Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy w Warszawie



Rozprawa Doktorska

Agata Czarnecka

Badanie zanieczyszczeń plazmy termojądrowej w tokamaku JET z zastosowaniem nowej techniki spektroskopowej z zakresu VUV

Promotor pracy: dr hab. prof. nadzw. Jerzy Wołowski

Warszawa 2012

Pragnę wyrazić serdeczne podziękowania Panu dr hab. prof. nadzw. Jerzemu Wołowskiemu za opiekę, życzliwość i cierpliwość podczas powstawania tej pracy.

Dziękuję również Panu dr hab. prof. nadzw. Andrzejowi Gałkowskiemu za umożliwienie pracy i uczestnictwa w kampaniach eksperymentalnych w układzie JET.

I would like to thank António Figueiredo, for his support, help and for many fruitful discussions on the problems encountered.

I am grateful:

- to Core Spectroscopy group leader at JET, Klaus-Dieter Zastrow, for his guidance and advice over the last few years.

- the whole Core Spectroscopy group at JET, especially Jerzy Brzozowski, Kerry Lawson, Ivor Coffey for answering all my questions raleted to the diagnostics and data analysis.

- also Martin O'Mullane for his help with all subjects related to atomic physics, ADAS.

It is a pleasure to thank Jef Ongena for continuous support and advice.

Streszczenie

Tokamak JET, znajdujący się w Wielkiej Brytanii w pobliżu miasta Culham, jest obecnie największym funkcjonującym urządzeniem termojądrowym z magnetycznym utrzymaniem plazmy. Głównym celem badań prowadzonych na tym układzie jest optymalizacja działania przyszłych reaktorów termojądrowych, takich jak tokamaki ITER i DEMO. Plazma generowana w tokamakach, także w układzie JET, zawiera mierzalną ilość zanieczyszczeń powstałych na skutek oddziaływania plazmy z otaczającymi ją powierzchniami. Do negatywnych skutków wywołanych obecnością zanieczyszczeń, należą straty energetyczne plazmy w wyniku wzrostu promieniowania generowanego przez częściowo zjonizowane jony zanieczyszczeń. Jony te powodują także rozrzedzenie składników paliwa (jony deuteru i trytu), co powoduje zmniejszenie efektywności procesu syntezy, a również może prowadzić do zerwania sznura plazmowego. Zanieczyszczenia uwalniane z anten systemów stosowanych do dodatkowego grzania plazmy mogą znacząco zmniejszać wydajność tego grzania. Ponadto zanieczyszczenia o średniej i dużej liczbie atomowej mają wpływ na wartość efektywnego ładunku jonów w plazmie.

W związku ze znaczeniem zanieczyszczeń w plazmie tokamaka dla prawidłowego działania tych urządzeń, prace przedstawione w niniejszej rozprawie doktorskiej dotyczą badań spektroskopowych zanieczyszczeń plazmy w układzie JET. Głównym celem pracy było opracowanie nowej, efektywnej metody do rutynowych analiz zanieczyszczeń plazmy, uwzględniającej wpływ transportu cząstek w plazmie i temperatury elektronowej na gęstość zanieczyszczeń, a także ich wkład do efektywnego ładunku jonów oraz ich wpływ na współczynnik rozrzedzenia plazmy. Rutynowe dostarczanie danych o zanieczyszczeniach plazmy ma duże znaczenie we wszystkich eksperymentach, które wymagają takiej informacji natychmiast po wyładowaniu w plazmie i dotyczą dużej liczby wyładowań. Opracowana metoda wykorzystuje wyniki pomiarów intensywności linii spektralnych jonów zanieczyszczeń i wyniki symulacji uzyskane przy użyciu kodu transportu UTC (Universal Transport Code). W analizach wykorzystano wyniki pomiarów intensywności linii widmowych jonów lito-podobnych Ni, Fe i Cu z wielu wyładowań charakteryzujących się różnymi profilami rozkładu temperatury i gęstości elektronowej plazmy. Intensywność linii wyznaczonej doświadczalnie była dopasowywana do intensywności linii określonej na podstawie symulacji przy użyciu kodu UTC, w których uwzględniono szeroką klasę współczynników transportu dla dyfuzji i konwekcji. Pozwoliło to na znalezienie liniowej zależności od temperatury elektronowej wyznaczanych wielkości unormowanych do eksperymentalnie zmierzonej intensywności linii. Te zależności zostały wykorzystane do wyprowadzenia wzorów na wartość gęstości zanieczyszczeń, efektywnego ładunku jonów oraz współczynnika rozrzedzenia plazmy dla wszystkich wyładowań w układzie JET.

Nowo opracowana metoda została wykorzystana do badania zanieczyszczeń uwalnianych w tokamaku JET z anten stosowanych do grzania falami elektromagnetycznymi ICRH (*Ion Cyclotron Resonance Heating*): czterech anten o nazwie A2 stosowanych wcześniej i nowej anteny ILA (*ITER-Like Antenna*). W szczególności koncentracja zanieczyszczeń niklu powstających podczas grzania ICRH została wyznaczona w funkcji mocy grzania, gęstości mocy, fazy anteny i odległości anteny od plazmy. Była ona także monitorowana podczas eksperymentów z wstrzykiwaniem deuteru gazowego, mających na celu poprawę sprzężenia fali z plazmą. Badania takie mają fundamentalne znaczenie dla zrozumienia i minimalizacji wpływu zanieczyszczeń na magnetycznie utrzymywaną plazmę w układzie typu tokamak, także w układzie ITER.

Abstract

The JET tokamak (Joint European Torus) is located in the UK and is the largest magnetic confinement device currently in operation. Its main purpose is to optimise the future nuclear fusion experimental reactors such as ITER and DEMO. Magnetically confined plasmas, such as those produced by the JET tokamak contain measurable amounts of impurity ions. They appear due to some processes mostly as a result of plasma edge interactions with material surfaces. Impurities released from the surfaces produce partially stripped ions/ionised atoms which then give rise to a plasma energy loss through radiation. Moreover, impurity ions cause dilution of the fuel species, deuterium and tritium, which reduces the fusion reactivity and may cause disruptions. Impurity released from the screens of the radio frequency (RF) antennas may significantly limit the heating effectiveness. In addition, the release of mid- and high-Z impurities contributes to the effective charge state of the plasma.

The main tasks of this Ph. D thesis were oriented to spectroscopic studies of the impurity behaviour in JET plasma. The aim of the work was the development of the effective method for the routine impurity analysis of plasma discharges, which accounts for the impact of impurity transport and electron temperature on the impurity density, the impurity contribution to the effective charge state of plasma and the dilution of fuel species. The routine provision of metallic impurity data is of significant value to all experiments that require reliable information immediately after operation sessions involving a large number of discharges. The new method is based on the combination of absolutely calibrated VUV transition intensity measurements with Universal Transport Code (UTC) simulations. In the analysis the line integrated measurements of transitions in Li-like Ni, Fe, and Cu have been used for test discharges characterised by widely varied plasma profiles. The simulations use a wide class of transport coefficients for diffusion and convection. For a given pair of these parameters, the simulated line intensity has been matched to the line intensity measured in the experiment. An approximately linear dependence on electron temperature of the derived metal densities, effective charge states and dilution normalised to a Li-like line intensity has been obtained, which is valid in a localized mid radius plasma region. These linear dependences are exploited to derive local metal densities and other quantities for JET discharges.

The new method has been applied to study the behavior of impurities, released from the Ion Cyclotron Resonance Heating (ICRH) antennas in JET: the four A2 older antennas and the new ITER-like antenna (ILA). In particular, the concentration of the nickel released during ICRH was presented as a function of the relative phasing of the straps of the antennas, the different deuterium gas injection levels that aimed at improving the ICRH coupling, the plasma-strap distance, and the applied ICRH power level. Such studies are important to understand and minimize the effects of impurities on tokamak plasma performance and they are especially relevant to the assessment and design of future antennas such as the one foreseen for ITER.

Spis treści

1	W	′stęp	7
	1.1	Synteza termojądrowa	10
	1.2	Warunki podtrzymania reakcji syntezy termojądrowej w plazmie DT	12
	1.3	Magnetyczne utrzymywanie plazmy	13
2	Т	okamak JET	15
	2.1	Cewki pola magnetycznego	16
	2.2	Limiter i Divertor	17
	2.3	L-mode, H-mode	19
	2.4	Grzanie plazmy	21
	2	2.4.1 Grzanie omowe	21
	2	2.4.2 Grzanie wiązką neutralną – grzanie NBI	22
	2	2.4.3 Grzanie ICRH i ECRH	22
	2	2.4.4 Grzanie LHCD	23
	2.5	Zjawisko transportu cząsteczek w plazmie	24
3	El	ementarne procesy atomowe zachodzące w plazmie	28
	3.1	Jonizacja i rekombinacja	28
	3.2	Emisja promieniowania	29
	3	3.2.1 Emisja promieniowania ciągłego typu "free-free"	29
	3	3.2.2 Emisja promieniowania ciągłego typu "free-bound"	30
	3	3.2.3 Emisja promieniowania liniowego typu "bound-bound"	32
	3.3	Równowaga jonizacyjna	33
	3	3.3.1 Model równowagi termodynamicznej	33
	2	3.3.2 Model koronowy	34
	2	3.3.3 Model zderzeniowo-radiacyjny	35
4	Pr	oblem zanieczyszczeń w plazmie	36
	4.1	Źródła zanieczyszczeń w układach typu tokamak	36
	4.2	Mechanizmy odpowiedzialne za uwalnianie zanieczyszczeń	38
	Z	4.2.1 Efekt RF sheaths	38
	4	4.2.2 Fizyczny i chemiczny sputtering	38
	4	4.2.3 Recykling	40
	4	4.2.4 Zerwanie sznura plazmowego	40
	4	4.2.5 Uciekające elektrony	41
	4	4.2.6 Zjawisko ELM	42
	4	4.2.7 Wyładowanie łukowe	42
			5

4.3	Opis stanu wiedzy na temat emisji zanieczyszczeń podczas dodatkowego grzania						
plazr	ny						
4.4	Przegląd metod wyznaczania gęstości zanieczyszczeń w układach typu tokamak 45						
4.5	Metody wyznaczania efektywnego ładunku plazmy Z _{eff}						
Те	za, cel i zakres pracy51						
Spektroskopia promieniowania emitowanego z plazmy w układzie JET							
zastosowana do badania zanieczyszczeń54							
6.1	Spektrometria promieniowania w zakresie VUV - diagnostyka KT2 stosowana w						
ukłac	Izie JET						
6	.1.1 Widmo i identyfikacja linii spektralnych						
6	.1.2 Określanie intensywności linii						
6	.1.3 Kalibracja spektrometru						
6	.1.4 Spektrometria promieniowania w zakresie VIS – diagnostyka KS3						
6.2	Metodyka zbierania i przetwarzania wyników pomiarów w układzie JET 64						
OĮ	pracowanie nowej spektroskopowej metody do badania						
niecz	zyszczeń w plazmie w układzie JET65						
7.1	Analiza spektralna						
7.2	Symulacje przy wykorzystaniu kodu transportu UTC-SANCO						
7.3	Wyznaczanie gęstości zanieczyszczeń metalicznych w plazmie						
7.4	Wyznaczanie efektywnego ładunku ΔZ_{eff} w plazmie zanieczyszczonej jonami metali 83						
7.5	Wyznaczanie współczynnika rozrzedzania plazmy przez zanieczyszczenia metalami 85						
7.6	Wyznaczenie zależności wielkości n_Z^{Total} , ΔZ_{eff} , i Δn_{HDT} od liczby atomowej Z						
Badania zachowania zanieczyszczeń w plazmie w układzie JET							
podczas grzania ICRH							
8.1	Anteny, jako źródło zanieczyszczeń plazmy tokamakowej 89						
8.2	Wpływ anteny ILA (ITER-like Antenna) do grzania ICRH na zawartość						
zanieczyszczeń w plazmie w układzie JET							
8.3	Badanie wpływu iniekcji gazowego deuteru na uwalnianie zanieczyszczeń Ni w						
ukłac	lzie JET 100						
8.4	Badanie wpływu fazy fali elektromagnetycznej emitowanej z anteny A2 na						
zacho	owanie zanieczyszczeń w plazmie w układzie JET 114						
Po	dsumowanie i wnioski końcowe125						
0 Literatura134							
A Słowniczek skrótów i sformułowań specjalistycznych141							
	4.3 plazr 4.4 4.5 Te Sp stoso 6.1 ukłac 6 6 6 6 6 7.1 7.2 7.3 7.4 7.5 7.6 Ba odcza 8.1 8.2 zanie 8.3 ukłac 8.3 ukłac 8.4 zacho Di Sh						

1 Wstęp

Rozwijajaca sie gospodarka światowa jest uzależniona od różnych źródeł energii. W celu pozyskiwania energii stosuje się obecnie głównie paliwa kopalne takie jak ropa naftowa, węgiel i gaz ziemny, stanowiące około 80 % całkowitego zużycia energii. Jednakże zasoby ropy naftowej i gazu ziemnego stopniowo wyczerpują się (np. [Ongena2006]), są coraz droższe, a ponadto w znacznym stopniu przyczyniają się do emisji gazów powodujących efekt cieplarniany. Wydobycie i spalanie wegla, którego jest stosunkowo dużo, jest szczególnie szkodliwe dla środowiska. Badania dowodzą, że światowe zapotrzebowanie na energię może wzrosnąć dwukrotnie w ciągu najbliższych 50 lat, głównie ze względu na wzrost populacji ludności a także wzrost zamożności społeczeństw krajów rozwijających się. W przyszłości może to doprowadzić do poważnego kryzysu energetycznego. Energetyka jądrowa pozwala częściowo zastąpić nieodnawialne źródła energii takie jak węgiel, ropa naftowa czy gaz ziemny. Elektrownie jądrowe wytwarzające energię w wyniku rozszczepienia tzw. ciężkich jąder niektórych pierwiastków (szczególnie izotopu uranu o masie atomowej ²³⁵U) już dzisiaj dostarczają ok. 20 % światowej energii. Do niewątpliwych korzyści wytwarzania energii w reaktorach atomowych zaliczymy to, że nie wiąże się ona z emisją żadnych pyłów i gazów cieplarnianych. Energetyka jądrowa eliminuje problemy usuwania i składowania lotnych popiołów oraz wielokrotnie zmniejsza ilości odpadów i powierzchni ich składowania. W porównaniu do innych nienaturalnych sposobów wytwarzania energii powoduje stosunkowo niewielkie szkody w środowisku naturalnym. Energetyka jądrowa stwarza jednak problemy związane z eksploatacją złóż uranu, kosztami budowy, eksploatacją i zamknięciem elektrowni oraz utylizacja odpadów. W dzisiejszych czasach najwięcej kontrowersji wokół sprawy energetyki jądrowej wiąże się z problemem odpadów promieniotwórczych - ich powstawania, transportowania i składowania. Czas odizolowania od środowiska jednej z najniebezpieczniejszych substancji, będących częścią odpadów po produkcji energii jądrowej, jakim jest izotop plutonu²³⁹Pu, wynosi w przybliżeniu 0,5 mln lat. Możliwość skażenia wód, powietrza i gleb znajdujących się w rejonie składowania odpadów jest niebezpieczne dla zdrowia ludzi i zwierząt oraz dla środowiska naturalnego. W przypadku awarii reaktora występuje zagrożenie skażeniem radioaktywnym. Inną ważną kwestią jest rozprzestrzenianie broni jądrowej związane z rozwojem energetyki jądrowej oraz zamachy terrorystyczne, stanowiące nowy wymiar zagrożenia dla instalacji jądrowych. Na świecie prowadzone są badania naukowe, które mają na celu rozwój bezpiecznych, wydajnych i przyjaznych środowisku technologii wytwarzania energii. Stopniowo wzrasta wykorzystanie hydroenergetyki, geotermii, energii słonecznej i energii wiatru. Te źródła są jednak mało

wydajne, kosztowne i w wielu przypadkach także degradują środowisko. Szczególne znaczenie dla zapewnienia w przyszłości wydajnego i bezpiecznego dla ludności i środowiska źródła energii będzie miała energetyka termojądrowa wykorzystująca energię wydzielaną w wyniku syntezy termojądrowej (skrótowo nazywaną też fuzją) izotopów wodoru, deuteru i trytu. Z reakcji syntezy będzie można uzyskać dużo więcej energii niż z rozszczepienia ciężkich jader w elektrowniach jadrowych, wykorzystując do tego bogate i ogólnie dostępne złoża surowców naturalnych, jakimi są woda zawierająca deuter i lit służący do wytwarzania trytu. Będzie to źródło bezpieczne, mające znikomy wpływ na środowisko naturalne. Produktem ubocznym fuzji jest hel, który nie zanieczyszcza środowiska. W reakcji syntezy nie długożyciowe izotopy promieniotwórcze. Radioaktywny produkowane tryt są wykorzystywany jako paliwo rozpada się stosunkowo szybko (czas połowicznego zaniku wynosi 12,6 lat), a w trakcie jego rozpadu emitowane jest promieniowanie beta (elektrony o bardzo niskiej energii). Ponieważ tryt produkowany jest w samym reaktorze, nie ma więc potrzeby dostarczania tego surowca do elektrowni. Należy jednak dodać, że elementy konstrukcyjne reaktora termojądrowego staną się wtórnie promieniotwórcze, lecz średni czas rozpadu radioaktywnych izotopów w tych elementach wyniesie około 10 lat, a ostatecznie wszystkie użyte materiały będą mogły być zutylizowane w przeciągu 100 lat ([Gałkowski2009]). Zużycie paliwa będzie bardzo małe. Aby wytworzyć 7 miliardów kWh energii, elektrownia o mocy 1 GW będzie potrzebowała około 100 kg deuteru i 3 ton litu rocznie. Do wyprodukowania tej samej ilości energii przez tradycyjną elektrownię węglową potrzebne jest około 1,5 mln ton tego surowca. Nie istnieje także żadne niebezpieczeństwo w przypadku awarii. Jeżeli zasilanie komory reaktora paliwem zostanie wstrzymane, to reakcja będzie trwała jeszcze kilka sekund. W przypadku wystąpienia nieprawidłowości któregokolwiek z urządzeń reaktora, dojdzie do schłodzenia paliwa a tym samym do zatrzymania reakcji. Oczekuje się, że koszt produkcji energii tym sposobem będzie porównywalny z kosztem energii uzyskiwanej z wegla i z odnawialnych źródeł energii. Główny problem fuzji polega na tym, że do jej przeprowadzenia potrzebne jest podgrzanie substratów, do temperatury wynoszącej co najmniej 3,7 keV (40 mln °C). Wizja komercyjnego wykorzystywania elektryczności otrzymywanej za pomocą fuzji będzie spełniona po upływie kilku dekad. Do osiągnięcia tego celu istnieje potrzeba badań nad fizyką plazmy, technologiami niezbędnymi do działania elektrowni, a także do opracowania materiałów odpornych na ekstremalne warunki panujące we wnętrzu reaktora.

Badania syntezy termojądrowej rozpoczęły się na początku lat 50-tych ostatniego stulecia i obejmują obecnie dwa główne kierunki: badania fuzji w plazmie utrzymywanej zewnętrznym polem magnetycznym (MCF - *Magnetic Confinement Fusion*) oraz badania fuzji

z inercyjnym utrzymaniem plazmy (ICF - *Inertial Confinement Fusion*) ([Meade2010]). Należy jednak dodać, że układy typu Z-pinch były pierwszymi układami, w których uzyskano plazmę o parametrach zbliżonych do termojądrowych. W przypadku ICF plazmę wytwarza się intensywnymi wiązkami promieniowania laserowego lub strumieniami cząstek naładowanych, które oddziałują sferycznie na powierzchnię kapsułki wypełnionej paliwem termojądrowym (mieszaniną deuteru i trytu). W ten sposób paliwo zostaje skomprymowane i podgrzane do temperatur niezbędnych do zajścia reakcji syntezy.

W temperaturach, w których przebiega synteza, paliwo jądrowe jest w postaci plazmy, która jest bardzo dobrym przewodnikiem prądu. Stwarza to możliwość uwięzienia jej w pułapce magnetycznej. Urządzeniami wykorzystującymi to zjawisko są tokamaki. Inny rodzaj pułapki magnetycznej jest wykorzystywany w termojądrowych układach typu stellarator. Szczegóły dotyczące magnetycznego pułapkowania plazmy w tokamaku JET (*Joint European Torus*), w którym wykonano badania przedstawione w niniejszej dysertacji, zostały opisane w Rozdziale 2.

Na przestrzeni lat, dzięki badaniom plazmowym przeprowadzonym w setkach urządzeń z użyciem różnych diagnostyk, dzięki rozwojowi modelowania plazmy oraz dzięki badaniom technologicznym, w obu dziedzinach, MCF i ICF, uzyskano znaczny postęp naukowo-techniczny. Stanowi on solidne fundamenty do budowy urządzeń pozwalających na sprawdzenie możliwości uzyskania dodatniego bilansu energetycznego z wykorzystaniem fuzji termojądrowej.

W 2005 roku Polska przystąpiła do Europejskiej Wspólnoty Energii Atomowej (*Europen Atomic Energy Community – EURATOM*), koordynującej i dofinansowującej badania termojądrowe realizowane w ramach współpracy europejskich ośrodków naukowych. Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy w Warszawie koordynuje w Polsce prace w zakresie MCF w ramach Asocjacji EURATOM – IFPiLM. Wspólnota EURATOM uczestniczy w ogólnoświatowym projekcie badawczym i inżynieryjnym o nazwie ITER (po łacinie "droga") ([ITER]), którego celem jest budowa wielkiego tokamaka nazwanego ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*), oraz zbadanie możliwości efektywnego produkowania energii z fuzji jądrowej w tym układzie. Oczekuje się, że w układzie ITER stosunek mocy wyprodukowanej podczas reakcji syntezy do mocy dostarczonej w wyniku dodatkowego grzania (oznaczany, jako Q) osiągnie wartości $Q \ge 10$. Schemat tokamaka ITER oraz podstawowe parametry tego układu przedstawione są na Rys. 1.1. Układ ten będzie krokiem pośrednim pomiędzy dzisiejszymi tokamakami a pierwszą demonstracyjną elektrownią termojądrową o nazwie DEMO, która ma wykazać zdolność produkcji energii elektrycznej na skalę komercyjną.



Rys. 1.1 Widok układu ITER i główne parametry plazmy.

Projekt ITER jest to drugi najdroższy na świecie projekt badawczy, tańszy jedynie od Międzynarodowej Stacji Kosmicznej. Uczestniczą w nim Unia Europejska, Japonia, Rosja, Stany Zjednoczone, Chiny, Korea Południowa i Indie.

1.1 Synteza termojądrowa

Dla zapoczątkowania reakcji syntezy termojądrowej energia zderzających się jąder musi być wystarczająco wysoka, aby pokonać siły odpychania elektrostatycznego. Przewiduje się, że w reaktorach termojądrowych pierwszej generacji wykorzystana będzie reakcja łączenia się dwóch izotopów wodoru: deuteru (D) i trytu (T) opisana w następujący sposób:

$$D + T \rightarrow {}^{4}He(3,5MeV) + n(14,1MeV) \quad (1.1)$$

W wyniku reakcji (1.1) powstają cząstki α , czyli zjonizowany hel i neutrony o dużej energii. Deuter jest izotopem występującym w wodzie morskiej. W każdym litrze wody jest około 33 mg deuteru, natomiast radioaktywny tryt nie występuje w sposób naturalny na Ziemi. Może być produkowany z litu, który jest lekkim metalem występującym w przyrodzie w dużych ilościach. Tryt może być wytwarzany w reaktorze termojądrowym w reakcjach jądrowych zgodnie ze wzorem (1.2) lub (1.3):

$$^{6}Li + n \rightarrow ^{4}He + ^{3}T \tag{1.2}$$

(1.3)

 $^{7}Li + n \rightarrow ^{4}He + ^{3}T + n$

Neutrony generowane w reakcji 1.1 swobodnie opuszczające plazmę będą spowalniane w płaszczu (*blanket*) otaczającym komorę reaktora oddając w ten sposób energię, która może być użyta do wytwarzania pary napędzającej turbiny generujące prąd elektryczny. Lit znajdujący się wewnątrz blankietu w reakcji z neutronami będzie przekształcany w tryt, który wróci do komory jako paliwo. Oprócz reakcji D-T możliwe są także reakcje D-D i D-³He:

$$D + D \rightarrow {}^{3}He(0,82MeV) + n(2,45MeV)$$
(1.4)

 $D + D \rightarrow T(1,01MeV) + H(3,02MeV) \quad (1.5)$

$$D + {}^{3}He \rightarrow {}^{4}He (3,6MeV) + H (14,7MeV)$$
(1.6)

Reakcja D-T zachodzi z dużo większym prawdopodobieństwem, przy niższej energii progowej i uwalniana jest dużo większa energia niż w przypadku reakcji D-D i D-³He. Tempo reakcji D-T $R = n_D n_T \langle \sigma_{DT} v \rangle$, wyrażone jest iloczynem gęstości reagujących jąder D i T oraz parametru $\langle \sigma v \rangle$, który jest uśrednionym po rozkładzie Maxwella iloczynem $\sigma \cdot v$, gdzie σ oznacza przekrój czynny na reakcję, a v oznacza tu relatywną prędkość zderzających się cząstek. Na Rys. 1.2 przedstawiono parametr $\langle \sigma v \rangle$ dla różnych reakcji w funkcji temperatury plazmy. Reakcja D-T posiada największą wartość parametru $\langle \sigma v \rangle$ z szerokim maksimum dla temperatury jonów w zakresie 20-100 keV. Dla zainicjowania reakcja D-T potrzebne są temperatury rzędu kilku keV niższe niż dla reakcji D-D i D-³He.



Rys. 1.2 *Parametr* $\langle \sigma v \rangle$ *dla reakcji D-T, D-D i D-³He w funkcji temperatury plazmy.*

1.2 Warunki podtrzymania reakcji syntezy termojądrowej w plazmie DT

W dostatecznie wysokiej temperaturze (>>1 eV), atomy w gazie ulegają jonizacji. Powstające w ten sposób jony i elektrony tworzą mieszaninę dwóch płynów. Jest on czwartym stanem materii nazywanym plazmą, której przykładem jest Słońce.

W rzeczywistym układzie z magnetycznym utrzymywaniem plazma traci swoją energię w sposób ciągły na skutek procesów radiacyjnych oraz poprzez wzajemne zderzenia cząstek powodujące ich ucieczkę i oddziaływania ze ścianą komory układu. Energia ta musi być uzupełniana za pomocą dodatkowego grzania plazmy. Średnia energia cząstek czystej plazmy DT w temperaturze T (podanej w eV) wynosi 3/2T. Ze względu na równą liczbę elektronów i jonów, energia plazmy w jednostce objętości jest dana przez 3nT. A zatem całkowita energia wyraża się zależnością:

$$W = \int 3nTd^3x = 3\overline{nT}V \qquad (1.7)$$

Strata energii w jednostce czasu (moc strat) P_L , jest scharakteryzowana przez czas utrzymywania energii τ_E zgodnie z relacją:

$$P_L = \frac{W}{\tau_E} \quad (1.8)$$

Aby uwalnianie energii z fuzji zachodziło w sposób ciągły plazma musi być stale utrzymywana, podgrzewana i kontrolowana. W stanie stacjonarnym straty energii w jednostce czasu są równoważone przez dostarczaną z zewnątrz moc grzania $P_L=P_H$, czyli:

$$P_{H} = \frac{W}{\tau_{E}} \quad (1.9)$$

Aby zainicjować i podtrzymać reakcje syntezy termojądrowej, czyli aby zaistniały warunki dla pokonania bariery odpychania elektrostatycznego pomiędzy jonami paliwa, należy spełnić tzw. kryterium Lawsona ([Lawson1957]) dotyczące zależności między temperaturą *T*, gęstością *n* i czasem życia plazmy τ_E . Iloczyn tych trzech wielkości (*triple product*) zgodnie z tym kryterium musi być większy niż ściśle określona wartość. Dla plazmy DT oraz płaskiego profilu gęstości i temperatury plazmy ma ono postać ([Wesson2004]):

$$nT\tau_E \rangle 3 \times 10^{21} m^{-3} \cdot keV \cdot s$$
 (1.10)

Ten warunek dla zapłonu termojądrowego jest spełniony, na przykład, gdy $n = 10^{20} \text{ m}^{-3}$, T = 10 keV i $\tau_E = 3 \text{ s}$. Dla parabolicznych profili gęstości i temperatury plazmy warunek zapłonu musi przekraczać wartość:

$$nT\tau_{F}$$
 >5×10²¹ m⁻³ · keV · s (1.11)

Wartości temperatury i gęstości plazmy są tu wartościami minimalnymi. Powyżej krytycznej wartości iloczynu $nT\tau_E$ energia pozyskiwana z syntezy przewyższa energię potrzebną do ogrzania plazmy. Warto jednak dodać, że Lawson w swoich obliczeniach zaniedbał grzanie plazmy przez cząstki α oraz założył grzanie plazmy przez źródła zewnętrzne.

1.3 Magnetyczne utrzymywanie plazmy

Plazma jest układem quasi-neutralnym, w której sumaryczny ładunek jonów i elektronów jest taki sam. Związek ich gęstości zapisany jest równaniem:

$$n_e = \sum_z n_z Z_z \quad (1.12)$$

gdzie n_e oznacza koncentrację elektronów, a n_Z koncentrację jonów o krotności jonizacji z i liczbie atomowej Z. W dostatecznie dużej objętości, lub przy dostatecznie długim czasie utrzymania plazmy, quasi neutralna plazma jest elektrycznie obojętna. W przeciwnym przypadku w plazmie obserwuje się rozdzielenie ładunków prowadzące do powstania różnicy potencjałów oraz sił powodujących oscylacje plazmy. Rozdzielenie ładunków zachodzi dla długość zwanej długością Debye'a λ_D , która zależy od temperatury i gęstości elektronowej plazmy zgodnie z formułą (np. [Wesson2004]):

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 T}{n_e^2}\right)^{1/2} \quad (1.13).$$

Naładowane cząstki występujące w plazmie w polu magnetycznym podlegają działaniu siły Lorentza, powodującej ruch cząstek wokół linii sił pola magnetycznego. To zjawisko stanowi istotę utrzymywania plazmy w zewnętrznym polu magnetycznym i stało się podstawą koncepcji pułapki magnetycznej typu tokamak. Dla plazmy w takiej pułapce λ_D wynosi od 10^{-2} do 10^{-1} mm.

2 Tokamak JET

Pierwsze urządzenie typu tokamak z toroidalną komorą plazmową powstało w 1956 roku w Instytucie Energii Atomowej w Moskwie. Nazwa "tokamak" wywodzi się od rosyjskich słów "*Toroidalnaja Kamiera s Magnitnymi Katuszkami*". Na świecie istniało i istnieje wiele urządzeń tego typu o różnych rozmiarach i kształtach, wśród nich: układ DIII-D i NSTX w Stanach Zjednoczonych, ASDEX-Upgrade i TEXTOR w Niemczech, JT-60U w Japonii, TORE SUPRA we Francji, KSTAR w Korei, FTU we Włoszech, MAST w Wielkiej Brytanii i inne ([Meade2010]).

Tokamak JET (*Joint European Torus*) zlokalizowany w Culham w Wielkiej Brytanii jest obecnie największym działającym układem, który służy do generacji, utrzymywania i grzania plazmy termojądrowej w toroidalnej komorze. Toroidalna komora wypełniona jest gazem pod niskim ciśnieniem (przeważnie deuterem). Plazma w tym układzie utrzymywana jest za pomocą zewnętrznego pola magnetycznego. Zmienne pole magnetyczne tworzone na zasadzie działania transformatora indukuje prąd elektryczny w pierścieniu gazu będącym wtórnym obwodem transformatora. Prąd ten powoduje wyładowania w gazie oraz jego jonizację. Obwód pierwotny transformatora stanowią wewnętrzne cewki pola poloidalnego, umieszczone poza komorą, otaczające rdzeń transformatora na kolumnie centralnej tokamaka.

W 1991 roku na układzie JET przeprowadzono po raz pierwszy eksperyment z mieszaniną deuteru i trytu (10 %) ([JETTeam1992]). Uzyskano wówczas 1,7 MW mocy i 2 MJ energii z reakcji. W 1997 uzyskano rekordowo 16 MW mocy i 22 MJ energii z reakcji syntezy w jednym wyładowaniu ([Gibson1998]). Maksymalny stosunek mocy wygenerowanej podczas reakcji syntezy do mocy dostarczonej w wyniku dodatkowego grzania wynosił $Q \approx 0,65$.

Na Rys. 2.1 przedstawiono schemat tokamaka JET oraz główne parametry tego układu, gdzie dużym promieniem tokamaka *R* określana jest odległość od osi symetrii całego układu do toroidalnej osi komory plazmowej, natomiast małym promieniem *a* określana jest odległość od osi komory plazmowej do ściany tej komory.



Parametry plazmy	JET
Duży promień komory - R_0	2,96 m
Mały promień komory - a	1,25 m
Objętość komory - V	80 m^3
Pole toroidalne - B_T	3,45 T
Prąd plazmy - <i>I_p</i>	≤4,8 MA
Dł. impulsu wyładowania	20 s
Całkowita moc z syntezy	16 MW

Rys. 2.1 Widok oraz główne parametry tokamaka JET ([JETReport1994]).

2.1 Cewki pola magnetycznego

W tokamaku JET plazma jest utrzymywana z dala od ścian reaktora dzięki wykorzystaniu silnego pola magnetycznego wytwarzanego przez system cewek pokazanych na Rys. 2.2. Podstawowym polem magnetycznym jest pole toroidalne wytwarzane przez 32 cewki w kształcie litery D, które otaczają komorę próżniową. Pole to nie wystarcza do utrzymania plazmy. Aby osiągnąć równowagę pomiędzy ciśnieniem plazmy a siłą pola magnetycznego potrzebne jest poloidalne pole magnetyczne. Pole to jest wytwarzane głównie przez prąd plazmy (indukowany obwodem pierwotnym transformatora tokamakowego). Prąd ten ponadto nagrzewa plazmę dzięki jej oporności elektrycznej (efekt tzw. grzania omowego). Zewnętrzne poloidalne cewki magnetycznego pola toroidalnego i poloidalnego powoduje kształtowanie zamkniętych heliakalnych trajektorii linii pola magnetycznego w komorze plazmowej. Ponieważ, plazma składa się z naładowanych cząstek: (jonów i elektronów), które poruszają się wzdłuż linii pola magnetycznego, to dzięki takiemu uformowaniu linii pola magnetycznego cząstki plazmy są spułapkowane w komorze.



Rys. 2.2 Układ cewek toroidalnego i poloidalnego pola magnetycznego w układzie JET.

2.2 Limiter i Divertor

W urządzeniach typu tokamak cząstki utrzymywane są w pewnej objętości utworzonej przez zamknięte linie pola magnetycznego. Granica obszaru utrzymywania plazmy jest nazywana ostatnią zamkniętą powierzchnią pola magnetycznego lub separatrysą (LCFS- Last Closed Flux Surface). Istnieją dwa sposoby ograniczenia obszaru plazmy utrzymywanej polem magnetycznym określonego ostatnią powierzchnią zamkniętą tego pola. W historycznie najwcześniejszej i najprostszej opcji obszar utrzymywania plazmy był ograniczony poprzez wprowadzenie do komory tokamaka kilkucentymetrowej bariery nazywanej limiterem, który ma na celu ochronę ścian komory przed gorącą plazmą. Bardziej zaawansowane rozwiązanie polega na zastosowaniu układu tzw. divertora i modyfikacji pola magnetycznego w plazmie brzegowej. Od 1994 roku dzięki instalacji takiego divertora w komorze tokamaka JET większość realizowanych tam eksperymentów jest przeprowadzana pod kątem budowanego urządzenia fuzyjnego ITER, gdzie divertor będzie działał w ekstremalnych warunkach. Cztery cewki divertora wewnątrz komory układu JET umożliwiają uzyskanie wielu różnych konfiguracji plazmy. Wytwarzają one prąd I_d równoległy do prądu plazmy I_p , powodując zmianę poloidalnego pola magnetycznego i tworząc w tzw. punkcie X (X-point) zerowe pole magnetyczne. W ten sposób poza ostatnią zamkniętą powierzchnią pola magnetycznego LCFS

znajdują się otwarte powierzchnie pola magnetycznego. Terminem Scrape-Off Layer (SOL) określa się waski region (o szerokości kilku cm) na zewnątrz LCSF, gdzie linie pola magnetycznego są otwarte. Na Rys. 2.3a) przedstawiono poloidalny przekrój plazmy tokamaka w konfiguracji divertorowej. Na podstawie znajomości położenia punktu X i małego promienia plazmy a można wyznaczyć tzw. trójkątności plazmy δ (plasma triangularity), parametru określającego kształt plazmy w jej przekroju. Wyraża się ona wzorem $\delta = \frac{(c+d)/2}{a}$. Odległości a, c, d pokazane są schematycznie na Rys. 2.3b). W konfiguracji divertorowej pola magnetycznego można wyróżnić trzy różne obszary plazmy: plazmę centralną i plazmę brzegową, pomiędzy którymi transport cząstek jest minimalny zapewniając tym samym optymalne utrzymywanie plazmy oraz plazme divertorowa, obejmujaca obszar SOL ([Wesson2004]). Uwalniane ze ścian zanieczyszczenia na skutek transportu w kierunku prostopadłym do linii pola dostają się do obszaru SOL. Ulegają tam jonizacji i są natychmiast odprowadzane wzdłuż otwartych linii pola magnetycznego do komory divertora, a następnie wypompowywane na zewnątrz tokamaka. Divertor musi spełniać jednocześnie dwie funkcje. Po pierwsze, służy do odprowadzania na zewnątrz komory tokamaka helu będącego produktem syntezy termojadrowej. Po drugie, musi uniemożliwiać transport zanieczyszczeń obecnych w obszarze divertora do rdzenia plazmy.

Badania przeprowadzone w różnych tokamakach wykazały, że koncentracja zanieczyszczeń w obszarze divertora może być nawet trzy razy większa niż w rdzeniu plazmy ([Kallenbach1995], [Wade1998], [Goetez1999]).



Rys. 2.3 a) Poloidalny przekrój plazmy tokamaka w konfiguracji divertorowej, ilustrujący różne obszary w plazmie i otaczające ją ściany komory. Charakterystycznymi obszarami są plazma centralna, plazma brzegowa (wewnątrz separatrysy), plazma SOL (na zewnątrz separatrysy) oraz obszar plazmy divertorowej, który jest przedłużeniem plazmy SOL wzdłuż linii pola magnetycznego do komory divertora. W obszarze poniżej punktu X powierzchnie pola magnetycznego są izolowane od reszty plazmy ([Federici2001]), b) wymiary, na podstawie których wyznaczana jest trójkątność plazmy ([Wesson2004]).

Konfiguracja z divertorem w komorze tokamaka przynosi wiele korzyści. Osiąga się większą czystość plazmy, co pozwala na osiągnięcie wyższej temperatury w jej rdzeniu. Poprawia się czas utrzymywania plazmy, a dzięki temu wzrasta prawdopodobieństwo zajścia reakcji syntezy termojądrowej. W obecności divertora możliwe jest osiągnięcie wyładowania w plazmie w wariancie tzw. wysokiego trybu utrzymywania plazmy, nazywanego też modem H (*H-mode*), opisanym w następnym rozdziale.

2.3 L-mode, H-mode

"Wysoki" tryb wyładowania i utrzymywania plazmy, inaczej mod H, nazywany w języku angielskim *H-mode* po raz pierwszy został wykryty w 1982 roku podczas badań wykonywanych w niemieckim tokamaku o nazwie ASDEX działającym w konfiguracji

divertorowej ([Wagner1982]). Podczas wyładowania, w którym osiągnięto mod H zaobserwowano dwukrotny wzrost czasu utrzymywania plazmy w stosunku do tzw. "niskiego" trybu nazywanego modem L (*L-mode*). W modzie H tworzy się bariera dla transportu cząstek w poprzek linii pola magnetycznego. Ogranicza to dyfuzję cząstek paliwa w kierunku otwartych linii pola magnetycznego, a tym samym powoduje wzrost temperatury i gęstości plazmy centralnej.

Dla osiągnięcia modu H wymagane jest, aby moc grzania plazmy była powyżej pewnej granicy. Empiryczne skalowanie tej granicy mocy uzyskano na podstawie zgromadzonych danych z różnych tokamaków i wyraża się zależnością ([Wesson2004]):

$$P_{Th} = 1.38(n/10^{20})^{0.77} B^{0.97} R^{1.23} a^{0.76} MW$$
(2.1)

gdzie, n oznacza gestość plazmy, B pole magnetyczne, R duży promień tokamaka, a mały promień komory plazmowej. Minimalna moc grzania P_{Th} jest mniejsza dla operacji w fazie divertorowej, w której zostaje uformowany punkt X, niż w fazie limiterowej o odmiennej geometrii magnetycznej, dla plazmy deuterowej niż wodorowej, dla plazmy czystej niż zanieczyszczonej. Zależy ona także od miejsca wprowadzania paliwa ([Wagner1991]) i od konfiguracji pola magnetycznego ([Wagner1985]). Istnieje pewien przedział czasu (nazywany w języku angielskim dwell-time) od momentu włączenia dodatkowego grzania do momentu uformowania modu H. Nazywane jest to przejściem L-H. Czas ten zależny jest od zewnętrznych parametrów i jest krótszy dla wyższych mocy grzania. Jest silnie zależny także od konfiguracji magnetycznej. Jeżeli grzanie zostanie wyłączone początkowo plazma pozostaje w modzie H w czasie porównywalnym z czasem utrzymania plazmy. Wyższa energia plazmy dla tej konfiguracji jest częściowo wynikiem gwałtownego wzrostu ciśnienia na jej brzegu. W języku angielskim nazywa się to zjawisko "pedestal". Jednocześnie w plazmie brzegowej pojawia się duży gradient temperatury i gęstości. Gradient ciśnienia dryf pradu, który na brzegu plazmy prowadzi do niestabilności powoduje magnetohydrodynamicznych (MHD), w wyniku, czego pojawiają się niestabilne mody zwane ELM (Edge Localized Mode), jako intensywne i gwałtowne procesy brzegowe ([Keilhacker1984]). W późniejszym okresie wyładowania mod H udało się uzyskać z wykorzystaniem grzania ICRH ([Steinmetz1987]). W 1984 roku mod H uzyskano w urządzeniu PDX ([Kaye1984]), w roku 1986 w tokamaku DIII-D ([Burrell1987]) i w 1987 w tokamaku JET ([Tanga1987]). Dzięki temu w układzie JET uzyskano 16,1 MW mocy z fuzji dla około 0,5 τ_E ([Keilhacker1999]), Q = P_{fusion}/P_{input} ~ 0,62, n_DT_i(0) τ_E ~ 8,7×10²⁰ m⁻³ keVs. Mod H uzyskano także w stelleratorze W7-AS w 1993 roku ([Erckmann1993]).

Przegląd wiedzy na temat modu H zawarty jest w pracach [Itoh1996], [Burrell1999], [Connor2000], [Hugill2000], [Terry2000], [Hahm2002], [Rozhansky2004], [Carlstrom2005] i [Wagner2007]. W przeciągu ostatnich dwóch dekad osiągnięto duży postęp w zrozumieniu mechanizmu powstawania modu H, obejmującego zjawiska zachodzące w plazmie brzegowej. Mimo to jest on ciągle ważnym obiektem badań prowadzanych na całym świecie. Obecnie mod H jest preferowanym reżimem operacyjnym, jaki ma być zastosowany na układzie ITER ([Ikeda2007]).

2.4 Grzanie plazmy

W plazmie DT w stanie zapłonu termojądrowego straty energetyczne są równoważone przez grzanie plazmy pod wpływem spowalniania cząstek alfa pochodzących z reakcji fuzji. Jednakże, szybkość zachodzenia reakcji syntezy silnie zależy od temperatury (rozdział 1.2) i jest zaniedbywalna dla niskich temperatur. W związku z tym do osiągnięcia temperatur wymaganych do zapłonu i "spalania" termojądrowego niezbędne jest stosowanie dodatkowych form grzania. Bilans mocy w plazmie DT wyrażony jest zależnością ([Wesson2004]):

$$P_{H} = \left(\frac{3nT}{\tau_{E}} - \frac{1}{4}n^{2}\langle \sigma v \rangle \varepsilon_{\alpha}\right) V \qquad (2.2),$$

gdzie pierwszy człon zależności odpowiada stratom energetycznym w plazmie, drugi grzaniu cząstkami alfa, a *V* oznacza objętość plazmy. W tokamaku JET stosuje się kilka rodzajów grzania. Zostały one pokrótce opisane w następnych rozdziałach.

