



**Wydział  
Fizyki**

POLITECHNIKA WARSZAWSKA



**IFPILM**

INSTYTUT FIZYKI PLAZMY I LASEROWEJ MIKROSYNTEZY  
IM. SYLWESTRA KALISKIEGO

# Synteza termojądrowa w plazmie utrzymywanej w polu magnetycznym

Praca zaliczeniowa z przedmiotu  
Metody i Techniki Jądrowe

autor:  
Natalia Grzybicka

prowadzący:  
prof. dr hab. Jan Pluta

WARSZAWA 2023



# Spis treści

---

<b>1</b>	<b>Wstęp</b>	<b>9</b>
1.1	Plazma . . . . .	10
1.1.1	Definicja . . . . .	10
1.1.2	Temperatura . . . . .	10
1.1.3	Ekranowanie Debye'a . . . . .	12
1.1.4	Parametr plazmowy . . . . .	13
1.1.5	Zachowanie się plazmy w polu elektromagnetycznym . . . . .	14
1.1.6	Kryteria dla plazmy . . . . .	17
1.2	Synteza termojądrowa . . . . .	17
1.2.1	Rys historyczny . . . . .	17
1.2.2	Fizyka reakcji termojądrowej . . . . .	19
1.3	Sposoby realizacji syntezy w plazmie . . . . .	20
1.3.1	Metody utrzymywania plazmy . . . . .	20
1.3.2	Kryterium Lawsona . . . . .	22
1.3.3	Cykl protonowo-protonowy i węglowo-azotowo-tlenowy . . . . .	23
1.3.4	Fuzja jądrowa w warunkach ziemskich . . . . .	26
<b>2</b>	<b>Magnetyczne utrzymanie plazmy</b>	<b>29</b>
2.1	Koncepcje magnetycznego utrzymania plazmy . . . . .	30
2.1.1	Z-pinch . . . . .	30
2.1.2	Tokamak . . . . .	31
2.1.3	Stellarator . . . . .	33
2.2	Plazma w tokamaku . . . . .	34
2.2.1	Typowe parametry . . . . .	34
2.2.2	Grzanie plazmy . . . . .	35
2.3	Transport energii i cząstek w tokamaku . . . . .	37
2.3.1	Transport klasyczny . . . . .	37

2.3.2	Transport neoklasyczny . . . . .	37
2.3.3	Transport anomalny . . . . .	38
<b>3</b>	<b>Reaktor termojądrowy</b>	<b>39</b>
3.1	Tokamak jako reaktor fuzyjny . . . . .	40
3.1.1	Przykład tokamaka JET . . . . .	40
3.1.2	Limitery i Divertory . . . . .	41
3.1.3	<i>L - mode</i> i <i>H - mode</i> . . . . .	43
3.2	Ograniczenia i wyzwania . . . . .	43
3.2.1	Niestabilności . . . . .	43
3.2.2	Redukcja mocy do płyt divertora . . . . .	44
3.3	ITER - międzynarodowy reaktor badawczy . . . . .	45
3.3.1	Opis . . . . .	45
3.3.2	Cele budowy . . . . .	46
<b>4</b>	<b>Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy im. Sylwestra Kaliskiego w Warszawie</b>	<b>49</b>
4.1	Generał Sylwester Kaliski . . . . .	50
4.2	Historia Instytutu . . . . .	51
4.3	Obecne projekty Instytutu . . . . .	52
4.3.1	Letnia Szkoła Fizyki Plazmy w Kudowie i wywiad z dyrektorem IFPiLM	59



# Przedmowa

---

Rzeczywistość, do której jesteśmy przyzwyczajeni wymaga ciągłego dostępu do energii elektrycznej. Liczba ludności na całym świecie wciąż rośnie (została już nawet przekroczona granica 8 miliardów ludzi zamieszkujących kulę ziemską), podobnie jak zapotrzebowanie na dostęp do prądu. Rozwój technologiczny ułatwia wiele aspektów życia człowieka, ale generuje też potrzebę patentowania coraz to nowych i bardziej wydajnych sposobów na pozyskiwanie energii elektrycznej.

Kryzys energetyczny, który zapanował na świecie, pokazuje, że nie można opierać produkcji prądu elektrycznego wyłącznie na paliwach kopalnych. Co więcej, stosowanie takich "tradycyjnych" metod jest niekorzystne dla środowiska, zwłaszcza przy długoletniej praktyce. Metody wykorzystujące odnawialne źródła energii w ogólności nie są szkodliwe dla naszej planety, ale wciąż nie są na tyle wydajne, aby ograniczyć korzystanie z elektrowni węglowych. Nadzieję dają elektrownie jądrowe, które wykorzystują bądź co bądź odnawialne źródła energii. Jednakże katastrofa w Czarnobylu z 1986 roku pokazała dramatyczne skutki awarii elektrowni tego typu. Odpady radioaktywne i sposób ich utylizacji to wciąż duży problem, wywołujący również społeczne obawy przed upowszechnieniem się energetyki jądrowej. Niezaprzeczalnie, jest ona ciekawym i wydajnym sposobem otrzymywania prądu elektrycznego, a mówi się, iż w obecnych czasach metody budowy elektrowni tego typu są uodpornione na wszelkie niebezpieczne scenariusze, które mogą zajść w trakcie działania reaktora.

Elektrownia jądrowa, w telegraficznym skrócie, opiera swoje działanie na rozszczepianiu jąder atomowych ciężkich pierwiastków. Procesy zachodzące w elektrowni tego typu rozpoczyna uderzenie neutronu w materiał rozszczepialny. Następnie neutrony powstałe w reakcji rozszczepienia, zderzając się z innymi jądrami paliwa jądrowego (zwykle uranu  $^{235}\text{U}$ ),

dokonywają kolejnych aktów rozszczepienia. W ten sposób tworzy się reakcja łańcuchowa. Obrazowo mówiąc, takie „dzielenie” się jąder atomowych na mniejsze jest źródłem energii, która jest następnie w odpowiedni sposób przekształcana w prąd elektryczny. Problemem pozostają odpady radioaktywne (produkty rozszczepienia), które wytwarzają się naturalnie w wyniku działania reaktora jądrowego. Są to źródła promieniotwórcze, które będą generować promieniowanie w sposób ciągły, niezależnie od woli człowieka - nie da się ich wyłączyć, w odróżnieniu od generatorów promieniowania, np. lampy rentgenowskiej. Jak wiadomo, przyjęcie dużych dawek promieniowania jest niebezpieczne dla człowieka i może nawet skutkować jego śmiercią w wyniku choroby popromiennej.

Odkryto, że istnieje alternatywna metoda pozyskiwania energii elektrycznej, również wykorzystująca jądra atomowe. Metoda ta stanowi swoiste przeciwieństwo reakcji rozszczepienia. Wykorzystuje się tym razem lekkie jądra pierwiastków oraz doprowadza się do ich połączenia. Fizycy zjawisko to nazywają „syntezą” lub „fuzją” jądrową. Okazuje się, że połączenie się dwóch jąder skutkuje wydzieleniem się dużej ilości energii, którą można by przekształcić na prąd. Reakcją, z której czerpią energię gwiazdy, w tym Słońce, jest właśnie reakcja fuzji. Wiadomo jednak, iż gwiazdy posiadają bardzo wysoką temperaturę. Wysoka temperatura bowiem pozwala dwóm dodatnio naładowanym jądrom atomowym zbliżyć się do siebie na tyle blisko, aby, pokonując tzw. barierę kulombowską, połączyć się ze sobą i przekształcić w inny, cięższy pierwiastek przy jednoczesnym wydzieleniu energii.

Doprowadzenie do kontrolowanej reakcji fuzji termojądrowej (przedrostek „termo-” wskazuje na wysokie temperatury, w których zachodzi reakcja) w warunkach ziemskich nie jest sprawą trywialną. Nie istnieje taki materiał, który wytrzymałby zetknięcie z temperaturami rzędu milionów kelwinów, a takie są potrzebne, aby synteza była możliwa. Problem ten znalazł rozwiązanie w zastosowaniu tzw. pułapek magnetycznych. Dzięki nim nie trzeba narażać materiałów komory przyszłej elektrowni termojądrowej na bezpośredni kontakt z gorącym paliwem termojądrowym. Reaktorami przyszłości najprawdopodobniej będą urządzenia zwane tokamakami, w których zastosowano ideę pułapki magnetycznej i które dają największą szansę na utrzymanie reakcji fuzji na tyle długo, by bilans energii otrzymanej z reakcji oraz doń dostarczonej był dodatni.

Dziedzina fizyki, która jest bezpośrednio związana z koncepcją budowy elektrowni termojądrowej to fizyka plazmy. Plazma jest czasami nazywana czwartym stanem skupienia materii i stanowi (w skrócie) zjonizowany gaz naładowanych cząstek. Szacuje się, że 99% materii we Wszechświecie stanowi właśnie plazma. Dla Czytelnika może być to dużym zaskoczeniem, z uwagi na fakt, iż na Ziemi plazma występuje rzadko. Spowodowane jest to m.in niską temperaturą panującą na naszej planecie. Plazmę bada się więc głównie w laboratoriach. Fizyka plazmy oparta jest na takich działach fizyki, jak teoria elektromagnetyczna, mechanika klasyczna oraz mechanika statystyczna.

Nie ulega wątpliwości, że fizyka plazmy odegra dużą rolę dla rozwoju technologicznego

ludzkości. Dziedzina ta badana jest w wielu ośrodkach naukowych na całym świecie. Powstają też kolejne urządzenia badawcze, które przetrą szlaki dla demonstracyjnego reaktora termojądrowego. Za wiele lat (dokładnej daty podać nie sposób) powstanie pierwsza komercyjna elektrownia termojądrowa. W kolejnych dziesięcioleciach będą powstawały następne, aż pewnego dnia pozyskiwanie energii z syntezy termojądrowej stanie się procedurą powszechną na całym świecie. Elektrownie tego typu będą bezpieczne dla środowiska, a ludzkość nie będzie borykała się z problemem odpadów radioaktywnych, w szczególności po ewentualnej awarii reaktora termojądrowego. Nie oznacza to, że elektrownia tego typu nie będzie źródłem odpadów promieniotwórczych. Odpadami radioaktywnymi będzie jedynie złom z konstrukcji urządzenia, który będzie aktywowany neutronami syntezy przez okres jego eksploatacji. Odpady te będą jednakże krótkożyciowe, a ich utylizacja będzie procesem trwającym „tylko” setki lat. Dla porównania, odpady radioaktywne z elektrowni jądrowej potrzebują tysięcy lat, aby przestać stanowić zagrożenie. W reaktorze termojądrowym niemożliwy jest niekontrolowany wzrost energii, nawet w przypadku jego awarii lub błędu popełnionego przez człowieka. Ponadto, elektrownia termojądrowa jest elektrownią opartą na odnawialnych źródłach energii, zatem dostępność paliwa nie będzie stanowiła problemów przyszłości. W toku czytania niniejszej pracy Czytelnik pozna sposoby radzenia sobie z ograniczoną podażą trytu, czyli jednego ze składników paliwa termojądrowego, w przyrodzie. Metody te są wciąż rozwijane w instytutach badawczych na całym świecie.

Niniejsze opracowanie powstało, aby wprowadzić Czytelnika w tematykę fizyki plazmy i syntezy termojądrowej. Nie zakłada się, że Czytelnik posiada wiedzę specjalistyczną - opracowanie to może być z powodzeniem czytane przez absolwenta szkoły średniej po kursie fizyki rozszerzonej lub studenta pierwszych lat studiów inżynierskich. Starano się ograniczyć liczbę wypisanych wzorów do niezbędnego minimum i pominięto szczegółowe, oparte na zaawansowanych równaniach, wyprowadzenia omawianych zjawisk. Założeniem przy powstawaniu tej pracy było zaznajomienie Czytelnika z podstawami pojęć z zakresu fizyki plazmy i energetyki termojądrowej oraz zainspirowanie go do samodzielnego zgłębienia przedstawianej wiedzy.



# Rozdział 1

## Wstęp

---

Nie sposób rozpocząć rozważań o energetyce termojądrowej bez zapoznania się z podstawowymi pojęciami z dziedziny fizyki plazmy. W tym rozdziale omówiony zostanie czwarty, najbardziej powszechny we Wszechświecie stan materii - plazma. Jest to specyficzny stan, którego omówienie często nie pojawia się na wykładach z fizyki ogólnej. Należy więc uświadomić sobie, czym różni się plazma od gazu neutralnego, czy też od zwykłego zjonizowanego gazu. Czytelnik zostanie wprowadzony w specyficzne podejście do temperatury, która nie będzie wyrażana w stopniach Celsjusza lub kelwinach, lecz w jednostkach energii. Warto zrozumieć tę ideę, aby bez zaskoczenia zapoznawać się z fachową literaturą naukową z wielu dziedzin fizyki. Rozważone zostaną też różne rodzaje plazmy, z którymi stykamy się w codziennym życiu, a nie tylko w laboratoriach naukowych.

Czytelnik zostanie wprowadzony w ważne parametry plazmy oraz zrozumie, jaka jest skala rozważania tego stanu skupienia jako „całości”. Z tym zagadnieniem związana jest długość Debay’a. Przypomniane zostanie również zagadnienie ruchu cząstki naładowanej w polu elektrycznym i magnetycznym. Ruchy te mają kluczowe znaczenie dla analizowania zachowania się paliwa termojądrowego w reaktorze, w którym zastosowano pułapkę magnetyczną. Podane zostaną sposoby utrzymywania wysokiej temperatury w komorze reaktora. Temperatura ta jest niezbędna do zainicjowania i utrzymania reakcji fuzji.

Wy tłumaczone zostanie, czymże jest wspomniane paliwo termojądrowe i dlaczego mieszanka deuteru z trytem jest najbardziej obiecująca w kontekście elektrowni przyszłości. Wyjaśnione zostanie, w jaki sposób gwiazdy pozyskują energię i dlaczego zastosowanie analogicznego podejścia na Ziemi nie jest możliwe, przez co należy uciekać się do bardziej wyrafinowanych metod.

---

## 1.1 Plazma

### 1.1.1 Definicja

**Plazmą** nazywa się quasi-neutralny gaz naładowanych oraz neutralnych cząstek, które przejawiają kolektywne zachowanie [1]. Cząstkami dodatnimi przy opisie plazmy zawsze są jony, a cząstkami ujemnymi - elektrony. W plazmie mogą powstawać jony ujemne poprzez „przyleganie” elektronów do atomów obojętnych elektrycznie, ale spotyka się je bardzo rzadko i odgrywają one rolę drugorzędną. Wobec tego, zawsze w niniejszym opracowaniu pod pojęciem jonu rozumie się cząstkę naładowaną dodatnio. Dowolny zjonizowany gaz nie może być nazywany plazmą. W każdym gazie występuje niewielki stopień jonizacji.

Aby wyjaśnić, co rozumie się pod pojęciem *kolektywnego zachowania plazmy*, rozważmy najpierw przypadek zwykłego powietrza. Interesuje nas siła działająca na jego pojedynczą cząstkę. Dopóki jest ona neutralna, nie ma elektromagnetycznej siły działającej na nią, a siła grawitacji jest zanedbywalna. Cząstka porusza się bez zakłóceń, dopóki nie dojdzie do kolizji z inną cząstką. Ruch cząstek jest kontrolowany przez takie zderzenia. Makroskopowa siła działająca na neutralny gaz (np. wytwarzana przez głośnik generujący falę dźwiękową) jest przenoszona do każdego atomu poprzez kolizje. Sytuacja jest zupełnie inna w przypadku plazmy, która zawiera cząstki *naładowane*. Kiedy ładunki się poruszają, mogą generować lokalne koncentracje ładunków dodatnich oraz ujemnych, a to jest przyczyna powstawania pola elektrycznego. Ruch cząstek generuje również prądy, a w związku z tym pole magnetyczne. Pola te wpływają na ruch innych naładowanych cząstek znajdujących się daleko. Ta daleko zasięgowa siła Coulomba daje plazmie dużo możliwości ruchu. W rzeczywistości najbardziej interesujące wyniki dotyczą plazmy bezkolizyjnej, gdzie daleko zasięgowe siły elektromagnetyczne są o wiele większe od sił związanych ze zwyczajnymi lokalnymi kolizjami, które można całkowicie zaniebać. Przez „zachowanie kolektywne” rozumie się ruch, który zależy nie tylko od warunków lokalnych, ale również od stanu plazmy w rejonach odległych.

„Quasi-neutralny” oznacza „prawie neutralny”. **Plazma quasi-neutralna** jest to plazma elektrycznie obojętna w dostatecznie dużej objętości lub w dostatecznie długich odcinkach czasu [2].

### 1.1.2 Temperatura

Rozważmy gaz, w którym cząstki mogą poruszać się jedynie w jednym wymiarze. Taki gaz w stanie równowagi termicznej ma cząstki o wszystkich prędkościach, a rozkład tych prędkości jest znany jako rozkład Maxwella. Jego jednowymiarowe przedstawienie wyrażone jest

wzorem

$$f(u) = A \exp\left(-\frac{mu^2}{2k_B T}\right) \quad (1.1)$$

$f du$  jest liczbą cząstek na  $m^3$  z prędkością z przedziału między  $u$  oraz  $u + du$ .  $\frac{1}{2}mu^2$  stanowi energię kinetyczną, zaś  $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} J/K$  jest stałą Boltzmanna.

Gęstość, bądź liczba cząstek na  $m^3$ , jest dana poprzez

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} f(u) du \quad (1.2)$$

Natomiast stała  $A$  jest związana z gęstością  $n$  przez związek

$$A = n \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \quad (1.3)$$

Szerokość rozkładu jest charakteryzowana przez stałą  $T$ , którą nazywa się temperaturą. Ażeby zrozumieć dokładne znaczenie  $T$ , można obliczyć średnią energię kinetyczną cząstek w tym rozkładzie:

$$E_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2}mu^2 f(u) du}{\int_{-\infty}^{\infty} f(u) du} \quad (1.4)$$

Wynikiem tego całkowania jest

$$E_{av} = \frac{1}{2}k_B T \quad (1.5)$$

W ogólności, równanie (1.5) wyraża średnią energię kinetyczną przypadającą na stopień swobody. Wobec tego, jeśli rozszerzymy nasze rozważania do trzech wymiarów, otrzymamy

$$E_{av} = \frac{3}{2}k_B T \quad (1.6)$$

Ponieważ temperatura  $T$  oraz energia  $E_{av}$  są ściśle ze sobą powiązane, zwyczajowo w fizyce plazmy temperaturę wyraża się w jednostkach energii. Unikając nieporozumień związanych z wymiarowością przyjętego układu, nie rozważa się energii  $E_{av}$ , lecz energię związaną z iloczynem  $k_B T$ , używaną do wyznaczenia temperatury.

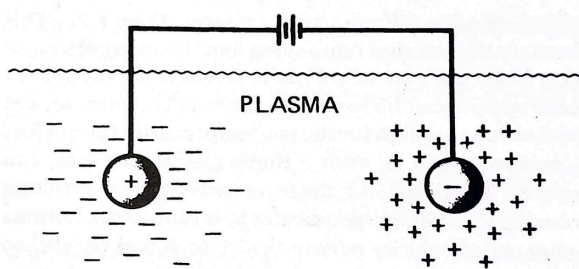
Współczynnik konwersji wynosi

$$1 eV = 11\,600 K \quad (1.7)$$

Przez 2-eV plazmę rozumie się równość  $k_B T = 2 eV$ , bądź  $E_{av} = 3 eV$  w trzech wymiarach. Plazma może mieć różne temperatury w tym samym czasie. Często się zdarza, że jony i elektrony mają oddzielne rozkłady Maxwella z różnymi temperaturami  $T_i$  oraz  $T_e$ . Wynika to z faktu, że częściej dochodzi do kolizji jonów z jonami oraz elektronów z elektronami, niż do kolizji jonów z elektronami. Każdy rodzaj cząstek może być w swojej własnej równowadze termicznej, ale plazma może nie wytrwać wystarczająco długo, aby te dwie temperatury się wyrównały. Kiedy występuje również pole magnetyczne  $\mathbf{B}$ , nawet pojedynczy rodzaj cząstek, np. jony, może mieć dwie temperatury. Wynika to z tego, że siły działające na jony wzdłuż  $\mathbf{B}$  są inne niż siły działające prostopadle do tego pola. Jest to oczywiście związane

z własnościami siły Lorentza. Składowe prędkości prostopadłe do  $\mathbf{B}$  oraz równoległe do  $\mathbf{B}$  mogą należeć do różnych rozkładów Maxwella, z temperaturami odpowiednio  $T_{\perp}$  oraz  $T_{\parallel}$ .

