

35/1987

Zygmunt Szymański

POMIARY SPEKTROSKOPOWE
W TOKAMAKACH

35/1987



WARSZAWA 1987

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 10 grudnia 1987 r.



56825



Na prawach rękopisu

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 140 egz. Ark.wyd.1,93 Ark.druk. 3

Oddano do drukarni w październiku 1987 r.

Nr zamówienia 561/87.

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,
ul. Śniadeckich 8

Zygmunt Szymański
Zakład Mechaniki Cieczy i Gazów

POMIARY SPEKTROSKOPOWE W TOKAMAKACH

Streszczenie

W pracy zostały omówione spektroskopowe metody diagnostyki plazmy stosowane w urządzeniach typu tokamak.

Ograniczono się do metod stosowanych przy temperaturze elektronów nie przewyższającej 1 keV.

Omówiona została metoda wyznaczania temperatury jonowej T_i z dopplerowskiego poszerzenia linii spektralnych, a także metoda wyznaczania prędkości skierowanej cząstek z przesunięcia dopplerowskiego.

Pozostałe rozdziały poświęcone są diagnostyce linii H_α , transportowi zanieczyszczeń w plazmie, wyznaczeniu ładunku efektywnego plazmy oraz pomiarom strumieni rozpylanych cząstek /sputtering/.

1. Wstęp

Wyładowania w tokamakach produkują plazmę wodorową lub deuterową w stanie stacjonarnym z radialnym rozkładem temperatury elektronowej $T_e(r)$ i gęstości $n_e(r)$. Maksymalne wartości temperatury i gęstości osiągane są na ogół w centrum wyładowania i wynoszą, przy grzaniu ohmowym, $T_e(0) \sim 1 \text{ KeV}$, $n_e(0) \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, przy czym gęstość charakteryzuje się rozkładem zbliżonym do parabolicznego, zaś rozkład temperatury, jest nieco węższy i często spłaszczony w centrum [1].

Poza wodorem, plazma zawiera drobne ilości węgla, tlenu oraz materiałów konstrukcyjnych przede wszystkim limitera i ścianki takich jak Fe, Cr, Ni, Mo, jak również pierwiastków dodawanych, w celach diagnostycznych. Pierwiastki te są dość jednorodnie rozłożone przestrzennie w różnych stanach jonizacji występujących blisko miejsca gdzie $T_e(r) \sim E_i$, gdzie E_i jest potencjałem jonizacji. Zatem, pomiary spektroskopowe różnych własności plazmy takich jak temperatura jonowa, prędkość skierowana plazmy, oscylacje czy prędkości transportu są automatycznie związane z rozdzielczością przestrzenną. Emitowane spektra są względnie proste ponieważ w większości warunków występujących w tokamakach jony znajdują się głównie w stanach podstawowych. Plazma występująca w tokamakach charakteryzuje się szerokim zakresem temperatur od kilku eV w pobliżu ścianki do kilku KeV w centrum /przy grzaniu dodatkowym/. Zakres problemów fizyki atomowej spotykanych w tego typu wyładowaniach jest bardzo obszerny od dysocjacji i wzbudzenia molekuł wodoru i innych pierwiastków do jonizacji, wymiany ładunku i rekombinacji silnie zjonizowanych atomów.

Spektroskopia atomowa pełni ważną rolę w diagnostyce plazmy tokamakowej. Stosowane metody diagnostyczne można podzielić na aktywne i pasywne. Metody pasywne polegają na pomiarze strumieniu fotonów opuszczających plazmę bez zakłócania plazmy. Metody aktywne polegają na rejestracji strumieniu fotonów wywołanych zakłóceniami zewnętrznymi plazmy takimi jak iniekcja cząstek lub wprowadzenie wiązek laserowych. Niniejsza praca dotyczy wyłącznie metod pasywnych.

2. Spektroskopowy pomiar temperatury jonów z dopplerowskiego poszerzenia linii.

2.1. Wstęp

Temperatura plazmy zależy od mocy wkładanej w plazmę i szybkości strat energii. Przy grzaniu ohmowym osiąga się w tokamakach temperaturę osiową elektronów $T_e(0)$ rzędu 1. KeV natomiast temperaturę jonową o kilkaset stopni niższą. Temperatury wyższe od 1 keV są uzyskiwane przy użyciu grzania dodatkowego np. iniekcji wysokoenergetycznych strumieni cząstek neutralnych lub poprzez grzanie polem elektromagnetycznym o częstotliwości rezonansowej odpowiadającej częstotliwości cyklotronowej jonów.

W celu wyznaczenia temperatury jonowej w tokamakach używane są na ogół trzy metody eksperymentalne.

1. pomiar widma energetycznego atomów wodoru lub deuteru emitowanych z plazmy w zakresie energii na ogół powyżej kilkuset eV /tzw. "temperatura wymiany ładunku"/;
2. pomiar strumienia neutronów w plazmie deuterowej /tzw. "temperatura neutronów"/;
3. pomiar temperatury jonów z dopplerowskiego poszerzenia linii zanieczyszczeń występujących w plazmie.

Każda z tych metod posiada swoje zalety i wady i można je uważać za uzupełniające się wzajemnie.

W prezentowanej pracy będzie omówiona metoda pomiaru "temperatury Dopplera". Szczególną zaletą tej metody jest fakt, że pomiar profilu dopplerowskiego linii dostarcza informacji o średniej energii kinetycznej ogółu jonów w odróżnieniu od pozostałych dwu metod, które są silnie zakłócone przez wysokoenergetyczny ogon funkcji rozkładu energii.

Odstępstwa od maxwellowskiego rozkładu energii jonów występują najczęściej jako skutek grzania dodatkowego. W plazmie z dużym gradientem temperatury elektronowej atomy w różnych stopniach jonizacji, które nie są całkowicie pozbawione elektronów występują rozmieszczone przestrzennie odpowiednio do ich potencjału jonizacji. Zatem, pomiar temperatury

dopplerowskiej różnych jonów automatycznie dostarcza informacji o przestrzennym rozkładzie temperatury jonowej. Jednakże znalezienie odpowiednich linii jonowych, szczególnie w gorętszych obszarach plazmy, które implikują występowanie jonów z wysokim potencjałem jonizacji jest trudne. Najsilniejsze linie wszystkich wielokrotnie zjonizowanych atomów leżą w dalekim ultrafiolecie próniowym i w obszarze promieniowania X podczas gdy dla pomiarów poszerzenia dopplerowskiego pomiary linii o większych długościach fali są bardziej korzystne; w obszarze

$\lambda > 1100 \text{ \AA}$ jest możliwe użycie optyki transmisyjnej i odbiciowej. Obszar ten ułatwia eksperymenty zapewniając większy wybór technik eksperymentalnych. Co więcej i szerokość Dopplera jest proporcjonalna do długości fali λ i wynosi dla maxwellowskiego rozkładu predkości

$$\Delta\lambda_D^{1/2} = 7.7 \cdot 10^{-5} \lambda (\text{\AA}) [T_i (\text{eV}) / M_i]^{1/2} \quad , \quad 2.1.1$$

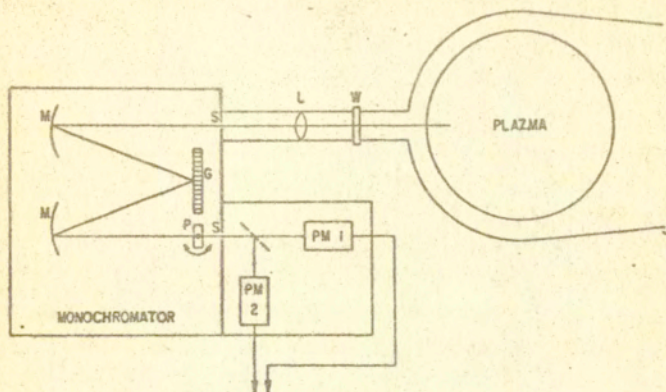
gdzie M_i jest masą atomową jonu.

W zasadzie można dodawać do wyładowania małe ilości różnych pierwiastków w celu zwiększenia wyboru odpowiednich linii. Jednakże tlen, węgiel i żelazo występują spontanicznie w ilościach $(n(O), n(C) \sim 10^{-3} n_e, n(Fe) \sim 10^{-4} n_e)$ umożliwiającymi pomiar temperatury jonowej.

2.2. Układ eksperymentalny

Typowy układ eksperymentalny do pomiaru profilu linii składa się z 1-metrowego monochromatora wyposażonego w wibrującą płytkę LF umieszczoną przed szczeliną wyjściową /rys. 1/. Monochromator może być próżniowy lub szczelny i wypełniony argonem do $\sim 1,2$ atmosfery i połączony z komorą tokamaka przy pomocy okna LF.

Monochromator powinien być wyposażony w siatkę dyfrakcyjną 1200 linii/mm zapewniającą odwrotność dyspersji 8 \AA/mm na 1-ym rzędzie dyfrakcji. T.zw. "blaze angle" powinien umożli-



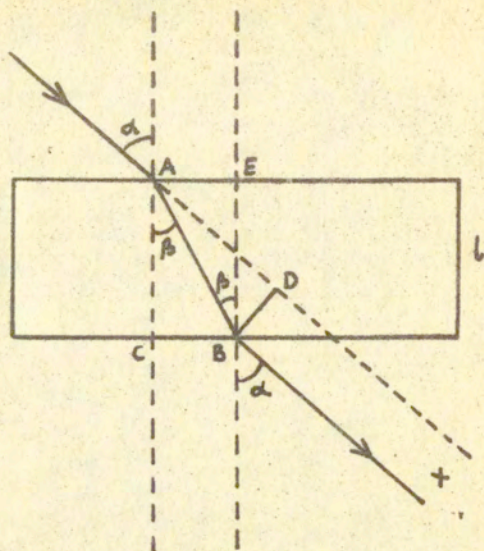
Rys. 1. Układ eksperymentalny do pomiaru profilu linii [2]

- W - okno LiF
- L - soczewka LiF
- S - szczelina wejściowa i wyjściowa
- M - zwierciadła
- G - siatka
- P - płytka wibrująca LiF
- PM-1 - fotopowielacz z oknem LiF ($\lambda < 2100 \text{ \AA}$)
- PM-2 - fotopowielacz z oknem kwarcowym ($\lambda > 2000 \text{ \AA}$)

wiać pomiar linii o długości fali $\sim 2000 \text{ \AA}$ na 5-ym rzędzie dyfrakcji. Fotopowielacze umożliwiają rejestrację linii o

$\lambda < 2100 \text{ \AA}$ /PM1/ i $\lambda > 2000 \text{ \AA}$ /PM2/.

Jeżeli płytka LiF jest umieszczona stacjonarnie i przekręcana o mały kąt między wyładowaniami potrzeba 10-20 wyładowań do wyznaczenia profilu linii w funkcji czasu trwania wyładowania. Szybkie skanowanie można uzyskać umieszczając przed szczeliną wyjściową płytkę wibrującą, z okresem wibracji kilku ms.



