γ od strumienia ciepła q .

To czy parowanie zależy liniowo czy też wykładniczo od strumienia ciepła q przy ustalonych parametrach modelu zależy od wielkości strumienia q (patrz Rys.4.5.2.). Zmiana grubości podstawy dywertora d_W wpływa na parowania bardziej znacząco niż zmiana temperatury chłodziwa T_0 . Niezależnie jednak od parametrów modelu wykładnicza zależność parowania Γ od strumienia ciepła q stopniowo przechodzi w liniową dla większych wartości q . W przypadku litu wpływ entalpii na parowanie może być znaczący już dla strumieni ciepła poniżej 0.5MW (kolor czerwony) podczas gdy dla tych samych parametrów modelu musi to być ok. 3MW.

Symulacje kodem COREDIV: Analiza wpływu dyfuzji radialnej w SOL oraz gęstości elektronowej na separatrysie na parametry plazmy w reaktorze DEMO z cynowym dywertorem.

Celem analizy jest oszacowanie wpływu dyfuzji radialnej $D_{\perp}^{SOL}$ w SOL oraz gęstości elektronowej N_{es} na separatrysie na obciążenie cieplne dywertora cynowego oraz na możliwość pracy w wysokim reżymie utrzymania tzw. modzie H (ang. H mode). Obliczenia wykonano przy użyciu kodu COREDIV. Pierwsze obliczenia dla dywertora cynowego pokazały, że dla centralnych wartości $D_{\perp}^{SOL} = 0.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ i $N_{es} = 3.17 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ praca reaktora w modzie H nie jest wykluczona. Aczkolwiek moc przez separatrysię pozostaje poniżej progu przejścia (P_{LH}) w modzie H, to uzyskane wartości pozostają w granicach

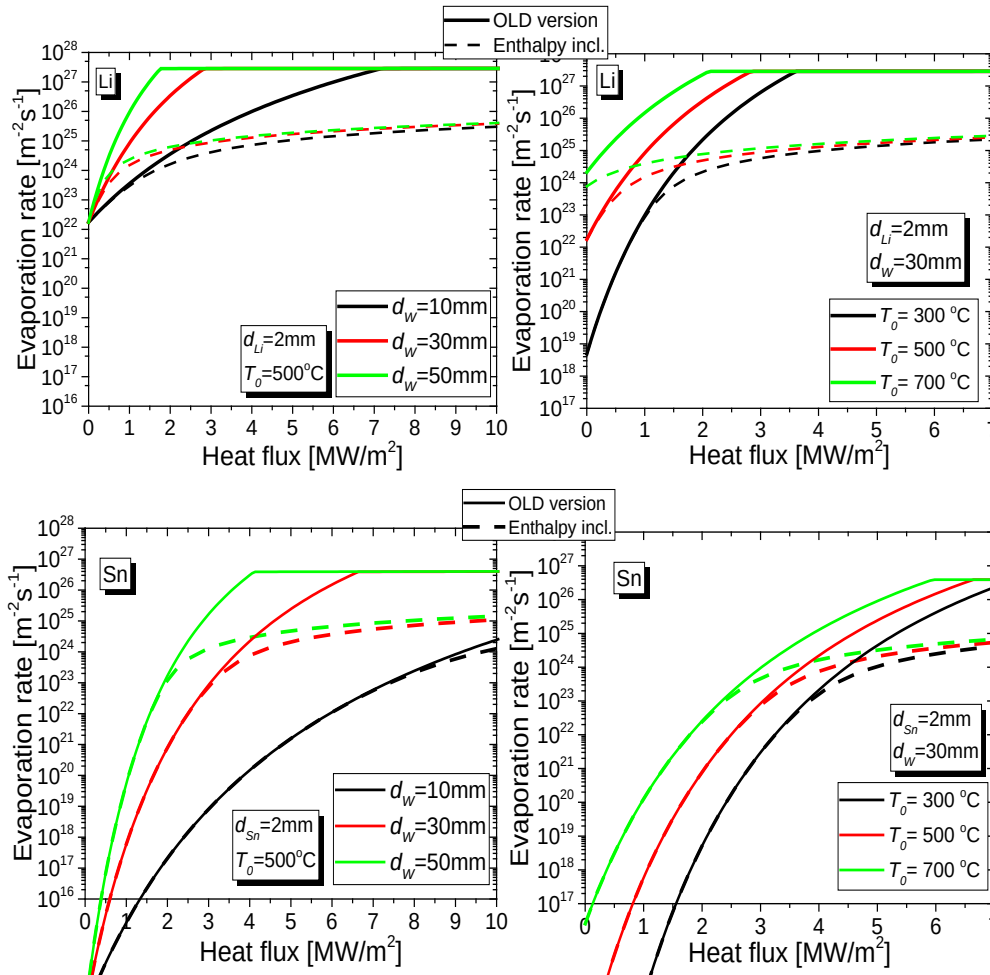
niepewności modelu oraz niepewności praw skalowania, które wyznaczają wartość P_{LH} . Dlatego też wykonano skany po wartościach $D_{\perp}^{SOL}$ i N_{es} w celu sprawdzenia zależności pracy reaktora od tych parametrów.

Wykresy na Rys.4.5.3. pokazują zależność podstawowych parametrów plazmy od współczynnika dyfuzji radialnej w SOL oraz od gęstości elektronowej na separatrysie. Linie przerywane odpowiadają wynikom dla grubości podstawy dywertora $d_W = 30mm$, co odpowiada sytuacji, w której wybijanie (sputtering) daje dominujący wkład do strumienia cząstek emitowanych z dywertora (patrz Rys.4.5.4.b). Linie ciągłe odpowiadają grubości $d_W = 80mm$, w której parowanie daje porównywalny wkład do emisji cząstek z dywertora. Jest to tzw. reżym parowania. (patrz Rys.4.5.4.b). Tylko w przypadku dużego parowania warunki $P_{SOL} > P_{LH}$ i $P_{plate} < 50MW$ są spełnione jednocześnie, co jest zaznaczone zacienionym obszarem na Rys.4.5.3. Zwiększanie $D_{\perp}^{SOL}$ prowadzi do niższej koncentracji cyny w centrum i tym samym do niższego promieniowania w centrum. Skutkuje to wyższą mocą przez separatrysę, co z kolei wpływa na większe obciążenie cieplne dywertora. Parowanie zmniejsza obciążenie cieplne dywertora (patrz Rys.4.5.4.). Parowanie ma istotny wpływ na pracę reaktora, gdy temperatura powierzchni dywertora cynowego przekracza $1300^{\circ}K$.

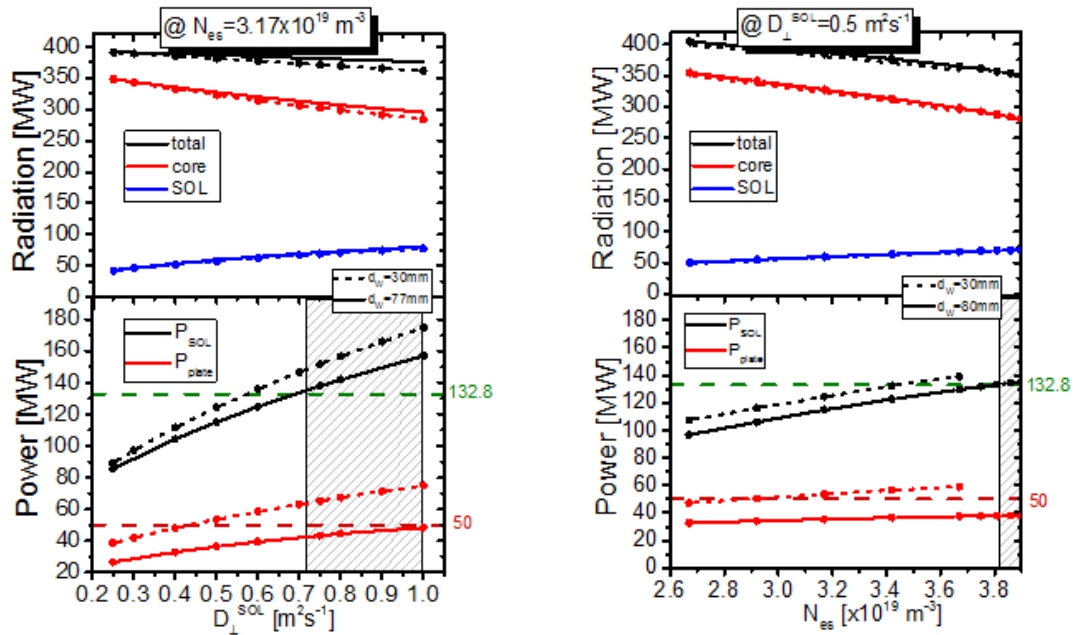
Symulacje kodem TECXY w konfiguracji SN

Kodu TECXY użyto do sprawdzenia wpływu parametrów plazmy takich jak gęstość elektronowa na separatrysie, oraz parametrów dywertora na redu strumienia energii do dywertora. Parametry dywertora oznaczają grubość podstawy dywertora d_W , temperaturę chłodziwa T_0 oraz nachylenie płyty dywertora względem składowej poloidalnej pola magnetycznego. Wszystkie wymienione parametry mają wpływ na temperaturę powierzchni płyty dywertora i co za tym idzie ilość odparowanego ciekłego metalu. Moc przez separatrysę została ustalona na $P_{SOL} = 150MW$, natomiast współczynniki transportu poprzecznego mają standardowe wartości $\chi_{\perp e,i} = 0.18$ oraz $D_{\perp} = 0.42m^2s^{-1}$. Użyto standardowej konfiguracji magnetycznej dywertora typu single null (patrz Rys.4.5.5.). Rys.4.5.6. pokazuje całkowite straty mocy dla cyny (czerwony), litu (niebieski) oraz w przypadku bez domieszek (czarny). Rys.4.5.7. natomiast przedstawia dla tych samych symulacji rozcieńczenie plazmy n_{D+}/n_e w zależności od gęstości na separatrysie. Użycie cynowego dywertora skutkuje lepszymi parametrami w porównaniu z litowym. Cyna promieniuje więcej w całym zakresie wartości $n_{e,sep}$. użytych w symulacji. Rozcieńcza plazmę zdecydowanie słabiej niż lit. Warto dodać, że wzrost strat po części wynika też ze wzrostu promieniowania deuteru wraz ze wzrostem $n_{e,sep}$.

Ważną wielkością wpływającą na promieniowanie domieszek jest parowanie, które zależy w znaczącym stopniu od profili temperatury na powierzchni płyty. W przypadku cyny ($n_{e,sep} \approx 3.6 \times 10^{19} m^{-3}$), jeśli zostanie obniżona temperatura chłodziwa z $T_0 = 700^{\circ}C$ do $T_0 = 300^{\circ}C$, straty mocy w SOL spadną z ponad 100 MW do ok. 60 MW pomimo zwiększenia całkowitej emisji cyny do SOL, co pokazano na Rys.4.5.8.. Natomiast na Rys.4.5.9. przedstawiono wkład wybijania oraz parowania do całkowitej emisji domieszki cyny do plazmy w SOL.

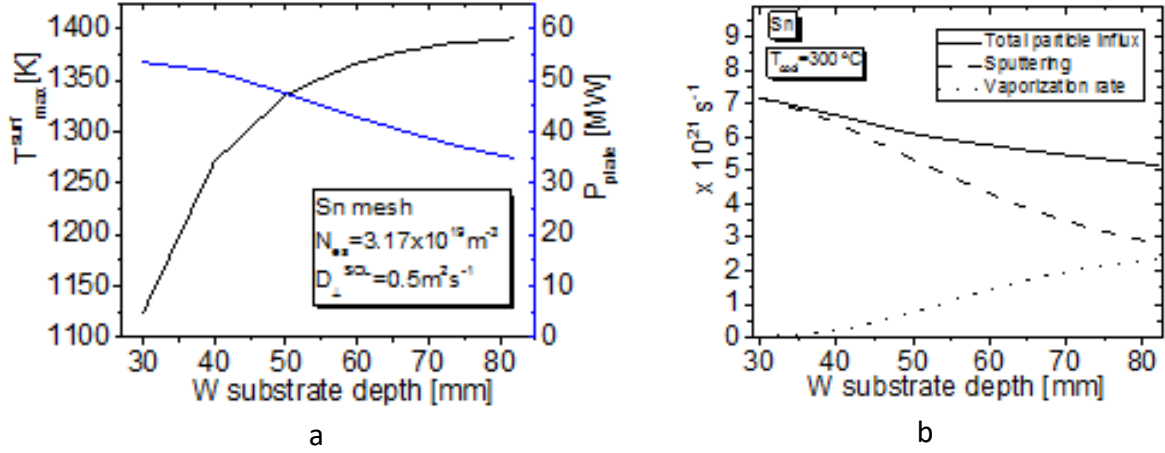


Rys. 2. Zależność parowania od strumienia ciepła q . Górny rząd: wyniki dla ciekłej cyny. Dolny rząd: wyniki dla ciekłego litu. Lewa kolumna: parowanie dla trzech wartości grubości wolframowej podstawy dywertyora d_w . Prawa kolumna: parowanie dla trzech temperatur chłodziwa T_0 .

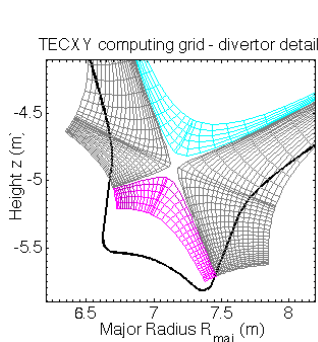


Rys.4.5.3. Promieniowanie w SOL, w rdzeniu, oraz całkowite, moc przez separatoryse P_{SOL} oraz całkowita moc do płyty dywertyora P_{plate} w zależności od współczynnika radialnej dyfuzji

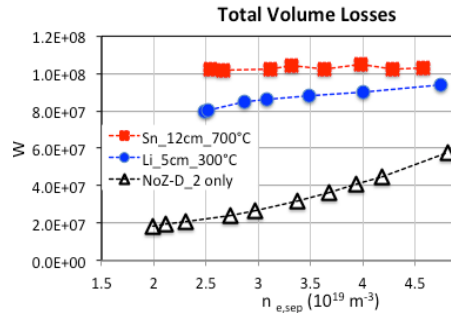
w SOL (lewo) oraz gęstości elektronowej na separatrixie (pravo). Zaciemnione obszary oznaczają spełnienie warunków $P_{SOL} > P_{LH}$ oraz $P_{plate} < 50\text{MW}$.



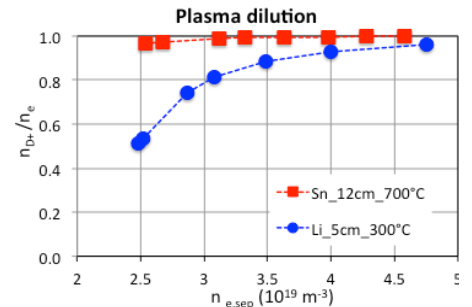
Rys.4.5.4. a) Temperatura powierzchni dywertora T^{surf} oraz całkowita moc do płyty P_{plate} w zależności od grubości podstawy dywertora. b) Całkowity strumień cząstek uwalnianych do warstwy brzegowej (linia ciągła), wkład pochodzący od wybijania (sputtering) (linia przerywana) oraz wkład od parowania (linia kropkowana) w zależności od grubości podstawy dywertora.



Rys.4.5.5. Siatka numeryczna użyta w symulacji.



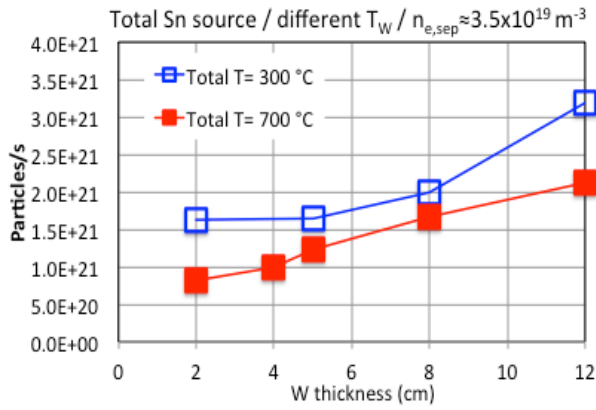
Rys.4.5.6. Całkowite straty mocy w zależności od gęstości na separatrixie dla cyny (czerwony), litu (niebieski) i bez domieszek (czarny).



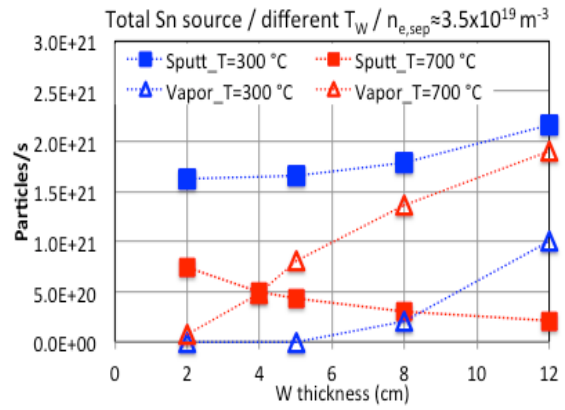
Rys.4.5.7. Rozcieńczenie n_{D^+}/n_e w zależności od gęstości el. na separatrixie dla cyny (czerwony) i litu (niebieski).

Dla niższych temperatur chłodziwa ($T_w = 300^\circ\text{C}$, kolor niebieski) wybijanie zawsze dominuje. Parowanie jest zanedbywalne. W przypadku wysokich temperatur chłodziwa ($T_w = 700^\circ\text{C}$, kolor czerwony) parowanie daje dominujący wkład do emisji. Wybijanie jest zanedbywalne.