2.4.1 Grzanie omowe

Prąd w plazmie indukowany w wyniku efektu transformatorowego (jak podano w paragrafie 2.1) nagrzewa plazmę dzięki jej oporności elektrycznej. Gęstość grzania omowego wyrażona jest wzorem:

$$P_{\Omega} = \eta j^2 \ (2.3),$$

gdzie η jest opornością plazmy, a *j* jest gęstością prądu. Gęstość prądu jest ograniczona przez wymagania magnetohydrodynamiczne. Jeżeli gęstość prądu jest za duża może to zakłócić

utrzymywanie plazmy. Oporność η jest proporcjonalna do $T_e^{-3/2}$, co powoduje, że dla wyższych temperatur grzanie omowe jest mało efektywne. Stosując grzanie omowe można uzyskać temperaturę kilkuset eV. Niestety to nie wystarcza, aby reakcja termojądrowa zachodziła z niezbędną intensywnością. Dalszy wzrost temperatury plazmy można uzyskać stosując zewnętrzne źródła grzania.

2.4.2 Grzanie wiązką neutralną – grzanie NBI

Celem podwyższenia temperatury plazmy do omowo nagrzanej plazmy wprowadza się wiązkę cząstek neutralnych (np: atomy wodoru, deuteru lub trytu ([Thompson1993], [Jones1999]) o dużej energii kinetycznej (NBI - Neutral Beam Injection). W wyniku zderzeń z plazmą atomy z wiązki neutralnej tracą swoje elektrony i ulegają jonizacji. Nowo powstałe jony poruszają się z większymi prędkościami niż jony plazmy. Na skutek zderzeń wzrasta chaotyczność ruchu wszystkich cząstek plazmy, przez co wzrasta jej temperatura. Należy jednak podkreślić, że cząstki w wiązce neutralnej muszą posiadać wystarczająco dużą energię, aby mogły dotrzeć do plazmy centralnej. W przypadku, gdy ich energia, a tym samym predkość jest za mała wiazka neutralna uległaby zjonizowaniu już w plazmie brzegowej. Dlatego też, wytwarza się wiązkę wysokoenergetycznych jonów, które są przyśpieszane w silnym polu elektrycznym, a następnie neutralizowane w wyniku oddziaływania z ośrodkiem gazowym lub cienką folią. Zneutralizowane cząstki, przy zachowaniu swojej wysokiej energii mogą przechodzić przez pole magnetyczne i penetrować plazmę. Grzanie wiązką atomów (NBI) w tokamaku JET zostało po raz pierwszy opisane w pracach [Duesing1987], [Duesing1987a]. W układzie JET energia atomów deuteru w wiązce stosowanej do grzania NBI wynosi 80 keV lub 140 keV. Prędkość tych atomów wynosi 2800 lub 3600 km/s, co jest w przybliżeniu 5 razy więcej niż średnia prędkość jonów w plazmie deuterowej. Poprzez zastosowanie systemów grzania NBI w układzie JET istnieje możliwość uzyskania do 23 MW dodatkowej mocy grzania.

2.4.3 Grzanie ICRH i ECRH

W magnetycznie utrzymywanej plazmie jony i elektrony rotują wokół linii pola magnetycznego z częstościami, które zależą od ich masy, ładunku oraz natężenia całkowitego pola magnetycznego. Częstość rotacji jonów jest określona formułą ([Dolan2000]):

$$f_{IC} \approx \frac{z}{A} B(R) (2.4)$$

gdzie: z - ładunek jonu, A – masa atomowa jonu, B(R) – pole magnetyczne. Jeżeli częstość fali elektromagnetycznej równa jest cyklotronowej częstości jonów lub elektronów w plazmie, wtedy mówi się, że cząstki te są w rezonansie z falą. Pole elektryczne tej fali przyspiesza jony, które na skutek zderzeń z cząstkami plazmy przekazują im swoją energię, a tym samym grzeją plazmę. Namagnetyzowana, wieloskładnikowa plazma posiada wiele częstości rezonansowych umożliwiających absorpcję energii wprowadzanej fali elektromagnetycznej. W tokamaku pole magnetyczne maleje wraz z odległością wzdłuż dużego promienia R, dlatego też występują określone miejsca, gdzie występuje rezonans fal radiowych z częstotliwością rotacji jonów lub elektronów. Pozwala to na łatwe kontrolowanie i na grzanie ściśle określonych obszarów w plazmie. W zależności od tego, czy grzane są jony, czy elektrony rozróżniamy odpowiednio dwa systemy: grzanie ICRH (Ion Cyclotron Resonance Heating) i ECRH (Electron Cyclotron Resonance Heating). Jednakże oba układy stosowane do grzania plazmy falami elektromagnetycznymi posiadają ten sam ogólny schemat, mianowicie: oddalony od plazmy generator fali elektromagnetycznej, która jest przesyłana liniami transmisyjnymi do anteny znajdującej się wewnątrz komory próżniowej tokamaka. W systemie transmisyjnym w układzie JET znajduje się specjalny obwód elektryczny, który zapobiega powrotowi mocy odbitej do generatora ([Mayoral2007a]). Wewnątrz anteny ICRH i na brzegu plazmy fala elektromagnetyczna propaguje się w próżni. Dla określonej wartości gęstości elektronowej plazmy, zwanej gęstością odcięcia n_{e.cut-off} w wyniku rezonansu fali emitowanej przez antenę z oscylacjami cyklotronowymi jonów w plazmie następuje transfer energii fali elektromagnetycznej do plazmy. Częstości rezonansowe jonów leżą w zakresie MHz (od 20 MHz wzwyż), podczas gdy częstości rezonansowe elektronów są w przybliżeniu 1000 razy większe (do 200 GHz) z powodu mniejszej masy elektronów. W układzie JET obecnie stosowane jest tylko grzanie ICRH (szerzej opisane w rozdziale 8), jednakże trwają przygotowania do zainstalowania także systemu ECRH ([Braune2010], [Lennholm2011]).

2.4.4 Grzanie LHCD

W plazmie tokamakowej występują także inne częstości rezonansowe. Jednakże eksperymenty pokazały, że niektóre z nich są mało wydajne dla grzania plazmy, a inne nie mogą być wykorzystane ze względu na to, że odpowiednia fala elektromagnetyczna nie jest w stanie penetrować plazmę brzegową. Przykładem jest częstość zwana częstością

hybrydową, która powstaje w wyniku oddziaływania jonów z elektronami. Częstość hybrydowa zatem leży pomiędzy jonową i elektronową częstością rezonansową. Pomimo, że fale padające o częstości odpowiadającej tzw. niskiej częstości hybrydowej (*lower hybrid frequency*) mogą penetrować plazmę, to jednak efekt grzania jest mało wydajny. Niemniej jednak fala o częstości hybrydowej może zwiększać prąd plazmy dzięki elektrycznej składowej równoległej do linii pola magnetycznego. Elektrony plazmy o prędkościach termicznych mniejszych niż prędkości propagującej się fali, na skutek powstającego potencjału zwiększają swoją prędkość w kierunku propagacji fali. Przyśpieszane elektrony mogą w ten sposób generować prąd.

W układzie JET fala elektromagnetyczna grzania LHCD jest generowana przez klistrony, które mogą modulować wiązkę elektronową z odpowiednia częstością. Zainstalowane 24 klistrony mogą generować fale elektromagnetyczne o mocy 12 MW dla dodatkowego grzania w ciągu 10 s lub o mocy 4,8 MW w ciągu 20 s przy częstości 3,7 GHz. Moc docierająca do plazmy zmienia się w zakresie od 0,4 do 3,8 MW w zależności od charakterystyki systemu grzania i od konfiguracji plazmy. System ten umożliwia generowanie w układzie JET prądu o natężeniu kilku MA.

2.5 Zjawisko transportu cząsteczek w plazmie

Do osiągnięcia warunków termojądrowych w tokamaku plazma musi być utrzymywana przez odpowiedni czas. Czas utrzymywania plazmy zależy nie tylko od strat energetycznych wywołanych promieniowaniem, ale także od strat energetycznych wywołanych przez transport energii i cząstek. Cząstki plazmy poruszają się swobodnie wzdłuż linii pola magnetycznego. Ich ruch w kierunku prostopadłym jest ograniczony na skutek ruchu okrężnego w wokół linii pola. Zderzenia naładowanych cząstek w plazmie są podstawowym mechanizmem odpowiedzialnym za transport zarówno cząstek jak i energii przez pole magnetyczne do innych obszarów plazmy. Dla zjawisk o skali długości Debay'a $\lambda_{\rm p}$, lub poniżej tej długości mamy do czynienia ze zderzeniami kulombowskimi i transportem zderzeniowym, podczas gdy fluktuacje o skali długości wiele większej niż λ_D powodują turbulencje i transport anomalny. W ujęciu magneto-hydrodynamicznym zderzenia kulombowskie powodują powstanie sił tarcia oddziałujących na prędkość środka masy plazmy rozpatrywanej jako płyn. Siły tarcia prostopadłe do pola magnetycznego oraz gradient gestości i temperatury prowadzą do transportu klasycznego, dla którego transport cząstek i energii może być rozumiany przez prosty proces dyfuzji. W cylindrycznej plazmie cząstki plazmy ulegają zderzeniom w charakterystycznym czasie kolizji τ_c . Zderzenia pozwalają cząstkom przechodzić przez pole magnetyczne z krokiem równym promieniowi Larmora ρ (promień jaki zataczają cząstki wokół linii pola magnetycznego). W tej sytuacji współczynnik dyfuzji D jest proporcjonalny do ~ ρ^2/τ_c a czas utrzymywania plazmy τ jest proporcjonalny do ~ $(r/\rho)^2 \tau_c$, gdzie *r* oznacza promień plazmy ([Wesson2004]). W tokamaku model transportu klasycznego nie jest do końca spełniony, dlatego nazywany jest transportem neoklasycznym. W niskich temperaturach, kiedy plazma jest w zasadzie zderzeniowa spełniony jest model płynowy. Jednakże ze względu na toroidalną geometrię magnetyczną istnieje toroidalna siła tarcia w kierunku zewnętrznym dużego promienia, która powoduje wewnętrzny przepływ konwekcyjny. Wypadkowy transport spowodowany tym przepływem jest większy od cylindrycznego. Transport w tym reżimie nazywany jest transportem Pfirsch-Schlüter ([Wesson2004]). W wyższych temperaturach model płynowy nie jest spełniony. Mniejsza częstotliwość zderzeń pozwala czastkom poruszać się po trajektoriach określonych przez toroidalna geometrie magnetyczna. W toroidalnej geometrii szybkiemu ruchowi spiralnemu wokół linii pola magnetycznego towarzyszy powolny dryf cząstek samego środka spirali. W przekroju poloidalnym dryfująca orbita ma kształt banana (banana orbit), o szerokości $(q/\sqrt{r/R})\rho(r - mały promień, R - duży promień w tokamaku, q - współczynnik$ bezpieczeństwa (safety factor). Współczynnik bezpieczeństwa określa liczbę okrążeń linii pola magnetycznego w kierunku toroidalnym i poloidalnym tak, aby linia powróciła do punktu wyjścia. Większe orbity pozwalają cząstkom na dyfuzję z krokiem większym niż w przypadku dyfuzji klasycznej. Ten typ transportu nazywany jest transportem režimu bananowego (banana regime transport). Transport neoklasyczny wyznacza dolny limit współczynników transportu. Współczynnik dyfuzji cieplnej jonów (ion thermal diffusivity) wynosi: $\chi_{i,neo} \sim \frac{q^2}{(r/R)^{3/2}} v_i \rho_i \sim 0.3 \text{ m}^2/\text{s}$, a współczynnik dyfuzji cieplnej elektronów (electron thermal

diffusivity) $\chi_{e,neo} \sim \sqrt{m_e/m_i} \chi_{i,neo}, \quad \chi_{e,neo} \sim D_{neo} \sim \frac{q^2}{(r/R)^{3/2}} v_e \rho_e \quad (m_e/m_i \text{ oznacza stosunek})$

masy elektronu do masy jonu, v_e - częstość zderzeń elektronów, v_i - częstość zderzeń jonów, ρ_e i ρ_i – odpowiednio promienie Larmora dla elektronów i jonów). Współczynnik dyfuzji neoklasycznej jest rzędu $D_{neo} \sim 0,1 \text{ m}^2/\text{s}$ ([Wesson2004]). Na ogół transport neoklasyczny nie wyjaśnia jednak eksperymentalnie obserwowanego transportu w tokamakach (np. [ITER Physics1999]). Dla wyładowań z dodatkowym grzaniem plazmy w modzie L dyfuzja cieplna zarówno jonów jak i elektronów zmienia się od 1 do 10 m²/s przekraczając o rząd wielkości w przypadku jonów i dwa rzędy wielkości w przypadku elektronów wartość neoklasyczną ([Wolf2003]). Podobnie dla wyładowań w modzie H z brzegową barierą transportu (ETB - *Edge Transport Barier*), dla których obserwowano redukcję transportu w całym przekroju plazmy, transport pozostawał powyżej poziomu neoklasycznego. Jedynymi obszarami gdzie χ_i może osiągać poziom neoklasyczny jest brzeg i rdzeń plazmy. Różnica pomiędzy rzeczywistym transportem, a przewidywaniami neoklasycznymi jest związana z turbulencjami plazmy ([Garbet2001]) i taki transport określony jest jako anomalny. Turbulencje wywołane są przez mikro niestabilności plazmy powstające na skutek gradientów gęstości i temperatury ([Connor1994], [Yoshizawa2001]). Eksperymentalne i teoretyczne badania transportu, prowadzone od wielu lat udowodniły, że charakterystyka transportu zmienia się wraz z miejscem badania transportu w przekroju plazmy. Istnieje możliwość wyodrębnienia wzdłuż promienia plazmy kilku obszarów o różnej charakterystyce transportu ([Parail2002]). Schematycznie regiony te zostały przedstawione na Rys. 2.4.



Rys. 2.4 Schemat regionów o różnej charakterystyce transportu w tokamaku ([Parail2002]).

Zaczynając od brzegu plazmy pierwszym obszarem jest SOL (*Scrape of Layer*) - obszar na zewnątrz separatrysy. Transport w tym regionie jest zdominowany przez transport wzdłuż otwartych linii pola magnetycznego oraz przez procesy atomowe związane z sąsiedztwem ściany komory tokamaka powodujące uwalnianie cząsteczek neutralnych i jonów z powierzchni ściany. W obszarze brzegowej bariery transportu (*ETB*) ([Burrell1997]) pomiędzy $0.95 \le r/a \le 1$ (wewnątrz separatrysy), transport jest zbliżony do transportu neoklasycznego. W wyładowaniu w modzie H region ten charakteryzuje się dużym gradientem ciśnienia plazmy, co prowadzi do powstawania oscylacyjnych niestabilności magnetohydrodynamicznych (MHD) zwanymi ELM (*Edge Localised Modes*) ([Sutrop2000]). Obszar wewnątrz ETB pomiędzy $0,8 \le r/a \le 0,95$ oddziela plazmę brzegową od plazmy centralnej. Transport jest tu zdominowany przez efekty ELM, turbulencje na skutek zderzeń oraz przez wymianę ładunku z cząstkami neutralnymi. Obszar pomiędzy $0,4 \le r/a \le 0,8$, szczególnie ważny dla prowadzonych w ramach tej pracy badań, pozbawiony jest intensywnych niestabilności MHD i charakteryzuje się transportem anomalnym wywołanym, na przykład, przez turbulencje powstałe na skutek gradientu temperatury jonowej (ITG - *Ion Temperature Gradient*) i elektronowej (ETG - *Electron Temperature Gradient*) oraz przez pułapkowanie elektronów (ETM - *Elektron Trapped Mode*) ([Wolf2003]). W najgłębiej położonym obszarze plazmy, dla $r/a \le 0,4$, transport jest zdominowany przez niestabilności zwane w języku angielskim "*sawteeth*" (wywołane np.: przez nagłe spadki temperatury elektronowej w kształcie zębów piły). W przypadku powstawania w plazmie centralnej wewnętrznej bariery transportu (ITB - *Internal Transport Barrier*) mamy do czynienia ze zredukowanym transportem anomalnym ([Wakatani2002]).

3 Elementarne procesy atomowe zachodzące w plazmie

3.1 Jonizacja i rekombinacja

Jonizacja następuje w wyniku zderzenia atomu (jonu) X^z z elektronem *e*:

$$X^{z} + e \to X^{z+1} + 2e \qquad (3.1)$$

Procesem odwrotnym do procesu jonizacji przedstawionej zależnością (5.1) jest tzw. rekombinacja trójciałowa. Jednakże w rzadkiej plazmie, jaka występuje w urządzeniach typu tokamak rekombinacja trójciałowa jest zjawiskiem zaniedbywalnym. Jonizacja może zachodzić także w procesie dwu krokowym poprzez wychwyt elektronu zgodnie z relacją:

$$X^{z} + e \to X^{z^{*}} + e \to X^{z^{+1}} + 2e$$
 (3.2).

Atom zostaje wzbudzony do stanu powyżej pierwszego potencjału jonizacyjnego i w celu osiągnięcia stanu równowagowego następuje autojonizacja.

Rekombinacja z emisją promieniowania zachodzi, kiedy jon o ładunku *z* w stanie podstawowym *g* wychwytuje elektron swobodny o energii ε . Formowany jest jon o ładunku *z*-*1* w stanie wzbudzonym *j* oraz następuje emisja fotonu o energii $hv = \varepsilon + E(X_i^{z+1})$.

$$X_{e}^{z} + e(\varepsilon) \to X_{i}^{z-1} + hv \quad (3.3)$$

Rekombinacja z emisją promieniowania dominuje przy niższych temperaturach tzn. relatywnie małych w stosunku do energii jonizacji.

Rekombinacja dielektryczna dominuje przy temperaturach powyżej granicy jonizacji. Jest procesem odwrotnym do autojonizacji:

$$X_g^z + e \to X_k^{(z-1)^{**}} \to X_j^{z-1} + h\nu \quad (3.4)$$

W pierwszym kroku następuje wychwyt swobodnego elektronu na wysoki poziom autojonizacji w tym samym czasie następuje wzbudzenie elektronu ze stanu podstawowego.

Podwójnie wzbudzony stan k nie jest stanem trwałym. Stan równowagi może zostać osiągnięty poprzez autojonizację bez emisji promieniowania lub w wyniku przejścia elektronu wzbudzonego (zwykle uprzednio związanego) do stanu podstawowego z emisją fotonu. Tworzy się stan stabilny wzbudzonego stanu jonowego. W wyniku rekombinacji dielektrycznej może być wyemitowanych kilka fotonów.

Rekombinacja z wymianą ładunku tzw. "*charge-exchange*" w tokamakach jest wynikiem wychwytu elektronu z atomu neutralnego (np. z wiązki stosowanej do grzania NBI) przez jony zanieczyszczeń plazmy do stanu wysoko wzbudzonego *j* zgodnie z zależnością:

$$X_{g}^{z} + H_{0} \to X_{j}^{z-1} + H^{+}$$
 (3.5)

Proces ten szczególnie dotyczy lekkich zanieczyszczeń takich jak C, Be i O. Całkowity współczynnik rekombinacji jonu o ładunku z (α_R^Z) w układzie typu tokamaka jest wyrażony sumą wszystkich trzech cząstkowych współczynników rekombinacji opisanych powyżej według wzoru:

$$\alpha_R^z = \alpha_r^z + \alpha_d^z + \alpha_{cx}^z \frac{n_0}{n_e} \quad (3.6)$$

gdzie n_0 jest gęstością neutralnego wodoru (deuteru), a n_e gęstością elektronową.

3.2 Emisja promieniowania

Znajomość koncentracji jonów o określonej liczbie atomowej Z oraz stopnia obsadzeń poziomów wzbudzonych pozwala obliczyć widmo promieniowania emitowanego z plazmy przy danej temperaturze plazmy. Poniżej opisano trzy procesy emisyjne: promieniowanie ciągłe, promieniowanie rekombinacyjne oraz promieniowanie liniowe.

3.2.1 Emisja promieniowania ciągłego typu "free-free"

Podczas oddziaływania elektronu z jonem za pośrednictwem pola kulombowskiego może nastąpić hamowanie elektronów w wyniku przekazu pewnego pędu jonowi i jednoczesnej emisji fotonu o energii będącej częścią energii kinetycznej elektronu. Widmo promieniowania hamowania (tzw. *bremmstrahlung*, lub *"free-free"*) jest ciągłe, ponieważ energia fotonu może stanowić dowolną część początkowej energii kinetycznej elektronu. Teoria emisji promieniowania ciągłego jest szczegółowo opisana w pracy [Griem1997]. Wkład do promieniowania ciągłego w wyniku zderzeń elektron-elektron, jon-jon jest zaniedbywany ([Hutchinson2002]). Promieniowanie ciągłe emitowane z plazmy występuje w szerokim zakresie spektralnym od promieniowania rentgenowskiego, aż po daleką podczerwień. Gęstość mocy promieniowania *bremmstrahlung* na jednostkę energii fotonu (W/m⁻³eV) można wyrazić równaniem ([Stratton2008]):

$$\frac{dP_{ff}}{dE} = 1.54 \times 10^{-38} n_e z^2 \overline{g}_{ff} \frac{e^{-E/T_e}}{\sqrt{T_e}} \qquad (3.7)$$

gdzie *E* - energia fotonu, n_e - gęstość elektronowa, z - ładunek jonu, $\overline{g}_{ff} = \overline{g}_{ff}(E, T_e, z)$ - współczynnik Gaunta dla emisji *free-free*, opisanym szerzej w pracy [Karzas1961]. W zakresie miękkiego promieniowania X (E=1-10 keV), $\overline{g}_{ff} \approx 1$, dla promieniowania widzialnego (E=1-2 eV), $\overline{g}_{ff} \approx 2-5$. Wartość T_e wyrażona jest w eV. Do uzyskania całkowitej emisji promieniowania *bremmstrahlung* z plazmy zawierającej różne jony w równaniu (3.7) należy zastąpić z przez efektywny ładunek jonu Z_{eff} , który jest zdefiniowany równaniem:

$$Z_{eff} = \sum_{Z} \frac{n_{Z} z^{2}}{n_{e}}$$
 (3.8)

gdzie n_z oznacza gęstość jonową. Dla czystej plazmy wodorowej efektywny ładunek $Z_{eff} = 1$. Dla plazmy w układzie JET, ze względu na obecność zanieczyszczeń, Z_{eff} zawiera się w granicach 1,5-2,5 (zobacz rozdział 8).

3.2.2 Emisja promieniowania ciągłego typu "free-bound"

Promieniowanie rekombinacyjne powstaje w wyniku wychwytu swobodnego elektronu przez jon, który staje się jonem o mniejszym ładunku lub atomem. Emitowany jest przy tym foton o energii będącej sumą energii kinetycznej elektronu i energii jonizacji. Promieniowanie rekombinacyjne (typu ,*free-bound*") emitowane jest na skutek przejść elektronu ze stanu niezwiązanego do stanu związanego i ma widmo ciągłe ze względu na ciągły rozkład energii elektronów w plazmie. Gęstość mocy na jednostkę energii fotonu wyrażonej w jednostkach W/m³eV można opisać równaniem ([Stratton2008]):

$$\frac{dP_{fb}}{dE} = 1.54 \times 10^{-38} n_e z^2 \overline{g}_{fb} \frac{e^{-E/T_e}}{\sqrt{T_e}} \beta(z, T_e) \quad (3.9)$$

gdzie $\overline{g}_{fb} = \overline{g}_{fb}(E, T_e, z, n)$ oznacza współczynnik Gaunta dla emisji "free-bound" ([Karzas1961]), natomiast $\beta(T_e, z)$ jest złożonym równaniem zawierającym sumowanie po wszystkich możliwych przejściach przy założeniu wodorowej aproksymacji poziomów związanych o głównej liczbie atomowej n. $\beta(T_e, z)$ wyraża się wzorem:

$$\beta(T_e, z) = \frac{\xi}{n_0^3} \frac{\chi_{z-1}^{n_0}}{T_e} \exp(\chi_{z-1}^{n_0} / kT_e) + \sum_{n > n_0} \frac{2}{n^3} \frac{z^2 \chi_H}{T_e} \exp(z^2 \chi_H / n^2 kT_e) \quad (3.10)$$

Należy zauważyć, że równanie (3.7) różni się od równania (3.9) dodatkowym czynnikiem $\beta(T_e, z)$ oraz współczynnikiem Gaunta. A zatem całkowita moc promieniowania ciągłego, które jest sumą promieniowania *bremmstrahlung* i rekombinacyjnego może być zapisana w postaci:

$$\frac{dP_{total}}{dE} = \gamma(T_e, z_i) \frac{dP_{ff}}{dE}$$
(3.11)

gdzie $\gamma(T_e, z_i)$ jest współczynnikiem wzbogacenia pochodzącego od promieniowania rekombinacyjnego ([Stratton2008]). Promieniowanie rekombinacyjne jest zaniedbywane dla obszaru widma widzialnego, ponieważ $\gamma(T_e, z_i) = 1$. Daje to możliwość wyznaczenia efektywnego ładunku plazmy Z_{eff} (zobacz rozdział 4.5). W zakresie miękkiego promieniowania X dominuje promieniowanie rekombinacyjne, ponieważ $\gamma(T_e, z_i) > 1$. O wkładzie do całkowitego widma ciągłego dwóch opisanych wyżej rodzajów promieniowania decyduje energia fotonu, temperatura plazmy oraz rodzaj jonu w sposób, jaki został przedstawiony w Tabela 3.1 ([Hutchinson2002]).

Tabela 3.1 Relatywny wkład promieniowania bremmstrahlung (free-free) i promieniowania rekombinacyjnego (free-bound) do całkowitej emisji promieniowania ciągłego (R_y - stała Rydberga).

	Niska temp.	Średnia temp.	Wysoka temp.
	$T \ll z^2 R_y$	$T \sim z^2 R_y$	$T >> z^2 R_y$
$h\nu \ll z^2 R_y$	free-free	free-free	free-free
$h\nu \sim z^2 R_y$	free-free	free-free + free-bound	free-free
$h\nu >> z^2 R_y$	free-free	free-free + free-bound	free-free

Emisja promieniowania hamowania występuje dla każdej energii fotonu, podczas, gdy emisja promieniowania rekombinacyjnego występuje dla energii fotonu wystarczającej do rekombinacji z określonym jonem (tj. $h\nu \ge z^2 R_y / n^2$). Dla energii fotonów $h\nu \ll z^2 R_y$ wkład do rekombinacji mają jedynie stany o dużej liczbie kwantowej $n (n^2 > z^2 R_y / h\nu)$. Dla energii $h\nu \ge z^2 R_y$ i temperatury $T < z^2 R_y$ wkład promieniowania rekombinacyjnego do całkowitego promieniowania ciągłego może być dużo większy niż wkład od promieniowania hamowania. Dla bardzo wysokich temperatur $T >> z^2 R_y$ rekombinacja jest zaniedbywana. Dla temperatury $T \sim z^2 R_y$ i małych energii fotonu dominuje promieniowanie hamowania. Kiedy energia fotonu jest wystarczająca dla rekombinacji z określonym jonem w widmie promieniowania obserwujemy skokowy wzrost intensywności (tzw. brzegi rekombinacyjne) w funkcji energii fotonu. Liczba brzegów rekombinacyjnych oraz skala wzrostu intensywności zależy od rodzaju jonów w plazmie i jej temperatury. Intensywność wyżej opisanych rodzajów promieniowania rośnie wraz ze wzrostem ładunku jonów o liczbie atomowej *Z*.

3.2.3 Emisja promieniowania liniowego typu "bound-bound"

Elektron może znajdować się w atomie w stanie kwantowym charakteryzowanym przez liczby kwantowe *n*, *l*, *m*, *j*, *s*. Promieniowanie liniowe jest wynikiem przejścia elektronu ze stanu związanego atomu lub jonu o wyższej energii do stanu związanego o energii niższej. W wyniku tego przejścia emitowany jest foton o energii stanowiącej różnicę energii między tymi poziomami. Ponieważ poziomy energetyczne w atomie są dyskretne, długości fal odpowiadających poszczególnym przejściom w atomie lub jonie są także dyskretne i widmo promieniowania ma charakter liniowy.

3.3 Równowaga jonizacyjna

W celu pełnej analizy promieniowania emitowanego z plazmy potrzebna jest wiedza na temat populacji stanów wzbudzonych różnych jonów jak również ich rozkład między różnymi stanami jonizacyjnymi. Opis procesów generacji promieniowania w plazmie jest skomplikowany, wymaga on rozwiązania systemu zależnych od czasu równań kinetycznych. Zwykle jedna z trzech aproksymacji jest wykorzystywana do tych analiz: model równowagi termodynamicznej, model koronowy lub model zderzeniowo-radiacyjny. Wybór modelu zależy od wielu parametrów, lecz głównym parametrem jest gęstość plazmy. Dla plazmy gęstej, czyli np.: plazmy wytwarzanej laserem, stosuje się model równowagi termodynamicznej, natomiast dla plazmy rzadkiej, czyli np.: plazmy w urządzeniach typu tokamak, stosuje się model koronowy, lub zderzeniowo-radiacyjny. Kolejne rozdziały zawierają krótki opis każdego z tych modeli.

3.3.1 Model równowagi termodynamicznej

W plazmie, w stanie równowagi termodynamicznej każdemu procesowi towarzyszy proces odwrotny. W takich warunkach gęstość obsadzeń stanów wzbudzonych jest proporcjonalna do współczynnika Boltzmanna $exp(-E_i/kT_e)$. Równowagowy rozkład ładunków jest określony prawem Saha (np. [Kamieniecki1968]):

$$n_e \frac{n_Z^{z+1}}{n_Z^z} = \frac{g^{z+1}}{g^z} \frac{2(2\pi n_e k T_e)^{3/2}}{h^3} \exp\left(\frac{-E_i}{k T_e}\right) \quad (3.12)$$

gdzie: g^z - waga statystyczna jonu o ładunku *z*, E_i - energia jonizacji jonu o ładunku *z*, T_e - temperatura elektronowa. W warunkach laboratoryjnych plazma w równowadze termodynamicznej jest rzadko osiągalna. Jednakże, jeżeli w plazmie nad procesami radiacyjnymi dominują procesy zderzeniowe, powyższe równanie jest spełnione. Prawo Saha wyprowadzone na podstawie statystycznej teorii gazów doskonałych jest słuszne, gdy jonizacja i rekombinacja zachodzą na tej samej drodze oraz, gdy plazmę można rozpatrywać jako gaz doskonały. Poza tym powinno być spełnione ogólne kryterium plazmy doskonałej, tzn., że energia oddziaływań kulombowskich musi być mała w porównaniu z energią cieplną, lub inaczej, że liczba cząstek w kuli Debye'a powinna być duża.

3.3.2 Model koronowy

Magnetycznie utrzymywana plazma ma relatywnie małą gęstość 10¹⁸-10²¹ m⁻³ i dużą temperaturę elektronową w zakresie od kilku dziesiątych eV do 15 keV. Stacjonarny stan jonizacji w plazmie jest określony przez równowagę pomiędzy procesami jonizacji i rekombinacji. Ponieważ temperatura elektronowa i jonowa są tego samego rzędu, tempo jonizacji i rekombinacji w wyniku zderzeń elektronów z jonami jest większe niż w wyniku zderzeń jonowych. Dominującym procesem rekombinacyjnym jest rekombinacja z emisją promieniowania. W takim przypadku procesy proste i odwrotne przebiegają w różny sposób i stacjonarny stan jonizacji nie pokrywa się ze stanem równowagi termodynamicznej. Zakłada się, że plazma jest optycznie cienka tzn. jest transparentna dla promieniowania. Poza tym w plazmie rozrzedzonej, z której promieniowanie swobodnie uchodzi, krotność jonizacji nie zależy od koncentracji elektronów. Przybliżenie to jest znane, jako równowaga koronowa. Rozkład ładunku dla poszczególnych jonów jest dany równaniem (np. ([Isler1984]):

$$\frac{\partial n_Z^z}{\partial t} = n_e \left(n_Z^{z-1} S_Z^{z-1} - n_Z^z S_Z^z + n_Z^{z+1} \alpha_Z^{z+1} - n_Z^z \alpha_Z^z \right) \quad (3.13)$$

gdzie: z=1,...Z, *S* - współczynnik szybkości jonizacji, α - współczynnik szybkości rekombinacji. W warunkach stacjonarnych $\frac{\partial n_z^z}{\partial t} = 0$, więc równanie (3.13) redukuje się do postaci:

$$n_Z^z S_Z^z = n_Z^{z+1} \alpha_Z^{z+1}$$
 (3.14)

Przybliżenie to nie jest zależne od gęstości elektronowej. Jeżeli uwzględnimy rekombinację z wymianą ładunku równanie (3.14) przybiera postać:

$$n_{Z}^{z}S_{Z}^{z} = n_{Z}^{z+1} \left(\alpha_{Z,r}^{z+1} + \alpha_{Z,d}^{z+1} + \alpha_{Z,cx}^{z+1} \frac{n_{0}}{n_{e}} \right) (3.15)$$

Przy założeniu, że rozkład prędkości elektronów jest rozkładem makswellowskim oraz, że liczba jonów w stanie wzbudzonym jest zaniedbywalna, rozwiązaniem równania (5.15) jest względna zawartość ułamkowa poszczególnych jonów (*fractional abundance*) $f_z = N_Z / \sum N_Z$ w funkcji temperatury.

W praktyce w plazmie tokamakowej stan stacjonarny jest trudny do ustalenia ze względu na zmiany zachodzących w plazmie lub z powodu występowania zjawiska transportu cząstek. Zatem równanie (3.13) musi zostać zapisane w postaci ([Isler1984]):

$$\frac{\partial n_Z^z}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_Z^z \right) + n_e \left(n_Z^{z-1} S_Z^{z-1} - n_Z^z S_Z^z + n_Z^{z+1} \alpha_Z^{z+1} - n_Z^z \alpha_Z^z \right) (3.16)$$

gdzie z = 1,...Z, Γ_Z^z stanowi radialny strumień jonów w stanie z. Strumień cząstek zanieczyszczeń oznaczony, jako Γ_Z^z jest opisany przez sumę procesów dyfuzji i konwekcji zanieczyszczeń charakteryzowanych odpowiednio współczynnikiem dyfuzji Di współczynnikiem prędkość konwekcji V zgodnie ze wzorem:

$$\Gamma_Z^z = -D\frac{\partial}{\partial r}n_Z^z + Vn_Z^z \quad (3.17)$$

Ujemna wartość V oznacza ruch cząsteczek w kierunku środka plazmy.

3.3.3 Model zderzeniowo-radiacyjny

Model zderzeniowo-radiacyjny stosowany jest do opisu gęstej plazmy. Uwzględnia on procesy wzbudzenia, rekombinacyjne i jonizacyjne atomów i jonów. Model ten wymaga uwzględnienia procesów zderzeń elektronów z atomami i jonami w wyższych stanach wzbudzenia, włączając w to rekombinacje trójciałową oraz wzbudzenie/jonizację z wysoko obsadzonych stanów wzbudzonych.

4 Problem zanieczyszczeń w plazmie

Pole magnetyczne zapewnia pewnego rodzaju izolację plazmy od ścian komory tokamaka, pozwalając na uzyskanie wysokiej temperatury w wyniku grzania metodami opisanymi wyżej. Niestety, część energii opuszcza plazmę i dociera do otaczających ją powierzchni. Prowadzi to do uwalniania zanieczyszczeń. Zanieczyszczenia mają negatywny wpływ na parametry plazmy, są źródłem wielu problemów. Powodują radiacyjne straty mocy w wyniku promieniowania liniowego emitowanego przez częściowo zjonizowane atomy. Koncentracja zanieczyszczeń większa niż 10 % (a nawet 1-5 %) znacznie rozrzedza plazmę, co może poważnie hamować przebieg reakcji syntezy. Jest to spowodowane tym, że w wyniku jonizacji atomów zanieczyszczeń powstaje wiele elektronów, które dla danego ciśnienia plazmy powodują względny spadek koncentracji jonów paliwa. Prowadzi to do zmniejszenia częstości zderzeń między jądrami wchodzącymi w reakcję syntezy termojądrowej. Przy dużej koncentracji zanieczyszczenia uniemożliwiają efektywne grzanie plazmy. Jest to szczególny problem w fazie startowej grzania plazmy, kiedy to w niskich temperaturach następuje silniejsze promieniowanie zanieczyszczeń, pochodzące od jonów o niskiej krotności jonizacji. Zanieczyszczenia przyczyniają się do brzegowego wychładzania plazmy, co w konsekwencji może prowadzić do zmiany prądu w plazmie i do zerwania sznura plazmowego.

4.1 Źródła zanieczyszczeń w układach typu tokamak

Jony zanieczyszczeń plazmy można sklasyfikować, jako jony atomów o małym-, średnim- i dużym Z. Typowymi jonami o małym Z występującymi w plazmie tokamakowej są jony węgla, berylu, tlenu i litu. W wielu tokamakach węgiel pochodzi z grafitowych płytek używanych jako materiał ścian. Tlen powstaje w wyniku desorpcji z powierzchni wewnątrz komory próżniowej. Beryl, lit i bor są używane do kontroli gęstości plazmy brzegowej poprzez redukcję recyklingu jonów wodorowych oraz redukcję zawartości tlenu w plazmie w procesie "gettering" polegającym na wychwytywaniu tlenu przez beryl ([Federici20011]). Do jonów o średnim Z należą jony żelaza, niklu, chromu i miedzi pochodzących ze stali nierdzewnej, ze stopów o znaku towarowym *Inconel* oraz innych komponentów użytych do budowy ścian komory próżniowej będących narażonych na bezpośrednie oddziaływanie z plazmą. Do zanieczyszczeń o dużym Z zalicza się molibden i wolfram. W niektórych istniejących urządzeniach termojądrowych używa się tych metali jako materiałów do budowy limitera i divertora. Planowane jest użycie wolframu w układzie JET, a także w urządzeniu nowej generacji, jakim będzie ITER. Do typowych materiałów używanych do budowy
limitera w istniejących tokamakach na całym świecie zalicza się stal nierdzewną zastosowaną w układach ATC ([Ellis1985]) i ISX-A ([Zuhr1979]), molibden użyty w Alcator A ([Bartoli1975]) i TFR ([TFRGroup1976]), wolfram wykorzystany w układach ST ([Dimock1971]) i PLT ([Bol1987]), tytan występujący w urządzeniu PDX ([Meade1981]), złoto w DIVA ([DIVAGroup1978]), aluminium w ST ([Meservey1976]), alumina PETULA ([Bardet1977]). W urządzeniach z divertorem do jego konstrukcji używany jest molibden w układzie Alcator C-Mod ([Wampler1999], [Pappas1999]) oraz wolfram w tokamaku ASDEX-Upgrade ([Krieger1999]). Inne pierwiastki zanieczyszczeń mogą być wprowadzone do plazmy z zewnętrznego źródła np. metodą iniekcji gazu lub na skutek ablacji laserowej. Wprowadzanie zanieczyszczeń do plazmy w wyniku ablacji laserowej ([Friichtenicht1974], [Marmar1975], [Mattoo1997]) jest popularna metoda do badania procesów atomowych ([Suckewer1980], [Rice2000]), do badania procesów transportu zanieczyszczeń i ich wpływu na wyładowanie w plazmie ([Marmar1980], [Marmar1982], [Cohen1982], [TFR Group1983], [Isler1985], [Pasini1990], [Castracane1991], [Mattioli1995]). Szacuje się, że koncentracja pierwiastków o małym Z wynosi około 1 % gęstości elektronowej, natomiast pierwiastków o średnim Z i dużym Z około 0,01 %. Zaletą metalowych powierzchni o dużej liczbie atomowej Z, takich jak nikiel czy wolfram, jest ich wysoka temperatura topnienia. Jednakże wadą takich materiałów jest to, że w temperaturach, jakie są osiągane w urządzeniach typu tokamak nie ulegają całkowitemu zjonizowaniu powodując radiacyjne straty energii w plazmie w wyniku promieniowania ciągłego, którego moc jest proporcjonalna do Z^2 , (zobacz rozdział 4.2.1). Dla przykładu, jeden procent żelaza o liczbie atomowej Z=26 w plazmie powoduje około siedmiokrotny wzrost promieniowania ciągłego. W związku z tym stawiane są wymagania, aby materiały, z których bedą budowane materiały otaczające plazmę wytwarzały jak najmniejszy strumień zanieczyszczeń, a uwalniane zanieczyszczenia miały małe liczby atomowe Z, ponieważ atomy lekkich pierwiastków po dostaniu się do plazmy ulegają całkowitej jonizacji. Ponadto materiały te muszą być odporne na wysokie temperatury, gdyż w wyniku zerwania sznura plazmowego może nastąpić znaczna depozycja energii na powierzchni ściany komory tokamaka, co pociąga za sobą uwalnianie dużej ilości zanieczyszczeń.

4.2 Mechanizmy odpowiedzialne za uwalnianie zanieczyszczeń

4.2.1 Efekt RF sheaths

Fizyka dotycząca tzw. efektu RF sheaths została opisana w pracach [Myra1990], [Noterdaeme1993], [Myra2006]. Rezultaty tego efektu dla tokamaka ASDEX opisane są [Chodura1989], JET [D'Ippolito1991], [Bures1991], W pracach [Bures1992], [D'Ippolito1993], dla Tore Supra w pracach [Colas2001], [Becoulet2002], a dla TFTR w pracach [Myra1996], [D'Ippolito1998]. Efekt RF sheaths powstaje, kiedy otwarte linie pola magnetycznego w plazmie dotykają powierzchni przewodzących na antenach do grzania RF (Radio Frequency). Składowa równoległa pola elektrycznego wytwarzanego przez antene powoduje ruch elektronów i jonów wzdłuż linii pola magnetycznego w kierunku ścian komory. Elektrony poruszają się szybciej niż jony, ponieważ ich masa jest mniejsza, a temperatura elektronów jest większa niż temperatura jonowa. Elektrony, w momencie zderzenia ze ścianą pozostają poza plazmą. Prowadzi to do powstania warstwy o większej gęstości dodatnich jonów. W wyniku rosnącego braku równowagi ładunku, wytwarzany jest oscylujący potencjał pomiędzy krańcami otwartych linii pola magnetycznego znajdujących się naprzeciwko anteny grzania RF. Potencjał RF stanowi barierę dla elektronów, dzięki czemu osiągana jest równowaga jonowo-elektronowa. Na skutek różnicy potencjałów pomiędzy potencjałem plazmy w warstwie SOL, a stałym potencjałem wytwarzanym na powierzchni materiałów (o większej wartości) jony ulegają przyspieszeniu w kierunku ściany. Przyspieszane jony są odpowiedzialne z efekt sputteringu, będącym źródłem zanieczyszczeń. Proces sputteringu zanieczyszczeń wywołany przez jony przyspieszane w potencjale RF jest opisany w pracach [Perkins1989], [Chodura1989], [D'Ippolito1991], [Bures1991], [Bures1992], [D'Ippolito1998]. Indukowana przez ten proces konwekcja cząstek została opisana w pracach [D'Ippolito1993], [D'Ippolito1998], [Becoulet2002]. Rozpraszanie energii w pracy [Bures1992] i tworzenie tzw. hot spots w pracach [Myra1996], [Colas2001].

4.2.2 Fizyczny i chemiczny sputtering

Jednym z mechanizmów odpowiedzialnych za uwalnianie zanieczyszczeń do plazmy jest proces nazywany fizycznym sputteringiem. Jest on wywołany przez jony plazmy, jony zanieczyszczeń oraz cząstki neutralne zdolne do wymiany ładunku, które bombardują powierzchnie otaczające plazmę. Jony zmierzające w kierunku tych powierzchni ulegają przyspieszeniu w potencjale *RF sheaths* (opisanym w rozdziale 3.2.1) do energii

 $E_0 = 2T + 3zT$, gdzie *T*, oznacza temperaturę plazmy przy powierzchni materiału, *z* ładunek jonu. Na skutek zderzeń padających cząstek z atomami tworzącymi stałą powierzchnię ściany następuje transfer energii. Kiedy cząstki te osiągają wystarczająco dużą energię kinetyczną pozwalającą na pokonanie energii wiązania ([Strachan1992]), atomy i jony są uwalniane z powierzchni. Efektywność sputteringu mierzona jest stosunkiem liczby wyemitowanych z powierzchni atomów i jonów do liczby padających na nią cząstek. Wartość ta zależy od różnych czynników, między innymi od masy, energii i strumienia cząstek oraz od kąta ich padania na powierzchnię. Zależy także od energii wiązania wybijanych atomów ([Eckstein1991], [Yamamura1985], [Eckstein1993]). Efektywność sputteringu nie zależy natomiast od temperatury powierzchni ([Bohdansky1987]). Fizyczna teoria tego procesu opisana jest w pracach [Sigmund1969], [Eckstein1993]. Przewidywana wartość sputteringu, jak również jego zależności od właściwości pierwiastków tworzących powierzchnię ściany zastały zweryfikowane eksperymentalnie zarówno w tokamakach jak i urządzeniach laboratoryjnych.

