

## 2 Program EUROfusion

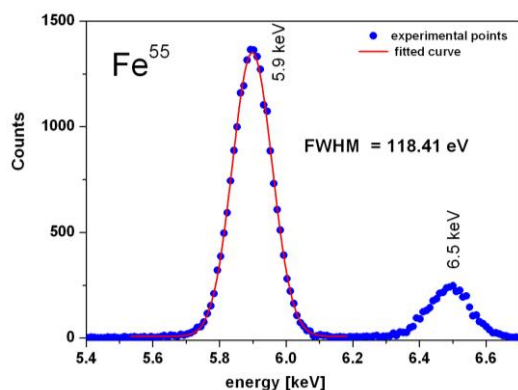
### 2.1 Diagnostyki miękkiego promieniowania X emitowanego z plazmy w stellaratorze W7-X

Osoba kontaktowa: M. Kubkowska, [monika.kubkowska@ifpilm.pl](mailto:monika.kubkowska@ifpilm.pl)

Zespół naukowców z IFPiLM od kilku lat zaangażowany jest w projekt mający na celu opracowanie i budowę dwóch diagnostyk rentgenowskich dla stellaratora Wendelstein 7-X, budowanego obecnie w Greifswald w Niemczech. Projekt realizowany jest we współpracy z Instytutem Fizyki Plazmy (IPP) w Greifswaldzie i dotyczy dwóch układów spektroskopowych. Pierwszy z nich to układ spektroskopii bezdyspersyjnej z zastosowaniem analizy amplitudowej impulsów z chłodzonego detektora półprzewodnikowego pracującego w reżimie zliczania kwantów, z ang. metoda PHA (ang. *Pulse Height Analysis*). Drugi to układ wielokanałowy z zastosowaniem matryc detektorów półprzewodnikowych, w którym wykorzystuje się różne filtry, co umożliwi obserwację widma promieniowania rentgenowskiego w szerokim zakresie spektralnym – metoda MFS (z ang. *multi-foils system*). Realizowany projekt dotyczy szczegółowego opracowania metod pomiarów, wykonania próbných układów pomiarowych, przetestowania poszczególnych komponentów, przede wszystkim detektorów, jak i optymalizację pracy diagnostyk. Docelowo obie diagnostyki powinny być zainstalowane i uruchomione wraz z rozpoczęciem pracy stellaratora W7-X. Projekt realizowany jest zgodnie z zadaniem Konsorcjum EUROfusion WP14-IPH-01-S1 „*Preparation and Exploitation of W7-X Campaigns*”.

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

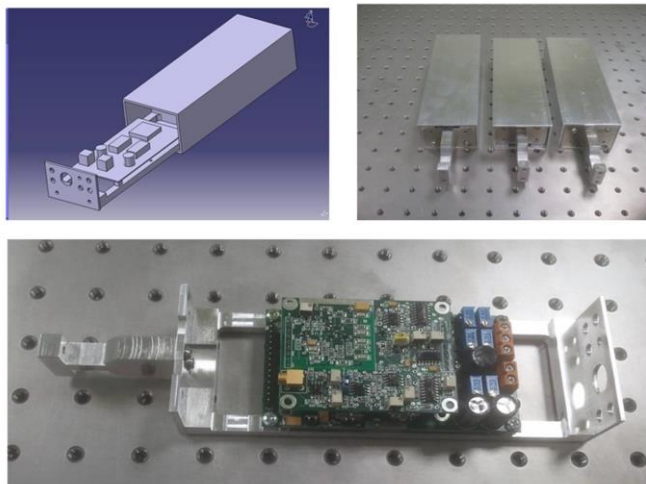
Projekt realizowany był zgodnie z zadaniem Konsorcjum Eurofusion WP14-IPH-01-S1 „*Preparation and Exploitation of W7-X Campaigns*”. W 2014 r. w specjalnie przygotowanym układzie laboratoryjnym przetestowane zostały docelowe detektory krzemowe SDD (z ang. *Silicon Drift Detector*) wraz z przedwzmacniaczami oraz cyfrowym procesorem sygnałów. Przykład zarejestrowanego sygnału ze źródła  $\text{Fe}^{55}$  przedstawiony jest na rys.1.1.1. Analiza kształtu linii 5.9 keV wykazała bardzo dobrą zdolność energetyczną detektorów, na poziomie 120 eV.



Rys.1.1.1 Przykład zarejestrowanego widma  $\text{Fe}^{55}$  zarejestrowanego detektorem SDD (nr 10911129) ze wzmacniaczem.

W 2014 r. została również zaprojektowana i wykonana obudowa elektroniki detektorów, co przedstawione jest na rys.1.1.2 Następnie przedwzmacniacze zostały zamontowane w obudowie i przetestowane.

*Rys.1.1.2 Projekt i wykonanie obudowy przedwzmacniaczy detektorów SDD dla diagnostyki PHA przeznaczonej dla stellaratora W7-X.*



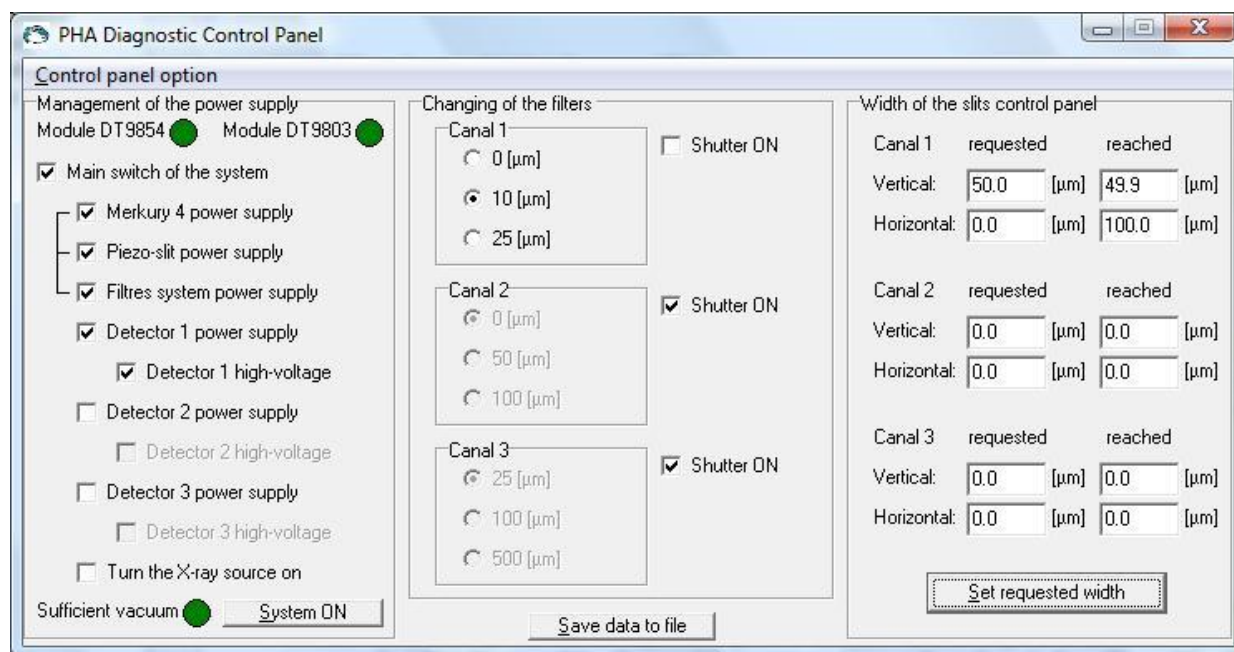
Wykonano także nowe uchwyty dla filtrów berylowych z lżejszego, w porównaniu do wcześniejszej wersji materiału, duralu. Nowe uchwyty z sukcesem przeszły testy zmiany filtrów dla każdego z kanałów energetycznych diagnostyki PHA.

*Rys.1.1.3 Zdjęcia wnętrza komory próżniowej diagnostyki PHA z widocznymi zainstalowanymi układami piezo-szczelin oraz uchwytami dla filtrów.*



Rys.1.1.3 przedstawia zamontowane wewnątrz głównej komory próżniowej systemu PHA, poszczególne komponenty tej diagnostyki. Wewnątrz umieszczono 3 układy szczelin o regulowanej szerokości (tzw. piezo-szczelin) oraz docelowe układy zmiany filtrów.

W 2014 r. został napisany testowy kod do kontroli diagnostyki PHA umożliwiający wprowadzenie początkowych ustawień, takich jak zadana szerokość szczeliny czy wybór zakresu energetycznego konkretnego kanału (rys.1.1.4). W celu komunikacji poszczególnych komponentów z komputerem, zakupione zostały specjalne moduły (DT9854 USB Analog Output Modul i DT9803 USB Analog Input Modul), które posiadają odpowiednią ilość wejść i wyjść analogowych i cyfrowych.

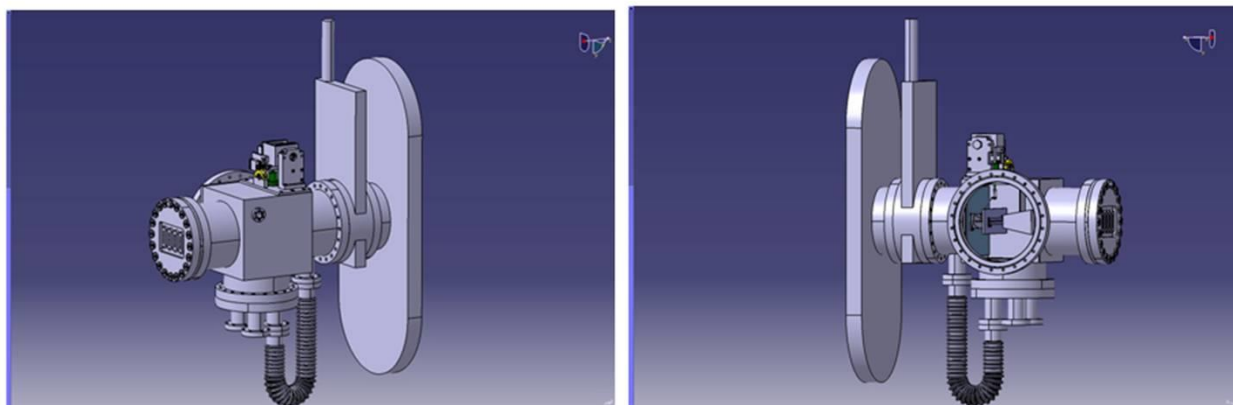


Rys.1.1.4 Okno programu do kontroli ustawień diagnostyki PHA.

Warto dodać, że projekt i wykonanie diagnostyki PHA dla stellaratora W7-X zostało zaprezentowane na seminarium w Instytucie IPP w Greifswaldzie oraz w IFPiLM. Ponadto budowana zarówno diagnostyka PHA, jak i MFS dla stellaratora W7-X zostały zaprezentowane w artykule naukowym w *Review of Scientific Instruments* **85**, 11D818 (2014).

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

W 2014 r. prace związane z tym tematem realizowane były w ramach projektu EUROfusion WP14-IPH-01-S1 „Preparation and Exploitation of W7-X Campaigns”. Główne prace związane z diagnostyką wielokanałową MFS (z ang. multi-foils system) polegały na przygotowywaniu dokumentu ze specyfikacją całej diagnostyki, który jest wymagany przez Instytut IPP Greifswald. W dokumencie tym, poza opisem całej diagnostyki, umieszczone są informacje o przewidywanym wykorzystaniu energii, wody czy też informacje o bezpieczeństwie. Dodatkowo w porównaniu z rokiem 2013, zgodnie z wymaganiami strony niemieckiej, projekt systemu MFS został zmodyfikowany w ten sposób, aby poszczególne elementy tej diagnostyki nie kolidowały z innymi systemami czy komponentami stellaratora.



Rys.1.2.1 Projekt diagnostyki MFS dla stellaratora W7-X.

Zawór odcinający całą diagnostykę od komory próżniowej samego urządzenia został obrócony o 90°.

## 2.2 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

Zadanie jest kontynuacją i rozszerzeniem badań prowadzonych w ramach zeszłorocznego programu „Badanie i optymalizacja procesów laserowego usuwania paliwa i warstw kodepozytowych z elementów wewnętrznych komory reaktora termojądrowego”.

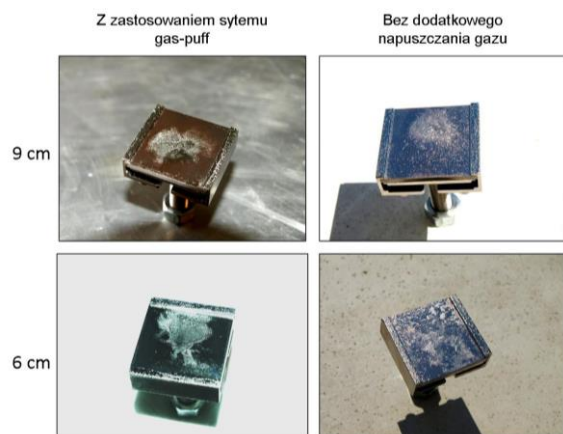
Zadanie można podzielić na następujące podzadania.

### *Symulacja oddziaływań plazma-ściana właściwych dla zjawisk typu disruption za pomocą urządzenia PF-1000U*

Prowadzone w 2014 r. badania realizowane były w ramach projektu EUROfusion WP14-IPH-01-PFC/IPPLM: Preparation of efficient PFC operation for ITER and DEMO. Eksperymenty przeprowadzono na urządzeniu plasma focus PF-1000U poddając oddziaływaniom strumieni plazmy powierzchnie próbek wolframowych dostarczonych przez FZJ Juelich. W tym celu w komorze próżniowej na osi z urządzenia w odległości 6 lub 9 cm od końca elektrod umieszczona była próbka wolframu o wymiarach 3×3 cm. Pomiary wykonano dla napięcia na kondensatorach  $U_0 = 23\text{kV}$ . Układ pracował w reżimie stacjonarnym lub z systemem gas-puff, a więc przy impulsowej iniekcji gazu roboczego, która realizowana była za pomocą elektromagnetycznego zaworu typu „gas-puff” z odpowiednim oprzyrządowaniem. W eksperymentach komora próżniowa wypełniona była deuterem pod ciśnieniem 1.2 Torr. Ze względu na fakt, że układ PF-1000U jest urządzeniem bardzo skomplikowanym, dla statystyki na każdą próbkę oddano 3 wyładowania. Przebadano 4 próbki, dwie umieszczone były w odległości 9 cm od końca elektrod, przy czym na jedną oddano wyładowania bez dodatkowej iniekcji gazu, a na drugą z zastosowaniem systemu gas-puff. Kolejne dwie próbki zlokalizowane były w odległości 6 cm od końca elektrod i również oddano na nie wyładowania bez i z zastosowaniem gas-puff.

Rys.2.1.1 przedstawia zdjęcie powierzchni próbek wyjętych z komory urządzenia PF-1000U tuż po przeprowadzonym eksperymencie. Na pierwszy rzut oka widać, że powierzchnie te są pokryte warstwą miedzi, która pochodzi z materiału elektrod. Jedynie próbka zlokalizowana 6 cm od końca elektrod w eksperymencie bez dodatkowego napuszczania gazu wydaje się niezanieczyszczona.

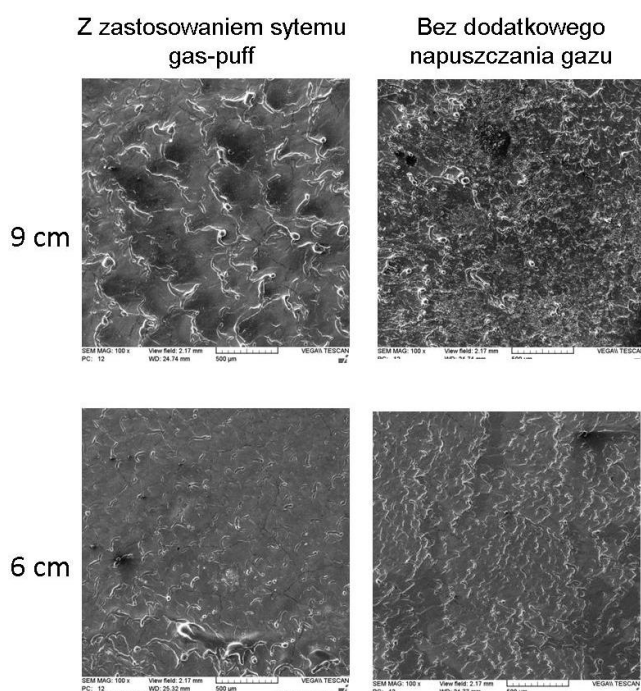
Średnia gęstość energii deponowana na powierzchni badanych próbek zastosowana w przeprowadzonych eksperymentach, została oszacowana na 1-3 MJ/m<sup>2</sup> w zależności od warunków eksperymentalnych. Rys.2.1.2 przedstawia zdjęcia powierzchni próbek z mikroskopu elektronowego, które pokazują nie tylko nadtopienia materiału, ale również siatki pęknięć, co sugeruje bardzo dużą gęstość mocy strumieni oddziałujących z próbkami.



Rys.2.1.1 Zdjęcia próbek po wyjęciu ich z komory urządzenia PF-1000U.

Analiza wagowa (pomiar masy próbek przed i po oddziaływaniu) wykazała, że materiał próbek ulega ablacji, przy czym w wyniku oddziaływania ze strumieniami plazmy badane próbki traciły mniej masy przy zastosowaniu dodatkowej iniekcji gazu. Tabela poniżej pokazuje szczegóły tej analizy.

| Numer próbki W | Odległość od końca elektrod [cm] | Zastosowanie systemu gas-puff | Utrata masy [mg] |
|----------------|----------------------------------|-------------------------------|------------------|
| 1              | 6                                | tak                           | 4.7              |
| 2              | 6                                | nie                           | 6.2              |
| 3              | 9                                | tak                           | 3.3              |
| 4              | 9                                | nie                           | 7.9              |



Rys.2.1.2 Zdjęcia powierzchni badanych próbek wolframu z mikroskopu elektronowego.

Obserwacje te świadczą o tym, że istotnym parametrem przy tego typu badaniach jest tu czas oddziaływania strumieni z badaną powierzchnią, który w przypadku PF-1000U jest dość trudny do oszacowania. Czas życia tzw. pinchu, a więc czas maksymalnej kompresji w przypadku tego urządzenia wynosi ok. 200 ns. Z pewnością można stwierdzić, że czas oddziaływania nie jest krótszy od tej wartości, z drugiej jednak strony jest też na pewno nieco dłuższy, ponieważ w skład strumieni plazmy urządzenia PF-1000U wchodzi również szybkie deuterony oraz wolniejsze jony, pochodzące z materiału elektrod.

Badania prowadzone w 2014 r. będą również kontynuowane w 2015 r., gdzie sprawdzone i przetestowane zostaną także inne warunki eksperymentalne.

#### *Numeryczne modelowanie zjawisk opisanych w punkcie poprzednim*

W ramach realizowanego w 2014 r. zadania WP14-IPH-01-PFC/IPPLM: *Preparation of efficient PFC operation for ITER and DEMO*, przystosowano kod symulacyjny opisujący transport ciepła w płytach metalowych do obliczania rozkładu ciepła w elemencie wolframowym bombardowanym strumieniem plazmy o dużej intensywności. Takie, przenoszące znaczne porcje energii, strumienie spodziewane są m. in. w budowanym wysiłkiem międzynarodowym tokamaku ITER.

Podstawowym trybem pracy tokamaka ITER ma być tzw. mod H z ELM-ami (*ang. edge-localised modes*), ze względu na stabilność tego trybu pracy i osiągnięte dobre parametry plazmy. ELM-y, a tym bardziej

zerwania sznura plazmowego (*ang. disruptions*) to zjawiska powodujące uwolnienie dużych ilości energii w krótkim czasie. Energia ta jest następnie transportowana przez plazmę do dywertora i odkładana na stosunkowo małej części płyty dywertora. Może to prowadzić do zniszczenia płyty. ELM-y, choć niszczące, są trudnym do uniknięcia towarzyszem dobrego utrzymania plazmy. Zerwania sznura winniśmy się nauczyć eliminować przed uruchomieniem DEMO, jednak w ITER-ze (jak się przypuszcza) zakończą one co dziesiąte wyładowanie. Dlatego konieczne jest ocenienie szkodliwości obu tych zjawisk dla materiałów budulcowych dywertora tokamaka.

Ważna jest i wielkość odparowania (niszczenie bezpośrednie) i głębokość topienia (stopiony materiał jest łatwo wyrwany w postaci kropeł wskutek działania siły Lorenza). Oddziaływanie intensywnych strumieni energii niesionej przez plazmę z materiałem płyty prowadzi do jego ablacji. Chcąc oszacować możliwą ilość odparowanego materiału, jako wartość gęstości energii padającego na próbkę strumienia plazmy przyjęto w obliczeniach  $E = 2 \text{ MJ/m}^2$ . Maksymalny strumień energii zaabsorbowany przez próbkę można oszacować z następującego wzoru:

$$\Gamma_{q,c} = \frac{1}{L} \int \kappa dT \sim \frac{5 \cdot 10^5 \text{ W/m}}{L} = 50 \text{ MW/m}^2,$$

gdzie wynik liczbowy ( $50 \text{ MW/m}^2$ ) odpowiada płycie o grubości 1 cm.

W wypadku zjawisk o długości trwania rzędu  $10^{-4} \text{ s}$ , rozważana w obliczeniach gęstość mocy padających na powierzchnię próbki strumieni to  $20 \text{ GW/m}^2$ .

Rozważamy reżim silnego odparowania. Koszt ogrzania wolframu od  $T_{\text{otoczenia}}$  do  $T_{\text{wrzenia}}$  i następnie odparowania wynosi  $C \approx 1,1 \cdot 10^6 \text{ J/mol}$ . Odparuje co najwyżej  $N_{\text{odpar., maks}} = E/C \approx 8,7 \cdot 10^{-1} \text{ mol/m}^2 = 5,2 \cdot 10^{23} \text{ atomów/m}^2$ , co odpowiada  $1,6 \cdot 10^{-1} \text{ kg/m}^2$  wolframu. Traktując atom W jako sztywną kulę, jego całkowity przekrój czynny na zderzenie wynosi  $\sigma = \pi r_w^2 \approx 6,1 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ . Takich kulek do osłonięcia naszej płytki trzeba  $S/\sigma \approx 1,6 \cdot 10^{15}$  atomów  $\ll N_{\text{odpar., maks}}$ , a zatem padający strumień plazmy jest silnie ekranowany. Zgodnie z modelem Hassaneina energia padającej plazmy przekształcana jest w izotropowe promieniowanie, którego połowa (z przyczyn czysto geometrycznych) dociera do próbki  $\Gamma_0 = \Gamma_{\text{in}}/2$ . Jest to dość uproszczony model zakładający, że energia strumienia plazmy nie jest absorbowana w parach. Takie podejście jest po części dyskusyjne, ponieważ o ile elektrony zderzając się z ciężkimi jonami skutecznie je jonizują lub wzbudzając (a powrót do stanu podstawowego jest zazwyczaj promienisty), o tyle w wypadku o wiele cięższych jonów, taka konwersja energii jest znacząco mniej prawdopodobna. Pamiętając o zastrzeżeniach, w obliczeniach zastosowano przedstawiony wyżej model.

Silny strumień energii oddziałuje tylko z zewnętrzną warstwą próbki. Szybko ustala się stacjonarny w funkcji odległości od frontu odparowania  $x - x_w(t)$  rozkład temperatury w próbce

$$T(x) = T_w - \Delta T \left( e^{\frac{-\Gamma_0 C_p}{\kappa C} [x - x_w(t)]} - 1 \right), \quad (4)$$

gdzie  $T_w$  to temperatura wrzenia wolframu,  $\Delta T = T_w - T_{\text{otoczenia}}$ .  $C_p$  to charakterystyczne ciepło właściwe jednostki objętości wolframu, a  $\kappa$  – przewodność cieplna.

Prędkość poruszania się frontu odparowania  $dx_w/dt \approx 35 \text{ m/s}$ . Odparowana masa wolframu jest równa  $7,7 \cdot 10^{-2} \text{ kg/m}^2$ .

Do dywertora w tokamaku odprowadzana jest główna część energii plazmy, opuszczającej gorący, nagrany obszar. Bardzo ważnym problemem jest ile materiału dywertora może ulec stopieniu, a ile odparować pod wpływem działania tego strumienia plazmy. Symulowanie tych efektów było jednym z celów niniejszego projektu.

W tym celu rozwiązano równanie przewodnictwa cieplnego  $\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right)$  (5)

gdzie  $T$  jest lokalną temperaturą,  $\kappa$  oznacza współczynnik przewodności, a  $x$  to zmienna przestrzenna.

Punkt  $x = 0$  odpowiada powierzchni próbki w momencie początku eksperymentu. Entalpia  $H$  jest potencjałem termodynamicznym analogicznym do energii wewnętrznej  $U$  lecz bardziej odpowiednim dla zagadnień ze stałym ciśnieniem. W stosowanym modelu używano gęstości entalpii  $h$ . Ponieważ współczynnik rozszerzalności cieplnej  $W$  jest mały, można przyjąć, że gęstość wolframu  $n_0$  jest stała. Używając entalpii można w obszarze topienia przyjąć  $h(T_m^+) = h(T_m^-) + n_0 q_m$ , gdzie  $q_m$  jest ceną stopienia mola wolframu.  $T_m^+$  oraz  $T_m^-$  są odpowiednio: temperaturą nieskończenie wyższą i niższą od temperatury topnienia  $T_m$ . Gęstość entalpii  $h(T)$  jest teraz nieciągła w punkcie topnienia. Biorąc znaną wartość ciepła właściwego przy stałym ciśnieniu  $C_p$  otrzymujemy dla gęstości entalpii powyżej temperatury parowania  $T_e$  zależność

$$h(T < T_m) = n_0 \int_{T_s}^T C_p(T') dT', \quad (6)$$

$$h(T_m < T < T_e) = h(T_m^-) + n_0 q_m + n_0 \int_{T_m}^T C_p(T') dT'.$$

Najprostszym sposobem opisu odparowania jest przyjęcie gęstości strumienia energii padającej na próbkę  $\Gamma_{q,plate} - v_e n_0 q_e$  gdzie  $q_e$  oznacza molowe ciepło parowania a  $v_e$  jest prędkością frontu parowania. Jeśli  $x_e$  jest położeniem granicy odparowania w chwili  $t$ , to  $v_e = dx_e/dt$ . Ten strumień powinien być równy gęstości strumienia ciepła w próbce (przy zaniedbaniu pomijalnego udziału promieniowania). Zatem, można rozwiązać równanie (4) dyfuzji ciepła z warunkiem brzegowym

$$-\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_e} = \Gamma_{q,plate} - v_e n_0 q_e. \quad (7)$$

Definiując nową zmienną: położenie poruszającego się frontu odparowania  $z = x - x_e$  równania (4) i (7) mają postać:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = v_e \frac{\partial h}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (8)$$

$$\Gamma_{q,plate} = n_0 q_e v_e - \kappa \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0}.$$

Jeżeli front topienia ma położenie  $y_m$  i porusza się z prędkością  $v_m$  wtedy pochodna przestrzenna temperatury ma skok w tym punkcie.

$$-\kappa_l \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=z_m^-} + \kappa_s \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=z_m^+} - n_0 q_m v_m = 0. \quad (9)$$

W celu znalezienia rozwiązania stacjonarnego należy rozwiązać równanie (8) z warunkiem brzegowym (9). W stanie stacjonarnym  $v_m = v_e$ . W zmiennych poruszających się, fronty topienia są nieruchome (skok pochodnej temperatury oczywiście pozostaje). Podejście analityczne wymaga paru uproszczeń — zakłada się, że  $C_p$  i  $\kappa$  są stałe oraz to, że stosunek  $\lambda = \kappa / (n_0 C_p)$  może przyjmować dwie wartości:  $\lambda_s$  w ciele stałym i  $\lambda_l$  w stopionym metalu.

Przed rozwiązaniem przypadku z odparowaniem, który jest najbardziej interesującym, zajęto się najpierw rozwiązaniem dla przypadku słabego strumienia, (kiedy nie ma odparowania). W stanie stacjonarnym entalpia i temperatura są stałe. Rozwiązanie równania (8) jest funkcją liniową,  $T = T_{ws} - x \Gamma_{q,plate} / \kappa_s$  w części niestopionej próbki (stała  $T_{ws}$  jest określona przez warunek brzegowy) oraz  $T = T_{wl} - x \Gamma_{q,plate} / \kappa_l$  w części stopionej. Można założyć, że temperatura na tylnej stronie płytki jest stała. Entalpia zgromadzona w próbce, której powierzchnią jest  $S$  równa się

$$H_{stored, solid} = \frac{S L^2 C_{p,s} \Gamma_{q,plate}}{2 \kappa_s}, \quad (10)$$

Jeśli  $\Gamma_{q,plate} (T_m - T_0) / (L\kappa_z)$

Jeżeli z kolei  $\Gamma_{q,plate} > (T_m - T_0) / (L\kappa_z)$ , ale  $\Gamma_{q,plate} \leq [(T_\varepsilon - T_m)\kappa_i + (T_m - T_0)\kappa_z] / L$ , to

$$H_{stored,liquid} = SL \left\{ \frac{L\Gamma_{q,plate}C_{p,l}}{2\kappa_i} + (T_m - T_0) \left[ \frac{C_{p,z}}{2} - C_{p,l} \frac{\kappa_z}{\kappa_i} \right] + n_0 q_m + T_m C_{p,l} \right\} \quad (11)$$

$$+ SL \left\{ \frac{(T_m - T_0)\kappa_z}{2L\Gamma_{q,plate}} \left[ (T_m - T_0) \left( \frac{\kappa_z C_{p,l}}{\kappa_i} - C_{p,z} \right) - 2(n_0 q_m + T_m C_{p,l}) \right] \right\}.$$

Ten wynik może być porównany z przypadkiem silnego strumienia energii.

Strumień energii jest silny, jeżeli wywołuje on odparowanie w takiej skali, iż więcej energii jest zużyte do ablacji powierzchni płytki niż jest transportowane do jej wnętrza. W tym przypadku granica odparowania tworzy falę cieplną w próbce. W rozważanym w projekcie zagadnieniu jest określenie ilości energii docierającej do granicy odparowania  $y = 0$ , i warunki na tylnej ścianie próbki są nieistotne. Dla uproszczenia rozważań analitycznych założono, że próbka jest nieskończenie długa. Rozwiązanie równań (8) nie jest już dalej liniowe, ponieważ teraz  $v_e \neq 0$  W przypadku silnego strumienia temperatura ma przy płycie rozkład wykładniczy

$$T = T_{ss} + a_s \exp[-z C_{p,z} \Gamma_{q,plate} / (C\kappa_z)], \quad \text{w fazie stałej,}$$

$$T = T_{sl} + a_l \exp[-z C_{p,l} \Gamma_{q,plate} / (C\kappa_i)] \quad \text{w fazie ciekłej,}$$

gdzie  $T_{ss}$ ,  $T_{sl}$ ,  $a_l$  i  $a_s$  są określone przez warunki brzegowe i temperaturę topnienia.  $C = n_0 q_\varepsilon + (T_\varepsilon - T_m)C_{p,l} + n_0 q_m + (T_m - T_0)C_{p,z}$ , jest całkowitą energią potrzebną do nagrzania, stopienia, dalszego ogrzania i odparowania jednostki objętości próbki. Grubość stopionej warstwy

$$z_m = \frac{C\kappa_i}{C_{p,l}\Gamma_{q,plate}} \ln \left( 1 + \frac{(T_\varepsilon - T_m)C_{p,l}}{n_0 q_m + (T_m - T_0)C_{p,z}} \right) \quad (12)$$

jest odwrotnie proporcjonalna do  $\Gamma_{q,plate}$ . Całkowita entalpia wynosi

$$H_{stored, strong} = \Gamma_{q,plate} \left[ T_m \kappa_i \ln \left( 1 + \frac{(T_\varepsilon - T_m)C_{p,l}}{n_0 q_m + (T_m - T_0)C_{p,z}} \right) (T_\varepsilon - T_m)\kappa_i + (T_m - T_0)\kappa_z \right] \quad (13)$$

i (tak jak  $z_m$ ) znika ze wzrostem padającego strumienia ciepła.

W celu otrzymania dokładniejszych ilościowych wyników opisujących zmiany w próbce przyjęto odpowiedni model numeryczny, w którym pominięto uproszczenia i włączono nieuwzględnione w modelu analitycznym promieniowanie. Przyjęto poruszającą się, sztywną, siatkę o stałym kroku przestrzennym. Program był wcześniej używany do symulowania zjawisk na układzie PF-1000U.

Rozważano równanie  $\frac{\partial}{\partial t} \mathcal{W} = \mathcal{F}(\mathcal{W})$ , w którym  $\mathcal{W}$  jest wektorem zmiennych, a  $\mathcal{F}$  jest wektorem wartości funkcji dla  $\mathcal{W}$ . W metodzie Eulera równanie jest dyskretyzowane w następujący sposób:  $\mathcal{W}_{new} = \mathcal{W}_{old} + \Delta t \mathcal{F}(\mathcal{W}_{old})$ , gdzie  $\Delta t$  jest krokiem czasowym. Metoda jest jawna w tym sensie, że nowe wartości  $\mathcal{W}_{new}$  są wyliczane bezpośrednio („jawnie”) ze starych  $\mathcal{W}_{old}$ .

W przypadku równania dyfuzji, które jest typu parabolicznego, metoda jawna jest niestabilna przy dużym kroku czasowym  $\Delta t$ . Oznaczając krok siatki przestrzennej  $\Delta x$ , a współczynnik dyfuzji  $D = \kappa / C_p$  wtedy warunek stabilności ma postać  $\Delta t \leq \tau_{CFL} = (\Delta x)^2 / 2D$ .

Jak pokazano w rozwiązaniu analitycznym, w opisywanym problemie, najważniejsze zjawiska fizyczne zachodzą na skali zaledwie kilku  $y_m$ . Kilkukrotnie większy jest rozmiar obszaru, który dzielimy na kilkaset komórek obliczeniowych. Ilość komórek jest wybrana tak, aby zredukować szumy numeryczne. Ostatecznie rozmiar komórki  $\Delta x$  jest niewielki i maleje jeszcze ze wzrostem strumienia  $\Gamma_{q|plate}$ . W rezultacie krok czasowy  $\tau_{CFL}$  w metodzie jawnej jest bardzo mały i modelowanie realnego eksperymentu wymaga długiego czasu obliczeń. Metoda Cranka-Nicholsona dla rozwiązania równania dyfuzji:

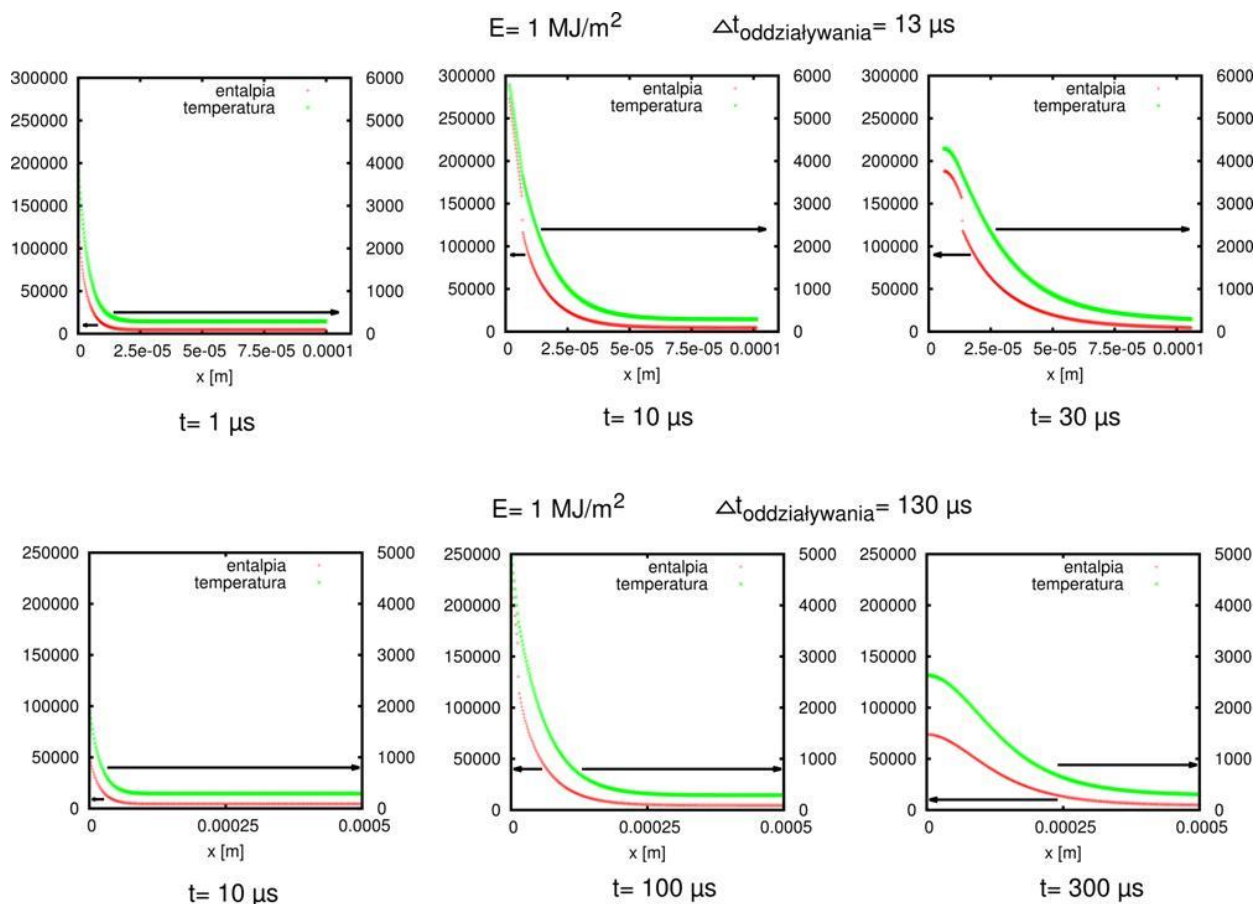
$$w_{new} = w_{old} + \frac{\Delta t}{2} [\mathcal{F}(w_{old}) + \mathcal{F}(w_{new})] \quad (14)$$

jest metodą niejawną, ponieważ niewiadome  $w_{new}$  pojawiają się po obu stronach uwikłanego równania (14) i możemy je wyznaczyć rozwiązując układ sprzężonych skalarnych równań algebraicznych. Ograniczenie kroku czasowego  $\Delta t$  nie jest tu tak silne jak w metodzie jawnej. W symulacjach przyjęto, że krok czasowy  $\Delta t = \alpha \tau_{CFL}$  dla  $2 \leq \alpha \leq 5$  i może wzrastać, jeśli zostaje osiągnięty stan stacjonarny.