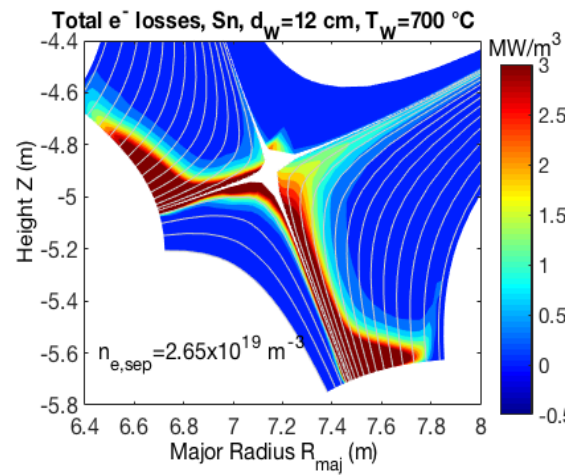
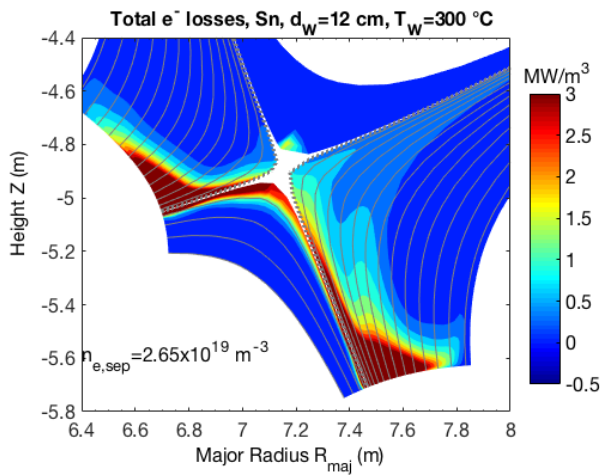
Dla $T_0 = 700^\circ\text{C}$ wybijanie spada wraz z d_w , co wskazuje na to, że parowanie istotnie zmienia właściwości plazmy w SOL. Widać to wyraźnie na Rys.4.5.10., gdzie porównano ze sobą wykresy konturowe strat mocy w SOL dla $n_{e,sep} \approx 2.85 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, gdzie wykres po lewej odpowiada $T_0 = 300^\circ\text{C}$, a wykres po prawej $T_0 = 700^\circ\text{C}$. W przypadku niższej temperatury chłodziwa obszar promieniowania jest zdecydowanie mniejszy, pomimo zdecydowanie większej emisji domieszki cyny do SOL. Efektem parowania w przypadku $T_0 = 700^\circ\text{C}$ jest utworzenie się obszaru promieniowania blisko źródła emisji domieszki.



Rys.4.5.8. Całkowita emisja cyny względem grubości podstawy dywertora: niebieski: $T_0 = 300^\circ\text{C}$., czerwony $T_0 = 700^\circ\text{C}$.



Rys.4.5.9. Emisja cyny z dywertora w zależności od grubości podstawy dywertora: niebieski: $T_0 = 300^\circ\text{C}$., czerwony $T_0 = 700^\circ\text{C}$.. Pełne symbole: wybijanie, puste trójkąty: parowanie.



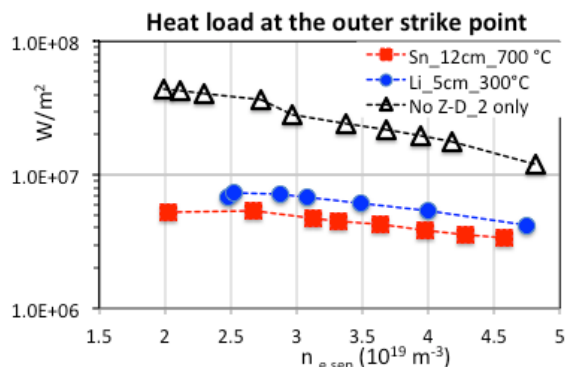
Rys.4.5.10. Wykresy konturowe strat mocy w regionie dywertora oraz punktu X dla $n_{e,sep} \approx 2.85 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ Wykres dla $T_0 = 300^\circ\text{C}$ (lewy) oraz $T_0 = 700^\circ\text{C}$ (prawy).

Jest to prawdopodobnie wynikiem niskiej prędkości termicznej odparowanych atomów, które gromadzą się w obszarze dywertora, gdzie wysoka gęstość i niska temperatura sprzyjają dużemu promieniowaniu. Największe wartości mocy do płyty osiągane w przypadku symulacji bez domieszki są znacznie zredukowane i pozostają poniżej 10 MW/m^2 w całym obszarze pokazanym na Rys.4.5.10. Emisja litu przewyższa emisję cyny o dwa rzędy wielkości co widać po porównaniu Rys.4.5.12. dla litu z Rys.4.5.8. dla cyny. Jeśli weźmie się pod uwagę różnicę w masach atomowych cyny (Sn 119) i litu (Li 7) co daje emisję $\approx 0.5 \text{ g/s}$ w przypadku cyny i $\approx 3 \text{ g/s}$ dla litu, ilość uwolnionego do SOL litu jest ok 6 razy większa od cyny.

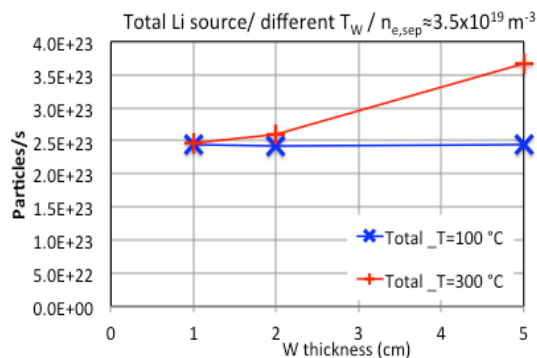
Wnioski dotyczące analizy dywertorów ciekłometalicznych

Ukryte ciepło parowania (entalpia parowania) zostało uwzględnione w nowej wersji modelu parowania ciekłometalicznego dywertora. Nowy model został zaimplementowany do kodów COREDIV i TECXY. Wykonano analizę wpływu dyfuzji radialnej w SOL oraz gęstości elektronowej na separatrysie na parametry plazmy w reaktorze DEMO (scenariusz April 2015) z cynowym dywertorem. Obliczenia wskazują, że w reżymie dużego parowania (mała efektywność chłodzenia), dużego transportu poprzecznego w SOL ($D_{\perp}^{\text{SOL}} > 0.7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) lub dużej wartości gęstości elektronowej na separatrysie ($N_{es} > 3.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$), moc przez

separatryse przekracza próg L_H , jednocześnie obciążenie cieplne dywertora nie przekracza 50 MW.



Rys.4.5.11. Moc do płyty w zewnętrznym punkcie strike point, miejscu przecięcia separatrysy z płytą dywertora, dla cyny (czerwony), litu (niebieski), bez domieszki (czarny).



Rys.4.5.12. Całkowita emisja litu z płyty dywertora dla $T_0 = 100^\circ C$ (niebieski) i $T_0 = 300^\circ C$ (czerwony).

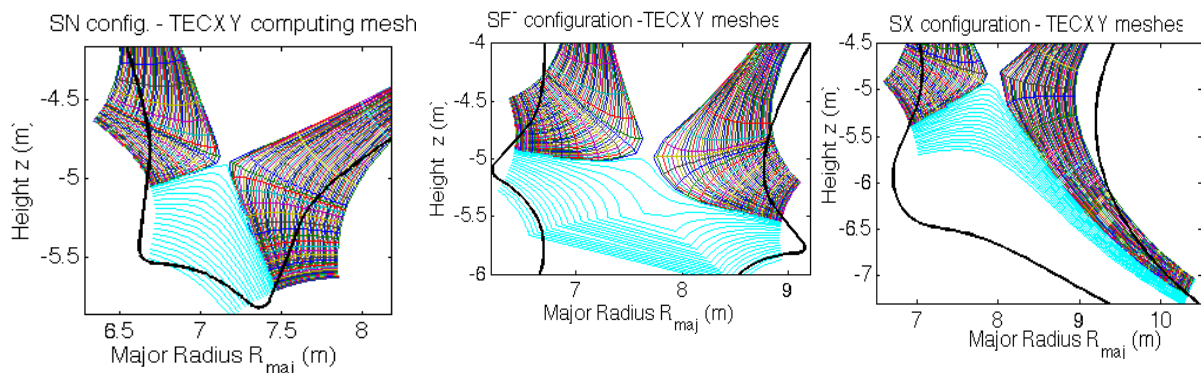
Przeprowadzono analizę porównawczą ciekłometalicznych dywertorów litowego i cynowego dla reaktora DEMO (scenariusz April 2015). Użyto kodu TECXY ze standardową konfiguracją dywertora (single null) oraz nowozaimplementowanym modułem rozwiązującym równania transport ciepła w obszarze dywertora. Wyniki można podsumować w następujący sposób:

- Zarówno lit jak i cyna mają możliwość rozproszenia energii poprzez promieniowanie w sposób zadowalający dla funkcjonowania reaktora typu DEMO.
- Cyna przewyższa lit pod względem możliwości dyssypacji energii zarówno w centrum jak i w warstwie brzegowej tokamaka, natomiast koncentracja cyny w centrum jest dwa rzędy wielkości mniejsza niż litu, co przyczynia się do mniejszego rozrzedzenia paliwa i większej sprawności reaktora.
- Użycie ciekłych metali zmniejsza znacznie obciążenie cieplne płyty dywertora, zwłaszcza w obszarze największego obciążenia, w punkcie przecięcia separatrysy z płytą dywertora (strike point), gdzie plazma ma dużą gęstość i rozprasza energię przez promieniowanie.
- Rola parowania jest szczególnie istotna w określeniu rozproszeniowych cech rozważanych metali, ponieważ duże parowanie sprzyja dużej gęstości plazmy w miejscach najbardziej obciążonych strumieniem ciepła.

Planowane jest przeanalizowanie zachowania ciekło-metalicznego dywertora w innych konfiguracjach oraz w wprowadzenie drugiej napuszczanej domieszki.

4.5.2 Modelowanie alternatywnych konfiguracji dywertora przy użyciu kodu TECXY

Dyssypacja energii pochodzącej z centrum w obszarze brzegowym jest kluczowym problemem przyszłego reaktora termojądrowego DEMO. W związku z tym konieczna jest obecność mechanizmu absorpcji i rozpraszania napływającej energii w obszarze SOL, zanim dotrze do ściany i dywertora. Aby zmniejszyć obciążenia dywertora wprowadzamy domieszki do obszaru Scrape-Off Layer (SOL) oraz badamy różne konfiguracje dywertorowe. Wprowadzenie strumienia domieszek skutkuje zmniejszeniem energii płynącej do dywertora.



Rys.4.5.13 Konfiguracje dywertyorowe dla reaktora DEMO: *Snowflake minus* (lewy panel), *super X-divertor* (środkowy panel) i *standard divertor* (prawy panel).

Transport plazmy w plazmie brzegowej można opisać klasycznym zbiorem równań magnetohydrodynamicznych (MHD) Braginskiego dla wielopłynowej plazmy, w której elektrony i jony są traktowane jako oddzielne płyny. Przyjmuje się, że temperatura jonów i temperatura jonów zanieczyszczeń są takie same. Rozwiązujemy równania modelowe numerycznie za pomocą dwuwymiarowego, wielowarstwowego kodu TECXY, który rozwiązuje ww. równania dla kilku rodzajów zanieczyszczeń jednocześnie i wszystkich związanych z nimi stopni jonizacji. Procesy jonizacji, rekombinacji, wzbudzenie i wymiana ładunku, a także proces szybkiego ponownego osadzania się (ang. *prompt redeposition*) oraz proces wybijania są uwzględnione w kodzie TECXY. Stosowana jest dwuwymiarowa, ortogonalna i niejednorodna siatka numeryczna pokrywająca obszar plazmy brzegowej, która jest gęstsza w pobliżu płyt dywertyorowych i wzdłuż separatrysy, natomiast rzadka w obszarze płaszczyzny środkowej (ang. *midplane*) i blisko ściany tokamaka.

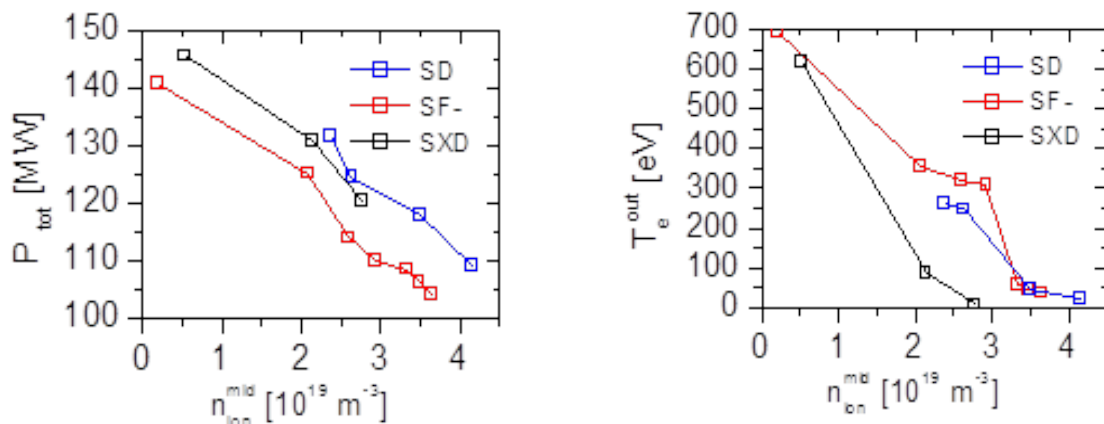
W zależności od rodzaju domieszek, wprowadzanych do SOL, właściwości plazmy różnią się. Jony neonu (Ne) promieniają w niższych temperaturach plazmy w porównaniu do kryptonu (Kr), stąd obszary promieniowania jonów Ne i Kr różnią się. W związku z tym rozważamy jednocześnie wprowadzenie domieszek neonu i kryptonu. Takie podejście daje nam możliwość zbadania wpływu domieszkowania mieszaniny Ne+Kr na parametry plazmy brzegowej w porównaniu z domieszkowaniem pojedynczą domieszką.

Analiza różnych konfiguracji dywertyorowych

Przeprowadziliśmy również symulacje numeryczne dla konfiguracji dywertyorowych: płatka śniegu *Snowflake minus* (SF-), nowej *Super X-divertor* (SXD 2017) i standardowej konfiguracji dywertyorowej (SD) (Rys.4.5.13.). Przeanalizowaliśmy wydajność redukcji obciążenia dywertyora dla wspomnianych konfiguracji dywertyorowych.

Na Rys.4.5.14. przedstawiamy całkowitą moc obciążającą płyty dywertyora (lewy panel) i temperatury elektronowej na zewnętrznej płycie dywertyorowej (prawy panel) w zależności od gęstości jonowej plazmy głównej w płaszczyźnie środkowej (ang. *midplane*) bez domieszkowania. Obserwujemy zmniejszenie całkowitej mocy oraz temperatury elektronowej na zewnętrznej płycie dywertyora wraz ze wzrostem gęstości plazmy, n_i^{sep} . Uwidaczniają się tutaj duże różnice pomiędzy konfiguracjami. Spadek temperatury elektronowej na zewnętrznej płycie dywertyora dla konfiguracji SD i SF jest zbliżony, zaś redukcja całkowitej mocy obciążającej dywertyor jest większa o około 10 MW w przypadku konfiguracji SF-. W konfiguracji SXD (czarne kwadraty) choć moc docierającej do dywertyora (P_{tot}) spada do około 120 MW, obniżenie temperatury na płycie dywertyora następuje gwałtownie (prawy panel). Zauważmy, że zakresy wartości n_i^{sep} dla różnych konfiguracji dywertyora są różne. W przypadku SD (niebieskie kwadraty) minimalna wartość średniej gęstości jonów jest około

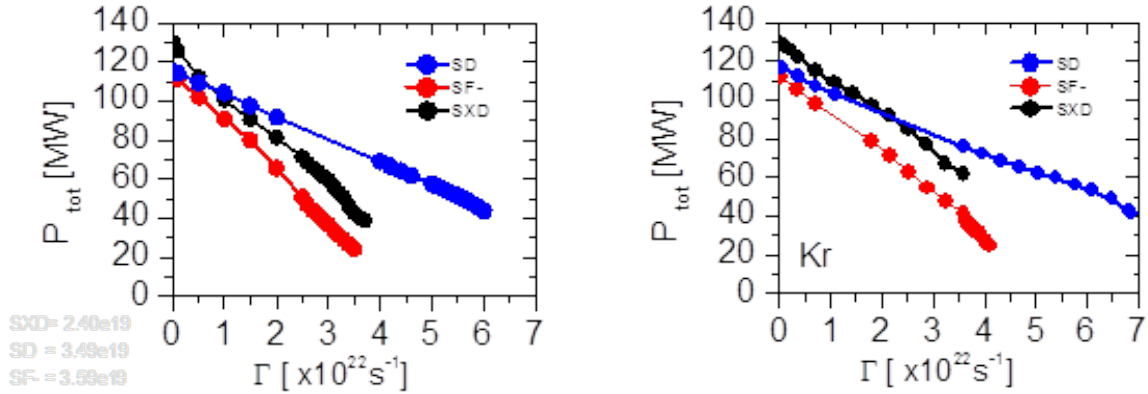
$2,4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, a maksymalna równa $4,2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Z drugiej strony, maksymalna wartość n_i^{sep} wynosi $2,77 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ w przypadku konfiguracji SXD. Z tego powodu nie można wykonać bezpośredniego porównania dla tej samej wartości gęstości jonów w płaszczyźnie pośredniej. Aby przeanalizować wpływ zanieczyszczeń na redukcję obciążenia dywertora, ustaliliśmy wartości średniej gęstości jonowej dla konfiguracji SD i SF, tak aby P_{tot} miał podobną wartość równą około 120 MW w przypadku plazmy niedomieszkowanej (Rys.4.5.14., lewy panel). Wartość n_i^{sep} jest równa $2,1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ wybrano dla konfiguracji SXD. Dla tak wybranego stanu początkowego plazmy, badamy zmiany parametrów plazmy poprzez domieszkowanie atomami Ne i Kr. Na Rys.4.5.15. przedstawiamy całkowitą moc osiagającą płyty dywertora od strumienia atomów Ne (lewy panel) i Kr (prawy panel) dla konfiguracji SD, SF i SXD.



