

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky
Obor: Fyzikální inženýrství
Zaměření: Fyzika a technika termojaderné fúze



Měření rychlosti toku plazmatu na tokamaku
GOLEM pomocí pole Machových sond

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Richard Duban
Vedoucí práce: Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.
Rok: 2014

Sem príde zadanie Bakalárskej práce

Vyhlásenie:

Vyhlasujem, že som svoju bakalársku prácu vypracoval samostatne a použil som len podklady (literatúru, software, projekty, atd....) uvedené v priloženom zozname.

Nemám závažný dôvod proti použitiu tohto školského diela v zmysle § 60 Zákona. č. 121/2000 Sb., o práve autorskom, o právach súvisiacich s právom autorským a o zmene niektorých zákonov (autorský zákon).

V Prahe dňa

.....
Podpis:

Podakovanie:

Chcel by som poďakovať svojmu vedúcemu Ing. Vojtěchovi Svobodovi, CSc. za jeho ochotu, trpezlivosť, čas a podnetné návrhy pri vedení tejto bakalárskej práce. Zároveň by som chcel poďakovať svojim rodičom, bez ich podpory by táto práca nemohla vzniknúť.

Richard Duban

Názov práce: Meranie rýchlostí toku plazmy na tokamaku GOLEM pomocou poľa Machových sond.

Autor: Richard Duban

Odbor: Fyzikálne inžinierstvo

Zameranie: Fyzika a technika termojadrovej fúzie

Druh práce: Bakalárska práca

Vedúci práce: Ing. Svoboda Vojtěch, Csc., Katedra fyziky, Fakulta jadrová a fyzikálne inžinierska, České vysoké učenie technické v Prahe

Abstrakt: Poloidálna asymetria rýchlostí toku okrajovej plazmy je jedna z aktuálnych tém fyziky vysokoteplotnej plazmy. Tento experiment na GOLEMe nám umožňuje premerať rozloženie rýchlostí toku okrajovej plazmy pozdĺž magnetických siločiar s unikátne vysokým priestorovým rozlíšením. Táto práca popisuje základné pojmy fyziky plazmy, termojadrovej fúzie a základné princípy fungovania tokamakov. Hlavná tematika sa týka merania parametrov magnetizovanej plazmy Langmuirovými a Machovými sondami. Experimentálna časť tejto práce obsahuje analýzu rýchlostí toku okrajovej plazmy so zreteľom na jej poloidálne rozdelenie.

Kľúčové slová: Debyeova dĺžka, tokamak, Iónový nasýtený prúd, Langmuirova sonda, Machova sonda.

***Title:* Plasma flow velocity measurements on the tokamak GOLEM using Mach probe array diagnostics.**

Author: Richard Duban

Abstract: Poloidal asymmetry of edge plasma flow speed is one of current topics of high-temperature plasma physics. This experiment on GOLEM tokamak allows us to measure flow speed distribution of edge plasma along the magnetic field lines with unique spatial resolution. This thesis describes basic concepts of plasma physics, thermonuclear fusion and basic principles of tokamak operation. Main theme contains measurement of parameters of magnetized plasma with Langmuir and Mach probes. Experimental part of this thesis contains analysis of edge plasma flow speed having regard of its poloidal distribution.

Key words: Debye length, tokamak, Ion saturation current, Langmuir probe, Mach probe.

Obsah

Úvod	7
1 Plazma	9
1.1 Základné vlastnosti	9
1.1.1 Kolektívne chovanie	9
1.1.2 Kvázineutralita	10
1.2 Pojem teploty	11
1.3 Pohyb častice v magnetickom poli	11
1.3.1 Homogénne \mathbf{E} a \mathbf{B} pole	11
1.3.2 Nehomogénne \mathbf{B} pole	12
2 Termonukleárna fúzia	13
2.1 Princíp termonukleárnej fúzie	13
2.2 Základné fúzne reakcie	13
2.3 Lawsonovo kritérium	14
2.3.1 Magnetické udržanie	15
2.3.2 Inerciálne udržanie	15
3 Koncept tokamaku	17
3.1 Základné charakteristiky tokamaku	17
3.2 Ohrev plazmy	18
3.3 Zavedenie súradníc v tokamaku	19
3.4 Safety factor q	19
3.5 Parameter β	19
4 Základné pojmy fyziky okrajovej plazmy	20
4.1 Komponenty dotýkajúce sa plazmy	20
4.2 Limiter	20
4.3 Divertor	21
4.4 The scrape-off layer	21
5 Tokamak Golem	22
5.1 Základné charakteristiky tokamaku	22
5.2 Predionizácia	22
5.3 Transformátor	23
5.4 Vákuový systém	23
5.5 Systém napúšťania pracovného plynu	23
5.6 Toroidálne elektrické pole	23
5.7 Toroidálne magnetické pole	24
5.8 Systém stabilizácie plazmy	24
5.9 Diagnostiky používané na tokamaku Golem	24
5.10 Základná diagnostika typického výboju na tokamaku Golem	25

6 Diagnostiky toku častíc	26
6.1 Langmuirova sonda	26
6.1.1 $I - V$ charakteristika	26
6.1.2 Prechodový režim	27
6.1.3 Elektronový nasýtený prúd	27
6.1.4 Potenciál plazmy	27
6.1.5 Plávajúci potenciál	28
6.1.6 Iónový nasýtený prúd	28
6.2 Machova sonda	29
6.2.1 Machovo číslo	29
7 Poloidálne SOL asymetrie a toroidálny tok v DITE	31
7.1 Úvod	31
7.2 Experiment	31
7.3 Výsledky a diskusia	32
7.4 Záver	33
8 Meranie toku plazmy poloidálnym poľom Machových sond na tokamaku Golem	34
8.1 Usporiadanie experimentu	34
8.2 Výboj na tokamaku Golem s novým poloidálnym limiterom	36
8.3 Signály z jednotlivých elektród	37
8.4 Meranie toku plazmy	39
8.4.1 Výboj č. 16239	40
8.4.2 Výboj č. 16225	42
8.4.3 Poloidálne rozdelenie Machovho čísla	44
Záver	45
A Zoznam použitých symbolov	46

