

Skrypt do wykładu

Wstęp do fizyki plazmy i energetyki termojądrowej –

Monika KUBKOWSKA, Paweł GAŚSIOR
Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy



Materiał dydaktyczny dla Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej, opracowany w ramach zadania nr 33: „Modyfikacja kształcenia na Wydziale Fizyki w zakresie wykorzystywania technik i technologii jądrowych w gospodarce narodowej” projektu „Program Rozwojowy Politechniki Warszawskiej” współfinansowanego przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego (Program Operacyjny Kapitał Ludzki)



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPOJNOŚCI

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



PROGRAM ROZWOJOWY
POLITECHNIKI WARSZAWSKIEJ

WARSZAWA 2012

Streszczenie

Niniejszy skrypt obejmuje zasadniczą część materiału prezentowanego przez autorów w ramach wykładu „Wstęp do fizyki plazmy i energetyki termojądrowej” na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej, a oprócz tego może służyć studentom zainteresowanych zachowaniem, fizyką i zastosowaniami najpowszechniej występującego w przyrodzie stanu skupienia, czyli plazmy.

Na początku przypomniane zostają podstawowe pojęcia fizyki kwantowej (promieniowanie termiczne, teoria Bohra, oddziaływanie promieniowania elektromagnetycznego z materią: efekt fotoelektryczny, zjawisko Comptona), które przewijają się często w dalszych partiach materiału.

Zasadnicza część wykładu rozpoczyna się od fizycznego opisu plazmy i dotyczy charakterystyki tego stanu skupienia z położeniem nacisku na podstawowe cechy, takie jak kolektywne zachowanie cząsteczek, mechanizmy oddziaływania z polem i falami elektromagnetycznymi, ekranowanie ładunków elektrycznych, itd. Równocześnie wprowadzone zostaną parametry związane z przedstawianymi cechami i zjawiskami takie jak promień Debye’a, częstotliwość plazmowa, funkcja rozkładu prędkości i wielkości możliwe do wyliczenia na jej podstawie, przekroje czynne na zderzenia Kulombowskie, promień Larmora, częstotliwość cyklotronowa, itd. Ponadto pokazane jest występowanie plazmy we wszechświecie z położeniem nacisku na szeroką rozpiętość jej parametrów i zachowań, których cechą wspólną jest to, że jednak mogą być rozpatrywane za pomocą jednorodnych zależności wywodzących się z przedstawianych w skrypcie opisów i modeli.

Omawiane opisy i modele koncentrują się na oddziaływaniu plazmy z polem elektromagnetycznym, (mechanizmy dryfowe, tłumienie (i wzmacnianie) Landau, propagacja fal oraz podstawowe typy pułapek magnetycznych).

Po omówieniu procesów kolizyjnych i wyładowań, nadmienione zostają metody powstawania i wytwarzania plazmy, w szczególności w celu przedstawienia jej podstawowych zastosowań technicznych. Najważniejszym zastosowaniem technicznym branym pod uwagę przez autorów jest zastosowanie plazmy w reaktorach termojądrowych i wprowadzeniu do tego typu zagadnień poświęcona została końcowa część rozdziału. Zasygnalizowane w niej zostają reakcje termojądrowe, podstawowe typy reaktorów termojądrowych z uwzględnieniem magnetycznego i wewnętrznego utrzymania plazmy oraz wymagania dotyczące uzyskania korzyści energetycznej (kryterium Lawsona).

Dwa obszerne odrębne rozdziały poświęcone są omówieniu urządzeń wykorzystujących magnetyczne i inercyjne utrzymanie plazmy. Omówione są zasady działania oraz elementy urządzenia typu tokamak, a następnie związane z nim problemy fizyczne. Treść obejmująca uzupełnienie wiedzy o tokamakach obejmuje również zagadnienia na pograniczu fizyki i technologii (indukcyjne i nieindukcyjne metody nagrzewania plazmy, oddziaływania plazma-ściana i omówienie podstawowych systemów diagnostyki. W celu przedstawienia alternatywnej metody zastosowania utrzymania magnetycznego omówiony został układ typu Stellarator. Przedstawione zostały również urządzenia typu z-pinch ze szczegółowym omówieniem układu typu Plasma Focus.

W przypadku fuzji laserowej opisane są jej założenia, konstrukcja reaktora i układów laserowych, konstrukcja różnych wariantów tarcz zawierających paliwa. Omówione są zarówno metoda bezpośrednia, podejście z szybkim zapłonem oraz metoda hybrydowa wraz z przedstawieniem urządzeń, które mają je realizować (NIF, HIPER).

Podsumowaniem rozważań poświęconym różnym wariantom reaktorów termojądrowych jest rozdział poświęcony różnym modelom elektrowni wykorzystujących syntezę jądrową jako źródło energii.

Końcowa, aczkolwiek bardzo istotna część skryptu, poświęcona została omówieniu diagnostyk plazmy. Po wstępnym zdefiniowaniu typów diagnostyk opisane zostają diagnostyki magnetyczne, korpuskularne, współczynnika załamania, promieniowania EM emitowanego przez wolne i związane elektrony, rozpraszania fal oraz diagnostyka molekularna. Osobne miejsce zajmuje opis detektorów promieniowania.

Szczególną uwagę poświęcono spektroskopii przy okazji której opisany został kształt i szerokość rejestrowanych linii spektralnych, warunki równowagi w plazmie (prawo Maxwella, prawo Boltzmann, prawo Saha-Eggerta i prawo Plancka). Ponadto zawarty został opis przyrządów spektralnych wraz z przedstawieniem ich działania (spektrometry siatkowe, z pryzmatem, podstawowe wielkości charakteryzujące przyrządy spektralne, interferometry, problem kalibracji widm). Szczegółowo opisana została metoda spektroskopii laserowej LIBS (Laser Induced Breakdown Spectroscopy - Laserowo wzbudzana spektroskopia emisyjna) z opisem zjawisk występujących w eksperymencie LIBS, parametrów stosowanych laserów oraz zastosowania. Wszystkie diagnostyki przedstawione zostały w kontekście urządzeń, na których są lub mogą być zastosowane.

SPIS TREŚCI

1	PRZYPOMNIENIE PODSWTAWOWYCH POJĘĆ Z FIZYKI KWANTOWEJ.....	6
1.1	Promieniowanie termiczne ciała	6
1.2	Efekt fotoelektryczny	8
1.3	Efekt Comptona.....	9
1.4	Model atomu Bohra.....	11
1.5	Absorpcja wymuszona oraz emisja spontaniczna i wymuszona	11
2	TEORETYCZNY OPIS PLAZMY	14
2.1	Wprowadzenie.....	14
2.2	Parametry charakteryzujące plazmę - funkcja przestrzennego rozkładu prędkości	16
2.3	Parametry charakteryzujące plazmę - częstotliwość plazmowa.....	17
2.4	Parametry charakteryzujące plazmę - długość Debye'a.....	18
2.5	Parametry charakteryzujące plazmę - długość Landau'a	19
2.6	Parametry charakteryzujące plazmę - parametr plazmowy.....	19
2.7	Rozchodzenie się fal w plazmie	20
2.8	Zachowanie się plazmy w polu elektromagnetycznym.....	21
2.9	Procesy kolizyjne w plazmie	25
2.10	Wytwarzanie plazmy	28
2.11	Plazma jako „elektryczny płyn”	29
2.12	Reakcja fuzji i defekt masy	30
2.13	Cykl protonowo-protonowy i węglowo-azotowo-tlenowy	32
2.14	Kryterium Lawsona.....	34
2.15	Początki badań nad pokojowym wykorzystaniem energii syntezy	35
2.16	Metody utrzymania plazmy	36
2.17	Układy typu z-pinch – plasma-focus.....	38
2.18	Charakterystyka głównych faz wyładowania w układzie typu plasma focus	39
3	UKŁADY Z MAGNETYCZNYM UTRZYMANIEM PLAZMY	41
3.1	Toroidalna pułapka magnetyczna.....	41
3.2	Budowa i działanie tokamaka	45
3.3	Reaktor ITER	58
4	UKŁADY Z LASEROWYM UTRZYMANIEM PLAZMY	60
4.1	Metoda konwencjonalna	60
4.2	Metody z szybkim zapłonem.....	62
5	MODELE ELEKTROWNI FUZYJNYCH.....	67
5.1	Założenia i uwarunkowania projektów elektrowni termojądrowej.....	68
5.2	Porównanie modeli A, B, C, D.....	71
5.3	Podsumowanie	78
5.4	LIFE – Laser Inertial Fusion Energy.....	79
6	DIAGNOSTYKI PLAZMY	82
6.1	Kategorie diagnostyk plazmowych	82
6.2	Diagnostyki magnetyczne	83
6.3	Diagnostyki korpuskularne (strumieni cząstek).....	89
6.4	Diagnostyki współczynnika załamania	96
6.5	Diagnostyki promieniowania EM emitowanego przez wolne elektrony	99
6.6	Diagnostyki promieniowania EM emitowanego przez związane elektrony	101
6.7	Diagnostyka rozpraszania fal elektromagnetycznych	116
6.8	Detektory promieniowania elektromagnetycznego.....	118
6.9	Diagnostyka molekularna w reaktorach jądrowych	120

6.10	Wzbudzeniowa Spektroskopia Laserowa – Laser Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS)	122
7	LITERATURA.....	127

1 PRZYPOMNIENIE PODSWTAWOWYCH POJĘĆ Z FIZYKI KWANTOWEJ

1.1 Promieniowanie termiczne ciał

Wszystkie ciała emitują promieniowanie do swojego otoczenia, a także z tego otoczenia je pobierają - absorbują. Postać widma promieniowania termicznego wysyłanego przez ciało zależy w pewnym stopniu od składu tego ciała i przejawia się właściwością, którą postrzegamy jako barwę. Z przeprowadzonych doświadczeń i rozważań teoretycznych wynika, że można zdefiniować klasę ciał, które emitują promieniowanie o widmie mającym charakter uniwersalny. Są one nazywane ciałami doskonale czarnymi, tzn. ciałami, których powierzchnia absorbuje całe promieniowanie, które na nie pada. Rozkład widmowy promieniowania takiego ciała charakteryzuje funkcja zwana zdolnością emisyjną ciała R , którą definiujemy jako energię promieniowania o częstotliwości leżącej w pewnym przedziale, które wysyłane jest w ciągu jednostki czasu przez jednostkę powierzchni ciała mającego temperaturę bezwzględną T .

Całka ze zdolności emisyjnej R po wszystkich częstotliwościach ν jest równa całkowitej energii wyemitowanej w ciągu jednostki czasu z jednostki powierzchni ciała doskonale czarnego o temperaturze T i jest zwana całkowitą zdolnością emisyjną:

$$R = \int_0^{\infty} R(\nu) d\nu$$

Ze wzrostem temperatury T wielkość R gwałtownie wzrasta, co stanowi treść prawa Stefana – Boltzmana na całkowitą moc wypromieniowaną przez ciało doskonale czarne:

$$R = \sigma T^4$$

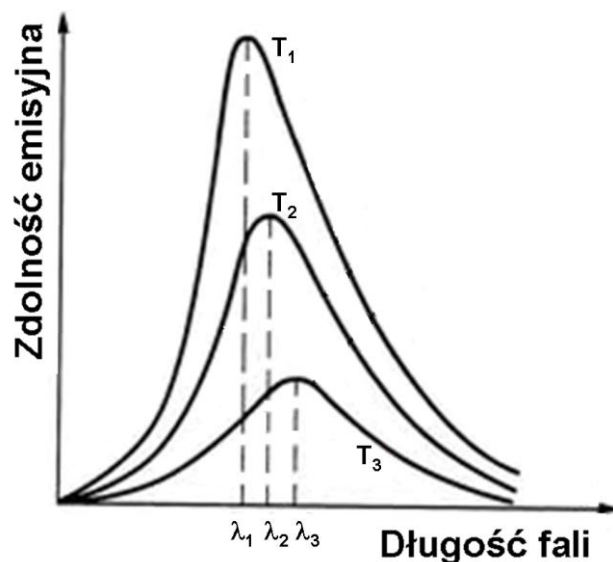
gdzie σ jest stałą Stefana – Boltzmana, która wynosi $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$

Ze wzrostem temperatury T widmo promieniowania ulega przesunięciu w stronę krótszych długości fali, co z kolei wyraża prawo przesunięć Wiena:

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{C}{T}$$

gdzie $C = 2,898 \times 10^{-3} \text{ mK}$ jest stałą Wiena i określa długość fali, dla której $R(\lambda)$ ma w danej temperaturze T wartość maksymalną.

W sytuacji gdy temperatura ciała wzrasta, wówczas energia emitowanego promieniowania gwałtownie wzrasta, a długość fali promieniowania odpowiadająca maksymalnej zdolności emisyjnej maleje.



Rys. 1.1 Zależność zdolności emisyjnej od długości fali dla trzech różnych temperatur, przy czym $T_1 > T_2 > T_3$.

Teoria Wiena z 1896 roku opisująca zależność energii promieniowania ciała doskonale czarnego od długości fali i temperatury była zgodna z wynikami doświadczalnymi jedynie dla krótkich długości fal, natomiast teoria lorda Johna Rayleigha i Jamesa Jeansa z 1905 roku, która oparta jest na założeniach elektrodynamiki Maxwella, pokrywała się z pomiarami tylko dla długich fal.

Ostatecznie rozkład energii promieniowania od długości fali (częstotliwości) opisał Max Planck, który przedstawił swój wzór 14 grudnia 1900 roku na posiedzeniu Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego.

W swojej teorii Planck przyjął, że emisja i absorpcja promieniowania przez atomy i cząsteczki może zachodzić tylko porcjami, tzw. kwantami, a minimalna wartość emitowanej lub absorbowanej energii wyraża się następującym wzorem

$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$$

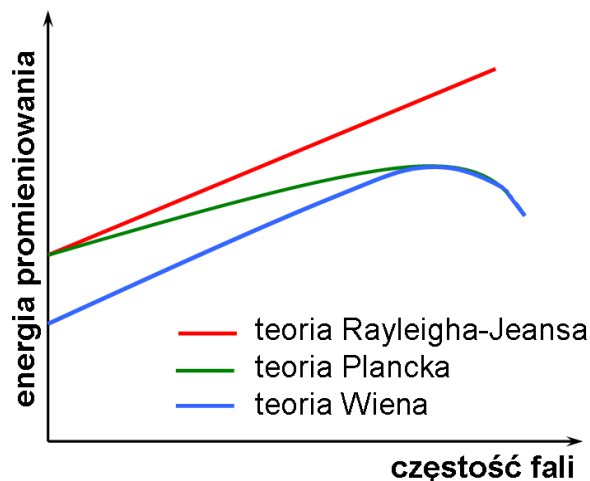
gdzie ν jest częstotliwością promieniowania a h jest uniwersalną stałą Plancka, która wynosi $h = 6,62 \times 10^{-34}$ J·s.

Zgodnie z tą teorią, która była w sprzeczności z fizyka klasyczną, energia emitowana w jednostce czasu przez ciało doskonale czarne opisana jest następującą zależnością:

$$E_{\lambda, T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1},$$

gdzie λ jest długością fali promieniowania, T temperaturą w Kelwinach, c prędkością światła w próżni, k stałą Boltzmann ($k = 8,6173324 \times 10^{-5}$ eV/K), a h stałą Plancka.

Zależności opisywane teoriami Wiena, Rayleigha-Jeansa i Plancka przedstawione są na rys.1.2



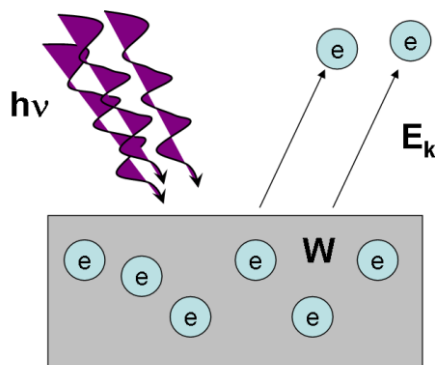
Rys. 1.2 Zależność energii promieniowania od częstości fali dla trzech różnych teorii

Skwantowanie energii potwierdziły następnie eksperymenty przeprowadzone przez Lummera i Pringsheima, uczonych z Charlottenburga, a stała Plancka h stała się kluczowym parametrem do opisu wielu zjawisk.

1.2 Efekt fotoelektryczny

Na przełomie XIX i XX wieku zaobserwowano zostało zjawisko, którego falowa teoria światła nie była w stanie wytłumaczyć. Zjawisko to w ogólności polegało na oświetleniu lampą danego materiału. Wiadomo, że energia padającego promieniowania pochłaniana jest przez atomy oświetlanego materiału, przy czym energia wiązki światła pochłaniana jest w postaci kwantów równych $h\nu$. Dodatkowo kwant promieniowania pochłaniany jest w całości. Według Einsteina, usunięcie elektronu z powierzchni tarczy wymaga pewnej pracy zwanej pracą wyjścia, która jest wielkością charakteryzującą daną substancję (stałą materiałową). Pozostała energia unoszona jest przez emitowany elektron. Badania tego zjawiska, nazwanego efektem fotoelektrycznym, doprowadziło do ustalenia następujących faktów:

- zjawisko fotoelektryczne obserwuje się natychmiast po oświetleniu danego materiału (nie ma opóźnień pomiędzy napromieniowaniem a emisją elektronów)
- maksymalna energia kinetyczna elektronów nie zależy od natężenia światła padającego
- istnieje określona częstotliwość promieniowania padającego tzw. częstotliwość progowa ν_0 , poniżej której zjawisko fotoelektryczne nie zachodzi



Rys. 1.3 Schemat zjawiska fotoelektrycznego w materiale

Wobec powyższego energia kinetyczna wyemitowanego z materiału elektronu (E_k) równa jest energii fotonu padającego promieniowania ($h\nu$) pomniejszonej o wartość energii potrzebnej na oderwanie elektronu od materiału (tzw. pracy wyjścia (W)).

$$E_k = h\nu - W$$

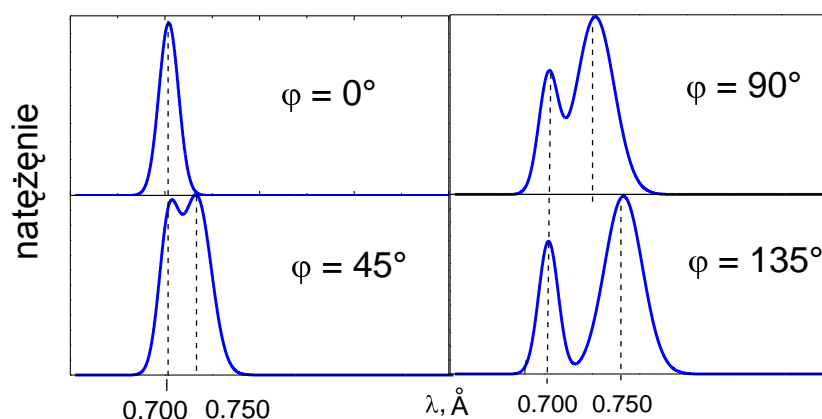
gdzie ν odnosi się do częstotliwości padającego fotonu.

Wyjaśnienie zjawiska fotoelektrycznego nie dało odpowiedzi na pytanie czym jest światło – falą czy strumieniem cząstek? Dopiero w 1924 r. Ludwik de Broglie wysunął hipotezę, że własności korpuskularne i falowe można przypisać każdej cząstce. Założył on, że każdej cząstce o masie m i pędzie $p = mv$ można przypisać falę o określonej długości i częstotliwości, wyrażoną wzorem:

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

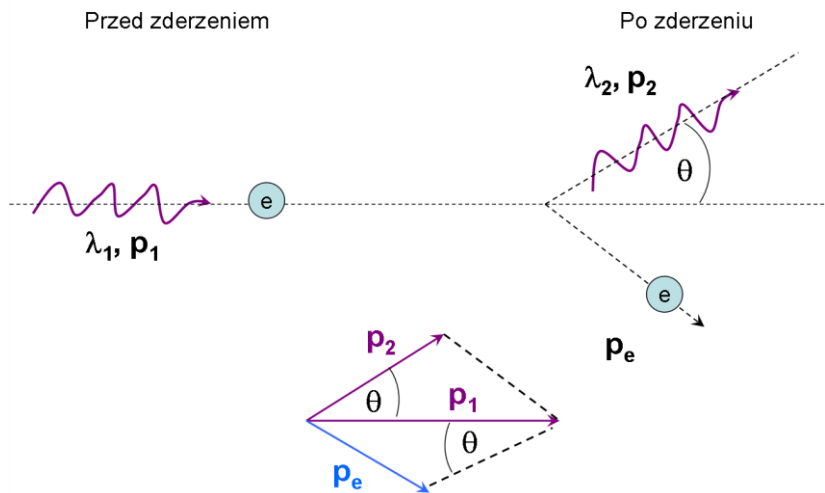
1.3 Efekt Comptona

W 1923 r. podczas eksperymentu Compton zaobserwował, że wiązka promieniowania rentgenowskiego o ustalonej długości fali λ_1 po przejściu przez metalową folię ulega rozproszeniu pod kątem θ zależnym od przesunięcia długości fali rozproszonej, a w rozkładzie natężenia promieniowania obserwuje się dodatkowe maksimum dla długości fali λ_2 , większej od λ_1 .



Rys. 1.4 Natężenie promieniowania w wyniku rozpraszania promieniowania rentgenowskiego na elektronach.

Wysunął on hipotezę, że padające promieniowanie nie jest falą, ale zbiorem fotonów, które ulegają sprężystym zderzeniom z elektronami.



Rys. 1.5 Zderzenie fotonu z elektronem w zjawisku Comptona

Dla zobrazowania zjawiska rozpatrzmy zderzenie kwantu promieniowania ze swobodnym elektronem, schematycznie przedstawione na rys. 1.5. Z zasady zachowania pędu otrzymujemy:

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_2 + \vec{p}_e$$

Pęd elektronu zgodnie z twierdzenia cosinusów (Carnota) możemy zapisać jako:

$$p_e^2 = p_1^2 + p_2^2 - 2p_1p_2 \cos \theta$$

Z zasady zachowania energii z kolei otrzymujemy:

$$p_1c + m_0c^2 = p_2c + \sqrt{p_e^2c^2 + m_0^2c^4}$$

Dzieląc obie strony powyższego równania przez c i podnosząc do kwadratu uzyskujemy:

$$p_e^2 = p_1^2 - p_2^2 + m_0^2c^2$$

Podstawiając teraz z jednej strony równania pęd elektronu otrzymany z zasady zachowania pędu otrzymujemy następującą zależność:

$$p_1p_2(-\cos \theta) = p_1 - p_2 - m_0c$$

Pamiętając, że odpowiednio $p_1 = \frac{h}{\lambda_1}$ i $p_2 = \frac{h}{\lambda_2}$ otrzymujemy wzór na tzw. przesunięcie

Comptona, które zależy od kąta rozproszenia fotonu zgodnie ze wzorem:

$$\lambda_2 - \lambda_1 = \frac{h}{m_0c} (-\cos \theta)$$

w którym wartość $\frac{h}{m_0c}$ jest comptonowską długością fali elektronu i wynosi

$$\lambda_c = 2.4263102 \times 10^{-12} \text{ m} = 0.0024 \text{ nm}.$$

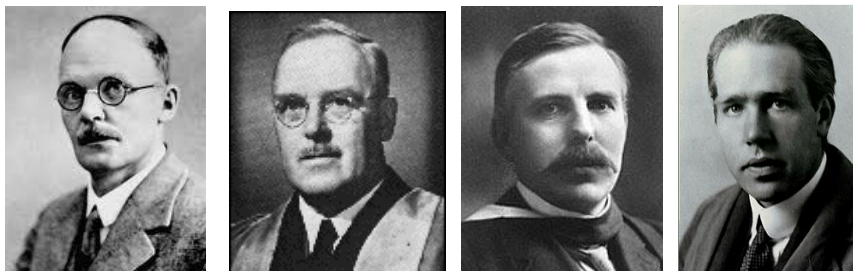
Podsumowując, w wyniku zderzenia padający foton oddaje część swojej energii elektronowi i ulega rozproszeniu, przy czym po rozproszeniu ma mniejszą energię niż przed zderzeniem. Zmiana długości fali padającego fotonu w wyniku rozproszenia nie zależy od energii padającego fotonu, a jedynie od kąta rozproszenia (θ). Zmiana długości fali jest prawie niewidoczna dla światła widzialnego (400-700nm) ze względu na bardzo małą wartość comptonowskiej długości fali.

Eksperyment przeprowadzony przez Comptona potwierdził kwantową naturę światła i pokazał, że foton można traktować jako skończoną porcję energii. Ponadto doświadczenie pokazało, że materia składa się z m.in. elektronów i pojawił się problem budowy atomu.

1.4 Model atomu Bohra

W próbie opisu budowy atomu pojawiało się wiele pytań, m.in. jak jest rozłożona i z czego w ogóle składa się masa atomu, jak również czy istnieje i gdzie jest zlokalizowany ładunek dodatni. Pierwszą próbę opisu atomu zaproponował Thomson, który wyobrażał sobie atom, jako dodatnio naładowaną sferę z elektronami – tzw. ciasto z rodzynkami, gdzie rodzynki miały być ładunkiem ujemnym.

Dopiero w 1911 r. doświadczenie przeprowadzone przez Geigera i Marsdena, pod kierownictwem Rutherforda, polegające na rozpraszaniu cząstek alfa na złotej folii doprowadziło do odkrycia jądra atomowego. Kilka lat później powstał model atomu wodoru Bohra.



Rys. 1.6 Uczni, którzy przyczynili się do odkrycia budowy atomu: od lewej Ernest Marsden, Hans Geiger, Ernest Rutherford i Niels Bohr (<http://atomicmodel.tripod.com>)

Model ten opierał się na modelu wprowadzonym przez Rutherforda, według którego elektron krąży wokół jądra jako naładowany punkt materialny, a przyciągany jest przez jądro siłami elektrostatycznymi. Bohr w swym modelu przyjął pewne założenia, zwane postulatami Bohra. Pierwsze z nich mówi o tym, że orbitalny moment pędu elektronu L może przybierać tylko określone wartości, równe wielokrotności stałej Plancka: $L = n\hbar$, gdzie $n = 1, 2, 3, \dots$ jest główną liczbą kwantową. Oznacza to, skwantowanie orbitalnego momentu pędu elektronu. Poza tym krążący po orbicie elektron nie promieniuje energii. Wypromieniowanie energii następuje tylko w momencie zmiany orbity, a zjawisku temu towarzyszy emisja fotonu. Energia takiego fotonu równa jest różnicy energii elektronu na danych orbitach.

Model Bohra zapoczątkował wprowadzanie kolejnych założeń do właściwego opisu budowy atomu. I tak, Sommerfeld zaproponował, że orbity, po których poruszają się elektrony nie są kołowe, tak jak zakładał Bohr, ale eliptyczne, przy czym jądro atomu znajduje się w jednym z ognisk elipsy.

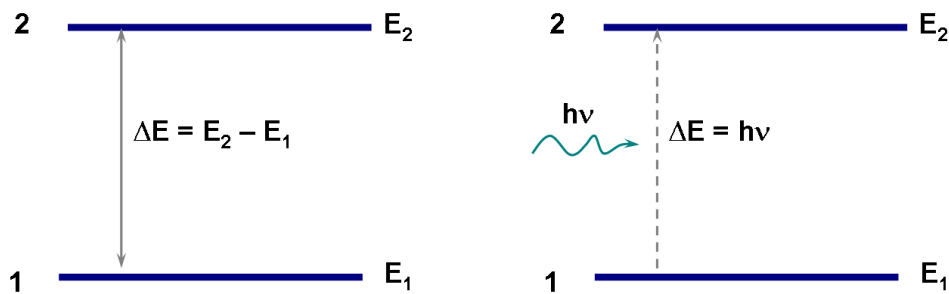
Z czasem okazało się, że model zaproponowany przez Bohra daje prawidłowe wyniki tylko dla atomu wodoru i atomów wodoropodobnych, natomiast atomy o większej liczbie elektronów można próbować opisać stosując mechanikę kwantową, zapoczątkowaną niezależnie przez Heisenberga i Schroedingera.

1.5 Absorpcja wymuszona oraz emisja spontaniczna i wymuszona

Rozpatrzmy teraz co stanie się z atomami pod wpływem oddziaływania promieniowania termicznego. Jeżeli atom (cząsteczka) o poziomach energetycznych E_1 i E_2 , tak jak to pokazane na rys.1.7, pochłonie foton o energii odpowiednio $\Delta E = E_2 - E_1$, wówczas zostanie ona wzbudzona do stanu o energii E_2 . Proces taki nazywa się absorpcją wymuszoną. W wyniku tego procesu zmiana obsadzeń poziomów N wynosi (liczba przejść):

$$\frac{dN}{dt} = N_1 B_{12} R$$

gdzie N_1 opisuje liczbę dostępnych stanów, R jest gęstością promieniowania, a B_{12} nazywane jest współczynnikiem Einsteina dla absorpcji wymuszonej, ponieważ dwupoziomowy model atomu został wprowadzony właśnie przez Einsteina.

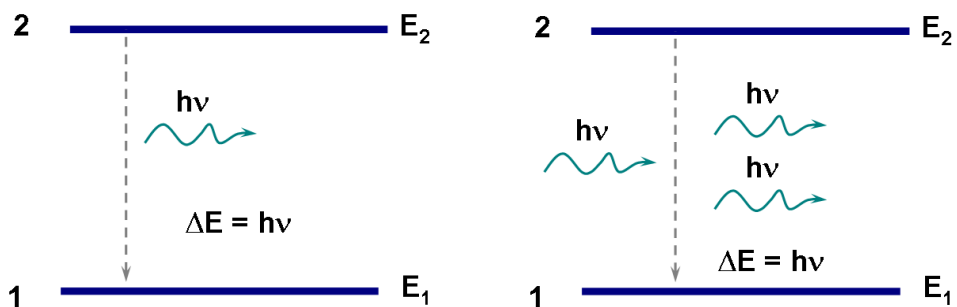


Rys. 1.7 Schemat zjawiska absorpcji wymuszonej

Ponieważ czas życia atomu w stanie wzbudzonym o energii E_2 jest określony, to atom po tym właśnie czasie spontanicznie przechodzi do stanu o energii E_1 , emitując przy tym foton (rys.1.8). Zmiana obsadzeń w wyniku tego zjawiska wyraża się następująco:

$$\frac{dN}{dt} = AN_2$$

gdzie A nazywa się współczynnikiem Einsteina dla emisji spontanicznej. Samo zjawisko nie zależy od zewnętrznego pola promieniowania.



Rys. 1.8 Schemat zjawiska emisji spontanicznej i wymuszonej

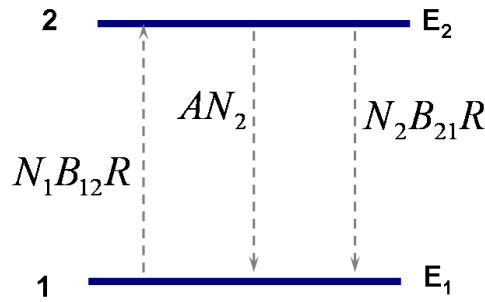
Emisja fotonu może zostać również wymuszona. Dzieje się tak w przypadku oddziaływania fotonu z atomem w stanie wzbudzonym, który jeszcze nie zdążył samoistnie przejść do stanu niższego (rys.1.8). Wówczas taki proces nazywany jest emisją wymuszoną, wyemitowany foton posiada dokładnie takie same właściwości jak foton wymuszający (co jest istotne dla konstrukcji lasera), a zmiana obsadzeń poziomów wynosi

$$\frac{dN}{dt} = N_2 B_{21} R$$

gdzie B_{21} jest w tym przypadku współczynnikiem Einsteina dla emisji wymuszonej.

W warunkach równowagi termodynamicznej, zgodnie z rys.1.9 możemy założyć, że ilość przejść w wyniku absorpcji musi być równa przejściom w wyniku emisji, zarówno spontanicznej jak i wymuszonej:

$$N_1 B_{12} R = AN_2 + N_2 B_{21} R$$



Rys. 1.9 . Schemat absorpcji wymuszonej oraz emisji spontanicznej i wymuszonej w atomie dwupoziomowym.

Następnie przekształcając wzór i zakładając maxwellowski rozkład obsadzeń poziomów otrzymujemy:

$$\frac{B_{12}R}{A + B_{21}R} = \frac{N_2}{N_1} = \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad \text{lub} \quad R = \frac{A}{B_{12} \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) - B_{21}}$$

Powyższe równania powinny być spełnione dla każdej z temperatur. Einstein zakładał, że dla nieskończenie wysokiej temperatury ($T \rightarrow \infty$), gęstość promieniowania również powinna być nieskończenie duża ($R \rightarrow \infty$). Warunek taki spełniony jest wtedy, gdy współczynnik Einsteina dla emisji wymuszonej równy jest współczynnikowi dla absorpcji wymuszonej, $B_{21} = B_{12} = B$. Wtedy gęstość mocy można przepisać jako:

$$R = \frac{A/B}{\exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) - 1} = \frac{A/B}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$

Z drugiej strony dla małych energii, spełniających warunek $h\nu \ll kT$ spełnione powinno być prawo Rayleigha-Jeansa

$$Rd\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT d\nu$$

Podstawiając równania do siebie, a następnie rozwijając w szereg otrzymujemy zależność współczynnika A od B:

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi}{c^3} h\nu^3 = D(\nu)h\nu \quad \text{lub} \quad A = \frac{8\pi}{c^3} h\nu^3 B$$

gdzie $D(\nu)$ określa ilość modów promieniowania w zamkniętej objętości.

Warto dodać, że współczynnik A jest często nazywany prawdopodobieństwem przejścia spontanicznego i wiąże się z czasem życia atomu w stanie wzbudzonym τ w następujący sposób:

$$A = \frac{1}{\tau}$$

W przypadku, gdy ze stanu wzbudzonego mogą zachodzić przejścia do różnych stanów dolnych, wówczas we wzorze pojawia się suma po wszystkich dozwolonych przejściach.

2 TEORETYCZNY OPIS PLAZMY

2.1 Wprowadzenie

Termin *plazma* pochodzi z greki, gdzie jest nazwą minerału będącego odmianą chalcedonu. Obracanie minerału zanurzonego w wodzie daje czerwone refleksy spowodowane obecnością tlenków żelaza.

W naukach przyrodniczych termin *plazma* odnosi się do zjonizowanego ośrodka będącego mieszaniną jonów, elektronów, atomów i molekuł. Po raz pierwszy został on zastosowany przez I. Langmuira w 1928 i właściwie odnosił się nie do samych korpuskularnych składników plazmy, czyli do elektronów, jonów i neutralów, lecz do hipotetycznego ośrodka spajającego te cząsteczki. Definicja ta odnosiła się więc do cechy charakterystycznej plazmy jaką jest kolektywne zachowanie jej składników, które są naładowane elektrycznie, przez co są wzajemnie sprzężone na skutek generacji wzajemnie zależnych pól elektrycznych i magnetycznych. Wbrew potocznemu rozumieniu plazmy wyłącznie jako gorącej i gęstej egzotycznej substancji przedstawianej filmach fantastycznych jako amunicja dla zaawansowanej technicznie broni, w rzeczywistości jest to ośrodek mogący mieć parametry obejmujące szereg rzędów wielkości zarówno gęstości i temperatury, a także występującego w nim pola magnetycznego.

Plazma, to stan skupienia, w którym prawdopodobnie występuje przytłaczająca większość materii wszechświata – według szacunków około 99%. Powszechność jej występowania łączy się z bardzo szerokim zakresem parametrów takich jak temperatura czy gęstość. Z plazmy zbudowane są zarówno gwiazdy jak i galaktyczne obłoki gazu będące w rzeczywistości obłokami plazmy ze względu na jonizację. Co więcej, bardzo rozrzedzona plazma wypełnia przestrzeń międzygwiazdową oraz przestrzeń międzygalaktyczną. Obecność plazmy w tych ogromnych obiektach i przestrzeniach tłumaczy jej przeważający udział ilościowy w porównaniu do innych stanów skupienia materii.

Poza obiektami kosmicznymi plazma występuje również w warunkach ziemskich. Ludzkość zna ją od dawien dawna w postaci płomieni oraz wyładowań atmosferycznych. Z plazmą mamy powszechnie do czynienia w technice, np. w jarzeniówkach, telewizorach plazmowych oraz w licznych procesach technologicznych mających na celu nanoszenie warstw o określonym składzie chemicznym. W oparciu o technologię plazmową konstruowane są również silniki plazmowe znajdujące zastosowanie w kosmonautyce.

Przykłady różnych ośrodków plazmowych o szerokim zakresie parametrów przedstawione są w tabeli 2.1. Warto zwrócić uwagę, że ze względu na kolektywne zachowanie za ośrodek plazmowy uważa się gaz elektronowy w metalach.

Mimo, że w tabeli temperaturę ośrodków wyrażono w stopniach Kelwina, w rzeczywistości przy opisie plazmy częściej używaną jednostką jest *elektronowolt* (*eV*). Elektronowolt jest energią jaką uzyskuje elektron, który jest przyspieszany napięciem równym 1 woltowi. 1 eV odpowiada 11 605,4K. Ze względu na bardzo wysoką temperaturę plazmy, jednostka ta jest w odniesieniu do niej znacznie bardziej wygodna niż stopień Kelwina.

Wzrost temperatury plazmy może prowadzić do rozpędzenia jej cząsteczek do prędkości, w których znacznie uzyskują efekty relatywistyczne. Przyjmuje się, że dochodzi do tego gdy energia termiczna staje się większa od spoczynkowej, czyli gdy temperatura osiąga wartość:

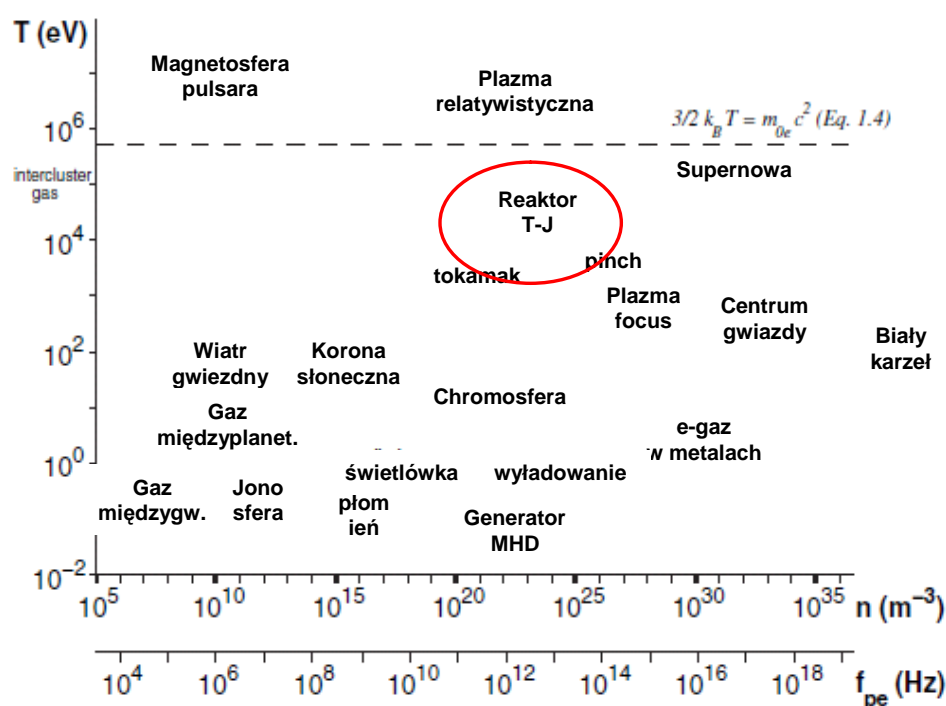
$$\frac{3}{2}kT = m_{0e}c^2 = 511keV$$

Występowanie efektów relatywistycznych zmienia charakterystykę niektórych procesów zachodzących w plazmie, m. in. emisji promieniowania.

Tabela 2.1. Parametry różnych ośrodków plazmowych

Ośrodek	Temperatura T [K]	Gęstość n [m^{-3}]	Pole magnetyczne B [T]
Gaz międzygalaktyczny	10^8	1	10^{-10}
Przestrzeń międzygwiazdowa	10^4	10^6	10^{-10}
Galaktyczne obłoki gazu	$10^4 - 10^6$	10^{12}	$10^{-8} - 10^{-7}$
Plazma termojądrowa	10^8	$10^{20} - 10^{32}$	$10^{-3} - 10$
Plazma używana w technologii	$10^3 - 10^5$	$10^{15} - 10^{25}$	10^{-2}
Chmury elektronowe w metalach	10^5	8×10^{28}	$10^{-4} - 10^{-1}$
Powierzchnia gwiazdy	10^4	10^{22}	1
Centrum gwiazdy	$10^7 - 10^8$	10^{30}	10^4
Biały karzeł	10^4	10^{36}	10^8
Gwiazda neutronowa	10^4	10^{45}	10^8

Lepszy obraz rzeczywistego zróżnicowania parametrów różnych ośrodków plazmowych daje przedstawienie ich w przestrzeni temperatury i gęstości. Wykres tego typu przedstawiony jest na rys. 2.1.



Rys. 2.1 Ośrodki plazmowe w przestrzeni gęstości i temperatury

Na rys. 2.1 poza gęstością oś odciętych opisana jest wartościami częstotliwości plazmowej, która będzie omawiana później.

Poza wysoką temperaturą, zjonizowany ośrodek plazmowy charakteryzuje się pewnymi właściwościami wyróżniającymi go od innych stanów skupienia, w szczególności od najbliższego mu stanu gazowego.

Pierwszą i mającą bardzo doniosłe znaczenie cechą jest kolektywne zachowanie się ośrodka mające źródło w sprzęganiu się oddziaływań elektromagnetycznych naładowanych cząstek i w ogólności oddziaływaniu ośrodka z polem elektromagnetycznym. Na skutek tego plazma nabiera pewnych cech charakterystycznych dla cieczy, dzięki czemu możemy próbować ją opisać jako „elektryczny płyn”. Oddziaływania ośrodka z polem EM powodują transfer energii między ośrodkiem, a propagowaną w nim falą oraz określają częstotliwość odcięcia dla tej fali. Zjawisko to nazywa się tłumieniem Landau.



Rys. 2.2 L. A. Landau i P. Debye (pl.wikipedia.org).

Kolejną cechą ośrodka jest quasineutralność, oznaczająca że wypadkowy ładunek plazmy, czyli suma ładunków jej jonów i elektronów, jest zerowy.

W przypadku wytworzenia w plazmie potencjału za pomocą zewnętrznej elektrody mamy do czynienia z tzw. ekranowaniem Debye'a i potencjał ten jest neutralizowany na odległości zwanej długością Debye'a. Jeżeli długość ta jest znikoma w porównaniu z rozmiarami plazmy, pozostaje ona neutralna elektrycznie. Z długością Debye'a wiąże się istotny parametr nazywany „parametrem plazmowym” określający ilość cząsteczek w sferze o promieniu równym długości Debye'a.

Przy rozwiązywaniu wielu problemów związanych z fizyką plazmy możemy zaniedbać jej opór elektryczny i przyjąć idealną przewodność plazmy. Wtedy pole elektryczne w układzie współrzędnych związanym z plazmą musi być również zerowe. Rozpatrując równania Maxwella wynika z tego ruch dryfowy plazmy w skrzyżowanym polu EM (dryf elektryczny). Ruch ten odbywa się prostopadle do płaszczyzny, w której leżą wektory pól EM. Podejście to jest wygodne przy rozpatrywaniu zachowania plazmy w polu magnetycznym – mówimy wtedy o „przybliżeniu dryfowym”. Pamiętamy, że jeżeli idealny przewodnik przecinałby linie pola magnetycznego, musiałby płynąć przez niego nieskończony prąd. W związku z tym linie pola magnetycznego muszą być „wmrożone” w ośrodek, tzn. być związane z fluktuacjami jego gęstości. W takim wypadku mówimy o wmrożonym polu magnetycznym. Gęstość linii sił zmienia się proporcjonalnie do gęstości ośrodka.

Wartą odnotowania cechą ośrodka plazmowego jest możliwość zachodzenia w nim reakcji fuzji termojądrowej. Dzięki temu możliwe są prace nad konstrukcją reaktora wykorzystującego zjawisko fuzji dla elektrowni nowego typu.

2.2 Parametry charakteryzujące plazmę - funkcja przestrzennego rozkładu prędkości

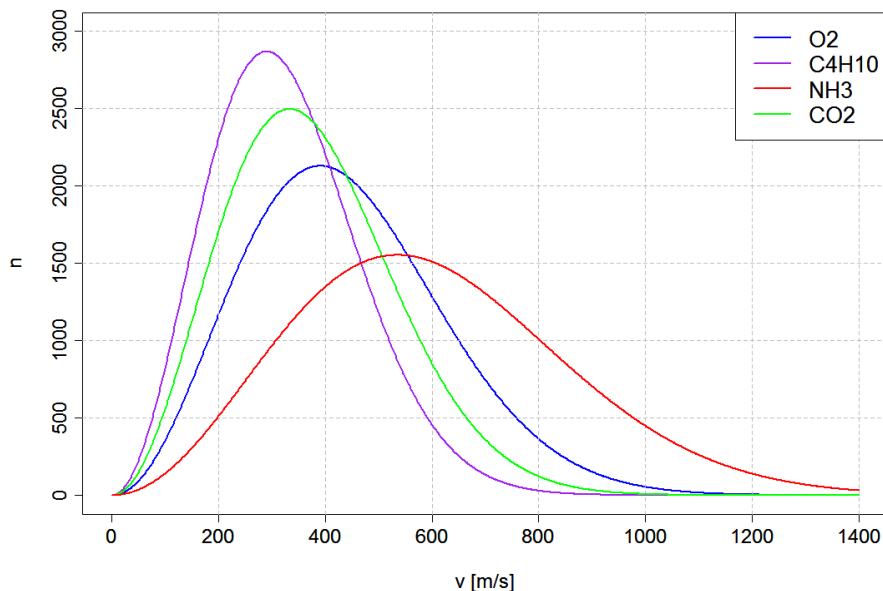
Składniki plazmy (jony i elektrony), ze względu na różną masę poruszają się z różnymi prędkościami, jednak funkcję określającą rozkład ich prędkości można zapisać przy pomocy rozkładu Maxwella zarówno dla elektronów jak i jonów.

Dla obu rodzajów cząstek, w stanie równowagi, prawdopodobieństwo przyjęcia prędkości w przedziale $dv_x dv_y dv_z$ można zapisać jako $\exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv_x dv_y dv_z$, dzięki czemu można otrzymać rozkład prędkości w postaci rozkładu Maxwella:

$$f(\vec{v}) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{mv^2}{kT}\right)$$

Dzięki operacjom na reprezentującym plazmę rozkładzie Maxwella możemy obliczyć dla niej różne interesujące wielkości takie jak prędkość średnia, prędkość średniokwadratowa, czy koncentracja cząsteczek. Jak wynika ze wzoru, wzrost temperatury powoduje przesuwanie się maksimum funkcji w kierunku wyższych prędkości.

Przykładowe rozkłady Maxwella dla plazm o określonym składzie chemicznym przedstawione są na rys.2.3.



Rys. 2.3 Przykładowe rozkłady Maxwella dla różnych gazów w temperaturze pokojowej (http://pl.wikipedia.org/wiki/Rozkład_Maxwella)

2.3 Parametry charakteryzujące plazmę - częstotliwość plazmowa

Zaburzenie stanu quasi neutralności powoduje powstawanie oscylacji plazmowych o częstotliwości określonej dla danej masy, ładunku oraz koncentracji składnika (jonu lub elektronu). Częstotliwość ta jest zależna od długości Debye'a oraz prędkości cząsteczki.

Rozpatrzmy lokalne zaburzenie stanu równowagi rozkładu elektronów o koncentracji n_e o amplitudzie Δn . Spowoduje to wytworzenie pola E:

$$\epsilon_0 \nabla \cdot \vec{E} = -e \Delta n$$

W polu elektrycznym na ładunek działa siła, dzięki czemu możemy zapisać równanie ruchu:

$$m_e \frac{dv}{dt} = -e \vec{E}$$

Wywołane ruchem elektronów zaburzenie koncentracji możemy zapisać jako:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{v}) = 0$$

Dzięki czemu otrzymujemy równanie oscylacji o pulsacji:

$$\omega^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}$$

Częstotliwość oscylacji dla elektronów możemy wyrazić zatem jako

$$5.64 \times 10^{11} \left(\frac{n_e}{10^{20}} \right)^{1/2} \text{ rad/s}$$

Dla protonów i jonów obliczenia mają charakter analogiczny, przyjmuje się w nich masy odpowiadające tym cząstkom.

2.4 Parametry charakteryzujące plazmę - długość Debye'a

Jak to zostało nadmienione, w plazmie, każda naładowana cząsteczka jest ekranowana przez cząsteczki o przeciwnym ładunku. Ekranowanie to nazywamy ekranowaniem Debye'a. Aby wyznaczyć promień sfery, na którym odbywa się ekranowanie, zwany również długością Debye'a rozpatrzmy dla prostoty rozważań plazmę wodorową, w której $n_i = n_e = n$. W takiej plazmie energia kinetyczna cząsteczki wynosi:

$$E = \frac{kT}{2}$$

Jeżeli długość na jakiej zachodzi ekranowanie oznaczymy jako λ_D , wtedy energia potencjalna wytworzona na tej długości przez separację ładunków powinna równoważyć energię kinetyczną rozpatrywanej cząsteczki. Energię tą możemy zapisać jako:

$$E_p = e \int_0^{\lambda_D} E(x) dx = \frac{ne^2 \lambda_D^2}{2\epsilon_0}$$

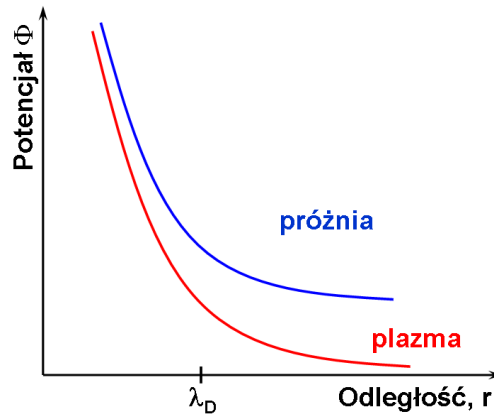
Równanie wyrażające potencjał przyjmuje postać:

$$\phi(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-\left(\frac{r}{\lambda_D}\right)}$$

Dzięki czemu, po uogólnieniu na elektrony i jony możemy wyrazić długość Debye'a:

$$\lambda_{De,i} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_{e,i}}{n_{e,i} e^2}}$$

Porównanie rozkładu potencjału w funkcji odległości od ładunku punkowego wytworzonego w próżni i w plazmie przedstawione jest na rys.2.4.



Rys. 2.4 Potencjał elektryczny wokół ładunku punkowego w próżni i w plazmie

Długość Debye'a można powiązać z częstotliwością plazmową następującą zależnością:

$$\lambda_e f_e = \sqrt{\frac{k T_e}{m_e}}$$

2.5 Parametry charakteryzujące plazmę - długość Landau'a

Rozpatrzmy teraz krytyczną odległość, dla której zachodzi oddziaływanie kulombowskie między naładowanymi cząsteczkami plazmy λ_L . Przyjmijmy, że w takim wypadku energia potencjalna cząsteczek jest równa termicznej energii kinetycznej, czyli, jeżeli rozpatrujemy sumaryczny ruch jonów i elektronów, mamy:

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0\lambda_L} = k_B T$$

Po prostym przekształceniu otrzymujemy wzór na odległość noszącą nazwę długości Landau:

$$\lambda_L = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 k T}$$

2.6 Parametry charakteryzujące plazmę - parametr plazmowy

Liczbę wyrażającą ilość cząstek zawartych w sferze o promieniu równym promieniowi Debye'a nazywamy parametrem plazmowym. Parametr ten wyraża się wzorem:

$$N_D = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3$$

Dzięki zdefiniowaniu tego parametru można powiązać ze sobą długości Debye'a i Landau'a w jednej zależności mającej postać:

$$N_D = \frac{\lambda_D}{3\lambda_L}$$

Kolektywne zachowanie plazmy obserwujemy w skali czasowej większej niż okres wynikający z oscylacji plazmowej, długości większej niż długość Debye'a, a obliczenia statystyczne odnoszą się do ilości cząstek określanych przez parametr plazmowy.

Parametry charakterystyczne dla różnych ośrodków plazmowych zestawione są w tabeli 2.

Tabela 2.2. Parametry charakterystyczne dla różnych ośrodków plazmowych

Ośrodek	n (m^{-3})	T (eV)	ω_p (s^{-1})	λ_D (m)	N_D
Plazma międzygwiazdowa	10^6	10^{-2}	6×10^4	0.7	4×10^6
Chromosfera słoneczna	10^{18}	2	6×10^{10}	5μ	2×10^3
Wiatr słoneczny (1 ja)	10^7	10	2×10^5	7	5×10^{10}
Jonosfera	10^{12}	0.1	6×10^7	2×10^{-3}	10^5
Wyładowanie łukowe	10^{20}	1	6×10^{11}	7×10^{-7}	5×10^2
Tokamak	10^{20}	10^4	6×10^{11}	7×10^{-5}	4×10^8
ICF	10^{28}	10^4	6×10^{15}	7×10^{-9}	5×10^4

2.7 Rozchodzenie się fal w plazmie

Ze względu na silne oddziaływanie z polem elektromagnetycznym rozchodzenie się fal EM w plazmie ma specyficzny charakter. W kolejnych podrozdziałach przedstawione zostaną podstawowe zagadnienia związane z rozchodzeniem się fal w plazmie w przybliżonym modelu plazmy bezkolizyjnej i nienamagnetyzowanej.

Prędkość fazową możemy wyrazić jako:

$$v_{ph} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2}}$$

Natomiast prędkość grupową:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c^2}{v_{ph}}$$

Współczynnik załamania jest ilorazem prędkości światła i prędkości fazowej, zatem:

$$N = \frac{c}{v_{ph}} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{n}{n_c}}$$

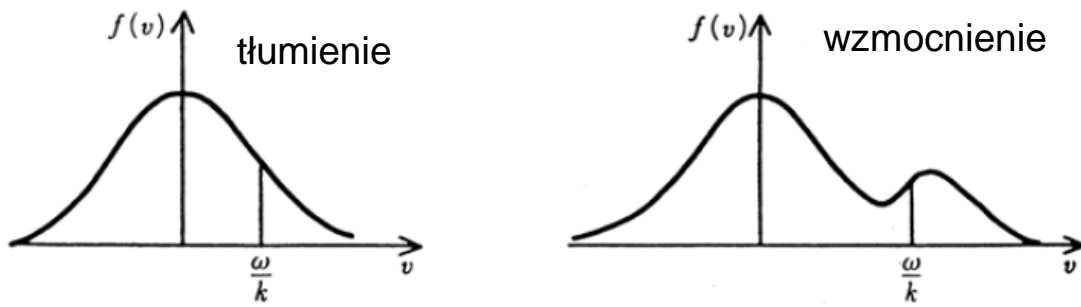
Gdzie n_c , to koncentracja krytyczna omówiona w następnym punkcie.

W zjonizowanym ośrodku, takim jak plazma, w przypadku propagacji fali elektromagnetycznej zachodzi przekazywanie energii między falą a ośrodkiem. Jeżeli fala rozchodzi się w kierunku z możemy zapisać zależności:

$$E = \hat{z} E \cos \left(\hat{z} z - \omega t \right)$$

$$m \frac{dv}{dt} = q E \cos \left(\hat{z} z - \omega t \right)$$

Jeżeli prędkość fazowa fali jest większa od średniej prędkości cząsteczek w plazmie – energia jest przekazywana z fali do plazmy i zjawisko nazywamy tłumieniem, jeżeli jest odwrotnie energia przechodzi z plazmy do fali i mówimy wtedy o wzmacnieniu. Wpływ tych zjawisk na rozkład prędkości plazmy przedstawiony jest schematycznie na rys. 2.5.