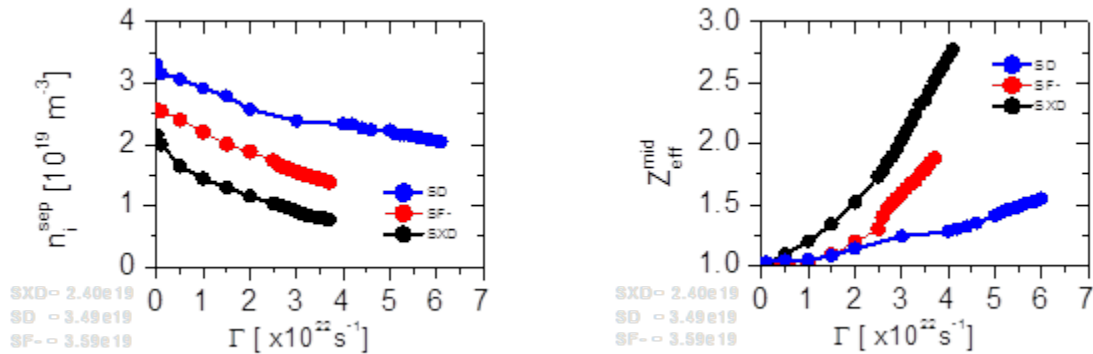
Rys. 14. Moc całkowitego obciążenia dywertora (lewy panel) i temperatura elektronowa na zewnętrznej płycie dywertorowej (prawy panel) w zależności od gęstości jonowej na separatrysie w płaszczyźnie środkowej dla konfiguracji SD (niebieskie symbole), SF (czerwone symbole) i SXD 2017 (czarne symbole).

Obserwujemy, że domieszkowanie plazmy głównej atomami Ne skutkuje zmniejszeniem P_{tot} do około 43 MW w konfiguracji SD i do około 39 MW w konfiguracji SXD, dla których początkowa temperatura płyty była niższa (odpowiednio 44 eV i 83 eV) w porównaniu do konfiguracji SF-, gdzie dla podobnej wartości P_{tot} początkowa temperatura dywertora wynosi 320 eV. Stąd też większą ilość atomów domieszki może zostać wprowadzona do plazmy głównej przed oderwaniem plazmy od płyty (ang. *detachment*) w przypadku konfiguracji SF-. Obserwujemy analogiczną tendencję dla domieszkowania atomami Kr (Rys.4.5.15., prawy panel). Główna różnica w porównaniu z domieszkowaniem Ne ujawnia się dla konfiguracji SXD, gdzie moc całkowitego obciążenia dywertora spada tylko do około 60 MW, podczas gdy wartości P_{tot} w konfiguracji SD i SF dla domieszkowania Kr są bliskie wartościom P_{tot} dla przypadku domieszkowania Ne. Zauważmy, że zmiany gęstości jonowej na separatrysie w płaszczyźnie środkowej przedstawione na Rys.4.5.16., (lewy panel) dla każdej z konfiguracji przy pominięciu małych wartości strumienia atomów neonu, wykazują w przybliżeniu liniową zależność w zależności od strumienia domieszkowanych atomów neonu. Istotną kwestią jest brak możliwości osiągnięcia dużych gęstości jonowych na separatrysie w konfiguracji SXD (porównaj Rys.4.5.14.), a przez to spadek gęstości jonowych na separatrysie do wartości poniżej 10^{19} m^{-3} . Porównanie wartości ładunków efektywnych przedstawiono prawym panelu Rys.4.5.16.. Dla konfiguracji SXD następuje silny wzrost ładunku efektywnego wraz ze wzrostem strumienia domieszkowanego neonu i osiąga wartość 2.7. Z drugiej strony, wartości Z_{eff} dla konfiguracji SD i SF- są zbliżone i

wynoszą odpowiednio 1.6 i 1.9, przy czym wzrost wartości ładunku efektywnego w konfiguracji SD wykazuje się dużo mniejszą dynamiką.



Rys.4.5.15. Moc całkowitego obciążenia dywertora w zależności od strumienia domieszek neonu (lewy panel) i kryptonu (prawy panel) dla konfiguracji SD (niebieskie kółka), SF- (czerwone kółka) i SxD (czarne kółka).



Rys.4.5.16. Zmiana gęstości jonowej na separatrysie (lewy panel) i ładunku efektywnego na separatrysie od strumienia atomów neonu dla konfiguracji SD (niebieskie kółka), SF- (czerwone kółka) and SxD 2017 (czarne kółka).

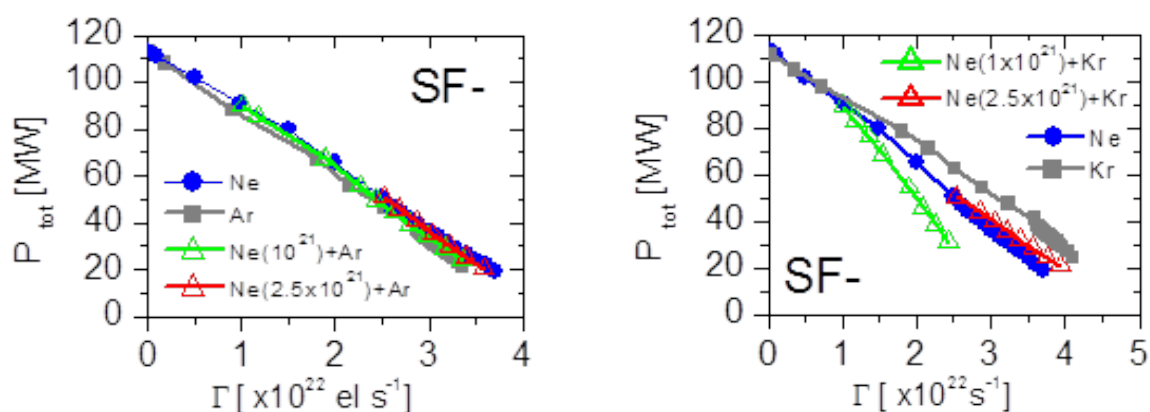
Szczegółowe badania konfiguracji Snowflake

Wpływ zanieczyszczeń na plazmę brzegową w konfiguracji SF- był przedmiotem badań numerycznych z wykorzystaniem kodu TECXY. Przedstawiamy wyniki symulacji numerycznych plazmy brzegowej w konfiguracji dywertorowej SD i SF- domieszkowanej atomami Ne, Ar i Kr. Na Rys.4.5.17. przedstawiono spadek całkowitego ładunku mocy w stosunku do strumienia domieszek w przypadku konfiguracji SF.

Rozważamy tu domieszkowanie neonem (niebieskie kółka), argonem (szare kwadraty, lewy panel) i kryptonem (szare kwadraty, prawy panel), a także domieszkowanie mieszkanką Ne+Ar i Ne+Kr dla dwóch wybranych poziomów strumienia domieszek neonu: $\Gamma_{\text{Ne}} = 1 \times 10^{21} \text{ el s}^{-1}$ (otwarte zielone trójkąty) i $\Gamma_{\text{Ne}} = 2,5 \times 10^{21} \text{ el s}^{-1}$ (otwarte czerwone trójkąty). Zauważamy, że domieszkowanie Ne i Ar ma podobny efekt redukcji P_{tot} (lewy panel). Tak więc jednocześnie

domieszkowanie Ne i Ar dla obu ustalonych strumieni Ne wpływa w podobny sposób na plazmę brzegową, redukując P_{tot} do około 20 MW, jak w przypadku czystego neonu i czystego argonu. Prawy panel Rys.4.5.17. ukazuje lepszą redukcję mocy płynącej do płyt dywertorowych dla Ne w porównaniu z Kr. Dodatkowo P_{tot} osiąga niższe wartości przy silnym strumieniu Ne aniżeli w przypadku niskiego strumienia Ne.

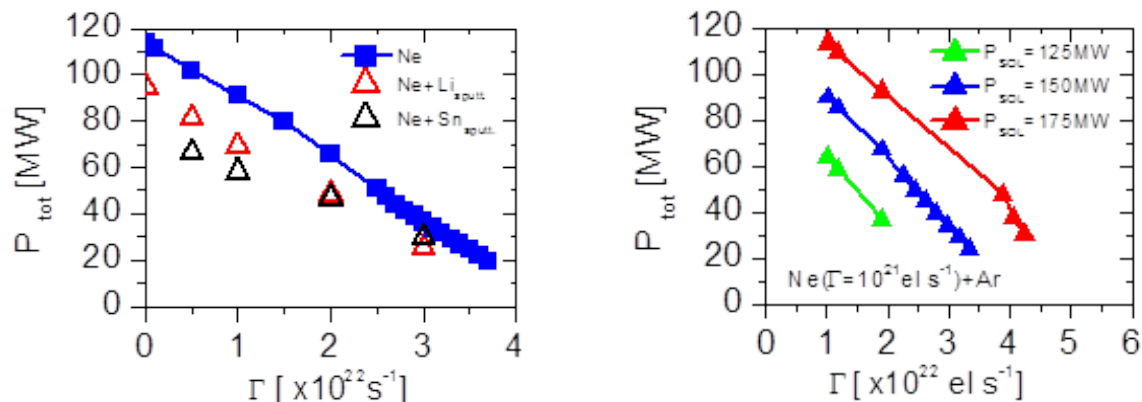
W naszych symulacjach numerycznych rozważamy wpływ ciekło-metalicznego dywertora na redukcję mocy do płyt dywertora. Na Rys.4.5.18. przedstawiono całkowitą moc płynącą do dywertora, P_{tot} , od strumienia atomów neonu (niebieskie kwadraty) w konfiguracji SF-dywertora. Stosując model wybijania litu (otwarte czerwone trójkąty) i cyny (otwarte czarne trójkąty), modelujemy ciekło-metaliczny dywertor. Przeprowadzono symulacje numeryczne dla kilku wybranych wartości Γ_{Ne} .



Rys.4.5.17. Moc całkowitego obciążenia dywertora od strumienia Ne (niebieskie kółka), Ar (lewy panel, szare kwadraty) i Kr (prawy panel, szare kwadraty) dla mocy wejściowej równej 150 MW. Zielone i czerwone trójkąty otwarte przedstawiają przypadki z mieszaniną Ne + Ar (lewy panel) i Ne + Kr (prawy panel) dla małych wartości strumienia Ne (zielone symbole) i dla wysokich wartości strumienia Ne (czerwone symbole).

Zauważamy, że w przypadku niskich wartości strumienia neonu, zastosowanie ciekłego litu powoduje zmniejszenie P_{tot} o około 20 MW dla $\Gamma_{Ne} = 5 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$, natomiast w przypadku dywertora pokrytego płynną cyną całkowita moc dochodząca do dywertora powoduje zmniejszenie P_{tot} o około 30 MW. Z drugiej strony, w przypadku wysokich wartości strumienia neonu wpływ ciekłego dywertora dla Li i Sn na całkowitą redukcję obciążenia mocy zmniejsza się. Zarówno ciekły lit, jak i ciekła cyna zmniejszają całkowite obciążenie dywertora tylko o około 5 MW w przypadku wysokiego strumienia zaciągania się gazu. Prawy panel Rys.4.5.18. obrazuje również, jak bardzo zmienia się wartość całkowitej mocy obciążającej dywertor, gdy zmianie ulegnie strumień energii wpływający do SOL z obszaru centrum wyrażony przez P_{SOL} . Wraz ze wzrostem mocy wpływającej do obszaru brzegowego przy stałej wartości strumienia domieszek, energia padająca na dywertor rośnie liniowo. W celu utrzymania wartości P_{tot} , niezbędne jest zwiększenie strumienia domieszek.

Przedstawione badania numeryczne pokazują, że domieszkowanie plazmy brzegowej w konfiguracji SF- za pomocą neonu, argonu, kryptonu lub neonów i argonu lub neonu i kryptonu jednocześnie powoduje większy spadek obciążenia mocy w porównaniu do domieszkowania w konfiguracji SD. Symulacje numeryczne wskazują również, iż dodatkową redukcję obciążenia cieplnego można uzyskać poprzez pokrycie dywertorów ciekłym litem lub ciekłą cyną.



Rys. 4.5.18. Całkowita moc płynąca do dywertora od strumienia atomów domieszek dla konfiguracji dywertorowej Snowflake minus i $P_{SOL} = 150 \text{ MW}$. Niebieskie kwadraty odpowiadają strumieniowi neonu, czerwone trójkąty strumieniowi Ne z dywertorem pokrytym ciekłym litem, zaś czarne trójkąty z dywertorem pokrytym cyną.

Osiągnięcia naukowe

W efekcie przeprowadzonych badań numeryczny określiliśmy wpływ różnych rodzajów konfiguracji dywertorowych na parametry plazmy brzegowej. Nasze wyniki jednoznacznie wskazują, iż konfiguracja SXD, zaproponowana w roku 2017 przez międzynarodowy zespół badawczy pracujący w projekcie EuroFusion WPD TT1, nie jest odpowiednia dla przyszłego reaktora DEMO ze względu na brak możliwości osiągnięcia dostatecznej redukcji mocy całkowitego strumienia padającego na płyty dywertora oraz pracę w obszarze niskich wartości gęstości plazmy na separatrixie. Z drugiej strony, uzyskane rezultaty po raz kolejny wskazują duży potencjał zastosowania konfiguracji standardowej (Standard Divertor) i konfiguracji dywertorowej płatka śniegu (Snowflake minus).

Dodatkowo, wykonane przez nas obliczenia numeryczne obrazują wpływ domieszkowania wieloma rodzajami atomów zanieczyszczeń jednocześnie na redukcję mocy docierającej do dywertora na przykładzie mieszaniny Ne+Ar, Ne+Kr oraz Ne wraz z wybijanymi z powierzchni płyty atomami litu i cyny.

5. Udział w eksperymentach na tokamakach JET, ASDEX-U, TCV

Osoba kontaktowa: A. Czarnecka, agata.czarnecka@ifpilm.pl

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

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPJET1: JET Campaigns & JET Analysis

Międzynarodowy tokamak JET zlokalizowany w Wielkiej Brytanii wykorzystywany jest do badań nad kontrolowaną syntezą termojądrową. Urządzenie to posiada zdolność do pracy z wodorem (H), deuterem (D) oraz mieszaniną deuter-tryt (DT) w obecności ITER-like wall (ILW), czyli pierwszej ściany tokamaka o składzie adekwatnym do ITER-a. ILW posiada berylowy (Be) limiter oraz wolframowy (W) dywertor. Głównym celem badań prowadzonych na tokamaku JET jest wspieranie badań na rzecz ITER-a, eksperymentalnego urządzenia nowej generacji budowanego na południu Francji. Szczególny nacisk kładziony jest na zwiększenie bilansu energetycznego z reakcji syntezy termojądrowej w układach z magnetycznym utrzymywaniem plazmy typu tokamak. Prowadzone są prace nad opracowaniem scenariusza podstawowego (ang. *baseline scenario*), oraz scenariusza hybrydowego (ang. *hybrid scenario*) w warunkach możliwie najbliższym pracy ITER-a. Scenariusz hybrydowy jest kandydatem dla długich wyładowań ($t > 1000$ s) w ITER dzięki lepszemu utrzymywaniu plazmy, wydajności energetycznej $Q = 5$, zredukowanemu prądowi plazmy $I_p = 12$ MA, przy $q_{95} \sim 4.3$ oraz dużemu współczynnikowi beta (β), w porównaniu do scenariusza podstawowego (scenariusz referencyjny w ITER, $Q=10$, $I_p = 15$ MA, $q_{95} \sim 3$). Po zakończonej sukcesem kampanii eksperymentalnej na układzie JET w listopadzie 2016 r., konsorcjum EUROfusion uruchomiło w 2017 r. piętnaście następujących zadań analiz i modelowania.

T17-01: Scenario integration including heat load, diagnostics, pellets & tritium usage

T17-02: Real-time controllers in preparation of scenarios

T17-03: MHD analysis and modelling in support of scenario development

T17-04: Core transport modelling with isotopes

T17-05: Pedestal analysis and isotope effect

T17-06: Impact of ICRH on impurities for optimisation of scenarios

T17-07: DT scenario extrapolation

T17-08: L-H transition physics

T17-09: Impact of neutrals on SOL and pedestal

T17-10: Integrated isotope particle transport

T17-11: Analysis of impurity seeding in H-mode plasmas

T17-12: Isotope wall content control and long term erosion/migration interpretation

T17-13: Disruptions and runaways

T17-14: Disruption avoidance and plasma termination

T17-15: Equilibrium reconstruction

Zadania te dotyczyły przygotowania kluczowych narzędzi analitycznych i operacyjnych, ekstrapolacji wyników z JET dla ITER oraz przygotowanie i przeprowadzenie w kolejnych latach na tokamaku JET kampanii deuterowej (D), wodorowej (H), trytowej (TT) i deuterowo-trytowej (DT). Zadania te oparte były na głównych celach zdefiniowanych w rocznym planie prac w ramach pakietu WP JET1.