Úvod

Ľudstvo potrebuje nové zdroje energie. Dopyt po energii neustále stúpa a predpokladá sa, že bude tento narastajúci trend pokračovať. Ropa, uhlie, zemný plyn a urán sú v dnešnej dobe základom energetiky na celom svete. Hlavný problém pri využití týchto zdrojov je ich vyčerpatelnosť. Odhady na vyčerpanie zásob ropy pre jednotlivé štáty sú značne nerovnomerné, od niekoľko desiatok do niekoľko sto rokov. Svetový priemer vyčerpania zásob uhlia je približne sto rokov. [17] Ďalším podstatným problémom pri spaľovaní fosílnych palív je produkcia skleníkových plynov, ktoré zrejme spôsobujú globálne otepľovanie. Obnoviteľné zdroje ako voda, vietor a slnečná energia nie sú schopné pokryť dopyt po energii. Preto je pre ľudstvo dôležité, aby sa s energiou naučilo šetriť. Skôr či neskôr však bude nutné nájsť nový zdroj energie. Taký, ktorý by neškodil životnému prostrediu, nebol by nebezpečný, bol by prakticky nevyčerpatelný a hlavne, aby bol schopný ľudstvo zásobiť dostatkom energie v blízkej a vzdialenej budúcnosti. Jedna z ciest získavania energie, ktorá spĺňa tieto predpoklady je termojadrová fúzia. Proces, ktorým získavajú energiu všetky hviezdy vo Vesmíre. Jadro hviezdy je pre neho dokonalým prostredím vďaka extrémnym teplotám a tlaku spôsobenom gravitáciou. Napodobiť tieto podmienky na Zemi je však o mnoho zložitejšie. Prvé ľudstvom uskutočnené fúzne reakcie boli dosiahnuté v roku 1932 v Cavendish laboratóry. [15]. Prvá termojadrová fúzna reakcia vo väčšom merítke, v ktorej bolo uvoľnenej významne viac energie, než energie dodanej do reakcie bola dosiahnutá výbuchom vodíkovej bomby v 50. rokoch. Dosiahnuť stabilnú riadenú reakciu v reaktore je však oveľa väčšia technologická výzva. Ponúkajú sa nám dva základné spôsoby dosiahnutia riadenej termojadrovej fúznej reakcie na Zemi. Prvým z nich je inerciálna fúzia spočívajúca v stlačení a zahriatí paliva laserovými lúčmi, ktoré vytvoria podmienky vhodné pre reakciu. Druhý spôsob využíva magnetické udržanie plazmy v stellerátoroch a tokamakoch. Tokamak sa stal dominantou fúzneho výskumu, aj napriek tomu, že má oproti iným spôsobom svoje nedostatky. Hlavná výhoda tokamaku je potenciálne vysoká doba udržania, ktorá je pre kontinuálnu výrobu energie dôležitá. Od spustenia prvej komerčne využiteľnej fúznej termojadrovej elektrárne nás nepochybne delí dlhá doba. V ceste stojí mnoho nevyriešených problémov. V najbližších rokoch je však dôležité ukázať, že sme schopný udržať ziskovú termojadrovú reakciu. To znamená, že energetický výkon musí prevýšiť dodaný príkon. Táto snaha viedla k celosvetovej dohode o stavbe najväčšieho termojadrového fúzneho reaktoru ITER, ktorý sa buduje vo francúzskom jadrovom stredisku Cadarache. Dokončenie sa odhaduje na rok 2020. ITER je po vesmírnej stanici ISS druhou najväčšou investíciou medzinárodnej vedeckej spolupráce. Predpokladaný fúzny výkon bude 500 - 700 MW. Hlavnou úlohou ITERu bude testovať a zdokonaľovať technológie budúcich termojadrových elektrární, vrátane ochrany a údržby prvej steny, vývoja systémov chladenia či riešenia palivového cyklu. Tokamak ITER musí byť na tento inžiniersky vývoj pripravený, takže musí ísť o zariadenie oproti budúcim reaktorom relatívne flexibilné. To znamená, musí mať dostatočné možnosti inštalácie a demontáže testovacích komponentov a čo najrozsiahlejšie systémy diagnostiky plazmy. [1, s.108]

Jedným z cieľov tejto práce je zoznámenie sa so základnými pojmami fyziky vysokoteplotnej plazmy a základnými princípmi činnosti tokamaku. Prvá kapitola obsahuje základy fyziky plazmy a pohybu častíc v magnetickom poli, ktoré sú pre popis merania Langmuirovými a Machovými sondami dôležité. Druhá kapitola obsahuje základné princípy termonukleárnej fúzie, popis niektorých fúzných reakcií a Lawsonovo kritérium. Tretia a štvrtá kapitola obsahujú koncept tokamaku a základné pojmy fyziky okrajovej plazmy. Základné pojmy okrajovej plazmy sú pre meranie Langmuirovými a Machovými sondami zásadne dôležité, pretože tieto sondy merajú práve parametre okrajovej plazmy. Charakteristiky tokamaku Golem, na ktorom je meranie realizované sú zhrnuté v piatej kapitole. Ďalším cieľom tejto práce sú princípy merania parametrov magnetizovanej plazmy pomocou Langmuirových a Machových sond. Tieto časticové diagnostiky sú rozobraté v šiestej kapitole. Siedma kapitola obsahuje článok, ktorý pojednáva o meraní poloidálnych SOL asymetrií a toroidálneho toku. Hlavným cieľom tejto práce je spracovanie experimentálnych dát z experimentu s poloidálnym poľom Machových sond na tokamaku Golem. Výsledky merania sú obsiahnuté v poslednej ôsmej kapitole.

Kapitola 1

Plazma

1.1 Základné vlastnosti

Definícia plazmy

Plazma je kvázineutrálny plyn nabitých (a prípadne aj neutrálnych častíc), ktorý vykazuje kolektívne chovanie. [12, s.1–6].

1.1.1 Kolektívne chovanie

Elektrónová plazmová frekvencia

Elektrónová plazmová frekvencia je frekvencia, ktorou kmitajú elektróny okolo iónov po vonkajšom zásahu. Závisí od hustoty elektrónov v plazme n_e . [12, s.1–6]. Je definovaná vzťahom:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}, \quad (1.1)$$

ϵ_0 je permitivita vákua a m_e je hmotnosť elektrónu a $-e$ je náboj elektrónu. Elektrónová plazmová frekvencia ω_{pe} je dôležitá charakteristika plazmy. Ióny sú 1837 krát ťažšie než elektróny, preto po narušení vonkajšou silou sa rozkmitajú prakticky len elektróny. V klasickom plyne medzi sebou častice interagujú vzájomnými zrážkami. V plazme, okrem vzájomných zrážok, spolu častice interagujú magnetickým a elektrickým poľom na vzdialenosti rádovo v metroch. Tento spôsob interakcie sa nazýva *kolektívne chovanie*. Znamená to, že vplyv binárnych zrážok je oproti vplyvu kolektívneho pôsobenia ostatných častíc zanedbateľný. Jedna z podmienok na kolektívne chovanie plazmy sa dá vyjadriť vzťahom:

$$\omega_{pe} \gg f_p, \quad (1.2)$$

kde f_p je frekvencia zrážok medzi jednotlivými časticami. [12, s.1–6].

Debyeova dĺžka

Kolektívne chovanie plazmy sa prejavuje aj v schopnosti odtieniť vonkajšie elektrické polia tak, že plazma vytvorí určité priestorové náboje. Tie sa bránia zmenám, ktoré ich vyvolali, pôsobia proti nim a ustanovujú novú rovnováhu. Okolo cudzieho elektrického náboja s potenciálom Φ_{n0} , ktorý je do plazmy vložený a nejakým vonkajším zdrojom udržiavaný, vznikne tieniaci priestorový náboj z nabitých častíc opačného znamienka. Hrúbka tejto vrstvy je tým väčšia, čím väčšia je teplota nabitých častíc T , teda kinetická energia. Naopak tým menšia, čím väčšia je ich hustota n . Kinetická energia nabitých častíc spôsobuje, že odtienenie nieje dokonalé a pole mimo priestorového náboja nieje nulové, ale so vzdialenosťou klesá k nule. Vyššia koncentrácia nabitých častíc vedie ku zväčšeniu elektrostatických síl a k zaostreniu okraja priestorového náboja. Kvôli tomu bola zavedená veličina zvaná *Debyeova dĺžka*, ktorá je mierou tieniacej schopnosti plazmy.

$$\Phi_n = \Phi_{n0} \exp(-|\mathbf{r}|/\lambda_D). \quad (1.3)$$

r je vzdialenosť od náboju s potenciálom Φ_{n0} v plazme. Debyeova dĺžka λ_D je definovaná ako vzdialenosť, v ktorej klesne elektrický potenciál Φ_n zo svojej pôvodnej hodnoty Φ_{n0} na Φ_{n0}/e . Debyeovu dĺžku je možné ekvivalentným spôsobom zaviesť ako:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}} \quad (1.4)$$

Debyeovu dĺžku má zmysel zaviesť len vtedy, ak je okolo uvažovaného náboju dostatok častíc, ktoré tienia jeho náboj. Túto informáciu v sebe nesie *Plazmatický parameter* N_D . [12, s.1–6].