Do rozwiązywania nieliniowego układu równań używano metody Newtona, która przekształca nieliniowe równania, w trójpasnowy układ równań liniowych, które rozwiązuje się metodą progonki.

Obliczenia numeryczne przeprowadzono dla płyty z wolframu (Rys.2.2.1). Przyjęto strumień energii deponowany na próbce równy  $1 \text{ MJ/m}^2$  przy całkowitym strumieniu z plazmy równym  $2 \text{ MJ/m}^2$  i dwa różne czasy trwania wyładowania (impulsu):  $13 \mu\text{s}$  and  $130 \mu\text{s}$ . Wykresy zmiany entalpii  $h$  liczonej od pewnego dogodnie wybranego poziomu i temperatury  $T$  przedstawione są dla 3 chwil czasowych: krótko po rozpoczęciu bombardowania, pod jego koniec i dość długo po jego zakończeniu. Obliczono, że w pierwszym przypadku dla krótszego impulsu (i co za tym idzie bardziej intensywnego) odparowaniu ulega  $6,1 \mu\text{m}$  próbki ( $0,12 \text{ kg/m}^2$  płyty z wolframu), a stopieniu  $7,2$  ( $0,14 \text{ kg/m}^2$ ). Wynik ten podobny jest co do rzędu wielkości do wyniku analitycznego. W drugim przypadku – dla mniej intensywnego strumienia, niosącego wszakże tyle samo energii – odparowanie jest zaniedbywanie małe, a stopione zostaje  $20 \mu\text{m}$  ( $0,39 \text{ kg/m}^2$ ) metalu.

Zastosowany model transportu ciepła uwzględnia najważniejsze efekty, które mają miejsce przy intensywnym oddziaływaniu strumienia plazmy z próbką: przejścia fazowe, ekranowanie przez pary i radiacyjne ochłodzenie. Podstawowe efekty zachodzące w tym procesie można wyjaśnić na bazie stacjonarnego rozwiązania analitycznego, ale tylko w warunkach bardzo intensywnych strumieni plazmy. Aby uzyskać dokładniejsze wyniki ilościowe, zastosowano kod numeryczny rozwiązujący nieliniowe równanie przewodnictwa ciepła. Nieliniowość w równaniu jest efektem zależności przewodnictwa cieplnego i ciepła właściwego od temperatury oraz przejść fazowych. Dla poprawnego uwzględnienia przejść fazowych równanie transportu ciepła zapisano dla entalpii. W kodzie użyto niejawnego schematu Cranka-Nicholsona. W rezultacie otrzymany nieliniowy układ równań był rozwiązywany metodą Newtona. Stosowany program nie uwzględniał zjawisk hydrodynamicznych i nie opisywał hamowania atomów w plazmie. Niemniej jednak planowane jest to na dalszym etapie prac w kolejnym roku.



*Rys.2.2.1 Próbka wolframowa. Gęstość entalpii i rozkład temperatury w funkcji odległości od powierzchni płytki dla dwóch różnych intensywności strumienia energii. Wykresy przedstawione są w chwilach czasu: zaraz po rozpoczęciu oddziaływania strumienia plazmy, w środku impulsu i chwilę po jego zakończeniu. Współrzędna  $x$  jest współrzędną eulerowską punktu;  $x = 0$  odpowiada położeniu brzegu próbki przed rozpoczęciem eksperymentu. Skok entalpii  $h$  występuje w miejscu topienia metalu.*

**Badanie efektów zoptymalizowanego usuwania paliwa pod kątem uszkodzeń powierzchni, skłonności do reabsorpcji paliwa oraz emisji pyłów – w ramach projektu EUROfusion WP14-ER-01/IPPLM-06 (Laser fuel removal; optimization and concept study of the device dedicated for ITER-like tokamak)**

W 2014 roku badania były prowadzone w ramach projektu WP14-ER-01/IPPLM-06 (Laser fuel removal; optimization and concept study of the device dedicated for ITER-like tokamak) zakwalifikowanego przez EUROfusion do grupy Complementary Research. Prowadzone w ramach tego zadania badania ściśle związane są z badaniami prowadzonymi w ramach zadania 2.4 Badanie materiałów metodą LIBS w wariancie dwuimpulsowym (DP-LIBS) w celu sprawdzenia możliwości metody dla monitorowania składu chemicznego ścian reaktorów termojądrowych i niejednokrotnie wykonywane były w tych samych, odpowiednio rozbudowanych, eksperymentach, a zaprezentowany podział ma charakter umowny, oparty głównie na zdefiniowanych w dokumentach zgłoszonych do EUROfusion efektach badawczych (Deliverables).

Prace nad badaniami zaowocowały przeprowadzeniem eksperymentów wykonywanych również przy bezpośrednim uczestnictwie naukowców ze współpracujących ośrodków badawczych (ENEA, IPP Praga), analizą materiałową oryginalnych i poddanych oddziaływaniom próbek (ENEA, IPP, TARTU, CIEMAT), szczegółową analizą uzyskanych wyników, które częściowo zostały już opublikowane w czasopiśmie z Listy Filadelfijskiej. Dzięki tym wysiłkom cele zakładane na rok 2014 zostały zrealizowane.

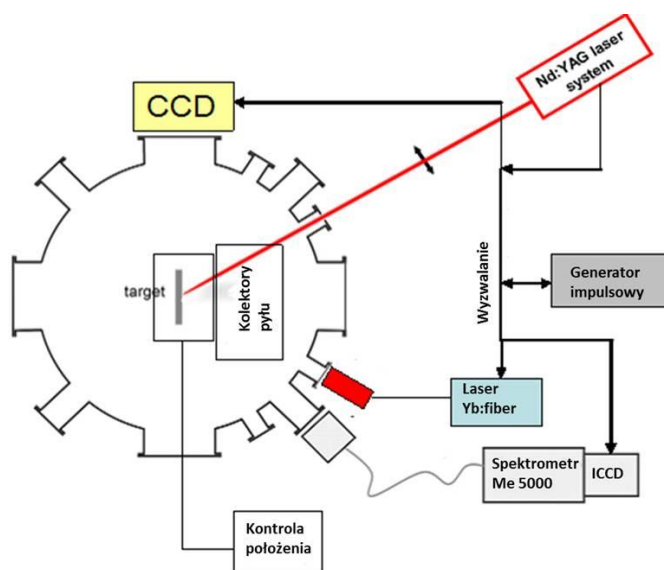
W roku 2014 przeprowadzone zostały badania oczyszczania próbek zawierających deuter (wodór) przy użyciu lasera światłowodowego o zoptymalizowanej intensywności impulsów laserowych. Jako tarcze do naświetlania wykorzystane zostały próbki zawierające na powierzchni izotopy wodoru, między innymi próbki wolframowe poddane oddziaływaniu strumieni plazmowych w urządzeniu PF-1000U. Oryginalne powierzchnie próbek niepoddane oddziaływaniom prowadzącym do akumulacji izotopów wodoru oraz próbki poddane oddziaływaniu strumieni plazmowych w urządzeniu PF-1000U posłużyły, jako próbki referencyjne, tzn. zostały przebadane za pomocą metod inżynierii materiałowej w celach porównawczych. Należy zaznaczyć, że zbadanie wpływu oddziaływania impulsów plazmowych z materiałami o właściwościach analogicznych do materiałów mających służyć konstrukcji eksperymentalnych reaktorów termojądrowych nowej generacji było przedmiotem projektu EUROfusion WP14-IPH-01-PFC/IPPLM: *Preparation of efficient PFC operation for ITER and DEMO*. Próbkę poddawane były oddziaływaniu strumieni plazmowych w różnych warunkach zmienianych przez umieszczanie ich w różnej odległości od elektrod i stosowaniu lub nie, urządzenia gas-puff (wprowadzającego gaz o odpowiednim ciśnieniu w czasie wyładowania), co przekładało się na różne gęstości mocy, dawki energii, jonizację oraz koncentrację i skład chemiczny oddziałującego ośrodka. Szczegóły tego zadania opisane są w punkcie 2.1.

Warto również nadmienić, że do celów zadania posłużono się również stosowaną w IFPiLM metodą nanoszenia (laserowej depozycji) warstw przy użyciu impulsowego lasera Nd:YAG oraz nową metodą przy użyciu lasera światłowodowego. Pierwszą z tych metod nakładano głównie warstwy wolframowe na podłożu wolframowym lub stalowym natomiast za pomocą lasera światłowodowego warstwy aluminiowe i grafitowe na podłożach aluminiowych, stalowych i szklanych (ostatni wariant wynikał z konieczności przetestowania grubości warstw dla nowej metody – nałożenie warstw na dielektryku, jakim jest szkło pozwoliło na oszacowanie grubości warstwy przez pomiar jej rezystancji).

Przygotowane w ten sposób próbki, jak również inne próbki pochodzące z wcześniejszych badań (lite próbki wolframowe, próbki pokryte warstwami WAlC oraz DLC dostarczone przez współpracowników) zostały poddane oddziaływaniu lasera światłowodowego w celu usunięcia z nich cząstek izotopów wodoru oraz ewentualnie warstw (zarówno referencyjnych WAlC jak i zanieczyszczeń naniesionych np. w urządzeniu plasma focus. Do monitorowania efektów oddziaływania wykorzystane zostały diagnostyki LIBS i pirometryczne. Powierzchnia badanych elementów zostanie również zanalizowana za pomocą metod inżynierii materiałowej w IFPiLM (profilometria, mikroskopia optyczna) oraz przez współpracowników (SEM, EDS, TDS, krystalografia, NRA, itd.).

Badania za pomocą LIBS prowadzone były równolegle do usuwania izotopów wodoru i warstw w warunkach próżniowych w układzie przedstawionym na rys.2.2.4. Laser światłowodowy pracował w trybie impulsowym bez zewnętrznej modulacji, natomiast laser Nd:YAG pracując z repetycją 0.2-0.5 Hz wyzwał pomiar dokonywany za pomocą spektrometru w celu oszacowania obecności izotopów wodoru w obszarze oddziaływania wiązki lasera światłowodowego z próbką. Serie pomiarowe zostały przeprowadzone zarówno dla stacjonarnego naświetlania jak i przy skanowaniu powierzchni próbki przez wiązkę lasera światłowodowego. Laser światłowodowy pracował z częstotliwością 100 kHz, a regulacji podlegała energia pojedynczego impulsu, która może być ustawiana w zakresie od 0.1 do 1 mJ, co przekłada się na średnią wiązkę laserowej do 100 W. W niektórych eksperymentach wykorzystywana była dodatkowo kamera CCD do sprawdzania, czy nie następuje emisja pyłów.

Badania profilometryczne oraz LIBS wskazywały, że warstwy zawierające wolfram, aluminium oraz węgiel niezależnie od domieszki deuteru lub wodoru były całkowicie usuwane z podłoży wolframowych i aluminiowych przy ogniskowaniu zapewniającym uzyskanie gęstości mocy na poziomie  $0.6 \text{ MW/cm}^2$  przy prędkości skanowania rzędu  $0.2 \text{ cm/s}$  do ok  $0.8 \text{ cm/s}$  w zależności od grubości warstwy (rzędu od ułamka do kilku  $\mu\text{m}$ ). Badania profilometryczne potwierdziły, usunięcie warstwy bez usunięcia materiału podłoża próbki. Również badania wykonane za pomocą detektorów pirometrycznych wskazywały na spadek temperatury podłoża po usunięciu warstwy. Próbki zostały wysłane do współpracujących ośrodków w celu przeprowadzenia dalszych badań materiałowych (min. SEM, EDS).



Rys.2.3.1 Integrowany układ do badań efektów zoptymalizowanego usuwania paliwa pod kątem uszkodzeń powierzchni, skłonności do reabsorpcji paliwa oraz emisji pyłów.

Nieco bardziej skomplikowane zjawiska zachodziły przy usuwaniu izotopów wodoru zgromadzonego w powierzchniowych niedoskonałościach litego wolframu. W przypadku tego typu próbek pomimo, że przy pierwszym skanowaniu z gęstością mocy  $\sim 0.6 \text{ MW/cm}^2$  i prędkości  $\sim 0.5 \text{ cm/s}$  poziom linii wodorowej obserwowanej w widmie LIBS spadał do poziomu szumów, badania na tym obszarze przeprowadzone po kilku minutach wykazywały powrót jej obecności, aczkolwiek z mniejszym natężeniem. Całkowite usunięcie izotopu uzyskiwano po kilkukrotnym przeskanowaniu nieco większej powierzchni (czterokrotne skanowanie prowadziło do przystąpienia dla pojedynczych strzałów linii wodorowej przez szumy). Zjawisko to może być efektem dyfuzji izotopów wodoru z pobliskich obszarów do porów powierzchniowych oczyszczonych w trakcie usuwania.

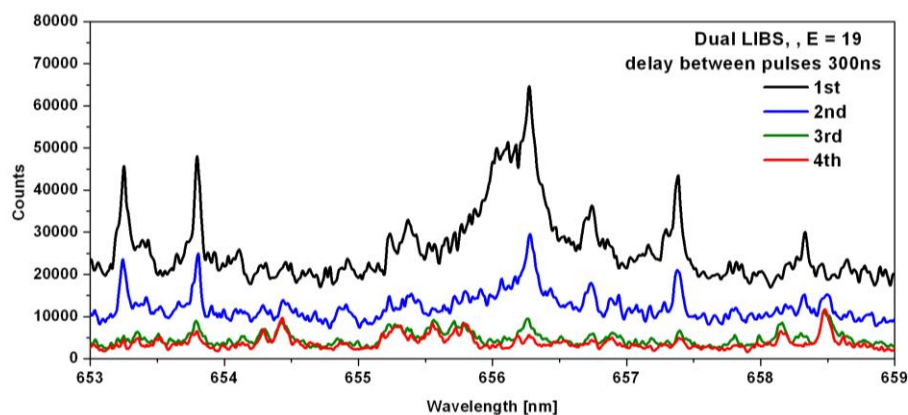
Badania przyniosły optymistyczne rezultaty wymagające potwierdzenia przez współpracowników. Dalsza część eksperymentu planowana jest na luty 2015 i obejmuje m. in. Oczyszczanie powierzchni w atmosferze gazowej w eksperymencie w IFPiLM przy współpracy z CIEMAT.

#### **Badanie zaawansowanej metody LIBS w wariancie dwuimpulsowym (DP-LIBS) w celu sprawdzenia możliwości metody dla monitorowania składu chemicznego ściany reaktorów termojądrowych**

W 2014 badania prowadzone były w celu optymalizacji metody do zastosowania w warunkach reaktora termojądrowego, a ich głównym celem w roku bieżącym było zaobserwowanie linii izotopów wodoru w eksperymentach w warunkach próżniowych. Do eksperymentów wykorzystywano próbki opisane w poprzednim punkcie jak również próbki pochodzące od współpracowników z Finlandii (wyprodukowane przez firmę DIARC). Jako parametry, które podlegały analizie można wyróżnić gęstość mocy, szerokość wiązki, separację między impulsami laserowymi, opóźnienie czasu obserwacji.

Poza mniejszymi eksperymentami prowadzonymi regularnie w IFPiLM (w tym opisane powyżej monitorowanie procesu usuwania w ramach zadania 2.3), zasadniczym wydarzeniem istotnym dla tego zadania był wspólny eksperyment z zespołem włoskim z ośrodka ENEA Frascati, który został przeprowadzony jesienią 2014. W eksperymencie po raz pierwszy zastosowano jednoczesną obserwację przy użyciu dwóch spektrometrów – MECHELLE (IFPiLM) i TRIAX 550 ISA JOBIN-IVON (ENEA). Pierwszy z nich służył obserwacji widma w szerokim zakresie, drugi szczegółowej obserwacji wąskiego zakresu, w którym dzięki wysokiej rozdzielczości można było oddzielić od siebie linie wodoru i deuteru. Obserwacje te, pozwoliły na zastosowanie otrzymanych wyników do tzw. metody CF (Calibration Free) umożliwiających ilościowe określenie pierwiastków uwalnianych na skutek laserowego oddziaływania z powierzchni próbki. Prace nad stosowaniem tej metody były możliwe dzięki uprzedniej kalibracji natężeniowej metodą krzywych kalibracyjnych zastosowaną w IFPiLM i są obecnie prowadzone w

ENEA Frascati. Przykładowe widma uzyskane podczas eksperymentów przedstawione są na rys.2.4.1, który przedstawia ewolucję widma w czasie kolejnych impulsów laserowych.



Rys.2.4.1 Przykładowe widma uzyskane podczas analizy próbek zawierających wodór i deuter. W kolejnych impulsach widoczne jest zanikanie linii wodoru, deuteru i wolframu związane z usuwaniem warstwy.

Należy nadmienić, że badania LIBS były połączone z badaniami przy użyciu diagnostyk korpuskularnych (jonowych) korzystających z zasady pomiaru czasu przelotu (Time of Flight), czyli kolektorów jonów oraz elektrostatycznego analizatora energii jonów. Przyrządy te potwierdziły skład chemiczny próbek oraz wskazały na pewne cechy fizyczne procesu generacji jonów podczas dwu-impulsowego oddziaływania laserowego, które wymagają dodatkowych badań.

Badania metody DP-LIBS będą kontynuowane we współpracy z ENEA Frascati, a ich głównym celem będzie dalsza adaptacja do warunków właściwych dla reaktorów termojądrowych. Uzyskane w 2014 r. wyniki posłużyły do przygotowania wystąpienia konferencyjnego i będą prezentowane w 2015 r. na międzynarodowej konferencji.

## 2.3 Rozwój diagnostyk dla układów z magnetycznym utrzymaniem gorącej plazmy

Osoba kontaktowa: M. Chernyshova, [maryna.chernyshova@ifpilm.pl](mailto:maryna.chernyshova@ifpilm.pl)

W ramach europejskiej przestrzeni badawczej EURATOM Instytut rozwija diagnostyki do badania plazmy deuterowej lub deuterowo-trytowej, utrzymywanej polem magnetycznym, która będzie paliwem przyszłego doświadczalnego reaktora termojądrowego ITER.

Plazma deuterowa lub deuterowo-trytowa wytwarzana w układach z magnetycznym utrzymaniem plazmy jest grzana do temperatury rzędu kiloelektronowoltów (ok. kilka 10<sup>7</sup> do 10<sup>8</sup> Kelwinów) i emituje, w wyniku zachodzących w niej procesów, promieniowanie elektromagnetyczne w szerokim zakresie widma (od widzialnego po promieniowanie gamma). Jednocześnie w wyniku reakcji syntezy lekkich jąder emitowane są produkty tych reakcji, które z jednej strony niosą informację o szybkości reakcji w plazmie (neutrony), a z drugiej o czasie utrzymania i przekazie energii do plazmy cząstek naładowanych (trytony, cząstki alfa).

Promieniowanie elektromagnetyczne i korpuskularne emitowane z istniejących układów eksperymentalnych takich jak JET, czy znajdującego się w IFPiLM układu DPF-1000U, jak również te, które będą emitowane w budowanych obecnie urządzeniach W7-X czy ITER, są nie tylko źródłem informacji o zjawiskach fizycznych zachodzących w plazmie wytwarzanej w tych układach, ale również informacji o ich parametrach energetyczno-technologicznych. Wobec powyższego, pomiary widm energetycznych, strumieni kwantów, czy wysokoenergetycznych cząstek są bardzo istotne i dostarczają bezpośrednio informacji o parametrach plazmy oraz szybkości reakcji termojądrowej, czyli mocy urządzenia. Pomiary emisji promieniowania w szerokim zakresie spektralnym, wskazują na skuteczność grzania plazmy, czy to omowo – prądem płynącym w plazmie, czy zewnętrznymi źródłami fal elektromagnetycznych dużej mocy, czy też wiązkami cząstek neutralnych – deuteronów lub trytonów.

Na wszystkich działających obecnie na świecie tokamakach o termojądrowych parametrach plazmy, takich jak JET, MAST (Wielka Brytania) czy ASDEX-Upgrade (Niemcy), odpowiednie diagnostyki monitorują promieniowanie w zakresie miękkiego i twardego promieniowania X, jak również produktów reakcji syntezy jądrowej. Wymienione diagnostyki będą również zainstalowane w przyszłym termojądrowym reaktorze badawczym ITER (Francja).

W ramach prowadzonych prac realizowano zadania związane z rozwojem diagnostyk dedykowanych do pomiarów procesów fizycznych zachodzących w plazmie utrzymywanej polem magnetycznym, z dużą szybkością reakcji termojądrowych, mianowicie:

- Diagnostyki do pomiarów miękkiego promieniowania X w zakresie kilku keV;
- Diagnostyki służące do pomiarów neutronów prędkich z reakcji syntezy ciężkich izotopów wodoru;
- Badania pilotażowe diagnostyki twardego promieniowania rentgenowskiego oraz promieniowania gamma dla potrzeb przyszłych reaktorów termojądrowych w tym reaktora badawczego ITER.

### *Diagnostyki do pomiarów miękkiego promieniowania X w zakresie kilku keV*

W roku 2014 zespół naukowców z IFPiLM prowadził prace nad projektem, który uzyskał akceptację złożonego wniosku i dotyczył przygotowania systemu detekcji miękkiego promieniowania rentgenowskiego opartego o technologię detektorów gazowych typu GEM (Gaseous Electron Multiplier) dla tomograficznego monitorowania transportu wolframu (WP14-ER-01/IPPLM-05: *Development of soft X-ray GEM based detecting system for tomographic tungsten focused transport monitoring*). System ten będzie przeznaczony dla powstającego we Francji w Cadarache tokamaka WEST, celem którego jest implementacja chłodzonego aktywnie dywertora wolframowego identycznego do technologii dywertora

tokamaka ITER. Projekt był realizowany we współpracy z Komisariatem Energii Atomowej (Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA)) w Cadarache we Francji oraz Politechniką Warszawską i dotyczył rozpoczęcia przygotowania dwóch układów detekcyjnych miękkiego promieniowania rentgenowskiego w celu uzyskania dwuwymiarowej tomografii rentgenowskiej na tokamaku WEST.

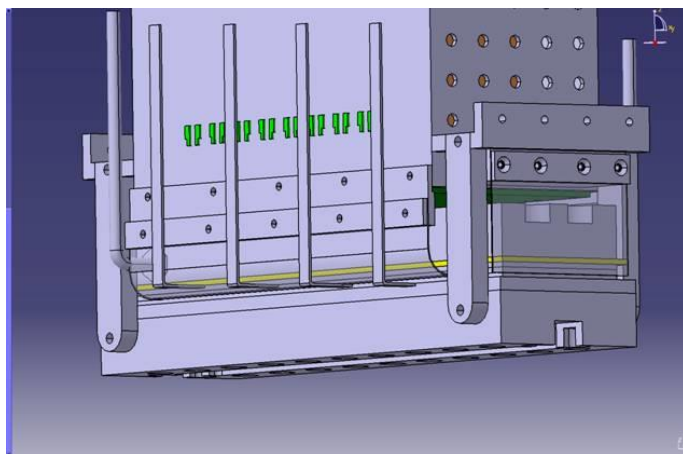
W trakcie 2014 roku kluczowe osiągnięcia projektu były związane z rozwojem projektu wszystkich części diagnostyki tomografii opartych na module detekcji w technologii GEM. Wszystkie aspekty narzucone przez warunki eksperymentalne dla diagnostyk tokamaka powinny być zostać uwzględniane podczas koncepcyjnej fazy projektu - charakterystyka promieniowania, niekorzystna pozycja detektora, funkcjonowanie detektora i systemu wspomagającego, środowisko neutronów i tym podobne. Zgodnie z tymi wymaganiami takie podzespoły proponowanych diagnostyk jak komora detektora, przetwarzanie elektroniki, system chłodzenia, wsparcie wewnątrz portu dla detektora i elementy pomocnicze zaczęto projektować z pełnym lub częściowym sukcesem.

Poza opracowania elementów aparatury, algorytmów i oprogramowania modułu detekcji dotyczącego oszacowania energii fotonu, rekonstrukcji pozycji fotonu, osiągnięcia pożądanej rozdzielczości czasowej, elektronicznego przetwarzania danych za pomocą kodów konfiguracyjnych i rekonstrukcji tomografii, przygotowano również obliczenia w kodzie COREDIV dotyczące scenariuszy projektu WEST dla oszacowania poziomu promieniowania wolframu.

Jednym z kluczowych etapów projektowania detektora GEM wydaje się analiza prawidłowej geometrii dla takiego urządzenia. Tak więc, w tym roku przygotowano kody numeryczne do zbadania drogi optycznej plazma-pinhole-detektor. Za pomocą tych kodów wyznaczono najbardziej optymalną pozycję dla diagnostyki GEM dla tokamaka WEST. W ten sposób ustaliliśmy pozycję detektora wewnątrz pionowego portu (bardziej wymagające miejsce niż dla drugiego modułu diagnostyki, który będzie umieszczony poza portem). Spośród innych parametrów branych pod uwagę to są: cały zakres kąta widzenia dla diagnostyki, liczba stripów i ich kształt, odległości plazma-pinhole-detektor, jak również wielkość pinhola i nachylenie detektora GEM. Jedną z funkcji programu jest zdolność śledzenia promieni rentgenowskich przez pinhole i uzyskanie mapy natężenia promieniowania w każdym pikselu detektora. Umożliwia ona również odwrócenie procesu i badanie stożka widzenia dla każdego piksela matrycy oraz obszarów plazmy, co może zostać wykryte. Znając liczbę pikseli detektora i rozmiar detektora (narzucone przez port i wymaganą przestrzenną rozdzielczość plazmy) grupa naukowców skupiła się na doborze materiałów do produkcji komory detektora. Szczególną uwagę należy tu zwrócić na dobór materiałów, które będą działać w specjalnych warunkach, takich jak pole magnetyczne, wysoka temperatura, neutrony oraz dowolny typ promieniowania lub inne różnego rodzaju zakłócenia. Co za tym idzie materiały same w sobie nie mogą też zakłócać pracy samego detektora. Dlatego komorę detektora należy zbudować używając tylko materiałów certyfikowanych, które są materiałami niegazującymi, posiadającymi odporność na promieniowanie jak również na starzenie i odpowiednie własności elektryczne i mechaniczne. Wybór materiałów został przeprowadzony tak, aby mieć przede wszystkim możliwość przetestowania różnych materiałów (ERTACETAL C i trzy rodzaje szkła epoksydowych) dla ramek detektora i podjęcie ostatecznej decyzji po przeprowadzonych testach. Przeprowadzono także wybór kleju montażowego oraz materiału okna detektora. Rozpoczęto prace przygotowawcze dla narzędzi pomocniczych niezbędnych w łańcuchu montażowym detektora. Dodatkowo kodem GEANT przeprowadzono symulacje kwantowej wydajności detektora, aby wybrać najbardziej odpowiednie mieszanek gazu i materiał okna detektora. Początkowo w tym celu zostanie wykorzystana mieszanina gazu Ar i CO<sub>2</sub> oraz cienka folia aluminiowo-mylarowa, jako okno detektora. Aby mieć możliwość zmiany wrażliwych na przebicia części detektora w fazie prototypu proponuje się przygotować komorę detektora z możliwością demontażu. Zrobiono już wstępny projekt i rysunki techniczne tej komory (rys.3.1.1).

Procedura czyszczenia folii GEM (główny element aktywny w komorze detektora) została również opracowana. Miedź oraz kapton (dwa składniki folii) są bardzo odporne na substancje chemiczne, ale są bardzo wrażliwe na wilgoć oraz światło, gdy są wystawione na te warunki mogą się tworzyć cienkie warstwy różnych tlenków Cu na ich powierzchniach. W celu odzyskania temperaturowych i elektrycznych

właściwości folii proponujemy jej czyszczenie chemiczne, ponieważ działania mechaniczne mogą zniszczyć warstwę folii (5um Cu). Metoda czyszczenia chemicznego, czyli rozpuszczania krok po kroku związków Cu (np. CuO, Cu<sub>2</sub>O), została opracowana.



Rys.3.1.1 Widok zmontowanej komory detektora z modułem elektroniki.

Częścią zamykającą komorę detektora jest giętka płyta stripowa/pikselowa. Pozwoli to uniknąć kwestii związanych ze sprawdzoną konstrukcją, gdzie obie płyty były połączone przy użyciu sztywnego złącza Samtec. Powodowało to niepożądane naprężenia na złączach wynikające z mocowania przy montażu detektora do ramy kasety z płytami AFE. Przy rozwiązaniach typu flex-rigid takich naprężeń można całkowicie uniknąć, także podczas podłączania i odłączania płyt AFE. Ponadto, pozwala to na regulację aktywnej części detektora względem kasety AFE i źródła promieniowania. Wstępna ilość stripów/pikseli dla pionowego detektora będzie wynosić więcej niż 70, żeby osiągnąć dobrą rozdzielczość przestrzenną promieniowania plazmy.

Dla panujących w porcie tokamaka warunków eksperymentalnych oprócz wysokiej temperatury, wpływ pola magnetycznego wytwarzanego w sąsiednich cewkach tokamakowych może poważnie wpłynąć na działanie detektora GEM. Przeprowadzono dokładne określenie pola magnetycznego w celu określenia najlepszej pozycji detektora GEM. Maksymalne pole detektora z elektroniką front-end może tolerować 0,3 T i w celu prawidłowej obserwacji plazmy detektor powinien być umieszczony w wybranym położeniu, w którym pole magnetyczne jest na tym poziomie. Aktualnie są w przygotowaniu symulacje dla detektora sygnałów elektrycznych w zewnętrznym polu magnetycznym. Okazały się one dość skomplikowaną kwestią pod względem zastosowanego modelu folii GEM oraz zasobów PC i ich zakończenie planowane jest na przyszły rok trwania projektu.

Przygotowując elektronikę dla proponowanego detektora GEM wzięto pod uwagę, oprócz opracowania sprzętu elektronicznego, oprogramowania i firmware dla pomiarów z dobrą energetyczną, czasową i przestrzenną rozdzielczością, także takie zagadnienia jak wpływ promieniowania oraz zagrożenia ze strony temperatury. W przypadku efektu promieniowania na elektronikę, mają miejsce dwa fundamentalne mechanizmy uszkodzeń: (i) przemieszczenie sieciowe, spowodowane przez neutrony, protony, cząstki alfa, ciężkie jony i fotony gamma o bardzo wysokich energiach, oraz (ii) efekt jonizacji, który jest spowodowany przez naładowane cząstki, włączając te z niską energią, i powodujące defekty sieciowe. Efekty mogą różnić się znacznie w zależności od parametrów: rodzaju promieniowania, całkowitej dawki i strumienia promieniowania, kombinacji rodzajów promieniowania, a nawet rodzaju obciążenia urządzenia (częstotliwość, napięcie pracy, aktualny stan tranzystora w chwili, gdy jest on uderzany przez cząstki), co sprawia, że dokładne testy są trudne, czasochłonne i wymagają wielu próbek testowych.

W celu ograniczenia ilości neutronów przechodzących przez układy elektroniczne, wokół kasety z płytą AFE gdzie istnieje pewne miejsce pomiędzy detektorem GEM i płytą bazową AFE przewidziane jest umieszczenie opcjonalnej osłony od neutronów (parafiny lub podobnych materiałów). W przypadku

efektu przesunięcia sieciowego, jedynym sposobem, aby temu zapobiec jest dobór komponentów, które zostały przetestowane przeciw neutronom. Dostępne są bazy danych testowanych urządzeń/materiałów COTS opublikowane przez NASA, ESA, CERN i inne instytucje, które potrzebują urządzeń odpornych na promieniowanie i nie chcą kupować dedykowanych klasie kosmicznej półprzewodników, które są 100-1000 razy droższe niż te standardowe. Ponieważ nie wszystkie aplikacje wymagają odporności na promieniowanie czy wysokiej niezawodności, takie składniki są ekonomiczną alternatywą.

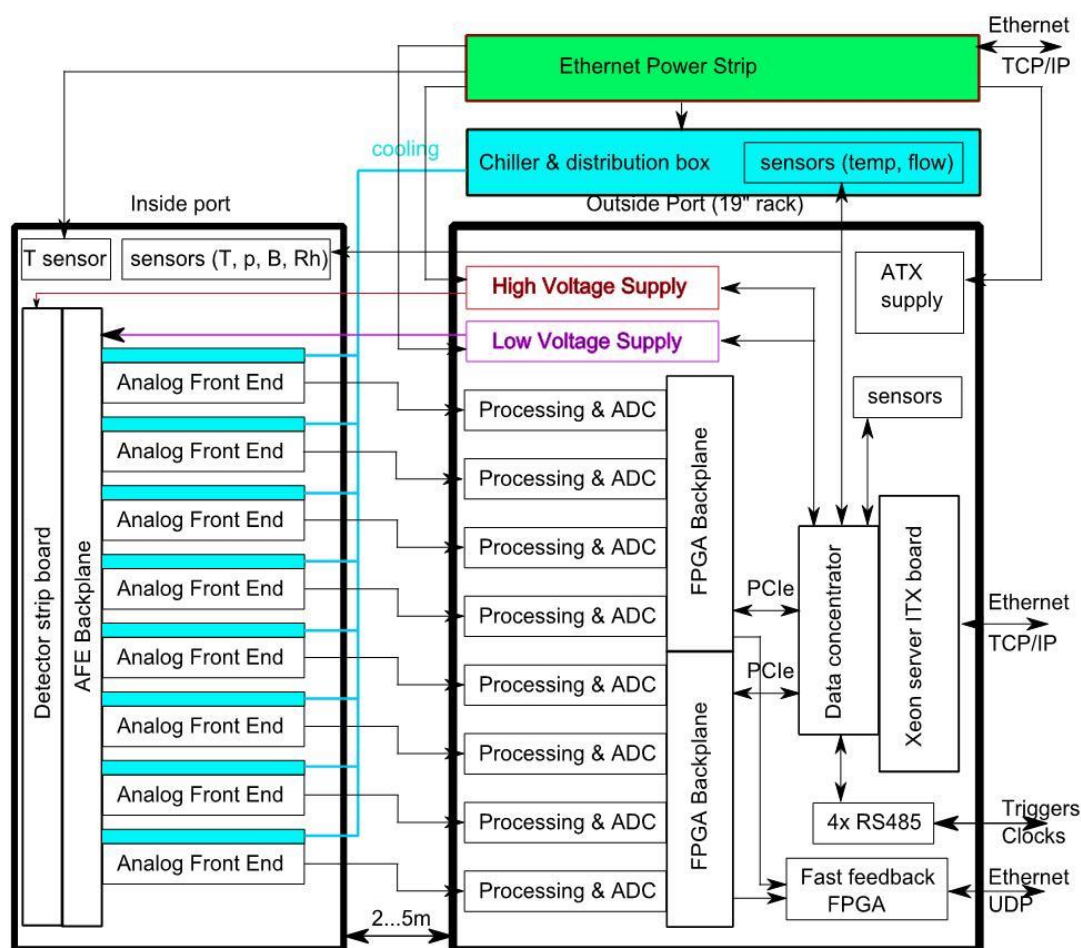
W opracowywanym systemie, aby zapobiec efektom latch-up, prąd i napięcie każdej płyty AFE będą monitorowane przez dedykowany przetwornik analogowo-cyfrowy zainstalowany w module ADC w głównej jednostce przetwarzającej. W ramach tego projektu wszystkie elementy AFE były starannie dobierane tak, aby złagodzić wszystkie niepożądane efekty. Wszystkie wzmacniacze, multipleksery, serializer, diody, tranzystory zostały wybrane z listy elementów, które są odporne na promieniowanie, co najmniej do 50kRad. Jest również bardzo ważne, aby wybrać i zamontować odpowiednie elementy z określonych producentów. Ten sam typ wzmacniaczy, ale dwóch różnych producentów, może mieć zupełnie odmienne zachowanie pod wpływem promieniowania.