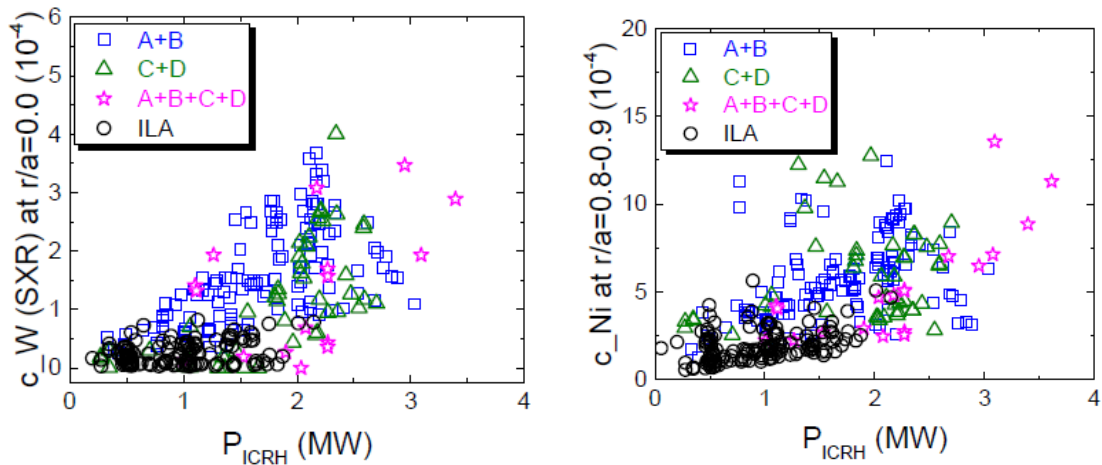
Jednym z istotnych zagadnień realizowanym przez zespół z IFPiLM była kontrola promieniowania i zanieczyszczeń plazmy uwalnianych ze ściany komory próżniowej na skutek procesów oddziaływania plazmy ze ścianą lub w wyniku zewnętrznego

domieszkowania plazmy (tzw. *impurity seeding*). Zanieczyszczenia transportowane do centrum plazmy mają negatywny wpływ na przebieg procesu syntezy termojądrowej, prowadząc do wychładzania i rozcieńczania paliwa termojądrowego. Natomiast optymalizacja zewnętrznego domieszkowania np. azotem (N), neonem (Ne), argonem (Ar), kryptonem (Kr) ma celu zmniejszenia mocy docierającej do płyt dywertora. Prace związane z badaniem zachowania zanieczyszczeń w plazmie skupione były na analizie danych ze spektrometrów promieniowania VUV (diagnostyka KT2 – VUV *broadband spectroscopy*, KT7 – dywertor VUV and XUV *spectroscopy*) oraz miękkiego promieniowania rentgenowskiego zarejestrowanego przy pomocy kamer SXR i diagnostyki KX1 (X-ray *crystal spectrometer*). Na podstawie linii widmowych różnych pierwiastków wyznaczano koncentrację metalicznych zanieczyszczeń w plazmie, takich jak wolfram (W), nikiel (Ni), żelazo (Fe), miedź (Cu), molibden (Mo). Dzięki dużej ilości kamer promieniowania SXR wyznaczano profile koncentracji W oraz uzyskiwano dwuwymiarowe rekonstrukcje promieniowania X z plazmy. Z danych bolometrów KB5 na urządzeniu JET przygotowywano rekonstrukcje tomograficzne mocy promieniowania plazmy. Modelowanie związanych z tym procesów fizycznych oraz analiza wyników miała na celu optymalizację modeli prognostycznych dla urządzeń przyszłej generacji jak ITER, czy prototypowa elektrownia termojądrowej DEMO.

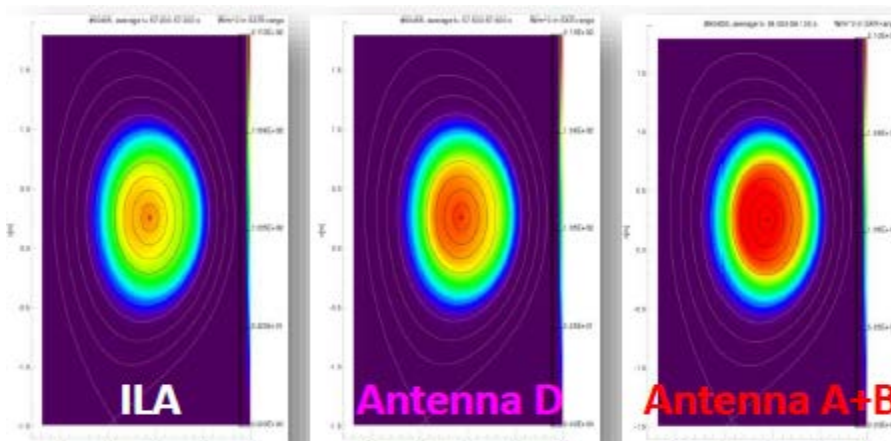
Osiągnięcia naukowe

Podczas kampanii przeprowadzonych w latach 2015-2016 podjęto znaczne wysiłki mające na celu opracowanie scenariuszy plazmowych o wysokiej wydajności, kompatybilnych z ILW w ramach przygotowań do nadchodzącej kampanii DT. Udział w kampanii eksperymentalnej oraz kampanii analitycznej w 2017 r. pozwolił na osiągnięcie dużego postępu zarówno w scenariuszu podstawowym, jak i hybrydowym. Grzanie ICRH (ion cyclotron resonance heating) było rutynowo stosowane podczas optymalizacji tych scenariuszy. Zapewniało zlokalizowane centralnie źródło grzania plazmy. System ICRH na układzie JET składa się z czterech anten nazywanych A2 (A, B, C, D) oraz ITER-like anteny (ILA). ILA po jej początkowym okresie działania w latach 2008-2009 była reinstalowana i testowana w 2015 r. Zakres częstotliwości rezonansowych dla anteny A2 wynosi 23-57 MHz a dla ILA 29-51 MHz. Każda antena A2 jest zbudowana z 4 poloidalnych części. Poprzez kontrolę fazy pomiędzy tymi częściami (np. faza dipolowa, +90) istnieje możliwość generacji fali o różnym spektrum (różne $k_{\parallel}$). ILA stanowi matrycę 8 części (4 w kierunku toroidalnym i 4 w kierunku poloidalnym). Do 2,8 MW grzania było generowane przez ILA (~1,5 MW w H-mode), co stanowiło ~1/3 całkowitej mocy grzania ICRH. Pomimo, że ILA antena w JET nie została zaprojektowana specjalnie w celu ograniczenia wytwarzania zanieczyszczeń, ma one cechy, które mogą wpływać na zmniejszenie wytwarzanego wokół niej pola elektrycznego i uwolnienie zanieczyszczeń. Rama jest elektrycznie dobrze przymocowana do anteny w przeciwieństwie do anteny A2. Po lewej i prawej stronie ILA jest otoczona dużymi komponentami równoległymi do pola magnetycznego, co powinno zmniejszyć równoległe pole E. Pomimo, że ICRH jest głównym narzędziem używanym do ochrony przed akumulacją wolframu w plazmie centralnej, to stosowanie grzania ICRH zwykle prowadzi do wzrostu zanieczyszczeń plazmy. W szczególności w JET-ILW wolframu i niklu. Jest to głównie wzmacniane przez oddziaływanie plazmy ze ścianą. Gwałtowne zmiany RF (*radio-frequency*) rektyfikujące potencjał w poprzek pola magnetycznego mogą powodować znaczny transport konwekcyjny (dryft $E \times B$) w SOL (scrape-off layer) a tym samym penetrację zanieczyszczeń z SOL do plazmy centralnej. Aby oszacować ten efekt przeprowadzono eksperyment z iniekcją azotu. Nie zaobserwowano znacznego wpływu anteny będącej w bezpośrednim sąsiedztwie z wlotem gazu (anteny A+B) i z dala od niego (antena D) na zachowanie azotu w centrum plazmy. Podobny efekt uzyskano zmieniając fazę anteny. Obserwacje te pokazują, że bliskość aktywnej anteny do źródła zanieczyszczeń nie wpływa znacząco na penetrację zanieczyszczeń wykluczając w ten sposób hipotezę, że zmiany wywołane przez RF w transporcie brzegowym odgrywają istotną rolę w zwiększeniu koncentracji zanieczyszczeń podczas grzania ICRH. A

zatem dokładna lokalizacja źródła zanieczyszczeń napędzanym grzaniem ICRH nie jest znana. W szczególności nie występują niklowe czy wolframowe komponenty tzw. PFC (*plasma facing components*) w pobliżu anteny. W przeszłości obserwowano jednak modyfikacje gęstości SOL w miejscach magnetycznie połączonych (o kilka metrów dalej) z aktywną anteną ICRH. Istnieje, zatem możliwość, że przy dużym rozmiarze anteny, duży obszar wolframu (np. płyty dywertora) ulega procesowi wybijania. W związku z tym w ramach zadania T17-06 przeprowadzono badania statystyczne wpływu użycia anten o różnej geometrii na koncentrację zanieczyszczeń w plazmie centralnej. Wyznaczono koncentrację metalicznych zanieczyszczeń w około 300 wyładowaniach plazmy w L-modzie. Odpowiednia selekcja wyładowań i przedziałów czasowych, w których tylko ILA lub antena A+B, lub C+D, lub A+B+C+D była w użyciu pozwoliło na wyznaczenie statystycznego trendu zachowania zanieczyszczeń w funkcji mocy grzania ICRH w JET-ILW (Rys.5.1.1).



Rys.5.1.1 Koncentracja W i Ni dla różnych promieni plazmy w funkcji mocy grzania ICRH podczas działania ILA oraz anten A2.



Rys.5.1.2 Przykład dwu-wymiarowych rekonstrukcji promieniowania w plazmie uzyskanych na podstawie sygnałów z kamer promieniowania SX podczas działania różnych anten ICRH.

Okazało się, że ILA o 5 razy większej gęstości mocy (mniejszej powierzchni) generuje mniej zanieczyszczeń metalicznych takich jak W, Ni, Fe. Podobne moc promieniowania z plazmy jest mniejsza (Rys.5.1.2). Zarówno koncentracja zanieczyszczeń jak i moc promieniowania $P_{rad,bulk}$ rośnie wraz z mocą grzania ICRH.

Kilka czynników miało wpływ na ostatnią rekordową wydajność tokamaka. Połączenie grzania ICRF i NBI (*neutral beam injection*) (33 MW) oraz praca ze zredukowanym

dozowaniem gazu odegrało kluczową rolę w osiągnięciu nowego rekordu wydajności syntezy jądowej JET ILW ($2,9 \times 10^{16}$ neutronów/s) przy znacznie wydłużonym czasie trwania tej fazy. Kontrola zanieczyszczeń podczas grzania ICRH miała kluczowe znaczenie w wydłużeniu czasu fazy największej wydajności. Centralne grzanie dostarczone przez fale ICRH spowodowało wypikowanie profilu temperatury elektronowej i spłaszczenie profilu gęstości elektronowej, co sprzyjało uniknięciu akumulacji zanieczyszczeń i niestabilności MHD w plazmie.

Szczególną uwagę poświęcono wyładowaniom hybrydowym o dużej mocy, które zostały zatrzymane przez system zabezpieczeń komory pracującym w czasie rzeczywistym z powodu tworzenia się w obszarze limitera gorących punktów (tzw. hot spot). Efekt ten był związany z zastosowaniem grzania ICRH o wysokiej mocy ($P_{ICRH} \geq 5$ MW). Dedykowane badania wykazały, że lokalna iniekcja gazu deuterowego (D_2) umożliwia łagodzenie powstawania hot spotów, pozwalając na pracę urządzenia z dopuszczalnymi wartościami temperatury komponentów ściany. Analiza temperatury gorących punktów, przeprowadzona z wykorzystaniem sygnałów z kamery ochronnej, wykazała niższą maksymalną temperaturę dla mniejszej ilości wpuszczanego gazu. Obserwowano również spadek koncentracji zanieczyszczeń o wysokim i średnim Z wraz z ilością gazu D_2 . Ponadto zaobserwowano, że zmiany w prądzie plazmy (I_p) miały duży wpływ na oddziaływanie plazma-ściana, zarówno poprzez modyfikacje gęstości brzegowej, jak i straty szybkich jonów. Przy stałej ilości wtłaczanego gazu, zarówno temperatura gorących punktów, jak i zawartość metalicznych zanieczyszczeń w plazmie centralnej malała liniowo wraz z gęstością na separatrysie.

W ramach zadania T17-10 badano również wpływ kształtu profilu gęstości elektronowej na transport zanieczyszczeń. W JET wykonano niezależne 3-punktowe skany kolizyjności v^* dla 4 scenariuszy plazmy (i) wysokiej mocy ELMy H-mode baseline plazma, low B, (ii) plazma hybrydowa w H-mode, high B, (iii) plazma wodorowa ELMy Hmode, (iv) w trybie L-mode ze ścianą węglową. Profile gęstości mierzone przy pomocy diagnostyki rozproszenia Thomsona uśrednione w czasie rzędu 5 s stacjonarnej fazy wyładowania. W każdym ze skanów współczynnik v^* zmieniał się jednocześnie czynnik ~ 5 . W przeciwieństwie do wszystkich skanów w trybie H (z ILW, ścianą podobnej do ITER), w trybie L (ściana węglowa) nie zaobserwowano zmiany współczynnika pikowania gęstości. Zaobserwowano, że wraz ze wzrostem v^* koncentracja zanieczyszczeń maleje. Dyfuzja cząstek rośnie wraz ze wzrostem mocy. Dla średniej i dużej wartości v^* , pincz praktycznie nie istnieje. Dla małej wartości v^* pincz zaczyna odgrywać znaczącą rolę, aczkolwiek dla tych wyładowań grzanie NBI jest odpowiedzialne za znaczącą część obserwowanego pikowania gęstości.

W 2017 roku przeprowadzono serię symulacji komputerowych za pomocą kodu COREDIV i dokonano odpowiednią analizę wyników teoretycznych i eksperymentalnych dla wyładowań w plazmie deuterowej (DD). Uczestniczono w kilka zadaniach związanych z tym problemem: T17-07, T17-10, T17-11, T17-14, T17-12

Symulacje wyładowań, wybranych przez poszczególnych koordynatorów zadań miały na celu:

- wsparcie na etapie przygotowywania sesji eksperymentalnych, (T17-07, T17-10, T17-14)
- przeprowadzenie ekstrapolacji wyników teoretycznych dla scenariusza deuter-tryt (DT) w JET z dywertorem wolframowym i ścianką berylową na potrzeby planowanej kampanii eksperymentalnej DTE2, (T17-07)
- zrozumienie wpływu produkcji i transportu zanieczyszczeń na parametry wyładowania w plazmie (T17-07, T17-11)
- zrozumienie przerywania sznura plazmowego (T17-14)

W szczególności analizowano:

- wyładowania w H – modzie: #87412 i #92436

Głównym wnioskiem wynikającym z porównania tych dwóch wyładowań jest to, że w wyładowaniach ze zwiększonym grzaniem antenowym (ICRH) i niskiej gęstości plazmy (#92436) ważną rolę odgrywają domieszki Be i Ni, których koncentracja wzrosła czterokrotnie. Na przykład koncentracja Be wzrosła z 0.44 % w wyładowaniu #87412 do 2%, w wyładowaniu #92436, co ma istotny wpływ na rozcieńczenie plazmy, Nikiel bardzo silnie promieniuje w plazmie centralnej i w plazmie brzegowej. Dla strzału #92436 promieniowanie niklu w plazmie centralnej wyniosło 1,3 MW, co stanowiło ponad 15% całkowitego promieniowania w tym obszarze.

- wyładowania hybrydowe
 - o niskiej mocy grzania (16,5 MW) i różnym poziomie domieszkowania zewnętrznego (neon) #90279; 90280; #90287; #90336
 - o dużej mocy grzania (30,5 MW): #92398

Aby uzyskać dobrą zgodność pomiędzy symulacjami a wynikami eksperymentalnymi, nie tylko dla profili gęstości, temperatury, całkowitego promieniowania, ale i dla efektywnego ładunku, promieniowania w obszarach centralnym i brzegowym przeprowadzone zostały analizy wpływu poszczególnych parametrów na transport i produkcję wolframu. Okazało się że dla hybrydowych wyładowań, zgodność z eksperymentem jest możliwa przy uwzględnieniu tzw. prompt re-deposition (powtórne odkładanie się wolframu na płycie dywertorowej) i uwzględnieniu modelu neoklasycznego dla transportu domieszek w obszarze centralnym. W przeprowadzonej ekstrapolacji wyników dla wyładowań #92398 dla scenariusza deuter-tryt (DT) zaobserwowano:

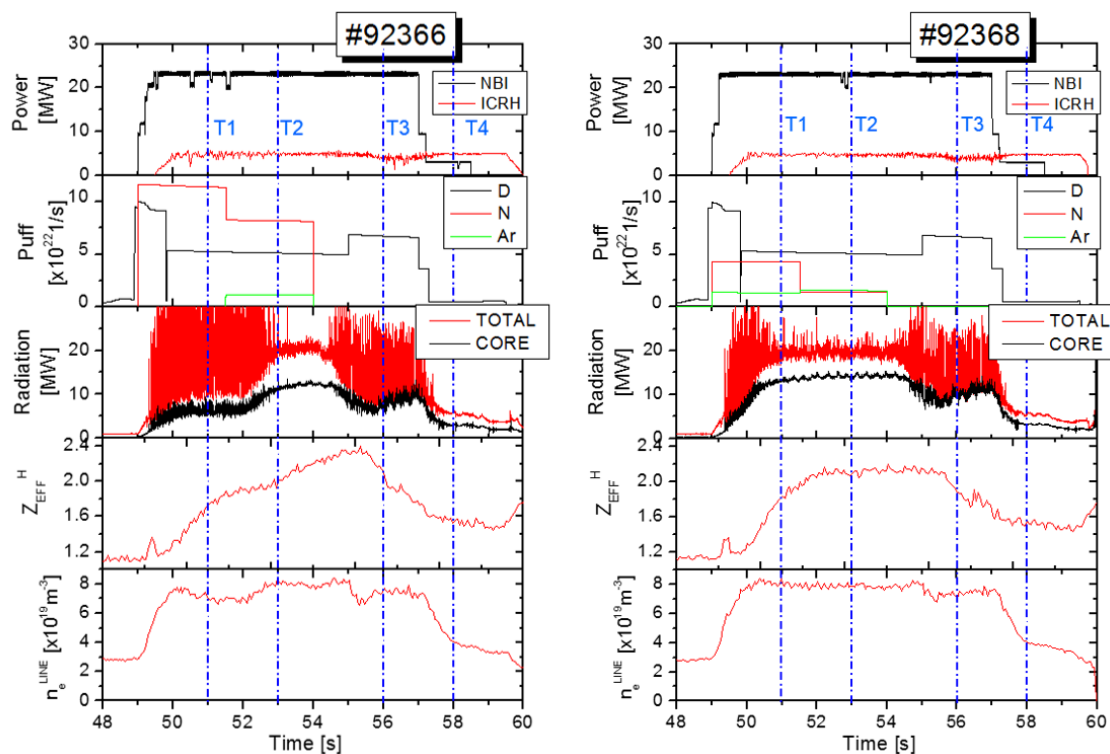
- wzrost koncentracja wolframu z $1,34 \times 10^{-4}$ do 2×10^{-4} , na skutek wybijania wolframu z płyt dywertora przez tryt,
- wzrost temperatury elektronowej i jonowej w centrum plazmy z 8,8/10 keV do 9,6/11 keV, z powodu rozcieńczenia plazmy (większa ilość domieszek).