### 1.1.3 Ekranowanie Debye'a



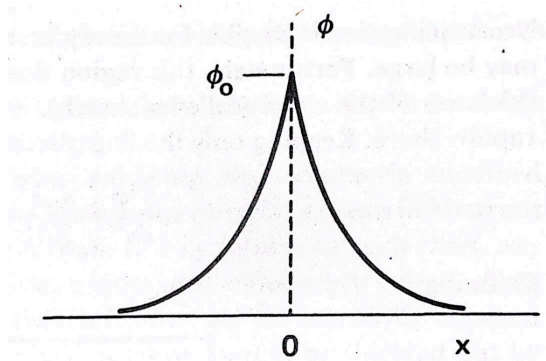
Rysunek 1.1: Ekranowanie Debye'a. Źródło: [1]

Każda cząstka naładowana powoduje polaryzację okrażającej ją plazmy. Dookoła takiej cząstki wytwarza się „atmosfera” z cząstek przeciwnego znaku, ekranująca jej pole. Potencjał ekranujący można obliczyć na podstawie teorii Debye'a, opartej na założeniu o tzw. polu samouzgodnionym. Według niej, istnieje taki rozkład pola elektrycznego,

który wytwarza rozkład cząstek wzbudzających z kolei zadane pole. Długość ekranowania (długość Debye'a) można uważać za wielkość rozdzielania ładunków lub długość polaryzacyjną w przypadku plazmy jako całości [2].

Przypuśćmy, że próbujemy wytworzyć w plazmie pole elektryczne przez zaaplikowanie dwóch naładowanych kul połączonych z baterią (rys. 1.1). Kule będą przyciągać cząstki przeciwnego znaku i prawie natychmiast chmura jonów otoczy ujemnie naładowaną kulę, zaś chmura elektronów otoczy dodatnio naładowaną kulę. Jeżeli plazma jest zimna i nie ma w niej ruchów termicznych, w chmurze okalającej kulę będzie tak dużo ładunków, jak w niej samej. W takim przypadku ekranowanie będzie idealne i żadne pole elektryczne nie będzie istniało w plazmie poza wytworzonymi chmurami. Z drugiej strony, jeżeli temperatura jest skończona, cząstki znajdujące się na granicy chmury, gdzie pole elektryczne jest słabe, mają wystarczającą energię termiczną, aby uciec z potencjału elektrostatycznego.

Przez „granicę” chmury rozumie się tutaj promień, gdzie energia potencjalna jest w przybliżeniu równa termicznej energii  $k_B T$  cząstek, a ekranowanie jest niekompletne.



Rysunek 1.2: Rozkład potencjału w pobliżu powierzchni  $x = 0$ . Źródło: [1]



Rozważmy układ współrzędnych z rysunku 1.2. Niech potencjał na powierzchni  $x = 0$  będzie dany i równy  $\varphi_0$ . Wartość tego potencjału w funkcji  $x$ :  $\varphi(x)$  dany jest następującym wzorem

$$\varphi(x) = \varphi_0 \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_D}\right) \quad (1.8)$$

$\lambda_D$  jest długością Debye'a, równą

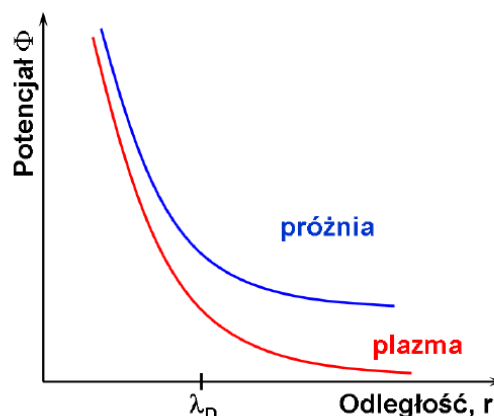
$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_{e,i}}{n_{e,i} e^2}\right)^{1/2} \quad (1.9)$$

$\varepsilon_0$  jest przenikalnością elektryczną próżni.

Wraz ze zwiększaniem się gęstości elektronów/jonów  $n_{e,i}$ ,  $\lambda_D$  się zmniejsza. Jest to zgodne z oczekiwaniami - plazma zawiera więcej elektronów, które mogą skutecznie ekranować. Ponadto,  $\lambda_D$  wzrasta wraz z energią  $k_B T_{e,i}$ . Bez mieszania termicznego (czyli kiedy jony/elektrony nie poruszałyby się), chmura ładunku stałaby się nieskończenie cienką warstwą. Wzór (1.9) stanowi uogólnienie długości Debye'a na przypadek elektronów oraz jonów (indeksy  $e, i$ ).

Porównanie rozkładu potencjału w funkcji odległości od ładunku punktowego wytworzonego w próżni i w plazmie przedstawione jest na rysunku 1.3.

Niech  $L$  będzie rozmiarem liniowym układu o objętości  $V = L^3$ . Kryterium dla zjonizowanego gazu pozwalającym uznać go za plazmę jest, aby był wystarczająco gęsty i  $\lambda_D$  była o wiele mniejsza niż  $L$ .



Rysunek 1.3: Potencjał elektryczny wokół ładunku punktowego w próżni i w plazmie. Źródło: [3]

#### 1.1.4 Parametr plazmowy

*Parametrem plazmowym* nazywa się liczbę cząstek  $N_D$  zawartych w sferze o promieniu równym długości Debye'a  $\lambda_D$  (sferze Debye'a).

$$N_D = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \quad (1.10)$$

$n$  - gęstość cząstek plazmy na  $m^3$  objętości.

Kolektywne zachowanie plazmy wymaga, aby  $N_D \gg 1$ .

### 1.1.5 Zachowanie się plazmy w polu elektromagnetycznym

Ruch cząstki naładowanej poruszającej się w polu elektromagnetycznym opisuje równanie

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.11)$$

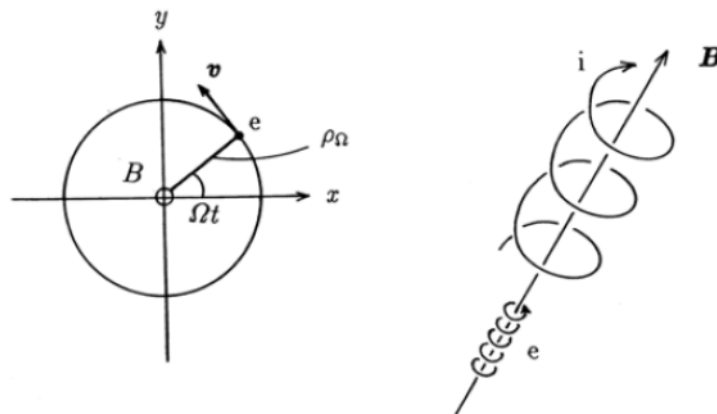
$m$  stanowi masę cząstki,  $\vec{v}$  jest wektorem jej prędkości,  $q$  - ładunkiem, którym cząstka jest obdarzona,  $\vec{E}$  - wektorem natężenia pola elektrycznego, zaś  $\vec{B}$  jest wektorem indukcji magnetycznej. Rozważmy sytuację, w której pole magnetyczne skierowane wzdłuż osi Oz jest jednorodne, a pole elektryczne jest całkowicie zerowe. Wówczas ruch cząstki naładowanej nazywa się ruchem cyklotronowym lub Larmora (rys. 1.4). Częstość

$$\vec{\Omega} = \vec{\omega} = -\frac{q\vec{B}}{m} \quad (1.12)$$

nazywamy częstością cyklotronową. Promień okręgu, który zakreśla cząstka, nazywany jest promieniem Larmora, który wyraża się wzorem:

$$\rho_{\Omega} = r_L = \frac{mv}{|q|B} \quad (1.13)$$

$v$  oznacza tu wartość bezwzględną składowej wektora  $\vec{v}$  prostopadłej do wektora  $\vec{B}$ . Ponieważ masa elektronu jest dużo mniejsza od masy jonu (np. protonu) intuicyjnym jest, że promień Larmora dla elektronu będzie dużo mniejszy, niż w przypadku jonów.

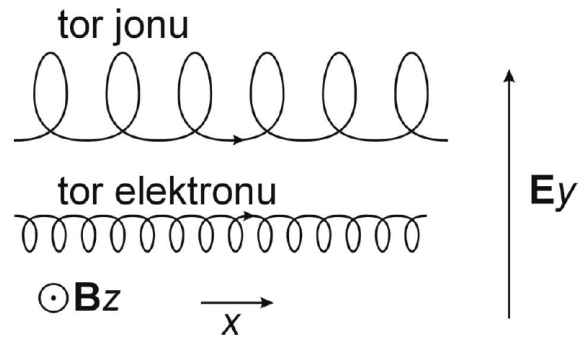


Rysunek 1.4: Cyklotronowy ruch naładowanych cząstek w plazmie. Na rysunku znajdującym się po lewej stronie wektor indukcji magnetycznej o wartości  $B$  skierowany jest prostopadle do płaszczyzny ekranu (za ekran), co zostało oznaczone symbolem  $\otimes$ . Wektor prędkości cząstki (elektronu,  $e$ ) leży w płaszczyźnie ekranu i ma wartość  $v$ . Kąt zakreślony przez cząstkę w czasie  $t$  ma wartość  $\Omega t$ , gdzie  $\Omega$  - pulsacja, częstość cyklotronowa. Na prawym rysunku widać, że ruch elektronów odbywa się po spirali w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara. Wynika to z faktu, że  $\Omega$  jest dodatnia. Zgodnie z ruchem wskazówek zegara, również po spirali, poruszają się jony, ponieważ  $\Omega$  ma znak ujemny. Wzór na siłę Lorentza  $F = q\vec{v} \times \vec{B}$  prowadzi do wniosku, że siła magnetyczna jest związana jedynie ze składową prędkości cząstki prostopadłą do wektora  $\vec{B}$ . Składowa równoległa tej prędkości prowadzi do jednostajnego ruchu wzdłuż linii pola magnetycznego. Źródło: [4]

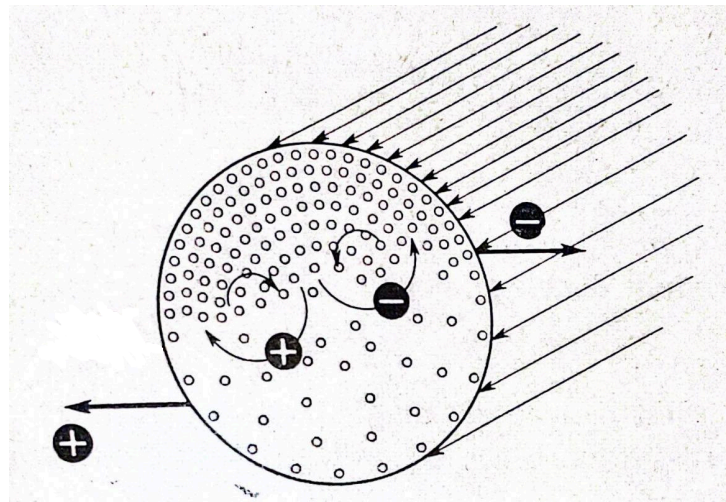
Jeżeli zjonizowane cząstki znajdują się w skrzyżowanych polach elektrycznym oraz magnetycznym, przejawiają ruch dryfowy. Dryf tego typu nie prowadzi do separacji ładunków. Rysunek 1.5 przedstawia przykładową sytuację tego typu.

Prostopadle do wektora  $\vec{B}$  pole elektryczne  $\vec{E}$  skutkuje anty-intuicyjnym zachowaniem cząstek naładowanych znajdujących się w tej konfiguracji pól. Intuicyjnie można byłoby się spodziewać, że cząstki naładowane dodatnio będą poruszać się w kierunku wektora  $\vec{E}$ , zgodnie z jego zwrotem, jednocześnie podlegając ruchowi cyklotronowemu będącemu wynikiem obecności pola  $\vec{B}$ .

Okazuje się jednak, że cząstka porusza się w kierunku prostopadłym zarówno do wektora  $\vec{E}$ , jak i  $\vec{B}$ . W literaturze taki ruch nazywa się często **dryfem  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$**  - prędkość dryfu w kierunku prostopadłym do  $\vec{E}$  oraz  $\vec{B}$  wynosi  $v_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$ , a kierunek dryfu jest wspólny dla obu typów cząstek. Aby zrozumieć istotę tego zjawiska, rozważmy ruch dodatnio naładowanej cząstki. Kiedy cząstka ta przyspiesza w polu elektrycznym, pole magnetyczne zaczyna zakrzywiać tor jej ruchu.



Rysunek 1.5: Dryf w skrzyżowanych prostopadle polach elektrycznym i magnetycznym. Pole magnetyczne skierowane jest prostopadle do płaszczyzny ekranu i przed ekran (symbol  $\odot$ ), wzdłuż osi Oz. Wektor natężenia pola elektrycznego skierowany jest wzdłuż osi Oy. W ogólności, pola  $\vec{E}$  oraz  $\vec{B}$  nie muszą być wzajemnie prostopadłe, a mimo to dryf będzie zawsze odbywał się w kierunku prostopadłym do obu z tych pól. Źródło: [3]



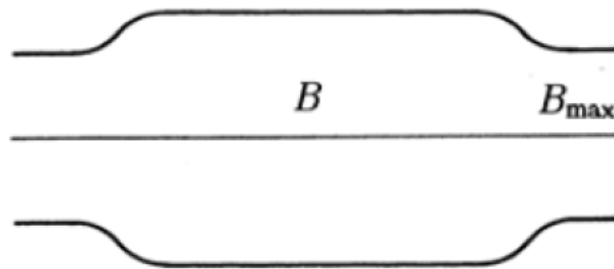
Rysunek 1.6: Gradientowy dryf w niejednorodnym polu magnetycznym. Pole magnetyczne jest skierowane przed ekran i wzrasta w górnej części rysunku. Cząstki naładowane dodatnio dryfują w lewą stronę, a cząstki ujemne dryfują w prawą stronę. Źródło: [2]

Im szybsza staje się cząstka przez wpływ pola elektrycznego, tym bardziej skręcany jest jej tor przez pole magnetyczne. Ostatecznie, zakrzywianie toru prowadzi do sytuacji, gdy cząstka zaczyna się poruszać przeciwnie do zwrotu pola elektrycznego. Wówczas pole elektryczne zaczyna ją spowalniać, co sprawia, że pole magnetyczne coraz słabiej zakrzywia jej ruch [5]. Kierunek rotacji jonów jest przeciwny względem kierunku rotacji elektronów z uwagi na wartość ładunku, jakim obdarzone są te cząstki.

Gradient pola magnetycznego wywołuje zmianę promienia cyklotronowej cząstki. Wirowanie cyklotronowe jest obserwowane w płaszczyźnie prostopadłej do linii sił, wobec tego *dryf gradientowy* tworzy się tylko pod wpływem gradientu poprzecznego pola magnetycznego, czyli w poprzek jego kierunku (rys. 1.6) [2].

Zwiększająca się wartość  $B$  powoduje wzrost częstości cyklotronowej. Konsekwencją jest również zmniejszenie się promienia Larmora (wzory 1.12, 1.13). Kierunek dryfu cząstek jest wyznaczany na podstawie teoretycznych obliczeń wektorowych. Konkluzją tychże obliczeń jest fakt, iż prędkość dryfu gradientowego  $\vec{v}_B$  jest proporcjonalna do iloczynu wektorowego  $\vec{B} \times \nabla \vec{B}$ , ale zależy też od ładunku cząstki ulegającej dryfowi. Stąd wynika, że jony oraz elektrony będą przejawiać dryf w przeciwne strony<sup>1</sup>.

Interesującym zjawiskiem związanym z niejednorodnością pola magnetycznego jest występowanie tzw. *zwierciadeł magnetycznych*. Układ tego typu przedstawia rysunek 1.7.



Rysunek 1.7: Zwierciadło magnetyczne. Źródło: [4]

Pole magnetyczne jest słabe w centralnej części rysunku i silne na jego obu końcach. Dla uproszczenia przyjęto tu, że pole elektryczne jest zerowe. Kiedy naładowana cząstka zbliża się do jednego z otwartych końców, napotyka wzrost pola magnetycznego. Jej równoległa do linii pola  $\vec{B}$  składowa prędkości maleje, a nawet spada do zera. Końce układu działają więc na cząstki jak zwierciadło na światło.

<sup>1</sup>Wyprowadzenie wzoru na gradientową prędkość dryfową Czytelnik znajdzie w [2]. Uwaga: autor tej książki jako podstawowy układ jednostek miar przyjął CGS

### 1.1.6 Kryteria dla plazmy

Wymieniono już dwa warunki, które musi spełniać zjonizowany gaz, aby można było go nazwać plazmą. Trzeci warunek związany jest z kolizjami. Niech  $\omega$  będzie typową częstością **oscylacji plazmy** (oscylacji gęstości elektronowej):

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

gdzie  $n_e$  - koncentracja elektronowa,  $e$  - ładunek elementarny,  $\epsilon_0$  - przenikalność elektryczna próżni,  $m_e$  - masa elektronu. Przez  $\tau$  oznaczmy średni czas pomiędzy zderzeniami z neutralnymi atomami. Wymagane jest, aby  $\omega\tau > 1$  - wówczas gaz zachowuje się bardziej jak plazma, niż jak gaz neutralny.

Reasumując, gaz musi spełniać trzy warunki, aby być plazmą:

- $\lambda_D \ll L$
- $N_D \gg 1$
- $\omega\tau > 1$

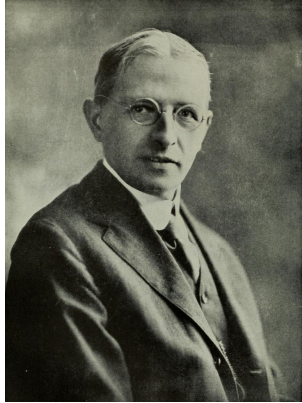
## 1.2 Synteza termojądrowa

### 1.2.1 Rys historyczny [6]

Angielski astronom A. S. Eddington (rys. 1.8a) był pierwszą osobą, która sformułowała myśl, jakoby energia emitowana przez Słońce była związana z oddziaływaniem cząstek subatomowych. Około roku 1920 Eddington obliczył, że temperatury i gęstości potrzebne dla reakcji jądrowych, w których wyzwala się energia słoneczna są nieporównywalnie wyższe niż na Ziemi. W 1929 roku amerykański astronom H. N. Russel (rys. 1.8b) odkrył, że wodór nie stanowi, jak wówczas uważano, 80% objętości materii słonecznej. Należy przyjąć, że zajmuje on tylko 60% tej materii, a to oznacza, że jeśli energia bierze się z reakcji jądrowych, to wodór musi w znacznym stopniu w nich uczestniczyć. Kolejne 10 lat zajęło rozpracowanie właściwego przebiegu reakcji syntezy i wyjaśnienie historii Słońca. Obecnie uważa się, że w każdej sekundzie 657 milionów ton wodoru ulega syntezie do helu, w wyniku czego wytwarzają 653 miliony ton helu. Z przemianą tą związana jest utrata masy licząca 4.6 milionów ton. Ta brakująca masa nukleonów przekształcana jest w energię promieniowania i dzięki temu Słońce świeci.