Wiadomo, że detektor typu GEM jest bardzo wrażliwy na zmiany temperatury, co z kolei może wpływać na odkształcenia ramek, jak również 'zmarszczki' czy pofałdowania na powierzchni okna detektora. Ponadto płytki AFE generują duże ilości ciepła - jest to około 115W na detektor. W takiej sytuacji brak chłodzenia lub obiegu powietrza z ograniczoną wymianą ciepła ze ścian może szkodzić urządzeniu, a ochrona przed zbyt wysoką temperaturą ma bardzo duże znaczenie dla bezpiecznego działania detektora. Ciśnienie atmosferyczne ma również duże znaczenie na poprawność działania detektora, w związku z tym chłodzenie przepływu powietrza nie może być zastosowane gdyż mogłoby to spowodować ciśnienie statyczne na folii okna detektora. Natomiast płyny chłodzące nie powodują tego typu problemów, dlatego każda płytka AFE jest zaprojektowana i wyposażona w płytkę z zimną cieczą podłączoną do wspólnego pojemnika rozprowadzającego. Została też podjęta decyzja, aby nie używać wody do chłodzenia płyt AFE, ponieważ elektronika zostałaby zniszczona w wyniku korozji i elektro-migracji gdyby nastąpiły ewentualne przecieki.

Koncepcja przygotowanego systemu odczytu oparta jest na pełnej modułowości. Takie podejście daje dużą elastyczność w budowie systemu. Dalsze czynności są realizowane przy użyciu powtarzalnych bloków, które składają się z kanałów AFE, modułów ADC, płyty bazowej FPGA i koncentrator danych. Celem przetwarzania sygnałów detektora jest oszacowanie dystrybucji energii dla każdego kanału.

Układ elektroniczny (Rys.3.1.2) zawierać będzie następujące elementy:

- (a) płyta stripowa detektora z płytą backplane. Jego rola polega na przyjmowaniu elektronów z chmury ładunku i przeniesienie go na płytę AFE;
- (b) 16 kanałowe płyty analogowe Front-End (AFE), które zamieniają ładunek na napięcie przekazywane przy użyciu kabla symetrycznego do modułów ADC;
- (c) 16 kanałów tablicy ADC - konwersja napięcia do ich wartości cyfrowej i przeniesienie wyniku przy użyciu różnicowego szybkiego łącza LVDS do FPGA;
- (d) moduły płyty bazowej FPGA z czterema slotami dla AFE. Wykonuje synchronizację i wstępne przetwarzanie wszystkich danych z 64 kanałów;
- (e) płyta koncentratora danych (DCB) z przełącznikiem PCIe, FPGA do zarządzania, porty szeregowo do sygnałów wyzwalających i interlock'ów;
- (f) płyta główna serwera CPU, gdzie zachodzić będzie przetwarzanie większości danych;
- (g) 800W zasilanie ATX;
- (h) moduł zasilania wysokiego i niskiego napięcia (PSU);
- (i) sensory temperatury, wilgotności i ciśnienia;
- (j) szybka płyta FPGA o sprzężeniu zwrotnym z procesorem.



Rys.3.1.2 Schemat zaprojektowanego modułu elektroniki.

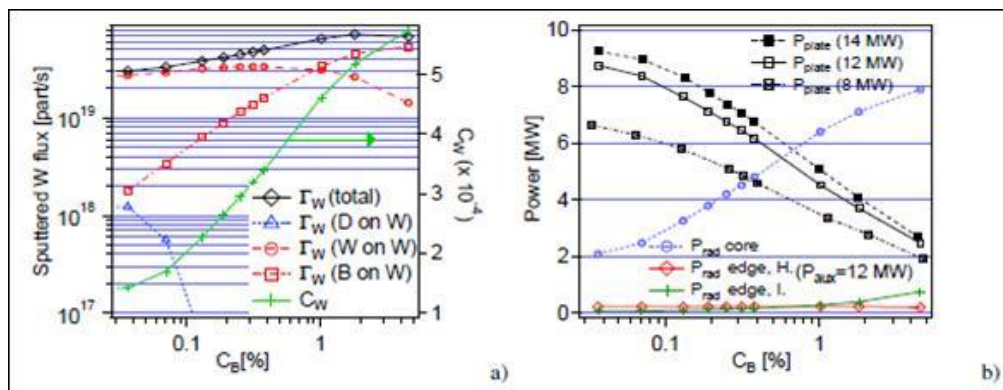
Wstępna koncepcja detektora dla tokamaka WEST została w 2014 r. zaprezentowana na seminarium w CEA w Cadarache we Francji.

W 2014 roku zamówiono i dostarczono już pierwszych kilka elementów systemu prototypowego. Są to prototyp systemu chłodzenia dla AFE, różnej długości kable VHDCI, obudowy RACK z zasilaczem, płyty rozwojowe devkit dla sprawdzenia pierwotnej koncepcji, itp. Ponadto, rozpoczęto mechaniczną integrację obudowy mini-rack z płytami ADC, obudową RACK, oraz płytą FPGA. Przetestowane jest również zasilanie elektryczne płyty serwera CPU, DCB, płyty bazowej FPGA oraz płyty ADC z detektorem modelowym GEM i zebrano pierwsze sygnały.

W ramach projektu wykonano również symulacje numeryczne scenariuszy reprezentatywnych na tokamaku WEST za pomocą kodu COREDIV. Model fizyczny stosowany w COREDIV jest oparty na samo-uzgodnionym sprzężeniu transportu radialnego w centralnej części plazmy z wielocieczowym opisem 2D warstwy scrape-off.

Symulacje COREDIV dla podstawowych scenariuszy WEST zostały wykonane przy założeniu zanieczyszczenia tylko wolframem. Dla wszystkich konfiguracji akceptowalny poziom wolframu znaleziono dla niskich poziomów promieniowania i jednocześnie odpowiednich dla ITER-a obciążeń cieplnych płyty dywertora (10 MW w SOL prowadzi do 10-40 MW/m<sup>2</sup>, w zależności od konfiguracji magnetycznej). Samo-rozpylanie wydaje się być dominującym mechanizmem produkcji wolframu. Analiza zależności przeprowadzona została dla standardowego scenariusza do badań wpływu różnych parametrów na wyniki symulacji. Przykładana do płyty moc nie wzrasta znacząco dla  $P_{aux} > 10$  MW. Koncentracja wolframu wzrasta silnie z prądem plazmy. Dla wysokich mocy,  $T_e^{plate}$  jest zasadniczo określony przez proces rozpylania z powodu sprzężenia centralna plazma-krawędź. W każdym przypadku

gęstość przy separatrysie stanowi połowę średniej gęstości elektronowej ( $<0,75 n_{GW}$ ). Wraz ze wzrostem średniej gęstości elektronów, zarówno temperatura jonowa jak i elektronowa się zmniejsza przy płycie dywertora, skutecznie zwalczając produkcję wolframu dla  $n_e > 8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . Przy tej gęstości,  $T_e^{\text{plate}} < 50 \text{ eV}$  jest taka, że deuterowe rozpylanie staje się nieskuteczne. Prawie całkowita dostarczona moc przechodzi następnie do tarczy. Gęstości przy separatrysie mogą silnie wpływać na wyniki. Zmiany w oczekiwanym zakresie (o czynnik 1,75) wywołują zmiany w produkcji wolframu i promieniowania o rząd wielkości, wpływa to też znacząco na retencję wolframu (redukcja sił termicznych przy niskiej gęstości). Przy najmniejszej gęstości przy separatrysie, rozpylanie deuterowe zaczyna być ważne.



Rys.3.1.3 **a)** Rozpylony strumień wolframu (oś po lewej, skala logarytmiczna) oraz koncentracja wolframu  $C_W$  (oś po prawej) w funkcji koncentracji boru w plazmie (skala logarytmiczna). Całkowity rozpylony strumień (czarne diamenty) jest sumą wkładów od deuteru (niebieskie trójkąty), boru (czerwone kwadraty) oraz wolframu (czerwone kółka). **b)** Obciążenie cieplne płyty dywertora dla  $P_{aux} = 8, 12$ , oraz  $14 \text{ MW}$  (czarne kwadraty) w funkcji koncentracji boru, razem ze stratami radiacyjnymi w centralnej części (niebieskie kółka), oraz stratami radiacyjnymi w warstwie SOL od deuteru (czerwone diamenty) i boru (zielone krzyżki) dla przypadku  $12 \text{ MW}$ .

Zmniejszenie wydzielanej mocy na płycie ze zwiększeniem  $C_B$  jest w gruncie rzeczy związane ze stratami radiacyjnymi w centralnej części od W.

Należy również wspomnieć, że w tym roku udało się z sukcesem zainstalować modelowy detektor GEM na tokamaku ASDEX-Upgrade poza portem diagnostycznym dla wstępnych testów. Wyniki eksperymentów pokazały ciągle rejestrowane sygnały w detektorze po zakończeniu wyładowania plazmowego na poziomie mniej niż 0,1% sygnałów podczas wyładowania. Poziom ten rośnie do około 1% na koniec dziennej eksploatacji detektora. To wyraźnie wskazuje, że materiały komory detektora i elektronika AFE zostały zauważalnie zaaktywowane po dwóch tygodniach eksploatacji, w związku z tym należałoby uwzględnić ewentualne ekranowanie dla prawidłowej pracy detektora.

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

W 2013 roku podjęto ważną z punktu widzenia realizacji europejskiego programu fuzyjnego decyzję o przeprowadzeniu na tokamaku JET kampanii trytowej (DET2), drugiej w historii tego największego, fuzyjnego urządzenia badawczego w świecie. Kampania ta, przewidziana na lata 2017-2018, rozpocznie się zaraz po zakończeniu eksperymentów związanych z badaniami wpływu nowej, wykonanej z berylu powierzchni wewnętrznej torusa (ITER-like wall) na parametry uzyskiwanej plazmy. Także kampania DET2 związana będzie ściśle z przygotowaniami do uruchomienia ITER-a a jej program opracowany został w ścisłej współpracy ze specjalistami z ITER Organization (IO) oraz Fusion for Energy (F4E).

Niniejsza część raportu dotyczy pakietu zadań realizowanego w ramach prac dla konsorcjum EUROfusion: „Technological Exploitation of DT operation (WPJET3)”, którego celem będzie maksymalizacja efektów naukowych i technologicznych związanych z kampanią DET2 w zakresie neutroniki, aktywacji materiałów,

uszkodzeń radiacyjnych materiałów, powstawania odpadów promieniotwórczych w wyniku oddziaływania intensywnych strumieni neutronów, bezpieczeństwa jądrowego oraz retencji trytu.

Zespół badań neutronowych IFPiLM uczestniczył w realizacji dwóch zadań pakietu WPJET3, przewidzianego na lata 2014-2018, mianowicie:

#### NC14 – Kalibracja systemu detektorów neutronów w JET dla energii 14 MeV

Moc urządzenia fuzyjnego mierzona jest poprzez określenie wydajności neutronowej  $Y_n$  (ang.: neutron yield), co wiąże się bezpośrednio z wydajnością fuzyjną (ang.: fusion yield).  $Y_n$  jest parametrem podstawowym. Określa się go dla wszystkich rodzajów źródeł neutronowych. Niestety, jak dotąd, nie jest możliwe mierzenie tej wartości w sposób absolutny za pośrednictwem pomiaru bezpośredniego. Z tego też powodu diagnostyki mierzące wydajność neutronową muszą być względnie kalibrowane za pomocą źródła neutronowego o znanej charakterystyce obejmującej rozkład energetyczny, ilość emitowanych neutronów na jednostkę czasu i powierzchnię oraz rozkład kątowy.

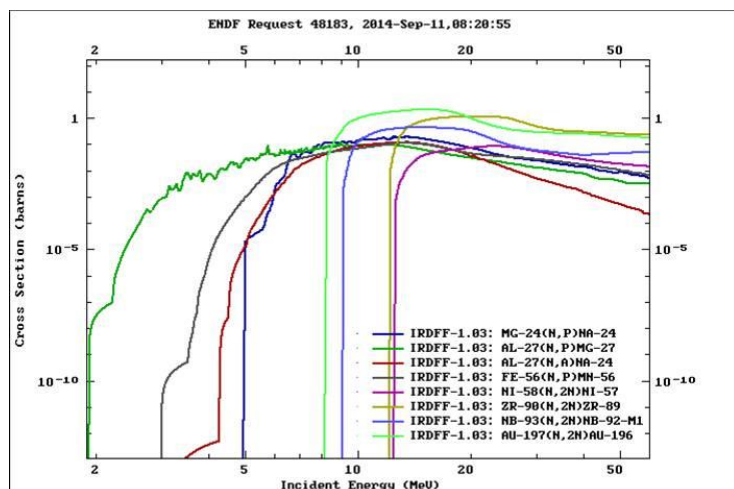
Prawidłowo skalibrowane diagnostyki neutronowe mają kluczowe znaczenie dla tokamaka JET jak i ITER zarówno w procesie określania mocy fuzyjnej urządzenia jak i ze względów bezpieczeństwa. Poprzednia kalibracja źródłem neutronowym (**NSC** - ang.: neutron source calibration) tokamaka JET przeprowadzona została przy zastosowaniu  $^{252}\text{Cf}$ . Kolejna przeprowadzona zostanie przy zastosowaniu generatora neutronów (**NG** - ang.: neutron generator). NG został wytypowany, jako źródło neutronów o energii 14 MeV. Przed zastosowaniem go, jako źródła kalibracyjnego musi on zostać poddany intensywnym badaniom laboratoryjnym mającym na celu sprawdzenie jego charakterystyki i stabilności pracy. Testy laboratoryjne muszą zostać zakończone przed zastosowaniem NG do kalibracji tokamaka JET. Pewne czynności sprawdzające muszą zostać wykonane również po wykonaniu kalibracji tokamaka JET. W czasie kalibracji JET urządzenia monitorujące będą wizualizowały stabilność emisji neutronów zarówno według energii jak i kąta emisji. Monitorowana będzie przede wszystkim odpowiedź określonych diagnostyk neutronowych podlegających kalibracji.

Kalibracja neutronami 14 MeV, wobec zbliżającej się kampanii z zastosowaniem deuteru i trytu (D-T) ma niezwykle ważne znaczenie. Posłuży ona prawidłowemu oszacowaniu budżetu neutronowego i kalibracji porównawczej (ang.: cross calibration) systemu aktywacyjnego i komór rozszczepieniowych. Kalibracja neutronowa tokamaka ITER będzie bazowała na doświadczeniach zdobytych podczas kalibracji tokamaka JET.

Metoda aktywacyjna będzie odgrywała pozycję wiodącą zarówno podczas testów laboratoryjnych NG, jak również podczas kalibracji neutronami 14 MeV tokamaka JET. Do celów monitorowania NG, kalibracji porównawczej oraz kampanii eksperymentalnej wytypowano następujące reakcje jądrowe:

| Reakcja                                                                      | Abundancja | $T_{1/2}$ | Energia kwantów $\gamma$ (keV) | Próg (MeV) |
|------------------------------------------------------------------------------|------------|-----------|--------------------------------|------------|
| $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$                                          | 1          | 9.458m    | 840                            | 2.6        |
| $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$                                          | 0.918      | 2.577h    | 846.7                          | 4.5        |
| $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$                                          | 0.79       | 15h       | 1368.5                         | 5.5        |
| $^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$                                          | 1          | 15.03h    | 1369                           | 5.4        |
| $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$                                         | 0.6827     | 36.08h    | 1337.6                         | 12.6       |
| $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$                                         | 0.515      | 78.4h     | 909.1                          | 13         |
| $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$                                       | 1          | 6.183d    | 355.7                          | 8.5        |
| $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$                                        | 1          | 10.25d    | 934.5                          | 9          |
| gdzie: m - minuty, h - godziny d - dni, $T_{1/2}$ - czas połowicznego zaniku |            |           |                                |            |

Przebieg przekrojów czynnych decydujących o wyborze poszczególnych reakcji przedstawiony został na rys.3.2.1.



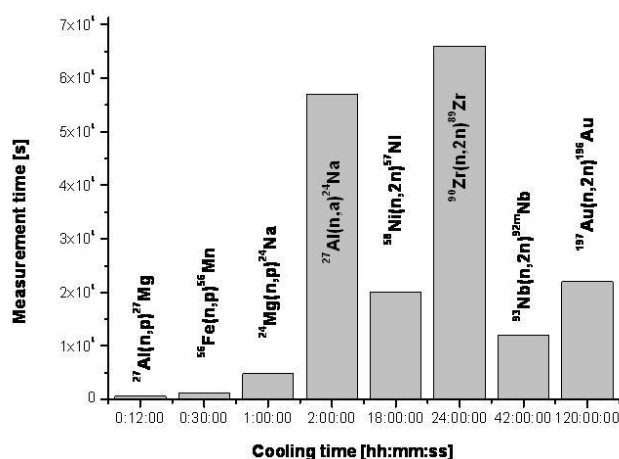
Rys.3.2.1 Przekroje czynne na wytypowane reakcje jądrowe.

W trakcie kampanii D-D, wykorzystując neutrony z reakcji dopalania trytu TBN (ang.: Triton Burnup Neutrons) wykonano praktyczne testy przydatności zaproponowanych reakcji jądrowych. Na tej podstawie określono sekwencję pomiarową obejmującą aktywację, chłodzenie i pomiar otrzymanych folii, co przedstawiono na rys.3.2.2.

Na podstawie przeprowadzonych pomiarów i obliczeń oszacowano minimalną wykrywaną aktywność MDA (ang.: Minimal Detectable Activity) produktów aktywacji oraz minimalny potrzebny czas pracy NG w celu otrzymania MDA. Obliczenia przeprowadzono przy założeniu, że NG emituje  $2 \times 10^8 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$  w kąt bryłowy  $4\pi$  a próbka aktywacyjna znajduje się w odległości 30 cm od tarczy trytowej generatora. Wyniki przedstawiono w poniższej tabeli:

| Reakcja                                                    | MDA $\pm$ SD [Bq] | Czas pracy ND niezbędny do otrzymania MDA [s] |
|------------------------------------------------------------|-------------------|-----------------------------------------------|
| $^{27}\text{Al}(\text{n},\text{p})^{27}\text{Mg}$          | 30.7 $\pm$ 14.6   | 1267                                          |
| $^{56}\text{Fe}(\text{n},\text{p})^{56}\text{Mn}$          | 19.6 $\pm$ 10.8   | 654                                           |
| $^{27}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{24}\text{Na}$            | 0.33 $\pm$ 0.16   | 607                                           |
| $^{58}\text{Ni}(\text{n},2\text{n})^{57}\text{Ni}$         | 0.21 $\pm$ 0.10   | 2349                                          |
| $^{90}\text{Zr}(\text{n},2\text{n})^{89}\text{Zr}$         | 0.28 $\pm$ 0.10   | 2504                                          |
| $^{93}\text{Nb}(\text{n},2\text{n})^{92\text{m}}\text{Nb}$ | 0.14 $\pm$ 0.08   | 2745                                          |
| $^{24}\text{Mg}(\text{n},\text{p})^{24}\text{Na}$          | 0.18 $\pm$ 0.10   | 1548                                          |
| $^{197}\text{Au}(\text{n},2\text{n})^{196}\text{Au}$       | 1.43 $\pm$ 0.47   | 7664                                          |

Rys.3.2.2 Sekwencja pomiarowa.



Następujące reakcje jądrowe zostały zaproponowane do monitorowania kalibracji neutronami 14 MeV tokamaka JET:  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ ,  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ ,  $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$ ,  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ ,  $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$ ,  $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ ,  $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$ . Spośród nich najbardziej obiecująca jest reakcja neutronów z jądrami niobu. Testy NG służące określeniu jego wydajności emisji i izotropii kierunkowej mogą zostać wykonane przy zastosowaniu wytypowanych folii dozymetrycznych. Dokładność oszacowania wydajności neutronowej zależy będzie od precyzji, z jaką zostanie określone widmo energetyczne neutronów. Jeśli wkład w widmo neutronów spowolnionych i rozproszonych będzie nieznany lub określony z względnie wysoką niepewnością należy się spodziewać zwielokrotnienia tego błędu podczas szacowania  $Y_n$ . Z kolei przy zapewnieniu powtarzalnych warunków aktywacji względna wydajność neutronowa NG może być określona z dokładnością rzędu 5%.

Uzyskane w projekcie wyniki zostały częściowo opublikowane w artykułach naukowych (Fusion Engineering and Design **89** 2766 (2014), J Radioanal Nucl Chem **301** 23 (2014)) oraz zostały zaprezentowane na międzynarodowych konferencjach (26th SPPT, Praga, Czechy) i seminariach.

#### ACT – Pomiary aktywacyjne w celu charakteryzacji i kwalifikacji materiałów przeznaczonych dla ITERa oraz walidacja danych

Dostępność dużych strumieni neutronów oraz możliwość napromieniowania dużych powierzchni materiałów na JET znacznie poszerzyła zakres wykorzystania diagnostyki aktywacyjnej. Technika aktywacji neutronowej oparta jest na umieszczaniu próbek w strumieniu neutronów o znanym składzie oraz konwersji stabilnych jąder atomowych na jądra promieniotwórcze, które emitują mierzalne promieniowania elektromagnetyczne. Próbkę rzeczywistych materiałów wykorzystanych przy budowie ITERa mogą być napromieniowywane podczas kampanii eksperymentalnych na JET. Ma to kluczowe znaczenie przy planowaniu budżetu neutronowego oraz ze względów bezpieczeństwa. W tym celu przeprowadzona została analiza składu wszystkich kluczowych elementów i urządzeń ITERa. Na jej podstawie dokonano selekcji folii, które zostaną napromieniowane w nadchodzącej kampanii eksperymentalnej na JET.

Próbki głównych komponentów składowych ITERa oraz innych materiałów będących składnikiem diagnostyk czy też elementów grzewczych mogą być testowane z użyciem metody aktywacyjnej. Badania te zostaną przeprowadzone ze względów bezpieczeństwa, gdyż materiały konstrukcyjne ITERa zaaktywowane podczas przyszłych kampanii eksperymentalnych mogą uwalniać niebezpieczne promieniowanie jonizujące i stanowić zagrożenie dla przebywających w pobliżu ludzi. Materiały te można podzielić na dwie grupy:

- standardowe materiały z klasycznych procesów technologicznych wytwarzania, które nie wymagają żadnych modyfikacji (np. AISI 304L, 316L, 316LN, Inconel 718),

- standardowe materiały, które wymagają pewnych zmian przeprowadzonych podczas procesu technologicznego lub też rygorystycznych limitów pierwiastkowych.

Aktywność indukowana przez neutrony w foliach aktywacyjnych podczas kampanii eksperymentalnych DD oraz DT na JET posłuży do potwierdzenia obliczeń jądrowych ITERa wykorzystujących kody numeryczne i biblioteki jądrowe.

Dokonując wyboru folii dozymetrycznych należy wziąć pod uwagę następujące aspekty:

- Przekrój czynny na daną reakcję jądrową powinien być wystarczająco duży i wiarygodny,
- Czas połowicznego rozpadu powinien być rzędu kilkunastu sekund lub godzin (pomiar izotopów krótkożyciowych) lub większy od 50 dni (pomiar izotopów długożyciowych),
- Odpowiednia wartość energii progowej na daną reakcję,
- Energia kwantów gamma pochodzących z rozpadających się produktów reakcji jądrowych powinna być mierzalna (50keV-2MeV),
- Duża intensywność kwantów gamma,
- Odpowiednio niska temperatura topnienia folii,
- Fizyczna i chemiczna postać danego materiału.

Zaproponowano następujące folie aktywacyjne: Al, As, Cd, Co, Cu, Cr, Fe, Mg, Mn, Mo, Nb, Ni, Pb, Sb, Se, Sn, Si, Ta, Ti, Te, W, V, Y, Zn, Zr. Tabela 1 przedstawia parametry reakcji wybranych do pomiarów krótkożyciowych.

Tabela 1. Parametry wybranych reakcji jądrowych.

| Reakcja                                   | Abundancja izotopowa | Czas połowicznego rozpadu | Energia kwantów gamma [keV] | Energia progowa [MeV] | Gęstość [g cm <sup>-3</sup> ] | Temperatura topnienia [°C] |
|-------------------------------------------|----------------------|---------------------------|-----------------------------|-----------------------|-------------------------------|----------------------------|
| <sup>27</sup> Al(n,p) <sup>27</sup> Mg    | 1                    | 9,458 m                   | 840                         | 2,6                   | 2,7                           | 660                        |
| <sup>56</sup> Fe(n,p) <sup>56</sup> Mn    | 0,918                | 2,577 g                   | 846,7                       | 4,5                   | 7,874                         | 1538                       |
| <sup>24</sup> Mg(n,p) <sup>24</sup> Na    | 0,79                 | 15 g                      | 1368,5                      | 5,5                   | 1,738                         | 650                        |
| <sup>27</sup> Al(n,a) <sup>24</sup> Na    | 1                    | 15,03 g                   | 1369                        | 5,4                   | 2,7                           | 660,3                      |
| <sup>58</sup> Ni(n,2n) <sup>57</sup> Ni   | 0,6827               | 36,08 g                   | 1337,6                      | 12,6                  | 8,9                           | 1453                       |
| <sup>90</sup> Zr(n,2n) <sup>89</sup> Zr   | 0,515                | 78,4 g                    | 909,1                       | 13                    | 6,52                          | 1855                       |
| <sup>197</sup> Au(n,2n) <sup>196</sup> Au | 1                    | 6,183 d                   | 355,7                       | 8,5                   | 19,3                          | 1064,18                    |
| <sup>93</sup> Nb(n,2n) <sup>92m</sup> Nb  | 1                    | 10,25 d                   | 934,5                       | 9                     | 8,57                          | 2477                       |

Do pomiarów izotopów długożyciowych wyselekcjonowane zostały reakcje jądrowe, których parametry przedstawia poniższa tabela.

Tabela 2. Parametry wybranych reakcji jądrowych.

| Reakcja                                 | Czas połowicznego rozpadu | Abundancja izotopowa | Energia progowa/<br>Przekrój czynny | Energia gamma (MeV)/<br>Prawdopodob. | Temp. topnienia (°C) |
|-----------------------------------------|---------------------------|----------------------|-------------------------------------|--------------------------------------|----------------------|
| <sup>46</sup> Ti (n,p) <sup>46</sup> Sc | 83.8 d                    | 8.25%                | 3.8MeV/0.29b                        | 0.889 / 99.98%                       | 1668                 |
| <sup>55</sup> Mn(n,2n) <sup>54</sup> Mn | 312.12 d                  | 100%                 | 10.5MeV/0.68b                       | 0.835 / 99.976%                      | 1244                 |
| <sup>59</sup> Co(n,2n) <sup>58</sup> Co | 70.86 d                   | 100%                 | 10.7MeV/0.69b                       | 0.811 / 99%                          | 1495                 |
| <sup>60</sup> Ni(n,p) <sup>60</sup> Co  | 1925.28 d                 | 26.223%              | 5 MeV/0.15b                         | 1.173 /99.97%                        | 1455                 |
|                                         |                           |                      |                                     | 1.332 /99.99%                        |                      |
| <sup>89</sup> Y(n,2n) <sup>88</sup> Y   | 106.63 d                  | 100%                 | 11.6MeV/0.82b                       | 1.836 / 99.2%                        | 1526                 |

|                                               |           |         |                                    |                      |      |
|-----------------------------------------------|-----------|---------|------------------------------------|----------------------|------|
|                                               |           |         |                                    | 0.898.042<br>(93.7%) |      |
| $^{102}\text{Pd}(n,p)^{102}\text{Rh}$         | 207 d     | 1.02%   | 4.7MeV/0.29b                       | 0.556 / 96%          | 1555 |
| $^{103}\text{Rh}(n,2n)^{102}\text{Rh}$        | 207 d     | 100%    | 9.4MeV/1.327b                      | 0.556 / 96%          | 1964 |
| $^{140}\text{Ce}(n,2n)^{139}\text{Ce}$        | 137.64 d  | 88.48%  | 9.3MeV/1.75b                       | 0.166 / 80%          | 798  |
| $^{169}\text{Tm}(n,2n)^{168}\text{Tm}$        | 93.1 d    | 100%    | 8.3MeV/1.98b                       | 0.198 / 52.39%       | 1545 |
| $^{176}\text{Hf}(n, 2n)^{175}\text{Hf}$       | 70 d      | 5.206%  | 8.3MeV/1.89b                       | 0.343 / 84%          | 2233 |
| $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$       | 73.831 d  | 62.7%   | 7.98MeV/2.185<br>b                 | 0.317 / 83%          | 2466 |
| $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}^*$         | 312.12 d  | 5.845%  | 1.8 MeV/0.04                       | 0.835 /<br>99.976%   | 1538 |
| $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$           | 70.86 d   | 68.077% | 1.5 MeV/0.1b                       | 0.811 / 99%          | 1455 |
| $^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$           | 1925.28 d | 100%    |                                    | 1.173 / 99.97%       | 1495 |
|                                               |           |         |                                    | 1.332 / 99.99%       | 1495 |
| $^{45}\text{Sc}(n,g)^{46}\text{Sc}$           | 83.8 d    | 100%    | Dobrze znane<br>reakcje<br>jądrowe | 0.889 / 99.98%       | 1539 |
| $^{58}\text{Fe}(n,g)^{59}\text{Fe}$           | 44.5 d    | 0.282%  |                                    | 1.099 / 56.5%        | 1538 |
| $^{181}\text{Ta}(n,g)^{182}\text{Ta}$         | 115 d     | 99.988% |                                    | 0.068 / 41.2%        | 3017 |
| $^{94}\text{Zr}(n,g)^{95}\text{Zr}$           | 64.02 d   | 17.38%  |                                    | 0.757 / 54%          | 1855 |
| $^{109}\text{Ag}(n,g)^{110\text{m}}\text{Ag}$ | 249.79 d  | 48.161% |                                    | 0.658 / 94%          | 962  |
| $^{159}\text{Tb}(n,g)^{160}\text{Tb}$         | 72.3 d    | 100%    |                                    | 0.879 / 30.1%        | 1356 |
| $^{193}\text{Ir}(n,g)^{194\text{m}}\text{Ir}$ | 171d      | 62.7%   |                                    | 0.483 / 97%          | 2466 |

Folie aktywacyjne przeznaczone dla ITERa zostały wyselekcjonowane zgodnie z przyjętymi założeniami. Dokonano ich wstępnej analizy z użyciem kodów numerycznych (FISPACT). Do pomiarów izotopów krótkożyłowych zostały zakupione folie Ni, Mg, Nb oraz Zr (wszystkie o średnicy 18 mm, grubość 0,5-2 mm). Natomiast do pomiarów izotopów długożyłowych zakupiono folie aktywacyjne Sc, Ti, Co. Próbkę aktywacyjną zostaną wykorzystane podczas nadchodzących kampanii eksperymentalnych na JET DD, DT w celu potwierdzenia obliczeń przeprowadzonych za pomocą kodów numerycznych.

Uzyskane w ramach projektu wyniki zostały zaprezentowane w oficjalnych raportach EUROfusion, jak również były prezentowane na seminariach i międzynarodowych konferencjach.

#### **Badania wykonalności oraz badania koncepcyjne diagnostyki twardego promieniowania rentgenowskiego oraz promieniowania gamma emitowanego w tokamakach**

W roku 2014 zespół naukowców Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy we współpracy z naukowcami z NCBJ (Narodowego Centrum Badań Jądrowych) oraz Asocjacji włoskiej ENEA - Frascati i angielskiej CCFE (Culham Science Centre) kontynuował badania wykonalności oraz badania koncepcyjne diagnostyki twardego promieniowania rentgenowskiego/promieniowania gamma dla potrzeb przyszłych reaktorów termojądrowych, w tym największego obecnie tokamaka JET oraz budowanego badawczego reaktora termojądrowego ITER.

Na początku roku 2014 (2014-01-23) w IFPiLM dr Jacek Rzakiewicz wygłosił seminarium pt. „Diagnostyka twardego promieniowania X i promieniowania gamma w układach tokamak z wykorzystaniem detektorów scyntylacyjnych”, które przybliżyło tematykę niniejszego projektu.

Rozwój diagnostyki w oparciu o spektroskopię twardego promieniowania rentgenowskiego/promieniowania gamma ma umożliwić badania niestabilności elektronowych oraz efektywności reakcji termojądrowych zachodzących w plazmie tokamakowej. Promieniowanie rentgenowskie/promieniowanie gamma emitowane jest w wyniku reakcji szybkich cząstek z jonami

paliwa termojądrowego lub zanieczyszczeniami występującymi w plazmie. Źródłem szybkich jonów w plazmie tokamakowej są:

- produkty fuzji np.  $4\text{He}$  w plazmie DT lub  $p, t$  i  $3\text{He}$  w plazmie DD;
- jony  $H$ ,  $D$ ,  $T$ ,  $4\text{He}$  i  $3\text{He}$  przyspieszane za pomocą tzw. rezonansowego cyklotronowego grzania plazmy ICRH (ang. Ion Cyclotron Resonance Heating) do energii kilku MeV;
- wiązka neutralnych jonów  $H$ ,  $D$ ,  $T$ ,  $4\text{He}$  i  $3\text{He}$  NBI (ang. Neutral Beam Injection) 'wstrzykiwanych' do plazmy tokamakowej z energiami do kilkuset keV.

Rozwijana w ramach projektu diagnostyka twardego promieniowania rentgenowskiego i promieniowania gamma pozwala rozróżnić promieniowanie o różnych energiach i w ten sposób identyfikować odpowiednie procesy fizyczne np. procesy powstawania szybkich elektronów czy najważniejsze reakcje termojądrowe zachodzące w tokamakach. Badania koncepcyjne potwierdziły, że wykorzystując rezonansowy charakter termojądrowych przekrojów czynnych oraz definiując odpowiednie progi energetyczne dla specyficznych scenariuszy plazmowych możliwa będzie analiza rozkładów energetyczno-przestrzennych szybkich cząstek (elektronów i jonów) w plazmie tokamakowej.

W celu budowy zaawansowanego układu detekcyjnego (dedykowanego dla JET-a a w przyszłości być może również dla ITER-a) starannie dobrano i przebadano odpowiednie materiały detekcyjne w tym materiały  $\text{LaBr}_3$  i  $\text{CeBr}_3$ . Detektory promieniowania rejestrujące promieniowanie gamma badano pod kątem odpowiedniej energetycznej zdolności rozdzielczej. Ponadto przygotowano prototypowy system analizy danych w celu utrzymania wysokiej rozdzielczości energetycznej podczas pracy przy wysokich strumieniach fotonów i neutronów. Ponadto, w ramach projektu prowadzono prace optymalizacyjne nad wysoką wydajnością detekcji oraz rejestracją znaczącej liczby przypadków w krótkim czasie – rzędu kilku ns. Potwierdzono tym samym, właściwy wybór odpowiedniego materiału scyntylacyjnego ( $\text{LaBr}_3$  i  $\text{CeBr}_3$ ).

Dalsze prace w projekcie koncentrowały się wyborem odpowiedniego fotodetektora. Dobór taki jest bardzo istotny dla uzyskania jak najlepszej energetycznej zdolności rozdzielczej dla końcowej diagnostyki. Dla niedużych scyntylatorów emitujących światło w zakresie  $\sim 500$  nm potwierdzono, że dobrym rozwiązaniem jest detektor krzemowy ze względu na bardzo wysoką wydajność kwantową w tym zakresie długości fali. Z kolei szumy detektorów krzemowych w temperaturze pokojowej są znacznie wyższe niż w przypadku fotopowielaczy. Dlatego też wnoszą one istotny wkład do pogorszenia energetycznej zdolności rozdzielczej. W celu eliminacji problemu związanego z szumami prowadzono prace optymalizacyjne układu fotodetektor-scyntylator. Prowadzono testy pomiarowe scyntylatorów wraz z diodami PiN firmy Hamamatsu oraz przedwzmacniaczami niskoszumowymi.

Zoptymalizowano szybki system elektroniki cyfrowej wyposażony w szybkie przetworniki analogowo-cyfrowe oraz układ FPGA dla diagnostyki promieniowania gamma pod kątem jak najwyższej mocy obliczeniowej, przepustowości łącz komunikacyjnych oraz skalowalności (ilości torów pomiarowych). Jako główny interfejs komunikacyjny wykorzystano standard PCI Express, co umożliwiło opracowanie kolejnych płyt elektronicznych zgodnych z najnowszymi standardami elektroniki przemysłowej, takimi jak ATCA lub MTCA. Zmierzono funkcje odpowiedzi układu detekcyjnego, wykonano pomiary kalibracyjne w obszarze energii gamma 4-6 MeV oraz przygotowano układ detekcyjny do integracji z nową szybką elektroniką cyfrową.