Dodatkowym mechanizmem odpowiedzialnym za uwalnianie zanieczyszczeń do plazmy, jest chemiczny sputteringu, który jest szczególnie efektywny przy niskiej temperaturze plazmy brzegowej. Proces ten polega na tworzeniu się na powierzchni materiałów molekuł na skutek chemicznej reakcji pomiędzy padającymi cząsteczkami (zarówno energetycznymi jonami wodorowymi jak i termicznymi atomami wodoru), a atomami tworzącymi powierzchnię. Zależy on od energii i strumienia cząstek, temperatury i właściwości powierzchni (np. występowania struktury krystalicznej). Energia wiązania molekuł na powierzchni jest wystarczająco mała, aby doszło do desorpcji przy typowej temperaturze materiału (przykładowo ~300 °C dla płytek divertorowych w układzie JET) ([Whyte1997]). Sputtering chemiczny obserwowany jest dla energii cząstek bliskiej lub poniżej granicy energii charakterystycznej dla sputteringu fizycznego (np.: 30 eV dla węgla).

Omawiane procesy prowadzą do erozji i zmniejszenia czasu życia komponentów powierzchni w tokamakach, a także do przenoszenia i ponownego osadzania się uwalnianych materiałów. Rozpylone z powierzchni ścian lub anten materiał stanowi źródło zanieczyszczeń plazmy. Produkcja zanieczyszczeń w wyniku procesu sputteringu nie jest jedynym czynnikiem odpowiedzialnym za zanieczyszczenia w plazmie. Równie ważna jest efektywność transportu cząstek w kierunku plazmy centralnej, który zależy od lokalizacji źródła zanieczyszczeń, parametrów plazmy brzegowej oraz od rodzaju materiałów powierzchni otaczających plazmę. Źródło zanieczyszczeń w obszarze divertora silnie wpływa na poziom promieniowania w tym obszarze. Jednakże, modelowanie zanieczyszczeń wykazało większy ich wkład do plazmy centralnej, gdy one powstają w komorze głównej niż

w obszarze divertora ([Matthews1992], [Pitcher1997]). W szczególności, gdy zanieczyszczenia uwalniane są z powierzchni tzw. pierwszej ściany (limitera, anten oraz innych elementów pierwszej ściany), która jest fizycznie najbliższa plazmy i do której dociera silny strumień cząstek ([Lipschultz2001]).

4.2.3 Recykling

Cząstki uwalniane z powierzchni limitera zanim dotrą do separatrysy i dostaną się do plazmy centralnej mogą ulegać rozproszeniu pod wpływem strumienia plazmy. Proces taki, zwany recyklingiem obserwowany jest wielokrotnie w ciągu jednego wyładowania i trwa średnio od 1 do 10 ms ([Federici2001]). Typowo, strumień izotopów wodoru pochodzący z elementów limitera jest globalnie większym źródłem tych cząstek niż strumień izotopów wodoru dostarczany w postaci paliwa, czy jako wiązka atomów stosowana do dogrzewania plazmy (NBI). Izotopy wodoru uwalniane ze ścian mogą prowadzić do niekontrolowanego wzrostu ich gęstości w plazmie. Uzyskanie odpowiednich parametrów plazmy jest możliwe tylko wtedy, kiedy strumień jonów wodorowych i zanieczyszczeń uwalnianych ze ścian jest kontrolowany. Osiąga się to, na przykład przez tzw. boronizację. Metodę taką stosowano w tokamakach Alcator C-Mode ([Greenwald1997], DIII-D [Jackson1991] [Owen1999]), JT60-U ([Higashijima1995]), TEXTOR ([Samm1995] i MAST [Sykes2000]). Polega ona na zastosowaniu związku zawierającego bor dla pokrycia wewnętrznej powierzchni komory próżniowej, co pomaga w zmniejszeniu promieniowania zanieczyszczeń. Pomimo, że czas utrzymywania plazmy przy stosowaniu tej metody nie wydłuża się, to jednak boronizacja pozwoliła na kontrolę gęstości plazmy i procesu recyklingu w układach JET ([Saibene1995], ASDEX-Upgrade [Rohde1999]) i Tore Supra ([Gauthier1992]).

4.2.4 Zerwanie sznura plazmowego

We wszystkich urządzeniach typu tokamak okazjonalnie dochodzi do gwałtownego zerwania sznura plazmowego zwanego w języku angielskim *disruption*. Plazma po osiągnięciu pewnej wartości gęstości lub ciśnienia zaczyna być niestabilna. Prowadzi to do wzrostu niestabilności magneto-hydrodynamicznych (MHD), następnie do zaniku powierzchni magnetycznych, strat energii termicznej, spadku prądu plazmy i w rezultacie do wygaśnięcia wyładowania plazmowego ([Wesson1989]). Zerwanie sznura plazmowego może być także spowodowane zmianą pionowego rozmieszczenia plazmy, nazywaną zjawiskiem VDE (*Vertical Displacement Events*). W dużych urządzeniach fuzyjnych takich jak JET, JT-60U,

czy TFTR w wyniku zerwania sznura plazmowego, energia plazmy jest gwałtownie dostarczana do ścian komory próżniowej, co prowadzi do uwalniania zanieczyszczeń, lub nawet do uszkodzeń elementów urządzenia np.: stopnienia, erozji, ablacji, deformacji PFC (*Plasma Facing Components*) oraz innych elementów wewnątrz komory ([ITER1999], [Hassanein1997], [Pestchanyi1997]). Na przestrzeni lat osiągnięto duży postęp w zrozumieniu mechanizmów odpowiedzialnych za zerwanie sznura plazmowego. Zakłada się, że powody wystąpienia tego efektu w układzie ITER ([ITER1999]) będą takie same jak w obecnych tokamakach, jednakże ich konsekwencje będą znacznie poważniejsze ([Wesley1997]). Zakłada się, że energia termiczna plazmy w tokamaku ITER będzie 10-100 krotnie większa niż w przypadku układu JET i 1000 krotnie większa niż w przypadku tokamaka Alcator C-Mod ([Granetz1996]), a siły mechaniczne wywierane na komponenty komory wywołane zjawiskiem VDE ([Federici2001]) będą w układzie ITER dużo większe. Ponadto przewiduje się, że pole elektryczne wywołane zjawiskiem *disruption* będzie powodowało generację uciekających elektronów.

4.2.5 Uciekające elektrony

Pod wpływem pola elektrycznego w plazmie następuje powolny dryf elektronów. Dla elektronów o niskiej energii szybszy dryf oznacza większą częstość zderzeń kulombowskich, w wyniku czego prędkość dryfu ma tendencję do stabilizacji. Dla elektronów o energiach większych niż 100 keV większa prędkość oznacza mniejszą częstość zderzeń kulombowskich. Elektrony o wystarczająco dużej energii mogą być, zatem ciągle przyspieszane przez pole elektryczne do coraz wyższych energii napotykając na coraz mniejsze tarcie. Elektrony takie nazywane są *runaway electrons*. Uciekające elektrony mogą zderzać się z atomami w materiale komory układu powodując powstawanie wtórnych elektronów. Kiedy elektrony wtórne mają także wystarczająco dużą energię potrzebną do ucieczki i są przyspieszane do wyższych energii produkują kolejne wtórne elektrony. W związku z tym, łączna liczba energetycznych elektronów rośnie wykładniczo ([Wesson2007]).

Przy gęstości plazmy typowej dla tokamaka, $n_e \sim 10^{19}$ - 10^{20} m⁻³, toroidalne pole elektryczne, odpowiedzialne za powstawanie uciekających elektronów jest na tyle małe, że zjawisko ucieczki elektronów praktycznie nie występuje. Zjawisko to zachodzi w sytuacjach wyjątkowych, takich jak zerwanie sznura plazmowego ([Wesson1989], [Putvinski1997], [Gill2002], [Riccardo2003], [Plyusnin2006]). Lokalne oddziaływanie prądu o natężeniu kilku MA pochodzącego od uciekających elektronów o energiach wielu MeV z elementami pierwszej ściany może spowodować ich poważne uszkodzenia. Szybkie elektrony mogą prowadzić do stopienia komponentów komory próżniowej, a co za tym idzie do uwalniania się zanieczyszczeń. Wyniki numerycznych symulacji oraz analizy danych eksperymentalnych pokazały, że generowane podczas *disruption* uciekające elektrony stanowią kluczowy problem dla przyszłych reaktorów skali takiej jak ITER ([ITER1999]).

4.2.6 Zjawisko ELM

Krótkie, periodyczne niestabilności zwane ELM (*Edge Localised Mode*) pojawiają się w plazmie brzegowej podczas wyładowania w reżimie modu H w tokamakach z divertorem ([Zohm1996]). Powodują one gwałtowne, periodyczne uwalnianie energii termicznej i cząstek z plazmy brzegowej do SOL i ostatecznie do powierzchni divertora i/lub pierwszej ściany komory tokamaka. Dodatkowo mogą one prowadzić do przejściowego wzrostu obciążeń termicznych na płytkach divertora i wzrostu erozji materiałów pierwszej ściany ([Hill1997]).

4.2.7 Wyładowanie łukowe

Elektryczne wyładowanie łukowe (*arcing*) jest krótkim wyładowaniem (< 1 ms) o dużej gęstości prądu (~ 10^{12} Am⁻²) pomiędzy plazmą a powierzchnią metaliczną ([Simonov1962]). Powstałe na skutek tego procesu lokalne grzanie prowadzi do odparowania i erozji materiałów, a tym samym do wprowadzenia zanieczyszczeń do plazmy. Badania wyładowania łukowego wykonane z wykorzystaniem spektroskopii i pomiarów prądu przeprowadzone w późnych lat 70-tych w tokamakach DITE, ISX, PLT i T10 wykazały, że zjawisko to zachodzi w początkowej fazie wyładowania ([McCracken1980]). W tokamakach DITE ([Goodall1980]) i JFT-2 ([Ohtsuka1980]) było to związane z aktywnością MHD. Znaczące wyładowania łukowe zaobserwowano także podczas zerwania sznura plazmowego. Pomimo, że obserwowany był chwilowy wzrost zanieczyszczeń w plazmie na skutek wyładowania w łuku, to efekt ten nie miał większego wpływu na koncentrację zanieczyszczeń w już ustabilizowanej fazie wyładowania.

4.3 Opis stanu wiedzy na temat emisji zanieczyszczeń podczas dodatkowego grzania plazmy

Jednym z poważnych niekorzystnych efektów dodatkowego grzania plazmy jest emisja i akumulacja zanieczyszczeń w plazmie. Uwalnianie zanieczyszczeń z anten systemów dodatkowego grzania plazmy (ICRH, LHCD) zależy od wielu złożonych czynników. Pełna ocena wymaga uwzględnienia parametrów urządzenia grzejącego oraz właściwości plazmy np. prąd plazmy, gęstość plazmy, wartość pola magnetycznego, konfiguracja i geometria plazmy, charakterystyki promieniowania lub cząstek stosowanych do grzania plazmy itd. Wiele z nich jest powiązanych ze sobą, co powoduje dodatkową komplikację prowadzanych analiz. Główne mechanizmy odpowiedzialne za uwalnianie zanieczyszczeń z powierzchni otaczających plazmę zostały opisane w rozdziale 4.2. Istnieje jednak możliwość uniknięcia akumulacji zanieczyszczeń w plazmie poprzez właściwy wybór rodzaju, mocy i scenariusza dodatkowego grzania.

Strumienie zanieczyszczeń można sklasyfikować w dwóch głównych grupach ([Bures1991]). Pierwszą stanowi globalny strumień zanieczyszczeń związany ze zmianami, które zachodzą w plazmie brzegowej i w obszarze SOL. Okazuje się, że wraz ze wzrostem całkowitej mocy doprowadzonej do plazmy w układzie tokamaka podczas grzania falami radiowymi (RF), obserwowany jest wzrost strumienia energii w SOL odpowiedzialnego za proces sputteringu. Proces globalny ma znaczenie, gdy pojawia się grzanie brzegowe, lub kiedy mamy do czynienia ze słabą absorpcją fali ICRH w plazmie centralnej ([D'ippolito1991]). Czas trwania strumienia globalnego zanieczyszczeń typowo wynosi 0,2-0,4 s ([Bures1991]). Zjawisko to pojawia się nie tylko przy grzaniu ICRH, ale także przy dowolnym sposobie grzania plazmy. Drugą grupę stanowi lokalny strumień zanieczyszczeń, związany z oddziaływaniem plazmy z polem elektrycznym wytwarzanym blisko powierzchni anteny i efektem "*RF sheaths*" opisanym w pkt 4.2.1. Charakterystyczny czas związany z tym strumieniem jest bardzo krótki i wynosi $\tau < 10$ ms.

Na przestrzeni lat przeprowadzono wiele badań, których celem było wyjaśnienie procesów odpowiedzialnych za uwalnianie zanieczyszczeń podczas grzania ICRH. W eksperymentach przeprowadzonych w latach osiemdziesiątych w układach TEXTOR, TCA, JFT'2M i innych uzyskano wiele cennych rezultatów (np. [Waidmann1984], [Chambriear1984], [Mori1985], [Tomai1987], [Ogawa1987], [Perkins1986], [Chodura1989], [Myra1990], [Taylor1983], [Grigoreva1984, [Bures1988]). W wielu układach obserwowano różnice w zachowaniu się zanieczyszczeń plazmy w zależności od profilu depozycji mocy w plazmie i sposobu grzania falami radiowymi. Przykładowo w układzie ASDEX-Upgrade zaobserwowano wpływ obszaru plazmy, dla którego zachodzi absorpcja fali RF. Również w tym tokamaku osiągnięto większą czystość plazmy, podczas stosowania grzania metodą ECRH w porównaniu z plazmą grzaną przy pomocy systemu ICRH ([Dux2003a]). Wykazano, że w tokamaku DIII-D zastosowanie grzania ECRH skutkuje spłaszczaniem profilu gęstości elektronowej i gęstości zanieczyszczeń niklem ([Gohil2003]). Podobne zjawisko zaobserwowano w układzie JT60-U w stosunku do gęstości zanieczyszczeń argonem

([Takenaga2003a]). W układzie Alcator C-Mod i FTU z molibdenowym limiterem zaobserwowano wzrost gęstości zanieczyszczeń molibdenem oraz wzrost radiacyjnych strat mocy w funkcji mocy grzania ICRH dla wyładowań plazmowych typu L-mode i H-mode ([May1999]). Podobne zmiany gęstości molibdenu były już wcześniej udokumentowane w układzie Alcator C ([Manning1986]) dla dużo mniejszej mocy grzania ICRH. W tokamaku Alcator C-Mod dzięki boronizacji powierzchni limitera uzyskano znaczną redukcję gestości zanieczyszczeń molibdenem i strat radiacyjnych zarówno w plazmie grzanej omowo jak i po zastosowaniu grzania ICRH ([May1999]). W eksperymentach wykonanych na układzie Alcator C-Mod, przy zastosowaniu pozaosiowego (off-axis) grzania ICRH obserwowano wypikowanie gęstości plazmy oraz wzrost koncentracji zanieczyszczeń, co prowadziło do radiacyjnego rozpadu plazmy ([Marmar2003]). Jednakże zastosowanie osiowego (on-axis) grzania ICRH przyczyniało się do redukcji tego efektu ([Rice2002]). Dla tokamaka ASDEX zaobserwowano liniowy wzrost gestość zanieczyszczeń żelazem oraz efektywnego ładunku Zeff wraz ze wzrostem mocy grzania ICRH ([Ryter1990]). Zachowanie zanieczyszczeń wolframem badano w tokamaku TEXTOR ([Rapp1997]). Koncentrację wolframu mierzono podczas eksperymentów z iniekcją gazu neonowego, których celem było badanie materiałów o wysokim Z. Bez iniekcji neonu obserwowano wzrost gęstości wolframu wraz z mocą grzania ICRH, oraz spadek tej gęstości wraz z ilością wprowadzanego neonu.

We wczesnych eksperymentach na tokamaku JET udowodniono, że koncentracja zanieczyszczeń Ni uwalnianych z ekranu anteny zależy od mocy grzania ICRH ([Denne1985]). Pierwsze obserwacje wpływu fazy anteny na zachowanie zanieczyszczeń w plazmie w układzie JET przypadają na rok 1986 ([Jacquinot1986]). Zależność strumienia zanieczyszczeń od położenia anteny, gęstości plazmy brzegowej, kąta pomiędzy polem magnetycznym w plazmie brzegowej a anteną, napięciem w obwodzie anteny, fazą anteny oraz od materiałów użytych w konstrukcji pierwszych anten ICRH w układzie JET przedstawione zostały w pracy [Bures1991]. Kiedy grzanie falami radiowymi stosowano w układzie JET do grzania elektronów, obserwowano płaski profil gęstości zanieczyszczeń ([Puiati2003], [Gohil2003], [Nave2003], [Puiati2005], [Carraro2007]) podczas, gdy stosowano je do grzania jonów, obserwowano skok gęstości zanieczyszczeń (*density piking*) w rdzeniu plazmy. Płaski profil tłumaczono wyższą dyfuzyjnością cząstek i obecnością składowej strumieniem cząstek w kierunku na zewnątrz plazmy. Analiza profilu gęstości metalicznych zanieczyszczeń mało kolizyjnej plazmy w wyładowaniach z modami L i H została przedstawiona w pracy [Puiati2006].

Wyniki badań zachowania zanieczyszczeń podczas stosowania grzania LHCD w tokamaku JET zostały przedstawione w pracach [Clement1984], [Cohen1984],

[Marmar1984], [Stangeby1990], [Fuchs1996], [Mailloux1997], [Goniche1998], [Kirov2005], i [Ekedahl2007]. Niektóre z badań wykazały, że powodem emisji zanieczyszczeń są energetyczne elektrony, które są przyspieszane przez pole w pobliżu anteny LHCD ([Fuchs1996], [Mailloux1997], [Goniche1998]). Istnieją także obserwacje procesu sputteringu wywołanego jonami powodującymi uwalnianie zanieczyszczeń z anteny ([Clement1984]). Numeryczne symulacje obciążeń termicznych na ścianach tokamaka JT60-U ([Tobita1995], [Ikeda1996]) wykazały znaczne obciążenia na powierzchni anteny LHCD powodowane działaniem szybkich jonów. Podczas eksperymentów z grzaniem ICRH w tokamakach ASDEX ([Evans1990]), Tore Supra ([Goniche1994], [Mailloux1997]) i TdeV ([Mailloux1995], [Mailloux1997]) zaobserwowano asymetrię w depozycji mocy na ścianach komory plazmowej w wyniku, czego elementy ściany magnetycznie połączone z anteną LHCD poddawane były wysokim obciążeniom termicznym. W układzie JET antena LHCD jest magnetycznie połączona z anteną B, czasami także z anteną A stosowaną do grzania ICRH. Oznacza to, że moc generowana przez anteny ICRH wytwarza potencjał, który przyspiesza jony do energii wystarczająco dużej, aby oddziaływały one z powierzchnią anteny LHCD. Stwierdzono, że podstawowym powodem wzrostu obciążeń termicznych na antenie były szybkie jony i energetyczne elektrony. Następstwem, czego są procesy sputteringu, parowania i/lub sublimacji, które powodują uwalnianie się zanieczyszczeń i uszkodzenie anten. Zaobserwowano również, że obciążenia termiczne prowadzą do powstawania tzw. "gorących" obszarów (hot spots), które mogą być źródłem zanieczyszczeń.

4.4 Przegląd metod wyznaczania gęstości zanieczyszczeń w układach typu tokamak

Informacje o względnej lub absolutnej koncentracji zanieczyszczeń w plazmie tokamakowej mogą być uzyskiwane poprzez zastosowanie zarówno aktywnych jak i pasywnych technik spektroskopowych, takich jak spektroskopia UV, VUV, spektroskopia promieniowania hamowania oraz spektroskopia związana z wymianą ładunkową.

W pracach [Lawson1988a] i [Peacock1999] zaprezentowano empiryczną metodę LINT (*Line Intensity Normalization Technique*) łączącą relację intensywności linii spektralnych jonów zanieczyszczeń do ich elementarnego wkładu do wypromieniowanej mocy (P_{rad}) oraz efektywnego ładunku plazmy, Z_{eff} . Metoda ta, dostarczająca informacji o zawartości zanieczyszczeń w plazmie jest relatywnie niezależna od transportu, profili gęstości i temperatury elektronowej plazmy dla grupy podobnych wyładowań w układzie JET. Oparta jest ona na hipotezie, że reprezentatywny jon emitujący charakterystyczne promieniowanie

liniowe może być wybrany dla każdego rodzaju zanieczyszczenia w plazmie, a intensywność każdej z tych linii zależy liniowo od wkładu danego pierwiastka do całkowitej wypromieniowanej mocy, P_{rad} , i do efektywnego ładunku jonu, Z_{eff} . Wkład do P_{rad} od danego pierwiastka był uzyskiwany przez dopasowywanie grupy współczynników normalizacyjnych k_z do indywidualnych intensywności linii I_z , tak, aby suma $\sum_{z} k_z I_z = P_{rad}$. Wielkość P_{rad} była

mierzona przy pomocy bolometrów. Technika ta wymaga jednak, aby ewolucje czasowe intensywności linii zanieczyszczeń różniły się wyraźnie od siebie, dla zapewnienia prawidłowej identyfikacji wkładu każdej z nich do sygnału bolometrycznego. Przykład zastosowania tej metody do badań spektralnych w zakresie VUV/XUV w układzie JET został przedstawiony w pracach [Barnsley1993], [Peacock1999]. Pomimo, że dzięki tej metodzie możliwa jest szybka analiza dużej liczby podobnych wyładowań w plazmie, to jej wadą jest oczywisty brak podstaw fizycznych. Technika ta sprawdza się jedynie dla intensywności linii widmowych słabo zależnych od parametrów plazmy, gdy emisja promieniowania pochodzi z plazmy centralnej. Metoda ta nie może być zastosowana do wszystkich konfiguracji plazmy, np. przy wyładowaniu typu *H-mode*, kiedy emisja z obserwowanych jonów pochodzi z plazmy brzegowej.

Główną alternatywą spektroskopii pasywnej przy określeniu gęstości zanieczyszczeń jest aktywna spektroskopia CXRS (Charge Exchange Recombination Spectroscopy). Stosuje się ona do obszaru widzialnego widma. Wykorzystanie diagnostyki CXRS w układzie JET związane jest z grzaniem plazmy wiązką NBI, które jest źródłem wysokoenergetycznych cząstek neutralnych. Gęstość zanieczyszczeń jest wyznaczana z pomiarów intensywności linii spektralnych i wyliczonej gęstości wiązki neutralnej ([Boileau1989], [Hellerman1990], [Anderson2000], [Meister2004]). Obserwacja wielu obszarów przecięcia linii "patrzenia" diagnostyki z wiązką grzania NBI pozwala na przestrzenny pomiar gestości zanieczyszczeń. W tokamaku ASDEX Upgrade gęstość zanieczyszczeń wyznaczano przy użyciu spektroskopii CX z wiązką litową ([Wolfrum2006]). Opisane w literaturze pomiary profilu gęstości zanieczyszczeń w oparciu o tę metodę dotyczą przede wszystkim pierwiastków o małej liczbie Z w zakresie od He do Ne. W literaturze możemy także znaleźć informacje, że również pierwiastki o średnim Z, takie jak Fe moga, być diagnozowane za pomocą tej metody ([Knize1988], [Stratton1991]). Określenie lokalnej całkowitej gęstości zanieczyszczeń przy użyciu spektroskopii CX jest często skomplikowane ze względu na trudności w odróżnieniu emisji pochodzacej z reakcji z wymianą ładunku pomiędzy jonami w plazmie i atomami w wiązce neutralnej stosowaną do grzania NBI, a innymi źródłami promieniowania, w tym samym zakresie widmowym. Druga trudność wynika z wpływu na badane widmo promieniowania tła, linii atomowych należących do innych zanieczyszczeń oraz linii badanych zanieczyszczeń, które pojawiają się na skutek wzbudzenia zderzeniowego. Wadą metody wykorzystującej spektroskopię CX jest konieczność zastosowania wiązki neutralnej, która ze względu na charakter przeprowadzanych eksperymentów nie zawsze jest używana. Poza tym, przekrój czynny na wystąpienie zjawiska *Charge Exchange* dla przejść atomowych w zakresie widzialnym dla zanieczyszczeń o średnim i dużym Z jest bardzo mały, ograniczając obserwacje właściwie do Ar (Z=18). Dodatkowo, po każdym wyładowaniu w plazmie istnieje potrzeba przeprowadzania odpowiedniej kalibracji, aby można było dokonać prawidłowej analizy sygnału.

Wyznaczanie całkowitej gęstości zanieczyszczeń (niezależnej od krotności jonu) pierwiastków o dużym Z w zakresie: Si ([Dux2003b], [Dux2004]), Ar ([Dux1999], [Takenaga2003a], Ni [Dux2004], [Puiatti2004]) do Mo ([Mattioli2004]) opiera się na dekonwolucji widma uzyskanego z pomiarów miękkiego promieniowania X i na zastosowaniu abelizacji ([Hutchinson2002]).

Koncentracja jonów zanieczyszczeń w plazmie była wyznaczana także na podstawie intensywności linii spektralnej mierzonej przy pomocy spektroskopii promieniowania X z dużą rozdzielczością w układach Alcator C-Mod ([Rice1995]), ASDEX Upgrade ([Neu1996], [Bolshukhin2001]), FTU ([Pacella1997]) i JET ([Barnsley1993]). Do określenia gęstości zanieczyszczeń stosowano zależność intensywności linii, temperatury i gęstości elektronowej plazmy oraz procesów atomowych od tej gęstości. W pracy [Rice1995] przedstawiono też możliwość wyznaczenia gęstości zanieczyszczeń przy wzroście wartości efektywnego ładunku Z_{eff} na skutek iniekcji zanieczyszczeń pokazując zgodność tej metody z metodą bazującą na intensywności linii. W pracy [Pedersen2002] kształty profilu plazmy emitującej miękkie promieniowanie X zaproksymowano kształtem profilu gęstości zanieczyszczeń w układzie Amator C-mode.

W pracy [Zastrow1993a] została opisana metoda wyznaczania gęstości jonów węgla C^{4+} (He-podobnego) na podstawie równowagi jonizacyjnej, czasu utrzymywania cząstek w plazmie oraz gęstości jonów węgla C^{3+} . Gęstości jonów C^{3+} wyznaczano z obserwacji przejść Li-podobnych 3p-3s w obszarze widzialnym i 3p-2s w obszarze VUV. W metodzie tej wykorzystano fakt, że potencjał jonizacyjny jonów He-podobnych jest dużo większy niż potencjał jonizacyjny jonów Li-podobnych. Metody tej nie można jednak zastosować do innych krotności jonizacji, dla których potencjał jonizacyjny sąsiednich jonów jest porównywalny. W pracy [Hedqvist1999] porównano powyższą metodę z metodą wyznaczania gęstości jonów C^{4+} z równowagi wzbudzenia określonej w oparciu o nierezonansową linię węgla C^{4+} z zakresu UV ([Sandler1998], [Sandler1999]).

W wielu przypadkach opisanych w literaturze gęstość zanieczyszczeń określa się stosunkiem intensywności linii widmowej do gęstości elektronowej ([Bures1991], [Hutchinson2002]).

Gęstość zanieczyszczeń wyznaczana jest także na podstawie numerycznych symulacji przy zastosowaniu modeli transportu cząstek w plazmie ([Moreno1985]). Kody transportu wykorzystuje się powszechnie do określania współczynników transportu (dyfuzji D i konwekcji V) badanych zanieczyszczeń. Do symulacji wykorzystuje się eksperymentalnie wyznaczone wartości temperatury i gęstości elektronowej oraz intensywności linii widmowych. Rozwiązanie równań transportu służy do reprodukcji eksperymentalnego sygnału intensywności linii widmowej, a następnie do wyznaczenia gęstości badanego zanieczyszczenia. Metoda ta była wykorzystana do badania zanieczyszczeń plazmy niklem w układzie JET ([Pasini1992], [Puiati2006], [Chen2001a], [Dux2003], [Dux2004], DIII-D [Gohil2003]), argonem w układzie JET ([Puiatii2002], [Puiatii2003], [Giroud2007a]), JT-60U ([Takenaga2003]), ASDEX Upgrade ([Dux1999]), krzemem w układzie ASDEX Upgrade ([Dux2003b]) i TCV ([Scavino2004]), wolframem w układzie ASDEX Upgrade ([Asmusen1998],) neonem w układzie JET ([Chen2001], [Giroud2007a]), DIII-D ([Wade1997], [Wade2000], [McKee2000]), ASDEX Upgrade ([Dux1999]), żelazem i molibdenem w układzie FTU ([Carraro2004]) oraz tytanem w układzie JT-60 ([Kubo1989]). W dużej mierze wyznaczanie gęstości jonowej tą metodą zależy od przyjętych warunków brzegowych strumienia zanieczyszczeń.

Teoretycznie wyznaczone rozkłady zanieczyszczeń w całej plazmie generalnie mogą się różnić od realnej sytuacji. W związku z tym bardzo ważne jest uzyskanie wiarygodnych informacji o właściwościach zanieczyszczeń i ich zachowaniu w plazmie. W ostatniej dekadzie zostały rozwinięte różne techniki, nie tylko w celu charakteryzowania zachowań zanieczyszczeń (np. ich transportu), ale także dla wykorzystania zanieczyszczenia, jako diagnostyki do badania mechanizmu utrzymywania plazmy, lub wyznaczania temperatury i rotacji plazmy ([Zastrow1991], [Nave2007]).

4.5 Metody wyznaczania efektywnego ładunku plazmy Z_{eff}

W plazmie utrzymywanej zewnętrznym polem magnetycznym lokalna koncentracja zanieczyszczeń, często charakteryzowana jest przez efektywny ładunek jonów, Z_{eff} . Ma to duże znaczenie dla badań dotyczących transportu zanieczyszczeń ([Isler1984]). Promieniowanie o widmie ciągłym w obszarze światła widzialnego jest generowane wyłącznie jako promieniowanie hamowania (*"free-free"* albo *bremsstrahlung*) (opisane szerzej

w rozdziale 3.2.1) w gorącym obszarze plazmy centralnej. Dla promieniowania widzialnego temperatura elektronowa jest dużo większa niż energia fotonów, co powoduje, że intensywność promieniowania bremsstrahlung jest w pierwszym rzędzie proporcjonalna do efektywnego ładunku, Z_{eff}. Dzięki temu pomiar emisji promieniowania ciągłego w obszarze światła widzialnego, zintegrowanego wzdłuż różnych kierunków patrzenia na plazmę, jest powszechnie używaną metodą do wyznaczenia Z_{eff} ([Schoon1990], [Verdoolaege2006]). W przypadku tej metody wyznaczania efektywnego ładunku Zeff dużym wyzwaniem jest wybór odpowiedniego obszaru w widmie pozbawionego wkładu od promieniowania liniowego oraz promieniowania rekombinacyjnego ("free-bound"). W wielu układach wykorzystuje się obszar w okolicach 5270 Å ± 50 Å ([Whyte1997a], [Marmar2001], [Orsitto1997], [Meister2004]). Na układzie JET w celu uniknięcia zakłóceń mierzonego sygnału przez światło widzialne pochodzące z innych źródeł (np. odbicia wewnątrz komory plazmowej) wybierany jest zwykle wąski obszar widma ciągłego w okolicach 5230 Å ([Weisen1991]). Dodatkowo wymagana jest dokładna radiometryczna kalibracja urządzenia detekcyjnego, wykonywana za pomocą ogólnie dostępnych źródeł kalibracyjnych. Pierwsze pomiary Z_{eff} uzyskane tym sposobem zostały przeprowadzone w układzie JIPP T-II ([Katoda1980]). W układzie JET pomiary Zeff odbywają się za pomocą diagnostyki KS3 opisanej w rozdziale 6.1.4.

Oprócz wspomnianej wcześniej metody, Zeff wyznacza się także na podstawie znajomości indywidualnych koncentracji zanieczyszczeń. W praktyce Z_{eff} przybliża się sumą gęstości zanieczyszczeń występujących w plazmie w największych ilościach mierzonych przy pomocy spektroskopii Charge Exchange ([Meister2004]). W tokamaku JET w czasie realizacji niniejszej pracy powierzchnia ścian limitera oraz płytki divertora wykonane były z grafitu, kompozytów węglowych (CFC - Carbon Fiber Composites) oraz berylu. W związku z tym dominującym zanieczyszczeniem w tym układzie był węgiel ([Boileau1989]). Przy temperaturze plazmy osiąganej w układzie JET największy wkład do sumarycznej gęstości jonowej pochodził od całkowicie zjonizowanego węgla. Pozostałe jony węgla nie były brane pod uwagę. Wkład od berylu nie był także uwzględniany, ponieważ jony berylu oddziaływały z tlenem w procesie tzw. "gettering" polegającym na wychwytywaniu tlenu przez beryl. Zakładano także, że koncentracja różnych metali jest na tyle mała (około 0,01%), że nie musi być brana pod uwagę. Oddziaływanie wiązki atomów grzejących plazmę z całkowicie zjonizowanym węglem C VI jest zwykle monitorowane przy pomocy spektroskopii CX stosowanej dla najsilniejszego przejścia w obszarze światła widzialnego odpowiadającego długości fali 5290,5 Å. W wielu tokamakach obserwuje się jednak niezgodność wyników uzyskiwanych za pomocą obu metod ([Hellermann2004], [Verdoolaege2010]). Dotyczy to

zwłaszcza plazmy brzegowej z powodu błędów związanych z niepewnością pomiarów odpowiednich parametrów plazmy jak i z powodu stosowanych modeli teoretycznych. Inna metoda służąca do określenia efektywnego ładunku bazuje na pomiarach oporności plazmy ([Wesson2004]).

5 Teza, cel i zakres pracy

Na podstawie wniosków z przeprowadzonej w poprzednich rozdziałach oceny stanu wiedzy w dziedzinie badań nad kontrolowaną syntezą jądrową określono między innymi jak duży może być wpływ zanieczyszczeń w plazmie na prawidłowy przebieg wyładowania w tokamaku. Wykazano potrzebę dalszych dokładnych badań tych zanieczyszczeń w przypadku wymiany różnych urządzeń w komorze plazmowej (np.: anten do grzania mikrofalami, divertora) i realizowania różnych wariantów wyładowań w tokamaku. Wyniki dotychczasowych prac wskazały też na potrzebę opracowania efektywnej i szybkiej metody charakteryzowania zanieczyszczeń w plazmie tokamaka, szczególnie w trakcie eksperymentów testujących wpływ różnych wariantów wyładowania i nowych elementów konstrukcyjnych wprowadzanych do komory układu.

Tak było też w przypadku zainstalowania w układzie JET nowej anteny ILA (*ITER-like Antenna*), która jest prototypem anteny przygotowywanej dla układu ITER. W tym przypadku niezbędne były nowe badania, dla optymalizacji systemów grzania plazmy przewidywanych dla przyszłych wielkich urządzeń termojądrowych. Jednym z ważnych obszarów takich badań było zrozumienie zachowania zanieczyszczeń w plazmie grzanej falami radiowymi za pomocą anten ICRH. Należało określić warunki, dla których dochodzi do akumulacji zanieczyszczeń w plazmie oraz w jaki sposób może być to kontrolowane.

Na podstawie przeglądu literatury, przy wykorzystaniu wyników wcześniejszych badań wykonanych w układzie JET z udziałem autorki niniejszej pracy i przy uwzględnieniu zaplanowanych badań zanieczyszczeń w tym układzie, powiązanych z działaniem systemu grzania ICRH i testowaniem anteny ILA, sformułowano następującą tezę przedstawionej tu pracy doktorskiej:

Nowa antena ILA zastosowana do grzania falami radiowymi (RF) plazmy w układzie JET, przygotowana jako urządzenie prototypowe dla budowanego tokamaka ITER, w mniejszym stopniu niż poprzednio stosowane anteny przyczyni się do powstawania w plazmie zanieczyszczeń pogarszających utrzymanie i grzanie plazmy. Odpowiednie scenariusze grzania i wyładowań plazmy w dużym stopniu mogą przyczynić się do redukcji zanieczyszczeń w plazmie. Kontrola charakterystyk tych zanieczyszczeń i ich wpływu na parametry plazmy może być realizowana w sposób rutynowy za pomocą nowej metody, prostszej, bardziej efektywnej i wiarygodniejszej od metod dotychczas stosowanych.

Dla osiągnięcia celu pracy doktorskiej, którym jest wykazanie prawdziwości powyższej tezy, skoncentrowano się na badaniu zanieczyszczeń plazmy jonami niklu w układzie JET uwalnianymi z powierzchni anten ICRH stosowanych wcześniej i z nowej anteny ILA. Dla osiągnięcia tego celu zaplanowano:

• dokładne sprawdzenie, jaki jest wpływ konstrukcji anteny i sposobu jej użytkowania na zachowanie się zanieczyszczeń w plazmie, a tym samym na wydajność grzania ICRH,

• zbadanie, w jaki sposób duża gęstość mocy grzania ICRH uzyskana dzięki odpowiedniej konstrukcji anteny ma wpływ na uwalnianie zanieczyszczeń z jej powierzchni,

określenie, jaki wpływ na zanieczyszczenia plazmy ma iniekcja gazu deuterowego
 D₂ do układu, której celem jest poprawa sprzężenia fali elektromagnetycznej ICRH
 z plazmą dla zwiększenia efektywności grzania plazmy,

• zbadanie możliwości wybrania fazy fali promieniowania ICRH emitowanego z anteny, co pozwoli ocenić, dla jakich wartości wektora falowego równoległego do pola magnetycznego, *k*||, koncentracja zanieczyszczeń w plazmie jest najmniejsza,

• podsumowanie wyników badań i ocenę realizacji celu pracy, a tym samym potwierdzenie słuszności postawionej tezy pracy.

Dla sprawdzenia prawdziwości tezy pracy konieczne jest określenie gęstości zanieczyszczeń plazmy metalami, n_Z , ich wkładu do efektywnego ładunku plazmy, ΔZ_{eff} , i rozcieńczenia plazmy, Δn_{HDT} . Rutynowe dostarczanie danych o tych zanieczyszczeniach ma duże znaczenie dla przebiegu eksperymentów, które wymagają wiarygodnej informacji natychmiast po wyładowaniu w plazmie. Wymagane jest to dla dużej liczby kolejnych wyładowań. Już z wcześniejszych badań plazmowych w układach tokamak wynikało, że poziom zanieczyszczeń w plazmie zależy od mocy grzania ICRH. Jednak do określenia zawartości zanieczyszczeń w plazmie stosowano głównie techniki, które nie uwzględniały wpływu temperatury elektronowej i transportu cząstek w plazmie. Kompletny opis zachowania zanieczyszczeń jest możliwy przy wykorzystaniu wyników badań transportu zanieczyszczeń w plazmie. Ma to znaczenie dla transportu jonów przez powierzchnie magnetyczne powodującego zmiany równowagi jonizacyjnej. Jednakże badania, uwzględniające optymalizację radialnych współczynników transportu są czasochłonne i mogą być wykonane dla ograniczonej liczby wyładowań.

Dla osiągnięcia celu pracy konieczne było wykonanie następujących badań eksperymentalnych, symulacji numerycznych i analiz wyników zrealizowanych prac:

52

• wykonanie w układzie JET kompleksowych pomiarów zanieczyszczeń emitowanych z anten stosowanych do grzania ICRH metodami spektrometrii VUV,

• wykonanie pomiarów intensywności linii widmowych dla wielu wyładowań w plazmie w układzie JET charakteryzujących się różnymi parametrami wyładowania oraz różnymi parametrami grzania plazmy i sposobem wstrzykiwania gazu D₂ do komory tokamaka,

• przygotowanie i przeprowadzenie symulacji komputerowych w celu odtworzenia intensywności linii wyznaczonej doświadczalnie i dopasowaniu jej do intensywności linii określonej na podstawie symulacji z uwzględnieniem szerokiego zbioru współczynników transportu.

• wyznaczenie zależności od temperatury elektronowej ważnych parametrów charakteryzujących zanieczyszczenia: n_Z , ΔZ_{eff} i Δn_{HDT} .

Wyniki powyższych prac są analizowane i interpretowane w poszczególnych rozdziałach, w którym szczegółowo opisano przebieg badań. Wyniki innych prac zrealizowanych w badanym zakresie stanowią materiał porównawczy dla rezultatów uzyskanych w ramach niniejszej pracy. Sumaryczna analiza wszystkich wyników przeprowadzonych badań jest przeprowadzona w końcowym rozdziale pracy.

Tekst pracy doktorskiej obejmuje następujące rozdziały:

Po Wstępie (rozdział 1), w 2-im rozdziale zawarto opis budowy i działania tokamaka JET. Krótki opis równowagi jonizacyjnej w plazmie oraz opis procesów atomowych i modeli plazmy w celu określenia fizycznego obszaru dotyczącego badań przedstawionych w rozprawie doktorskiej został przedstawiony w rozdziale 3. Powstawanie, właściwości, rolę i badania zanieczyszczeń w plazmie tokamaka omówiono w rozdziale 4. W rozdziale 5 sformułowano tezę i cel niniejszej pracy doktorskiej. Opis diagnostyk spektroskopowych na układzie JET istotnych z punktu widzenia badań będących przedmiotem pracy zawarty jest w rozdziale 6. W rozdziale 7 opisano nowatorską metodę wyznaczania wielkości n_Z , ΔZ_{eff} i Δn_{HDT} przy wykorzystaniu wyników pomiarów intensywności linii spektralnych oraz symulacji komputerowych wykonanych z zastosowaniem kodu transportu UTC-SANCO. Opis eksperymentów przeprowadzonych w układzie JET oraz przedstawienie wyników analiz dotyczących zachowania zanieczyszczeń emitowanych z anten ICRH przy wykorzystaniu nowo opracowanej metody zawarty jest w rozdziale 8. Syntetyczne podsumowanie poszczególnych elementów pracy, wnioski fizyczne dla przyszłych anten ICRH dla tokamaka ITER wynikające z przeprowadzonych badań oraz ocena realizacji celu pracy znajdują się w rozdziale 9. Wykaz cytowanej literatur zamieszczono w rozdziale 10. Do pracy dołączono słowniczek sformułowań używanych w pracy, dotyczących badań prowadzonych w układach tokamak.

53

6 Spektroskopia promieniowania emitowanego z plazmy w układzie JET zastosowana do badania zanieczyszczeń

Spektroskopia promieniowania emitowanego przez izotopy paliwa (deuter i tryt) i zanieczyszczenia występujące w plazmie odgrywa istotną rolę w badaniu plazmy utrzymywanej zewnętrznym polem magnetycznym. Po pierwsze, pozwala na identyfikację zanieczyszczeń występujących w plazmie. Po drugie, umożliwia wyznaczanie wielu parametrów plazmy, takich jak: temperatura elektronowa i jonowa, gęstość elektronowa i jonowa, efektywny ładunek plazmy, strumień, energię i rotację cząstek, współczynniki transportu cząstek (dla dyfuzji i konwekcji). Dzięki temu istnieje możliwość głębszego zrozumienia mechanizmów odpowiedzialnych za uwalnianie zanieczyszczeń i określanie ich wpływu na właściwości plazmy oraz możliwość minimalizacji negatywnych skutków wynikających z oddziaływania plazmy ze ścianą tokamaka. Promieniowanie liniowe i ciągłe emitowane z plazmy wysokotemperaturowej obejmuje duży zakres długości fal. Umożliwia to zastosowanie wielu diagnostyk do badania zanieczyszczeń w plazmie w układach typu tokamak. Oprócz spektrometrii VUV należy wymienić spektroskopię w zakresie promieniowania rentgenowskiego, widzialnego, XUV, spektroskopię z wymianą ładunkową (Charge Exchange) oraz bolometrię do pomiarów mocy promieniowania. Zaletą spektroskopii w zakresie próżniowego ultrafioletu jest fakt, że wiele linii spektralnych pochodzących od jonów zanieczyszczeń w plazmie, o różnej liczbie atomowej Z i różnych krotnościach jonizacji, pojawia się w tym obszarze czyniac go szczególnie ważnym do diagnozowania wysokotemperaturowej plazmy. Spektrometr VUV w układzie JET jest jedyną diagnostyką, która jednocześnie mierzy zanieczyszczenia o średnim Z, takie jak Ni, Fe, Cu i Cr. Diagnostyka rentgenowska, która ma możliwość pomiarów linii Ni, nie mogła być wykorzystywana w trakcie realizacji badań objętych niniejszą pracą.

6.1 Spektrometria promieniowania w zakresie VUV - diagnostyka KT2 stosowana w układzie JET

W układzie JET istnieje kilka diagnostyk do badania emisji promieniowania w zakresie VUV. Nazwy każdej z nich rozpoczynają się od przedrostka "KT" i są to diagnostyka KT1, KT2, KT4, KT7. Prezentowana praca opiera się głównie na danych spektralnych pochodzących z diagnostyki KT2, której charakterystyka jest przedstawiona poniżej.

Diagnostykę KT2 tworzy przestrajalny spektrometr SPRED ([Fonck1982]). Na potrzeby przeprowadzanej kampanii z trytem oraz w celu redukcji szumów neutronowych detektor ten został umieszczony w specjalnym bunkrze na zewnątrz hali tokamaka w odległości 22 m od plazmy centralnej ([Coffey2004]). Na Rys. 6.1 i Rys. 6.2 przedstawiono aktualną instalację diagnostyki KT2 na układzie JET. Jej kierunek obserwacji plazmy (l-o-s - *line of sight*), zaznaczony czerwoną linią na Rys. 6.1b) jest wzdłuż linii leżącej w płaszczyźnie poziomej i przechodzącej przez środek komory próżniowej (płaszczyzna nazywa potocznie "*midplane*").