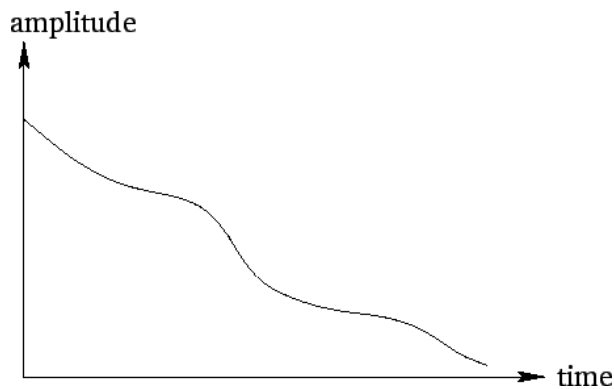
Rys. 2.5 Schematyczny wpływ tłumienia i wzmocnienia Landau, K. Miyamoto, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion

Dzięki istnieniu zjawiska tłumienia Landau możliwe jest przekazywanie energii ośrodkowi plazmowemu w sposób bezkolizyjny.

Wiedząc, że fala oddaje (pobiera) tyle samo energii ile zyskuje (traci) ośrodek możemy wyprowadzić zależność pozwalającą wyznaczyć współczynnik tłumienia/wzmocnienia:

$$\frac{\gamma}{\omega} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\Pi}{\omega} \right)^2 \left(\frac{\omega}{|k|} \right) \left[v_0 \frac{\partial f_0}{\partial v_0} \right]_{v_0 = \frac{\omega}{k}}$$

Należy zdawać sobie sprawę, że jeżeli amplituda fali jest zbyt duża cząsteczka może „nie nadążyć” za zmianami oddziałującego na nią pola i do głosu dochodzą zjawiska nieliniowe. Wykres zależności tłumionej amplitudy w czasie nie jest linią prostą, lecz jest zmodulowany jak na rys. 2.6.



Rys. 2.6 Zmiany amplitudy fali, dla której tłumienie Landau zachodzi w sposób nieliniowy

2.8 Zachowanie się plazmy w polu elektromagnetycznym

2.8.1 Ruch cyklotronowy

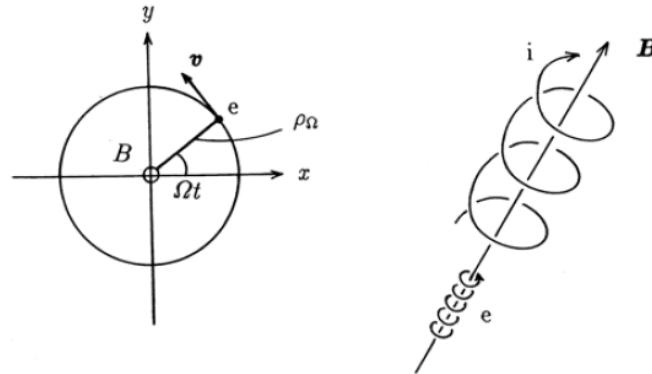
Równanie naładowanej cząsteczki w polu EM można wyrazić równaniem:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

Jeżeli przyjmiemy, że w kierunku z pole magnetyczne jest jednorodne, a pole elektryczne zerowe, wtedy rozwiązanie można zapisać jako:

$$v_x = -v_p \sin(\omega t + \phi), v_y = -v_p \cos(\omega t + \phi), v_z = v_{z0}, \text{ gdzie } \omega = -\frac{qB}{m}.$$

Ruch po jakim porusza się cząstka nazywamy ruchem cyklotonowym lub Larmora, a częstotliwość nazywamy częstotliwością cyklotronową. Ruch cząsteczek przedstawiony jest na rys. 2.7.



Rys. 2.7 Cyklotronowy ruch naładowanych cząsteczek w plazmie, K. Miyamoto, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion

Dla elektronów ruch odbywa się po spirali przeciwnie do ruchu wskazówek zegara (pulsacja ma znak dodatni), a dla jonów zgodnie z ruchem wskazówek zegara (pulsacja ujemna). Ruch w kierunku z odbywa się na skutek dryfu np. wywołanego polem elektrycznym lub grawitacyjnym.

Promień okręgu, który zakreśla cząstka, nazywany jest promieniem Larmora, który możemy wyrazić wzorem:

$$r_\omega = \frac{mv_p}{|q|B}$$

Przykładowe wartości cyklotronowych parametrów cząsteczek w plazmie o temperaturze 100 eV pod wpływem pola magnetycznego 1 T zestawione są w tabeli 2.3

Tabela 2.3. Przykładowe parametry cyklotronowe dla protonów i elektronów

B=1T, kt=100eV	Elektron	Proton
Masa [g]	9.109x10 ²⁸	1.672x10 ⁻²⁴
Prędkość termiczna [km/s]	4200	98
Promień Larmora [mm]	0.0238	1.02
Pulsacja cyklotronowa [rad/s]	1.76x10 ¹¹	- 9.58x10 ⁻⁷
Częstotliwość cyklotronowa [Hz]	28 G	- 15.2 M

Ruch w kierunku z odbywa się na skutek dryfu np. wywołanego polem elektrycznym lub grawitacyjnym.

2.8.2 Dryf w skrzyżowanych polach elektrycznym i magnetycznym

Jeżeli zjonizowane cząsteczki znajdują się w skrzyżowanych polach elektrycznym i magnetycznym podlegają ruchowi dryftowemu wyznaczonego przez oddziaływanie z tymi polami.

W celu rozważenia dryfu cząsteczek w prostopadle skrzyżowanych polach elektrycznym i magnetycznym należy wyjść od równania ruchu:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

Zakładając stałość dryftu i uśrednioną prędkość cyklotronową, czyli:

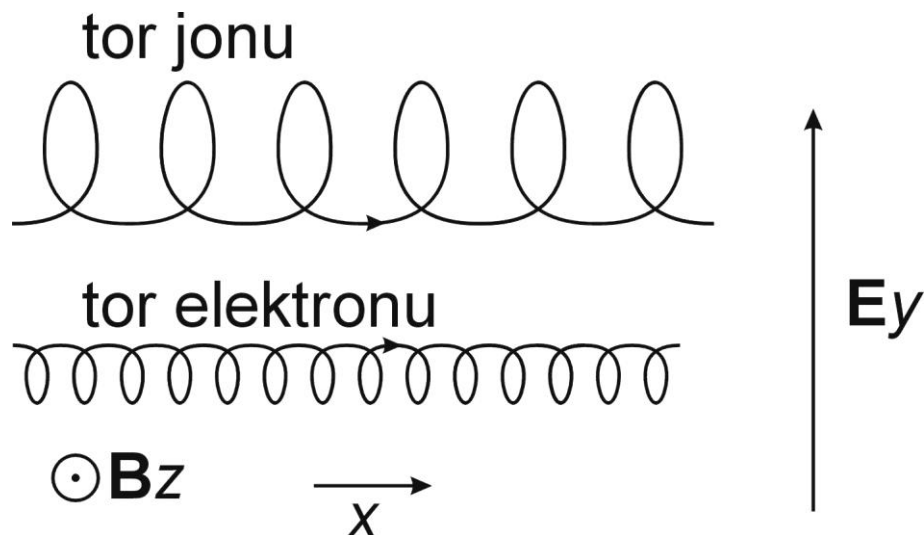
$$0 = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

Rozwiązaniem równania ze względu na prędkość (różną dla protonów i elektronów) jest

$$v_E \equiv \langle v \rangle = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$$

Tory, po których poruszają się elektrony i protony w skrzyżowanych prostopadle polach przedstawia rys. 2.8.

Godnym odnotowania jest fakt, że dryft tego typu nie prowadzi do separacji ładunków.



Rys. 2.8 Dryf w skrzyżowanych prostopadle polach elektrycznym i magnetycznym

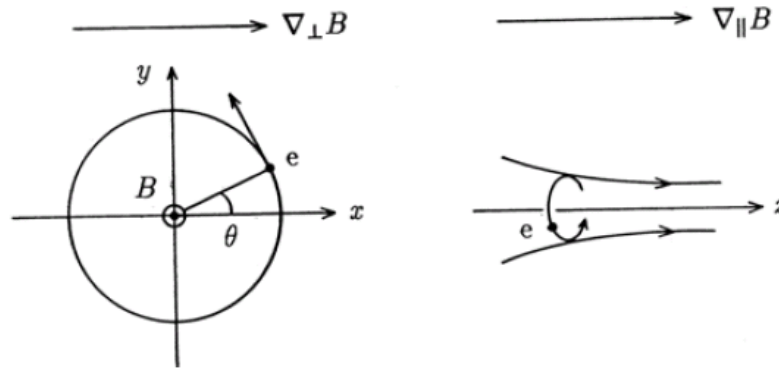
2.8.3 Dryf w niejednorodnym polu magnetycznym

W przypadku niejednorodności pola magnetycznego mamy do czynienia z dwoma typami dryfu związanego z tą niejednorodnością:

- dryf związany z krzywizną linii
- dryf gradientowy

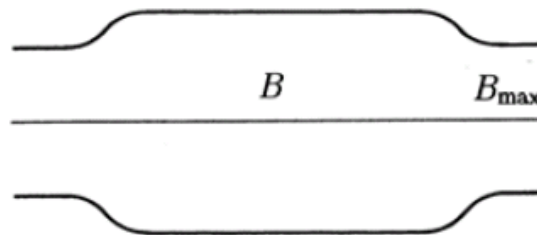
Ruch w niejednorodnym polu powoduje wystąpienie przyspieszenia, co wpływa na zmianę promienia Larmora. Zjawisko to przedstawione jest na rys. 2.9. Cząsteczka doznaje przyspieszenia określonego wzorem:

$$g\nabla B = -\frac{v_{\perp}^2}{2B}\nabla B$$



Rys. 2.9 Dryf w niejednorodnym polu magnetycznym, K. Miyamoto, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion

Rozpatrzmy układ jak na rys. 2.10, dla którego $B_m < B_0$



Rys. 2.10 Zwierciadło magnetyczne, K. Miyamoto, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion

Pole magnetyczne nie wpływa na zmiany energii kinetycznej, więc

$$\frac{mv_{\parallel}^2}{2} + \frac{mv_{\perp}^2}{2} = \frac{mv^2}{2} = E = const.$$

Z zachowania momentu magnetycznego wynika:

$$v_{\parallel} = \pm \left(\frac{2}{m} E - v_{\perp}^2 \right)^{1/2} = \pm \left(v^2 - \frac{2}{m} \mu_m B \right)^{1/2}$$

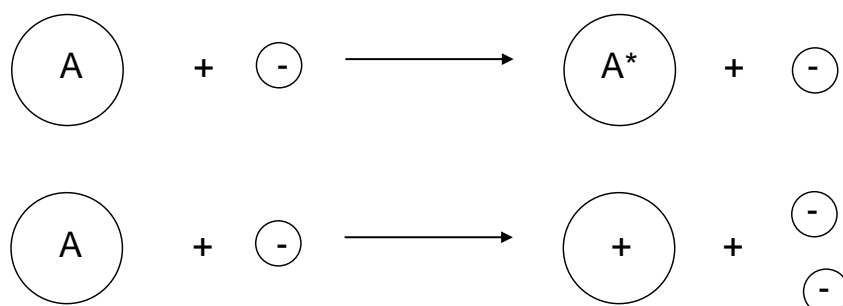
Kiedy naładowana cząstka zbliża się do jednego z otwartych końców napotyka wzrost pola magnetycznego na skutek czego jej równoległa składowa prędkości maleje lub może nawet spaść do zera. Z uwagi na to, że siła działająca równoległe do osi układu wynosi $-\mu_m \nabla_{\parallel} B$, końce układu działają dla cząsteczek jak zwierciadło dla światła.

Stosunek wartości pola magnetycznego na końcach układu do jego minimalnej wartości w środku nazywamy współczynnikiem zwierciadła:

$$R_M = \frac{B_M}{B_0}$$

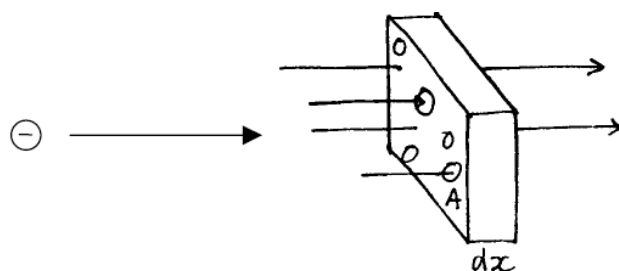
2.9 Procesy kolizyjne w plazmie

W plazmie mogą zachodzić procesy kolizyjne pod wpływem których atomy ulegają wzbudzeniu oraz jonizacji. Może również zachodzić proces wymiany ładunku. Wśród zderzeń możemy wyróżnić następujące: atom-atom, atom-elektron, atom-jon, jon-jon, jon-elektron, elektron-elektron. Jeżeli zderzenie jest niesprężyste dochodzi do jonizacji lub wzbudzenia. Przykładowe zdarzenia kolizyjne przedstawione są na rys. 2.11.



Rys. 2.11 Schematyczne przedstawienie procesów wzbudzenia (u góry) i jonizacji (na dole) w wyniku zderzeń niesprężystych

Rozpatrzmy propagację elektronów przez powierzchnię A o grubości dx zawierającą atomy o koncentracji n , dla których przekrój czynny wynosi σ jak na rys. 2.12:



Rys. 2.12 Ilustracja pojęć przekroju czynnego i drogi swobodnej, prof. Marcela Bilek, Lectures on Plasma Physics, Univ. of Sydney

Przy założeniu, że warstwa jest wystarczająco cienka, część elektronów, która ulegnie zderzeniom podczas propagacji przez tę powierzchnię, możemy określić jako stosunek sumy przekrojów czynnych do całej powierzchni:

$$\frac{nAdx\sigma}{A} = n\sigma dx$$

Średnią drogę swobodną definiujemy jako odległość (grubość warstwy), dla jakiej przepływ elektronów maleje e razy. Ilość elektronów, które uległy rozproszeniu możemy zapisać jako $dN = n\sigma dx N$, gdzie N to ilość wszystkich elektronów.

Po scałkowaniu:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = - \int_0^x n\sigma dx$$

Możemy więc zapisać drogę swobodną jako:

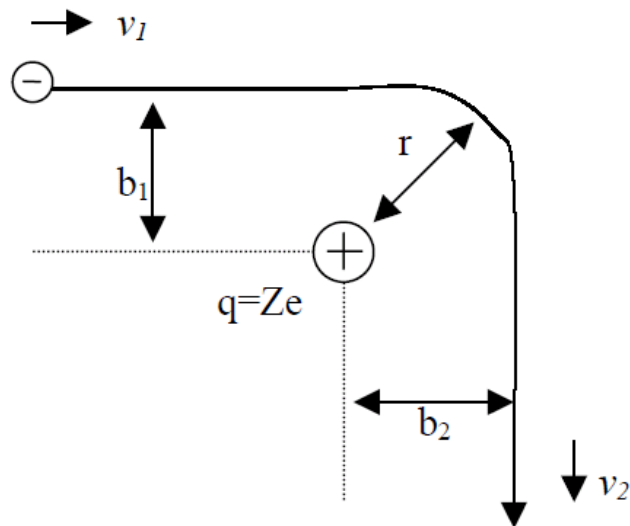
$$\lambda_m = \frac{1}{n\sigma}$$

średni czas między zderzeniami:

$$\tau = \frac{\lambda_m}{v}$$

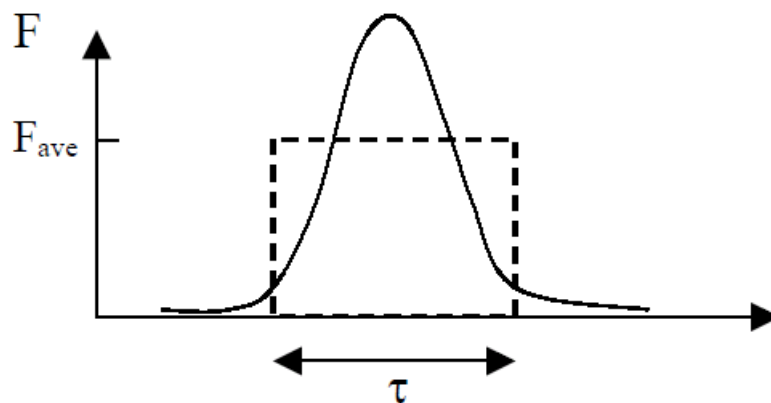
oraz częstotliwość zderzeniową:

$$\nu = \frac{1}{\tau}$$



Rys. 2.13 Rozpraszanie o kącie 90° elektronu przez jon, prof. Marcela Bilek, Lectures on Plasma Physics, Univ. of Sydney

Do tej pory rozpatrywaliśmy zderzenia w których roli nie odgrywał ładunek posiadany przez ich uczestników, jednak w plazmie oddziaływania związane z ładunkiem znacznie wpływają na przekrój czynny dla zjawisk. Biorąc pod uwagę, że w rzeczywistości wszystkie naładowane cząsteczki plazmy oddziałują ze sobą przez zderzenie kulombowskie rozumiemy akt oddziaływania o kącie rozproszenia większym niż 90°. W celu zdefiniowania przekroju czynnego na takie zderzenie rozpatrzmy układ jak na rys.2.13.



Rys. 2.14 Przebieg czasowy siły oddziałującej na elektron w układzie z rys. 2.13

Siłę działającą na elektron, której zależność od czasu przedstawiono na rys. 2.14, możemy zapisać jako:

$$F = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{d}{dt} \left(m\vec{v} \right)$$

Co przy założeniu, że dla kąta rozproszenia 90° $b_1=b_2$, po scałkowaniu daje:

$$\int_0^\infty F dt = F_{ave} \tau = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{4b}{v} = \Delta p = \sqrt{2}mv$$

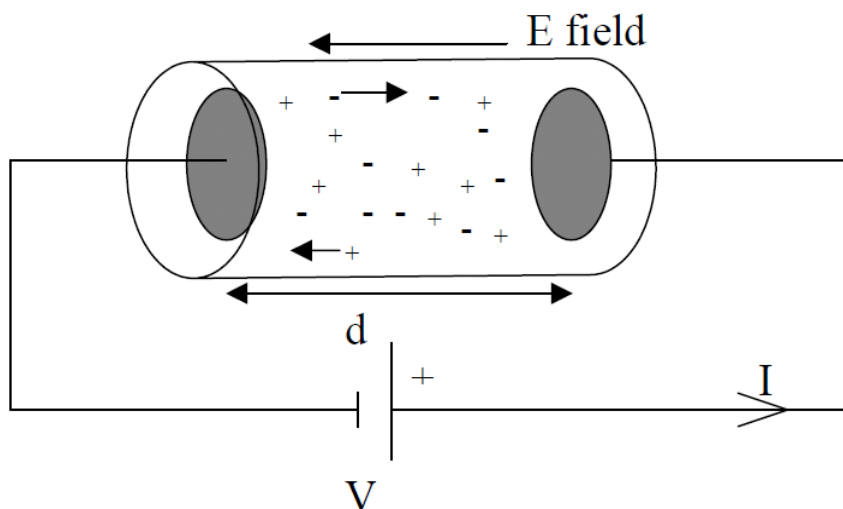
Po wyliczeniu b z podanej wyżej zależności możemy otrzymać wyrażenie określające przekrój czynny postaci:

$$\frac{Z^2 e^4}{16\pi\epsilon_0^2 m^2 v^4}$$

Oraz wzór na częstotliwość zderzeniową:

$$\nu_{ei} = n_i \sigma v = n_i \pi b^2 v = \frac{n_i Z^2 e^4}{16\pi\epsilon_0^2 m^2 v^3}$$

W celu wyznaczenia oporności elektrycznej plazmy rozpatrzmy układ jak na rys. 2.15



Rys. 2.15 Układ do wyznaczenia oporności elektrycznej plazmy, prof. Marcela Bilek, Lectures on Plasma Physics, Univ. of Sydney

Opór w układzie możemy wyrazić jako:

$$R = \eta \frac{d}{A} = \frac{V}{I} = \frac{Ed}{jA}$$

Natomiast do wyliczeń prądu i napięcia posłużyć się możemy wyrażeniami:

$$j = n_e e \left(\vec{v}_i - \vec{v}_e \right)$$

$$F = -eE = m_e \nu_{ei} \left(\vec{v}_i - \vec{v}_e \right)$$

Zatem, oporność elektryczną możemy zapisać jako:

$$\eta = \frac{E}{j} = \frac{m_e \nu_{ei}}{n_e e^2}$$

Podstawiając do tego wzoru wyrażenie na częstotliwość zderzeniową wyprowadzoną w poprzednim punkcie uniezależniamy oporność od koncentracji nośników i po kolejnych przekształceniach możemy uzyskać wzór następujący:

$$\eta = \frac{Z_i e^2 \sqrt{m_e}}{16\pi\epsilon_0 kT^{3/2}} = 23.3 \frac{Z_i}{T_e^{3/2}} \quad \text{[}\Omega\text{m}^{-1}\text{]}$$

Spadek oporności elektrycznej wraz ze wzrostem temperatury posiada duże znaczenie w przypadku konstrukcji reaktorów termojądrowych pracujących na zasadzie fuzji magnetycznej, ponieważ powyżej pewnej temperatury czyni on ogrzewanie plazmy za pomocą przepuszczania przez nią prądu nieefektywnym.

2.10 Wytwarzanie plazmy

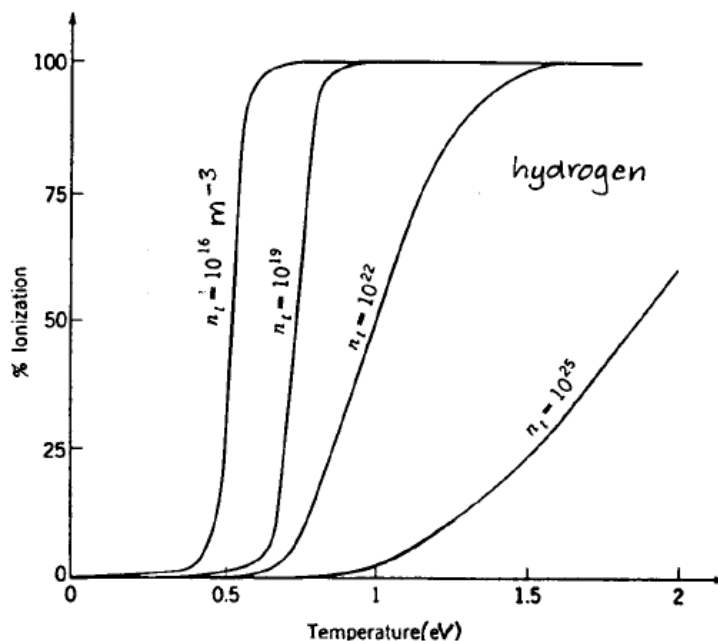
2.10.1 Przy pomocy wzrostu temperatury

Pod wpływem wzrostu temperatury cząsteczki uzyskują coraz większą energię, więc dochodzi między nimi do coraz większej ilości zderzeń nieelastycznych.

Wychodząc z Maxwellowskiego rozkładu prędkości możemy dojść do równania Saha umożliwiającego oszacowanie rozkładu koncentracji poszczególnych stopni jonizacji składników plazmy w warunkach równowagi termodynamicznej:

$$\frac{n_i}{n_n} \cong 3 \times 10^{27} \frac{T^{2/3}}{n_i} \exp\left(-\frac{U_i}{T}\right)$$

Procentowa zależność jonizacji dla plazmy wodorowej o różnych koncentracjach przedstawiona jest na rys.2.16.

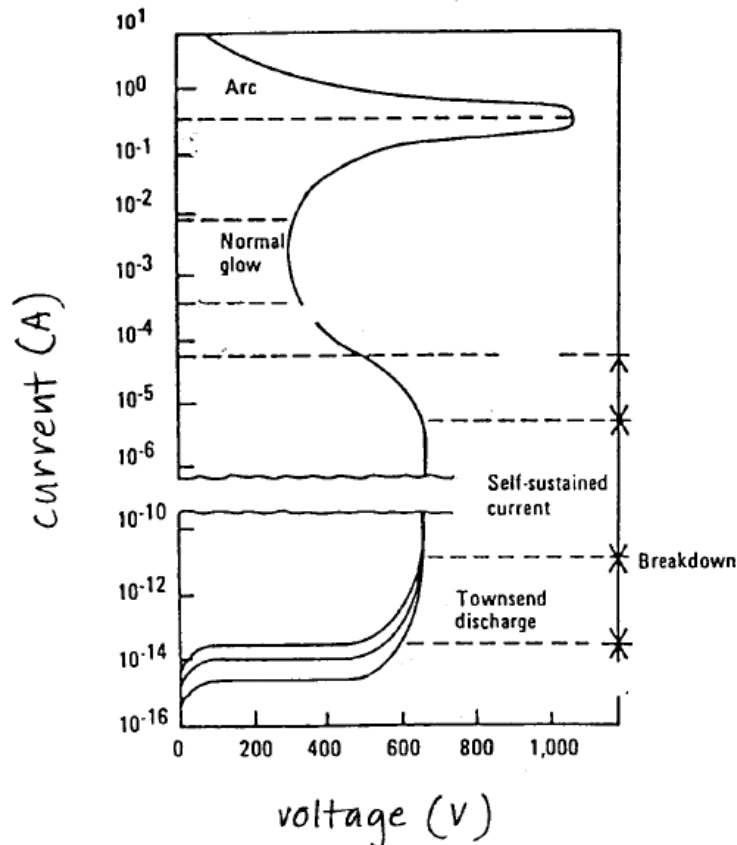


Rys. 2.16 Jonizacja plazmy wodorowej w zależności od temperatury, prof. Marcela Bilek, Lectures on Plasma Physics, Univ. of Sydney

2.10.2 Wyładowanie elektryczne

Plazma może być wytwarzana na skutek wyładowania elektrycznego. W ciśnieniu 1 atm. w celu doprowadzenia do wyładowania potrzebujemy napięcia ok. 30 kV dla odległości między elektrodami równej 1 cm. Po przekroczeniu tej wartości gwałtownie rośnie prąd przy

stałym napięciu. Elektrony i atomy podlegają zderzeniom elastycznym – elektrony tracą małą część energii i ponownie zostają przyspieszone przez pole elektryczne, podczas gdy coraz większej prędkości nabierają atomy. Wzrost prędkości cząsteczek powoduje, że zaczyna dochodzić do zderzeń niesprężystych, czyli następują akty jonizacji. Jony również uzyskują przyspieszenie w polu, lecz na skutek dużej masy mniej prawdopodobne jest, aby uzyskały energie dostateczne do jonizacji następnych cząstek. Wybijają one jednak elektrony z katody. Przebieg zjawisk podczas wyładowań elektrycznych zilustrowany jest na rys. 2.17.



Rys. 2.17 Zależności prądu i napięcia przy wyładowaniu elektrycznym, prof. Marcela Bilek, Lectures on Plasma Physics, Univ. of Sydney

2.10.3 Techniczne metody wytwarzania plazmy

Spośród metod technicznych wytwarzania plazmy możemy wyróżnić:

- różne warianty wyładowania łukowego,
- wytwarzanie plazmy przy wykorzystaniu mikrofal,
- wytwarzanie plazmy przy wykorzystaniu impulsów laserowych,
- wyładowania wokół elektrod w próżni (przy częstotliwości 13 MHz).

2.11 Plazma jako „elektryczny płyn”

Rozpatrywaniem plazmy w kategoriach „elektrycznego płynu” zajmuje się dyscyplina nauki nazywana magnetohydrodynamiką, w skrócie MHD. Szczegółowy opis założeń modeli hydrodynamicznych plazmy przekracza objętość merytoryczną tego wykładu, należy wspomnieć, że zastosowanie MHD w wielu wypadkach jest bardzo korzystne i wręcz niezbędne w celu opisu zachowania się plazmy w różnych warunkach takich jak np. utrzymywanie plazmy oraz efekt pinch oraz niestabilności z nim związane.

Podejście MHD opiera się na spostrzeżeniu, że rozpatrując plazmę możemy wykorzystać podejście makroskopowe pozwalające traktować ją jako płyn, czyli ośrodek ciągły, w którym nie uwzględniamy zachowania poszczególnych cząstek lecz wielkości takie jak temperatura, prędkość, ciśnienie i gęstość wyrażające zachowanie statystyczne.

Teoria MHD opiera się na połączeniu równań mechaniki płynów dotyczących zachowania masy, pędu i energii z równaniami Maxwella.

Wśród opisów MHD możemy wyróżnić model dwupłynowy (rozpatrujący osobno przepływ jonów oraz elektronów) oraz jednopłynowy (w którym plazma traktowana jest jako jeden płyn).

2.12 Reakcja fuzji i defekt masy

Jądro atomu składa się z A nukleonów: Z protonów i N neutronów: $N = A - Z$. Masa jądra atomowego M_j jest mniejsza niż suma mas protonów m_p i neutronów m_n , z których jest złożone jądro:

$$M_j < m_p + m_n$$

Jest to tzw. defekt masy (Δm)

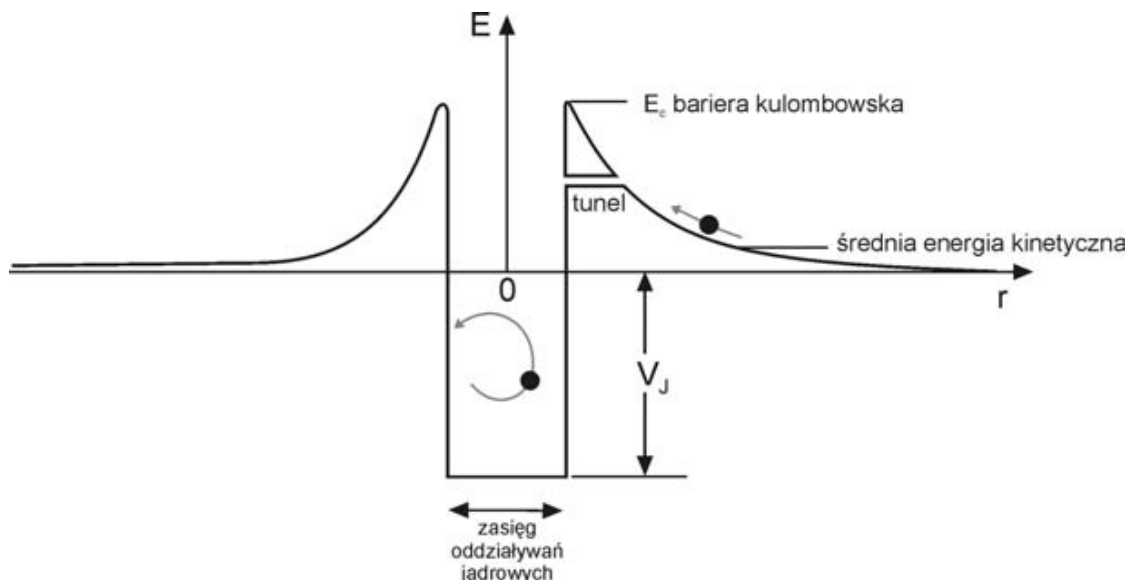
$$\Delta m = Zm_p + (A-Z)m_n - M_j$$

Energia odpowiadająca deficytowi masy, tzw. energia wiązania:

$$E_w = \Delta mc^2$$

- W przypadku atomu E_w jest rzędu 10 eV.
- Dla lekkiego jądra, np. D $E_w = 2,23$ MeV.
- Dla ciężkich jąder energia wiązania osiąga wartość kilkuset MeV.

Aby mógł zajść proces fuzji, protony muszą zbliżyć się do siebie na bardzo małą odległość, rzędu 10^{-15} cm, co jest związane z krótkozasięgowym oddziaływaniem jądrowym.



Rys. 2.18 Bariera potencjału i efekt tunelowania (FOTON 95, L. Jarczyk, 2006)

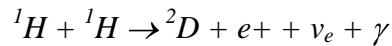
Dla większych odległości r potencjał oddziaływania jest dodatni. Jeżeli odległość r osiągnie wartość krytyczną r_c , wówczas wartość energii potencjalnej oznaczamy E_c i nazywamy ją barierą kulombowską. Dla odległości mniejszych od r_c protony znajdują się w jamie

potencjału oddziaływania jądrowego. Głębokość tej jamy E_f nazywana jest zwykle energią fuzji.

Dla przykładu: wysokość bariery kulombowskiej E_C dla układu pp wynosi 0,55 MeV, natomiast energia fuzji E_f dla różnych układów przyjmuje wartości od 20 do 40 MeV.

2.12.1 Prawdopodobieństwo zajścia reakcji fuzji

Od czego zależy prawdopodobieństwo zajścia reakcji fuzji zostanie przedstawione na przykładzie poniższej reakcji



Prawdopodobieństwo zajścia tej reakcji zależy od następujących czynników:

- $n(E)$ – od prawdopodobieństwa, że proton wywołujący reakcję będzie poruszał się z energią E
- $P(E)$ – od tego, że proton poruszający się z energią E przeniknie do wnętrza jądra, tzn. pokona odległość rc , $r < rc$.

W gwiazdach protony posiadają energie kinetyczną wynikającą z ruchów termicznych o rozkładzie Maxwella-Boltzmann

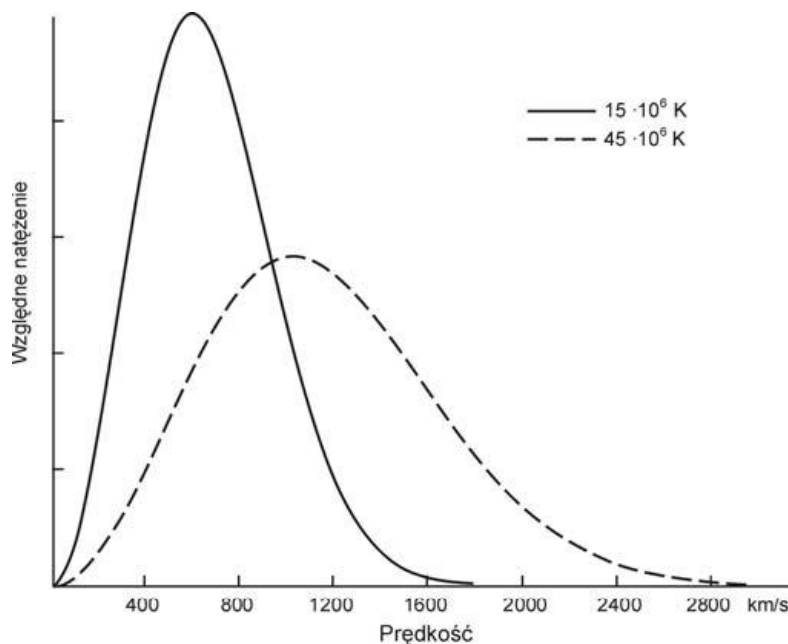
$$n(E) \propto E^{1/2} \exp(-E/2kT)$$

Średnia energia kinetyczna protonów we wnętrzu Słońca wynosi w przybliżeniu $E_p^{sr} \approx 1 \text{ keV}$

Wyrażając rozkład Maxwella w funkcji prędkości cząstek v ,

$$E = mv^2/2 \quad v = (2E/m)^{1/2}$$

można zobaczyć jak wygląda ten rozkład dla różnych temperatur. Na rys. 2.19 przedstawiono zależność od temperatury dla dwóch różnych prędkości protonów.

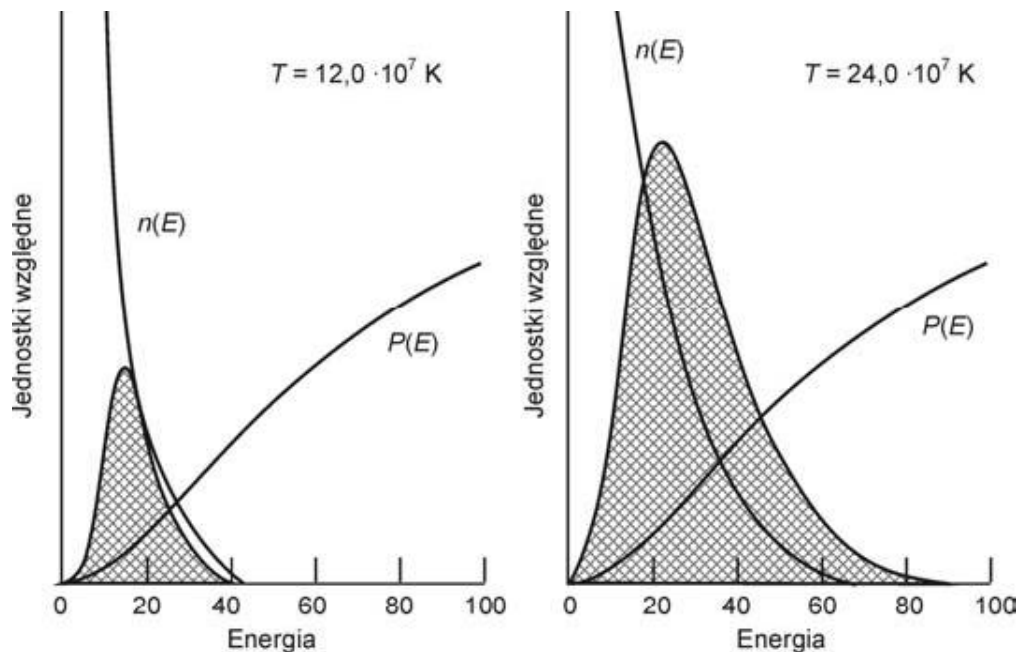


Rys. 2.19 Rozkład prędkości protonów dla dwóch różnych temperatur (FOTON 95, L. Jarczyk, 2006)

Cząstka o energii $E < E_c$ jest w stanie przeniknąć barierę kulombowską, jest to tzw. efekt tunelowy, którego prawdopodobieństwo opisuje wyrażenie Gamowa:

$$P \ll 1 \approx \exp\left[-\sqrt{\frac{E_G}{E}}\right]$$

Prawdopodobieństwo tunelowania przez barierę kulombowską dla reakcji pp i temperatury rzędu 10^7 K jest bardzo małe i silnie zależy od temperatury.



Rys. 2.20 Prawdopodobieństwo zajścia reakcji fuzji określa powierzchnia zakreskowana $n(E) \times P(E)$ (FOTON 95, L. Jarczyk, 2006)

2.13 Cykl protonowo-protonowy i węglowo-azotowo-tlenowy

Wewnątrz Słońca różnica masy 0.71% zostaje zamieniona na 26.7 MeV. Energia ta wytwarzana jest w procesie połączenia się 4 protonów w jądro helu – jest to tzw. cykl protonowo-protonowy (pp). 98 % tej energii przenoszone jest ku powierzchni Słońca przez fotony, a 2% przez neutrino. Na skutek reakcji termojądrowych Słońce traci masę z prędkością 4×10^9 kg/s.

Fotony przenosząc energię z wnętrza Słońca na jego powierzchnię oddziałują z materią, przez co tracą swoją energię. Wewnątrz są wysokoenergetycznymi fotonami promieniowania γ i X, a na powierzchni wyświecane są w postaci promieniowania optycznego i podczerwonego. Czas na przebycie fotonu z wnętrza Słońca do jego powierzchni jest bardzo długi, przy czym dla neutronów są to ok. 2 s.

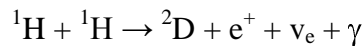
Podczas reakcji uwalniana jest energia jądrowa, która jest źródłem energii gwiazd. Cykl ten zachodzi w jądrach gwiazd w temperaturze od kilku do kilkunastu milionów Kelwinów. Dla temperatur panujących wewnątrz Słońca czas cyklu pp wynosi 10^9 lat.

Wytworzenie jąder He z 4 protonów może nastąpić na drodze różnych reakcji jądrowych, z czego wynika podział na trzy cykle:

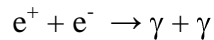
- Cykl pp pierwszego rodzaju ppI
- Cykl pp drugiego rodzaju ppII
- Cykl pp trzeciego rodzaju ppIII

Cykl protonowy – ppI – zachodzi głównie w temperaturach z przedziału $10^7 < T < 1.4 \times 10^7$ K

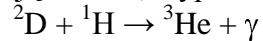
W wyniku połączenia się dwóch jąder wodoru powstaje jądro deuteru, pozyton i neutrino elektronowe:



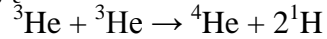
Pozyton w wyniku anihilacji z elektronem wypromieniowuje dwa kwanty γ :



Jądro D łączy się z jądrem H tworząc jądro ${}^3\text{He}$, wypromieniowując kwant γ :

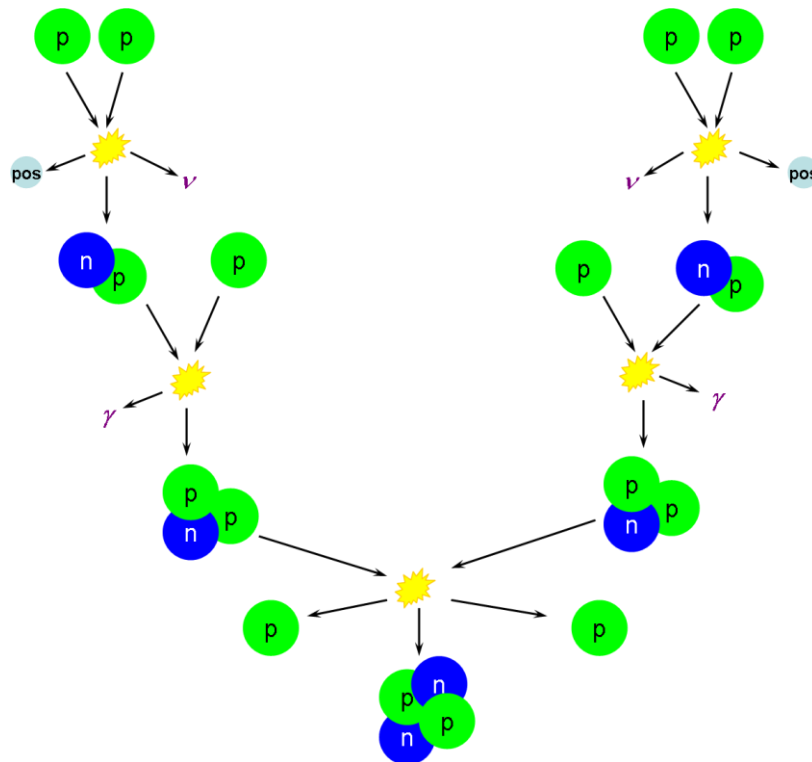


Końcowa reakcja to połączenie 2 jąder ${}^3\text{He}$:



Energia uwalniana w cyklu ppI wynika z różnicy mas H i He

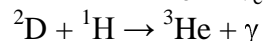
$$E = \Delta mc^2 = (4m^1\text{H} - m^4\text{He})c^2 = 26.7 \text{ MeV}$$



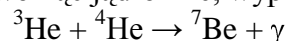
Rys. 2.21 Schemat graficzny cyklu protonowego I-rodzaju.

Cykl protonowy – ppII – zachodzi głównie w $1.4 \times 10^7 < T < 2.3 \times 10^7 \text{ K}$

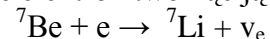
Po dwóch pierwszych reakcjach cyklu ppI



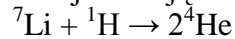
${}^3\text{He}$ łączy się z ${}^4\text{He}$ tworząc jądro ${}^7\text{Be}$, wypromieniowując jednocześnie kwant γ :



Jądro ${}^7\text{Be}$ wychwytuje elektron tworząc jądro ${}^7\text{Li}$ oraz neutrino elektronowe:

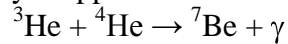


Na koniec w wyniku reakcji ${}^7\text{Li}$ z jądrem wodoru powstają 2 jądra ${}^4\text{He}$:

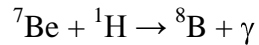


Cykl protonowy – ppIII – zachodzi głównie w $T > 2.3 \times 10^7 \text{ K}$

Po pierwszej reakcji cyklu ppII



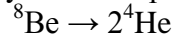
beryl łączy się z jądrem wodoru, w wyniku czego powstaje jądro ${}^8\text{B}$ i kwant promieniowania gamma:



Jądro boru wychwytuje elektron tworząc jądro berylu ${}^8\text{Be}$, pozyton i neutrino elektronowe:

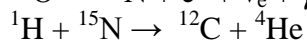
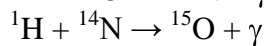
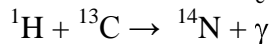
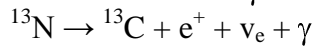
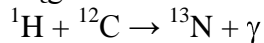


Wzbudzone jądro berylu ${}^8\text{Be}$ rozpada się następnie na dwa jądra helu ${}^4\text{He}$

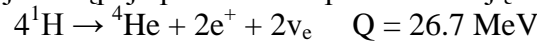


Cykl węglowo-azotowo-tlenowy – CNO

Cykl ten jest źródłem energii masywnych gwiazd, np. Syriusza. Wymaga on obecności jąder węgla ${}^{12}\text{C}$. Składa się z następujących reakcji:



W wyniku tych reakcji następuje przemiana 4 protonów w jądro ${}^4\text{He}$ i uwolnienie energii.



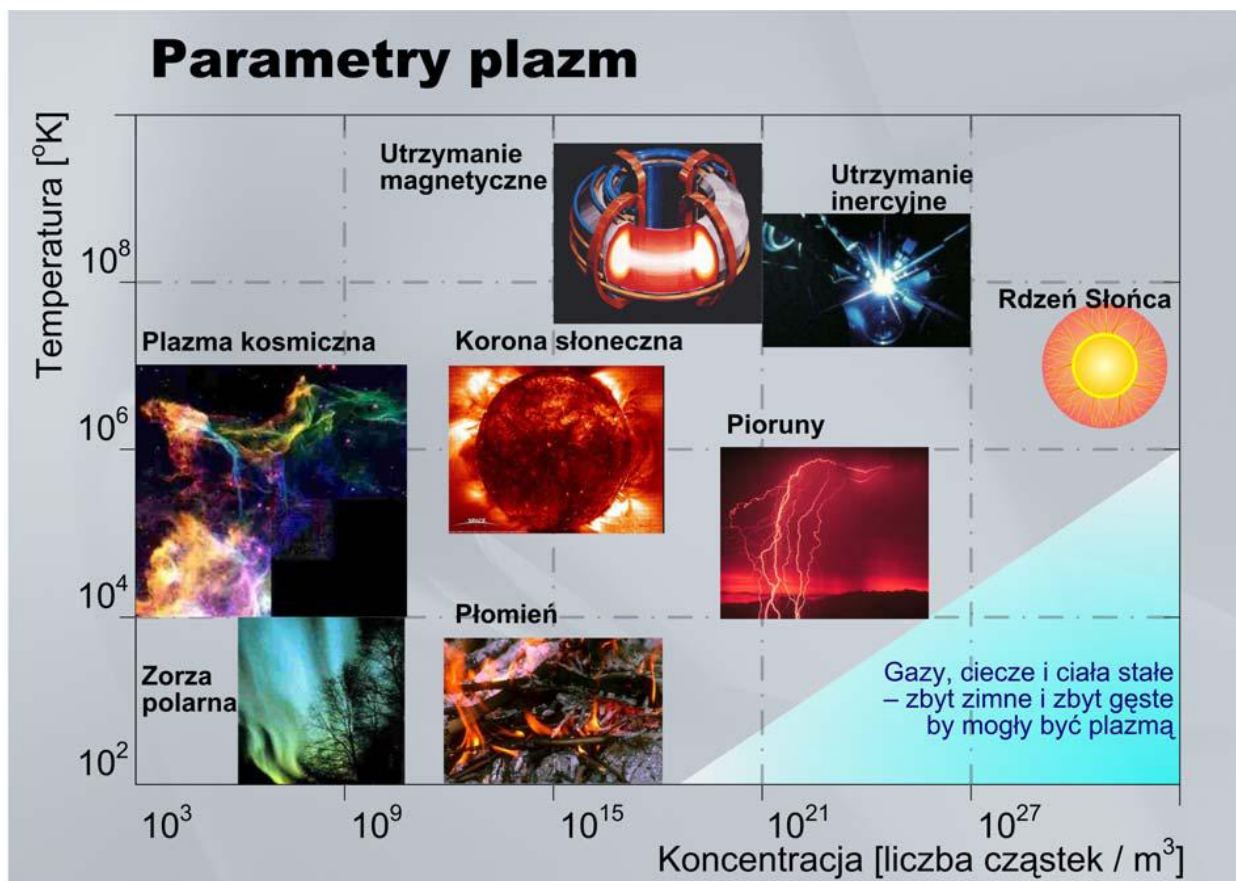
Węgiel ${}^{12}\text{C}$ jest tu katalizatorem i nie ulega zużyciu.

2.14 Kryterium Lawsona

Wg definicji plazma to silnie zjonizowany gaz, składający się głównie z cząstek neutralnych, jonów i elektronów, który charakteryzuje się tym, że przewodzi prąd oraz jego opór elektryczny maleje wraz ze wzrostem temperatury jak $T^{-3/2}$.

W zwykłym gazie, gdzie cząsteczki są obojętne, oddziaływania zachodzą w momencie zderzeń - dwuciałowe. W przypadku plazmy, gdzie mamy długozasięgowe pole elektromagnetyczne, oddziaływania są wielocząsteczkowe.

Zakres ciśnień i temperatur dla występowania plazmy jest bardzo szeroki. I tak plazmę dzielimy na plazmę niskotemperaturową, której przykładem mogą być płomień, iskra, wyładowanie atmosferyczne i plazmę wysokotemperaturową, która występuje we wnętrzu gwiazd czy w tokamakach.



Rys. 2.22 Rodzaje plazm

W celu oszacowania parametrów koniecznych do wytworzenia przez reakcję fuzji w reaktorze termijądrowym sformuowano tzw. *kryterium Lawsona*:

$$N \cdot \tau \cdot T > 10^{21} \text{ [keV} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}]$$

które głosi, że iloczyn gęstości jąder w plazmie i czasu utrzymania plazmy w temperaturze zapłonu plazmy powinien przewyższać wartość progową 10^{21} s/m^3 .

2.15 Początki badań nad pokojowym wykorzystaniem energii syntezy

W 1920 r. Arthur Stanley Eddington jako pierwszy wysunął hipotezę, że źródłem energii Słońca są reakcje termojądrowe. Obliczył, że temperatury i gęstości potrzebne do zajścia tych reakcji są b. wysokie, nieporównywalnie wyższe od tych na Ziemi.

Jako pierwszą reakcję syntezy zauważył w 1934 r. Ernest Rutherford oraz Marcus Oliphant.



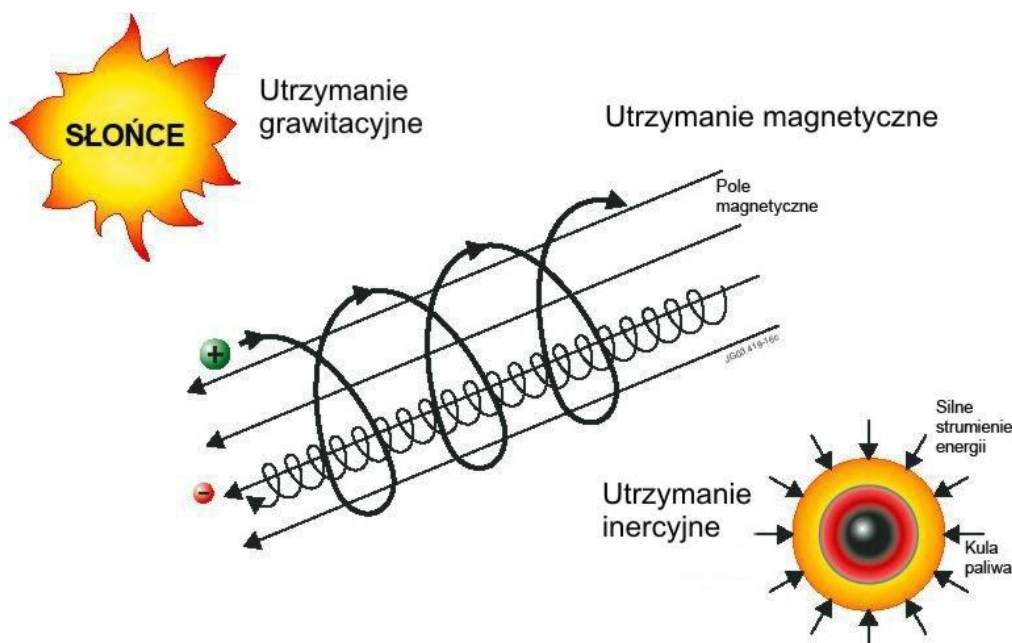
Rys. 2.23 A. S. Eddington, E. Rutherford, M. Oliphant (pl.wikipedia.org).

Jako pierwszy w 1938 r. reakcje termojądrowe opisał w *Physical Review* niemiecki fizyk Hans Bethe, za co w 1967 r. dostał Nagrodę Nobla.

Należy podkreślić, że reakcja syntezy przebiega niejako odwrotnie do reakcji rozszczepienia jądrowego. W tej ostatniej, z jądra o większej masie tworzone są jądra o masach mniejszych, a suma ich mas jest mniejsza od masy jądra wyjściowego. Natomiast w reakcji syntezy masa cięższego jądra jest mniejsza od początkowych mas lżejszych jąder.

Jako pierwszy w 1928 r. pojęcie plazmy wprowadził amerykański fizykochemik, noblista Irving Langmuir.

2.16 Metody utrzymania plazmy



Rys. 2.24 Mechanizmy utrzymania plazmy - A. Galkowski, Opatów, 2008

W Europie w Wielkiej Brytanii większość wcześniejszych prac nad fuzją było podejmowane na uniwersytetach, głównie w *Imperial College* w Londynie pod kierunkiem Sir George'a Thomson'a oraz w Oxfordzie w grupie Peter'a Thonemann'a.

Najprostszym sposobem wytworzenia gorącej plazmy jest wykorzystanie silnego liniowego wyładowania elektrycznego. Kolumna zjonizowanego gazu, przez którą przepływa prąd o natężeniu setek tysięcy amperów ulega nagrzaniu, a jednocześnie plazma jest ściskana i utrzymywana z dala od ścianek przez pole magnetyczne tego prądu.

W 1952 r. dwaj angielscy naukowcy Cousins i Ware zbudowali małe urządzenie toroidalne typu *pinch* – nazywane od kierunku przepływu prądu wzdłuż osi „Z” cylindra plazmowego.

Dużo większe urządzenie do przeprowadzania eksperymentów w dziedzinie fuzji termojądrowej powstało w 1954 r. w Harwel i nosiło nazwę *Zero Energy Toroidal Assembly* (ZETA). Urządzenie to pracowało przez 4 kolejne lata dając dosyć ciekawe rezultaty.

W pierwszych urządzeniach tego typu osiągnięto stosunkowo duże gęstości, rzędu $10^{21}/\text{m}^3$, dość wysoką temperaturę, rzędu 10^6 K. Otrzymany czas życia plazmy był bardzo krótki, rzędu ms. Przyczyną zerwania wyładowania są momentalnie powiększając się: niestabilności, minimalne przewężenia i wygięcia sznura plazmowego. Poważną wadą pinczu liniowego to bezpośredni kontakt plazmy z elektrodami.

W USA pierwsze prace zostały podjęte jeszcze za czasów prezydentury Harry'ego Trumana w 1951 roku, a więc na rok przed detonacją pierwszej amerykańskiej bomby wodorowej. Badaniami zajął się zespół kierowany przez wybitnego naukowca Lymana Spitzera, którego wcześniejsze prace doprowadziły między innymi do wynalezienia sonaru. Owocem tych badań w ramach Projektu Matterhorn było powstanie koncepcji stellaratora.