$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n, \quad BD = x = AB \sin(\alpha - \beta), \quad AB = \frac{CA}{\cos \beta}$$

$$x = \frac{l}{\cos \beta} \sin(\alpha - \beta), \quad \sin(\alpha - \beta) = \sin \alpha \cos \beta - \cos \alpha \sin \beta$$

$$x = l \cdot \sin \alpha \left(1 - \frac{\cos \alpha}{n \cos \beta} \right)$$

$$x = l \sin \alpha \left[1 - \frac{(1 - \sin^2 \alpha)^{1/2}}{n (1 - \sin^2 \alpha / n^2)^{1/2}} \right]$$

$$x = l \sin \alpha \left[1 - \left(\frac{1 - \sin^2 \alpha}{n^2 - \sin^2 \alpha} \right)^{1/2} \right]$$

Rys. 2. Związek między kątem padania α a przesunięciem x .

Jeżeli T jest okresem wibracji a Φ_0 maksymalnym kątem odchylenia płytki o grubości l i współczynniku załamania $n(\lambda)$ długość fali zmienia się w czasie jak

$$\Delta\lambda(t) = \lambda(t) - \lambda(0) = l \frac{\delta\lambda}{\delta\chi} \sin(\Phi_0 \sin t / T) \cdot \left[1 - \left(\frac{1 - \sin^2(\Phi_0 \sin t / T)}{n^2 - \sin^2(\Phi_0 \sin t / T)} \right)^{1/2} \right] \quad 2.2.1$$

gdzie $\delta\lambda/\delta\chi$ jest odwrotną dyspersją monochromatora, $\lambda(0)$ długością fali w momencie gdy płytka jest prostopadła do kierunku światła. Tę ostatnią wartość $\lambda(0)$ można wybrać poprzez ustawienie siatki dyfrakcyjnej, tak by odpowiadała maksimum intensywności. Wtedy blisko maksimum intensywności długość fali zmienia się liniowo w czasie

$$\Delta\lambda(t) \approx l \frac{\delta\lambda}{\delta\chi} \left(1 - \frac{1}{n(\lambda)} \right) \frac{\Phi_0}{T} t \quad 2.2.2$$

Układ z szybkim skanowaniem umożliwia wielokrotny pomiar temperatury jonów T_1 w czasie jednego wyładowania eliminując w ten sposób konieczność dokładnej powtarzalności warunków wyładowania.

2.3. Rozkład radialny temperatury jonowej.

W czasie quasistacjonarnej fazy wyładowania w tokamaku promieniowanie emitowane przez atomy znajdujące się w różnym stopniu jonizacji pochodzi z powłok radialnych o grubości małej w porównaniu z promieniem plazmy. Położenie i grubość tych powłok zależy głównie od profilu temperatury elektronów oraz potencjałów jonizacji, a także od współczynnika dyfuzji i prędkości radialnej w poprzek pola magnetycznego.

Temperatura dopplerowska wyznaczana z promieniowania poszczególnych jonów związana jest zatem z promieniem plazmy r odpowiadającym danej powłoce.

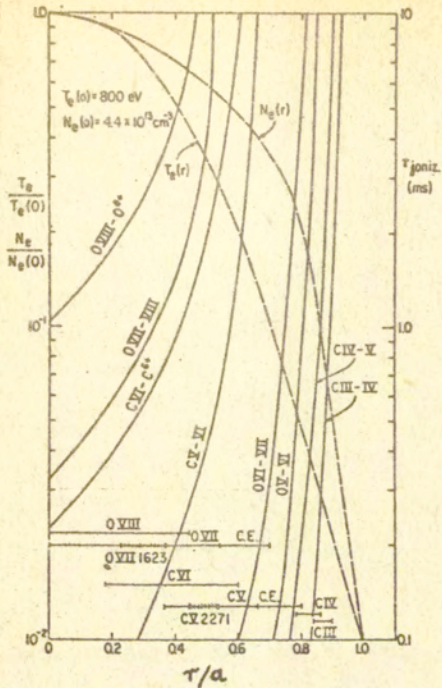
Wyznaczenie danego promienia powinno się odbywać przede wszystkim na drodze eksperymentalnej lub poprzez rozwiązanie równań transportu zanieczyszczeń występujących w plazmie. Problem ten

potraktowany został szerzej w rozdziale 5 .

Aby określić w przybliżeniu występowanie takich powłok można posłużyć się uproszczonym rozważaniem. Radialna prędkość dryfu jonów V_{\perp} jest rzędu kilkuset cm/sek co odpowiada ilorazowi promienia plazmy przez czas utrzymania cząstek. Profile temperatury i gęstości cząstek w tokamaku mają charakterystyczny kształt radialny /różniący się tylko w szczegółach w zależności od wyładowania/ - w przybliżeniu paraboliczny dla $n_e(r)$ i znacznie większy /często podobny do kwadratu $n_e/$ dla $T_e(r)$. Typowe profile przedstawione są na rys. 3 [wg. 2]. Na rysunku przedstawione są także czasy jonizacji $\tau_{ion} = [n_e S_1(T_e)]^{-1}$ dla różnych jonów węgla i tlenu odpowiadające lokalnym wartościom n_e i T_e . Wydajności procesów jonizacji zostały wzięte z pracy /3/. Typowe wartości czasu jonizacji spadają z $\tau_{ion} \gg 10$ ms /praktycznie brak jonizacji/, do $\tau_{ion} \ll 1$ ms /natychmiastowa jonizacja/ w obszarach $\Delta r \ll a$, gdzie a jest promieniem plazmy.

Zatem wewnętrzna granica występowania jonów dryfujących z prędkością kilku cm/ms jest dość dokładnie zdefiniowana. Tylko w sytuacji gdy potencjał jonizacji E_1 danego jonu jest porównywalny lub większy niż temperatura elektronowa w centrum $T_e(0)$ jony występują w dużym przedziale radialnym blisko centrum plazmy, jak np. OVII i OVIII. Linie poprzeczne na rys. 3. pokazują przybliżony obszar radialny występowania poszczególnych jonów poruszających się z prędkością 200 cm/s do wewnątrz plazmy. Lokalizacja jest szczególnie dobra w zewnętrznych obszarach wyładowania ze względu na duży gradient temperatury elektronów i silną zależność współczynników jonizacji S_1 od T_e . Na rys. 3 pokazany jest także zakres występowania jonów OVII i CV przy założeniu równowagi koronowej t.zn. bez ruchu radialnego [4].

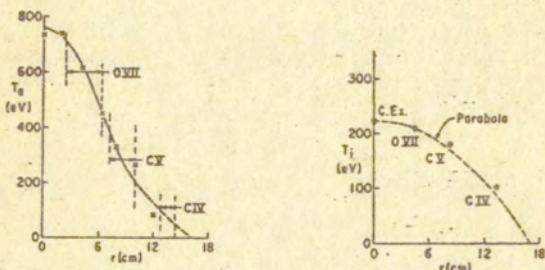
Zewnętrzna granica zakresu występowania poszczególnych jonów nie jest tak dokładnie określona. Należy jednak zwrócić uwagę, że emisja promieniowania maleje na zewnętrznych obszarach plazmy ze względu na spadek gęstości i temperatury elektronów. Lokalna emisyjność linii I jest proporcjonalna do gęstości jonów i elektronów oraz współczynnika wzbudzenia $S_x(T_e)$; $I \sim n_1 n_e S_x(T_e)$.



Rys. 3. Czasy jonizacji τ_{jon} atomów węgla i tlenu w różnych stopniach jonizacji w funkcji promienia plazmy r . oczekiwany zakres emitowania linii $\text{CV} \lambda 2271 \text{ \AA}$ i $\text{OVII} \lambda 1623 \text{ \AA}$. [wg.2]
 radialne położenie jonów.

Gdy jony powstałe w procesie jonizacji poruszających się do wnętrza plazmy atomów dryfują na zewnątrz gęstość ich spada ze względu na wzrost objętości. Te efekty zmniejszają silnie promieniowanie jonów ze wzrostem promienia plazmy. W konsekwencji choć niektóre jony są produkowane przy względnie niskich temperaturach emisja linii z ich poziomów wzbudzonych skoncentrowana jest głównie w obszarze wysokich temperatur. Zakres radialnej emisji większości promieniowania linii $\text{CV} 2272 \text{ \AA}$ i $\text{OVII} 1623 \text{ \AA}$ pokazany jest także na rys.3.

Wyniki pomiaru temperatury jonowej oparte na opisanych powyżej obliczeniach przedstawione są na rys. 4 [wg. 2/].



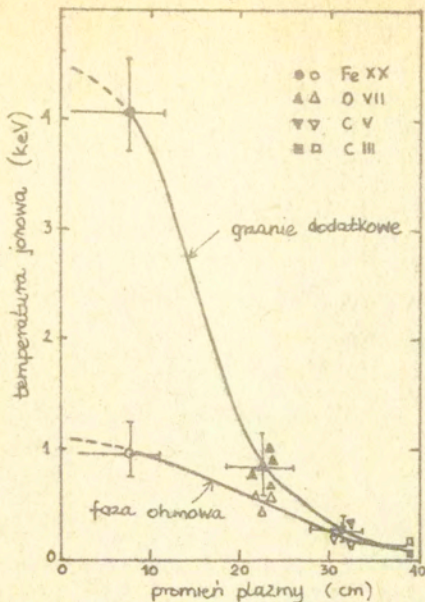
Rys. 4. Temperatura dopplerowska jonów dla ohmowo grzanej plazmy w tokamaku ATC [wg. 2]

W eksperymencie zmierzono profile linii OVII λ 1623 Å, CV λ 2271 Å i CIV λ 1548 Å.

Rys. 5. przedstawia wyniki podobnego eksperymentu przeprowadzonego w tokamaku PLT [5].

W tym ostatnim eksperymencie położenie radialne jonów CIII i CV zostało wyznaczone eksperymentalnie, położenie jonów OVII zostało obliczone z równań transportu, zaś położenie jonów F_eXX wyznaczono zakładając, że są one położone w pobliżu jonów Fe XXI i Fe XXII których emisję $I(r)$ zlokalizowano eksperymentalnie. Należy zaznaczyć, że linia F_eXX 2665 Å pochodzi z przejścia wzbronionego i jest widoczna tylko w wysokich temperaturach $/T_e > 0,5$ KeV, $E_1(F_eXX) = 1580$ eV/.

Dodajmy na zakończenie, że temperatura zanieczyszczeń będzie równa temperaturze protonów tylko w przypadku gdy czas jonizacji ciężkich cząstek będzie dłuższy od czasu wyrównywania się temperatur między ciężką cząstką a protonem.

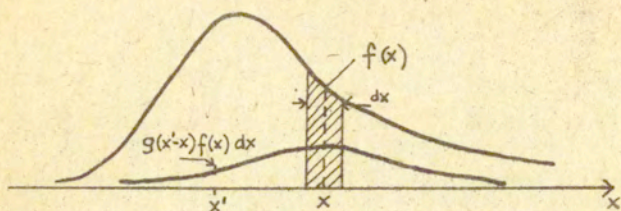


Rys. 5. Radialny rozkład temperatury jonowej wyznaczony z pomiaru szerokości dopplerowskiej linii FeXX 2665 Å, OVII 1623 Å, CIII 2297 Å. [wg.5]

2.4. Funkcja aparaturowa.

W analizie kształtu linii spektralnej jest na ogół konieczne użycie spektroskopu o dużej zdolności rozdzielczej. Nawet wtedy szerokość profilu aparaturowego jest często porównywalna z szerokością linii, którą chcemy mierzyć. Konieczna jest zatem analiza jak profil aparaturowy wpływa na kształt obserwowanej linii.