Rys. 6.1 *a)* Schemat instalacji diagnostyki KT2 na układzie JET, b) kierunek obserwacji diagnostyki KT2 (czerwona linia) w komorze tokamaka JET.

Takie ustawienie diagnostyki KT2 pozwala na badanie plazmy w obszarze SOL i w jej rdzeniu. Obserwacja plazmy odbywa się przy użyciu sferycznego zwierciadła pokrytego złotem umieszczonego pod kątem padania 75°. Dzięki zastosowaniu jednej z trzech siatek dyfrakcyjnych o gęstości rys: 290, 450 lub 2105 g/mm, spektrometr rejestruje widmo w zakresie długości fal 100–1100 Å z rozdzielczością 5 Å. Toroidalna holograficzna siatka dyfrakcyjna jest tak skonstruowana, aby mogła dawać płaski obraz i obejmować obserwacją taki sam centralny obszar profilu linii w całym widmie. Zmiana w profilu zachodzi jedynie na skrzydłach linii i jest większa dla większych długości fali (zobacz rozdział 6.1.2).



Rys. 6.2 Widok układu diagnostycznego wewnątrz bunkra znajdującego się na zewnątrz hali tokamaka w odległości 22 m od plazmy centralnej.

Spektrometr SPRED jest wyposażony w wielokanałowy system detekcyjny MDS (*Multi channel Detector System*) zawierający mikro-kanalikowy układ MCP (*Micro Channel Plate*). Schemat układu detekcyjnego przedstawiony jest na Rys. 6.3.



Rys. 6.3 Schemat wielokanałowego detektora spektrometru SPRED.

Foton wpadający do kanału uderza w jego ściankę. Po uderzeniu wybija elektrony wtórne. Elektrony opuszczając MCP są przyśpieszane i kierowane na ekran fluorescencyjny, gdzie produkują fotony światła widzialnego. Fotony poprzez światłowody padają na matrycę fotodiodową PDA (Photo Diode Array). Przednia powierzchnia MCP pokryta jest jodkiem miedzi (CuI), co poprawia jej czułość szczególnie dla dłuższych długości fali. Układ ekran fluorescencyjny – płytka MCP może działać w dwóch systemach. W pierwszym przypadku do wejścia MCP podłączane jest napięcie do -1 kV, wyjście MCP jest uziemione, a ekran jest na dodatnim potencjale 4 kV. Jednak w tym przypadku płytka MCP jest czuła na fotony i jony dodatnie, np. takie, jakie pojawiają się podczas pomiarów próżni miernikiem jonowym. W wyniku detekcji dodatkowych jonów pojawia się duże maksimum na rejestrowanym sygnale. W celu uniknięcia tego efektu detektor MPC może działać w innym systemie. Wejście MCP jest uziemione, a do wyjścia przyłożone jest napięcie +1 kV. Dodatni potencjał ekranu wzrasta w wyniku napięcia wyjściowego MCP. Oba systemy zapewniają jednakową czułość detektora na fotony w zakresie VUV. Matryca fotodiodowa PDA (Reticon RL2048S) składa się z 2048 lub 1024 pikseli. Przekształca ona fotony światła widzialnego na sygnał elektryczny, który jest całkowany i rejestrowany. Sygnał analogowy jest zamieniany na sygnał

cyfrowy. Minimalna rozdzielczość czasowa układu PDA wynosi 11 ms. Spektrometr znajduje się pod próżnią 10⁻⁷ mbar.

6.1.1 Widmo i identyfikacja linii spektralnych

W zakresie długości fal obserwowanych za pomocą diagnostyki KT2 w rejestrowanym widmie występuje sześć intensywnych linii spektralnych pochodzących od Ni. Dwie stanowią dublet dla przejścia Li-podobnego, dwie dla przejścia Na-podobnego, kolejną jest linia dla przejścia Mg-podobnego. Dla krótkich długości fal obserwuje się linię dla przejścia Bepodobnego, jednakże duży spadek czułości spektrometru SPRED w tym obszarze powoduje trudności w kalibracji intensywności linii. Podobnie dla zanieczyszczeń Fe, Cu i Cr obserwuje się przejścia takie, jak w przypadku Ni. Tabela 6.1 przedstawia listę najczęściej obserwowanych linii spektralnych zanieczyszczeń metali obecnych w plazmie w układzie JET rejestrowanych za pomocą diagnostyki KT2. Linie te dominują w obszarze krótkich długości fali widma VUV, jak można to zauważyć na przykładzie pokazanym na Rys. 6.4 przedstawiającym linie Ni, Fe, Cu, Cr zarejestrowane między 23 a 24 sekundą wyładowana nr 61173. Pełen wykaz linii obserwowanych przy pomocy spektrometru KT2 przedstawiony jest w pracach [Lawson1987], [Lawson1986].

Krotność jonu	Długość fali [Å]	Przejście
Ni XVII	249,18	$2p^{6}3s^{2}{}^{1}S_{0}-2p^{6}3s^{3}p{}^{1}P_{1}$
Ni XVIII	292,00	$2p^63s\ ^2S_{1/2} - 2p^63p\ ^2P_{3/2}$
	320,56	$2p^63s\ ^2S_{1/2}-2p^63p\ ^2P_{1/2}$
Ni XXV	117,94	$1s^22s^2 {}^1S_0 - 1s^22s2p {}^1P_1$
Ni XXVI	165,36	$1s^2 2s \ ^2S_{1/2} - 1s^2 2p \ ^2P_{3/2}$
	234,15	$1s^2 2s \ ^2S_{1/2} - 1s^2 2p \ ^2P_{1/2}$
Fe XV	284,15	$2p^{6}3s^{2}{}^{1}S_{0} - 2p^{6}3s^{3}p{}^{1}P_{1}$
Fe XVI	335,40	$2p^63s\ ^2S_{1/2} - 2p^63p\ ^2P_{3/2}$
	360,79	$2p^63s\ ^2S_{1/2}-2p^63p\ ^2P_{1/2}$
Fe XXIII	132,88	$1s^22s^2 {}^1S_0 - 1s^22s2p {}^1P_1$
Fe XXIV	192,01	$1s^2 2s \ ^2S_{1/2} - 1s^2 2p \ ^2P_{3/2}$
	255,08	$1s^2 2s \ ^2S_{1/2} - 1s^2 2p \ ^2P_{1/2}$

Tabela 6.1 Zestawienie linii spektralnych jonów metali występujących jako zanieczyszczenia w plazmie w układzie JET i najczęściej rejestrowanych przy użyciu spektrometru VUV.

Cr XIII	328,29	$2p^{6}3s^{2}{}^{1}S_{0} - 3s3p^{-1}P_{1}$
Cr XIV	384,81	$2p^63s\ ^2S_{1/2} - 2p^63p\ ^2P_{3/2}$
	411,99	$2p^63s\ ^2S_{1/2}-2p^63p\ ^2P_{1/2}$
Cr XXI	149,89	$1s^22s^2 {}^1S_0 - 1s^22s2p {}^1P_1$
Cr XXII	223,01	$1s^{2} 2s {}^{2}S_{1/2} - 1s^{2}2p {}^{2}P_{3/2}$
	279,72	$1s^2 2s \ ^2S_{1/2} - 1s^2 2p \ ^2P_{1/2}$
Cu XVIII	234,24	$2p^{6}3s^{2}{}^{1}S_{0} - 2p^{6}3s^{3}p{}^{1}P_{1}$
Cu XIX	273,36	$2p^63s\ ^2S_{1/2} - 2p^63p\ ^2P_{3/2}$
	303,57	$2p^63s\ ^2S_{1/2}-2p^63p\ ^2P_{1/2}$
Cu XXVI	228,40	$1s^22s^2 {}^{1}S_0 - 1s^22s2p {}^{1}P_1$
Cu XXVII	153,46	$1s^2 2s {}^2S_{1/2} - 1s^2 2p {}^2P_{3/2}$
	224,72	$1s^2 2s {}^2S_{1/2} - 1s^2 2p {}^2P_{1/2}$



Rys. 6.4 Widmo ze spektrometru SPRED uzyskane dla wyładowania nr 61173 w układzie JET, uśrednione w ciągu 1s.

6.1.2 Określanie intensywności linii

W celu prawidłowego określenia intensywności linii spektralnych niezbędne jest określenie kilku parametrów. Po pierwsze, należy wyznaczyć czas ekspozycji, który jest zdefiniowany, jako zintegrowany czas dla każdej rejestracji za pomocą detektora pomnożony przez liczbę rejestracji. Czas ekspozycji określono jako równy 16,38 ms. Spektrometr ma

możliwość pracy w modzie polichromatycznym, dla którego liczba aktywnych pikseli jest ograniczona. W takim przypadku czas odczytu zależy od liczby pikseli i wynosi ~ 16 µs na jeden piksel. Po drugie, potrzebna jest informacja o napięciu na płytce MCP, od którego silnie zależy czułość detektora. Ustalono, że poprawną intensywność linii w całym widmie można rejestrować przy napięciu na detektorze MCP mniejszym niż 1 kV. Poza tym, każda linia widmowa musi być przypisana do określonego piksela. Położenia linii w stosunku do określonego piksela są monitorowane za pomocą specjalnych programów komputerowych i w przypadku wykrycia niezgodności, wprowadzane są niezbędne poprawki. Jako podstawę do automatycznych obliczeń położenia linii dla dużej liczby wyładowań przyjmuje się dwie metody. Pierwsza polega na porównaniu pozycji maksimów w widmie z grupą standardowych pikseli, a druga, bardziej precyzyjna polega na dopasowaniu odpowiedniego profilu linii do jej kształtu. Jednakże druga metoda staje się bardziej problematyczna w przypadku nakładania się linii na siebie, co jest częstym zjawiskiem w przypadku rozdzielczości, jaka dysponuje spektrometr SPRED. Ostatnim czynnikiem potrzebnym do prawidłowego określenia intensywności linii jest integracja zliczeń w obrębie pikseli, na które oddziałuje promieniowanie związane z daną linią spektralną.

Jednym z problemów w prawidłowym odczytaniu intensywności linii jest rejestracja tła pochodzącego od ciągłego promieniowania hamowania, lub szumów detektora. Szumy instrumentu są generalnie eliminowane przez kilkukrotną detekcję promieniowania tła przed wyładowaniem w plazmie. Uśrednione zliczenia odejmowane są dla każdego czasu integracji. Poziom tła pochodzący od promieniowania ciągłego jest trudniejszy do zdefiniowana z powodu "skrzydeł" profilu linii. Analizy profili linii dla spektrometru SPRED były przedmiotem prac [Lawson1987], [Lawson1988] i [Lawson1988a]. Zaobserwowano różnice profili linii w całym widmie. Zasadnicza różnica występowała w wielkości skrzydeł linii ([Lawson1987]). Nie obserwowano natomiast znacznych różnic w kształcie centralnego obszaru linii, który był dobrze reprezentowany przez profil Gaussa. Zaobserwowano, że parametry siatki dyfrakcyjnej mają największy wkład do profilu linii a prawdopodobieństwo poszerzenia linii wywołane innymi czynnikami było małe. Dla spektrometru SPRED znaleziono funkcję umożliwiającą proste dopasowanie profilu do kształtu linii ([Lawson 1987]):

$$I(x) = \frac{A}{\left[1 - \left(\frac{x - x_0}{\omega}\right)^2\right]^{\alpha}} \quad (6.1),$$

gdzie wielkość A jest parametrem dopasowania, x_0 oznacza położenie środka linii. Dla siatki dyfrakcyjnej o gęstości rys równej 450 g/mm wielkość $\omega = 1$, $\alpha = 0.62$, dla siatki dyfrakcyjnej o gestości rys równej 290 g/mm wielkości te wynoszą odpowiednio $\omega = 1,48$, $\alpha = 0,76$. Zależność (6.1) pokazuje, że szerokość linii obserwowana z użyciem siatki 290 g/mm jest większa niż przy stosowaniu siatki 450 g/mm. Dla stosowanego spektrometru szerokość połówkowa linii (FWHM) wynosiła około 3Å. Ponieważ dopasowanie profili linii dla poszczególnych przypadków linii w całym widmie jest bardzo czasochłonne, dlatego oczekiwano, że metoda, która wyznaczałaby amplitudę linii na podstawie kształtu linii wokół maksimum dawałaby wiarygodne oszacowanie tej amplitudy dla każdej długości fali w rejestrowanym widmie. W związku z tym dla spektrometru SPRED zastosowano technikę liniowej integracji linii, w której zastosowano zasadę Simpsona opisaną szerzej w pracy [Atkinson1989]. Zasada Simsona dostarcza numeryczną aproksymację określonego obszaru zdefiniowanego przez wybraną liczbę pikseli po obu stronach środka linii. Piksele te jednocześnie definiują odejmowane tło. Obszar integracji potrzebny do wyznaczenia intensywności linii pokrywa ±3 piksele od środka linii w przypadku detektora z matryca 1024 elementową lub ±5 piksele w przypadku detektora z matrycą 2048 elementową. W przypadku wąskiego zakresu integracji zliczeń (np. ±1 piksel dla matrycy 1024) obserwowano duży błąd spowodowany przez nasycanie się detektora. Dla dużego zakresu integracji zliczeń (np.: ±4 piksele dla matrycy 1024) błąd spowodowany był przez nakładanie się linii widmowych. W okresie realizacji niniejszej pacy używany był detektor z 2048 pikselami, dlatego obszar integracji potrzebny do prawidłowego określenia intensywności linii wynosił ±5 pikseli. Należy zauważyć, że jest to jedyna znaleziona technika, która pozwala na wiarygodne określenie intensywności słabych linii, dla których sygnał mierzony przez najbardziej zewnętrzne piksele ma tendencję do wtapiania się w tło jak zostało to przykładowo zilustrowane w pracy [Lawson2011]. Oszacowano, że błąd statystyczny związany z tym uproszczeniem jest mniejszy niż 4 %. Argumentem przemawiającym za stosowaniem tej metody jest fakt, że pozwala ona na automatyczną obróbkę dużych ilości danych z uniknięciem problemu związanego z nakładaniem się linii na siebie. W niektórych przypadkach (np. dla linii C) dopasowanie profilu linii jest jednak niezbędne. Szczegóły dotyczące linii C III i C IV są przedstawione w pracy [Lawson2008].

Przestrajalny spektrometr SPRED obejmuje szeroki zakres energetyczny promieniowania VUV emitowanego z plazmy, jednakże mała rozdzielczość spektralna tego urządzenia powoduje trudności w odseparowaniu nakładających się na siebie linii. W związku z tym na potrzeby przeprowadzanych analiz pod uwagę brano jedynie widma zarejestrowane w fazie wyładowania, kiedy został ukształtowany punkt X (opisany w rozdz. 2.2). Zwykle

w czasie tej fazy, nazywanej także fazą divertorową, włączane jest dodatkowe grzanie. Obserwuje się wtedy silne promieniowanie pochodzące od metalicznych zanieczyszczeń w plazmie, których jednym ze źródeł są anteny. Linie widmowe pochodzące od tych zanieczyszczeń są wtedy bardzo intensywne i często efekt nakładania się linii jest zredukowany.

6.1.3 Kalibracja spektrometru

W celu pełnego wykorzystania pomiaru intensywności linii spektralnych do badania zanieczyszczeń w plazmie potrzebna jest kalibracja czułości spektrometru. Spektrometr promieniowania widzialnego może być wyskalowany przy użyciu ogólnodostępnych lamp kalibracyjnych. W przypadku spektrometrów promieniowania VUV i EUV skalowanie jest dosyć skomplikowane ze względu na małą dostępność wykalibrowanych źródeł światła w tym zakresie. W związku z tym powszechnie używane są dwie techniki kalibracyjne. Pierwsza polega na wykorzystaniu pomiaru stosunku intensywności dwóch linii spektralnych, tzw. *"branching ratios"*. Stosunek ten jest związany z przejściem z tego samego górnego poziomu w atomie lub jonie i zależy jedynie od prawdopodobieństwa przejścia z tego poziomu. Zaletą tej metody jest możliwość wykonywania jej *"in situ"*, natomiast wadą jest ograniczona liczba odpowiednich par linii spektralnych różnych pierwiastków w rejestrowanym widmie, trudności spowodowane nakładaniem się linii od różnych pierwiastków oraz w wielu przypadkach mała intensywność linii. Druga technika polega na zastosowaniu promieniowania z synchrotronu elektronowego (np. [Bell1981] [Hodge1984], [Stratton1986], [Okamoto2001], [May2003], [Yoshikawa2004]).

Metoda kalibracji spektrometru KT2 została szczegółowo opisana w pracy [Lawson2009]. W obszarze krótkich długości fali promieniowania VUV, względną kalibrację spektrometru uzyskano przez porównanie doświadczalnie i teoretycznie wyznaczonych stosunków intensywności dwóch linii. Były to dublety Na- i Li-podobnych jonów dla przejść $2p^63s\ ^2S_{1/2} - 2p^63p\ ^2P_{1/2,3/2}$ i $1s^22s\ ^2S_{1/2} - 1s^22p\ ^2P_{1/2,3/2}$ pochodzących od zanieczyszczeń metali występujących w plazmie w układzie JET takich jak Ni, Fe, Cr, Cu i Mn oraz od zanieczyszczeń specjalnie wprowadzanych do układu takich jak Zr, Mo, Ne, Ar i Kr. W obliczeniach teoretycznych stosowano model zderzeniowo-radiacyjny, dla którego obsadzenia poziomów energetycznych nie zależą od gęstości elektronowej i są słabo zależne od temperatury elektronowej. Metoda ta pozwoliła na kalibrację spektrometru z błędem wynoszącym ~10 % w zakresie od 128 Å do 360 Å. Przy długości fali 118 Å obserwowane są linie niklu (Ni XXV / Ni XXIV / Ni XXII), często wykorzystywane do monitorowania

zanieczyszczeń plazmy w układzie JET. Ponieważ czułość spektrometru gwałtownie spada dla długości fal poniżej 100 Å, dlatego ekstrapolacja kalibracji poniżej 128 Å jest nieprawidłowa. Kalibracja dla tego obszaru została wykonana przy użyciu spektrometru Schwoba-Fraenkela ([Schwob1987]), którego zakres spektralny częściowo pokrywa się z zakresem spektralnym spektrometru SPRED ([Lawson2009]). Do wyznaczenia współczynników kalibracyjnych dla długości fal powyżej 360 Å wykorzystano dublety jonów Li-podobnych pochodzące od Ar i Ne oraz intensywności linii C II, C III i C IV występujące w tym obszarze widma ([Lawson2009]). Z powodu niezgodności doświadczalnych i teoretycznych stosunków intensywności linii węglowych dla tego obszaru uzyskano kalibrację jedynie z dokładnością rzędu 45 %. Na Rys. 6.5 przedstawiono czułość spektrometru KT2 w zakresie długości fali 118 - 1100 Å.



Rys. 6.5 Absolutna kalibracja czułości spektrometru KT2 (zależność odwrotności czułości spektrometru od długości fali) ([Lawson2009]).

6.1.4 Spektrometria promieniowania w zakresie VIS – diagnostyka KS3

Zaletą spektrometrów promieniowania widzialnego (VIS) jest możliwość wykorzystywania światłowodów do pomiarów emisji promieniowania z niewielkimi stratami sygnału. Pozwala to na ustawienie spektrometru z dala od źródła promieniowania. Ma to praktyczne zastosowanie w urządzeniach takich jak JET, gdzie dostęp do plazmy jest bardzo ograniczony. Spektrometr promieniowania widzialnego (diagnostyka KS3) ma kilka układów

optycznych pozwalających na rejestracje promieniowania z plazmy wzdłuż różnych kierunków obserwacji. Na podstawie pomiarów widma ciągłego rejestrowanego przy pomocy diagnostyki KS3 wyznaczana była wartość efektywnego ładunku plazmy, Z_{eff} (szerzej zostało to opisane w rozdziale 4.5).

6.2 Metodyka zbierania i przetwarzania wyników pomiarów w układzie JET

W układzie JET, po każdym wyładowaniu w plazmie wszystkie tzw. "surowe" dane eksperymentalne są przechowywane w postaci plików JPF (*JET Pulse File*). Dane w formacie JPF są automatycznie przetwarzane przez szereg programów komputerowych. Po przetworzeniu są przechowywane w postaci plików PPF (*Processed Pulse Files*). Dane w takiej formie, zawierające informację czasową i przestrzenną zmian danego parametru, wykorzystywane są do badania zjawisk zachodzących w plazmie.

Program EFIT (*Equilibrium Fitting*) wyznacza topologię pola magnetycznego i geometrię plazmy w układzie JET. Jest on uruchamiany po każdym wyładowaniu w plazmie. Do uzyskania niezbędnych parametrów plazmy, kod ten wykorzystuje pomiary pola magnetycznego wykonywane z użyciem cewek magnetycznych rozmieszczonych zarówno w obszarze limitera jak i divertora w tokamaku JET. Ponadto opiera się na pomiarach pola magnetycznego plazmy przy pomocy diagnostyki MSE (*Motional Stark Effect*) ([Hawkes1999]). Pozwala to na wyznaczenie położenia punktu X, ROG, czy ostatniej zamkniętej powłoki magnetycznej LCFS (objaśnienia terminów znajdują się w rozdziale 2.2).

Program SURF wykorzystuje dane z programu EFIT i pozwala na graficzne przedstawienie poloidalnego przekroju powierzchni magnetycznych w układzie JET. Dodatkowo program SURF ma możliwość przedstawiania poloidalnej projekcji linii obserwacji dla wielu diagnostyk. Program SURF posłużył do uzyskania kilku rysunków przedstawionych w niniejszej pracy (np. Rys 6.1b).

7 Opracowanie nowej spektroskopowej metody do badania zanieczyszczeń w plazmie w układzie JET

W poprzednich rozdziałach wykazano, że badania zachowania zanieczyszczeń w wysokotemperaturowej plazmie utrzymywanej zewnętrznym polem magnetycznym podczas dodatkowego grzania plazmy mają fundamentalne znaczenie dla efektywnego działania tokamaka. Zanieczyszczenia powodują wzrost emisji promieniowania emitowanego przez nie całkowicie zjonizowane atomy, co w konsekwencji zwiększa straty mocy plazmy. W szczególności, podczas wyładowań z użyciem grzania falami elektromagnetycznymi o częstotliwościach radiowych (RF) zanieczyszczenia o średniej i dużej liczbie atomowej Z uwalniane z powierzchni anten mogą mieć wpływ na średnią wartość efektywnego ładunku plazmy, Zeff. Ponadto, elektrony pochodzące od atomów i jonów, które nie są składnikami paliwa, mają wpływ na ciśnienie plazmy i jej gęstość elektronową. Przy danej gęstości elektronowej obecność zanieczyszczeń powoduje rozrzedzenie paliwa, przez co zmniejsza się reaktywność fuzji. Ponadto promieniowanie emitowane przez zanieczyszczenia metalami w plazmie brzegowej wpływa na gęstość elektronową plazmy w tym obszarze. Może to doprowadzić do przekroczenia limitu gęstości plazmy (plasma density limit - maksimum gęstości elektronowej możliwe do uzyskania w tokamaku), a tym samym do zerwania sznura plazmowego. W układzie JET limit gęstości jest osiągany, gdy jest zbyt duża ilości paliwa lub w przypadku, kiedy zawartość zanieczyszczeń w plazmie jest na tyle duża, że moc wypromieniowana z plazmy równa jest mocy doprowadzonej do układu ([Wesson1989]). Istnieje prosta zależność $n_{edge} \propto P^{0.5}$ pomiędzy limitem gęstości w plazmie brzegowej n_{edge} a całkowitą mocą dostarczoną do układu P ([Wesson2004]). Duża koncentracja zanieczyszczeń wpływa na jakość wyładowania indukowanego w modzie H, uniemożliwiając grzanie plazmy i znacząco ograniczając wydajność grzania RF ([Bures1991]). Problem ten występuje głównie w fazie początkowej wyładowania, ponieważ dla niskich temperatur promieniowanie emitowane przez jony zanieczyszczeń o małej krotności jonizacji jest najbardziej intensywne.

Przy dużej liczbie wyładowań określenie gęstości jonowej n_Z , wkładu do efektywnego ładunku ΔZ_{eff} oraz współczynnika rozcieńczenia plazmy Δn_{HDT} , pochodzącego od zanieczyszczeń metali, pozwoli na wyznaczenia trendów zachowania się tych zanieczyszczeń w wysokotemperaturowej plazmie. Jest to szczególnie istotne do oceny działania nowego systemu grzania ICRH w układzie JET, tzw. anteny ILA (zobacz rozdział 8.2). Opracowanie nowej metody badania zanieczyszczeń w plazmie tokamaka miało duże znaczenie naukowe ze względu na to, że do tej pory gęstość zanieczyszczeń metali, n_Z , wyznaczano na podstawie czasochłonnych symulacji przeprowadzanych dla pojedynczych strzałów, co uniemożliwiało dokonywania statystycznych analiz. Ponadto w wielu pracach, których celem było badanie zanieczyszczeń w plazmie posługiwano się jedynie z wielkościami proporcjonalnymi do n_Z , np. w [Bures1991] i [Hutchinson2002].

Celem dokładniejszego wyznaczania wyżej wymienionych parametrów w ramach niniejszej dysertacji opracowano nowatorską metodę wykorzystującą wyniki pomiarów z użyciem spektroskopii w zakresie próżniowego ultrafioletu (VUV). Metoda ta opiera się na kombinacji zmierzonych doświadczalnie intensywności linii spektralnych z symulacjami wykonanymi przy użyciu kodu UTC-SANCO. W przeprowadzonych analizach wykorzystano liniowo zintegrowane wyniki pomiarów dla przejść lito-podobnych niklu (Ni), żelaza (Fe) i miedzi (Cu) dla różnych wyładowań w plazmie charakteryzujących się szerokim zakresem profili gęstości i temperatury elektronowej plazmy. W symulacjach uwzględniono duży zbiór współczynników transportu dla dyfuzji i konwekcji. Dla danej grupy współczynników transportu, intensywność linii uzyskana w wyniku symulacji była dopasowywana do intensywności linii wyznaczonej eksperymentalnie. Uzyskano liniowe zależności stosunku symulowanej gęstości jonowej, ΔZ_{eff} oraz współczynnika rozcieńczenia paliwa na skutek zanieczyszczeń (dilution) i intensywności linii od temperatury elektronowej plazmy. Zależności te następnie zostały wykorzystane do wyznaczenia lokalnej gęstości jonowej, ΔZ_{eff} i współczynnika rozcieńczenia dla wszystkich wyładowań w tokamaku JET. Szczegółowo zostało to opisane w kolejnych rozdziałach.

7.1 Analiza spektralna

Wielkości n_Z , ΔZ_{eff} i Δn_{HDT} dla zanieczyszczeń metalami Ni, Fe, Cu i Cr w plazmie w tokamaku JET wyznaczano na podstawie pomiarów emitowanego przez nie promieniowania. Linie spektralne tych pierwiastków, jak zostało to opisane w rozdziale 6.1.1, występują w zakresie próżniowego ultrafioletu (VUV) czyniąc ten obszar szczególnie istotnym dla przeprowadzanych analiz. Przestrajalny przyrząd SPRED (opisany w rozdziale 6.1) jest używany rutynowo w układzie JET w celu uzyskania informacji o zanieczyszczeniach podczas wyładowań w plazmie. Pomiary intensywności linii spektralnych wykorzystywane do opracowania metody były wykonywane przy pomocy diagnostyki KT2 opisanej w rozdziale 6.1. Aby w pełni pomiary te zostały wykorzystane niezbędne było przeprowadzenie kalibracji spektrometru, która została uprzednio opisana w rozdziale 6.1.3.

Temperatura plazmy w układach typu tokamak rośnie od jej brzegu w kierunku rdzenia plazmy. Krotność jonizacji pierwiastka wzrastają wraz ze wzrostem temperatury. Dla temperatur plazmy, jakie sa osiagalne w układzie JET, pierwiastki o małej liczbie atomowej Z - takie jak wegiel - sa częściowo zjonizowane w plazmie brzegowej, a całkowicie zjonizowane w pozostałej objętości plazmy. Pierwiastki o średnim Z będące obiektem badań przestawionych w niniejszej pracy, takie jak Ni, Fe, Cr i Cu występują w plazmie centralnej głównie w stanach H-, He- i Li-podobnych. Dla analizy rozkładów różnych jonów w przekroju poprzecznym plazmy w układzie JET przyjęto wybrane profile temperatury i gęstości elektronowej w funkcji unormowanego promienia r/a, gdzie: a - promień przekroju komory plazmowej, "0" - środek plazmy centralnej, "1" separatrysa. Pokazano je na Rys. 7.1. Wybór odpowiednich przejść w atomach i jonach stanowiących reprezentatywny wkład do całkowitego promieniowania stanowił ważny aspekt przeprowadzanych analiz. W celu przedstawienia przybliżonej ważności różnych stanów jonizacyjnych pierwiastka dla analizy spektroskopowej opartej na bardziej złożonym modelu, wyznaczono zawartość ułamkową $(f_z = n_z^z / \sum n_z^z - fractional abundance)$ poszczególnych jonów dla Ni, Fe i Cu w funkcji unormowanego promienia dla plazmy w tokamaku JET z uwzględnieniem równowagi koronowej w stanie stacjonarnym (omówionej w rozdziale 3.3.2). Zależności te pokazano na Rys. 7.2, Rys. 7.3 i Rys. 7.4. Do wyliczeń wykorzystano funkcję ADAS405, która szczegółowo została opisana w publikacji dotyczącej bazy danych ADAS (Atomic Data and Analysis Structure) ([Summers2004]).



Rys. 7.1 Profile temperatury i gęstości elektronowej wykorzystany do wyznaczenia zawartości ułamkowych (fractional abundance) dla Ni, Fe i Cu.



Rys. 7.2 Zawartość ułamkowa jonów Ni dla plazmy w układzie JET o profilach T_e, i n_e przedstawionych na Rys. 7.1.



Rys. 7.3 Zawartość ułamkowa jonów Fe dla plazmy w układzie JET o profilach T_e , i n_e przedstawionych na Rys. 7.1.



Rys. 7.4 Zawartość ułamkowa Cu dla plazmy w układzie JET o profilach T_e , i n_e przedstawionych na Rys. 7.1.

Intensywności linii widmowych dla jonów występujących w plazmie brzegowej (np.: Ni^z , $z \le 24$) są zmienne ze względu na zmiany profilu ciśnienia plazmy brzegowej, zmiany strumienia i recyklingu zanieczyszczeń. W związku z tym takie linie nie są odpowiednimi kandydatami do prowadzonych tu analiz. W rdzeniu plazmy, gdzie model koronowy jest bardziej odpowiedni, nikiel w przeważającej mierze występuje w stanie He-podobnym (Ni XXVII - Rys. 7.2). Niestety, promieniowanie dla tego jonu występuje

w wysoko energetycznym obszarze promieniowania X, które jest poza obszarem detekcji diagnostyki KT2. Niemniej jednak promieniowanie VUV emitowane dla przejścia Li-podobnego niklu (Ni XXVI – rysunek 7.2) jest także znaczące w plazmie centralnej i może być wykorzystane do analiz. Ponieważ celem analiz było określenie gęstości jonowej zanieczyszczeń w plazmie centralnej, jony występujące w środkowym obszarze między $0,4 \le r/a \le 0.8$ stanowiły najlepszy wybór. Do analiz wykorzystano, więc najbardziej intensywne linie spektralne metali dla przejść Li-podobnych. Ich długości fal dla Ni, Fe i Cu przedstawione są w Tabela 7.1.

 Tabela 7.1 Przejścia Li-podobne metali wykorzystane podczas opracowywania metody.

Jon	Długość fali [Å]	Przejście optyczne
Ni XXVI	165,40	$1s^2 2s {}^2S_{1/2} - 1s^2 2p {}^2P_{3/2}$
Fe XXIV	192,01	$1s^2 2s {}^2S_{1/2} - 1s^2 2p {}^2P_{3/2}$
Cu XXVII	153,46	$1s^2 2s \ {}^2S_{1/2} - 1s^2 2p \ {}^2P_{3/2}$

Rys. 7.5 przedstawia przewidywaną zawartość ułamkową ("*fractional abundance*") jonów z tabeli 7.1 w funkcji temperatury elektronowej w równowadze koronowej. Pomimo, że równowaga koronowa nie jest w pełni adekwatna dla obszaru $0,4 \le r/a \le 0,8$, to jednak możemy wywnioskować, że dla zadanych profili plazmowych (T_e , n_e) emisja promieniowania dla przejść Li-podobnych wybranych pierwiastków (o zbliżonym Z) występuje mniej więcej w tym samym obszarze w plazmie. W związku z tym przy rozwiązywaniu równań transportu takie same profile współczynników transportu zostaną użyte dla wszystkich badanych pierwiastków, co zostało wyjaśnione w następnym rozdziale.



Rys. 7.5 Zawartość ułamkowa Li- podobnych jonów zanieczyszczeń metalicznych w plazmie w funkcji temperatury elektronowej.

Założenie równowagi jonizacyjnej opisanej w rozdziale 3.3 jest spełnione tylko w odniesieniu do jonów występujących w rdzeniu plazmy. Z dala od rdzenia plazmy należy uwzględnić transport cząstek, jako czynnik poważnie komplikujący rutynową ocenę dokładności danych spektralnych. Transport cząsteczek ma wpływ na temperaturę, przy której występują określone jony, powodując zmianę lokalizacji radialnej zanieczyszczeń emitujących badane promieniowanie.

7.2 Symulacje przy wykorzystaniu kodu transportu UTC-SANCO

Metoda wyznaczania gęstości jonowej n_Z , zmian ΔZ_{eff} oraz współczynnika polega na kombinacji rozcieńczenia paliwa (*dilution*) absolutnie wyskalowanych intensywności zmierzonych linii spektralnych z zakresu VUV Z symulaciami przeprowadzonymi przy pomocy kodu transportu UTC-SANCO. Kod o nazwie UTC (Universal Transport Code) ([Whiteford2004]) jest graficznym interfejsem kodu transportu zanieczyszczeń w plazmie o nazwie SANCO. Kod UTC pozwala na wprowadzenie danych eksperymentalnych zapisanych w formacie PPF (wyjaśnienie w rozdziale 6.2), takich jak profile temperatury i gęstości elektronowej potrzebnych do rozwiązania równania transportu, a także innych wielkości potrzebnych do przeprowadzenia symulacji opisanych poniżej. Kod UTC zestawia informacje o równowadze plazmy, uruchamia kod SANCO i wyświetla wyniki. Rys. 7.6 przedstawia uproszczony schemat działania kodu UTC-SANCO.



Rys. 7.6 Schemat działania kodu UTC-SANCO.

Dla uruchomienia kodu UTC należy wprowadzić odpowiednie parametry wejściowe. Zawierają one informacje o plazmie, a mianowicie dane dotyczące geometrii plazmy, współrzędne radialne i położenie powierzchni stałego natężenia pola magnetycznego zrekonstruowane przy pomocy programu równowagi EFIT (zobacz rozdział 6.2). Następnie wprowadza się dane dotyczące profili plazmy (gęstość elektronowa, temperatura elektronowa i jonowa) wyznaczanych przez odpowiednie diagnostyki. Aby przy pomocy kodu UTC odtworzyć intensywności linii spektralnych zmierzonych eksperymentalnie wprowadza się informację o kierunku obserwacji obszaru plazmy przez odpowiednią diagnostykę we współrzędnych radialnych oraz dane o intensywności linii dla danego wyładowania w plazmie w postaci sygnału PPF. Poza tym wprowadzane są dane atomowe dotyczące badanego przejścia, badanej linii. Wszelkie dane atomowe, takie jak współczynniki jonizacji i rekombinacji, współczynniki emisji liniowej pochodziły z bazy danych ADAS ([Summers2004]). W celu określenia niepewności danych atomowych z tej bazy należy wziąć pod uwagę fakt, że podstawą w obliczeniach równowagi jonizacyjnej badanych pierwiastków były dane oznaczane, jako ADAS 89, gdzie współczynniki jonizacji wynikają z formuły Lotza opisanej w pracy [Lotz1967]. W ciągu ostatnich czterdziestu lat wykonano wiele pracy w tej dziedzinie. Praca Arnauda i Rothenfluga [Arnaud1985], w której znajdują się informacje na temat niklu, jest często używaną referencją w astrofizyce. Brayans w pracy [Bryans2009],
która jest współczesną pracą przeglądową, rekomenduje współczynniki Dere'a ([Dere2007]). Rys. 7.7 przedstawia zawartość ułamkową (*fractional abundance*) jonu Ni XXVI w funkcji temperatury elektronowej wyznaczone z wykorzystaniem bazy danych ADAS i danych zalecanych w pracach [Arnaud1985], [Bryans2009]. Stosunek danych z ADAS 89 do dwóch pozostałych jest przedstawiony na

Rys. 7.8.



Rys. 7.7 Zawartość ułamkowa jonu Ni XXVI w funkcji temperatury elektronowej wyznaczona z użyciem bazy danych ADAS i rekomendowanych w pracach [Arnaud1985] i Bryans2009]([O'Mullane2010]).



Rys. 7.8 Stosunek danych z bazy ADAS 89 do danych rekomendowanych w pracach [Arnaud1985] i [Bryans2009] ([O'Mullane2010).

Dane uzyskane za pomocą formuły Lotza (ADAS 89) znajdują się pomiędzy danymi pochodzącymi z dwóch wymienionych wyżej rekomendacji. A więc jako niepewność danych atomowych można przyjąć rozrzut między tymi trzema metodami. Należy także dodać, że kiedy temperatura elektronowa wzrasta i osiągana jest równowaga, wpływ jonizacji ulega redukcji i uzyskuje się większą zgodność danych rekombinacyjnych. Dla temperatur $T_e > 2$ keV błąd wprowadzany do obliczeń jest bardzo mały. W przypadku temperatur poniżej 2 keV wprowadzany błąd jest duży, ale nie dotyczy to przeprowadzanych w tej pracy analiz. Pozostałą grupę niezbędnych danych wejściowych dla kodu UTC stanowią wartość strumienia zanieczyszczeń oraz współczynniki transportu. Współczynniki transportu, dyfuzji *D* i konwekcji *V* w kodzie UTC są sparametryzowane za pomocą grupy dyskretnych punktów we współrzędnych czasowych i przestrzennych. Punkty te są następnie interpolowane w czasie i przestrzeni dla wygenerowania pełnego profilu współczynników transportu.

Anomalny transport zanieczyszczeń w kodzie UTC-SANCO jest opisany przy pomocy równania (3.16). Rozwiązaniem tego równania dla danej grupy współczynników transportu D, V oraz zadanej geometrii plazmy jest gęstość jonowa, $n_Z^z(r,t)$, w funkcji czasu i przestrzeni. Jednocześnie dla znanej wartości n_Z^z wyliczana jest intensywność odpowiedniej linii spektralnej, która jest dopasowywana do intensywności wyznaczonej eksperymentalnie.

W celu dopasowania wyników symulacji do pomiarów doświadczalnych w kodzie UTC-SANCO określane są zmienne i stałe parametry. Do optymalizacji parametrów zmiennych, p_i zastosowano metodę Levenberga-Marquardta ([Marquardt1963]). Dla każdego modelowanego parametru znajdowana jest dyskretna funkcja f_n , dla dyskretnej liczby punktów indeksowanych jako n, przy całkowitej liczbie punktów N. Odpowiednie dane eksperymentalne oznaczone symbolem y_n , wprowadzane są z relatywną wagą ϖ_n , obliczoną na podstawie błędu przypisanego do każdego punktu pomiarowego zgodnie z wzorem ([Whiteford2004a]):

$$\boldsymbol{\varpi}_n = \frac{1}{\Delta y_n} \quad (10.1)$$

Parametry p_i są następnie zmieniane o pewną wartość δp_i i znajdowana jest nowa funkcja f_n . Na podstawie nowego rozwiązania i funkcji początkowej f_n wyliczana jest pochodna cząstkowa dla każdego punktu *n* zgodnie z równaniem:

$$\frac{\partial f_n}{\partial p_i} = \frac{f_n - f_n}{\delta p_i} \quad (10.2)$$

W celu dokonania procedury dopasowania tworzona jest następnie macierz M i wektor b zgodnie z metodą Levenberga-Marquardta ([Marquardt1963]):

$$M_{ij} = \sum_{n=1}^{N} \frac{\partial f_n}{\partial p_i} \frac{\partial f_n}{\partial p_j} \boldsymbol{\varpi}_n, \quad (10.3)$$
$$b_i = \sum_{n=1}^{N} \frac{\partial f_n}{\partial p_i} (f_n - y_n) \boldsymbol{\varpi}_n$$

Poprawione parametry zmienne mogą być znalezione przez rozwiązanie równania $M\Delta p = b$. Δp_i określa zmianę parametrów początkowych p_i (należy zwrócić uwagę, że $\Delta p_i \neq \delta p_i$). W ten sposób nowe parametry p'_i , są zdefiniowane równaniem $p'_i = p_i + \Delta p_i$.

Do oceny precyzji dopasowania wyników z symulacji do danych eksperymentalnych wykorzystywana jest funkcja najmniejszych kwadratów χ^2 wyrażona wzorem:

$$\chi^{2} = \sum_{n=1}^{N} \overline{\sigma}_{n} (y_{n} - f_{n})^{2} \quad (10.4)$$

Proces dopasowania może być powtarzany do uzyskania minimalnej wartości χ^2 . Bardziej zaawansowana forma tej metody wprowadza tzw. *damping-factor* do macierzy *M* :

$$M'_{ii} = M_{ii} (1 + \lambda) (10.5)$$

Elementy diagonalne są mnożone przez pewien czynnik, nie większy niż 1,2, co powoduje wzrost tempa zbieżności. W praktyce dla każdej grupy warunków początkowych, konstruowane są trzy macierze każda o innym współczynniku λ . Dla każdej z macierzy otrzymuje się rozwiązanie i wybiera się takie, które wyznacza najmniejsze χ^2 . Duża wartość λ daje lepsze Δp_i , kiedy parametry są dalekie od wartości optymalnej. Natomiast mała wartość λ daje lepsze Δp_i , kiedy parametry są bliskie końcowej wartości.

Dwa typy błędów są uwzględniane w symulacjach z użyciem kodu UTC ([Whiteford2004a]), mianowicie, błąd danych eksperymentalnych dla każdego punktu, do

którego następuje dopasowanie i błąd parametrów stałych niezmieniających się podczas procedury dopasowywania. Uwzględniając oba typy błędów nowa funkcja χ^2 przyjmuje bardziej złożoną postać, co zostało szerzej opisane w pracy [Whiteford2004a].

Powyższa metodologia została zastosowana w wielu pracach. Dux w pracy [Dux2003] badał akumulację zanieczyszczeń w układzie JET i ASDEX-U. Kubo w pracy [Kubo2003] badał zachowanie zanieczyszczeń w tokamaku JT60-U. Kod UTC jest integralną częścią badań prowadzonych w układzie JET opisanych w [Giroud2004], [Hender2004], [Stork2004], [Whiteford2004], [Zastrow2002] i [Zastrow2004]. O'Mullane w pracach [O'Mullane1996a] i [O'Mullane1996b] przeprowadzał analizy współczynników transportu dla plazmy w układzie JET. Giroud wyznaczała współczynniki transportu argonu i neonu dla plazmy w układzie JET ([Giroud2001]). W pracy [Zastrow1998] badano tryt dla eksperymentów z plazmą DT w układzie JET. Ponadto, dla potrzeb projektu ITER dokonano symulacji dla zanieczyszczeń wolframem ([Murakami2003]).

7.3 Wyznaczanie gęstości zanieczyszczeń metalicznych w plazmie

Przy opracowywaniu metody do wyznaczenia gęstości zanieczyszczeń oparto się na założeniu, że mierzona intensywność linii I odpowiadająca emisji z jonu o ładunku z pierwiastka o liczbie atomowej Z może być wyrażona w prostej formie (np.: [Czarnecka2011]):

$$I = n_Z^z n_e F(T_e) \tag{7.3},$$

gdzie n_e oznacza gęstość elektronową, a nieokreślona funkcja temperatury $F(T_e)$ skupia w sobie wszystkie możliwe procesy atomowe prowadzące do emisji promieniowania liniowego. Zakładając dalej, że zawartość ułamkowa (*fractional abundance*) jonu o ładunku z jest stała dla danej temperatury, całkowita gęstość zanieczyszczeń $n_Z^{Total} = \sum_{q=0}^{Z} n_Z^z$ (będąca sumą gęstości jonów o wszystkich krotnościach jonizacyjnych) może być zapisana jako:

$$n_Z^{Total} \sim n_Z^z$$
 (7.4)

Stosując równanie (7.3) można zapisać, że dla danej temperatury

$$n_Z^{Total} \sim I/n_e \tag{7.5}$$

Główną ideą metody jest znalezienie prostej zależności od temperatury elektronowej eksperymentalnie wyznaczanych wielkości po prawej stronie formuły (7.5) i danych pochodzących z symulacji po lewej stronie formuły (7.5). Dokładniej mówiąc, korzystając z n_Z^{Total} uzyskanych z symulacji przy użyciu kodu UTC, szukana jest relacja pomiędzy stosunkiem lewej i prawej strony w formule (7.5), a temperaturą elektronową, co pozwoli na późniejsze wyznaczenie całkowitej gęstości zanieczyszczeń z eksperymentalnie mierzonej intensywności linii spektralnej, gęstości i temperatury elektronowej. Zastosowanie tego prostego modelu do danych eksperymentalnych ma pokazać, czy powyższe założenia okażą się uzasadnione. Jeżeli to zostanie potwierdzone, to przy pomocy opracowywanej metody będzie można wyznaczyć prosty wzór na całkowitą gęstość zanieczyszczeń w plazmie, a także określić ograniczenia tej metody – np.: zakres promienia w przekroju plazmy, dla którego wzór będzie obowiązywał.