W stellaratorach oprócz cewek nawiniętych na toroidalną komorę, które wytwarzały toroidalne pole magnetyczne, stosowano specjalne uzwojenia spiralne, które wytwarzały pole o składowej poloidalnej. Powodowało to spiralne skręcenie linii sił pola magnetycznego (różne w różnych płaszczyznach) takie, że wypadkowe linie sił pola tworzyły powierzchnie magnetyczne poprawiające stabilizację sznura plazmowego.

Koncepcja tokamaka pojawiła się na początku lat 50-tych ubiegłego wieku, a jej autorami byli Igor Tamm i Andriej Sacharoz.

TOKAMAK = toroidalna komora + cewki magnetyczne
z ros. *Toroidalnaja Kamiera s Magnitnymi Katuszkami*

W tokamaku, którego komora jest w kształcie torusa znajduje się szereg cewek pola magnetycznego. Rdzeń transformatora przechodzi przez środek tokamaka, prąd w plazmie tworzy zaś uzwojenie wtórne. Zmienne pole magnetyczne w rdzeniu transformatora generuje wewnątrz toroidu wirowe pole elektryczne, które przyspiesza jony i elektrony plazmy. Pierwszym zbudowanym na świecie tokamakiem był tokamak uruchomiony w Instytucie Energii Atomowej w Moskwie.

W latach sześćdziesiątych ubiegłego wieku naukowcy Nikołaj Basow i John Dawson zwrócili również uwagę na możliwość wykorzystania laserów do nagrzewania plazmy w bardzo krótkim czasie. Pierwszy raz tzw. mikrosyntezę przeprowadzono w 1970 r. w Związku Radzieckim.

Poniżej zebrane zostały najważniejsze daty istotne dla rozwoju energetyki termojądrowej:

- 29 lipca 1957 r. została powołana do życia Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej, która jako agencja ONZ miała za zadanie organizowanie i nadzorowanie prac nad pokojowym wykorzystaniem energii atomowej.
- W 1978 roku w Wielkiej Brytanii ruszyła budowa tokamaka JET (*Joint European Torus*), największego istniejącego obecnie, eksperymentalnego urządzenia tego typu.
- w 1999 r. powstaje EFDA (*European Fusion Development Agreement*) - organizacja, która ma za zadanie koordynację europejskich działań w dziedzinie badań nad syntezą termojądrową.
- W 1988 roku na spotkaniu w Genewie Michaił Gorbaczow zaproponował ówczesnym prezydentom Stanów Zjednoczonych i Francji ideę wykorzystania technologii termojądrowej do celów pokojowych we wspólnym przedsięwzięciu wybudowania reaktora ITER (*International Thermonuclear Experimental Reaktor*). W listopadzie 1985 r. na szczycie „supermocarstw” w Genewie przedstawiciele Francji – Francois Mitterand, Wielkiej Brytanii – Margaret Thatcher, Związku Radzieckiego – Michaił Gorbaczow oraz ówczesny prezydent Stanów Zjednoczonych Ronald Reagan podjęli decyzję o rozpoczęciu wspólnego międzynarodowego projektu dotyczącego budowy eksperymentalnego reaktora termojądrowego.
- w 2004 r. Polska przystępuje do Europejskiej Wspólnoty Energii Atomowej – Euratom, a rok później powstaje polska Asocjacja
- w 2006 r. zostaje podpisany projekt HIPER - *High Power laser for Energy Research* – w październiku 2006 r. projekt został umieszczony na tzw. „europejskiej mapie drogowej” dot. infrastruktury badawczej. Oficjalnie projekt rozpoczął się w kwietniu 2008 r.

2.17 Układy typu z-pinch – plasma-focus

Układy typu Z-pinch zapoczątkowały badania nad kontrolowaną syntezą termojądrową, jednak towarzyszące im niestabilności wpływały na bardzo krótki czas życia plazmy, co z kolei nie dawało tym urządzeniom wielkich szans, aby w przyszłości stały się reaktorami termojądrowymi. Rozwój badań nad prostymi urządzeniami z-pinch spowodował rozwój układów plasma-focus (PF), które są zaliczane do tzw. niecylicydrycznych Z-pinchów.

W układzie PF silnoprądowe wyładowanie pomiędzy koncentrycznymi elektrodami wytwarza warstwę zjonizowanego gazu roboczego (tzw. warstwę prądową), która pod wpływem własnego pola magnetycznego doznaje najpierw przyspieszenia osiowego, a po dojściu do końca elektrod – radialnej kompresji.

W budowie można wyróżnić charakterystyczne podzespoły:

- Zasobnik energii - bateria impulsowych kondensatorów
- Odbiornik energii – silnoprądowe wyładowanie w gazie pod niskim ciśnieniem (1-20 Torr) zachodzące pomiędzy dwoma współosiowymi elektrodami oddzielonymi przy jednym z końców specjalnym izolatorem

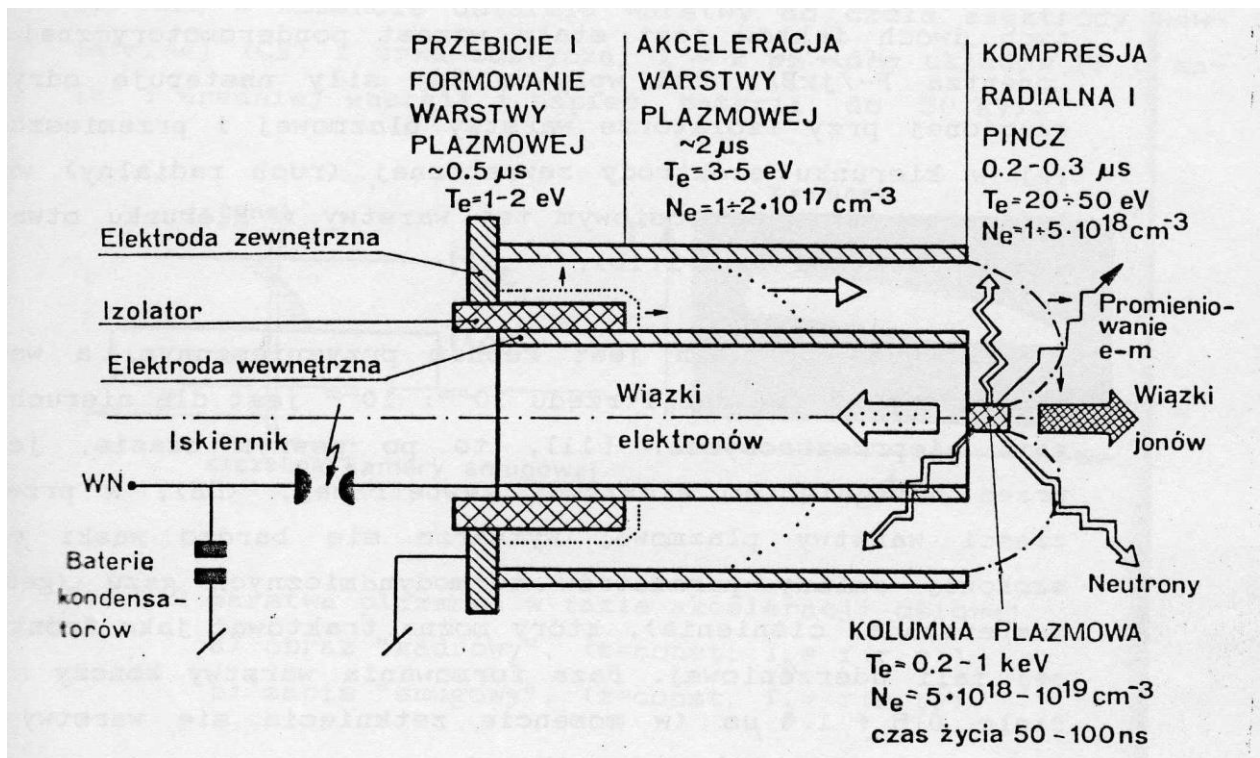
Urządzenia typu plasma-focus (PF) dzielą się na dwa typy:

- Mather'a
- Filippova

O podziale decyduje stosunek długości elektrody centralnej do jej średnicy. W urządzeniach typu Mather'a stosunek ten jest większy od jedności, a dla typu Filippova mniejszy.

Wyładowania trwają mikrosekund i dzielą się na charakterystyczne fazy:

- faza przebiccia
- faza formowania warstwy plazmowej
- faza akceleracji osiowej
- faza kompresji radialnej i gęstego pinchu
- faza rozpadu sznura plazmowego



Rys. 2.25 Schemat budowy i charakterystyka głównych faz wyładowania urządzenia PF, (W. Skrzeczanowski, praca doktorska).

2.18 Charakterystyka głównych faz wyładowania w układzie typu *plasma focus*

2.18.1 Faza przebicia

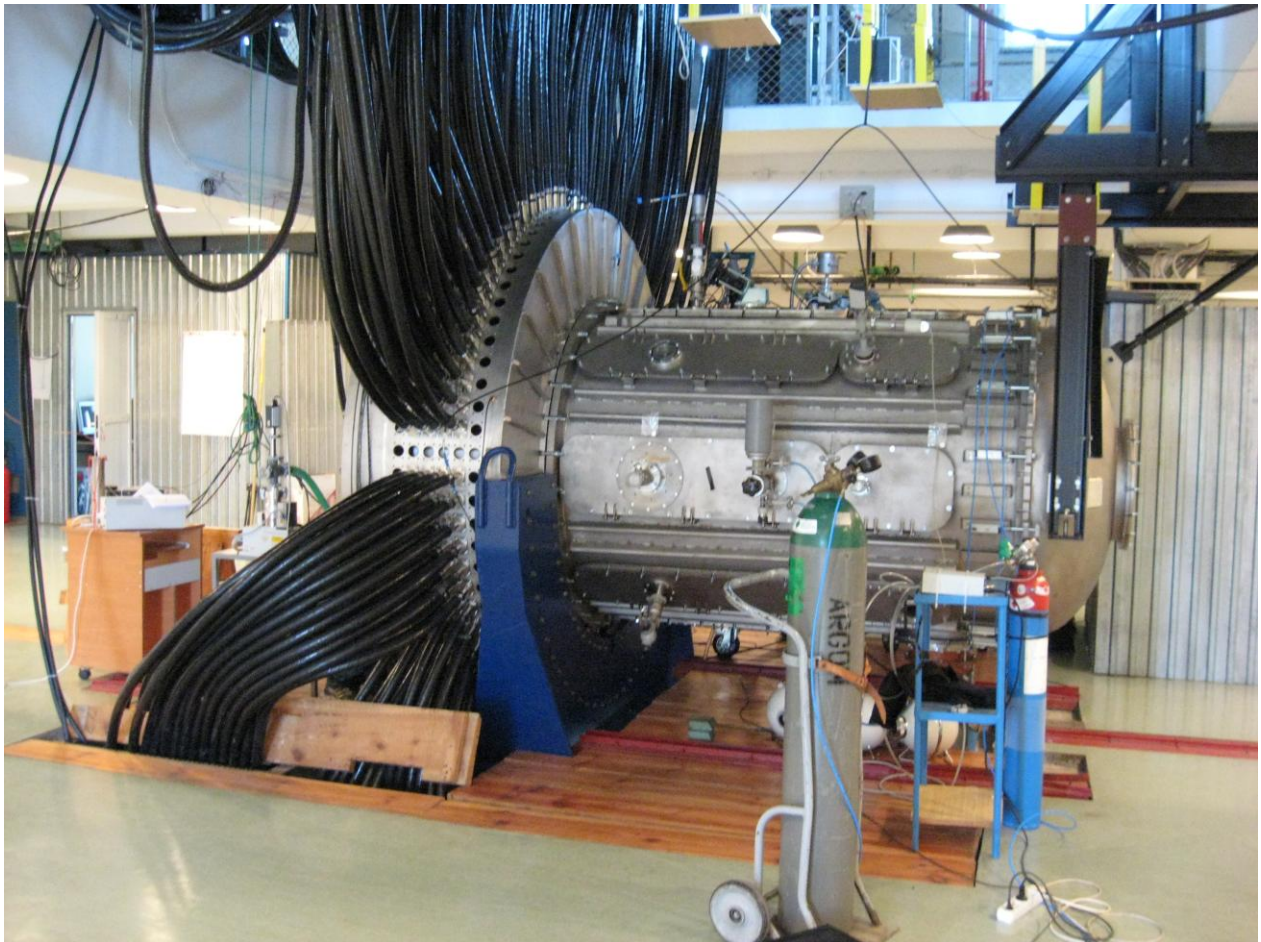
W fazie przebicia wyładowanie zainicjowane zostaje włączeniem w obwód baterii kondensatorów, co powoduje, że w obszarze przyizolatorowym tworzą się nieregularne lawiny jonizacyjne, które prowadzą do powstania tzw. streamerów – kanałów prądowych. Proces ten może mieć charakter przypadkowy i chociaż skoncentrowany jest na powierzchni izolatora tworząc tzw. przebicie ślizgowe, to towarzyszy mu zarówno objętościowy przepływ prądu obserwowany jako słabe świecenie całej objętości gazu nad izolatorem, jak i tzw. przebicia radialne, o strukturze włóknistej, szczególnie intensywne przy czole izolatora. Faza ta trwa do kilkuset ns.

Faza formowanie warstwy plazmowej rozpoczyna się oderwaniem od powierzchni izolatora świecącej i przewodzącej prąd warstwy plazmowej, co powoduje szybko rosnącą jonizację gazu, co z kolei prowadzi do narastania przewodności plazmy. Sytuacja ta prowadzi do wzrostu gęstości prądu w warstwie i wzrostu pola magnetycznego. W konsekwencji następuje wzrost ponderomotorycznej siły Lorentza, pod wpływem której warstwa plazmowa skupiona przy izolatorze ulega oderwaniu i przemieszcza się w kierunku elektrody zewnętrznej. Odbywa się to ruchem radialnym i osiowym warstwy w kierunku otwartego końca elektrod.

W fazie akceleracji osiowej warstwa plazmowa porusza się w kierunku otwartego końca elektrod, początkowo ruchem przyspieszonym, a pod koniec tej fazy, kiedy zrównaniu ulegną ciśnienie magnetyczne i ciśnienie, jakie wywiera na poruszającą się warstwę gaz – ruchem jednostajnym. Ruch ten jest wymuszony przez siłę Lorentza, co w efekcie powoduje wygięcie warstwy plazmowej, która przyjmuje w przybliżeniu kształt paraboliczny. Faza ta kończy się w momencie dotarcia warstwy do czola elektrody wewnętrznej i trwa zazwyczaj kilka mikrosekund.

Bezpośrednio po wyjściu warstwy plazmowej przed czoło elektrod, pod wpływem radialnej składowej siły Lorentza, rozpoczyna się ruch warstwowy w kierunku osi. Jest to ruch przyspieszony i prowadzi do kumulacji przyelektrodowej części warstwy plazmowej na osi urządzenia, a więc do fazy kompresji radialnej. W efekcie kolapsu na osi zostaje wytworzony sznur plazmowy o ekstremalnych parametrach plazmy, tzw. gęsty pinch (T do 1 keV, $n_e \sim 10^{20}/\text{cm}^3$).

Po kilkudziesięciu nanosekundach od powstania pinchu zaczynają rozwijać się w nim niestabilności, które powstają w efekcie braku równowagi między plazmą a polem magnetycznym i prowadzą do zakłócenia stabilnej konfiguracji sznura, a w konsekwencji do jego rozpadu. Niestabilności kinetyczne prowadzą do anomalnej oporności plazmy, co powoduje szybką dyfuzję pola magnetycznego do wnętrza plazmy. W konsekwencji przyspiesza to znacznie rozpad sznura. Z tymi procesami związana jest generacja silnych pól elektrycznych przyspieszających cząstki naładowane do energii rzędu MeV, jak również silna emisja twardego promieniowania X oraz neutronów.



Rys. 2.26 Urządzenie Plasma-Focus PF-1000 w IFPiLM

Parametry urządzenia: generator: max. napięcie 40 kV, pojemność 1.332 mF, energia 1064 kJ, elektrody: średnica wewnętrznej 226 mm, średnica zewnętrznej - 400 mm, elektroda zewnętrzna składa się z 12 prętów o średnicy 80 mm, długość elektrod - 460 mm, długość izolatora - 85 mm

3 UKŁADY Z MAGNETYCZNYM UTRZYMANIEM PLAZMY

Reakcje fuzji termojądrowej, w szczególności syntezy lekkich jąder atomowych, są źródłem dużych ilości energii. Możliwości te zostały zauważone już wkrótce po spostrzeżeniu, że reakcje te są źródłem energii słońca i gwiazd, a prace nad ich realizacją rozpoczęły się już w latach czterdziestych XX wieku.

W celu zobrazowania ogromnych możliwości, które oferuje energetyka oparta na fuzji termojądrowej warto posłużyć się danymi ilustrującymi energetyczny potencjał Słońca. Energia emitowana przez naszą gwiazdę dociera do Ziemi ze średnią gęstością mocy wynoszącą 1.4 kW/m^2 . Biorąc pod uwagę odległość naszej planety od Słońca ($1.5 \times 10^{11} \text{ m}$) oraz przyjmując, że energia wypromieniowana jest w sposób równomierny można obliczyć, że całkowita moc słońca posiada imponującą wartość $4 \times 10^{17} \text{ GW}$. Wielkość ta jest szczególnie imponująca jeżeli zestawimy ją z mocą największych elektrowni świata, które osiągają rząd 10 GW . Jeszcze większe wrażenie robią rachunki mające na celu obliczenie czasu świecenia Słońca, gdyby jego energia miała pochodzić nie z reakcji termojądrowej, lecz ze spalania węgla. Obliczono, że „węglowe słońce” poświeciłoby zaledwie 1600 lat.

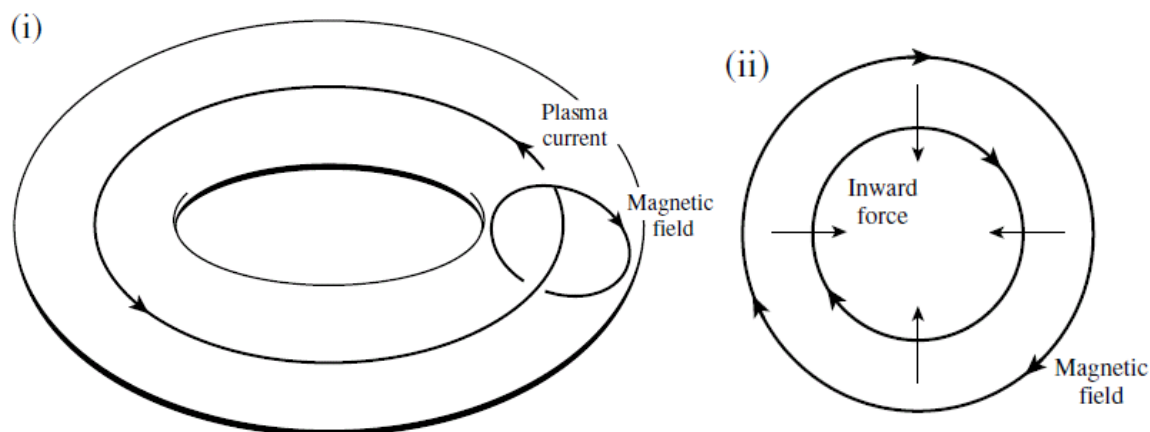
W warunkach ziemskich oczywiście nie można wiernie odtworzyć warunków panujących wewnątrz gwiazdy, istnieje jednak możliwość wykorzystania energii fuzji termojądrowej przy pomocy innych reakcji oraz w innej temperaturze i ciśnieniu. Najbardziej znanymi metodami doprowadzenia do reakcji fuzji termojądrowej są utrzymywanie plazmy w pułapce magnetycznej oraz plazma laserowa. W kolejnych punktach omówione zostaną podstawowe zagadnienia związane z utrzymywaniem plazmy w pułapkach magnetycznych typu tokamak.

3.1 Toroidalna pułapka magnetyczna

3.1.1 Zjawisko *pinchu* w torusie.

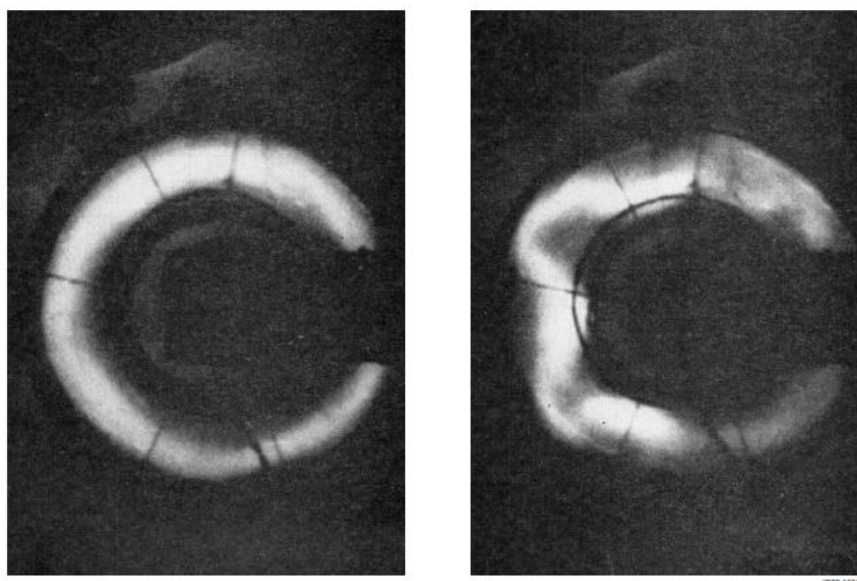
Wysiłki nad opanowaniem fuzji termojądrowej zostały zainicjowane przez badania nad przeprowadzeniem zjawiska *pinchu* w torusie. Oczywistą zaletą zastosowania torusa w przeciwieństwie do *pinchu* liniowego jest konfiguracja nie posiadająca otwartych zakończeń. Prąd, pole magnetyczne oraz rozkład sił działających podczas przepływu prądu przez plazmę w torusie przedstawione są na rys. 3.1. Płynący w torusie w kierunku **toroidalnym** prąd elektryczny wytwarza prostopadle do swojego kierunku pole magnetyczne nazywane **poloidalnym** (rys. 3.1 (i)). Pole to wytwarza radialne siły ściskające strumień plazmy (rys 3.1 (ii)).

Eksperymenty tego typu prowadzone były pod koniec lat czterdziestych dwudziestego wieku przez Alana Ware'a z Imperial College. Skonstruowany torus o średnicy 25 cm i przekroju 3 cm, o metalizowanej powierzchni pracował w układzie pojemności $15 \mu\text{F}$ zasilanym napięciem 10 kV, na skutek czego przez plazmę przepływał prąd do 13 kA. Wyładowania zostały przeprowadzone w atmosferze wodoru i argonu. Wyniki eksperymentów wykazały brak stabilności plazmy, czego przyczyna została znaleziona w kolejnych badaniach prowadzonych przez Carruthersa i Davenporta z Harwell. W eksperymentach tych wyładowania przeprowadzano tym razem w torusie szklanym, co umożliwiło wykonanie fotografii plazmy (rysunek 3.2).



Rys. 3.1Prąd, pole magnetyczne (i) oraz rozkład sił (ii) działających podczas przepływu prądu przez plazmę w torusie, J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

Wykonane fotografie potwierdziły, że czas życia plazmy nie przekraczał $100 \mu\text{s}$, po których łańcuch plazmowy ulegał deformacji, przerwaniu i wygaśnięciu. Charakterystyczne oznaki degeneracji strumienia plazmowego widoczne na zdjęciu z prawej strony na rys. 3.2 nazwane zostały niestabilnościami *kink* (*kink instability*). Niestabilności te można opisać przy pomocy teorii MHD, a ich powstawanie wiąże się w uproszczeniu przez wzmacnianie wychylenia z równowagi w pętli dodatniego sprzężenia zwrotnego.



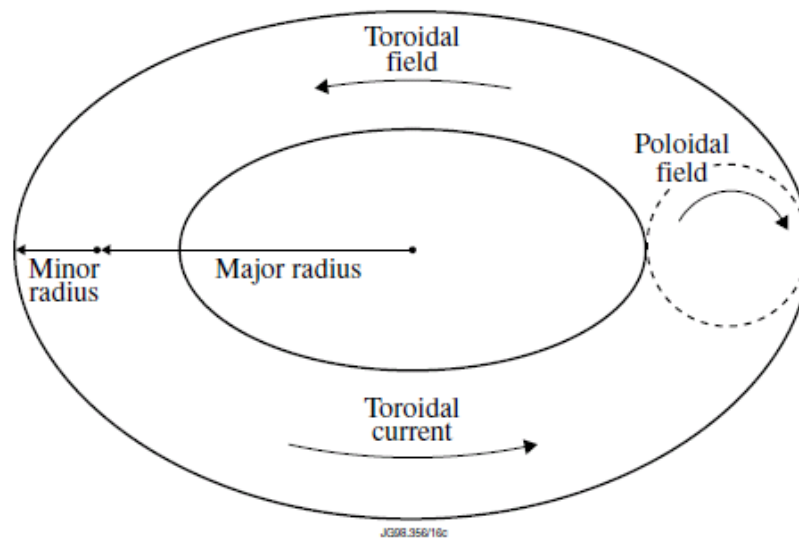
Rys. 3.2 Powstawanie niestabilności typu kink, J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

Istotnym krokiem w rozwoju pułapek z utrzymaniem magnetycznym było skonstruowanie przez Thonemanna z Clarendon Laboratory urządzenia toroidalnego, w którym prąd plazmowy był indukowany podobnie jak prąd w uzwojeniu wtórnym transformatora. Rozwiązanie to zostało później zastosowane w tokamakach.

3.1.2 Tokamak

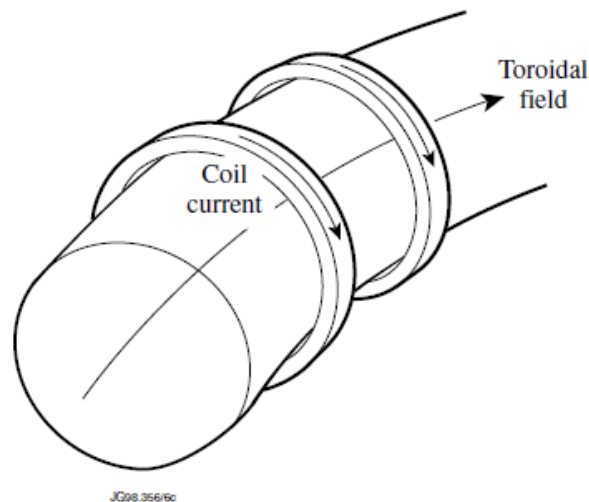
Tokamak jest urządzeniem z magnetycznym utrzymaniem plazmy, w którym oprócz wytwarzanego przez prąd plazmowy poloidalnego pola magnetycznego dodatkowo wytwarzane jest magnetyczne pole toroidalne. W porównaniu do układu *Z-pinch* rozwiązanie

takie poprawia stabilność plazmy i zapobiega separacji ładunku dzięki uzyskaniu wypadkowego helikalnego kształtu linii pola. Składowe prądy elektryczne i linie pola magnetycznego w tokamaku przedstawione są schematycznie na rys. 3.3.



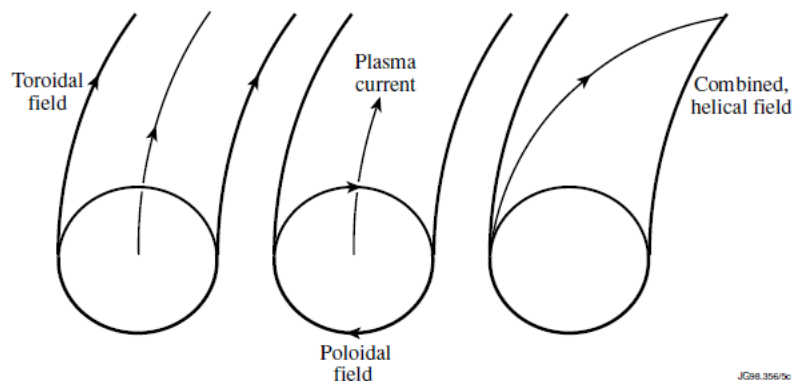
Rys. 3.3 Składowe prądy i pola w tokamaku, J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

W tokamaku prąd plazmowy indukowany jest przez uzwojenia poloidalne mogące również służyć do stabilizacji wertykalnej pozycji plazmy. W celu wytworzenia toroidalnego pola magnetycznego stosuje się natomiast uzwojenia toroidalne nawinięte na torusie w kierunku poloidalnym, jak to jest pokazane na rys. 3.4.



Rys. 3.4 Sposób nawinięcia cewek wytwarzających toroidalną składową pola magnetycznego, J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

Jak już zostało nadmienione, zastosowanie kombinacji pól toroidalnego i poloidalnego pozwala na uzyskanie helikalnego wypadkowego kształtu linii pola, wokół których w urządzeniu krążą naładowane cząsteczki. Schemat tworzenia się linii pola o tym kształcie przedstawiony jest na rys. nr 3.5.



Rys. 3.5 Helikalny kształt linii wypadkowego pola magnetycznego, J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

3.1.3 Stellaratory.

Innym rozwiązaniem technicznym, w którym utrzymywana jest plazma jest stellarator (z łac. *stella*-gwiazda). Stellarator jest urządzeniem, w którym pole magnetyczne, niesymetryczne osiowo, o śrubowym kształcie linii pola, wytwarzane jest przez odpowiednio ukształtowane cewki (rys.3.6) zainstalowane na zewnątrz toroidalnej komory, wewnątrz której formowany jest sznur plazmowy o specyficznym kształcie. W odróżnieniu od tokamaka nie wymaga wzbudzenia prądu w plazmie i ma właściwość pracy ciągłej.

Największym tego typu urządzeniem jest *Large Helical Device*, LHD, zbudowany w Japonii. Obecnie w fazie konstrukcyjnej jest stellarator Wendelstein 7-X, który zbudowany będzie w Greifswald w Niemczech. Główne parametry tego urządzenia podane są w poniższej tabeli.

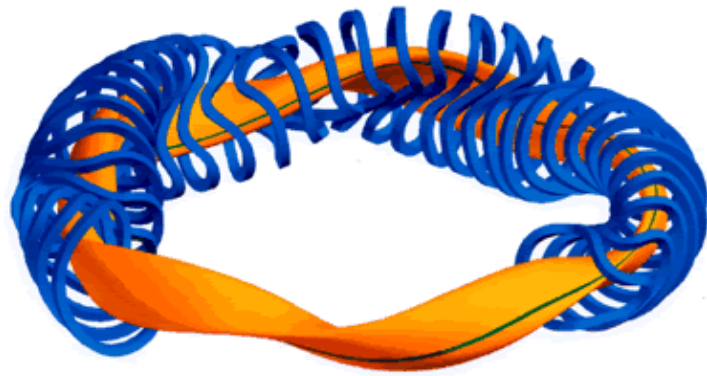
Essential data of WENDELSTEIN 7-X	
Size of the device	diameter 16 metres, height 5 metres
Mass	725 tons
Major plasma radius	5.5 metres (mean value)
Minor plasma radius	0.53 metre (mean value)
Magnetic field	3 tesla
Discharge time	continuous operation for 30 minutes with microwave heating
Plasma composition	hydrogen, deuterium
volume	30 cubic metres
quantity	0.005 up to 0.03 gram
Plasma heating	15 megawatts
Plasma temperature	up to 100 million degrees
Plasma density	up to $3 \cdot 10^{20}$ particles/m ³
Energy confinement time	0.15 second

Wendelstein 7-X - Główne parametry

Do wytworzenia gorącej plazmy w stellaratorze W7-X planowane jest zastosowanie grzania rezonansowego, wywołującego elektronowy rezonans cyklotronowy, a dokładnie 8 lub 10 MW ECRH.



Cewka miedziana, W7-AS



Magnesy nadprzewodzące dla W7-X

<http://www.ipp.mpg.de/ippcms/eng/pr/forschung/w7x>

Rys. 3.6 Stellarator – kształt cewek magnetycznych

Bardzo ważnym elementem jest informacja o właściwościach plazmy, a więc o temperaturze, gęstości, zanieczyszczeniach itp., itd. W tym celu stosuje się liczne diagnostyki. W przypadku stellaratora W7-X komora próżniowa wykonana będzie z wysokiej jakości stali nierdzewnej, w której wykonanych będzie ok. 300 otworów na porty diagnostyczne.

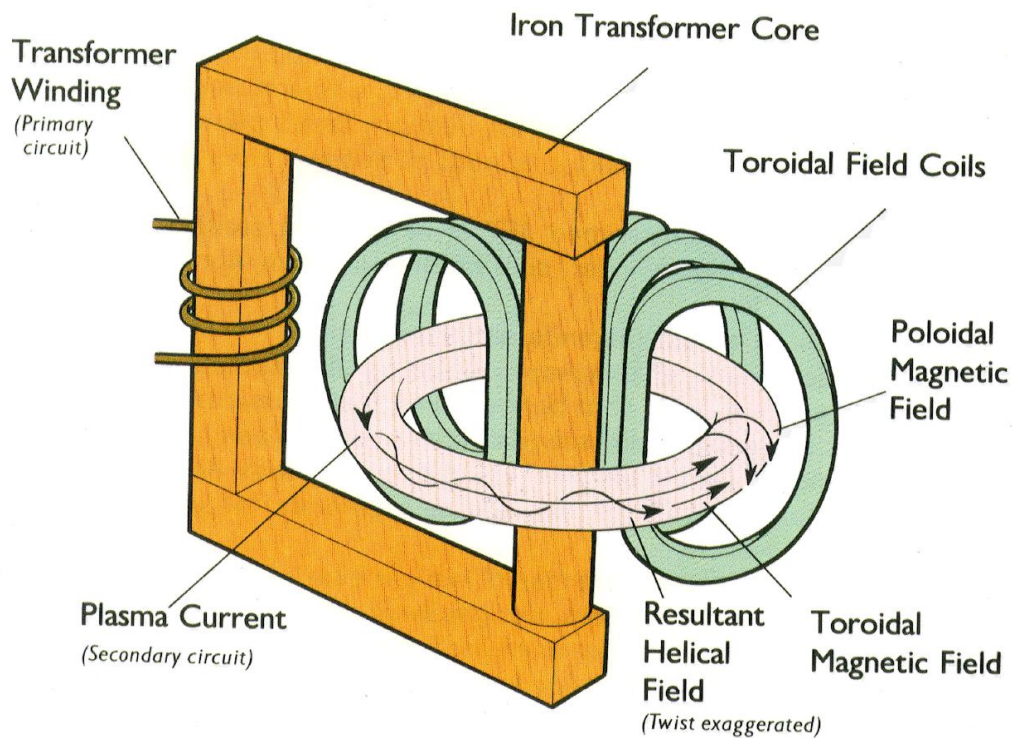
3.2 Budowa i działanie tokamaka

3.2.1 Podstawowe elementy

Jak opisano w poprzednich podrozdziałach, prąd plazmowy wytwarzany jest w tokamaku na zasadzie podobnej jak w stosowanym w elektrotechnice transformatorze. W związku z tym, zasadniczą częścią tokamaka będzie konstrukcja przypominająca transformator (w obecnie działających układach jest to z reguły bardzo duży transformator). Podstawowymi elementami transformatora są rdzeń oraz uzwojenia. W przypadku tokamaków rdzeń wykonany jest z blach transformatorowych, uzwojenie pierwotne jest uzwojeniem poloidalnym nawiniętym na kolumnę główną urządzenia, natomiast uzwojeniem wtórnym jest plazma wewnątrz komory próżniowej.

Schematyczny widok urządzenia tokamak przedstawiony jest na rys.3.7. Na rysunku poza rdzeniem, uzwojeniem pierwotnym nawiniętym w tym wypadku na zewnętrznym ramieniu oraz komory próżniowej, w której plazma stanowi uzwojenie wtórne, zaznaczone są uzwojenia pola toroidalnego mające postać obręczy oplatających komorę próżniową w kierunku poloidalnym.

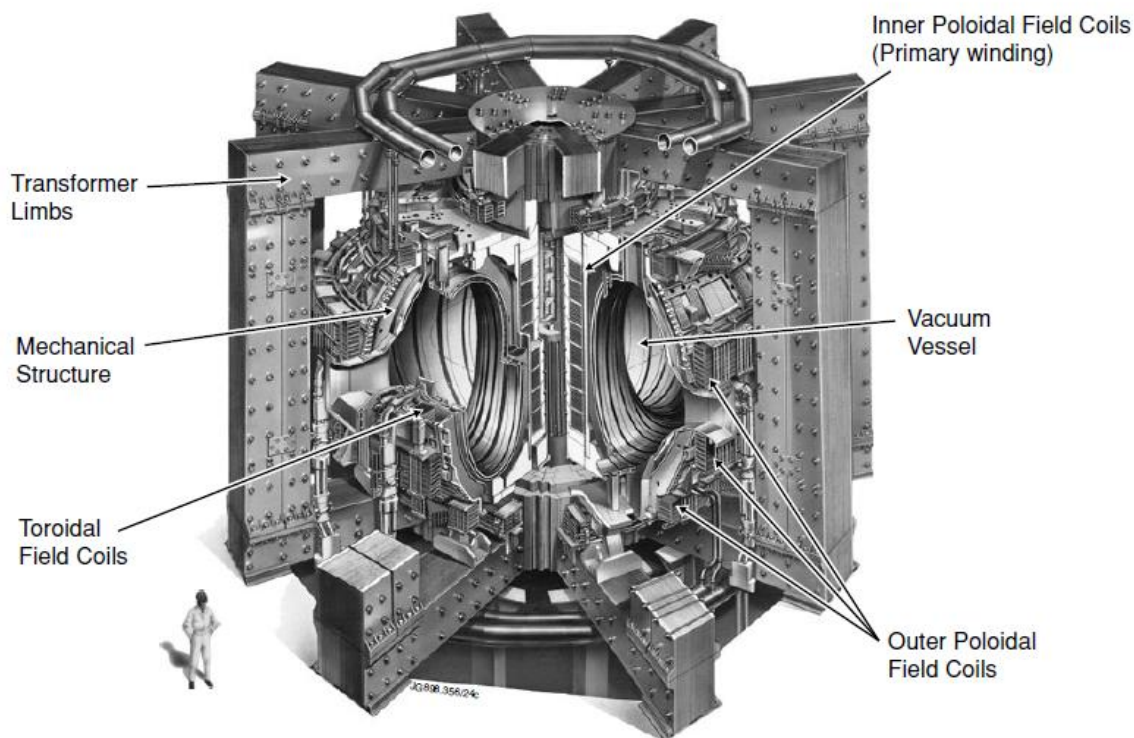
W celu uproszczenia, na rysunku nie zaznaczono zewnętrznych uzwojeń pola poloidalnego służącego pozycjonowaniu plazmy, elementów mechanicznych oraz istotnych szczegółów związanych z poszczególnymi elementami. Zagadnieniami tymi zajmiemy się w następnym punkcie na przykładzie największego obecnie na świecie tokamaka JET (*Joint European Torus*) pracującego w Culham, UK.



Rys. 3.7 Schematyczny widok urządzenia typu tokamak, J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

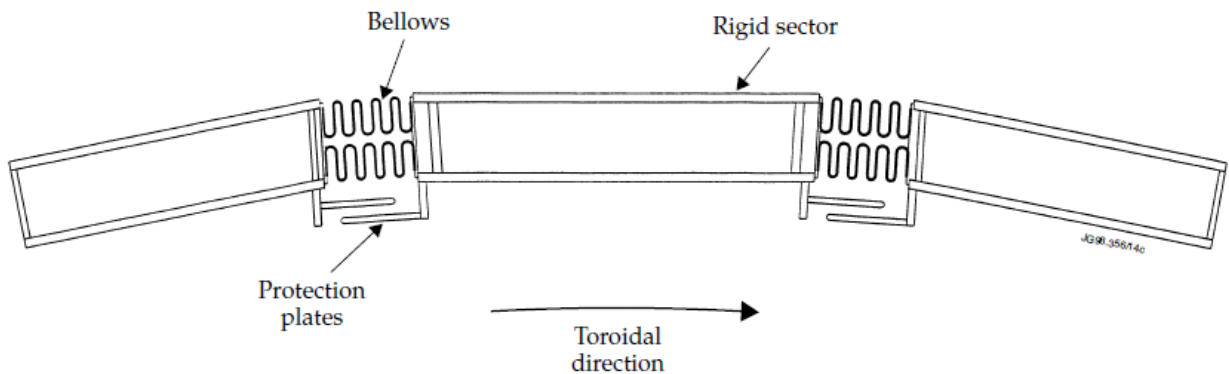
3.2.2 Elementy tokamaka na przykładzie układu JET

Rysunek 3.8 przedstawia sylwetkę naukowca na tle modelu układu JET w skali 1:1.



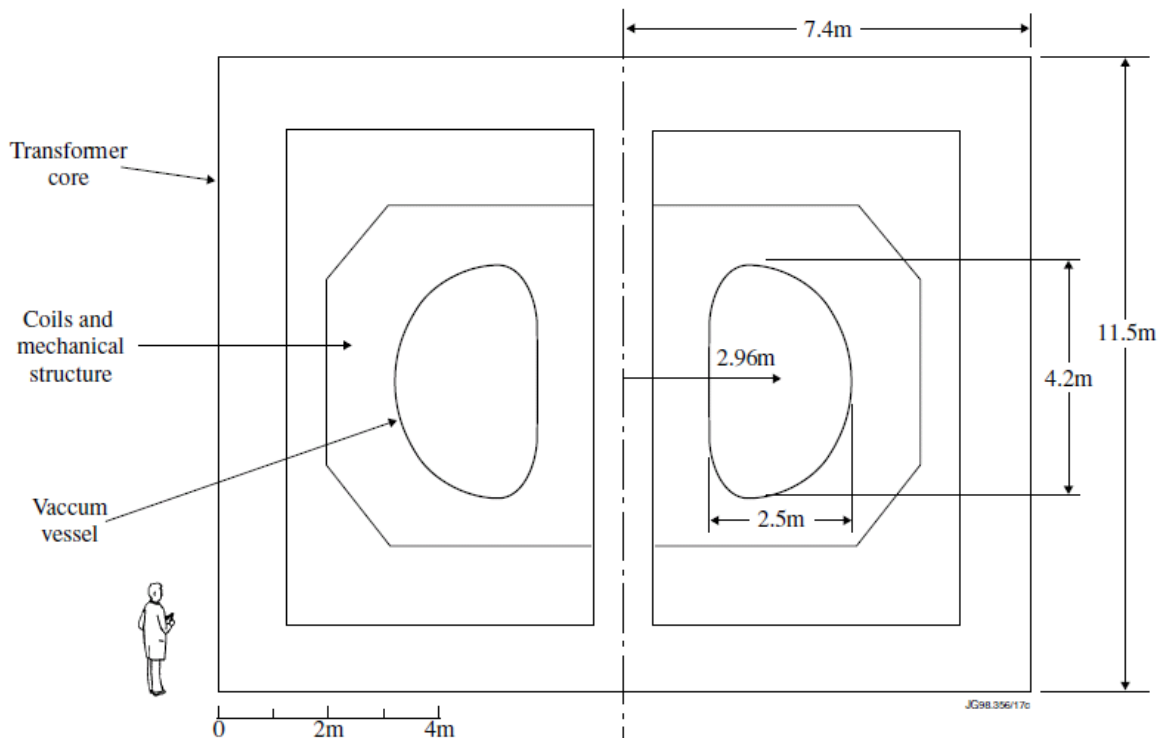
Rys. 3.8 Model tokamaka JET, J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

Na rys. 3.8 wymienione są elementy opisane w punkcie 3.2.1. Elementami szczególnie wyeksponowanymi są ramiona transformatora oraz komora próżniowa. Komora próżniowa musi być odpompowana do ciśnienia rzędu $P < 10^{-6}$ atm., co oznacza nacisk na jej elementy rzędu 10 ton/m^2 przy całkowitej powierzchni 200 m^2 . Ze względu na konieczność wygrzewania do temperatury 500°C , ściana komory ma budowę dwuwarstwową, której segmenty połączone są za pomocą elementów o podwyższonej rezystancji elektrycznej w celu zmniejszania negatywnego wpływu prądów indukowanych przez pole toroidalne. Przekrój przez ścianę komory przedstawiony jest na rys. 3.9.



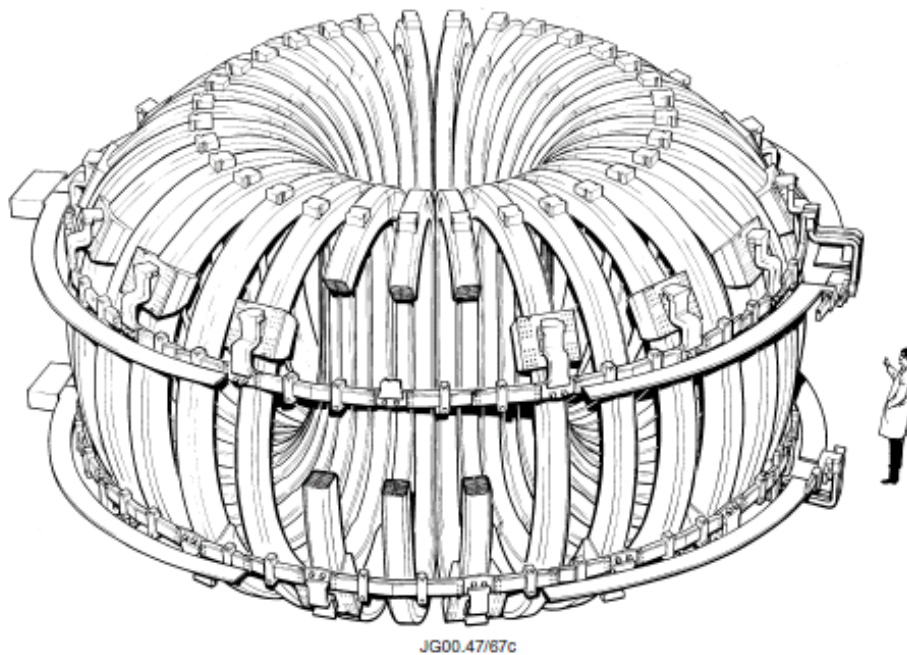
Rys. 3.9 Przekrój ściany komory próżniowej w JET, J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

Wymiary urządzenia JET przedstawione są na rys. 3.10.



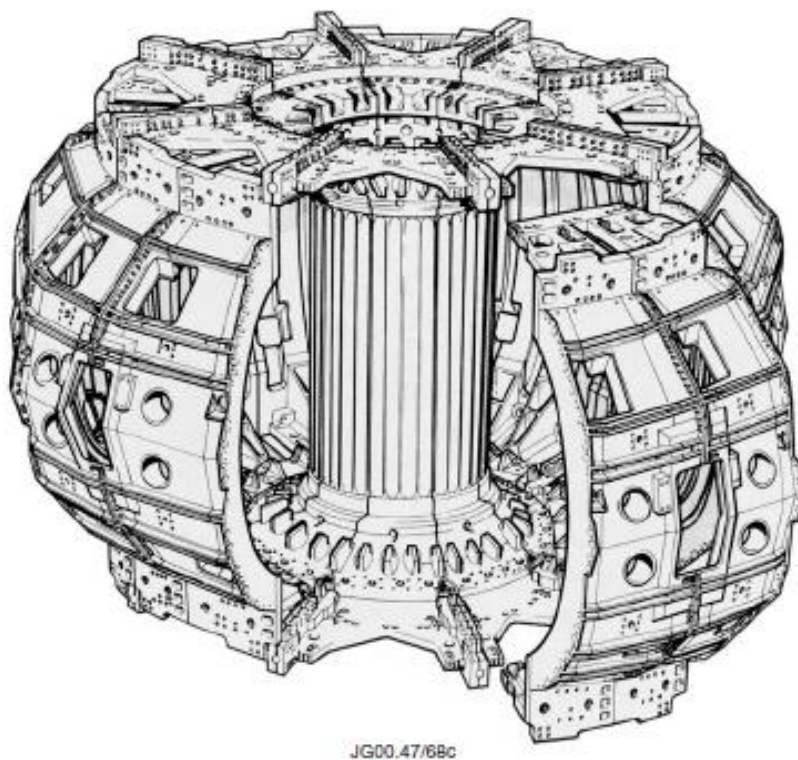
Rys. 3.10 Wymiary tokamaka JET, J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

Na rys. 3.11 przedstawiona jest struktura uzwojeń toroidalnych urządzenia. Jest ono złożone z 32 cewek o kształcie litery D, z których każda składa się z dwudziestu czterech zwojów wykonanych z miedzianych prętów i waży 12 ton. Całkowity prąd płynący przez zwoje to 51 MA. Prąd przepływa w ciągu kilkunastu sekund, a jako chłodziwo stosowana jest woda.



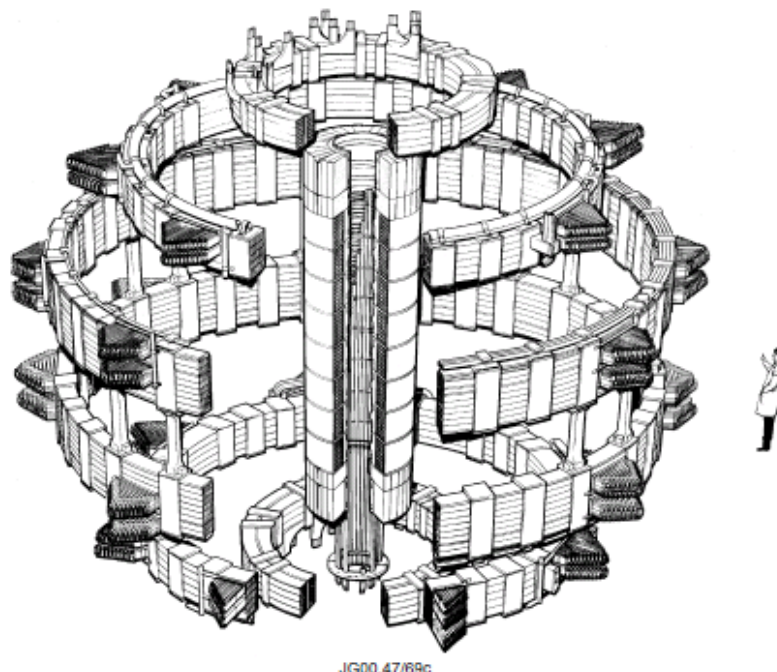
Rys. 3.11 Uzwojenia pola toroidalnego w JET, J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

Na rys. 3.12 przedstawiona jest struktura mechaniczna służąca umocowaniu uzwojeń. Należy sobie uświadomić, że całkowita siła działająca na każdą z cewek to 20 kN, a dodatkowe siły powstają na skutek oddziaływania prądu z pionową składową poloidalnego pola, powodują wystąpienie sił skręcających. Ze względu na te okoliczności, struktura mocująca sprawia imponujące wrażenie (rys. 3.12).



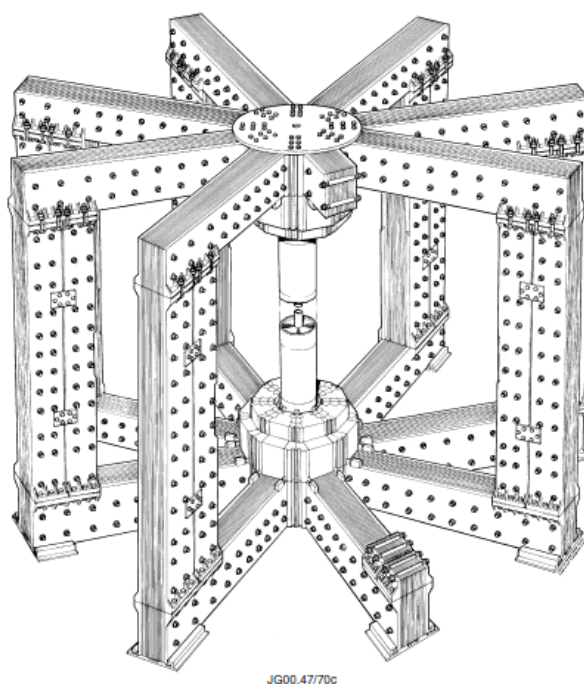
Rys. 3.12 Mechaniczna struktura mocująca uzwojenia, J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

Na zewnątrz uzwojeń toroidalnych umocowane są zewnętrzne uzwojenia poloidalne mające na celu kontrolę pionowego położenia kolumny plazmowej wewnątrz komory próżniowej. Uzwojenia poloidalne mające na celu wytworzenie prądu plazmowego są natomiast nawinięte wokół kolumny głównej urządzenia. Największa z cewek zewnętrznych posiada średnicę 11 m (rys. 3.13).



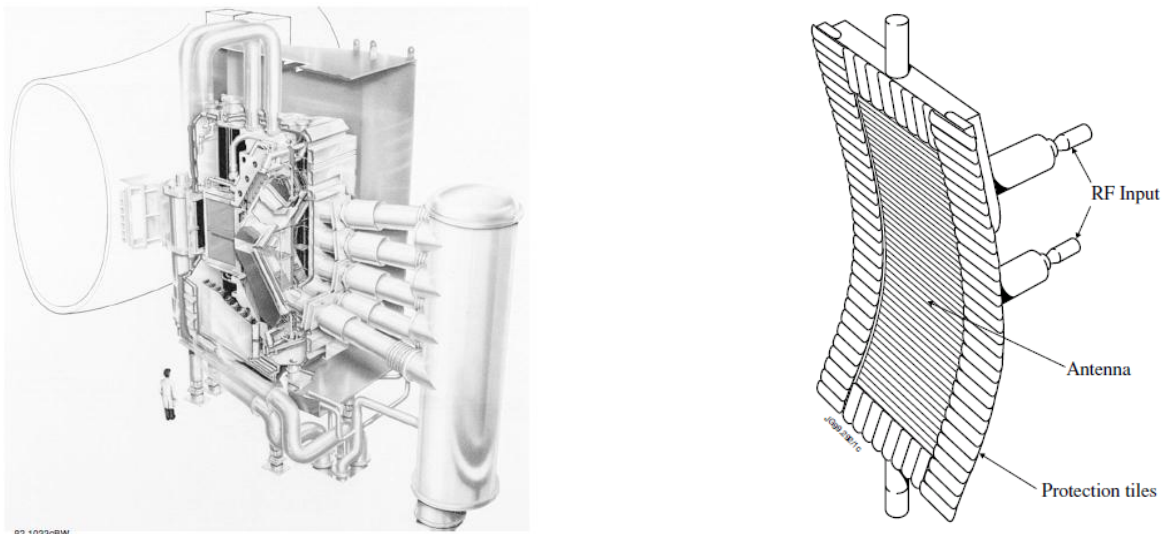
Rys. 3.13 Uzwojenia pola poloidalnego JET, J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

Na rys. 3.14 przedstawiony jest sam rdzeń transformatora składający się z ośmiu elementów z kompozytowego żelaza (w celu minimalizacji prądów wirowych) obejmujących całe urządzenie. Łączna masa elementów rdzenia to 2600 ton.