W ramach zadania T17 – 14 badane były przyczyny przerywania sznura plazmowego (tzw. *disruption*). W tym celu przeanalizowano dwa wyładowania: #92437 i #92442 charakteryzujące się takimi samymi parametrami plazmy do 14 s czasu ich trwania. Od tego momentu zaczynała się tzw. faza ramp-down, która charakteryzuje się z obniżeniem mocy grzania i gęstości plazmy. W jednym z analizowanych strzałów (#92437) obserwowano spokojne wygaszanie plazmy, natomiast w drugim nastąpiło gwałtowne przerywanie sznura plazmowego. Porównano przebieg zjawisk w różnych czasach obu wyładowań. Według przeprowadzonych symulacji kluczowym parametrem okazała się gęstość na separatrixie, która zależy od dodawanego deuteru. Przy niskiej gęstości, zaobserwowano większą temperaturę na płycie dywertora i wzrost produkcji wolframu, który promieniował w obszarze centralny plazmy, co doprowadziło do kolapsu radiacyjnego.

W ramach zadania T17-12 za pomocą kodu EDGE2D, została przeprowadzona analiza wyładowania #90454 dla czasu $t = 15$ s. Rozpatrywano 3 przypadki: dla gęstości elektronowej na separatrixie $n_{e,sep} = 7,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ i mocy przychodzącej przez separatrixę 1,4 i 10 MW oraz dla $n_{e,sep} = 5,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ i mocy 1.4 MW bez domieszkowania zewnętrznego. Główny wniosek z tych obliczeń jest taki, że dla przypadku z dużą mocą konieczne jest domieszkowanie zewnętrzne.

Została rozpoczęta analiza wybranych punktów czasowych wyładowań #92366 i #92368, w których zastosowano domieszkowanie N i Ar (w pierwszym z nich Ar był napuszczony po N, w drugim zostają włączone jednocześnie). Przebieg wyładowań został zobrazowany na

Rys.5.1.3. W obu przypadkach wybrane zostały cztery punkty czasowe (T1, T2, T3, T4) interesujące pod kątem obliczeniowym i naukowym.



Rys.5.1.3. Przebieg modelowanych wyładowań wraz z zaznaczonymi wybranymi do szczegółowej analizy momentami. Wykresy od góry: Power- moc grzania dodatkowego (NBI – wiązka neutralów, ICRH – jonowy rezonans cyklotronowy), Puff – tempo napełniania gazów, Radiation – moc promieniowania (TOTAL - całkowita, CORE – wewnątrz separatory) Z_{EFF}^H – średni ładunek efektywny (mierzony horyzontalnie), n_e^{LINE} – średnia liniowa gęstość elektronowa.

Dotychczasowe prace nad wyładowaniem #92368 sprowadziły się do pozyskania dostępnych danych eksperymentalnych oraz rekonstrukcji topograficznej promieniowania na podstawie bolometrii. W wyładowaniu #92366 za pomocą obliczeń kodem COREDIV dla chwil T1 oraz T2 poprzez dobór parametrów współczynników transportu zrekonstruowano eksperymentalne profile gęstości i temperatury elektronowej. Pewnym problemem jest dokładność danych eksperymentalnych: błąd pomiarowy w niektórych przypadkach może przekraczać 30% (np. pomiar średniego Z efektywnego w płaszczyźnie poziomej wynosi 1,84 zaś w płaszczyźnie pionowej 2,37) i trudno wybrać właściwą wartość pomiarową parametru, do której należy się odnosić. W tej sytuacji zastosowano dopasowanie globalne: możliwie dokładne odtworzenie grupy parametrów: promieniowania w całości, w warstwie brzegowej oraz średniego efektywnego ładunku przy ustalonych profilach gęstości i temperatury elektronowej. W tym celu wykonano kilkanaście serii obliczeniowych (każda seria po 7-10 przypadków) z różnymi zestawami parametrów wejściowych i porównywano je z pomiarami. Uzyskano bardzo dobrą zgodność dla czasu T1 oraz T2. Oprócz ilości domieszki napełzczanej kluczowym parametrem okazał się współczynnik dyfuzji poprzecznej dla jonów w warstwie brzegowej. Jego wartość kontroluje transport w obszarze brzegowym i wpływa na ilość jonów w centrum (przyjęto ten sam współczynnik dla wszystkich rodzajów i stanów ładunkowych jonów). Efektywnie jego zwiększenie powoduje silniejszy wpływ jonów domieszki z centrum, co wpływa na ich koncentracje i rozkład promieniowania. Kontrolując wartość współczynnika dyfuzji przy ustalonym źródle można zmienić rozkład koncentracji domieszki i, co za tym idzie, stosunek mocy promieniowania w obszarze brzegowym do mocy promieniowania w centrum. Jest to wynik różnic w charakterystykach emisyjnych (widm temperaturowych)

użytych domieszek (Ar i N). Jest to wynik istotny dla zrozumienia transportu jonów w obszarze brzegowym, zagadnienia kluczowego w modelowaniu plazmy w tokamakach. Wyniki uzyskane dla chwili T1 posłużyły za punkt startowy obliczeń kodem brzegowym z pełną geometrią JET, EDGE2D-EIRENE. Uzyskano pierwsze wyniki, bez domieszkowania, obecnie rozważany jest przypadek odpowiadający chwili T1. Prace te wpływają pozytywnie na zacieśnianie współpracy pomiędzy ośrodkiem rozwijającym kod EDGE2D-EIRENE (CCFE) a Instytutem. Dopasowanie średniego efektywnego ładunku i poziomów promieniowania dla chwili T3 pozwoli określić jak szybko koncentracja danej domieszki w centrum obniża się na skutek dyfuzji po wyłączeniu źródła napuszczania. Chwila T4 jest opcjonalnym sprawdzeniem tego samego zjawiska dla niskiej mocy grzania dodatkowego. Przypadki te zostaną rozpatrzone w najbliższej przyszłości.

W celu przeprowadzenia analizy numerycznej domieszkowania plazmy brzegowej tokamak JET i opracowania modelu numerycznego plazmy brzegowej przy stanie wysokiego utrzymania plazmy (mod H) zastosowano kod numeryczny SOLPS-ITER. Mając sprawdzony model chciano badać wpływ domieszkowania neonem na transport energii w obszarze brzegowym tokamaka JET w modzie H. Zostały wyselekcjonowane dwa wyładowania #92432 i #92436 o takiej samej konfiguracji pola magnetycznego i różnym domieszkowaniu jonami neonu oraz został ustalony czas eksperymentu, dla którego został przygotowany model. Określono najważniejsze parametry plazmy w ww. eksperymentach takich jak całkowita moc docierająca do brzegu przez separatory, które zostały zaaplikowane do modelu plazmy brzegowej kodu SOLPS-ITER. Dla ustalonych parametrów początkowych plazmy zdefiniowano również wartości strumieni plazmy głównej i domieszek wprowadzanych w danej sekundzie do plazmy brzegowej zgodnie z danymi eksperymentalnymi. Następnie przystąpiono do tworzenia siatek numerycznych dla kodu SOLPS-ITER dotyczące ww. eksperymentów. Ponieważ kod składa się z dwóch równoległych działających kodów: B2 – rozwiązujący równania płynowe, oraz EIRINE – opisujący dystrybucję neutralów; należało wykonać dwie osobne siatki numeryczne dla B2 i EIRINE. Ze względu na specyficzną konfigurację pola magnetycznego tzw. *diveror corner configuration*, istniejący program do tworzenia siatki dla B2 pozostawał bezużyteczny. W związku z tym kształt niektórych elementów ścian komory próżniowej w obszarze dywertykorowym uwzględnianym w obliczeniach przez kod został zmodyfikowany. Okazało się, iż wybieg ten poskutkowało generowaniem błędów przy tworzeniu siatki dla EIRINE. Wielokrotne próby zastosowania różnych modyfikacji elementów ścian komory próżniowej potwierdziły nieskuteczność proponowanego podejścia. Zdecydowano się rozważyć konfigurację pola magnetycznego w różnych chwilach czasowych eksperymentu. Dla jednej z nich uzyskano konfigurację pola magnetycznego, która umożliwiła wygenerowanie siatki dla B2 przy dodatkowym zastosowaniu modyfikacji elementów ścian komory próżniowej. Opracowana siatka B2 pozwoliła na wygenerowanie siatki dla EIRINE i włożenie do modelu dla kodu SOLPS-ITER. Niestety, utworzona siatka numeryczna dla EIRINE generowała błędy przy uruchamianiu kodu. Obecnie prowadzone są prace nad poprawieniem siatki numerycznej dla podprogramu EIRINE tak, aby możliwe było przeprowadzenie symulacji numerycznych kodem SOLPS-ITER wraz z zastosowaniem pakietu EIRINE modelującym cząstki neutralne.

W ramach zadania T17-01-D9: Improve diagnostic analysis (e.g. core Ti, W concentration, neutrons and gamma) and their availability to JET1 (e.g. TAE antenna PPFs), and routinely available plasma interpretation tools (e.g. CHAIN2/PION)

- przeprowadzono analizę korelacji diagnostyk temperatury jonowej z parametrami plazmy. Analizę oparto w głównej mierze na danych zawartych w bazie JETPEAK, stworzonej 15 lat temu sukcesywnie aktualizowanej. Baza ta zawiera 4385 uśrednionych czasowo (około 1s) próbek pochodzących z 2264 wyładowań tokamaka

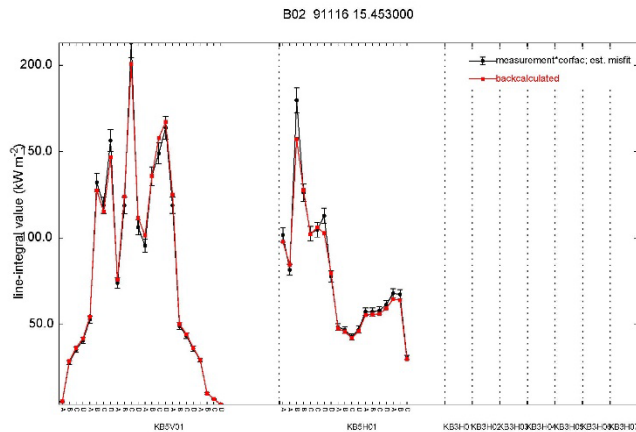
JET wraz ze zmierzonymi dla nich wartościami najważniejszych parametrów plazmy zarejestrowanymi przez systemy diagnostyczne i dostępna jest w postaci struktury danych programu matlab. Analizę korelacyjną przeprowadzono dla następujących temperatur: XCS – temperatura określona na podstawie spektroskopii jonów Ni (X-ray crystal spectroscopy) z diagnostyki KX1, CXFM – temperatura jonowa określona na podstawie spektroskopii linii D_α (charge exchange spectroscopy - CXS) z diagnostyki KS5 oraz CXG6 i CXGM – temperatury określone na podstawie spektroskopii CXS jonów odpowiednio Ne i C z diagnostyki KS5. Przeprowadzona analiza miała na celu porównanie i ewentualne znalezienie systematycznych różnic w mierzonych wartościach temperatur. W ramach zadania wykonano porównania temperatur jonowych i elektronowych (HRTS i LIDR) wzdłuż małego promienia plazmy, a także porównania temperatur jonowych dla wybranych zakresów radialnych względem następujących czynników: czynnik skalujący $Te^{3/2}/ne$, kolizyjności - v^* , rotacji toroidalnej - ω_{th} , liczby Macha - M_{th} . Obecnie wyniki są analizowane przez specjalistów ze strony JET jak również prowadzona jest dalsza analiza wymienionych wyżej danych.

- Przeprowadzono rekonstrukcje tomograficzne TOMO5 z danych bolometrów KB5 na urządzeniu JET oraz porównano otrzymane wyniki z różnymi metodami tomografii. Rekonstrukcje przeprowadzono dla następujących wyładowań w ściśle określonych przedziałach czasowych:
 - #92213 -> $t = 49.70, 49.90, 50.00s$
 - #92442 -> $t = 53.90, 54.25, 54.50, 54.75s$
 - #92300 -> $t = 50.00, 50.50, 51.23, 51.70s$
 - #91116 -> $t = 54.553, 55.053, 55.353, 55.453, 55.553, 55.753s$.

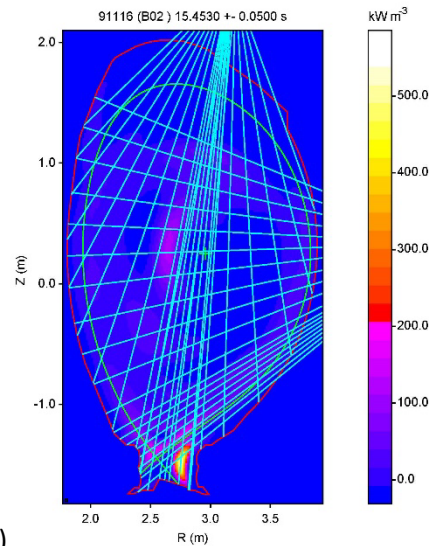
Ponieważ większość tych przypadków silnie promieniuje w dwwertorze, dlatego potrzebne były również inne wyładowania do porównywania z np. silną asymetrią poloidalną tak jak to było w przypadku wyładowania #92213. Rys.4 przedstawia przykładową rekonstrukcję bolometryczną.

Prowadzone były także prace nad przygotowaniem rekonstrukcji do zadań M15-26 (*Isotope effect on edge and core transport*), H16-01 (*Isotope effect on confinement and transport*) oraz T17-11 (*Analysis of impurity seeding in H-mode plasmas*). Zadania te dotyczą zbadania podstawowych problemów fuzji termojądrowej. Tak na przykład zadania M15-26 i H16-01 są niezbędnym eksperymentem przygotowawczym do badań izotopów/jonów w plazmie wodorowej oraz trytowej (lub helowej, w razie potrzeby). Głównymi celami tych zadań było ustalenie skalowania izotopowego w zależności od szerokości i wysokości piedestału, przy przejściu z ELM-ów z typu III na typ I, dla warunków wyzwalania ELM-ów, rozmiaru i ich częstotliwości, zależnie od utrzymania plazmy rdzeniowej; ustalenia wpływu gazu parametry utrzymania piedestału oraz plazmy rdzeniowej; określenie wpływu izotopów na warunki SOL. Natomiast w zadaniu T17-11 badane były wpływy domieszek na parametry plazmy, poprzez weryfikację kodów (na przykład SOLPS, SOLEDGE2D-EIRENE), w tym interpretację wcześniejszych eksperymentów w scenariuszach ze wstrzykiwaniem domieszek dla wysoce promienistych scenariuszy przy użyciu spektroskopii 2D i bolometrii, a także innych kluczowych diagnostyk. W ramach zadania T17-11 przeprowadzono rekonstrukcję tomograficzną dla wyładowań: #92366 -> $t = 51, 53, 56, 58s$; #92368 -> $t = 51, 53, 56, 58s$.

Dostosowano profile n_e T_e , badając parametry przestrzeni w celu lepszego odzwierciedlenia wyników eksperymentalnych (koncentracji wolframu i profili promieniowania).



a)



b)

Rys.4.1.4 Przykładowa rekonstrukcja dla strzału 91116: a) porównanie mierzonych linii zintegrowanych wartości z liniami po rekonstrukcji, b) rozkład promieniowania 2D z widocznymi liniami patrzenia kamer KB5 (linie poziome) oraz KB3 (linie pionowe).

Dla powyższych badań w celu uzyskania bardziej szczegółowej o informacji o rozkładzie promieniowania z plazmy opracowywano rekonstrukcje tomograficzne z bolometrów KB5=V oraz KB5H. Rekonstrukcje zostały zrobione oraz zatwierdzone poprzez osobę odpowiedzialną za diagnostykę na JET-cie ze 100 ms czasem całkowania dla strzałów #92220, #92225, #92227, #92228, #92229, #92231, #92234 w czasie stabilnego zachowania plazmy, który ogólnie wynosił około 5 s dla opracowywanych strzałów.

Ponadto rozpoczęto i kontynuowano wykonanie rekonstrukcji dla strzałów #92368, #89089, #91486, #91483, #91488, #91366, #91370, #91368, #91367, #92222, #92223, #92232, #92233, #89091, #89089, które wymagają dalszej optymalizacji parametrów rekonstrukcji.

Uzyskane wyniki przyczynią się do zintegrowanej analizy w ramach opisanych zadań, czyli w efekcie końcowym do rozwiązania postawionego problemu naukowego. W ramach szkolenia/praktyki przeprowadzono dodatkowe rekonstrukcje tomograficzne dla wyładowań: 90441, 90443, 89727, 89728, 89730.

Osiągnięcia w zakresie narzędzi informatycznych

W celu efektywnego wykorzystania istniejących kodów numerycznych tworzona jest zintegrowana platforma numeryczna w ramach inicjatywy europejskiej ITM (ang. *Integrated Tokamak Modelling*). Podstawowym elementem systemu ITM jest symulator transportu energii i cząstek w rdzeniu tokamaka (ETS – European Transport Solver). Równolegle trwają prace nad zastosowaniem symulator ETS do modelowania wyładowań na tokamaku JET. Projekt nosi nazwę ETS4JET. Stopniowo są dołączane do symulatora ETS moduły modelujące poszczególne mechanizmy kształtujące plazmę w tokamaku JET (np. grzanie, domieszkowanie) i zjawiska zachodzące w plazmie (np. transport neoklasyczny, anomalny, transport neutralów). W ramach projektu JET1 testowane były moduły transportu neoklasycznego i anomalous domieszek w centrum tokamaka. Transport domieszek bezpośrednio zależy od gradientu temperatur i gęstości plazmy głównej, który z kolei jest kształtowany przez grzanie, cząstkami neutralnymi (NBI) oraz promieniowaniem elektromagnetycznym rezonującym z jonami plazmy głównej (ICRH). Dlatego też wyniki działania modułów transportu jest nieodłącznie związane z poprawnym działaniem modułów grzania. Możliwe jest modelowanie domieszek w centrum w stanie stacjonarnym.