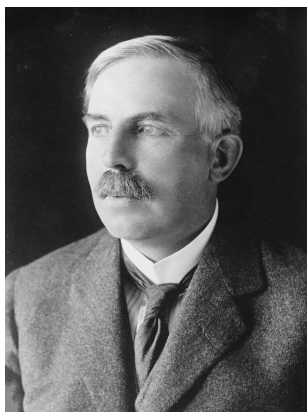
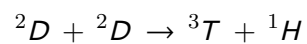
(a) Arthur Stanley Eddington (1882 - 1944)



(b) Henry Norris Russell (1877 - 1957)

Rysunek 1.8: Źródło: [7, 8]

Historycznie pierwszą reakcję syntezy zauważył Ernest Rutherford (rys. 1.9a) w 1934 roku oraz australijski fizyk M. L. E. Oliphant (rys. 1.9b). Reakcja ta była syntezą dwóch jąder deuteru, w wyniku czego otrzymano tryt oraz jądro wodoru.



(a) Ernest Rutherford (1871 - 1937)

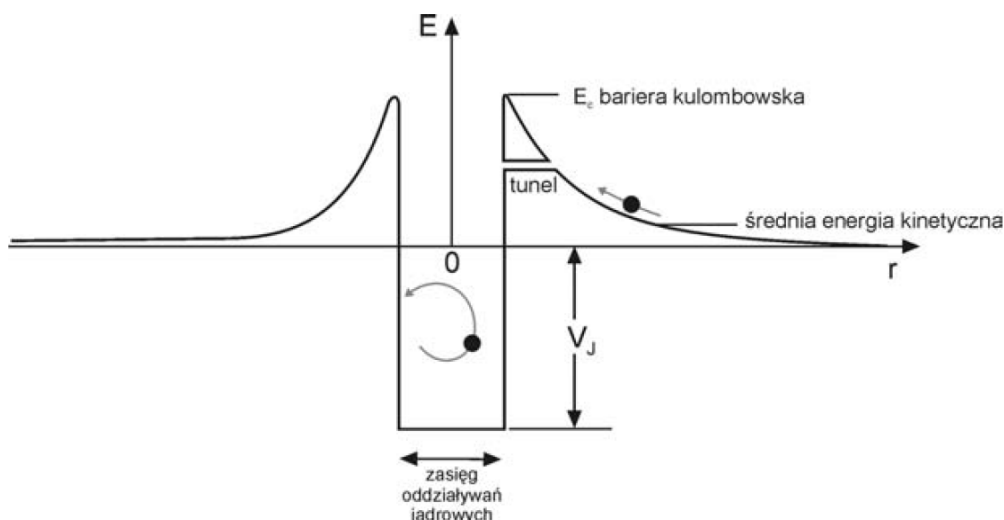


(b) Marcus Laurence Elwin Oliphant (1901 - 2000)

Rysunek 1.9: Źródło: [9, 10]

## 1.2.2 Fizyka reakcji syntezy termojądrowej [11]

Synteza jądrowa polega na połączeniu się dwóch jąder atomowych. Jądra te są naładowane dodatnio, więc odpychają się kulombowsko, jeżeli oddalone są od siebie o odległość przekraczającą rozmiary jądra atomowego. Reakcja fuzji zachodzi, gdy siła odpychania zostanie pokonana. Jest to możliwe dzięki kwantowemu efektowi tunelowania. Wówczas reagujące jądra nie muszą mieć energii większej od wysokości bariery potencjału (rysunek 1.10).



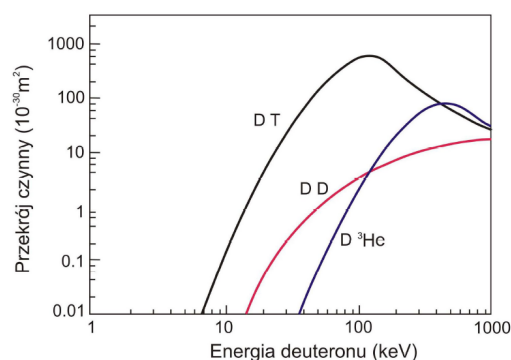
Rysunek 1.10: Bariera potencjału i efekt tunelowania. Źródło: [3]

Prawdopodobieństwo zajścia reakcji syntezy (uśredniony przekrój czynny na reakcję) wyrażony jest poprzez

$$\langle \sigma v \rangle = k_1 \frac{(k_2 T^{-1/3})^2}{\exp(k_2 T^{-1/3})} \quad (1.14)$$

We wzorze tym zastosowano następujące oznaczenia:

- $T$  - temperatura plazmy [K]
- $\sigma$  - przekrój czynny na reakcję fuzji [ $\text{cm}^2$ ]
- $v$  - względna prędkość reagujących jąder [ $\text{cm/s}$ ]
- $k_1, k_2$  - współczynniki liczbowe o wymiarze  $\text{cm}^3/\text{s}$  i  $\text{K}^{1/3}$



Rysunek 1.11: Uśredniony przekrój czynny dla trzech reakcji fuzji jądrowej w funkcji energii deuteronu. Źródło: [11]



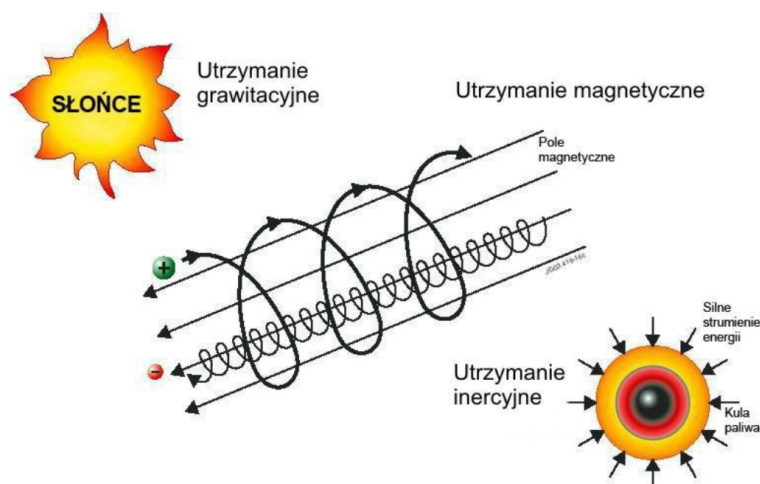
Funkcja ta ma maksimum

$$\langle \sigma v \rangle_{max} = 0.545 k_1 \quad \text{dla} \quad T_0 = \left( \frac{k_2}{2} \right)^3$$

Reakcja  $DT$  charakteryzuje się największym maksymalnym uśrednionym przekrojem czynnym (rys. 1.11), osiąganym przy najniższej temperaturze. Wynosi on około  $10^{-28} \text{ m}^2$ . Jądro deuteru powinno być przyspieszone do energii około 100 keV.

## 1.3 Sposoby realizacji syntezy w plazmie

### 1.3.1 Metody utrzymywania plazmy



Rysunek 1.12: Mechanizmy utrzymania plazmy. Źródło: [3]

Plazmę gorącą trzeba utrzymywać, aby nie rozplynęła się ona w otaczającej przestrzeni. Wyróżnia się trzy główne (rys. 1.12) sposoby utrzymania plazmy [11]:

- utrzymanie grawitacyjne

Ten sposób utrzymywania plazmy jest skuteczny jedynie w skali kosmicznej. Jest on wykorzystywany przez gwiazdy. Posiadają one bowiem ogromną masę, więc siły grawitacji są znaczące na tyle, aby utrzymać plazmę. Z oczywistych względów, sposób ten nie może być wykorzystywany w warunkach ziemskich.

- utrzymanie magnetyczne

Do utrzymania gorącej plazmy nie można użyć jakiegokolwiek materialnego naczynia



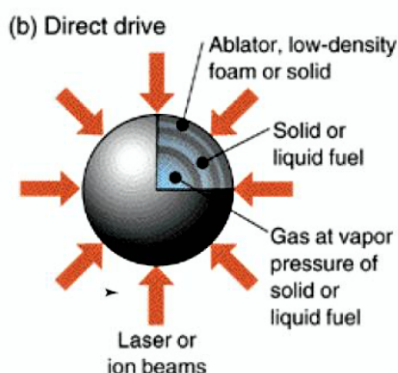
(żaden materiał nie jest w stanie nie ulec zniszczeniu poddany działaniu tak ekstremalnych temperatur, jakie posiada plazma). Rozważać należy więc „naczynia” niematerialne, a takim jest pułapka magnetyczna. Utrzymanie magnetyczne jest podstawą koncepcji MCF (*Magnetic Confinement Fusion*). Badania w zakresie tej koncepcji mają na celu zbudowanie najpierw prototypu, a następnie komercyjnej elektrowni termojądrowej. Dokładny opis tego sposobu utrzymywania plazmy Czytelnik znajdzie w rozdziale 2.

■ utrzymanie inercyjne

Takie utrzymanie oznacza, że rozlot plazmy do otaczającej przestrzeni ograniczają jedynie siły bezwładności. *De facto*, utrzymania nie ma. Ta metoda utrzymywania znajduje zastosowanie w fuzji laserowej. Konwencjonalna metoda fuzji laserowej rozpatrywana była w dwóch wersjach: [3]:

□ bezpośredniej (*direct-drive*)

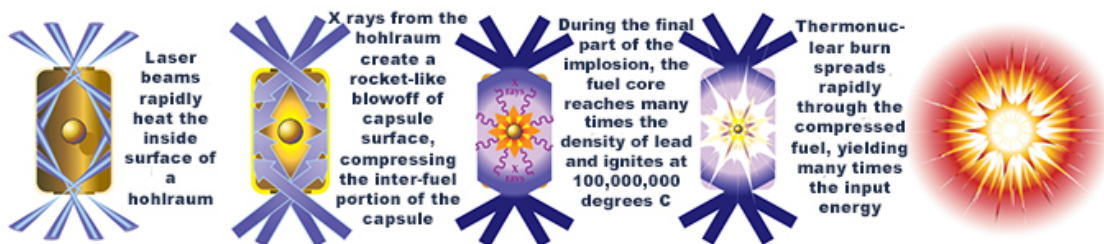
Sferyczna tarcza z paliwem *DT* oświetlana jest symetrycznie wieloma wiązkami lasera nanosekundowego. Skutkiem jest wytworzenie plazmy na powierzchni sferycznej tarczy, a następnie jej gwałtowna ekspansja na zewnątrz (rys. 1.13).



Rysunek 1.13: Metoda bezpośrednia fuzji inercyjnej. Źródło: [3]

□ pośredniej (*indirect-drive*)

Sferyczna tarcza znajduje się w specjalnie dobranej cylindrycznej osłonie (*hohlraum*), która zawiera paliwo *DT*. Tarcza oświetlana jest promieniowaniem *X*, generowanym z kolei przez ścianki osłony w wyniku oddziaływania z laserem. Skutkiem tego jest wytworzenie plazmy na powierzchni sferycznej tarczy i jej gwałtowna ekspansja na zewnątrz (rys. 1.14).

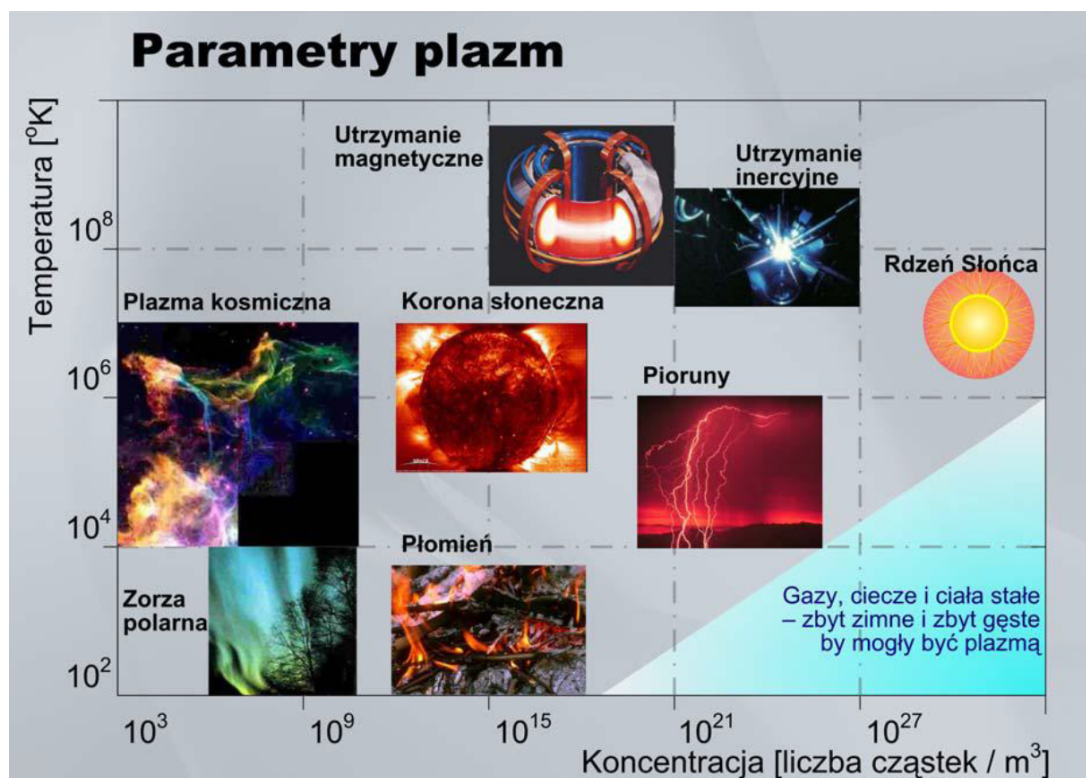


Rysunek 1.14: Metoda pośrednia fuzji inercyjnej. Źródło: [12]

### 1.3.2 Kryterium Lawsona

Kiedy zjonizowany gaz można nazwać plazmą (patrz 1.1.6 na stronie 17), stosuje się dodatkowy podział. Plazma występuje w szerokim zakresie ciśnień oraz temperatur, więc wyróżnia się plazmę niskotemperaturową oraz wysokotemperaturową.

Przykładami plazmy *niskotemperaturowej* mogą być płomień, iskra oraz wyładowanie atmosferyczne. Plazma *wysokotemperaturowa* występuje we wnętrzu gwiazd oraz w tokamakach (opis urządzenia zwanego tokamakiem Czytelnik znajdzie w rozdziale 3 na stronie 39). Rodzaje plazm przedstawiono na rysunku 1.15.



Rysunek 1.15: Rodzaje plazm. Źródło: [6]

**Kryterium Lawsona** sformułowano, aby oszacować parametry konieczne do wytworzenia fuzji w reaktorze termojądrowym. Głosi ono, że iloczyn gęstości jąder w plazmie  $N$  oraz czasu utrzymania plazmy  $\tau$  w temperaturze zapłonu reakcji syntezy jądrowej  $T$  powinien

przewyższać pewną wartość progową.

$$N \cdot \tau \cdot T > 10^{21} \text{ [keV} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}] \quad (1.15)$$

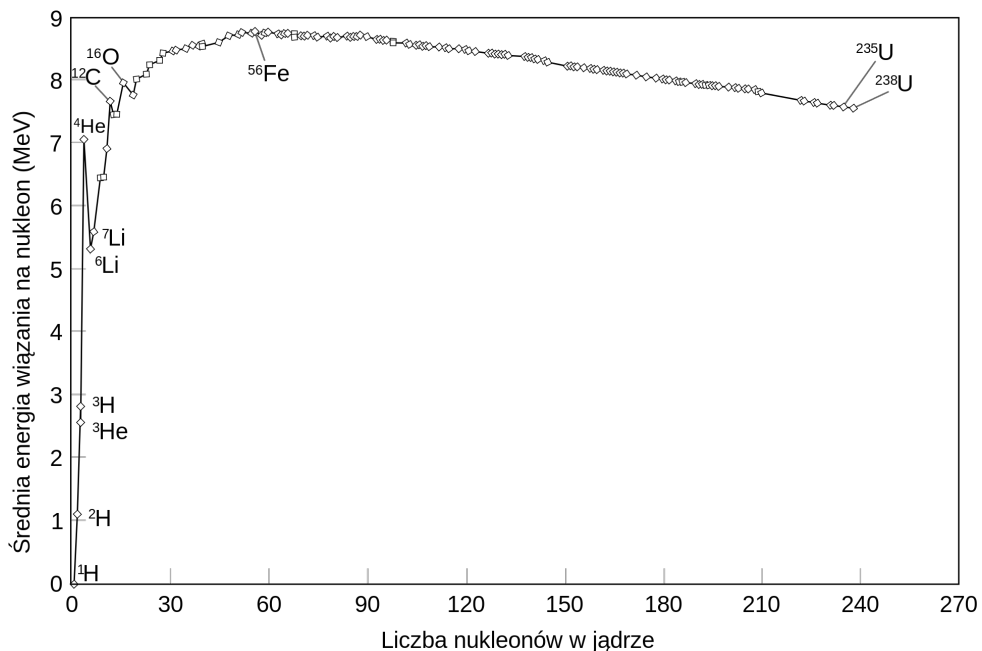
Taka postać kryterium Lawsona jest stosowana przy utrzymaniu magnetycznym. Kryterium Lawsona przy utrzymaniu inercyjnym wyrażone jest poprzez

$$\rho r \geq 0.1 \text{ g/cm}^2 \quad (1.16)$$

gdzie  $\rho$  jest gęstością kuli plazmowej, zaś  $r$  - jej promieniem.

Wartym nadmienienia jest fakt, iż pojęcie *stanu zapłonu* nie w każdym przypadku oznacza to samo. Jeżeli rozpatrywane jest utrzymanie magnetyczne, przez stan zapłonu rozumie się stan, w którym do podtrzymania reakcji nie jest potrzebne dostarczanie energii z zewnątrz. Jeżeli rozpatruje się utrzymanie inercyjne, zapłonem jest stan, w którym reakcja fuzji zainicjowana w jednym punkcie (w centrum kulki) powoduje propagację fali detonacji termojądrowej.

### 1.3.3 Cykl protonowo-protonowy i węglowo-azotowo-tlenowy



Rysunek 1.16: Energia wiązania na jeden nukleon w zależności od liczby nukleonów w jądrze. Źródło: [13]

Gwiazdy, w tym najważniejsze dla nas Słońce, czerpią swoją energię z reakcji fuzji termojądrowej. W jądrze naszej gwiazdy cztery jądra wodoru łączą się ze sobą w jedno jądro helu. Jądra wodoru H mają najmniejszą energię właściwą, co prezentuje rysunek 1.16. Przyjrzyjmy się wzorowi na energię wiązania (energię potrzebną do rozdzielenia jądra atomowego

na protony i neutrony):

$$E_w = \Delta M \cdot c^2 = (Z \cdot m_p + N \cdot m_n - M_j) \cdot c^2 \quad (1.17)$$

gdzie  $\Delta M$  oznacza defekt masy,  $Z$  - liczbę atomową,  $m_p$  - masę protonu,  $N$  - liczbę neutronów w jądrze,  $m_n$  - masę neutronu,  $M_j$  - masę jądra atomowego, a  $c$  - prędkość światła w próżni. Widać, że jeśli defekt masy jest niezerowy, energia musi się wydzielić. Jądro helu, jak widać na rysunku 1.16, ma dużą energię wiązania na nukleon, zatem w wyniku łączenia się jąder wodoru wydzielana jest duża energia:

$$E_w = \Delta M \cdot c^2 = (4 \cdot m_{1H} - m_{4He}) \cdot c^2 = 26.7 \text{ MeV}$$

**Cykl protonowo-protonowy (pp)** [3] polega na przemianie różnicy masy helu względem sumy mas 4 protonów (jąder wodoru) równej około 0.71% na 26.7 MeV. Ta energia pochodzi z łączenia się czterech jąder wodoru (protonów) w jądro helu. 98% tejże energii jest przenieszone przez fotony ku powierzchni Słońca. Pozostałe 2% stanowią neutrina. Reakcje termojądrowe zachodzące na Słońcu powodują, że gwiazda ta traci masę z prędkością  $4 \cdot 10^9 \text{ kg/s}$ . Fotony oddziałują z materią podczas przenoszenia energii z wnętrza Słońca na jego powierzchnię. To prowadzi do utraty ich energii. Fotony wewnątrz Słońca są fotonami wysokoenergetycznymi (o zakresie promieniowania  $\gamma$  oraz  $X$ ). Natomiast fotony wyświecane na powierzchni są w postaci promieniowania optycznego oraz podczerwonego. Foton przebywa drogę z jądra naszej gwiazdy do jej powierzchni w czasie bardzo długim (40 000 lat). Neutrino zaś pokonują tę drogę w około 2 sekundy. Nie oddziałują one bowiem ani silnie, ani elektromagnetycznie, lecz za pośrednictwem oddziaływań słabych oraz elektromagnetycznych. Są więc bardzo przenikliwe. Nawet obiekty tak duże, jak planety, nie stanowią dla nich żadnej przeszkody.