Plazmatický parameter

Plazmatický parameter N_D udáva počet častíc v sfére s polomerom debyeovej dĺžky λ_D .

$$N_D = \frac{4}{3} \pi n_e \lambda_D^3. \quad (1.5)$$

Pojem elektrónovej hustoty častíc má zmysel len vtedy, ak sa jedná o vzdialenosti veľké v porovnaní so strednou dráhou medzi časticami, λ_D teda musí byť veľké a počet častíc v Debyeovej sfére N_D musí spĺňať podmienku:

$$N_D \gg 1 \quad (1.6)$$

Ak je táto podmienka splnená, prevažuje kolektívne pôsobenie nad binárnym pôsobením častíc v plazme a hovoríme o ideálnej plazme, v opačnom prípade o neideálnej. [12, s.1–6].

1.1.2 Kvázineutralita

Definícia kvázineutrality: Celkový elektrický náboj je o mnoho menší, než celkové množstvo kladného náboju (a absolútna hodnota celkového záporného náboju). Z makroskopického hľadiska je teda aj v malých objemoch plazmy hustota náboju elektrónov prakticky rovná hustote náboju iónov a nazýva sa hustotou plazmy. Podmienka na kvázineutralitu sa dá vyjadriť vzťahom:

$$n_e e \gg \left| \sum_j Z_j e n_{i,j} - n_e e \right|, \quad (1.7)$$

Z_j je stupeň ionizácie iónov, $n_{i,j}$ je priemerná nábojová hustota iónov so stupňom ionizácie Z_j , n_e je priemerná nábojová hustota elektrónov. [12, s.1–6], [23, s.39].

Veľkosť charakteristického rozmeru plazmy

Podmienku na veľkosť charakteristického rozmeru plazmy L_p vyjadruje vzťah:

$$L_p \gg \lambda_D. \quad (1.8)$$

Rozmery plazmy musia byť teda omnoho väčšie, (aspoň o rád) ako je Debyeova dĺžka λ_D . Len tak môžu byť všetky vonkajšie potenciály zatienené na menších vzdialenostiach, než sú rozmery plazmy a môže byť zachovaná kvázineutralita. [12, s.1–6].

Časová podmienka kvázineutrality

Kvázineutralitu zároveň nemá zmysel uvažovať pri veľmi rýchlych dejoch, k oddialeniu nábojov totiž dochádza len na veľmi krátky čas. Kvázineutralitu teda platí, ak pre charakteristický čas dejů τ platí vzťah:

$$\tau \gg \omega_{pe}^{-1}. \quad (1.9)$$

[12, s.1–6].

1.2 Pojem teploty

Ak chceme plazmu skúmať, je dôležité zaviesť koncept teploty. Pre tento účel zvolíme štatistický prístup. Nech je daný systém rovnakých častíc, nezáleží na type rozdelenia v počiatočnom stave. Ak do systému nezasahujeme, po určitom čase nastane termodynamická rovnováha v dôsledku vzájomných zrážok. V tomto stave sú častice charakterizované Maxwellovým rozdelením rýchlostí. Teplotu plynu, alebo plazmy môžeme byť definovať pomocou strednej hodnoty kinetickej energie častíc:

$$\left\langle \frac{1}{2}mv^2 \right\rangle = \frac{3}{2}k_B T. \quad (1.10)$$

Kvôli blízkemu vzťahu T a $\langle E \rangle$ sa často namiesto kelvinov udáva teplota v eV. Vo vzťahu 1.10 za $k_B T$ dosadíme $1\text{eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$, potom platí:

$$T = \frac{1.6 \times 10^{-19}}{1.38 \times 10^{-23}} \text{ K} = 11600 \text{ K}. \quad (1.11)$$

Teplota 1 eV teda odpovedá klasickej termodynamickej teplote 11600 K. Je zaujímavé, že plazma môže mať niekoľko teplôt súčasne. Často stáva, že elektróny a ióny majú odlišné Maxwellove rozdelenia s rozdielnymi teplotami T_e a T_i . Príčinou môže byť skutočnosť, že frekvencie zrážok iónov medzi sebou a elektrónov medzi sebou je väčšia než frekvencia zrážok medzi iónmi a elektrónmi. Plazma sa totiž nemusí udržať dost' dlho, aby sa teploty vyrovnali. [4, s.9–10].

1.3 Pohyb častice v magnetickom poli

Pre teóriu Langmuirových a Machových sond je dôležitý popis pohybu nabitých častíc v magnetickom a elektrickom poli.

1.3.1 Homogénne \mathbf{E} a \mathbf{B} pole

$\mathbf{B} \neq \mathbf{0}$, $\mathbf{E} = \mathbf{0}$

Predpokladajme prostredie s nulovým elektrickým poľom \mathbf{E} a konštantným nenulovým magnetickým poľom $\mathbf{B} = \mathbf{B}_z$. Pohybová rovnica pre takúto časticu má tvar:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = Q\mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (1.12)$$

kde m je hmotnosť častice, Q je náboj častice, \mathbf{v} a \mathbf{B} sú vektory rýchlosti a magnetickej indukcie. Pohybová rovnica popisuje harmonický oscilátor s *cyklotrónovou frekvenciou* ω_c , pre ktorú platí:

$$\omega_c = \frac{|Q\mathbf{B}|}{m}. \quad (1.13)$$

Nabitá častica rotuje okolo magnetickej siločiar s uhlovou frekvenciou ω_c . Tento pohyb nazývame *cyklotrónová rotácia*. Bod, okolo ktorého častica kmitá nazveme *gyračný stred*. Definujeme *Larmorov polomer*:

$$r_L = \frac{v_\perp}{\omega_c} = \frac{mv_\perp}{|Q\mathbf{B}|}, \quad (1.14)$$

kde v_\perp je zložka rýchlosti kolmá na magneticкую siločiaru. *Larmorov polomer* je polomer krivky, po ktorej rotuje nabitá častica s frekvenciou ω_c , zároveň udáva vzdialenosť častice od gyračného stredu. Magnetické pole vytvárané nabitou časticou má vždy opačný smer, než pole pôsobiace na časticu zvonka. Častice plazmy majú teda sklon k zmenšovaniu magnetického poľa, plazma je *diamagnetická*. Mimo to, zložka rýchlosti rovnobežná s magnetickým poľom môže nadobúdať ľubovoľnú veľkosť, táto zložka nieje poľom \mathbf{B} ovplyvňovaná. Trajektóriou nabitej častice v priestore je obvykle skrutkovica. [2, s.32–36].