Rys. 3.14 Rdzeń transformatora w JET, J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

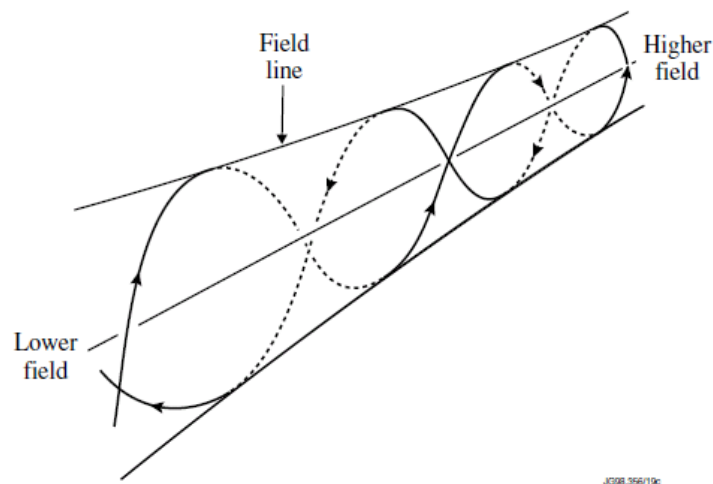
Z uwagi na nieefektywność grzania omowego (tzn. przy wykorzystaniu prądu płynącego przez plazmę) w tokamaku JET wykorzystuje się dodatkowe metody nagrzewania plazmy przy pomocy wiązek neutralnych (NBI – *Neutral Beam Injection*) oraz promieniowania mikrofalowego o częstotliwości cyklotronowego rezonansu jonowego (ICRH *Ion Cyclotron Resonance Heating*). Jako wiązki neutralne używane są wiązki wodoru i deuteru o energiach odpowiednio 80 i 160 keV. Rozwiązanie to pozwala na osiągnięcie kompromisu między energią wiązek i skutecznością neutralizacji, która jest wymagana ze względu na pole magnetyczne wewnątrz urządzenia. Układy ICRH w JET wykorzystują fale o częstotliwości z przedziału 25-55 MHz. Alternatywą jest stosowanie mikrofal o częstotliwości rezonansowej dla elektronów lub o częstotliwościach hybrydowych. Układy NBI i ICRH przedstawione są na rys. 3.15.



Rys. 3.15 Układ NBI (z lewej) i antena ICRH (z prawej) – J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

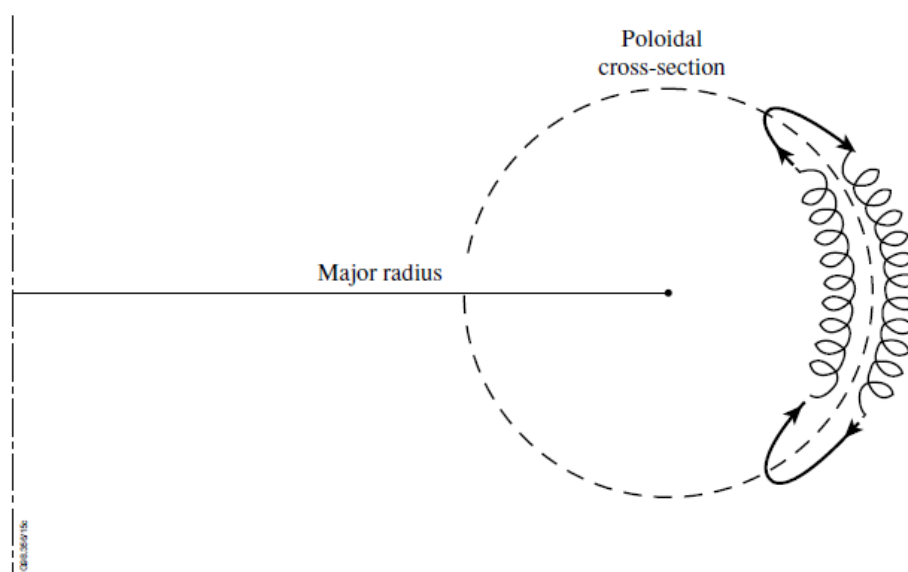
3.2.3 Zachowanie się cząsteczek w tokamaku.

W tokamaku ruch cząsteczek definiowany jest przez ich oddziaływanie z polem magnetycznym urządzenia oraz przez kolizje między nimi. Schematyczny ruch cząsteczki w zmiennym polu magnetycznym przedstawiony jest na ry. 3.16.



Rys. 3.16 Ruch cząsteczki w zmiennym polu magnetycznym w tokamaku, J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

Ze względu na charakterystykę pola magnetycznego cząsteczki w tokamaku poruszają się w przekroju toroidalnym po tzw. orbitach bananowych przedstawionych na rys. 3.17.



Rys. 3.17 Orbita bananowa w przekroju poloidalnym tokamaka, J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

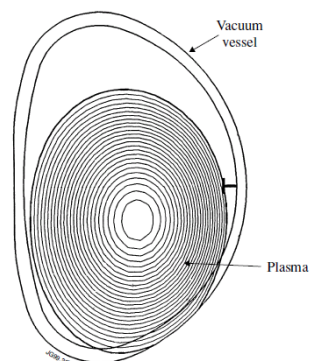
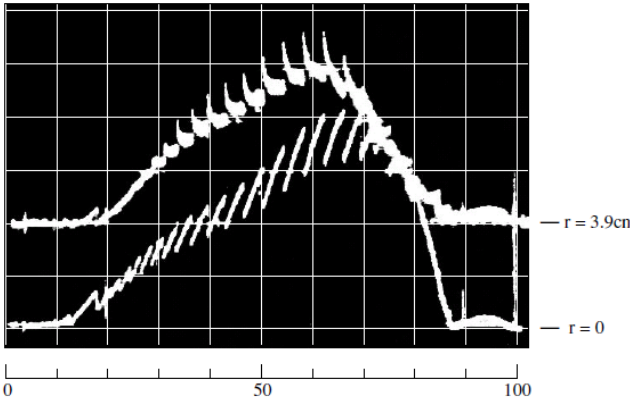
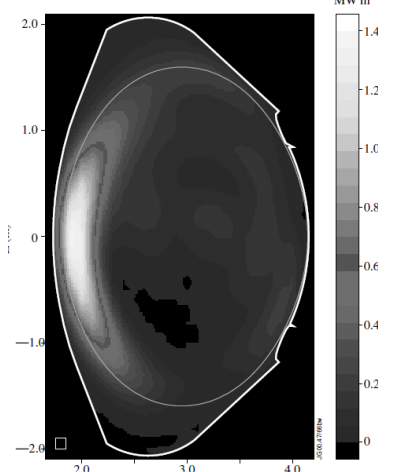
Podczas ruchu cząsteczek dochodzi między nimi do zderzeń zmieniających ich orbitę. Zjawiska związane ze zmianą orbity cząsteczek, a więc również zmianami profili temperatury i ciśnienia określają równania dyfuzji i transport. W przeciwieństwie do dyfuzji klasycznej, w układach typu tokamak, w których mamy do czynienia z układem związanych cząsteczek poruszających się w przekroju poloidalnym po orbicie bananowej, mówimy o tzw. zjawiskach neoklasycznych.

3.2.4 Niestabilności

Plazma w tokamakach podlega tzw. niestabilnościom, które najczęściej mają negatywny wpływ na pracę urządzenia lub nawet prowadzą do zakończenia impulsu. Zjawiska te muszą być brane pod uwagę przy projektowaniu reaktorów typu tokamak, ze względu na to, że często wiążą się z większą depozycją mocy na ścianach urządzenia, co może prowadzić do jego uszkodzeń. Kilka najważniejszych niestabilności wymienionych jest w tabeli 3.1:

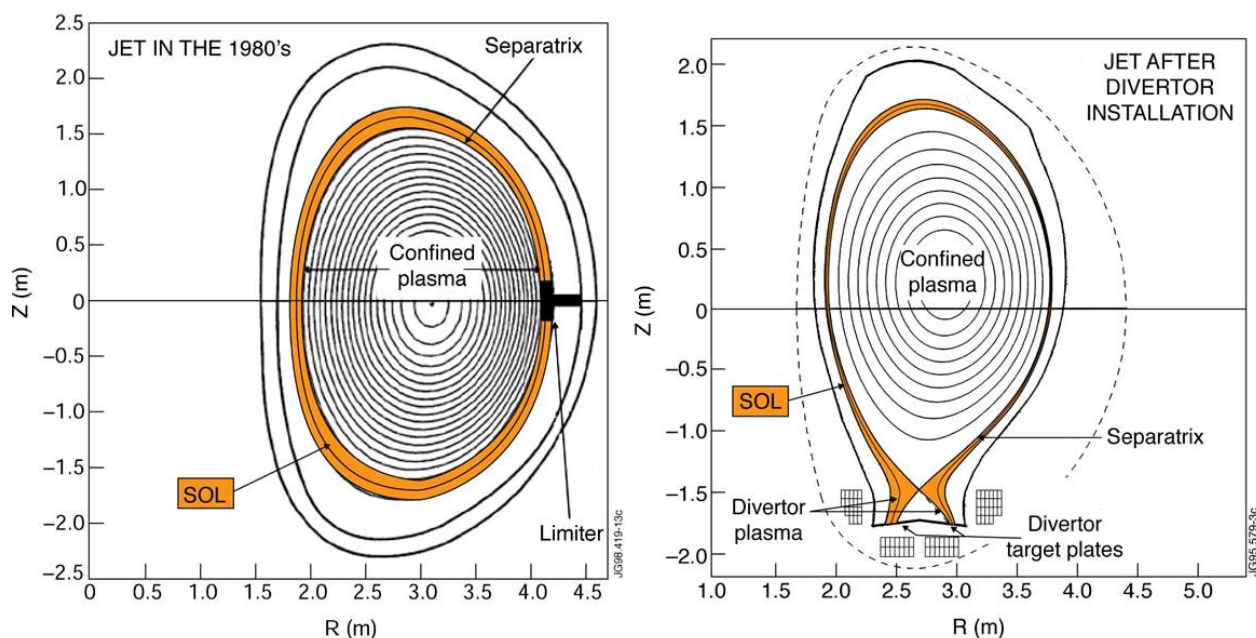
Tabela 3.1 – niestabilności, rysunki - J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA:

<p>Disruption – wygaszenie Przekroczona zostaje pewna wartość graniczna, któregoś z parametrów, np. gęstości, na skutek czego dochodzi do ochłodzenia plazmy brzegowej, zerwania łańcucha, wypłaszczenia profilu prądu i uwolnienia energii w ścianę.</p>	
--	--

<p>Vertical Displacement Event (VDE) Zjawisko podobne do dysrupcji, ale o innym przebiegu. Najpierw dochodzi do przesunięcia i kontaktu ze ścianą, a następnie do wygaszenia plazmy.</p>	
<p>Saw-tooth Oscylacje temperatury elektronicznej mające w centrum charakter gwałtownych spadków i powolnego narastania.</p>	
<p>MARFE (Multifaceted Asymmetric Radiation From the Edge) Niestabilność powstająca na obrzeżach plazmy przy dużej gęstości.</p>	
<p>Wyspy magnetyczne Helikalne struktury w polu magnetycznym spowodowane wystąpieniem zewnętrznych pól lub niestabilnościami prądu lub gradientu ciśnienia.</p>	
<p>ELMs (Edge Localised Modes) Niestabilności plazmy brzegowej właściwe dla trybu pracy zwanego <i>H-modem</i> charakteryzującego się lepszymi parametrami utrzymania. Wiążą się z okresową depozycją mocy, lecz mogą posłużyć w celu kontroli gęstości oraz zawartości zanieczyszczeń.</p>	

3.2.5 Układy limiterowe i divertorowe. *H-mode*.

W układach typu tokamak, mimo zastosowania pułapki magnetycznej plazma jednak styka się ze ścianą urządzenia. W celu ograniczenia powierzchni narażonej na bezpośredni wpływ plazmy opracowano układy, w których plazma styka się tylko z pewnymi elementami, specjalnie w tym celu zaprojektowanymi. Elementami takimi są limiter oraz *divertor*, których ustawienie w tokamaku JET przedstawione jest na rys 3.18.



Rys. 3.18 JET przed i po zastąpieniu limitera (z lewej) *divertorem* (z prawej), J. Wesson, Science of JET – materiały EFDA

W porównaniu do układu limiterowego, układ z *divertorem* posiada kilka istotnych zalet, m. in.:

- Możliwość lepszego określenia kształtu plazmy,
- Odprowadzenie (*divert*) „popiołu helowego” oraz zanieczyszczeń,
- Oddzielenie plazmy głównej od tzw. plazmy *divertorowej*,
- Zmniejszenie depozycji mocy w obszarze oddziaływania plazma-ściana.

Dzięki zastosowaniu konfiguracji *divertorowej* możliwe było uzyskanie trybu pracy tzw. *H-mode* (*High confinement mode*), które po raz pierwszy udało się osiągnąć na niemieckim tokamaku Asdex Upgrade (AUG). W trybie tym energia utrzymania w porównaniu do trybu standardowego (tzw. *L-mode*) w przybliżeniu się podwaja. Przejście do *H-mode* odbywa się zazwyczaj w gwałtowny sposób, po przekroczeniu pewnego progu mocy. W okolicach plazmy brzegowej powstaje ostry gradient temperatury (pedestal) oraz bariera transportu zapobiegająca utracie energii. Zjawiskami towarzyszącymi *H-modowi* są opisane w poprzednim punkcie ELMy, które zwiększają depozycję mocy na elementach ściany, jednak należy zaznaczyć, że jest to rozsądna cena za uzyskanie znacznie lepszych parametrów energetycznych urządzenia.

3.2.6 Dobór materiałów

Dobór materiałów tworzących elementy pierwszej ściany nie jest kwestią trywialną i opiera się na znalezieniu rozwiązania kompromisowego. Podstawowymi parametrami brany pod uwagę przy wyborze materiałów są wytrzymałość termiczna, minimalizacja produkcji zanieczyszczeń z uwzględnieniem ich masy atomowej w celu ograniczenia strat radiacyjnych,

modyfikacja powierzchni materiałów pod wpływem oddziaływania z plazmą, właściwości mechaniczne i konstrukcyjne, trwałość oraz bezpieczeństwo pracy.

W związku z różnymi parametrami plazmy, na jaki wpływ narażone są poszczególne elementy układu tokamak, do ich wykonania stosuje się różne materiały. W historii tokamaków jako materiały konstrukcyjne ważną rolę odegrały grafit, wolfram, beryl, różne rodzaje stali i molibden. Zalety i wady materiałów opartych na węglu, wolframie i berylu, czyli materiałach przewidzianych do zbudowania ITERa - tokamaka nowej generacji przedstawione są w tabeli 3.2.

Tabela 3.2 – dobór materiałów dla tokamaka ITER

Kompozyty węglowe (CFC) – zastosowanie: <i>targety w divertorze</i>	
Zalety	Wady
<ul style="list-style-type: none"> - dobre przewodnictwo cieplne, odporność na krótko i długotrwałe obciążenia termiczne, mała kruchość, - nie występuje topnienie, lecz sublimacja, dzięki czemu element zachowuje kształt nawet przy dużych obciążeniach termicznych, - wprowadzanie małych strat radiacyjnych ze względu na niską masę atomową - dobrze opracowana technologia łączenia, - duże doświadczenie w dziedzinie tokamaków, - w istniejących urządzeniach erozja węgla odgrywa pozytywną rolę w radiacyjnym chłodzeniu plazmy <i>divertorowej</i> do temperatur rzędu 5 eV. 	<ul style="list-style-type: none"> - wymaga stosowania <i>conditioningu</i>, - ograniczenie trwałości przez erozję chemiczną, - erozja chemiczna prowadzi do akumulacji reagującego z węglem trytu, - duże obciążenia termiczne powodowane przez <i>disrupcje</i> mogą prowadzić do kruszenia się materiału, - generacja pyłów.
Wolfram - zastosowanie: <i>divertor</i>	
<ul style="list-style-type: none"> - niski współczynnik <i>sputteringu</i> fizycznego i jego wysoki próg energetyczny, - nie występowanie efektu <i>sputteringu</i> w plazmie wodorowej, - nie występowanie efektu kodepozycji związanej z reagowaniem z izotopami wodoru – niska retencja paliwa, - możliwość odtwarzania warstwy przez rozpylanie plazmowe, - dobrze opanowane techniki łączenia. 	<ul style="list-style-type: none"> - wprowadzanie dużych strat radiacyjnych, - erozja chemiczna pod wpływem tlenu, - możliwość topnienia pod wpływem ELMów typu I, - nieznanne zachowanie związane z topnieniem podczas dysrupcji, - rekrytalizacja (kruszenie się) w temperaturach powyżej 1800 K, - wąski zakres temperatur wymaganych do utrzymania niskiego poziomu <i>sputteringu</i>, - tworzenie się odpadów radioaktywnych.

Beryl – zastosowanie: ściana w komorze głównej

- zdolność do wychwytywania tlenu,
- zalety materiału udowodnione na JET,
- możliwość odtwarzania warstwy przez rozpylanie plazmowe,
- dobrze opanowane techniki łączenia,
- niski poziom wychwytywania trytu.

- ograniczone możliwości odbierania mocy oraz słaba odporność na *dysrupcje* z uwagi na niską temperaturę topnienia i wysokie ciśnienie par,
- duży współczynnik fizycznego *sputtering*u,
- toksyczność i związana z nią konieczność stosowania odpowiednich procedur wykorzystywania i magazynowania,
- możliwość kodepozycji trytu w przypadku występowania zanieczyszczenia znacznymi ilościami tlenu lub węgla,
- niezajomość właściwości grubych warstw BeO powstających na skutek wychwytywania tlenu.

3.2.7 Rodzaje oddziaływań plazma-ściana

Spośród mechanizmów możemy wyróżnić:

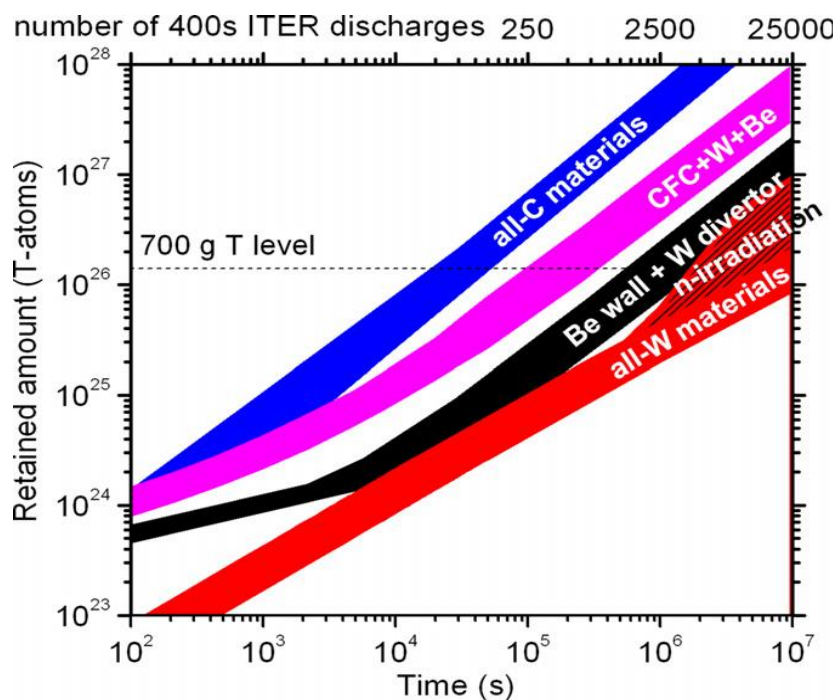
- *Sputtering* fizyczny prowadzący do erozji i redepozycji,
- *Sputtering* chemiczny prowadzący do erozji chemicznej i kodepozycji
- Erozja pod wpływem wyładowań (*arcing*),
- Erozja pod wpływem oddziaływań specyficznych dla układów tokamak,
- Erozja podczas zjawisk przejściowych

Zjawiska te z reguły wywierają negatywny wpływ na trwałość elementów ściany oraz prowadzą do innych niekorzystnych z punktu widzenia obsługi oraz bezpieczeństwa urządzenia zjawisk. Mimo to, dzięki licznym wysiłkom podjętym dla ich opanowania, ich wpływ jest minimalizowany, a również w niektórych wypadkach wykorzystany (np. *sputtering* grafitu w rejonie *divertora* jest wykorzystany do rozpraszania mocy przez straty promieniste w *divertorze*).

3.2.8 Retencja i usuwanie paliwa z elementów wewnętrznych

Zjawisko *sputtering*u/erozji chemicznej prowadzi do powstawania w szczególności w tokamakach posiadających elementy grafitowe warstw zawierających cząsteczki paliwa, czyli deuteru i trytu. Warstwy te nazywane są kodepozytem i z reguły powstają na powierzchniach o niższej temperaturze. Zjawisko kodepozycji nie ulega nasyceniu, więc może prowadzić do powstawania grubych warstw, które będąc słabo związane z podłożem mogą być uwalniane podczas pracy urządzenia w postaci pyłu. Zapylenia komory wewnętrznej tokamaka nie jest korzystne ani z punktu widzenia osiągnięcia dobrych parametrów plazmy, ani z punktu widzenia bezpieczeństwa, ponieważ pył powoduje ryzyko eksplozji, a poza tym, w układach nowej generacji będzie zawierać tryt.

Przewiduje się, że w zależności od doboru materiałów reaktora, czas jego pracy będzie ograniczony przez *retencję*, czyli odkładanie się paliwa. Ograniczenia czasu oraz ilości 400 sekundowych impulsów dla ITERa wykonanego z różnych materiałów i w zależności od przyjętego modelu przedstawione są na rys. 3.19.



Rys. 3.19 Ograniczenia czasu pracy ITERa ze względu na retencję paliwa

W celu okresowego przywracania sprawności urządzenia przewiduje się zastosowanie różnych metod usuwania paliwa z powierzchni wewnętrznej. Metody te możemy umownie podzielić na dwie grupy:

- Metody chemiczne – paliwo usuwane jest za pomocą jonów innych pierwiastków, z którymi wchodzi w reakcję. W celu przeprowadzenia reakcji stosuje się różne metody mające katalizować jej przebieg (np. wyładowania, podgrzewanie).
- Metody energetyczne – paliwo jest usuwane na skutek dostarczenia energii powodującej jego desorpcję (w takim wypadku usuwane są wyłącznie produkty gazowe) lub ablację (usuwana jest również zdeponowana warstwa).

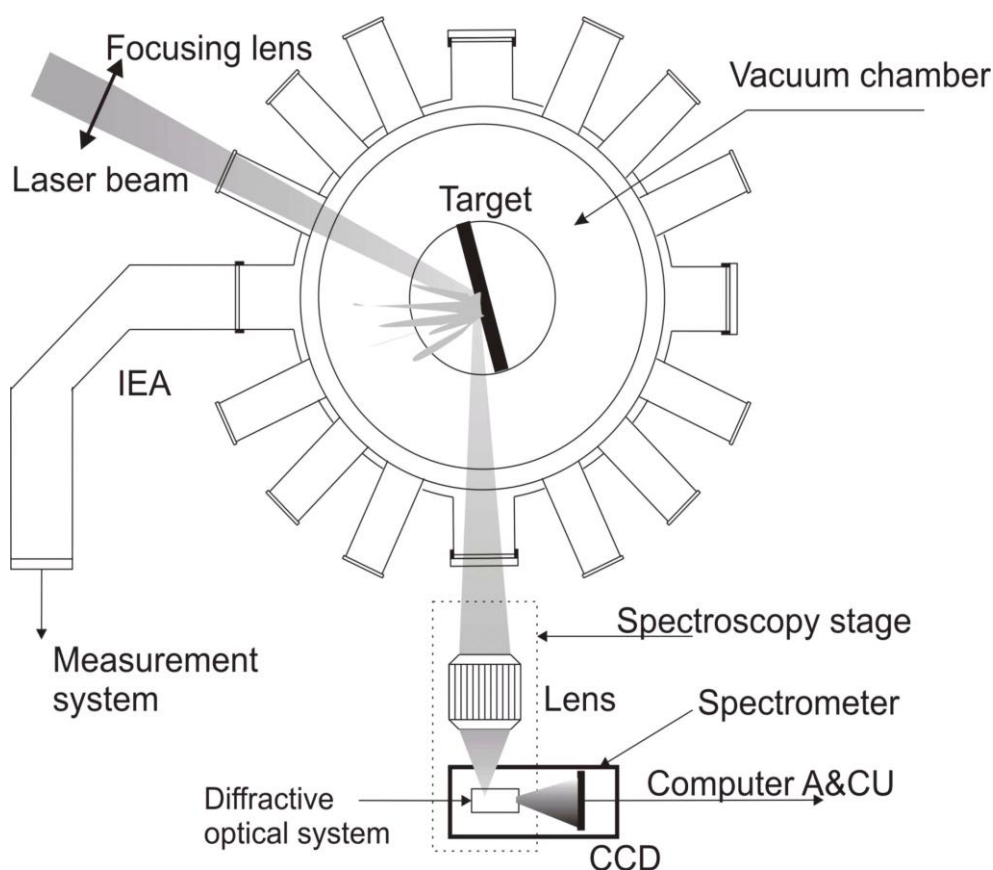
3.2.9 Usuwanie kodepozytu i paliwa metodą ablacji laserowej – doświadczenia w IFPiLM, Warszawa

W Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy w Warszawie prowadzone są badania nad usuwaniem kodepozytów i cząsteczek paliwa metodami laserowymi. Jako próbki służące do badań, wykorzystane są oryginalne elementy tokamaków TEXTOR i AUG oraz różnego rodzaju próbki wzorcowe zawierające warstwy wykonane z materiałów odpowiadającym potrzebom tokamaków nowej generacji.

Jako źródła promieniowania wykorzystane są dwa lasery impulsowe – Nd:YAG o energii 3 ns impulsu wynoszącej ok. 0.6 J przy długości fali 1064 nm oraz częstotliwości repetycji do 10 Hz oraz światłowodowy laser wielkiej mocy o energii impulsu 1mJ, częstotliwości repetycji do 100 kHz i mocy średniej do 100W.

Jako diagnostyka procesu wykorzystana jest spektroskopia optyczna typu *LIBS* (*Laser Induced Breakdown Spectroscopy*), różnego rodzaju diagnostyki jonowe oraz szybka kamera CCD. Badania *post-mortem*, do których należą m.in. profilometria, QMS, mikroskopia elektronowa, rezonans sił atomowych prowadzone są we współpracujących instytutach. Badania prowadzone w IFPiLM koordynowane są przez międzynarodową organizację EFDA i uczestniczą w nich również badacze z innych krajów europejskich.

Przykładowy schemat eksperymentalny przedstawiony jest na rys.3.20.



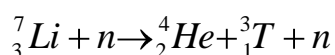
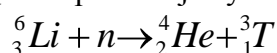
Rys. 3.20 Układ eksperymentalny do badania laserowego usuwania kodepozytów i paliwa metodą laserową w IFPiLM – Gasior, 2012

Opracowana i rozwijana w IFPiLM metoda polegająca na zintegrowaniu laserów usuwających z diagnostyką LIBS oraz szybkimi kamerami może znaleźć zastosowanie nie tylko przy usuwaniu kodepozytu i paliwa lecz również dla diagnozowania stanu ściany i monitorowania generacji pyłów w reaktorach termojądrowych nowej generacji.

3.2.10 Paliwo dla reaktorów termojądrowych

O ile pierwszy ze składników paliwa przewidzianego dla reaktorów termojądrowych – deuter jest surowcem niewyczerpalnym i może być pozyskiwany np. z wody morskiej, o tyle drugi ze składników – tryt – jest izotopem właściwie niespotykanym w przyrodzie. Pewne ilości trytu wytwarzane są wprawdzie w reaktorach jądrowych, jednak nie są to takie ilości, ani sposoby wytwarzania, które mogłyby być brane pod uwagę na potrzeby energetyki termojądrowej.

Aby zaradzić temu problemowi opracowana została wygodna i elegancka metoda wytwarzania trytu wewnątrz reaktora termojądrowego na drodze transmutacji litu. W tym celu wewnątrz elementu reaktora nazwanego *blanketem* umieszczone są materiały będące związkami litu, które pod wpływem neutronów uwalnianych z reakcji deuteru z trytem wytwarzają lit. Reakcje prowadzące do produkcji trytu z litu to:



Pierwsza z reakcji wyzwala energię, natomiast druga wymaga dostarczenia energii (wymaga wysokoenergetycznych neutronów).

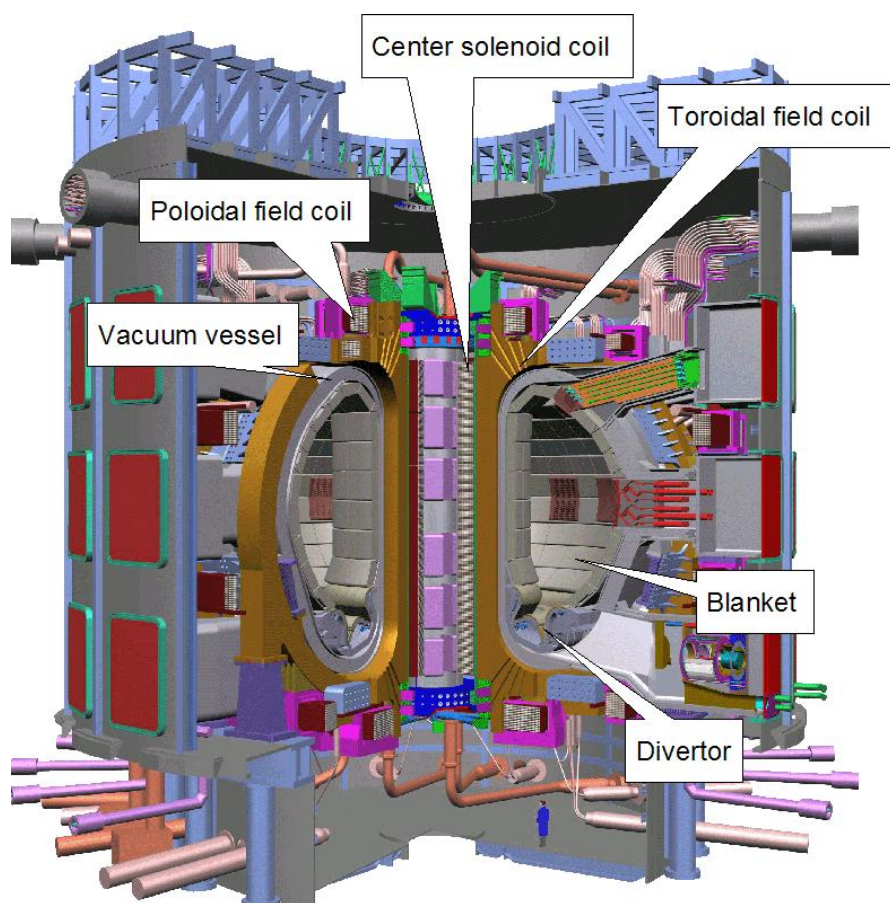
Mimo, że zadanie nie jest trywialne obecnie podejmowane prace pozwalają mieć nadzieję na efektywną produkcję trytu wystarczającą do dostarczenia odpowiednich ilości paliwa na potrzeby reaktora.

3.3 Reaktor ITER

ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*, po łacinie oznacza również “droga”) jest międzynarodowym przedsięwzięciem mającym na celu zbudowanie pierwszego na świecie reaktora termojądrowego będącego w stanie produkować więcej energii niż jest konieczne do wytworzenia i doprowadzenia do zapłonu plazmy będącej dla niego źródłem reakcji fuzji. W projekcie uczestniczą Unia Europejska, Japonia, Rosja, Stany Zjednoczone, Chiny, Korea Południowa i Indie.

ITER ma umożliwić uzyskanie mocy fuzyjnej na poziomie 500 MW, co stanowi ok. dziesięciokrotność mocy wejściowej. Urządzenie będzie mieć średnicę 29 m przy wysokości 26 m. Plazma wewnątrz komory próżniowej będzie mieć objętość 837 m³.

Poglądowy schemat przedstawiający ITERa z zaznaczonymi najważniejszymi elementami przedstawiony jest na rys. 3.21.



Rysunek 3.21 Widok reaktora ITER – www.iter.org

ITER będzie znacznie większy niż największy obecnie tokamak JET. Uzwojenia toroidalne będą zbudowane z nadprzewodników, co będzie wymagać dodatkowego dużego systemu chłodzenia (tzw. *cryostat*). Na ITERze po raz pierwszy przewiduje się eksperymenty nad wytwarzaniem trytu w blankiecie (patrz punkt 4.3.10).

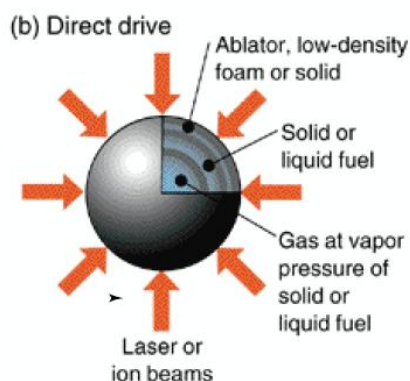
Zapłon pierwszej plazmy w ITERze przewiduje się na rok 2016, przy czym nie będzie to mieszanina deuter-tryt, której zastosowanie jest przewidziane później wraz z realizacją programu badawczego.

4 UKŁADY Z LASEROWYM UTRZYMANIEM PLAZMY

4.1 Metoda konwencjonalna

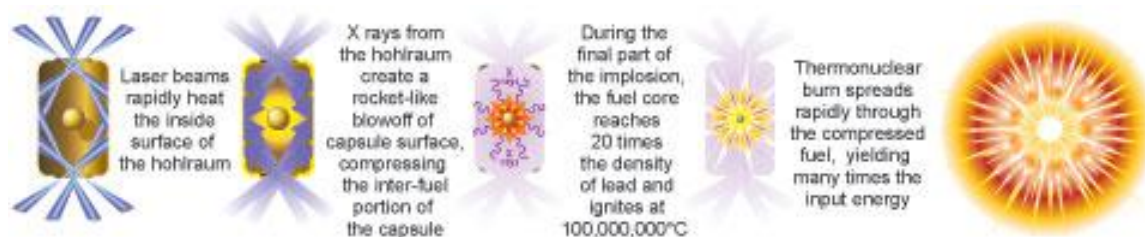
Zaproponowana na początku lat 70-tych konwencjonalna wersja fuzji laserowej rozpatrywana była w dwóch wersjach:

- bezpośredniej (*direct-drive*), w której sferyczna tarcza zawierająca paliwo DT oświetlana jest symetrycznie wieloma wiązkami lasera nanosekundowego, wskutek czego następuje wytworzenie plazmy na powierzchni sferycznej tarczy, a następnie jej gwałtowna ekspansja na zewnątrz.



Rys. 4.1 Metoda bezpośrednia fuzji inercyjnej

- pośredniej (*indirect-drive*) - sferyczna tarcza znajdująca się w specjalnie dobranej cylindrycznej osłonie (tzw. *hohlraum*) zawierająca paliwo DT oświetlana jest promieniowaniem X generowanym przez ścianki osłony w wyniku oddziaływania z laserem, skutkiem czego jest podobnie jak w metodzie bezpośredniej, wytworzenie plazmy na powierzchni sferycznej tarczy i jej gwałtowna ekspansja na zewnątrz



Rys. 4.2 Metoda pośrednia fuzji inercyjnej, <https://lasers.llnl.gov>.

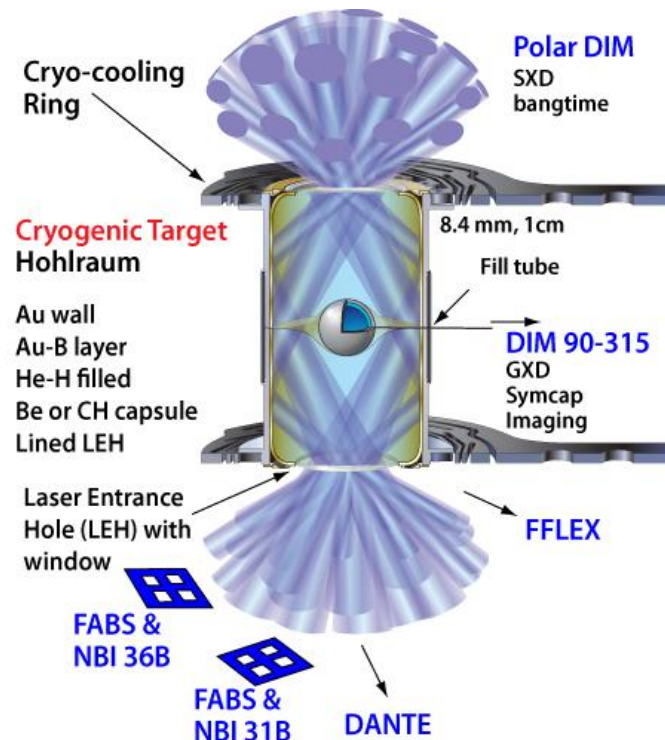
Ekspandująca plazma jest zgodnie z zasadą zachowania pędu równoważona przez wewnętrzną część kapsułki z paliwem DT, co powoduje ściskanie (kompresję) tarczy. „Kulka” z paliwem zostaje ściśnięta czemu towarzyszy wzrost temperatury i gęstości wewnątrz tarczy.

Konstrukcja samych kapsułek z paliwem jest bardzo skomplikowana i zależy od rodzaju źródła, jednak zawsze w samej „kulce” można wyróżnić warstwę wewnętrzną, w której znajduje się paliwo oraz zewnętrzną warstwę tzw. ablatora.

Paliwo jądrowe jest umieszczone w specjalnej sferycznej kapsułce, aby ściskanie następowało bardzo symetrycznie. Wnętrze kapsułki wypełnione jest gazem trytowo-deuterowym ($\leq 1\text{mg/cm}^3$), natomiast warstwa zewnętrzna wykonana jest z materiału o dużej liczbie atomowej. Dostarczona przez zewnętrzne źródła energia powoduje podgrzanie, jonizację oraz natychmiastowe parowanie zewnętrznej części kapsułki tzw. ablację.

Po wybuchu zewnętrznej części pastylki środkowa jej część zostaje ściskana, w wyniku czego następuje implozja, w skutek której osiągnięty zostaje zapłon. Bardzo istotną rzeczą jest to, aby proces kompresji odbywał się symetrycznie i adiabatycznie, a paliwo miało jak najniższą entropię. Głównym celem fuzji laserowej jest uzyskanie takich warunków pracy, aby po fazie zapłonu reakcja uległa samopodtrzymaniu.

Budowa specjalnej tarczy zawierającej paliwo DT (specjalnie dobranej cylindrycznej osłonie) do zastosowań w metodzie pośredniej fuzji laserowej (<https://lasers.llnl.gov>), tzw. *hohlraum* przedstawiona jest na rysunku 3 .



Rys. 4.3 Wygląd i budowa specjalnego targetu Hohlräum, <https://lasers.llnl.gov>

Jednym z głównych problemów występujących przy uzyskiwaniu plazmy wysokotemperaturowej w fuzji laserowej są pojawiające się niestabilności i to zarówno w wersji bezpośredniej, jak i pośredniej. Dzieje się tak w przypadku ściskania plazmy zimnej i gorącej, czego konsekwencją jest niepożądane ochłodzenie się plazmy. Decydującym parametrem w celu unikania niestabilności plazmowych jest stosunek promienia całej pastylki do grubości warstwy zewnętrznej.

Współczynnik zapłonu Φ zależy od gęstości powierzchniowej paliwa ρ_f w następujący sposób:

$$\Phi \approx \frac{\rho_f R_f}{\rho_f R_f + 7 \text{ g/cm}^2},$$

gdzie R_f jest promieniem kulki paliwa.

Masa pastylki z paliwem jest ograniczona ilością dostarczonej energii w następujący sposób:

$$M_f = \frac{4\pi}{3} \rho_f R_f^3 \leq 10 \text{ mg}$$

Wymagana jest wysoka gęstość paliwa:

$$\Phi > 0.2 \Rightarrow \rho_f R_f > 2 \text{ g/cm}^2 \quad \rho_f > 200 \text{ g/cm}^3$$

Obecnie na świecie działa, bądź jest w fazie uruchamiania kilka laserów wielkiej mocy. W Stanach Zjednoczonych w Livermore działa laser o energii 2MJ – NIF (National Ignition

Facility), natomiast we Francji w Bordeaux budowany jest układ o takiej samej energii LMJ. Oba urządzenia pracują (będą pracować) jako systemy jednostrzałowe z małą częstością repetycji. Laser amerykański wykorzystywany jest głównie do celów militarnych do symulacji wybuchów jądrowych, co ogranicza dostęp cywilnych ośrodków naukowych do tego typu urządzeń.

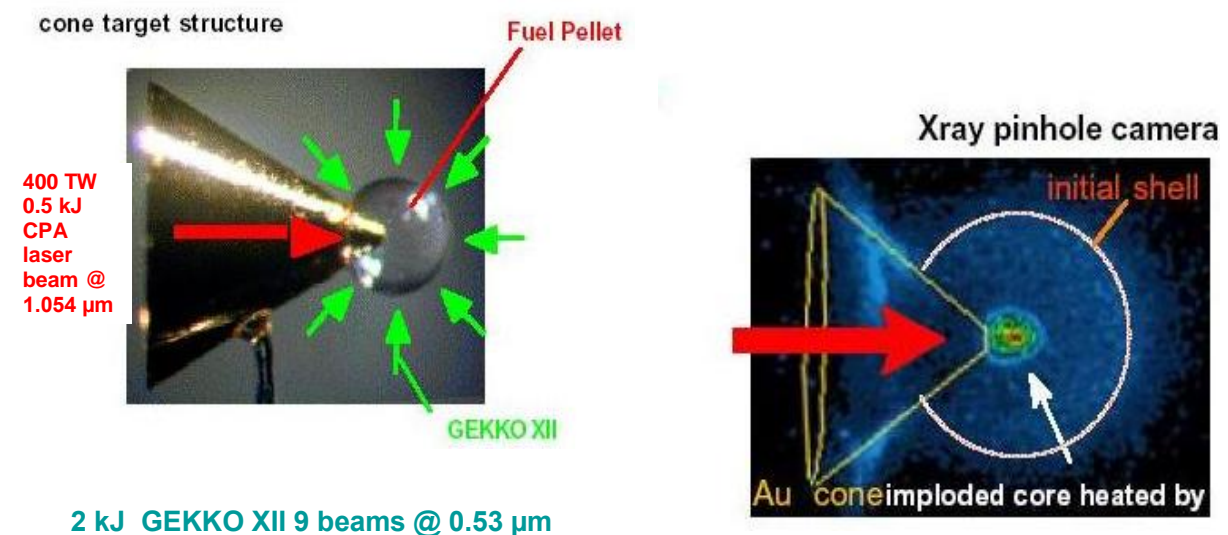
4.2 Metody z szybkim zapłonem

Alternatywnym sposobem syntezy laserowej jest wersja z tzw. szybkim zapłonem. Szybki zapłon składa się z dwóch kroków: kompresji i wysokiej mocy zapłonu. Można go uzyskać poprzez:

- wstrzykiwanie szybkich elektronów przez uformowany laserowo kanał
- wstrzykiwanie szybkich elektronów przez metalowy stożek
- wstrzykiwanie jonów ze źródła zewnętrznego
- wstrzykiwanie jonów przez uformowany laserowo kanał
- podgrzanie centralnego zapłonu falą uderzeniową

Do osiągnięcia zapłonu paliwa DT metodą z szybkim zapłonem niezbędne jest osiągnięcie odpowiedniej gęstości tego paliwa przy minimalnej energii lasera komprymującego oraz ekstremalnych parametrów dodatkowego strumienia inicjującego zapon.

Koncepcja *szybkiego zapłonu* opiera się na spostrzeżeniu, że dla przeprowadzenia fazy kompresji konieczny jest impuls o dużej energii, lecz o mniejszej mocy niż do doprowadzenia zapłonu. Z kolei w celu doprowadzenia do zapłonu impuls nie musi mieć aż tak dużej energii jak ten do przeprowadzenia kompresji. Dzięki temu, możliwe jest zoptymalizowanie osobnych impulsów ze względu na energię i moc, co jest łatwiejsze niż optymalizacja obu tych parametrów jednocześnie dla pojedynczego impulsu.



Rys. 4.4 Pierwsza demonstracja szybkiego zapłonu poprzez wstrzykiwanie elektronów przez metalowy stożek (Kodama et al. Nature 2002)

W celu generacji wiązek elektronów, jonów czy protonów planowane jest użycie lasera pikosekundowego o mocy rzędu kilku-kilkudziesięciu petawatów ($PW = 10^{15}W$). Z kolei do szybkiego zapłonu przewiduje się zastosowanie lasera nanosekundowego o mniejszej mocy, rzędu 0.1 – 0.5 PW.

Warto podkreślić, że możliwość realizacji fuzji laserowej z szybkim zapłonem została już zademonstrowana w eksperymencie japońsko-brytyjskiej grupy w LLE w Osace, Japonii.

Przy zastosowaniu lasera o energii rzędu kJ został wykazany 1000-krotny wzrost liczby neutronów z reakcji DD.

4.2.1 Wstrzykiwanie gorących elektronów

Inicjowanie fazy zapłonu przy pomocy szybkich elektronów jest atrakcyjną metodą ze względu na efektywność rozpędzania elektronów do wysokich prędkości. Problemem metody jest uzyskiwanie spójnych i równoległych wiązek elektronowych, co jest trudne do osiągnięcia ze względu na konieczność wytworzenia ogromnych natężeń prądu rzędu prądu *Alvfena*. W celu poprawienia parametrów wiązki elektronowej stosuje się wstrzykiwanie elektronów przez metalowy stożek, ze względu na powstawanie odpowiedniej konfiguracji pola EM pozwala to na uzyskanie wiązek o lepszej zbieżności.

W metodzie tej zapłon skompresowanego paliwa zapoczątkowany jest przez bardzo intensywną wiązkę relatywistycznych elektronów, których energia jest rzędu 1-2 MeV. Zaletą tej metody jest wysoka sprawność energetyczna generacji elektronów.

4.2.2 Wstrzykiwanie szybkich jonów/protonów

Metody akceleracji jonów uważa się z reguły za bardziej skomplikowane i mniej efektywne niż akceleracji elektronów, jednak ich zaletą jest możliwość stosowania wiązek o mniejszej koncentracji niż to miało miejsce w przypadku wiązek elektronów ze względu na znacznie większą masę spoczynkową protonu. Spośród metod akceleracji możemy wyróżnić m. in.: metodę TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) i SLPA (Skin-layer ponderomotive acceleration).

W procesie generacji i przyspieszania jonów (protonów) w plazmie impuls laserowy (nanosekundowy) w wyniku oddziaływania z tarczą w pierwszej fazie przekazuje energię swobodnym elektronom znajdującym się w tarczy w wyniku zjawiska odwrotnego do generacji promieniowania hamowania (tzw. inverse bremsstrahlung). Następnie zachodzi jonizacja materiału, ablacja i ekspansja plazmy, której towarzyszy propagacja fali uderzeniowej w głąb tarczy. W przypadku stosowania laserów o większej gęstości mocy, ponad 10^{12} W/cm², oprócz zjawiska odwrotnego do generacji promieniowania pojawiają się także zjawiska bezzderzeniowe, które mają wpływ na absorpcję promieniowania laserowego w plazmie.

Najbardziej istotnymi zjawiskami bezzderzeniowymi są:

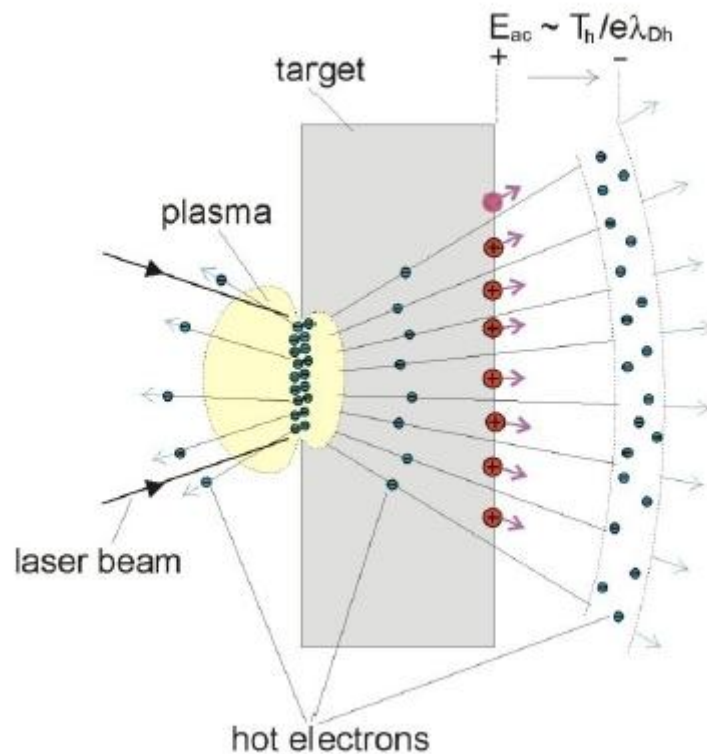
- sprzężenia parametryczne z falami w plazmie
- wsteczne rozproszenie parametryczne Ramana i Brillouina
- absorpcja rezonansowa w obszarze plazmy, w której jest gęstość krytyczna
- samoogniskowanie wiązki laserowej.

Większość z tych zjawisk wpływa na pośredni lub bezpośredni przekaz energii impulsu laserowego elektronom, które osiągają wysokie energie (tzw. gorące elektrony).

4.2.2.1 - TNSA- Target Normal Sheath Acceleration

Laser wielkiej mocy generuje szybkie elektrony w plazmie tworzonej przed cienką plastikową tarczą (folią) wobec czego szybkie elektrony przenikają przez tarczę i tworzą po drugiej stronie silne pole elektryczne, tzw. warstwę podwójną. Pole prowadzi do powierzchniowej jonizacji a następnie wyrwania i rozpędzania jonów i protonów, jak to przedstawiono na rysunku. Pod wpływem przyciągania rozpędzanych elektronów protony ze względu na wyższy stosunek jonizacji do masy uzyskują większą prędkość niż jony dzięki czemu ekranują pole i zmniejszają straty na rozpędzanie ciężkich jonów.

Metoda wymaga b. wysokiej gęstości mocy (10^{20} - 10^{22} W/cm²) i stosunkowo wysokiej energii impulsu (od pojedynczych do ok. 30 J).



Rys. 4.5 TNSA – metoda akceleracji jonów

4.2.2.2 - SLPA- Skin-layer ponderomotive acceleration

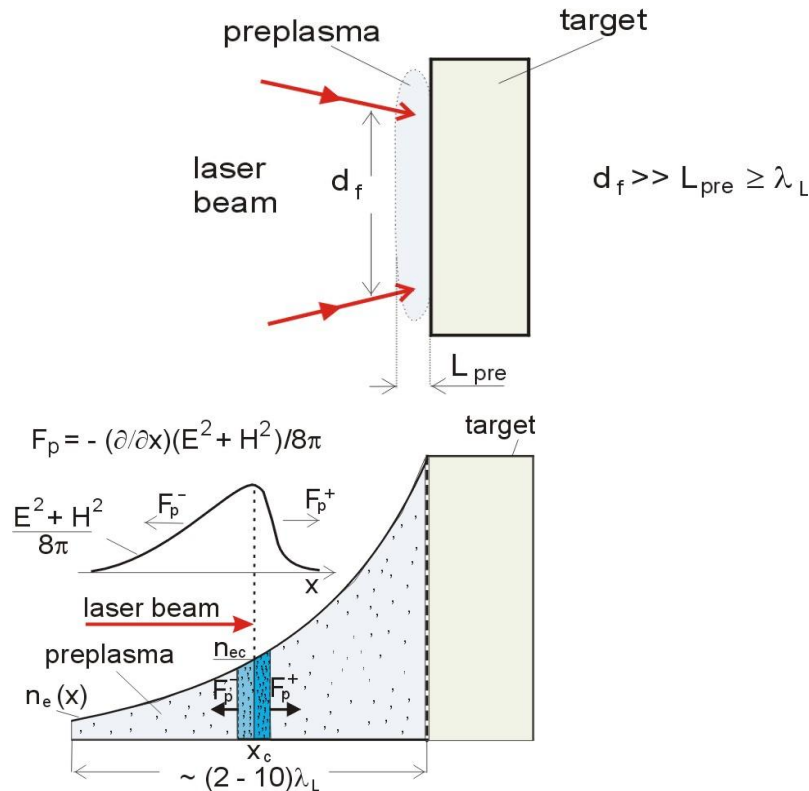
Metoda SLPA została opracowana w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy. W przeciwieństwie do TNSA polega ona na wytworzeniu strumienia jonów/protonów prostopadle do targetu w kierunku przeciwnym do kierunku padania wiązki. Akceleracja zachodzi pod wpływem tak zwanej siły ponderomotorycznej powstającej pod wpływem oscylacji niejednorodnego pola EM w cienkiej warstwie plazmy o gęstości krytycznej dla padającej wiązki laserowej.

Wielkości charakteryzujące ten rodzaj akceleracji jonów to :

- mała długość Debye'a:

$$\lambda_D \approx a \sqrt{T_e / n_e} \approx (10^{-2} \div 1) \lambda_L$$

- wysoka gęstość jonów $10^{21} - 10^{22} / \text{cm}^3$
- w przybliżeniu płaska akceleracja
- jony emitowane są, w przybliżeniu, z obszaru równego obszarowi wiązki lasera



Rys. 4.6 SLPA – metoda akceleracji jonów

W porównaniu do TNSA metoda ta pozwala na uzyskiwanie wiązek protonów o nieco mniejszych energiach maksymalnych jednak o wyższym prądzie całkowitym.

4.2.3 Projekt HIPER (High Power laser Energy Research facility)

Odpowiednikiem programu ITER w dziedzinie fuzji laserowej w Europie jest obecnie projekt HIPER, którego celem jest uzyskanie dodatniego bilansu energetycznego przy użyciu układu laserów wielkiej mocy. Opracowywany system laserowy obok zastosowania w celu sprawdzenia wydajności syntezy inercyjnej, będzie miał na celu także zastosowanie do badań oddziaływań intensywnego promieniowania laserowego z materią w ważnych dziedzinach nauki i techniki, takich jak: fizyka relatywistyczna, fizyka materii w stanach ekstremalnych, astrofizyka, terapia nowotworowa i inne.

Projekt ten podzielony został na dwie fazy: przygotowawczą i konstrukcyjną. Celem pierwszej z nich jest rozwiązanie spraw finansowych, prawnych i strategicznych równoległe ze zminimalizowaniem ryzyka technicznego programu, aby w sprawny sposób umożliwić realizację fazy konstrukcyjnej całego układu. Faza ta ma głównie za zadanie opracowanie podstaw fizycznych fuzji z zastosowaniem szybkiego zapłonu, które ma doprowadzić do opracowania koncepcji systemu laserowego, bazując na badaniach eksperymentalnych i symulacjach. Sam projekt został jeszcze w 2006r. umieszczony na tzw. europejskiej mapie drogowej dotyczącej infrastruktury badawczej.



Rys. 4.7 koncepcja układu laserowego HIPER (<http://www.hiper-laser.org>)

Głównym celem projektu HIPER jest budowa systemu laserowego do badań fuzji inercyjnej w wersji z szybkim zapłonem. Projekt zakłada wykorzystanie laserów pracujących z częstotliwością repetycji od kilku do 10 Hz, co jest wymagane do sprawnego działania reaktora termojądrowego.

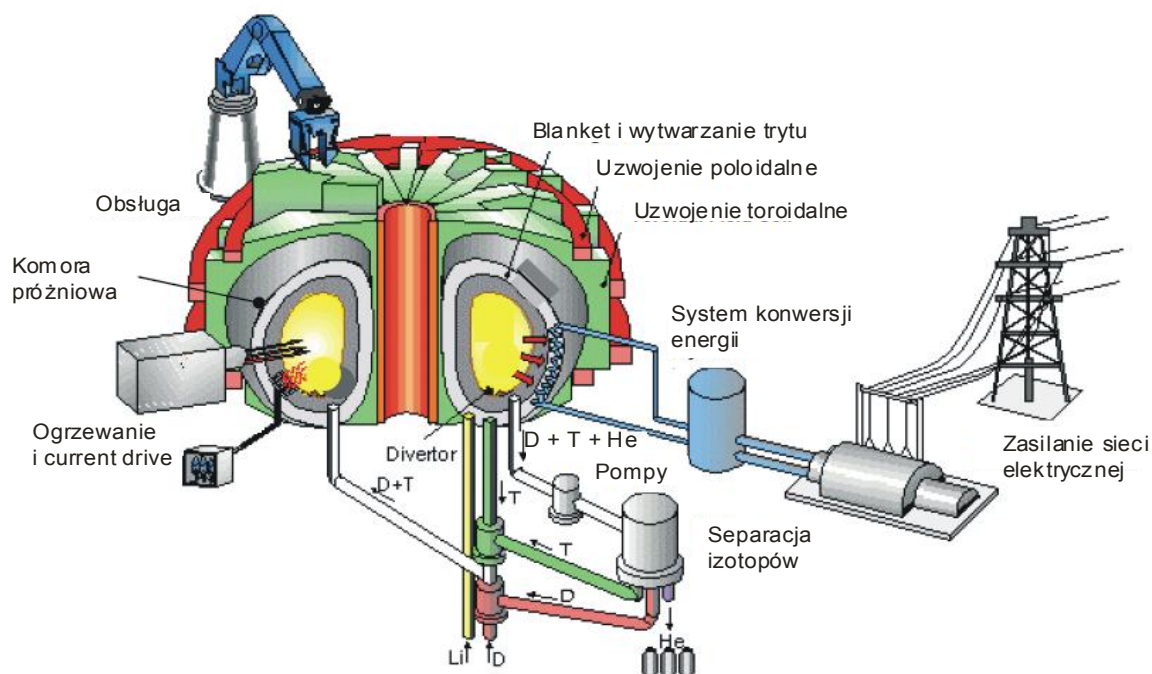
Koncepcja projektu HIPER schematycznie przedstawiona jest na rys.4.7.