Głównym celem było zastosowanie symulatora ETS do analizy danych eksperymentalnych z tokamaku JET, które ma na celu weryfikację modułów dla domieszek i neutralów na bazie 4.10b. W ramach tego zadania użyto platformy Kepler wersja 2.5 i symulatora ETS wersja 5.0.2, które były dostępne od października 2017 roku. Wcześniejsze wersje były niestabilne, czego konsekwencją było przerwanie symulacji przed jej ukończeniem (patrz punkt 2.c). Skonfigurowano symulator ETS dla strzału 92436 z grzaniem NBI i ICRH. Oprócz jonów plazmy głównej deuteru w skład plazmy weszły także jony wodoru w koncentracji 1% oraz domieszki niklu i wolframu, których koncentracja została ustalona na $1.4 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ (nikiel) oraz $1.3 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ (wolfram). Przeanalizowano moduły transportu anomального dostępne w symulatorze ETS 5.0.2. i porównano profile współczynników transportu oraz rozkładu promieniowania dla danych domieszek w zależności od małego promienia tokamaka. Dla strzału 92436 wybrano chwile czasu $t=49.5 \text{ s}$. Wykonano szereg symulacji, w których dopasowano koncentrację domieszek na brzegu w taki sposób, że wartości maksymalne profili promieniowania się pokrywały. Dla dopasowanych wartości warunków brzegowych koncentracji domieszek niklu i wolframu powtórzono symulację zmieniając jedynie moduł transportu anomального. Aczkolwiek moduły transportu anomального GLF23, Weiland oraz IRTM działają nie dają jednak fizycznych wyników i wymagają udoskonalenia. Jedynie moduł BgB (Bohm-gyroBohm) odtwarza wartości współczynników transportu dla domieszek porównywalne z eksperymentalnymi. Pierwsze pięć miesięcy (od kwietnia do sierpnia) kampanii T17 poświęconych zostało na próby uruchomienia i testowanie nowo zainstalowanych modułów (tzw. aktorów) w Keplerze i symulatorze ETS. Problemy zazwyczaj dotyczyły błędów w implementacji aktorów w ETS lub też błędów w kodach źródłowych, co jest nieuniknione przy wdrażaniu nowego oprogramowania, zwłaszcza o takim stopniu złożoności jak platforma Kepler i symulator ETS. Informacja zwrotna w postaci tzw. trackerów umieszczanych na stronie <http://portal.efda-itm.eu/itm/portal/auth/index.php?page=GFORGE> (6 trackerów od kwietnia do listopada) oraz maili do koordynatorów projektu. W większości zgłaszane problemy dotyczyły nie działającego symulatora ETS, lub też problemów z instalacją na klastrze komputerowym FREIA. Jednocześnie testowano przewodnik do instalacji symulatora ETS, ETS4JET User guide. W miarę postępów prac przewodnik jest rozwijany i aktualizowany. Wymaga jednak ciągłych poprawek, żeby być czytelnym dla nowego użytkownika. Okres pierwszych pięciu miesięcy prac został zwieńczony zainstalowaniem na klastrze FREIA nowej stabilnej wersji 2.5 Keplera i symulatora ETS w wersji 5.0.2. W nowej wersji zostały zainstalowane moduły grzania ICRH, pozwalające na tzw. grzanie mniejszościowe (ang. minority heating). Działanie modułów grzania pozwoliło na uruchomienie symulatora ETS z parametrami grzania obecnymi w eksperymencie, co z kolei umożliwia próby odtworzenia profili gęstości i temperatury plazmy głównej.

W 2017 r. zmodyfikowano procedury sterowania systemu diagnostyki KX1. Celem usprawnienia kontroli procedur przetwarzania danych z wyładowania plazmy tokamaka oraz skalowania energetycznego i kalibracji 256 kanałów pomiarowych z wykorzystaniem źródła ^{55}Fe zmodyfikowano kod Matlaba zgodnie z przedstawionym opisem. Dodatkowo wprowadzono zmianę wybranych parametrów akwizycji danych celem poprawy ich jakości informacyjnej. Eksperymenty z wyższym przepływem gazu (50 ml/min) dały lepsze parametry charakterystyki detektora - wzmocnienie i rozdzielczość. Dodatkowo poziom triggera sygnałowego 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. Pomocniczy plik STOP_N został

wprowadzony w celu możliwości zatrzymania systemu Matlab pracującego w nieograniczonej pętli dla $N = 1$ lub $N = 2$ ($N = 0$ jest neutralne), zamiast użycia komendy "Ctrl_C". 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 Plazmy przetwarza się ostatnie 11 plików celem skalowania energetycznego. Raz na dobę w określonym czasie, (n.p, 7.00 godz.) pliki są kumulowane i przetwarzane w celu aktualizacji kalibracji, a następnie wszystkie pliki są przenoszone do folderu "Archiwum". Zmieniono parametry dla pola struktury DAT.P. Ze względu na zmniejszoną intensywność źródła ^{55}Fe czas akwizycji (parametr DAT.P {2,2}) 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. Znaczenie parametrów struktury DAP.P:

DAT.P = {1: 4e3, [0,01,1] - dla plazmy (bez zmian);

11, [300] - dla skalowania; 11 – ilość plików do skalowania, czas akwizycji = 300 s

[100, 300], [07,00]} - dla kalibracji;

100 - minimalna wymagana liczba plików, 300 - maksymalna liczba ostatnich plików uwzględnionych dla kalibracji, [07,00] - czas (godzina) procesu kalibracji.

W ciągu doby (24 h) ciągłego procesu akwizycji danych 268 plików zostaje zbieranych dla aktualizacji współczynników kalibracji 256 kanałów pomiarowych. Dane kalibracji (o strukturze tablicy 3D) są zapisywane w folderze o formacie: F(yymmdd) -CALn-1 ($n = 1$, dla W-wolfram; $n = 2$ dla Ni-nikiel). Dane skalowania (tablica 3D) są zapisywane w folderze o formacie:

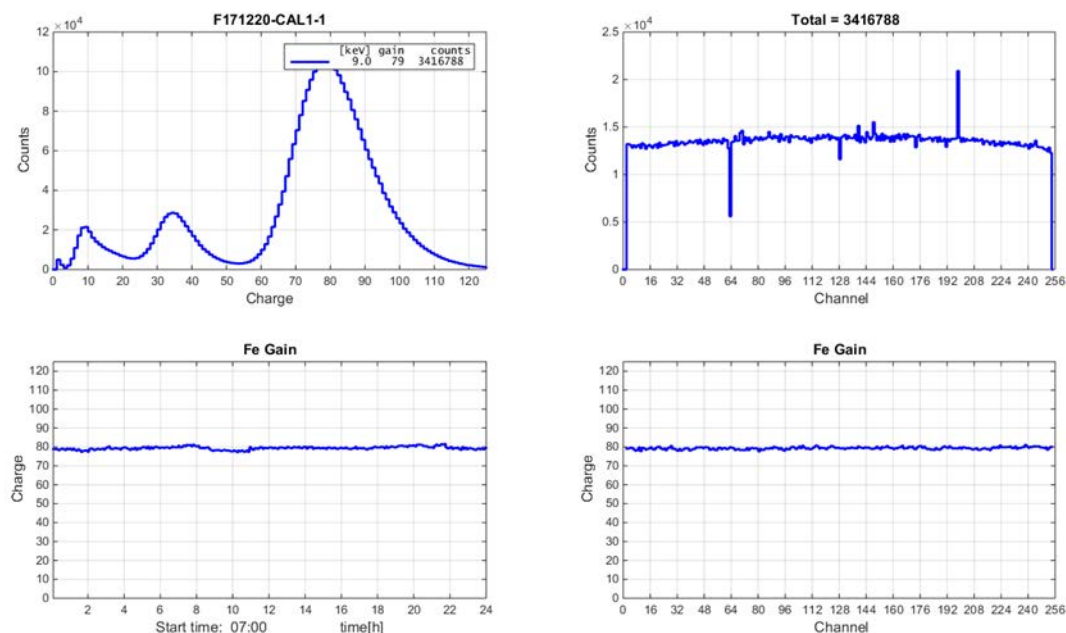
F(yymmdd) -SCAN-1. Zobrazowanie charakterystyk dla źródła ^{55}Fe zostało zmodyfikowane i przedstawiono rzeczywisty parametr wzmocnienia detektora dla źródła Fe (Gain) w funkcji czasu i pozycji. Typowe charakterystyki przedstawia Rys.5.1.5 dla systemu detekcji wolframu – W oraz Rys.5.1.6 dla systemu detekcji niklu - Ni.

5.2. Udział w badaniach na tokamakach ASDEX-U i TCV i analizy wyników eksperymentalnych. Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPMST1: *Medium size tokamak campaigns*

Eksperymenty na tokamakach o średnich rozmiarach uzupełniają badania prowadzone na największym działającym tokamaku JET. Urządzenia te posiadają unikalne możliwości eksperymentalne. Ich celem jest zapewnienie efektywnego wykorzystania doświadczeń i ekstrapolację wyników do przyszłych urządzeń termojądrowych ITER i DEMO.

W ramach eksperymentu przeprowadzonego na tokamaku ASDEX-Upgrade w Garching badano nowe scenariusz grzania antenami ICRF. Nowy trzy-jonowy scenariusz daje podstawy do lepszego działania grzania ICRF w urządzeniach fuzyjnych (w porównaniu z dwu-jonową plazmą) ze względu na znacznie większą absorpcję mocy RF przy niskiej koncentracji mniejszościowych jonów. Podobne eksperymenty na tokamaku JET wykazały wysoką wydajność grzania w plazmie wodorowo deuterowej HD, przy użyciu zaledwie niewielkiej ilości domieszki jonów ^3He (<1%). W związku z tym planowano dokonać porównania m.in. wydajności grzania ^3He , generacji szybkich jonów w plazmie oraz w mieszkankach H-D i H- ^4He . Dodatkowo scenariusz ten miał zostać wykorzystany do wygenerowania możliwych do detekcji populacji energetycznych jonów ^3He i tym samym wywołać różne niestabilności napędzane przez szybkie jony. Przy okazji możliwa by była ocena efektu ICRF na transport zanieczyszczeń wolframu. Biorąc pod uwagę fakt, że w planowanym eksperymencie koncentracje D i ^4He miały być w zakresie odpowiednio ~10-

30% i 5-15%, demonstracja efektywnego grzania plazmy z niewielką zawartością grzania ^3He w plazmie $\text{H-}^4\text{He}$ mogła się okazać bardzo istotna pod kątem rozwoju jednego ze scenariuszy grzania dla ITERa. Do analiz dotyczących zachowania wolframu w omawianym eksperymencie wykorzystane zostały diagnostyki spektroskopowe z zakresu widzialnego o liniach patrzenia skierowanych na obszary limitera i dywertora, jak i również system przeznaczony do obserwacji zakresu VUV, który umożliwia obserwację wolframu w centrum plazmy. Z przeprowadzonych badań dla dwóch konkretnych wyładowań, które różniły się przede wszystkim miejscem deponowania mocy – „on-axis” i „off-axis” wykazano, że dla tej samej mocy grzania ICRH znormalizowanej do napuszczonego gazu D i mocy NBI, obserwuje się niższą koncentrację W (zarówno liniowego jak i quasicontinuum) dla przypadku off-axis. Dodatkowo wzrost koncentracji tego zanieczyszczenia był sprzężony z mocą ICRH. Źródłem tego zanieczyszczenia była wyłącznie limiterowa antena ICRH pokryta wolframem, co dodatkowo potwierdziła analiza wyników pochodzących z rejonu anteny pokrytej borem (nie wykazano tam obecności W). Z kolei w pozostałych wyładowaniach, w których nastąpiła akumulacja W zauważono, że jego gwałtowny wzrost miał miejsce w rejonie dywertora w fazie grzania NBI.

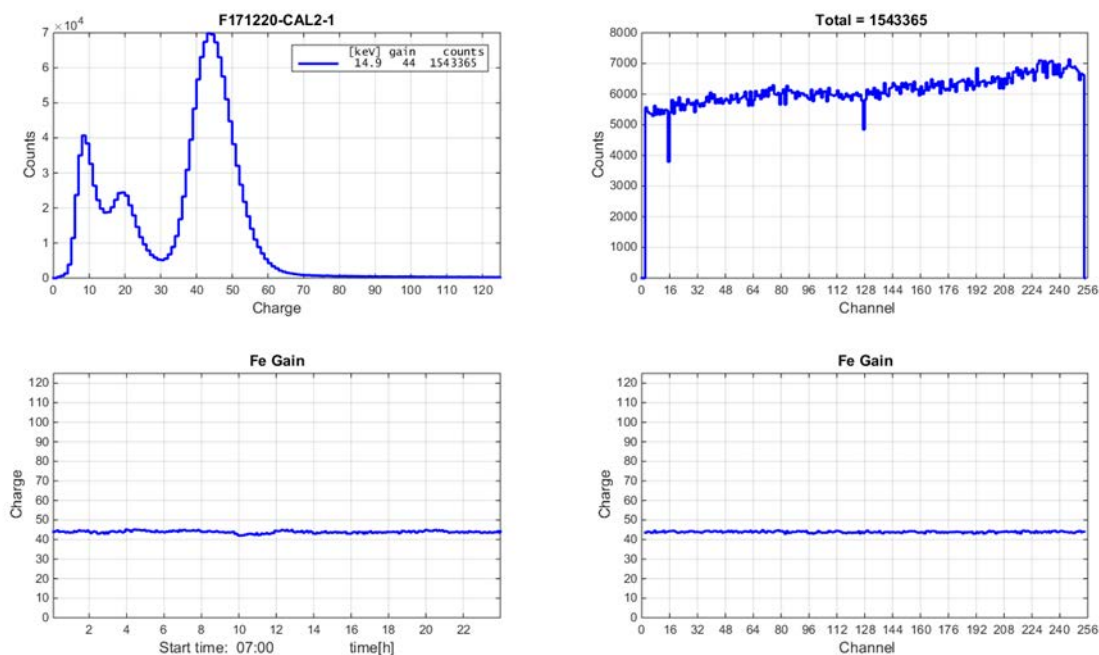


Rys.5.1.5 Charakterystyki rozkładu ładunku i pozycji (górze) oraz wzmocnienie detektora w funkcji czasu i pozycji (dół) po procesie kalibracji dla systemu detekcji wolframu - W.

Na tokamaku TCV w Szwajcarii realizowano eksperyment, polegający na badaniu transportu ciężkich zanieczyszczeń w plazmie (z stosunkowo niewielką liczbą ELM jak i również bez nich) w celu ograniczenia ich akumulacji w centrum zjonizowanego gazu. Przeprowadzane badania stanowiły kontynuację eksperymentu w 2015 roku. Początkowo program zakładał pracę urządzenia w trybie L-mode, a następnie H-mode z iniekcją neonu i kryptonu. Do najważniejszych założeń badań należały:

- realizacja skanu kolizyjności v^* , który miał wykazać zmianę z niskiej gęstości i wysokiej temperatury plazmy do wysokiej gęstości i niskiej temperatury (przejście pomiędzy dwoma trybami pracy urządzenia);
- zmiany takich parametrów jak:
 - domieszki neonu (pierwiastek lekki) i kryptonu (pierwiastek ciężki)

- prąd plazmy (ocena efektu zmian temperatury elektronowej w centrum plazmy, (tzw. sawteeth) na transport zanieczyszczeń)
- kształt plazmy - trójkątność (ocena jego wpływu na transport zanieczyszczeń).



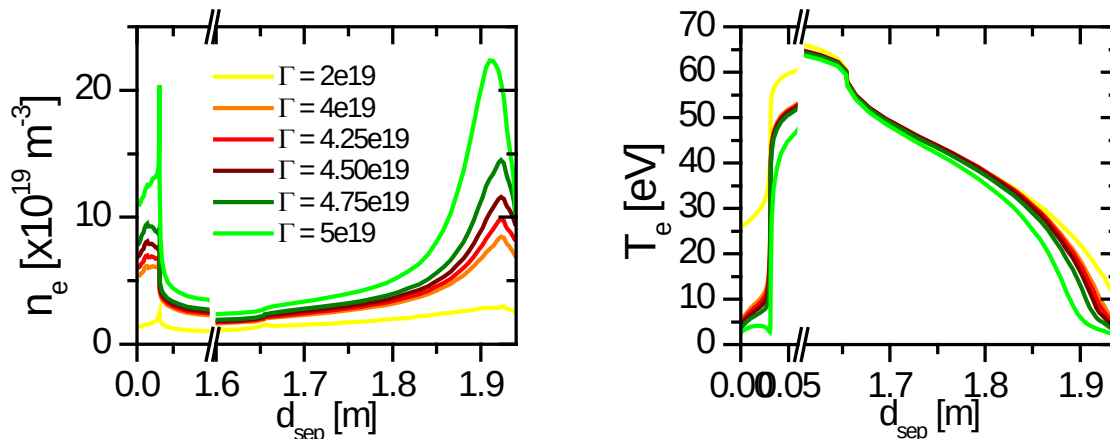
Rys.5.1.6 Charakterystyki rozkładu ładunku i pozycji (górną) oraz wzmocnienie detektora w funkcji czasu i pozycji (dół) po procesie kalibracji dla systemu detekcji niklu -Ni.