$\mathbf{B} \neq \mathbf{0}$, $\mathbf{E} \neq \mathbf{0}$

V prípade nenulového konštantného elektrického poľa \mathbf{E} , výsledný pohyb bude superpozícia dvoch pohybov. Kruhovú Larmorovu rotáciu okolo magnetických siločiar zložená s pohybom (*driftom*) gyračného stredu. Osu x

zvolíme tak, aby ležala pozdĺž \mathbf{E} , $E_y = 0$ a zložka E_z nemá žiadny vzťah k priečnym zložkám a môžeme sa ňou zaoberať oddelene. Pohybová rovnica pre nerelativistický pohyb nabitej častice má v tomto prípade tvar:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = Q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (1.15)$$

Larmorov pohyb zostáva ako pred tým, ale skladá sa s rýchlosťou $\mathbf{v}_{\perp gs}$ gyračného stredy v smere y . Pre priečnu zložku $\mathbf{v}_{\perp gs}$ platí vzťah:

$$\mathbf{v}_{\perp gs} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} = \mathbf{v}_E. \quad (1.16)$$

Je to definícia \mathbf{v}_E , driftu gyračného stredy vyvolaného elektrickým poľom. Zaujímavé je, že rýchlosť gyračného stredy \mathbf{v}_E nezávisí na Q, m a v_{\perp} . Príčina driftu vyplýva z tejto predstavy: V prvej polovici svojej orbity získava ión v elektrickom poli energiu, zväčšuje sa \mathbf{v}_{\perp} a r_L . V druhej polovici obehu energiu stráca a znižuje sa r_L . Rozdiel vo veľkosti r_L na dvoch stranách obehu spôsobuje drift \mathbf{v}_E . Elektrón krúži v opačnom smere, než ión, ale energiu tiež získava v opačnom smere. Výsledkom je drift v rovnakom smere, ako drift iónu. Výsledná dráha častice v priestore je zošikmená skrutkovica s premenným stúpaním. [2, s.32–36].

1.3.2 Nehomogénne \mathbf{B} pole

$\nabla \mathbf{B} \perp \mathbf{B}$: grad- \mathbf{B} drift, $\mathbf{E} = 0$

Predpokladajme prostredie bez elektrického poľa $\mathbf{E} = 0$, v ktorom sú siločiarly \mathbf{B} priame, ale ich hustota narastá v ľubovoľnom smere. Gradient $|\mathbf{B}|$ drift v takomto prostredí spôsobuje, že Larmorov polomer je v jednej časti orbity väčší, než v druhej. Tento rozdiel vedie k driftu pre ióny a elektróny v opačnom smere, ktorý je kolmý na \mathbf{B} , aj na $\nabla \mathbf{B}$. Pre driftovú rýchlosť platí vzťah:

$$\mathbf{v}_{\nabla \mathbf{B}} = \pm \frac{1}{2} v_{\perp} r_L \frac{\mathbf{B} \times \nabla \mathbf{B}}{B^2}. \quad (1.17)$$

\pm závisí od znamienka náboju. Veličinu $\mathbf{v}_{\nabla \mathbf{B}}$ nazývame *drift v gradiente magnetického poľa*, alebo grad- \mathbf{B} drift. Je príčinou vzniku elektrického prúdu kolmého na \mathbf{B} . [2, s.38–39].

Kapitola 2

Termonukleárna fúzia

2.1 Princíp termonukleárnej fúzie

Existujú dva základné spôsoby získavania energie z atómového jadra. Prvým z nich je štiepenie ťažkých prvkov, ktoré sa využíva v dnešných jadrových elektrárnach. Druhý spôsob je zlučovanie ľahkých prvkov, jadrová fúzia. Z praktického hľadiska sa fúzna reakcia definuje ako: jadrová reakcia medzi ľahkými atómovými jadrami, pri ktorej sa uvoľňuje energia. Podľa tejto definície sa k reakciám jadrovej fúzie radia aj reakcie, pri ktorých atómové číslo nerastie. Naopak, môže aj klesať. Štepením jadier ťažkých prvkov a zlučovaním jadier ľahkých prvkov je možné uvoľniť rozdiel väzbovej energie:

$$\Delta mc^2 = (Zm_p + (A - Z)m_n - m_{tot})c^2, \quad (2.1)$$

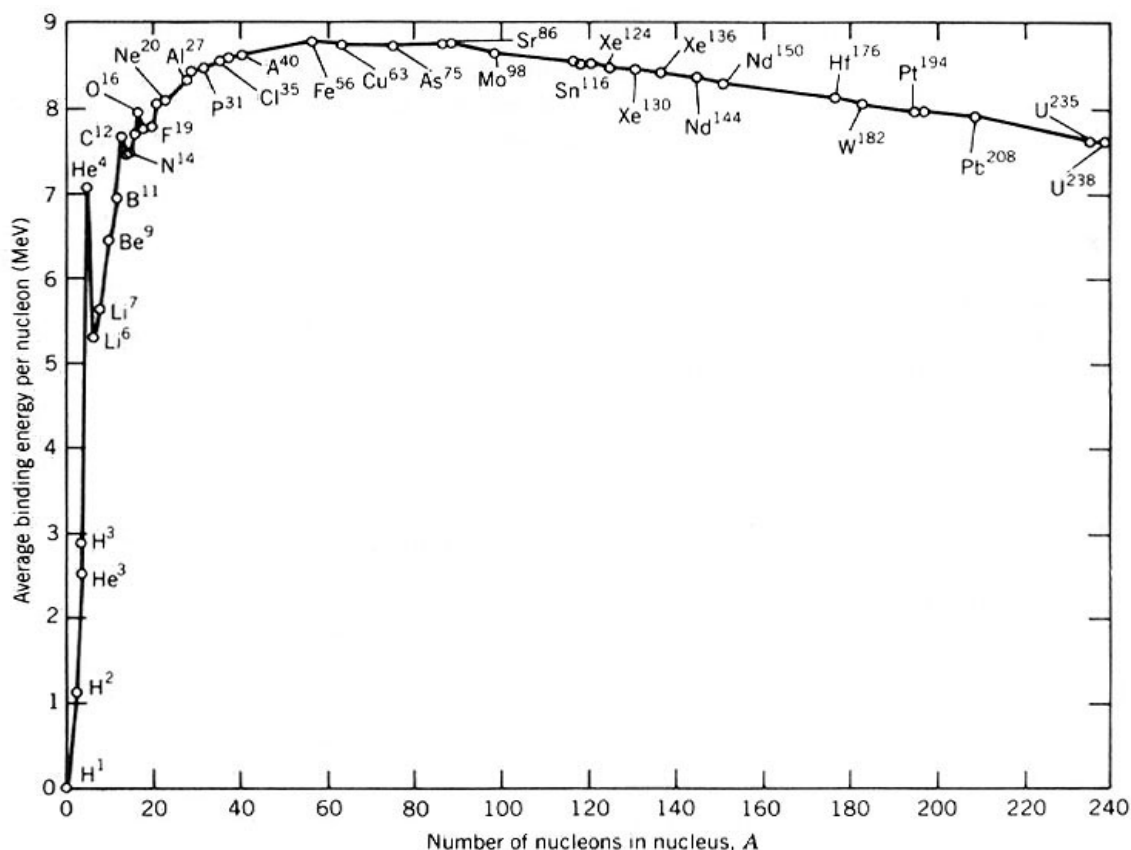
kde Z je protónové číslo, A je nukleónové číslo, m_p a m_n je hmotnosť protónu, resp. neutrónu v stave kľudu, m_{tot} je celková hmotnosť prvku skladajúceho sa z $A - Z$ neutrónov a Z protónov a Δm je tzv. hmotnostný schodok. [15, s.2]. Väzbová energia na nukleón pre jednotlivé prvky v závislosti na počte nukleónov v jadre je vynesená na obr. 2.1. Maximálnu väzbovú energiu na nukleón má železo, ktoré je najstabilnejším prvkom. Prvky s nižším protónovým číslom než železo, je energeticky výhodné zlučovať. Naopak prvky, ktoré majú vyššie protónové číslo, je energeticky výhodné štiepiť. U ťažkých jadier energia väzby na nukleón klesá kvôli zápornému príspevku ďalekodosahovej odpudivej elektrickej interakcie medzi protónmi. Odpudivá elektrická sila postupne prevládne aj nad o mnoho silnejšou, ale krátkodosahovou silnou interakciou medzi nukleónmi. Jadro s veľkým počtom protónov sú preto menej stabilné. Dôsledkom toho v ťažkých stabilných jadrách prevláda počet neutrónov nad počtom protónov.