Prace niniejszego projektu w sposób istotny przyczyniły się do pozyskania dużego europejskiego projektu budowy systemów diagnostyki gamma dla tokamaka JET.

## 2.4 Rozwój i zastosowanie programów numerycznych, modelujących procesy fizyczne w układach z magnetycznym utrzymaniem plazmy

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

### *Badania i modelowanie plazmy brzegowej w tokamakach i stellaratorze W7-X*

Podstawowym przeznaczeniem trójwymiarowego kodu płynowego FINDIF jest symulowanie zjawisk zachodzących w warstwie brzegowej urządzeń termojądrowych o skomplikowanej geometrii pola magnetycznego (stellaratory, dywertory ergodyczne itd.), które pozbawione są symetrii obrotowej cechującej np. tokamaki. Program powstał we współpracy międzynarodowej; pracowano nad nim głównie w Greifswaldzie, ale ważny wkład wnieśli też pracownicy IFPiLM. Kod nie był rozwijany od 2010 roku, mimo że uprzednio osiągnął sprawność użytkową.

Postanowiono wznowić w IFPiLM prace nad kodem, aby móc stosować go do opisu stellaratora Wendelstein-7X, który znajduje się w Greifswaldzie i dla którego budowane są w IFPiLM układy diagnostyczne. Konieczne było ocenienie stanu zastanego (wybór wersji kodu do dalszego poprawiania i rozwijania) oraz wytworzenie nowej siatki obliczeniowej (dla jednej z obecnych konfiguracji pola magnetycznego – uwzględniając m. in. zainstalowanie cewek korekcyjnych).

**Implementacja i użycie kodu FINDIF do analizy stellaratora W-7X: Przejęcie kodu i przystosowanie go do obecnej konfiguracji urządzenia W-7X. Pozwoli to na ocenę wad i zalet tzw. dywertora wyspowego.**

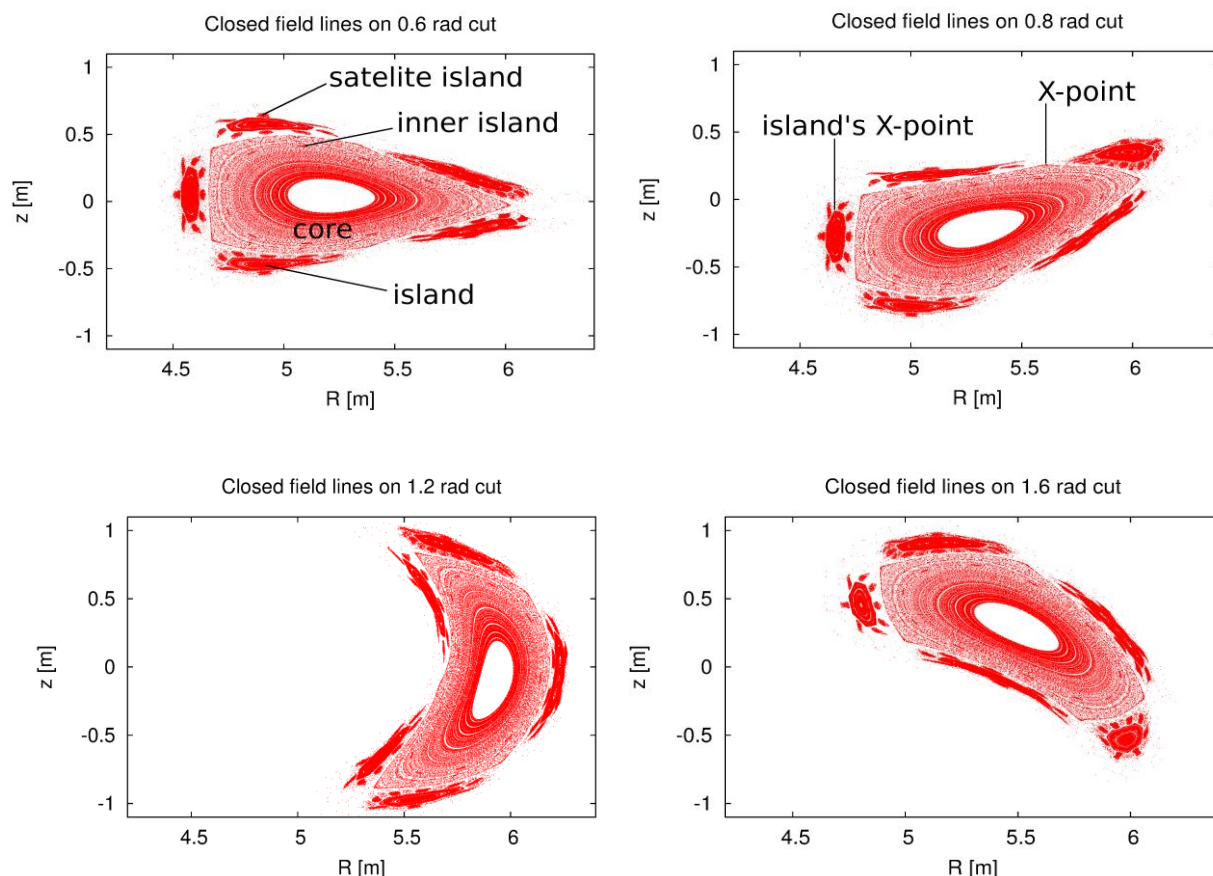
Kod FINDIF oparty jest na metodzie różnic skończonych, która umożliwia łatwe korzystanie z nieregularnych, nieuporządkowanych siatek obliczeniowych. Siatka taka powstaje, gdy uwzględniamy kształt linii pola magnetycznego, co jest naturalnym wyborem w układach z magnetycznym utrzymaniem plazmy. Podyktowane jest to chęcią jak najdokładniejszego odtworzenia zjawisk transportu (cząstek, energii, pędu), które są kilka rzędów wielkości silniejsze właśnie w kierunku wzdłuż linii pola.

Stwierdzono, że najbardziej perspektywiczna jest wersja kodu, której ostatnim autorem był A. Kalentiev (wspólnej pracy strony polskiej, A. Kalentiewa i R. Schneidera poświęcona była delegacja R. Zagórskiego i G. Pełki). Określono, że jedyną poprawną siatką obliczeniową jest obecnie siatka dla urządzenia TEXTOR-DED. Z jej pomocą uruchomiono program. Okazało się, że równania dla gęstości, prędkości plazmy, temperatur: jonowej i elektronowej są rozwiązywane, ale moduł prędkości (jako jedyny) nie uzyskuje zbieżności obliczeń, mimo odtwarzania wiarygodnego fizycznie obrazu.

**Badanie zachowania dywertora wyspowego i ocena koncepcji dywertora planowanego obecnie dla W-7X.**

Drugim, realizowanym równolegle zadaniem, było przeanalizowanie nowej konfiguracji próżniowego pola magnetycznego Wendelsteina (z dodanymi cewkami korygującymi), celem wytworzenia siatek obliczeniowych dla FINDIF-a. Przebieg pola, obliczony w IPP w Greifswaldzie, otrzymaliśmy od Y. Fenga. Analiza polegała na poszukiwaniu zamkniętych powierzchni magnetycznych. W stellaratorze takie powierzchnie istnieć nie muszą, ale W7-X został skonstruowany tak, że ma spory obszar centralny („core”), w którym plazma uwięziona będzie wewnątrz zagnieżdżonych powierzchni magnetycznych o kształcie zdeformowanych torusów. W rzeczywistości obecność plazmy i płynące w niej prądy zmodyfikują przebieg linii pola w porównaniu z polem próżniowym, nie będą to jednak prądy o typowym dla tokamaków, megaamperowym natężeniu, a raczej kilka – kilkadziesiąt kiloamperów, więc zaburzenie pola próżniowego nie będzie zbyt silne. Błąd spowodowany tym, że konstruujemy siatkę w oparciu o przebieg próżniowego, a nie rzeczywistego pola i podobnie: zakładamy słaby transport w poprzek próżniowego, a nie rzeczywistego pola magnetycznego, nie powinien być duży. W przyszłości, po otrzymaniu konfiguracji pola uwzględniającej typowy układ prądów plazmy, zawsze możliwe będzie wytworzenie ulepszonej siatki.

Analiza polegała na śledzeniu linii pola magnetycznego i zaznaczaniu punktów, w których linie te przecinają płaszczyzny zawierające oś główną stellaratora. Na rys.4.1.1 przedstawione są przecięcia wielu linii, ale widać, że układają się one w zdeformowane elipsy.



Rys.4.1.1 Struktury powierzchni magnetycznych w stellaratorze W7-X dla różnych przekrojów toroidalnych.

Poza obszarem centralnym występuje pięć tzw. wysp magnetycznych, które w (trójwymiarowej) rzeczywistości oplatają go. Wyspy mają swoje wyspy satelitarne (każda wyspa ma tylko jedną wyspę-satelitę, oplatającą ją 8 razy). Obszary zamkniętych powierzchni magnetycznych ograniczone są (podobnie jak w tokamakach) nieładkami separatrysami.

Pozostały obszar wypełniają przeplatające się otwarte linie pola (zaczynające się i kończące na ściankach materialnych) i linie o zachowaniu ergodycznym (chaotycznie wypełniają przestrzeń, są nieskończenie długie). Hierarchia: obszar centralny  $\rightarrow$  wyspy  $\rightarrow$  wyspy satelitarne  $\rightarrow$  linie ergodyczne reprezentuje opisuje przejście do zachowań chaotycznych.

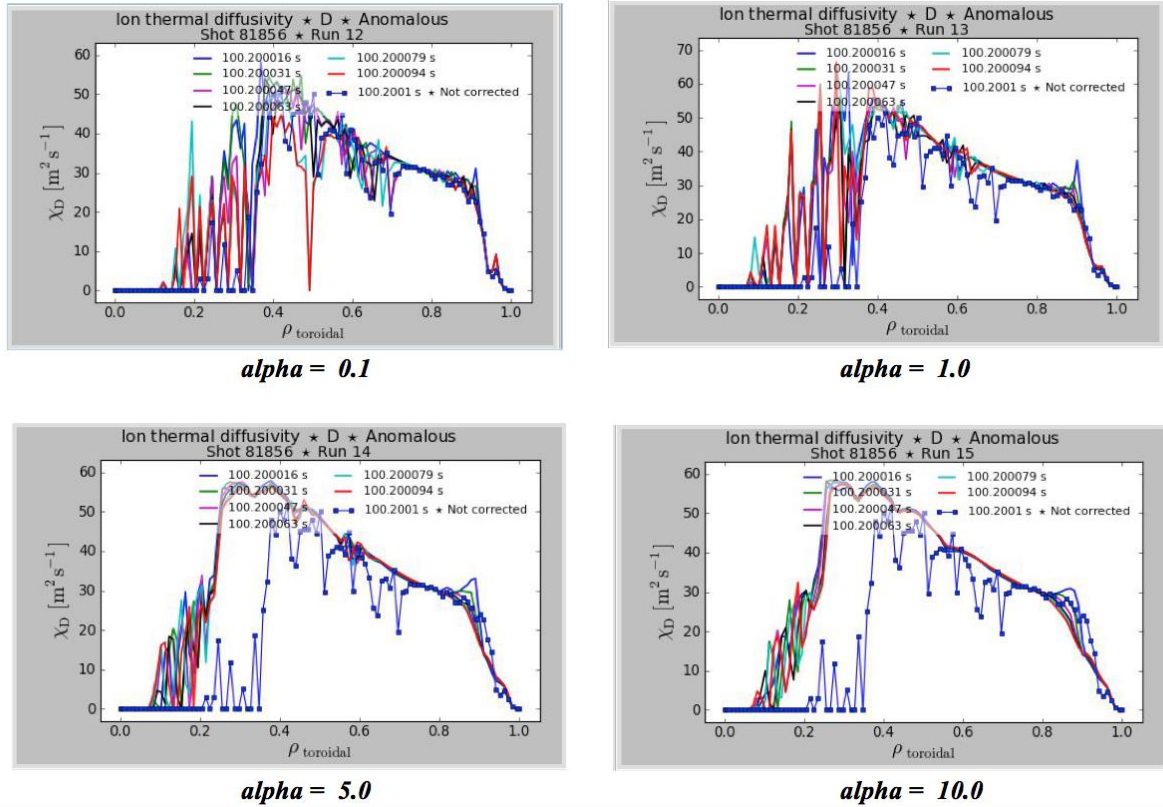
Określiwszy położenie zamkniętych powierzchni magnetycznych, jesteśmy gotowi skonstruować siatki obliczeniowe dla W7-X o (prawie) dowolnej rozdzielczości. Przygotowanie dwóch siatek o różnej ilości punktów to najbliższy etap prac.

Kod został przejęty i uruchomiony. Wybrana, najbardziej obiecująca wersja jest rozwijana w IFPiLM. Szukana jest przyczyna braku zbieżności niektórych obliczeń. Spośród dawniej używanych siatek obliczeniowych ta dla W7-X nie nadawała się do użycia. Przeanalizowana została nowa konfiguracja pola celem wytworzenia nowej siatki (uwzględniającej wyspę dywertor). Nie udało się jeszcze, jak to było planowane, uruchomić kodu dla W7-X – jest to najpilniejszy element prac bieżących.

### Udział w projekcie ITM (ang. Integrated Tokamak Modelling)

W ramach europejskiej inicjatywy ITM-TF (ang. Integrated Tokamak Modelling Task Force) powstaje zintegrowany system kodów numerycznych, bibliotek danych eksperymentalnych, oraz danych atomowych opisujących istniejące i przyszłe układy typu tokamak. Poszczególne moduły tego systemu numerycznego komunikują się pomiędzy sobą, za pomocą zdefiniowanych interfejsów, tzw. Consistent Physical Objects (CPO). Całość systemu działała w ramach platformy informatycznej Kepler. Zespół badaczy z IFPiLM uczestniczy w tym projekcie od samego początku i jest autorem/współautorem szeregu elementów tego systemu. Celem projektu jest dostarczenie wymiernego wkładu w rozwój platformy ITM.

Podstawową częścią systemu jest ETS (ang. European Transport Solver) rozwiązujący równania transportu. Dla sztywnych modeli transportu (silna zależność współczynnika dyfuzji od gradientu rozwiązania) pojawiają się silne niestabilności numeryczne. Badano metodę tłumienia oscylacji za pomocą wprowadzenia dodatkowej dyfuzji kompensowanej przez dodatkowy człon konwekcyjny (Rys.4.2.1)



Rys.4.2.1 Zachowanie współczynnika przewodnictwa cieplnego w iteracjach dla metody transportu GLF23.

Strumień  $\Phi = -D \frac{\partial Y}{\partial r} + EY$  zostaje zastąpiony przez  $\Phi_{\text{mod}} = -(D + D_{\text{add}}) \frac{\partial Y}{\partial r} + (E + D_{\text{ADD}} \beta)Y$ , gdzie  $\beta$  jest stosunkiem nowej pochodnej rozwiązania do starej (tj. obliczonej na poprzednim kroku iteracyjnym). Metoda została zaimplementowana w ETS w ramach systemu informatycznego KEPLER.

Przeprowadzono pierwsze testy metody. Uzyskano tłumienie oscylacji poza obszarem w pobliżu  $r=0$ . Moduł opisujący metodę GLF23 został świeżo zaimplementowany w systemie Kepler i nie można wykluczyć, że problem został spowodowany błędem w tym module. Prace będą kontynuowane.

Kody COREDIV (do analizy w sposób samo uzgodniony rdzenia i warstwy brzegowej wraz z dywertorem) i TECXY (dla warstwy brzegowej) zostały przeniesione na GATEWAY (system komputerowy używany przez ITM) oraz została opracowana dokumentacja dla użytkowników.

Prowadzono prace modyfikacyjne kodów TECXY i COREDIV w celu wczytywania danych wejściowych w formacie CPO używanych w systemie Kepler i otrzymywania wyników także w postaci CPO (consistent physical object).

Rozpoczęto modyfikacje kodu TECXY w celu włączenia do obliczeń obszaru prywatnego i części rdzenia plazmy.

#### *Analiza stacjonarnych reżimów pracy reaktora*

W ramach projektu WP14-PPPT-PMI, były przeprowadzone symulacje za pomocą kodu COREDIV dla reaktora fuzyjnego DEMO. Wykonane zostały następujące zadania szczegółowe:

1. Analiza generacji zanieczyszczeń (wolframu) w fazie początkowej i końcowej wyładowania (ramp-up, ramp-down)
2. Przyprawdzono analizy optymalnych warunków pracy reaktora DEMO. Jako parametrów startowych użyto wyników kodu PROCES. Wyniki będą porównane z rezultatami innych kodów: (PROCES, CRONOS, METIS, ASTRA)
3. Analiza rozkładu promieniowania, wybijanie wolframu i jego akumulacji w plazmie centralnej
4. Badano wpływ domieszek na moc przekazywaną do warstwy brzegowej. Porównywano ją z teoretyczną mocą, przy której następuje przejście w stan wysokiego utrzymania (tzw. H mode)
5. Badano wpływ domieszek na moc dopływającą do płyty dywertora
6. Opracowano scenariusz pracy urządzenia z maksymalną mocą promieniowania domieszek
7. Zbadano wpływ różnych materiałów płyty dywertora (wolfram, nikiel, molibden) na parametry plazmy

Analizy były przeprowadzone dla układów DEMO1 i DEMO2 o parametrach podanych w Tabeli 1.

*Tabela 1. Podstawowe parametry reaktora DEMO1 i DEMO2.*

| Parametry                                                                   | DEMO1             | DEMO1              |
|-----------------------------------------------------------------------------|-------------------|--------------------|
|                                                                             | Scenariusz1-07_13 | Scenariusz 2-11_13 |
| Promień toroidalny: $R_T$ [m]                                               | 9                 | 9.351              |
| Promień plazmy: $a$ , [m]                                                   | 2.49              | 2.657              |
| Prąd plazmy: $I_p$ [MA]                                                     | 16.79             | 18.593             |
| Toroidalne pole magnetyczne: $B_T$ [T]                                      | 6.5               | 6.8                |
| Elongacja                                                                   | 1.96              | 1.516              |
| Gęstość elektronowa $\langle n_e \rangle_{vol}$ [ $\times 10^{20} m^{-3}$ ] | 0.933             | 0.9017             |
| Gęstość na separatrixie $n_{es}$ [ $\times 10^{20} m^{-3}$ ]                | 0.4               | 0.4                |
| H-factor (IPB98(y,2))                                                       | 1.1               | 1.1                |
| Grzanie zewnętrzne $P_{aux}$ [MW]                                           | 50                | 50                 |

**Zadanie 1:** Analiza generacji zanieczyszczeń (wolframu) w fazie początkowej i końcowej wyładowania (ramp-up, ramp-down)

Za pomocą kodu COREDIV zbadano transport domieszek plazmy dla fazy końcowej (ramp-down), wykorzystując parametry uzyskane za pomocą kodu CREATE-NL przez grupę z Włoch, dla różnych prądów w plazmie:  $I_p=13,35; 10; 7,5; i 5\text{MA}$ . Obliczenia były przeprowadzone przy założeniu, że stosunek gęstości na separatrixie do średniej gęstości objętościowej ( $n_e^{sep}/n_e$ ) wynosi 0.4. W ramach tego zadania współpracowaliśmy z naukowcami z Anglii, z ośrodka w Culham. Wyniki uzyskane za pomocą naszego kodu COREDIV i ich kodu JETTO są przedstawione w Tabeli 2. Można zauważyć bardzo dobrą zgodność wyników.

Tabela 2. Wyniki z COREDIV-a i JETTO dla różnych plazm ( $I$ ) i różnego stopnia domieszkowania argonu ( $\Gamma_{Ar}$ ).

| Parameter                                                    | JETTO<br>(seq. 355,<br>t=5050) | COREDIV                                          |                                                 |                                                  | COREDIV                                         | COREDIV                                          |
|--------------------------------------------------------------|--------------------------------|--------------------------------------------------|-------------------------------------------------|--------------------------------------------------|-------------------------------------------------|--------------------------------------------------|
|                                                              |                                | $\Gamma_{Ar}=2.65 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ | $\Gamma_{Ar}=2.4 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ | $\Gamma_{Ar}=0.75 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ | $\Gamma_{Ar}=1.5 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ | $\Gamma_{Ar}=1.05 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ |
| B [Tesla]                                                    | 7.04                           | 7.04                                             | 7.04                                            | 7.04                                             | 7.04                                            | 7.04                                             |
| I [MA]                                                       | 13.35                          | 13.35                                            | 13.35                                           | 13.35                                            | 10.0                                            | 7.5                                              |
| q                                                            | 3.5                            | 3.5                                              | 3.5                                             | 3.5                                              | 3.5                                             | 3.5                                              |
| R [m]                                                        | 9.0                            | 9.0                                              | 9.0                                             | 9.0                                              | 9.0                                             | 9.0                                              |
| a [m]                                                        | 2.25                           | 2.25                                             | 2.25                                            | 2.14                                             | 2.14                                            | 2.11                                             |
| P <sub>NBI</sub> [MW]                                        | 51.3                           | 51.3                                             | 51.3                                            | 51.3                                             | 51.3                                            | 51.3                                             |
| $\langle n_e \rangle_{vol} [\times 10^{19} \text{ m}^{-3}]$  | 7.52                           | 7.52                                             | 7.52                                            | 7.52                                             | 6.0                                             | 4.6                                              |
| $\langle n_e \rangle_{line} [\times 10^{19} \text{ m}^{-3}]$ | 8.15                           | 8.38                                             | 8.19                                            | 8.29                                             | 6.57                                            | 5.0                                              |
| $n_e^{sep} [\times 10^{19} \text{ m}^{-3}]$                  | 1.0                            | 3.0                                              | 3.0                                             | 3.0                                              | 2.4                                             | 1.84                                             |
| $T_e^{sep} [\text{eV}]$                                      | 100                            | 193                                              | 187                                             | 166                                              | 273                                             | 188                                              |
| $n_e(0) [\times 10^{19} \text{ m}^{-3}]$                     | 9.37                           | 9.45                                             | 9.41                                            | 9.66                                             | 7.58                                            | 5.68                                             |
| $T_e(0) [\text{eV}]$                                         | 17.33                          | 27.3                                             | 24                                              | 13                                               | 18.5                                            | 14.1                                             |
| P <sub><math>\alpha</math></sub> [MW]                        | 128                            | 159                                              | 133                                             | 48.8                                             | 54                                              | 18.15                                            |
| P <sub>core</sub> [MW]                                       |                                | 141                                              | 122                                             | 56                                               | 67                                              | 43                                               |
| P <sub>SOL</sub> [MW]                                        |                                | 32                                               | 31                                              | 16                                               | 20                                              | 14                                               |
| Z <sub>eff</sub>                                             | 2.0                            | 1.97                                             | 1.7                                             | 1.14                                             | 1.45                                            | 1.41                                             |
| H <sub>98</sub>                                              | 0.94                           | 0.94                                             | 0.85                                            | 0.6                                              | 0.85                                            | 0.82                                             |
| P <sub>PLATE</sub> [MW]                                      |                                | 39.4                                             | 18.8                                            | 20.3                                             | 14                                              | 9.78                                             |

Obliczenia dla fazy początkowej (ramp-up) nie były przeprowadzone, ponieważ nie dostarczono nam parametrów startowych, koniecznych do symulacji.

Główne wnioski z tych analiz są następujące:

- występuje bardzo silna redukcja efektywnego ładunku ( $Z_{eff}$ ) od 2 do 1.4, wraz ze zmniejszeniem prądu;

- promieniowanie całkowite bardzo słabo zależy od ilości domieszkowania;
- głównym źródłem promieniowania w fazie ramp-down jest wolfram.

**Zadanie 2:** Przeprowadzenie analizy optymalnych warunków pracy reaktora DEMO.

Jako parametry startowe użyte zostały parametry uzyskane za pomocą kodu PROCES. Wyniki były porównane z rezultatami innych kodów: (PROCES, CRONOS, METIS, ASTRA): analiza rozkładu promieniowania, wybijania wolframu i jego akumulacji w plazmie centralnej, badanie wpływu domieszek na moc przekazywaną do warstwy brzegowej i porównanie z teoretyczną mocą na przejścia w reżim wysokiego utrzymania (H-mode), badanie wpływu domieszek na moc dopływającą do płyty dywertora.

Aby reaktor termojądrowy pracował w odpowiednim reżimie, wymagane jest by moc docierająca do płyty dywertora była odpowiednio niska (w tym przypadku < 50MW), a z drugiej strony moc wchodząca do warstwy brzegowej była wyższa, niż ta podawana przez prawo Martina (w tym przypadku 151MW), które określa warunki wystąpienia reżimu z dobrym utrzymaniem plazmy tzw. H-modu. W ramach tego zadania była przeprowadzana analiza wpływu:

- ilości domieszek gazu na wybijanie wolframu z płyty dywertora;
- współczynnika dyfuzji radialnej w SOL;
- konwekcyjnej prędkości domieszek w centralnym obszarze plazmy reaktora (core) na główne parametry plazmy.

Parametry te to tzw. 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 ta konieczna do pracy w wymaganym reżimie H-mod ( $P_{L-H}$ ) (Rys. 1b), promieniowania (całkowite (TOTAL), w obszarze brzegowym (SOL) i promieniowanie wolframu(W)) dla dwóch różnych radialnych współczynników dyfuzji w obszarze brzegowym w zależności od różnych ilości domieszkowania neonu ( $\Gamma_{puff}^{Ne}$ ) są pokazane na Rys.4.3.1 Rys.4.3.2 przedstawia te same parametry plazmy, ale za dwie różne prędkości domieszek w centralnym obszarze:  $V_{imp}=0\text{m/s}$  i prędkość domieszek taka sama, jak dla plazmy.

Głównym źródłem promieniowania w obszarze centralnym jest wolfram. Z naszych obliczeń wynika, że dla neonu, w żadnym z tym przypadków, nie są spełnione warunki pracy w pożądanym reżimie. Potrzebujemy jak najsilniejszego promieniowania domieszek, aby obniżyć moc docierającą do płyty poniżej 50MW. Aby znaleźć optymalne warunki pracy, były badane inne rodzaje domieszek: argon i nikiel.

**Zadanie 3:** Opracowanie scenariusza pracy urządzenia z maksymalną mocą promieniowania domieszek.

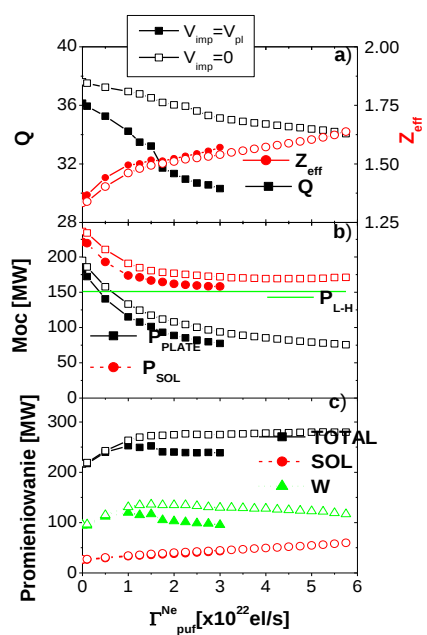
W ramach poszukiwania scenariusza z maksymalną mocą promieniowania domieszek, badane były argon (Ar) i nikiel (Ni). Obliczenia dla argonu przedstawiono na Rys.4.3.3 i Rys.4.3.4.

Główne wnioski z tych symulacji są następujące:

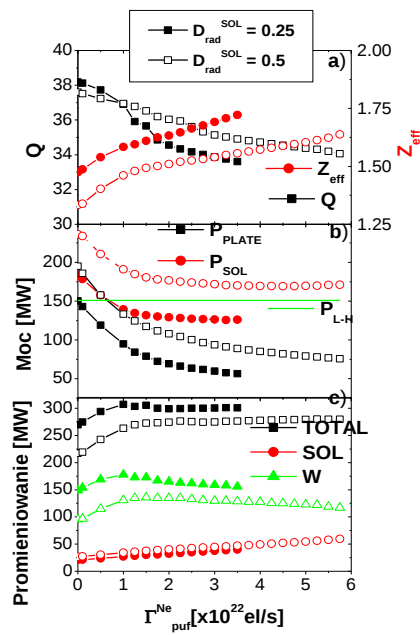
- istnieje limit na ilość domieszek, powyżej którego nie istnieje rozwiązanie: stacjonarne; limit silnie zależy od rodzaju domieszek (liczby atomowej);
- neon nie nadaje się jako domieszka dla DEMO;
- tylko domieszki z liczbami atomowymi >18 są dopuszczalne;
- warunki pracy w optymalnym reżimie, silnie zależą od współczynnika transportu w plazmie brzegowej.

**Zadanie 4:** Analiza wpływu różnych materiałów płyty dywertora (wolfram, nikiel, molibden) na parametry plazmy.

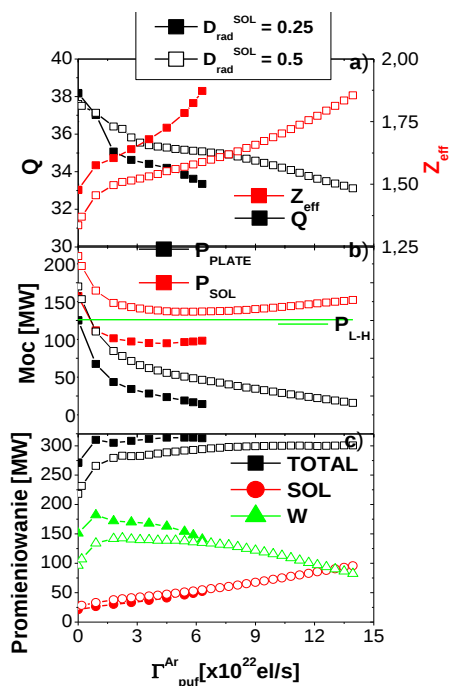
Analiza wpływu różnych materiałów płyty dywertora (wolfram (W), nikiel (Ni), molibden(Mo)) na parametry plazmy przedstawiona jest na Rys.4.3.5.



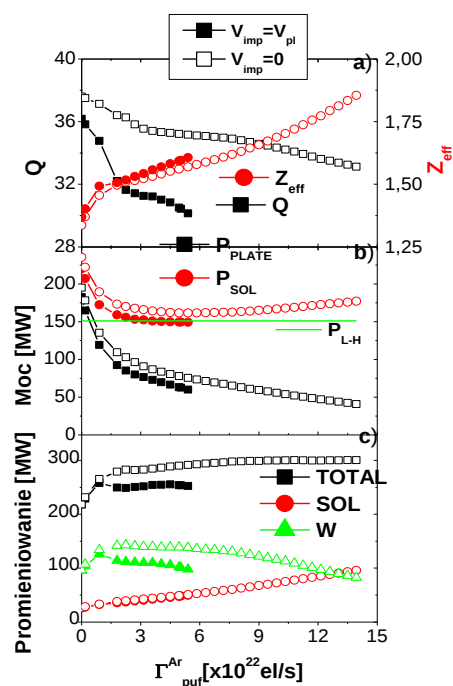
Rys.4.3.1 Parametry plazmy, w funkcji ilości neonu dla różnych współczynników dyfuzji:  $D_{rad}^{SOL}=0.25m^2/s$  (pełny symbol) i  $D_{rad}^{SOL}=0.5m^2/s$  (pusty symbol).



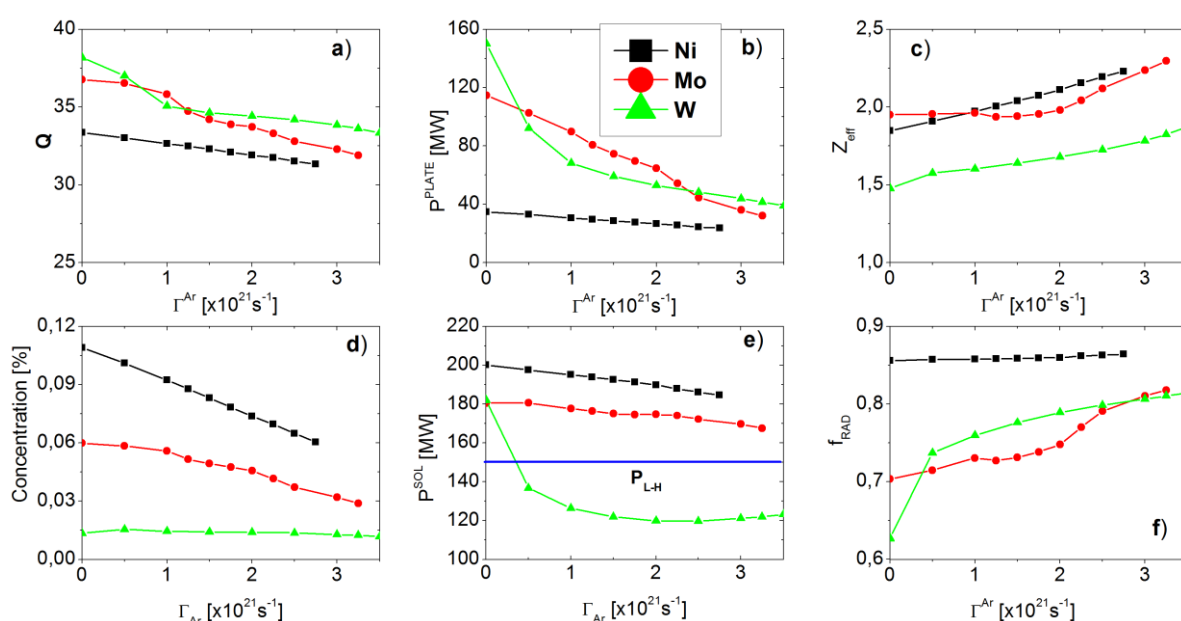
Rys.4.3.2 Parametry plazmy, w funkcji ilości neonu dla różnych prędkości domieszek:  $V_{imp}=0m/s$  (pełny symbol) i  $V_{imp}$  (pusty symbol).



Rys.4.3.3 Parametry plazmy, w funkcji ilości argonu dla różnych współczynników dyfuzji:  $D_{rad}^{SOL}=0.25m^2/s$  (pełny symbol) i  $D_{rad}^{SOL}=0.5m^2/s$  (pusty symbol).



Rys.4.3.4 Parametry plazmy, w funkcji ilości argonu dla różnych prędkości domieszek:  $V_{imp}=0m/s$  (pełny symbol) i  $V_{imp}$  (pusty symbol).



Rys.4.3.5 Parametry plazmy: a) Q-factor, b) moc do płyty, c) efektywny ładunek, d) koncentracje Ni, Mo, W, e) moc do plazmy brzegowej i f)  $f_{\text{RAD}}$  (stosunek promieniowania do mocy grzania), jako funkcja ilości argonu dla różnych płyt dywertora (Ni, Mo, W).

Główne wnioski z tych symulacji są następujące:

- moc fuzji jest podobna dla płyt z W i Mo, nieco się obniża dla płyty z Ni, wskutek rozrzedzenia plazmy,
- w przypadku dywertora niklowego nie potrzeba domieszkowania, aby, uzyskać odpowiednią moc na płycie,
- w przypadku płyt z W i Mo konieczne jest domieszkowanie, aby zredukować moc dochodzącą do dywertora,
- dla Mo i Ni znaczna część promieniowania pochodzi z obszaru brzegowego,
- dla Mo i Ni nie ma problemu z osiągnięciem optymalnego reżimu (H-mod),
- dla Ni stosunek strat radiacyjnych do sumy grzania zewnętrznego i mocy z syntezy ( $f_{\text{RAD}}$ ) jest większy od 85%.

Uzyskane w ramach tego projektu wyniki mają wpływ na prace projektantów i naukowców, pracujących nad projektem DEMO, w szczególności nad poszukiwaniem nowych materiałów, które byłyby w stanie zastąpić wolfram.

W ramach tego projektu, wyniki były prezentowane na dwóch konferencjach:

- Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, 26-30 May, Kanazawa, Japan  
I.Ivanova-Stanik, R. Zagórski, *Mitigation of the divertor heat load in DEMO reactor by impurity seeding*, Journal of Nuclear Materials.
- 25th IAEA Fusion Energy Conference, 13-18 October, St. Petersburg, Russia  
I.Ivanova-Stanik, R. Zagórski, *Influence of the Divertor Plate Material on the Plasma Performance in DEMO (wysłana do Nuclear Fusion)*;  
G. Giruzzi, J. F. Artaud, M. Baruzzo, T. Bolzonella, E. Fable, L. Garzotti, I. Ivanova-Stanik, R. Kemp, D.B. King, R. Stankiewicz, P. Vincenzi, D. Ward, R. Zagórski, *Modelling of pulsed and steady-state DEMO scenarios (wysłana do Nuclear Fusion)*.