Powiedzmy, że prawdziwy rozkład intensywności może być opisany przez funkcję $f(x)$, a rozkład otrzymywany przez aparaturę do promieniowania monochromatycznego może być przedstawiony przez funkcję $g(x)$, którą będziemy nazywali funkcją aparaturową. Obserwowany rozkład promieniowania może być przedstawiony w następujący sposób /rys. 6 /



Rys. 6. Wpływ funkcji aparaturowej $g(x)$ na mierzony rozkład promieniowania $f(x)$.

Każda monochromatyczna część rzeczywistego promieniowania $f(x)dx$ jest zastąpiona przez funkcję aparaturową w wyniku czego w pewnym dowolnym punkcie x' otrzymujemy oświetlenie $g(x' - x) f(x)dx$. Inne fragmenty monochromatyczne prawdziwego rozkładu dają także odpowiedni wkład do oświetlenia w punkcie x' . Zatem spektrogram otrzymany gdy pozycja detektora jest zmieniana będzie posiadał rozkład $h(x')$ dany przez następującą całkę splotu.

$$h(x') = \int_{-\infty}^{\infty} g(x' - x) f(x) dx \quad 2.4.1$$

lub krótko

$$h(x) = f(x) * g(x)$$

Splot posiada szereg własności [6]. Najważniejsza z nich to przemienność

$$f * g = g * f \quad 2.4.2$$

łączność

$$f * (g * h) = (f * g) * h \quad 2.4.3$$

oraz rozdzielność względem dodawania

$$f * (g+h) = f * g + f * h \quad 2.4.4$$

Istotne dla spektroskopii są własności splotu niektórych funkcji. Można np. pokazać /7/, że

1. splot dwóch funkcji dyspersyjnych /Lorenzowskich/

$$f_1(x) = \frac{\beta_1}{\pi(\beta_1^2 + x^2)} \quad \text{których szerokości dane są parametrami } \beta_1 \text{ i } \beta_2 \text{ jest także funkcją dyspersyjną o szerokości } \beta = \beta_1 + \beta_2$$

2. splot dwóch funkcji gaussowskich $f_2(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \beta_2} e^{-\left(\frac{x}{\beta_2}\right)^2}$

których szerokości dane są parametrami β_1 i β_2 jest także funkcją Gaussa o szerokości

$$\beta = (\beta_1^2 + \beta_2^2)^{1/2}$$

Powyższe własności można łatwo udowodnić korzystając z twierdzenia, że splot dwóch funkcji $f(x)$ i $g(x)$ jest równoważny iloczynowi ich transformacji Fouriera [6], $F(t)$ i $G(t)$.

Dla powyższych funkcji transformaty Fouriera wynoszą odpowiednio $F_1(t) = e^{-\beta_1 t}$, $F_2(t) = e^{-\frac{\beta_2^2}{4} t}$

Profil dopplerowski $I(\Delta\lambda)$ linii spektralnej promieniowanej przez cząstki o maxwellowskim rozkładzie prędkości z temperaturą T dany jest następującym wyrażeniem /8/

$$I(\Delta\lambda) = \frac{I_t}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right] \quad 2.4.5$$

gdzie $\Delta\lambda_D \equiv \frac{\lambda_0}{c} v_T = \frac{\lambda_0}{c} \left(\frac{2RT}{M}\right)^{1/2}$

I_t jest całkowitą intensywnością linii spektralnej, $\Delta\lambda$ przesunięciem od centrum linii λ_0 , c prędkością światła, v_T prędkością termiczną cząstek, R - stałą gazową, a M masą atomową cząstek.

Pełna szerokość połówkowa $\Delta\lambda_D^{1/2}$ dana jest wyrażeniem

$$\Delta\lambda_D^{1/2} = 1,665 \cdot \Delta\lambda_D = 7.7 \times 10^{-5} \lambda_0(\text{\AA}) \left[\frac{T(\text{eV})}{M} \right]^{1/2} \quad 2.4.6$$

Profil poszerzonej dopplerowsko linii opisany jest zatem rozkładem Gaussa.

W większości wypadków rozkład Gaussa opisuje także dobrze funkcję aparaturową monochromatora.

Profil aparaturowy powinien być oczywiście sprawdzony doświadczalnie dla 1-ej lub kilku długości fali. Może to być zrobione przy oświetleniu monochromatora światłem z jednomodowego lasera lub niskociśnieniowej lampy np. rtęciowej promieniującej linie widmowe o szerokości zanedbywalnie małej w porównaniu z szerokością funkcji aparaturowej.

Reasumując temperatura dopplerowska może najczęściej być obliczone z prostej zależności

$$T = \text{const.} \cdot \frac{M}{\lambda^2} \left(\Delta\lambda_m - \Delta\lambda_{ap} \right) \quad 2.4.7$$

gdzie $\Delta\lambda_m$ - jest mierzona szerokością połówkową,

$\Delta\lambda_{ap}$ - aparaturową szerokością połówkową.

2.5. Zjawisko Zeemana.

W interpretacji profilu linii spektralnych emitowanych przez plazmę należy uwzględnić poza efektem Dopplera szereg innych zjawisk. Ponieważ gęstość elektronów jest nieduża $n_e \leq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ zderzeniowe poszerzenie Starka może być zanedbane. Natomiast, ponieważ pole magnetyczne w tokamakach jest bardzo duże od 2 do 10 Tesla, obok efektu Dopplera, zjawisko Zeemana lub t.zw. translacyjny efekt Starka mogą wpływać na kształt profilu linii. Translacyjny efekt Starka związany jest z faktem, że ruch cząstek /atomów lub jonów/ o prędkości V_L w polu magnetycznym generuje pole elektryczne Lorentza o natężeniu E_L .

$$E_L = \frac{V_L}{c} H \quad 2.5.1$$

Pole to powoduje dodatkowy efekt Starka. Efekt ten nie jest

duży i może być obserwowany tylko przy bardzo dużych prędkościach cząstek $v > 10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ i bardzo silnych polach magnetycznych /9, 10/.

W prezentowanej pracy zajmiemy się zjawiskiem Zeemana, które często odgrywa ważną rolę w interpretacji poszerzenia linii spektralnych w tokamakach, szczególnie w zakresie widzialnym oraz w obszarach niskich temperatur. Dodatkowo zjawisko Zeemana może być wykorzystane do pomiarów pola magnetycznego jak również do określania położenia cząstek z wielkości rozszczepienia Zeemanskiego linii gdy rozkład przestrzenny pola magnetycznego jest znany. Zjawisko Zeemana opisuje rozszczepienie linii spektralnej na szereg składowych pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego B. Rozszczepienie linii jest wynikiem rozszczepienia poziomów energetycznych opisanych liczbami kwantowymi n, S, L, J. Każdy poziom zostaje rozszczepiony na $2J + 1$ stanów energetycznych opisywanych magnetyczną liczbą kwantową M / $M = -J, -J + 1, -J + 2, \dots, + J$ /. Wielkość rozszczepienia wynosi [11]

$$E = M g \cdot \mu_B B \quad 2.5.2$$

gdzie μ_B jest magnetonem Bohra, a g stałą Landégo.

$$g = 1 + \frac{J/J+1/ + S/S+1/ - L/L+1/}{2J/J + 1/} \quad 2.5.3$$

Rozszczepienie składników linii odpowiadających przejściu $M_2 \rightarrow M_1$ wynosi

$$\Delta\lambda_z = /M_2 g_2 - M_1 g_1/ \lambda^2 \quad 4.668 \times 10^{-13} \text{ B} \quad 2.5.4$$

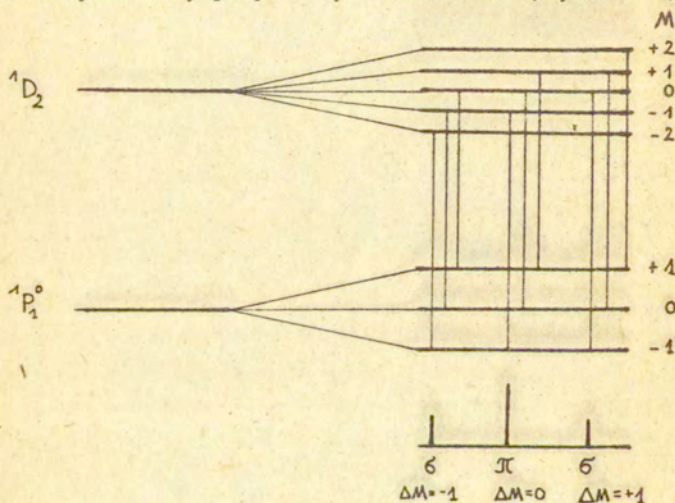
gdzie λ wyrażone jest w Å a B w gaussach.

Reguła wyboru wymaga aby $\Delta M = 0$ /składowa π /, ± 1 /składowa σ / /dla sprzężenia LS/. Przy obserwacji w kierunku poprzecznym do pola magnetycznego składowa π jest spolaryzowana równolegle do kierunku pola / $\pi \parallel B$ /, zaś składowa σ prostopadle / $\sigma \perp B$ /. Przy obserwacji wzdłuż pola mgt. składowa σ jest spolaryzowana kołowo, natomiast składowa π nie jest emitowana. Obraz zee-manowski linii upraszcza się znacznie gdy mamy do czynienia

z promieniowaniem towarzyszącym przejściu między dwoma stanami singletowymi. Wówczas $g_1 = g_2 = 1$ i otrzymujemy t.zw. normalny triplet $/M_2g_2 - M_1g_1 = \pm 1/$. Normalny triplet otrzymujemy także wtedy gdy oddziaływanie atomu z polem magnetycznym jest znacznie większe niż oddziaływanie spin-orbita, $\Delta E_B \gg \Delta E_{LS}$ /rozszczenie magnetyczne jest większe od rozszczenia multipletowego/, jest to t.zw. efekt Paschena-Backa.

Rozpatrzmy dla przykładu jak efekt Zeemana wpływa na profil linii CIII 2297 Å, odpowiadającej przejściu między stanami singletowymi $2^2_1D_2 \rightarrow 2^1_1P_1^0$.

Zgodnie z /2.5.3/, górny poziom rozszczepiony jest na pięć, a dolny na trzy podpoziomy zeemanowskie /rys. 7 /



Rys. 7. Normalny efekt Zeemana towarzyszący przejściu $1D_2 - 1P_1^0$

przy czym rozszczenie każdego poziomu jest symetryczne, a wartości energii podpoziomów o $M = 0$ równe są wartościom energii poziomów nierozszczepionych.

Ponieważ reguła wyboru $\Delta M = 0, \pm 1$ dopuszcza tylko trzy możliwości otrzymujemy trzy grupy przejść; linia rozszczepia się na trzy składowe.

Dodatkowo musimy znać względne intensywności składowych Π i σ . W tym wypadku /11/ wynoszą one $I_{\sigma} = \frac{1}{2} I_{\Pi}$.

Linia CIII 2297 Å była mierzona monochromatorem ustawionym poprzecznie względem toroidalnego pola magnetycznego $B_T = 2 \text{ T}$ [12]. Pole poloidalne zaniedbano [$B_p/B_T = 1/16$].