Coulombovská bariéra

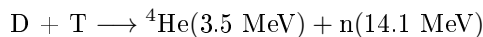
Jadrá jednotlivých atómov sa odpudzujú coulombovskou silou. Pre splynutie je ich nutné priblížiť na vzdialenosť, pod ktorou začne pôsobiť silná interakcia. Dosah silnej interakcie je približne 10^{-15} m. Častice musia mať energiu v rozmedzí 10 až 100 keV. Táto energia odpovedá teplotám od 10^8 K až 10^9 K. Napríklad pravdepodobnosť reakcie D-T dosahuje maxima pre energiu častíc 100 keV. Z pohľadu klasickej fyziky by k fúznej reakcii nikdy nemalo prísť, častice by sa mali od seba coulombovsky odrážať. Kľúčovú úlohu hrá kvantové tunelovanie, jav popísaný pomocou kvantovej mechaniky. V kvantovej mechanike sú častice charakterizované vlnovou funkciou. Prechodom cez coulombovskú bariéru nedochádza k odrazu vlnovej funkcie, ale k jej exponenciálnemu útlmu za hranicou potenciálu. Existuje teda nenulová pravdepodobnosť, že častica bariéru prekročí aj napriek tomu, že nemá dostatočne vysokú energiu na jej prekonanie. Pravdepodobnosť prekonania bariéry sa zvyšuje s energiou častice. [2, s.271].

2.2 Základné fúzne reakcie

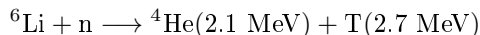
Jedna zo základných fúzných reakcií je reakcia dvoch izotopov vodíku, deutéria a trícia. Uvoľnená energia z jednej reakcie je 17.6 MeV, pričom 14.1 MeV si odnáša neutrón. Okrem pomerne veľkého energetického výťažku je reakcia deutéria a trícia v porovnaní s ostatnými reakciami pomerne vysoko pravdepodobná. Má nízku zápalnú teplotu a najmenšie požiadavky na udržanie plazmy. Vďaka týmto vlastnostiam sa s ňou počíta v projekte ITER a v budúcich fúzných reaktoroch v najbližších storočiach.



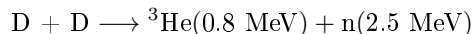
Obr. 2.1: Závislosť väzbovej energie [MeV] na nukleón na počte nukleónov v jadre A. Prevzaté z [14].



Deutérium je ľahko dostupný prvok, ktorý je možné vyrábať z vody. Deutérium tvorí asi 0.015% z celkového množstva vodíku obsiahnutého v morskej vode. Trícium je rádioaktívny prvok s krátkym polčasom rozpadu 12.3 rokov, ktorý sa na Zemi vyskytuje len v zanedbateľných množstvách. Tento problém by sa dal vyriešiť jeho výrobou priamo v reaktore z lítia štípnou reakciou.



Lítium by bolo obsiahnuté v povrchovej časti blanketu. K reakcii dochádza vďaka neutrónom, ktoré s dostatočne veľkou energiou dopadajú na blanket. Známe zdroje lítia by zabezpečili chod reaktorov minimálne na tisíc rokov. V reaktore na samotné deutérium by prebiehali tieto reakcie, ktoré majú porovnateľnú pravdepodobnosť.



V reaktore s čistým deutériom odpadá potreba produkcie trícia a len 34% energie sa odnáša vo forme kinetickej energie neutrónov. Je však omnoho náročnejšie vyhovieť nárokom kladeným na udržanie plazmy. [2, s.270–271].

2.3 Lawsonovo kritérium

Základná požiadavka na reaktory budúcnosti je získanie väčšieho množstva energie, než energie použitej na ohriatie a udržanie plazmy. Pre tento stav je nutné dosiahnuť tzv. *zapálenie* plazmy. Podmienka pre zapálenie:

$$P_{\alpha} \geq \frac{W_p}{\tau_E} \quad (2.2)$$

P_α je v prípade D-T reakcie 1/5 celkového fúzneho výkonu P_f , W_p je energia plazmy a τ_E je doba udržania energie. Doba udržania energie τ_E je rovná času, za ktorý klesne energia plazmy z pôvodnej hodnoty W_{p0} na hodnotu W_{p0}/e bez externého ohrevu plazmy. [16, s.5].

2.3.1 Magnetické udržanie

Lawsonovo kritérium pre magnetické udržanie plynie zo vzťahu 2.2, po dosadení $W_p = 3Nk_B T$ a $P_\alpha = n^2 \langle \sigma v \rangle E_\alpha V/4$ má pre reakciu D-T tvar:

$$n\tau_E > \frac{12}{\langle \sigma v \rangle} \frac{k_B T}{E_\alpha}, \quad (2.3)$$

kde n je hustota plazmy, T je teplota plazmy, k_B je Boltzmanova konštanta, τ_E je doba udržania energie, E_α je časť energie, ktorú si z jednej reakcie D-T odnesie alfačastica a $\langle \sigma v \rangle$ je stredná hodnota súčinu účinného prierezu a rýchlosti alfačastíc. $\langle \sigma v \rangle$ je funkcia teploty. Súčin $n\tau_E$ má pre D-T minimum pri $T = 30$ keV, kde pre zapálenie platí podmienka:

$$n\tau_E > \frac{3}{2} 10^{20} \text{ s.m}^{-3}. \quad (2.4)$$

Optimálna teplota pri magnetickom udržaní a reakcii D-T sa z pravidla uvádza ako tá, pre ktorú má τ_E minimum. Je to v rozmedzí teplôt v intervale od 10^8 K po $2 \cdot 10^8$ K. V tomto prípade $\langle \sigma v \rangle \sim T^2$ a 2.3 je možné napísať v tvare:

$$nT\tau_E > 3 \cdot 10^{21} \text{ keV.s.m}^{-3}. \quad (2.5)$$

nT má až na konštantu rozmer tlaku. Vzťah 2.5 sa nazýva *trojný súčin*. [16, s.6–7].