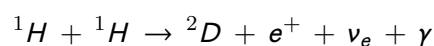
Cykl protonowo-protonowy zachodzi w gwiazdach o temperaturze od kilku do kilkunastu milionów kelwinów. Czas tego cyklu dla temperatur wewnątrz Słońca to  $10^9$  lat.

Wytworzenie jąder helu He może się odbywać w różnoraki sposób. Obowiązuje podział na trzy cykle:

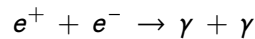
- cykl protonowo-protonowy pierwszego rodzaju (ppI)

Zachodzi głównie w temperaturach  $10^7 < T < 1.4 \cdot 10^7 \text{ K}$ .

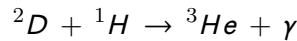
Połączenie się dwóch jąder wodoru skutkuje powstaniem jądra deuteru, pozytonu i neutrino elektronowego.



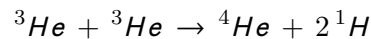
W wyniku anihilacji pozytonu z elektronem wypromieniowywane są dwa kwanty gamma.



Jądro deuteru łączy się z jądrem wodoru, czego wynikiem jest jądro helu oraz kwant gamma.



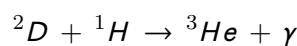
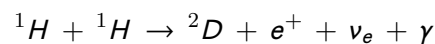
Końcową reakcją jest połączenie się dwóch jąder  ${}^3He$ .



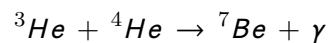
#### ■ cykl protonowo-protonowy drugiego rodzaju (ppII)

Zachodzi głównie w temperaturach  $1.4 \cdot 10^7 < T < 2.3 \cdot 10^7 K$ .

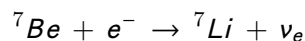
Zachodzą dwie pierwsze reakcje z cyklu ppI:



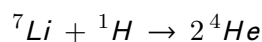
po czym  ${}^3He$  łączy się z  ${}^4He$ , czego wynikiem jest jądro  ${}^7Be$  oraz kwant  $\gamma$ .



Jądro  ${}^7Be$  wychwytuje elektron. Tworzy się jądro  ${}^7Li$  oraz neutrino elektronowe.



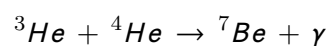
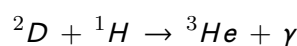
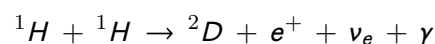
Dwa jądra helu powstają w wyniku reakcji  ${}^7Li$  z jądrem wodoru.



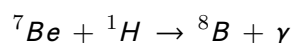
#### ■ cykl protonowo-protonowy trzeciego rodzaju (ppIII)

Zachodzi głównie w temperaturach  $T > 2.3 \cdot 10^7 K$ .

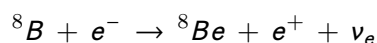
Zachodzą kolejno reakcje wymienione w poprzednich cyklach:



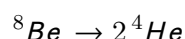
Następnie beryl łączy się z jądrem wodoru. Powstaje jądro  ${}^8B$  oraz kwant gamma.



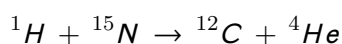
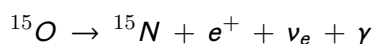
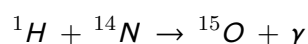
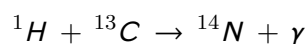
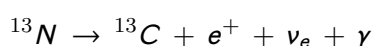
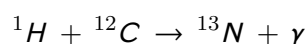
Jądro boru wychwytuje elektron. Powstaje jądro  ${}^8Be$ , pozyton oraz neutrino elektronowe.



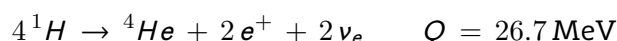
Wzbudzone jądro berylu rozpada się na dwa jądra helu.



**Cykl węglowo-azotowo-tlenowy (CNO)** jest źródłem energii masywnych gwiazd, takich jak np. Syriusz. Przebiega on następująco:



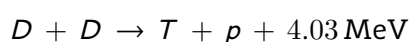
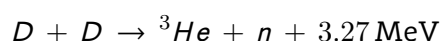
Wynikiem powyższych reakcji jest przemiana czterech jąder wodoru w jądro  ${}^4He$  oraz uwolnienie energii.



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

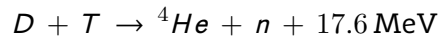
### 1.3.4 Fuzja jądrowa w warunkach ziemskich

Zarówno cykl protonowo-protonowy, jak i węglowo-azotowo-tlenowy są cyklami powolnymi, więc nie można ich zastosować na Ziemi. Alternatywą jest zastosowanie paliwa deuterowego. Reakcja  $D + D$  zachodzi na dwa sposoby:



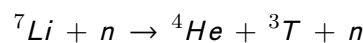
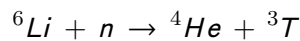
W pierwszym ze sposobów powstaje jądro  ${}^3\text{He}$  i neutron. W drugim - jądro trytu i proton. Zarówno  ${}^3\text{He}$ , jak i tryt mogą ponownie reagować z deuterem. W obu przypadkach powstanie  ${}^4\text{He}$ .

Jeszcze bardziej obiecujące jest paliwo deuterowo-trytowe. Istnieje wiele możliwych reakcji fuzji ( $DT$ ,  $DD$ ,  $D{}^3\text{He}$ ,  $T{}^3\text{He}$ ,  $p{}^6\text{Li}$ ,  $p{}^{11}\text{B}$ ), ale to fuzja ciężkich izotopów wodoru ma największy przekrój czynny. Do zainicjowania reakcji  $DT$  potrzeba temperatur rzędu kilku keV niższych niż dla reakcji  $DD$  lub  $D{}^3\text{He}$ . Dlatego też reakcja  $DT$  jest najbardziej przydatna do wykorzystania na Ziemi. Przebiega ona następująco:



W jej wyniku powstaje cząstka  $\alpha$  o energii 3.5 MeV oraz neutron o energii 14.1 MeV.

Ziemia posiada znaczne zasoby deuteru (jedno na 6700 jąder wodoru to deuter), zatem ten typ paliwa można traktować jako właściwie niewyczerpalny oraz relatywnie tani. Deuter wydzielić można np. z wody morskiej za pomocą elektrolizy. Sytuacja wygląda inaczej w przypadku trytu, który w przyrodzie nie występuje. Jest to izotop radioaktywny, a jego czas połowicznego rozpadu wynosi 12.3 lat. Z tego powodu tryt musi zostać wytworzony w obrębie samego reaktora, a wykorzystuje się do tego celu neutron powstający w reakcji  $DT$ . Produkcja trytu oparta jest na litie, który jest lekkim metalem występującym w przyrodzie w dużych ilościach [14]. Neutrony wygenerowane w reakcji  $DT$  swobodnie opuszczają plazmę i zostaną spowolnione w płaszczu (*blanket*) otaczającym komorę reaktora. Lit znajdujący się wewnątrz blankietu, w wyniku reakcji z neutronami, będzie przekształcony w tryt. Ten z kolei wróci do komory jako paliwo. Istnieją dwa sposoby wytwarzania trytu przy wykorzystaniu litu:







## Rozdział 2

# Magnetyczne utrzymanie plazmy

---

Potrzeba utrzymywania gorącej plazmy w pułapce magnetycznej wynika z tego, że żaden z istniejących materiałów nie wytrzymałby temperatur potrzebnych do zainicjowania i podtrzymania reakcji syntezy jądrowej. Jeżeli gorącą materię zamknie się w pułapce magnetycznej, komora urządzenia nie zostanie nadmiernie obciążona przez wysokie temperatury. Tym samym, pułapka magnetyczna izoluje urządzenie od gorącej plazmy i chroni je przed nią. Na przestrzeni lat powstało wiele koncepcji magnetycznego podtrzymania plazmy, które są badane do dziś.

Wszystkie znane obecnie urządzenia utrzymujące plazmę działają do celów badawczych. Do ich komercjalizacji w ramach budowy pierwszej na świecie elektrowni termojądrowej pozostała jeszcze daleka droga. Największe nadzieje wiąże się z urządzeniem zwanym tokamakiem, ale prowadzone są wciąż badania nad użyciem tzw. stellaratora do komercyjnego wytwarzania energii elektrycznej.

W niniejszym rozdziale Czytelnik znajdzie opis podstawowych koncepcji utrzymywania plazmy z wykorzystaniem pola magnetycznego. Przedstawione zostaną schematy istniejących urządzeń badawczych oraz ich charakterystyka. Nieco większy nacisk zostanie położony na urządzenie zwane tokamakiem - przedstawione zostaną typowe parametry układu tego typu oraz sposoby na ogrzanie obecnej w nim plazmy. W bardzo ogólny sposób zostanie przedstawiony problem transportu cząstek w tokamakach. Jest to zagadnienie specjalistyczne, a do jego szczegółowego wyjaśnienia Czytelnik potrzebowałby wiedzy obejmującej drobiazgowy kurs teorii elektromagnetyzmu. Tematyka transportu ma posłużyć Czytelnikowi jedynie do jakościowego wyobrażenia sobie zjawisk zachodzących w najbardziej obiecującym urządzeniu fuzyjnym.

---

## 2.1 Konceptcje magnetycznego utrzymania plazmy

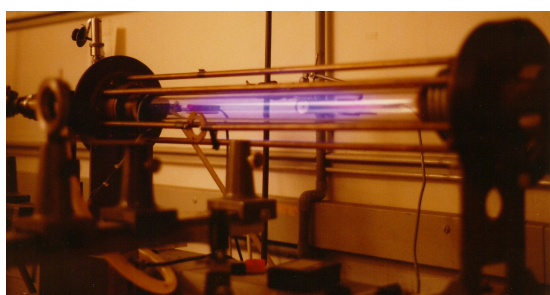
### 2.1.1 Z-pinch

Wytworzenie gorącej plazmy można osiągnąć poprzez wykorzystanie silnego liniowego wyładowania elektrycznego. Prąd o ogromnym natężeniu przepływa wówczas przez kolumnę zjonizowanego gazu, która ulega nagrzananiu. Plazma jest ściskana przez pole magnetyczne indukowane przez ten prąd.

Nazwa „Z-pinch” pochodzi od kierunku przepływu prądu wzdłuż osi Oz w trójwymiarowym kartezjańskim układzie współrzędnych. Każde urządzenie powodujące efekt ściskania plazmy powodowanego przepływem prądu w tym kierunku jest określane mianem urządzenia typu Z-pinch.

Ta idea jest jednym z pierwszych podejść do urządzeń wykorzystywanych w energetyce termojądrowej, obok stellaratora i zwierciadła magnetycznego.

Do klasy dynamicznych układów Z-pinch należy układ plasma-focus. Przykładem takiego układu jest urządzenie PF1000U znajdujące się w IFPiLM w Warszawie (rys. 2.1b). W PF1000U warstwa plazmowa powstaje w wyniku przebicia elektrycznego w gazie o niskim ciśnieniu zawartym między dwiema cylindrycznymi elektrodami. Powstaje kolumna gęstej i gorącej plazmy, utrzymywanej polem magnetycznym przez kilkadziesiąt nanosekund. Plazma ta intensywnie promieniuje elektromagnetycznie (promieniowanie X), neutronowo oraz wiązkami elektronów i jonów. Jest również źródłem intensywnych strumieni plazmy o prędkościach rzędu  $10^7$  cm/s [15].



(a) Laboratoryjne urządzenie Z-pinch. Widoczna poświata pochodzi z rozrzedzonej plazmy wodorowej. Prąd przepływa przez gaz i powraca przez pręty otaczające naczynie plazmowe

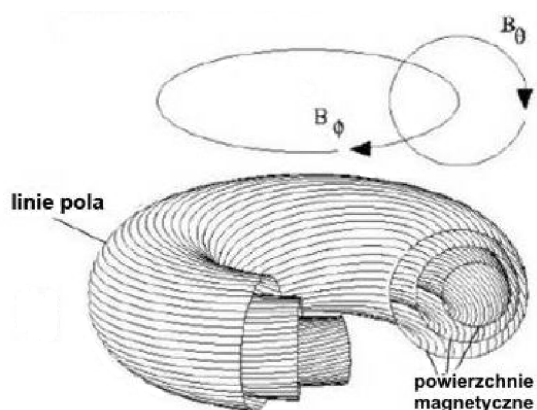


(b) Urządzenie typu plasma-focus PF1000U w IFPiLM w Warszawie

Rysunek 2.1: Źródło: [16, 15]

## 2.1.2 Tokamak

**Tokamak** (ros. *toroidalnaja kamiera s magnitnymi katuszkami* - toroidalna komora z cewką magnetyczną) jest urządzeniem wykorzystującym magnetyczne utrzymanie plazmy.

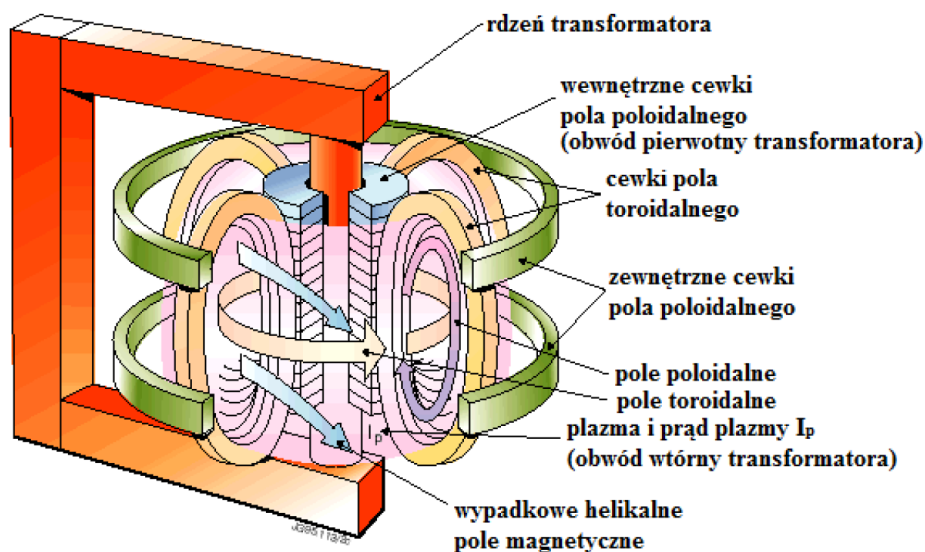


Rysunek 2.2: Linie pola magnetycznego w tokamaku.  
Źródło: [11]

Idęą skonstruowania toroidalnej komory, wewnątrz której istniałoby toroidalne pole magnetyczne, było „domknięcie” prostej cewki w kształt torusa. Samo toroidalne pole magnetyczne  $B_\phi$  nie zapewnia jednak utrzymania plazmy. Układ toroidalnych linii pola magnetycznego spowodowałby, że w plazmie doszłoby do rozdzielania ładunków, a to wytworzyłoby potencjał elektryczny. Jest to zjawisko spowodowane dryfami wynikającymi z krzywizny pola magnetycznego i niepożądane, ponieważ sznur plazmowy zostałby przerwany. Rozwiązaniem tego problemu jest dodanie do układu składowej poloidalnej pola magnetycznego  $B_\theta$ . Wynikiem takiego zabiegu jest helikalny kształt linii pola magnetycznego, które układają się na torusie (rys. 2.2). Powierzchnia magnetyczna najbardziej wewnętrzna, zdegenerowana do linii jest nazywana osią magnetyczną. Helikalny kształt zapewnia wzajemne zredukowanie się dryfów gradientowego (pole magnetyczne jest silniejsze bliżej rdzenia) oraz krzywiznowego, w wyniku czego cząstki plazmy są spułapkowane w komorze tokamaka.

Składowa toroidalna pola magnetycznego jest wytwarzana przez układ cewek stanowiących obwód toroidalnej komory. Składową poloidalną natomiast uzyskuje się przez wytworzenie toroidalnego prądu płynącego przez plazmę. Toroidalna komora tokamaka wypełniona jest gazem pod niskim ciśnieniem. Gazem tym przeważnie jest deuter lub mieszanina deuteru i trytu. Obwodem pierwotnym transformatora są wewnętrzne cewki pola poloidalnego. Są one umieszczone poza komorą i otaczają rdzeń transformatora na kolumnie centralnej tokamaka. Zmienne pole magnetyczne, które jest tworzone na zasadzie działania transformatora przez wewnętrzne cewki, indukuje prąd elektryczny w pierścieniu gazu, który jest wtórnym obwodem transformatora. Za sprawą tak wytworzonego prądu, w gazie powstają wyładowania, a ponadto gaz ten ulega jonizacji.

Rysunek 2.3 przedstawia schemat tokamaka JET - największego istniejącego obecnie tokamaka, znajdującego się w Wielkiej Brytanii.



Rysunek 2.3: Układ cewek toroidalnego i poloidalnego pola magnetycznego w układzie JET. Źródło: [14]

Podstawowym polem magnetycznym tokamaka jest pole wytwarzane przez otaczającą komorę próżniową cewki w kształcie litery D. Poloidalne pole magnetyczne, niezbędne do zrównoważenia ciśnienia plazmy i sił pola magnetycznego, wytwarzane jest przez prąd plazmy. Plazma wykazuje swoją oporność elektryczną, zatem prąd przepływający przez nią powoduje jej podgrzanie (tzw. grzanie omowe). Ponieważ składnikami plazmy są naładowane cząstki (jony oraz elektrony), poruszają się one wzdłuż linii pola magnetycznego. Helikalny kształt linii sił pola jest przyczyną spulapkowania cząstek plazmy w komorze.

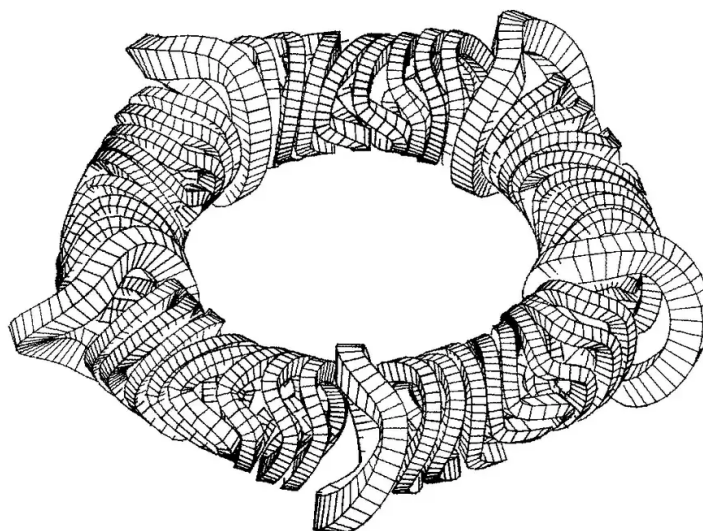
### Zwierciadło magnetyczne

Zjawisko zwierciadła magnetycznego zostało wspomniane już w sekcji 1.1.5. Zaznaczyć warto, że efekt zwierciadła występuje tylko dla cząstek o ograniczonym zakresie prędkości oraz kątów padania. Cząstki, których prędkości i kąty nie mieszczą się w tych limitach mogą uciec, co czyni te zwierciadła „przeciekającymi”.

Zwierciadła magnetyczne odgrywają znaczącą rolę w tokamakach, gdzie toroidalne pole magnetyczne jest silniejsze po wewnętrznej stronie niż po stronie zewnętrznej. Efekty końcowe nazywa się *neoklasycznymi*.