Ponieważ w układzie JET dodatkowe grzanie może być włączone w fazie divertorowej (jak podano w rozdziale 2.4) po uformowaniu się punktu X, intensywności linii widmowych mierzonych podczas tej fazy zostały użyte w przeprowadzonych symulacjach. Testowano wyładowania zarówno w modzie L, jak i modzie H (opisane w rozdziale 2.3) charakteryzującymi się różnymi profilami gęstości i temperatury elektronowej plazmy. Wybrane profile zastosowane w symulacjach przedstawiono na Rys. 7.9 i Rys. 7.10. Zostały one uzyskane za pomocą diagnostyk *LIDAR Thomson Scatering* ([Gowers1995]) oraz ECE (*Electron Cyklotron Emission*) ([De La Luna2004]).



Rys. 7.9 *Przykładowe profile temperatury elektronowej plazmy w układzie JET wykorzystane w symulacjach do testowania wyładowań w modach L (linie czerwone) i H (linie czarne).*



Rys. 7.10 *Przykładowe profile gęstości elektronowej plazmy w układzie JET wykorzystane w symulacjach do testowania wyładowań w modach L(linie czerwone) i H (linie czarne).*

przypadku przeprowadzanych symulacji rozpatrywano plazmę w W stanie stacjonarnym. Założono więc, że temperatura elektronowa równa jest temperaturze jonowej oraz że dyfuzja, konwekcja i wartość strumienia zanieczyszczeń utrzymywane były, jako niezmienne w czasie. Współczynniki transportu w odróżnieniu od innych danych wejściowych były traktowane, jako parametry nieznane. W symulacjach uwzględniono szeroki zbiór współczynników transportu, dyfuzji D(r) i konwekcji V(r) w celu oceny wpływu różnych scenariuszy transportu na profil gęstości zanieczyszczeń. Zakładając anomalny charakter transportu w obszarze środkowym sznura plazmowego, przyjęto minimalne współczynniki transportu w tym obszarze, które były o rząd wielkości większe w porównaniu do wartości neoklasycznych ([Pasini1990], [Giannella1994]). Przy wyborze współczynników transportu wzięto także pod uwagę wcześniejsze badania transportu metalicznych zanieczyszczeń w układzie JET ([Giroud2004], [Giroud2007], [Carraro2007], [Guirlet2000]). Badania współczynników transportu w zależności od liczby atomowej Z wykazały, ich słabą zależność od tej liczby w obszarze plazmy o promieniu r/a pomiędzy 0,5 i 0,6. Nie zaobserwowano także wyraźnej różnicy dla współczynników transportu dla plazmy w modach L i H zarówno w rdzeniu plazmy jak i w połowie promienia sznura plazmowego. W związku z tym dla wszystkich badanych zanieczyszczeń użyto tych samych współczynników transportu, przyjmując, że emisja promieniowania dla przejść lito-podobnych pochodzi z regionu środkowego sznura plazmowego. Współczynniki D i V użyte w symulacjach przedstawiono na Rys. 7.11. Przykłady uzyskanych profili całkowitej gęstości zanieczyszczeń niklu n_{z}^{Total} , będących wynikiem dopasowania symulowanej i eksperymentalnej intensywności linii dla





Rys. 7.11 *Przykłady dwóch grup a) i b) współczynników dyfuzji D(r/a) i konwekcji V(r/a), wykorzystanych w symulacjach do przetestowania rozkładów zanieczyszczeń w pojedynczym wyładowaniu plazmowym.*

Okazało się, że dla szerokiego zbioru współczynników transportu w obszarze plazmy o promieniu $0.5 \le r/a \le 0.7$, całkowita gęstość n_Z^{Total} jonów niklu zmienia się o około 10-20 % z większą rozbieżnością w innych obszarach. Ponadto, zaobserwowano, że maksimum statystycznego odchylenia powstaje na skutek symulacji ze współczynnikiem dyfuzji D(r)o małej wartości, i nie wzrasta dla współczynnika dyfuzji powyżej 5 m²/s.



Rys. 7.12 Całkowita gęstość zanieczyszczeń niklu n_Z^{Total} w funkcji unormowanego promienia uzyskane z użyciem kodu UTC-SANCO dla szerokiego zakresu współczynników transportu przedstawionych odpowiednio na a) Rys. 7.11a i b) Rys. 7.11b.

Dla określonych jonów X^z obecnych w plazmie przy lokalnej temperaturze i gęstości elektronowej, istnieje możliwość wyliczenia liczby fotonów, jaka zostanie wyemitowana przez te jony w danym przejściu. Wielkość ta nazywana jest współczynnikiem emisji fotonów (*pec - photon emissivity coefficient*). Znajomość współczynnika emisji fotonów *pec*, wartości koncentracji elektronowej n_e , temperatury elektronowej T_e oraz profili gęstości jonowej zanieczyszczeń n_Z^z pochodzących z symulacji pozwala na wyznaczenie emisyjności ε linii spektralnej mierzonej wzdłuż linii obserwacji diagnostyki ([Czarnecka2011]):

$$\varepsilon \left(r_{a}^{\prime} \right) = \operatorname{pec}(T_{e}, n_{e}) n_{Z}^{z} n_{e} \quad (7.6)$$

Dla każdego analizowanego wyładowania i dla wszystkich przeprowadzonych symulacji z różną kombinacją współczynników transportu wyliczono wartość promienia $\langle r/a \rangle$ dla występowania wagowego maksimum emisyjności jonów. Wartość tego promienia dana jest wzorem:

$$\left\langle r/a \right\rangle = \frac{\int r/a \, \epsilon dl}{\int \epsilon dl} (7.7)$$

gdzie *l-o-s* oznacza kierunek obserwacji diagnostyki KT2 przeskalowaną do wartości unormowanego promienia r/a, ε jest to emisyjność jonu lito-podobnego. Na Rys. 7.13

przedstawiono wyliczone wartości $\langle r/a \rangle$ dla wyładowań w plazmie o profilach gęstości i temperatury elektronowej przedstawionych na Rys. 7.9 i Rys. 7.10.



Rys. 7.13 Wartości promienia $\langle r/a \rangle$, dla którego występują maksymalne emisyjność jonu Lipodobnego niklu wyliczone za pomocą wzoru 7.7 dla analizowanych wyładowań o profilach plazmy przedstawionych na Rys. 7.9 i 7.10.

Okazało się, że we wszystkich symulacjach i dla wszystkich przeanalizowanych wyładowań w plazmie na układzie JET, wagowe maksimum emisyjność jonów lito-podobnych niklu występuje dla wartość $\langle r/a \rangle \sim 0.5 - 0.6 \pm 0.05$. Dla tego promienia lokalna temperatura elektronowa zmienia się w zakresie od 2 do 4,7 keV. Ostatecznie dla każdego strzału wyliczono średnią wartość $\langle r/a \rangle$ i jej standardowe odchylenie będące wynikiem szerokiej klasy współczynników transportu. Tak wyliczona wartość unormowanego promienia pozwoliła na odczytanie wartości $n_Z^{Total} \left(r/a \right)$, $T_e \left(r/a \right)$ i $n_e \left(r/a \right)$ wykorzystanych w kolejnym etapie analiz.

Na Rys. 7.14 przedstawiono stosunek całkowitej gęstości zanieczyszczeń n_Z^{Total} do eksperymentalnie mierzonych intensywności linii widmowych *I* dla przejść lito-podobnych w Ni, Fe i Cu, unormowanych do gęstości elektronowej n_e , w funkcji temperatury elektronowej. Przedstawiona na Rys. 7.14 zależność dla Cr została uzyskana na podstawie zależności od liczby atomowej Z opisanej w rozdziale 7.6.



Rys. 7.14 Stosunek całkowitej gęstości zanieczyszczeń (wyznaczonej na podstawie symulacji) do intensywności linii przejścia lito-podobnego 1s²2p ²P_{3/2} – 1s²2s ²S_{1/2} dla Ni, F i Cu w funkcji temperatury. Intensywności linii są unormowane do gęstości elektronowej. Zielona linia odpowiada ekstrapolowanemu dopasowaniu dla Cr.

Każdy punkt na Rys. 7.14 odpowiada jednemu wyładowaniu w plazmie w układzie JET scharakteryzowanemu przez różne parametry plazmy. Słupki błędu przedstawione na Rys. 7.14 dla każdego wyładowania nie są niezależnymi błędami statystycznymi. Wynika to z tego, że błędy są zdominowane przez przyjęte wartości współczynników transportu D i V, a nie przez różnice profili gęstości i temperatury elektronowej dla różnych wyładowań. Górny koniec słupka błędu odpowiada tej samej parze profili współczynników D i V we wszystkich przypadkach, podobnie jak jego koniec dolny. Uzyskany stosunek gęstości zanieczyszczeń Ni, Fe i Cu do unormowanej intensywności linii jest liniowo zależny od lokalnej temperatury elektronowej w zakresie $r/a \sim 0,5 - 0,6$. Współczynniki liniowego dopasowania dla Ni, Fe, i Cu zostały umieszczone w Tabela 7.2.

Tabela 7.2 Współczynniki liniowego dopasowania wielkości $n_Z^{Total} n_e / I$ dla Ni, Fe i Cu, słuszne dla obszaru r/a= 0,5- 0,6. Model zależności liniowej jest przedstawiony, jako $y = a + bT_e$, gdzie parametry a $[m^{-4} \text{ sr s/foton}]$ i b $[m^{-4} \text{ sr s/(foton keV)}]$ uzyskane zostały metodą najmniejszych kwadratów.

	$y = n_Z^{Total} n_e / I$
Ni	$a = (1,73\pm1,6) \cdot 10^{16}$
	$b = (3,4\pm0,5) \cdot 10^{16}$
Fe	$a = (1,5\pm3,7) \cdot 10^{16}$
	$b = (3,8\pm1,4) \cdot 10^{16}$

Cu
$$a = (2,4\pm2,3)\cdot10^{16}$$

 $b = (2,9\pm0,8)\cdot10^{16}$

Należy także dodać, że zaobserwowano rozbieżność w liniowym dopasowaniu punktów odpowiadających wyładowaniom w modach L i H. Jednakże, różnica ta mieści się w zakresie słupków błędu i może być zaniedbana. Ponadto przeprowadzono dodatkowe badania dla różnych fizycznie uzasadnionych współczynników transportu, których wartości zmieniały się wzdłuż unormowanego promienia *r/a*. Badania te wykazały, że dla wszystkich tych współczynników transportu uzyskuje się dobre dopasowanie do uzyskanej zależności liniowej.

7.4 Wyznaczanie efektywnego ładunku ΔZ_{eff} w plazmie zanieczyszczonej jonami metali

Efektywny ładunek oznaczany w literaturze jako Z_{eff} jest wielkością o dużym znaczeniu przy badaniu zachowania zanieczyszczeń w plazmie. Metody wyznaczania tej wielkości zostały opisane wcześniej w rozdziale 4.5. Pomimo, że w układzie JET w czasie realizacji prac objętych niniejszą pracą, największy wkład do całkowitego Z_{eff} pochodził od jonów węgla (ściany były wyłożone płytkami węglowymi), to zakładano, że jony innych zanieczyszczeń takich jak Ni, Fe, Cu i Cr dają znaczący wkład do tego parametru. Zaistniała, więc potrzeba wyznaczenia ΔZ_{eff} dla poszczególnych pierwiastków.

Efektywny ładunek Z_{eff} jest lokalnym miernikiem koncentracji zanieczyszczeń n_Z/n_e w plazmie, uśrednionym po wszystkich zanieczyszczeniach. Dla plazmy z obecnością jednego rodzaju zanieczyszczenia o liczbie atomowej Z, Z_{eff} jest zdefiniowany zależnością ([Czarnecka2011]):

$$Z_{eff} = 1 + \sum_{z=2}^{Z} z(z-1) \frac{n_z^z}{n_e} \equiv 1 + \Delta Z_{eff} \quad (7.8)$$

Z prawej strona równania (7.8) koncentracja zanieczyszczeń zależy od unormowanej intensywności linii widmowej zgodnie z proporcją $n_Z^{Total}/n_e \sim I/n_e^2$. A zatem, także dla ΔZ_{eff} można przyjąć prostą zależność stosunku ΔZ_{eff} i I/n_e^2 od temperatury elektronowej T_e . Stosunek uzyskanej w wyniku symulacji wartości ΔZ_{eff} do intensywności linii spektralnej unormowanej przez kwadrat gęstości elektronowej w funkcji temperatury elektronowej przedstawiono na Rys. 7.15.



Rys. 7.15 Stosunek uzyskanej na podstawie symulacji numerycznych wartości Z_{eff} do zmierzonych intensywności linii przejścia lito-podobnego $1s^22p\ ^2P_{3/2} - 1s^22s\ ^2S_{1/2}$ dla Ni, Fe i Cu (unormowanej do kwadratu gęstości elektronowej) w funkcji temperatury elektronowej. Zielona linia odpowiada ekstrapolowanemu dopasowaniu dla Cr.

Podobnie jak dla gęstości zanieczyszczeń otrzymano liniową zależność stosunku ΔZ_{eff} do unormowanej intensywności linii widmowej od temperatury elektronowej Ni, Fe i Cu dla plazmy w obszarze promienia $r/a \sim 0,5-0,6$. Tabela 7.3 zawiera współczynniki liniowego dopasowania dla badanych zanieczyszczeń.

Tabela 7.3 Współczynniki liniowego dopasowania zależności wielkości $\Delta Z_{eff} n_e^2 / I$ od temperatury przedstawionej na Rys. 7.15 dla Ni, F i Cu, słuszne dla plazmy w obszarze r/a= 0,5-0,6. Ta zależność liniowa jest przedstawiony, jako $y = a + bT_e$, gdzie parametry a [m⁻⁴ sr s/foton] i b [m⁻⁴ sr s/(foton keV)] uzyskane zostały metodą najmniejszych kwadratów.

$y = \Delta Z_{eff} n_e^2 / I$
$a = (0,4\pm1,1) \cdot 10^{19}$
$b = (2,4\pm0,4) \cdot 10^{19}$
$a = (0,2\pm 2,2) \cdot 10^{19}$
$b = (2,3\pm0,8) \cdot 10^{19}$
$a = (0,7\pm1,8) \cdot 10^{19}$
$b = (2,3\pm0,6) \cdot 10^{19}$

7.5 Wyznaczanie współczynnika rozrzedzania plazmy przez zanieczyszczenia metalami

Zanieczyszczenia powodują wiele niepożądanych efektów w plazmie, co zostało opisane w rozdziale 4. Między innymi elektrony pochodzące od zjonizowanych zanieczyszczeń mają wkład do gęstość elektronowej i wpływają na ciśnienie plazmy. Przy danej gęstości elektronowej i ciśnieniu plazmy obecność zanieczyszczeń powoduje rozrzedzanie paliwa (zmniejszenie gęstości jonów deuteru, albo deuteru i trytu). Atomy metali mogą uwalniać dziesiątki elektronów w plazmie centralnej. W celu ograniczenia tego zjawiska konieczne jest utrzymania zanieczyszczeń poniżej pewnego poziomu krytycznego. Współczynnik rozrzedzenia plazmy Δn_{HDT} wodorowej (H), deuterowej (D) i trytowej (T) pod wpływem pojedynczego rodzaju zanieczyszczenia o liczbie atomowej *Z* i ładunkach *z* = 0...*Z* może być wyrażony wzorem:

$$\Delta n_{HDT} = \sum_{z=0}^{Z} z \times n_{Z}^{z} \quad (7.9)$$

gdzie w wyniku takiego samego rozumowania, jakie zastosowano odnośnie równania (7.3), można spodziewać się, że stosunek Δn_{HDT} do intensywności linii widmowej unormowanej do gęstości elektronowej jest prostą funkcją temperatury elektronowej. Zależność tę przedstawiono na Rys. 7.16.



Rys. 7.16 Stosunek uzyskanej na podstawie symulacji numerycznych wartości współczynnika rozrzedzenia plazmy Δn_{HDT} do intensywności linii przejścia lito-podobnego $1s^22p\ ^2P_{3/2}$ –

 $1s^22s\ ^2S_{1/2}$ dla Ni, Fe i Cu (unormowanej do gęstości elektronowe) w funkcji temperatury elektronowej. Zielona linia odpowiada ekstrapolowanemu dopasowaniu dla Cr.

Współczynniki liniowego dopasowania dla różnych zanieczyszczeń metalicznych przedstawiono w Tabela 7.4.

Tabela 7.4 Współczynniki liniowego dopasowania zależności wielkości $\Delta n_{HDT}n_e/I$ od temperatury przedstawionej na Rys. 7.16 dla Ni, Fe i Cu, słuszne dla obszaru plazmy r/a= 0,5-0,6. Ta zależność liniowa jest przedstawiony, jako $y = a + bT_e$, gdzie parametry a $[m^{-4} sr s/foton]$ i b $[m^{-4} sr s/(foton keV)]$ uzyskane zostały metodą najmniejszych kwadratów.

	$y = \Delta n_{HDT} n_e / I$
Ni	$a = (3,6\pm4,5) \cdot 10^{17}$
	$b = (9,0\pm1,5) \cdot 10^{17}$
Fe	$a = (0,8 \pm 9,4) \cdot 10^{17}$
	$b = (1,0\pm0,3) \cdot 10^{18}$
Cu	$a = (5, 1 \pm 12) \cdot 10^{17}$
	$b = (8,3\pm4,2) \cdot 10^{17}$

7.6 Wyznaczenie zależności wielkości n_Z^{Total} , ΔZ_{eff} , i Δn_{HDT} od liczby atomowej Z

Liniowe relacje gęstości zanieczyszczeń n_Z^{Total} , ich wkładu do efektywnego ładunku plazmy, ΔZ_{eff} , oraz współczynnika rozcieńczenia plazmy, Δn_{HDT} , od temperatury przedstawione na Rys. 7.14, Rys. 7.15 i Rys. 7.16 dla Ni (Z=28), Fe (Z=26) i Cu (Z=29) pozwoliły na sformułowanie zależności określających wyżej wymieniane wielkości charakteryzujące zanieczyszczenia plazmy metalami dla wszystkich wyładowań w fazie divertorowej w układzie JET. Dla wszystkich wyznaczonych wielkości zaobserwowano, że współczynniki liniowego dopasowania *a* i *b* układają się liniowo w zależność od liczby atomowej *Z*. Liniowy charakter zależności a = f(Z) i b = f(Z) przedstawiono na Rys. 7.17.



Rys. 7.17 Współczynniki liniowego dopasowania wielkości a) $n_Z^{Total} n_e / I$, b) $\Delta Z_{eff} n_e^2 / I$, c) $\Delta n_{HDT} n_e / I$ w zależność od liczby atomowej Z.

A zatem zależności $n_Z^{Total}(Z)$, $\Delta Z_{eff}(Z)$ i $\Delta n_{HDT}(Z)$ można zapisać w następujący sposób:

$$n_{Z}^{Total}(Z) = \left[\left(a_{1} + a_{2} \cdot Z \right) + \left(b_{1} + b_{2} \cdot Z \right) * T_{e} \right] \cdot \frac{I}{n_{e}} \qquad [m^{-3}] \quad (7.10),$$

gdzie: $a_1 = -7, 3 \cdot 10^{16}$, $a_2 = 3, 3 \cdot 10^{15}$, $b_1 = 1, 2 \cdot 10^{17}$, $b_2 = -3, 3 \cdot 10^{15}$, Z - liczba atomowa pierwiastka, I [foton/(m² s sr)] - intensywność linii spektralnej, T_e [keV] - temperatura elektronowa, n_e [m⁻³] - gęstość elektronowa.

$$\Delta Z_{eff}(Z) = \left[\left(c_1 + c_2 \cdot Z \right) + \left(d_1 + d_2 \cdot Z \right) \cdot T_e \right] \cdot \frac{I}{n_e^2} \quad (7.11),$$

gdzie; $c_1 = -4.4 \cdot 10^{19}$, $c_2 = 1.7 \cdot 10^{18}$, $d_1 = 1.9 \cdot 10^{19}$, $d_2 = 1.6 \cdot 10^{17}$,

$$\Delta n_{HDT}(Z) = \left[\left(i_1 + i_2 \cdot Z \right) + \left(j_1 + j_2 \cdot Z \right) \cdot T_e \right] \cdot \frac{I}{n_e} \quad [m^{-3}] \quad (7.12),$$

gdzie:
$$i_1 = -3.6 \cdot 10^{18}$$
, $i_2 = 1.4 \cdot 10^{17}$, $j_1 = 2.5 \cdot 10^{18}$, $j_2 = -5.6 \cdot 10^{16}$.

Stosując powyższe równania można zastosować opracowaną metodę do innych pierwiastków wprowadzając ich liczbę atomową Z. Dzięki temu wyznaczono liniowe zależności od temperatury wszystkich wymienionych wyżej parametrów dla zanieczyszczeń chromem (Cr). Zależności te zostały wykreślone odpowiednio na Rys. 7.14, Rys. 7.15 i Rys. 7.16. Chrom zalicza się do zanieczyszczeń o średnim Z (Z=24) i jest powszechnie obserwowany w plazmie w układzie JET. Bezpośrednie analizy takie jak wykonano dla Ni, Fe i Cu nie były możliwe dla Cr ze względu na brak właściwych danych atomowych.

8 Badania zachowania zanieczyszczeń w plazmie w układzie JET podczas grzania ICRH

8.1 Anteny, jako źródło zanieczyszczeń plazmy tokamakowej

System grzania ICRH jest stosowany w wielu urządzeniach fuzyjnych na świecie ([Noterdaeme2005]). W początkowych latach działania tokamaka JET (1985-1986), system ICRH składał się z dwóch anten prototypowej konstrukcji nazywanych jako antena A₀ ([Kaye1985], [Kaye1987a]). Każda z nich była w stanie generować 3 MW mocy w zakresie częstości 23-57 MHz. Charakterystyczną cechą anteny A_0 był płaski ekran Faradaya (FS -Faraday Screen) pokryty warstwą chromu. W późniejszym okresie dwie anteny A₀ zostały zastąpione ośmioma antenami chłodzonymi wodą z ekranem wykonanym z niklu. Anteny te nazwano A₁ ([Kaye1987], [Walker1987]). W 1990 roku ekran niklowy zastąpiono ekranem berylowym w celu podjęcia próby redukcji uwalniania zanieczyszczeń do plazmy podczas stosowania grzania ICRH. Ponadto, niezbędna była poprawa szczelności systemu przed wyciekiem wody ([Walker1989]). Anteny A1 wykorzystywano w układzie JET w latach 1987-1992. Maksymalna moc dostarczana przez jedną antenę wynosiła 3-4 MW. W przeciwieństwie do anten A₀ miały one ekran Faradaya w kształcie litery V. Miało to zapobiec bezpośredniemu oddziaływaniu plazmy z ekranem na skutek drgań pola magnetycznego. Zarówno anteny A₀ jak i A₁ miały zdolność do wzbudzenia fali w fazie monopolowej i dipolowej, dla których wartość równoległej składowej wektora falowego k wynosiły odpowiednio $k_{\parallel} = 0 \text{ m}^{-1}$ i $k_{\parallel} = 7 \text{ m}^{-1}$. Najczęściej używanymi scenariuszami grzania były: D(H), ⁴He(H) i D(³He) z jonami plazmy zapisanymi w nawiasach, których częstości rezonansowe były wykorzystywane do grzania plazmy. Przed nawiasem podano skład większościowy paliwa. Emisja zanieczyszczeń z powierzchni anten stosowanych do grzania ICRH była obserwowana od początku stosowania tego typu grzania. Różne prace poświęcone były zrozumieniu mechanizmów z tym związanych, (np.: [Perkins1989], [Chodura1989], [Bures1991], [D'lppolito1990], [D'lppolito1991], [Bures1992]).

Od 1994 roku system ICRH w tokamaku JET tworzą cztery anteny A2 ([Kaye1994]) nazywane kolejno matrycą A, B, C i D. Każdy moduł złożony jest z czterech poloidalnych części (*straps*) zasilanych z oddzielnych generatorów. Maksymalna moc jednego generatora wynosi 2 MW. Całkowita osiągalna moc anteny A2 wynosi, zatem 32 MW, jednakże w praktyce tylko jej część jest wykorzystywana podczas eksperymentów w układzie JET.

Antena A2 może działać w zakresie częstości 23-57 MHz, (co odpowiada długości fali w próżni 13-15 m). W układzie JET rutynowo używa się drugiej harmonicznej, która odpowiada częstościom rezonansowym głównych jonów plazmy, czyli deuteru lub składników mniejszościowych np.: helu i trytu. W pracy [Ericsson1998a] poinformowano o zastosowaniu także trzeciej harmonicznej ICRH odpowiadającej częstości rezonansowej deuteru. Ekran anteny A2 nazywany potocznie "grillem" wykonany jest z prętów berylowych. Uchwyty mocujące pręty wykonane są ze stopu o nazwie *Nimonic* 80A (70 % Ni, 20 % Cr + Ti, Al, Fe, Co – po ~2 % każdy). Śruby mocujące grill oraz centralne przewody są pokryte czystym niklem. W 2007 roku w układzie JET zainstalowano nową antenę do grzania ICRH nazywaną ILA (*ITER-like Antenna*). Szczegółowo została ona opisana w rozdziale 8.2. Rys. 8.1 przedstawia schemat rozmieszczenia anten do grzania ICRH (w tym antenę A2 i ILA) oraz antenę LHCD w poziomym przekroju tokamaka JET.

Rys. 8.2 przedstawia widok modułów A i B anteny A2 oraz antenę ILA wewnątrz komory próżniowej tokamaka JET z zaznaczeniem elementów, które są źródłem określonych zanieczyszczeń plazmy.



Rys. 8.1 Schemat przedstawiający układ grzania ICRH (antena A, B, C, D, ITER-like antenna) i grzania LHCD w układzie JET.



Rys. 8.2 Aktualna instalacja modułu A i B anteny A2 oraz anteny ILA do grzania ICRH w układzie JET.

Kolejnym źródłem metalicznych zanieczyszczeń w układzie JET jest antena do grzania LHCD. Rys. 8.3 przedstawia antenę LHCD wewnątrz komory próżniowej tokamka JET ze wskazaniem źródeł zanieczyszczeń plazmy. "Grill" anteny wykonany jest ze stali nierdzewnej o składzie: Fe – 71 %, Cr – 18 %, Ni – 8 %. Rama otaczająca "grill" jest wykonana z grafitu i płytek CFC (*Carbon Fibre Composite*). A zatem antena LHCD jest głównym źródłem zanieczyszczeń plazmy w układzie JET jonami żelaza, rejestrowanymi szczególnie podczas stosowania tego typu grzania.



Rys. 8.3 Widok anteny LHCD w układzie JET ze wskazaniem źródeł zanieczyszczeń.

Nowa metoda wyznaczania gęstości zanieczyszczeń w plazmie w układzie JET, opisana w rozdziale 7, została wykorzystana do badania gęstości zanieczyszczeń Ni w funkcji mocy dodatkowego grzania plazmy. Różne systemy grzania, mianowicie NBI, LHCD oraz ICRH realizowane przy pomocy anteny A2 i ILA były badane niezależnie od siebie. Osiągnięto to dzięki starannie wyselekcjonowanym przedziałom czasowym w odpowiednich wyładowaniach w plazmie, podczas których tylko jeden rodzaj grzania był stosowany. Poza tym, dla danych przedziałów czasowych, kiedy plazma zachowywała się w sposób stacjonarny wyliczono średnie wartości odpowiednich parametrów plazmy (np: I, Te, ne itd.) wraz z ich standardowymi odchyleniami. W przypadku stosowania anteny A2 do grzania ICRH baza danych była budowana ze starannie wyselekcjonowanych wyładowań dla plazmy w modzie L zaczynając od września 2005 roku do października 2009 roku. Odpowiada to wyładowaniom w plazmie w układzie JET o numerach od 63718 do 78157. Analiza strzałów dla plazmy w modzie H w tym przypadku była niemożliwa ze względu na to, że do uzyskania tego modu w układzie JET wykorzystywano dodatkowo grzanie NBI. Zatem niemożliwe było wybranie przedziałów czasowych z jednym tylko rodzajem grzania. W przypadku anteny ILA stosowanej do grzania ICRH analizowano strzały od maja 2008 roku do października 2009 odpowiadające numerom w zakresie 73000-78157. Podobnie jak dla grzania ICRH baza danych przy grzaniu LHCD i NBI budowana była dla wyładowań w modzie L i zawiera odpowiednio strzały o numerach w zakresach 65696-77744 i 65694-78148. Rys. 8.5 i Rys. 8.6 przedstawiają poziom zanieczyszczeń plazmy jonami niklu wyznaczony różnymi metodami w funkcji całkowitej mocy grzania. Na Rys. 8.4 poziom zanieczyszczeń Ni był wyznaczony ze stosunku $I_{(NiXXVI)}/n_e$ (I – intensywność linii Ni XXVI) dokładnie jak w pracy [Bures1991]. Inaczej wyznaczony poziom zanieczyszczeń (n_z^z) pokazano na Rys. 8.5. Wykorzystano do tego zależność (7.3) w celu uzyskania wartości n_Z^z , przy czym współczynnik emisji fotonów (pec) pochodzący z bazy danych ADAS reprezentuje funkcję $F(T_e)$ w tym równaniu. Jak jest to widoczne na Rys. 8.5 rozrzut punktów pomiarowych jest znacznie większy niż przy zastosowaniu prostszej metody. Wreszcie, Rys. 8.6 przedstawia gęstość zanieczyszczeń wyznaczoną przy pomocy nowo opracowanej metody (opisanej w rozdziale 7), która uwzględnia wpływ transportu cząstek oraz temperatury elektronowej na wartość gęstości zanieczyszczeń. W związku z tym należy uznać, że relacja pomiędzy poziomem zanieczyszczeń plazmy niklem i strumieniem zanieczyszczeń pochodzącym z anten jest reprezentowana najlepiej na Rys. 8.6 ze względu na uzyskanie najmniejszego rozrzutu i większej dokładności prezentowanych punktów pomiarowych.



Rys. 8.4 Zależność stosunku I_{(Ni XXVI}/n_e (wielkość proporcjonalna do gęstości zanieczyszczeń Ni zgodnie z równaniem 7.3) od mocy grzania dla różnych systemów grzania plazmy w układzie JET.



Rys. 8.5 Zależność stosunku $I_{(Ni XXVI)}/[n_eF(T_e)]$ od mocy grzania dla różnych systemów grzania plazmy w układzie JET przy założeniu, że $F(T_e) = pec dl/4\pi$, gdzie dl=0,1 m (dl/4 π uwzględnia kierunek i kąt patrzenia diagnostyki KT2).



Rys. 8.6 *Gęstość zanieczyszczeń Ni w funkcji mocy grzania dla różnych systemów grzania plazmy w układzie JET wyznaczona przy zastosowaniu nowej metody opisanej w rozdziale 7.*

Na podstawie przeprowadzonych analiz wyników badań zaobserwowano również, że dla takiej samej mocy grzania uwalnianie zanieczyszczeń Ni z anten jest dużo większe w przypadku grzania ICRH w stosunku do grzania NBI i LHCD. Potwierdza to założenie, że anteny do grzania ICRH są źródłem zanieczyszczeń jonami Ni w plazmie w układzie JET. Jednak trzeba rozpatrzyć jeszcze inne mechanizmy odpowiedzialne za uwalnianie zanieczyszczeń z powierzchni otaczających plazmę. Bardziej szczegółowe analizy zostały przedstawione w kolejnych rozdziałach.

8.2 Wpływ anteny ILA (ITER-like Antenna) do grzania ICRH na zawartość zanieczyszczeń w plazmie w układzie JET

W celu wydajnej produkcji energii w urządzeniach fuzyjnych skali ITER oraz w przyszłych elektrowniach termojądrowych typu DEMO temperatura paliwa musi być wyższa niż 100 mln °C. Do osiągnięcia tak wysokich temperatur niezbędne jest zastosowanie systemów dogrzewających plazmę, o gęstościach mocy o wiele większych niż te, jakie są stosowane w obecnych tokamakach. Grzanie za pomocą fal radiowych RF będzie jednym z głównych sposobów grzania w urządzeniu ITER. System ICRH służący do emisji fal radiowych w układzie ITER będzie składał się z dwóch anten projektowanych obecnie w Europie ([Bora2007]), połączonych z generatorami zasilającymi anteny za pomocą linii transmisyjnych, które zostaną dostarczone przez Indie i USA (zgodnie z międzynarodowym porozumieniem w ramach projektu ITER). Każda antena będzie zbudowana z 24 blisko położonych części, w celu zapewnienia wysokiej gęstość mocy grzania. Zadaniem przygotowywanego systemu będzie dostarczenie 20 MW mocy dodatkowego grzania przez każdą z anten do plazmy deuterowo-trytowej, w której występują zjawiska ELM. Stosowana będzie druga harmoniczna fali RF, która będzie w rezonansie z oscylacjami jonów trytu w centrum plazmy ([Swain2007]). System ma pracować w zakresie częstości fali 40-55 MHz w czasie wyładowania do 3600 s. Przewiduje się, że odległość anteny od separatrysy będzie wynosiła około 19 cm, jak to wynika z opracowywanej konstrukcji anteny.

Z względu na rozmiary plazmy, możliwość osiągnięcia różnych konfiguracji i reżimów wyładowania w plazmie (mody L i H), występowanie zjawiska ELM oraz stosowanie wielu diagnostyk, tokamak JET stał się idealnym urządzeniem do testowania nowych rozwiązań aparaturowych dla przyszłych dużych tokamaków. W 2001 roku rozpoczęto realizację projektu, którego celem było zaprojektowanie, budowa i testowanie anteny o nazwie ILA (ITER-like Antenna) na potrzeby tokamaka ITER ([Durodie2003], [Ddurodie2005]). Wyniki pierwszych testów tej anteny, przeprowadzonych jeszcze przed jej instalacją w układzie JET, zostały opisane w pracach [Goulding2005], [Durodie2007]. W skład systemu wchodzą generatory, linie transmisyjne i właściwa antena. Zastosowane w układzie typy generatorów i linii przesyłowych używane są komercyjnie w technologii radiowej. Jednakże konstrukcja samej anteny była wielkim wyzwaniem technicznym dla inżynierów, ponieważ musiała ona spełnić kilka warunków. Najważniejszymi z nich były: a) duża gęstość mocy emitowanego promieniowania – około 8 MW/m², b) maksymalna moc grzania 7,2 MW, c) praca w zakresie częstości 30-55 MHz, d) odporność na zaburzenia spowodowane zjawiskiem ELM ([Keilhacker1984]) powodującym zmianę charakterystyki anteny, e) działanie anteny przy długich czasach wyładowania w plazmie i f) odporność na inne czynniki powodujące destrukcję plazmy. Przewidywano, że dzięki nowej antenie całkowita moc grzania falami radiowymi w układzie JET ulegnie podwojeniu.

Rys. 8.7 przedstawia nową antenę ILA przed instalacją w układzie JET ze wskazaniem ośmiu części ponumerowanych od 1 do 8. Dwie poloidalne przyległe do siebie części stanowią pętlę, tzw. RDL (*Resonant Double Loop*) ([Bosia2003], [Durodie2001], [Durodie2003]). Cztery pętle RDL, oznaczone jako 12, 34, 56 i 78, tworzą matrycę 2×2 w kierunku, poloidalnym i toroidalnym.



Rys. 8.7 Widok anteny ILA przed instalacją w tokamaku JET.

W układzie JET nowa antena ILA została zainstalowana w oktanie 2 (zobacz Rys. 8.1). Montaż anteny ILA w tym układzie został zakończony w 2007 roku. Testowanie tej anteny odbywało się w okresie od maja 2008 roku do kwietnia 2009 roku podczas kampanii C20 W [Durodie2009], eksperymentalnych C26. pracach [Mayoral2009] i [Nightingale2009] zawarty jest przegląd prac dotyczących testowania anteny ILA. Pierwszy etap prac wykonano dla małych mocy grzania, poniżej 2 MW. Po rozwiązaniu napotkanych problemów, moc grzania była sukcesywnie zwiększana i duża część sesji eksperymentalnych była poświęcona testowaniu anteny przy mocach grzania powyżej 2 MW. Testy anteny odbywały się dla wyładowań w plazmie zarówno w modzie L, jak i w modzie H przy różnych częstościach rezonansowych - 33, 42 i 47 MHz, okazyjnie przy 49 MHz w fazie dipolowej. Testy wykonywano także dla różnych odległości anteny od plazmy. Odległość tę zmieniono poprzez zmianę wartości ROG (Radial Outer Gap) między 4-7 cm, co odpowiadało odległości 13-16 cm pomiędzy anteną a brzegiem plazmy. Większość sesji poświęcona była badaniom sprzężenia wytwarzanej fali radiowej z plazmą i efektywności jej absorpcji w plazmie. Maksymalne napięcie w obwodzie anteny, jakie udało się uzyskać wynosiło około 42 kV. Uzyskiwano je wielokrotnie, zarówno w modzie L, jak i modzie H. Ze względu na warunki bezpieczeństwa nie udało się uzyskać większej wartości tego napięcia. Ze względu na pewne ograniczenia generatora, maksymalna moc, jaką uzyskano w modzie L wynosiła 4,76 MW (wyładowanie nr 73329). Przy wyładowaniu w modzie H uzyskano z górnej połowy anteny maksymalnie 1,88 MW mocy grzania (wyładowanie nr 73941). Maksymalna gęstość mocy, jaką uzyskano dla plazmy w modzie L wynosiła 6,2 MW/m² (osiągnięta podczas działania dolnej połowy anteny w wyładowaniu 73941). Dla plazmy w modzie H osiągnięto maksymalnie 4,1 MW/m² gestości mocy dla górnej pary RDL w wyładowaniu 78070.

Bardzo ważnym zagadnieniem było sprawdzenie, w jakim stopniu duża gęstość mocy grzania ICRH, uzyskana dzięki kompaktowej budowie anteny ILA ma wpływ na koncentrację zanieczyszczeń w plazmie w układzie JET. W szczególności należało sprawdzić, czy antena ILA, ze względu na większą gęstość mocy emitowanego promieniowania, może uwalniać więcej zanieczyszczeń niż antena A2. Każdy z czterech modułów anteny A2 ma powierzchnię 2,25 m², dużo większą niż powierzchnia anteny ILA, która wynosi 0,91 m². Porównanie dwóch różnych systemów anten pozwoli odpowiedzieć na pytanie stawiane przez inżynierów dotyczące możliwości maksymalizacji mocy grzania ICRH przy jednoczesnej minimalizacji koncentracji zanieczyszczeń w plazmie. Wnioski z tych analiz będą miały znaczenie przy projektowaniu, konstrukcji i obsłudze przyszłych urządzeń tego typu.

Na Rys. 8.8 przedstawiono koncentrację niklu w plazmie, efektywny ładunek plazmy Z_{eff} , wartości ΔZ_{eff} i współczynnika rozrzedzenia plazmy pochodzący od zanieczyszczeń niklu w funkcji zastosowanej mocy grzania dla różnych odległości plazmy od anteny, zdefiniowanej wielkością ROG.



Rys. 8.8 Parametry charakteryzujące zanieczyszczenie plazmy jonami niklu w układzie JET w funkcji mocy grzania dla różnych odległości plazmy od anteny, zdefiniowanej wielkością ROG: a) koncentracja Ni (dla r/a $\approx 0,5-0,6$), b) Z_{eff} wyznaczone na podstawie diagnostyki KS3 (spektroskopia z zakresu widzialnego), c) wkład zanieczyszczeń Ni do efektywnego ładunku

jonów w plazmie Z_{eff} , d) rozrzedzenie plazmy na skutek obecności zanieczyszczeń Ni w plazmie.

Pomimo dużego rozrzutu punktów pomiarowych, obserwuje sie wzrost poziomu niklu w plazmie wraz ze wzrostem mocy grzania. Rozrzut ten jest skutkiem dodatkowych czynników, które występują przy uwalnianiu strumienia zanieczyszczeń z anten. Nie zaobserwowano znacznej zmiany koncentracji Ni w plazmie, kiedy odległość między anteną a plazmą była zmieniana przez zmianę wartości ROG między 4 a 7 cm. Porównanie koncentracji Ni w plazmie podczas działania anteny A2 i nowej anteny ILA w funkcji mocy i gęstości mocy promieniowania stasowanego do grzania plazmy przedstawiono na Rys. 8.9. Punkty pomiarowe uzyskane przy stosowaniu anteny A2 odpowiadają wyładowaniom o parametrach plazmy podobnych do wyładowań, w których używano antenę ILA. Wyselekcjonowane zostały wyładowania plazmowe charakteryzujące się następującymi parametrami: mała trójkątność plazmy (plasma triangularity), $I_p \sim 2$ MA, $B_T = 2, 2 - 2, 9$ T i wartość ROG pomiędzy 4-7 cm. W celu prawidłowego porównania obu systemów w kontekście produkcji zanieczyszczeń Ni, zarówno moc grzania jak i koncentracja Ni zostały unormowane do powierzchni czynnej anteny S. W ten sposób podjęto próbę oceny produkcji zanieczyszczeń z jednostki powierzchni każdej z anten niezależnie od tego, która część anteny była w użyciu. Zaobserwowano, że dla zerowej mocy grzania, koncentracja Ni w plazmie jest zerowa, oznacza to, że uwalnianie zanieczyszczeń Ni jest wynikiem działania anten ICRH. Rys. 8.10 przedstawia zależność koncentracji zanieczyszczeń Ni w plazmie od gęstości mocy grzania dla różnych par RDL (zobacz Rys. 8.7) i różnych modułów anteny A2 bedacych w użyciu.



Rys. 8.9 Porównanie koncentracji Ni (dla r/a $\approx 0,5-0,6$) podczas działania anteny ILA i anteny A2 w funkcji a) mocy grzania ICRH, b) mocy grzania ICRH jednego modułu anteny A2 i całej anteny ILA, c) gęstości mocy anteny.



Rys. 8.10 Koncentracja zanieczyszczeń Ni w plazmie w funkcji gęstości mocy anteny dla różnych modułów anten a) ILA, b) A2 będących w użyciu podczas eksperymentu.

Na podstawie przeprowadzonych analiz wyciągnięto wniosek, że antena ILA dla takiej samej całkowitej mocy grzania, lecz dużo większej gęstości mocy (do 6.2 MW/m²

w modzie L) funkcjonuje bardzo dobrze, a koncentracja zanieczyszczeń Ni w plazmie centralnej jest mniejsza w porównaniu z anteną A2. Ponadto okazało się, że dla tej samej gęstości mocy więcej zanieczyszczeń jest uwalnianych, kiedy działa cała antena. Poziom zanieczyszczeń w plazmie zależy zatem od rozmiarów anteny, a nie zależy od gęstości mocy grzania. Fizyczne przyczyny większej koncentracji Ni w plazmie podczas korzystania z anteny A2 są złożone. Ważną przyczyną występowania tego efektu jest różnica konstrukcji obu anten. Pojedyncza antena A2 posiada o rząd wielkości więcej Ni w swojej konstrukcji niż antena ILA. Ponadto nie wyklucza się faktu, że podczas wieloletniej pracy anteny A2 na jej powierzchni i w jej najbliższym sąsiedztwie został odłożony kodepozyt złożony z C, Be i niezidentyfikowanego jeszcze metalu, którym może być nikiel. Wymaga to jednak dodatkowych badań składu powierzchni.