Realistické hodnoty pre tokamaky

1. $T \sim 10\text{--}20$ keV: Teploty 10–20 keV sú bežne dosahované aj na malých tokamakoch.
2. $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$: Typická hodnota, pri ktorej plazma zostáva globálne stabilná pri realistických intenzitách magnetického poľa (niekoľko Tesla). Pri tejto hustote tlak plazmy rádovo odpovedá atmosférickému tlaku. Keďže sila magnetického poľa je prakticky obmedzená použitými cievkami, nedá sa hustota plazmy n výrazne zvýšiť.
3. $\tau_E \sim 5$ s: τ_E je náročné predpovedať. Doba udržania je približne úmerná kvadrátu objemu plazmy. Na tokamaku ITER by mohla τ_E dosiahnuť približne 4 s. [16, s.8].

2.3.2 Inerciálne udržanie

V prípade inerciálneho udržania vo vzťahu 2.2 miesto P_α vystupuje P_f . *Lawsonovo kritérium* pre inerciálne udržanie a reakciu D-T má po dosadení $W_p = 3Nk_B T$ a $P_f = n^2 \langle \sigma v \rangle E_f V \eta/4$ tvar:

$$n\tau_E > \frac{12}{\langle \sigma v \rangle} \frac{k_B T}{\eta E_f}. \quad (2.6)$$

η je účinnosť cirkulácie energie v systéme (od uvoľnenej fúznej energie až po ohrev ďalšieho terčíku) a E_f je celková energia uvoľnená pri jednej reakcii D-T. $\tau_E \approx r/4v_i$, $v_i \approx \sqrt{m_i/kT}$. Rovnica 2.6 prechádza do tvaru:

$$\rho r > C \frac{T^{3/2}}{\langle \sigma v \rangle} \frac{1}{\eta}. \quad (2.7)$$

ρ je hustota terčíku resp. paliva, r je polomer terčíku. Na príklad pre optimálnu teplotu $T = 20$ keV má rovnica 2.6 tvar:

$$\rho r > \frac{0.48}{\eta} \text{ kg m}^{-2} \quad (2.8)$$

[16, s.17–18].

Nutnosť kompresie

Hustota pred stlačením terčiku $\rho_0 \approx 300 \text{ kgm}^{-3}$. Polomer pred stlačením terčiku $r_0 \approx 1 \text{ mm}$. Definujeme kompresný pomer $c = r_0/r$. Medzi hustotou a kompresným pomerom platí: $\rho = c^3\rho_0$. Dosadením hodnôt do vzťahu 2.8 dostaneme podmienku na kompresný pomer:

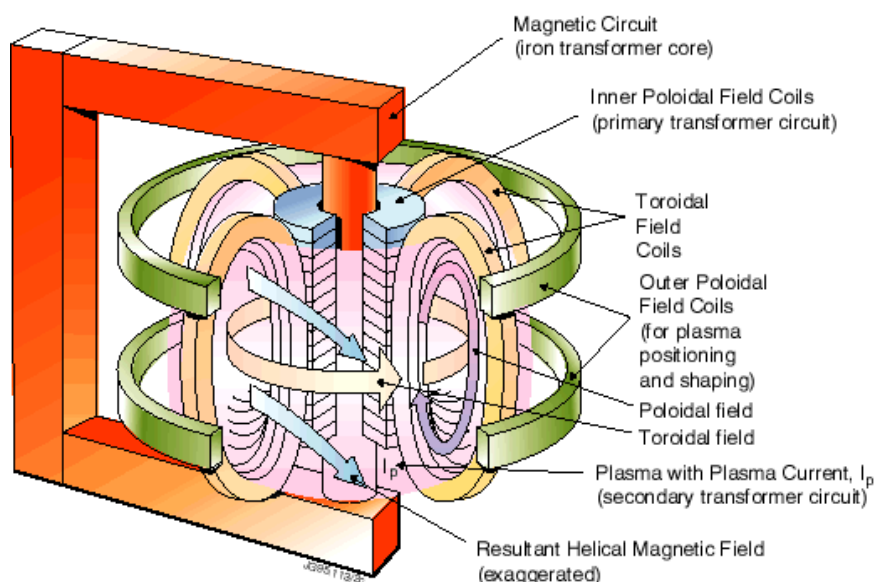
$$c^2 > \frac{0.48}{\rho_0 r_0 \eta} \quad (2.9)$$

Hrubým odhadom je možné rozumne požadovať: $\eta \sim 1\%$, $r \sim 0.1 \text{ mm}$, $\tau_E \sim 30 \text{ ps}$. Pre dosiahnutie *Lawsonovho kritéria* pre inerciálne udržanie pri D-T reakcii je nutné dosiahnuť kompresný pomer $c \sim 30$. [16, s.19].

Kapitola 3

Koncept tokamaku

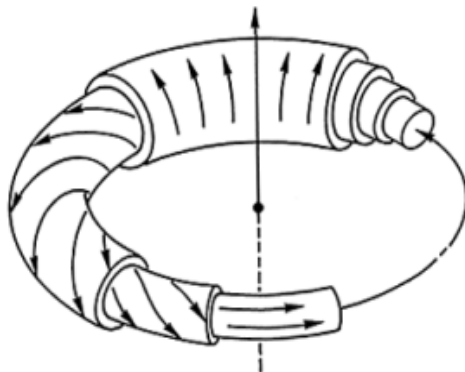
3.1 Základné charakteristiky tokamaku



Obr. 3.1: Schéma tokamaku. Prevzaté z [3].

Zariadenie typu tokamak je definované dvomi základnými rysmi. Za prvé, vysoko-teplotná plazma je stabilizovaná silným toroidálnym magnetickým poľom (tj. nachádza sa v magnetickom poli solenoidu uzavretého do prstenca). Za druhé, v plazme preteká v toroidálnom smere veľmi intenzívny elektrický prúd. Primárna úloha tohto prúdu je vytvárať doplnkové magnetické pole v poloidálnom smere. Inžinierska schéma tokamaku je vidieť na obr. 3.1. Toroidálne magnetické pole je generované cievkami toroidálneho magnetického poľa “*Toroidal Field Coils*”. Priebeh siločiar výsledného magnetického poľa je daný superpozíciou toroidálnej a poloidálnej zložky poľa, z ktorého vychádza charakteristické pomalé skrutkové stáčanie siločiar, (pozri obr. 3.2). Konfigurácia toroidu vedie k skutočnosti, že hustota siločiar magnetického poľa je na vnútornej strane toroidu väčšia, než na vonkajšej. V dôsledku toho sa rovnovážna poloha plazmy posúva smerom od centra komory. Kvôli tomu sa pre dodatočné tvarovanie magnetického poľa používajú vonkajšie cievky poloidálneho magnetického poľa “*Outer Poloidal Field Coils*”. Významnou vlastnosťou tokamaku je tiež jeho axiálna symetria (osová súmernosť). Spravidla sa ako základná technická charakteristika tokamaku uvádza skutočnosť, že je založený na princípe transformátoru. Vysoko-teplotná plazma tvorí jediný dobre vodivý závit sekundárneho obvodu “*Plasma with Plasma Current*”, v ktorom je generovaný požadovaný intenzívny elektrický prúd pomocou zmeny prúdu v mnoho závitoch primárneho vinutia. Primárne vinutie sa nachádza na ose tokamaku “*Inner Poloidal Field Coils*”, a to kvôli zachovaniu axiálnej symetrie. Jeho základ tvorí železné transformátorové jadro “*iron transformer core*”. Niektoré tokamaky železné transformátorové jadro nemajú, sú založené na princípe tzv. vzduchového transformátoru. Výhodou vzduchového transformátoru je väčší rozsah možnej zmeny magnetického toku (nedo-

chádza k nasýteniu jadra) a tiež veľká úspora materiálu. Súčasný vývoj zrejme speje k tokamaku pracujúcim v kontinuálnom režime, ktorý je vzhľadom k jedno-smernému prúdu v plazme s funkciou transformátoru nezlučiteľný, (nieje možné, aby prúd v primárnom vinutí neobmedzene rástol). V scenári kontinuálneho chodu tokamaku preto funguje princíp transformátoru len na začiatku výboju, jeho rolu potom preberá tzv. vlečenie prúdu založené na interakcii zdrojov ohrevu s plazmou. Aj napriek tomu, primárne vinutie zostáva kľúčovým elementom tokamaku. Je totiž veľmi efektívne pri počiatočnej fáze výboju, kedy vzniká jak vysoko-teplotná plazma, tak samotná konfigurácia poľa, čo sú energeticky náročné procesy. [1, s.106–108].