Ze względu na nieduże rozszczepienie zeemanowskie $\Delta\lambda_z = 0,1 \text{ Å}$ linia była mierzona na drugim rzędzie dyfrakcji/ mierzony profil miał kształt gaussowski o szerokości połówkowej

$$\Delta\lambda_D^{1/2} = 0,43 \text{ Å} \text{ odpowiadającej } T_1 = 18 \text{ eV.}$$

Biorąc pod uwagę, że mierzony profil jest sumą trzech profili dopplerowskich rozsuniętych o $\Delta\lambda_z$ można było z równości

$$A e^{-\frac{x^2}{b^2}} = e^{-\frac{(x-\Delta\lambda_z)^2}{a^2}} + 2 e^{-\frac{x^2}{a^2}} + e^{-\frac{(x+\Delta\lambda_z)^2}{a^2}}$$

wyznaczyć prawdziwą temperaturę T_1 .

Funkcja $A e^{-x^2/b^2}$ opisuje mierzony profil zaś A można wyznaczyć z warunku, że dla $x=0$

$$A = 2 \left(1 + e^{-\left(\frac{\Delta\lambda_z}{a}\right)^2} \right)$$

Wielkości b^2 i a^2 mogą być tutaj zarówno szerokościami nierozplecionymi jak i rozplecionymi. Moment dokonywania dekonwolucji jest nieistotny ze względu na rozdzielność splotu.

W rezultacie otrzymano wynik $T_1 = 15 \text{ eV}$.

Opisany tu wpływ zjawiska Zeemana nie był w tym wypadku duży, należy jednak pamiętać, że rozszczepienie zeemanowskie jest proporcjonalne do λ^2 zaś poszerzenie dopplerowskie zależy liniowo od λ , a więc efekt Zeemana zaznacza się silniej dla większych długości fali.

I tak np. dla linii $H\alpha$ 6563 Å odległość między składową Π , a składową σ wynosi 0,4 Å przy $B = 2 \text{ T}$.

Należy pamiętać, że trzeba się liczyć z różnymi współczynnikami transmisji układu optycznego dla różnych kierunków polary-

zacji. Współczynniki transmisji można określić używając filtra polaryzacyjnego i mierząc osobno składową π i składowe σ /np. dla linii H_{α} /. Inną metodą jest doprowadzenie światła do układu optycznego przy pomocy techniki fibrowej. Użycie światłowodu zapewnia, że monochromator zostaje oświetlony światłem niepolaryzowanym i jego polaryzacja może być zaniedbana /np. współczynnik odbicia od siatki dyfrakcyjnej zależy od kierunku płaszczyzny polaryzacji/.

3. Diagnostyka H_{α} (D_{α})

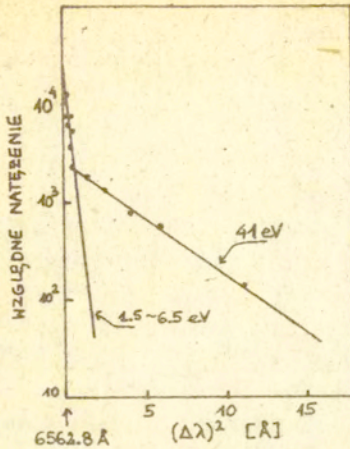
3.1. Pomiar temperatury atomów T_a .

Główna emisja promieniowania linii wodorowych /deuterowych/ zachodzi w powłoce peryferyjnej plazmy gdzie gęstość cząstek neutralnych jest największa. Pomiarы poszerzenia dopplerowskiego linii wodorowych H_{α} czy H_{β} wykazują temperatury od kilku do kilkudziesięciu eV. Rozdzielone przestrzennie profile wykazują także niezaniebdywalny wkład emisji promieniowania z centrum plazmy gdzie gorące atomy są produkowane poprzez wymianę ładunku z wysokoenergetycznymi protonami. W rezultacie obecności takich gorących atomów emitowane profile linii posiadają szerokie skrzydła.

Zwróćmy uwagę, że z wyrażenia 2.4.5. wynika, że wykres natężenia $I(\Delta\lambda)$ względem $\Delta\lambda^2$ w skali półlogarytmicznej daje linię prostą o nachyleniu odpowiadającym temperaturze T promieniujących cząstek. W wykresów takich widać często, że obserwowany profil linii składa się z niskotemperaturowego składnika w centrum oraz szerokiego, wysokoenergetycznego składnika na skrzydle rozkładu natężenia.

Istnienie cząstek o temperaturze w zakresie od kilku do kilkudziesięciu eV na brzegu plazmy związane jest z transportem cząstek.

Warunki brzegowe plazmy w tokamaku zależą silnie od obecności cząstek neutralnych powracających do plazmy /t.zw. rechy cling/.



Rys. 8. Półlogarytmiczny wykres profilu linii H_{α} . [wg. 13]

W przypadku zimnych molekuł H_2 powracających od ścianek komory lub limitera dominującą reakcją w temperaturze $T_e < 10$ eV jest proces Francka-Conдона $F-C/e + H_2 \rightarrow 2H^0 + e$. Otrzymujemy wtedy atomy H o temperaturze $T_a \sim 3$ eV $/kT_a = \frac{2}{3} E_{FC}/Z$ kolei dominującą reakcją dla neutralnych atomów wodoru przy wszystkich energiach jest wymiana ładunku $H^0 + H^+ \rightarrow H^+ + H^0$ w wyniku której otrzymujemy atomy wodoru o znacznie wyższych energiach. Przy brzegu limitera temperatura protonów wynosi T_{ib} i może być znacznie wyższa od 3 eV. Dodatkowo w tokamaku z divertorem lub limiterem energia powracających cząstek zależy od potencjału warstwy formującej się przy płycie limitera/divertora/. Jeżeli płyta jest odizolowanym przewodnikiem przez który nie może płynąć prąd powstaje wokół niej warstwa potencjału, który przyciąga jony, a odpycha elektrony /w celu zrównania strumienia jonów ze strumieniem elektronów/. Wartość potencjału wynosi $\sim 3 T_e$. Gdy przyspieszane w warstwie jony uderzają o płytę, w wyniku neutralizacji powstają atomy mające energię rzędu $3kT_e$.

Pomiar temperatury dopplerowskiej na brzegu plazmy daje zatem informacje o mechanizmie recycling'u.

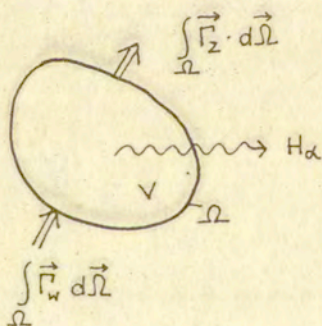
W przypadku linii wodorowych /deuterowych/ H_{α} czy H_{β} leżących w zakresie widzialnym można użyć filtru polaryzującego i obserwować osobno składową π lub składowe σ rozszczepienia zeemanowskiego. W wyniku efektu Paschena-Backa mamy tu do czynienia z normalnym tripletem zeemanowskim.

Tak więc pomiar profilu składowej π daje nam informacje o temperaturze dopplerowskiej zaś pomiar obu składowych σ może służyć do określenia pola magnetycznego B . Niestety w przypadku atomów wodoru mamy na ogół do czynienia z silnym efektem translacyjnym Starka. Dokładna analiza wpływu tego efektu na kształt mierzonego profilu przeprowadzona została w pracy /10/.

Z normalnym, dopplerowsko poszerzonym tripletem Zeemana mamy do czynienia jedynie w niskich temperaturach; np. dla $B_T = 5T$ obraz taki występuje jedynie przy temperaturach $T_a \leq 5 \text{ eV}$.

3.2. Czas utrzymania cząstek w plazmie

Wyznaczanie czasu utrzymania cząstek w plazmie związane jest z pomiarem natężenia linii spektralnych. Rozważmy objętość V zawierającą plazmę wodorową



Γ_w i Γ_z oznaczają strumienie cząstek wchodzących i wychodzących z objętości V zamkniętej powierzchnią Ω .

Równania ciągłości dla atomów wodoru i elektronów mają postać

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_0 = -n_0 n_e S + n_e n_+ \alpha \quad 3.2.1$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_e = n_0 n_e S - n_e n_+ \alpha \quad 3.2.2.$$

gdzie S i α są odpowiednio współczynnikami jonizacji i rekombinacji zależnymi od T_e .

Lokalny czas utrzymania atomów i elektronów τ_{p0} i τ_{pe} jest zdefiniowany następująco

$$\frac{n_0}{\tau_{p0}} = \nabla \cdot \vec{\Gamma}_0, \quad \frac{n_e}{\tau_{pe}} = \nabla \cdot \vec{\Gamma}_e \quad 3.2.3.$$

przy czym neutralność plazmy wymaga by $\tau_{pe} = \tau_{p+}$ - strumienie protonów i elektronów są równe $\vec{\Gamma}_+ = \vec{\Gamma}_e$

Dodatkowo w stanie stacjonarnym mamy $\Gamma_0 = -\Gamma_e = -\Gamma_+$ oraz

$$\tau_{p0} = \tau_{pe} = \tau_{p+} = \frac{1}{n_0 S_0 - n_+ \alpha} \equiv \tau \quad 3.2.4.$$

w stanie niestacjonarnym czas utrzymania cząstek naładowanych wynosi

$$\tau_p = \frac{1}{n_0 S_0 - n_+ \alpha - (1/n_e) \frac{\partial n_e}{\partial t}} \quad 3.2.5.$$

zaś średni czas utrzymania /przy zaniedbaniu procesów rekombinacji co jest na ogół możliwe/

$$\tau_p = \frac{\tilde{n}_e}{n_e n_0 S - \frac{d\tilde{n}_e}{dt}} \quad 3.2.6.$$

lub

$$\tau_p = \frac{\int n_e d\Omega}{\int n_e n_0 S d\Omega - \frac{d \int n_e d\Omega}{dt}} \quad 3.2.7$$

gdzie \tilde{n}_e jest gęstością elektronów uśrednioną po małym przekroju tokamaka, $d\Omega$ elementem powierzchni małego przekroju.

Tak więc pomiary T_e , n_e , oraz n_0 z natężenia linii H_α umożliwiają wyznaczenie czasu utrzymania τ_p .

Ponieważ

$$n_e n_0 S = \xi \cdot J \quad 3.2.8.$$

gdzie ξ jest liczbą jonizacji na jeden foton obliczoną w pracy /14/, a J liczbą fotonów na $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ / $J = n_p A_{ki}$, gdzie n_p jest gęstością poziomu, z którego emitowana jest linia H_α /, otrzymujemy w rezultacie

$$\tau_p = \frac{\int n_e d\Omega}{\int \xi \cdot J d\Omega - \frac{d \int n_e d\Omega}{dt}} \quad 3.2.9.$$

Zdefiniowany powyżej czas τ_p nazywany jest często efektywnym czasem utrzymania cząstek.

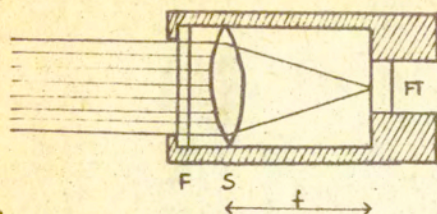
3.3. Wyznaczanie stosunku H_α do D_α .