### 2.1.3 Stellarator [17]

Stellarator nazwę zawdzięcza łacińskiemu słowu *stella* oznaczającego „gwiazda”. Helikalny kształt linii sił pola magnetycznego osiągnięty jest bowiem poprzez wygięcie cewek, przez co całe urządzenie nabiera bardzo skomplikowanego kształtu (rys. 2.4).



Rysunek 2.4: System cewek pierwszego częściowo zoptymalizowanego stellaratora Wendelstein 7-AS (1988 - 2002). Źródło: [17]

W stellaratorze pułapka magnetyczna jest osiągnięta przez układ cewek magnetycznych - w odróżnieniu od tokamaka, nie jest stosowany prąd przepływający przez plazmę ani transformator. Z tego też powodu stellaratory są przystosowane do pracy ciągłej, podczas gdy tokamaki pracują impulsowo.

Zrezygnowanie z pierścieniowego prądu plazmowego wiąże się ze zlikwidowaniem symetrii osiowej, która występuje w tokamakach. Plazma w stellaratorach ma bardzo skomplikowaną formę, wynikającą ze specyficznego ustawienia cewek. To powoduje, że w stellaratorach istnieje duża swoboda w kształtowaniu pola magnetycznego, co umożliwi optymalizację urządzenia.

Ponieważ stellaratory w prosty sposób umożliwiają ciągłą pracę, mogą być technicznie prostszym rozwiązaniem niż tokamaki dla elektrowni termojądrowej. Na pytanie, czy jest tak w istocie, nie można odpowiedzieć teoretycznie. Prowadzone są eksperymenty mające zaprzeczyć tej tezie lub ją potwierdzić.

## 2.2 Plazma w tokamaku [18]

### 2.2.1 Typowe parametry [18]

Cząstki plazmy znajdującej się w polu magnetycznym są ograniczone co do możliwości swojego ruchu. Mogą one swobodnie poruszać się w kierunku równoległym do linii pola magnetycznego, a prostopadle do nich oscylują z promieniem Larmora. Orbity jonów w tokamaku mają typowy promień rzędu kilku milimetrów. Orbity elektronowe są mniejsze przez duży stosunek masy jonu do masy elektronu. Pomimo, że dokładny opis zachowania plazmy jest determinowany przez ruch indywidualnych jej cząstek, wspomniane ograniczenia ich ruchu dają właściwości charakterystyczne dla płynu. Te właściwości obowiązują na odległościach dużo większych niż promień Larmora. Znaczący wpływ na obecne rozumienie działania tokamaków dają modele płynowe plazmy, która jest traktowana jako ośrodek ciągły.

Typową wartością koncentracji cząstek plazmy w tokamaku jest  $\approx 10^{20} \text{m}^{-3}$ . Dla porównania, koncentracja ta w atmosferze jest rzędu  $10^{-5} \text{m}^{-3}$ . Plazma w tokamaku osiąga około kilku keV, co odpowiada dziesiątkom milionów Kelwinów. Jest to rzędu  $10^5$  razy większa temperatura niż atmosferyczna. W konsekwencji, ciśnienie plazmy w tokamaku jest porównywalne z ciśnieniem atmosferycznym.

Podstawowym polem magnetycznym w tokamaku jest pole toroidalne wytwarzane przez zewnętrzne cewki pola toroidalnego (rys. 2.3). Magnetyczne pole poloidalne (wytwarzane przez toroidalny prąd plazmy) jest około 10 razy mniejsze.

Wiele zjawisk w plazmie jest spowodowanych przez zderzenia między jej składnikami. Kolizje zachodzące między jonami i elektronami są przyczyną pojawiania się rezystancji elektrycznej, która prowadzi do omowego grzania plazmy. Zderzenia doprowadzają również do transportu cząstek i energii, co prowadzi do utraty tychże z plazmy. Typowy czas między zderzeniami jonów wynosi od 1 do 100ms. Analogiczny czas dla elektronów jest mniejszy przez stosunek masowy. Czas między zderzeniami wzrasta wraz ze wzrostem temperatury proporcjonalnie do  $T^{3/2}$ . Konsekwencją tego jest fakt, iż grzanie omowe przestaje być efektywnym sposobem grzania plazmy w wysokich temperaturach. Jest to pewne ograniczenie tego sposobu, przez co w wysokich temperaturach plazmę należy podgrzewać stosując inne rozwiązania. Z drugiej strony, straty plazmy spowodowane kolizjami w wysokich temperaturach zmniejszają się.

Szybkość zachodzenia reakcji syntezy silnie zależy od temperatury i jest zaniedbywalna dla niskich temperatur. Do osiągnięcia temperatur wymaganych do zapłonu i „spalania” termojądrowego należy stosować dodatkowe formy grzania.

Tabela 2.1 przedstawia typowe parametry, jakimi charakteryzuje się plazma w tokamakach.



Tabela 2.1: Typowe parametry plazmy tokamakowej. Źródło: [18]

Objętość plazmy	1 - 100 m <sup>3</sup>
Całkowita masa plazmy	10 <sup>-4</sup> - 10 <sup>-2</sup> g
Koncentracja jonów	10 <sup>19</sup> - 10 <sup>20</sup> m <sup>-3</sup>
Temperatura	1 - 40 keV
Ciśnienie	0.1 - 5 atmosfer
Termiczna prędkość jonów	100 - 1000 km/s
Termiczna prędkość elektronów	0.01c - 0.1c
Pole magnetyczne	1 - 10 T
Całkowity prąd plazmy	0.1 - 7 MA

## 2.2.2 Grzanie plazmy<sup>1</sup>

### Grzanie omowe

Nagrzewanie plazmy w pierwszej kolejności jest wykonywane przez wykorzystanie jej własnej oporności elektrycznej. Plazmę nagrzewa płynący w niej prąd, indukowany w wyniku efektu transformatorowego.

Stosując ten typ grzania można osiągnąć temperaturę kilkuset eV, ale to nie wystarcza, by reakcja fuzji zachodziła z niezbędną intensywnością. Dalszy wzrost temperatury uzyskuje się stosując zewnętrzne źródła grzania.

### Grzanie wiązką neutralną

Grzanie wiązką neutralną, inaczej grzanie NBI (ang. *Neutral Beam Injection*) polega na wprowadzeniu do omowo podgrzanej plazmy wiązki cząstek neutralnych o dużej energii kinetycznej. Zderzają się one z plazmą, w wyniku czego tracą swoje elektrony i ulegają jonizacji. Te nowo powstałe jony poruszają się szybciej niż jony plazmy. Skutkiem zderzeń jest wzrost chaotyczności ruchu i w konsekwencji wzrost temperatury plazmy.

Cząstki z wiązki neutralnej muszą mieć duże energie, by mogły dotrzeć do plazmy centralnej (więcej o typach plazmy w tokamaku Czytelnik znajdzie w sekcji 3.1). Jeśli ich energia będzie zbyt mała, wiązka ulegnie zjonizowaniu już w plazmie brzegowej i nie osiągnie się pożądanego rezultatu ogrzania plazmy centralnej.

<sup>1</sup>Zaawansowane informacje na temat sposobów grzania plazmy Czytelnik znajdzie przykładowo w [3, 18, 14].

## Grzanie ICRH i ECRH

W plazmie utrzymywanej magnetycznie jony i elektrony rotują wokół linii pola magnetycznego z częstościami zależnymi od ich masy, ładunku i natężenia pola magnetycznego. Mówi się, że cząstki są w rezonansie z falą, jeśli częstotliwość fali elektromagnetycznej jest równa cyklotronowej częstości jonów/elektronów w plazmie. Pole elektryczne tejże fali przyspiesza cząstki plazmy. Te, na skutek zderzeń z innymi cząstkami przekazują im swoją energię, tym samym grzejąc plazmę.

Wieloskładnikowa plazma posiada wiele częstości rezonansowych. Pole magnetyczne w tokamaku maleje z odległością wzdłuż  $R$  (duży promień)<sup>2</sup>. W związku z tym, występują określone miejsca, gdzie ma miejsce rezonans z częstością rotacji jonów lub elektronów. To pozwala na grzanie ściśle określonych obszarów w plazmie. Rozróżnia się dwa systemy, w zależności od tego, czy grzane są jony - ICRH (ang. *Ion Cyclotron Resonance Heating*), czy elektrony - ECRH (ang. *Electron Cyclotron Resonance Heating*).

Częstotliwości rezonansowe jonów są większe od 20 MHz. Analogiczne częstości dla elektronów są 1000 razy większe z powodu mniejszej masy tej cząstki - wynoszą do 200 GHz.

## Grzanie LHCD

W tokamakowej plazmie występują też inne częstości rezonansowe, ale niektóre z nich są mało wydajne w procesie grzania plazmy, a inne nie mogą być wykorzystywane, ponieważ fala elektromagnetyczna nie jest w stanie penetrować plazmy brzegowej. Taką częstością jest częstość hybrydowa, powstająca w wyniku oddziaływań jonów z elektronami. Jej wartość leży pomiędzy jonową a elektronową częstością rezonansową. Fale o niskiej częstości hybrydowej (ang. *lower hybrid frequency*) mogą penetrować plazmę, ale efekt grzania jest mało wydajny. Fala ta jednak może generować prąd plazmy - elektrony w plazmie, które posiadają termiczne prędkości mniejsze niż prędkość propagującej się fali, zwiększając swoją prędkość w kierunku propagacji fali. Takie przyspieszane elektrony generują prąd.

Ten typ grzania jest stosowany wyłącznie w tokamakach. Stwierdzono, że nie jest on wydajny np. w stellaratorach. Zastosowanie LHCD pomaga ustabilizować profil prądu w komorze tokamaka, co przekłada się na wydłużenie czasu utrzymywania plazmy. W ogólności, LHCD mogłoby posłużyć do ogrzania jonów plazmy, ale fale o niskiej częstości hybrydowej nie mogą dotrzeć do jej rdzenia. Dlatego też LHCD można uznać za mało efektywną metodę grzania.

<sup>2</sup>Definicja dużego promienia  $R$  znajduje się w rozdziale 3



## 2.3 Transport energii i cząstek w tokamaku <sup>3</sup>

Naładowana cząstka w plazmie jest poddawana działaniu sił pochodzących od innych cząstek naładowanych, które wywołują fluktuacje pól elektrycznego i magnetycznego. Dla fluktuacji ze skalami rzędu długości Debye'a mówi się o zderzeniach kulombowskich i transporcie kolizyjnym. Dla skal znacznie większych od długości Debye'a mówi się o turbulencjach i transporcie anomalnym. Transport turbulentny w plazmie tokamakowej ma niewielki wpływ na transport w kierunku równoległym do linii pola.

Transport wzdłuż linii pola magnetycznego jest dominujący względem transportu w kierunku doń prostopadłym.

### 2.3.1 Transport klasyczny

Transport klasyczny może być rozumiany jako błędzenie przypadkowe, w którym po czasie między zderzeniami (kolizjami)  $\tau_{col}$  wirujące cząstki są przemieszczane radialnie o promień Larmora  $r_L$ . Prowadzi to do pewnego współczynnika dyfuzji

$$D_{CL} \approx \frac{r_L^2}{\tau_{col}}$$

Czas między zderzeniami jest dany przez

$$\tau_{col} = \frac{1}{\nu}$$

gdzie  $\nu$  jest częstotliwością zderzeń.

Transport klasyczny jest naturalnie obecny w plazmie, ale nie jest on transportem najbardziej znaczącym. Teoria neoklasyczna uwzględnia dodatkowe wkłady w transport cząstek, dzięki czemu lepiej opisuje ona rzeczywiste procesy, którym podlegają cząstki plazmy.

### 2.3.2 Transport neoklasyczny

Neoklasyczna teoria transportu wprowadza poprawki do teorii klasycznej, które uwzględniają toroidalną geometrię tokamaka. Teoria klasyczna bowiem nie uwzględnia zakrzywienia pola magnetycznego.

Helikalne zakrzywienie pola magnetycznego prowadzi do uwięzienia cząstek w pułapce magnetycznej. Helikalny kształt powierzchni pola (które w przekrojach poloidalnych stają się liniami) doprowadza do stanu, w którym dryf cząstek spowodowany krzywizną pola jest kompensowany przez dryf mający źródło w jego gradiencie  $\nabla \vec{B}$ .

<sup>3</sup>Szczegółowy opis zawierający równania i specjalistyczne wzory Czytelnik znajdzie w [19].

### 2.3.3 Transport anomalny

Turbulencje w plazmie są wynikiem nieliniowej interakcji między fluktuacjami parametrów (takich jak gęstość elektronowa, temperatura, czy potencjał elektrostatyczny) rzędu promienia Larmora. Fluktuacje te są napędzane przez prądy plazmy oraz przestrzenne gradienty temperatury i gęstości. Te niestabilności parametrów nazywa się mikroniestabilnościami.

Nazwa „anomalny” odnosi się do zaskoczenia, jakie wzbudziło eksperymentalne odkrycie, że przewodności cieplne oraz współczynnik dyfuzji zanieczyszczeń co do wartości są większe od przewidywań neoklasycznych.

Lokalne fluktuacje gęstości elektronowej, temperatury oraz potencjału elektrostatycznego prowadzą do fluktuacji dryfów  $\vec{E} \times \vec{B}$  (ang.  $\vec{E} \times \vec{B}$  drifts). Transport turbulentny w plazmie tokamakowej ma swoje źródło głównie w turbulencjach dryfowych w mikroskali, które są napędzane przez gradienty temperatury lub gęstości.

## Rozdział 3

# Reaktor termojądrowy

---

Największe nadzieje w kwestii budowy pierwszej na świecie elektrowni termojądrowej wiąże się z urządzeniem zwanym tokamakiem. Duża część badań nad układami fuzyjnymi skupiona jest właśnie na tych układach. Badany jest transport cząstek w ich wnętrzu, badane są materiały, z których najlepiej byłoby je zbudować, badane są sposoby wytwarzania paliwa termojądrowego w ich komorze i wiele innych. Krokiem milowym w rozwoju energetyki termojądrowej byłoby otrzymanie dodatniego bilansu energetycznego - aby elektrownia była opłacalna, oczywistym jest, że musi zacząć wytwarzać więcej energii, niż jej dostarczono.

Obecnie nie udało się jeszcze przekroczyć tego pułapu w urządzeniach stosujących pułapki magnetyczne. Warto wspomnieć, iż niedawno badaczom z Lawrence Livermore National Laboratory w Kalifornii udało się uzyskać dodatni bilans energetyczny przy badaniu fuzji inercyjnej. Przy obecnym stanie rozwoju technologicznego nie można spodziewać się rychłego skonstruowania elektrowni termojądrowej bazującej na fuzji laserowej. Nie mniej jednak, jest to niewątpliwie wielki przełom naukowy.

Obecnie we Francji budowany jest największy tokamak na świecie, w którym oczekuje się znacznego przekroczenia progu opłacalności. Powodzenie eksperymentu, który jest planowany od wielu lat, otworzyłoby drogę do zbudowania prototypowej elektrowni termojądrowej, której następczynią byłaby w pełni komercyjna elektrownia.

W niniejszym rozdziale szczegółowo opisane zostanie najbardziej obiecujące urządzenie fuzyjne. Czytelnikowi zostanie również przybliżona idea budowy nowego, największego na świecie tokamaka - układu ITER.

---

## 3.1 Tokamak jako reaktor fuzyjny

### 3.1.1 Przykład tokamaka JET

JET (ang. *Joint European Torus*), z siedzibą w Culham Centre for Fusion Energy (CCFE) w Wielkiej Brytanii jest centralną placówką badawczą *European Fusion Programme*. Jest największym i do tej pory najbardziej udanym eksperymentem syntezy jądowej na świecie. Jest obecnie używany pod zarządem EUROfusion przez ponad 30 europejskich laboratoriów. W programie JET uczestniczy ponad 350 naukowców i inżynierów z całej Europy.

**Dużym promieniem tokamaka  $R$**  określa się odległość od osi symetrii całego układu do toroidalnej osi komory plazmowej. **Mały promień  $a$**  jest to odległość od osi komory plazmowej do ściany tejże komory.

Wnętrze komory tokamaka JET przedstawiono na rysunku 3.1.



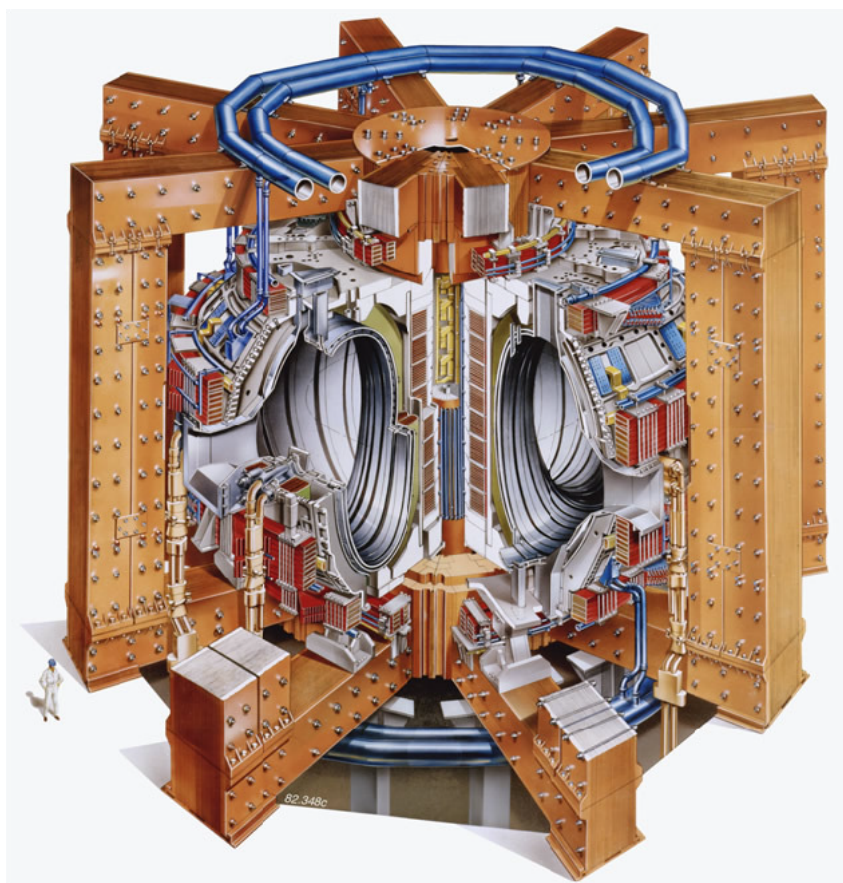
Rysunek 3.1: Wnętrze komory tokamaka JET. Widoczna różowa poświata to plazma obecna w działającym urządzeniu. Zaznaczyć należy, że plazma na ogół jest niewidzialna. W zakresie promieniowania widzialnego promieniuje tylko plazma relatywnie chłodna. Źródło: [20]

Główne parametry tokamaka JET przedstawia tabela 3.1.

Duży promień komory $R$	2.96 m
Mały promień komory $a$	1.25 m
Objętość komory $V$	80 m <sup>3</sup>
Pole toroidalne $B_\varphi$	3.45 T
Prąd plazmy $I_p$	$\leq 4.8$ MA
Długość impulsu wyładowania	20 s
Całkowita moc z syntezy	16 MW

Tabela 3.1: Typowe parametry tokamaka JET. Źródło: [14]

Na rysunku 3.2 przedstawiono widok przekroju największego istniejącego obecnie tokamaka.