Obr. 3.2: Tvar magnetického poľa v tokamaku. Prevzaté z [5].

3.2 Ohrev plazmy

1. *Ohmický ohrev*: Po prekonaní kritického priravného napätia sa neutrálny plyn behom veľmi krátkej doby lavínovým spôsobom ionizuje. V dôsledku toho sa za stálej prítomnosti elektrického poľa objaví a začne prudko rásť prúd plazmou I_p . Plazma sa prechodom prúdu začne ohrievať tepelnými stratami spôsobenými odporom R_p . Je to vlastne disipácia Joulovho tepla $I_p^2 R_p$. Tento spôsob ohrevu sa nazýva ohmický ohrev. Je to jeden zo základných ohrevov používaný na tokamakoch a stellerátoroch. Elektrický odpor čistej plno ionizovanej plazmy závisí len na elektrónovej teplote T_e a nezávisí na hustote plazmy. Klesá s elektrónovou teplotou:

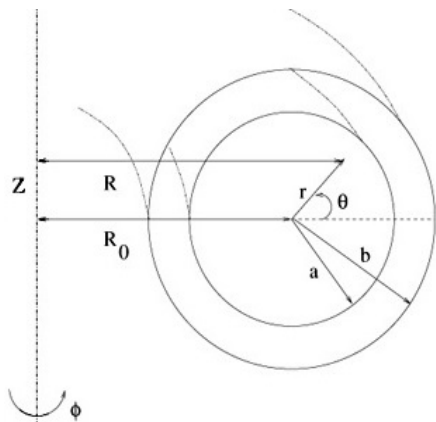
$$R_p \sim T_e^{-3/2}.$$

Plazma sa pri vysokých teplotách stane dobre vodivým prostredím. Kvôli klesajúcemu odporu však súčasne klesá efektívnosť ohrevu. Pre dosiahnutie požadovanej teploty, adekvátnej pre riadenú fúziu reakciu, je teda nutné použiť viacero typov ohrevu. [2, s.300–302].

2. *Ohrev elektromagnetickou vlnou*: Jedna z možností jebo dodávať energiu vo forme elektromagnetických vln prenikajúcich do plazmy. Elektrické pole vlny môže urýchliť ióny a elektróny. Energia sa následne zrážkovým mechanizmom premení na teplo. Preto, že zrážkový proces je úmerný $T_e^{-3/2}$, tento spôsob je pri vysokých teplotách neefektívny. Na druhej strane, je niekoľko rezonančných frekvencií, na ktorých sú elektromagnetické vlny absorbované plazmou bez zrážok. Preto, že magnetické pole a hustota sa v tokamaku neustále menia, dochádza okrem rezonančnej absorpcie aj k rezonančnej reflexii. Rôzne rezonančné frekvencie plazmy umožňujú použitie rôznych frekvencií na ohrev. Zdroj elektromagnetických vln pozostáva z vysokofrekvenčného generátoru, vlnovodu a mechanizmu, ktorý koncentruje elektromagnetickú energiu do plazmy vytváraním plazmových vln. [13, s.301].
3. *Ohrev neutrálnym zväzkom častíc*: Ďalšia možnosť je vstrekať prúd vysoko energetických častíc priamo do plazmy. Neutralizáciou urýchleného iónového zväzku v plynovej komore je možné vytvárať intenzívne zväzky neutrálneho vodíku, alebo deutéria. Častice sú urýchlené mimo tokamaku a po vstupe do magnetického poľa si vymenia náboj s chladným iónom v plazme. Vznikne tým rýchly ión a pomalý neutrálny atóm, ktorý zo systému uniká. Je nutné použiť neutrálne častice kvôli prítomnosti magnetického poľa. Nabité častice by zároveň mohli nežiadúcim spôsobom vytvárať náboj na tokamaku. Takýmto spôsobom ohrevu je možné do tokamaku dodávať časť paliva, preto je pri ohreve vhodné použiť vodík, alebo deutérium. [2, s.300–302].

3.3 Zavedenie súradníc v tokamaku

Pre popis tokamaku je dôležité zavedenie súradníc. Najjednoduchší súradnicový systém popisujúci tokamak je na obr. 3.3. Pre jednoznačné určenie polohy v tokamaku je nutné udať výšku z na stredovej ose, toroidálny uhol



Obr. 3.3: Súradnicová sústava v tokamaku. Prevzaté z [20].

ϕ a poloidálny uhol θ . R_0 je kolmá vzdialenosť stredovej osi tokamaku od stredu komory v poloidálnom reze, tzv. hlavný polomer tokamaku. a je vzdialenosť stredu komory v poloidálnom reze od limiteru. V praxi je tiež významný parameter “*aspect ratio*”, a/R_0 . Oblasť tokamaku, kde $R \in (R_0 - a, R_0)$ sa nazýva “*high field side*”, (oblasť s vysokým poľom). Oblasť tokamaku, kde $R \in (R_0, R_0 + a)$ sa nazýva “*low field side*”, (oblasť s nízkym poľom).

3.4 Safety factor q

“*Safety factor*” q je definovaný vzťahom:

$$q = \frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{m}{n}. \quad (3.1)$$

$\Delta\phi$ je zmena toroidálneho uhlu. m je počet toroidálnych obehov okolo stredovej osi tokamaku. n je počet poloidálnych obehov okolo stredovej osi v poloidálnom reze. Ak sa magnetická siločiaru po jednom obehu vracia sama do seba, q má hodnotu 1. Faktor q teda udáva pomer medzi počtom toroidálnych a poloidálnych obehov. Hodnota q hrá dôležitú úlohu v stabilite plazmy. Z praktického hľadiska sa q zavádza vzťahom:

$$q = \frac{r_0 B_t}{R_0 B_\theta}, \quad (3.2)$$

kde B_t je toroidálne magnetické pole a B_θ je poloidálne magnetické pole. Pre stabilnú konfiguráciu plazmy musí platiť $q > 1$. Vzťah 3.2 platí pre tokamaky s kruhovým poloidálnym prierezom. [13, s.116–118].