### *Samouzgodniona analiza transportu plazmy w tokamaku JT-60SA*

Tokamak JT-60SA jest projektem japońsko-europejskim. Jego celem jest modyfikacja japońskiego tokamaka JT-60 tak, aby możliwe było przeprowadzenie na nim eksperymentów poprzedzających budowę testowego reaktora ITER.

Modelowanie numeryczne ma na celu wybór scenariusza pracy tokamaka JT-60SA. W Instytucie analizowano wybrane scenariusze za pomocą kodu COREDIV. Opisuje on plazmę w warstwie brzegowej, włączając w to obszar dywertora (tzw. obszar SOL) oraz plazmę w obszarze centralnym. Oba te obszary są sprzężone za pomocą warunków ciągłości dla strumieni ciepła i cząstek na rozdzielającej te obszary ostatniej zamkniętej powierzchni magnetycznej, tzw. separatrysty. W centrum transport opisywany jest jednowymiarowymi równaniami z uwzględnieniem anomalnych i neoklasycznych współczynników transportu. Profile współczynników są modyfikowane tak, aby uwzględnić tzw. barierę transportu. W obszarze SOL plazma opisywana jest za pomocą dwuwymiarowych równań MHD w przybliżeniu wielopłynowym. Zakładamy, że wszystkie jony mają tę samą temperaturę. Uwzględnione jest chemiczne wybijanie jonów z płyty dywertora węglowego.

W ramach realizacji projektu symulowano scenariusze dostarczone przez koordynatora projektu ze strony EUROfusion. Kod COREDIV symuluje w sposób samouzgodniony transport domieszek w całym obszarze. Takiej możliwości nie mają inne kody.

Rozpatrywano następujące scenariusze 1, 2, 3, 4-1, 4-2, 5-1 dla różnych wartości strumienia domieszki azotu. We wszystkich przypadkach przyjmowano, że średnia gęstość na separatrysty ( $n_e^{sep}$ ) to 40% gęstości objętościowej  $\langle n_e \rangle_{VOL}$ .

Rozważane scenariusze różnią się między sobą średnią gęstością objętościową i wielkością dodatkowego grzania zewnętrznego. Parametry plazmy dla poszczególnych scenariuszy otrzymane w symulacjach za pomocą różnych kodów, zestawione są w tabeli 3 i 4. Widać dobrą zgodność głównych parametrów plazmy obliczonych za pomocą kodu METIS z wynikami uzyskanymi przy użyciu kodu COREDIV. Dla scenariuszy z niską gęstością średnią i stosunkowo niewysokim grzaniem zewnętrznym (30MW) (scenariusze #3, #4\_1) obserwujemy reżim tzw. "detachment" (odłączenia) dla stosunkowo niewysokich strumieni domieszki azotu ( $\Gamma_N > 1.5 \times 10^{21}$  1/s, Fig.1),  $\Gamma_N > 2.75 \times 10^{21}$  1/s). Temperatura na płycie dywertora wynosi około 1.1eV.

Inną sytuację obserwujemy dla scenariuszy #1, #2, #5\_1, gdzie mamy wyższą moc grzania dodatkowego (41MW and 37MW) i mniejszą gęstość elektronową. Główne parametry plazmy, takie jak: promieniowanie całkowite, promieniowanie z plazmy centralnej i obszaru SOL (a), strumień energii docierającej do płyty i do SOL ( $P_{LOSS}$ ) (b); koncentracje azotu i węgla (c); efektywny stopień jonizacji ( $Z_{EFF}$ )(d); gęstość elektronowa ( $n_e$ ) i temperatura elektronowa ( $T_e$ ), temperatura na płycie (d) stosunek strat radiacyjnych w warstwie brzegowej do strat w centrum (f) są przedstawione dla scenariuszy #3 i #5\_1 na rysunkach Rys.4.4.1. i Rys.4.4.2.

Załamanie się obliczeń dla scenariuszy z wyższą gęstością i grzaniem zewnętrznym jest bardzo ostre. Spowodowane jest one ujemnym sprzężeniem zwrotnym w przypadku przekroczenia granicznego strumienia domieszek.

Tabela 3. Parametry plazmy dla scenariuszy #1, #2, #3 i porównanie wyników dla kodów METIS i COREDIV.

|                                                                        | Scenario #1                                      |                     |                 | Scenario #2                                      |                     |                 | Scenario #3                                      |                  |               |
|------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------|---------------------|-----------------|--------------------------------------------------|---------------------|-----------------|--------------------------------------------------|------------------|---------------|
|                                                                        | Full Current Inductive<br>SN, 30MW, high density |                     |                 | Full Current Inductive<br>SN, 30MW, high density |                     |                 | Full Current Inductive<br>SN, 30MW, high density |                  |               |
|                                                                        | Reference                                        | METIS               | COREDIV         | Reference                                        | METIS               | COREDIV         | Reference                                        | METIS            | COREDIV       |
| Plasma Current (MA)                                                    | 5.5                                              | 5.5                 | 5.5             | 5.5                                              | 5.5                 | 5.5             | 5.5                                              | 5.5              | 5.5           |
| Toroidal field $B_T$ (T)                                               | 2.25                                             | 2.25                | 2.25            | 2.25                                             | 2.25                | 2.25            | 2.25                                             | 2.25             | 2.25          |
| $q_{95}$                                                               | 3                                                | 3.0                 | 3               | 3                                                | 2.8                 | 3               | 3                                                | 2.8              | 3             |
| $R/a$ (m/m)                                                            | 2.96/<br>1.18                                    | 2.97/<br>1.17       | 2.96/<br>1.18   | 2.96/<br>1.18                                    | 2.96/<br>1.18       | 2.96/<br>1.18   | 2.96/<br>1.18                                    | 2.96/<br>1.18    | 2.96/<br>1.18 |
| Aspect ratio A                                                         | 2.5                                              | 2.5                 | 2.5             | 2.5                                              | 2.5                 | 2.5             | 2.5                                              | 2.5              | 2.5           |
| Elongation k                                                           | 1.95                                             | 1.96                | 1.84            | 1.87                                             | 1.84                | 1.84            | 1.86                                             | 1.84             | 1.84          |
| Triangularity                                                          | 0.53                                             | 0.59                |                 | 0.50                                             | 0.50                |                 | 0.50                                             | 0.50             |               |
| Shape factor $S = (q_{95}I_p)/(aB_T)$                                  | 6.7                                              | 6.2                 |                 | 6.3                                              | 5.8                 |                 | 6.2                                              | 5.7              |               |
| Volume ( $m^3$ )                                                       | 132                                              | 133                 |                 | 131                                              | 131                 |                 | 131                                              | 131              |               |
| Cross-section ( $m^2$ )                                                | 7.4                                              | 7.5                 |                 | 7.3                                              | 7.3                 |                 | 7.3                                              | 7.3              |               |
| Toroidal beta $\beta_t$ (%)                                            | 6.5                                              | 7.3                 |                 | 6.5                                              | 7.3                 |                 | 5.4                                              | 5.4              |               |
| Poloidal beta $\beta_p$                                                | 0.85                                             | 0.87                |                 | 0.81                                             | 0.76                |                 | 0.67                                             | 0.68             |               |
| Normalised beta $\beta_N = \beta_t(aB_T/I_p)$                          | 3.1                                              | 3.5                 |                 | 3.1                                              | 3.5                 |                 | 2.6                                              | 2.6              |               |
| Electron density ( $10^{19}m^{-3}$ ) Line-aver. /volume-aver. /central | 6.3/<br>5.6/<br>7.7                              | 6.3/<br>5.6/<br>7.7 | 6.2/5.6<br>/7.2 | 6.3/<br>5.6/<br>7.7                              | 6.3/<br>5.6/<br>7.7 | 6.2/5.6<br>/7.2 | 10/ 9/<br>12.3                                   | 10/ 8.8/<br>12.4 | 9.53/9/<br>10 |
| Greenwald density, $n_G$ ( $10^{19}m^{-3}$ ) / $f_G$                   | 13/<br>0.5                                       | 13/ 0.5             |                 | 13/<br>0.5                                       | 13/<br>0.5          |                 | 13/ 0.8                                          | 13/ 0.8          |               |
| Electron temperature (keV), volume-aver. / central                     | 6.3/<br>13.5                                     | 5.7/<br>12.4        | 6.8/15.<br>4    | 6.3/<br>13.5                                     | 5.7/<br>12.3        | 6.8/15.<br>4    | 3.7/<br>7.9                                      | 3.4/ 6.3         | 3.6/8.6<br>5  |
| Ion temperature (keV), volume-aver. / central                          | 6.3/<br>13.5                                     | 6.2/<br>14.3        | 6.2/13.<br>3    | 6.3/<br>13.5                                     | 6.2/<br>14.1        | 6.2/13.<br>3    | 3.7/<br>7.9                                      | 3.6/ 6.3         | 3.47/8.<br>1  |
| Plasma thermal energy, (MJ)                                            | 22                                               | 22.4                | 24.15           | 22                                               | 22                  | 24.15           | 21                                               | 19.7             | 22.8          |
| $P_{add}$ (MW)                                                         | 41                                               | 41                  | 41              | 41                                               | 41                  | 41              | 30                                               | 30               | 30            |

|                                            |                     |                     |      |                     |                     |      |                     |                     |      |
|--------------------------------------------|---------------------|---------------------|------|---------------------|---------------------|------|---------------------|---------------------|------|
| $P_{NNB}/P_{PNB}/P_{EC}$ (MW)              | 10/24/7             | 10/24/7             |      | 10/24/7             | 10/24/7             |      | 10/20/-             | 10/20/-             |      |
| Thermal confinement time, $\tau_{Eth}$ (s) | 0.54                | 0.54                | 0.58 | 0.54                | 0.53                | 0.58 | 0.68                | 0.66                | 0.75 |
| $H_{98(y,2)}$                              | 1.3                 | 1.3                 | 1.3  | 1.3                 | 1.3                 | 1.3  | 1.1                 | 1.1                 | 1.1  |
| $V_{loop}$ (V)                             | 0.06                | 0.05                |      | 0.06                | 0.06                |      | 0.15                | 0.14                |      |
| Bootstrap fraction                         | 0.29                | 0.25                |      | 0.28                | 0.24                |      | 0.25                | 0.22                |      |
| Non-inductive fraction                     | 0.51                | 0.48                |      | 0.5                 | 0.47                |      | 0.36                | 0.30                |      |
| Resistive time (s)                         | 34.1                | 34.1                |      | 32.7                | 33.2                |      | 16.6                | 15.7                |      |
| Neutron production rate, $S_n$ (n/s)       | $1.3 \cdot 10^{17}$ | $1.3 \cdot 10^{17}$ |      | $1.3 \cdot 10^{17}$ | $1.3 \cdot 10^{17}$ |      | $7.0 \cdot 10^{16}$ | $5.4 \cdot 10^{16}$ |      |

Tabela 4. Parametry plazmy dla scenariuszy #4.1, #4.2, #5.1 i porównanie rezultatów dla kodów METIS i COREDIV.

|                                       | Scenario #4-1                   |           |           | Scenario #4-2                              |           |           | Scenario #5-1                           |           |           |
|---------------------------------------|---------------------------------|-----------|-----------|--------------------------------------------|-----------|-----------|-----------------------------------------|-----------|-----------|
|                                       | ITER-like Inductive<br>SN, 34MW |           |           | Advanced Inductive<br>(Hybrid)<br>SN, 37MW |           |           | Advanced Inductive (Hybrid)<br>SN, 37MW |           |           |
|                                       | Reference                       | METIS     | COREDIV   | Reference                                  | METIS     | COREDIV   | Reference                               | METIS     | COREDIV   |
| Plasma Current (MA)                   | 4.6                             | 4.6       | 4.6       | 3.5                                        | 3.5       | 3.5       | 2.3                                     | 2.3       | 2.3       |
| Toroidal field $B_T$ (T)              | 2.28                            | 2.28      | 2.28      | 2.28                                       | 2.28      | 2.28      | 1.72                                    | 1.72      | 1.72      |
| $q_{95}$                              | 3                               | 3.2       | 3         | 4.4                                        | 4.5       | 4.4       | 5.8                                     | 5.9       | 5.9       |
| $R/a$ (m/m)                           | 2.93/1.14                       | 2.93/1.13 | 2.93/1.14 | 2.93/1.14                                  | 2.93/1.14 | 2.93/1.14 | 2.97/1.11                               | 2.97/1.11 | 2.97/1.11 |
| Aspect ratio A                        | 2.6                             | 2.6       | 2.6       | 2.6                                        | 2.6       | 2.6       | 2.7                                     | 2.7       | 2.7       |
| Elongation k                          | 1.81                            | 1.88      | 1.81      | 1.80                                       | 1.81      | 1.8       | 1.90                                    | 1.95      |           |
| Triangularity $\Delta x$              | 0.41                            | 0.51      |           | 0.41                                       | 0.4       | 0.4       | 0.47                                    | 0.54      |           |
| Shape factor $S = (q_{95}I_p)/(aB_T)$ | 5.7                             | 5.7       |           | 5.9                                        | 6.1       |           | 7.0                                     | 7.2       |           |
| Volume (m <sup>3</sup> )              | 122                             | 122       |           | 122                                        | 122       |           | 124                                     | 125       |           |
| Cross-section (m <sup>2</sup> )       | 6.9                             | 6.9       |           | 6.9                                        | 6.9       |           | 6.9                                     | 7.0       |           |
| Toroidal beta $\beta_t$ (%)           | 5                               | 5.0       |           | 4.1                                        | 4.2       |           | 5.1                                     | 5.3       |           |
| Poloidal beta $\beta_p$               | 0.82                            | 0.86      |           | 1.15                                       | 1.36      |           | 2.0                                     | 1.88      |           |

|                                                                                  |                      |                      |                |                     |                  |                   |                   |                  |                  |
|----------------------------------------------------------------------------------|----------------------|----------------------|----------------|---------------------|------------------|-------------------|-------------------|------------------|------------------|
| Normalised beta $\beta_N$<br>= $\beta_t(aB_T/I_p)$                               | 2.8                  | 2.8                  |                | 3.0                 | 3.1              |                   | 4.3               | 4.4              |                  |
| Electron density<br>( $10^{19}m^{-3}$ )<br>Line-aver. /volume-<br>aver. /central | 9.1/<br>8.1/<br>11.1 | 9.1/<br>8.1/<br>11.1 | 8.8/8.1<br>/10 | 6.9/<br>6.2/<br>8.4 | 6.9/ 6.1/<br>8.3 | 6.85/6.<br>2/7.95 | 5.0/<br>4.2/ 6.6  | 5.0/ 4.2/<br>6.7 | 4.74/4.<br>2/5.7 |
| Greenwald density,<br>$n_G$ ( $10^{19}m^{-3}$ ) / $f_G$                          | 11/ 0.8              | 11/ 0.8              |                | 8.6/<br>0.8         | 8.6/ 0.8         |                   | 5.9/<br>0.85      | 5.9/<br>0.84     |                  |
| Electron<br>temperature (keV),<br>volume-aver. /<br>central                      | 3.7/<br>8.0          | 3.3/ 6.6             | 3.7/8.5        | 3.7/<br>7.5         | 3.5/ 7.0         | 3.86/8.<br>57     | 3.3/ 6.7          | 2.9/ 6.6         | 3.6/7.8          |
| Ion temperature<br>(keV),<br>volume-aver. /<br>central                           | 3.7/<br>8.0          | 3.5/ 6.7             | 3.5/7.9        | 3.7/<br>7.5         | 3.4/ 7.4         | 3.58/7.<br>66     | 3.4/ 7.1          | 2.8/ 8.4         | 3.47/6.<br>5     |
| Plasma thermal<br>energy, (MJ)                                                   | 18                   | 16.7                 | 18             | 13.4                | 13.0             | 14.23             | 8.4               | 8.0              | 9                |
| $P_{add}$ (MW)<br>$P_{NNB}/P_{PNB}/P_{EC}$ (MW)                                  | 34<br>10/24/<br>-    | 34<br>10/24/-        | 34             | 37<br>10/20/<br>7   | 37<br>10/20/7    | 37                | 37<br>10/20/<br>7 | 37<br>10/20/7    | 37               |
| Thermal<br>confinement time,                                                     | 0.52                 | 0.55                 | 0.52           | 0.36                | 0.38             | 0.384             | 0.23              | 0.23             | 0.24             |
| $H_{98(y,2)}$                                                                    | 1.1                  | 1.1                  | 1.1            | 1.2                 | 1.2              | 1.2               | 1.3               | 1.3              | 1.3              |
| $V_{loop}(V)$                                                                    | 0.12                 | 0.11                 |                | 0.07                | 0.05             |                   | 0                 | 0                |                  |
| Bootstrap fraction                                                               | 0.3                  | 0.27                 |                | 0.4                 | 0.41             |                   | 0.68              | 0.61             |                  |
| Non-inductive<br>fraction                                                        | 0.43                 | 0.38                 |                | 0.58                | 0.65             |                   | 1                 | 1.01             |                  |
| Resistive time (s)                                                               | 15.2                 | 15.0                 |                | 14.6                | 16.1             |                   | 12.6              | 13.5             |                  |
| Neutron production<br>rate, $S_n$ (n/s)                                          | 5.4<br>$10^{16}$     | 4.8 $10^{16}$        | ,              | 5.4<br>$10^{16}$    | 4.8 $10^{16}$    | ,                 | 4.5 $10^{16}$     | 3.7 $10^{16}$    |                  |

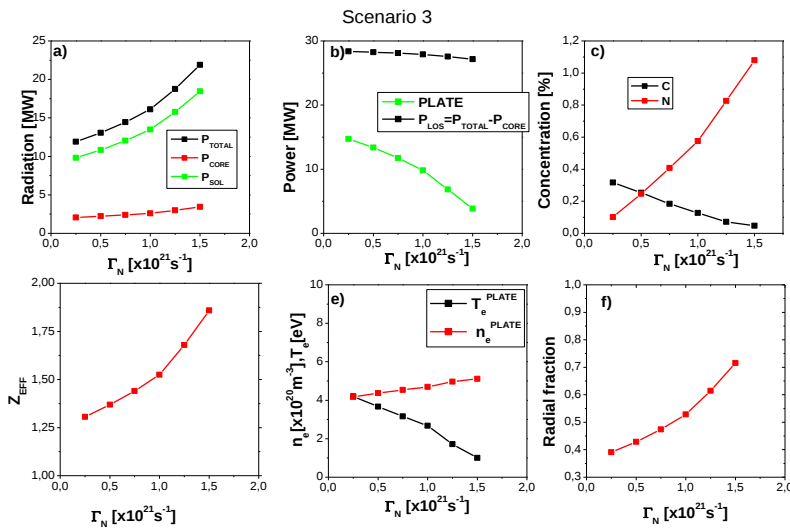
## Wnioski

W ramach projektu przeprowadzono za pomocą kodu COREDIV analizę numeryczną możliwości redukcji mocy docierającej do dywertora tokamaka JT-60SA. Miałoby to być osiągnięte poprzez wypromieniowanie części energii plazmy przez domieszki albo uwalniane z dywertora, albo wprowadzane celowo z zewnątrz. Obliczenia przeprowadzono dla zaproponowanych przez koordynatora scenariuszy dla JT-60SA z dywertoem węglowym i z napuszczaniem azotu.

Pokazano, że dla scenariuszy #3, 4\_1 z dużą gęstością i zwiększonym zewnętrznym nagrzewaniem możliwe jest osiągnięcie reżimu "detachment", przy którym strumień energii docierający do płyty dywertora jest silnie zredukowany. Dla scenariuszy z dużym strumieniem domieszki azotowej stanowi on główną składową zanieczyszczenia plazmy.

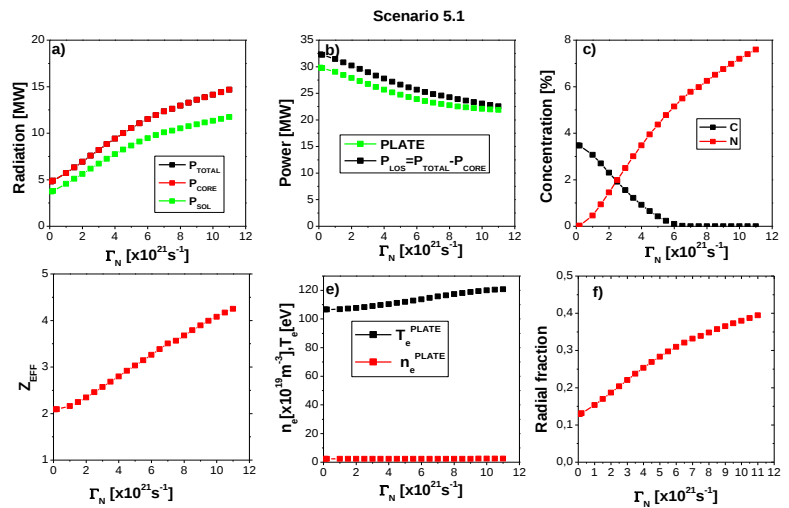
Dla scenariuszy z niską gęstością i dużym nagrzewaniem zewnętrznym nie występuje efektywna redukcja strumienia mocy docierającego do płyty dywertora. W tym przypadku efektywny stopień jonizacji  $Z_{EFF}$  jest wysoki (około 4.5) przy koncentracji azotu 7.8%.

Dla tych scenariuszy korzystniejsze byłoby użycie jako domieszek gazów o wyższej liczbie atomowej np. neon, argon.



Rys.4.4.1 Główne parametry plazmy dla scenariusza #3 w funkcji strumienia domieszki azotu: a) straty radiacyjne całkowite, w plazmie centralnej i obszarze SOL; b) strumień mocy na płycie dywertora i docierający do SOL ( $P_{LOSS}$ ); c) koncentracje azotu i N i węgla C; d) efektywny stopień jonizacji ( $Z_{EFF}$ ); e) gęstość elektronowa ( $n_e$ ) i temperatura elektronowa ( $T_e$ ) na płycie; f) stosunek strat radiacyjnych w SOL do strat w rdzeniu.

Rys.4.4.2 Główne parametry plazmy dla scenariusza 5-1 w funkcji strumienia domieszki azotu: a) straty radiacyjne całkowite, w plazmie centralnej i obszarze SOL; b) Strumień mocy na płycie dywertora i docierający do SOL ( $P_{LOSS}$ ); c) Koncentracje azotu i N i węgla C; d) efektywny stopień jonizacji ( $Z_{EFF}$ ); e) gęstość elektronowa ( $n_e$ ) i temperatura elektronowa ( $T_e$ ) na płycie; f) stosunek strat radiacyjnych w SOL do strat w rdzeniu.



### Badanie alternatywnych koncepcji dywertora dla reaktora termojądrowego

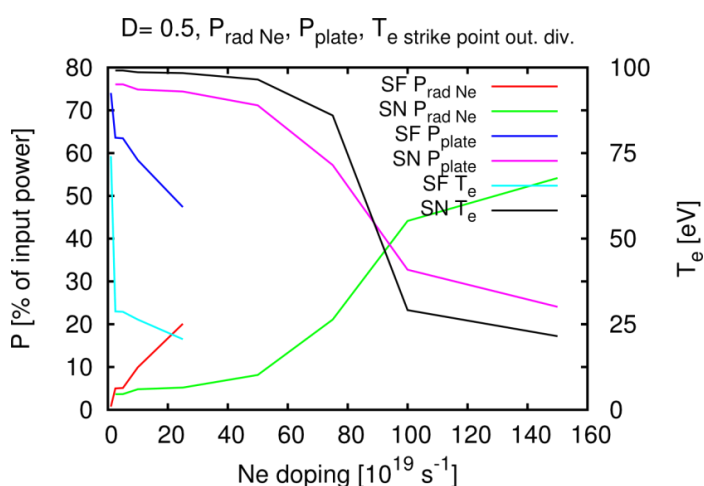
#### Symulacja komputerowa warstwy brzegowej za pomocą kodu TECXY

Jednym z kluczowych i nie w pełni rozwiązanych problemów urządzeń termojądrowych jest odprowadzanie energii i cząstek z reagującej plazmy centralnej. Strumień cząstek uwalniających się z pułapki magnetycznej musi być na tyle duży by zapewnić odprowadzenie helowego „popiołu”. Z drugiej strony wchodząc w obszar brzegowy tokamaka, cząstki te mają dużą energię i grożą uszkodzeniem stałych elementów reaktora (dywertora i ścian). Przeprowadzono symulację warstwy brzegowej za pomocą kodu TECXY dla projektu reaktora DEMO otrzymanego za pomocą kodu Proccess(11\_2014). Parametry reaktora DEMO1 (07\_2013) podano w Tabeli 5.

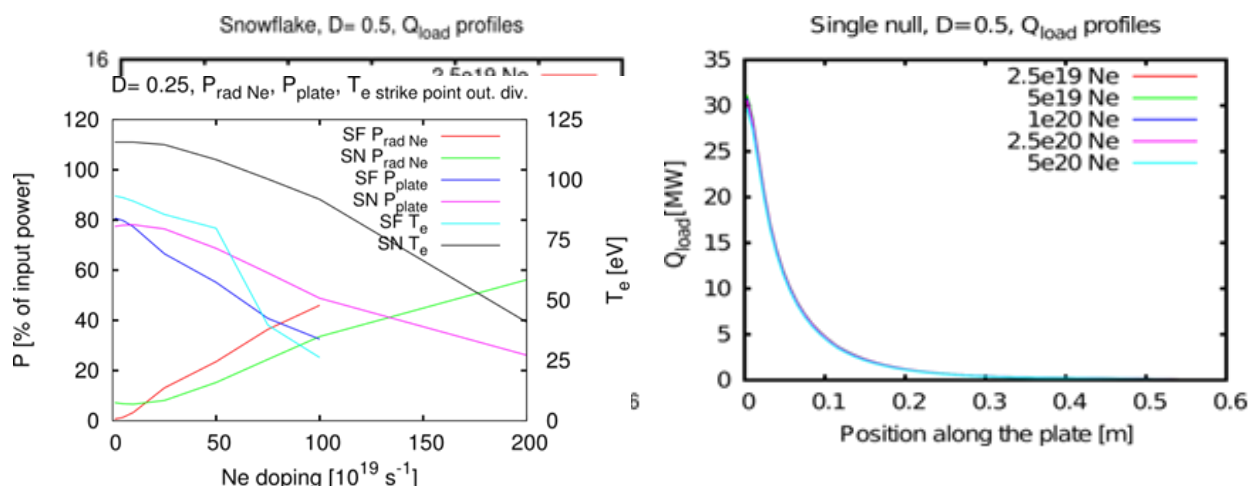
Tabela 5. Parametry DEMO.

| DEMO main parameters                                            | DEMO1<br>07_2013 | DEMO1<br>11_2013 |
|-----------------------------------------------------------------|------------------|------------------|
| Major, minor radius: $R_0, a$ [m]                               | 9.0; 2.49        | 9.35; 2.66       |
| Plasma current: $I_p$ [MA]                                      | 16.79            | 18.49            |
| Toroidal magnetic field $B_T$ [T]                               | 6.5              | 6.8              |
| Elongation $k_{95}$                                             | 1.56             | 1.516            |
| Density $\langle n_e \rangle_{VOL}$ [ $\times 10^{20} m^{-3}$ ] | 0.933            | 0.902            |
| Separatrix density $n_{es}$ [ $\times 10^{20} m^{-3}$ ]         | 0.4              | 0.4              |
| H-factor (IPB98(y,2))                                           | 1.1              | 1.1              |
| Auxiliary heating $P_{aux}$ [MW]                                | 50               | 50               |

Analizę wykonano dla dywertorów: standardowego i typu snowflake za pomocą kodu TECXY ze szczególnym uwzględnieniem wpływu domieszkowania Ne. Zasadnicze wyniki przedstawiono na Rys.4.5.1 dla dyfuzji radialnej  $0.5 m^2/s$ . Odpowiednio profile gęstości mocy wzdłuż płyty dywertora przedstawiono na Rys.4.5.2.

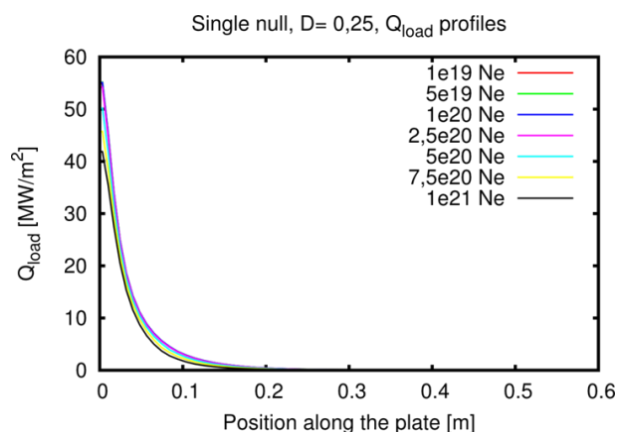


Rys.4.5.1 Zależność podstawowych parametrów plazmy od intensywności źródła Ne (SN - dywertor standardowy, SF - snowflake). Moc wypromieniowana przez NE  $P_{rad Ne}$ , moc do płyty dywertora  $P_{plate}$ . Temperatura elektronowa przy płycie  $T_e$ .

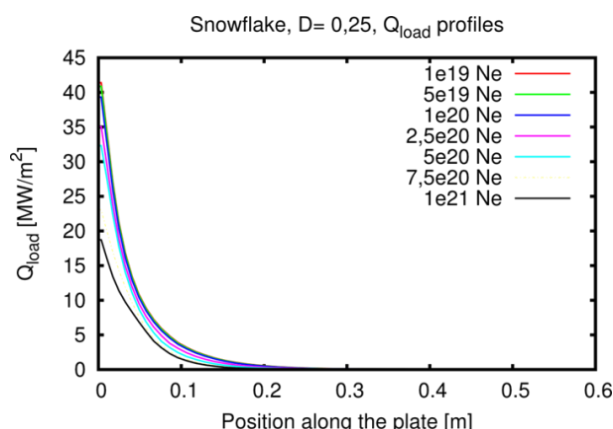


Rys.4.5.2 Profile gęstości mocy dostarczanej do płyty dla różnych intensywności źródła Ne.

Rys.4.5.3 i Rys.4.5.4 przedstawiają te same wielkości dla dyfuzji radialnej  $0.25\text{m}^2/\text{s}$



Rys.4.5.3 Zależność podstawowych parametrów plazmy od intensywności źródła Ne (SN standard and SF snowflake). Moc wypromieniowana przez NE  $P_{\text{radNe}}$ , moc do płyty dywertora  $P_{\text{plate}}$ . Temperatura elektronowa przy płycie  $T_e$ .



Rys.4.5.4 Profile gęstości mocy dostarczanej do płyty dla różnych intensywności źródła Ne.

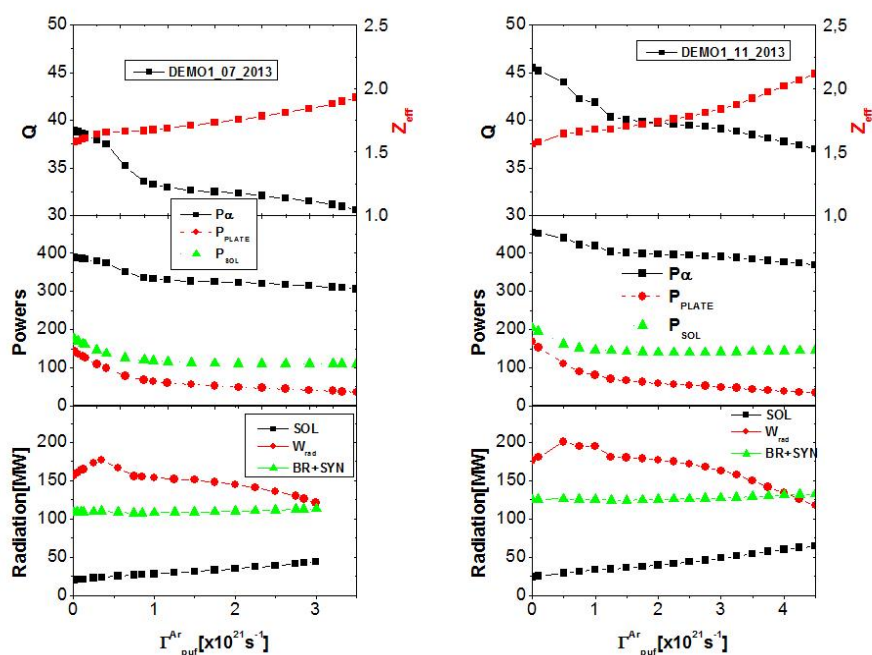
Dla dywertora typu snowflake promieniowanie neonu wzrasta znacznie szybciej niż dla dywertora typu standard i w konsekwencji moc dostarczana do płyty maleje szybciej.

#### Analiza reaktora DEMO za pomocą kodu COREDIV

Model użyty w kodzie COREDIV opisuje efekty związane z zanieczyszczeniami wybijanymi i dodatkowo wprowadzanymi do reaktora w obu obszarach: rdzeniu i warstwie brzegowej z dywertorem. Dla dywertora stosuje się model standardowy. Podstawowym warunkiem realizacji reaktora

termojądrowego jest zapewnienie dwóch warunków: dostatecznie dużej energii do obszaru brzegowego w celu uzyskania pracy w modzie H i równocześnie redukcji mocy do płyty dywertora poniżej wartości dopuszczalnej ze względów technicznych. Należy określić takie warunki pracy, aby wypromieniowanie w warstwie brzegowej było duże i równocześnie zredukować promieniowanie wolframu w rdzeniu.

Przeprowadzono symulacje dla domieszek Ne, Ar, Ni. Na Rys.2.4.6a przedstawiono porównanie rezultatów dla DEMO (07.11) dla argonu jako domieszki.



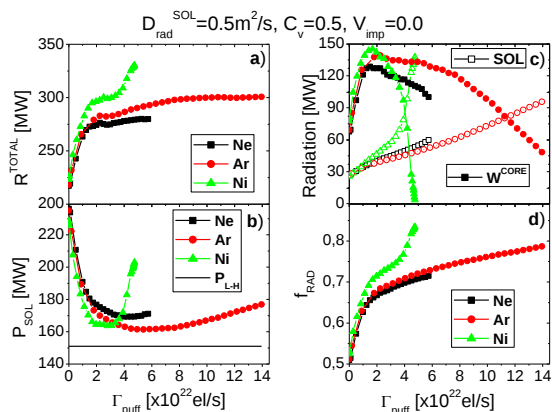
Rys.4.5.5 Parametry plazmy w funkcji intensywności źródła argonu dla różnych konfiguracji reaktora DEMO.

Porównanie promieniowania w rdzeniu i warstwie brzegowej dla różnych domieszek dla maksymalnej dopuszczalnej intensywności źródeł domieszek (istnienie rozwiązania) przedstawiono w Tabeli 6. Na Rys.6 przedstawiono promieniowanie dla poszczególnych domieszek.

Tabela 6. Porównanie promieniowania w rdzeniu i warstwie brzegowej dla różnych domieszek dla maksymalnej dopuszczalnej intensywności.

| Intensywność źródła | Promieniowanie domieszek w rdzeniu [MW] | Promieniowanie domieszek w brzegu [MW] |
|---------------------|-----------------------------------------|----------------------------------------|
| Ni                  | 40.3                                    | 112.4                                  |
| Ar                  | 17.6                                    | 63.4                                   |
| Ne                  | 2.7                                     | 17                                     |

Na Rys.4.5.6 przedstawiono promieniowanie dla poszczególnych domieszek.



Rys.4.5.6 Zależność parametrów plazmy od intensywności źródeł Ne, Ar, Ni a) całkowite promieniowanie b) moc do warstwy brzegowej  $P_{SOL}$  i ograniczenie dla modu  $HP_{H-L}$  c) całkowite promieniowanie w brzegu d) część wypromieniowana  $f_{rad}$  gdzie  $D$  jest radialnym współczynnikiem dyfuzji w brzegu  $C_v$  współczynnik opisujący prędkości konwekcyjne dla jonów głównych i domieszek.

## Wnioski

Analiza numeryczna wyładowań dla DEMO za pomocą kodu COREDIV uwzględniającego oddziaływanie rdzenia i warstwy brzegowej oraz wpływ domieszek zarówno wybijanych jak i dodatkowych wykazała:

- Istnieje granica na ilość domieszki dodatkowej, powyżej której nie istnieje rozwiązanie;
- Moc wypromieniowana zależy od typu domieszki dodatkowej. Promieniowanie neonu jest małe zarówno w rdzeniu jak i w warstwie brzegowej, co w konsekwencji prowadzi do dużego obciążenia płyty dywertora. Tylko domieszki z  $Z \geq 18$  redukują dostatecznie moc dostarczaną do płyty dywertora;
- Spełnienie warunku na istnienie scenariusza z wyładowaniem w modzie H i dostatecznie małym obciążeniem płyty dywertora jest możliwe przy silnym transporcie radialnym w brzegu.