Rysunek 3.2: Widok w przekroju tokamaka JET. Źródło: [14]

### 3.1.2 Limiter i Divertor

W tokamakach cząstki utrzymywane są w pewnej objętości przez zamknięte linie pola magnetycznego. **Ostatnią zamkniętą powierzchnią pola magnetycznego** (ang. *Last Closed Flux Surface*, LCFS) stanowiącą część **separatrysy** nazywa się granicę obszaru utrzymywania plazmy.<sup>1</sup>

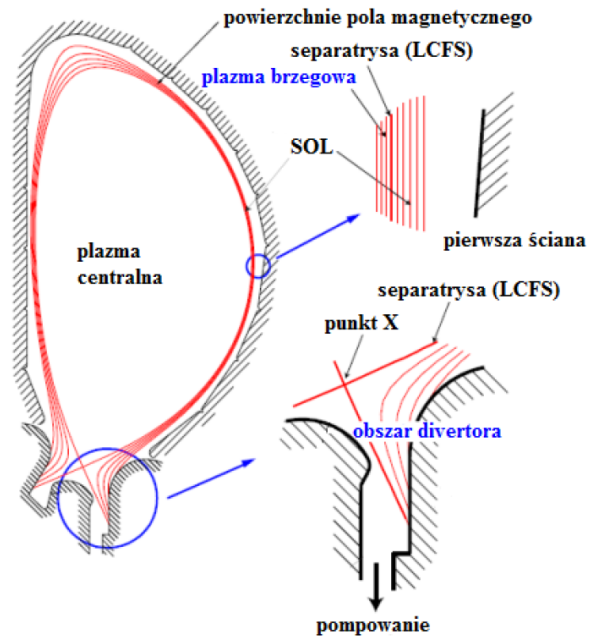
Jednym ze sposobów ograniczenia obszaru plazmy określonego ostatnią zamkniętą powierzchnią tego pola jest zastosowanie tzw. *limitera*. Do komory tokamaka wprowadza się kilkucentymetrową barierę (wspomniany limiter), której celem jest ochrona ścian komory przed gorącą plazmą.

<sup>1</sup>Separatrysa jest to taka linia pola magnetycznego, która w przekroju poloidalnym zawiera LCFS, a jej przedłużenia poza tzw. X-point stykają się z płytami komory divertora.

Bardziej zaawansowanym rozwiązaniem jest układ tzw. *divertora*. Pole magnetyczne w plazmie brzegowej jest modyfikowane przez wprowadzenie dodatkowych cewek divertora wewnątrz komory układu. Cewki te wytwarzają prąd równoległy do prądu plazmy. Powoduje to zmianę poloidalnego pola magnetycznego. W tzw. **punkcie X** (ang. *X-point*) tworzy się zerowe pole magnetyczne. Wąski region (o szerokości kilku cm) na zewnątrz LCFS określa się terminem **Scrape - Off - Layer (SOL)**. Tam linie pola magnetycznego są otwarte<sup>2</sup>. Rysunek 3.3 przedstawia poloidalny przekrój plazmy tokamaka w konfiguracji divertorowej.

W układzie divertora plazmę dzieli się na trzy obszary. Wyróżnia się plazmę *centralną* oraz *brzegową*. Transport cząstek między nimi jest minimalny, co zapewnia optymalne utrzymanie plazmy. Trzecim obszarem plazmy jest plazma *divertorowa*, obejmująca obszar SOL. Zanieczyszczenia uwalniane ze ścian komory na skutek transportu w kierunku prostopadłym do linii pola dostają się do obszaru SOL, gdzie ulegają jonizacji. Natychmiast po jonizacji są odprowadzane wzdłuż otwartych linii pola magnetycznego do komory divertora, a następnie wypompowywane na zewnątrz tokamaka. Divertor pełni dwie ważne funkcje. Służy do odprowadzania na zewnątrz komory tokamaka helu, czyli produktu syntezy termojądrowej, gdy jego energia zmaleje na tyle, że przestanie dogrzewać plazmę. Wówczas jest on traktowany jako zanieczyszczenie („popiół helowy”). Drugim jego zadaniem jest uniemożliwienie transportu zanieczyszczeń z obszaru divertora do rdzenia plazmy.

Dzięki zastosowaniu konfiguracji divertora osiąga się większą czystość plazmy, co zwiększa prawdopodobieństwo zajścia reakcji syntezy jądrowej. Obecność divertora pozwala też na osiągnięcie tzw. *wysokiego trybu utrzymywania plazmy*, nazywanego też **modem H** (ang. *H - mode*).



Rysunek 3.3: Poloidalny przekrój plazmy tokamaka w konfiguracji divertorowej, ilustrujący różne obszary w plazmie. Charakterystyczne obszary to plazma centralna, plazma brzegowa (wewnątrz separatory), plazma SOL (na zewnątrz separatory) oraz obszar plazmy divertorowej, stanowiący przedłużenie plazmy SOL wzdłuż linii pola magnetycznego do komory divertora. W obszarze poniżej punktu X powierzchnie pola magnetycznego są izolowane od reszty plazmy. Obszar ten nazywa się z angielskiego *Private Flux Region* (nie został on oznaczony na rysunku). Źródło: [14]

<sup>2</sup>W rzeczywistości linie te są zamknięte, ale ich „otwartość” odnosi się do obszaru wewnątrz komory tokamaka.



### 3.1.3 L - mode i H - mode

Wysoki tryb utrzymania plazmy, czyli mod H, pierwszy raz osiągnięto na niemieckim tokamaku Asdex Upgrade (AUG). Mod L jest trybem *niskiego utrzymania plazmy*, inaczej zwanym trybem standardowym. W modzie H, w porównaniu do modu L, energia oraz czas utrzymania plazmy w przybliżeniu się podwaja. Wytwarza się bariera dla transportu cząstek w poprzek linii pola magnetycznego, co ogranicza dyfuzję cząstek paliwa w kierunku otwartych linii pola magnetycznego. W konsekwencji, otrzymuje się wzrost temperatury i gęstości plazmy centralnej.

Osiągnięcie modu H wymaga, aby moc grzania plazmy przekroczyła pewną granicę wyznaczoną empirycznie. Przejście do *H - mode* odbywa się gwałtownie. W okolicach plazmy brzegowej obserwuje się ostry gradient temperatury (*pedestal*) oraz barierę transportu, która zapobiega utracie energii. Modowi H towarzyszą jednak niestabilności plazmy brzegowej zwane ELM. Niestabilności obserwowane w tokamaku zostały opisane w kolejnej sekcji.

## 3.2 Ograniczenia i wyzwania

### 3.2.1 Niestabilności

Plazma tokamakowa podlega niestabilnościom mającym negatywny wpływ na pracę układu. Mogą one prowadzić nawet do zakończenia impulsu. Istnienie niestabilności musi być uwzględniane przy projektowaniu reaktorów tokamakowych przede wszystkim dlatego, że zjawiska te często wiążą się z większą depozycją mocy na ścianach komory, co prowadzi do uszkodzeń urządzenia.

Wybrane istotne niestabilności plazmy:

- **wygaszenie (ang. *disruption*)**  
Pewna wartość graniczna jednego z parametrów, np. gęstości zostaje przekroczona. Skutkiem tego jest ochłodzenie plazmy brzegowej, zerwanie łańcucha plazmowego i uwolnienie energii w ścianę komory.
- ***Vertical Displacement Event (VDE)***  
Sznur plazmowy przesuwa się i następuje kontakt ze ścianą komory. W konsekwencji plazma wygasa.

- *saw - tooth*

Ten rodzaj niestabilności objawia się oscylacjami temperatury elektronowej, mające charakter gwałtownych spadków i powolnego narastania.

- *Edge Localised Modes (ELMs)*

Są to niestabilności właściwe dla *H - mode*. Prowadzą one do wyrzutów strumieni gorącej plazmy na ściany tokamaka. Wyrzuty te przyspieszają erozję powierzchni materialnych. Zjawisko to może być porównane do rozbłysków na powierzchni Słońca (rys. 3.4). Z jednej strony, ELMsy pozwalają helowi opuścić plazmę. Z drugiej strony są one zagrożeniem dla powierzchni materiałów o ograniczonej wytrzymałości na obciążenia termiczne. Kontrola tych niestabilności polega na zmniejszeniu ich amplitudy i zwiększeniu powierzchni oddziaływania plazmy ze ścianą.



(a) Niestabilność wiązków



(b) Rozbłyski słoneczne

Rysunek 3.4: Źródło: [11]

### 3.2.2 Redukcja mocy do płyt divertora

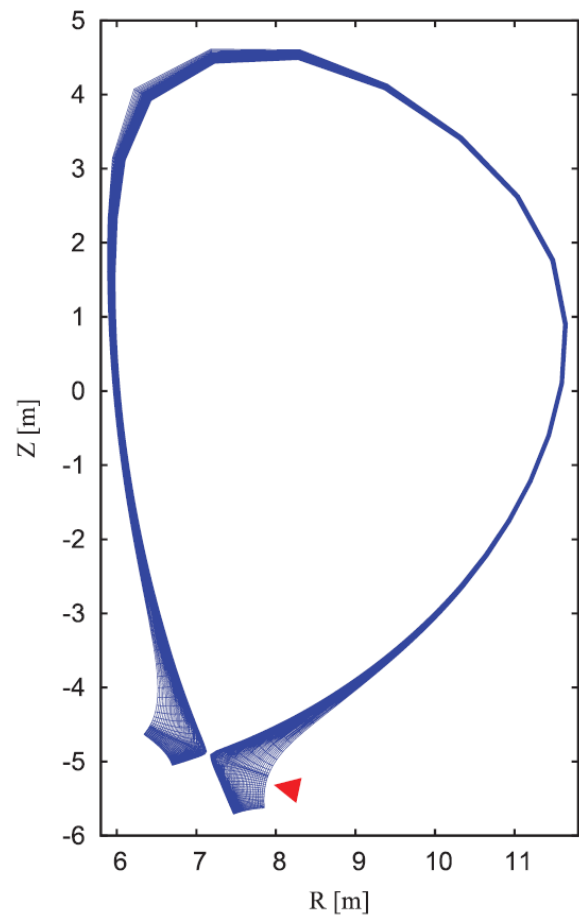
Gorąca plazma uderzająca w płyty divertora powoduje w naturalny sposób ich zużycie. Zanieczyszczenia z płyt divertora mogą dostawać się z powrotem do rdzenia plazmy, co jest zjawiskiem niepożądanym. Należy więc ograniczyć moc, która uderza w nie uderza. Dokonuje się tego poprzez celowe wprowadzenie zanieczyszczeń, takich jak neon, argon, krypton lub mieszanki różnych typów gazów szlachetnych w odpowiednich proporcjach. Wprowadzone w ten sposób zanieczyszczenia promieniują w obszarze SOL, tym samym wypromieniowując nadmiar energii. W ten sposób ochładza się do pewnego stopnia plazmę w SOL, przez co plazma uderzająca w płyty divertora nie jest zbyt gorąca<sup>3</sup>.

<sup>3</sup>Na temat tzw. *impurity seeding* wciąż powstaje wiele artykułów naukowych. O szczegółowych wynikach niektórych badań przeczytać można np. w [21]



Badania sprawdzające, jaki rodzaj wprowadzanych zanieczyszczeń jest najkorzystniejszy, wykonuje się z wykorzystaniem kodów numerycznych, w których często plazmę traktuje się jako zbiór płynów jonowych (z rozróżnieniem różnych stopni jonizacji) oraz elektronowych. Płyny mają swoją temperaturę: jonową i elektronową. Symulacje numeryczne mają zadanie sprawdzić, które zanieczyszczenie (lub jaka mieszanka) powoduje najlepszą redukcję mocy docierającej do płyt divertora.

Przykładem takiego kodu numerycznego jest dwuwymiarowy kod TECXY, stworzony i udoskonalany w IFPiLM w Warszawie. Zaimplementowany w nim model transportu plazmy zakłada transport klasyczny wzdłuż linii pola magnetycznego oraz transport anomalny w poprzek tych linii, związany z dyfuzją. W tym kodzie temperatura jonów plazmy oraz wprowadzanych zanieczyszczeń jest identyczna. Nie mniej jednak, jony i elektrony traktowane są jako oddzielne płyny. Region SOL jest rozpatrywany jako dwuwymiarowa, ortogonalna i niejednorodna siatka numeryczna (rys. 3.5).



Rysunek 3.5: Siatka numeryczna kodu TECXY dla tokamaka DEMO. Czerwona strzałka wskazuje miejsce wstrzykiwania gazu stanowiącego zanieczyszczenia. Źródło: [21]

### 3.3 ITER - międzynarodowy reaktor badawczy

#### 3.3.1 Opis

**ITER** to akronim od angielskiego **I**nternational **T**hermonuclear **E**xperimental **R**eactor, co tłumaczy się jako Międzynarodowy Eksperymentalny Reaktor Termonuklearny. Jest jednym z najbardziej ambitnych światowych projektów.

Budowany jest w południowej Francji w Saint Paul-lez-Durance przez 35 narodów. Po zbudowaniu ma być największym na świecie tokamakiem. Zaprojektowany został w celu udowodnienia wykonalności fuzji termojądrowej jako wielkoskalowego i pozabawionego węgla źródła energii. Planowana kampania eksperymentalna przeprowadzona przy ITER ma mieć kluczowe znaczenie dla rozwoju nauki o syntezie jądrowej oraz przygotować drogę do budowy komercyjnej elektrowni termojądrowej w przyszłości.



Rysunek 3.6: Widok na plac budowy tokamaka ITER. Źródło: [22]

Pomysł budowy narodził się w 1985 roku. Członkowie ITER, tj. Chiny, Unia Europejska, Indie, Japonia, Korea, Rosja i Stany Zjednoczone, są zaangażowani w wieloletnią współpracę mającą na celu zbudowanie i eksploatację eksperymentalnego urządzenia. Ponadto, ich celem jest wspólne doprowadzenie syntezy jądrowej do punktu, w którym będzie można zaprezentować demonstracyjny reaktor termojądrowy.

### 3.3.2 Cele budowy

ITER został zaprojektowany do kilku celów:

- Osiągnięcie plazmy deuterowo-trytowej, w której warunki fuzji będą podtrzymywane głównie przez wewnętrzne ogrzewanie fuzji  
Dzisiejsze badania skupione na fuzji termojądrowej są u progu zbadania *płonącej plazmy*, czyli takiej, w której ciepło z reakcji syntezy termojądrowej jest utrzymywane w plazmie wystarczająco skutecznie, aby efekt samoogrzewania zdominował każdą inną formę grzania plazmy. Naukowcy w ITER są przekonani, że uda się wytworzyć nie tylko znacznie więcej energii termojądrowej, ale plazma w tym tokamaku będzie stabilna przez dłuższy czas.
- Wygenerowanie 500 MW mocy termojądrowej w plazmie ITERa  
Światowym rekordem mocy syntezy jądrowej jest 16 MW mocy termojądrowej z całkowitej wejściowej mocy grzewczej wynoszącej 24 MW ( $Q = 0.67^4$ ). Rekord ten osiągnięto w europejskim tokamaku JET w 1997 roku. ITER został zaprojektowany tak, aby uzyskać w swojej plazmie dziesięciokrotny zwrot mocy ( $Q = 10$ ) - 500 MW mocy termojądrowej z 50 MW mocy grzewczej. ITER nie przekształci wytworzonej przez siebie

<sup>4</sup> $Q$ -factor - stosunek mocy uzyskanej w wyniku reakcji termojądrowej oraz grzewczej mocy dostarczonej do reaktora;  $Q = P_{OUT}/P_{IN}$

mocy w energię elektryczną, ale jako pierwszy ze wszystkich eksperymentów termojądrowych (bazujących na tokamakach) w historii wytworzy zysk netto energii w plazmie. To będzie przygotowanie drogi dla komercyjnych reaktorów termojądrowych, dzięki którym upowszechni się pozyskiwanie energii elektrycznej z reakcji fuzji.

- Wypełnienie luki między dzisiejszymi eksperymentalnymi urządzeniami termojądrowymi na mniejszą skalę a demonstracyjnymi elektrowniami termojądrowymi przyszłości

Naukowcy będą mogli badać plazmę w warunkach podobnych do oczekiwanych w przyszłej elektrowni termojądrowej. Ponadto, będą mogli testować technologie takie jak ogrzewanie plazmy, sterowanie, diagnostyka, kriogenika<sup>5</sup> i zdalna konserwacja.

- Testowanie hodowli trytu

Na późniejszych etapach funkcjonowania ITERa celem jest zaprezentowanie wykonalności produkcji trytu w komorze próżniowej. Światowa podaż trytu nie jest wystarczająca, aby pokryć potrzeby przyszłych elektrowni termojądrowych. ITER będzie okazją do przetestowania makiety do hodowli trytu w rzeczywistym środowisku syntezy jądrowej.

- Zademonstrowanie parametrów bezpieczeństwa urządzenia fuzyjnego

Jednym z głównych celów badania ITERa jest zademonstrowanie kontroli plazmy i reakcji fuzji, która ma znikome skutki dla środowiska.

Wydarzenie nazwane *ITER's First Plasma* zaplanowane jest na rok 2025. Będzie to pierwsze uruchomienie maszyny i pierwszy akt wielodekadowego programu operacyjnego ITER.

---

<sup>5</sup>Kriogenika - dziedzina nauki zajmująca się badaniem i wykorzystaniem właściwości ciał w ekstremalnie niskich temperaturach, a ponadto uzyskiwaniem i mierzaniem niskich temperatur.



## Rozdział 4

# Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy im. Sylwestra Kaliskiego w Warszawie [23]

---

Żaden z istniejących obecnie instytutów naukowych, a nawet żaden kraj samodzielnie, nie jest w stanie sfinansować i przeprowadzić wszelkich niezbędnych badań, które umożliwiłyby zbudowanie pierwszej na świecie elektrowni termojądrowej. Ażeby osiągnąć ten cel, instytuty naukowe łączą się w międzynarodowe organizacje. Badania, które należy przeprowadzić, obejmują wiele działów tematycznych. Wśród rozważanych problemów wyróżnia się: transport cząstek plazmy w urządzeniach fuzyjnych, sposoby usuwania zanieczyszczeń gromadzących się na ich ścianach, diagnostykę promieniowania rentgenowskiego w tokamakach oraz sposoby kontrolowania cząstek w plazmie tak, aby nie uszkodziły one reaktora.

Fizyka plazmy jest dziedziną o wielu zastosowaniach. Wiadomo, że utrzymywanie plazmy w pułapkach magnetycznych jest koncepcją najbardziej obiecującą w kontekście budowy komercyjnej elektrowni, ale fuzja laserowa jest również wartym zbadania sposobem przeprowadzania kontrolowanej syntezy termojądrowej. Co więcej, plazmę można wykorzystywać również przy budowie silników satelitarnych.

W tym rozdziale przedstawione zostaną badania przeprowadzane w IFPiLM w Warszawie,

---

które dotyczą głównie syntezy termojądrowej, ale Czytelnikowi zostanie przybliżone również zagadnienie plazmowych silników satelitarnych oraz badania odporności konstrukcji na wyładowania piorunowe, które przeprowadzane są w Instytucie.

## 4.1 Generał Sylwester Kaliski

Sylwester Kaliski (rys. 4.1) był pierwszym dyrektorem Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy w Warszawie. Poza pełnieniem tej funkcji był też profesorem, generałem oraz ministrem.

Gen. Sylwester Kaliski był absolwentem Politechniki Gdańskiej, a po wcieleniu do wojska rozpoczął swoją pracę dydaktyczną oraz naukową w Wojskowej Akademii Technicznej (WAT) w Warszawie. Niedługo po rozpoczęciu pracy dla WAT został też pracownikiem Instytutu Podstawowych Problemów Techniki Polskiej Akademii Nauk (IPPT PAN).

W Wojskowej Akademii Technicznej obronił pracę doktorską, a trzy lata później w IPPT PAN - pracę habilitacyjną. W 1961 roku uzyskał tytuł profesora zwyczajnego, a w roku 1966 został mianowany na generała brygady i powołany na stanowisko komendanta WAT. Od roku 1969 był członkiem rzeczywistym Polskiej Akademii Nauk, a w 1975 roku został Ministrem Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki.

Generał Kaliski pod koniec lat 60. XX w. zainicjował nowe kierunki badań mających na celu opanowanie kontrolowanej fuzji laserowej. Jego dorobek naukowy zawiera około 550 prac naukowych oraz książkę „Lasery - synteza jądrowa”. Opatentował wiele ważnych wynalazków - zarówno w Polsce, jak i poza jej granicami. Był laureatem takich nagród, jak nagroda im. Maksymiliana Tytusa Huberta (otrzymał ją dwukrotnie) oraz nagroda państwowa I stopnia (czterokrotnie).