Wyładowania w tokamakach przeprowadzane są często zarówno z użyciem wodoru jak i deuteru. Ponieważ masa deuteru $m_D = 2m_H$, stałe Rydberga są różne dla obu gazów $R_H/R_D = 0,999727834$ dając w rezultacie $\lambda/H_\alpha / = 6562,85$ i $\lambda/D_\alpha / = 6561,06$.

Taka różnica długości fali / $\sim 2 \text{ \AA}$ / umożliwia separację spektralną obu linii i pomiary ich natężeń pozwalają określić względną koncentrację obu izotopów. Można stąd określić ilość wyładowań potrzebnych do oczyszczenia komory z resztek deuteru /czy wodoru/, a także uzyskać pewne informacje o transporcie cząstek ze ścianek komory.

3.4. Rejestracja promieniowania H_α .

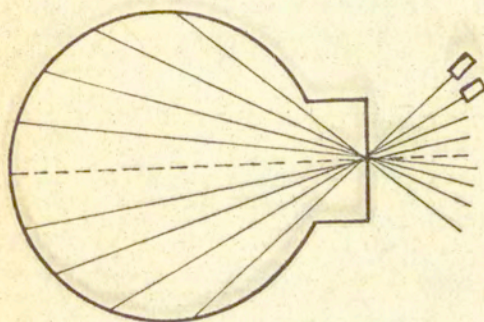
Parametry wyładowania w centrum plazmy zależą silnie od warunków na brzegu plazmy. Dlatego też we wszystkich urządzeniach typu tokamak prowadzi się rutynową rejestrację promieniowania H_α . Promieniowanie to rejestrowane jest zarówno w kierunku toroidalnym jak i poloidalnym przez proste układy rejestrujące /Rys. 9 /, których elementem światłoczułym są fotodiody.



F- filtr przepuszczający promieniowanie H_{α}
 S- soczewka o ogniskowej f
 FT- fotodioda

Rys. 9. Układ do rejestracji promieniowania H_{α}

Pomiar promieniowania w przekroju poloidalnym prowadzony jest często przez układ 8-10 obiektywów przy czym każdy z nich mierzy promieniowanie wzdłuż innej cięciwy /rys. 10 /



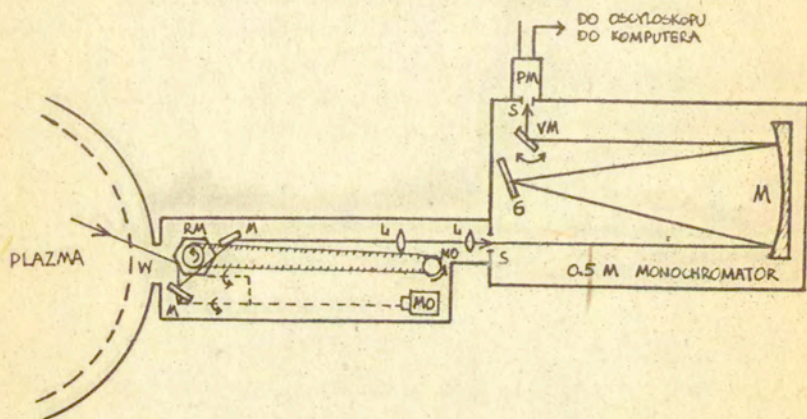
Rys. 10 . Schemat układu do rejestracji promieniowania H_{α} w przekroju poloidalnym.

Elementem światłoczułym mogą być fotodiody lub fotopowielacze przed którymi umieszczone są filtry. Układ taki pozwala otrzymać rozkład radialny promieniowania w funkcji czasu trwania wyładowania.

4. Pomiar prędkości skierowanej cząstek.

Pomiar prędkości skierowanej cząstek /najczęściej w kie-

runku toroidalnym/ polega na pomiarze przesunięcia dopplerowskiego wybranych linii. Podobnie jak do wyznaczania temperatury ciężkich cząstek używa się najczęściej linii FeXX 2665 Å, CV 2271 Å i H α . Przesunięcie linii żelaza dostarcza informacji o prędkości toroidalnej cząstek w centrum plazmy, zaś przesunięcie linii węgla oraz linii H α w peryferyjnym obszarze plazmy. Układ pomiarowy przedstawiony jest na rys. 11. /15/.



Rys. 11. Schemat układu do pomiaru poloidalnego i toroidalnego rozkładu intensywności z jednoczesną rejestracją profilu linii /wg 15/.

- W - okno MgF,
- RM - wirujące zwierciadło sześciokątne,
- M - zwierciadło,
- MD - silnik,
- L - soczewki,
- S - szczeliny,
- VM - zwierciadło wibrujące,
- G - siatka dyfrakcyjna,
- PM - fotopowielacz.

Wirujące zwierciadło sześciokątne RM przemiatą cyklicznie plazmę w toroidalnym /horyzontalnym/ lub poloidalnym /poprzecznym/ kierunku z okresem 10 - 100 ms. Rozdzielczość przestrzenna jest rzędu 1 cm. Wybrana przez monochromator linia spektralna jest cyklicznie skanowana przez szczelinę wyjściową za pomocą zwierciadła wibrującego z odpowiednio krótszym okresem 1-10 ms.

W ten sposób otrzymujemy szereg sygnałów których obwiednia daje nam rozkład przestrzenny matężenia. Jeżeli prędkość rotacji cząstek w plazmie jest zerowa kolejne pikiki otrzymywane w wyniku spektralnego skanowania są równo oddalone od siebie.

Toroidalna rotacja plazmy powoduje przesunięcie dopplerowskie skanowanego profilu rosnące w miarę zmniejszania kąta α między kierunkiem prędkości toroidalnej, a kierunkiem widzenia. Gdy kąt ten wynosi 90° odległość między kolejnymi pikami jest niezakłócona przez rotację plazmy. Porównując mierzone odległości między kolejnymi pikami spektralnymi z odległością przy $\alpha = 90^\circ$ otrzymujemy przesunięcie Dopplera, a zatem składową prędkości toroidalnej.

5. Pomiar zanieczyszczeń i ich transport w tokamakach.

5.1. Wstęp

Zanieczyszczenia występują w każdej plazmie wytwarzanej w tokamakach. Lekkie jony jak węgiel i tlen dostają się do wyładowania wskutek oddziaływania niskoenergetycznych cząstek plazmy z molekułami węgla i tlenu zaabsorbowanymi na ściankach komory. Atomy metalu głównie żelaza, molibdenu czy niklu są uwalniane ze ścianek komory lub limitera, wskutek sputteringu lub wyładowań łukowych. Energia tracona wskutek emisji linii jonowych ma poważny wpływ na równowagę energetyczną plazmy. Wystarczy obecność 3% pierwiastków o małej liczbie Z jak tlen lub 1% pierwiastków o średniej liczbie Z /żelazo czy też 0,1% pierwiastków o dużej liczbie Z /wolfram/ by uniemożliwić zapłon plazmy deuterowo-trytowej.

Zanieczyszczenia wpływają na kształt profilu prądu plazmy, a

zatem na rozkład mocy ohmowej poprzez ich wkład w oporność plazmy. Przypomnijmy, że gęstość mocy grzania ohmowego wynosi

$P_{\Omega} = \eta \cdot j^2$, gdzie η jest opornością plazmy,

$$\eta = \frac{3,04 \cdot 10^{-3} Z_{ef} \ln \Lambda}{\gamma_E(Z) T^{3/2}} \quad \text{ohm} \cdot \text{cm}$$

Z_{ef} jest ładunkiem efektywnym

$$Z_{ef} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i}$$

zaś $\gamma_E \approx 0.58 + 0.78$, dla $1 \leq Z \leq 4$.

1-o procentowa zawartość jonów O^{8+} zwiększa oporność η o czynnik 1.4, zaś 1% zawartość jonów Fe^{26+} o czynnik 4.3 w porównaniu z czystą plazmą wodorową.

W ostatnich latach zawartość zanieczyszczeń w tokamakach została znacznie zredukowana. Uzyskuje się względnie czystą plazmę o ładunku efektywnym Z_{ef} bliskim 1.

Typowe gęstości zanieczyszczeń w obecnych tokamakach wynoszą $\sim 5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11}$ cząstek/cm³ dla tlenu i węgla oraz $\sim 10^9 - 10^{10}$ cząstek/cm³ dla żelaza.

Strumienie lekkich jonów ze ścianek są redukowane poprzez dobre warunki próżniowe i techniki czyszczenia ścianek /wyładowanie

RF /. Strumienie cząstek ciężkich są zmniejszane poprzez stosowanie limiterów budowanych z materiałów o małej liczbie Z i poprzez kontrolowanie położenia plazmy.

Niemniej jednak odgrywają one wciąż dużą rolę zwłaszcza w obszarach peryferyjnych plazmy, gdzie mają duży wpływ na stabilność plazmy i są najczęstszą przyczyną rozpadu plazmy.

Z drugiej strony dysypacja mocy na brzegu plazmy może być uzyskiwana poprzez promieniującą warstwę zanieczyszczeń o małej liczbie Z. Uzyskiwanie takiej warstwy w sposób kontrolowany bez zakłócenia wnętrza plazmy jest rozważany jako metoda zmniejszenia energii cieplnej doprowadzonej do ścianek czy limitera.

5.2. Transport zanieczyszczeń i straty promieniste.

5.2.1. Równania transportu.

Transport zanieczyszczeń w tokamakach jest badany poprzez rozwiązywanie równań transportu

$$\frac{\partial N_Z}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_Z) + N_e [N_{Z-1} S_{Z-1} - n_Z S_Z + n_{Z+1} \alpha_{Z+1} - n_Z \alpha_Z] \quad 5.2.1$$

$$Z = 1 \dots Z_n$$

gdzie Γ_Z jest radialną gęstością strumienia jonów /dodatnią gdy strumień jest skierowany na zewnątrz/ o ładunku Z , N_Z - gęstością jonów, S_Z - współczynnikiem jonizacji, α_Z - współczynnikiem rekombinacji /promienistej plus dielektronicznej/. Zakłada się poloidalną i toroidalną symetrię plazmy. Warunki brzegowe przyjmuje się następujące: dla $r=a$, mały promień plazmy/ suma wszystkich strumieni Γ_Z równa jest strumieniowi neutralnych atomów Γ_0 wchodzących do plazmy tj. zakłada się całkowity recyding. Neutralne atomy wchodzi do plazmy z prędkością która może być różna od prędkości ucieczki jonów i są jonizowane stając się członem źródłowym w pierwszym równaniu układu 5.2.1.