5 MODELE ELEKTROWNI FUZYJNYCH

Eksperymentalne i teoretyczne badania prowadzone nad fuzją termojądrową jako potencjalnym źródłem energii, a w szczególności opracowanie koncepcji reaktora ITER, jako reaktora z magnetycznym utrzymaniem plazmy, w którym energia otrzymywana po raz pierwszy ma przekroczyć energię zasilania stały się punktem wyjścia do tworzenia koncepcji elektrowni opartych na zjawisku fuzji. Znaczna część tego wysiłku została włożona w realizowany w latach 2001-2004 projekt *European Power Plant Conceptual Study (PPCS)*, który zaowocował nakreśleniem czterech wariantów elektrowni fuzyjnych nazywanych kolejno modelami A, B, C i D o narastającym zaawansowaniu naukowym i technologicznym. Modele te uwzględniają nie tylko stan nauki i technologii, a w szczególności fizyki plazmy, technologii materiałowych oraz technologii nadprzewodników, lecz również uwarunkowania związane z bezpieczeństwem i akceptacją społeczną. W kolejnych modelach zakłada się coraz lepsze opanowanie zjawisk zachodzących w układach termojądrowych jak również możliwość zastosowania coraz nowszych technologii nie tylko materiałowych, elektronicznych czy informatycznych lecz również związanych z konwersją ciepła na energię elektryczną.

Wszystkie warianty wykorzystują podobny schemat wytwarzania i przetwarzania energii oraz składają się z podobnych części składowych, tak jak jest to przedstawione na rys. 5.1.

W podpunktach 5.1-5.3 przedstawione zostaną zagadnienia związane z projektowaniem elektrowni fuzyjnej z reaktorem opartym o wykorzystanie reaktora z utrzymaniem magnetycznym, natomiast w 5.4 z utrzymaniem inercyjnym będącym hybrydą z rozwiązaniem wykorzystującym zjawisko rozszczepienia (LIFE – Laser Inertial Fusion Energy).



Rys. 5.1 Model elektrowni termojądrowej, – raport PPCS, EFDA

Założenia, metodologia oraz szczegóły techniczne projektu przedstawione zostaną w kolejnych podrozdziałach.

5.1 Założenia i uwarunkowania projektów elektrowni termojądrowej

Zagadnienia związane z projektem elektrowni opartej na zjawisku fuzji termojądrowej zasadniczo podzielić można na trzy kategorie:

- naukowe i inżynierskie (fizyczne, technologiczne, operacyjne),
- bezpieczeństwa,
- ekonomiczne i społeczne

5.1.1 Założenia naukowe i inżynierskie

Podstawowym zadaniem operacyjnym, który mają zapewnić odpowiednie i optymalne wykorzystanie dostępnych technologii i materiałów jest osiągnięcie ustalonego stanu pracy o mocy wyjściowej rzędu 1 GW z czasem wypełnienia (tzn. stosunkiem czasu pracy reaktora do czasu całkowitego) rzędu 75 – 80% z pojedynczymi nieplanowanymi zatrzymaniami reaktora na rok. W celu spełnienia tych wymagań należy założyć osiągnięcie kilku celów naukowych i technologicznych. Zadania te określają obszar R&D działań do podjęcia w celu osiągnięcia sukcesu elektrowni termojądrowej, które można podzielić na kilka kategorii. Są one zestawione w tabeli 5.1

Poza zadaniami de facto badawczymi zestawionymi w tabeli 5.1 istotne będzie jeszcze potwierdzenie obecnych przewidywań, których ma doświadczyć realizacja programu badawczego na tokamaku ITER. Badania te przede wszystkim będą miały potwierdzić trafność tak zwanych reguł skalowania, które zostały wyprowadzone podczas pracy z mniejszymi reaktorami i które przewidują wzrost parametrów utrzymania oraz zysku energetycznego wraz z wymiarami liniowymi reaktora. To właśnie na podstawie reguł skalowania przewiduje się, że dla urządzeń o wymiarach ITER osiągnięte zostaną warunki zysku energetycznego.

Ponadto w celu osiągnięcia odpowiednich parametrów pracy komercyjnego reaktora termojądrowego jakim ma być przewidywany przez modele PPCS reaktor DEMO należy poprawić obecnie uzyskiwane parametry operacyjne. Zakłada się, że wydajność utrzymania w trybie pracy *H-mod* powinna zostać podniesiona o około 20%, gęstość plazmy w tokamaku powinna być wyższa od tzw. *Greenwald limit* o około połowę (w zaawansowanych wariantach), a divertorze powinno być wypromieniowane około 75 % energii. Obecnie pracujące urządzenia dostarczają przesłanek, że założenia te są możliwe do spełnienia, a w rzeczywistości niektóre z nich już udało się osiągnąć, jednak dopiero doświadczenia na ITERze będą mogły dostarczyć potwierdzenia, że można je uzyskać jednocześnie.

5.1.2 Założenia związane z bezpieczeństwem i ochroną środowiska

Ze względu na zastosowanie radioaktywnego trytu oraz obecnością będących produktem reakcji deuter – tryt neutronów, elektrownia termojądrowa będzie obiektem nuklearnym i będzie musiała spełniać wymogi bezpieczeństwa dla tej kategorii obiektów. Kolejnym zagadnieniem związanym z bezpieczeństwem jest zastosowanie na elementy wewnętrzne komory berylu, który jest pierwiastkiem szkodliwym dla zdrowia, a co więcej, dla osób nań uczulonych już nawet najmniejsze jego ilości mogą stanowić śmiertelne zagrożenie. Z tych względów zagadnienia związane z bezpieczeństwem zostały w projektach PPCS opracowane ze szczególną starannością.

W celu minimalizacji zagrożeń związanych z eksploatacją reaktora termojądrowego przyjęta zostały następujące założenia:

- w przypadku utraty kontroli oraz wszystkich systemów chłodzenia aktywnego awaria nie powinna prowadzić do incydentu zmuszającego do ewakuacji pobliskiej okolicy – cel spełniony bez konieczności zastosowania dodatkowych systemów,
- maksymalny poziom radioaktywności w przypadku najpoważniejszego scenariusza awaryjnego nie przekroczy 18 mSv, czyli znacznie poniżej poziomu zalecanego przez większość regulacji w tym *International Commission on Radiological Protection* jako próg dla konieczności ewakuacji okolicznej ludności – 50 mSv,
- elektrownia będzie w stanie przetrwać trzęsienie ziemi,
- w przypadku pożaru do atmosfery mogą uwolnić się tylko pojedyncze gramy trytu,
- jeżeli zastosowany zostanie beryl (do 560 ton w jednym z modeli), konieczne może okazać się zastosowanie odpowiedniego recyklingu określonego przez normy.
- W przypadku aktywacji materiałów i powstawania izotopów radioaktywnych o długim czasie rozpadu należy zastosować odpowiednie procedury,
- Żadne z przewidzianych materiałów nie podlegają ograniczeniom wynikającym z traktatów o nierozprzestrzenianiu broni atomowej.

Tabela 5.1 Zadania R&D zdefiniowane przez program PPCS.

Utrzymanie plazmy
<ul style="list-style-type: none"> • Zaplanowanie odpowiedniego trybu pracy z ELMami o znośnej wielkości, • Doskonalenie uzupełniania paliwa i badanie wpływu rotacji na utrzymanie plazmy, • zgromadzenie odpowiednich danych dla scenariusza z dużą frakcją prądu nieindukcyjnego, • modelowanie transportu mające na celu potwierdzenie parametrów użytych przez PROCESS
MHD i utrzymanie równowagi plazmy
<ul style="list-style-type: none"> • Zbadanie fizyki i konsekwencji niestabilności spowodowanych istnieniem energetycznych cząsteczek w plazmie termojądrowej, • rozwijanie mechanizmów kontroli niestabilności, • poszukiwania stabilnych profili plazmy • techniki kontroli cząsteczek alfa.
Ogrzewanie i wzbudzenie prądu
<ul style="list-style-type: none"> • Opracowanie zaawansowanych scenariuszy z wysokim beta i dużym prądem bootstrap • konstrukcja wydajnych źródeł wiązek neutralnych • zbadanie NBI w szerokim zakresie gęstości i temperatur w celu zbadania wydajności wzbudzania prądu, • opracowanie anten do ogrzewania rezonansowego i hybrydowego kompatybilnych z trybem pracy w warunkach ELMowych
Divertor i odpompowanie
<ul style="list-style-type: none"> • retencja trytu, potwierdzenie możliwości zastosowania wolframu na PFC, lecz również poszukiwania alternatywnych materiałów, • Opracowanie rozwiniętego zintegrowanego kodu uwzględniającego zależności między transportem zanieczyszczeń zerodowanych i wstrzykniętych, stratami promieniowania, utrzymaniem, rozpuszczalnością paliwa, itd. • spójne modelowanie erozji i redepozycji w celu przewidzenia trwałości elementów • znalezienie odpowiedniej kombinacji materiałów i wstrzykiwanych zanieczyszczeń przez eksperymenty i modelowanie

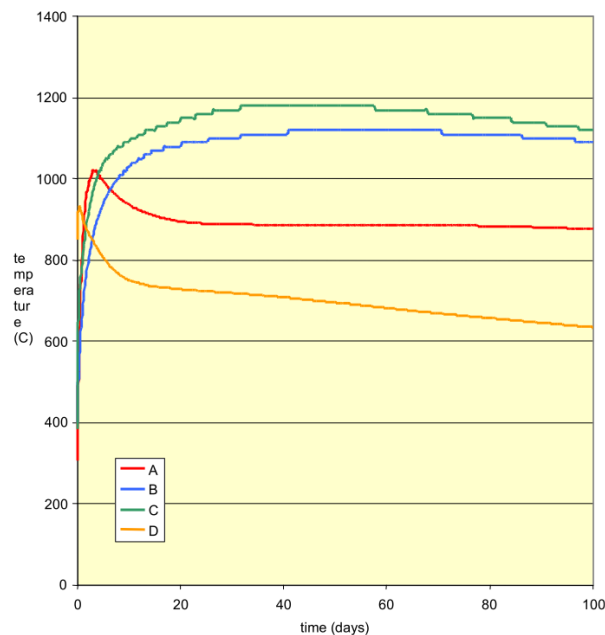
Projekty PPCS zakładają, że eksploatacja reaktora termojądrowego nie będzie prowadzić do wytwarzania materiałów radioaktywnych, które nie będą podlegać recyklingowi i będą musiały być składowane (klasyfikacja *PDW – Permanent Disposal Waste*). Według modelu B, tylko niewielka część materiałów odpadowych (10%, co stanowi nieco ponad 7500 ton) będzie musiała być poddawana procedurze skomplikowanego recyklingu (klasyfikacja *CRM – Complex Recycle Materials*). Pozostałe materiały, które będą podlegać recyklingowi po zakończeniu działania reaktora to materiały podlegające łatwemu recyklingowi (*SRM - Simple Recycle Material*) – ok. 30 tysięcy ton i materiały nie aktywujące się (*NAV – Non Active Waste*).

Należy nadmienić, że ryzyko awarii i skażenia wiąże się również z możliwością retencji w powierzchni ściany radioaktywnego trytu. W związku z tym wyznaczone zostały granice retencji, powyżej których reaktor nie byłby dopuszczony do dalszej pracy. W celu zapewnienia, że nie dojdzie do takiej sytuacji opracowywane są diagnostyki retencji paliwa w ścianie urządzenia oraz techniki czyszczenia ściany, np. za pomocą laserów.

Kolejnym istotnym problemem, który należy również zaliczyć do zagadnień związanych z bezpieczeństwem jest generacja pyłów, które nie tylko mogą zwiększać retencję paliwa lecz również prowadzić do zagrożenia eksplozją. Na ilości pyłu w urządzeniu na podstawie dotychczasowych doświadczeń i analiz teoretycznych opracowane zostały odpowiednie normy oraz przewidziane zostały diagnostyki mające dostarczać w czasie rzeczywistym informacje o występowaniu pyłu.

W celu oszacowania potencjalnego ryzyka wystąpienia skażenia przeprowadzono analizy ryzyka związanego z różnymi katastrofalnymi wydarzeniami takimi jak trzęsienie ziemi czy atak bombowy. Analizy te wykazały, że nawet w przypadku najgorszych scenariuszy nie wystąpi ryzyko stopienia kluczowych elementów konstrukcyjnych, a co za tym idzie poważnego skażenia, które mogłoby prowadzić do ewakuacji okolicznej ludności.

Na rys. 5.2 przedstawione są wyliczone metodą elementów skończonych ewolucje temperatury dla scenariuszy całkowitego uszkodzenia układu chłodzenia dla modeli A, B, C i D.



Rys. 5.2 Ewolucja czasowa zmian temperatury po uszkodzeniu układów chłodzenia dla różnych modeli elektrowni termojądrowej (A, B, C, D). – raport PPCS, EFDA.

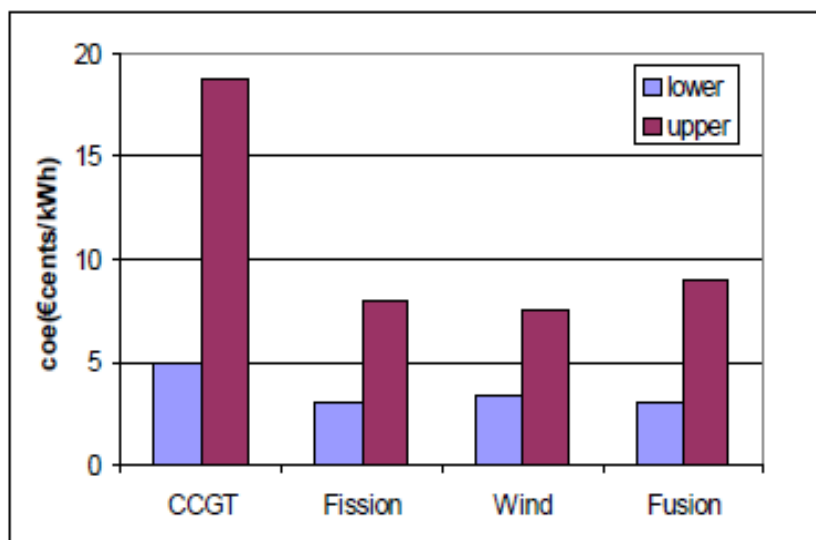
5.1.3 Założenia ekonomiczne i społeczne

Punktem wyjścia do analizy ekonomicznej i społecznej w PPCS były następujące założenia:

- akceptacja społeczna może się okazać kluczowa
- ceny kWh uzyskiwanej z elektrowni termojądrowej powinny być porównywalne do innych akceptowanych źródeł
- należy przestrzegać uregulowań prawnych (zastrzonych na skutek przepisów związanych z rozszczepieniem)
- czas budowy elektrowni nie powinien przekraczać 5 lat

Oczywiście potencjalne ceny kilowatogodziny uzyskiwanej z reaktora silnie zależą od zaawansowania przyjętego modelu. Dla modeli bardziej zaawansowanych technologicznie można zauważyć nieznaczny wzrost kosztów wybudowania obiektu, który jednak jest rekompensowany malejącymi kosztami obsługi, które wiążą się z poprawą efektywności zachodzenia reakcji termojądrowej jak również usprawnianiem odbioru i konwersji ciepła. Kluczowymi parametrami są tutaj konstrukcje krytycznych dla tych zjawisk elementów *divertora* i *blanketu* urządzenia.

Analizy wykazały, że koszty energii uzyskiwanej z elektrowni termojądrowej mogą być konkurencyjne względem innych dostępnych źródeł energii i to nawet już w przypadku mniej technologicznie zaawansowanych wariantów. Na rys. 5.3 przedstawione jest porównanie potencjalnych kosztów (dolny i górny próg dla różnych rodzajów elektrowni).



Rys. 5.3 Porównanie kosztów kilowatogodziny w centach dla różnych wariantów wytwarzania energii – CCGT (*Combined Cycle Gas Turbine*) – elektrownia gazowo-parowa, Fission – elektrownia atomowa, Wind – elektrownia wiatrowa i Fusion – elektrownia fuzyjna – raport PPCS, EFDA

5.2 Porównanie modeli A, B, C, D

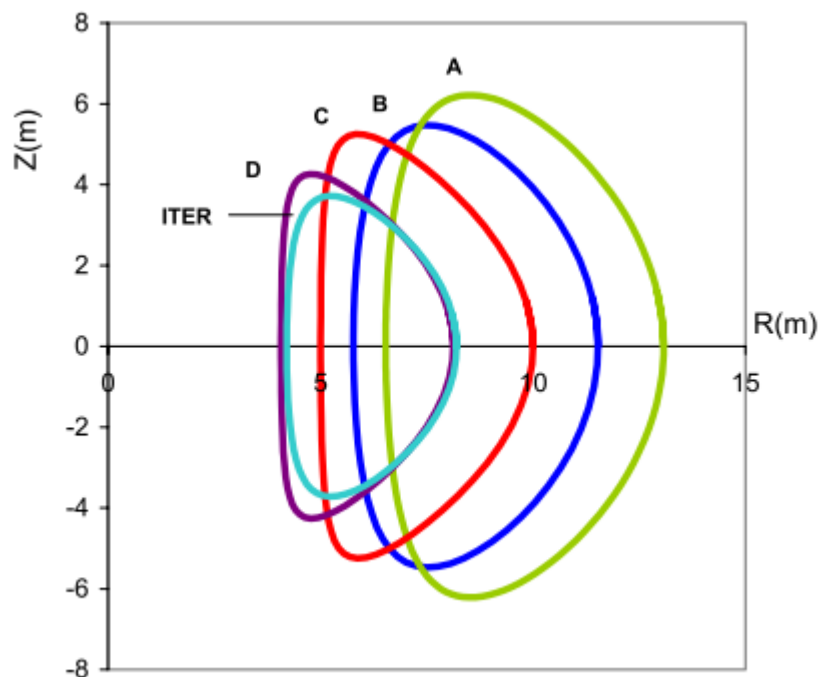
5.2.1 Wprowadzenie

Jak już zostało to stwierdzone wcześniej kolejne modele A, B, C, D charakteryzują się rosnącym stopniem zaawansowania technologicznego, przy czym modele A i B stanowią zasadniczo ekstrapolacje osiągnięć na największych obecnie pracujących tokamakach. Zasadniczymi różnicami między poszczególnymi modelami stanowią konstrukcję *diertora*

i limitera. Dla przykładu pierwsze dwa modele wykorzystują znane koncepcję blanketu chłodzonego wodą (A) oraz helem (B). Pierwszy wariant stosuje rozwiązania przewidziane dla ITERa, natomiast drugi nakłada konieczność opracowania nowego materiału będącego stopem wolframu, nad którym badania zostały już w ramach programów europejskich podjęte. Innym znaczącym elementem wpływającym na różnice zarówno w konstrukcji jak i parametrach operacyjnych poszczególnych modeli jest sposób konwersji energii na energię elektryczną. Przykładowo, w modelu typu A zastosowany ma być standardowy układ typu PWR (*Pressurized Water Reactor*), w modelu B konwersja będzie przebiegać w układzie z chłodzonym helem, który nie jest jeszcze przetestowany i nad którym obecnie trwają prace badawcze, natomiast modele C i D korzystały będą z jeszcze bardziej zaawansowanych technologii. Różnice te zostaną opisane w kolejnych paragrafach poświęconych kolejnym modelom.

Modele C i D zakładają osiągnięcie pewnego przeskoku technologicznego pozwalającego na zastosowanie nowych technologii i materiałów umożliwiających zasadnicze poprawienie parametrów operacyjnych urządzenia w szczególności wytworzenia wyższych temperatur. W układach tych zaproponowano zdecydowanie śmielsze konstrukcje *blanketu*, a w układzie D również *divertora*.

We wszystkich wariantach elektrownia z reaktorem termojądrowym ma dostarczać energii elektrycznej rzędu 1,5 GW, przy czym wraz z przewidywanym wzrostem efektywności układu można mieć nadzieję, że sama energia dostarczana przez fuzję będzie mogła być z wariantu na wariant coraz mniejsza, dzięki czemu rozmiary urządzenia jak i obciążenia termiczne będą mogły maleć. Przewidywane rozmiary i kształty przekroju torusa dla kolejnych wariantów elektrowni i ich porównanie do układu ITER przedstawione jest na rys. 5.4.



Rys. 5.4 Porównanie kształtu i rozmiaru przekrojów poprzecznych torusa dla poszczególnych wariantów PPCS i porównanie ich z ITERem – raport PPCS, EFDA

5.2.2 Przyjęta metodologia

W celu opracowania poszczególnych wariantów PPCS posłużono się specjalnym modelem numerycznym PROCESS uwzględniającym zależności między parametrami uzależniającymi między sobą właściwości i zachowanie się plazmy, materiałów, konstrukcji, ekonomii i innych czynników. W kodzie tym na podstawie zmiennych będących wielkościami wejściowymi projektu (np. prądy w uzwojeniach, materiały konstrukcyjne, parametry dostarczania paliwa, koszty paliwa, itp.) poddane zostały procedurom numerycznym realizującym modele procesów zachodzących w urządzeniu, których celem była optymalizacja pod względem kosztu wyprodukowanej energii.

W czasie fazy projektu do modelu wprowadzane były zmienne związane z analizą fizyczną i inżynierską otrzymanych wyników oraz wyników napływających z innych analiz i urządzeń badawczych, które wykorzystywane były w kolejnych iteracjach programu prowadzących do uzyskiwania coraz dokładniejszych wyników.

Centralnym modułem modelu PROCESS jest moduł fizyczny, który pierwotnie zaprojektowany został w fazie opracowywania conceptualnego modelu projektu ITER, a następnie został zmodyfikowany dzięki osiągnięciom nauk fuzyjnych w szczególności zgodnie z rozwojem reguł skalowania, które stanowią podstawę jego działania.

W modelach A i B przyjęto scenariusz zjawisk fizycznych o ok. 30 % „lepsy” niż zakładany dla ITER głównie ze względu na przewidziane większe rozmiary tych urządzeń. W modelach C i D opartych na założeniu o postęp wiedzy w dziedzinie fizyki plazmy i inżynierii materiałowej, w szczególności zwiększenie możliwości kształtowania plazmy, poprawienie jej stabilności, zwiększenie gęstości i zminimalizowanie obciążeń termicznych w divertorze bez pogorszenia parametrów plazmy centralnej, zakładana poprawa parametrów operacyjnych jest jeszcze większa.

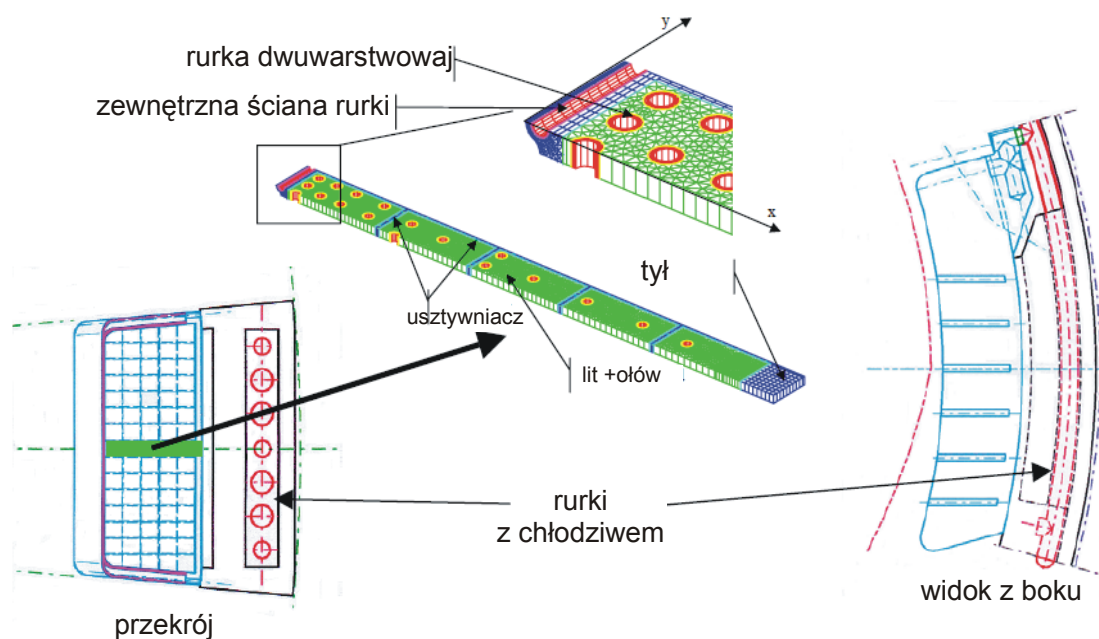
W kolejnych podrozdziałach przedstawione zostaną założenia i parametry poszczególnych modeli A, B, C, D.

5.2.3 Model A

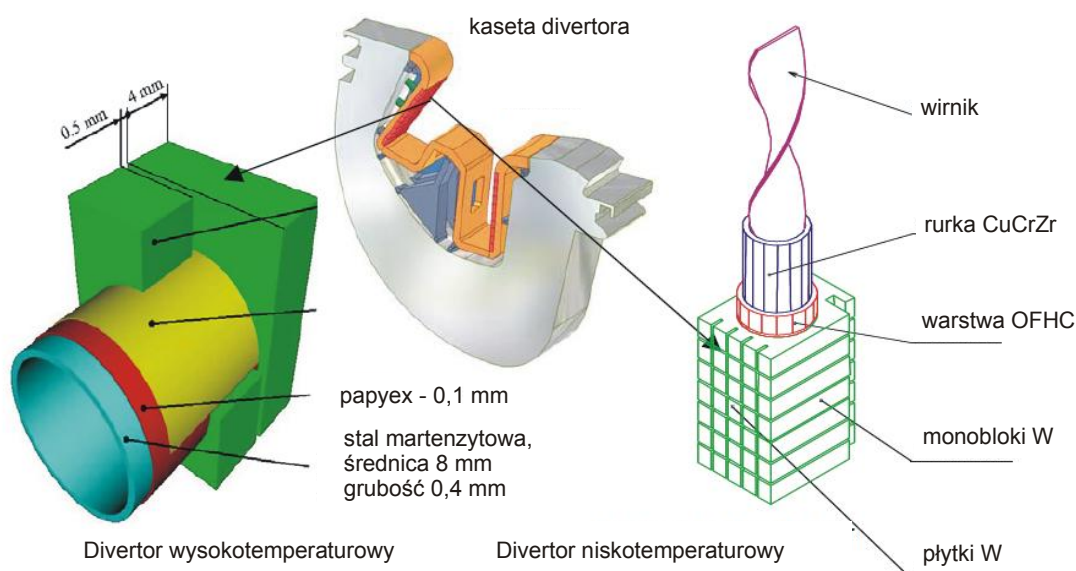
Model A jest modelem najprostszym o założeniach dotyczących rozwiązań konstrukcyjnych jak i parametrów plazmy najbardziej zbliżonych do ITERa przy nieco większych rozmiarach urządzenia. Jako element konstrukcyjny wykorzystana ma zostać niskoaktywacyjna stal martenzytowa. Litowo ołowiany blanket będzie chłodzony wodą o temperaturze 300 °C i ciśnieniu 15 MPa w analogiczny sposób jaki jest realizowany w reaktorach jądrowych typu PWR (*Pressurized Water Reactor*). Lit będzie wykorzystywany do produkcji trytu pod wpływem neutronów pochodzący z reakcji D-T i powielanych przez obecny w blanketce ołów.

W modelu A przewidziane są dwie alternatywne wersje *divertora*. Pierwsza z nich jest analogiczna do *divertora* w ITERze (rurki wykonane z CuCrZr służące do rozprowadzania chłodziwa (wody) pokryte wolframowym płaszczem o tolerancji cieplnej do 15 MW²). Użycie stopu miedzi ogranicza temperaturę wody do 150 °C, w związku z czym konstrukcja ta określona jest jako *divertor niskotemperaturowy*.

Konstrukcja *divertora wysokotemperaturowego* opiera się na zastosowaniu rurek do rozprowadzania chłodziwa wykonanych ze stali EUROFER chronionej dodatkowo specjalnym płaszczem grafitowym. Rozwiązanie to pozwala na zwiększenie efektywności konwersji energii na energię elektryczną przez zastosowanie w *divertorze* przetwarzania PWR tak samo jak w blanketce. Konstrukcje *blanketu* oraz dwóch wariantów *divertora* w modelu A przedstawione są na rysunkach 5.5 i 5.6.



Rys. 5.5 Model blanketu w modelu A PPCS – raport PPCS, EFDA



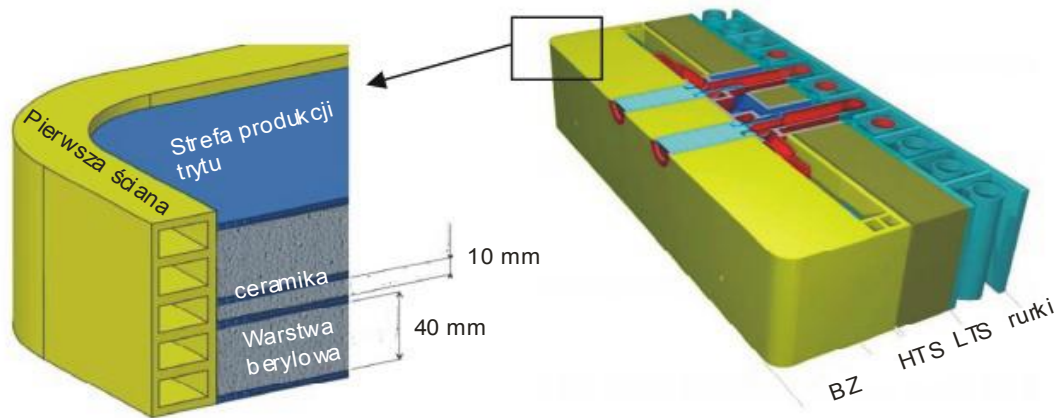
Rys. 5.6 Model wysokotemperaturowego i niskotemperaturowego rozwiązania elementów divertora w modelu A PPCS, papyex to elastyczny materiał grafitowy, OFHC to rodzaj odtlenionego materiału miedzanego (*Oxygen Free High Conductivity*) – raport PPCS, EFDA

W modelu A sprawność przetwarzania energii termicznej na elektryczną została wyznaczona na poziomie 31 % przy prądzie o natężeniu 30 MA.

5.2.4 Model B

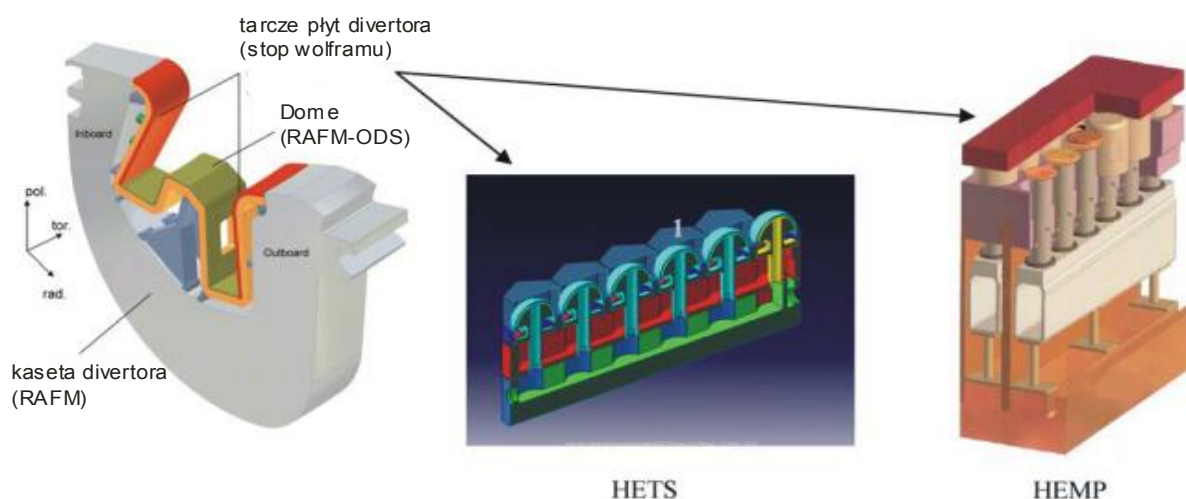
W porównaniu do modelu A, model B charakteryzuje się zastosowaniem bardziej zaawansowanych konstrukcji *blanketu* i *divertora*. W blanketcie chłodziwo helowe znajduje się pod ciśnieniem 8 MPa i w temperaturze 300-500 °C co pozwala na pracę w wyższych temperaturach niż w modelu A. Jak można zobaczyć na rys. 5.7 blanket podzielić można na dwa obszary – wysoko i nisko temperaturowy. Zewnętrzna warstwa wykonana jest z chłodzonego helu Euroferu, a zewnętrzna, niskotemperaturowa, z chłodzonego helu hydratu cyrkonowego. Konstrukcja wykonana jest ze służących do produkcji trytu warstw

ortokrzemianu berylu oraz zawiera elementy berylowe w celu zwielokrotnienia liczby neutronów. W celu ułatwienia obsługi i czynności konserwacyjnych konstrukcja blanketu jest segmentowa.



Rys. 5.7 Model blanketu w modelu B PPCS, BZ – Breeding Zone – strefa produkcji trytu, HTS – *High Temperature Shield* – osłona wysokotemperaturowa, LTS – *Low Temperature Shield* – osłona niskotemperaturowa. – raport PPCS, EFDA

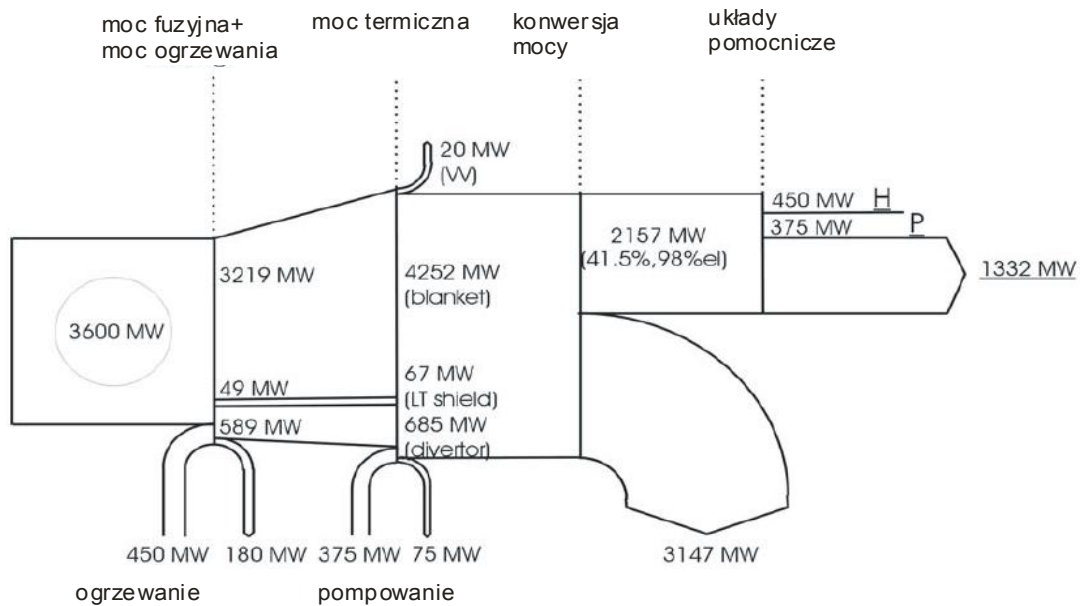
W modelu B chłodziwo helowe wykorzystane jest również w divertorze, w którym materiałem tarczy jest wolfram, a materiałem konstrukcyjnym EUROFER. Innowacyjna konstrukcja pozwala na pracę przy obciążeniu termicznym o wartości 10 MW/m^2 . Podobnie jak w modelu A przewidziane są dwie możliwości konstrukcji divertor - HETS (*High Efficiency Thermal Shield*) and HEMP/HEMS (*HE-cooled Modular divertor concept with integrated Pin array / Slot array*), które różnią się sposobem odprowadzania ciepła. Porównanie tych koncepcji przedstawione jest na rys. 5.8.



Rys. 5.8 Modele divertor w PPCS B – raport PPCS, EFDA

Zmniejszenie obciążeń termicznych do poziomu dostosowanego do użytych materiałów realizowane mają być w obszarze divertora dzięki wprowadzeniu odpowiednio dużych strat promienistych.

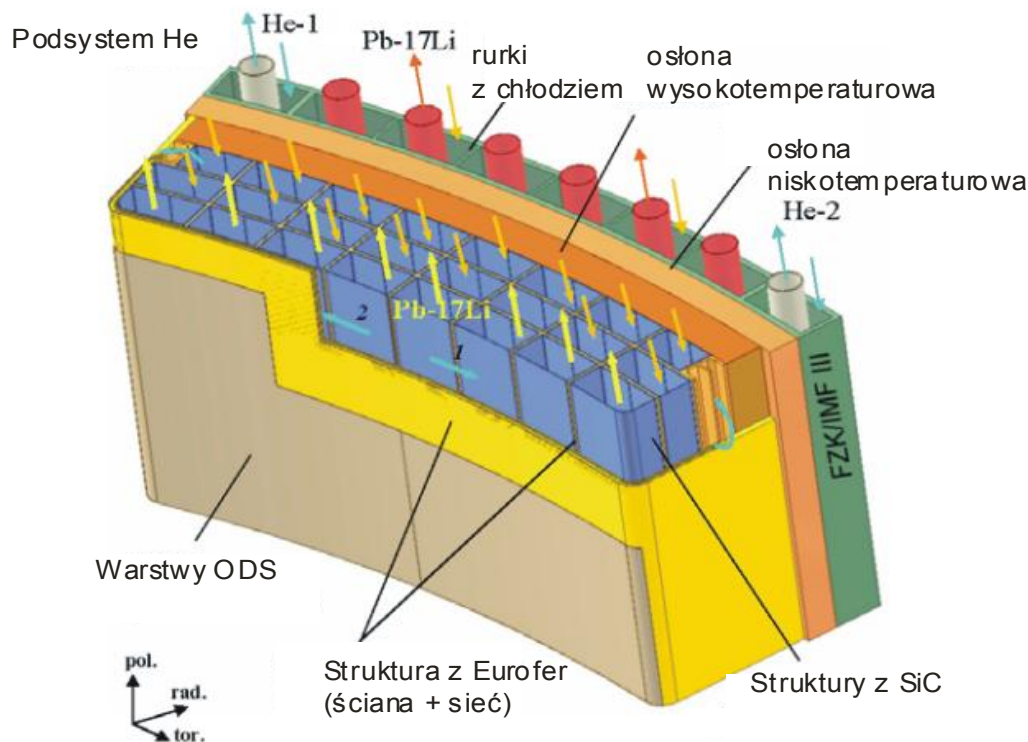
Dzięki zastosowaniu bardziej zaawansowanych technologii model B przewiduje uzyskanie o 20% wyższej sprawności osiągającej poziom 36 %. Szczegółowy bilans mocy wyznaczony dla modelu B przedstawiony jest a rys. 5.9.



Rys. 5.9 Bilans mocy dla modelu B PPCS – raport PPCS, EFDA

5.2.5 Model C

W porównaniu do modelu B model C wyróżnia się zdecydowanie nową koncepcją blanketu, a ponadto zakłada możliwość poprawy parametrów plazmowych układu. Wspomniany blanket ma być wykonany w technologii DCLL (*Dual Core Lithium Lead*), w której ciepło odprowadzane jest na skutek cyrkulacji stopionego litu i ołowiu oraz chłodziwa helowego. Blanket tego typu składa się z dużych modułów zawierających sieć kanałów, przez które płyną 17Li i Pb i hel pod ciśnieniem 8 MPa. Ma to na celu odpowiednie chłodzenie konstrukcji elementu wykonanej z niskoaktywacyjnych stali RAFM ODS (Reduced Activation Ferrite Martensitic Oxide Dispersive Strengthened Steel). Temperatura ciekłej mieszaniny litu i ołowiu jest zoptymalizowana pod względem produkcji trytu i wynosi 460 °C na wejściu i 700 °C na wyjściu. Temperatura ta przekracza maksymalną dopuszczalną temperaturę dla stali, w związku z czym stosowane są dodatkowe struktury z węgla krzemu spełniające rolę izolacji termicznej i elektrycznej, bez funkcji mechanicznych. Efekt izolacji termicznej pozwala na uzyskanie wyższej temperatury i zwiększa sprawność termodynamiczną podczas gdy izolacja elektryczna pomaga unikać efektów MHD podczas pompowania z dużą szybkością mieszaniny ciekłych metali. Schemat blanketu typu DLCC przedstawiony jest na rys. 5.10.



Rys. 5.10 Model blanketu w modelu C PPCS – raport PPCS, EFDA

W modelu C konstrukcja *divertora* pozostaje zasadniczo niezmienna względem modelu B. Nowa konstrukcja blanketu oraz założenie lepszej wydajności operacyjnej plazmy podnoszą hipotetyczną sprawność elektrowni zbudowanej w wariantcie C do 41 %.

5.2.6 Model D

Model D jest najbardziej zaawansowaną z koncepcji PPCS i zawiera założenia zarówno o możliwości wykorzystania rozwoju technologicznego w zakresie używanych materiałów jak również fizyki plazmy w zakresie zdolności wytwarzania plazmy termojądrowej o pożądanych i ściśle kontrolowanych parametrach.

W modelu D zakłada się zastosowanie jeszcze bardziej w porównaniu do modelu C zaawansowanej koncepcji blanketu, tzw. SCLL (*Self Cooled Lithium Lead*). Blanket tego typu składa się z kilkumetrowej wysokości segmentów, w których chłodziwo litowo-ołowiowe cyrkuluje wzdłuż kierunku poloidalnego. Dzięki zastosowaniu jako materiału konstrukcyjnego węglików krzemu będzie można uzyskiwać wylotową temperaturę paliwa rzędu 1100 °C przy temperaturze wlotowej 700 °C, co jeszcze bardziej poprawi sprawność termodynamiczną odbioru ciepła.

Czynności konserwacyjne blanketu (w tym również związane ze stosunkowo częstą wymianą zużytych modułów SiC) odbywać się będzie w kierunku pionowym przez górne porty urządzenia, natomiast obsługa *divertora* odbywać się będzie w kierunku poziomym przez dolny port w podobny sposób jak będzie to mieć miejsce w ITER.

Spośród różnych opcji chłodzenia *divertora* za najlepszą uznano chłodzenie mieszaniną taką samą jak używaną do chłodzenia *blanketu*, czyli Pb – 17Li. Rozwiązanie to zmniejsza dopuszczalne obciążenie termiczne do ok. 5 MW/m² przy temperaturze wlotowej i wylotowej mieszaniny wynoszących odpowiednio 600 i 1000 °C. Co interesujące zakłada się, że redukcja mocy w *divertorze*, będzie w zdecydowanie mniejszym stopniu osiągnięta przez

wprowadzanie strat promienistych w jego obszarze, lecz za pomocą uzyskania odpowiednich parametrów operacyjnych plazmy.

Kolejną znaczącą innowacją w porównaniu do pozostałych modeli ma być zastosowanie nadprzewodników wysokotemperaturowych.

Dzięki opisanym wyżej założeniom można przyjąć sprawność elektrowni typu D na poziomie 60%. Osiągnięcie tak dobrych parametrów wymagać będzie jednak rozwiązania szeregu problemów technologicznych, z pośród których należy wymienić:

- poprawa przewodności termicznej w szczególności grubych warstw w warunkach wysokiej temperatury oraz obciążeń neutronowych,
- określenie i możliwa poprawa maksymalnej temperatury pracy materiałów w warunkach napromieniowania (w warunkach kompatybilności z Pb-17Li),
- opracowanie i potwierdzenie kryteriów projektowych (takich jak np. określenie maksymalnych dopuszczalnych naprężeń) pozwalających na określenie trwałości i niezawodności urządzeń,
- możliwość seryjnego wytwarzania elementów wielkowymiarowych o dobrze powtarzalnych parametrach ze szczególnym uwzględnieniem przestrzegania maksymalnych i minimalnych grubości nakładanych warstw,
- opracowanie, przetestowanie i walidacja akceptowalnych technik łączeniowych,
- sprawdzenie wpływu napromieniowania na przewodność elektryczną materiałów,
- sprawdzenie zachowania się interfejsu SiC f / SiC – Pb – 17Li zwłaszcza w warunkach szybkiego przepływu, wysokiej temperatury i napromieniowania, które może mieć krytyczny wpływ na ryzyko wzrostu przewodności ściany,
- kompatybilność lutowanych materiałów z Pb-17Li.

Ilość tych problemów na pewno świadczy o konieczności dużego wkładu pracy w projekt tego typu urządzenie, jednak sama zdolność do ich nakreślenia już dziś pozwala spodziewać się, że realizacja jest możliwa do osiągnięcia.

5.3 Podsumowanie

Podstawowe parametry różnych modeli PPCS zestawione są w tabeli nr 1.

Jak można odczytać z tabeli dzięki zastosowaniu coraz nowszych technologii i dzięki coraz lepszemu opanowaniu zjawisk związanych z magnetycznym utrzymaniem plazmy przewiduje się ustawiczne poprawianie sprawności elektrowni termojądrowej wraz z osiągnięciami fizyki plazmy oraz inżynierii materiałowej. Szczególnie godnym odnotowania jest spadek dyssypacji mocy na płytach *divertora* z zaznaczeniem, że w przypadku najbardziej zaawansowanego wariantu będzie on osiągnięty nie kosztem zwiększenia strat promienistych, lecz na skutek optymalizacji parametrów operacyjnych plazmy. Innym godnym odnotowania zjawiskiem jest poprawa parametrów termodynamicznych obiegu odbioru ciepła dzięki zastosowaniu chłodziw o coraz wyższej temperaturze. Warto również odnotować, że moc ogrzewania dodatkowego (rozumianego jako wstrzykiwanie neutralnych wiązek oraz ogrzewanie mikrofalowe) maksimum osiąga dla modelu B, de facto jeszcze dość mocno zakorzenionego w parametrach operacyjnych i technologiach właściwych dla ITERa. W modelach C i D, które wykorzystają dopiero osiągnięcia dostępne po doświadczeniach z ITER moc tego typu ogrzewania będzie mogła zmaleć przy takim samym bądź jeszcze lepszym współczynniku wzmocnienia energetycznego dzięki opracowaniu nowych, bardziej zaawansowanych scenariuszy operacyjnych reaktorów termojądrowych.

Tabela 5.1 Parametry plazmowe i inżynierskie różnych modeli PPCS.

Parametr	Model A	Model B	Model C	Model D
Parametry plazmowe				
Moc Wyjściowa [GW]	1,55	1,33	1,45	1,53
Moc Fuzyjna [GW]	5,00	3,60	3,42	2,53
Promień główny [m]	9,55	8,6	7,5	6,1
Pole toroidalne na osi [T]	7,0	6,9	6,0	5,6
Prąd plazmowy [MA]	30,5	28,0	20,1	14,1
Moc ogrzewania dodatkowego [MW]	246	270	112	71
n/n_G	1,2	1,2	1,5	1,5
parametry technologiczne				
Maksymalne obciążenie divertora [MW/m ²]	15	10	10	5
Efektywność H&CD	0,6	0,6	0,7	0,7
Sprawność elektrowni	0,31	0,37	0,42	0,6
Rodzaj chłodziwa i zakres temperatur [°C] w blankecie	Woda 285-325	Hel 300-500	LiPb/He 480/700 300/480	LiPb 700/1100
Rodzaj chłodziwa i zakres temperatur [°C] w blankecie	Woda 140-167	Hel 540/720	Hel 540/720	LiPb 600/990
Typ konwersji	Rankine	Rankine	Brayton	Brayton

5.4 LIFE – Laser Inertial Fusion Energy

LIFE, czyli *Laser Inertial Fusion Energy* jest opartym na *NIF* projektem będącym nowoczesną hybrydą wykorzystania fuzji termojądrowej oraz zjawiska rozszczepienia w celu zbudowania elektrowni termojądrowej. Obok zastosowania wielowiązkowego lasera, takiego jak w *NIF*, w projekcie *LIF* zakłada się wykorzystanie wewnątrz komory, w której zachodzą oddziaływania, blanketu wykonanego z materiałów rozszczepialnych. Dzięki temu możliwe jest wykorzystanie produkowanych przez reakcję D-T neutronów do wzbudzenia egzotycznej reakcji rozszczepienia w izotopów w ścianie komory, będącej dodatkowym źródłem energii.

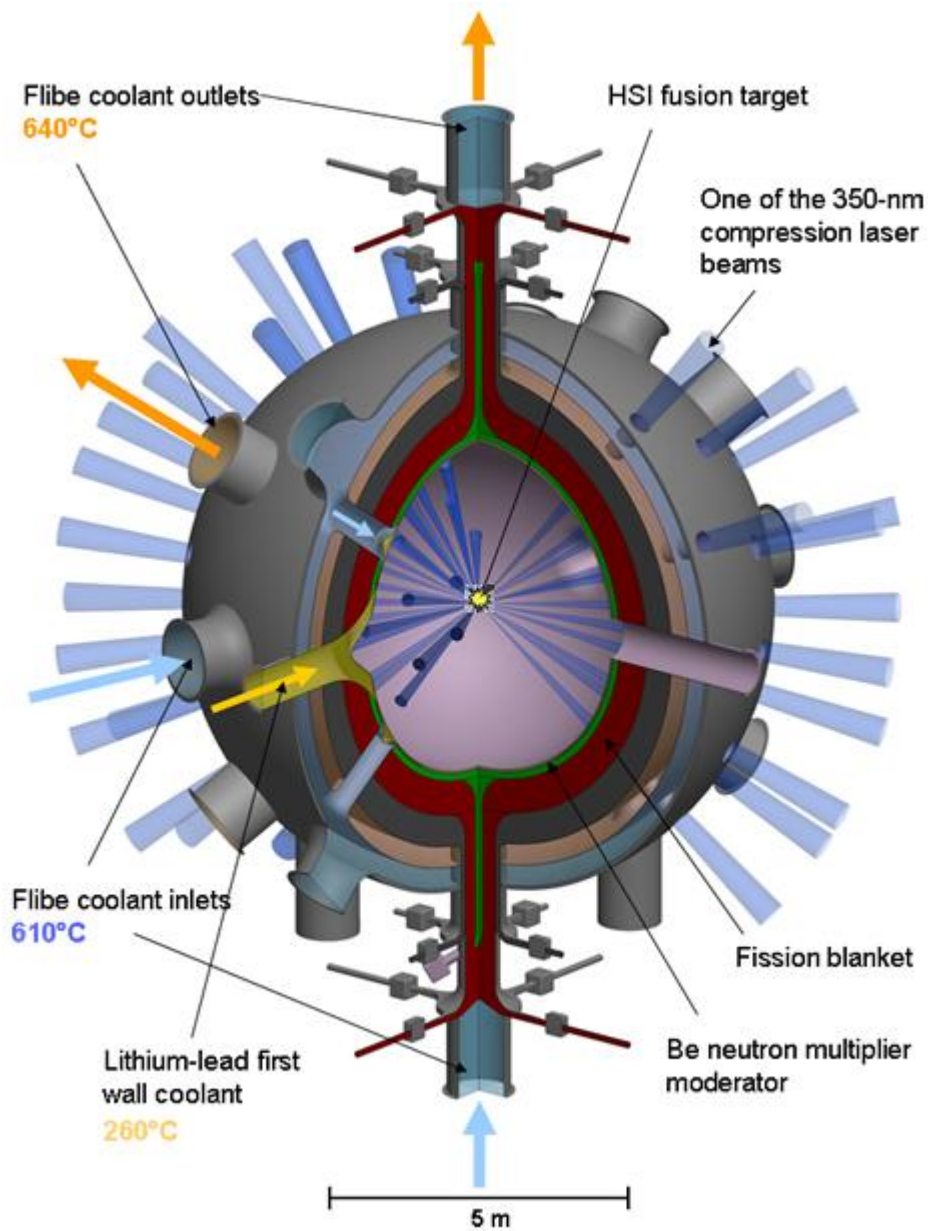
Schemat układu LIFE przedstawiony jest na rys. 5.11.

Podstawowe założenia jakie przyjęto przy projektowaniu reaktora LIFE można wypunktować w następujący sposób:

- Koncepcja budowy oparta na doświadczeniach *NIF* i wykorzystująca hybrydę fuzji i rozszczepienia.
- Modularna budowa i industrialny dizajn zapewniający wysoką niezawodność
- Wykorzystanie dostępnych obecnie technologii
- Optymalizacja pod względem ceny energii

Układ laserowy, będący centralnym elementem projektu LIFE jest w głównej mierze oparty na rozwiązaniach zastosowanych w *NIF*. Ma to być 384 wiązkowy laser o łącznej energii 2 MJ pracujący na długości fali 351 nm. Laser ma osiągać 99 % niezawodności oraz do 18 % sprawności przetworzenia energii elektrycznej na optyczną. Tak wysoka sprawność ma być osiągnięta dzięki zastosowaniu (w odróżnieniu do *NIF*) pomp opartych na laserach

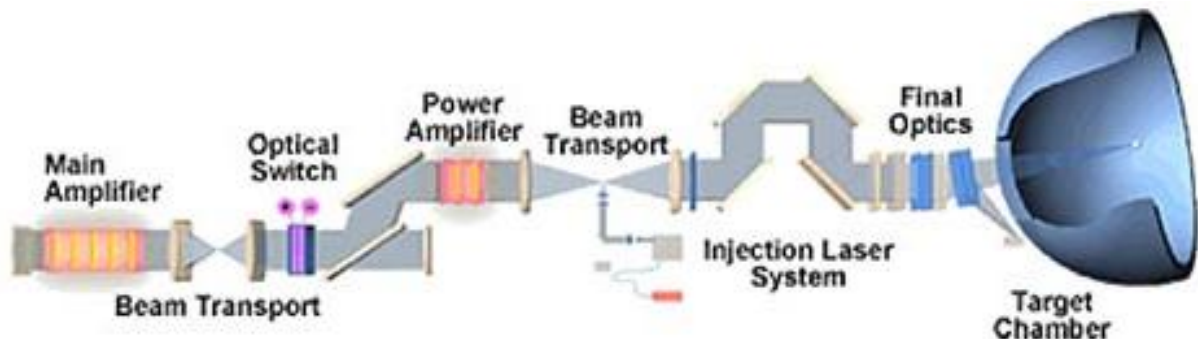
diodowych oraz nowego cylindrycznego filtra przestrzennego wiązki. Schemat lasera przedstawiony jest na rys. 5.12.