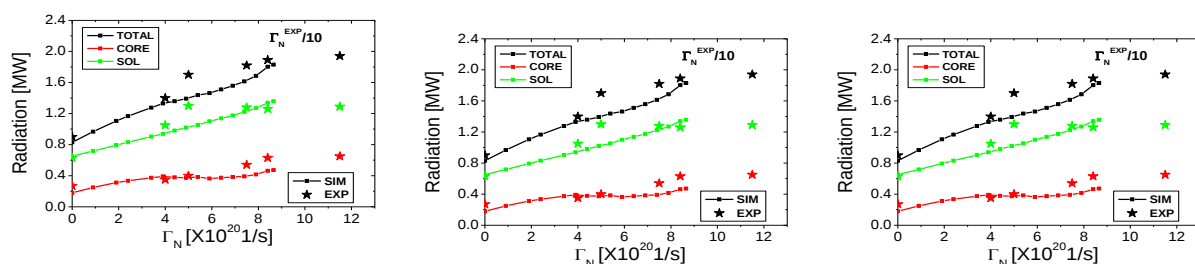
## Testowanie kodu COREDIV

Wyładowania typu w modzie L w tokamaku JET #82291 (bez domieszkowania azotem), #82293, #82293, #82294, #82295 z dodatkową domieszką azotu analizowano numerycznie za pomocą kodu COREDIV i wyniki porównano z danymi eksperymentalnymi ze szczególnym uwzględnieniem warstwy brzegowej. Parametry wyładowań podano w Tabeli 7.

Tabela 7. Parametry wyładowań.

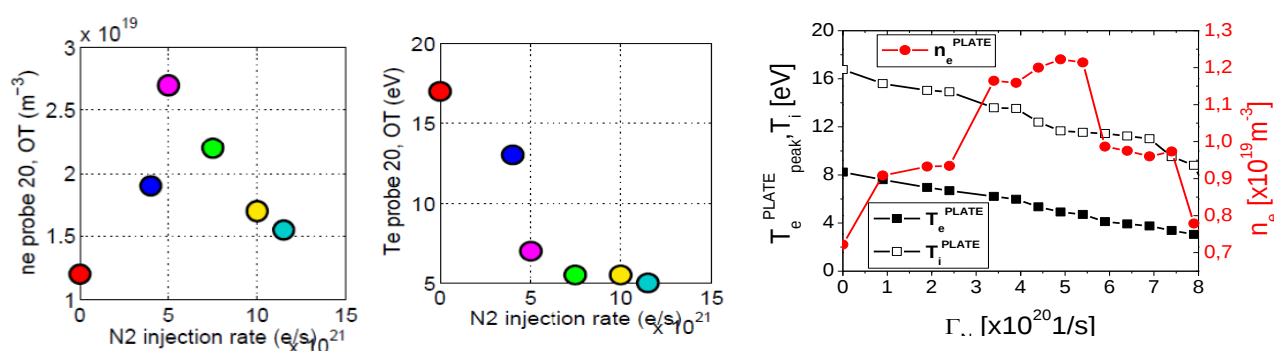
| Parametry                                                              | Wartość                      |
|------------------------------------------------------------------------|------------------------------|
| Średnia gęstość elektronów $\langle n_e \rangle_{vol}$                 | $2.35 \times 10^{19} m^{-3}$ |
| Dodatkowe grzanie, $P_{NBI}$                                           | 1.1 MW                       |
| Toroidalne pole magnetyczne, $B_T$                                     | 2.5T                         |
| Prąd w plazmie, $I$                                                    | 2.5MA                        |
| Gęstość elektronów na separatriksie, $\langle n_e^{SEP} \rangle_{vol}$ | $1.0 \times 10^{19} m^{-3}$  |

Zależność promieniowania,  $Z_{eff}$  i części wypromieniowanej energii w zależności od intensywności źródła azotu pokazano na Rys.4.5.7.



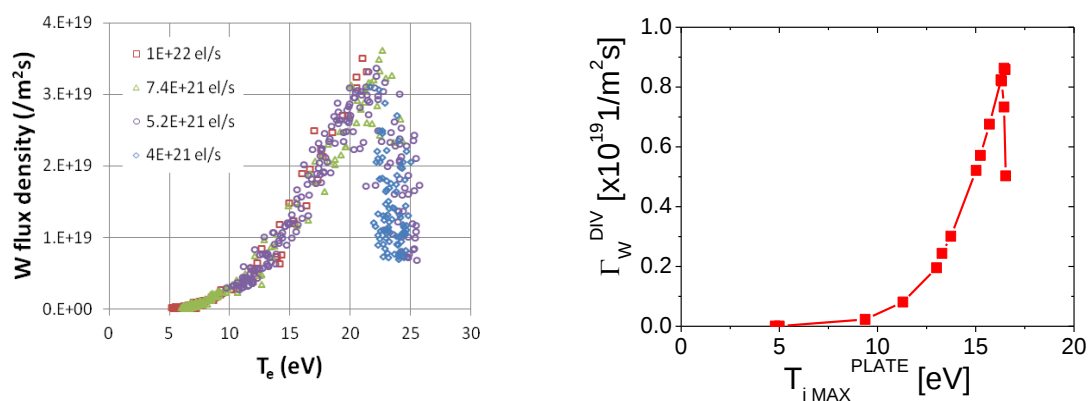
Rys.4.5.7 Porównanie parametrów globalnych (symbole (gwiazdki) dane eksperymentalne).

Porównanie danych eksperymentalnych i obliczonych dla gęstości i temperatury elektronowej przy zewnętrznej płycie dywertora pokazano na Rys.4.5.8.



Rys.4.5.8 Porównanie danych eksperymentalnych z obliczeniami dla zewnętrznego dywertora.

Rys.4.5.9 pokazuje zależność strumienia wolframu płyty dywertora od maksymalnej temperatury plazmy przy płycie dywertora z obliczeń (prawy) i z eksperymentu (inne wyładowanie lewy). Punkty wykresu idąc od prawej strony do lewej odpowiadają wzrostowi strumienia domieszki. Wzrost strumienia domieszki powoduje wzrost wybijania wolframu przez domieszkę. Wzrost promieniowania w następnym etapie prowadzi do obniżenia temperatury i redukcję wybijania wolframu.



Rys.4.5.9 Lewy rysunek: eksperyment [1]. Prawy: wyniki obliczeń.

Krzywe: eksperymentalna i otrzymana z obliczeń mają identyczny kształt.

## Wnioski

Przedstawione wyniki obliczeń i dane eksperymentalne pokazują zgodność wartości i zachowania podstawowych wielkości fizycznych:

- Wartości promieniowania;
- Profile promieniowania w rdzeniu;
- Zeff wzrasta proporcjonalnie do intensywności źródeł domieszki;
- Zmniejszenie promieniowania wolframu w rdzeniu zastępuje wzrost promieniowania domieszki wraz ze wzrostem intensywności źródła domieszki;
- Zachowanie gęstości, temperatury elektronów w dywertorze zewnętrznym wraz ze wzrostem intensywności źródła domieszki.

### *Modelowanie scenariuszy pracy ze spalaniem termojądrowym w reaktorze ITER*

Głównym celem projektu WP14-ER-01/IPPLM-01 jest analiza wpływu różnych parametrów plazmy na transport jonów wolframu wybijanych z dywertora, w warstwie brzegowej oraz docierających poprzez separatrycę do plazmy centralnej. Za pomocą tej analizy chcemy określić warunki, przy których ilość energii wypromieniowanej przez jony wolframu w centrum będzie minimalna, przy jednoczesnej maksymalizacji strat radiacyjnych w obszarze brzegu za pomocą napuszczania dodatkowej domieszki. W tym celu był analizowany wpływ następujących parametrów plazmy:

- prędkość unoszenia w obszarze centralnym,
- radialna dyfuzja w obszarze brzegowym,
- gęstość elektronowa na separatrysie,
- redukcja osadzania wtórnego (prompt re-deposition).

Symulacja była przeprowadzona za pomocą kodu COREDIV dla urządzenia ITER pracującego w reżimie hybrydowym przy następujących parametrach:  $I_p = 12$  MA,  $B_{tor} = 5.3$  T,  $P_{NBI} = 33$  MW i  $P_{RF} = 37$  MW, gdzie  $I_p$  oznacza natężenie prądu w plazmie,  $B_{tor}$  – toroidalne pole magnetyczne, a  $P_{NBI}$  i  $P_{ECRH}$  grzanie zewnętrzne plazmy. Obliczenia były wykonane dla gęstości elektronowej  $\langle n_e \rangle_{vol} = 7.85 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , przy założeniu, że domieszkowanie berylu wynosiło  $\Gamma^{Be} = 1 \times 10^{21} \text{ 1/s}$ . Dla ITER-a maksymalna moc, która może dochodzić do płyty dywertora wynosi  $10 \text{ MW/m}^2$ . Ograniczenie strumienia dochodzącego do płyty dywertora można uzyskać stosując domieszkowanie. W naszych obliczeniach, gazem używanym do domieszkowania był neon (Ne).

#### 1. Wpływ prędkości pinchu wolframu w obszarze centralnym

Analiza została przeprowadzona dla ustalonych wartości elektronowej gęstości na separatrysie wynoszącej  $n_e^{sep} = 3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  i współczynnika transportu radialnego w plazmie brzegowej  $D_{RAD}^{SOL} = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$  oraz dla dwóch różnych prędkości domieszek:  $V_{imp} = 0$  i  $V_{imp} = V_{pl}$  gdzie  $V_{pl}$  jest prędkością plazmy deuterowej. Główne parametry plazmy zostały przedstawione na Rys.4.6.1

#### 2. Wpływ dyfuzji radialnej w obszarze brzegowym

Obliczenia zostały przeprowadzone dla trzech różnych wartości współczynnika dyfuzji radialnej w obszarze plazmy brzegowej:  $D_{rad}^{SOL} = 0.25; 0.5; 0.75 \text{ m}^2/\text{s}$ . W obliczeniach przyjęto zerową prędkość domieszek i gęstość na separatrysie wynoszącą  $n_e^{sep} = 3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . Charakterystyki plazmy zostały przedstawione na Rys.4.6.2.

#### 3. Wpływ osadzania wtórnego (prompt re-deposition)

Analiza była zrobiona dla gęstości elektronowej na separatrysie wynoszącej  $n_e^{sep} = 3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  i dla współczynnika transportu radialnego w plazmie brzegowej równego  $D_{RAD}^{SOL} = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$  dla czterech

rożnych współczynników wybijania:  $k = 1$  (bez korekcji współczynnika wybijania),  $k = 0.5$  (współczynnik wybijania obniżony dwukrotnie),  $k = k_{\text{prompt}}$  (współczynnik wybijania taki jak dla prompt re-deposition). Wyniki zostały przedstawione na Rys.4.6.4.

Z przeprowadzonych symulacji można wyciągnąć następujące wnioski:

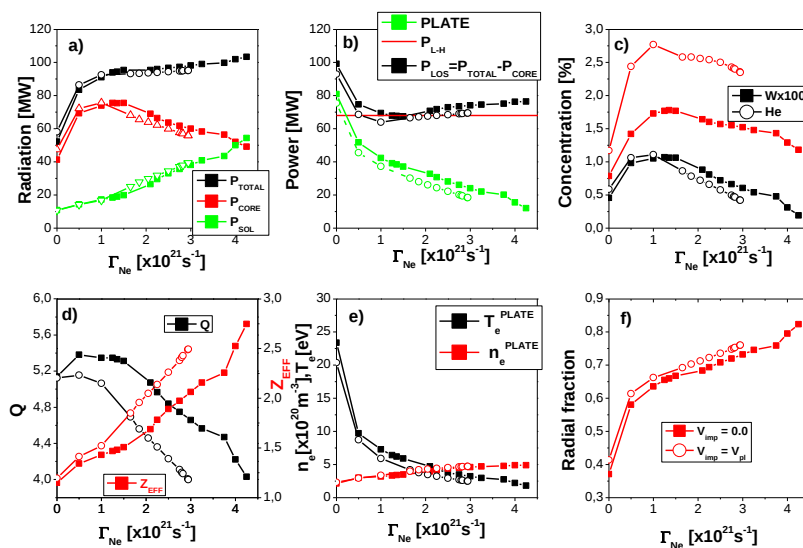
- prędkość unoszeniowa wolframu w obszarze centralnym ma słaby wpływ na parametry plazmy,
- gęstość na separatrixie oraz większa dyfuzja radialna w obszarze brzegowym mają silny wpływ na parametry plazmy i ich maksymalizację; dla umiarkowanego domieszkowania obszar parametrów optymalnej pracy ITER-a jest powiększony,
- przy silnym domieszkowaniu neonem, proces wtórnego osadzania prompt re-deposition pogarsza efektywność pracy ITER-a i obniża zysk fuzyjny.

Wyniki uzyskane w ramach tego projektu mają wpływ na pracę projektantów i naukowców, pracujących nad projektem ITER i planujących jego reżimy pracy.

Wyniki uzyskane w ramach tego projektu były prezentowane na konferencji:

- 25th IAEA Fusion Energy Conference, 13-18 October, St. Petersburg, Russia

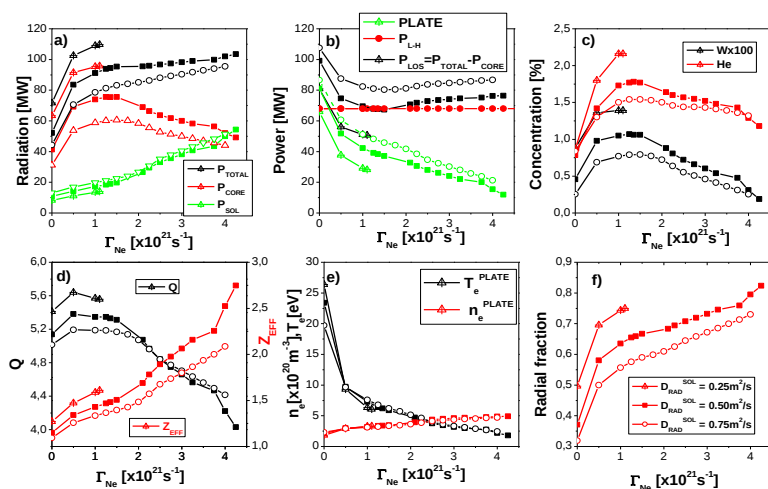
R. Zagórski, I. Voitsekhovitch, I. Ivanova-Stanik, F. Köchl, P. Belo, J. Citrin, E. Fable, J. Garcia, L. Garzotti, J. Hobirk, G. M. D. Hogeweij, E. Joffrin, X. Litaudon, A. Polevoi, G. Telesca, *Integrated Core-SOL-Divertor Modelling for ITER Including Impurity: Effect of Tungsten on Fusion Performance in H-mode and Hybrid Scenario – artykuł wysłano do redakcji Nuclear Fusion.*



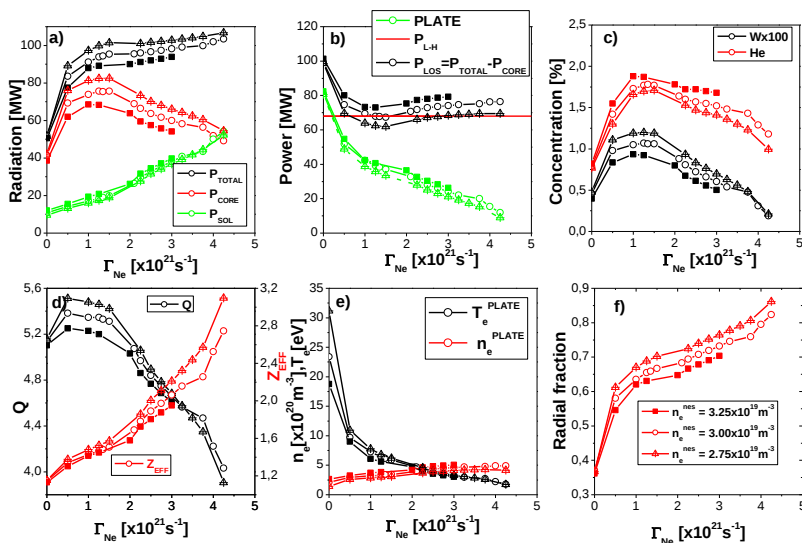
Rys.4.6.1 Parametry plazmy dla różnych stopni domieszkowania neonu: a) moc promieniowania: całkowita ( $P_{\text{TOTAL}}$ ), w obszarze centralnym (core) ( $P_{\text{CORE}}$ ) i w obszarze brzegowym (SOL) ( $P_{\text{SOL}}$ ); b) moc do płyty (PLATE), do obszaru brzegowego ( $P_{\text{LOSS}}$ ), moc graniczna ( $P_{\text{L-H}}$ ); c) koncentracja W i He; d) ładunek efektywny ( $Z_{\text{EFF}}$ ) i fuzyjny zysk  $Q$ ; e) temperatura i gęstość na płycie dywertora; f) efektywność promieniowania dla dwóch różnych prędkości  $V_{\text{imp}} = 0$  i  $V_{\text{imp}} = V_{\text{pl}}$ .

#### 4. Wpływ gęstości elektronowej na separatrixie

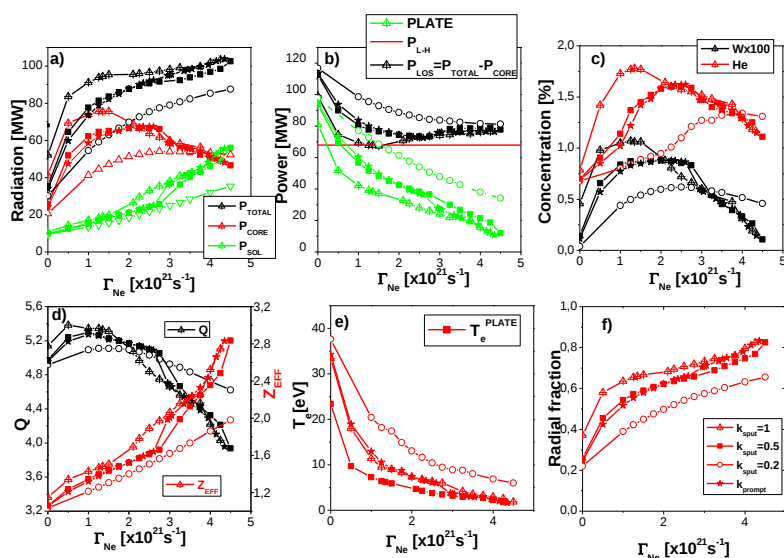
Symulacje zostały przeprowadzone dla trzech różnych gęstości na separatrixie  $n_e^{\text{sep}} = 2.75 \times 10^{19}$ ;  $3.0 \times 10^{19}$ ;  $3.25 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  dla zerowej wartości prędkości domieszek i dla współczynnika transportu radialnego w plazmie brzegowej wynoszącego  $D_{\text{RAD}}^{\text{SOL}} = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ . Główne parametry zostały przedstawione na Rys.4.6.3.



Rys.4.6.2. Parametry plazmy dla różnych stopni domieszkowania neonu: a) moc promieniowania: całkowita ( $P_{TOTAL}$ ), w obszarze centralnym (core) ( $P_{CORE}$ ) i brzegowym (SOL) ( $P_{SOL}$ ); b) moc do płyty (PLATE), do obszaru brzegowego ( $P_{LOSS}$ ), moc graniczna ( $P_{L-H}$ ); c) koncentracja W i He; d) ładunek efektywny ( $Z_{EFF}$ ) i fuzyjny zysk  $Q$ ; e) temperatura i gęstość na płycie dywertora; f) efektywność promieniowania dla trzech różnych współczynników dyfuzji radialnej.



Rys.4.6.3. Parametry plazmy dla różnych stopni domieszkowania neonu: a) moc promieniowania: całkowita ( $P_{TOTAL}$ ), w obszarze centralnym (core) ( $P_{CORE}$ ) i brzegowym (SOL) ( $P_{SOL}$ ); b) moc do płyty (PLATE), do obszaru brzegowego ( $P_{LOSS}$ ), moc graniczna ( $P_{L-H}$ ); c) koncentracja W i He; d) ładunek efektywny ( $Z_{EFF}$ ) i fuzyjny zysk  $Q$ ; e) temperatura i gęstość na płycie dywertora; f) efektywność promieniowania dla trzech różnych gęstości na separatrixie.



Rys.4.6.4. Parametry plazmy dla różnych stopni domieszkowania neonu: a) moc promieniowania: całkowita ( $P_{TOTAL}$ ), w obszarze centralnym (core) ( $P_{CORE}$ ) i brzegowym (SOL) ( $P_{SOL}$ ); b) moc do płyty (PLATE), do obszaru brzegowego ( $P_{LOSS}$ ), moc graniczna ( $P_{L-H}$ ); c) koncentracja W i He; d) ładunek efektywny ( $Z_{EFF}$ ) i fuzyjny zysk Q; e) temperatura i gęstość na płycie dywertora; f) efektywność promieniowania dla trzech różnych współczynników dyfuzji radialnej.

## 2.5 Udział w eksperymentach na tokamaku JET i ASDEX-U

Osoba kontaktowa: A. Czarnecka, [agata.czarnecka@ifpilm.pl](mailto:agata.czarnecka@ifpilm.pl)

Naukowcy z IFPiLM zaangażowani byli w badania prowadzone na tokamaku JET zlokalizowanym w miejscowości Culham na terenie Wielkiej Brytanii. Prace odbywały się w ramach kampanii eksperymentalnej C31-C34 będących częścią projektu EUROfusion: *WP14-JET1/IPPLM: JET Campaigns & JET Analysis*. W ramach projektu *WPMST1: Participation to ASDEX-U experiments and related data analyses*, brali także czynny udział w eksperymentach oraz w analizie danych na tokamaku ASDEX-U zlokalizowanym w Garching w Niemczech. Polscy naukowcy specjalizowali się głównie w rejestracji i analizie promieniowania w zakresie VUV, miękkiego promieniowania rentgenowskiego, promieniowania gamma oraz neutronów. Ponadto, w szerokim zakresie prowadzili analizy numeryczne. W 2014 r. zrealizowane zostały następujące zadania:

### Udział w eksperymentach na tokamaku JET i analizy wyników eksperymentalnych

Podczas prac na tokamaku JET kontynuowano prace związane z relatywną i absolutną kalibracją spektrometrów KT2 i KT7, rejestrujących widma w zakresie próżniowego ultrafioletu (VUV). Do wyznaczenia krzywej kalibracyjnej w zakresie krótkich długości fal, wykorzystano dublety jonów Na- i Li-podobnych pochodzących od pierwiastków takich jak Ni, Fe, Cu, Mo, Zr, Ar, Ne rejestrowanych w widmie podczas wyładowania w plazmie. Stosunek linii dubletowych jest związany z przejściem z tego samego górnego poziomu w jonie i zależy jedynie od prawdopodobieństwa przejścia z tego poziomu. Wstępnej analizie poddano kilka tysięcy wyładowań, z których wyselekcjonowano najbardziej wiarygodne dane doświadczalne. Relatywną kalibrację spektrometru uzyskano poprzez porównanie doświadczalnie i teoretycznie wyznaczonych stosunków intensywności wcześniej wymienionych linii. W obliczeniach teoretycznych stosowano model zderzeniowo-radiacyjny. Przeprowadzone prace wykazały, że w przypadku diagnostyki KT7/2 relatywna kalibracja nie uległa zmianie od czasów ostatniej kalibracji. Jednakże w przypadku KT2 zaobserwowano znaczny spadek czułości detektora w obszarze krótkich długości fal. W celu dokładniejszego sprawdzenia zaistniałych zmian dodatkowo dokonano symulacji komputerowych przy użyciu kodu transportu UTC-SANCO, pozwalające na wyznaczenie teoretycznych stosunków linii rejestrowanych jednocześnie przez diagnostykę KT2 i KT7/2. Uzyskano dobrą zgodność z krzywą kalibracyjną potwierdzając w ten sposób zmiany w czułości detektora. Do absolutnej kalibracji spektrometrów zastosowano metodę tzw. „branching ratio”, w której uwzględniono stosunek linii C IV mierzoną przez spektrometry VUV oraz wykalibrowane diagnostyki rejestrujące promieniowanie w zakresie widzialnym w tym samym kierunku patrzenia. W celu uzyskania pomiarów bezwzględnych wartości natężenia dla KT7/2 w zakresie widzialnym zastosowano system COS (Compact Spectrometer). COS został wcześniej wykalibrowany przy użyciu standardowego źródła promieniowania. Diagnostykę KT2 kalibrowano dwoma sposobami wykorzystując wspomnianą metodę „branching ratio” linii węgla rejestrowanych za pomocą diagnostyki KSRA, a także cross-kalibrację z diagnostyką KT7/2. Uzyskane wyniki różniły się od siebie o czynnik 3.7. Wymagało to dalszej analizy w celu rozpoznania przyczyn wystąpienia takiej różnicy. Stworzono także kod komputerowy do wydajnej analizy danych rejestrowanych przez diagnostykę KT7/1 i KT7/2, który został zastosowany do cross-kalibracji diagnostyki KT7/1 z KT7/2. Spektrometry promieniowania widzialnego i ultrafioletu na JET podlegają degradacji z powodu zanieczyszczania powierzchni skanujących zwierciadeł. Degradacja spektrometru KT7 COS została wyznaczona dla wyładowań w zakresie 80200-81000 poprzez wyznaczenie zmiany intensywności linii  $D_\alpha$  (656.1 nm),  $Bell$  (527.0 nm) i  $D_\beta$  (486.0 nm). Otrzymany rezultat został porównany z wcześniej wyznaczoną wielkością degradacji spektrometru KT1. Zmiana czułości spektrometru KT7 COS wynosiła około 13 %, podczas gdy zmiana czułości KT1 około 46%. Stosunek tych zmian czułości jest zgodny z przewidywaniami teoretycznymi biorąc pod uwagę fakt, że współczynnik szybkości zanieczyszczania, który zależy od wysokości i średnicy otworu wejściowego, wynosi 16 dla KT7 COS i 4,7 dla KT1. W rezultacie degradacja KT1 jest 3,4 razy szybsza.

W trakcie przeprowadzanych eksperymentów na tokamaku JET określono skład zanieczyszczeń plazmy poprzez analizę widm w zakresie VUV rejestrowanych przy pomocy diagnostyk KT2 i KT7. Została wykonana ocena ilościowa i kontrola koncentracji Ni i W dla różnych scenariuszy grzania i konfiguracji plazmy w obecności tzw. ITER-Like Wall (ILW). Analiza danych związanych z zanieczyszczeniami została wykonana w zintegrowanych badaniach fizyki sprzężenia fal grzania ICRH z plazmą oraz w celu optymalizacji tego sposobu grzania w reżimie H-mode. Badano wpływ lokalnej iniekcji gazu deuterowego D<sub>2</sub> oraz koncentracji H i He3 w plazmie na zachowanie się zanieczyszczeń. Wykazano, że koncentracja Ni i W maleje wraz z ilością D<sub>2</sub> jednocześnie poprawia się sprzężenie fali z plazmą. Najlepszy wynik uzyskano podczas wpuszczania gazu z wlotów zlokalizowanych w okolicach anten. Okazało się również, że koncentracja metalicznych zanieczyszczeń rośnie wraz z ilością H, a maleje wraz ze wzrostem koncentracji He3. Jedynie dla koncentracji wolframu mierzonej w ścisłym centrum plazmy (dla  $r/a=0$ ) zaobserwowano maksimum przy  $\sim 2\%$  He3. Podczas stosowania grzania ICRH obserwowano wyższą koncentrację zanieczyszczeń w plazmie w porównaniu z plazmą grzaną wiązką neutralną (NBI). Różnice w oddziaływaniu plazmy ze ścianą dla różnych konfiguracji plazmy, różnych pozycji rezonansowych fali RF stanowiły dodatkowy czynnik mający wpływ na zachowanie się zanieczyszczeń. Udowodniono, że wyższa częstotliwość ELM-ów oraz ewaporacja berylu jest skuteczna w redukcji zanieczyszczeń w plazmie. Badania zachowania zanieczyszczeń prowadzone były także w celu optymalizacji tzw. high performance hybrid scenario. W tych eksperymentach zaobserwowano, że koncentracja zanieczyszczeń maleje z Q95, rośnie wraz ze wzrostem mocy grzania NBI i maleje wraz ze wzrostem iniekcji D<sub>2</sub>. W badaniach wpływu ILW na próg mocy przejścia z reżimu L-mode w H-mode (tzw. przejście L-H), wyznaczono koncentrację Ni w funkcji gęstości brzegowej plazmy, uwzględniając różny kształt plazmy i rodzaj dodatkowego grzania. Uzyskane wyniki wykazały spadek koncentracji Ni wraz ze wzrostem gęstości. Minimum zostało zaobserwowane dla gęstości  $\sim 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ . Zaobserwowano słaby wpływ domieszkowania plazmy gazem N<sub>2</sub> na zachowanie się Ni w badanych wyładowaniach. Wyznaczono moc promieniowania pochodzącą od zanieczyszczeń Ni, Cu i Fe w warunkach eksperymentalnych. Sprawdzone zgodność wyników z diagnostyką SXR (Soft X-Ray) i bolometrią.

W 2014 roku po odbyciu pomyślnego szkolenia w zakresie bolometrii, opracowano znaczącą ilość bolometrycznych rekonstrukcji tomograficznych dla różnych wyładowań na tokamaku JET w ramach zgłoszonych zapotrzebowań przez użytkowników tokamaka.

Prace wykonane w 2014 r. w ramach działalności JET były związane także z weryfikacją widm promieniowania zanieczyszczeń w plazmie uzyskanych na podstawie diagnostyki KX1 w zakresie promieniowania rentgenowskiego. Identyfikowano linie widmowe wolframu na podstawie widm wyznaczonych teoretycznie. Poddano analizie różne wyładowania plazmowe, aby wstępnie określić pasożytnicze linie w widmach w obszarze 7,8 keV z diagnostyki KX1. Wykorzystując dane z różnych diagnostyk na tokamaku JET dokonano identyfikacji pasożytniczych linii w widmie promieniowania pochodzącego z wysoce zjonizowanego Ni, na które się nakładają linie Ar w pierwszym rzędzie dyfrakcji kryształu tego kanału diagnostyki. Przeprowadzono również niektóre prace przygotowawcze przy diagnostyce w celu sprawdzenia prawidłowego ustawienia detektora w odniesieniu do ramienia spektrometru, które może mieć wpływ na jakość otrzymywanych z diagnostyki danych i zatem na uzyskiwane parametry plazmy.

Moc wyjściowa urządzeń fuzyjnych jest mierzona poprzez wydajność neutronową związaną z wydajnością fuzyjną. Wydajność neutronów jest podstawowym parametrem dla każdego rodzaju źródła neutronów i nie może być mierzona dowolną metodą absolutną. W związku z tym, diagnostyki mierzące wydajność neutronów muszą być relatywnie kalibrowane z użyciem źródła neutronów, którego widmo energetyczne, emisyjność oraz rozkład kątowy jest znany. Prawidłowo skalibrowane diagnostyki aktywacyjne są niezbędne do określenia mocy fuzyjnej oraz ze względów bezpieczeństwa zarówno dla tokamaka JET jak i ITER. Niedawno przeprowadzona została kalibracja z użyciem źródła neutronów <sup>252</sup>Cf, natomiast w następnej wykorzystany zostanie generator neutronów (NG). Generator neutronów został wybrany, jako źródło 14 MeV neutronów i powinien być intensywnie przetestowany pod kątem

rozważanych wcześniej parametrów. Laboratoryjne testy NG powinny zostać zakończone przed zastosowaniem generatora do kalibracji tokamaka. Celem badań prowadzonych na tokamaku JET było wytypowanie reakcji jądrowych mających zastosowanie do kalibracji tokamaka JET z użyciem 14 MeV generatora neutronów (NG), w kampanii eksperymentalnej D-T oraz praktyczne sprawdzenie wybranych reakcji podczas kampanii D-D. Technika aktywacyjna może dostarczyć wiele niezbędnych informacji podczas testów laboratoryjnych 14 MeV NG i kalibracji w komorze tokamaka. Wymagania stawiane diagnostyce aktywacyjnej można podzielić na następujące grupy:

- monitorowanie pojedynczego cyklu emisyjnego NG poprzez folie dołączone do generatora podczas jego testów,
- monitorowanie dziennej wydajności neutronowej podczas testów laboratoryjnych NG oraz kalibracji komory poprzez folie dołączone do NG,
- wytypowanie zestawu folii aktywowanych do kalibracji diagnostyki KN2 podczas kalibracji w komorze,
- zastosowanie zestawu folii aktywowanych podczas kampanii eksperymentalnej D-T, T-T.

Widma energii neutronów pochodzące z fuzji izotopów wodoru: deuteru i trytu różnią się między sobą. Neutrony o energii 2,5 MeV pochodzą z fuzji D-D, 14 MeV z fuzji D-T, natomiast 11 MeV z fuzji T-T. Widmo neutronów dla plazmy deuterowej jest dobrze znane. Reakcje jądrowe rozważane do procedur kalibracji NG, kalibracji komory i operacji plazmowych powinny mieć:

- energię progową wyższą od 2,5 MeV i dochodzącą do 14 MeV a nawet ją przekraczającą o kilka MeV,
- relatywnie wysoką wartość przekroju czynnego,
- odpowiednio dobrany czas połowicznego rozpadu rzędu pojedynczych sekund do kilkunastu dni,
- produkty tych reakcji, rozpadając się, powinny emitować wystarczająco intensywne, mierzalne promieniowanie gamma,
- wiarygodny przekrój czynny, który jest rozważany, jako standard dozymetryczny.

W rezultacie tych badań oraz w oparciu o doświadczenie zdobyte podczas poprzedniej kampanii D-T, zaproponowano zestaw folii aktywacyjnych, które posłużą do kalibracji z użyciem 14 MeV NG oraz operacji plazmowych. Wybrane folie i ich parametry zaprezentowano w Tabeli 1.

Tabela 1. Reakcje jądrowe wybrane do laboratoryjnych testów NG, kalibracji w komorze oraz ET2.

|                                              | Abundancja izotopowa | Czas połowicznego rozpadu | Energia kwantów $\gamma$ (keV) | Energia progowa (MeV) | Zastosowanie    |
|----------------------------------------------|----------------------|---------------------------|--------------------------------|-----------------------|-----------------|
| $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$          | 1                    | 9,458 min                 | 840                            | 2,6                   | a)              |
| $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$          | 0,918                | 2,577 h                   | 846,7                          | 4,5                   | a)              |
| $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$          | 0,79                 | 15 h                      | 1368,5                         | 5,5                   | a), b), c) i d) |
| $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$     | 1                    | 15,03 h                   | 1369                           | 5,4                   | a), b), c) i d) |
| $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$         | 0,6827               | 36,08 h                   | 1337,6                         | 12,6                  | b), c) i d)     |
| $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$         | 0,515                | 78,4 h                    | 909,1                          | 13                    | b), c) i d)     |
| $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$       | 1                    | 6,183 d                   | 355,7                          | 8,5                   | b), c) i d)     |
| $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ | 1                    | 10,25 d                   | 934,5                          | 9                     | b), c) i d)     |

### Wydajność Detekcji kwantów $\gamma$

Aktywność indukowana w próbce będąca wynikiem aktywacji neutronowej jest możliwa do określenia przy użyciu spektrometru gamma pod warunkiem, że jego wydajność jest znana. Wydajność rejestracji promieniowania, jako wydajność bezwzględna piku całkowitego pochłaniania energii (AFEPE) wyliczana jest przy użyciu następującego wzoru:

$$A = \frac{N_p}{I_\gamma \cdot eff \cdot t_m} \quad (1)$$

gdzie:  $N_p$  – liczba zliczeń,  $eff(E_\gamma)$  – wydajność bezwzględna piku całkowitego pochłaniania energii (AFEPE) dla kwantów  $\gamma$  o określonej energii,  $I_\gamma$  – intensywność emisji z określonego przejścia,  $t_m$  – czas pomiaru.

Z kolei krzywa kalibracji energetyczno-wydajnościowej jest definiowana jako zależność funkcyjna wydajności zdefiniowanej jako AFEPE od energii promieniowania gamma w ich szerokim zakresie energetycznym. Jest ona określana logarytmicznym wielomianem piątego lub niższego rzędu i wyraża się za pomocą równania:

$$Eff(E) = \sum_{i=0}^5 A_i \cdot \ln(E)^i, \quad (2)$$

gdzie:  $E$  – energia kwantów gamma,  $A_i$  – współczynnik dopasowania.

W celu porównania ze sobą wydajności różnych próbek wprowadzona została nowa wielkość (MIAFEPE). Jest to całka oznaczona z iloczynu masy próbki i wcześniej opisanej wielkości AFEPE. Wyrażana jest za pomocą wzoru:

$$MIAFEPE = \int_{E_{min}}^{E_{max}} m \cdot Eff(E) dE \quad (3)$$

gdzie:  $E_{min}$ ,  $E_{max}$  – zakres kalibracji wydajnościowej, który jest taki sam jak czułość energetyczna rozważanego detektora (keV),  $m$  – masa próbki (g). Parametr MIAFEPE określa także zdolność próbki do aktywacji przez neutrony.

Rezultaty zaprezentowane w tabeli 2 dają pogląd na wielkość próbek aktywacyjnych oraz możliwości odczytu wytworzonej aktywności za pomocą spektrometrii gamma.