Badania w 2017 roku z założenia były podzielone na dwie sesje eksperymentalne. Pierwsza z nich oparta była głównie na iniekcji kryptonu z zaworu 3 przez ok. 20 ms w poszczególnych wyładowaniach. Niemniej jednak ze względu na prawdopodobnie zbyt długi czas napuszczania zewnętrznej domieszki, niemal każde wyładowanie charakteryzowało się przedwczesnym zerwaniem sznura plazmowego (tzw. *disruption*). Proces ten poprzedzony był akumulacją zanieczyszczeń rejestrowanych przez system SXR (Soft X-Ray), który jest przeznaczony do rejestrowania promieniowania w zakresie miękkich X. W kolejnej sesji planowano obserwacje zanieczyszczeń w H-modzie dzięki lepszemu dopasowaniu parametrów plazmy (nowy, ulepszony scenariusz), jak i zastosowaniu DMV do iniekcji neonu i kryptonu (nieдоступnego podczas poprzedniej części badań). Również i tym razem pojawiające się problemy z scenariuszem plazmy, sukcesywnie prowadziły do wczesnego zakończenia wyładowań. W rezultacie nie udało się wykonać planowanych analiz, wykorzystujących system CXRS (*Charge Exchange Recombination Spectroscopy*), który głównie jest przeznaczony do wyznaczenia temperatury jonowej, prędkości rotacji w kierunku poloidalnym oraz toroidalnym, jak i również Z_{eff} . Jakkolwiek przeprowadzony eksperyment nie dał konkretnego materiału do gruntownych analiz fizycznych, tak jednak wnioski wyciągnięte na jego podstawie mogą się przyczynić do rozwoju/poprawy podobnych scenariuszy plazmy w kolejnych badaniach ze zbliżonymi założeniami.

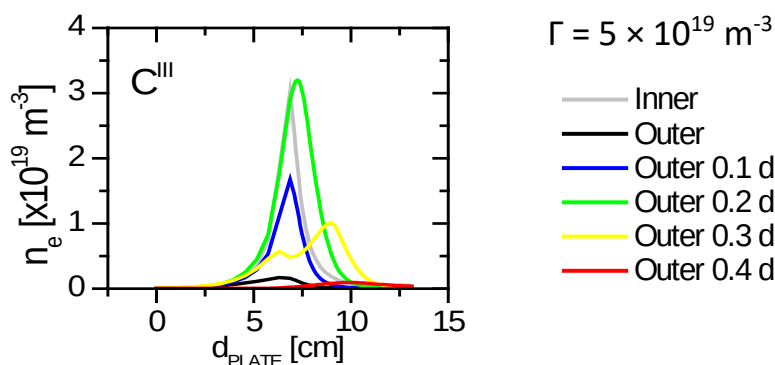
Osiągnięcia naukowe

Celem zadania jest odtworzenie obserwowanej eksperymentalnie ewolucji promieniowania linii CIII wzdłuż separatrysy w kierunku od płyt dywertorowych do X-point'u przy zastosowaniu kodu TECXY. Dzięki temu będziemy mogli lepiej opisać procesy fizyczne towarzyszące temu zjawiskowi jak również fazie poprzedzającej oderwanie się plazmy od dywertora.

Na podstawie wyników otrzymanych w tokamaku TCV podczas wyładowania #52065, przeprowadzono symulacje numeryczne odtwarzające przebieg *detachment*'u w eksperymencie. Aby wykonać symulacje, utworzono siatkę numeryczną, obejmującą obszar Scrape-Off Layer (SOL), obszar prywatny dywertora i brzeg centrum. W modelu uwzględniono kształt pola magnetycznego i parametry plazmy w siódmej sekundzie wyładowania, które odpowiadają fazie poprzedzającej odłączenie się plazmy od płyt dywertorów (ang. *detachment*). Do badań zastosowano dwuwymiarowy, wielopłynowy kod TECXY. Do plazmy wodorowej wprowadzona została domieszka atomów węgla po przez wybijanie jonów węgla (ang. *sputtering*) z płyty dywertora. Wyniki symulacji numerycznych ukazały ewolucję gęstości węgla CII wzdłuż separatrysy od wewnętrznej i zewnętrznej płyt dywertorów tuż przed odłączeniem plazmy od płyty (ang. *detachment*). Profile gęstości elektronowej plazmy (n_e) i temperatury elektronowej (T_e) wyrysowane wzdłuż separatrysy dla różnych wartości strumienia wodoru napływającego do SOL, zostały przedstawione na Rys.5.2.1. Ukazany jest tu spadek w pobliżu zewnętrznej ($d_{sep} = 1,94$ m) płyty zarówno wartości n_e (lewy panel), jak również T_e (prawy panel) wraz ze wzrostem strumienia wodoru do brzegu przez separatryse – linie od żółtej przez czerwoną do zielonej. Rys.5.2.2. przedstawia profile gęstości węgla CII na wewnętrznej i zewnętrznej płycie dywertorów (linie szara i czarna) oraz profile w odległości 0,1 (niebieska linia), 0,2 (zielona linia), 0,3 (żółta linia) i 0,4 (czerwona linia) odległości pomiędzy płytami od zewnętrznej płyty dal strumienia wodoru równego 5×10^{19} . Wyraźnie dostrzegamy na profilu gęstości masy, iż węgiel dwukrotnie zjonizowanego odpowiedzialny za emisję promieniowania w linii widmowej CIII, jest zdecydowanie odsunięty od zewnętrznej płyty. Przeszczanie się gęstości masy węgla CII odpowiada obserwowanej eksperymentalnie ewolucji promieniowania CIII.



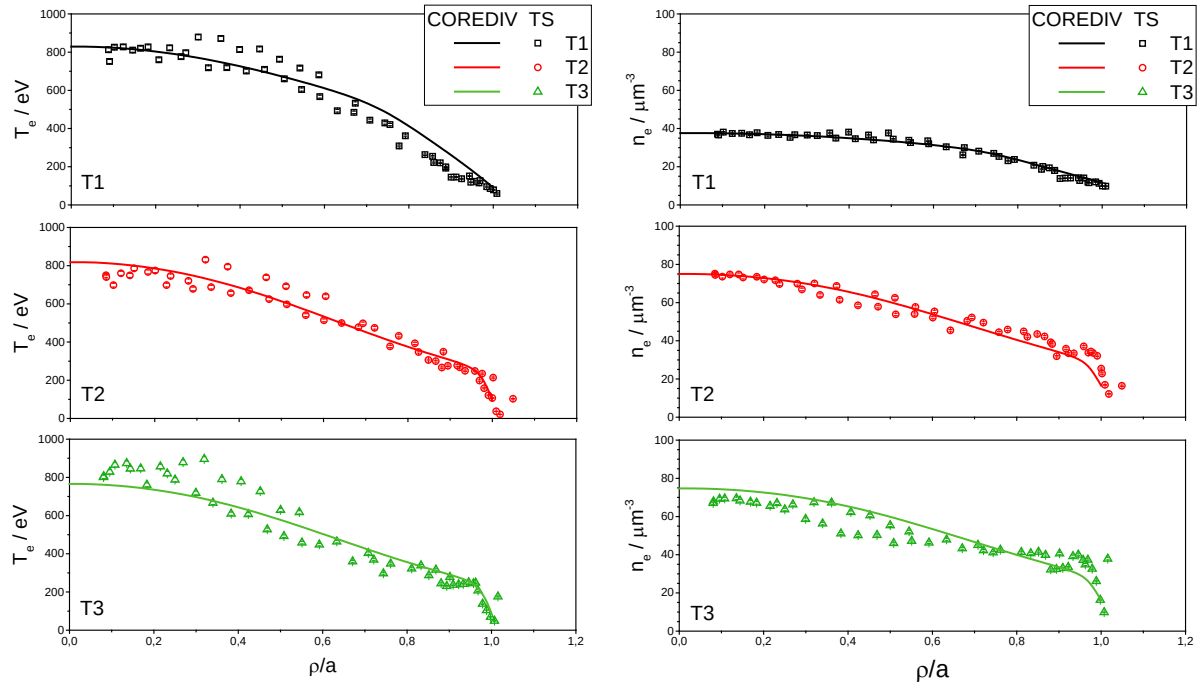
Rys.5.2.1. Profile gęstości elektronowej (lewy panel) i temperatury elektronowej (prawy panel) wzdłuż separatrysy dla różnych wartości strumienia napływającego wodoru do SOL.



Rys.5.2.2. Radialne profile gęstości jonów węgla dwukrotnie zjonizowanych.

Obecnie prowadzone są prace nad poprawieniem współczynników transportu cząstek i energii tak by profile wielkości plazmowych w pełni odpowiadały wynikom eksperymentalnym.

Szwajcarski tokamak TCV posiada wysoce konfigurowalne pole magnetyczne, które pozwala na badanie alternatywnych układów dywertora pod kątem stabilności wyładowania i procesów transportu. Na obecnym etapie do analizy wyników eksperymentalnych użyty został kod COREDIV. Prace te są prowadzone w ścisłej zależności od przebiegu bieżącej kampanii pomiarowej, podczas której okazało się, że głównym problemem jest uzyskanie stabilnego modu H (reżimu wysokiego utrzymania energii). Dlatego pierwotny cel badań, czyli analiza scenariuszy z domieszkowaniem w celu uzyskania maksymalnego współczynnika promieniowania, został odłożony na późniejszy okres. Za przyczynę takiego stanu rzeczy upatruje się udział niezidentyfikowanych domieszek, które są źródłem dodatkowego, niepożądanego promieniowania w centrum. Obecnie zastosowanie kodu COREDIV ma na celu potwierdzenie tej hipotezy i, o ile to możliwe, zidentyfikowanie głównych domieszek w wyładowaniu. Kod ten jest narzędziem bardzo dobrze nadającym się do tego celu, gdyż w sposób zintegrowany opisuje transport domieszek w całym obszarze wyładowania, zarówno w centrum, jak i w warstwie brzegowej, oraz traktuje każdy stopień jonizacji danego pierwiastka jako osobny płyn, bez uproszczeń, co pozwala na dosyć dokładne odtworzenie rozkładów promieniowania. Jak do tej pory rozpoczęto analizę trzech momentów wyładowania #57466. Podczas jego przebiegu moc grzania dodatkowego (NBI) jest zwiększana liniowo w czasie, powodując przejście od modu L (reżimu o niskim utrzymaniu energii) do modu H, po którym niebawem następuje wzrost niestabilności i zerwanie шнура plazmowego. Do analizy wybrano czasy, w których plazma jest w modzie L, w modzie H i tuż przed zerwaniem. Przez modyfikację parametrów modelu transportu i zmianę wysokości bariery transportowej w okolicy piedestału, po wielu próbach, udało się uzyskać kształt profili gęstości elektronowej i temperatury elektronowej zbliżony do danych eksperymentalnych z diagnostyki TS (*Thomson Scattering*, rozpraszanie Thomsona). Wyniki zostały przedstawione na Rys.5.2.3. Następnym krokiem będzie zbadanie wpływu ewentualnych domieszek uwalnianych ze ściany tokamaka na rozkład promieniowania, pierwszym kandydatem jest żelazo. Obliczenia te zostaną wykonane w pierwszych miesiącach 2018 roku.



Rys.5.2.3 Porównanie eksperymentalnych profili temperatury elektronowej (kolumna lewa) i gęstości elektronowej (kolumna prawa) z diagnostyki TS z profilami obliczeniowymi uzyskanymi za pomocą programu COREDIV. Kolejne analizowane momenty: T1 – mod L, T2 – mod H, T3 – mod H tuż przed przerwaniem wyładowania.

6. Analiza najnowszych wariantów syntezy termojądrowej z inercyjnym utrzymaniem plazmy na podstawie wyników eksperymentów i symulacji numerycznych

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

6.1 Przygotowanie i realizacja eksperymentów związanych z koncepcją udarowego zapłonu termojądrowego fuzji inercyjnej

Zadania realizowane w ramach projektu Eurofusion - CfP-AWP17-IFE-CEA-01: Preparation and Realization of European Shock Ignition Experiments

Projekt związany jest z realizacją europejskiego programu badawczego - *Shock Ignition* (SI), który dotyczy jednej z najbardziej obiecujących koncepcji implementacji fuzji inercyjnej. Podejście to zakłada, że transport energii wewnątrz tarczy termojądrowej, który jest definiowany głównie przez szybkie elektrony o energiach 50-100 keV, powinien stanowić znaczący wkład do powstania odpowiedniego ciśnienia fali uderzeniowej, inicjującego zapłon termojądrowy. Szybkie elektrony powstają w wyniku bezzderzeniowych procesów absorpcji promieniowania laserowego zachodzących w koronie plazmowej kreowanej w wyniku wielowiązkowego oświetlenia o symetrii sferycznej. Poznanie dominujących mechanizmów absorpcji promieniowania laserowego i ich roli w transporcie energii do fali uderzeniowej w zależności od różnych warunków oświetlenia, jest wciąż jednym z głównym celów badań podejmowanych na różnych układach laserowych. Duże możliwości prowadzenia takich badań stwarza układ laserowy PALS, na którym realizowane są badania proponowane w projekcie.

Zgodnie z opisem projektu, w 2017 roku, zespół z IFPiLM uczestniczył w zdaniach o numerach:

- 1) Przygotowanie prac badawczych.
- 2) Realizacja eksperymentów na PALS dotyczących badania emisji gorących elektronów przy oświetleniu tarcz laserowych pierwszą harmoniczną lasera jodowego.
- 3) Weryfikacja kodów hydrodynamicznych do modelowania wyników uzyskanych na eksperymentach PALS przy oświetleniu wiązką laserową

Odnosząc pierwsze zadanie zorganizowane były trzy spotkania (tzw. *kick-off meeting*): (1) w Laboratorium PALS w Pradze - w marcu 2017, (2) w Imperial College w Londynie – w czerwcu oraz (3) w St. Malo (Francja) – we wrześniu 2017 na których omawiane były planowane eksperymenty na PALS w 2017 i 2018 r. z udziałem grupy z IFPiLM.

W ramach drugiego zadania realizowane były na PALS, badania szybkich elektronów z użyciem pierwszej ($\lambda_1=1315$ nm) i drugiej ($\lambda_3=438$ nm) harmonicznnej lasera jodowego przy intensywności w zakresie: 10^{15} - 10^{16} W/cm² w płaskiej geometrii w których wykorzystywane były płaskie tarcze z tytanu. Celem badań było poznanie wpływu niestabilności parametrycznych na emisję elektronów generowanych z powłok K tytanu. Jako diagnostyki monitorujące emisję elektronów, stosowano 2D zobrazowanie rozkładu szybkich elektronów oraz spektroskopię rentgenowską o wysokiej rozdzielczości w kombinacji z 3-kadrową femtosekundową interferometrią (z IFPiLM), która pozwalała wyznaczyć zmiany czasowe maksymalnego gradientu koncentracji elektronowej oraz tzw. scalelength, parametrów szczególnie przydatnych z punktu widzenia identyfikacji mechanizmów generacji szybkich elektronów. Badania te pokazały, że zarówno w przypadku: 1 ω jak i 3 ω , szybkie elektrony pochodzą z dwu-plazmonowego rozpadu (TPD), stymulowanego rozproszenia Raman'a

(SRS), a także hybrydowej niestabilności TPD/SRS w obszarze o koncentracji mniejszej od krytycznej ($n_{kr}/4$). Największa ich frakcja o temperaturze 20-30 keV pochodzi z SRS. Dla obu harmonicznych, transport energii do fali uderzeniowej generowanej w tarczy jest dodatkowo ograniczany przez stymulowane rozproszenie Brillouin'a (SBS) oraz zwrotne odbicie wiązki laserowej. W przypadku 1-harmonicznej o dużej intensywności charakteryzującej się dużym parametrem $I\lambda^2 > 10^{16} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$, SRS jest o rząd większe w porównaniu z 3-harmoniczną.

W przypadku zadania 3 wkład grupy z IPPLM, dotyczył interpretacji wyników badań uzyskanych na PALS, w których do symulowania warunków SI wykorzystywane były tarcze dwu-warstwowe składające się z części masywnej z Cu pokrytej cienką warstwą z plastiku. Tarcze oświetlane były dwu-wiązkowo przy czym pierwsza z wiązek (1ω) o niskiej intensywności (około 10^{15} W/cm^2) wytwarzała plazmę imitującą komprymowaną plazmę termojądrową, zgodnie z koncepcją SI, natomiast druga wiązka laserowa (1ω lub 3ω) o dużej intensywności ($>> 10^{16} \text{ W/cm}^2$) generowała falę uderzeniową w masywnej części tarczy. Jako główne diagnostyki w tych badaniach wykorzystywane były: 3-kadrowa femtosekundowa interferometria w połączeniu z pomiarami objętości tworzenia kraterów wykorzystywanych jako miarą efektywności transportu energii do fali uderzeniowej z udziałem szybkich elektronów. Do monitorowania parametrów szybkich elektronów stosowano 2D zobrazowanie ich rozkładu oparte na emisji linii $K\alpha$ z miedzi. Do analizy wyników badań wykorzystywany był 2D kod ATLANT-HE opracowany w Instytucie Fizycznym im. Lebedeva w Moskwie. W odróżnieniu od w/w eksperymentów z tarczami z tytanu, zarówno wyniki badań eksperymentalnych jak 2D symulacji, pokazują, że w przypadku 1ω dominującym mechanizmem generującym szybkie elektrony jest absorpcja rezonansowa promieniowania laserowego.

Aby wyjaśnić rozbieżności między tymi dwoma eksperymentami, planowane są w 2018 roku kolejne eksperymenty, zarówno na PALS jak i na układzie laserowym OMEGA na Uniwersytecie w Rochester, w celu uzyskania odpowiedzi w kwestiach dotyczących fizyki SI i ocenić możliwości realizacji oświetlenia dwubiegunowego (ang. *bipolar irradiation*) tarcz termojądrowych, co byłoby w zgodności z pośrednim oświetleniem realizowanym na największych układach laserowych: NIF oraz LMJ.

Wymiernym wkładem naukowym grupy z IFPiLM, jest prezentacja na konferencji PLASMA2017, podsumowująca badania w zakresie SI zrealizowane w dotychczasowych eksperymentach na PALS, za pomocą diagnostyk z budowanych w IFPiLM.