Rys. 5.11 Schemat układu LIFE, <https://lasers.llnl.gov/>

W celu uzyskania odpowiedniego bilansu energetycznego oraz ceny energii konkurencyjnej z innymi źródłami zakłada się, że laser będzie pracować z częstotliwością repetycji 10 do 15 Hz, a paliwo będzie wytwarzane w blankiecie wewnątrz komory urządzenia. Wariantem uzyskania zapłonu będzie zapłon pośredni wykorzystujący paliwo w postaci hohlraum targetów. Aby otrzymywanie energii w tego typu elektrowni było efektywne pod względem ekonomicznym cena takiego targetu powinna wynosić około 50 centów, co projektantom wydaje się realistycznym założeniem. Należy w tym miejscu wspomnieć, że według wielu adwersarzy tego typu rozwiązania technologicznego możliwość seryjnej produkcji wykonanych ze złota cylindrów o wymiarach w przybliżeniu 1.5 cm długości i prawie 1 cm średnicy wewnętrznej oraz kulek z zamrożonego paliwa DT, nie jest założeniem realistycznym.

Innym podnoszonym przez krytyków LIFE argumentem są zanieczyszczenia i uszkodzenia komory spowodowane ekspandującym materiałem uwolnionym w czasie oddziaływania wiązek laserowych z targetem. Zwolennicy LIFE bronią się przed tym zarzutem powołując się na możliwość zastosowania gazów ochronnych w komorze (co nie było możliwe w przypadku wariantu z magnetycznym utrzymaniem fuzji).



Rys. 5.12 Schemat lasera, który ma być zastosowany w LIFE.

Podobnie jak w zaawansowanych wariantach PPCS chłodzenie urządzenia realizowane jest za pomocą obiegu ciekłego litu, co podyktowane jest wspomnianą wyżej koniecznością produkcji trytu.

Poza oczywistym aspektem energetycznym prac rozwojowych w zakresie energetyki autorzy koncepcji LIFE powołują się na korzyści jakie tego typu reaktor może oddać badaniom materiałowym.

Dodatkowym argumentem przemawiającym na korzyść możliwości uzyskania 60% zysku energetycznego ma być zastosowanie jako urządzenia ma być zastosowanie zaawansowanego obiegu Rankina pracującego w temperaturze 560 °C przy ciśnieniu 250 Bar.

6 DIAGNOSTYKI PLAZMY

Biorąc pod uwagę szeroki zakres oraz mnogość parametrów charakteryzujących plazmę można się spodziewać również dużej różnorodności diagnostyki stosowanej w celu jakościowego i ilościowego oszacowania stanu różnych plazm w układach eksperymentalnych. Układy tego typu, powinny na podstawie uzyskanych danych bezpośrednich pozwalać na policzenie innych parametrów i wielkości, które nie są dostępne dla pomiarów bezpośrednich.

Podstawowymi wielkościami charakteryzującymi plazmę są koncentracja i temperatura poszczególnych jej składników oraz związane z nią pola magnetyczne. Na podstawie tych wielkości policzyć można szereg innych istotnych parametrów takich jak częstotliwość plazmową, częstotliwość krytyczną, promień Landau i Larmora, częstotliwość cyklotronową i wiele innych. Istotne są również takie właściwości plazmy jak jej skład chemiczny czy efektywna masa atomowa wchodzących w jej skład jonów.

Parametry te można mierzyć na wiele różnych sposobów, przy czym zasadniczo metody pomiarowe plazmy można podzielić na dwie kategorie:

- pomiary korpuskularne – polegające na pomiarach wielkości związanych z cząsteczkami – jonami, neutralami i elektronami,
- pomiary falowe – polegające na pomiarach pól związanych z plazmą oraz fal przez nią emitowanych.

W przypadku pomiarów korpuskularnych można posługiwać się sondami umieszczanymi bezpośrednio w plazmie lub rejestrującymi jej produkty.

W przypadku pomiarów falowych często można obserwować plazmę za pomocą zewnętrznych układów diagnostycznych pozwalających mierzyć pole magnetyczne, współczynnik załamania, widmo liniowe emitowane przez wchodzące w skład plazmy pierwiastki oraz promieniowanie hamowania i inne jego rodzaje powstające podczas różnych zjawisk plazmowych (np. zjawiska nieliniowe w plazmie laerowej).

Zakładając, że plazma jest zjonizowanym gazem, najlepszym sposobem jej opisu byłoby podanie jej rozkładu prędkości oraz wyszczególnienie rozkładu związanego z nią pola elektromagnetycznego. Zadanie to jednak z reguły jest zbyt ambitne i w praktyce metrologia opiera się na pośrednim lub bezpośrednim pomiarze niższych momentów funkcji rozkładu takich jak temperatura czy gęstość plazmy lub jej poszczególnych składników. Jeżeli można przyjąć, że plazma znajduje się w stanie lokalnej równowagi termodynamicznej znajomość tych parametrów w zasadzie wystarcza do rekonstrukcji jej rozkładu termodynamicznego, a tym samym zapewnia bardzo dokładny jej opis. Rozpatrując plazmę jako złożoną z elektronów i jonów należy jednak pamiętać, że o ile moment zerowy funkcji dystrybucji, czyli koncentracja, ze względu na istnienie quasi neutralności będzie silnie sprzężony dla różnych składników (tj. $N_e = \sum_s Z_s N_i$), o tyle już moment pierwszy, czyli temperatura jonowa na skutek niewystarczającej efektywności procesów zderzeniowych, będzie inną wielkością dla elektronów i jonów i w większości plazm pomiary tych temperatur muszą być dokonane za pomocą odrębnych diagnostyk.

Zjawiska wykorzystywane w poszczególnych diagnostykach plazmy są podstawą do ich szczegółowej kategoryzacji, która zostanie przedstawiona w następnym punkcie.

6.1 Kategorie diagnostyk plazmowych

W celu pomiaru charakterystycznych właściwości plazmy można wykorzystywać wiele zjawisk fizycznych. Dzięki temu diagnostykę plazmy posegregować można na następujące kategorie:

- **Diagnostyki magnetyczne** opierające się na bezpośrednich pomiarach pola magnetycznego wewnątrz i na zewnątrz plazmy za pomocą różnego rodzaju sond i uzwojeń.
- **Diagnostyki strumieni cząsteczek** polegające na bezpośrednim pomiarze parametrów cząsteczek za pomocą umieszczonych w plazmie sond.
- **Diagnostyki współczynnika załamania** – polegające na pomiarze współczynnika załamania ośrodka dzięki zastosowaniu zewnętrznego źródła promieniowania o właściwie dobranej długości fali oraz odpowiedniego układu detekcji (np. interferometria),
- **Diagnostyki promieniowania EM emitowanego przez wolne elektrony** umożliwiające pośrednie oszacowanie parametrów plazmy na podstawie fal emitowanych przez elektrony w procesach bremsstrahlung, cyklotronowych i promieniowania Czernkova.
- **Diagnostyki promieniowania EM emitowanego przez związane elektrony** – pomiary promieniowania liniowego emitowanego przy przejściach energetycznych elektronów w niecałkowicie zjonizowanych cząsteczkach,
- **Diagnostyka rozpraszania fal elektromagnetycznych** – polegające na pomiarach fal elektromagnetycznych rozproszonych na cząsteczkach plazmy na skutek oddziaływań i sprzężeń,
- **Diagnostyka cząstek neutralnych** – pomiary opuszczających plazmę na skutek np. wymiany ładunkowej neutralów jak również pomiary uzyskiwane za pomocą badania wstrzykiwania wiązek neutralnych i pelletów.
- **Diagnostyka szybkich jonów i produktów fuzyjnych** – badania szczególnie ważne w przypadku procesów wysokoenergetycznych.

Za pomocą wyżej wymienionych diagnostyk możliwe jest prowadzenie pomiarów różnych wielkości plazmowych, które szczegółowo zestawione są w tabeli nr 1. Wybór odpowiedniej metody zależy od specyficznego zastosowania, charakteru badanej plazmy oraz zakresu wartości mierzonych parametrów.

6.2 Diagnostyki magnetyczne

Ze względu na elektromagnetyczne właściwości plazmy, w badaniach nad nią dużą rolę odgrywają diagnostyki oparte na pomiarach magnetycznych, w szczególności polegających na mierzeniu prądów oraz natężeń pól elektrycznych i magnetycznych wewnątrz i na zewnątrz obszaru badanej plazmy.

Pomiary magnetyczne mogą być wykonywane zarówno za pomocą elementów umieszczonych na zewnątrz badanego ośrodka (uzwojenia, pasy Rogowskiego) jak również wewnątrz (sondy magnetyczne). Mimo, że dostarczają informacji odzwierciedlających makroskopowe zachowanie się plazmy, na ich podstawie można również obliczyć parametry na poziomie mikroskopowym takie jak temperatura, koncentracja czy skład chemiczny.

W kolejnych podrozdziałach przedstawione zostaną specyficzne rodzaje magnetycznych diagnostyk plazmy.

Tabela 6.1

Kategoria diagnostyki	Wyznaczane parametry										
	f_e	f_i	n_e	n_i	n_0	V_i	T_e	T_i	p	E	B
Pomiary magnetyczne							X		X	X	X
Strumienie cząstek	X	X	X			X	X	X		X	
Współczynnik załamania			X								X
Emisja fal EM przez elektrony											
Cyklotronowa	X		X				X				
Bremsstrahlung	X		X	X			X				
Czernkowa	X		X								
Promieniowanie liniowe			X	X	X	X	X	X			X
Rozpraszanie fal	X		X	X			X	X			X
Produkty reakcji jądrowych											
Neutrony			X					X			
Jony		X								X	X

6.2.1 Uzwojenie magnetyczne

Najprostszym sposobem pomiaru pola magnetycznego w otoczeniu pewnego punktu w plazmie jest nawinięcie wokół niego małego uzwojenia z materiału przewodzącego prąd elektryczny, tak jak to przedstawiono na rys. 6.1. W uzwojeniu takim, w obecności zmiennego pola magnetycznego wyidukuje się prąd o wartości:

$$V = NAB'$$

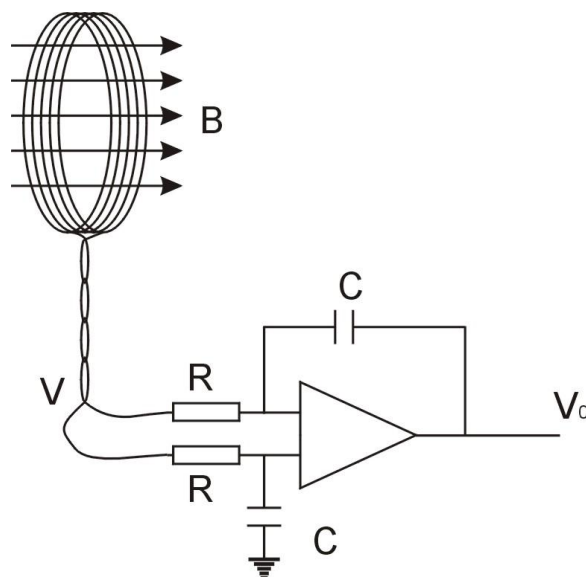
gdzie N to ilość zwoi, A to powierzchnia ograniczona zwojem, a B' oznacza pochodną wektora indukcji magnetycznej. Zachowanie się pola napięcia na elektrodach uzwojenia jest określone przez prawo indukcji Faradaya:

$$\oint_C E * dl = - \int_S \dot{B} * ds$$

W celu uzyskania bezwzględnej wartości B , na rys. 6.1 wyjście cewki podane jest na skonstruowany przy pomocy wzmacniacza operacyjnego układ całkujący. Napięcie mierzone na wyjściu takiego układu można w prosty sposób wyrazić jako:

$$V_0 = \frac{NAB}{RC}$$

Przy analizie problemu należy również pamiętać, że układ cewki i wzmacniacza nie są odseparowane od otoczenia i na wartość napięcia wyjściowego będą mieć również wpływ impedancje wejściowe i wyjściowe poszczególnych elementów układu.



Rys. 6.1 Zastosowanie prostego uzwojenia do magnetycznych pomiarów plazmowych

Kolejną istotną cechą prezentowanego układu jest to, że mierzona wartość napięcia jest wartością uśrednioną dla pola na obszarze odpowiadającym powierzchni zwoju.

6.2.2 Cewka Rogowskiego

Spośród różnych konfiguracji uzwojeń służących pomiarom magnetycznym szczególne znaczenie posiada taka, w której uzwojenie przyjmuje postać toroidalną, która nazywana jest cewką (lub pasem) Rogowskiego. Urządzenie tego typu przedstawione jest na rys. 6.2. W przypadku cewki tego typu można z dobrym przybliżeniem założyć, że zmiany jednorodności pola magnetycznego na małym przekroju uzwojenia A są zdecydowanie mniejsze niż zmiany na dużym przekroju torusa, czyli:

$$|\nabla B|/B \ll n,$$

W związku z tym wypadkowy strumień może być wyrażony za pomocą całki:

$$\Phi = n \oint_A d\mathbf{A} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$$

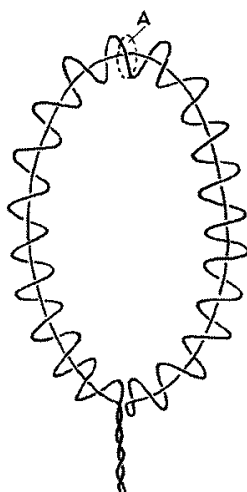
Gdzie $d\mathbf{l}$ odpowiada całkowaniu wzdłuż dużego obwodu toroidu.

Na podstawie prawa Ampera można teraz wyrazić całkę krzywoliniową z pola jako iloczyn prądu i przenikalności magnetycznej, a co za tym idzie wyrazić zależność strumienia Φ od prądu wzorem:

$$\Phi = nA\mu I$$

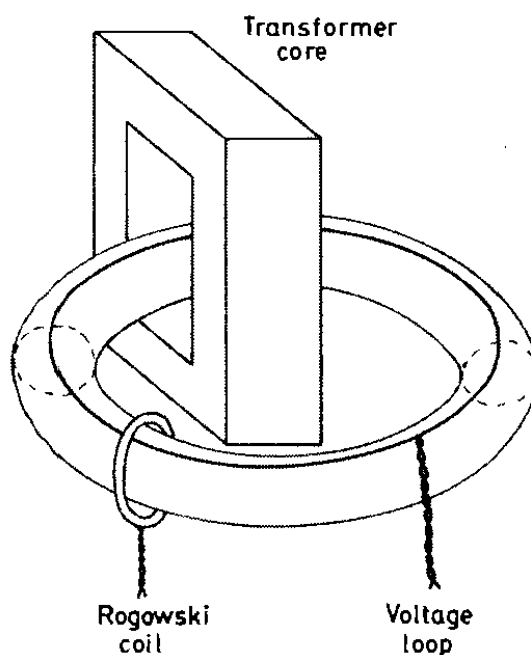
Wiedząc, że napięcie na cewce jest proporcjonalne do pochodnej strumienia można teraz napisać, że:

$$V = \dot{\Phi} = nA\mu \dot{I}$$



Rys. 6.2 Cewka Rogowskiego, Hutchinson, 2002

Funkcjonując w ten sposób cewka Rogowskiego pozwala na bezpośredni pomiar całkowitego prądu płynącego przez obszar o przekroju wyznaczonym przez kształt swojego uzwojenia. Pomiary tego typu mogą być szczególnie użyteczne w urządzeniach typu z-pinch bądź toroidalnych pęłapkach magnetycznych.



Rys. 6.3 Schemat prowadzenia badań cewką Rogowskiego i pętlą napięciową na urządzeniu toroidalnym, Hutchinson, 2002

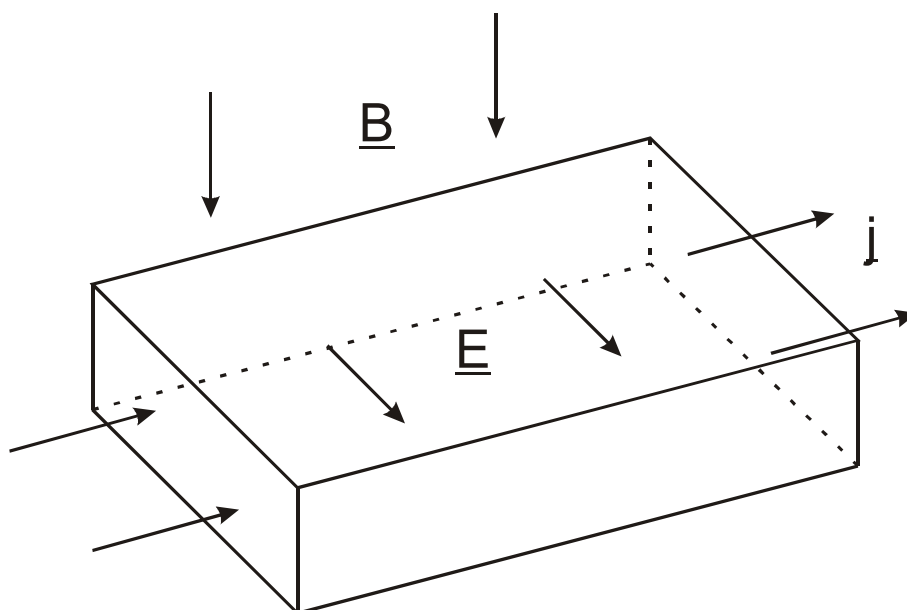
Na rys. 6.3 przedstawiony jest układ w którym cewka Rogowskiego w połączeniu z tzw. Pętlą napięciową pozwala na wyznaczenie prądu oraz napięcia w plazmie toroidalnej. Dzięki tego typu pomiarom wyznaczyć można impedancję, moc ogrzewania omowego, indukcyjność plazmy, jej ciśnienie oraz lokalne pole elektryczne.

6.2.3 Pomiary za pomocą efektu Halla

Czujniki pola magnetycznego opisane powyżej, których działanie opiera się na wyindukowaniu siły elektromotorycznej w uzwojeniu są kłopotliwe w związku z naturalnym wymogiem zmienności pola magnetycznego w obszarze obejmowanym przez cewkę. Urządzeniem, w którym problem tego typu nie istnieje jest czujnik efektu Halla

Efekt Halla jest zasadniczo efektem plazmowym i wiąże się z oddziaływaniem siły Lorentza na posiadające ładunek cząsteczki poruszające się w polu magnetycznym. Schematycznie działanie urządzenia przedstawione jest na rys. 6.4.

Jak pokazano na rys. 6.4 w półprzewodnikowym detektorze ruch nośników prądu jest odchylany w sposób prostopadły do j oraz B , przy czym nośniki o znakach przeciwnych są odchylane w przeciwnych kierunkach. Prowadzi to do separacji ładunków, a w konsekwencji wytworzenia prostopadłej do kierunku sił pola magnetycznego i przepływu prądu siły elektromotorycznej związanej z polem elektrycznym, które w efekcie kompensuje siłę Lorentza.



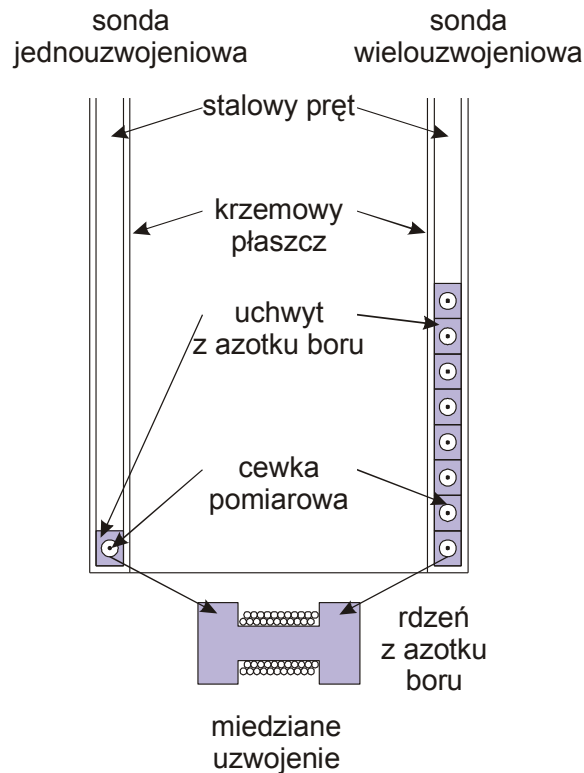
Rys. 6.4 Schematyczny rozkład wektorów pól i prądu w detektorze Halla

Mimo wymienionej w pierwszym akapicie zalety, zastosowanie czujników Halla w diagnostyce plazmy jest dość ograniczone ze względu na ich podatność na zakłócenia elektromagnetyczne i nieliniową odpowiedź na wysokie pola magnetyczne. Cechą wielu rodzajów plazm jest też ich impulsowy charakter, który faworyzuje zastosowanie wyposażonych w integratory czujników cewkowych. Niemniej jednak znaczenia czujników *Halla* nie należy marginalizować ze względu na ich czułość, kompaktowy charakter i energooszczędność, które czynią je dobrze dostosowanymi do zastosowań w urządzeniach w przestrzeni kosmicznej.

6.2.4 Pomiary przy użyciu sond magnetycznych

W niektórych sytuacjach, kiedy plazma nie jest ani zbyt wysokoenergetyczna, aby zniszczyć materiał sondy, ani sama sonda nie wprowadza zbyt dużych zaburzeń znaczącozakłócających parametry plazmy, możliwe jest prowadzenie pomiarów magnetycznych przy użyciu wewnętrznych sond. W celu minimalizacji ryzyka uszkodzeń oraz ingerencji w zachowanie się ośrodka sondy magnetyczne najczęściej zamykane są w termicznie wytrzymałych próżniowych obudowach izolacyjnych.

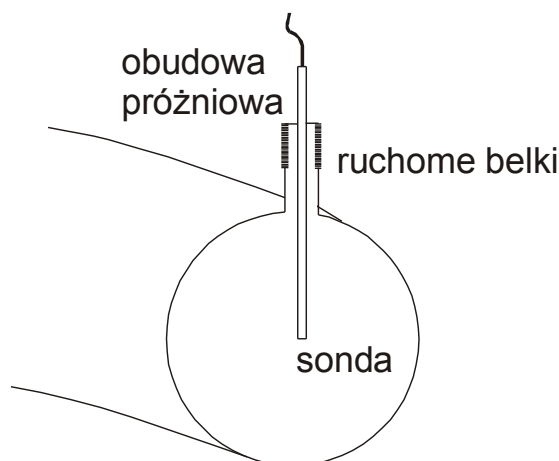
Typowa konstrukcja sondy magnetycznej przedstawiona jest na rys. 6.5, natomiast typowy układ pomiarowy pokazany jest na rys. 6.6. W konfiguracji przedstawionej na rysunku można wykonywać pomiary poloidalnego rozkładu pola w tokamaku jak również jego ewolucji czasowej.



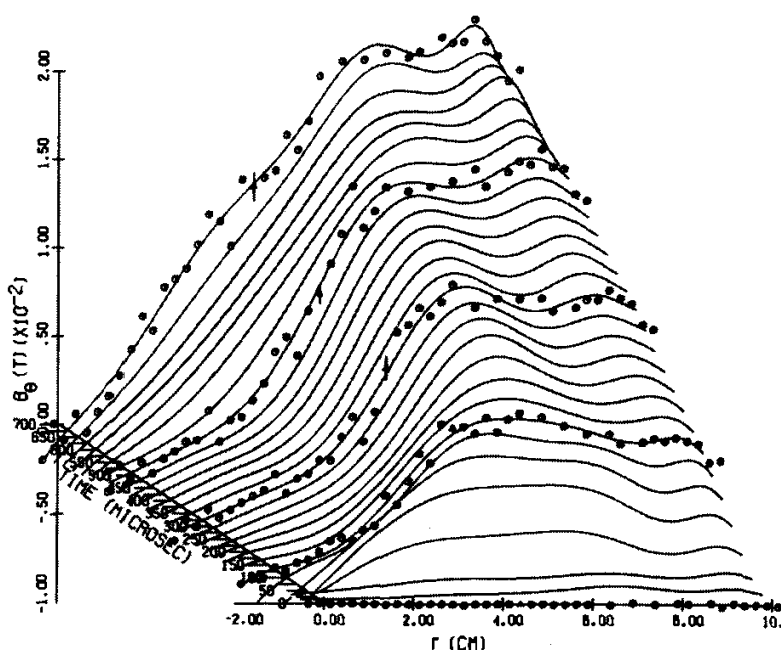
Rys. 6.5 Typowe konstrukcje sond magnetycznych

Na rys. 6.7 przedstawione są przykładowe pomiary uzyskane w konfiguracji z rys. 6.6. Kształty kolejnych krzywych uzyskane są przy pomocy wielomianowego dopasowania do punktów uzyskanych na podstawie jednopunktowych pomiarów sondą magnetyczną w ustalonym miejscu i czasie.

Pomiary sondami magnetycznymi mogą być prowadzone na dużych układach, w których powodowane przez nie zaburzenia plazmy mają mały wpływ na całokształt zjawisk w niej zachodzących. W opisywanych przypadkach można założyć, że indukowanie prądu (w urządzeniu toroidalnym) zachodzi w całym obszarze plazmy i jej drobne lokalne zaburzenie w okolicach sondy nie wnosi większych zmian zachowania ośrodka.



Rys. 6.6 Układ pomiarowy z wykorzystaniem sondy magnetycznej w urządzeniu toroidalnym



Rys. 6.7 Ewolucja poloidalnego rozkładu pola w tokamaku zmierzona za pomocą sond magnetycznych, Hutchinson, 2002

6.3 Diagnostyki korpuskularne (strumieni cząstek)

W celu zbadania właściwości cząstek biorących udział w pewnym zjawisku (jakim może być np. ewolucja plazmy) najbardziej naturalnym sposobem wydaje się być bezpośrednie zmierzenie ich właściwości takich jak koncentracja, masa, ładunek przez zebranie ich za pomocą dostosowanej do badanego ośrodka i wielkości mierzonej sondy.

Podejście takie było pierwszym jakie zostało zastosowane do pomiarów plazmy już przez I. Langmuire i doprowadziło do opracowania prostego lecz skutecznego przyrządu pomiarowego – sondy Langmuire'a, która zostanie opisana w następnym podpunkcie.

Podobnie jak w przypadku poprzednio opisanych sond magnetycznych i tutaj pojawia się problem ingerencji w badany ośrodek, tym większy, ze tym razem należy „wyprowadzić” z niego pewną ilość cząsteczek. W związku z tym tendencjami w rozwoju tego typu diagnostyk jest ich minimalizacja oraz dostosowanie do indywidualnego charakteru prowadzonych pomiarów. Doskonałym przykładem tego typu wysiłków jest opracowanie

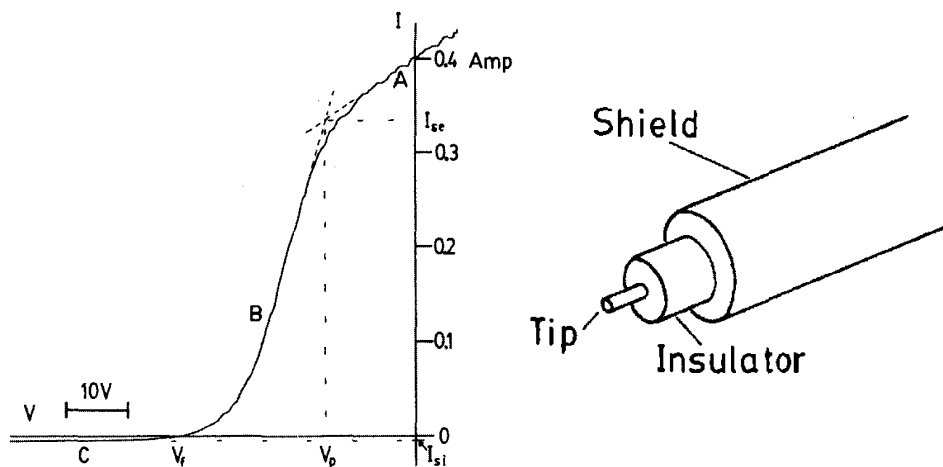
wyspecjalizowanych diagnostyk dla plazmy laserowej, które zostaną przedstawione po opisanu sond Langmuire'a.

6.3.1 Sonda Langmuire'a

Mimo prostej budowy sonda Langmuire'a jest skutecznym narzędziem do charakteryzacji plazmy szczególnie pod względem możliwości pomiaru koncentracji i temperatury elektronowej jak również elektrycznego potencjału plazmy. Pomiarów za pomocą sondy Langmuire'a przedstawionej na rys. 6.8 (z prawej) dokonuje się przez umieszczenie jej w plazmie i mierzenie wyjścia prądowego podczas zmiany napięcia polaryzującego. Typowa charakterystyka przedstawiona jest również na rys. 6.8 (z lewej). Można ją podzielić na 3 zakresy:

- zakres A – potencjał przyłożony jest wyższy od potencjału plazmy na skutek czego wartość prądu elektronowego osiąga wartość nasycenia (wszystkie elektrony są wychwytywane),
- zakres B – przyłożony potencjał znajduje się pomiędzy potencjałem plazmy, a potencjałem odcięcia (zapobiegającym zbieraniu jakichkolwiek elektronów) – w zakresie tym mierzony prąd zmienia się wraz ze zmianami napięcia polaryzującego
- zakres C – potencjał przyłożony do sondy jest niższy niż potencjał odcięcia i obecna jest jedynie składowa jonowa sygnału, która nasycy się na pewnej wartości.

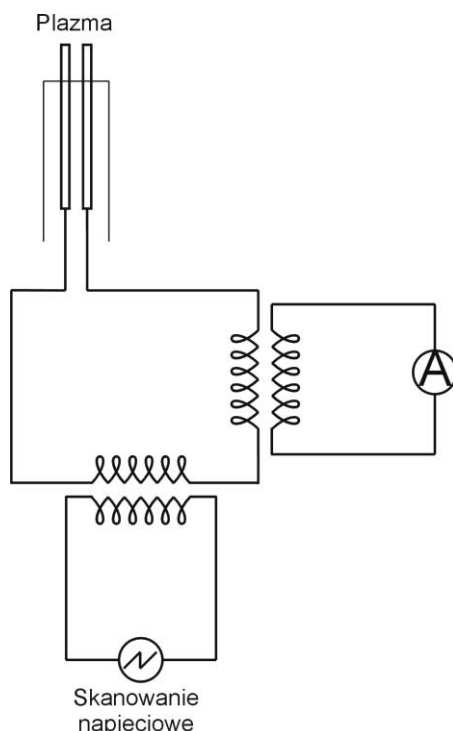
Należy zwrócić uwagę, że składowa elektronowa sygnału mierzonego przez sondę Langmuire'a jest większa od składowej jonowej ze względu na mniejszą masę, a w konsekwencji większą ruchliwość nośników ładunku ujemnego.



Rys. 6.8 Charakterystyka napięciowo prądowa plazmy zarejestrowana za pomocą sondy Langmuire'a oraz konstrukcja tego typu sondy, Hutchinson, 2002.

Układ pomiarowy nazywany układem podwójnej sondy z pływającym potencjałem, w którym przedstawiony jest na rys. 6.9. Sygnał polaryzujący dostarczony jest z uzwojenia wtórnego transformatora, którego uzwojenie pierwotne zasilane jest z generatora funkcyjnego. Prąd wypływający z sondy również zbierany jest za pomocą transformatora pomiarowego. W układzie takim można uniknąć niszczącego wpływu dużego prądu elektronowego, gdyż mimo przyłożonej do sond zewnętrznych potencjałów, obwód zamyka się przez plazmę i prąd różnicowy nie może przekroczyć prądu nasycenia jonów.

Ciekawymi wariantami diagnostyki w pewien sposób wywodzącymi się z sondy Langmuire'a są kolektory jonów przeznaczone dla diagnostyki plazmy laserowej, które zostaną opisane w następnym punkcie.



Rys. 6.9 Układ dwu-sondowy z pływającym potencjałem

6.3.2 Kolektor jonów (puszka Faradaya)

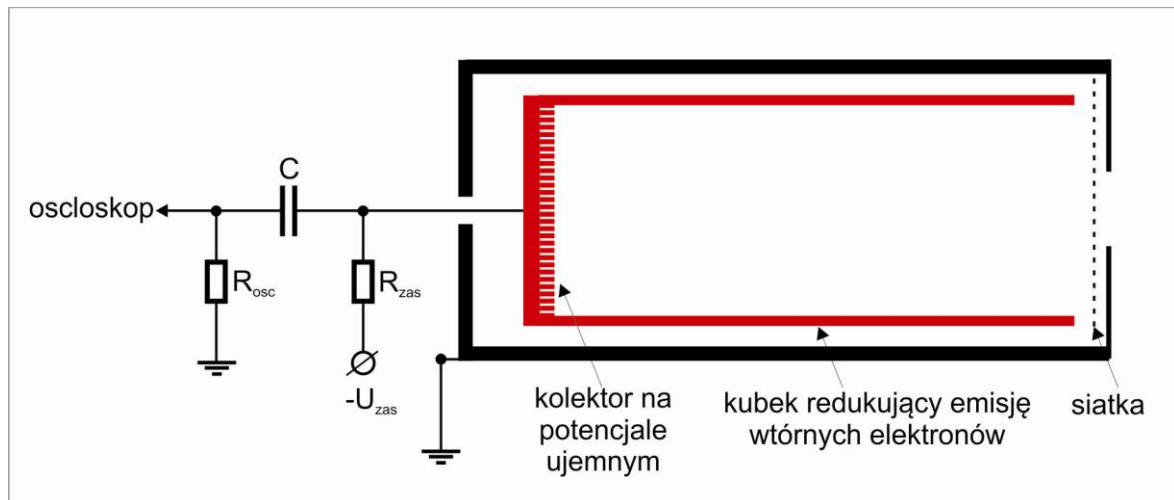
Niekiedy, a zwłaszcza w przypadku pomiarów plazmy laserowej można pozwolić sobie na zbieranie cząsteczek będących produktami badanego zjawiska (tj. oddziaływania lasera z tarczą z ciała stałego) bez ingerencji w samo zjawisko ze względu na możliwość separacji przestrzennej zjawiska od diagnostyki. W przypadku zachodzącego w komorze próżniowej oddziaływania laser-tarcza, w czasie oddziaływania trwającego przez czas rzędu femto do mikrosekund uwalniane są elektrony i jony, które opuszczając obszar oddziaływania niosą informację o jego przebiegu.

Cząsteczki te, najczęściej jony mogą być zdetekowane przez czujniki umieszczone w pewnej odległości, np. na porcie używanej do prowadzenia eksperymentu komory próżniowej.

Schemat typowego kolektora jonów przedstawiony jest na rys. 6.10, a przykładowy układ pomiarowy uzupełniony innymi diagnostykami jonowymi (elektrostatyczny analizator energii jonów zostanie opisany w następnym punkcie) na rys. 6.11. W układzie tego typu, który służy do pomiarów prądu jonowego odseparowanie elektronów realizowane jest za pomocą statycznego pola elektrostatycznego w obszarze znajdującym się za uziemioną siatką separacyjną, a samym kolektorem na potencjale ujemnym. Potencjalnym zakłóceniem może być jednak wtórna emisja elektronów pod wpływem podających jonów, czemu można zapobiegać stosując zaawansowane konfiguracje pola oraz kształtów elektrod (np. kolektory o kształcie plastra miodu lub filtry magnetyczne, kolektor ringowy, kolektor kubkowy – rys. 6.10).

Czasowa synchronizacja kolektorów jonów odbywa się dzięki występowaniu zjawiska tzw. fotopiku. Wiąże się ono z fotojonizacją materiału kolektora pod wpływem docierającego do niego impulsu promieniowania elektromagnetycznego, zwłaszcza promieni X, które są emitowane z tarczy w momencie dotarcia do niej impulsu laserowego. Ze względu na to, że

skala czasowa zjawisk jonowych jest znacznie dłuższa od czasu przelotu fotonów od tarczy do kolektora (które dzieli dystans z reguły rzędu metra) synchronizacja ta jest bardzo dokładna.

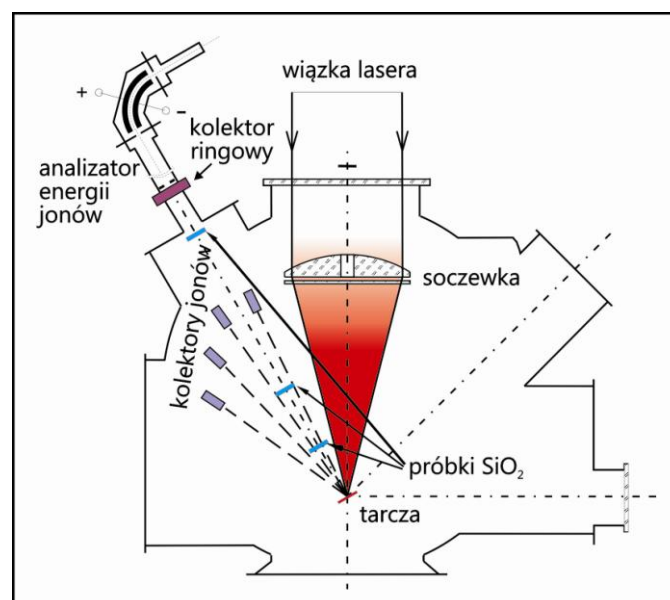


Rys. 6.10 Schemat kolektora jonów, M. Rosinski, 2012

Gęstość prądu jonowego j_i na kolektorze (zaniedbując zjawisko wtórnej emisji elektronowej z kolektora) wyraża się zależnością

$$j_i = en_e v = ev \sum_{k=0}^{z_{max}} z_k n_{i,k}$$

gdzie n_e - koncentracja elektronowa, $0 \leq k \leq z_{max}$ - krotność jonizacji, Z - liczba atomowa pierwiastka, $n_{i,k}$ - koncentracja jonowa jonów k -krotnie zjonizowanych, v - prędkość jonu, z_k - krotność jonizacji k -tego rodzaju jonu.



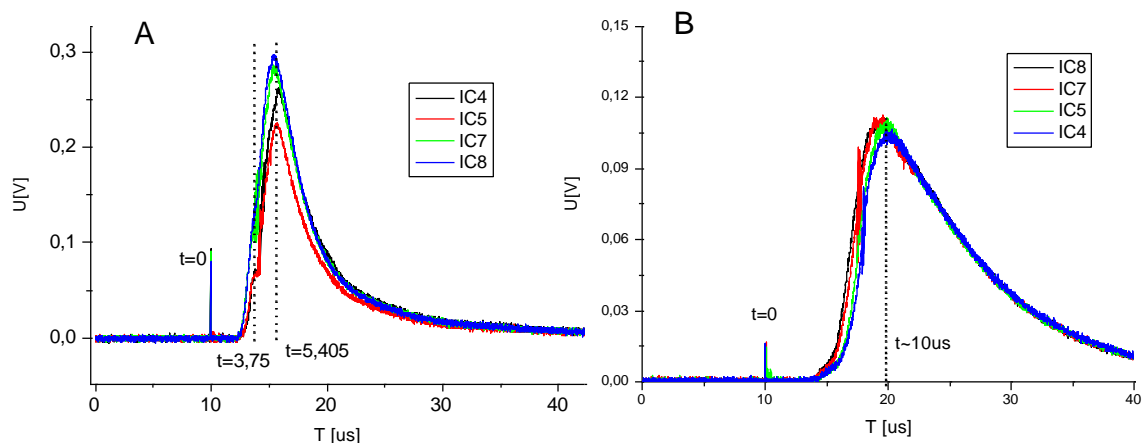
Rys. 6.11 Układ eksperymentalny wykorzystujący diagnostykę jonów w celu optymalizacji, M. Rosinski, 2012

Mierzony, z reguły przy pomocy oscyloskopu sygnał napięciowy odpowiadający kolektorowemu prądowi jonowemu pozwala na wyznaczenie rozkładu energetycznego jonów,

a jeżeli, jak na rys. 6.11, używa się zestawu kilku kolektorów, można uzyskać kątowy rozkład energetyczny rozlatujących się jonów.

Pomiary jonowe plazmy laserowej mogą być bardzo dobrze uzupełnione przez dodatkowe zastosowanie elektrostatycznego analizatora energii jonów, który jest opisany w następnym rozdziale.

Przykładowe wyniki pomiarów zrealizowane przy wykorzystaniu kolektorów jonów przedstawione są na rys. 6.12.



Rys. 6.12 Sygnały zarejestrowane kolektorami jonów przy ostrym (A - gęstość mocy lasera $\sim 0,7 \cdot 10^{10}$ W/cm²) i średnim (B - gęstość mocy lasera $\sim 1,5 \cdot 10^9$ W/cm²) ogniskowaniu lasera na elemencie limitera z tokamaka TEXTOR, P. Gasior, 2012

6.3.3 Elektrostatyczny analizator energii jonów

Elektrostatyczny cylindryczny analizator energii jonów (rys. 6.13) wykorzystuje układ elektrostatycznego deflektora jonów o kącie najczęściej 90°, a jego działanie polega na ugięciu toru przelotu i przyspieszenia jonów, które zależy od stosunku ładunku do masy. Element deflekcyjny stanowi wycinek dwóch koaksjalnych metalowych okładek kondensatora cylindrycznego o promieniach okładki zewnętrznej i wewnętrznej równych odpowiednio, R1 i R2, utrzymywanych na potencjałach, równych odpowiednio, V1 i V2.

Separacja cząsteczek o określonym stosunku ładunku do masy uzyskiwana jest z uwagi na to, że czas przelotu jonu t odległości L od źródła (tarczy) do detektora analizatora będącego na zerowym potencjale, dany jest wzorem:

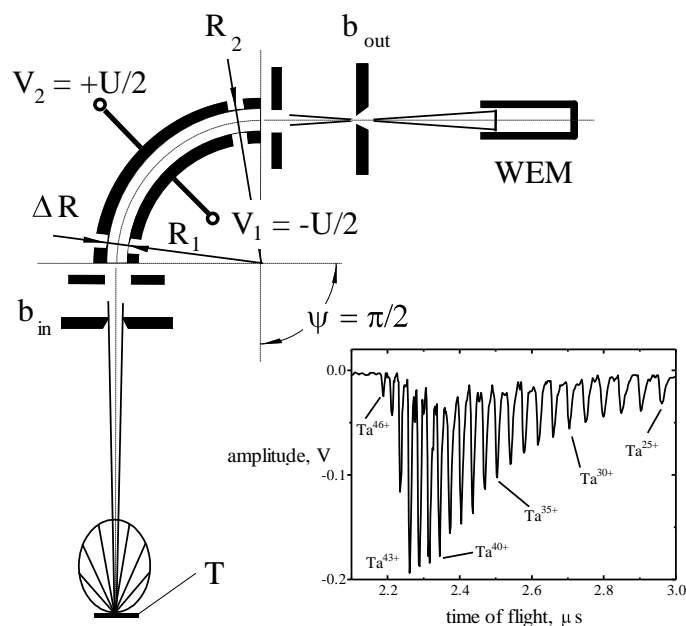
$$t = L \sqrt{M_i / eE_i} = L \sqrt{M_i / eez\kappa U} ,$$

gdzie $\kappa = R_0 / (2\Delta R)$ jest tzw. stałą geometryczną analizatora, natomiast U napięciem między okładkami elementu deflekcyjnego, M_i masą jonu, a z jego stanem jonizacji.

Rozdzielczość masowa urządzenia może być wyrażona wzorem:

$$\frac{M_i}{\Delta M_i} = \frac{t}{2\Delta t}$$

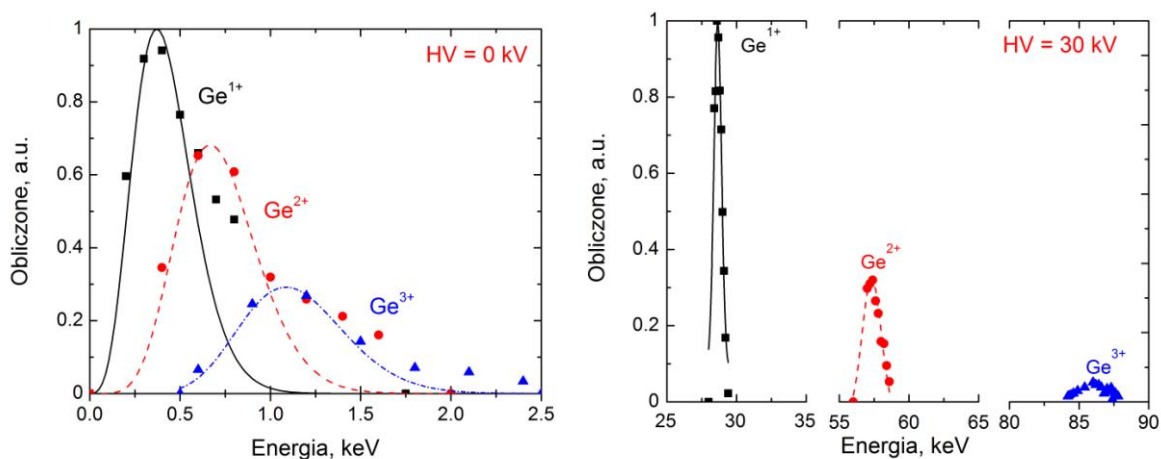
dzięki czemu można ją zwiększyć wydłużając czas przelotu jonów. Z reguły w pomiarach zwiększenie rozdzielczości wraz odbywa się przez zwiększenie różnicy potencjałów elektrod odchyłających. Taka poprawa rozdzielczości wiąże się ze zmianą zakresu pomiarowego w dziedzinie z/m .



Rys. 6.13 Elektrostatyczny analizator energii jonów oraz widmo uzyskane za jego pomocą, M. Rosinski, 2012

Jako detektory w przypadku pomiarów tego typu urządzeniami wykorzystywane są otwarte powielacze elektronów, a sygnał, podobnie jak w przypadku kolektorów jonów, rejestrowany jest przy pomocy oscyloskopu.

Dzięki zastosowaniu elektrostatycznego analizatora jonów można prowadzić jakościową analizę składu chemicznego, próbek, a dzięki połączeniu z diagnostyką opartą na kolektorach jonów można przeprowadzić rekonstrukcję sygnałów kolektorowych jak to pokazuje rys. 6.14, na którym przedstawiona jest rekonstrukcja impulsów jonowych przeprowadzona w celu porównania rozkładów energetycznych jonów w układzie bezpośredniego oddziaływania laser tarcza i układu, w którym jony były dodatkowo przyspieszane polem elektrostatycznym.



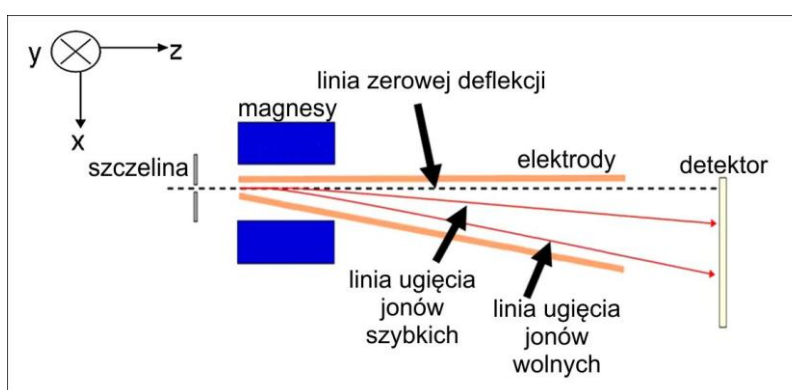
Rys. 6.14 Rekonstruowane rozkłady energetyczne jonów Ge poszczególnej krotności jonizacji wyznaczone z wykorzystaniem widm jonów zarejestrowanych za pomocą IEA w układzie bezpośrednim (z lewej) o przy zastosowaniu układu elektrostatycznego przyspieszania jonów przy potencjale 30 kV (z prawej), M. Rosinski, 2012

6.3.4 Spektrometr masowy parabol Thomsona

W spektrometrze masowym rejestrującym parabole Thomsona wiązka jonów porusza się w kierunku prostopadłym do prostopadle skrzyżowanych pól elektrycznego i magnetycznego. Na skutek oddziaływania z polem, wiązka jonów zostaje odchylona zgodnie z zależnością:

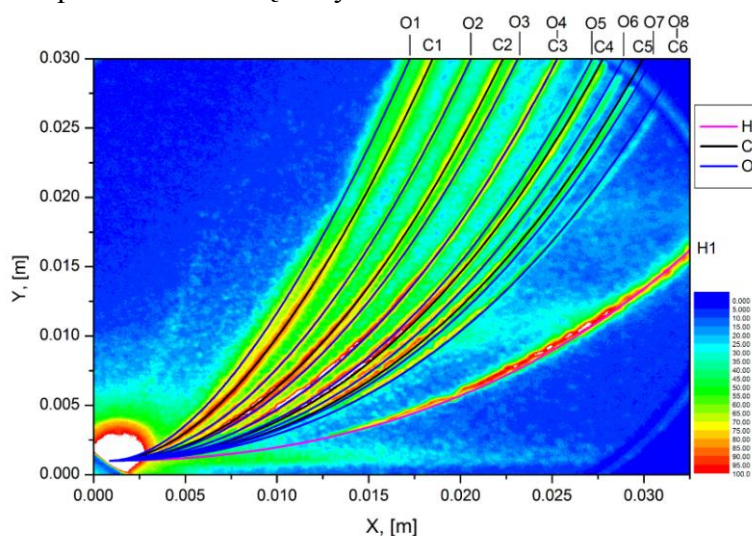
$$y^2 = \frac{qB^2 l D}{mE} x$$

w którym x i y wyrażają odchylenia spowodowane odpowiednio polem elektrycznym i magnetycznym, E i B określają amplitudy tych pól, l jest długością, na której zachodzi oddziaływanie, D jest odległością między końcem obszaru oddziaływania z polem a detektorem, natomiast q i m są ładunkiem i masą odchylanej cząsteczki. Przykładowa konstrukcja takiego spektrometru przedstawiona jest na rys. 6.15.



Rys. 6.15 Konstrukcja spektrometru masowego z rejestracją parabol Thomsona, M. Rosinski 2012.

Dzięki rejestracji parabol Thomsona dokonywanego z reguły za pomocą kliszy lub kamery, podobnie jak przy zastosowaniu elektrostatycznego analizatora jonów można rozdzielić poszczególne pierwiastki oraz ich jonizacji. Podobnie jak w przypadku elektrostatycznego analizatora jonów, spektrometr z rejestracją parabol Thomsona znalazł zastosowanie w diagnostyce plazmy laserowej. Przykładowe wyniki uzyskane za pomocą takiego urządzenia przedstawione są na rys. 6.16.



Rys. 6.16 Przykładowe widmo zarejestrowane przez spektrometr z rejestracją parabol Thomsona dla próbki grafitowej uzyskane na układzie PALS, M. Rosinski 2012

6.4 Diagnostyki współczynnika załamania

Jak zostało to już napisane w poprzednich rozdziałach dotyczących podstaw fizyki plazmy oddziaływanie fal elektromagnetycznych z tego typu ośrodkiem może posiadać dość skomplikowany charakter, w szczególności jeżeli plazma jest namagnesowana i staje się przez to anizotropowa. Mimo tego skomplikowania oddziaływania te mogą być nośnikiem informacji możliwej do pozyskania bez konieczności zaburzania plazmy jak to z reguły miało miejsce w przypadku diagnostyk korpuskularnych. Jest to możliwe jeżeli amplituda fali jest wystarczająco mała by nie zaburzać zachowania się plazmy, co najczęściej jest możliwe do realizacji.

Podstawowymi wielkościami, które mogą być mierzone za pomocą diagnostyk opartych o badanie oddziaływania fali elektromagnetycznej z plazmą są współczynnik załamania oraz zmiana polaryzacji fali. Wielkościami plazmowymi, które mogą być wyznaczone na podstawie wskazań tego typu diagnostyk są gęstość elektronowa oraz pole magnetyczne.

6.4.1 Pomiary gęstości elektronowej – interferometria

Doskonałą techniką pozwalającą z bardzo dobrą dokładnością mierzyć zmiany współczynnika załamania ośrodka jest interferometria. Technika to polega na przepuszczeniu przez ośrodek wiązki, która następnie interferuje z wiązką odniesienia, a obraz interferencyjny zależy od zmian fazowych wprowadzonych przez oddziaływanie z ośrodkiem, które jest określone przez jego współczynnik załamania. Wartość współczynnika załamania może być wyprowadzona z równania dyspersyjnego i zależy od gęstości elektronowej zgodnie z zależnością:

$$N^2 = 1 - \omega_p^2/\omega = 1 - n_e/n_c$$

gdzie n_e to gęstość elektronowa badanego ośrodka, a n_c to gęstość krytyczna.

W przypadku gdy gęstość jest znacznie mniejsza od gęstości krytycznej wyrażenie (x) można dobrze przybliżyć za pomocą:

$$N = 1 - \frac{1}{2} \left(n_e / n_c \right)^2$$

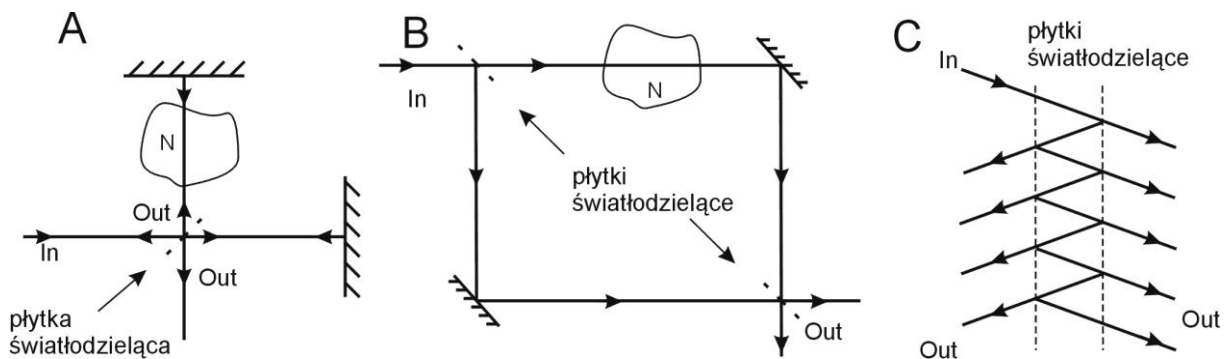
Pomiary sprowadzają się więc do pomiaru przesunięcia fazowego, które przyjmuje postać:

$$\Delta\phi = \frac{-\omega}{2cn_c} \int n_e dl$$

W przypadku gdy gęstość przekracza gęstość krytyczną fala nie jest propagowana w ośrodku i interferometr nie może pełnić swojej funkcji.

W diagnostyce plazmy wykorzystywane mogą być różne konfiguracje interferometryczne. Na rys. 6.17 przedstawiono trzy przykładowe.

Pomiary przesunięcia fazowego interferujących fal obarczone są niepewnością związaną z okresowością funkcji cosinus. Innym istotnym problemem są zmiany amplitudy wiązki obiektowej związane z tłumieniem oraz załamaniem. W celu prostego złagodzenia drugiego z tych problemów można posłużyć się równoczesną obserwacją obu wiązek wyjściowych, których suma przy założeniu bezstratności płytki światłodzielącej jest równa całkowitej mocy wiązki w obu ramionach interferometru. Sposób ten jest prosty jednak nie rozwiązuje pierwszego z przedstawionych problemów, czyli niejednoznaczności polegającej na możliwym przesunięciu o wielokrotność 2π .