Tabela 2. Geometria pomiarowa.

| Materiał tarczowy | Grubość [mm] | Masa próbki [g] | IAFEPE* | MIAFEPE* |
|-------------------|--------------|-----------------|---------|----------|
| Al                | 1,00         | 0,687           | 99,132  | 68,104   |
| Al                | 2,00         | 1,374           | 95,193  | 130,795  |
| Au                | 0,17         | 0,851           | 88,604  | 75,402   |
| Fe                | 1,00         | 2,000           | 94,168  | 188,336  |
| Mg                | 0,22         | 0,133           | 102,021 | 13,569   |
| Nb                | 0,39         | 0,851           | 87,592  | 74,541   |
| Ni                | 1,03         | 2,346           | 90,345  | 211,949  |
| Zr                | 0,74         | 1,226           | 93,757  | 114,946  |

\*-wielkość niemianowana

Zwiększanie masy próbki wpływa na wzrost ilości jader pierwiastka tarczowego, które mogą zostać aktywowane. Jest jednak proces, który ma silne ograniczenia. Wiązka neutronów ulega osłabieniu i w końcu pochłanianiu wewnątrz masywnych próbek. Jednocześnie zjawisko samopochłaniania kwantów gamma wewnątrz próbki, ze względu na zwiększenie grubości próbki, jest kompensowane poprzez wzrost

liczby radioaktywnych jąder wewnątrz próbki. Aluminium jest bardzo dobrym przykładem powyższych rozważań. Aktywacji zostały poddane dwie próbki o grubości 1 i 2 mm. Wydajność rejestracji gamma dla cieńszej próbki była o około 4% wyższa w porównaniu do próbki grubszej. Jednakże wydajność masowa wyrażana poprzez MIAFEPE była prawie dwukrotnie wyższa dla grubszej próbki. Ciężkie próbki nie mogą być obligatoryjnie stosowane ze względu na fakt, że całkowita masa kapsuły z foliami aktywacyjnymi jest ograniczona przez możliwości poczty pneumatycznej.

Tabela 3 przedstawia rezultaty aktywacji przeprowadzonych podczas kampanii eksperymentalnej C-33 JET.

Tabela 3. Rezultaty aktywacji diagnostyki KN2 przeprowadzonych podczas kampanii eksperymentalnej C-33 JET.

| Nr strzału/<br>$Y_n$          | Czas chłodzenia<br>[min] | Reakcja jądrowa                        | Masa próbki<br>[g] | Aktywność<br>[Bq] | Niepewność pomiarowa<br>[Bq] | $\phi$ [n w próbce] |
|-------------------------------|--------------------------|----------------------------------------|--------------------|-------------------|------------------------------|---------------------|
| #86716/<br>1,10 <sup>16</sup> | 3,82                     | $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$    | 0,73               | 180,52            | 10,36                        | 1,212E+08           |
|                               | 948,03                   | $^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$    | 0,73               | 1,81              | 0,22                         | 3,343E+08           |
|                               | 16,23                    | $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$    | 1,95               | 54,64             | 3,00                         | 7,133E+07           |
|                               | 1046,15                  | $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$   | 4,61               | 0,42              | 0,10                         | 9,780E+07           |
|                               | 1200,78                  | $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$   | 1,22               | 0,52              | 0,12                         | 8,199E+07           |
|                               | 1281,77                  | $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92n}\text{Nb}$  | 1,11               | 0,24              | 0,02                         | 9,286E+07           |
| #86816/<br>1,30 <sup>16</sup> | 31,40                    | $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$    | 0,12               | 0,20              | 0,03                         | 5,895E+07           |
|                               | 3,62                     | $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$    | 1,37               | 83,02             | 6,17                         | 3,684E+08           |
|                               | 904,93                   | $^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$    | 1,37               | 1,83              | 0,21                         | 3,376E+07           |
|                               | 21,82                    | $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$    | 1,95               | 59,91             | 2,89                         | 7,637E+07           |
|                               | 1184,18                  | $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$   | 1,22               | 0,42              | 0,06                         | 6,615E+07           |
|                               | 2611,33                  | $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92n}\text{Nb}$  | 4,48               | 0,42              | 0,05                         | 4,070E+07           |
| #87214<br>/2,77 <sup>16</sup> | 36,52                    | $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$    | 0,12               | 0,90              | 0,12                         | 2,316E+08           |
|                               | 2,40                     | $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$    | 1,37               | 647,72            | 28,44                        | 7,459E+08           |
|                               | 117,07                   | $^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$    | 1,37               | 8,23              | 0,34                         | 1,552E+08           |
|                               | 16,87                    | $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$    | 1,99               | 124,43            | 4,38                         | 1,732E+08           |
|                               | 1072,52                  | $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$   | 4,4                | 0,56              | 0,08                         | 1,360E+08           |
|                               | 1399,50                  | $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$   | 1,22               | 1,25              | 0,07                         | 1,962E+08           |
|                               | 2536,33                  | $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92n}\text{Nb}$  | 1,12               | 1,90              | 0,12                         | 1,957E+08           |
|                               | 2505,35                  | $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ | 0,96               | 1,60              | 0,36                         | 1,828E+08           |
| #87291/<br>2,80 <sup>16</sup> | 20,10                    | $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$    | 0,12               | 0,72              | 0,05                         | 1,885E+08           |
|                               | 6,67                     | $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$    | 0,66               | 253,97            | 16,41                        | 8,312E+08           |
|                               | 1038,02                  | $^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$    | 0,66               | 3,06              | 0,20                         | 1,246E+08           |
|                               | 14,97                    | $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$    | 1,99               | 136,57            | 7,99                         | 1,339E+08           |
|                               | 1329,75                  | $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$   | 4,4                | 0,31              | 0,03                         | 7,180E+07           |
|                               | 2625,03                  | $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$   | 1,22               | 1,05              | 0,10                         | 1,647E+08           |
|                               | 2486,47                  | $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92n}\text{Nb}$  | 1,12               | 1,44              | 0,13                         | 1,376E+08           |

## Wnioski

Dla celów kalibracji z użyciem 14 MeV NG zostały wybrane następujące reakcje:  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ ,  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ ,  $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$ ,  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ ,  $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$ ,  $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ ,  $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ . Najbardziej obiecującym aktywatorem jest niob.

Reakcje z energią progową poniżej 11 MeV mogą zostać użyte do pomiarów neutronowych podczas fuzji T-T. Widmo neutronów T-T powinno zostać rozważone z wielką starannością z uwzględnieniem jego skomplikowanego rozkładu.

Badanie NG pod kątem jego emisyjności oraz rozkładu kąтового neutronów może zostać przeprowadzone przy użyciu metody aktywacyjnej. Jednakże niepewności powyższych wartości muszą zostać szczegółowo przedyskutowane ze względu na fakt, że w literaturze można znaleźć przykłady wątpliwej analizy otrzymanych danych. Dokładność oceny wydajności neutronowej zależy od precyzji przewidywania widma neutronów. Wpływ rozproszonych lub spowolnionych neutronów do całkowitego widma neutronów jest nieznany lub przewidywany ze stosunkowo dużymi niepewnościami, co powoduje narastanie niepewności pomiarowych związanych z techniką aktywacyjną. Dzięki zapewnieniu powtarzalności warunków napromieniowania próbek z użyciem NG jego emisyjność może zostać określona akceptowalną niepewnością poniżej 5%.

Podczas testów laboratoryjnych NG wymagana jest powtarzalność położenia aktywowanej próbki względem centrum emisji neutronów. Może to zostać osiągnięte poprzez umieszczenie próbki na prostym uchwycie zaprojektowanym specjalnie do tego celu. Nieakceptowane jest przy tym modyfikowanie widma neutronów. Otrzymane wartości aktywności i szybkości reakcji (reaction rate) pozwalają na przewidzenie czasu pracy NG podczas kalibracji tokamaka JET.

Wielkości IAFEPE i MIAFEPE pozwalają na porównanie geometrii pomiarowych dla spektrometrii gamma. Stosowano trzy różne geometrie spektrometrii gamma. Geometria rozety pozwala na jednoczesny pomiar czterech aktywowanych próbek niobu. Jest ona bardziej wydajna niż geometria cylindryczna o około 20%. Niob odgrywa znaczącą rolę w procedurze kalibracji JET i preferowane jest użycie cięższych próbek od tych stosowanych dotychczas. Zalecane jest, aby czas chłodzenia aluminium zwiększyć do 12 minut przed jego pierwszym pomiarem. Podobnie czas chłodzenia próbek złota powinien zostać zwiększony do 3000 minut. Podczas kalibracji JET geometria rozety zostanie użyta jedynie dla próbek niobu, natomiast dla pozostałych wykorzystany zostanie wcześniej omówiony uchwyt centrujący z polimetakrylanu.

- Przeprowadzona została analiza widma promieniowania gamma #54168 zarejestrowanego przy pomocy detektora scyntylacyjnego BGO 3"x3". Najintensywniejsze linie w widmie zostały zidentyfikowane jako produkty reakcji  $9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ : 4.4 MeV i 3.21 MeV and  $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$ : 3.089 MeV, 3.684 MeV i 3.853 MeV. Widma promieniowania gamma analizowano przy użyciu programu wykorzystującego metodę najmniejszych kwadratów. Kształt linii odzwierciedlono funkcją Gaussa. W wyniku analizy, uwzględniając piki ucieczki elektronu (single escape peak), otrzymano wartości energetycznej zdolności rozdzielczej scyntylatora BGO o rozmiarach 3"x3" w funkcji energii promieniowania  $\gamma$ .
- Głównym celem analizy numerycznej przeprowadzonej przy pomocy kodu COREDIV dla konkretnych strzałów eksperymentalnych, przeprowadzonych na urządzeniu JET z wolframowym dywertorem, jest określenie warunków, przy których promieniowanie z plazmy w stosunku do mocy wejściowej (stosunek promieniowania ( $f_{\text{RAD}}$ )) będzie maksymalne i kiedy wystąpi silne ograniczenie produkcji wolframu. W tym celu, analizowane były strzały z dodatkową domieszką azotu. Azot miał za zadanie zwiększyć promieniowanie plazmy w warstwie brzegowej i ograniczyć produkcję wolframu z płyty dywertora. Symulacje te pokazały dobrą zgodność głównych parametrów w obliczeniach z wartościami mierzonymi w eksperymencie dla eksperymentu z azotem. Wielkości te, to: moc promieniowania, efektywny ładunek ( $Z_{\text{eff}}$ ), koncentracja wolframu ( $c_w$ ), a także profile gęstości i temperatury w obszarze centralnym tokamaka. W przypadku

domieszkowania neonem dla strzałów #85438-41, wyniki symulacji numerycznych pokrywały się z tymi mierzonymi w eksperymencie. W analizie numerycznej koncentrowano się na zbadaniu wpływu różnych parametrów wejściowych kodu na parametry plazmy, w szczególności na transporcie (propagacji) różnych domieszek: wolframu, berylu (Be) (produkowanym poprzez wybijanie ze ścianek tokamaka) i azotu. Symulacje były przeprowadzone dla różnych mocy grzania ( $P_{aux} = 13 \div 30$  MW) i różnych gęstości objętościowych plazmy o podstawowych parametrach, odpowiadających wyładowaniu #83175 ( $B_t = 2,7$  T, prąd plazmy  $I_p = 2,47$  MA,  $H_{98} = 0,75$ ).

Główne wnioski z przeprowadzonych symulacji są następujące:

- wpływ na wielkość efektywnego ładunku mają domieszki o niskiej liczbie atomowej: Be i gazy domieszkowania ( $N_2$ , Ne),
- istnieje graniczna wartość strumienia domieszkowania, powyżej której nie istnieje stacjonarne rozwiązanie,
- dla strumienia domieszki azotu większej niż  $1 \times 10^{21}$  1/s, wolfram z dywertora jest wybijany głównie przez jony napuszczonych domieszek oraz poprzez samo wybijanie wolframu,
- dla strumienia domieszki azotu mniejszej niż  $1 \times 10^{21}$  1/s, głównym mechanizmem produkcji wolframu jest wybijanie go poprzez deuter, Be i sam wolfram,
- przy dużych mocach grzania, redukcja mocy do płyty dywertora następuje głównie na skutek promieniowania wolframu, a nie promieniowania dodatkowo napuszczonych domieszek.

Została przeprowadzona wstępna ekstrapolacja wyników teoretycznych dla scenariusza DT w JET z wolframowym dywertorem i ścianką berylową, bazująca na starym strzale JET-a (#42976), jeszcze z dywertorem węglowym.

Główne wnioski są następujące:

- tylko 40% promieniowania pochodzi z obszaru centralnego (głównie promieniowanie wolframu) co oznacza, że do dywertora dociera bardzo duży strumień energii,
- rejestrowana jest bardzo wysoka temperatura na płycie dywertora,
- wolfram jest wybijany głównie przez deuter i tryt
- konieczne jest domieszkowanie

W ramach tego projektu prowadzona jest praca doktorska – Mgr Ireny Ivanovej-Stanik na temat „Numerical Studies of Impurity Transport in JET ILW Discharges” (Numeryczne badanie transportu domieszek w wyładowaniach na urządzeniu JET ILW)”. Promotorem pracy jest Prof. Roman Zagórski.

Wyłożono następujące seminaria:

1. *JET L-mode simulations with COREDIV and comparison to other edge codes (SOLPS, EDGE2D)*, I. Ivanova-Stanik et al., JET, Culham, UK, JET/MST1/TTF Core modelling workshop 17-28.11.2014, [http://users.jet.efda.org/tfwiki/index.php/Meetings\\_2014](http://users.jet.efda.org/tfwiki/index.php/Meetings_2014)
2. *COREDIV modelling of JET seeded discharges – heat load control*, R Zagórski et al., JET, Culham, UK, Edge, modelling meeting, March 2014, [http://users.jet.efda.org/tfwiki/index.php/Edge\\_modelling\\_meeting\\_March\\_2014](http://users.jet.efda.org/tfwiki/index.php/Edge_modelling_meeting_March_2014)

### Udział w eksperymentach na tokamaku ASDEX-U i analizy wyników eksperymentalnych

W ramach kampanii eksperymentalnej na tokamaku ASDEX-U w 2014 roku prowadzono badania spektroskopowe zanieczyszczeń wolframu uwalnianych z tzw. pierwszej ściany urządzenia. ASDEX-U jest to tokamak o konstrukcji dywertorowej. Promień duży i mały urządzenia wynoszą odpowiednio  $R \sim 1,65$  m i  $a \sim 0,5$  m. Stosowane jest toroidalne pole magnetyczne o wartości  $B_T < 3,1$  T, oraz prąd plazmy  $I_p < 1,6$  MA. Długość wyładowania jest nie większa niż 10 s. Część wykonywanych analiz dotyczyła wyładowań, w których stosowano grzanie ICRH (Ion Cyclotron Resonance Heating). Tokamak ASDEX-U wyposażony jest w cztery anteny grzania ICRH, nazywane jako antena a1, a2, a3, and a4. Każda z anten składa się z dwóch

części, które podczas eksperymentów skonfigurowane były w fazie dipolowej ( $0\ \pi$ ). Procesy oddziaływania plazmy ze ścianą (tzw. PWI - Plasma Wall Interactions), wykonaną z materiałów o wysokim Z, wymagają lepszego zrozumienia, w celu określenia sposobów redukcji koncentracji ciężkich zanieczyszczeń w plazmie oraz jednoczesnym zmaksymalizowaniu mocy grzania ICRH. Celem przeprowadzonych eksperymentów na tokamaku ASDEX-U była optymalizacja działania systemu ICRH oraz opracowanie scenariuszy grzania plazmy w tokamaku z wolframowymi komponentami pierwszej ściany. Wiedza ta jest niezbędna dla prawidłowej pracy w przyszłych urządzeniach termojądrowych, np. budowanego tokamaka ITER. W eksperymencie główny nacisk położono na badanie wpływu iniekcji deuteru ( $D_2$ ) na zachowanie się zanieczyszczeń oraz na poprawę wydajności grzania ICRH. Deuter napuszczano poprzez wloty umiejscowione w różnych częściach tokamaka. W 2014 roku anteny a1 i a3 zlokalizowane naprzeciwko siebie w obwodzie torusa były pokryte cienką warstwą boronu, podczas gdy pozostałe dwie były pokryte wolframem. W eksperymencie naprzemiennie pracowały anteny boronowe i wolframowe. Testowano iniekcję gazu kolejno z obszaru dywertora, następnie z okolic anten oraz góry komory próżniowej. Koncentracja wolframu była wyznaczana na podstawie promieniowania rejestrowanego w okolicach  $\sim 5\text{ nm}$  za pomocą spektrometru promieniowania VUV. Obszar ten charakteryzuje się występowaniem widma ciągłego emitowanego przez jony  $W^{27+}$  -  $W^{35+}$  oraz promieniowania liniowego jonów  $W^{42+}$  -  $W^{45+}$ . Pozwoliło to na wyznaczenie odpowiednio dwóch koncentracji:  $C_W$ -ciągłe and  $C_W$ -liniowe. Ponadto wyznaczono efektywny współczynnik sputteringu ( $Y_{\text{eff}}$ ) dla wolframu.  $Y_{\text{eff}}$  jest bezpośrednio związany ze stosunkiem strumienia wolframu do strumienia deuteru w tym samym punkcie obserwacji. Strumień wolframu był wyznaczany na podstawie linii atomowej WI o długości fali 400,8 nm, podczas gdy strumień deuteru na podstawie linii Balmer- $\delta$  DI o długości fali 410,1 nm. Linie WI i DI były mierzone przy pomocy spektrometru w zakresie widzialnym w kilku kierunkach patrzenia ustawionych na limiter anten a3 i a4. Uzyskane wyniki wykazały, że dodatkowa iniekcja gazu  $D_2$  do układu ma korzystny wpływ na wydajność grzania a także na koncentrację zanieczyszczeń w plazmie. Najlepsze efekty uzyskano podczas iniekcji w okolicach anteny. Wraz ze wzrostem ilości wstrzykiwanego gazu paliwowego  $D_2$  zaobserwowano spadek  $C_W$ . Badania wykazały, że pokrycie anten ICRH warstwą boronu może być stosowane, jako krótkoterminowe rozwiązanie pozwalające na redukcję zanieczyszczeń wolframu w plazmie.

W 2014 roku podczas uczestnictwa w kampanii, brano także udział w eksperymencie dotyczącym pomiaru zanieczyszczeń wolframu za pomocą detektora promieniowania X w celu badania asymetrii promieniowania w tokamaku ASDEX-U. W trakcie eksperymentu uzyskano asymetrię promieniowania z plazmy, co potwierdziły dane eksperymentalne z różnych diagnostyk, oraz zbadano wpływ różnego rodzaju grzania na obserwowane zjawisko.

Zastosowano samouzgodniony kod COREDIV w celu modelowania wyładowania w tokamaku ASDEX-U. Przeprowadzono symulacje komputerowe dla wyładowania z zewnętrznym domieszkowaniem (tzw. seeding) azotem (N), argonem (Ar) i kryptonem (Kr). W plazmie w ASDEX-U występują jeszcze zanieczyszczenia wewnętrzne. Takie z dużą liczbą atomową - wolfram (W), który jest wyprodukowany wskutek wybijania ze ścian i dywertora tokamaka i takie, z małą liczbą atomową - węgiel (C) i bor (B). Bor występuje wskutek tak zwanej „boronizacji”, która jest stosowana aby ograniczyć produkcję wolframu. Z tego powodu, najpierw zrobiona była seria symulacji, w których nie była brana pod uwagę domieszka zewnętrzna, a tylko węgiel. Strumień węgla jest parametrem wejściowym do kodu COREDIV. Były analizowane strzały w reżimie pracy, tak zwanego H-mode (dobre utrzymanie plazmy). Obliczenia zostały wykonane dla strzału #29254 dla czasu  $t = 2,4\text{ s}$ . Wyniki z symulacji: promieniowanie całkowite, w obszarze centralnym i brzegowym, a także efektywny ładunek zostały porównane z danymi eksperymentalnymi. Na tej podstawie był wybrany strumień wejściowy węgla, który wynosi  $1.5 \times 10^{20} 1/s$ .

W odróżnieniu od eksperymentów przeprowadzonych na układzie JET, na ASDEX-U w czasie tzw. steady-state liniowa gęstość elektronowa jest stała. Z tego powodu, wykonane zostały odpowiednie przeróbki w kodzie.

Następnym krokiem, było przystąpienie do symulacji z domieszką zewnętrzną - azot. Ponieważ w czasie wyładowań współczynnik utrzymania plazmy (H-factor) się zmienia od 0,85 do 1,1, przeprowadzono dwie serie obliczeń z  $H = 0,85$  i  $H = 1,1$ . Uzyskano dobrą zgodność z danymi eksperymentalnymi. Zaobserwowano, że wraz ze zwiększaniem domieszkowania azotu:

- dla strumieni do  $1 \times 10^{21} \text{1/s}$  - narasta promieniowanie wolframu, wskutek czego rośnie promieniowanie w obszarze centralnym;
- dla większych strumieni azotu do  $2,75 \times 10^{21} \text{1/s}$  - promieniowanie w centrum jest prawie stałe. Maleje promieniowanie wolframu, ale rośnie promieniowanie bremsstrahlungu;
- dla strumieni azotu  $> 2,75 \times 10^{21} \text{1/s}$ , promieniowanie w centralnym obszarze zaczyna maleć;
- promieniowanie w obszarze brzegowym rośnie liniowo;
- ładunek efektywny  $> 2,5$ .

Rozpoczęto serie obliczeń dla wyładowania #29257 z argonem dla czasu  $t = 3.5 \text{ s}$ . W odróżnieniu od azotu, który promieniuje tylko w obszarze brzegowym, argon promieniuje także w obszarze centralnym.

Z powodu braku danych atomowych niezbędnych do wykonania obliczeń dla wyładowania z kryptonem (strzał #29985), należało przerobić dane (współczynniki jonizacji, rekombinacji i promieniowania), który otrzymaliśmy od Dr. R. Dux w odpowiednim formacie, użytecznym dla kodu COREDIV. Współczynniki wybijania wolframu (tzw. współczynniki sputteringu), wskutek kryptonu, zostały wyliczone i wprowadzone do kodu.

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

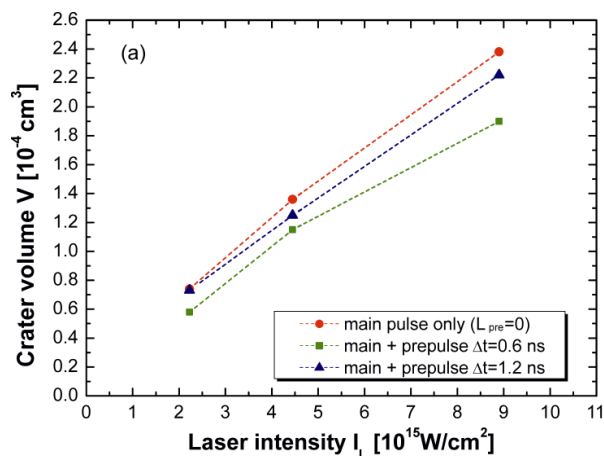
Osoba kontaktowa: J. Badziak, jan.badziak@ifpilm.pl

*Badanie zachowania plazmy pod wpływem promieniowania laserowego w zakresie parametrów istotnych dla fuzji inercyjnej z zapłonem udarowym. Analiza właściwości wytworzonej fali uderzeniowej i populacji szybkich elektronów*

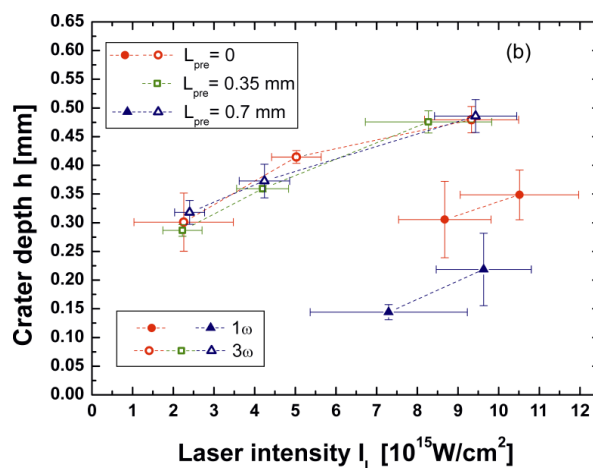
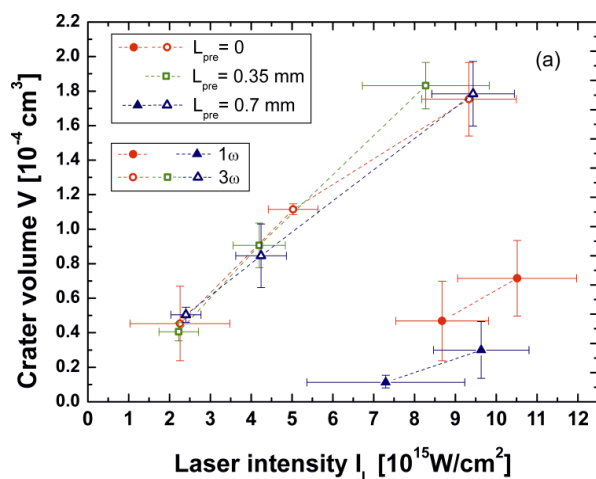
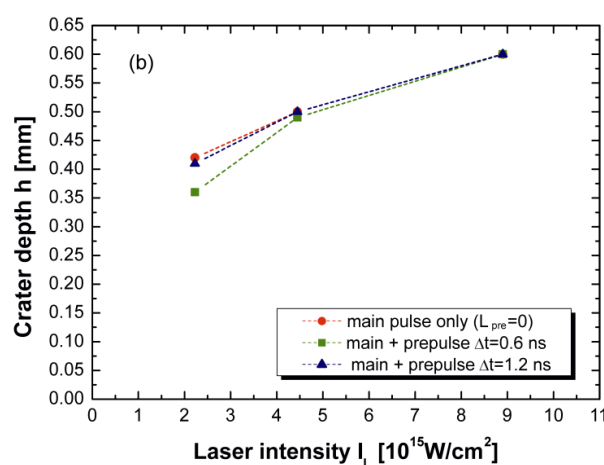
Dla zbadania zachowania plazmy w zakresie parametrów istotnych dla fuzji inercyjnej z zapłonem udarowym przeprowadzony został eksperyment na układzie laserowym PALS w Pradze, w którym tarczę dwuwarstwową naświetlano wiązką  $3\omega$  ( $\lambda = 0.438 \mu\text{m}$ ) lasera PALS, dostarczającą impuls o czasie trwania 250 ps, energii rzędu 200 J i gęstości mocy rzędu  $10^{16} \text{ W/cm}^2$ . Tarcza składała się z warstwy CH(Cl) o grubości 25 lub 40  $\mu\text{m}$  – imitującej warstwę ablatora na kapsułce z paliwem termojądrowym - nałożonej na warstwę Cu o grubości 2 mm. Dla odtworzenia warunków przewidywanych w scenariuszu zapłonu udarowego impuls główny  $3\omega$  był poprzedzony impulsem  $1\omega$  ( $\lambda = 1.315 \mu\text{m}$ ) o energii rzędu 50 J i gęstości mocy rzędu  $7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ , padającym na tarczę pod kątem  $30^\circ$  i wytwarzającym pre-plazmę na warstwie CH(Cl). Do formowania obu wiązek użyto płytek fazowych, zapewniających niemal jednorodny rozkład gęstości mocy o szerokości połówkowej  $\sim 100 \mu\text{m}$  w wiązce głównej i  $\sim 700 \mu\text{m}$  w wiązce pomocniczej. Przesunięcie czasowe  $\Delta t$  między impulsem głównym a impulsem pomocniczym było zmieniane w granicach 0 – 1.2 ns. Impuls główny wytwarzał w warstwie CH(Cl) falę uderzeniową, która z kolei powodowała powstanie krateru w warstwie Cu.

Dla określenia ciśnienia powstającego w warstwie plastiku pod wpływem fali uderzeniowej wykonano symulacje numeryczne oddziaływania wiązki głównej z tarczą oraz powstawania krateru przy użyciu dwuwymiarowego kodu PALE. Jest to kod hydrodynamiczny z mieszanym opisem lagranżowsko-eulerowskim, uwzględniający przewodnictwo cieplne wg. Spitzera-Härma z ograniczeniem strumieniowym oraz absorpcję promieniowania laserowego na skutek odwrotnego promieniowania hamowania i mechanizmów rezonansowych, obliczane metodą śledzenia biegu promieni. Parametry wiązki laserowej odpowiadały warunkom eksperymentu: dla wiązki głównej  $3\omega$  przyjęto gaussowski rozkład przestrzenny o szerokości połówkowej 100  $\mu\text{m}$ . Symulacje przeprowadzono dla energii impulsu głównego równej 50 J, 100 J i 200 J, natomiast dla impulsu wstępnego  $1\omega$  przyjmowano energię 60 J lub 0. Obliczenia wykonano dla odstępu czasowego 0,6 ns i 1,2 ns między tymi impulsami.

Wyniki symulacji dla objętości i głębokości kraterów powstających w warstwie Cu pod wpływem fali uderzeniowej wytworzonej w warstwie plastiku przez impuls główny są przedstawione na Rys.6.1.1. Należy je porównać z wynikami doświadczalnymi przedstawionymi na Rys.6.1.2. Jak widać, wyniki doświadczalne dla objętości i głębokości kraterów wykazują liniową zależność od gęstości mocy i w granicach błędów doświadczalnego nie zależą od grubości pre-plazmy. Ten trend jest widoczny także w przypadku symulacji numerycznych, z tym jednak, że wartości otrzymane numerycznie są od 10% do 20% wyższe niż zmierzone w eksperymencie. To wskazuje, że oszacowania energii niesionej przez falę uderzeniową oraz wytworzonego przez nią ciśnienia również mogą być zawyżone w podobnym stopniu.



Rys.6.1.1 Wyniki dwuwymiarowej symulacji dla (a) objętości oraz (b) głębokości kraterów powstałych w warstwie Cu pod wpływem fali uderzeniowej wytworzonej w warstwie CH(Cl) o grubości 25  $\mu\text{m}$  pod wpływem impulsu głównego, w zależności od gęstości mocy dla impulsu głównego.

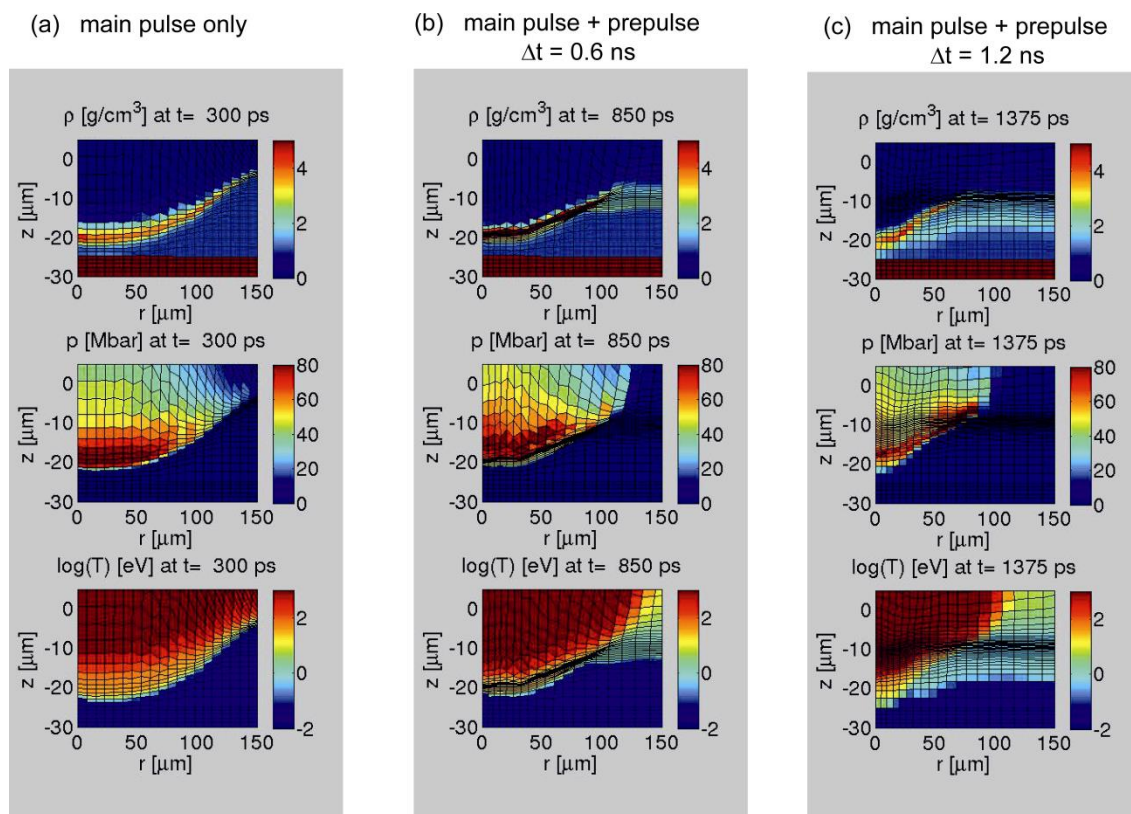


Rys.6.1.2 Wyniki pomiaru a) objętości oraz b) głębokości kraterów powstałych w tarczy Cu pod wpływem fali uderzeniowej wytworzonej w warstwie CH(Cl) o grubości 25  $\mu\text{m}$  przez impuls główny  $3\omega$  lub  $1\omega$  przy braku impulsu wstępnego ( $L_{\text{pre}} = 0$ ) lub przez impuls główny i impuls wstępny, w zależności od gęstości mocy wiązki głównej.

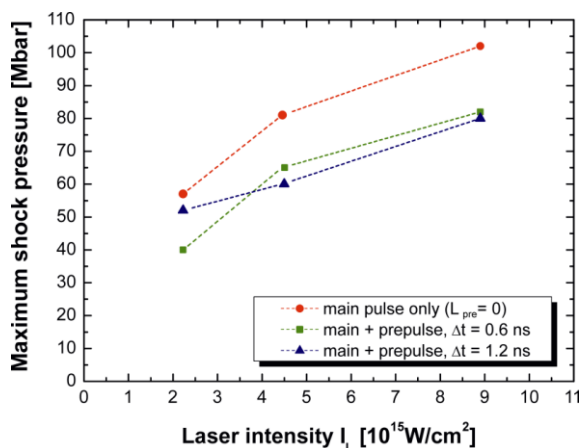
Przestrzenna struktura fali uderzeniowej wytworzonej w warstwie plastiku, a także rozkłady ciśnienia i temperatury za frontem fali w momencie przejścia przez granicę między plastikiem a tarczą Cu przedstawiona jest dla trzech rozważanych przypadków na Rys.6.1.3. Charakterystycznym elementem widocznym we wszystkich przypadkach jest radialna ekspansja fali uderzeniowej (efekt dwuwymiarowy),

co skutkuje obniżeniem maksymalnej wartości ciśnienia w fali uderzeniowej. Spowodowane jest to niejednorodnością rozkładu gęstości mocy (rozkład gaussowski) wiązki głównej  $3\omega$ , co skutkuje niejednorodnością radialnego rozkładu wszystkich parametrów fali uderzeniowej. Zakres wielkości zmiennej  $r$ , dla których fala uderzeniowa jest niemal planarna i jednorodna zależy od grubości preplazmy i osiąga maksymalną wartość przy braku preplazmy ( $L_{pre} = 0$ ).

Wartości maksymalne ciśnienia fali uderzeniowej w warstwie plastiku (osiągane w pobliżu granicy między plastikiem a Cu) przedstawione są na ryc. 4 w zależności od gęstości mocy wiązki głównej.



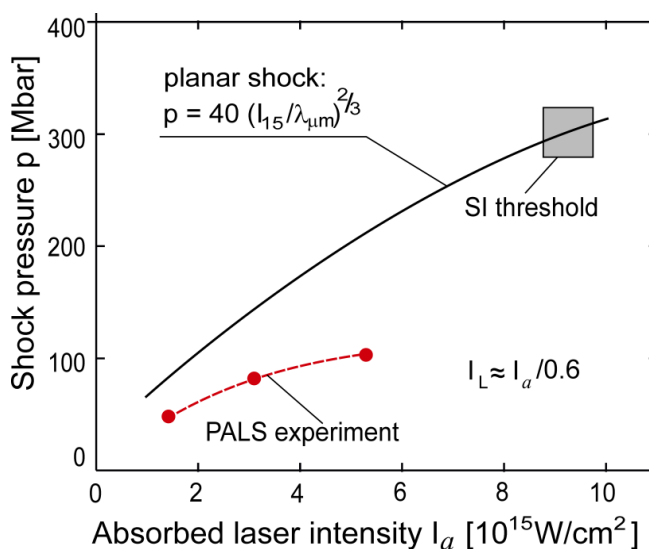
Rys.6.1.3. Wyniki dwuwymiarowych symulacji numerycznych dla przestrzennego rozkładu gęstości, ciśnienia i temperatury plazmy w warstwie CH(Cl) o grubości  $25\ \mu\text{m}$  w momencie, kiedy front fali dociera do granicy między plastikiem a Cu ( $z = 25\ \mu\text{m}$ ), dla przypadku, kiedy warstwa plastiku jest naświetlana a) samym impulsem głównym  $3\omega$  oraz b) i c) impulsem głównym w połączeniu z impulsem wstępnym. Gęstość mocy dla wiązki głównej przyjęto, jako  $4.5 \times 10^{15}\ \text{W/cm}^2$ . Górna powierzchnia warstwy plastiku odpowiada  $z = 0$ .