6.2 Kompleksowe badania plazmy termojądrowej ukierunkowane na opracowanie uniwersalnego kodu do analizy wyników z diagnostyk spektroskopowych opartych na efekcie Starka-Zeemana

Zadania realizowane w ramach projektu Eurofusion - CfP-AWP17-IFE-CEA-02: "Towards a universal Stark-Zeeman code for spectroscopic diagnostics and for integration in transport codes"

Zgodnie z opisem projektu z udziałem pracowników IFPiLM realizowane są następujące zadania:

WP5: Modelowanie w celu optymalizacji wyboru plazmy umieszczanej w zewnętrznym polu magnetycznym.

WP6: Realizacja eksperymentów (CELIA, LULI, PALS, Oxford, University of York, IFPiLM), oraz

WP7: Konfrontacja modeli z wynikami zrealizowanych eksperymentów.

Bezpośrednim wkładem naukowym grupy z IFPiLM są wyniki badań polaro-interferometrycznych zrealizowanych na eksperymencie PALS (zadanie WP6) oraz udział ich interpretacji w ramach zadań WP6 i WP7.

Celem tych badań było uzyskanie informacji o indukcji pola magnetycznego w cewce oraz rozkładzie spontanicznych pól magnetycznych (SPM) w plazmie ablacyjnej w kondensatorze w tarczach capacitor-coil (C-C) (GSI 2016).

W eksperymentach zrealizowanych na PALS wykorzystywany był dwu-kadrowy polaro-interferometr pracujący w opcji kompleksowej interferometrii, oświetlany impulsem lasera femtosekundowej Ti:Sa (~40 fs, 808 nm), który był wystarczająco krótki aby umożliwić sondowanie plazmy ablacyjnej podczas oddziaływania lasera głównego z tarczą. Polaro-interferometer pozwala na zarejestrowanie dwóch interferogramów z wybranym odstępem czasowym między nimi w zakresie 200 – 1000 ps, i wybranym momencie ekspansji plazmy ablacyjnej w zakresie od -1000 ps do kilku ns w stosunku do maksimum intensywności impulsu lasera głównego. Zaletą interferometrii kompleksowej jest uzyskanie informacji o rozkładzie SPM i koncentracji elektronowej na podstawie analizy amplitudowo-fazowej tego samego interferogramu, co czyni ją bardziej wiarygodną od klasycznej polaro-interferometrii, która wymaga jednoczesnej rejestracji dwóch obrazów plazmy: polarogramu i interferogramu.

Wstępne badania były prowadzone przy oświetleniu tarcz C-C typu GSI 2016 (dostarczonych z ośrodka CELIA Uniwersytetu w Bordeaux), wiązką 1-harmonicznej promieniowania lasera jodowego ($\lambda=1315$ nm, $t=350$ ps) o energii około 500 J, która zapewniała przy zogniskowaniu jej do minimalnego promienia, $R_L=50$ μ m uzyskanie intensywności promieniowania laserowego na tarczy powyżej 1016 W/cm².

Zarejestrowane dwu-kadrowe sekwencje interferogramów kompleksowych pozwoliły uzyskać przestrzenno-czasowe rozkłady SPM oraz koncentracji elektronowej plazmy ablacyjnej kreowanej między okładkami kondensatora tarczy C-C w różnych chwilach jej ekspansji. Na podstawie rozkładów SPM zostały obliczone rozkłady gęstości prądu oraz całkowitego prądu związanego z przepływem elektronów, zarówno w kierunku od tarczy jaki i w kierunku przeciwnym.

Wyniki tych wstępnych badań wyraźnie pokazują ograniczenie osiowej ekspansji plazmy kreowanej wiązką laserową przez plazmę generowaną z przeciwnej okładki kondensatora pod wpływem twardego promieniowania rentgenowskiego. To ograniczenie swobodnej ekspansji plazmy przez kondensator, modyfikuje rozkład gęstości prądu związany z przepływem szybkich elektronów między okładkami kondensatora, i w rezultacie prowadzi do zmniejszenia całkowitego prądu, w porównaniu do prądów generowanych w plazmie ekspandującej swobodnie. Z tego powodu, odległość między okładkami kondensatora tarczy C-C, powinna być jednym z parametrów, który należy brać pod uwagę przy optymalizacji warunków pracy tarcz C-C. Uzyskane wyniki z pomiarów polaro-interferometrycznych plazmy potwierdziły pełną przydatność tej diagnostyki w osiągnięciu głównego celu projektu jakim jest opracowanie uniwersalnego kodu do analizy wyników badań opartych na efekcie Starka-Zeemana.

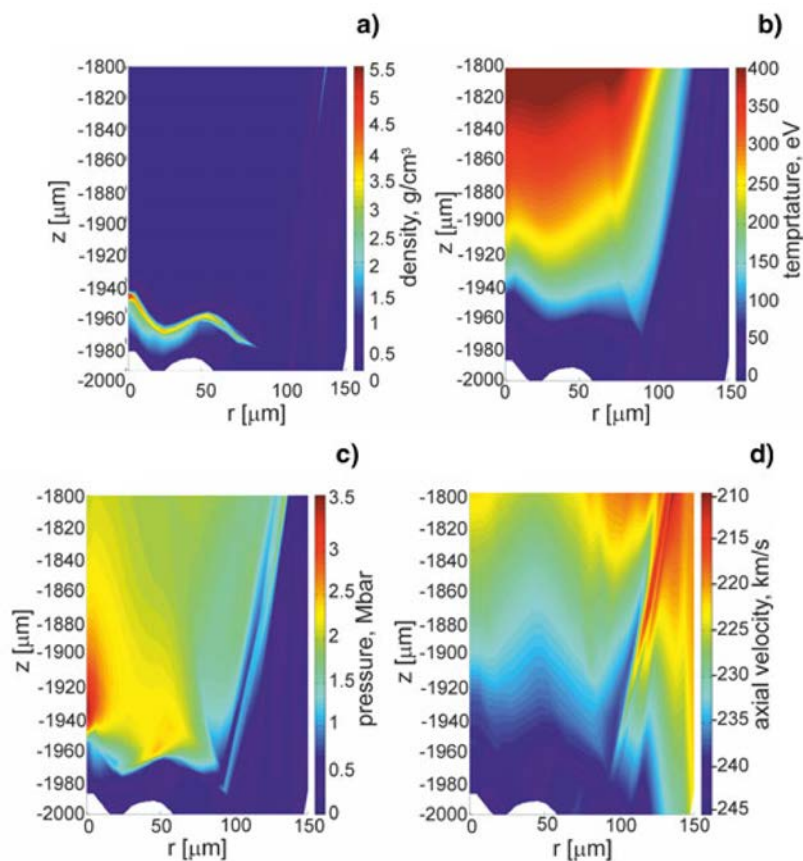
Informacje o rozkładach SPM, koncentracji elektronowej oraz gęstości prądu związanych z przepływem elektronów w plazmie kreowanej w tarczach C-C, uzyskane za pomocą dwu-kadrowej interferometrii kompleksowej, nie były jeszcze publikowane w literaturze światowej i z tego powodu mają w dużym stopniu charakter pionierski. Wyniki tych badań w połączeniu z wynikami badań spektroskopowych, stwarzają możliwość bezpośredniej konfrontacji i weryfikacji z wynikami kodów numerycznych opracowywanych w ramach projektu. Takie porównanie wyników badań eksperymentalnych z teoretycznymi jest niezbędne do optymalizacji pracy tarcz typu C-C, biorąc pod uwagę konkretne zastosowanie takich tarcz.

Uzyskany dotychczas materiał naukowy jest obecnie analizowany, interpretowany i opracowywany w celu opublikowania oraz prezentacji na międzynarodowych konferencjach naukowych z zakresu fizyki plazmy. Wyniki pomiarów spektroskopowych uzyskane na różnych układach plazmowych będące przedmiotem analiz z udziałem grupy z IFPiLM były przedstawiane jako referat zaproszony oraz poster na konferencji IFSA w Saint Malo.

Część uzyskanych wyników badań wykorzystana będzie do realizacji pracy doktorskiej przez panią mgr A. Zaraś-Szydłowską. Bezpośredni wkładem doktorantki w badania w projekcie jest opracowanie metodologii analizy amplitudowo-fazowej interferogramów kompleksowych.

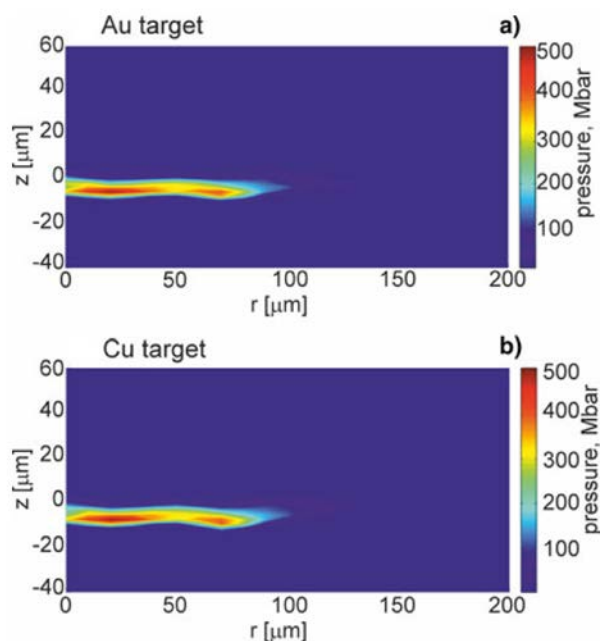
6.3 Symulacje numeryczne i analizy teoretyczne dotyczące możliwości realizacji szybkiego zapłonu termojądrowego przy użyciu napędzanej laserowo wiązki jonów

W ramach tego zadania przeprowadzone zostały kompleksowe symulacje numeryczne dotyczące możliwości uzyskania przy użyciu impulsu laserowego o energii rzędu kilkuset dżuli ciśnień o wartościach chwilowych rzędu gigabarów. Ciśnienia takie uzyskiwałoby się poprzez wytworzenie w tarczy fali uderzeniowej inicjowanej pociskiem plazmowym napędzanym do wielkich prędkości przy użyciu targetu typu LICPA (*Laser Induced Cavity Pressure Acceleration*). W targetach typu LICPA folia służąca do wytworzenia pocisków plazmowych jest umieszczana w wnęcie, do której wiązka laserowa jest wprowadzana przez mały otwór, a czas akceleracji jest wydłużony przez poprowadzenie napędzanej folii w specjalnym kanale. Obecność wnęki skutkuje zwiększeniem ilości energii lasera jaka wykorzystana jest na napędzanie pocisku, poprzez przekierowanie wiązki odbitej od folii z powrotem na folię. Wnęka powoduje także kumulację i wzrost ciśnienia plazmy ablacyjnej, co jest kolejnym czynnikiem zwiększającym efektywność napędzania folii. Wykonane symulacje objęły zarówno fazę napędzania folii, jak i jej oddziaływania z masywną tarczą stałą: oddziaływanie wiązki laserowej z tarczą stałą, absorpcję wiązki laserowej przez plazmę wytworzoną w wnęcie, wytworzenie fali uderzeniowej w napędzanej folii i jej nagrzewanie w trakcie akceleracji w kanale prowadzącym, oddziaływanie napędzanego pocisku plazmowego ze ściankami kanału podczas akceleracji, uderzenie gęstego pocisku plazmowego w masywną tarczę stałą, i wreszcie wytworzenie fali uderzeniowej w masywnej tarczy stałej. Symulacje wykonano przy użyciu dwuwymiarowego kodu PALE, przy założeniu symetrii cylindrycznej. W fazie akceleracji korzystano z siatki współporuszającej się z pociskiem plazmowy, a w fazie zderzenia z masywną tarczą stałą z siatki statycznej. Czas symulacji był na tyle długi (~1000 ns), że możliwe było prześledzenie ewolucji ciśnienia, temperatury i prędkości fali uderzeniowej aż do momentu, w którym stawała się zbyt słaba, by stopić materiał tarczy. Przyjęto następujące wartości targetu LICPA: długość wnęki 0,4 mm, średnica wnęki 0,3 mm, długość kanału prowadzącego 0,3 mm. Jako tarczę do wytworzenia pocisku plazmowego przyjęto dysk ze złota o grubości 2,8 μm , średnicy 0,3 mm i masie ok. 4 μg , pokryty warstwą ablatora CH o grubości 5 μm . Symulacje silnych fal uderzeniowych przeprowadzono dla masywnych tarcz Au, Cu, Al i CH. Jako parametry wiązki laserowej przyjęto wartości typowe dla wiązki 3 ω laser PALS: $\lambda = 0,438 \mu\text{m}$, czas trwania impulsu 0,3 ns, energia impulsu 10-400 J. Rozkłady gęstości, temperatury, ciśnienia i prędkości osiowej plazmy u wylotu kanału prowadzącego są pokazane na Rys.6.3.1. Jak widać, pocisk plazmowy jest dość gęstym obiektem (2-3 g/cm^3) o efektywnej grubości 10 μm , poruszającym się z prędkością ok. 200 km/s.

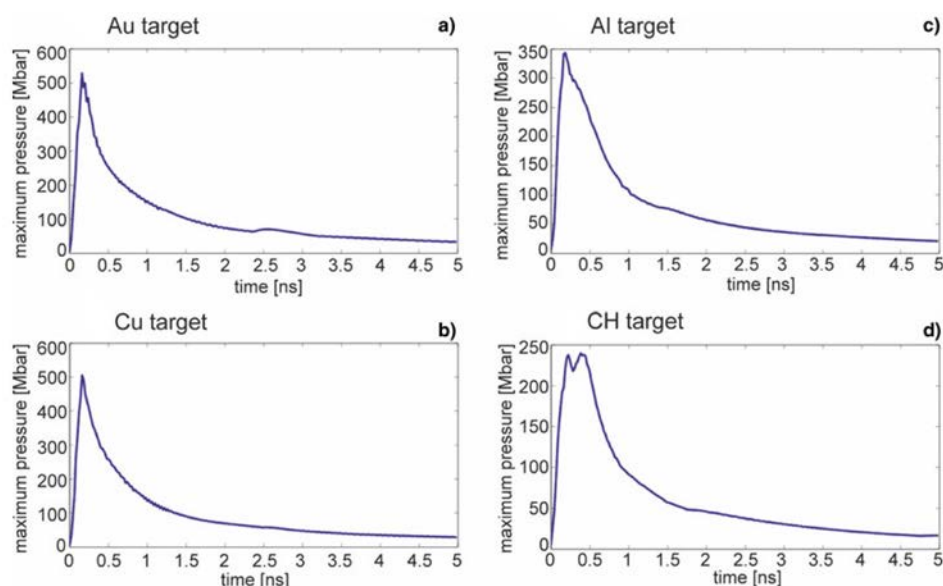


Rys.6.3.1 Rozkłady gęstości, temperatury, ciśnienia i prędkości osiowej plazmy u wylotu kanału prowadzącego w tarcie LICPA.

Rozkład ciśnienia w masywnej tarczy, odpowiadającego fali uderzeniowej wytworzonej w masywnej tarczy Au lub Cu przez gęsty pocisk plazmowy, w chwili gdy to ciśnienie jest największe, jest pokazany na Rys.6.3.2.



Rys.6.3.2 Rozkład ciśnienia w masywnej tarczy, odpowiadającego fali uderzeniowej wytworzonej w masywnej tarczy Au lub Cu przez gęsty pocisk plazmowy



Rys.6.3.3 Zależność maksymalnego ciśnienia wytworzonego w tarczy masywnej w funkcji czasu dla różnych tarcz

Zależność maksymalnego ciśnienia wytworzonego w tarczy masywnej w funkcji czasu dla różnych tarcz jest pokazana na Rys.6.3.3. We wszystkich przypadkach maksymalne wartości na tych krzywych odpowiadają chwili 0,2 ns po uderzeniu pocisku plazmowego, choć są znacząco różne dla różnych tarcz. Otrzymane wyniki świadczą o potencjalnej dużej użyteczności targetów typu LICPA dla uzyskiwania ciśnień w fali uderzeniowej rzędu gigabarów, uzyskanie bowiem takich wartości przy użyciu tradycyjnych technik laserowych wymaga zastosowania układów laserowych o energii wielu kJ.

W ramach zadania 6.3 prowadzono także analizę hamowania jonów w skompresowanym paliwie DT w warunkach odpowiadających szybkiemu zapłonowi jonowemu, tzn. przy ciśnieniach rzędu 500 g/cm^3 i temperaturze rzędu kilkuset eV. W tych warunkach energia Fermiego elektronowej składowej plazmy jest rzędu 1 keV, co oznacza, iż w opisie hamowania jonów przez oddziaływanie z elektronami należy uwzględnić częściową degenerację składowej elektronowej i rozkład Fermiego-Diraca dla elektronów. Można to uzyskać przez powiązanie tempa utraty energii przez jony – tzw. stopping power – z funkcją dielektryczną plazmy. Najprostszą możliwością jest skorzystanie z przybliżenia RPA (*Random Phase Approximation*), co daje przewidywania na zasięg jonów wyraźnie poniżej przewidywań otrzymywanych ze standardowych formuł plazmowych. Bardziej realistyczne podejście wymaga uwzględnienia oddziaływania elektronów, okazuje się jednak, że wymaga to zastosowania przedłużenia analitycznego funkcji dielektrycznej RPA do zespolonych wartości częstotliwości, co stwarza duże trudności obliczeniowe. Przygotowywana jest praca, w której wypracowano przybliżoną metodę takich obliczeń, znacznie ułatwiającą obliczanie hamowania jonów z uwzględnieniem oddziaływania elektronów.

Pokazano, iż targety typu LICPA mogą być bardzo użytecznym narzędziem do wytwarzania impulsowych ciśnień rzędu gigabarów przy użyciu fal uderzeniowych generowanych impulsami laserowymi o energiach kilkuset dżuli, co nie wymaga użycia wielkich układów laserowych. Możliwe wydaje się także uzyskanie ciśnień rzędu kilku megabarów przy użyciu laserów o energii 5-10 J.