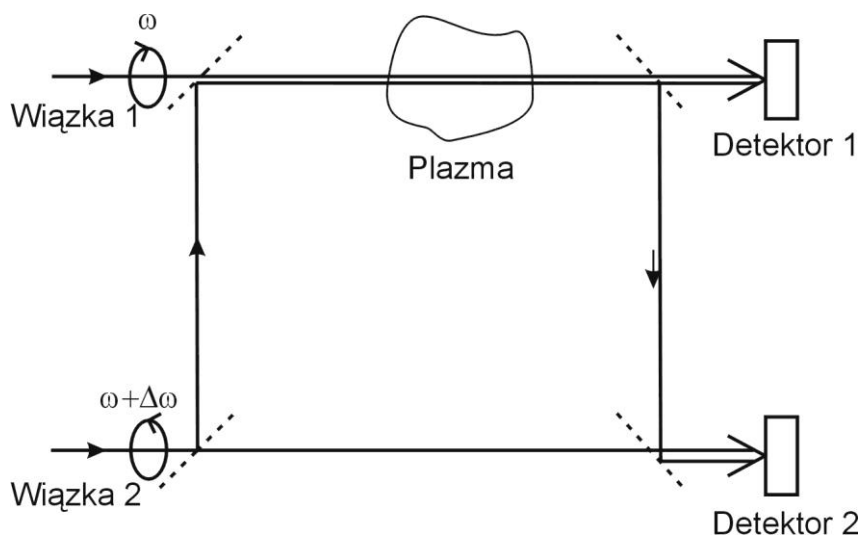


Rys. 6.17 Układy interferometryczne mogące znaleźć zastosowanie w układach plazmowych a) Michelsona, b) Macha – Zehndera c) Fabry’ego-Perota

Rozwiązaniem umożliwiającym uniknięcie obu z problemów jest modulacja częstotliwościowa sygnałów. W takim przypadku częstotliwość fali zmienia się wraz z tempem zmian fazy, a zatem zmianę fazy można przenieść do dziedzinie częstotliwości. W celu zdetekowania sygnałów w tej dziedzinie możemy posłużyć się technikami znanymi z detekcji radiowej, np. układem heterodynowym, w którym mierzone jest przesunięcie fazy sygnału różnicowego o znacznie dłuższym okresie, który powinien odpowiadać skali mierzonego zjawiska.

6.4.2 Pomiary pola magnetycznego – interferometria z polarymentrią

W układzie heterodynowym możliwe jest mierzenie pozwalające na wyznaczenie pola magnetycznego dzięki występowaniu efektu Faradaya, którego intensywność związana jest ze składową pola magnetycznego równoległego do kierunku propagacji fali, a który związany jest ze skręceniem polaryzacji fali. W układzie przedstawionym na rys. 6.18 przez plazmę przechodzą wiązki, z których jedna jest zmodulowana częstotliwościowa. Mierzona na dwóch detektorach różnica faz odpowiada przesunięciu polaryzacji wprowadzonemu przez efekt Faradaya, oraz współczynnikowi załamania, który pozwala na wyznaczenie koncentracji elektronowej, koniecznej do uwzględniona przy wyznaczaniu pola magnetycznego.



Rys. 6.18 Heterodynowy układ do pomiaru zmian polaryzacji i współczynnika załamania w celu wyznaczenia pola magnetycznego w plazmie.

Jako źródła fali elektromagnetycznej w interferometrii i polarymetrii plazmy należy wykorzystywać lasery zapewniające odpowiednią koherencję czasową i przestrzenną. Jako rejestratory wykorzystywane są klisze oraz kamery.

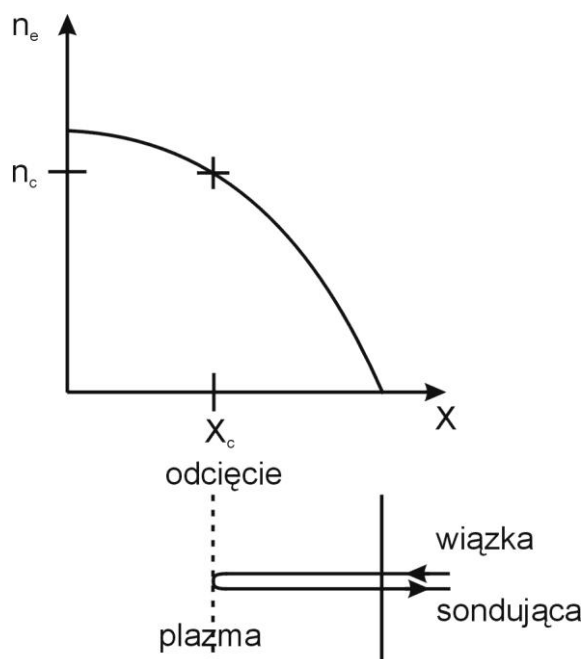
6.4.3 Reflektometria

Rozpatrywane jak dotąd układy interferometryczne wykorzystywały transmisję fali przez ośrodek plazmowy, co było możliwe dla fal elektromagnetycznych o częstotliwości wyższej od częstotliwości odcięcia. Fala o częstotliwości niższej od częstotliwości odcięcia może być natomiast wykorzystana w innego rodzaju układzie również opartego na pomiarach fazy – reflektometrii. W wariacie tym fala z reguły propaguje się wewnątrz plazmy o rosnącej gęstości na skutek czego w pewnym momencie napotyka obszar o gęstości krytycznej od którego następuje odbicie.

Fala może propagować się w ośrodku gdy:

$$X \equiv \frac{\omega_p^2}{\omega^2} > 1$$

Propagacja fali w plazmie przy pomiarach reflektometrycznych przebiega tak jak na rys. 6.19.



Rys. 6.19 Idea pomiarów reflektometrycznych w plazmie o zmiennej gęstości

Pozornie idea reflektometrii plazmy przypomina swoim działaniem radar, ponieważ i w tym wypadku badamy fazę lub przesunięcie prędkości grupowej odbitej od pewnego obiektu w oddaleniu, jednak zasadniczą różnicę stanowi w reflektometrii konieczność uwzględnienia zmian współczynnika załamania na całej drodze oddziaływania wiązki sondującej z plazmą. Innymi słowy przesunięcie fazy odbitej wiązki zawiera informacje wpływie współczynnika załamania (zależącego od koncentracji elektronowej oraz pola magnetycznego) scałkowanym na drodze od brzegu plazmy do obszaru o koncentracji krytycznej. W przypadku jednoczęstotliwościowej reflektometrii miejsce na którym następuje odbicie nie jest jednoznaczne do identyfikacji za pomocą pomiaru przesunięcia fazowego. W celu dokonania identyfikacji konieczny jest pomiar dla różnych częstotliwości, najlepiej wielu.

Rozważania dotyczące możliwości identyfikacji miejsca odcięcia oraz rekonstrukcji profilu koncentracji metodą reflektometrii prowadzą do wniosku, że wielkością użyteczniejszą od przesunięcia fazy jest w przypadku pomiarów reflektometrycznych opóźnienie grupowe. W celu przeprowadzenia takiego pomiaru sygnał sondujący musi być zmodulowany amplitudowo, natomiast w układzie pomiarowym zdejmowana jest obwiednia powracającego sygnału na podstawie której można wyznaczyć wymienione wyżej wielkości.

W przypadku reflektometrii istotne jest zrozumienie zalet i wad metody w celu wykorzystania jej lub nie w zależności od charakteru potencjalnego zastosowania. Należy przy tym zwrócić uwagę, że podstawową jej wadą jest niestosowalność do badań plazmy o niemotonicznym rozkładzie koncentracji. W przypadku takich plazm należy więc zdecydować się na zastosowanie interferometrii.

Zaletą reflektometrii jest bardzo duża czułość pozwalająca na obserwacje fluktuacji plazmy nawet w bardzo krótkiej skali czasowej (np. pomiary koncentracji plazmy brzegowej zrealizowane za pomocą reflektometrii z rozdzielczością czasową 30 μ s), a ponadto dobra rozdzielczość przestrzenna metody wynikająca z możliwości „znalezienia” punktu odcięcia, w którym zachodzi odbicie.

6.5 Diagnostyki promieniowania EM emitowanego przez wolne elektrony

Posiadając ładunek, elektrony oddziałują ze stale obecnymi w plazmie polami magnetycznymi i elektrycznymi, które wpływają na ich ruch, a przez to, nadając przyspieszenie prowadzą do emisji promieniowania elektromagnetycznego. Promieniowanie to niesie istotne wiadomości o parametrach plazmy i można dzięki niemu mierzyć takie wielkości jak koncentracja i temperatura elektronów i jonów.

Ze względu na zjawiska fizyczne prowadzące do różnego rodzaju aktów emisji promieniowania możemy wyróżnić następujące rodzaje promieniowania:

- promieniowanie cyklotronowe emitowane przez elektrony poruszające się po orbitach wynikających z oddziaływaniem z polem magnetycznym. Emisja wynika z przyspieszenia charakterystycznego dla ruchu po okręgu,
- promieniowanie hamowania (z niemieckiego nazywane Bremsstrahlung) pojawiające się na skutek oddziaływania z (często gwałtownie zmiennym) polem elektrycznym hamującym lub przyspieszającym elektron. Źródłem pola elektrycznego są propagowane w ośrodku fali, jak również same obecne w ośrodku jony wytwarzające pole kulombowskie.
- promieniowanie Czerenkowa emitowane gdy elektron porusza się z prędkością większą od prędkości światła w ośrodku.

Pomiary i diagnostyki związane z poszczególnymi rodzajami promieniowania przedstawione są w kolejnych podpunktach.

6.5.1 Emisja promieniowania cyklotronowego

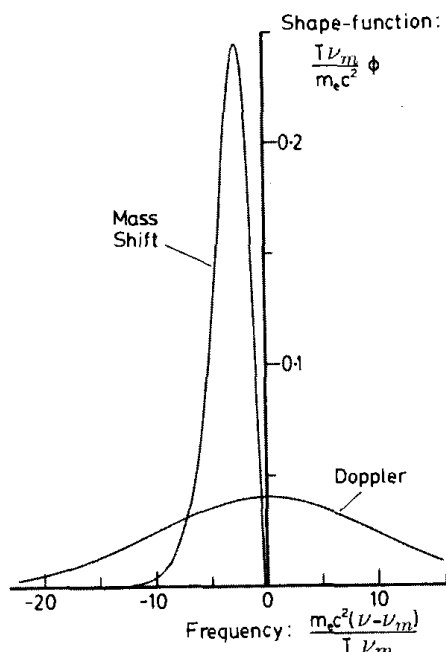
Na emisję promienia cyklotronowego z plazmy wpływ mają koncentracja elektronowa oraz pole magnetyczne, które ustalają intensywność oraz częstotliwość z jakimi zachodzi wypromieniowanie energii. Charakterystyka zjawiska zależy jednak również od innych parametrów plazmy, które wywierają wpływ na mechanizmy poszerzenia widmowego emitowanych linii rezonansowych (podstawowa częstotliwość promieniowania i jej harmoniczne). W przypadku emisji cyklotronowej w szczególności wyróżnić można następujące rodzaje poszerzeń:

- rozszerzenie wynikające z relatywistycznego wzrostu masy,
- rozszerzenie dopplerowskie,

- rozszerzenie naturalne,
- rozszerzenie kolizyjne.

Poszerzenie dopplerowskie i relatywistyczne zależą od kierunku obserwacji plazmy w stosunku do kierunku wektora pola magnetycznego. W przypadku plazmy nierelatywistycznej dominującym mechanizmem jest poszerzenie dopplerowskie poza przypadkami gdy plazma jest obserwowana prostopadle do kierunku propagacji.

Przykładowe poszerzenia linii przedstawione są na rys. 6.20.



Rys. 6.20 Poszerzenie wynikające z relatywistycznego wzrostu masy oraz zjawiska Dopplera dla elektronowej emisji cyklotronowej z plazmy, Hutchinson, 2002

Przy rozpatrywaniu promieniowania cyklotronowego w plazmie istotna jest również absorpcja w ośrodku. Zdarza się, że zarówno pierwsza i druga harmoniczna są absorbowane przez plazmę, której promieniowanie staje się wtedy zbliżone do ciała doskonale czarnego, co stwarza możliwość bezpośredniego pomiaru temperatury niezależnego od innych parametrów takich jak koncentracje składników.

Pomiary promieniowania cyklotronowego są powszechnie stosowane w toroidalnych układach z magnetycznym utrzymaniem plazmy gdzie służą do wyznaczania profili temperaturowych.

6.5.2 Emisja promieniowania hamowania (Bremsstrahlung)

Promieniowanie hamowania (Bremsstrahlung) zostaje wyemitowane na skutek zderzeń między elektronami, a jonami przy których na skutek zmiany prędkości naładowanych cząsteczek dochodzi do emisji. Podczas tych zderzeń może dojść do dwóch różnych sytuacji – w pierwszej z nich po zderzeniu elektron pozostaje swobodny, w drugiej zostaje przechwycony przez jon. W przypadku drugim, promieniowanie będące efektem zjawiska czasami nazywamy promieniowaniem rekombinacyjnym, jednak często stosowany jest do niego również termin Bremsstrahlung. W przeciwieństwie do promieniowania cyklotronowego pełny opis zjawiska Bremsstrahlung możliwy jest wyłącznie przy zastosowaniu mechaniki kwantowej, czyli przy uwzględnieniu falowego charakteru elektronu i korpuskularnego charakteru promieniowania.

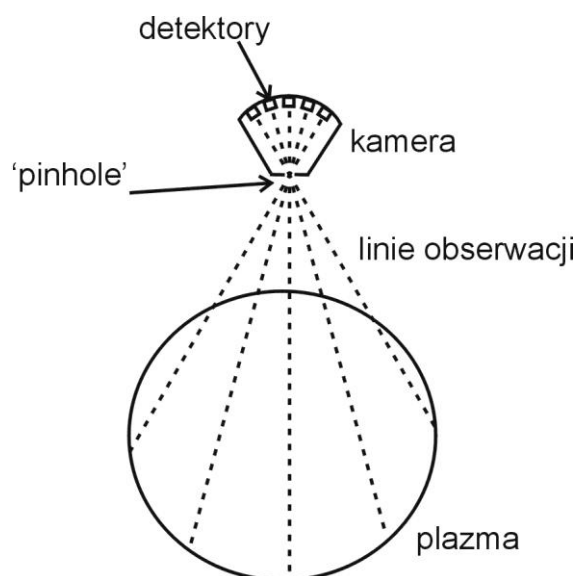
Do określania widmowej gęstości mocy promieniowania powstającego w wyniku kolizji służy współczynnik zwany współczynnikiem Grunta (*Grunt factor*), który pierwotnie wyznaczony został metodami klasycznymi, lecz w celu poprawnego zastosowania wprowadza się do niego poprawki wynikające z mechaniki kwantowej.

Promieniowanie hamowania posiada szerokie widmo rozciągające się od położonej najczęściej w zakresie mikrofal częstotliwości plazmowej aż do częstotliwości przekraczających energie wynikające z wyhamowania elektronów o energii wynikającej z temperatury plazmy położonej w zakresie promieniowania rentgenowskiego. W związku z tym diagnostyka tego promieniowania może być dostosowywana do różnych zakresów spektralnych.

W zakresie fal krótkich emisja jest silnie uzależniona od temperatury elektronowej, którą można mierzyć na podstawie gradientu gęstości widma mocy. Metoda ta jest realizowana w eksperymentalnych reaktorach termojądrowych m. In. techniką PHA, która należy do metod pomiarów promieniowania. Zakres energetyczny fotonów rejestrowanych w tego typu pomiarach wynosi od ~1 do kilku keV.

Intensywność promieniowania hamowania rośnie wraz ze wzrostem masy atomowej jonów wchodzących w skład plazmy, co może służyć pomiarom zawartości zanieczyszczeń oraz Z_{eff} (średniej masy atomowej) w plazmie tokamakowej.

Pomiary, w szczególności w urządzeniach toroidalnych mogą być prowadzone przy użyciu kamer typu *pinhole*, tak jak przedstawiono na rys. 6. 21



Rys. 6.21 Obserwacja promieniowania hamowania z plazmy przy użyciu kamery typu *pinhole*

6.6 Diagnostyki promieniowania EM emitowanego przez związane elektrony

W przypadku emisji promieniowania przez elektrony zmieniające poziom energetyczny w atomach lub jonach nie mamy do czynienia z emisją promieniowania z szerokiego przedziału spektralnego jak miało to miejsce w poprzednich rozważaniach dotyczących promieniowania cyklotronowego i Bremsstrahlung lecz z wąskimi liniami widmowymi charakterystycznymi dla pierwiastka którego atomy/jony były źródłem emisji.

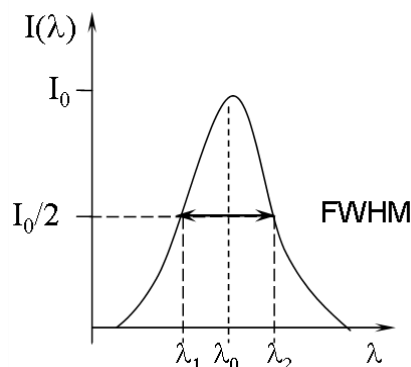
Wyemitowane widmo niesie bezpośrednią informację o chemicznych składnikach plazmy, lecz również na podstawie intensywności i poszerzeń poszczególnych linii wyznaczyć można

wiele innych parametrów plazmy takie jak koncentracje i temperatury jej składników dzięki znajomości których można policzyć jeszcze szereg innych wielkości (patrz Tab. 6.1).

Ze względu na obszerność zagadnień związanych z diagnostykami promieniowania EM emitowanego przez związane elektrony w szczególności w kontekście badania plazmy w reaktorach termojądrowych, poświęcony im został osobny rozdział dotyczący spektroskopii, w którym opisane są zarówno podstawowe zjawiska fizyczne jak i poszczególne warianty spektroskopii wykorzystywane w diagnostyce plazmy.

6.6.1 Kształt i szerokość linii widmowych

W obserwowanym widmie absorpcyjnym lub emisyjnym linie widmowe widzimy jako rozkład natężenia światła absorbowanego lub emitowanego $I(\lambda)$ wokół centralnej długości fali odpowiadającej przejściu pomiędzy poziomem górnym i dolnym. W celu jednoznacznego określenia szerokości linii widmowej wprowadza się pojęcie szerokości połówkowej, którą definiuje się jako przedział długości fali (częstości) $\Delta\lambda$ zawarty między λ_1 i λ_2 , dla których spełniony jest warunek $I(\lambda_1) = I(\lambda_2) = I(\lambda_0)/2$, co ilustruje rys 6.22. Na kształt i szerokość linii widmowej ma wpływ bardzo wiele czynników, które są zależne bądź niezależne od gęstości atomów zaburzających.



Rys. 6.22 Ilustracja szerokości połówkowej linii spektralnej (FWHM).

Czynnikiem niezależnym od gęstości jest tzw. szerokość naturalna linii $\Delta\lambda^N$ ($\Delta\nu^N$), wynikająca ze skończonego czasu życia τ atomu w stanie wzbudzonym czego konsekwencją jest rozmycie poziomów energetycznych wynikające z zasady nieoznaczoności Heisenberga. Kształt takiej linii opisywany jest krzywą Lorentza:

$$I(\nu) = \frac{I_0}{1 + \left[\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu^N} \right]^2}$$

o szerokości połówkowej: $\Delta\nu^N = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_j} \right)$ lub $\Delta\lambda^N = \frac{2\pi hc}{\left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_j} \right)}$

Do tej samej grupy czynników należy poszerzenie dopplerowskie (niejednorodne), wynikające z ruchu atomów promieniujących. Wskutek efektu Dopplera częstość światła widzianego przez obserwatora jest większa lub mniejsza od częstości centralnej, w zależności od tego czy atom porusza się w kierunku obserwatora, czy się od niego oddala. Jeśli założymy maxwellowski rozkład prędkości cząstek, to po uśrednieniu otrzymamy kształt linii widmowej w postaci rozkładu Gaussa:

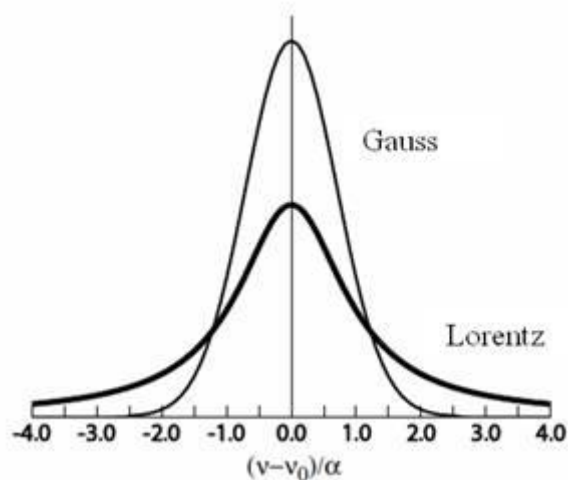
$$I(\nu) = I(\nu_0) \exp\left(-\frac{M}{2RT} c^2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2\right)$$

o szerokości połówkowej

$$\Delta\nu^D = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2\ln 2RT}{M}} \quad \text{lub} \quad \Delta\lambda_{1/2}^D = \frac{2}{c} \left(\frac{2\ln 2RT}{M}\right)^{1/2} \cdot \lambda_0 = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}}.$$

Do drugiej grupy czynników należy poszerzenie zderzeniowe (jednorodne), które obserwuje się wtedy, gdy czas życia atomu w stanie wzbudzonym jest znacznie dłuższy od średniej wartości czasu jaki upływa między kolejnymi zderzeniami z atomami otoczenia. Linia widmowa ma wtedy w przybliżeniu również kształt lorentzowski jak profil naturalny, ale o większej szerokości połówkowej.

Na rys 6.23 dla porównania pokazany jest kształt linii Lorentza i Gaussa o tej samej szerokości połówkowej.



Rys. 6.23 Porównanie kształtu linii o profilu Lorentza i Gaussa o tej samej szerokości połówkowej.

Opisane w ten sposób rozszerzenie zderzeniowe (ciśnieniowe) występuje jedynie w zakresie niskich ciśnień rzędu $10 - 10^4$ Pa, bądź też w wysokich temperaturach.

Metodami spektroskopii tradycyjnej dość trudno jest pozbyć się efektu Dopplera, który istotnie wpływa na profil linii przy niskich ciśnieniach atomów zaburzających, wtedy obserwowany kształt linii jest splotem profili Lorentza i Gaussa, który nosi nazwę profilu Voigta.

Zderzenia zaburzające linię widmową mogą też prowadzić do efektów niejednorodnych, które obserwuje się przy znacznie wyższych ciśnieniach. Profil linii w takich warunkach tłumaczy teoria quasi-molekularna, której klasycznym przybliżeniem jest quasi-statyczna teoria ciśnieniowego rozszerzenia linii. Teoria ta opiera się na założeniu, że przejścia elektronowe są procesami tak szybkimi w porównaniu z ruchami jąder, że położenia i pędy jąder nie ulegają zmianie w czasie tych przejść. Oznacza to, że wartość energii stanu podstawowego i wzbudzonego, która jest stała dla atomu niezaburzonego, zależy wyłącznie od odległości międzyjądrowej.

Oddziaływanie z elektronami i jonami również powoduje zmianę kształtu linii i nosi ono nazwę rozszerzenia starkowskiego. Wywołane jest ono działaniem pola elektrycznego na emitujące cząstki. W niezbyt silnych polach elektrycznych poziom o danej liczbie kwantowej J rozszczepia się na $J+1$ lub $J+1/2$ podpoziomów. Wielkość tego rozszczepienia zależy od rodzaju zaangażowanych w przejście stanów elektronowych i od natężenia pola elektrycznego. W przypadku atomu wodoru i atomów wodoropodobnych rozszczepienie jest proporcjonalne

do natężenia pola i wówczas mamy tzw. liniowy efekt Starka, natomiast dla atomów wieloelektronowych mamy do czynienia z kwadratowym efektem Starka.

W przypadku plazmy wzbudzone atomy i jony znajdują się w zasięgu działania pola elektrycznego, powstałego przez poruszające się jony i elektrony.

Poszerzenie linii widmowej wywołane efektem Starka umożliwia w stosunkowo prosty sposób wyznaczyć gęstość elektronową plazmy (n_e).

Dla linii wodoru i wodoropodobnych szerokość połówkowa wiąże się w następujący sposób z koncentracją elektronową:

$$\Delta\lambda^S = 2.5 \cdot 10^{-9} \alpha_{1/2} \cdot n_e^{2/3} = C(n_e, T_e) \cdot n_e^{2/3}$$

gdzie $C(n_e, T_e)$ jest współczynnikiem, który w niewielki sposób zależy od koncentracji i temperatury elektronowej.

W przypadku linii atomów i jonów niewodoropodobnych szerokość połówkowa zależy od kilku parametrów:

$$\Delta\lambda = 2w_\lambda \left[+1.75A(1-C) \right] n_e$$

gdzie w_λ jest połową elektronowej szerokości połówkowej linii, A jest tzw. parametrem asymetrii linii, a $C = 0.75$ dla linii atomowych i $C = 1.2$ dla linii jonowych.

Wyżej przedstawione i omówione czynniki wpływające na kształt i szerokość linii zazwyczaj występują jednocześnie. Szerokość linii mierzona eksperymentalnie zależy w rzeczywistości od szerokości szczeliny wejściowej stosowanego spektrometru, zwanej szerokością instrumentalną i należy ją uwzględniać, kiedy wykorzystuje się szerokość połówkową linii w celu wyznaczenia koncentracji elektronowej.

6.6.2 Przyrządy spektralne

Aby przejść do przyrządów spektralnych, a więc urządzeń które mierzą widmo, przypomnimy najpierw właściwości rozchodzenia promieni świetlnych w różnych ośrodkach. W tym celu wprowadzmy pojęcie współczynnika załamania ośrodka n , które jest miarą zmiany prędkości rozchodzenia się fali w danym ośrodku w stosunku do prędkości rozchodzenia się w ośrodku odniesienia.

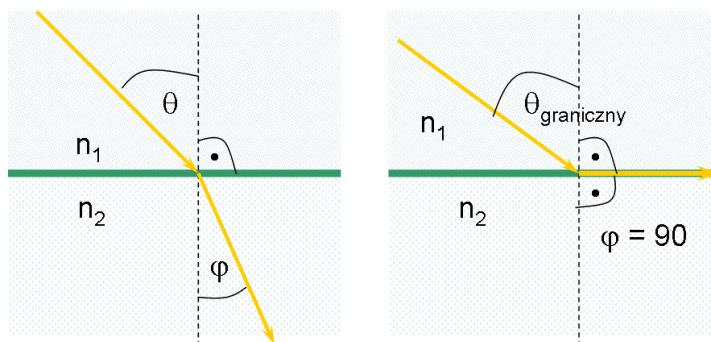
Współczynnik załamania rośnie wraz z gęstością, w atmosferze maleje wraz z wysokością. Wyjątkiem jest np. etanol, który ma mniejszą gęstość niż woda, ale większy współczynnik załamania.

Rozpatrzmy przechodzenie promieniowania z ośrodka o współczynniku załamania n_1 do ośrodka o współczynniku załamania n_2 , przy czym fala pada pod kątem θ , a załamuje się pod kątem φ . Wówczas współczynnik załamania dla takiego ośrodka zależy od kątów padania i załamania w następujący sposób:

$$\frac{\sin\theta}{\sin\varphi} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

W sytuacji kiedy zwiększamy kąt padania, wówczas kąt załamania staje się coraz bardziej odchylony od prostopadłej do ośrodka, aż dla pewnego kąta, nie zmieni on już ośrodka, a będzie się ślizgał na granicy. Taki kąt nazywamy kątem granicznym i występuje on dla kąta załamania równego 90° , co schematycznie pokazuje rys. 6.24.

W sytuacji kiedy światło pada na powierzchnię ośrodka pod kątem większym niż kąt graniczny, wówczas mamy do czynienia z tzw. całkowitym wewnętrznym odbiciem. Zjawisko to wykorzystywane jest np. w peryskopach czy refraktometrach.

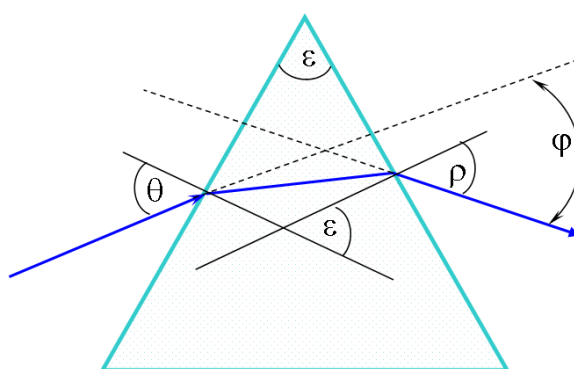


Całkowite wewnętrzne odbicie

Rys. 6.24 Zachowanie się promienia świetlnego na granicy dwóch ośrodków o różnym współczynniku załamania

Mierząc współczynniki załamania dla różnych długości fal, można zmierzyć tzw. dyspersję ośrodka – $n(\lambda)$.

W przyrządach spektralnych stosuje się element dyspersyjny, którym może być np. pryzmat. Jest to przezroczysta bryła ograniczona dwiema płaszczyznami pod kątem ε , zwanym kątem łamiącym pryzmatu. Promień światła białego po przejściu przez pryzmat ulega rozszczepieniu, ze względu na fakt, że różna długość fali załamuje się pod innym kątem. Kąt φ , zgodnie z rys. 6.25 nazywany jest kątem odchylenia.



Rys. 6.25 Załamanie wiązki świetlnej w pryzmacie

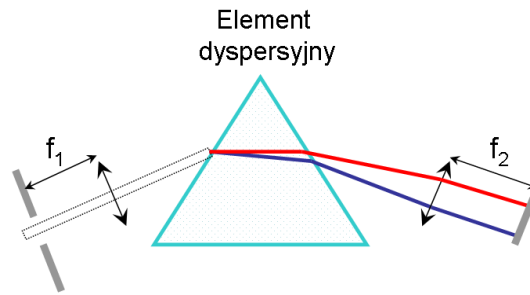
Przy zmniejszaniu kąta padania θ kąt odchylenia φ stopniowo się zmniejsza i przy pewnej wartości kąta θ osiąga wartość minimalną, a następnie przy dalszym zmniejszaniu kąta θ kąt odchylenia znowu rośnie. Najmniejszej wartości kąta odchylenia, zwanej kątem najmniejszego odchylenia φ_{min} , odpowiada zależność $\theta = \rho$.

Dla pryzmatu o stałym kącie łamiącym i dla światła monochromatycznego (stałe n) kąt odchylenia φ zależy jedynie od kąta padania θ .

Współczynnik załamania dla pryzmatu wynosi:

$$n = \frac{\sin \frac{1}{2}(\varepsilon + \varphi_{min})}{\sin \frac{1}{2}\varepsilon}$$

Same urządzenia zwane spektrografami są to przyrządy optyczne, w których tworzone są obrazy szczeliny wejściowej, w budowie których można wyróżnić następujące elementy: szczelinę wejściową, element dyspersyjny (pryzmat, siatka, kryształ) i szczelinę wyjściową. Schemat budowy spektrografu przedstawiony jest na rys. 6.26.

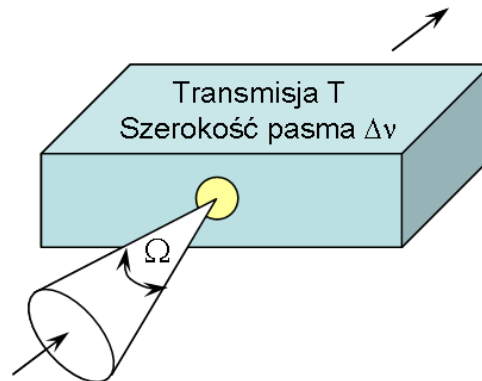


Rys. 6.26 Schemat budowy spektrografu

6.6.3 Parametry charakteryzujące przyrządy spektralne

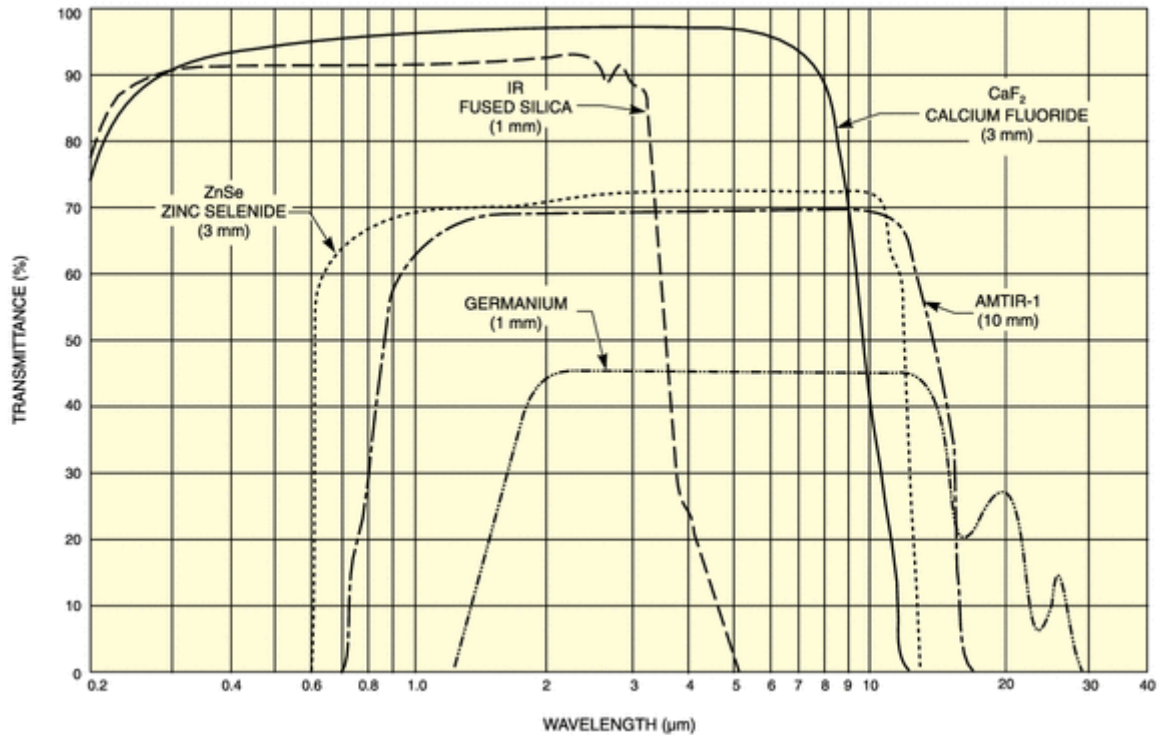
Przy przeprowadzaniu eksperymentu z wykorzystaniem spektrometru (spektrografu), naukowiec kieruje się konkretnymi parametrami charakteryzującymi dane urządzenie. Podstawowe parametry opisujące przyrządy dyspersyjne, a więc i spektrometry to:

- Światłość – określona przez największy kąt, z jakiego może być zbierane promieniowanie – miarą jest stosunek średnicy soczewki kolimatora lub zwierciadła do ogniskowej



Rys. 6.27 Ilustracja definicji światłości

- Obszar widmowy – zakres rejestracji – podawany w jednostkach długości fali np. nm . Obszar ten jest ograniczony przez współczynnik transmisji $T(\lambda)$ stosowanej w danym urządzeniu optyki, a więc soczewek i pryzmatów w spektrografie pryzmatycznym i od współczynnika odbicia zwierciadeł i siatki dyfrakcyjnej w spektrometrze siatkowym.



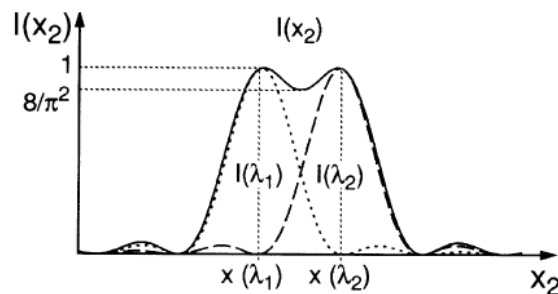
Rys. 6.28 Zakresy transmisji różnych materiałów stosowanych do elementów budowy spektrometrów.

- Zdolność rozdzielcza – stosunek długości fali do pewnego przedziału długości fali, w którym dwie położone blisko siebie linie są rozdzielone. Wyraża się ona następującym wzorem:

$$\mathfrak{R} = \left| \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \right| = \left| \frac{\nu}{\Delta\nu} \right|,$$

w którym $\Delta\lambda$ jest minimalną odległością między środkami (λ_1 i λ_2) dwóch blisko położonych siebie linii widmowych, dla której widoczne jest oddzielenie tych dwóch linii.

Rayleigh wprowadził swoje kryterium na rozróżnialność dwóch częściowo pokrywających się linii, według którego dwie położone blisko siebie linie o takich samych natężeniach są rozróżnialne wtedy, gdy minimum między ich maksimami wynosi ok. 0.8 natężenia linii. Zobrazowane jest to na rys. 6.29.



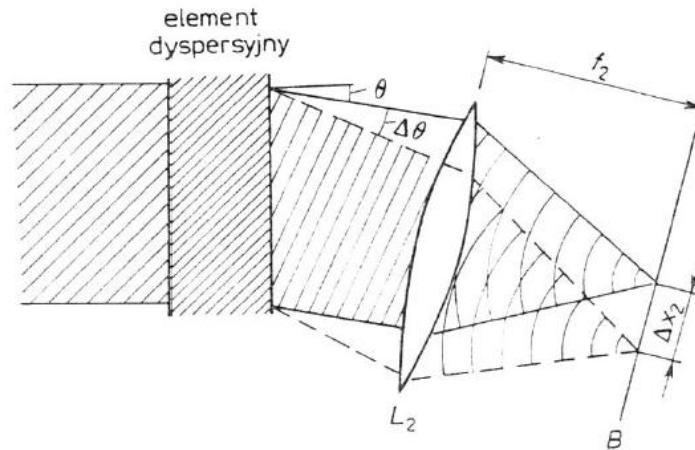
Rys. 6.29 Kryterium Rayleigha dla dwóch częściowo pokrywających się linii (W. Demtroeder „Spektroskopia laserowa”)

Realna zdolność rozdzielcza określona jest dyspersją kątową, która spowodowane jest tym, że równoległa wiązka dwóch fal monochromatycznych λ i $(\lambda + \Delta\lambda)$ po przejściu przez element

dyspersyjny dzieli się na dwie wiązki odchylone od siebie o kąt θ i $(\theta + \Delta\theta)$ od kierunku początkowego. Zmiana kątowa padającej wiązki dana jest wzorem:

$$\Delta\theta = \left(\frac{d\theta}{d\lambda}\right)\Delta\lambda$$

gdzie $\left(\frac{d\theta}{d\lambda}\right)$ nosi nazwę dyspersji kątowej i mierzona jest w rad/nm.



Rys. 6.30 Ilustracja rozdzielczości spektrometru w dziedzinie długości fali (W. Demtroeder „Spektroskopia laserowa”)

Zgodnie z rys. 6.30 odległość Δx_2 między obrazami dwóch odchylonych od siebie wiązek wynosi:

$$\Delta x_2 = f_2 \Delta\theta = f_2 \left(\frac{d\theta}{d\lambda}\right)\Delta\lambda = \frac{dx}{d\lambda}\Delta\lambda$$

gdzie $\frac{dx}{d\lambda}$ jest dyspersją liniową przyrządu, wyrażaną w mm/Å.

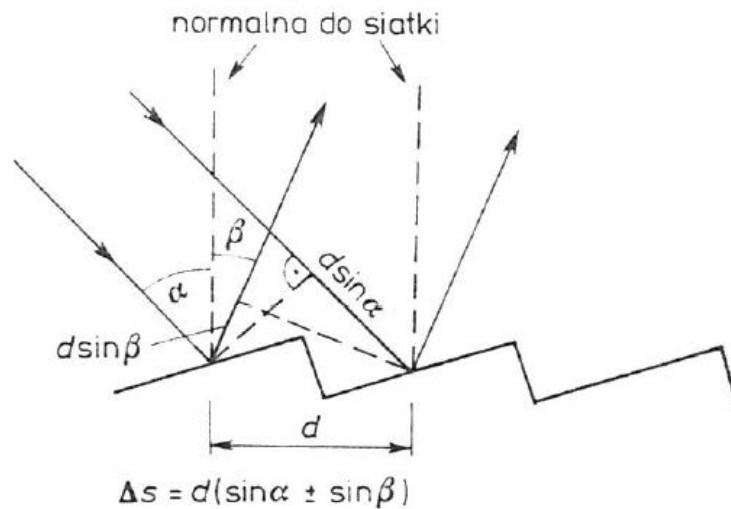
6.6.4 Spektrometry siatkowe

Przyrządy spektralne z siatką dyspersyjną jako elementem dyspersyjnym nazywamy spektrometrami siatkowymi.

Kiedy równoległa wiązka światła pada na dwie sąsiednie rysy siatki pod kątem α , interferencja konstruktywna zachodzi wówczas, kiedy promienie odbite pod kątem β spełniają warunek:

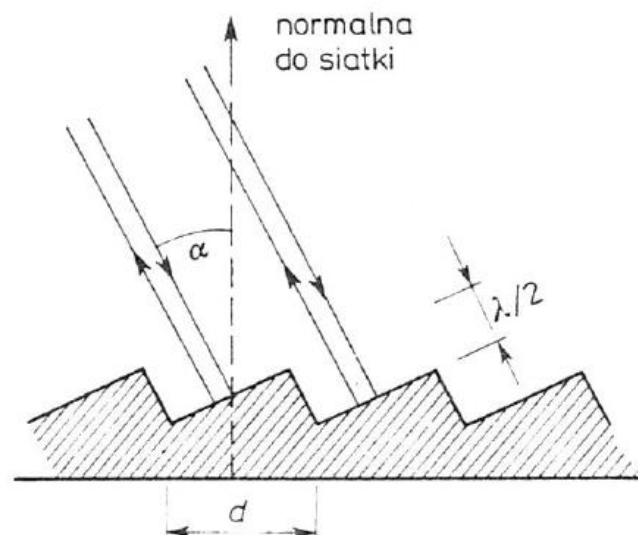
$$d(\sin\alpha \pm \sin\beta) = m\lambda$$

gdzie znak „+” jest wtedy, gdy kąty α i β są po tej samej stronie normalnej do siatki, a znak „-”, w sytuacji odwrotnej.



Rys. 6.31 Graficzne przedstawienie równania siatki (W. Demtroeder „Spektroskopia laserowa”).

W spektroskopii często występuje przypadek kiedy padające promieniowanie odbijane jest do tyłu, w kierunku, z którego padało. Taki układ siatki nosi nazwę *Littrowa* (rys. 6.32).



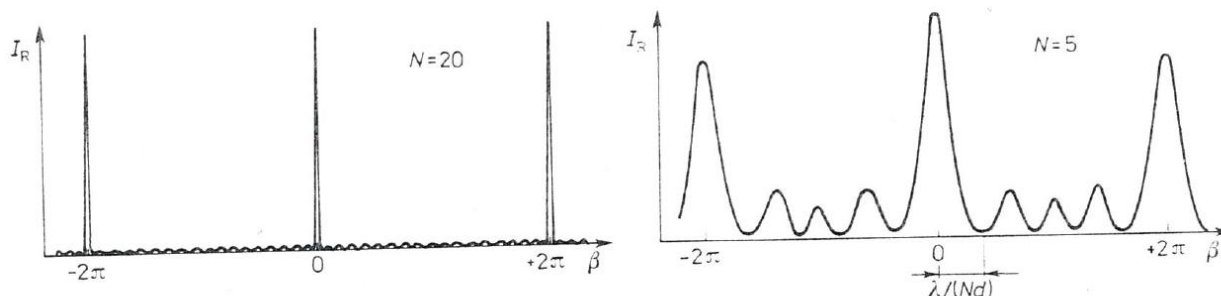
Rys. 6.32 Siatka dyfrakcyjna w układzie Littrowa (W. Demtroeder „Spektroskopia laserowa”)

W takim układzie warunek interferencji konstruktywnej wygląda następująco:

$$2d \sin \alpha = m\lambda$$

Siatka w układzie Littrowa działa jak selektywny reflektor, ponieważ odbija światło do tyłu tylko w przypadku, kiedy długość fali spełnia powyższy warunek.

Rozkład natężenia w zależności od kąta odbicia od siatki w zależności od liczby rys siatki N przedstawiony jest na rys. 6.33.



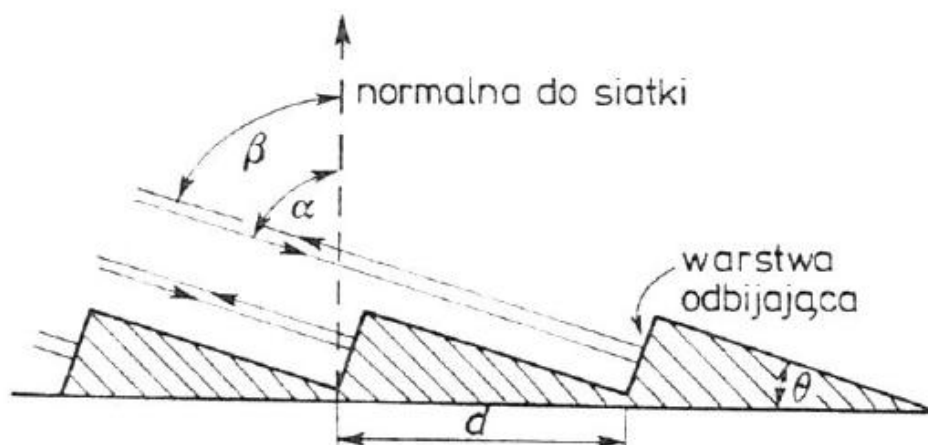
Rys. 6.33 Rozkład natężenia w zależności od kąta odbicia od siatki w zależności od liczby rys siatki dyfrakcyjnej N (W. Demtroeder „Spektroskopia laserowa”).

Widmowa zdolność rozdzielcza siatki dyfrakcyjnej jest równa iloczynowi rzędu dyfrakcji m i liczby rys siatki N zgodnie ze wzorem:

$$\mathfrak{R} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN$$

Szczególony rodzaj siatek stanowią siatki typu echelle (rys. 6.34), które mają rysy rozstawione szeroko w postaci prostokątnych schodków, na które światło pada prostopadle. Różnica dróg optycznych dla dwóch fal padających na sąsiednie rysy pod kątem $\alpha = 90^\circ - \theta$ wynosi $\Delta s = 2d \cos\theta$, a równanie siatki przyjmuje postać:

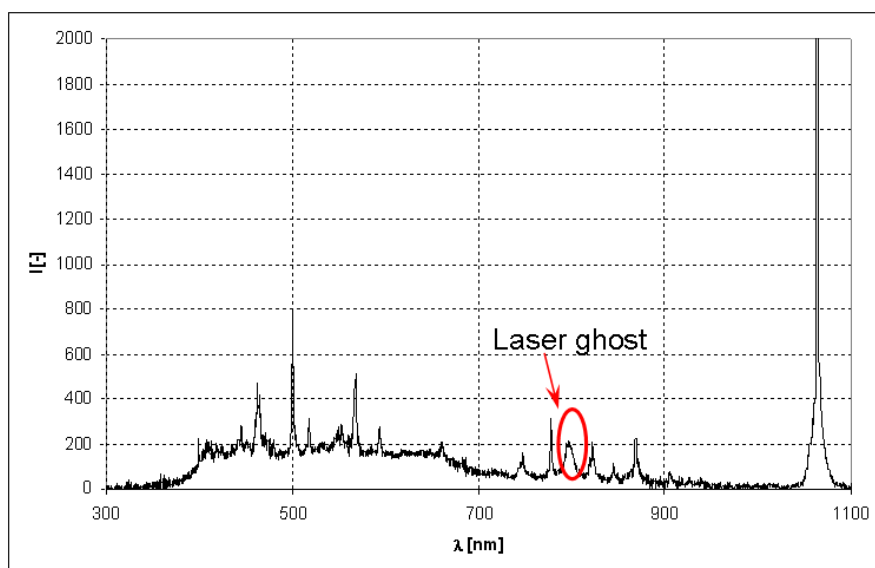
$$d(\cos\theta + \sin\beta) = m\lambda$$



Rys. 6.34 Różnica dróg optycznych promieni padających na sąsiadujące rysy (W. Demtroeder „Spektroskopia laserowa”).

Gdy stała siatki jest dużo większa od długości fali padającego promienia, $d \gg \lambda$, wtedy siatka używana jest w bardzo wysokich rzędach dyfrakcji, gdzie zdolność rozdzielcza jest bardzo duża.

Niewielki rozrzut odległości d między sąsiednimi rysami, związany z niedokładnością nacięcia rys, może powodować, że część siatki będzie dawać interferencję konstruktywną dla „złych” długości fali. Wówczas w widmie mogą pojawiać się tzw. *duchy*, pokazane na rys. 6.35.



Rys. 6.35 Widmowy rozkład promieniowania iskry laserowej, generowanej za pomocą impulsu laserowego o energii 30 mJ i czasie trwania 20 ns.

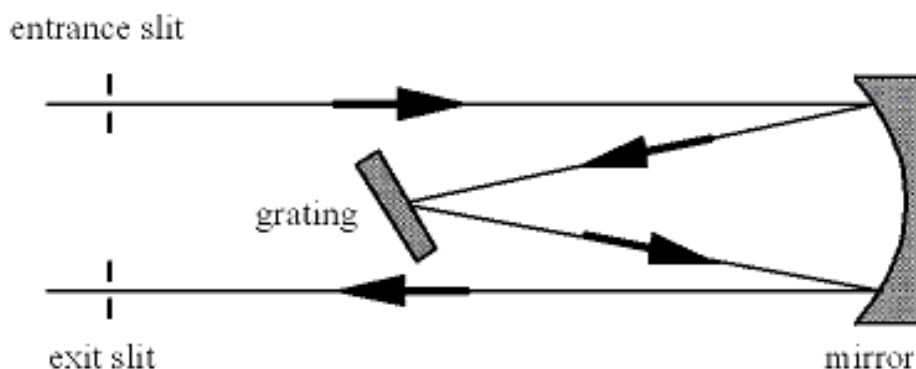
6.6.5 Spektrometry – różne układy

Ze względu na układ szczeliny wejściowej i wyjściowej, optyki wewnętrznej i lokalizacji siatki dyfrakcyjnej w spektrometrze, możemy wyróżnić wiele typów tych układów.

Poniżej podano przykłady stosowane po dzisiejsze czasy.

Układ Eberta-Fastie

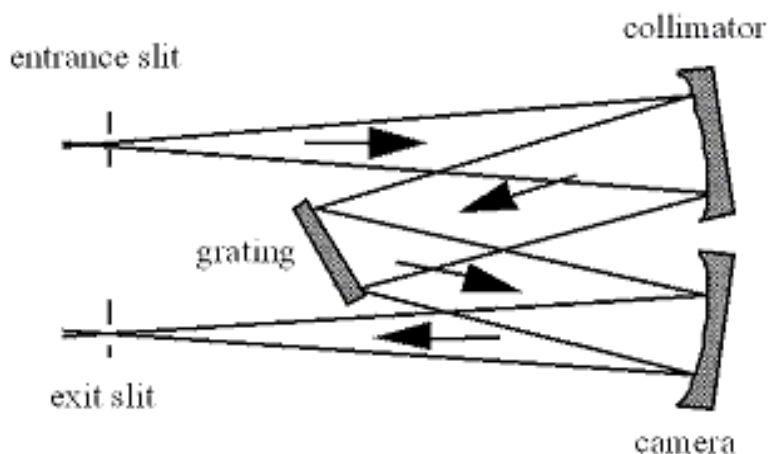
W układzie typu Eberta-Fastie'go, przedstawionego na rys. 6.36, promieniowanie po przejściu przez szczelinę wejściową pada na pojedyncze, duże lustro, które spełnia rolę kolimatora i kieruje promieniowanie na siatkę dyfrakcyjną. Światło odbite od siatki ponownie pada na powierzchnię lustra, po czym odbite trafia do szczeliny wyjściowej i może być rejestrowane przez detektor (fotopowielacz). W przypadku kiedy siatka jest nieruchoma, takie urządzenie działa jak monochromator, a więc na wyjściu mamy promieniowanie o określonej długości fali. W sytuacji kiedy siatka dyfrakcyjna ma możliwość obrotu, a więc wyboru w trakcie pomiaru długości fali, urządzenie tego typu działa jak spektrometr.



Rys. 6.36 Spektrometr (monochromator w układzie Eberta-Fastie'go)
(<http://gratings.newport.com/library/handbook/chapter6.asp>)

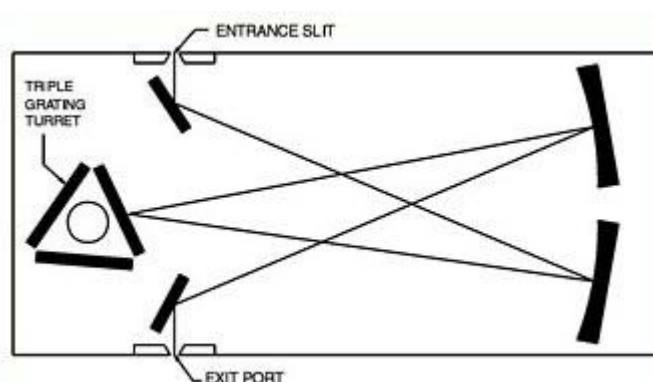
Układ Czerny-Turner'a

Bardzo popularny układ typu Czerny-Turner'a jest podobny do omawianego powyżej układu Eberta-Fastie'go, z tą jednak różnicą, że w tym przypadku pojedyncze lustro zostało zastąpione przez dwa osobne (rys. 6.37). Pierwsze lustro pełni rolę kolimatora wiązki światła w stronę siatki dyfrakcyjnej, z kolei drugie również odbija już rozczepione na siatce promieniowanie i kieruje do szczeliny wyjściowej już wybraną przez geometrię długość fali. W tym przypadku obrót elementem dyspersyjnym umożliwia rejestrację widma w wybranym zakresie.



Rys. 6.37 Spektrometr monochromator w układzie Czerny-Turner'a
(<http://gratings.newport.com/library/handbook/chapter6.asp>)

Na rys. 6.38 pokazany został dodatkowo monochromator (spektrometr) w układzie Czerny-Turnera, który umożliwia zmianę siatki dyfrakcyjnej w zależności od mierzonego zakresu spektralnego.



Rys. 6.38 Spektrometr (monochromator) w układzie Czerny-Turner'a z potrójną siatką dyfrakcyjną
(http://www.genlabsystems.com/jarrell_ash/monospec27.html)

6.6.6 Wyznaczanie parametrów plazmy – n_e i T_e

W sytuacji kiedy mówi się o równowadze, gęstość atomów wzbudzonych do danego poziomu energetycznego powinna być stała w czasie, a więc liczba wzbudzeń danego poziomu w dowolnym czasie musi być równa liczbie przejść, które prowadzą do zmniejszenia obsadzenia tego poziomu.

W przypadku, gdy jedynymi procesami, które prowadzą do obsadzenia danego poziomu wzbudzonego E_k są zderzenia atomów w stanie podstawowym E_0 z elektronami i przejścia kaskadowe z poziomów wyższych związane ze spontaniczną emisją promieniowania, a zmiana koncentracji atomów w stanie N_k wynika wyłącznie z emisji spontanicznej, to warunek stacjonarności wygląda następująco:

$$n_e N_0 \int F(v) Q_{0k}(v) v dv + \sum_{d>k} N_d A_{dk} = \sum_{a<k} N_a A_{ka}$$

gdzie:

n_e, N_0 – koncentracja elektronów i atomów w stanie podstawowym

$F(v)$ – funkcja rozkładu elektronów w zależności od prędkości elektronów

$Q_{0k}(v)$ – przekrój czynny na to, że atom znajdujący się w stanie podstawowym w wyniku zderzenia z elektronem o prędkości v zostanie wzbudzony do poziomu E_k

A_{dk}, A_{ka} – prawdopodobieństwa przejść związanych ze spontaniczną emisją promieniowania

N_k, N_d – koncentracja atomów w stanie E_k i E_d

Z plazmą zrównoważoną mamy do czynienia wtedy, kiedy prawdopodobieństwo każdego procesu zachodzącego w plazmie jest równe prawdopodobieństwu procesu odwrotnego. Oznacza to, że w określonym czasie, tyle samo atomów wyemituje kwant promieniowania w wyniku przejścia ze stanu wzbudzonego do stanu dolnego, co zaabsorbuje kwant promieniowania w związku z przejściem z tego właśnie stanu dolnego do stanu górnego. Podobnie tyle samo atomów w stanie podstawowym zostanie wzbudzonych do stanu wzbudzonego w wyniku zderzeń niesprężystych I-ego rodzaju ze zderzeniami z elektronami, co utraci energię wzbudzenia ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego w zderzeniach niesprężystych II-ego rodzaju.