Profesor Sylwester Kaliski zapamiętany został jako uczonego pasjonat, który wyznaczył wiele nowych kierunków badań. Zmarł on w wyniku obrażeń doznanych w wypadku samochodowym we wrześniu 1978 roku.



Rysunek 4.1: Generał Sylwester Kaliski. Źródło: [24]

## 4.2 Historia Instytutu

Gen. prof. Sylwester Kaliski, jako komendant Wojskowej Akademii Technicznej, pod koniec lat 70. ubiegłego wieku utworzył zespoły naukowe, które miały zajmować się badaniami plazmy oraz zjawisk związanych z syntezą termojądrową. W owym czasie w naszym kraju tego typu zadania były prowadzone w wąskim zakresie jedynie w Instytucie Badań Jądrowych (IBJ). W Zespole Fizyki Jądrowej (ZFJ) w WAT w 1973 roku doprowadzono do fuzji jąder deuteru. Był to wynik oddziaływania impulsu lasera neodymowego z próbką zawierającą deuter. W skali światowej był to siódmy tego typu eksperyment.

Potrzeba powstania nowego instytutu naukowego pojawiła się, gdy w środowisku fizyków zwiększyło się zainteresowanie tematami takimi, jak:

- plazma generowana wyładowaniem silnoprądowym - badana na układzie plasma-focus PF150 w Instytucie Badań Jądrowych dla WAT
- grzanie plazmy za pomocą laserów impulsowych
- inicjowanie fuzji materiałem wybuchowym

Z inicjatywy gen. Kaliskiego połączono zespoły pracujące w WAT i 1 stycznia 1976 roku powstał Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy, który funkcjonuje do dziś na warszawskim Bemowie (rys. 4.2).



Rysunek 4.2: Widok IFPiLM z lotu ptaka. Źródło: [15]

Instytut został podporządkowany Ministerstwu Obrony Narodowej w 1987 roku. Kilka lat zajęła jego reorganizacja, co ograniczyło prowadzenie prac nad plazmą - głównym tematem zainteresowania pracowników stanowiła wówczas optoelektronika. Instytut został podzielony na początku lat 90. XX w. na dwie części - jedna z nich została włączona do WAT, druga została podporządkowana Państwowej Agencji Atomistyki jako jednostka badawczo-rozwojowa. W tamtym okresie w IFPiLM uruchomiono układ PF-1000 - jeden z największych na świecie układów typu plasma-focus.



Niedługo później utworzono Laboratorium Symulowanych Wyładowań Atmosferycznych. W tej jednostce generatory silnoprądowe są wykorzystywane do komercyjnych celów, takich jak testowanie odporności różnych obiektów na wyładowania atmosferyczne.

W połowie lat 90. w Instytucie zbudowano laser neodymowy o mocy 1TW w impulsie o czasie trwania w przybliżeniu 1ps. Wykorzystywany był on do badania oddziaływań laser-tarcza oraz do badań laserowego przyspieszania jonów. W tym czasie IFPiLM rozpoczął pracę z Instytutem Fizyki w Pradze - wykorzystywano działający tam laser jodowy oraz zbudowane w IFPiLM układy diagnostyczne do badań plazmy laserowej.

Polska stała się członkiem wspólnoty Euratom wraz z wejściem do Unii Europejskiej. Od 2005 do 2013 roku IFPiLM koordynował w Polsce prace na rzecz europejskiego programu fuzji jądrowej dotyczące syntezy w układach typu tokamak lub stellarator.

W 2014 roku powstało w Europie konsorcjum EUROfusion, w którym Polska jest reprezentowana przez IFPiLM. Również w tym roku powstało Centrum naukowo-przemysłowe Nowe Technologie Energetyczne (CeNTE). Centrum to jest koordynowane przez Instytut i skupia potencjał badawczy z 11 krajowych instytucji naukowo-badawczych, które zajmują się badaniami fizyki plazmy i rozwojem technologii fuzji jądrowej. W Instytucie utworzono również Krajowy Punkt Kontaktowy, który wspiera polski program fuzyjny.

### 4.3 Obecne projekty Instytutu

Pracownicy IFPiLM zaangażowani są w projekt opracowania diagnostyk miękkiego promieniowania rentgenowskiego dla stellaratora W7-X (rys. 4.3). Jest to urządzenie znajdujące się w Greifswaldzie w Niemczech. Diagnostyka wykorzystująca analizę amplitudową impulsów z chłodzonego detektora półprzewodnikowego pracującego w reżimie zliczania kwantów została pomyślnie zainstalowana w 2015 roku na tym urządzeniu.

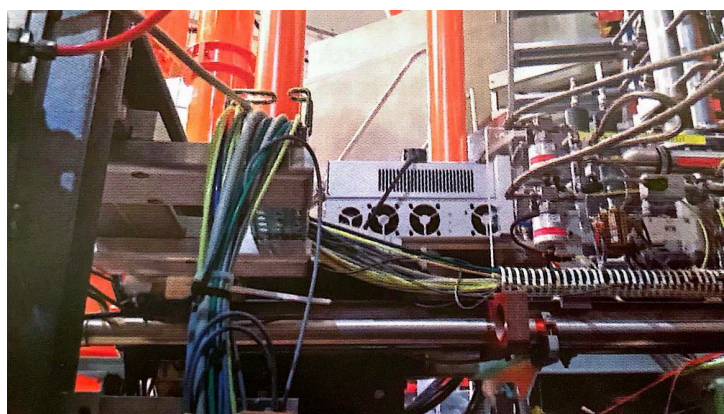
W 2013 roku, dzięki połączonym wysiłkom IFPiLM, Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego oraz Wydziału Elektroniki i Technik

Informacyjnych Politechniki Warszawskiej, zainstalowano na tokamaku JET dwa detektory gazowe dostarczające informacji o głównych zanieczyszczeniach plazmy. Projekt ten stanowił przełom w historii Instytutu, bowiem od tamtej pory powierza mu się do realizacji nowe projekty budowy diagnostyk z wykorzystaniem detektorów gazowych typu GEM (rys. 4.4), których tematyka poruszona jest w [25].



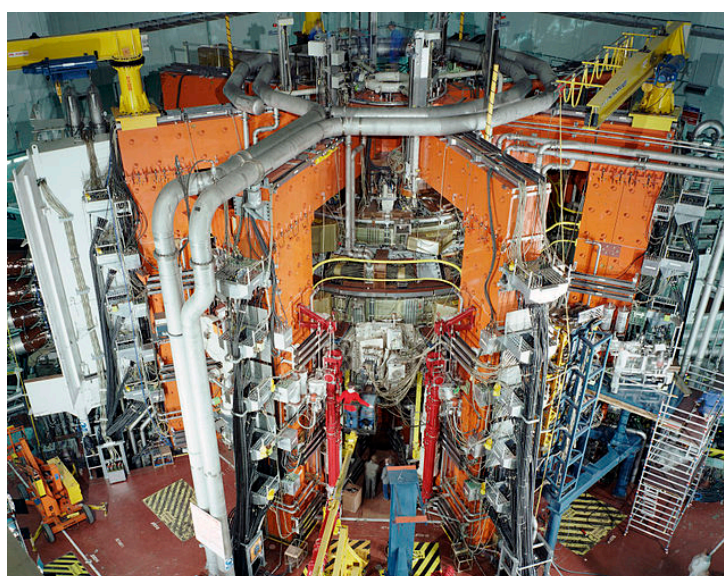
Rysunek 4.3: Układ pomiarowy do badania promieniowania rentgenowskiego obecnego w urządzeniu W7-X w Niemczech. Układ przygotowano w ramach projektu EUROfusion. Źródło: Archiwum IFPiLM.





Rysunek 4.4: Układ detektora typu GEM na tokamaku ASDEX UG w Garching w Niemczech. Źródło: Archiwum IFPiLM

Naukowcy z IFPiLM czynnie uczestniczą w kampaniach eksperymentalnych na urządzeniach takich, jak JET w Wielkiej Brytanii (rys. 4.5), ASDEX-Upgrade oraz W7-X w Niemczech oraz TCV w Szwajcarii.



Rysunek 4.5: Tokamak JET w 1991 roku. Źródło: [26]

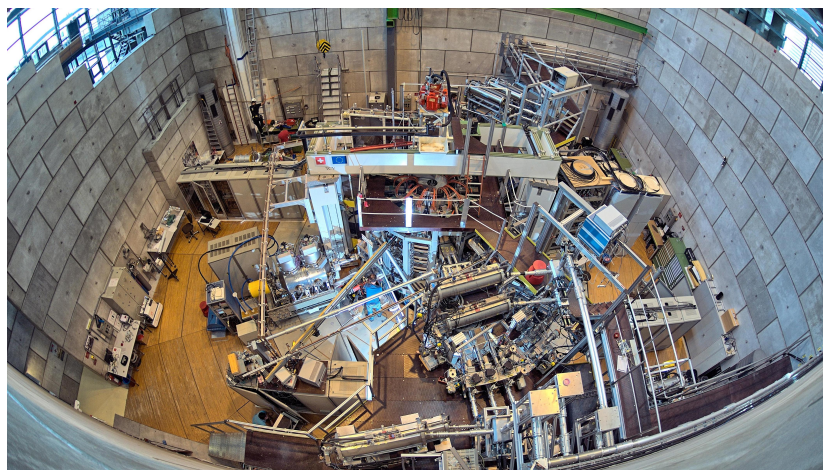
Ażeby zaprojektować jakąkolwiek instalację termojądrową, należy uprzednio przeprowadzić szereg komputerowych symulacji, które pozwalają lepiej zrozumieć zjawiska związane z utrzymaniem plazmy w urządzeniach fuzyjnych. Przykładami takich kodów są CORE-DIV oraz TECXY. Służą one do badania plazmy w tokamakach, a w szczególności do określenia w sposób szybki i efektywny obciążeń termicznych ścian komory próżniowej tokamaka. Za pomocą kodu COREDIV symulowano JET w Wielkiej Brytanii oraz ASDEX UG w Niemczech. Uzyskano przy tym bardzo dobrą zgodność obliczeń numerycznych z wynikami eksperymentalnymi. Wyniki symulacji z użyciem kodów numerycznych stosowanych

w IFPiLM umożliwiły ekstrapolację parametrów plazmy do warunków przewidywanych w ITER (Francja), JT-60SA (Japonia) oraz w projektowanym przyszłym reaktorze termojądrowym DEMO. Za pomocą kodu TECXY wykonano obliczenia dotyczące tego układu dla różnych konfiguracji diwertora. Oba wspomniane kody zostały zainstalowane w ogólnodostępnej platformie ITM, co umożliwia korzystanie z nich przez inne zespoły badawcze, które uczestniczą w europejskich badaniach fuzyjnych.

W przypadku tokamaka JET, wykorzystując kody numeryczne analizowano transport występujących w plazmie jonów zanieczyszczeń wolframu i berylu w obszarze plazmy centralnej i warstwy brzegowej. Zostały również wykonane symulacje tego urządzenia z wprowadzonymi z zewnątrz domieszkami azotu, neonu i argonu, a wyniki porównano z danymi eksperymentalnymi.

Symulacje tokamaka ASDEX UG służyły zaś optymalizacji systemów grzewczych ICHR oraz opracowaniu scenariuszy ogrzewania plazmy w tokamaku ze ścianą metaliczną, którą planuje się zastosować przykładowo w układzie ITER.

Naukowcy z IFPiLM zajmują się nie tylko badaniami teoretycznymi, ale również eksperymentalnymi na urządzeniach znajdujących się poza Polską. Eksperymentalna diagnostyka CXRS (ang. *Charge Exchange Recombination Spectroscopy*) służyła do zbadania wpływu poloidalnej asymetrii w tokamaku TCV (rys. 4.6) w Lozannie (Szwajcaria) na transport zanieczyszczeń w plazmie. Dane z tej diagnostyki pozwoliły na wyznaczenie podstawowych parametrów wyładowania w tym urządzeniu oraz na określenie wpływu iniekcji różnych gazów na rozkład zanieczyszczeń przy różnych scenariuszach wyładowania.

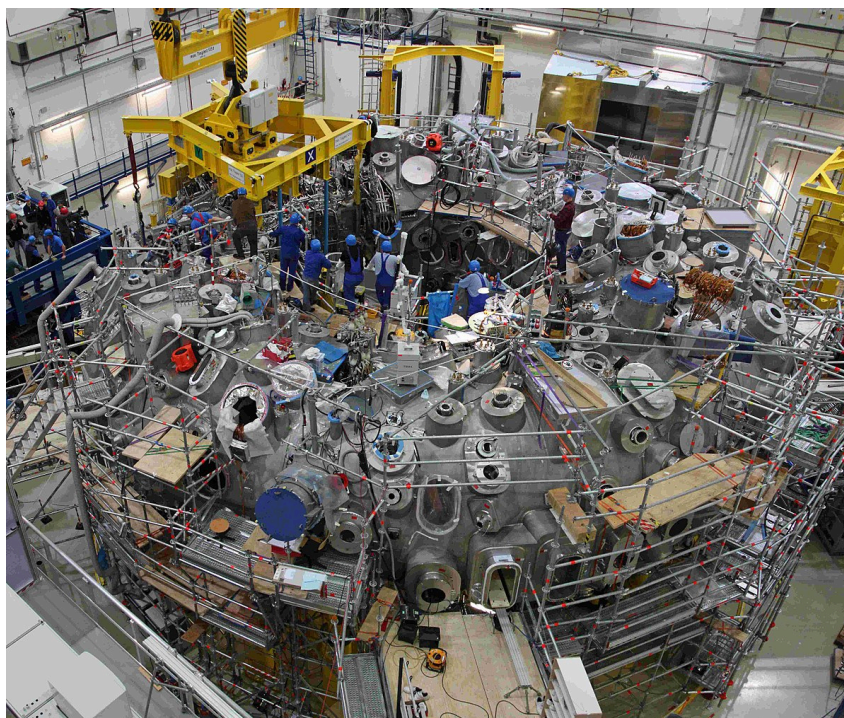


Rysunek 4.6: Zdjęcie tokamaka TCV w Szwajcarii. Źródło: [27]

Symulowanie urządzeń typu stellarator wymaga stosowania w obliczeniach kodów trójwymiarowych<sup>1</sup>. Jest to spowodowane złożoną geometrią pola magnetycznego. IFPiLM pracuje nad rozwojem trójwymiarowego kodu płynowego, który zostanie wykorzystany do symulacji stellaratora Wendelstein 7-X (rys. 4.7). Publikacja traktująca o tej tematyce to np. [28].

<sup>1</sup>Do modelowania układów typu tokamak wystarczają kody dwuwymiarowe.





Rysunek 4.7: Zdjęcie stellaratora Wendelstein 7-X. Źródło: [29]

W Instytucie prowadzi się również badania usuwania kodepozytu<sup>2</sup> za pomocą laserów impulsowych. Stosowane są do tego celu różne diagnostyki: spektrometr optyczny, diagnostyki jonowe oraz kamera optyczna. Badane próbki pochodzą zarówno z działających tokamaków, jak i stanowią próbki wzorcowe do ilościowej oceny procesu usuwania kodepozytu. Pył powstający w komorze tokamaka w wyniku stosowania takiej metody musi być kontrolowany, ponieważ wpływa niekorzystnie na wyładowanie plazmowe.

Doskonalona jest również metoda obserwowania procesu usuwania kodepozytu na podstawie widm emisyjnych promieniowania pochodzącego ze zjonizowanego kodepozytu - metoda LIBS (ang. *Laser Induced Breakdown Spectroscopy*) - rysunek 4.8. Publikacja poruszająca ten temat to przykładowo [30].



Rysunek 4.8: Układy służące do badania usuwania kodepozytu laserem za pomocą metody LIBS. Źródło: Archiwum IFPiLM

<sup>2</sup>Kodepozyt - zanieczyszczenia deponowane na powierzchni ściany urządzenia fuzyjnego oraz na elementach jego anten lub diagnostyk.

Stosuje się również metodę spektroskopii emisyjnej ze wzbudzeniem laserowym, za pomocą której można określić skład chemiczny badanej próbki. Wykorzystywany w niej laser światłowodowy umożliwia takie dobranie różnych parametrów, że usuwana warstwa nie powoduje uszkodzeń powierzchni próbki. Badania są prowadzone z zespołami z następujących instytutów: ENEA-Frascati we Włoszech, FZ Juelich w Niemczech, CIEMAT w Hiszpanii, Politechnika Warszawska oraz IPP w Pradze.

W ramach programu EUROfusion IFPiLM rozwija diagnostyki neutronowe stosując metody aktywacyjne. Kalibracja próbek aktywacyjnych odbywa się z reguły na instytutowym urządzeniu PF-1000. Elektrody znajdujące się w jego wnętrzu przedstawia rysunek 4.9.



Rysunek 4.9: Elektrody wewnątrz układu PF1000U. Cylindryczna elektroda wewnętrzna jest otoczona zewnętrzną rurą elektrodą zewnętrzną. Źródło: Archiwum IFPiLM

Badania oddziaływania plazma-ściana również realizuje się przy pomocy urządzenia PF-1000. Strumień plazmy w tym układzie był kierowany na różnego rodzaju próbki, które symulowały elementy konstrukcyjne urządzeń fuzyjnych. Efekt wspomnianych oddziaływań badano stosując diagnostyki materiałowe, a warunki eksperymentu dobierano w ten sposób, aby uzyskać efekt zbliżony do oddziaływań plazma-ściana

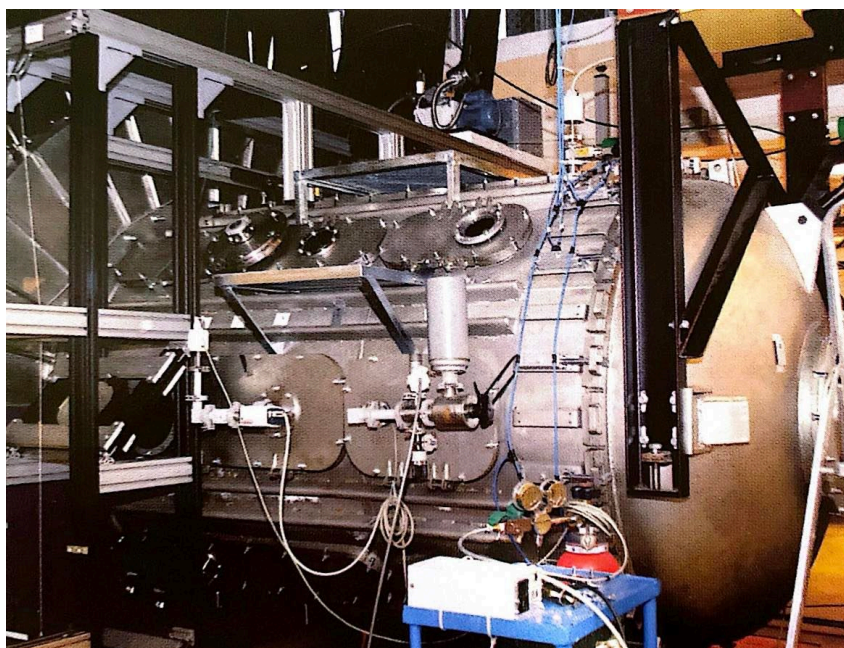


Rysunek 4.10: Układ 16-kadrowego interferometru, który jest stosowany do badań plazmy w urządzeniu PF1000U. Źródło: Archiwum IFPiLM

w tokamaku. Realizacja tego projektu odbywała się w ramach projektów NCBR, Euratom i projektów sponsorowanych przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej w Wiedniu.