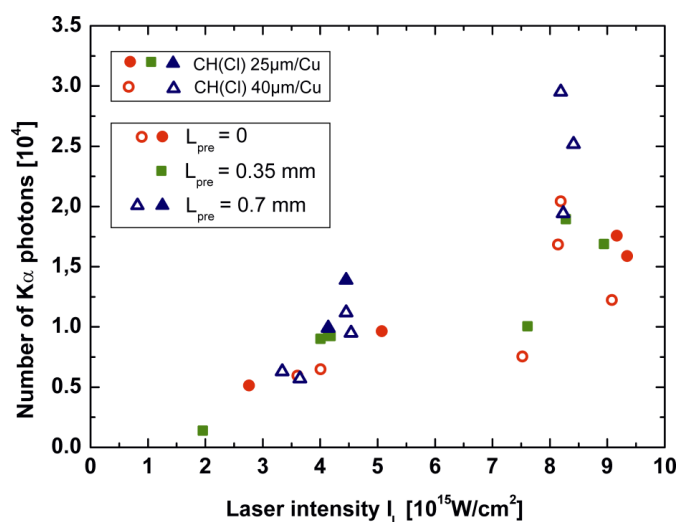
Rys.6.1.4. Wyniki dwuwymiarowej symulacji numerycznej maksymalnego ciśnienia fali uderzeniowej w warstwie CH(Cl) o grubości  $25\ \mu\text{m}$  (przed osiągnięciem granicy między plastikiem a Cu), w zależności od gęstości mocy wiązki głównej  $3\omega$ , w przypadku, kiedy warstwa plastiku jest naświetlana jedynie impulsem głównym ( $L_{pre} = 0$ ) lub impulsem głównym w połączeniu z impulsem wstępnym.

Największe wartości ciśnienia, sięgające 100 Mbar przy gęstości mocy  $9 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ , osiągane są przy braku preplazmy. W obecności preplazmy ciśnienie jest niższe o 10% do 20% i zależy od gęstości mocy. Jak wspomnieliśmy jednak wcześniej wyniki obliczeniowe dla ciśnienia mogą być zawyżone o 10% do 20% w stosunku do faktycznych wartości w naszym doświadczeniu. Tak więc należy oceniać, że przy najwyższej wartości gęstości mocy i przy braku preplazmy faktyczne wartości maksymalne ciśnienia to 80-90 Mbar. Wartość ta jest wyższa od wartości otrzymanej przez konfrontację danych zebranych w innym doświadczeniu z podobnymi warunkami eksperymentalnymi, przy gęstości mocy  $7 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ , z wynikami symulacji numerycznej przy użyciu dwuwymiarowego kodu DUE (jednak przy wartości gęstości mocy sztucznie zaniżonej o czynnik 2). Jednocześnie jest to wartość dwukrotnie niższa niż przewidywania wynikające z teorii propagacji fal uderzeniowych inicjowanych laserem w plastiku. Ilustruje to ryc. 5, na której przedstawiono zależność ciśnienia fali uderzeniowej od zaabsorbowanej gęstości mocy dla idealnej fali uderzeniowej z płaskim czołem fali. Z danych przedstawionych na ryc. 5 oraz ryc. 4 wynika, że głównym, choć nie jedynym, powodem wolniejszego wzrostu ciśnienia wraz ze wzrostem gęstości mocy jest kwazi-sferyczna ekspansja fali uderzeniowej w tarczy. Nie można też wykluczyć, że mechanizm transportu energii z obszaru absorpcji do powierzchni ablacji jest w rzeczywistości bardziej skomplikowany i mniej wydajny niż to zakłada teoria. Aby uzyskać ciśnienia fali uderzeniowej rzędu 300 Mbar, czego wymaga mechanizm zapłonu udarowego, wiązka lasera napędzająca falę uderzeniową musi być bardziej jednorodna i szersza od tej, jaka została użyta w naszym eksperymencie (szerokość wiązki powinna być przynajmniej kilkukrotnie większa od odległości między obszarem absorpcji a powierzchnią ablacji), a gęstość mocy wiązki powinna 2-3 krotnie wyższa. Aby jednak uzyskać takie parametry wiązki przy rozwiniętej warstwie preplazmy konieczne jest użycie lasera o impulsie rzędu kilku kJ.

Rys.6.1.5 Ciśnienie fali uderzeniowej w tarczy plastikowej w funkcji zaabsorbowanej gęstości mocy wiązki. Linia ciągła odpowiada ciśnieniu w fali uderzeniowej o płaskim froncie fali [J. Lindl, Phys. Plasmas 2, 3933(1995)]. Czerwone punkty połączone linią przerywaną odpowiadają wartościom ciśnienia otrzymanym z porównania wyników eksperymentu na laserze PALS z wynikami dwuwymiarowej symulacji numerycznej przy użyciu kodu PALE, przy braku preplazmy.



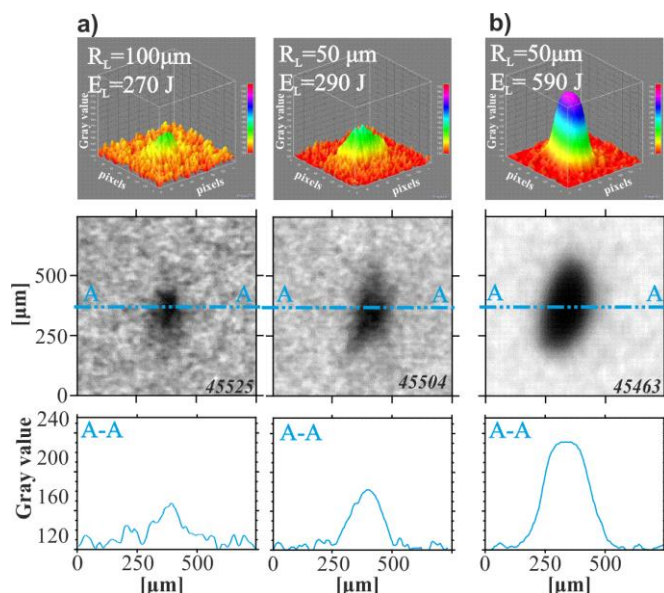
Dla oszacowania parametrów populacji szybkich elektronów wytworzonych w plazmie plastikowej poddanej ablacji wykonano pomiary promieniowania  $K_\alpha$  dla Cu, wywołanego przez te elektrony. Strumień fotonów  $K_\alpha$  zmierzono przy użyciu kamery CCD operującej w reżimie jednofotonowym, natomiast rozmiary obszaru emisji  $K_\alpha$  określono poprzez dwuwymiarowe obrazowanie przy użyciu kółki wygiętego kryształu kwarcu (422) funkcjonującego, jako monochromator. Wpływ gęstości mocy wiązki  $3\omega$  oraz grubości preplazmy na emisję fotonów  $K_\alpha$  – będących prostą sygnaturą występowania szybkich elektronów – przedstawia ryc. 6:



Rys.6.1.6 Liczba fotonów  $K_{\alpha}$  emitowanych przez tarcze CH(Cl)/Cu naświetlane jedynie impulsem głównym  $3\omega$  ( $L_{pre} = 0$ ) oraz impulsem głównym w połączeniu z impulsem wstępnym, w zależności od gęstości mocy impulsu głównego.

Liczba fotonów  $K_{\alpha}$  wyraźnie rośnie wraz ze wzrostem gęstości mocy, jednak wpływ grubości preplazmy trudno jest jednoznacznie określić ze względu na duży rozrzut danych eksperymentalnych. Pomiar wykonany dla tarcz CH(Cl)/Cu z warstwą plastiku o grubości 25 lub 40  $\mu\text{m}$  pozwalają oszacować głębokość przenikania elektronów na ok. 27  $\mu\text{m}$ . Temperaturę szybkich elektronów wyemitowanych w kierunku tarczy Cu można oszacować przy największych gęstościach mocy na ok. 50 keV, a sprawność konwersji energii lasera w energię szybkich elektronów na ok. 0,1%.

Pomiary emisji  $K_{\alpha}$  wykonano także dla przypadku impulsu głównego  $1\omega$ , przy braku preplazmy. Typowe obrazy otrzymane przy promieniu plamki lasera 50  $\mu\text{m}$  i 100  $\mu\text{m}$  przedstawione są na Rys.6.1.7. Natężenie sygnału  $K_{\alpha}$  rośnie wraz z malejącą średnicą plamki i rosnącą energią impulsu. Obrazy te dostarczają bezpośredniej informacji o propagacji szybkich elektronów w kierunku poprzecznym do wiązki lasera. Wyniki pomiarów liczby fotonów  $K_{\alpha}$  dla różnych wartości promienia plamki lasera i energii impulsu laserowego są przedstawione w tabeli 1.



Rys.6.1.7 Obrazy emisji  $K_{\alpha}$  z tarczy Cu zarejestrowane przy braku preplazmy, minimalnej wartości średnicy plamki lasera i energii impulsu (a) 290 J oraz (b) 590 J.

*Tabela 1. Liczba zarejestrowanych fotonów  $K\alpha$  w zależności od energii impulsu i promienia plamki lasera.*

| Shot No. | $E_L$ [J] | $R_L$ [ $\mu\text{m}$ ] | $I_L$ [ $\text{W}/\text{cm}^2$ ] | $N_{K\alpha}$ |
|----------|-----------|-------------------------|----------------------------------|---------------|
| 45525    | 270       | 100                     | 2.9E15                           | 2.2E10        |
| 45504    | 290       | 50                      | 1.2E16                           | 6.1E10        |
| 45491    | 430       | 50                      | 1.8E16                           | 1.5E11        |
| 45499    | 470       | 50                      | 2.0E16                           | 1.2E11        |
| 45463    | 590       | 50                      | 2.5E16                           | 2.9E11        |

Wzrost liczby emitowanych fotonów  $K\alpha$  ze wzrostem gęstości mocy wiązki 1w w połączeniu z wynikami pomiarów kraterów wskazuje na rosnącą rolę szybkich elektronów w przekazie energii lasera do fali uderzeniowej w warstwie plastiku przy braku preplazmy. Dla promienia plamki lasera większego niż 100  $\mu\text{m}$ , a także w obecności preplazmy emisji  $K\alpha$  nie zaobserwowano.

Podsumowując, podjęto próbę wyznaczenia parametrów fali uderzeniowej wywołanej w płaskiej tarczy plastikowej przez impuls 3w ( $\lambda = 0.438 \mu\text{m}$ ) lasera PALS o gęstości mocy w przedziale  $10^{15}$ - $10^{16} \text{ W}/\text{cm}^2$  przez porównanie wyników pomiarów kraterów wytworzonych w tarczy Cu z wynikami symulacji numerycznych. Uwzględniając fakt, że symulacje przewidują parametry kraterów o 10% do 20% większe niż obserwowane doświadczalnie, uzyskano oszacowanie ciśnienia fali uderzeniowej w zakresie 80-90 Mbar, przy słabej zależności od parametrów preplazmy. Wielkość ta jest o czynnik 2 mniejsza niż przewidywania dla płaskiej fali uderzeniowej w plastiku wywołanej laserem, co wskazuje, że zjawisko powstawania fali uderzeniowej w rozważanych warunkach doświadczalnych nie jest w pełni zrozumiane i wymaga dalszych badań.

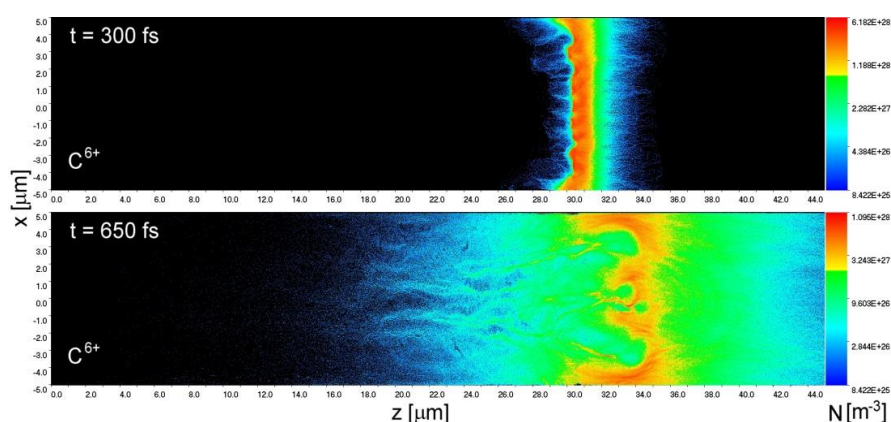
Poprzez pomiar emisji  $K\alpha$  zbadano także proces powstawania szybkich elektronów. Okazało się, że dla wiązki 3w względna ilość energii lasera przetworzonej w energię szybkich elektronów jest zaniedbywalnie mała, natomiast w przypadku wiązki 1w to zjawisko może mieć istotne znaczenie przy braku obecności preplazmy.

#### *Symulacje numeryczne laserowej akceleracji wiązek jonów o parametrach odpowiednich do zainicjowania szybkiego zapłonu*

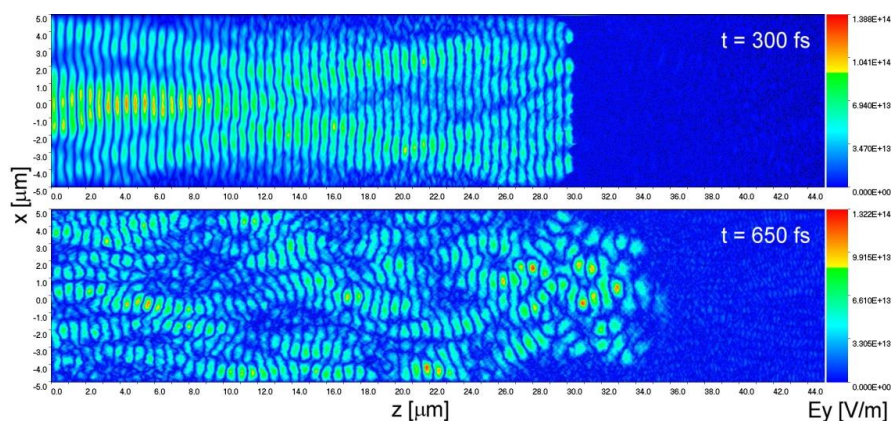
Mechanizm LICPA (Laser Induced Cavity Pressure Acceleration) jest obiecującym mechanizmem laserowego napędzania jonów, opartym na koncepcji „recyklingu” promieniowania laserowego odbitego od tarczy. Schemat ten stwarza nadzieję na znaczące zwiększenie sprawności, z jaką energia impulsu laserowego jest przetwarzana na energię wiązki jonów. Wstępne symulacje wykonane przy użyciu jednowymiarowego kodu Particle-in-Cell dawały zachęcające wyniki, wskazujące na możliwość uzyskania sprawności wyższej, niż 10%, która uważana jest za graniczną wartość stosowności tego sposobu akceleracji cząstek do mechanizmu szybkiego zapłonu termojądrowego przy użyciu wiązki jonów. W celu uzyskania bardziej realistycznego obrazu mechanizmu LICPA zapoczątkowany został program dwuwymiarowych symulacji oddziaływań lasera z tarczą w obecności nietrywialnych warunków brzegowych.

W obecnej rundzie symulacji zastosowano rozwinięcie kodu do symulacji napędzania jonów węgla w następujących warunkach: tarcza w postaci folii węglowej umieszczona jest we wnętrzu o szerokości 10  $\mu\text{m}$

i głębokości 30  $\mu\text{m}$ ; wiązka lasera jest wprowadzana do wnęki przez otwór o średnicy 5  $\mu\text{m}$ ; wiązka ma polaryzację kołową, a jej rozkład poprzeczny w wejściu do wnęki jest krzywą super-gaussowską rzędu 6, z szerokością połówkową 3,33  $\mu\text{m}$ ; przebieg czasowy wiązki jest krzywą super-gaussowską rzędu 6, z szerokością połówkową 500 fs; długość fali lasera to 1,05  $\mu\text{m}$ . Symulacje przeprowadzona dla trzech wartości gęstości mocy we wlocie do wnęki:  $(2.5; 5.0; 10.0) \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ . Warunki brzegowe na ścianach wnęki odpowiadały pełnemu odbiciu. Założono, że tarcza ma postać folii o grubości 250 nm, złożonej z całkowicie zjonizowanej plazmy węglowej, z warstwą preplazmy o skali długości 60 nm od strony lasera. Wyniki symulacji są przedstawione na Rys.6.2.1.a, 6.2.1.b, 6.2.2.a, 6.2.2.b, dla dwóch wartości zmiennej czasowej,  $t = 300 \text{ fs}$  i  $t = 650 \text{ fs}$ , gdzie  $t = 0$  odpowiada chwili, kiedy impuls laserowy po raz pierwszy dociera do tarczy. Na rysunkach Rys.6.2.1.a i Rys.6.2.1.b przedstawiony jest rozkład koncentracji jonów oraz składowej pola elektrycznego prostopadłego do płaszczyzny rysunku, w przypadku oddziaływania lasera z tarczą w obecności wnęki. Natomiast Rys.6.2.2.a i 6.2.2.b ilustrują oddziaływanie lasera z tarczą przy takich samych parametrach impulsu i tarczy, ale bez obecności wnęki.

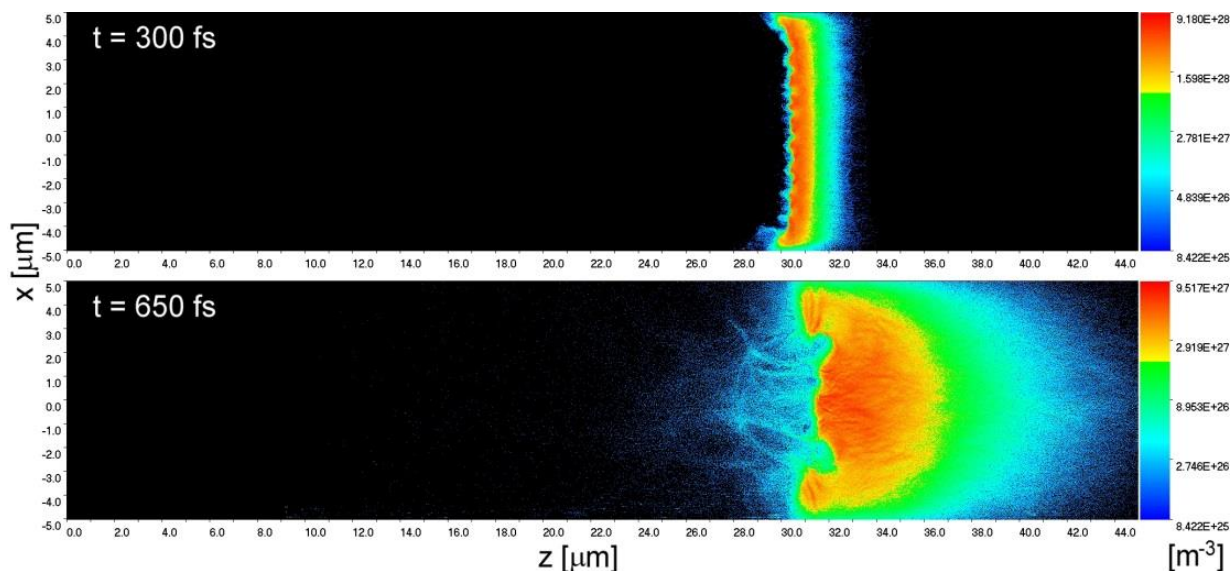


Rys.6.2.1.a Rozkład koncentracji jonów dla oddziaływania lasera z tarczą w obecności wnęki, dla dwóch wartości zmiennej czasowej:  $t = 300 \text{ fs}$  oraz  $650 \text{ fs}$ .

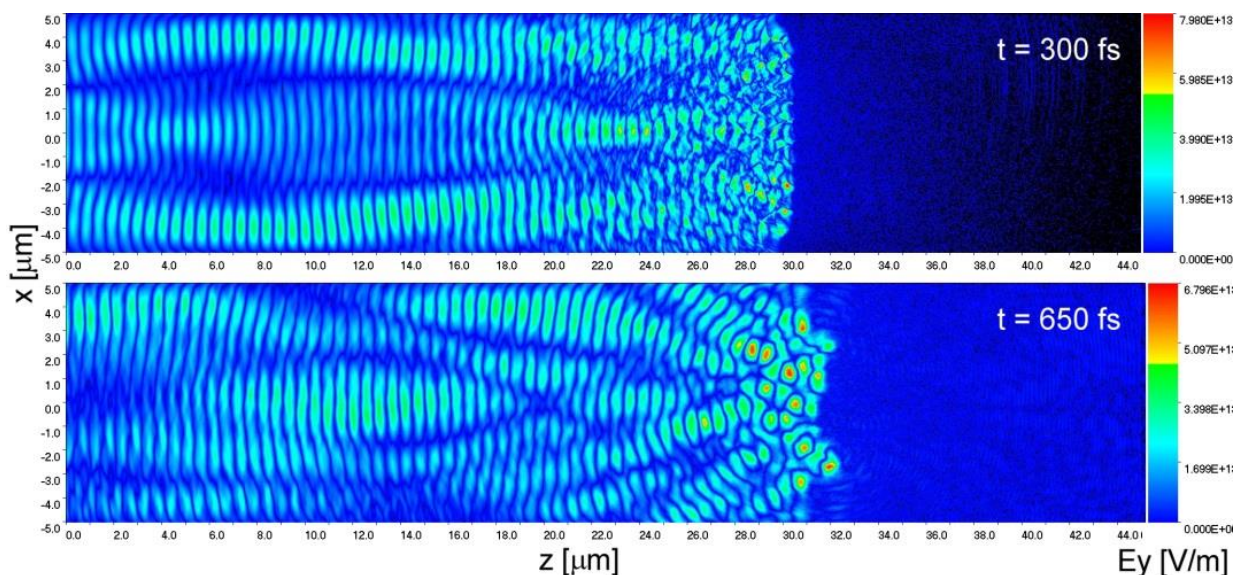


Rys.6.2.1.b Rozkład składowej pola elektrycznego prostopadłego do płaszczyzny rysunku, w obecności wnęki, dla dwóch wartości zmiennej czasowej:  $t = 300 \text{ fs}$  oraz  $650 \text{ fs}$ .

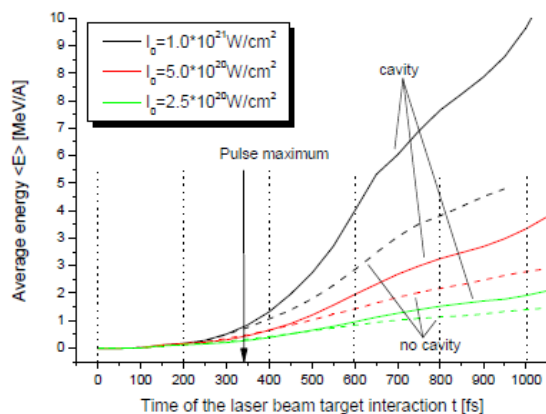
Wyniki dotyczące energii napędzanych jonów są przedstawione na Rys. 6.2.3., 6.2.4. i 6.2.5. Rycina Rys.6.2.3 przedstawia średnią energię na jeden nukleon w funkcji czasu, dla trzech wartości gęstości mocy. Dla porównania na tej rycinie zaznaczone są także energie uzyskiwane bez obecności wnęki. Rycina Rys.6.2.4. przedstawia wykres podobnego typu, ale dla sprawności przetwarzania energii lasera na energię napędzanych jonów, a Rys.6.2.5. przedstawia wyniki dla fluencji wiązki jonów. Wszystkie wykresy wyraźnie wskazują na wyższość napędzania jonów w obecności wnęki nad bezpośrednim oddziaływaniem lasera z folią bez obecności wnęki. W szczególności, potwierdzona jest możliwość uzyskania sprawności przetwarzania energii lasera na energię wiązki jonów wyraźnie przekraczającej 10%. Należy podkreślić, że symulacje dotyczące napędzania w obecności wnęki musiały być przerwane w momencie, kiedy oddziaływanie lasera z tarczą jeszcze się nie zakończyło, ze względu na ograniczenia dotyczące dostępnej pamięci i czasu symulacji.



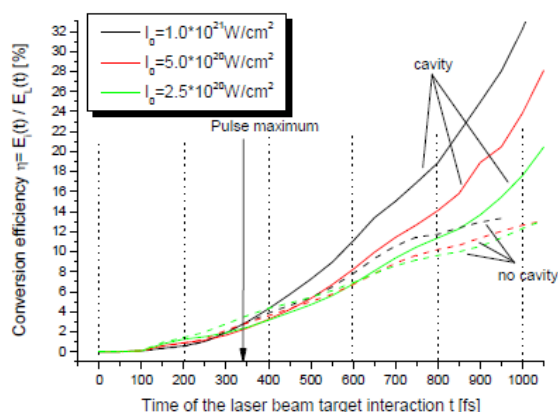
Rys.6.2.1.a Rozkład koncentracji jonów dla oddziaływania lasera z tarczą bez obecności wnęki, dla dwóch wartości zmiennej czasowej:  $t = 300$  fs oraz  $650$  fs.



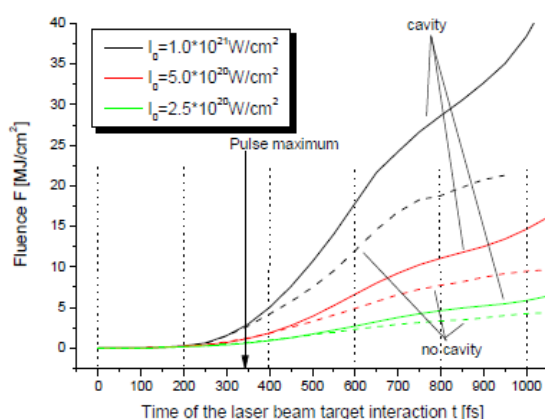
Rys.6.2.1.b Rozkład składowej pola elektrycznego prostopadłej do płaszczyzny rysunku, bez obecności wnęki, dla dwóch wartości zmiennej czasowej:  $t = 300$  fs oraz  $650$  fs.



Rys.6.2.3. Średnia energia jonów na nukleon w wiązce jonów napędzanych laserem, dla trzech wartości gęstości mocy, w obecności wnęki i przy braku wnęki.



Rys.6.2.4. Sprawność przetwarzania energii lasera na energię wiązki jonów w funkcji czasu, dla trzech wartości gęstości mocy lasera, w obecności wnęki i przy braku wnęki.



Rys.6.2.5. Fluencja wiązki jonów w funkcji czasu, dla trzech wartości gęstości mocy lasera, w obecności wnęki i przy nieobecności wnęki.

Podsumowując, wykonano dwuwymiarowe symulacje metodą Particle-in-Cell dla laserowego napędzania jonów węgla z tarcz umieszczonych we wnęcie (mechanizm LICPA). Otrzymane wyniki wyraźnie wskazują na wyższość mechanizmu LICPA nad konwencjonalnym napędzaniem jonów laserem przy braku obecności wnęki. Uzyskano sprawności przetwarzania energii lasera na energię wiązki jonów wyraźnie przekraczające 10%. Obecnie trwają prace nad przystosowaniem kodu do symulacji w dłuższych przedziałach czasowych, z tarczami bardziej zbliżonymi do faktycznych targetów stosowanych w szybkim zapłonie, z uwzględnieniem bardziej wyrafinowanych warunków brzegowych. Dla wykonania takich zadań konieczne jest jednak spełnienie wysokich wymagań dotyczących szybkości i stabilności kodu oraz zużywanej pamięci.

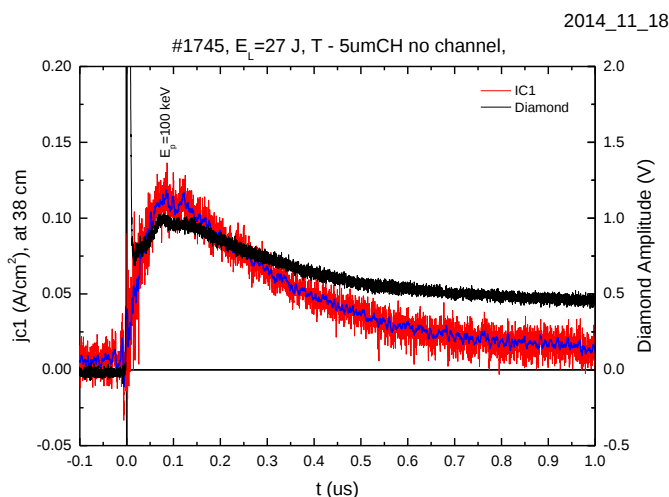
#### Badanie procesów fuzji jądrowej p-11B w plazmie laserowej

Proces fuzji p-<sup>11</sup>B budzi zainteresowanie wielu badaczy, jest to proces bezneutronowy, w którym powstają jedynie cząstki  $\alpha$ . Poza tym wodór i bor są łatwo dostępne w dużych ilościach. Jednym z ważnych otwartych problemów pozostaje kwestia wydajności tej reakcji w plazmie wytwarzanej laserem. Zagadnienie to badano przy użyciu lasera ABC w laboratorium ENEA we Frascati, ale uzyskane wydajności reakcji były małe. Dla uzyskania lepszych wyników zaproponowano zastosowanie targetów typu LICPA, jako bardziej wydajnego źródła przyspieszanych protonów. Takie targety okazały się skuteczne w przypadku lasera PALS w Pradze, ale ich użyteczność w przypadku lasera ABC nie była oczywista ze względu na mniejszą energię impulsu (27 J na wiązkę w tym eksperymencie) i dłuższy czas trwania (3 ns), przy średnicy wiązki w ognisku 40  $\mu\text{m}$ .

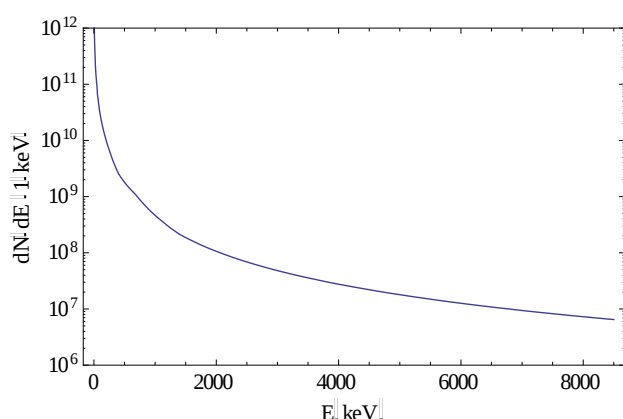
Targety LICPA użyte w tym doświadczeniu były dwóch typów. Typ I miał cylindryczną wnękę wykonaną z Au, o średnicy 300  $\mu\text{m}$  i głębokości 400  $\mu\text{m}$ . Wiązka laserowa była wprowadzana przez otwór o średnicy ok. 196  $\mu\text{m}$ , a tylną ściankę wnęki tworzyła folia polietylenowa o grubości 5  $\mu\text{m}$ . Typ II był podobny do typu I, z tym, że folia polietylenowa miała 10  $\mu\text{m}$  grubości, a za folią znajdował się kanał prowadzący o średnicy 300  $\mu\text{m}$  i długości 1000  $\mu\text{m}$ . Targety były instalowane w ten sposób, że ognisko wiązki wypadało we wlocie do wnęki. Do pomiarów parametrów napędzanych jonów służyły kolektory jonów, umieszczone blisko osi układu w odległości 38 cm od tarczy, a także detektor diamentowy umieszczony w tej samej odległości od tarczy i w odległości 8,5 cm od osi. Wloty kolektorów jonów miały średnicę 7,5 mm. Dla badania reakcji fuzji  $p\text{-}^{11}\text{B}$  w pobliżu wylotu z wnęki umieszczano folię  $^{11}\text{B}$  o grubości 300 lub 400 nm i gęstości 2,4  $\text{gcm}^{-3}$ . Do rejestrowania cząstek  $\alpha$  będących produktami reakcji posłużono się detektorami śladowymi z folii PM-355, umieszczonymi 18 cm od tarczy, pod kątami od 21° do 38° w stosunku do osi układu. Folie PM-355 były przesłonięte foliami Al o różnej grubości, pełniącymi rolę filtrów energetycznych.

W przypadku targetów typu I kolektory jonów rejestrowały wyraźny sygnał. Przykładowy odczyt przełożony na rozkład gęstości prądu w funkcji czasu przelotu jest pokazany na Rys.6.3.1.

Rys.6.3.1 Wykres gęstości prądu w funkcji czasu przelotu, otrzymany z kolektora jonów, porównany z odczytem z detektora diamentowego. Na początku odczytu widać charakterystyczne wąskie maksimum, za które odpowiadają fotony.



Sygnał jonowy obserwuje się dla czasów przelotu od 0,001  $\mu\text{s}$  do 1,0  $\mu\text{s}$ . Jeśli interpretować ten sygnał jako pochodzący od protonów, odpowiada to energiom od 1,4 keV do 8510 keV. Przy pewnych założeniach można z tego sygnału odczytać widmo energetyczne protonów. Wymaga to najpierw odjęcia stałego tła i scałkowania sygnału po czasie, aby uzyskać informację, że całkowita liczba przyspieszonych protonów na steradian w wiązce wynosiła  $4,3 \times 10^{14}$ . To pokazuje, że wiązka protonowa musi być dobrze skolimowana, ponieważ całkowita liczba protonów w folii polietylenowej w targacie typu I jest rzędu  $2,6 \times 10^{13}$ . Przy dodatkowym założeniu, że wewnątrz wiązki rozkład protonów w zależności od czasu przelotu słabo zależy od kąta, możemy odczytać widmo energii protonów ze wzoru  $dN/dE = dN/dt \cdot |dt/dE|$ . Otrzymane widmo jest przedstawione na Rys.6.3.2.



Rys.6.3.2 Widmo energii protonów napędzanych w targecie LICPA, odpowiadające sygnałowi z kolektora jonów przedstawionemu na ryc. 1.

Jeśli chodzi o badanie reakcji fuzji  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , to przy strzałach z użyciem targetu LICPA i folii borowej detektory śladowe w opisanym wyżej ustawieniu nie zarejestrowały widocznych śladów cząstek  $\alpha$ . Okazuje się jednak, że jest to spójne z oszacowaniem liczby takich cząstek, jaka mogłaby powstać w oddziaływaniu obserwowanych wiązek protonów z bardzo cienkimi tarczami  $^{11}\text{B}$  umieszczonymi u wylotu targetów LICPA. Dla bardzo cienkich folii liczba takich cząstek jest określona wzorem

$$Y_{\alpha} = an_B \int \sigma(E) \frac{dN}{dE} dE$$

gdzie  $a$  jest grubością tarczy,  $n_B$  jest koncentracją jąder boru w tarczy, a  $\sigma(E)$  jest przekrojem czynnym na reakcję fuzji. Przyjmując  $a = 430 \text{ nm}$  i ustalając górną granicę całkowania na  $3,5 \text{ MeV}$  otrzymujemy uzysk cząstek  $\alpha$  rzędu  $4,1 \times 10^6$ , co byłoby ciekawym wynikiem. Zakładając dla uproszczenia sferycznie symetryczny rozkład  $\alpha$ , daje to ok.  $1,0 \times 10^3$  cząstek na  $\text{cm}^2$  w odległości  $18 \text{ cm}$  od targetu, podczas gdy próg detekcji śladów cząstek przy użytej metodzie zliczania wynosi  $3 \times 10^4$  śladów na  $\text{cm}^2$ . Tak więc negatywny wynik pomiaru cząstek  $\alpha$  jest w pełni zrozumiały i może być zweryfikowany przez umieszczenie folii PM-355 bliżej targetu (w tym doświadczeniu nie można było tego wykonać ze względu na brak możliwości wywoływania folii PM-355 na miejscu eksperymentu).

Podsumowując, uzyskano obiecujący wynik dla napędzania protonów przy użyciu targetów LICPA impulsem laserowym o czasie trwania rzędu ns. Jednakże widmo energetyczne napędzanych protonów i rozkład kątowy wiązki wymagają dalszych badań. Jeśli wyniki zostaną potwierdzone, tego typu mechanizm powinien być bardzo użyteczny w badaniach fuzji  $p\text{-}^{11}\text{B}$  w plazmie laserowej. W zastosowanej konfiguracji eksperymentalnej nie udało się jednak uzyskać wyraźnych śladów fuzji  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , a przy niedużej częstotliwości repetycji układu laserowego czas przeznaczony na eksperyment był zbyt krótki, aby wykonać badania w zmienionej konfiguracji.