Przypomnijmy zderzenia niesprężyste I-ego rodzaju to takie, w których atomy znajdujące się na poziomach o energiach mniejszych od danego poziomu energetycznego zderzają się z elektronami, jonami lub innymi atomami, w wyniku, których następuje wzbudzenie atomów do poziomu wzbudzonego kosztem energii kinetycznej tych cząstek. zderzenia niesprężyste II-ego rodzaju to zderzenia atomów z atomami lub jonami w stanach wzbudzonych, dzięki czemu atomy zostają wzbudzone do poziomu górnego przez przekazanie energii wzbudzenia cząstek zderzających się. Prawdopodobieństwo danego typu zderzenia określa przekrój czynny na dany typ zderzenia w zależności od rodzaju cząstek i energii.

Stan w jakim znajduje się plazma określony jest przez cztery prawa:

- prawo Maxwella, które opisuje rozkład prędkości cząstek
- prawo Boltzmanna opisujące rozkład energii wewnętrznej cząstek
- prawo Saha-Eggerta opisujące stopień jonizacji plazmy
- prawo Plancka , które opisuje gęstość energii promieniowania w plazmie

Prawo (rozkład) Maxwella opisuje rozkład prędkości cząsteczek według następującej zależności:

$$dn = n \frac{4}{\sqrt{\pi}} v^2 \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} e^{-\left(\frac{mv^2}{2kT} \right)} dv$$

gdzie m jest masą cząstek, k – stałą Boltzmanna $k = 1.38054 \times 10^{-23}$ J/K, n określa całkowitą liczbę cząstek danego rodzaju, a dn jest liczbą cząstek o prędkości zawartej w przedziale $(v, v+dv)$.

Dla każdego typu cząstek można określić średnią prędkość kwadratową, średnią energię

$$\text{kinetyczną } E \text{ i temperaturę } T: E = \frac{1}{2} m \bar{v}^2 = \frac{3}{2} kT$$

W plazmie zrównoważonej wszystkie rodzaje cząstek mają tą samą energię kinetyczną, a więc i temperaturę T . Plazmę zrównoważoną nazywamy izotermiczną.

O rozkładzie energii wewnętrznej cząstek w danym stanie kwantowym mówi prawo Boltzmanna. Liczba atomów wzbudzonych do k-tego stanu N_k wiąże się z liczbą atomów w stanie podstawowym E_0 oraz z całkowitą liczbą atomów n w następujący sposób:

$$\frac{N_i}{N_0} = \frac{g_i}{g_0} e^{\left(-\frac{E_i - E_0}{kT}\right)}$$

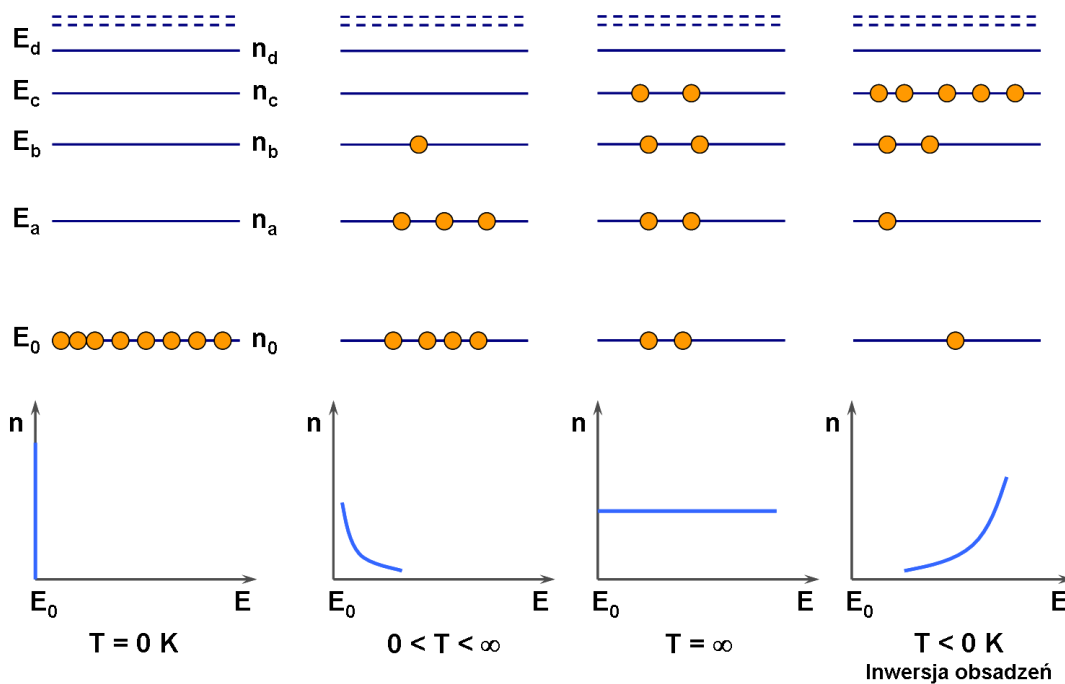
gdzie n to ogólna liczba identycznych atomów w danej objętości, które mogą występować w stanach E_0, E_a, \dots , natomiast N_0, N_a, \dots to koncentracje atomów odpowiednio w stanach o energii E_0, E_a, \dots

W przypadku atomu, uwzględniając wszystkie stany kwantowe otrzymujemy bardziej szczegółowy wzór:

$$N_i = N \frac{g_i \exp\left(-\frac{E_i - E_0}{kT}\right)}{\sum_n g_n \exp\left(-\frac{E_n - E_0}{kT}\right)} = N \frac{g_i \exp\left(-\frac{E_i - E_0}{kT}\right)}{u(T)},$$

w którym g oznacza wagę statystyczną danego poziomu.

W powyższym wzorze sumowanie odbywa się po wszystkich stanach kwantowych danego atomu, a $u(T)$ oznaczające sumę statystyczną – zależy od układu poziomów energetycznych danego atomu.



Rys. 6.39 Rozkład obsadzeń stanów kwantowych

W plazmie zrównoważonej nie można uzyskać inwersji obsadzeń. Uzyskać ją można za pomocą tzw. pompowania optycznego np. w laserach, które nie spełniają warunków równowagi termicznej.

Prawo Sahy-Eggerta określa stopień jonizacji plazmy zrównoważonej w zależności od temperatury. Zakładając, że szybkość jonizacji jest równa szybkości rekombinacji, możemy zapisać równanie na stałą równowagi $S(T)$, która określa stopień jonizacji:

$$S(T) = N^+ \frac{n_e}{N}$$

gdzie N^+ , N i n_e oznaczają odpowiednio koncentrację jonów, atomów i elektronów.

Uwzględniając rozkład Boltzmana możemy przepisać powyższe równanie:

$$S \approx 2 \frac{u^+}{u} \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{\varepsilon_0}{kT}\right)$$

gdzie $u^+(T)$ i $u(T)$ oznaczają odpowiednio sumy statystyczne jonu i atomu obojętnego, a ε_0 oznacza energię jonizacji elektronu ze stanu podstawowego o energii E_0 .

W rzeczywistości bardzo rzadko mamy do czynienia z plazmą zrównoważoną, która opisana jest czterema prawami, w których parametr T oznacza jedną i tą samą temperaturę.

Częściej mamy do czynienia z plazmą pozostającą w stanie lokalnej równowagi termicznej (Local Thermal Equilibrium (LTE)), która charakteryzuje się rozkładem obsadzenia poszczególnych poziomów energetycznych każdego rodzaju atomów, jonów, które spełniają prawo Boltzmana; stopniem jonizacji każdego typu cząsteczek, które spełniają prawo Saha-Eggerta oraz rozkładem cząstek zgodnym z równaniem równowagi chemicznej.

Różnica stanu lokalnej równowagi termicznej od stanu równowagi termodynamicznej polega na tym, że rozkład gęstości promieniowania nie jest opisany prawem Plancka – emisja i absorpcja odgrywają tu małą rolę. Oznacza to, że w tym przypadku tylko w trzech z czterech praw parametr T jest taki sam.

Natężenie promieniowania I_{cb} emitowanego przez plazmę w lokalnej równowadze termicznej odpowiadające przejściu ze stanu o energii E_c do stanu E_b dane jest wzorem:

$$I_{cb} = \frac{A_{cb}}{4\pi} N_c h \nu_{cb} = \frac{A_{cb}}{4\pi} h \nu_{cb} N \frac{g_c \exp\left(-\frac{E_c - E_0}{kT}\right)}{u(T)}$$

Natężenie linii widmowej zależy od stałych struktury atomowej, a więc od A_{cb} - prawdopodobieństwa przejścia, ν_{cb} - częstości przejścia i jego energii E_{cb} oraz od wag statystycznych wszystkich dozwolonych stanów dla danego atomu. Natężenie linii widmowej zależy również od koncentracji N atomów danego rodzaju w plazmie o temperaturze T .

Dopóki plazma pozostaje w stanie lokalnej równowagi termicznej - nie zależy od przekrojów czynnych na zderzenia.

Jeżeli temperatura rośnie, natężenie linii również rośnie ze względu na wzrost obsadzenia poziomu wyjściowego linii. Przy dalszym wzroście temperatury, natężenie linii zaczyna maleć, ponieważ maleje koncentracja atomów w stanie wyjściowym, a wzrasta z kolei obsadzenie wyższych poziomów, co wiąże się ze wzrostem $u(T)$.

Jeżeli temperatura elektronowa T_e , która związana jest z ich średnią energią kinetyczną w taki sposób, że $\frac{m_e \overline{v_e^2}}{2} = \frac{3}{2} kT_e$, jest wyższa od temperatury innych elementów wchodzących

w skład plamy takich jak ciężkie jony czy atomy, wówczas plazma znajduje się w stanie częściowej lokalnej równowagi termicznej.

Często badana plazma zbliża się jedynie do stanu równowagi w ramach pewnych podukładów, z których się składa, np. w przypadku stanów elektronowych dzieje się to w taki sposób, że szybkości wzbudzenia i przejścia z powrotem do tego samego stanu, z którego nastąpiło wzbudzenie, są zrównoważone. W takiej sytuacji w obrębie tych podukładów obowiązuje wzór na obsadzenie poszczególnych poziomów energetycznych, a temperatura znajdująca się we wzorze Boltzmana może odnosić się do różnych parametrów:

- temperatury wzbudzenia T_{wzb} – opisującej temperaturę obsadzenia poziomów elektronowych atomów i jonów,
- temperatury oscylacyjnej T_{osc} – opisującej obsadzenia poziomów rotacyjnych danego stanu elektronowo-oscyłacyjnego cząsteczki
- temperatury rotacyjnej T_{rot} – opisującej obsadzenie poziomów rotacyjnych

W przypadku kiedy rozkład prędkości elektronów w plazmie może być opisany przez rozkład Maxwella, wówczas plazmę można opisać przez temperaturę elektronową T_e , która w stanie

lokalnej równowagi termicznej jest równa temperaturze określonej dla atomów, jonów i molekuł (temperatura elektronowa równa jest temperaturze jonowej). W plazmie niezrównoważonej temperatura elektronowa T_e jest większa od temperatur innych jej elementów, takich jak jonów czy atomów.

Warunkiem ustalenia maxwellowskiego rozkładu prędkości w plazmie jest to, aby wymiana energii między poszczególnymi elementami plazmy (elektrony, jony, atomy) odbywała się na drodze zderzeń I-ego i II-ego rodzaju, tak aby rola emisji i absorpcji światła była zaniedbywalna.

Wtedy rozkład obsadzeń wzbudzonych poziomów energetycznych opisuje prawo Boltzmanna, z tym, że dla plazmy nieizotermicznej we wzorze opisującym natężenie linii występuje T_e .

Warunkiem występowania lokalnej równowagi termicznej określenie koncentracji:

$$N_e \geq N_e^{cr} = 1.6 \times 10^{18} T_e^{1/2} \left(\frac{\Delta E}{eV} \right)^{-3/2}$$

gdzie N_e^{cr} jest krytyczną gęstością elektronową plazmy konieczną do zaistnienia lokalnej równowagi termicznej, T_e jest temperaturą elektronową, a ΔE jest największą przerwą energetyczną dla obserwowanych składników plazmy.

Istnieje kilka metod wyznaczania temperatury plazmy na podstawie zarejestrowanego widma. Źródłem informacji o obsadzeniu danego poziomu wzbudzonego jest natężenie linii widmowej I_{cb} . Identyfikując dwie położone blisko siebie linie (bez kalibracji natężeniowej, w przypadku gdy taka kalibracja miała miejsce nie jest konieczne stosowanie dwóch linii położonych blisko siebie) emitowane przez ten sam atom lub jon możemy zapisać:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1 g_1 \nu_1}{A_2 g_2 \nu_2} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{T_e}\right)$$

Parametry takie jak prawdopodobieństwo przejścia A , wagi statystyczne danego przejścia g i energie stanu górnego przejścia można znaleźć w tablicach takich jak np. NIST czy Kurucz.

Stąd, na podstawie zmierzonych dwóch natężeń można wyznaczyć temperaturę elektronową plazmy.

W przypadku identyfikacji większej grupy linii możliwe jest zastosowanie tzw. diagramu Boltzmanna, wyrażającego się następująco:

$$\ln\left(\frac{I \lambda}{g A}\right) = -\frac{1}{T_e} E_{up} + C$$

Diagram ten jest zależnością liniową w skali logarymicznej natężenia i parametrów linii od temperatury. Należy pamiętać, że w przypadku zastosowania tej metody do wyznaczenia temperatury, należy wziąć pod uwagę takie linie spektralne, których energie poziomów wzbudzonych mają wartości znajdujące się w przedziale większym niż wyznaczona temperatura.

Koncentrację elektronową można również wyznaczyć na podstawie natężenia linii wykorzystując do tego wzór Saha-Egerta. Wówczas identyfikując w widmie przynajmniej dwie linie atomu i jonu (lub jonowe, ale o różnej krotności) możemy zapisać:

$$n_e = 6.6 \times 10^{21} \frac{I_a}{I_i} \frac{A_i g_i}{A_a g_a} \exp\left(-\frac{E^{ion} + E_i - E_a}{T_e}\right)$$

Więcej metod wraz ze szczegółowym opisem można znaleźć np. w H. Griem „Principles of plasma spectroscopy”, Cambridge University Press 1997.

6.7 Diagnostyka rozpraszania fal elektromagnetycznych

Mimo pewnych technicznych trudności, diagnostyki oparte na rozpraszaniu fal elektromagnetycznych w plazmie, zdobyły dużą popularność zwłaszcza w obszarze badań nad

plazmą gorącą. Stało się tak ze względu na takie zalety tych metod jak zaniechana ingerencja w ośrodek oraz możliwość szczegółowego wyznaczenia funkcji rozkładu prędkości dla elektronów, a niekiedy również jonów.

Z punktu widzenia mechaniki klasycznej rozpraszanie możemy rozważać jako wymuszoną przez oddziaływanie z polem elektromagnetycznym fali emisję innej fali elektromagnetycznej w losowym kierunku (bez zmiany długości fali).

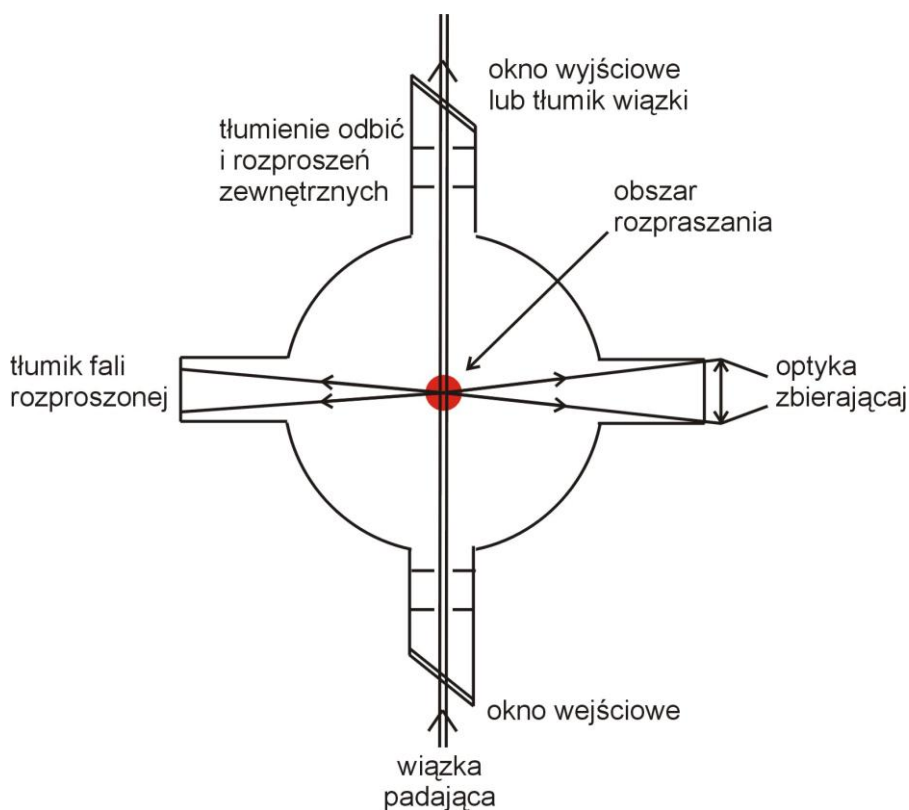
Z punktu widzenia mechaniki kwantowej natomiast rozpraszanie polega na odbiciu fotonu od cząsteczki, przy czym w tym wypadku możemy zjawiska rozpraszania podzielić na dwie grupy. Do pierwszej z nich należą zderzenia, przy których pęd fotonu nie ulega zmianie. Dzieje się tak gdy masa relatywistyczna fotonu jest znacznie mniejsza niż masa cząsteczki, z którą oddziałuje. Do drugiej kategorii należą zderzenia z wysokoenergetycznymi fotonami, w czasie których następuje zmiana jego pędu. Pierwszą grupę oddziaływań nazywamy rozpraszaniem Thomsona, natomiast drugą rozpraszaniem Comptona.

W przypadku diagnostyk plazmowych najczęściej do rozpraszania używamy światła z zakresu widzialnego, więc możemy zawęzić rozważania do mechanizmu rozpraszania thomsonowskiego. Co więcej, biorąc pod uwagę, że masy jonów są znacznie większe od mas elektronów, a więc ich bezwładność jest wystarczająco duża by nie zdążyły emitować fal rozproszonych możemy potraktować mechanizmy rozpraszania jako oddziaływanie między wiązką promieniowania elektromagnetyczną, a zawartymi w plazmie elektronami. Mimo braku bezpośredniego oddziaływania jonów na rozpraszanie wiązki, ich zachowanie wpływa jednak na biorące udział w rozpraszaniu elektrony, dzięki czemu informacja o nich może być również wyekstrahowana z sygnału rozpraszanego.

Jeżeli zachowanie elektronów w ośrodku nie jest skorelowane mamy do czynienia z rozpraszaniem niekoherentnym, natomiast jeżeli zachowują się one w sposób skorelowany (najczęściej pod wpływem zewnętrznego pola elektrostatycznego) występuje zjawisko rozpraszania koherentnego. Parametrem decydującym o tym, z którym przypadkiem rozpraszania mamy do czynienia jest iloczyn wektora falowego rozpraszanej fali oraz promienia Debye'a. Opis rozpraszania jest dodatkowo skomplikowany w obecności pola magnetycznego, które nadaje elektronom ruch cyklotronowy mający wpływ na parametry rozpraszania. Przy obecności pola magnetycznego możemy mieć do czynienia zarówno z koherentnym jak i niekoherentnym mechanizmem rozpraszania.

Należy również pamiętać, że w przypadku gdy energia termiczna elektronu przekracza już ok. 10% jego masy spoczynkowej, co ma miejsce w przybliżeniu przy energiach rzędu 1 keV, należy uwzględnić efekty relatywistyczne.

Pomiary rozpraszania niekoherentnego mogą być realizowane w układzie przedstawionym na rys. 6.40.



Rys. 6.40 Układ do pomiarów rozpraszania niekoherentnego w plazmie

Szeroko rozpowszechnionym wariantem techniki rozpraszania niekoherentnego jest LIDAR (*Light Detection and Ranging*) nazywana również laserowym radarem. Zrozumiałymi ograniczeniami techniki LIDARowej są parametry czasowe i przestrzenne, w związku z czym technika jest adekwatna do plazm o dużej objętości. Przy użyciu impulsów laserowych rzędu 300 ps możliwa do uzyskania rozdzielczość przestrzenna metody wynosi około 5 cm, a popularnie uzyskiwane rozdzielczości przy użyciu dłuższych impulsów wynoszą ok. 10 cm.

6.8 Detektory promieniowania elektromagnetycznego

Zarówno w diagnostyce promieniowania elektronów wolnych i związanych jak i w pomiarach rozpraszania wykorzystuje się detektory promieniowania elektromagnetycznego. Najstarszym, lecz również i dziś używanym w różnych zastosowaniach detektorem (a właściwie rejestratorem) światła jest klisza fotograficzna. Pozwala ona na uzyskiwanie zarówno dobrej czułości jak i przede wszystkim rozdzielczości przestrzennej, jednak zawodzi w przypadkach gdy potrzebna jest rejestracja z rozdzielczością czasową oraz nie jest wygodna z punktu widzenia elastyczności eksperymentu.

Na przełom w technice pomiarowej promieniowania elektromagnetycznego pozwoliły detektory półprzewodnikowe, których elastyczność pozwoliła na uzyskiwanie zróżnicowanych parametrów w zależności od zastosowania. Detektory półprzewodnikowe należą do szerszej klasy detektorów fotonowych, do których obok nich należą fotokomórki próżniowe i fotopowielacze. Inną klasę stanowią detektory termiczne, w których promieniowanie jest konwertowane na ciepło.

Spośród ważnych parametrów detektorów półprzewodnikowych należy wymienić:

- czułość,
- charakterystyka widmowa,
- czas narastania (opadania),
- charakterystyka częstotliwościowa,

- czas martwy,
- prąd ciemny,
- stosunek sygnału do szumu (*SNR – Signal to Noise Ratio*),
- moc równoważna szumom (*NEP – Noise Equivalent Input Power*),
- zdolność detekcyjna,
- dynamika.

Obok fotorezystorów zmieniającymi swój opór pod wpływem oświetlenia podstawowymi półprzewodnikowymi elementami detekcyjnymi są dla promieniowania elektromagnetycznego diody p-n wykorzystujące zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne na złączu obszarów donorowych i akceptorowych. Diody te pracują w trybie fotowoltaicznym, gdy złącze nie jest zewnętrznie spolaryzowane lub fotoprzewodnictwa, gdy dioda jest zewnętrznie spolaryzowana w sposób zaporowy.

Bardziej rozwiniętymi i posiadającymi lepsze parametry są diody typu p-i-n oraz diody lawinowe. W pierwszej z tych konstrukcji między warstwy p i n znajduje się dodatkowo warstwa półprzewodnika samoistnego (słabodomieszkowanego). Dzięki temu rozszerzony zostaje obszar złącza, co poprawia właściwości detekcyjne. W odróżnieniu fotodiody lawinowe są polaryzowane średnim napięciem (150-200V), na skutek czego następuje przyspieszanie elektronów, które następnie powodują efekt lawinowy. Dzięki temu można uzyskiwać duże czułości, lecz pociąga to za sobą wadę w postaci wysokiego prądu ciemnego oraz dużej wrażliwości na zmiany temperatury i napięcia zasilania. W związku z tym muszą one zostać odpowiednio skompensowane w układach elektronicznych.

Jeszcze innym detektorem z tej kategorii jest dioda Schottky'ego, w której wykorzystuje się złącze metal-półprzewodnik. Zaletą tego rozwiązania jest możliwość pracy z wysoką częstotliwością (do 100 GHz), mały prąd wsteczny i możliwość detekcji promieniowania krótkofalowego.

Możliwa jest również konstrukcja fototranzystora. Element tego typu posiada wprawdzie większą czułość, lecz nie pozwala na detekcję niższych sygnałów niż fotodiody.

Istotną możliwością przy zastosowaniu detektorów półprzewodnikowych jest możliwość miniaturyzacji i tworzenia sieci. Dzięki temu można konstruować matryce detektorów funkcjonujących jako kamery. Najpowszechniej stosowaną matrycą detekcyjną jest CCD (Charge Coupled Device) – urządzenie z przenoszeniem ładunku. Innym rodzajem matrycy jest zdobywająca coraz większą popularność matryca CMOS.

W warunkach niskiego poziomu sygnału optycznego nieocenione zasługi oddają fotopowielacze – detektory wykorzystujące zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne. W detektorach tych elektrony wybite z fotokatody na skutek oddziaływania z fotonami zostają przyspieszone polem elektrostatycznym, a następnie padają na kolejne elektrody, z których wybijane i przyspieszane są kolejne elektrony.

Zaawansowane konstrukcje fotopowielaczy mogą być integrowane w matryce nazywane wzmacniaczami obrazu. Szczególnie ważną rolę odgrywa zastosowanie tzw. płytek mikrokanalikowych, które mogą być zintegrowane z matrycami CCD, co pozwala na prowadzenie bardzo czułych obserwacji.

Szczególnym rodzajem detektora łączącym zalety fotopowielania z możliwością skonstruowania układu matrycowego jest tzw. detektor GEM (Gas Elektron Multiplier). Detektor zbudowany z folii kaptonowej o grubości kilkudziesięciu μm , obłożony cienką warstwą miedzi po obu stronach i gęsto perforowany. Międzywarstwy miedzi przykładane jest wysokie napięcie, które powoduje efekt lawinowy w dziurach. Cały układ umieszczony jest w polu elektrycznym, które pozwala na zbieranie dryfujących elektronów na elektrodzie odczytu.

6.9 Diagnostyka molekularna w reaktorach jądrowych

W reaktorach termojądrowych zarówno z utrzymaniem magnetycznym jak i inercyjnym istotna jest diagnostyka cząsteczkowa, w szczególności pozwalająca na pomiar produktów reakcji termojądrowych. Spośród tego rodzaju diagnostyk wyróżnić można diagnostyki cząstek neutralnych, neutronów oraz jonów.

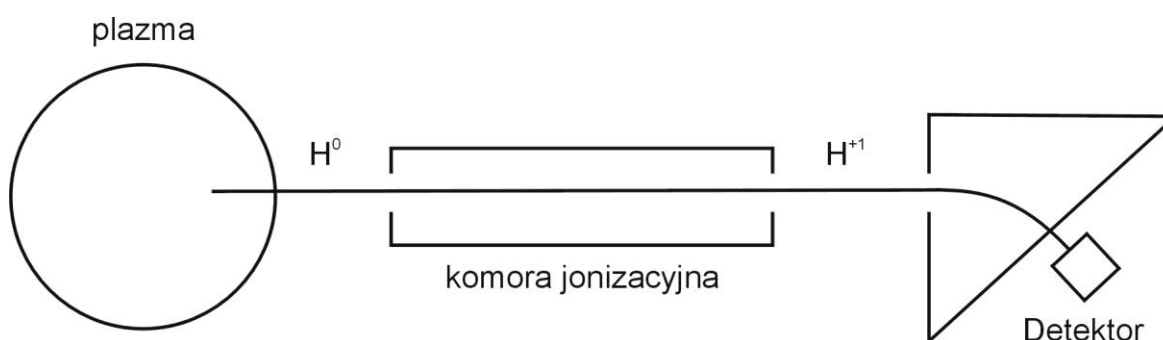
6.9.1 Diagnostyki cząstek neutralnych

W reaktorach termojądrowych z utrzymaniem magnetycznym diagnostyki cząstek neutralnych posiadają dużą wartość, ponieważ cząsteczki tego typu nie oddziałują z polem magnetycznym, a przez to nie podlegają utrzymaniu. Szczególną rolę odgrywają cząsteczki zwane szybkimi neutralami, które poruszają się po trajektoriach zbliżonych do prostych i opuszczają plazmę w sposób bezkolizyjny. W odróżnieniu od znacznie liczniejszych zwykłych neutralów koncentrujących się w plazmie brzegowej i nie niosących informacji o innych rejonach plazmy, cząsteczki te emitowane są z wnętrza plazmy i właśnie o jego parametrach mogą przynosić informacje.

Propagacja szybkich neutralów docierających do detektorów zależy od przekrojów czynnych na kolizje takich neutralów. Do procesów kolizyjnych, w których mogą brać tego typu cząsteczki należą:

- zderzenia z elektronami,
- zderzenia z jonami,
- zderzenia z wymianą ładunku.

Pomiary mogą być prowadzone w układzie jak na rys. 6.41.



Rys. 6.41. Układ do pomiaru cząstek neutralnych

Po wyekstrahowaniu neutralów z komory, w której znajduje się plazma zastosować można jedną ze standardowych diagnostyk korpuskularnych opisanych w punkcie 6.4. W układzie takim jak na rysunku mierzone są energie cząstek, dzięki czemu po zastosowaniu dodatkowych założeń dotyczących rozkładu energetycznego cząstek w plazmie, można wyznaczyć jej temperaturę jonową.

Inna kategoria diagnostyczną obejmująca wykorzystanie cząstek neutralnych polega na przepuszczaniu przez plazmę cząstek neutralnych w celu oszacowania koncentracji jonowej. Mimo licznych problemów związanych z tego typu metodą, niektóre jej warianty bazujące na odpowiednim doborze pierwiastka wykorzystanego do formowania wiązek neutralnych mogą być bardzo użyteczne ze względu na możliwość prowadzenia przy ich okazji pomiarów spektroskopowych. Szczególnie użytecznym pierwiastkiem jest lit z powodu istnienia dla niego prawdopodobnego przejścia do stanu podstawowego, o długości fali 670,8 nm, które mieści się przedziale częstotliwości widzialnych. Przy zastosowaniu wiązek litowych o energii ~100 keV kolinearnych z wiązką lasera możliwe jest na przykład wyznaczenie

kierunku wewnętrznego pola magnetycznego w plazmie na podstawie pomiarów efektu Zeemana.

6.9.2 Diagnostyki neutronów i szybkich jonów

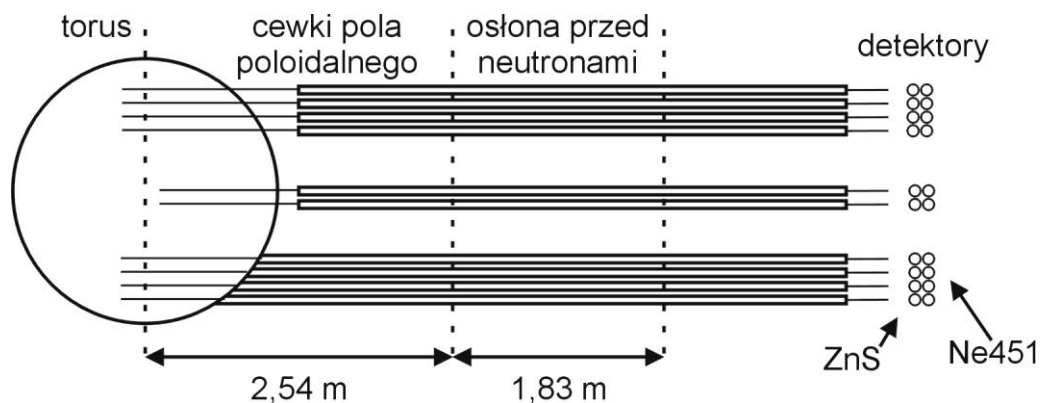
Z punktu widzenia opracowywania diagnostyk, zaletą opisanych w poprzednim punkcie cząstek neutralnych była możliwość opuszczania przez nie plazmy (w szczególności termojądrowej) bez oddziaływania z polem elektromagnetycznym. W tym rozdziale skupimy się na innych kategoriach cząsteczek, o nieco innym charakterze, lecz posiadających podobną cechę.

Neutrony, podobnie jak cząsteczki neutralne nie posiadają ładunku, lecz ze względu na swoje unikalne właściwości fizyczne nie mogą być mierzone standardowymi diagnostykami korpuskularnymi wykorzystującymi detektory i układy pomiarowe przedstawione w rozdziale 6.9.

W reaktorach termojądrowych (w szczególności tych nowej generacji, w których zachodzić będzie reakcja deuter tryt w warunkach plazmy termojądrowej i przy dodatnim bilansie energetycznym) ilość produkowanych neutronów jest bezpośrednim wyznacznikiem efektywności zachodzenia reakcji. Niemniej jednak, w układzie pomiarowym należy pamiętać, że nie wszystkie neutrony, które mogą być zarejestrowane powstają w wyniku badanej reakcji termojądrowej. W przypadku reaktora z mieszaniną deuter tryt, w dalszym ciągu zachodzić będą reakcje deuter-deuter, mogące być również źródłem neutronów. Poza termojądrowymi mechanizmami wytwarzania neutronów w reaktorze mogą być reakcje wiązka-tarcza oraz oddziaływanie szybkich elektronów (runway electrons) z jądrami atomowymi w określonych warunków prowadzące do uwolnienia nukleonów. Nie wolno również zaniedbywać możliwych reakcji fuzji z udziałem materiałów obecnych w ścianie reaktora oraz rozpadów jąder wywołanych oddziaływaniem z promieniowaniem gamma (bremsstrahlung).

W związku z wymienionymi wyżej zjawiskami, w wyniku których powstające neutrony posiadają specyficzną energię, pomiary neutronowe muszą charakteryzować się pewną określoną rozdzielczością widmową w dziedzinie energetycznej.

W diagnostykach neutronowych istotnym zagadnieniem jest kolimacja tych cząsteczek, która jest o wiele trudniejsza do wynikania niż w przypadku fotonów czy cząsteczek naładowanych ze względu na słabe oddziaływanie z materią. Na skutek tego kolimatory neutronów muszą być dużymi urządzeniami zapewniającymi odpowiednie wytłumienie cząsteczek propagowanych nierównoległe, takim jak w układzie na tokamaku TFTR, na rys. 6.42



Rys. 6.42 Kolimatory neutronów na tokamaku TFTR

Do pomiarów neutronów można zastosować metody pośrednie lub bezpośrednie opierające się na następujących zjawiskach:

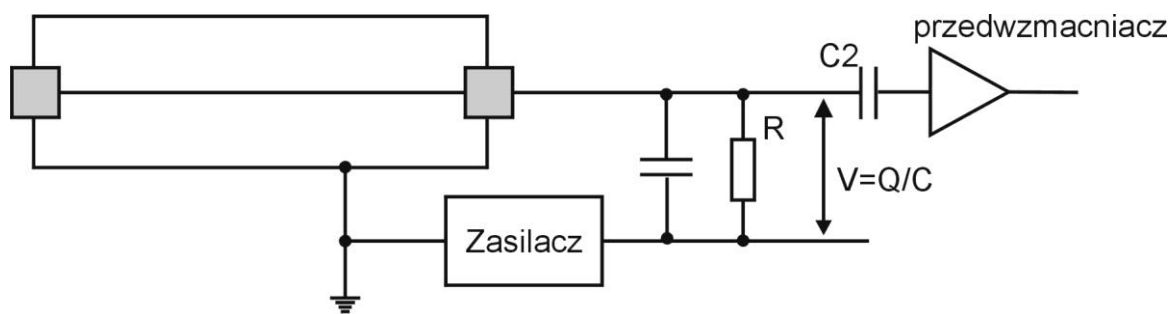
- rozpraszanie i reakcje jądrowe,
- Zjawisko scyntylacji.

Często najlepiej dostroić się do przewidywanego zakresu energetycznego i poszukać wygodnej reakcji.

Jako detektory neutronów wykorzystane mogą być różne urządzenia pozwalające na pomiary *In-situ* oraz *post-mortem*. Spośród nich można wymienić następujące:

- Analiza typu Pulse Hight (użyteczne przy pomiarach x-ray) – *In-situ*
- badania radioaktywności przesyłanych pocztą pneumatyczną próbek wykonanych z różnych spieków aktywujących się pod wpływem neutronów o określonej energii – *post-mortem*.

Ważnym rodzajem detektorów neutronów są tzw. detektory gazowe. Schemat detektora gazowego przedstawiony jest na rys. 6.43.



Rys. 6.43 Układ pomiarowy z gazowym detektorem neutronów

Mimo, że w reaktorach termojądrowych typu tokamak naładowane cząsteczki utrzymywane są za pomocą pola magnetycznego, jednak jeżeli ich energia przekroczy pewną wartość, tracą one utrzymanie i mogą zostać zmierzone przez zewnętrzną diagnostykę. Szczególny wkład do tego procesu mogą mieć protony produkowane w reakcjach deuteru z helem-3 (powstającym na skutek reakcji deuter deuter), które posiadają energię 14.7 MeV. Diagnostyka jonów będących produktami reakcji termojądrowych jest nawet jeszcze bardziej istotna w przypadku fuzji z utrzymaniem inercyjnym, w której jony swobodnie opuszczają plazmę.

Pomiary szybkich cząsteczek naładowanych opuszczających plazmę polegają na odtworzeniu ich trajektorii, co z kolei pozwala na ustalenie obszaru, z którego zostały wyemitowane. Diagnostyka taka realizowana jest np. w układzie dwuwymiarowych scyntylatorów, przy konstrukcji których problemem jest konieczność instalacji urządzenia w pobliżu plamy wewnątrz reaktora, Niemniej jednak diagnostyki tego typu zostały skonstruowane, np. na tokamaku TFTR.

Podobnie jak w przypadku korpuskularnych diagnostyk opartych o pomiary cząsteczek neutralnych, również w przypadku diagnostyk jonowych możliwe jest zastosowanie metod aktywnych polegających na przepuszczaniu przez plazmę strumieni szybkich jonów (rzędu 100 keV). W tym wypadku istotnym parametrem jest kąt deflekcji pod jakim ugięta zostaje wiązka. Dzięki tego typu pomiarom możliwa jest charakteryzacja pola elektromagnetycznego w plazmie, przy czym najlepiej służą one wyznaczaniu potencjału elektrycznego plazmy.

6.10 Wzbudzeniowa Spektroskopia Laserowa – Laser Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS)

LIBS, z ang. Laser Induced Breakdown Spectroscopy, a więc laserowo wzbudzana spektroskopia emisyjna jest metodą, która służy do jakościowej (wyznacza się skład

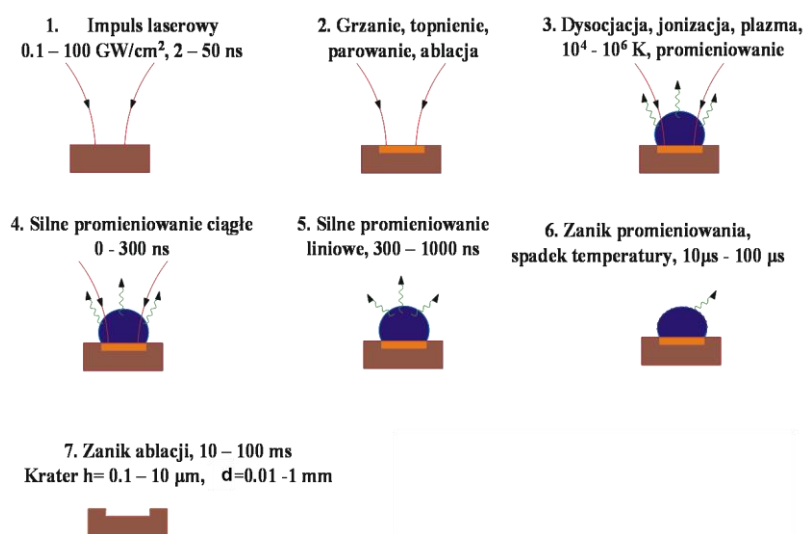
pierwiastkowy materiału bez podania koncentracji poszczególnych pierwiastków) i ilościowej (wyznacza się koncentrację pierwiastków) analizy składu chemicznego badanego materiału. Metoda ta polega na odparowaniu za pomocą impulsu laserowego dużej mocy niewielkiej ilości badanego materiału i wytworzeniu plazmy, która emituje promieniowanie ciągłe i liniowe. Analiza spektralna zarejestrowanego promieniowania emitowanego przez plazmę pozwala następnie zidentyfikować pierwiastki występujące w badanej próbce.

Za narodziny metody LIBS uważany jest rok 1963, kiedy to ukazała się pierwsza praca na temat spektroskopii laserowej. Kolejne lata były bardzo ubogie w publikacje naukowe na ten temat, dopiero pod koniec XX wieku postęp technologiczny spowodował ogromny rozwój w tej dziedzinie.

Metodę LIBS stosuje się do identyfikacji składu badanej próbki, ale również do wyznaczania koncentracji danego składnika w próbce poprzez porównanie zarejestrowanego sygnału odpowiadającego danemu pierwiastkowi z odpowiednią krzywą kalibracyjną. W rzeczywistości okazuje się, że sygnał emitowany przez dany pierwiastek zależy od tzw. matrycy, w której się on znajduje i dla różnych matryc (próbek) sygnał ten może być różny, nawet jeśli został uzyskany w identycznych warunkach eksperymentalnych. Poza tym, oprócz tzw. „efektu matrycy”, na widmo mają wpływ również inne efekty, takie jak fluktuacje parametrów wiązki laserowej, co wiąże się z utrzymaniem stałej gęstości mocy promieniowania na powierzchni próbki, zmiana geometrii spowodowana powstaniem krateru (kolejne impulsy laserowe oddziałują z coraz głębszą warstwą), itp.

W badaniach metodą LIBS plazma wytwarzana jest za pomocą laserów impulsowych dużej mocy, których natężenie promieniowania wynosi ponad 0.1 GW/cm^2 . Promieniowanie o małej gęstości mocy stosuje się do badania bardzo delikatnych próbek (np. warstw malarskich cennych obrazów). Zwykle wiązkę laserową ogniskuje się w taki sposób, aby gęstość mocy była rzędu $1 - 10 \text{ GW/cm}^2$.

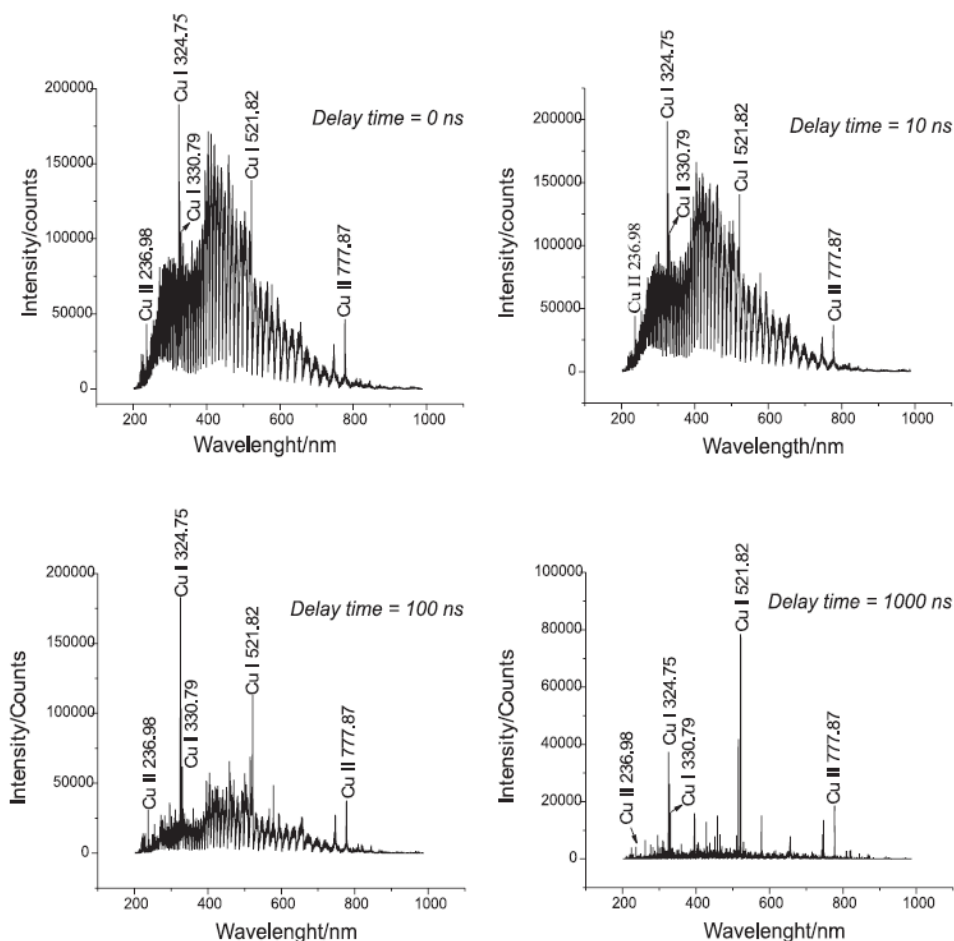
W początkowej fazie oddziaływania impulsu laserowego z tarczą (która może być zarówno ciałem stałym, jak i gazem czy cieczą), energia zaabsorbowanego promieniowania powoduje nagrzewanie, topnienie i parowanie, a następnie dysocjację molekuł oraz jonizację atomów. Schematycznie zjawiska towarzyszące oddziaływaniu lasera z tarczą pokazane są na rys. 6.44. Z odparowanego i zjonizowanego materiału badanej próbki, powstaje następnie plazma, która w wysokiej temperaturze emituje promieniowanie ciągłe - hamowania i rekombinacyjne oraz liniowe, które jest charakterystyczne dla pierwiastków wchodzących w skład plazmy. Identyfikacja linii spektralnych pozwala zidentyfikować pierwiastki występujące w plazmie.



Rys. 6.44 Czasowy przebieg zjawisk w metodzie LIBS.

Metodę LIBS można stosować zarówno do badań w próżni, jak i w powietrzu czy atmosferze innych gazów. Należy tylko pamiętać, że w próżni zjawiska zachodzą szybciej i czas życia plazmy jest krótszy w porównaniu z plazmą wytworzoną w atmosferze. Rys. 6.44 pokazuje zjawiska czasowe dla metody LIBS w powietrzu. W ciągu pierwszych kilkuset nanosekund od impulsu laserowego w widmie obserwowanej plazmy dominuje promieniowanie ciągłe. Po ok. 300-500 ns natężenie promieniowania ciągłego maleje, rośnie natomiast natężenie promieniowania liniowego jonów oraz pojawia się promieniowanie liniowe atomów neutralnych. Robiąc pomiary w atmosferze często można również zaobserwować pasma molekularne takie jak NO czy CO. Po oddziaływaniu nanosekundowego lasera impulsowego o energii rzędu kilkuset mJ na powierzchni badanej próbki pozostaje niewielki krater o średnicy rzędu 0.1 - 1 mm i głębokości 0.1 – 10 μm .

Ważnym pojęciem i parametrem przy rejestracji widm w eksperymentach z zastosowaniem metody LIBS jest odpowiednie opóźnienie rozpoczęcia rejestracji (akwizycji) widm względem impulsu laserowego. Średnio dla badań przeprowadzanych w powietrzu czas ten wybiera się od 100 nawet do kilkuset ns, w celu eliminacji promieniowania ciągłego. Przykład zarejestrowanych widm dla różnego opóźnienia pokazano na rys. 6.45



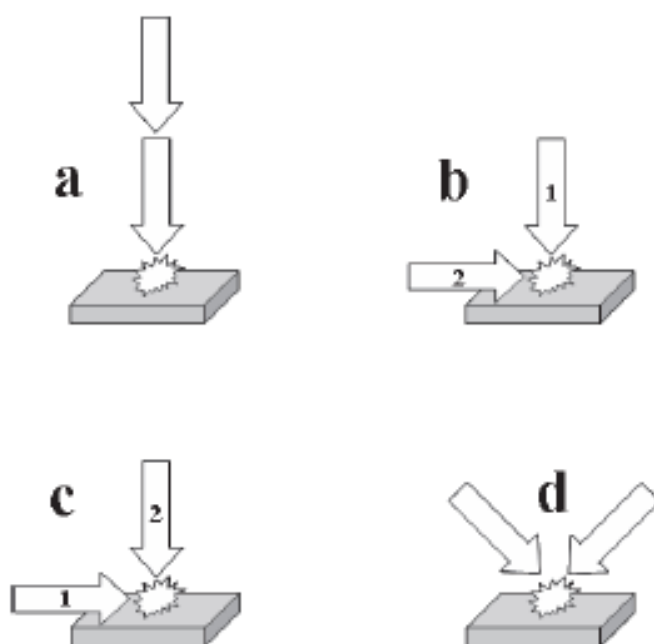
Rys. 6.45 Przykład widm uzyskanych metodą LIBS w eksperymencie z tarczą miedzianą dla różnych opóźnień początku rejestracji względem impulsu laserowego (laser Nd:YAG 5ns, 120 mJ) (Pasquini et al. J. Braz. Chem. Soc. Vol. 18, No. 3, 2007).

Przy analizie promieniowania liniowego należy wziąć pod uwagę wiele czynników. Natężenie linii widmowej zależy nie tylko od koncentracji i właściwości emitującego ją pierwiastka, ale również od koncentracji pozostałych elementów. Ponadto różne są czasy zaniku poszczególnych linii widmowych. Do tego może dochodzić do samoabsorpcji linii. Należy

wziąć pod uwagę również zdolność rozdzielczą stosowanego przyrządu spektralnego, gdyż wiele pierwiastków ma linie położone blisko siebie i mogą być one na pierwszy rzut oka nierozróżnialne. Z wymienionych powyżej względów często metoda LIBS jest wykorzystywana głównie do badań jakościowych. Analiza ilościowa jest możliwa po odpowiednim wykalibrowaniu i wyskalowaniu całej aparatury, jak i zastosowaniu odpowiednich krzywych kalibracyjnych próbek wzorcowych, jednak skalowanie takie ma tylko pewien zakres stosowności.

Od pewnego czasu stosowana jest również metoda LIBS w postaci dwuimpulsowej, w której pierwszy impuls kreuje plazmę, a drugi ją dodatkowo wzbuja. Do tego jest kilka wariantów zastosowania drugiego impulsu, co pokazano na rys.6.46:

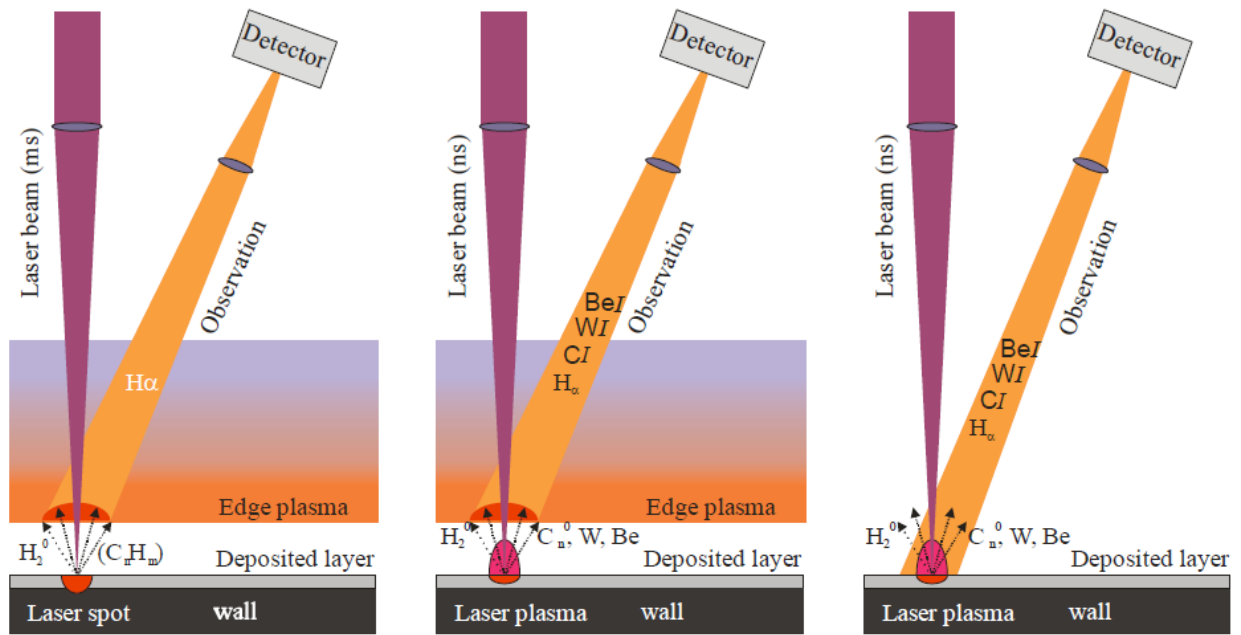
- a) Kolinearny
- b) Ort. pre-heatng
- c) Ort. pre-ablacja
- d) Wiązki skrzyżowane



Rys. 6.46 Warianty dwu-impulsowej metody LIBS (Pasquini et al. J. Braz. Chem. Soc. Vol. 18, No. 3, 2007).

Jeżeli chodzi o zastosowanie metody LIBS jako diagnostyki w urządzeniach termojądrowych to stosuje się tą metodę do badań powierzchni ścian wewnętrznych tokamaków. W ITERze planowane jest zastosowanie tej metody do monitorowania erozji i zawartości trytu w divertorze.

Ponadto obok metody LIBS równocześnie wykonywane są pomiary wykorzystujące metodę LIDS (Laser Induced Desorption Spectroscopy) – Laserowa Spektroskopia Indukująca Desorpcję oraz LIAS (Laser Induced Ablation Spectroscopy) - Laserowa Spektroskopia Indukująca Ablację. Do metody LIDS stosuje się lasery o małej mocy i dłuższych impulsach (rzędu ms), natomiast LIAS jest metodą, która może być stosowana równocześnie z LIBS, z tą jednak różnicą, że w tym wypadku obserwujemy oddziaływanie plazmy powstałej w LIBS z plazmą tokamakową, co schematycznie pokazane jest na rys.6.47



a) LIDS

b) LIAS

c) LIBS

Rys. 6.47 Różne metody wykorzystujące spektroskopię laserową do badań powierzchni ściany w tokamakach (36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia, June 29 - July 3, 2009 ECA Vol.33E, P-1.188 (2009)).

7 LITERATURA

- [1] Tokamaks, John Wesson, Oxford Science Publications
- [2] *Synteza termojądrowa – źródło energii dla elektrowni przyszłości*, Urszula Woźnicka, Raport nr 4/POP (2008)
- [3] Projekt ITER, <http://www.iter.org>
- [4] Projekt HIPER, <http://www.hiper-laser.org>
- [5] "Foresight dla energetyki termojądrowej", Z. Składanowski, A. Marchewka, 2009
<http://www.energetykatermojadrowa.pl/>
- [6] National Ignition Facility, <https://lasers.llnl.gov/>
- [7] <http://www.laserlab-europe.net/>
- [8] <http://fusionforenergy.europa.eu/>
- [9] [European Fusion Development Agreement, http://www.efda.org/](http://www.efda.org/)
- [10] *Od JETa do ITERa. Ważny krok na drodze do energii taniej, bezpiecznej i przyjaznej środowisku*, Andrzej Gałkowski, POSTĘPY FIZYKI, Nr 3, 59 (2008)
- [11] FOTON 95, Lucjan Jarczyk, *Energia gwiazd – Hans Bethe*, 2006
D. A. Frank-Kamieniecki „Wykład z fizyki plazmy”, 1968
- [12] Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics*, 2002
- [13] K. Miyamoto, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion*
- [14] prof. Marcela Bilek, *Lectures on Plasma Physics*, Univ. of Sydney,
- [15] J. Wesson, *Science of JET*, EFDA materials
- [16] M. Rosinski, *Badanie procesów generacji i zastosowania jonów produkowanych laserem dla modyfikacji materiałów półprzewodnikowych*, 2012
- [17] P. Gasior, *Badanie własności kodepozytu i pyłu w urządzeniach tokamak z wykorzystaniem technik laserowych i specjalnych metod diagnostycznych*, 2012
- [18] W. Demtroeder „Spektroskopia laserowa”