8.3 Badanie wpływu iniekcji gazowego deuteru na uwalnianie zanieczyszczeń Ni w układzie JET

Maksymalna osiągalna moc grzania ICRH w układzie JET z użyciem każdego rodzaju anteny silnie zależy od profilu gęstości plazmy w obszarze SOL. Rozkład gęstości plazmy w tym obszarze w konstruowanym urządzeniu fuzyjnym ITER nie jest jeszcze ściśle określony. Przewiduje się, że będzie on zależał od parametrów plazmy w obszarze separatrysy i od transportu cząstek w plazmie brzegowej ([Bilato2005]). W celu określenia efektywności systemu ICRH dla grzania plazmy w układzie ITER, zostały przeprowadzone symulacje przy użyciu kodu TOPICA ([Maggiora2007]) łaczącego trójwymiarowy elektromagnetyczny opis anten ICRH z jednowymiarowym modelem gęstości i temperatury plazmy w SOL. Przydatność kodu TOPICA do dokładnego określenia zachowania anteny została potwierdzona dla tokamaków Tore Supra ([Milanesio2007]), DIII-D ([Maggiora2004]) i także dla anteny ILA w tokamaku JET ([Nightingale2009]). Ostatnie symulacje pokazały, że dwie anteny ICRH w układzie ITER ([Bora2007]) dostarczą minimalnej wymaganej mocy po 20 MW każda dla grzania plazmy w wyładowaniu z prądem 15 MA w plazmie DT. Te obliczenia, pokazały także, że maksymalna dostarczona moc może się znacząco zmieniać w zależności od różnych warunków brzegowych i widma grzejącej fali elektromagnetycznej ([Maggiora2007], [Nightingale2009], [Messiaen2010]). Pojawiają się jeszcze dwa podstawowe problemy, które muszą być rozwiązane w celu poprawy wydajności grzania ICRH w układzie ITER [Swain2007]. Po pierwsze przewiduje się, że w tym układzie średnia odległość pomiędzy anteną (ekranem Faradaya) a separatrysą będzie wynosić 19 cm. Wyniki doświadczeń dowodzą, że wydajność grzania maleje eksponencjalnie z odległością do obszaru

plazmy o gęstości "*cut-off*" (gęstość odcięcia, od której występuje propagacja fali w plazmie). Może ona być powiązana z wartością odległości między granicą plazmy brzegowej a ścianą (ROG) ([Bilato2004], [Bilato2005]). W układzie ITER dla plazmy DT przy polu magnetycznym B_T =5,3 T, typowa gęstość odcięcia $n_{e,cut-off}$ będzie zmieniać się od 0,4 do 2,9×10¹⁸ m⁻³. Ostatnio wykazano, że chociaż odległość między ścianą komory tokamaka a separatrysą w układzie ITER będzie wynosiła około 19 cm, to odległość pomiędzy anteną a obszarem o gęstości odcięcia $n_{e,cut-off}$ może zmieniać się od 0 do 13,9 cm ([Nightingale2009]). Drugim poważnym problemem są niestabilności modów brzegowych zwanych ELM (*Edge Localised Mode*), które tworzą barierę dla fali elektromagnetycznej emitowanej przez antenę i powodują gwałtowne zmiany w absorbowanej mocy grzania. Proponowane są różne rozwiązania dla zapewnienia działania systemu ICRH bez zakłóceń podczas zmian powodowanych zjawiskami ELM ([Noterdaeme2005], [Monakhov2003], [Bobkov2005]).

Możliwym rozwiązaniem w takich warunkach jest iniekcja gazu deuterowego D₂ z różnie ulokowanych wlotów gazowych tak, aby warstwa "cut-off" dla fali grzejącej plazmę została przesunięta w kierunku anteny ([Mayoral2007]). Różne techniki dostarczania paliwa do plazmy mogą wpływać w różny sposób na profil gęstości plazmy w SOL. A zatem iniekcja gazu deuterowego D₂ może być zastosowana do kontroli sprzężenia fali ICRH z plazmą oraz do minimalizacji zależności tego sprzężenia od gęstości brzegowej. Pozwoli to następnie na sprawniejsze działanie systemu grzania przy mniejszych napięciach na antenie, lub na wzrost mocy grzania. W celu scharakteryzowania i optymalizacji tej metody, oprócz badań realizowanych w układzie JET, przeprowadzono także eksperymenty z iniekcją gazu deuterowego w dużych tokamakach takich jak DIII-D, AUG, Tore Supra ([Mayoral2010]). Wyniki eksperymentów przeprowadzonych na tych układach pokazały, że wzrost gęstości plazmy w SOL podczas wstrzykiwania gazu D₂ zawsze prowadził do poprawy sprzężenia fali ICRH z plazmą bez negatywnego wpływu na wydajność grzania oraz bez szkodliwych wyładowań łukowych. W tokamaku DIII-D zaobserwowano wzrost rezystancji obciążenia R_L (loading resistance) mierzonej pomiędzy występowaniem efektów ELM po wstrzyknięciu gazu D₂ przez wloty gazu przyległe do anteny ([Pinsker2010]). Rezystancja obciążenia jest równoważna rezystancji związanej z energią elektromagnetyczną emitowaną przez antenę. Zmiany te były dobrze skorelowane ze zmianami obserwowanymi dla linii D_{α} , świadczące o wzroście gęstości plazmy w SOL i o zmniejszeniu obszaru bez propagacji fali. Iniekcja gazu powodowała także wzrost częstości niestabilności ELM. Zauważono także, że miejsce, z którego wstrzykiwano gaz D₂ nie miało większego wpływu na poprawę sprzężenia fali grzejącej z plazmą, i że poprawa tego sprzężenia była wynikiem globalnego wzrostu gęstości

w SOL. W układzie AUG ([Bobkov2006], [Jacquet2010]) zaobserwowano eksponencjalny spadek tego sprzężenia wraz ze wzrostem odległości między anteną a plazmą, co jest spójne z faktem, że warstwa "*cut-off*" jest dalej od anteny. Zaobserwowano wzrost sprzężenia wraz ze wzrostem ilości wstrzykiwanego gazu. Ponadto, dla danej ilości wstrzykniętego gazu D₂, iniekcja z miejsc w pobliżu anteny uwydatniła poprawę sprzężenia fali grzejącej z plazmą. W przypadku tokamaka Tore Supra, kiedy całkowita ilość wprowadzanego do układu gazu D₂ wzrosła o 5 %, a sprzężenie fali wzrosło do 10 %, to na powierzchni anteny zaobserwowano obciążenia termiczne - intensywniej święcące w podczerwieni gorące punkty (*hot spots*). Wykazano, że takie obciążenia cieplne na powierzchni anteny mogą być wynikiem oddziaływania jonów przyspieszanych pod wpływem efektu "*RF sheath*", opisanego w rozdziale 4.2.1 ([Colas2008], [Jacquet2011]).

W badaniach wykonanych w tokamaku JET z iniekcją gazu D_2 testowano różne konfiguracje plazmy ([Mayoral2007], [Mayoral2010]). Podczas eksperymentów z konfiguracjami plazmy przedstawionymi na Rys. 8.11 monitorowano koncentrację niklu.



Rys. 8.11 Poloidalny przekrój komory plazmowej układu JET przedstawiający dwa kształty plazmy w konfiguracji ITER-AT oraz HT3. Kolorem różowym oznaczono konfigurację ITER-AT dla strzału nr 68264 w 7 s wyładowania. Kolorem granatowym oznaczono konfigurację HT3 dla strzału 70676 w 21 s wyładowania. Czerwona linia przedstawia linie patrzenia diagnostyki KT2.

Pierwszą część eksperymentu wykonano w tzw. konfiguracji ITER-AT (*Advanced Tokamak*), dla której górna trójkątność plazmy wynosiła $\delta_l \sim 0.50$, natomiast dolna trójkątność

wynosiła $\delta_u \sim 0,38$. Z powodu szczególnego położenia punktu X konfiguracja ITER-AT charakteryzuje się wysokim recyklingiem i występowaniem efektów ELM typu I o małej amplitudzie i dużej częstości oscylacji. Podczas eksperymentu pole magnetyczne wynosiło $B_T = 3,1$ T, prąd plazmy - $I_p = 1,9$ MA, centralna gęstość elektronowa - $n_e \approx 5 \times 10^{19}$ m⁻³. W celu osiągnięcia modu H zastosowano 16 MW mocy grzania NBI. Przyjęto schemat grzania ICRH, w którym grzane były mniejszościowe jony wodoru falą o częstości 47 MHz w fazie dipolowej ($0\pi0\pi$). Do uzyskania warunków przewidywanych dla tokamaka ITER, odległości anteny od plazmy regulowano odległością ROG, którą zmieniano w przedziale od 10 do 14 cm. W celu poprawienia wydajności grzania ICRH, do układu wstrzykiwano gaz deuterowy D₂ z wylotów gazu nazywanych GIM (*Gas Injector Module*). Na Rys. 8.12 przedstawiono rozmieszczenie poszczególnych modułów GIM w komorze próżniowej w układzie JET.



Rys. 8.12 Przekrój poziomy komory tokamaka JET przedstawiający pozycję anten ICRH, modułów wprowadzających gaz D₂ oraz odpowiednich diagnostyk stosowanych do badania gęstości plazmy brzegowej.

W opisywanym eksperymencie iniekcja gazu odbywała się z wylotów gazu GIM 9 i GIM 10 umieszczonych w obszarze divertora, oraz wylotu GIM 6 zlokalizowanego w pobliżu horyzontalnej płaszczyzny środkowej tokamaka w sąsiedztwie anteny B. Rys. 8.13 przedstawia zestawienie zmian w czasie głównych parametrów plazmy dla typowego wyładowania w plazmie w konfiguracji ITER-AT.



Rys. 8.13 Ewolucje czasowe głównych parametrów plazmy dla typowego wyładowania w plazmie w układzie JET w konfiguracji ITER-AT; kolejno od góry: moce grzania NBI i ICRH, liniowo scałkowana wartość gęstości elektronowej w plazmie centralnej n_e (0) (mierzona diagnostyką LIDAR), prąd plazmy I_p , pole magnetyczne B_T , sygnał dotyczący pomiaru linii $D\alpha$, odległość ROG, liniowo scałkowana intensywność linii Ni XXVI (mierzona diagnostyką KT2), liniowo scałkowana intensywność linii C IV (mierzona diagnostyką KT2), ilość wprowadzanego gazu deuterowego D_2 wstrzykiwanego przez wloty GIM 6, GIM 10 i GIM 11.

Na Rys. 8.14a przedstawiono koncentrację Ni w funkcji odległości anteny od plazmy (zdefiniowanej wielkością ROG) dla różnych ilości gazu D_2 wstrzykiwanego do układu. Dla wybranych punktów na Rys. 8.14 charakteryzujących się jednakową wartością ROG = 14 cm, (odpowiadającą odległości anteny od separatrysy równej 19 cm) wykreślono zależność koncentracji Ni w funkcji ilości wstrzykiwanego gazu D_2 (Rys. 8.14b).



Rys. 8.14 Koncentracja Ni w plazmie w tokamaku JET (dla r/a $\approx 0,5-0,6$) w funkcji: a) odległości antena-separatrysa zdefiniowanej wartością ROG dla różnej ilości wstrzykiwanego gazu D₂, b) ilości wstrzykianego gazu D₂ dla zaznaczonych punktów na Rys. 8.14a o wartości ROG \approx 14 cm w konfiguracji ITER-AT.

Rys. 8.15 przedstawia zmierzony w pracy [Mayoral2007] wpływ ilości wstrzykiwanego gazu D₂ na sprzężenie fali grzejącej z plazmą (wyznaczone na podstawie pomiaru rezystancji sprzężenia R_c ($R_c = R_L$ - straty, R_c -coupling resistance, R_L -louding resistance) w obwodzie modułu B4 anteny A2) w funkcji odległości ROG. Okazało się, że iniekcja gazu z obszaru divertora (GIM 9, GIM 10) rzędu 1×10²² el/s (el/s elektronów/sekundę) doprowadziła do 50 % spadku koncentracji Ni w plazmie i jednocześnie do wzrostu sprzężenia fali ICRH z plazmą. Dodanie gazu D_2 w ilości 0.4×10^{22} el/s z wylotu GIM 6 znajdującego się w obszarze poziomej płaszczyzny środkowej komory tokamaka dawało jeszcze lepszy efekt. Iniekcja 1.8×10^{22} el/s gazu D₂ doprowadziła do spadku koncentracji Ni o około 87 % w plazmie i sześciokrotnego wzrostu rezystancji sprzężenia, która bez iniekcji gazu wynosiła ~ 0,5 Ω . Odbywało się to bez zmiany gęstości plazmy centralnej. Reasumując, wraz z zwiększaniem się odległości anteny od plazmy i ilości wstrzykiwanego gazu deuterowego koncentracja zanieczyszczeń w plazmie centralnej maleje. Należy także zwrócić uwagę na fakt, że sprzężenie fali ICRH z plazmą także maleje wraz z wzrostem odległości ROG ilości doprowadzonego gazu D₂.



Rys. 8.15 Zależność rezystancji sprzężenia R_c w obwodzie modułu B4 anteny A2 w układzie JET od odległości ROG dla różnych ilości wstrzykiwanego gazu D₂ ([Mayoral2007]).

Drugą część eksperymentu przeprowadzono w konfiguracji oznaczanej jako HT3 (*High Triangularity version 3*). Górna trójkątność wynosiła $\delta_l \sim 0.35$, a dolna trójkątność $\delta_u \sim 0.45$. Konfiguracja ta charakteryzująca się małym recyklingiem i występowanie zjawiska ELM typu I o bardzo dużej amplitudzie i małej częstości oscylacji. Eksperyment przeprowadzono w następujących warunkach: wartość pola magnetycznego wynosiła $B_T = 1.55$ T, prąd plazmy - $I_p = 1.5$ MA, gęstość elektronowa plazmy centralnej - $n_e \approx 6 \times 10^{19}$ m⁻³, moc grzania NBI - 8 MW. Użyto drugiej harmonicznej fali o częstości 47 MHz w fazie dipolowej ($0\pi0\pi$) do grzania jonów wodoru w plazmie deuterowej. Na Rys. 8.16 przedstawiono ewolucję czasową głównych parametrów plazmy dla typowego wyładowania w plazmie w układzie JET dla konfiguracji HT3.



Rys. 8.16 Zmiany w czasie głównych parametrów plazmy dla typowego wyładowania w plazmie w układzie JET w konfiguracji HT3,od góry kolejno: moce grzania NBI i ICRH - P_{NBI} i P_{ICRH} , liniowo scałkowana wartość gęstości elektronowej w plazmie centralnej - n_e (0) (wyznaczona za pomocą diagnostyki LIDAR), prąd plazmy - I_p i pole magnetyczne - B_T , sygnał od linii widmowej - $D\alpha$, odległość - ROG, liniowo scałkowana intensywność linii Ni XXVI (wyznaczona za pomocą diagnostyki KT2), liniowo scałkowana intensywność linii C IV (wyznaczona za pomocą diagnostyki KT2), ilość wprowadzanego gazu deuterowego D_2 wstrzykiwanego z wlotów gazu GIM 6, GIM 8 i GIM 12.

Głównym celem tej części eksperymentu było zbadanie wpływu lokalizacji wlotów gazu deuterowego (obszar limitera, divertora lub górna część komory próżniowej) na zachowanie zanieczyszczeń jak również na efektywność sprzężenia fali elektromagnetycznej z plazmą. W tej części eksperymentu iniekcja gazu D₂ odbywała się z wylotów GIM 2 i GIM 6 zlokalizowanych w obszarze środkowej płaszczyzny horyzontalnej w komorze tokamaka nazywanej "*midplane*", z wylotu GIM 8 znajdującego się w górnej części komory próżniowej ("*top*") oraz z wylotu GIM 9 z obszaru divertora. Położenie używanych wlotów gazu i modułów anteny A2 przedstawiono na Rys. 8.12.

Koncentracja Ni w plazmie w funkcji ilości wstrzykiwanego gazu D_2 z różnych miejsc (GIM 2, GIM 6. GIM 8 i GIM 9) komory próżniowej została przedstawiona na Rys. 8.17.

Zmiany rezystancji sprzężenia fali elektromagnetycznej emitowanej z modułów A, B i C anteny A2 w funkcji ilości wstrzykiwanego gazu dla różnych wlotów gazu pokazano na Rys. 8.18.



Rys. 8.17 Koncentracja Ni w plazmie (dla r/a \approx 0,5–0,6) w funkcji ilości wstrzykiwanego gazu D_2 z różnych miejsc (wloty GIM) komory próżniowej w układzie JET.



Rys. 8.18 Efekt iniekcji gazu D₂ z wylotów gazu GIM 2, 6 i 8 na zmiany sprzężenia z plazmą fali elektromagnetycznej ICRH emitowanej z modułów A, B i C anteny A2 w układzie JET ([Mayoral2007]).
Zaobserwowano, że podobnie jak w pierwszej części eksperymentu, zawartość zanieczyszczeń niklu w plazmie ulega redukcji wraz ze wzrostem ilości wprowadzanego gazu deuterowego do plazmy. Najlepszy wynik uzyskano, kiedy gaz wpuszczano z wylotów gazu zlokalizowanych w obszarze płaszczyzny środkowej i górnej części komory próżniowej. Co ciekawe, w konfiguracji HT3 zaobserwowano znaczną poprawę efektywności grzania RF dla każdej anteny z osobna. Sugeruje to, że iniekcja gazu D₂ zarówno w płaszczyźnie środkowej jak i w górze tokamaka prowadzi do wzrostu gęstości plazmy w SOL w całej płaszczyźnie równikowej tokamaka. Niemniej jednak, dla modułu A poprawa sprzężenia była znacznie większa dla GIM 2 i GIM 8. Warto zaznaczyć, że w tej konfiguracji, bez iniekcji gazu D₂, średnia rezystancja sprzężenia R_e była bliska krytycznie niskiej wartości 0,2 Ω . Dzięki temu eksperymentowi pokazano, że poprzez wstrzyknięcie gazu D₂ można poprawić efektywność grzania ICRH z najlepszym rezultatem, kiedy iniekcja odbywa się z obszaru "*midplane*" lub góry komory tokamaka.

Porównanie koncentracji Ni w plazmie w funkcji ilości wstrzykiwanego gazu D₂ w dwóch konfiguracjach ITER-AT oraz HT3 dla wszystkich punktów pomiarowych prezentowanych na Rys. 8.14a i Rys. 8.17 przedstawiono na Rys. 8.19a). Wartość mocy grzania P_{ICRH} dla analizowanych wyładowań była mniejsza niż 1 MW. Z Rys. 8.19b) wynika, że moc grzania ICRH, która dociera do plazmy rośnie wraz ze wzrostem ilości wprowadzanego gazu. Efektywny ładunek jonów w plazmie Z_{eff}, określony na podstawie pomiarów promieniowania ciągłego w zakresie światła widzialnego ([Morgan1985]) za pomocą diagnostyki KS3 (opisanej w rozdziale 6.1.4), nie zmienia się w istotny sposób dla wartości mocy grzania zastosowanej w eksperymencie (P_{ICRH} <1 MW) - jak to pokazuje Rys. 8.19c). Jednakże wkład zanieczyszczeń Ni emitowanych z powierzchni anten ICRH do efektywnego ładunku, ΔZ_{eff} jest bardzo mały. Jest to widoczne na Rys. 8.19d), gdzie wartość $\Delta Z_{eff}(Ni)$ jest przedstawiona w funkcji ilości wstrzykiwanego gazu D₂. Rysunek ten pokazuje jednocześnie spadek wkładu Ni do ładunku efektywnego wraz ze wzrostem ilości wstrzykiwanego gazu. Jak się okazało podczas zmian ilości wstrzykiwanego gazu D_2 , relatywne obserwowane zmiany koncentracji Ni (zarówno w konfiguracji ITER-AT, jak również konfiguracji HT3) są dużo większe niż relatywne zmiany Zeff. Należy jednak zauważyć, że w układzie JET największy wkład do Z_{eff} pochodzi od zanieczyszczeń plazmy węglem uwalnianym z pierwszej ściany komory próżniowej. Ewolucja czasowa linii widmowej C IV (520,6 Å) przedstawiona dla dwóch konfiguracji plazmy na Rys. 8.13 i Rys. 8.16 pokazuje, że iniekcja gazu D2 nie ma dużego wpływu na zmiany zanieczyszczeń plazmy jonami węgla. Wyjaśnia to zachowanie Z_{eff} i sugeruje, że wpływ iniekcji gazu na uwalnianie zanieczyszczeń ma charakter lokalny - w tym przypadku w pobliżu anteny ICRH.

Redukcję rozcieńczenia plazmy przez zanieczyszczenia plazmy niklem w funkcji ilości wstrzykiwanego gazu D₂, dla obu konfiguracji przedstawiono na Rys. 8.19e.



Rys. 8.19 Koncentracja Ni w plazmie (dla $r/a \approx 0,5-0,6$) a), zastosowana moc grzania ICRH, b) ładunek efektywny jonów w plazmie Z_{eff} , c) wkład jonów Ni do Z_{eff} , d) i rozcieńczenie plazmy na skutek zanieczyszczeń Ni, e) w funkcji ilości wstrzykiwanego gazu D_2 do plazmy w konfiguracjach ITER-AT oraz HT3 dla wszystkich punktów pomiarowych pokazanych na Rys. 8.14a i Rys. 8.17.

Podczas eksperymentu z iniekcją gazu D₂, kilka wyładowań w plazmie przeprowadzono przy większej mocy grzania (P_{ICRH} > 1 MW). Na Rys. 8.20a) przedstawiono wpływ ilości wstrzykiwanego gazu D₂ na koncentrację Ni w plazmie o konfiguracjach ITER-AT i HT3 dla takich wyładowań. W konfiguracji ITER-AT po iniekcji $1,8\times10^{22}$ el/s gazu D₂ z GIM 10, GIM 9 i GIM 6 udało się doprowadzić do plazmy, w której występują zjawiska ELM, w odległości ROG = 14 cm, aż do 8 MW dodatkowej mocy grzania ICRH. W konfiguracji HT3 dzięki wstrzyknięciu $2,3\times10^{22}$ el/s gazu D₂ z GIM 8 uzyskano maksymalną moc grzania 5 MW. Na podstawie Rys. 8.20b) wyraźnie widać, że koncentracja Ni rośnie w plazmie wraz ze wzrostem mocy grzania ICRH, a maleje wraz z ilością wstrzykiwanego gazu.



Rys. 8.20 Koncentracja Ni w plazmie (dla r/a $\approx 0,5-0,6$) a) w funkcji mocy grzania ICRH, b) ilości gazu D_2 w konfiguracjach ITER-AT oraz HT3 dla wyładowań, w których stosowano dużą moc grzania, $P_{ICRH} > 1$ MW.

Uzyskane wyniki wykazują, że wstrzykiwanie gazu deuterowego, generalnie stosowanego jako uzupełnianie paliwa w tokamaku, może być również wykorzystywane do modyfikacji gęstość plazmy w SOL. To powoduje zwiększenie sprzężenia fali ICRH z plazmą i wzrost maksymalnej osiągalnej mocy grzania. Wpływ iniekcji gazu D₂ na poprawę utrzymywania plazmy i efektywności grzania RF zmienia się wraz ze zmianą kształtu plazmy, która prowadzi do innego oddziaływania plazmy ze ścianą. W obu eksperymentach dla większej ilości wstrzykiwanego gazu D₂, zaobserwowano spadek koncentracji Ni w plazmie oraz poprawę sprzężenia fali ICRH z plazmą. Zaobserwowano także, że położenie wlotów gazów w komorze tokamaka ma wpływ zarówno na wydajność grzania jak i na zachowanie zanieczyszczeń. Wprowadzanie gazu z obszaru divertora, płaszczyzny środkowej i góry tokamaka prowadziło do globalnej zmiany profilu gęstości plazmy w SOL wystarczającej do

poprawy sprzężenia fali ICRH z plazmą. Jednakże iniekcja z wlotów ulokowanych w pobliżu anten prowadziła do uzyskania dodatkowej poprawy tego sprzężenia przy tej samej ilości wstrzykniętego gazu. W przypadku mniejszej koncentracji zanieczyszczeń plazmy niklem uzyskano lepsze sprzężenie fali z plazmą, kiedy gaz wprowadzano z obszaru centralnej płaszczyzny komory niż z obszaru divertora. Wyniki uzyskane w układzie JET zostały potwierdzone wynikami uzyskanymi w tokamakach DIII-D i ASDEX Upgrade pokazującymi, że iniekcja gazu z modułów zlokalizowanym blisko anteny ICRH dają większą poprawę wydajności grzania ([Mayoral2010]). Może to świadczyć o tym, że pole elektryczne wytwarzane w pobliżu anteny wpływa na jonizację cząstek neutralnych. W układzie ASDEX Upgrade wyznaczono eksponencjalną zależność między iniekcją gazu a koncentracją zanieczyszczeń wolframu w plazmie. Wywnioskowano, że taka zależność może być spowodowana kilkoma czynnikami: wychładzaniem plazmy ([Bobkov2010]), redukcją współczynnika erozji oraz w głównej mierze zmianami właściwości zjawisk ELM ([Janzer2010]). W układzie Tore Supra iniekcja gazu i związany z nią wzrost gęstości przed anteną prowadził do wzrostu temperatury tzw. gorących punktów (hot spots) na powierzchni anteny ICRH ([Colas2006]). Wskazuje to na ważność kompromisu pomiędzy poprawą sprzężenia fali ICRH w plazmie, a powstawaniem obciążeń cieplnych anteny związanych z efektem RF sheaths (opisanym w rozdziale 4.2.1).

Należy wnioskować, że redukcja zanieczyszczeń Ni w plazmie może wynikać z faktu, że w wyniku wprowadzania gazu D2 poprawia się sprzężenie fali z plazmą, a napięcie w obwodzie anteny jest mniejsze przy stałej wartości mocy. Innym wyjaśnieniem są zmiany temperatury i gęstości elektronowej. Efekt ten może być wynikiem rozcieńczenia plazmy pod wpływem wstrzykiwanego gazu, jednakże, zaobserwowano, że relatywne zmiany gestości plazmy centralnej pod wpływem ilości wprowadzanego gazu są mniejsze niż zmiany gęstości Ni w plazmie, co wskazuje na redukcję źródła zanieczyszczeń Ni. Innymi czynnikami odpowiedzialnymi za zmniejszenie zanieczyszczeń Ni w plazmie wraz z iniekcją gazu D₂ są modyfikacja przepływu plazmy i transportu cząstek lub zmiany energii zanieczyszczeń w obszarze SOL - kluczowy czynnik odpowiedzialny za wydajność zjawiska "sputtering" (pkt. 3.2.2). Wyniki numerycznych symulacji przeprowadzonych dla plazmy w modzie H w tokamaku JET ([Belo2004]) pokazały, że przekroczenie pewnej granicy ilości wstrzykiwanego gazu deuterowego uniemożliwia penetrację zanieczyszczeń do plazmy centralnej. Można to wytłumaczyć w następujący sposób: wzrost ilości wstrzykiwanego gazu deuterowego prowadzi do wzrostu gęstości deuteru w całej objętości plazmy z największym wzrostem w obszarze brzegowej bariery transportu (ETB). Dodatkowo, na skutek wzrostu gęstości plazmy, składowa prostopadła strumienia jonów zanieczyszczeń w kierunku plazmy

centralnej ulega redukcji. Jak wynika z modelu transportu, zmiany gradientu temperatury jonowej oraz gęstości wewnątrz ETB pod wpływem dostarczanego gazu prowadzą do zmian konwekcji cząstek wewnątrz ETB ([Belo2007]). Przy małej ilości wstrzykiwanego gazu deuterowego prędkość konwekcji jonów zanieczyszczeń okazała się być skierowana do wnętrza plazmy, dzięki czemu zanieczyszczenia mogły penetrować plazmę centralną. W odróżnieniu od przypadku z dużą ilością gazu deuterowego, kiedy to konwekcja była skierowana na zewnątrz, co tłumaczyłoby zmniejszenie akumulacji zanieczyszczeń w plazmie centralnej.

Przeprowadzone symulacje i analizy wykazały również, że rozcieńczenie plazmy centralnej nie zależy tylko od prędkości konwekcji cząstek w obszarze ETB, ale także od gęstości zanieczyszczeń w obszarze SOL ([Belo2005]). Powstrzymywanie zanieczyszczeń od penetracji do rdzenia plazmy może odbywać się na skutek tarcia zderzeniowego pomiędzy jonami zanieczyszczeń a jonami paliwa, których strumień w kierunku powierzchni ścian może powodować gromadzenie się zanieczyszczeń w obszarze SOL, skąd z łatwością mogą być odprowadzane lub utrzymywane z dala od separatrysy. Ponadto w tokamaku DIII-D zaobserwowano zjawisko kompresji zanieczyszczeń ([Wade1998]) zależne nie tylko od ilości wstrzykiwanego gazu, ale także od miejsca, w którym był on wprowadzany. Uzyskane wyniki symulacji mogą tłumaczyć eksperymentalnie obserwowane zjawiska gwałtownego wzrostu poziomu zanieczyszczeń powodowane spadkiem ilości wstrzykiwanego gazu deuterowego.

Przedstawiane w tej pracy nowo uzyskane wyniki eksperymentalne pokazują, że iniekcja gazu deuterowego, której celem jest poprawa wydajności grzania ICRH przy jednoczesnej redukcji zanieczyszczeń, staje się możliwym rozwiązaniem dla budowanego tokamaka ITER. Do optymalizacji tego procesu i do minimalizacji negatywnego wpływu na magnetyczne utrzymywanie plazmy potrzebne jest lepsze zrozumienie procesu jonizacji gazu w obszarze SOL oraz rozwinięte trójwymiarowe modelowanie plazmy. Uzyskane tu nowe wyniki mogą stanowić ważne dane niezbędne do przeprowadzenia symulacji komputerowych i ekstrapolacji w odniesieniu do układu ITER. Ponadto, w wyniku przeprowadzonych badań można zalecać umieszczenie wlotów gazu D₂ stosunkowo blisko anten oraz zastosowanie aparatury do kontroli wstrzykiwanego gazu w realnym czasie w celu optymalizacji ilości gazu wprowadzanego do komory tokamaka. Ma to zapewnić poprawę wydajności grzania ICRH oraz kontrolę negatywnego wpływu obciążeń cieplnych pierwszej ściany tokamaka na plazmę.

8.4 Badanie wpływu fazy fali elektromagnetycznej emitowanej z anteny A2 na zachowanie zanieczyszczeń w plazmie w układzie JET

Grzanie ICRH polega na przekazie do rdzenia plazmy energii fali elektromagnetycznej o dużej mocy wysyłanej przez specjalną antenę. Jednakże, fala emitowana przez antenę musi przejść przez warstwę plazmy o małej gęstości, nazywaną warstwą zaniku (evanescence layer), gdzie ulega osłabieniu przed dotarciem do plazmy głównej. Gęstość w tej warstwie przed anteną ICRH jest mniejsza od gęstości odcięcia n_{e,cut-off} dla danej fali, typowo rzędu 10^{18} m⁻³. Rozmiar warstwy zaniku d_c , jest zdefiniowany odległością anteny od obszaru o gęstości odcięcia $n_{e,cut-off}$ ([Stix1992]). Jeżeli warstwa zaniku d_c jest skończonych rozmiarów, pewna część energii fali przenika przez tą warstwę do obszaru, w którym następuje propagacja fali w plazmie. Mówi się, że fala tuneluje przez obszar bez propagacyjny. Jeżeli obszar ten jest bardzo szeroki, fala nie będzie w stanie go pokonać i ulegnie całkowitemu odbiciu. Ilość energii fali RF, która przejdzie przez obszar osłabienia o szerokości d_c jest proporcjonalna do $exp(-\alpha k_{\parallel}d_{c})$, gdzie α jest współczynnikiem tunelowania zależnym od gradientu gęstości w miejscu gęstości odcięcia ("cut-off") ([Bilato2005]). Fala o mniejszej wartości k_{ll} zanika wolniej niż fala o większej wartości k_{\parallel} , dla której gęstość odcięcia leży głębiej w plazmie. Wartości k_{\parallel} mają wpływ na sprzężenie fali z plazmą, ponieważ zarówno zanik fali, absorpcja i odbicie od granicy plazmy zależy od wektora falowego k_{\parallel} . W związku z tym, osiągnięcie jak największej wydajność grzania ICRH zależy od kompromisu pomiędzy wytwarzaniem fali o dostatecznie małej równoległej współrzędnej wektora falowego k_{\parallel} zapewniającej odpowiednie sprzężenie fali z plazmą a wystarczająco dużym k_{ll}, by osiągnąć zadowalającą absorpcję fali ICRH ([Weynants2009]). Schemat jednego modułu anteny A2, zbudowanego z czterech przyległych poloidalnych części został przedstawiony na Rys. 8.21 a). Przy takim założeniu, które jest typowe dla jednowymiarowego modelowania fali elektromagnetycznej emitowanej przez antenę, całkowita gęstość prądu wzbudzona przez antenę stanowi sumę gęstości prądów wszystkich poloidalnych części we współrzędnych toroidalnych "z".



Rys. 8.21 *a) Reprezentacja jednego modułu anteny A2 w układzie JET, b) rozkład gęstości prądu jednej części modułu (L= 0,078 m- szerokość połówkowa każdej części anteny).*

Dominująca wartość wektora falowego k_{\parallel} wieloczęściowej anteny jest określona przez relatywną fazę anteny (zobacz Rys. 8.22). Stosując różne fazy prądu w każdej z czterech części jednego modułu anteny A2 istnieje możliwość zmiany widma fali ICRH.



Rys. 8.22 Schemat ilustrujący określanie wartości wektora falowego k₁₁ wieloczęściowej anteny przez relatywną fazę anteny.

Oznacza to, że zastosowanie różnych faz anteny ICRH spowoduje zmiany właściwości sprzężenia fali z plazmą. Jeżeli absorpcja fali w plazmie jest mała, to można oczekiwać, że więcej mocy jest odkłada się w strefie pomiędzy plazmą i anteną. Jest wtedy duże prawdopodobieństwo, że fala grzejąca będzie oddziaływać z elementami ścian komory tokamaka.

Badanie wpływu fazy anteny na zachowanie zanieczyszczeń Ni uwalnianych podczas stosowania grzania ICRH w tokamaku JET było badane w ramach niniejszej pracy.

W przeszłości w tokamakach TFR ([TRF1985]), TEXTOR ([Messiaen1989]) JFT-12M ([Tomai1986]) i Alcator C-Mod ([May1999]) badano wpływ wektora falowego k_{ll} na wydajność grzania ICRH i na produkcję zanieczyszczeń. Badania te miały na celu wyjaśnienie procesów odpowiedzialnych za uwalnianie zanieczyszczeń podczas grzania ICRH. W tokamaku JET po raz pierwszy zaobserwowano istnienie zależności strumienia zanieczyszczeń od fazy anteny podczas eksperymentu wykonanego na początku 1986 roku. Okazało się, że występowanie jonów niklu i chromu, zanieczyszczeń uwalnianych z ekranów dwóch anten A₀ uległo redukcji o czynnik ~2, kiedy zastosowano fazę anteny, dla której maksymalna moc emitowana była przy $k_{\parallel} = 7 \text{ m}^{-1}$ ([Jacquinot1986]). W pracy [Bures1988] zaobserwowano znaczne różnice strumienia zanieczyszczeń niklu i chromu oraz różnice w oddziaływaniu pola RF z plazma brzegowa dla fazy dipolowej i kwadrupolowej. Liczba jonów zanieczyszczeń metalami obserwowanych w plazmie podczas grzania RF była znacznie mniejsza dla fazy kwadrupolowej. Zachowanie strumienia zanieczyszczeń berylem uwalnianym z ekranu anteny A1 w tokamaku JET dla fazy monopolowej i dipolowej zaprezentowano w pracach [Bures1990], [Bures1991]. Pokazano, że strumień zanieczyszczeń Be z V-kształtnego ekranu silnie zależy od fazy i jest większy dla fazy monopolowej niż dla dipolowej. Zależność wydajności grzania ICRH od fazy anteny w tokamaku JET jest pokazana także w pracach, [D'Ippolito2001], [Heikkenen2004], [Lerche2009]. Z badań tych wynikało, że zmiana budowy anteny A2 (instalacja centralnych poloidalnych części w matrycy modułu anteny) pozwoliła na uzyskanie widm fali o małej wartościach k_{ll.} co miało wpływ na właściwości sprzężenia i absorpcję fali w plazmie.

W 2008 i 2009 roku w układzie JET przeprowadzono eksperymenty, których celem było zbadanie wpływu różnych faz anteny A2 na wydajność grzania ICRH oraz na zachowanie zanieczyszczeń w plazmie. Podczas pierwszej części eksperymentu w 2008 roku testowano trzy różne fazy: $(0\pi 0\pi)$ – dipol, $(0\pi\pi 0)$ - symetryczny dipol i $(00\pi\pi)$ - super dipol. Wyładowania przeprowadzono dla plazmy w modzie L, dla którego wartość pola magnetycznego wynosiła B = 3 T, prąd plazmy - $I_p = 2$ MA, centralna gęstość elektronowa n_e = 3.5×10^{19} m⁻³, odległość między separatrysą a anteną – 11.0 ± 0.5 cm. W 2009 roku przeprowadzono drugą część eksperymentów, podczas których testowano fazy oznaczone symbolicznie: $(0\pi 0\pi)$ – dipol, $(0\pi\pi 0)$ - symetryczny dipol, $(00\pi\pi)$ - super dipol, $(00\pi/2\pi/2)$ – *super current drive*, $(0\pi/2\pi 3\pi/2)$ – *current drive*, przy zasileniu 2 części modułu anteny (- π 0), $(0\pi$ --) – *two strap dipol*. Podobnie jak w poprzednim przypadku, eksperymenty zostały przeprowadzone dla plazmy w modzie L przy wartości pola magnetycznego $B_T = 3$ T, prądu plazmy - $I_p = 2$ MA, w odległości anteny od separatrysy 11,0±0,5 cm. We wszystkich wyładowaniach w plazmie deuterowej do grzania plazmy zastosowano falę o częstości rezonansowej wodoru, f = 42 MHz. Moc grzania ICRH była zmieniana krokowo do wartości 4 MW, natomiast moc grzania NBI osiągała wartość do 4,5 MW. Stosunek mocy grzania ICRH do NBI w poszczególnych wyładowaniach zmieniał się, co komplikowało analizy. Jednakże wcześniejsze badania wykonane dla wyładowań w plazmie, gdzie tylko jeden rodzaj grzania był zastosowany (Rys. 8.6) wykazały różną koncentrację zanieczyszczeń plazmy niklem podczas każdego z nich. Porównując koncentrację zanieczyszczeń dla tej samej wartości mocy grzania ICRH i NBI można zauważyć, że grzanie NBI nie ma wielkiego wpływu na zawartość jonów Ni w plazmie w porównaniu z silną zależnością przy włączonym grzaniu ICRH. Niemniej jednak, wprowadzenie wiązki neutralnej NBI do układu ma wpływ na gęstość plazmy, a tym samym na czułość zastosowanej metody i w związku z tym przedstawione wyniki uwzględniają całkowitą moc grzania (P_{ICRH} + P_{NBI}). Widma gęstości mocy promieniowania emitowanego przez antenę A2 dla różnych faz badanych w pracy przedstawiono na Rys. 8.23. Zostały one wyliczone przy pomocy kodu ANTITER opisanego w pracach [Lamele2006] i [Messiaen2010]. Rys. 8.23a) przedstawia obliczone widma gęstości mocy promieniowania w próżni, natomiast na Rys. 8.23b) pokazano takie widma w obecności plazmy na odległości d = 0,1 m od powierzchni anteny, włączając w to długość obszaru zaniku fali przy jednoczesnym zachowaniu głównych parametrów eksperymentu. We wszystkich przypadkach widma zostały unormowane do $\sum_{N} |J_{N}|^{2} = 1$. W każdym z widm drugie największe maksimum określa średnią wartość k_{II}, która została użyta w dalszych analizach. W standardowej konfiguracji dipolowej $(0\pi0\pi)$ większość emitowanej mocy znajduje się w okolicach $|k_{\parallel}| = 6.3 \text{ m}^{-1}$, podczas, gdy dla konfiguracji (-- π 0), lub (0 π --), (0 π π 0), $(0\pi/2\pi 3\pi/2)$, $(00\pi\pi)$, $(00\pi/2\pi/2)$ wartość dominująca k_{II} wynosi odpowiednio $|k_{II}| = 5,25 \text{ m}^{-1}$, $|k_{\parallel}| = 3,75 \text{ m}^{-1}, |k_{\parallel}| = 3 \text{ m}^{-1}, |k_{\parallel}| = 2,4 \text{ m}^{-1}, |k_{\parallel}| = 1 \text{ m}^{-1}.$



Rys. 8.23 Widma gęstości mocy promieniowania emitowanego z anteny A2 dla różnych faz badanych w eksperymencie, unormowane do całkowitej mocy $\sum_{N} |J_N|^2 = 1$ a) w próżni, b) w obecności plazmy w odległości d = 0,1 m ad anteny z uwzględnieniem obszaru zaniku fali i zachowaniem głównych parametrów eksperymentu.

Na podstawie zmian intensywności linii różnych pierwiastków (zanieczyszczeń emitowanych nie tylko z anten) w widmie rejestrowanym przez diagnostykę KT2 pod wpływem zmiany fazy anteny ICRH wnioskuje się, że mamy do czynienia z globalnym procesem uwalniania zanieczyszczeń z powierzchni otaczających plazmę powodowanym przez strumień mocy promieniowania RF. Globalny mechanizm ma znaczenie, kiedy występuje grzanie brzegowe, lub, kiedy mamy do czynienia ze słabą absorpcją fali w plazmie centralnej ([Noterdaeme1990], [Brambilla1990]). Rys. 8.24a) przedstawia zależność pomiędzy koncentracją zanieczyszczeń Ni a całkowitą mocą grzania dla różnych faz anteny A2 testowanych w 2009 roku. Rys. 8.24b) przedstawia koncentrację tych zanieczyszczeń

w funkcji wartości wektora falowego k_{\parallel} dla wyładowań o takich samym parametrach plazmy i stałego stosunku mocy grzania NBI i ICRH.



Rys. 8.24 (a) Zależność koncentracji zanieczyszczeń Ni w plazmie (dla r/a \approx 0,5–0,6) od całkowitej mocy dodatkowego grzania dla różnych faz anteny A2 testowanych w układzie JET w 2009 roku.(b) Zależność koncentracji zanieczyszczeń Ni w plazmie od wektora falowego k_{II} dla wyselekcjonowanych punktów na Rys. 8.24(a) dla których moc grzania ICRH wynosiła 3 MW a moc grzania NBI – 4,5 MW.

Stosowanie anteny A2 do grzania plazmy w fazie odpowiadającej większej dominującej wartości $k_{||}$ powoduje redukcję generacji zanieczyszczeń plazmy metalami, a jednocześnie prowadzi do poprawy wydajności grzania ICRH, co zostało przedstawione na Rys. 8.25. W przypadku fazy ($00\pi/2\pi/2$) przeprowadzone analizy wykazały najmniejszą wydajność grzania, a jednocześnie największe oddziaływanie plazmy ze ścianą tokamaka.



Rys. 8.25 Wydajność grzania ICRH w funkcji k₁₁ dla różnych konfiguracji faz anteny A2 testowanych w układzie JET.

Wartość wydajności grzania η wyznaczono z analiz zmian energii diamagnetycznej plazmy pod wpływem zmian mocy grzania RF zgodnie z zależnością $\eta = \frac{P_{abs}}{P_{RF}}$ gdzie, $P_{abs} \rightarrow dW_{dia}/dt$ ([Lerche2008]). Pojęcie energii diamagnetycznej związane jest z ruchem wirującym cząstek plazmy wokół linii pola magnetycznego. W zależności od warunków, ruch okrężny cząstek powoduje lokalny wzrost lub spadek pola magnetycznego. Przeważnie mamy do czynienia ze spadkiem, stąd pochodzi określenie diamagnetyzmu. Istnieje możliwość pomiarów wzrostu lub spadku strumienia magnetycznego w całej objętości plazmy w stosunku do pola w próżni poprzez zastosowanie wokół komory próżniowej cewek Rogowskiego. Suma energii kinetycznej i energii magnetycznej plazmy jest stała. Kiedy więc mierzymy spadek energii magnetycznej oznacza to wzrost energii kinetycznej plazmy. W ten sposób pomiar strumienia magnetycznego daje bezpośredni pomiar energii w plazmie.

Pomiary temperatury powierzchni modułu A anteny A2 za pomocą kamery rejestrującej promieniowanie podczerwone ([Gauthier2007]) wykazały wzrost temperatury powierzchni anteny dla różnych faz. Na Rys. 8.26a) pokazano przykładowy obraz modułu A w fazie ($00\pi\pi$).



Rys. 8.26 *a)* Widok anteny A w układzie JET zarejestrowany kamerą dla promieniowania podczerwonego, b) zmiana temperatury powierzchni anteny wzdłuż centralnej przegrody anteny A (septum) zarejestrowana dla różnych faz. $P_A \approx 0.9$ MW, t = (6,0 - 6,3) s.

Zmianę temperatury ΔT pokazanej na Rys. 8.26b mierzono jako różnicę między temperaturą anteny nieczynnej i temperaturą anteny używanej do grzania ICRH. Zmiany temperatury ΔT są zależne także od własności przegrody anteny (*septum*). Dlatego też

poloidalny rozkład zmian temperatury zależy od odległości anteny od plazmy. Kiedy nie stosowano grzania ICRH temperatura anteny podczas wyładowania w plazmie wynosiła około 200 °C. Dla fazy ($00\pi/2 \pi/2$) zmiana temperatury powierzchni osiąga nawet 500 °C, podczas, gdy dla fazy ($--0\pi$) wynosi około 50 °C. Efekt ten jest związany z polem elektrycznym E_{\parallel} wytwarzanym wokół anteny ([Bobkow2009], [Bobcov2010]).