Dla $r = 0$ przyjmuje się, że wszystkie pochodne $\frac{\partial N}{\partial r}$ są równe zero. Poczynając od pewnego arbitralnego rozkładu zanieczyszczeń /np. jednorodny rozkład globalnej gęstości tlenu czy węgla w równowadze jonizacyjnej/ i znając rozkłady n_e i T_e układ równań 5.2.1 jest rozwiązywany aż do rozwiązania równowagowego. Porównanie wyników numerycznej symulacji z eksperymentem odbywa się poprzez porównanie absolutnych natężeń i radialnych profili kilku wybranych linii spektralnych. Gdy rozkłady gęstości jonów są uzyskane z rozwiązania układu równań 5.2.1, natężenie linii może być obliczone z gęstości stanów wzbudzonych obliczonych przy założeniu równowagi koronowej /t.zn. przyjmując wzbudzenie z poziomu podstawowego i deekscytację promienistą/. Strumienie jonów Γ_Z opisywane są przez różne modele. Najlepszą zgodność z eksperymentem uzyskuje się używając członu dyfuzyj-

nego i konwekcyjnego

$$\Gamma_z = -D(r) \frac{\partial N_z}{\partial r} - v_0 f(r) N_z \quad 5.2.2$$

Kierunek lokalnej prędkości radialnej danego jonu $v_z = \frac{\Gamma_z}{N_z}$ zależy od jego gradientu gęstości jeżeli człon konwekcyjny jest zanedbywalnie mały. Wstępne wartości $D/r/$ i $v_0 /r/$ muszą być znane z eksperymentu. Całkowity rozkład zanieczyszczeń wyznacza się zmieniając D i v_0 w rozsądnych granicach bazując na wynikach eksperymentalnych, oraz poprzez zmianę wydajności procesów atomowych aż do otrzymania całkowitej zgodności z eksperymentem. Równanie 5.2.2. zostało po raz pierwszy użyte do opisu strumieni protonów w plazmie /16/, a następnie użyte do opisu transportu jonów w ASDEX /17/. Współczynnik dyfuzji przyjmuje się na ogół stały rzędu $4000 \text{ cm}^2/\text{s}$, zaś wartość $v_0 /r/$ przyjęto równą $2r D/a^2 /17/$

5.2. Procesy atomowe.

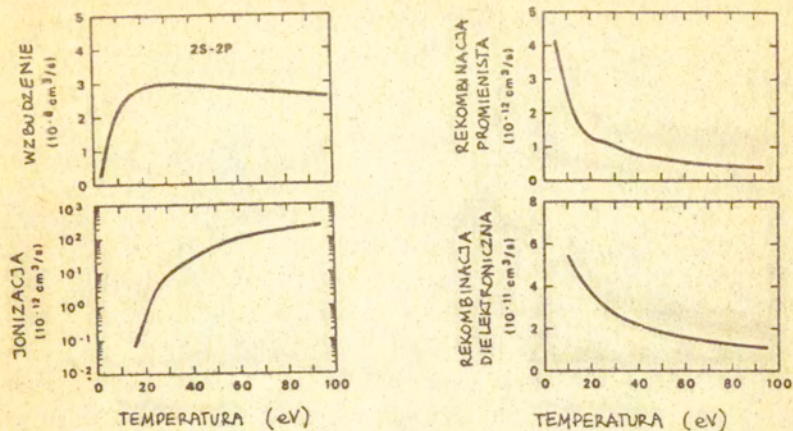
Do przeprowadzenia opisaną powyżej analizy niezbędna jest rzecz jasna znajomość współczynników jonizacji, wzbudzenia i rekombinacji.

Analiza koncentracji i transportu zanieczyszczeń wymaga znajomości wpływu procesów atomowych na obserwowane linie jonowe. W badaniach rozkładu zanieczyszczeń istotnym zagadnieniem jest odstępstwo od równowagi koronowej w której koncentracje kolejnych jonów są opisane zależnością

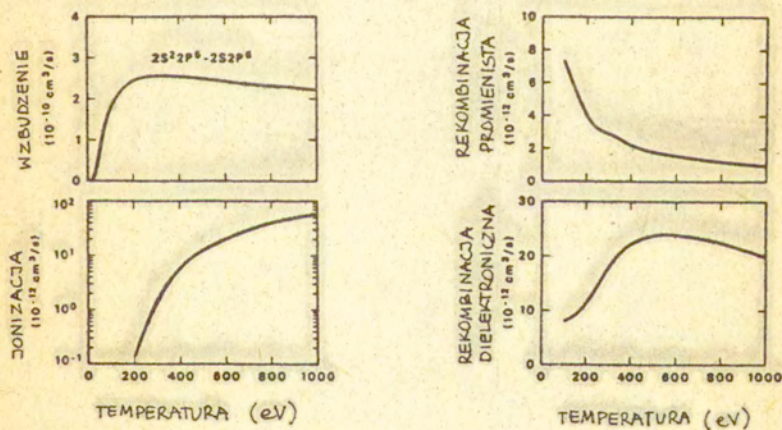
$$N_{z+1} \alpha_{z+1} = N_z S_z \quad 5.2.3.$$

Równanie 5.2.3. uzyskuje się przez zsumowanie równań 5.2.1. dla warunków stacjonarnych i przy zanedbywalnych szybkościach transportu. Jest ono spełnione gdy czasy relaksacji jonizacyjnej i rekombinacyjnej są znacznie krótsze od czasu przebywania jonu w obszarze plazmy o stałej /lub prawie stałej/ temperaturze. Natomiast szybki transport cząstek w niejednorodnej plazmie zakłóca równowagę koronową.

Rozpatrzmy wpływ transportu i procesów atomowych na obserwowane natężenia linii na dwóch specyficznych przykładach.



Rys.12. Wydajności procesów atomowych dla OVI/wg 18/



Rys.13. Wydajności procesów atomowych dla Fe XVIII /wg 18/

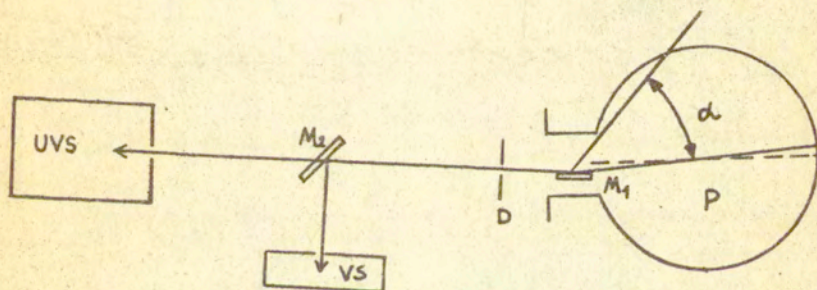
Na rys. 12, 13 są przedstawione współczynniki wydajności procesów atomowych dla OVI /potencjał jonizacyjny = 138 eV/ i Fe XVIII /potencjał jonizacyjny = 1353 eV/. W równowadze koronowej maksimum koncentracji tych jonów wypada odpowiednio przy 25 i 650 eV. Jak widać z rys. 12 współczynnik wzbudzenia dla linii OVI odpowiadający przejściu $\Delta n = 0$ jest znacznie większy niż współczynnik jonizacji i rekombinacji i jest prawie stały w temperaturze wyższej niż 25 eV. Duża ilość wzbudzeń ma miejsce zanim dojdzie do zderzenia jonizującego, a ponieważ czas życia poziomu wzbudzonego wynosi 2.5 ns jon promieniuje praktycznie w tym miejscu w którym został wzbudzony. Odwrotnie do procesu wzbudzeniowego powyżej 25 eV wydajność jonizacji rośnie szybko. Jeżeli gęstość elektronów w pobliżu jonów OVI na brzegu plazmy przyjmujemy $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, czas jonizacji wynosi 25 ms przy $T_e = 25 \text{ eV}$, ale tylko 1,5 ms przy 50 eV. Czas rekombinacji wynosi ok. 17 ms. Przy dużych gradientach temperatury, na brzegu plazmy, prędkości radialne tlenu muszą być mniejsze niż 100 cm/s aby równowaga koronowa nie została zakłócona. Analiza współczynników transportu wykazuje, że dyfuzja i konwekcja są dostatecznie duże aby przemieścić nisko zjonizowane jony do wnętrza plazmy, poza maksimum koronowe, zanim szybkość jonizacji nie wzrośnie do tego stopnia aby gwałtownie zmniejszyć ich gęstość. A zatem rozkład jonów OVI może posiadać maksimum przy temperaturze 50 eV lub większej zamiast przy 25 eV. Wszystkie jony zanieczyszczeń lekkich wykazują podobne przesunięcie piku koncentracji w kierunku wyższych wartości temperatury niż by to wynikało z równowagi koronowej i te przesunięcia mogą być użyte do obliczenia współczynników dyfuzji.

Analiza wydajności procesów atomowych dla Fe XVIII prowadzi do innych wniosków niż dla jonów OVI. Nie można a priori oczekiwać tak dużych odstępstw od równowagi koronowej jak dla jonów OVI. Przy temperaturze 600 eV odpowiadającej maksimum gęstości jonów Fe XVIII w równowadze koronowej, współczynniki jonizacji i rekombinacji są rzędu $2 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ i przy gęstości elektronów $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ czas ekwilibracji jest rzędu 1 ms. Dopóki nie

mamy do czynienia z bardzo dużymi gradientami temperatury lub bardzo szybkim transportem, duże odstępstwa od równowagi koronowej nie występują. Słabiej zjonizowane jony żelaza mogą być przesunięte w kierunku temperatur wyższych niż równowagowe lecz nie tak znacznie jak jony tlenu.

5.2.3. Układ eksperymentalny

Na rys. 14 przedstawiony jest schematycznie układ eksperymentalny stosowany w tokamaku TFR do pomiarów promieniowania w zakresie od 100 do 2200 Å /19/. Użycie wirującego zwierciadła usytuowanego stycznie do wiązki światła umożliwia otrzymanie szeregu profili przestrzennych linii spektralnej w czasie jednego wylądowania.

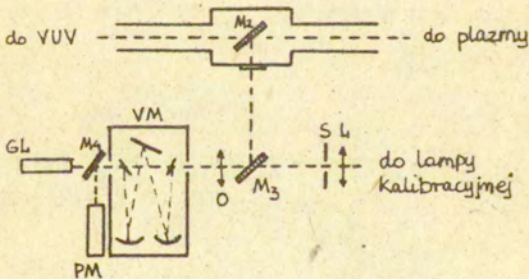


Rys. 14. Układ do pomiarów spektroskopowych [wg. 19].

P - plazma, M_1 - zwierciadło wirujące, M_2 - zwierciadło dodatkowe, UVS - spektrometr próżniowy, VS - monochromator na zakres widzialny, D - przesłona.

Wirujące zwierciadło jest pokryte złotem po obu stronach i tworzy kąt 5° z promieniowaniem biegnącym wzdłuż średnicy plazmy. Kąt 5° został wybrany aby umożliwić pomiar w zakresie małych długości fali /współczynnik odbicia metalu jest funkcją długości fali oraz kąta padania/. Odległość zwierciadła od środka plazmy jak i od szczeliny spektrometru wynosi ok. 2 m. Prostokątna przesłona D umieszczona przed wirującym zwierciadłem zapewnia żądaną rozdzielczość przestrzenną

Układ pomiarowy jest kalibrowany : : metodą "branching-ratio" przy użyciu monochromatora na zakres widzialny, rejestrującego /przy pomocy dodatkowego zwierciadła M_2 / promieniowanie wzdłuż tej samej cięciwy co spektrometr próżniowy. Układ kalibracyjny przedstawiony jest na rys. 15.



Rys. 15. Układ kalibracyjny [wg. 19].