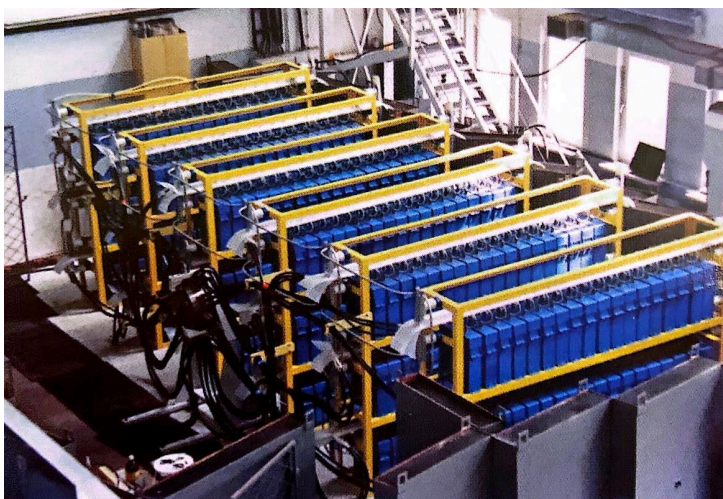


W latach 2012-2013 przeprowadzono modernizację układu PF-1000 i zmieniono jego nazwę na PF1000U (rys. 4.11). Laboratorium jest wyposażone w unikatowe układy pomiarowe: szesnastokadrowy interferometr laserowy (rys. 4.10), szybkie kamery kadrowe oraz oryginalne diagnostyki rentgenowskie i neutronowe. Badania są w dużym stopniu dofinansowywane w ramach projektów Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej (IAEA) w Wiedniu i projektów EUROfusion. Wyniki wieloletnich badań wyładowań w układach plasma-focus przeprowadzonych w IFPiLM posłużyły do wyjaśnienia większości skomplikowanych zjawisk plazmowych występujących w tych urządzeniach.



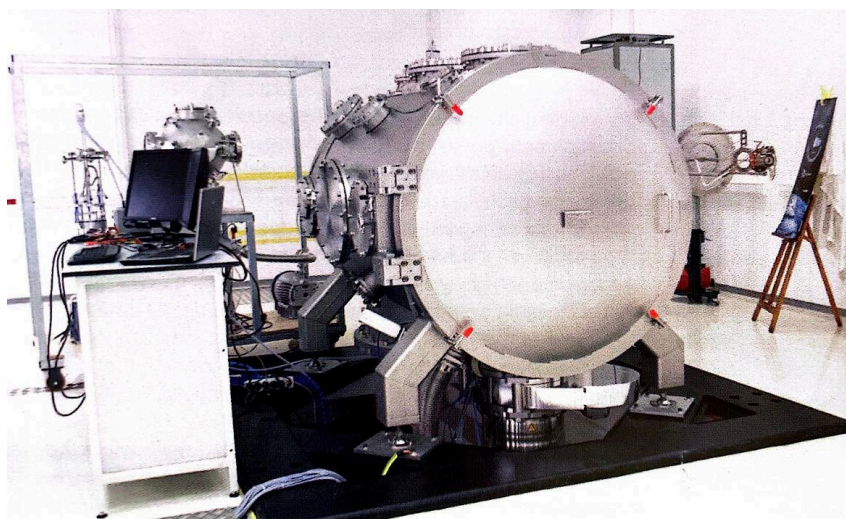
Rysunek 4.11: Koncentrator plazmowy typu plasma-focus PF1000U znajdujący się w IFPiLM w Warszawie. Źródło: Archiwum IFPiLM

Od 1994 roku w Instytucie działa Laboratorium Symulowanych Wyładowań Atmosferycznych. Laboratorium to, na zasadach komercyjnych, sprawdza poziom odporności różnych urządzeń na skutki wyładowań piorunowych. Wykorzystywany jest zestaw generatorów (rys. 4.12) wytwarzających sekwencję impulsów prądowych symulujących wyładowanie piorunowe. Przeprowadzane były badania na różnych elementach konstrukcyjnych produkowanych w Polsce aparatów latających (układy sterowania, awionika, łopaty wirników, osłony itp.), jak również kompletnych konstrukcjach (helikoptery SW-3 Sokół, SW-4, samolot M28 Skytruck). Ponadto badane były systemy odgromowe (instalacje, ograniczniki przepięć itp.) oraz energetyczne linie przesyłowe.



Rysunek 4.12: Generator silnoprądowy w Laboratorium Symulowanych Wyładowań Atmosferycznych znajdujący się w hali IFPiLM. Źródło: Archiwum IFPiLM

W IFPiLM działa również Laboratorium Plazmowych Napędów Satelitarnych PlaNS (rys. 4.13), które jest wyposażone w komorę próżniową oraz aparaturę pomiarową do testowania silników satelitarnych. Laboratorium to jest zapleczem eksperymentalnym Grupy Akceleratorów Plazmowych, której celem są badania źródeł zimnej i rzadkiej plazmy, jakimi są silniki satelitarne, w tym silniki typu Halla i plazmowe silniki impulsowe PPT (ang. *Pulsed Plasma Thrusters*). Prace obejmują modelowanie numeryczne oraz teoretyczne, jak również eksperymenty i konstrukcję układów prototypowych, które zmierzają nie tylko do lepszego poznania fizyki wyładowań w gazach, ale także do optymalizacji samych silników. Istotnym obszarem zainteresowań zespołu są zastosowania alternatywnych paliw dla silników plazmowych: kryptonu zamiast ksenonu dla silników Halla oraz ciekłego polimeru zamiast stałego teflonu dla silników PPT.

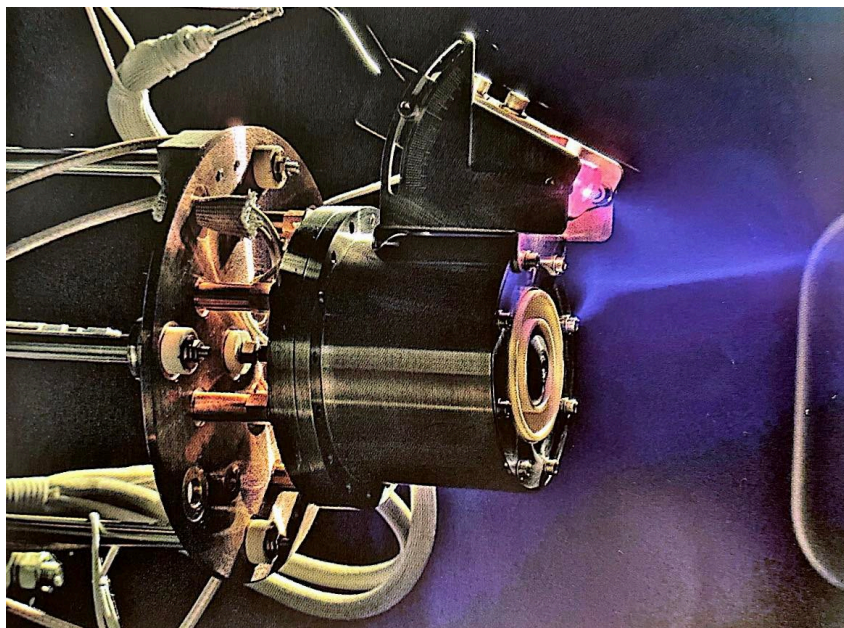


Rysunek 4.13: Laboratorium Plazmowych Napędów Satelitarnych PlaNS znajdujące się w IFPiLM. Źródło: Archiwum IFPiLM



W celu wspomagania procesu konstrukcji prototypów silników satelitarnych, w laboratorium PlaNS opracowano kod numeryczny HETMAN do modelowania silników Halla oraz kod PIC (ang. *Particle In Cell*) do opisu ruchu elektronów w polu magnetycznym.

Układy prototypowe (rys. 4.14) powstające w IFPiLM mogą być podstawą wdrożenia przemysłowego. Mogą być również rozpatrywane w aspekcie wykorzystania przez przyszłe misje satelitarne.



Rysunek 4.14: Test prototypowego silnika Halla przeprowadzony w komorze próżniowej laboratorium PlaNS. Źródło: Archiwum IFPiLM

### 4.3.1 Letnia Szkoła Fizyki Plazmy w Kudowie i wywiad z dyrektorem IFPiLM

Warto wspomnieć, że Instytut jest organizatorem międzynarodowej Letniej Szkoły Fizyki Plazmy dla młodych naukowców: Kudowa Summer School „Towards Fusion Energy”. Przeznaczona jest ona dla szerokiego grona słuchaczy z Europy i nie tylko. Wziąć w niej udział mogą studenci studiów licencjackich i magisterskich kierunków uniwersyteckich z fizyki oraz kierunków politechnicznych związanych z energetyką i najnowszymi technologiami. Wziąć w niej udział mogą również doktoranci i młodzi naukowcy zajmujący się wdrażaniem fuzji jądrowej do produkcji energii.

Szkoła organizowana jest co dwa lata przez Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy oraz Międzynarodowe Centrum Gęstej Plazmy Namagnetyzowanej (ICDMP). Tematyka na niej podejmowana dotyczy fizyki fuzji jądrowej, badań nad energią uwalnianą w jej procesie, eksperymentów plazmowych, diagnostyki plazmy oraz technologii fuzji. Program

zajęć obejmuje jeden tydzień, podczas którego wygłaszane są wykłady światowych ekspertów z dziedziny fuzji. Podczas tego wydarzenia odbywają się dyskusje i wymiana doświadczeń uczestników szkoły, którzy przedstawiają też referaty na temat wyników swoich prac badawczych.

Zainteresowany tym przedsięwzięciem Czytelnik więcej informacji znajdzie na stronie:

<https://kudowaschool.ipplm.pl/>

Na zakończenie zachęca się Czytelnika do zapoznania się z wywiadem przeprowadzonym z dyrektorem Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy - dr hab. inż. Andrzejem Gałkowskim. Skan tegoż wywiadu, pochodzącego z czasopisma [23], znajduje się pod linkiem<sup>3</sup>:

[http://www.if.pw.edu.pl/~pluta/pl/dyd/mtj/Dyrektor\\_IFPiLM\\_wywiad.pdf](http://www.if.pw.edu.pl/~pluta/pl/dyd/mtj/Dyrektor_IFPiLM_wywiad.pdf)

<sup>3</sup>Dostęp 26.01.2023



# Bibliografia

---

- [1] Francis F. Chen, *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. Springer, 2006. Zbiory IFPiLM.
- [2] D. A. Frank-Kamieniecki, *Wykłady z fizyki plazmy*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, 1968. Zbiory prywatne.
- [3] M. Kubkowska and P. Gąsior, “Wstęp do fizyki plazmy i energetyki termojądrowej.” Skrypt do wykładu. <https://docplayer.pl/40238109-Skrypt-do-wykladu-wstep-do-fizyki-plazmy-i-energetyki-termojadrowej-monika-kubkowska-pawel-gasior-instytut-fizyki-plazmy-i-laserowej-mikrosyntezy.html> Dostęp 25.01.2023, 2012.
- [4] K. Miyamoto, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion*. Springer, 2005, 2016. Zbiory prywatne.
- [5] “Plasma Zoo: E-cross-B Drift.” <https://svs.gsfc.nasa.gov/4265>. Dostęp 25.01.2023.
- [6] “Energia termojądrowa.” [http://ncbj.edu.pl/zasoby/wyklady/ld\\_stud\\_podypl/07.%20En\\_termo.pdf](http://ncbj.edu.pl/zasoby/wyklady/ld_stud_podypl/07.%20En_termo.pdf). Dostęp 25.01.2023.
- [7] “Arthur Stanley Eddington.” [https://pl.wikipedia.org/wiki/Arthur\\_St Stanley\\_Eddington](https://pl.wikipedia.org/wiki/Arthur_St Stanley_Eddington). Dostęp 25.01.2023.
- [8] “Henry Norris Russel.” [https://en.wikipedia.org/wiki/Henry\\_Norris\\_Russell](https://en.wikipedia.org/wiki/Henry_Norris_Russell). Dostęp 25.01.2023.
- [9] “Ernest Rutherford.” [https://pl.wikipedia.org/wiki/Ernest\\_Rutherford](https://pl.wikipedia.org/wiki/Ernest_Rutherford). Dostęp 25.01.2023.
- [10] “Mark Oliphant.” [https://en.wikipedia.org/wiki/Mark\\_Oliphant](https://en.wikipedia.org/wiki/Mark_Oliphant). Dostęp 25.01.2023.
- [11] A. Gałkowski, “Wstęp do fizyki plazmy i fuzji jądrowej. Część 1.” Skrypt do wglądu dla pracowników IFPiLM, 2020.

- [12] "Recipe for a Small Star." <https://lasers.llnl.gov>. Dostęp 25.01.2023.
- [13] "Energia wiązania na jeden nukleon w zależności od liczby nukleonów w jądrze." [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Binding\\_energy\\_curve\\_-\\_common\\_isotopes-pl.svg#/media/Plik:Binding\\_energy\\_curve\\_-\\_common\\_isotopes-pl.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Binding_energy_curve_-_common_isotopes-pl.svg#/media/Plik:Binding_energy_curve_-_common_isotopes-pl.svg). Dostęp 25.01.2023.
- [14] A. Czarnecka, *Badanie zanieczyszczeń plazmy termojądrowej w tokamaku JET z zastosowaniem nowej techniki spektroskopowej z zakresu VUV*. Rozprawa doktorska, Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy w Warszawie, 2012. <https://www.ncbj.gov.pl/dokumenty/doktorskie> Dostęp 25.01.2023.
- [15] "IFPiLM." <https://www.ifpilm.pl/>. Dostęp 25.01.2023.
- [16] "Z-pinch." <https://en.wikipedia.org/wiki/Z-pinch>. Dostęp 25.01.2023.
- [17] "Der Stellarator." <https://www.ipp.mpg.de/9792/stellarator>. Dostęp 25.01.2023.
- [18] John Wesson, *Tokamaks*. Oxford Science Publications, 2004. Zbiory IFPiLM.
- [19] I. Ivanova-Stanik, *Numerical Studies of Impurity Transport in JET ILW Discharges*. Rozprawa doktorska, Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy w Warszawie, 2020. <https://www.ncbj.gov.pl/dokumenty/doktorskie> Dostęp 25.01.2023.
- [20] "JET: EUROfusion's flagship device." <https://www.euro-fusion.org/devices/jet/>. Dostęp 25.01.2023.
- [21] P. Chmielewski, R. Zagórski, I. Ivanova-Stanik, and V. Pericoli, "Tecxy simulations of multi-species impurity seeding in demo reactor.," *Contributions to Plasma Physics*, vol. 58, pp. 773–780, 2018. <https://doi.org/10.1002/ctpp.201700176> Dostęp 25.01.2023.
- [22] "What is ITER?." <https://www.iter.org/proj/inafewlines>. Dostęp 25.01.2023.
- [23] M. Kubkowska, J. Kurzyna, M. Paduch, T. Pisarczyk, J. Wołowski, R. Zagórski, A. Bielska, M. Bielski, I. Fober, E. Mańkiewicz-Cudny, and E. Maszer, "Przegląd techniczny 19-20/2016." Zbiory prywatne.
- [24] "Gen. dyw. prof. Sylwester Kaliski." <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=108182482>. Autorstwa Wojskowa Agencja Fotograficzna - Wojsko Ludowe, grudzień 1973, Domena publiczna. Dostęp 25.01.2023.
- [25] M. Chernyshova et al., "2D GEM-based SXR imaging diagnostics for plasma radiation: Preliminary design and simulations," *Nuclear Materials and Energy*, 2022. <https://www.ippt.pan.pl/repository/open/o8067.pdf> Dostęp 25.01.2023.
-

- [26] "Joint European Torus." [https://pl.wikipedia.org/wiki/Joint\\_European\\_Torus](https://pl.wikipedia.org/wiki/Joint_European_Torus). Dostęp 25.01.2023.
- [27] "The players of EUROfusion's MST programme." <https://www.euro-fusion.org/devices/medium-sized-tokamaks/>. Dostęp 25.01.2023.
- [28] T. Fornal et al., "Effect of spatial distribution of impurity ions on the signal of 'C/O monitor for Wendelstein 7-X," *Nuclear Materials and Energy*, 2022.
- [29] "Wendelstein 7-X." [https://en.wikipedia.org/wiki/Wendelstein\\_7-X](https://en.wikipedia.org/wiki/Wendelstein_7-X). Dostęp 25.01.2023.
- [30] P. Gašior et al., "Analysis of hydrogen isotopes retention in thermonuclear reactors with LIBS supported by machine learning," *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 2022.



# Spis rysunków

---

1.1	Ekranowanie Debye'a . . . . .	12
1.2	Rozkład potencjału w pobliżu powierzchni $x = 0$ . . . . .	12
1.3	Potencjał elektryczny wokół ładunku punktowego w próżni i w plazmie . . . . .	13
1.4	Cyklotronowy ruch naładowanych cząstek w plazmie . . . . .	14
1.5	Dryf w skrzyżowanych prostopadle polach elektrycznym i magnetycznym . . . . .	15
1.6	Gradientowy dryf w niejednorodnym polu magnetycznym . . . . .	15
1.7	Zwierciadło magnetyczne . . . . .	16
1.8	A. S. Eddington i H. N. Russel . . . . .	18
1.9	E. Rutherford i M. L. Oliphant . . . . .	18
1.10	Bariera potencjału i efekt tunelowania . . . . .	19
1.11	Uśredniony przekrój czynny dla trzech reakcji fuzji jądrowej w funkcji energii deuteronu . . . . .	19
1.12	Mechanizmy utrzymania plazmy . . . . .	20
1.13	Metoda bezpośrednia fuzji inercyjnej . . . . .	21
1.14	Metoda pośrednia fuzji inercyjnej . . . . .	22
1.15	Rodzaje plazm . . . . .	22
1.16	Energia wiązania na jeden nukleon w zależności od liczby nukleonów w jądrze . . . . .	23
2.1	Urządzenia Z-pinch . . . . .	30
2.2	Linie pola magnetycznego w tokamaku . . . . .	31
2.3	Układ cewek toroidalnego i poloidalnego pola magnetycznego w układzie JET . . . . .	32
2.4	System cewek pierwszego częściowo zoptymalizowanego stellaratora Wendelstein 7-AS (1988 - 2002) . . . . .	33
3.1	Wnętrze komory tokamaka JET . . . . .	40
3.2	Widok w przekroju tokamaka JET . . . . .	41
3.3	Poloidalny przekrój plazmy tokamaka w konfiguracji divertorowej . . . . .	42

---

3.4	Niestabilność ELM a rozbłyski słoneczne . . . . .	44
3.5	Siatka numeryczna kodu TECXY dla tokamaka DEMO . . . . .	45
3.6	Widok na plac budowy tokamaka ITER . . . . .	46
4.1	Generał Sylwester Kaliski . . . . .	50
4.2	Widok IFPiLM z lotu ptaka . . . . .	51
4.3	Układ pomiarowy do badania promieniowania rentgenowskiego obecnego w urządzeniu W7-X w Niemczech . . . . .	52
4.4	Układ detektora typu GEM na tokamaku ASDEX UG w Garching w Niemczech	53
4.5	Tokamak JET w 1991 roku . . . . .	53
4.6	Zdjęcie tokamaka TCV w Szwajcarii . . . . .	54
4.7	Zdjęcie stellaratora Wendelstein 7-X . . . . .	55
4.8	Układy służące do badania usuwania kodepozytu laserem za pomocą metody LIBS . . . . .	55
4.9	Elektrody wewnątrz układu PF1000U. Cylindryczna elektroda wewnętrzna jest otoczona zewnętrzną rurową elektrodą zewnętrzną . . . . .	56
4.10	Układ 16-kadrowego interferometru, który jest stosowany do badań plazmy w urządzeniu PF1000U . . . . .	56
4.11	Koncentrator plazmowy typu plasma-focus PF1000U znajdujący się w IFPiLM w Warszawie . . . . .	57
4.12	Generator silnoprądowy w Laboratorium Symulowanych Wyładowań Atmosferycznych znajdujący się w hali IFPiLM . . . . .	58
4.13	Laboratorium Plazmowych Napędów Satelitarnych PlaNS znajdujące się w IFPiLM . . . . .	58
4.14	Test prototypowego silnika Halla przeprowadzony w komorze próżniowej laboratorium PlaNS . . . . .	59