Analiza wyładowań z eksperymentu wykonanego w 2008 roku dla faz $(0\pi0\pi)$, $(0\pi\pi0)$ i $(00\pi\pi)$ wykazała większą koncentrację Ni w plazmie dla fazy $(00\pi\pi)$ w porównaniu z pozostałymi fazami. Ponadto zaobserwowano, że koncentracja Ni dla wszystkich trzech badanych faz była większa w porównaniu z wynikami uzyskanymi w 2009 roku, jednakże nachylenia prostych dopasowujących wyniki uzyskane w eksperymentach wykonanych w roku 2008 roku i w roku 2009 były takie same. Główną przyczyną uzyskanej różnicy w zawartości Ni w plazmie była iniekcja gazu deuterowego D₂ do plazmy. Podczas eksperymentów zrealizowanych w 2009 roku do układu doprowadzono około 0.8×10^{22} el/s gazu D₂. Wpływ iniekcji gazu D₂ na zachowanie zanieczyszczeń był szczegółowo dyskutowany w rozdziale 8.3. Różnice w oddziaływaniu plazmy ze ścianą dla różnych konfiguracji plazmy jest dodatkowym, ale w tym przypadku mniej ważnym czynnikiem odpowiedzialnym za różnicę poziomu zanieczyszczeń Ni.

Nikiel uwalniany z powierzchni anteny może migrować w wyniku procesów transportu zachodzących w plazmie. Po osadzeniu się na powierzchniach limitera może następnie być z nich uwalniany na skutek typowych procesów brzegowych w tokamakach (np.: sputteringu, sublimacji). W takich przypadkach zawartość Ni w plazmie nie jest związana z bezpośrednim strumieniem zanieczyszczeń z anteny. Dowody na migrację i akumulację Ni w obszarze limitera w układzie JET podczas grzania ICRH są omawiane w pracy [Bures1991]. Wykazano wzrost koncentracji Ni w kolejnych wyładowaniach (wraz z wzrostem numeru wyładowania) przy tendencji do gwałtownego spadku zanieczyszczeń plazmy niklem po kilku następujących po sobie wyładowaniach jedynie z grzaniem omowym lub wyładowań z użyciem małej mocy dodatkowego grzania, (co powodowało efektywne oczyszczanie limitera). Podobne obserwacje dotyczące zanieczyszczeń plazmy chromem w układzie JET są prezentowane w pracy [Behringer1987]. Zakłada się tam, że proces uwalniania zanieczyszczeń jak i wzrost temperatury powierzchni anteny jest związany z polem elektrycznym E_{\parallel} wytwarzanym wokół anteny. Dla danej geometrii anteny, pole takie jest formowane nie tylko przez wkład pochodzący bezpośrednio od każdej części anteny (straps), ale także od pól pochodzących od struktur otaczających radiacyjne części anteny ([Myra1996] i [Colas2005]). Obraz pola elektrycznego E_{\parallel} anteny B w układzie JET, uzyskany za pomocą kodu HFSS (*High Frequency* Structure Simulator) ([Bobkov2009], [Bobkov2010]) dla trzech faz badanych w 2008 roku

został przedstawiony na Rys. 8.27. Zaobserwowano większe pole elektryczne w obszarze centralnej przegrody anteny (*septum*) w fazie ($0\pi\pi0$) w porównaniu z fazą ($0\pi0\pi$). Natomiast pole elektryczne dla fazy ($00\pi\pi$) było większe w każdym obszarze anteny.



Rys. 8.27 Rozkład pola elektrycznego E_{\parallel} na odległości 3 mm od frontu anteny w układzie JET, dla $P_{ICRH} = 1 MW i faz (0\pi0\pi), (0\pi\pi0), (00\pi\pi).$

Na Rys. 8.28 przedstawiono zmiany w czasie wyładowania różnych parametrów plazmy w układzie JET dla trzech badanych faz. Pomimo, że oporność (Rys. 8.28g) jest wyższa dla fazy ($00\pi\pi$) dwa pozostałe wyładowania wykazują dużo większą wydajność grzania (*heating efficiency*), co jasno wynika z dużo większej temperatury elektronowej (Rys. 8.28b), diamagnetycznej energii plazmy (Rys. 8.28d) i emisji neutronów (Rys. 8.28e) uzyskanych po włączeniu grzania RF. Inna różnica pomiędzy fazą ($00\pi\pi$), a pozostałymi dwiema ujawnia się w wartości temperatury przegrody anteny (*septum*) mierzonej przez kamerę czułą na podczerwień (Rys. 8.28h). Dla wyładowania 74091 temperatura ta osiąga 800 °C, podczas gdy dla pozostałych dwóch faz wynosi zaledwie 400 °C. Jednocześnie zaobserwowano, że pomimo nieco mniejszej gęstości plazmy straty radiacyjne w wyładowaniu 74091 są większe, co oznaczałoby występowanie wyższego poziomu zanieczyszczeń w plazmie.



Rys. 8.28 Porównanie zależności czasowych różnych parametrów dla trzech podobnych wyładowań w plazmie przy różnych fazach anteny ICRH (w nawiasach podano numery wyładowań): $0\pi0\pi$ (74093), $0\pi\pi0$ (74094) i $00\pi\pi$ (74091) ([Lerche2009]); a) całkowita moc grzania (antena A+B+C), b) liniowo scałkowana gęstość elektronowa, c) temperatura elektronowa rdzenia plazmy, d) energia diamagnetyczna, e) całkowity współczynnik wydajności neutronów, f) całkowita moc promieniowania plazmy mierzona przy pomocy bolometru, g) średnia wartość rezystancji dla anteny B, h) temperatura powierzchni anteny B mierzona za pomocą kamery na podczerwień.

Reasumując powyższe analizy można stwierdzić, że faza anteny A2 ma wpływ na wartość składowej wektora falowego emitowanego promieniowania $k_{1|}$, pole elektryczne anteny $E_{1|}$, koncentrację zanieczyszczeń plazmy niklem, oraz wydajność grzania plazmy ICRH. Dla faz anteny o większej wartości $k_{1|}$ koncentracja Ni w plazmie centralnej (dla $r/a \approx$ 0,5–0,6) ulega redukcji. Na zachowanie takie może mieć wpływ mniejsze pole elektryczne wytwarzane wokół powierzchni anteny i związane z tym *"sheaths effect"* omówiony w rozdziale 4.2.1. Akceleracja cząstek plazmy brzegowej pod wpływem tego pola w kierunku powierzchni ścian tokamaka jest powodem uwalniania zanieczyszczeń. Ponieważ w konstrukcji anteny A2 występują elementy wykonane z niklu (zobacz rozdział 8.1), a promieniowanie emitowane przez jony niklu jest większe niż promieniowania pochodzącego od jonów innych zanieczyszczeń w plazmie, to można przyjąć, że poziom zanieczyszczeń Ni w plazmie jest głównie wynikiem zjawisk zachodzących w pobliżu anteny. Dla różnych faz obserwuje się także różnice w temperaturze powierzchni anteny, co ma związek z polem E_{II} , a tym samym z procesem uwalniania zanieczyszczeń. Ponadto, wraz ze wzrostem k_{II} zwiększa się wydajność grzania ICRH. Powyższe wyniki potwierdzają fakt, że dla małej absolutnej wartości k_{II} wydajność grzania jest mała, a część całkowitej mocy grzania ICRH emitowanej z anteny, która nie została zaabsorbowana w plazmie centralnej zostaje przekazana plazmie brzegowej. Prowadzi to do wzrostu emisji zanieczyszczeń i strat radiacyjnych.

9 Podsumowanie i wnioski końcowe

Badania zachowania zanieczyszczeń plazmy mają fundamentalne znaczenie dla zrozumienia i minimalizacji ich wpływu na magnetycznie utrzymywaną plazmę w układzie tokamak. Do negatywnych skutków wywołanych obecnością zanieczyszczeń należą: wzrost średniego ładunku jonów w plazmie i zmniejszenie jej gęstości (rozcieńczenie plazmy), co powoduje wzrost energii promieniowania emitowanego z plazmy, zmniejszenie efektywność grzania plazmy, oraz straty mocy plazmy na skutek silnej emisji promieniowania z częściowo zjonizowanych jonów. Szczególnie zanieczyszczenia o średniej i dużej liczbie atomowej mają duży wpływ na parametry plazmy termojądrowej w tokamaku. Jednym z głównych źródeł metalicznych zanieczyszczeń plazmy są anteny do grzania ICRH (*Ion Cyclotron Resonance Heating*). Grzanie ICRH polega na transferze energii z zewnętrznego źródła do plazmy poprzez fale elektromagnetyczne z zakresu fal radiowych zdolnych do wywołania jonowego rezonansu cyklotronowego w plazmie tokamaka.

Niniejsza rozprawa doktorska dotyczy badań zanieczyszczeń plazmy w tokamaku JET w Culham w Anglii związanych z działaniem anten do grzania ICRH, nowej anteny ILA (*ITER-Like Atenna*) oraz już wcześniej używanej anteny A2. Badania te mają dostarczyć wyników niezbędnych dla oceny działania nowej anteny oraz dla projektowania i budowy systemów grzewczych w wielkich układach tokamakowych skali budowanego we Francji tokamaka ITER. Ważne było przygotowanie efektywnej, dokładnej i szybkiej metody określania koncentracji i charakterystyk zanieczyszczeń uwalnianych z powierzchni anten do plazmy centralnej. Metoda ta ma służyć optymalizacji wyładowania w plazmie i odpowiedniemu doborowi warunków pracy układu ICRH dla ograniczenia wpływu zanieczyszczeń na parametry plazmy termojądrowej w dużych układach tokamak. Wykonanie kompleksowych badań zanieczyszczeń w plazmie w układzie JET i ich zależności od grzania plazmy falami elektromagnetycznymi oraz opracowanie nowej, doskonalszej i szybszej metody analizy rezultatów tych badań było głównym celem niniejszej pracy. Prace wykonane dla realizacji tego celu można podsumować w sposób następujący:

Badania charakterystyk fizycznych zanieczyszczeń w plazmie w układzie JET wykonano z wykorzystaniem spektrometrii w zakresie promieniowania VUV (*Vacuum Ultra Violet*). Linie spektralne wielu pierwiastków o różnych krotnościach jonizacji pojawiają się w zakresie VUV czyniąc ten obszar szczególnie wartościowym do diagnozowania wysokotemperaturowej plazmy zawierającej zanieczyszczenia. <u>W niniejszej dysertacji przedstawiono nową metodę do wyznaczenia gęstości zanieczyszczeń metali występujących w plazmie, n_z, ich wkładu do efektywnego ładunku plazmy, ΔZ_{eff}
</u>

<u>i</u> rozcieńczenia plazmy, Δn_{HDT} , wykorzystującą wyniki badań uzyskanych przy zastosowaniu spektrometrii promieniowania VUV. Główną ideą opracowanej metody było znalezienie prostej zależności wyznaczanych wielkości od temperatury elektronowej oraz określenie wpływu transportu zanieczyszczeń na ich wartość. Opracowana metoda wykorzystuje wyniki pomiarów intensywności linii spektralnych zanieczyszczeń plazmy rejestrowanych za pomocą diagnostyki KT2 stosowanej w tokamaku JET i wyniki symulacji uzyskane przy użyciu kodu transportu UTC-SANCO. Podstawowym elementem diagnostyki KT2 jest spektrometr SPRED mierzący promieniowanie VUV w zakresie widmowym 100–1100 Å, z rozdzielczością - 5 Å.

- Analiza wyników pomiarów intensywności linii widmowych jonów lito-podobnych Ni, Fe i Cu dla przejścia $1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s^2 2p^2 P_{3/2}$. W przeprowadzanych analizach uwzględniono wiele wyładowań w plazmie w układzie JET charakteryzujących się różnymi profilami temperatury i gęstości elektronowej w przekroju poprzecznym sznura plazmowego. Przy użyciu kodu UTC-SANCO intensywność linii wyznaczonej doświadczalnie była dopasowywana do intensywności linii określonej na podstawie symulacji, w których uwzględniono szeroki zakres współczynników transportu dla dyfuzji, *D* i konwekcji, *V*, przy założeniu anomalnego charakteru transportu. Rozwiązaniem pół-empirycznego równania transportu w kodzie UTC-SANCO dla danej grupy współczynników transportu *D* i *V* oraz zadanej geometrii układu i profili temperatury i koncentracji elektronowej plazmy jest gęstość jonów badanych zanieczyszczeń, n_Z (*r*, *t*), w funkcji czasu i przestrzeni.
- Potwierdzono, że zmierzona intensywność linii widmowej danego pierwiastka o liczbie atomowej Z i krotności jonizacji z może być wyrażona w prostej postaci $I = n_Z^z n_e F(T_e)$, gdzie n_e jest gęstością elektronowa, n_Z^z gęstością jonów pierwiastka o liczbie atomowej Z i krotności jonizacji z, a ogólna funkcja temperatury $F(T_e)$ obejmuje wszystkie istotne procesy atomowe prowadzące do emisji promieniowania liniowego (także w [Czarnecka2011]). Uzyskana w wyniku symulacji całkowita gęstość zanieczyszczeń, n_Z^{Total} , jest sumą gęstości jonów o wszystkich krotnościach jonizacji $n_Z^{Total} = \sum_{q=0}^{Z} n_Z^z$. Przy założeniu, że $n_Z^{Total} \sim n_Z^z$ a $I = n_Z^z n_e F(T_e)$, dla danej temperatury elektronowej $n_Z^{Total} \sim I/n_e$. Analiza wyników pomiarów wykonanych w ramach niniejszej pracy wykazała liniową zależności stosunku $n_Z^{Total}/I/n_e$ od elektronowej temperatury plazmy. To umożliwiło wyznaczenie lokalnej gęstości zanieczyszczeń w plazmie w zależności od

wielkości parametrów mierzonych podczas eksperymentów (*I*, T_{e} , n_{e}) dla wszystkich badanych wyładowań w układzie JET. Opracowana w ten sposób metoda pozwala nie tylko na ilościową analizę danych eksperymentalnych, ale pozwala także na uzyskanie szybkiej informacji na temat zanieczyszczeń w plazmie po każdym wyładowaniu, która jest istotna dla wielu przeprowadzanych eksperymentów. Stosując tę samą metodę sformułowano analogiczne zależności dla ΔZ_{eff} oraz Δn_{HDT} .

- Opracowana metoda została wykorzystana do badania koncentracji zanieczyszczeń w plazmie emitowanych z anten stosowanych do grzania ICRH plazmy w układzie JET. Pozwoliło to na ocenę działania w tym tokamaku nowej anteny ILA, będącej modelem anteny przewidywanej dla budowanego doświadczalnego tokamaka-reaktora ITER. W wyniku przeprowadzonych analiz okazało się, że antena ILA o powierzchni 0,9 m² emitująca promieniowanie ICRH o dużej gęstości mocy 6,2 MW/m² produkuje mniej zanieczyszczeń, niż stara antena nazywana A2 o powierzchni każdego z czterech modułów 2,25 m² emitująca promieniowanie o gęstości mocy do 1,8 MW/m².
- Koncentracja zanieczyszczeń w plazmie w układzie JET była także monitorowana podczas eksperymentów z wstrzykiwaniem gazu deuterowego D₂, mającym na celu poprawę sprzężenia fali elektromagnetycznej ICRH z plazmą przy odległości do 19 cm pomiędzy anteną a plazmą o właściwościach analogicznych do przewidywanych dla plazmy w tokamaku ITER. Zaobserwowano, że wraz ze wzrostem ilości wstrzykiwanego deuteru osiągane jest lepsze sprzężenie fali z plazmą, a koncentracja zanieczyszczeń uwalnianych przez antenę maleje. Okazało się także, że koncentracja zanieczyszczeń maleje wraz z odległością anteny od plazmy. Miejsce, z którego wstrzykiwany jest gaz w komorze tokamaka ma wpływ zarówno na koncentrację zanieczyszczeń jak i na sprzężenie fali elektromagnetycznej z plazmą. Optymalne było wstrzykiwanie deuteru z włotów umieszczonych w pobliżu anten ICRH, czyli zlokalizowanych w obszarze środkowej płaszczyzny horyzontalnej w komorze tokamaka nazywanej "*midplane*".
- W wyniku badań wykonanych w ramach niniejszej pracy wykazano jak faza fali elektromagnetycznej ICRH stosowanej do grzania plazmy w tokamaku JET wpływa na zachowanie zanieczyszczeń w plazmie w tym układzie. <u>Wraz ze wzrostem wartości</u> <u>wektora falowego k_{\parallel} odpowiadającego danej fazie, zaobserwowano redukcję koncentracji</u> <u>zanieczyszczeń niklu i jednocześnie poprawę wydajności grzania</u>. Dla efektywnego grzania plazmy przy ograniczonym wpływie zanieczyszczeń najbardziej optymalna była faza ($0\pi\pi0$) - symetryczny dipol.

Obecność zanieczyszczeń w plazmie jest nieunikniona, jednakże ich mała koncentracja, poniżej tolerowanego limitu, nie wpływa w znaczący sposób na wydajność procesu fuzji

w plazmie. W ramach niniejszej rozprawy doktorskiej wykazano, że istnieją sposoby na redukcję zanieczyszczeń w plazmie, co pozwala na sformułowanie wniosków ważnych dla konstrukcji i optymalizacji działania anteny ICRH dla przyszłych dużych tokamaków, w tym dla układu ITER.

Na podstawie wyników przeprowadzonych eksperymentów i analiz zbadano wpływ poniższych czynników technicznych i fizycznych na koncentrację i własności zanieczyszczeń w plazmie w układzie JET, który wykorzystywany jest do modelowania wielu rozwiązań technicznych i do optymalizacji procesów fizycznych w budowanym tokamaku ITER:

- materiały użyte do budowy anteny,
- moc grzania ICRH,
- konfiguracja plazmy,
- gęstość plazmy brzegowej,
- położenie anteny w stosunku do plazmy,
- iniekcja gazu D₂, która poprawia sprzężenia fali elektromagnetycznej z plazmą,
- lokalizacja wlotów wstrzykiwanego gazu,
- faza anteny,
- pole $E_{||}$ wytwarzane wokół anteny.

Koncentracja zanieczyszczeń nie zależy od gęstości mocy grzania ICRH, co pozwala na budowę anten o małych powierzchniach, dostarczających dużych mocy promieniowania ICRH. Redukcję ilości zanieczyszczeń w plazmie centralnej przy zastosowaniu grzania ICRH można uzyskać poprzez:

- zastosowanie konfiguracji plazmy o większej odległości między granicą plazmy brzegowej a ścianą w poziomym przekroju komory tokamaka, lub poprzez oddalenie anteny od plazmy,
- zastosowanie odpowiedniej konfiguracji plazmy (np.: o mniejszej trójkątności parametr określający kształt plazmy w jej przekroju),
- generowanie fali RF o większej składowej wektora falowego k_{H} ,
- modyfikację pola elektrycznego E_{II} wokół anteny poprzez zastosowanie odpowiedniej konstrukcji anteny,
- wstrzykiwanie optymalnej ilości gazu deuterowego D₂,
- wprowadzaniu gazu D2 z obszarów położonych blisko anteny,
- stosowanie materiałów o małym Z w konstrukcji anteny.

Najważniejsze wyniki niniejszej dysertacji można podsumować następująco w sposób skrótowy:

- z użyciem spektrometrii VUV wykonano kompleksowe pomiary zanieczyszczeń emitowanych z anten stosowanych do grzania ICRH,
- opracowano nowa metodę do wyznaczenia gęstości zanieczyszczeń (n_Z), wkładu zanieczyszczeń metali do efektywnego ładunku plazmy (ΔZ_{eff}) i do współczynnika rozrzedzenia plazmy (Δn_{HDT}); metoda ta pozwoliła na wszechstronną analizę wyników pomiarów spektrometrycznych w zakresie VUV,
- uzyskano poniżej podane ważne wyniki badań fizycznych umożliwiające ocenę działania grzania ICRH w układzie JET i jego wpływu na zanieczyszczenia w plazmie z perspektywą wykorzystania tych wyników dla projektowania systemu ICRH w układzie ITER:
 - określenie wpływu dużej gęstości mocy grzania ICRH na charakterystyki zanieczyszczeń w wyniku zastosowaniu nowej anteny ILA o specjalnej konstrukcji,
 - określenie wpływu iniekcji gazu deuterowego na charakterystyki zanieczyszczeń i na poprawę sprzężenia fali ICRH z plazmą,
 - określenie wpływu fazy fali ICRH stosowanej do grzania plazmy na charakterystyki zanieczyszczeń i na efektywność tego grzania,
- sformułowano wnioski ważne dla konstrukcji i optymalizacji działania anteny ICRH dla układów skali ITER-a.

Reasumując powyższe wyniki można stwierdzić, że osiągnięty został główny cel pracy badań charakterystyk zanieczyszczeń wysokotemperaturowej plazmy w układzie JET, które mogą być wykorzystane do optymalnego projektowania i budowy anteny do grzania ICRH plazmy w budowanym wielkim tokamaku ITER. Rozpatrując przedstawione w pracy wyniki można również stwierdzić, że udowodniona została teza pracy. Wykazano, że nowa antena ILA do grzania ICRH, przygotowana jako urządzenie prototypowe dla tokamaka ITER, dzięki swojej kompaktowej konstrukcji zapewniającej większą gęstość mocy grzania, nie powodowała zwiększonej emisji zanieczyszczeń w plazmie. Wykazano także, że przy zastosowaniu odpowiednich scenariuszy wyładowań w plazmie i grzania plazmy można wpływać na redukcję zanieczyszczeń w tej plazmie. Ponadto udowodniono, że badanie charakterystyk zanieczyszczeń może być realizowane w sposób rutynowy za pomocą nowo opracowanej metody, która jest prostsza, bardziej wiarygodna i szybsza od metod do tej pory stosowanych.

Wyniki opisanych badań zostały w części przedstawione w publikacjach w renomowanych czasopismach naukowych i w komunikatach prezentowanych na międzynarodowych konferencjach naukowych wyszczególnionych poniżej:

Artykuły w czasopismach naukowych:

- A. Czarnecka, J. Rzadkiewicz, K.-D. Zastrow, K. D. Lawson, I. H. Coffey, M. G. O'Mullane and JET-EFDA contributors, "Determination of metal impurity density, ΔZeff and dilution on JET by VUV emission spectroscopy", Plasma Phys. Control. Fusion 53 (2011) 035009
- P. Jacquet, L. Colas, M.-L. Mayoral, G. Arnoux, V. Bobkov, M. Brix, A. Czarnecka, D. Dodt, F. Durodie, A. Ekedahl, M. Fursdon, E. Gauthier, M. Goniche, M. Graham, E. Jofrin, E. Lerche, J. Mailloux, I. Monakhov, J Ongena, V. Petrzilka, A. Korotkov, F. Rimini, A. Sirinelli, D. Frigione, C. Portafaix, V. Riccardo, Z. Vizvary, K.-D. Zastrow, and JET EFDA Contributors, "*Heat-Loads on JET Plasma Facing Components from ICRF and LH Wave Absorption in the SOL*" Nucl. Fusion **51** (2011) 103018
- E. Lerche, D. Van Eester, J. Ongena, M.-L. Mayoral, M. Laxaback, F. Rimini, A. Argouarch, P. Beaumont, T. Blackman, V. Bobkov, D. Brennan, A. Brett, G. Calabro, M. Cecconello, I. Coffey, L. Colas, A. Coyne, K. Crombe, A. Czarnecka, R. Dumont, F. Durodie, R. Felton, D. Frigione, M. Gatu Johnson, C. Giroud, G. Gorini, M. Graham, C. Hellesen, T. Hellsten, S. Huygen, P. Jacquet, T. Johnson, V. Kiptily, S. Knipe, A. Krasilnikov, P. Lamalle, M. Lennholm, A. Loarte, R. Maggiora, M. Maslov, A. Messiaen, D. Milanesio, I. Monakhov, M Nightingale, C. Noble, M. Nocente, L. Pangioni, I. Proverbio, C. Sozzi, M Stamp, W Studholme, M. Tardocchi, T. W. Versloot, V. Vdovin, M Vrancken, A. Whitehurst, E. Wooldridge, V. Zoita and JET EFDA Contributors, "Optimizing ion-cyclotron resonance frequency heating for ITER: dedicated JET experiments", Plasma Phys. Control. Fusion 53 (2011) 124019
- A. Czarnecka, V. Bobkov, I. H. Coffey, L. Colas, F. Durodié, A. C. A. Figueiredo, P. Jacquet, K. D. Lawson, E. Lerche, M.-L. Mayoral, I. Monakhov, J. Ongena, D. Van Eester, K.-D. Zastrow and JET-EFDA contributors, "*Impurity production by the ICRF antennas in JET*" accepted for publication in Plasma Phys. Control. Fusion (Special issue: JET Task Force H 2012)
- A. Czarnecka, E. Lerche, J. Ongena, D. Van Eester, A. C. A. Figueiredo, I. H. Coffey, K.-D. Zastrow and JET-EFDA contributors, "*Impurity studies in ITER half-field ICRF heating scenarios in Hydrogen plasmas on JET*" accepted for publication in Nukleonika
- F. Durodié, M. P. S. Nightingale, M.-L. Mayoral, J. Ongena, A. Argouarch, G. Berger-By, T. Blackman, V. Cocilovo, A. Czarnecka, S. Dowson, D. Frigione, R. Goulding, M. Graham, J. Hobirk, S. Huygen, S. Jachmich, P. Jacquet, E. Lerche, P.U. Lamalle, T. Loarer, R. Maggiora, A. Messiaen, D. Milanesio, I. Monakhov, M.F.F. Nave, F. Rimini, H. Sheikh, C. Sozzi, M. Tsalas, D. Van Eester, M. Vrancken, A. Whitehurst, E. Wooldridge, K.-D. Zastrow and JETEFDA contributors, "Operational experience with the ICRF ITER Like Antenna on JET", submitted to Plasma Phys. Control. Fusion (Special issue: JET Task Force H 2012)
- D. Van Eester1 E. Lerche, T. Johnson, T. Hellsten, J. Ongena, M.-L. Mayoral, D. Frigione, C. Sozzi, G. Calabro, M. Lennholm, P. Beaumont, T. Blackman, D. Brennan, A. Brett, M. Cecconello, I. Coffey, A. Coyne, K. Crombe, A. Czarnecka, R. Felton, M. Gatu Johnson, C. Giroud, G. Gorini, C. Hellesen, P. Jacquet, Y. Kazakov, V. Kiptily, S. Knipe, A. Krasilnikov, Y. Lin, M. Maslov, I. Monakhov, C. Noble, M. Nocente,

L. Pangioni, I. Proverbio, M. Stamp, W. Studholme, M. Tardocchi, T.W. Versloot, V. Vdovin, A. Whitehurst, E. Wooldridge, V. Zoita and JET EFDA Contributors, "*Mode conversion heating in JET plasmas with multiple mode conversion layers*", submitted to Plasma Phys. and Control. Fusion (Special issue: JET Task Force H 2012)

- E. Lerche, D. Van Eester, T. Johnson, T. Hellsten, J. Ongena, M.-L. Mayoral, D. Frigione, C. Sozzi, G. Calabro, M. Lennholm, P. Beaumont, T. Blackman, D. Brennan, A. Brett, M. Cecconello, I. Coffey, A. Coyne, K. Crombe, A. Czarnecka, R. Felton, C. Giroud, G. Gorini, C. Hellesen, P. Jacquet, V. Kiptily, S. Knipe, A. Krasilnikov, M. Maslov, I. Monakhov, C. Noble, M. Nocente, L. Pangioni, I. Proverbio, G. Sergienko, M. Stamp, W. Studholme, M. Tardocchi, V. Vdovin, T. Versloot, I. Voitsekhovitch, A. Whitehurst, E. Wooldridge, V. Zoita and JET EFDA Contributors, "Experimental investigation of ICRF heating scenarios for ITER's half-field Hydrogen phase performed in JET", submitted to Plasma Phys. Control. Fusion (Special issue: JET Task Force H 2012)
- F. Durodié, M. P. S. Nightingale, M.-L. Mayoral, J. Ongena, A. Argouarch, G. Berger-By, T. Blackman, V. Cocilovo, A. Czarnecka, S. Dowson, D. Frigione, R. Goulding, M. Graham, J. Hobirk, S. Huygen, S. Jachmich, P. Jacquet, E. Lerche, P.U. Lamalle, T. Loarer, R. Maggiora, A. Messiaen, D. Milanesio, I. Monakhov, M.F.F. Nave, F. Rimini, H. Sheikh, C. Sozzi, M. Tsalas, D. Van Eester, M. Vrancken, A. Whitehurst, E. Wooldridge, K.-D. Zastrow and JETEFDA contributors, "Operational experience with the ICRF ITER Like Antenna on JET", submitted to Plasma Phys. Control. Fusion (Special issue: JET Task Force H 2012)

Materiały konferencyjne

- F. F. Nave, L. G. Erikson, T. Hellsten, K.-D. Zastrow, B. Alper, Y. Andrew, R. Barnsley, J. Brzozowski, K. Crombe, A. Czarnecka, M. von Hellermann, J. Ongena, FET-EFDA contributors, *"Toroidal Rotation in Ohmic and RF heated Plasmas"*, 34th EPS Conf. on Plasma Phys.Warsaw, Poland, 2 6 July 2007, ECA 31F (2007) P4.158
- M.-L. Mayoral, J. Ongena, A. Argouarch, Yu. Baranov, T. Blackman, V. Bobkov, R. Budny, L.Colas, A. Czarnecka, L. Delpech, F. Durodié, A. Ekedahl, M.Gauthier, M.Goniche, R. Goulding, M. Graham, J. Hillairet, S. Huygen, Ph. Jacquet, T. Johnson, V. Kiptily, K. Kirov, M. Laxåback, E. Lerche, J. Mailloux, I. Monakhov, M.F.F Nave, M. Nightingale, V. Plyusnin, V. Petrzilka, F. Rimini, D. Van Eester, A.Whitehurst, E. Wooldridge, M.Vrancken, JET-EFDA Task Force H and JET EFDA contributors "Overview of Recent Results on Heating and Current Drive in the JET Tokamak", Proceedings of the 18th Topical Conference on Radio Frequency Power in Plasmas, Gent, Belgium, 22-24 June 2009, AIP Conf. Proc. 1187 Melville, New York, p 39-46
- A. Czarnecka, J. Rzadkiewicz, K.-D. Zastrow, I. H. Coffey, K. D. Lawson, M. G. O'Mullane and JET EFDA contributors, "*Determination of Ni Impurity Density on JET by VUV Emission Spectroscopy*", Proceedings of the 36th EPS Conference on Plasma Physics, Sofia, Bulgaria, 29th June 2009 3rd July 2009, ECA **33E** (2009) P2.146
- E. Lerche, D. Van Eester J. Ongena, M.-L. Mayoral, F. Durodié, A. Argouarch, T. Blackman, V. Bobkov, G. Calabrò, M. Ceconello, K.Crombe, L. Colas, A. Czarnecka, R. Felton, D. Frigione, M. Gauthier, L.Giacomelli, C. Giroud, R. Goulding, M.Graham, C. Hellesen, S.Huygen, S. Jachmich, P. Jacquet, V. Kiptily, R. Koch, A. Krasilnikov, Y. Lin, T. Loarer, P. Mantica, M. Maslov, A. Messiaen, I. Monakhov, V.Naulin, M. F. F. Nave, I. Nunes, M. Nightingale, F. Rimini, M. Santala, S. Sharapov, C. Sozzi, T. Tala,

M. Tsalas, V.Vdovin, M. Vrancken, A. Whitehurst, E. Wooldridge, V. Zoita and JET-EFDA Contributors, "*Recent ICRH results in JET*" 10th Brazilian Workshop on Plasma Physics, Maresias, Brazil, 22-26 November 2009, ID: 117-1

- A. Czarnecka, V. Bobkov, I. H. Coffey, L. Colas, A. C. A. Figueiredo, P. Jacquet, K. D. Lawson, E. Lerche, M.-L. Mayoral, J. Ongena, D. Van Eester, K.-D. Zastrow and JET-EFDA contributors, "*Impurity production by the ICRF antennas in JET*" Proc. 37th EPS Conf. on Plasma Physics, Dublin, Ireland, 21-25 June 2010, ECA **34** (2010) P5.147
- E. Lerche, D. Van Eester, T. Johnson, T. Hellsten, J. Ongena, M.-L. Mayoral, D. Frigione, C. Sozzi, G. Calabro, M. Lennholm, P. Beaumont, T. Blackman, D. Brennan, A. Brett, M. Cecconello, I. Coffey, A. Coyne, K. Crombe, A. Czarnecka, R. Felton, C. Giroud, G. Gorini, C. Hellesen, P. Jacquet, V. Kiptily, S. Knipe, A. Krasilnikov, M. Maslov, I. Monakhov, C. Noble, M. Nocente, L. Pangioni, I. Proverbio, M. Stamp, W. Studholme, M. Tardocchi, T. Versloot, V. Vdovin, A. Whitehurst, E. Wooldridge, V. Zoita and JET EFDA Contributors, "Experimental investigation of ICRF heating scenarios for ITER's half-field phase performed in JET", Proc. 37th EPS Conf. on Plasma Physics, Dublin, Ireland 21-25 June 2010, ECA 34 (2010) 04.121
- D. Van Eester, E. Lerche, T. Johnson, T. Hellsten, J. Ongena, M.-L. Mayoral, D. Frigione, C. Sozzi, G. Calabro, M. Lennholm, P. Beaumont, T. Blackman, D. Brennan, A. Brett, M. Cecconello, I. Coffey, A. Coyne, K. Crombe, A. Czarnecka, R. Felton, C. Giroud, G. Gorini, C. Hellesen, P. Jacquet, V. Kiptily, S. Knipe, A. Krasilnikov, M. Maslov, I. Monakhov, C. Noble, M. Nocente, L. Pangioni, I. Proverbio, M. Stamp, W. Studholme, M. Tardocchi, T. Versloot, V. Vdovin, A. Whitehurst, E. Wooldridge, V. Zoita and JET EFDA Contributors, "Mode conversion heating in JET plasmas with multiple mode conversion layers", Proc. 37th EPS Conf. on Plasma Physics, Dublin, Ireland, 21-25 June 2010, ECA 34 (2010) P5.163
- F. Durodie, I. Monakhov, M. Nightingale, M.-L. Mayoral, A. Argouarch, G. Berger- By, T. Blackman,, V. Cocilovo, A. Czarnecka, S. Dowson, D. Frigione, R. Goulding, M. Graham, J. Hobirk, S. Huygen, S. Jachmich, P. Jacquet, E. Lerche, T. Loarer, R. Maggiora, A. Messiaen, D. Milanesio, M.F.F. Nave, J. Ongena, F. Rimini, H. Sheikh, C. Sozzi, M. Tsalas, D. Van Eester, M. Vrancken, A. Whitehurst, E. Wooldridge, K.-D. Zastrow, and JET EFDA Contributors, "Latest Achievements of the JET ICRF Systems in View of ITER" Proc. 23rd IAEA Fusion Energy Conference, Daejon, Republic of Korea, 11-16 October 2010, EXW/P7-04
- E. Lerche, D. Van Eester, T. Johnson, T. Hellsten, J. Ongena, M.-L. Mayoral, D. Frigione, C.Sozzi, G. Calabro, M. Lennholm, P. Beaumont, T. Blackman, D. Brennan, A. Brett, M. Cecconello, I. Coffey, A. Coyne, K. Crombe, A. Czarnecka, R. Felton, C. Giroud, G. Gorini, C. Hellesen, P. Jacquet, V. Kiptily, S. Knipe, A. Krasilnikov, M. Maslov, I. Monakhov, C. Noble, M. Nocente, L. Pangioni, I. Proverbio, M. Stamp, W. Studholme, M. Tardocchi, T. Versloot, V. Vdovin, A. Whitehurst, E. Wooldridge, V. Zoita and JET EFDA Contributors, "Potential of the ICRF Heating Schemes foreseen for ITER's Half-Field Hy-drogen Phase", Proc. 23rd IAEA Fusion Energy Conf., Daejon, Republic of Korea, 11-16 October 2010, THW/P2-03
- P. Jacquet, L. Colas, M.-L. Mayoral, G. Arnoux, V. Bobkov, M. Brix, A. Czarnecka, D. Dodt, F. Durodie, A. Ekedahl, M. Fursdon, E. Gauthier, M. Goniche, M. Graham, E. Jofrin, E. Lerche, J. Mailloux, I. Monakhov, J Ongena, V. Petrzilka, A. Korotkov, F. Rimini, A. Sirinelli, D. Frigione, C. Portafaix, V. Riccardo, Z. Vizvary, K.-D. Zastrow,

and JET EFDA Contributors, "Heat-Loads on JET Plasma Facing Components from ICRF and LH Wave Absorption in the Scrape-o_-Layer", Proc. 23rd IAEA Fusion Energy Conf., Daejon, Republic of Korea, 11-16 October 2010, EXW/P7-32

- M.-L. Mayoral, V. Bobkov, L. Colas, M. Goniche, J. Hosea, J. G. Kwak, R. Pinsker, S. Moriyama, S. Wukitch, F. W. Baity, A. Czarnecka, A. Ekedahl, G. Hanson, P. Jacquet, P. Lamalle, I. Monakhov, M. Murakami, A. Nagy, M. Nightingale, J. M. Noterdaeme, J. Ongena, P. M. Ryan, M. Vrancken, J. R. Wilson, JET EFDA Contributors, and ASDEX Upgrade Team and the ITPA Integrated Operation Scenarios" Members and Experts, "On Maximizing the ICRF Antenna Loading for ITER Plasmas" Proc. 23rd IAEA Fusion Energy Conf., Daejon, Republic of Korea, 11-16 October 2010, ITR/P1-11
- E. Lerche, D. Van Eester, M.-L. Mayoral, J. Ongena, V. Bobkov, L. Colas, A. Czarnecka, F. Durodié, M. Graham, T. Hellsten, T. Johnson, P. Jacquet, V. Kiptily, P. Lamalle, M. Laxåback, I. Monakhov, M. Nightingale, F. Rimini and JET EFDA Contributors "Optimizing ICRF heating for ITER: Dedicated experiments on JET ", 38th EPS Conf. on Plasma Physics, Strasburg, France, 27 June – 1 July 2011, I5.012
- E. Lerche, D. Van Eester, J. Ongena, M.-L. Mayoral, T. Johnson, T. Hellsten, R. Bilato, A. Czarnecka, R. Dumont, C. Giroud, P. Jacquet, V. Kiptily, A. Krasilnikov, M. Maslov, V. Vdovin and JET, EFDA Contributors *"ICRF scenarios for ITER's half-field phase"*, 19th Topical Conf. on Radio Frequency Power in Plasmas, Newport, Rhode Island USA, 1-3 June 2011, oral presentation
- D. Van Eester, E. Lerche, T. Johnson, T. Hellsten, J. Ongena, M.-L. Mayoral, D. Frigione, C. Sozzi, G. Calabro, M. Lennholm, P. Beaumont, T. Blackman, D. Brennan, A. Brett, M. Cecconello, I. Coffey, A. Coyne, K. Crombe, A. Czarnecka, R. Felton, M. Gatu Johnson, C. Giroud, G. Gorini, C. Hellesen, P. Jacquet, Y. Kazakov, V. Kiptily, S. Knipe, A. Krasilnikov, Y. Lin, M. Maslov, I. Monakhov, C. Noble, M. Nocente, L. Pangioni, I.Proverbio, M. Stamp, W. Studholme, M. Tardocchi, T.W. Versloot, V. Vdovin, A. Whitehurst, E. Wooldridge, V. Zoita and JET EFDA Contributors *"Enhancing the mode conversion efficiency in JET plasmas with multiple mode conversion layers "19th Topical Conf. on Radio Frequency Power in Plasmas, Newport, Rhode Island USA, 1-3 June 2011, oral presentation*

10 Literatura

[Anderson2000] H. Anderson et al., Plasma Phys. Control. Fusion 42 (2000) 781

[Arnaud1985] A. Arnaud and R. Rothenflug. Astron. Astrophys. Suppl. 60 (1985) 425

- [Asmusen1998] K. Asmussen et al., Nucl. Fusion 38 (1998) 967
- [Atkinson1989] K. A. Atkinson, An Introduction to Numerical Analysis, 2nd edition, John Wiley& Sons. ISBN 0-471-50023-2 (1989)
- [Bardet1977] R. Bardet et al., Nucl. Fusion Suppl. 2 (1977) 259
- [Barnsley1993] R. Barnsley, PhD thesis, University of Leicester, (1993)
- [Bartoli1975] U. Ascoli-Bartoli et al., 5th Intern. Conf. on Plasma Phys. Contr. Nucl. Fus. Res., IAEAVienna, Austria, part I (1975) 191
- [Becoulet2002] M. Bécoulet et al., Phys. Plasmas 9 (2002) 2619
- [Behringer1987] K. Behringer et al., J. Nucl. Mater. 145-147 (1987) 145
- [Bell1981] R. E. Bell, M. Finkenthal, and H. W. Moos, Rev. Sci. Instrum. 52 (1981) 1806
- [Belo2004] P. Belo et al, Plasma Phys. Control. Fusion 46 (2004) 1299
- [Belo2005] P. Belo et al., Proc. 32th EPS Conf. ECA 29C (2005) P4.036
- [Belo2007] P. Belo et al., Proc. 34th EPS Conf. ECA 31F (2007) P1.127
- [Bilato2004] R. Bilato et al., Proc. 31st EPS Conf. ECA 28G (2004) P5.164
- [Bilato2005] R. Bilato et al., Nucl. Fusion 45 (2005) L5
- [Bobkov2005] V. Bobkov et al., Journal of Nucl. Materials, 337-339 (2005) 776
- [Bobkov2006] V. Bobkov et al., Nucl. Fusion 46 (2006) S469
- [Bobcov2009] V. Bobkov et al., in RF Power in Plasma AIP Conf. Proc. 1187 (2009)
- [Bobkov2010] V. Bobkov, et al., Nucl. Fusion 50 (2010) 035004
- [Bohdansky1987] J. Bohdansky et al., Nucl. Instr. Meth. B18 (1987) 509
- [Boileau1989] A. Boileau, et al., Plasma Phys. Control. Fusion 31 (1989) 779
- [Bol1987] K. Bol et al., in Plasma Phys. Contr. Nucl. Fus. Res. (Proc. 7th Int. Conf., Innsbruck, 1978), IAEA, Vienna 1 (1979) 11
- [Bolshukhin2001] D. Bolshukhin et al., Rev. Sci. Instrum. 72 (2001) 4115
- [Bora2007] D. Bora et al., in RF Power in Plasmas, AIP Conf. Proc. 933 (2007) 25
- [Bosia2003] G. Bosia, Fusion Sci. Technol. 43 (2003) 153
- [Brambilla1990] M. Brambilla et al., in Proc. 13th IAEA Conf. on Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion Research, IAEA-CN-53/E-2-5 (1990)

[Braune2010] H. Braune et al., Proc. of 16th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating, Sanya, China (2010)

- [Bryans2009] P. Bryans, E. Landi, and D. W. Savin, Astrophys. J. 691 (2009) 1540
- [Bures1988] M. Bures et al., Plasma Phys. Control. Fusion 30 (1988) 149
- [Bures1990] M. Bures et al., Fusion Eng. Des. 12 (1990) 251
- [Bures1991] M. Bures et al., Plasma Phys. Control. Fusion 33 (1991) 937
- [Bures1992] M. Bures et al., Nucl. Fusion 32 (1992) 1139
- [Burrell1987] K. H. Burrell et al., Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 1432
- [Burrell1997] K. H. Burrell et al., Phys. Plasmas 4 (1997) 1499
- [Burrell1999] K. H Burrell, Phys. Plasmas **6** (1999) 4418
- [Carlstrom2005] T. N. Carlstrom, Fusion Sci. Technol. 48 (2005) 997
- [Carraro2004] L. Carraro et al., Plasma Phys. Control. Fusion 46 (2004) 389
- [Carraro2007] L. Carraro et al., Proc. 34th EPS Conf. ECA 31F (2007) O4.028
- [Castracane1991] J. Castracane et al., Nucl. Fusion 31 (1991) 947
- [Chambriear1984] A. de Chambriear et al., J. Nucl. Mat. 128-129 (1984) 310
- [Chen2001a] H. Chen et al., Nuclear Fusion 41 (2001) 1
- [Chen2001] H. Chen et al., Plasma Phys. Control. Fusion 43 (2001) 1
- [Chodura1989] R. Chodura J. Neuhauser, Proc.16th EPS Conf. ECA 13B (1989) 1089