M_2 - dodatkowe zwierciadło w układzie próżniowym,

VM - monochromator, O - obiektyw, FM - fotopowielacz, L - soczewka, s - migawka elektroniczna, f - lampa wstęgowa, GL - laser He-Ne - do ustawienia optyki, M_3M_4 - zwierciadła.

Przed pomiarami promieniowania plazmy monochromator jest kalibrowany przy użyciu wstęgowej lampy wolframowej. Aby uniknąć dryfu fotopowielacza stosuje się migawkę elektroniczną.

Metoda kalibracyjna "branching ratio" /20/ wykorzystuje fakt, że stosunek natężeń dwóch linii o wspólnym górnym poziomie energetycznym dany jest zależnością

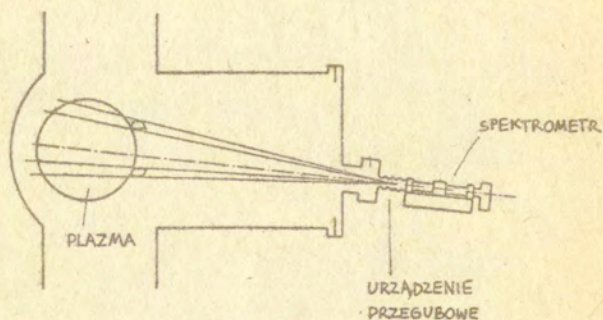
$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1 \lambda_1}{A_2 \lambda_2} \quad 5.2.4.$$

gdzie A_1, A_2 - są prawdopodobieństwami emisji spontanicznej, a λ_1, λ_2 - długościami fali linii spektralnych. Zatem, jeżeli jedna z linii leży w zakresie widzialnym, a druga w próżniowym ultrafiolecie wtedy absolutne natężenie pierwszej z nich może być wyznaczone przy pomocy wolframowej lampy wstęgowej służącej jako wzorzec promieniowania zaś natężenie drugiej linii może być uzyskane z zależności 5.2.4. jeżeli stosunek prawdopodobieństw jest znany.

Wadą przedstawionego układu była możliwość skanowania tylko dolnej połowy plazmy co uniemożliwiało rejestrację asymetrii często występujących w plazmie. Ograniczenie to wynikało z ustawienia zwierciadła pod kątem 5° do wiązki świetlnej aby umożliwić rejestrację światła aż do $\lambda = 100 \text{ \AA}$. Ograniczenie zakresu do 400 \AA umożliwia rezygnację z małego kąta, a tym samym obserwację całego przekroju plazmy.

Na rys. 16 przedstawiony jest prostszy układ eksperymentalny umożliwiający pomiary intensywności promieniowania wzdłuż różnych cięciw plazmy w kolejnych wyładowaniach poprzez zmianę położenia spektrometru.

W tej sytuacji potrzeba ok. 10 "strzałów". aby otrzymać pełny rozkład przestrzenny. Z kolei układ taki zapewnia pełną rozdzielczość czasową.



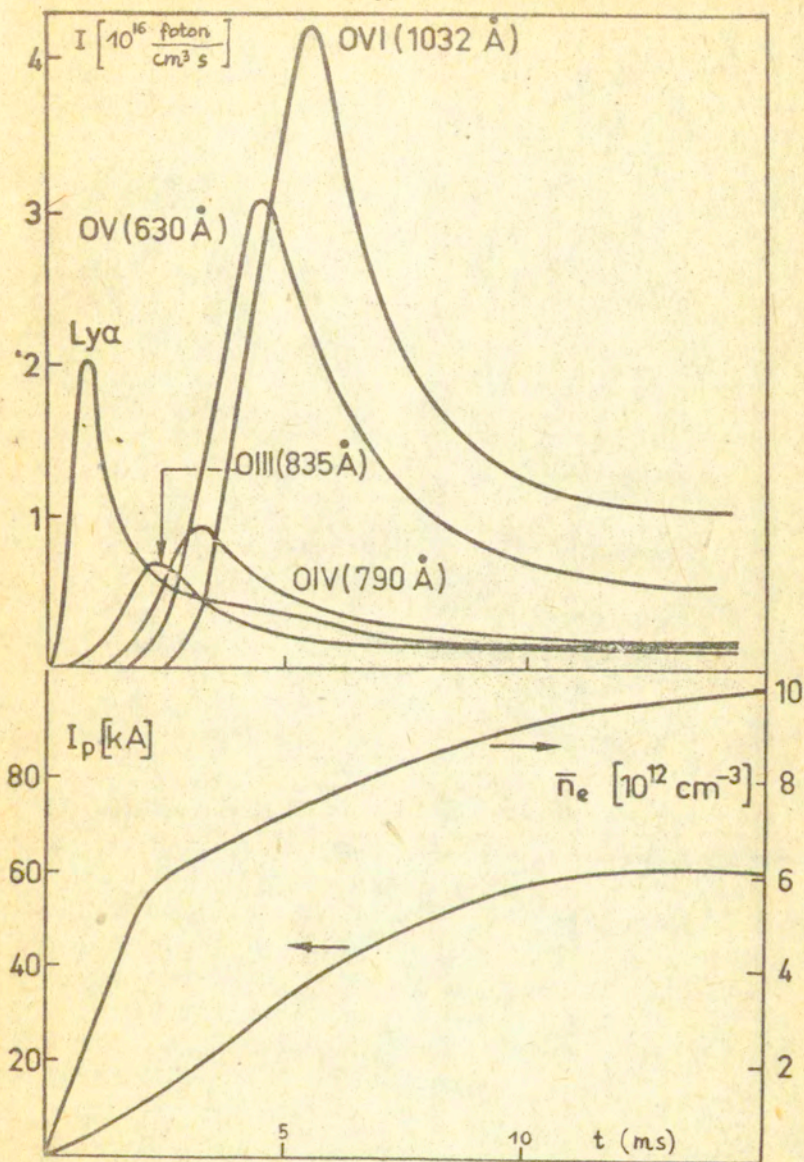
Rys. 16. Układ pomiarowy [wg.21].

Układy tego typu stosuje się w tokamakach ASDEX i FT.

5.2.4. Analiza promieniowania linii spektralnych.

5.2.4.1. Faza początkowa.

W początkowej fazie wyładowania zimny gaz roboczy jest nagrzewany do kilkuset eV w czasie kilku milisekund. Rys.17 /22/ przedstawia typowe sygnały odpowiadające natężeniom linii kilku kolejnych jonów tlenu mierzone wzdłuż głównego przekroju plazmy. Charakterystyczny przejściowy pik pojawia się gdy temperatura elektronów przekracza wartość przy której kolejne jony osiągają maksymalną gęstość. Następnie sygnał spada w wyniku zmniejszania się gęstości jonów wskutek ich jonizacji. Ponieważ grzanie jest bardzo szybkie piki kolejnych stopni jonizacji występują w odstępach milisekundowych.



Rys.17 Zmiana natężenia linii tlenu w początkowej fazie wyładowania /wg 22/

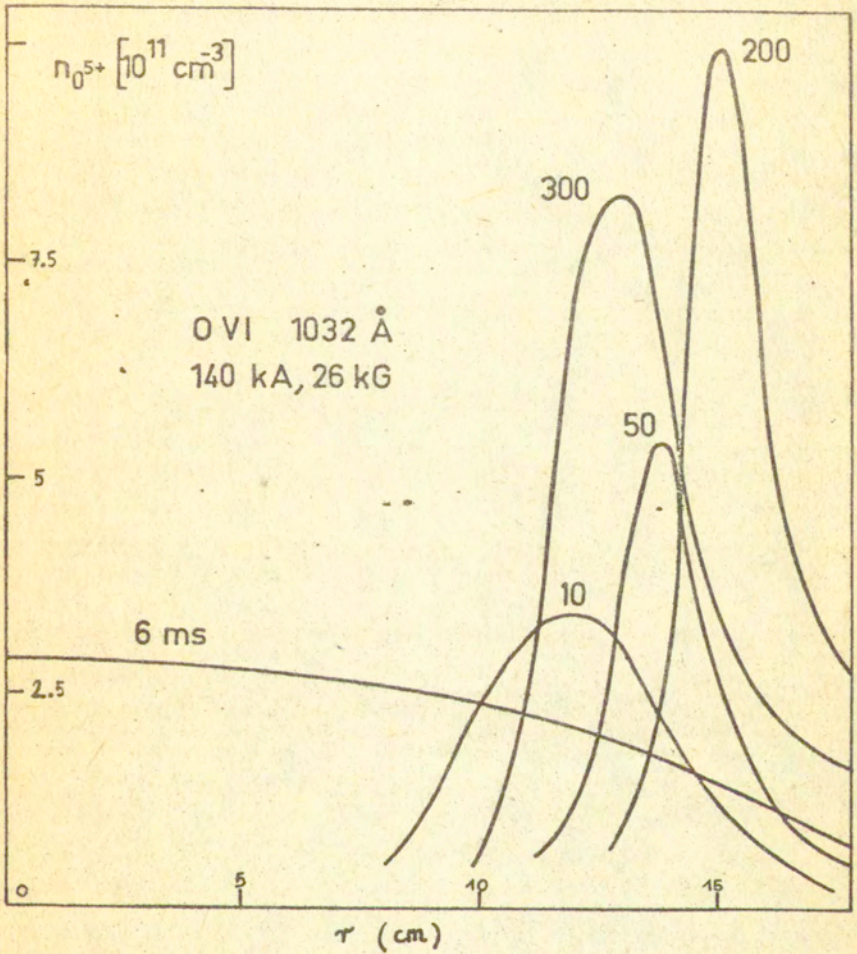
Pojawienie się linii tlenu tak szybko po przebicciu gazu wskazuje, że zanedbywalne koncentracje lekkich zanieczyszczeń są obecne w komorze przed wyładowaniem lub pojawiają się natychmiast po jego rozpoczęciu.

Gaz roboczy jest z zasady bardzo czysty ale może formować cząsteczki z zanieczyszczeniami, jak np. H_2O , na powierzchni komory. Można oczekiwać, że w początkowej fazie wyładowania zanieczyszczenia są jednorodnie rozprzestrzenione w plazmie. Rozkład gęstości elektronów jest wtedy płaski, temperatura i gęstość elektronów są małe, a zatem penetracja zanieczyszczeń w głąb wyładowania jest możliwa. Hipoteza ta została potwierdzona w bezpośrednich pomiarach rozkładu przestrzennego jonów /rys.18/.

Na rys. 17 pokazana jest także zmiana w czasie natężenia linii Ly α . Natężenie linii osiąga maksimum w ciągu ok.1 ms, a jonizacja jest praktycznie zakończona po ok. 2 ms. Pomiar rozkładu przestrzennego emisji pokazuje, że jest ona w tym czasie praktycznie jednorodna przestrzennie. Występujący później "ogon" trwający ok.15 ms pochodzi już z emisji w zewnętrznej powłoce plazmy i może być interpretowany jako strumień neutralnego wodoru wchodzący do plazmy z zewnątrz np. wskutek odgazowywania ścianek.