- [Clement1984] M. Clement et al., in Heating in Toroidal Plasmas (Proc. 4th Int. Symp. Rome, 1984), International School of Plasma Physics, Varenna 1 (1984) 634
- [Coffey2004] I. H. Coffey et al., Rev. Sci. Instrum. 75 (2004) 3737
- [Cohen1982] S. A. Cohen et al., J. Vac. Sci. Technol. 20 (1982) 1226
- [Cohen1984] S. A. Cohen et al., J. Nucl. Mater. 128-129 (1984) 280
- [Colas2001] L. Colas et al., in RF Power in Plasma AIP Conf. Proc. 595 (2001) 134
- [Colas2005] L. Colas et al., Nucl. Fusion 45 (2005) 767
- [Colas2006] L. Colas et al., Nucl. Fusion 46 (2006) S550
- [Colas2008] L. Colas et al., Report from EFDA Contract 07/1700-1572 (2008)
- [Connor1994] J. W. Connor and H. R. Wilson, Plasma Phys. Control. Fusion 36 (1994) 719
- [Connor2000] J. W. Connor and H. R. Wilson, Plasma Phys. Control. Fusion 42 (2000) R1
- [Czarnecka2011] A. Czarnecka et al., Plasma Phys. Control. Fusion 53 (2011) 035009
- [De La Luna 2004] E. De La Luna et al., Rev. Sci. Instrum. 75 (2004) 3831
- [Dere2007] K. P. Dere, Astron. Astrophys. 466 (2007) 771
- [Denne1985] B. Denne et al., 12th EPS Conf. ECA 9F (1985) 379
- [Dimock1971] D. Dimock et al., 4th Conf. on Plasma Phys. and Contr. Thermonucl. Fusion. IAEA Vienna, Austria, 1 (1971) 451
- [D'lppolito1990] D. A. D'lppolito et al., Fusion Eng. Design 12 (1990) 209
- [D'Ippolito1991] D. A. D'Ippolito et al., Plasma Phys. and Control. Fusion 33 (1991) 607
- [D'Ippolito1993] D. A. D'Ippolito et al., Phys. Fluids B 5 (1993) 3603
- [D'Ippolito1998] D. A. D'Ippolito et al., Nucl. Fusion 38 (1998) 1543
- [D'Ippolito2001] D. A. D'Ippolito et al., AIP Conf. Proc 59 (2001) 114
- [DIVAGroup1978] DIVA Group, Nucl. Fusion 18 (1978) 1619
- [Dolan2000] T. J. Dolan, "Fusion Reaserch", Pergamon Press, ISBN 0-08-025565-5 (2000)
- [Duesing1987] G. Duesing et al., Philosophical Trans. of the Royal Society A 322 (1987) 109
- [Duesing1987a] G. Deusing et al., Fusion Technology 11 (1987) 163
- [Durodie2001] F. Durodie et al., in RF Power in Plasmas, AIP Conf. Proc. 595 (2001) 122
- [Durodie2003] F. Durodié et al., in RF Power in Plasmas, AIP Conf. Proc. 694 (2003) 98
- [Durodie2005] F. Durodié et al., Fusion Eng. Design 74 (2005) 223
- [Durodie2007] F. Durodié et al., in RF Power in Plasmas, AIP Conf. Proc. 933 (2007) 135
- [Durodie2009] F. Durodié et al., in RF Power in Plasma AIP Conf. Proc. 1187 (2009) 221
- [Dux1999] R. Dux et al., Nucl. Fusion 39 (1999) 1509
- [Dux2003a] R. Dux et al., Plasma Phys. Control. Fusion 45 (2003) 1815
- [Dux2003b] R. Dux et al., Journal of Nuclear Materials 313-316 (2003) 1150
- [Dux2004] R. Dux et al., Nucl. Fusion 44 (2004) 260
- [Eckstein1991] W. Eckstein et al., Supplement to Nucl. Fusion, IAEA, Vienna, 1 (1991) 51
- [Eckstein1993] W. Eckstein et al., Nucl. Instr. Meth. B83 (1993) 95
- [Eckstein1993] W. Eckstein et al., Report IPP 9/82 (1993)
- [Ellis1985] R.A. Ellis, Nucl. Fusion 25 (1985) 1145
- [Erckmann1993] V. Erckmann et al., Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 936
- [Ekedahl 2007] A. Ekedahl et al., in RF Power in Plasmas, AIP Conf. Proc. 933 (2007) 237
- [Eriksson1998a] L.-G. Eriksson et al., Nuclear Fusion 38 (1998) 265
- [Evans1990] T. E. Evans et al., J. Nucl. Mater. 176-177 (1990) 202
- [Federici2001] G. Federici et. al., PPPL-3531/IPP-9/128, Nucl. Fusion 41 (2001) 1967
- [Fonck1982] R. J. Fonck et al., Appl.Opt. **21** (1982) 2115
- [Friichtenicht1974] J. Friichtenicht, Rev. Sci. Instrum. 45 (1974) 51
- [Fuchs1996] V. Fuchs et al., Phys. Plasmas 3 (1996) 4023
- [Gałkowski2009] A. Gałkowski, M. Kubkowska, "Mocne i słabe strony badań nad energetyką termojądrową w Polsce". Foresight dla energetyki termojądrowej, IFPiLM, (2009)
- [Garbet2001] X. Garbet, Plasma Phys. Control. Fusion 43 (2001) A251
- [Gauthier1992] E. Gauthier et al., J. Nucl. Mater. 637 (1992) 196
- [Gauthier2007] E. Gauthier et al., J. Nucl. Mater. 363 (2007) 1026
- [Giannella1994] R. Giannella et al., Nucl. Fusion 34 (1994) 1185

- [Gibson1998] A. Gibson, Phys. Plasmas **5** (1998) 1839
- [Gill2002] Gill, R.D. et al. Nuclear Fusion 42 (2002) 1039
- [Giroud2001] C. Giroud et al., Proc. 28th EPS Conf. ECA 25A (2001) 549
- [Giroud2004] C. Giroud et al., Proc. 31st EPS Conf. ECA 28G (2004) P5.159
- [Giroud2007] C. Giroud et al., Proc. 34th EPS Conf. ECA 31F (2007) P2.049
- [Giroud2007a] C. Giroud et al., Nucl. Fusion **47** (2007) 313
- [Goetez1999] J. A. Goetz et al., J. Nucl. Mater. 354 (1999) 266
- [Gohil2003] P. Gohil et al., Plasma Phys. Controlled Fusion 45 (2003) 601
- [Goniche1998] M. Goniche et al., Nucl. Fusion 38 (1998) 919
- [Goniche1994] M. Goniche et al., Proc. 21th EPS Conf. ECA 17C (1994) 1042
- [Goodall1980] D. H. J Goodall, J. Nucl. Mater. 93-94 (1980) 154
- [Goulding2005] R. H. Goulding et al., in RF Power in Plasmas, AIP Conf. Proc. **787** (2005) 194
- [Gowers1995] C. Gowers et al., Rev. Sci. Instrum. 66 (1995) 471
- [Granetz1996] R. S. Granetz et al., Nucl. Fusion **36** (1996) 545
- [Greenwald1997] M. Greenwaldet al., Nucl. Fusion 37 (1997) 793
- [Griem1997] H. R. Griem, "Principles of Plasma Spectroscopy", Cambridge Univ. Press, ISBN: 0-521-45504-9 (1997)
- [Grigoreva1984] L. I. Grigor'eva et al., Journal of Nucl. Mat. 128-129 (1984) 317
- [Guirlet2000] R. Guirlet et al., Fusion Energy 2000 (Proc. 18th Int. Conf. Sorrento, 2000), IAEA, Vienna (2001)
- [Hahm2002] T. S. Hahm, Plasma Phys. Control. Fusion 44 (2002) A87
- [Hassanein1997] A. Hassanein et al., Proc. of the 19th Symp. Fusion Technol., (Lisbon,
- Portugal, 1998) Elsevier Science, 1 (1997) 379
- [Hawkes1999] N. C. Hawkes et al., Rev. Sci. Instrum. 70 (1999) 894
- [Hedqvist1999] A. Hedqvist and J. Sallander, Plasma Phys. Control. Fusion 41 (1999) 1393
- [Heikkenen2004] J. Heikkenen at al., Proc. 31st EPS Conf. ECA 28B (2004) P5.162
- [Hellermann1990] M. G. Von Hellermann et al., Rev. Sci Instrum. 61 (1990) 3479
- [Hellermann2004] M. von Hellermann, Proc. 3rd Workshop on Fusion Data Processing, Validation and Analysis (Cadarache, 2004)
- [Hender2004] T. C. Hender et al., Proc. 31st EPS Conf. ECA 28G (2004) P1.163
- [Higashijima1995] S. Higashijima, J. Nucl. Mater. 375 (1995) 220
- [Hill1997] D. N. Hill Nucl. Mater. 241-243 (1997) 182
- [Hirshman1981] S. P. Hirshman and D. J. Sigmar, Nucl. Fusion 21 (1981) 1079
- [Hodge1984] W. Hodge, B. C. Stratton, and H. W. Moos, Rev. Sci. Instrum. 55 (1984) 16
- [Hugill2000] J. Hugill, Plasma Phys. Control. Fusion 42 (2000) R75
- [Hutchinson2002] I. Hutchinson, "Principles of Plasma Diagnostics", Cambridge Univ. Press, ISBN:9780521803892 (2002)
- [Ikeda1996] Y. Ikeda et al., Nucl. Fusion **36** (1996) 759
- [Ikeda2007] K. Ikeda et al., Nucl. Fusion 47 (2007) S1
- [Isler1984] R. C. Isler, Nucl. Fusion 24 (1984) 1599
- [Isler1985] R. Isler, W. Rowan, and W. Hodge, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2413
- [ITER1999] ITER Physics Basis, Nucl. Fusion 39 (1999) 2137
- [ITER] http://www.iter.org
- [ITERPhysics1999] ITER Physics Expert Groups, Nucl. Fusion 39 (1999) 2175
- [Itoh1996] K. Itoh and S-I Itoh Plasma Phys. Control. Fusion 38 (1996) 1
- [Jackson1991] G. L. Jackson et al., Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 3098
- [Jacquet2010] P. Jacquet et al., EFDA report, CD/ICRH/RF/0053 (2010)
- [Jacquet2011] P. Jacquet et al., Nucl. Fusion 51 (2011) 103018
- [Jacquinot1986] J. Jacquinot et al., 11th Int. Conf. on Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Research, Kyoto **1** (1986) 449
- [Janzer2010] M. A. Janzer et al. Proc. 37th EPS Conf. ECA 34E (2010) P1.1046

[JETReport1994] Report of the Commission of the European Communities, Report EUR 19252-EN-C, JET Joint Undertaking, (1994) [JETTeam1992] JET Team, Nucl. Fusion 32 (1992) 187 [Jones1999] T. C. C. Jones et al., Fusion Eng. and Design 47 (1999) 205 [Kallenbach1995] A. Kallenbach et al., Nucl. Fusion 35 (1995) 1231 [Kamieniecki1968] D. A. Frank-Kamieniecki "Wykład z fizyki plazmy", PWN (1968) [Karzas1961] W. J. Karzas and R. Latter, Astrophysical Journal Suppl. Ser. 6 (1961) 167 [Katoda1980] K. Kadota, M. Otsuka, J. Fujita, Nucl. Fusion 20 (1980) 209 [Kaye1984] S. M. Kaye et al., J. Nucl. Mater. 121 (1984) 115 [Kaye1985] A. S. Kaye et al., Proc. 11th Symp. on Fusion Engineering, Austin. Texas, IEEE, New York 2 (1985) 1204 [Kaye1987a] A. S. Kaye et al., Fusion Technol. 11 (1987) 203 [Kaye1987] A. S. Kaye et al., Fusion Technol. 2 (1987) 203 [Kaye1994] A. Kaye et al., Fusion Eng. and Design 74 (1994) 1 [Keilhacker1984] M. Keilhacker et al., Plasma Phys. Control. Fusion 26 (1984) 49 [Keilhacker1999] M. Keilhacker et al., Nucl. Fusion 39 (1999) 209 [Kirov2005] K. K. Kirov et al., in RF Power in Plasmas, AIP Conf. Proc. 787 (2005) 315 [Knize1988] R. J. Knize et al., Rev. Sci. Instrum. 59 (1988) 1518 [Krieger1999] K. Krieger et al., J. Nucl. Mater. 266-269 (1999) 207 [Kubo1989] H. Kubo et al., J. Nucl. Fusion 29 (1989) 571 [Kubo2003] H. Kubo et al., J. Nucl. Mater. 313-316 (2003) 1197 [Lamalle2006] P.U. Lamalle et al., Nucl. Fusion 46 (2006) 432 [Lawson1957] J. D. Lawson, Proc. Phys. Soc. B 70 (1957) 6 [Lawson1986] K. D. Lawson et al., JET Report TAN(86)1-3 (1986) [Lawson1987] K. D Lawson et al., JET Report TAN(87)1-3 (1987) [Lawson1988] K. D. Lawson and N. J. Peacock, JET-R(88)12 (1988) [Lawson1988a] K. D. Lawson and N. J. Peacock, Opt. Commun. 68 (1988) 121 [Lawson2008] K. D. Lawson et al., JET Report, (2008) [Lawson2009] K. D. Lawson et al., JINST 4 (2009) P04013 [Lawson2011] K. D. Lawson et al., Plasma Phys. Control. Fusion 53 (2011) 015002 [Lennholm2011] M. Lennholm et al., Fusion Eng. and Design 86 (2011) 805 [Lerche2008] E. Lerche et al., Plasma Phys. Control. Fusion 50 (2008) 035003 [Lerche2009] E. Lerche et al., in RF Power in Plasmas, AIP Conf. Proc. 1187 (2009) 93 [Lipschultz2001] B. Lipschultz et al., J. Nucl. Mater. 290-293 (2001) 286 [Lotz1967] W. Lotz, Z. Phys. 206 (1967) 205 [Maggiora2004] R. Maggiora et al., Nucl. Fusion 44 (2004) 846 [Maggiora2007] R. Maggiora et al., in RF Power in Plasmas, AIP Conf. Proc. 933 (2007) 171 [Mailloux 1997] J. Mailloux et al., J. Nucl. Mater. 241-243 (1997) 745 [Mailloux1995] J. Mailloux et al., APS Bull. 40 (1995) 1713 [Manning1986] H. L. Manning et al., Nucl. Fusion 26 (1986) 1665 [Marmar1975] E. Marmar, J. Cecchi, and S. Cohen, Rev. Sci. Instrum. 46 (1975) 1149 [Marmar1980] E. Marmar, J. Rice, and S. Allen, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 2025 [Marmar1982] E. Marmar, J. Rice, J. Terry, and F. Seguin, Nucl. Fusion 22 (1982) 1567 [Marmar1984] E. Marmar et al., J. Nucl. Mater. 121 (1984) 69 [Marmar2001] E. Marmar et al., Rev. Sci. Instrum. 72 (2001) 940 [Marmar2003] E. Marmar et al., Nucl. Fusion 43 (2003) 1610 [Marquardt 1963] D. W. Marquardt, J. of the Soc. for Ind. and App. Math. 11 (1963) 431 [Matthews 1992] G. F. Matthews, et al., J. Nucl. Mater. 196-198 (1992) 374 [Mattioli1995] M. Mattioli et al., Nucl. Fusion 35 (1995) 1115 [Mattioli2004] M. Mattioli et al., Proc. 31st EPS Conf. ECA 28G (2004) [Mattoo1997] S. Mattoo et al., Nucl. Instr. Meth. B 124 (1997) 579 [May1999] M. J. May et al., Plasma Phys. Control. Fusion 41 (1999) 45 [May2003] M. May et al., Rev. Sci. Instrum. 74 (2003) 2011

[Mayoral2007] M. –L. Mayoral et al., in RF Power in Plasmas, AIP Conf. Proc. 933 (2007) 55

- [Mayoral2007a] M. –L. Mayoral et al., in RF Power in Plasmas, AIP Conf. Proc. 933 (2007) 143
- [Mayoral2009] M. -L. Mayoral et al in RF Power in Plasma AIP Conf. Proc. 1187 (2009) 39
- [Mayoral2010] M. –L. Mayoral et al., Proc. 23nd Int. Conf. (Daejeon, Korea) IAEA, (2010) ITR/P1-11
- [McCracken1980] G. M. McCracken J. Nucl. Mater. 93-94 (1980) 3
- [McKee2000] G. McKee et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 1922
- [Meade1981] D. Meade et al., in Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res. (Proc. 8th Int. Conf.,
- Brussels, 1980), IAEA, Vienna 1 (1981) 665
- [Meade2010] D. Meade, Nucl. Fusion 50 (2010) 014004
- [Meister2004] H. Meister et al., Rev. Sci. Instrum. 75 (2004) 4097
- [Meservey1976] E. B.Meservey et al., Nucl. Fusion 16 (1976) 593
- [Messiaen1989] A. Messiaen et al., Plasma Phys. Cont. Fusion 31 (1989) 921
- [Messiaen2010] A. Messiaen et al., Nucl. Fusion 50 (2010) 025026
- [Milanesio2007] D. Milanesio et al., Plasma Phys. Control. Fusion 49 (2007) 405
- [Monakhov2003] I. Monakhov et al., in RF Power in Plasmas AIP Conf. Proceedings. 694 (2003)
- [Moreno1985] J. C. Moreno and E. S. Marmar, Physical Rev. A 31 (1985) 3291
- [Morgan1985] P.D. Morgan et al., Rev. Sci. Instrum. 56 (1985) 862
- [Mori1985] M. Mori et al., Proc. 10th IAEA Conf on Contr. Fusion and Plasma Phys. IAEA-CN/F-1-3 (1984) 445
- [Murakami2003] Y. Murakami et al., J. Nucl. Mater. 313-316 (2003) 1161
- [Myra1990] J. R. Myra et al. Nucl. Fusion 30 (1990) 845
- [Myra1996] J. R. Myra et al., Fusion Eng. Design 31 (1996) 291
- [Myra2006] J. R. Myra et al., Nucl. Fusion 46 (2006) S455
- [Nave2003] F. M. Nave et al., Nucl. Fusion 43 (2003) 1204
- [Nave2007] F. M. Nave et al., Proc. 34th EPS Conf. ECA 31F (2007) P4.158
- [Neu1996] R. Neu et al., Rev. Sci. Instrum. 67 (1996) 1829
- [Nightingale2009] M. P. S. Nightingale et al., in RF Power in Plasmas, AIP Conf. Proc. **1187** (2009) 213
- [Noterdaeme1990] J.-M. Noterdaeme et al., Fusion Eng. Design 12 (1990) 127
- [Noterdaeme1993] J.-M. Noterdaeme and G. Van Oost, Plasma Phys. Control. Fusion 35 (1993) 1481
- [Noterdaeme2005] J.-M. Noterdaeme et al., Fusion Eng. Design 74 (2005) 191
- [Ogawa1984] H. Ogawa et al., J. Nucl. Mat. 128-129 (1984) 298
- [Ohtsuka1980] H. Ohtsuka, N. Ogiwara, M. Maeno, J. Nucl. Mater. 93-94 (1980) 161
- [Okamoto2001] Y. Okamoto et al., Rev. Sci. Instrum. 72 (2001) 4366
- [O'Mullane1996a] M. G. O'Mullane et al., JET Joint Undertaking Report JET-IR(96)30, (1996)
- [O'Mullane1996b] M. G. O'Mullane et al., Proc. 23rd EPS Conf. ECA 20C (1996)
- [O'Mullane2010] prywatna komunikacja z Martin G. O'Mullane
- [Ongena2006] J. Ongena, et al., Transactions of fusion science and technology, 49 (2006) 2T
- [Orsitto1997] F. Orsitto et al., Rev. Sci. Instrum. 68 (1997) 1024
- [Owen1999] L. W. Owen et al., J. Nucl. Mater. 891 (1999) 266
- [Pacella1997] D. Pacellay et al., Plasma Phys. Control. Fusion 39 (1997) 1501
- [Pappas1999] D. Pappas et al., J. Nucl. Mater. 266-269 (1999) 635
- [Parail2002] V. V. Parail, Plasma Phys. Control. Fusion 44 (2002) A63
- [Pasini1990] D. Pasini et al., Nucl. Fusion 30 (1990) 2049
- [Passini1992] D. Passini et al., Plasma Phys. Control. Fusion 34 (1992) 677
- [Peacock1999] N. J. Peacock et al., Rev. Sci. Instrum. 70 (1999) 1
- [Pedersen2002] T. Sunn Pedersen et al., Physics of Plasmas 9 (2002) 10
- [Perkins1989] F.W. Perkins, Nucl. Fusion 29 (1989) 583

- [Pestchanyi1997] S. Pestchanyi et al., Proc. 24th EPS Conf. ECA 21A (1997) 981
- [Pinsker2010] R. I. Pinsker et al., Proc. 37th EPS Conf. ECA 34A (2010) O4.124
- [Pitcher1997] C. S. Pitcher, P. C. Stangeby, Plasma Phys. Contr. Fus., 39 (1997) 779
- [Plyusnin2006] V. V. Plyusnin et al., Nucl. Fusion 46 (2006) 277
- [Puiati2002] M. E. Puiatti et al., Plasma Phys. Control. Fusion 44 (2002) 1863
- [Puiati2003] M. E. Puiatti et al., Plasma Phys. Control. Fusion 45 (2003) 2011
- [Puiatti2004] M. E. Puiatti et al., Proc. 31st EPS Conf. ECA 28G (2004) P1.151
- [Puiati2005] M. E. Puiatti et al., Proc. 32nd EPS Conf. ECA 29C (2005) O2.007
- [Puiati2006] M. E. Puiatti et al., Physics of Plasma 13 (2006) 042501
- [Putvinski1997] S. Putvinski et al., Plasma Phys. Control. Fusion 39 (1997) B157
- [Rapp1997] J. Rapp et al., Proc. 24th EPS Conf. ECA 21A (1997) 1745
- [Riccardo2003] V. Riccardo, Plasma Phys. Control. Fusion 45 (2003) A269
- [Rice1995] J. E. Rice et al., J. Phys. B 29 (1995) 2191
- [Rice2000] J. E. Rice et al., J.Phys.B **33** (2000) 5435
- [Rice2002] J. E. Rice et al., Nucl. Fusion 42 (2002) 510
- [Rohde1999] V. Rohde et al., Proc. 26th EPS Conf. ECA 23J (1999) P4.038
- [Rozhansky2004] V. Rozhansky, Plasma Phys. Control. Fusion 46 (2004) A1
- [Ryter1990] F. Ryter et al., Fusion Eng. Design 12 (1990) 267
- [Saibene1995] G. Saibene et al., J. Nucl. Mater. 617 (1995) 220
- [Sallander1998] J. Sallander, Rev. Sci. Instrum. 69 (1998) 2357
- [Sallander1999] J. Sallander, Plasma Phys. Control. Fusion 41 (1999) 679
- [Samm1995] U. Samm et al., J. Nucl. Mater. 25 (1995) 220
- [Scavino2004] E. Scavino et al., Plasma Phys. Control. Fusion 46 (2004) 857
- [Schoon1990] N. Schoon et al., Royal Military Academy, Brussels, Tech. Rep. 92, (1990)
- [Schwob1987] J. L. Schwob et al., Rev. Sci. Instrum. 58 (1987)1601
- [Sigmund1969] P. Sigmund, P., Phys. Rev. 184 (1969) 383
- [Simonov1962] V. A. Simonov et al., Nucl. Fusion, Supplement AEC-No. 5589 (1962) 325
- [Stangeby1990] P. C. Stangeby, G. M. McCracken, Nucl. Fusion 30 (1990) 1225
- [Steinmetz 1987] K. Steinmetz et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 124
- [Stix1992] T. Stix, "Waves in Plasmas", AIP Press, ISBN 0-88318-859-7 (1992)
- [Stork2004] D. Stork et al., in Proc. 20th IAEA Conf. on Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion Research, (2004) OV.4-1
- [Strachan1992] J. D. Strachan et al., J. Nucl. Mater. 196-198 (1992) 28
- [Stratton1986] B. C. Stratton et al., Rev. Sci. Instrum. 57 (1986) 2043
- [Stratton1991] B. C. Stratton et al., Nucl. Fusion 31 (1991) 171
- [Stratton2008] B.C. Stratton et al., Fusion Sci. and Technology 53 (2008) 431
- [Suckewer1980] S. Suckewer et al., Phys. Lett. A 80 (1980) 259
- [Summers2004] H. P. Summers 2004, The ADAS User Manual version 2.7
- [Sutrop2000] W. Sutrop, Plasma Phys. Control. Fusion 42 (2000) A1
- [Swain2007] D. W. Swain, R. Goulding, Fusion Eng. Design 82 (2007) 603
- [Sykes2000] A. Sykes et al., First Results from MAST, in Proc. 18th Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl.Fus. Res., (Sorrento, Italy), (2000)
- [Takenaga2003] H. Takenaga et al., Plasma Phys. Control. Fusion 45 (2003) 1815
- [Takenaga2003a] H. Takenaga et al., Nucl. Fusion 43 (2003) 1235
- [Tanga1987] A. Tanga et al., Nucl. Fusion 27 (1987) 1877
- [Taylor1983] R. J. Taylor et al., Plasma Phys. Control. Nuclear Fusion Research, IAEA, Vienna. 3 (1983) 261
- [Terry2000] P.W. Terry, Rev. Mod. Phys. 72 (2000) 109
- [TFRGroup1976] TFR Group, in Plasma-Wall Interactions (Proc. Int. Symp., Juelich 1976), Pergamon Press, Oxford (1977) 3
- [TFR Group1983] TFR Group, Nucl. Fusion 23 (1983) 559
- [TRF1985] TRF Group and F. Sand, Nucl. Fusion 25 (1985) 1719

- [Thompson1993] E. Thompson et al., Physics of Fluids B 5 (1993) 2468
- [Tobita1995] K. Tobita et al., Nucl. Fusion 35 (1995) 1585
- [Tomai1986] H. Tomai et al., Nucl. Fusion 26 (1986) 365
- [Wade1997] M. R. Wade et al., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 419
- [Wade1998] M. R. Wade et al., Nucl. Fusion 38 (1998) 1839
- [Wade2000] M. R. Wade et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 282
- [Wagner1982] F. Wagner et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1408
- [Wagner1985] F. Wagner et al., Nucl. Fusion 25 (1985) 1490
- [Wagner1991] F. Wagner et al., Proc. 13th Int. Conf. on Plasma Phys. and Control. Nuclear Fusion Research (Washington DC, 1990) **1** (1991) 277
- [Wagner2007] F. Wagner, Plasma Phys. Control. Fusion 49 (2007) B1
- [Waidmann1984] G. Waidmann et al. Plasma Phys. Control. Fusion Research 1 (1984) 193
- [Wakatani2002] M. Wakatani et al., J. Plasma Fusion Res. SERIES 5 (2002) 3
- [Walker1987] C. I. Walker et al., Proceedings 14th SOFT, Avignon, 1986 (Elsevier, Amsterdam, 1987) pp. 807-817
- [Walker1989] C. I. Walker et al., Proceedings 15th SOFT, Utrecht, 1988 (Elsevier, Amsterdam, 1989), **1** (1989) 444
- [Wampler1999] W. R. Wampler et al., J. Nucl. Mater. 266-269 (1999) 217
- [Weisen1991] H. Weisen, D. Pasini, A. Weller, and A. W. Edwards, Rev. Sci. Instrum. 62 (1991)1531
- [Wesley1997] J. Wesley et al., Proc. 16th Int. IAEA Conf. on Plasma Phys. Contr. Nucl.
- Fusion Res. (Montreal, Canada, 1996), Ed. IAEA Vienna, 2 (1997) 971
- [Wesson1989] J. A. Wesson et al., Nucl. Fusion 29 (1989) 641
- [Wesson2004] J. A Wesson "The Tokamaks", Oxford University Press, ISBN 0-19-850922-7 (2004)
- [Weynants2009] R. R. Weynants, in RF Power in Plasmas, AIP Conf. Proc. 1187 (2009) 3
- [Whiteford2004] A. D. Whiteford et al., Proc. 31st EPS Conf. ECA 28G (2004) P1.159
- [Whiteford2004a] A. D. Whiteford, PhD Thesis submitted to the Department of Physics of the University of Strathclyde, (2004)
- [Whyte1997] D. G. Whyte et al., J. Nucl. Mater. 241-243 (1997) 660
- [Whyte1997a] D. G. Whyte et al., Nucl. Fusion 38 (1997) 387
- [Wolf2003] A. C. Wolf, Plasma Phys. Control. Fusion 45 (2003) R1-R91
- [Wolfrum2006] E. Wolfram et al., Rev. Sci. Instrum. 77 (2006) 033507
- [Verdoolaege2006] G. Verdoolaege et al., Rev. Sci. Instrum. 77 (2006) 10F310
- [Verdoolaege2010] G. Verdoolaege et al., Rev. Sci. Instrum. 81 (2010) 10D703
- [Yamamura1985] Y. Yamamura, J. Bohdansky, Vacuum 35 (1985) 561
- [Yoshikawa2004] M. Yoshikawa et al., Rev. Sci. Instrum. 75 (2004) 4088
- [Yoshizawa2001] A. Yoshizawa et al., Plasma Phys. Control. Fusion 43 (2001) R1
- [Zanck2008] J. Zanck PhD thesis, Queen's University Belfast, (2008)
- [Zastrow1991] K.-D. Zastrow et al., J. Apl. Phys. 70 (1991) 6732
- [Zastrow1993a] K.-D. Zastrow et al., Plasma Phys. Control. Fusion 35 (1993) 1553
- [Zastrow1998] K.-D. Zastrow et al., Proc. 25th EPS Conf. ECA 22C (1998) 385
- [Zastrow2002] K.-D. Zastrow at al., Proc. 29th EPS Conf. ECA 26B (2002) O5.02
- [Zastrow2004] K.-D. Zastrow et al., Proc. 31st EPS Conf. ECA 28G (2004) I3.05
- [Zohm1996] H. Zohm, Plasma Phys. Contr. Fus. 38 (1996) 105
- [Zuhr1979] R.A. Zuhr et al., J. Nucl. Mater. 85-86 (1979) 97

A Słowniczek skrótów i sformułowań specjalistycznych

Alcator C-Mod - tokamak znajdujący się w MIT Plasma Science and Fusion Center w Stanach Zjednoczonych. Jest to tokamak z największym polem magnetycznym i ciśnieniem plazmy na świecie.

ASDEX (*Axisymmetric Divertor Experiment*) - tokamak znajdujący się w Max Planck Institut für Plasmaphysik, Garching, Niemcy. Najnowsza konstrukcja tego urządzenia nazywana jest ASDEX-U, lub ASDEX-Upgrade (skrótowo - AUG). Urządzenie to posiada podobną konfigurację pola magnetycznego jak układ JET lub budowany tokamak ITER.

Bootstrap current – prąd napędzany w plazmie na skutek neoklasycznej dyfuzji cząstek. Jest on proporcjonalny do ciśnienia plazmy. Może stanowić istotną część wypadkowego prądu plazmy, przez co wydłuża czas życia plazmy.

Boronizacja - zastosowanie związku zawierającego bor na wewnętrznej powierzchni komory próżniowej tokamaka, które pomaga zmniejszeniu promieniowania zanieczyszczeń.

Czas utrzymywania plazmy (*confinement time*) – czas skutecznego utrzymywania cząstek gorącej plazmy polem magnetycznym.

Częstość cyklotronowa – naładowane cząstki w polu magnetycznym posiadają naturalne częstości kołowe obiegu cząstki w polu magnetycznym prostopadłym do płaszczyzny toru cząstki. W tokamaku elektrony posiadają częstość cyklotronową rzędu kilkudziesięciu GHz, a jony kilkudziesięciu MHz.

DEMO – wersja demonstracyjna komercyjnej elektrowni termojądrowej. Przewiduje się, że DEMO powstanie po uruchomieniu i przebadaniu tokamaka nowej generacji ITER.

Density limit – graniczna wartość gęstości elektronowej, przy której dochodzi do zerwanie sznura plazmowego (*disruption*) w tokamaku.

Disruption – zjawisko zerwania sznura plazmowego w tokamaku związane z niestabilnościami magneto-hydrodynamicznymi (MHD) powodujące gwałtowne utratę ciepła plazmy i zakończenie wyładowania. Zjawisko to ma miejsce, gdy osiągnięta zostanie granica maksymalnej gęstości, ciśnienia i prądu w tokamaku. Energia zgromadzona w plazmie jest raptownie odprowadzana do różnych podzespołów systemu (ściana komory plazmowej, cewek magnetycznych, itp.), co może powodować ich uszkodzenia.

Divertor – specjalny układ instalowany w komorze tokamaka dla lokalnej konfiguracji pola magnetycznego, która ma wpływ na brzeg utrzymywanej magnetycznie plazmy. Divertor zaprojektowany jest w celu lepszego odprowadzania zanieczyszczeń i helu (produkt reakcji syntezy) poza komorę plazmową.

DIII-D – tokamak średniej wielkości, eksploatowany w General Atomic Company w San Diego, Stany Zjed. Am. Półn.

Da (*D*-alpha) – najbardziej intensywna linia w widmie deuteru w zakresie światła widzialnego o długości fali 6561 Å dla przejścia n=3 \Rightarrow n=2. Stanowi miernik ilości deuteru w plazmie.

DT – symboliczne określenie plazmy deuterowo-trytowej.

D-T – symboliczne określenie reakcja syntezy termojądrowej deuteru i trytu.

ECRH – (*Electron Cyclotron Resonance Heating*) metoda dodatkowego grzania plazmy wykorzystująca fale radiowe o częstościach do 200 GHz, które mogą sprzęgać się rezonansowo z elektronowymi oscylacjami cyklotronowymi w plazmie (związanymi z ruchem cyklotronowym elektronów wokół linii pola magnetycznego).

ELM (*Edge Localised Mode*) – krótkie periodyczne niestabilności pojawiające się w plazmie brzegowej podczas wyładowań typu modu H w tokamakach z divertorem.

ETB (*Edge Transport Barier*) – bariera transportu występująca w plazmie brzegowej w urządzeniach typu tokamak.

GIM (Gas Inlet Module) – skrót od nazwy wlotu gazu – urządzenia stosowane w układzie JET.

FTU – (*Frascati Tokamak Upgrade*), skrót nazwy tokamaka znajdującego się we Frascati k/ Rzymu.

GIM (Gas Inlet Module) – skrót od nazwy wlotu gazu – urządzenia stosowane w układzie JET.

H-mode – mod H, "wysoki" reżim utrzymywania plazmy tokamakowej. Pojawia się, gdy plazma jest ogrzewana powyżej charakterystycznego progu mocy i wzrasta wraz ze wzrostem gęstości plazmy, pola magnetycznego i wymiarów układu. Wyładowanie w modzie H charakteryzuje się stromym gradientem temperatury na brzegach plazmy, występowaniem niestabilności ELM i około 100 % wzrostem czasu utrzymywania energii plazmy w porównaniu do wyładowania w modzie L.

ICF (*Inertial Confinement Fusion*) – jest to jedna z dwóch (obok MCF) głównych kierunków badań nad syntezą termojądrową, w której reakcje syntezy jądrowej są inicjowane przez kompresję i grzanie paliwa DT za pomocą laserów.

ICRH (*Ion Cyclotron Resonance Heating*) – metoda dodatkowego grzania plazmy wykorzystująca fale radiowe o częstościach 20-50 MHz, które mogą sprzęgać się rezonansowo z jonowymi oscylacjami cyklotronowymi w plazmie (związanymi z ruchem cyklotronowym jonów wokół linii pola magnetycznego).

ILA (*ITER-like Antenna*) – antena do grzania ICRH zainstalowana w 2007 roku w układzie JET, także dla optymalizacji konstrukcji i działania systemu grzania ICRH w budowanym tokamaku ITER.

ITB (*Internal Transport Barrier*) – bariera transportu pojawiająca się w obszarze rdzenia plazmy.

ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) – międzynarodowy projekt badawczy sponsorowany przez Euratom, St. Zjed. Am. Półn., Japonię, Rosję, Chiny, Indie

i Brazylię, którego celem jest zbadanie możliwości efektywnego produkowania energii z fuzji jądrowej. Głównym zadaniem jest budowa wielkiego tokamaka przy wykorzystaniu doświadczeń uzyskanych we wcześniej zbudowanych i badanych na całym świecie tokamakach. Układ ITER budowany jest w Cadarache na południu Francji.

JET (*Joint European Torus*) – największy działający tokamak na świcie znajdujący się w Culham w Wielkiej Brytanii. Badania prowadzone z użyciem JET koordynuje organizacja European Fusion Development Agrement (EFDA).

JT-60 – (*Japan Torus*) japoński tokamak znajdujący się w miejscowości Naka. Doświadczenia zdobyte podczas budowy i badania urządzenia są także wykorzystywane w międzynarodowym projekcie ITER. JT-60U jest unowocześnioną wersją tokamaka JT-60 o rozmiarach zbliżonych do układu JET.

KS3 – nazwa diagnostyki spektroskopowej w zakresie światła widzialnego zainstalowanej w układzie JET. Jest ona stosowana między innymi do wyznaczania efektywnego ładunku plazmy, Z_{eff} .

KT2 – nazwa diagnostyki spektroskopowej w zakresie promieniowania VUV zainstalowanej na układzie JET. Jest główną diagnostyką służącą do obserwacji zanieczyszczeń w plazmie.

LCFS (*Last Closed Flux Surface*) - ostatnia zamknięta powierzchnia pola magnetycznego w układzie tokamak. Jest ona granicą pomiędzy plazmą centralną, gdzie linie pola magnetycznego stanowią zamknięte powierzchnie, a SOL gdzie powierzchnie magnetyczne są otwarte i stykają się ze ścianą tokamaka.

LHCD (*Lower Hybryd Current Driver*) – metoda dodatkowego grzania plazmy wykorzystująca fale hybrydowe o częstościach pośrednich między częstościami rezonansowymi jonów i elektronów. Fale posiadają składową pola elektrycznego równoległą do pola magnetycznego, dzięki czemu mogą przyspieszać elektrony wzdłuż linii tego pola.

Limiter – konstrukcja metalowa montowana na powierzchni komory próżniowej tokamak, która określa brzeg plazmy. Chroni plazmę przed kontaktem ze ścianą komory.

L-mode – mod L, "niski" (normalny) reżim utrzymywania plazmy grzanej omowo lub przy pomocy zewnętrznego grzania. Charakteryzuje się słabym utrzymywaniem energii przez pole magnetyczne, w odróżnieniu od modu H.

Loading resistance (\mathbf{R}_L) - rezystancja obciążenia, która jest związana z mocą promieniowania elektromagnetycznego emitowanego przez antenę. Przykładowo, gdy antena, przez którą przepływa prąd o natężeniu 1000 A wypromieniowuje 4 MW mocy, to wtedy rezystancja obciążenia będzie przyjmowała wartość R tak, aby R·1000^2 = 4 MW.

MCF (*Magnetic Confinement Fusion*) - jest to jedna z dwóch (obok ICF) głównych kierunków badań dotyczących opanowania energii syntezy jądrowej. W tej metodzie wykorzystywane jest pole magnetyczne do utrzymywania plazmy termojądrowej, która jest grzana przepływem prądu, falami elektromagnetycznymi i strumieniami atomów (po neutralizacji wcześniej przyspieszanych jonów). Badania MCF realizowane są w toroidalnych pułapkach magnetycznych typu tokamak i stellarator.

MHD (*Magneto-Hydro-Dynamics*) – matematyczny opis plazmy w polu magnetycznego, który określa plazmę, jako przewodzący płyn.

NSTX (*National Spherical Torus Experiment*) – symboliczne określenie tokamaka znajdującego się w Princeton, St. Zjed. Am. Płn.

Promień duży *R* (*major radius*) – w tokamaku - odległość od środka symetrii układu tokamak do geometrycznego środka przekroju sznura plazmowego w toroidalnej komorze tokamaka.

Promień mały *a* (*minor radius*) – w tokamaku – połowa poziomego przekroju toroidalnej komory tokamaka.

Punkt X (*X-point*) – punkt, w którym krzyżują się (przecinają) zewnętrzne linie pola magnetycznego (separatrysy). Wartość poloidalnego pola magnetycznego w punkcie X wynosi zero. Miejsce to znajduje się w obszarze divertora.

Recykling - w większości tokamaków długość wyładowania jest co najmniej o rząd wielkości większa niż czas utrzymywania cząstek w plazmie. Jony plazmy docierają do ściany, lub limitera i powracają do plazmy wielokrotnie w czasie trwania wyładowania. Proces ten nazywany jest recyklingiem.

RF (*Radio-Frequency*) fale elektromagnetyczne o częstościach radiowych. Fale RF są używane w układach tokamak w celu dodatkowego grzania plazmy metodami ICRH, ECRH lub do zwiększania prądu plazmy zastosowaniem LHCD. Wykorzystywane są fale RF w zakresie częstości pomiędzy 20 MHz i 200 GHz.

ROG (*Radial Outer Gap*) – odległość między granicą plazmy brzegowej a ścianą w poziomym przekroju komory tokamaka.

Separatrysa – granica oddzielająca otwarte i zamknięte linie pola magnetycznego w tokamaku.

SOL (*Scrape-Off Layer*) – obszar plazmy pomiędzy jej brzegiem, zdefiniowanym przez separatrysę a komorą tokamaka.

Sputtering – proces, w którym atomy i jony są wybijane z powierzchni ciała stałego (np. z elementów wewnętrznych komory tokamaka) na skutek bombardowania cząsteczkami o dużej energii.

Stellarator – rodzaj zamkniętej pułapki magnetycznej o skomplikowanej konfiguracji pola magnetycznego wykorzystywanej do utrzymywania gorącej plazmy. W stellaratorach nie jest stosowany układ transformatorowy do generowanie prądu w plazmie. Plazma jest grzana ze źródeł zewnętrznych falami elektromagnetycznymi i strumieniem atomów.

TEXTOR (*Tokamak EXperiment for Technology Oriented Research*) – skrót określający nazwę tokamaka średniej wielkości znajdującego się w Juelich w Niemczech.

TFTR (*Tokamak Fusion Test Reactor*) – skrót określający nazwę dużego tokamaka działającego w Princeton Plasma Physics Laboratory (Princeton, New Jersey) w latach 1982-1997.

Tokamak – skrót pochodzący od rosyjskich nazwy **To**roidalnaja **Ka**miera s **Ma**gnitnymi **K**atuszkami. Tokamak jest urządzeniem wykorzystywanym do inicjowania i badania kontrolowanej reakcji syntezy termojądrowej w gorącej plazmie deuterowej, lub deuterowo trytowej. Główna komora ma kształt toroidalny. Prąd płynący w plazmie w tej komorze indukowany jest jako prąd we wtórnym obwodem transformatora, którego obwodem
pierwotnym jest uzwojenie na rdzeniu żelaznym znajdującym się w centrum układu. Plazma jest utrzymywana polem magnetycznym stanowiącym sumę pola indukowanego przez przepływ prądu w plazmie, pola indukowanego przez cewki poloidalne i cewki korekcyjne. Oprócz grzania plazmy prądem stosuje się dodatkowe grzanie falami elektromagnetycznymi i wiązkami atomów neutralnych

Tore Supra – skrót określający nazwę drugiego pod względem wielkości tokamak europejskiego znajdujący się w Cadarache w południowej Francji.

Transport anomalny – transport ciepła w gorącej plazmie w tokamaku ograniczony w stosunku do transporty określonego teorią neoklasyczną (transport zderzeniowy) w wyniku występowania mikro-turbulencji w plazmie. W wyniku transportu anomalnego występują większe straty ciepła niż to wynika z transportu opisanego teorią neoklasyczną.

Trójkątność plazmy δ (*plasma triangularity*) – parametr określający kształt plazmy w jej przekroju. Jest on definiowany równaniem $\delta = \frac{(c+d)/2}{a}$, w którym c - horyzontalna odległość pomiędzy promieniem dużym plazmy a punktem X, a - połowa długości dużego promienia, d – horyzontalna odległość między środkiem plazmy a połową długości dużego promienia.

VDE (*Vertical Displacement Event*) – niestabilności magnetohydrodynamiczne narastające w plazmie tokamakowej w kierunku pionowym. Prowadzą one do zerwania sznura plazmowego. Są to niestabilności typowe dla tokamaków, w których sznur plazmowy w przekroju ma kształt litery "D".

VUV (*Vacuum Ultra Violet*) – zakres widmowy promieniowania elektromagnetycznego (od 30 nm do 200 nm lub 6-60 eV).

Zanieczyszczenia – niewielkie ilości atomów lub jonów pierwiastków obecne w plazmie poza jonami paliwa (deuter, lub mieszanina deuter i trytu) mające negatywny wpływ na efektywność reakcji syntezy w plazmie tokamakowej. Powodują one wzrost średniego ładunku jonów w plazmie i rozcieńczenie plazmy. Prowadzi to do zwiększonej emisji promieniowania z plazmy i mniejszej efektywność dodatkowego grzania plazmy, a konsekwencji do obniżenia temperatury plazmy, gęstości paliwa w plazmie i czasu utrzymania plazmy, czyli do zmniejszenia parametrów decydujących o wydajności reakcji syntezy.

 \mathbf{Z}_{eff} – efektywny ładunek jonów w plazmie, określany też skrótowo jako efektywny ładunek plazmy. Jest miarą ilości zanieczyszczeń w plazmie utrzymywanej zewnętrznym polem magnetycznym. Dla czystej plazmy deuterowo-trytowej lub deuterowej $Z_{eff} = 1$.