5.2.4.2. Formowanie się powłok.

Rys. 18 /23/ przedstawia zmianę w czasie radialnego profilu gęstości jonu OVI. Początkowo /6 ms odpowiada pikowi jonizacyjnemu/ jony są mniej więcej jednorodnie rozprzestrzenione w całej objętości niskotemperaturowej plazmy. Następnie temperatura i gęstość elektronów rosną szybko i występowanie jonów w centrum nie jest już możliwe; profil gęstości jonów tworzy charakterystyczną powłokę cylindryczną. Zmiana lokalizacji przestrzennej w czasie odpowiada zmianie temperatury elektronów na brzegu plazmy. W tym eksperymencie maksimum gęstości jonów OVI występowało zawsze przy tej samej temperaturze elektronów $T_e \approx 1/3 \chi_i / \chi_i$ - potencjał jonizacyjny jonu/. Ponieważ współczynnik wzbudzenia praktycznie nie zależy od temperatury /rys. 12 / maksimum natężenia linii odpowiada maksimum gę-



Rys.18 Rozkład natężenia linii OVI 1032 Å w różnych fazach wyładowania /wg 23/

tości jonu.

Należy podkreślić, że rozkłady przestrzenne mogą się różnić znacznie w różnych eksperymentach i w obliczu tego faktu trudno jest o jakieś ogólne twierdzenia dotyczące zachowania się zanieczyszczeń. Na ogół eksperymentalnie mierzy się rozkład przestrzenny jonów w dwóch, trzech stopniach jonizacji i porównuje się wyniki doświadczalne z numerycznymi.

Rys. 19 a, b /24/ przedstawiają pełny obraz wyników symulacji numerycznej rozkładów gęstości i promieniowania zanieczyszczeń tlenu w tokamaku PLT. W tym wypadku przyjęto strumienie Γ_2 w postaci sumy strumieni neoklasycznego i anc malnego ze współczynnikiem dyfuzji anc malnej $D_a = 4000 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ uzyskując niezłą zgodność z eksperymentem /24/.

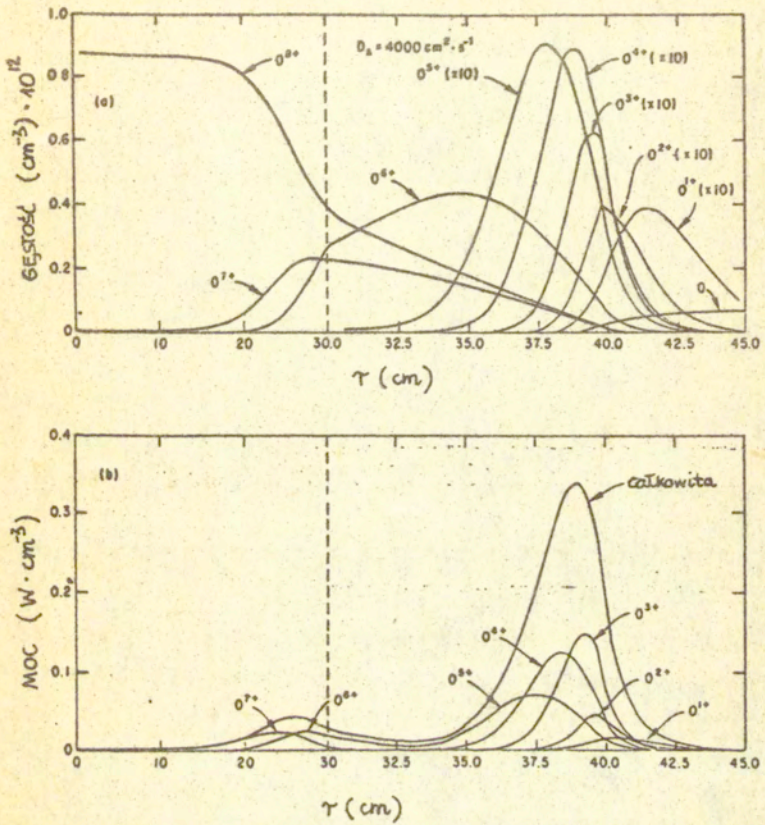
6. Wyznaczenie efektywnego ładunku Z_{ef} z natężenia promieniowania ciągłego.

Ładunek efektywny Z_{ef} jest miarą koncentracji zanieczyszczeń w plazmie ($Z_{ef} = \frac{\sum n_i Z_i^2}{\sum n_i Z_i}$) i jednym z parametrów potrzebnych do wyznaczenia rozkładu prądu. Ładunek efektywny można wyznaczyć z pomiaru natężenia promieniowania ciągłego. Promieniowanie ciągłe składa się w ogólności z promieniowania hamowania /bremsstrahlung/ oraz z promieniowania rekombinacyjnego /radiacyjnego i dielektronicznego/.

Na ogół promieniowanie hamowania jest w tokamakach dominujące. Natężenie promieniowania ciągłego wyraża się wtedy wzorem

$$\epsilon_\lambda = \frac{1.89 \cdot 10^{-28} n_e \sum n_i Z_i^2 \bar{g}_{\#}}{T_e^{1/2} \cdot \lambda^2} \exp\left(-\frac{12400}{T_e \cdot \lambda}\right) \frac{W}{\text{cm}^3 \cdot \text{\AA}}$$

gdzie n_e i n_i są wyrażone w cm^{-3} , λ w \AA , a T_e w eV; $\bar{g}_{\#}$ jest czynnikiem Gaunta. Lokalną wartość ładunku efektywnego Z_{ef} można wyznaczyć z pomiaru ϵ_λ/r , T_e/r i n_e/r . Promieniowanie ciągłe mierzy się dla $\lambda \sim 5230 \text{ \AA}$ /25/ ponie-



Rys.19. Rozkłady gęstości jonów tlenu i promieniowania linii rezonansowych /wg 24/.

waż w tym obszarze widma nie występują linie spektralne.

Pomiar w zakresie widzialnym widma ma tę zaletę, że sygnał może być wykalibrowany w jednostkach absolutnych przy pomocy wolframowej lampy wstępowej.

7. Sputtering

Sputteringiem nazywamy rozpylanie materiału /komory lub limitera/ w wyniku oddziaływania jonów plazmy ze ścianką. Uwolnione w tym procesie atomy metalu przedostają się do plazmy. Istotną zatem rzeczą jest określenie strumienia rozpylonych cząstek. W stanie stacjonarnym równanie ciągłości ma postać /przy zaniedbaniu procesów rekombinacji, co z reguły jest możliwe/

$$\nabla \cdot \vec{\Gamma} = -n_0 n_e S(T_e) \quad 7.1.$$

gdzie Γ jest gęstością strumienia rozpylonych cząstek,

n_0 - gęstością cząstek, n_e - gęstością elektronów zaś S - współczynnikiem jonizacji.

Natężenie linii dane jest wyrażeniem

$$I_{ki} = \frac{1}{4\pi} A_{ki} h\nu_{ki} \int_0^x n_k dx \quad 7.2.$$

gdzie x jest głębokością plazmy na którą mogą penetrować rozpylane atomy. Ponieważ

$$n_0 = n_k \sum_i A_{ki} / n_e \cdot X(T_e) \quad 7.3.$$

gdzie X jest współczynnikiem wzbudzenia, oraz ponieważ $\Gamma_x = 0$ otrzymujemy wyrażenie

$$\Gamma_0 = \frac{4\pi I_{ki} \sum_i A_{ki}}{A_{ki} h\nu_{ki}} \frac{\tilde{S}}{\tilde{X}} \quad 7.4.$$

gdzie \tilde{S} , \tilde{X} są wartościami uśrednionymi na długości całkowania.

Tak więc strumienie rozpylonych cząstek można wyznaczyć z pomiaru natężenia linii spektralnej emitowanej przez rozpylane atomy. Dokładna znajomość temperatury elektronów T_e nie jest

wymagana ponieważ stosunek S/X słabo zależy od temperatury.

8. Zakończenie.

Przedstawiony w niniejszej pracy przegląd spektroskopowych metod diagnostycznych nie jest kompletny. Pominięte zostały pomiary związane z promieniowaniem niektórych linii wzbronionych czy t.zw. satelitów dielektronicznych, które stosowane są przy temperaturze plazmy znacznie przekraczającej 1 keV. Pominięto także metodę pomiaru temperatury elektronowej ze stosunku natężeń linii jonowych. Metoda ta ma małe zastosowanie w tokamakach gdyż bazuje na równowadze koronowej, która najczęściej jest silnie zakłócona poprzez szybki transport cząstek w poprzek pola magnetycznego. Można ją stosować tylko do dwu linii tego samego jonu. Ponieważ różnica energetyczna ΔE między górnymi poziomami obu linii powinna być rzędu T_e , znalezienie odpowiednich linii następuje duże trudności.

Warto odnotować ciągły postęp w technikach rejestracji widm spektralnych. W zakresie widzialnym natężenia i profile linii są coraz częściej rejestrowane przy pomocy macierzy diod światłoczułych umieszczonych w płaszczyźnie szczeliny wyjściowej spektrometru.

Praca została wykonana na zlecenie Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy.

Literatura

1. Hinnov E., Artykuł w Atomic and Molecular Processes in Controlled Thermonuclear Fusion. Ed. Mc Dowell, A.M.Ferendeci, Plenum Press. N.Y.1980.
2. Suckewer S., Hinnov E., Nuclear Fusion 17 /1977/ 945.
3. Lotz W., Astrophys. J., Supplement 14 /1967/ 207.
4. Drawin H.W., Physica Scripta 24 /1981/622
5. Eubank H., et all., Proceedings of the 7th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, Austria, 1978, IAEA, Vienna, Austria 1979.
6. Bracewell R., The Fourier Transform and its Applications, McGraw-Hill Book Company, New York, 1965.
7. Unsöld A., Physik der Sternatmosphären, 1955.
8. Huddlestone R.H., Leonard S.L., Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, London, 1965.
9. Drawin H.W., et all., J Quant Spectrosc. Rad. Transfer 9 /1969/ 317.
10. Breton C., et all., J. Phys. B 13 /1980/ 1703.
11. Shore B.W., Menzel D.H., Principles of Atomic Spectra, J. Wiley and Sons.Inc. N.Y. 1968.
12. Szymański Z., Verhandlungen der DPG, P9, Kiel 1984.
13. Kasai S., et all., Jap.Journal of Applied Physics 17, /1978/ 903.
14. Johnson L.C., Hinnov E., J.Quant.Spectroc.Radiat.Transfer. 13 /1972/ 333.
15. Suckewer S., et all., Phys. Rev.Letters 43 /1979/ 207.
16. Coppi B., Sharky M., W Physics of Plasmas close to Thermonuclear Conditions: Varenne 1979.
17. Behinger K., et all., I.A.E.A. Proceedings of Technical Comittee Meeting on Divertors and Impurity Control, Garching, 1981.

18. Isler R.C., Nuclear Fusion 24 /1984/ 1599.
19. Breton C., et all., J.Phys.E.Sci.Instrum., 12 /1979/ 894.
20. Griffin W.G., Mc Whirter W.P., Proc.Conf. Optical Instruments and Techniques ed. K.J.Habell /London: Chapman and Hall/1962.
21. De Marco F., et all., Plasma Physics 24 /1982/ 257
22. Equipe TFR, Nuclear Fusion 15 /1975/ 1053
23. TFR Group, Plasma Phys.20 /1978/ 207.
24. Hawryluk R.J., et all., Nuclear Fusion 19 /1979/, 607.
25. Kadota K., et all., Nuclear Fusion 20 /1980/ 209.