3.5 Parameter β

$$p + B^2/2\mu_0 = \text{konštanta}. \quad (3.3)$$

Rovnica 3.3 popisuje vzťah medzi tlakom plazmy p a magnetickým poľom B . Nenulový gradient hustoty plazmy v stabilnej konfigurácii vyžaduje existenciu nenulového gradientu magnetického poľa. V mieste s najnižšou hustotou častíc má magnetické pole maximum. V mieste s najvyššou hustotou častíc má magnetické pole minimum. Toto oslabenie magnetického poľa v plazme je spôsobené diamagnetickým prúdom. Veľkosť tohto diamagnetického efektu vyjadruje pomer oboch členov v rovnici 3.3:

$$\beta = \frac{n \sum k_B T}{B^2/2\mu_0} = \frac{p}{B^2/2\mu_0} = \frac{\text{tlak častíc}}{\text{tlak magnetického poľa}}. \quad (3.4)$$

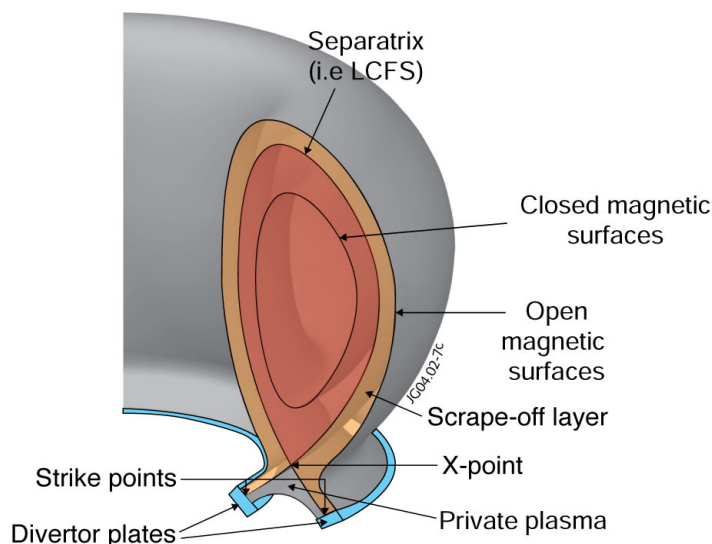
V budúcich reaktoroch termojadrovej fúzie bude musieť byť β z ekonomických dôvodov podstatne väčšie než 1%, pretože uvoľnená energia je úmerná n^2 , ale konštrukčné výdaje na magnetickú nádobu narastajú so zväčšujúcim sa B . [2, s.181].

Kapitola 4

Základné pojmy fyziky okrajovej plazmy

4.1 Komponenty dotýkajúce sa plazmy

Najväčší povrch v tokamaku, ktorý je v priamom kontakte s plazmou je prvá stena. Druhou významnou časťou v tokamaku, ktorá je v priamom kontakte s plazmou je divertor “*Divertor plates*”, (pozri obr. 4.1). Magnetické



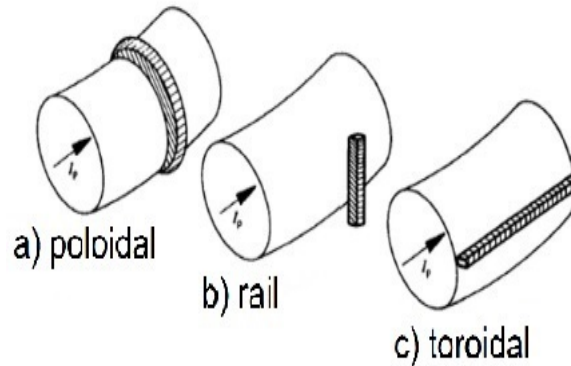
Obr. 4.1: Konfigurácia divertoru. Prevzaté z [19].

siločiary, ktoré sa nedotýkajú povrchu nádoby nazývame uzavreté, “*Closed magnetic surfaces*”. Magnetické siločiary, ktoré prechádzajú pevným povrchom nazveme otvorené, “*Open magnetic surfaces*”. Hranica medzi uzavretými a otvorenými magnetickými siločiarami sa nazýva separatrix, alebo “*Last Closed Flux Surface*”, teda posledný uzavretý povrch toku. Medzi separatrix a stenou tokamaku sa nachádza “*Scrape-Off Layer*”. Existujú dve možnosti, ako vytvoriť separatrix a minimalizovať tak priamu interakciu plazmy so stenou tokamaku. Jeden spôsob je vloženie pevnej bariéry do okrajovej plazmy. Týmto spôsobom je vytvorený limiter. Druhý spôsob je usporiadanie tvaru magnetického poľa tak, že sú otvorené siločiary vyvedené do jednej oblasti, nazývanej divertor. [18, s.19–21].

4.2 Limiter

Limiter je historicky starší spôsob vytvorenia separatrix. Hlavná úloha limiteru je ochrana steny pred priamym kontaktom s plazmou. Výhodou použitia limiteru oproti divertoru je jednoduchšia konštrukcia komory. Jeho nevýhodou je však skutočnosť, že interakcia s vysoko-teplotnou plazmou vytvára v plazme nečistoty, ktoré sú nežiadúce. Kvôli priamemu kontaktu s plazmou býva limiter vyrobený z odolných žiaruvzdorných materiálov ako

uhlík, volfrám, alebo molybdén. Existujú tri základné typy limiterov, poloidálny limiter, rail limiter a toroidálny limiter (pozri obr. 4.2). Najpoužívanejšie z nich sú poloidálny a toroidálny limiter. Najjednoduchší typ je tzv.



Obr. 4.2: Typy limiterov. Prevzaté z [18].

poloidálny limiter. Má kruhový tvar, preto sa používa v tokamakoch s kruhovým poloidálnym prierezom. Typická vzdialenosť, ktorú častica urazí v SOL, než narazí do limiteru sa nazýva “*connection length*” L . Pre poloidálny limiter $L \approx \pi a / n_{lim}$, kde n_{lim} je počet poloidálnych limiterov v tokamaku. Konfigurácia s poloidálnym limiterom je použitá napr. na tokamaku Golem a na tokamaku FTU. Toroidálny limiter je umiestnený pozdĺž celého tokamaku v toroidálnom smere, zvyčajne na spodnej časti komory. Connection length L je v tomto prípade vyjadrená ako $L \approx \pi R q$. Konfigurácia s toroidálnym limiterom je použitá napr. na tokamaku Tore-Supra, alebo TEXTOR. Vo všeobecnosti je limiter akýkoľvek objekt, ktorý je vsunutý do plazmy a uzatvára magnetické siločiar. [18, s.21–22], [4, s.22–23], [22, s.34–35].

4.3 Divertor

Divertorová konfigurácia má oproti limiterovej svoje výhody. Použitie divertoru značne znižuje kontakt plazmy s povrchom tokamaku. LCFS je totiž vytvorená výhradne magnetickým poľom. Dôsledkom toho je v plazme nižšie množstvo nečistôt a je možné dosiahnuť vyššie teploty plazmy. Tzv. mód vysokého udržania (H-mód) je možné dosiahnuť prakticky len v tokamaku s divertorom. V H-móde je vytvorená bariéra proti transportu častíc naprieč poľom, vďaka čomu je významne znížená difúzia častíc do oblasti s otvorenými siločiarami a tým je zvýšená teplota v centre plazmy. V oblasti divertoru sa nahromaďuje neutrálny plyn, vytvorený z častíc, ktoré stratili energiu. Tento plyn je možné z divertoru odčerpať. Nevýhodou divertoru je strata poloidálnej symetrie, tým pádom zložitejšia konštrukcia komory a s tým spojené vyššie výdavky na stavbu komory. Divertorová konfigurácia je použitá na tokamakoch ako JET, COMPASS, ASDEX, TCV a MAST. [19], [18, s.22], [22, s.36].

4.4 The scrape-off layer

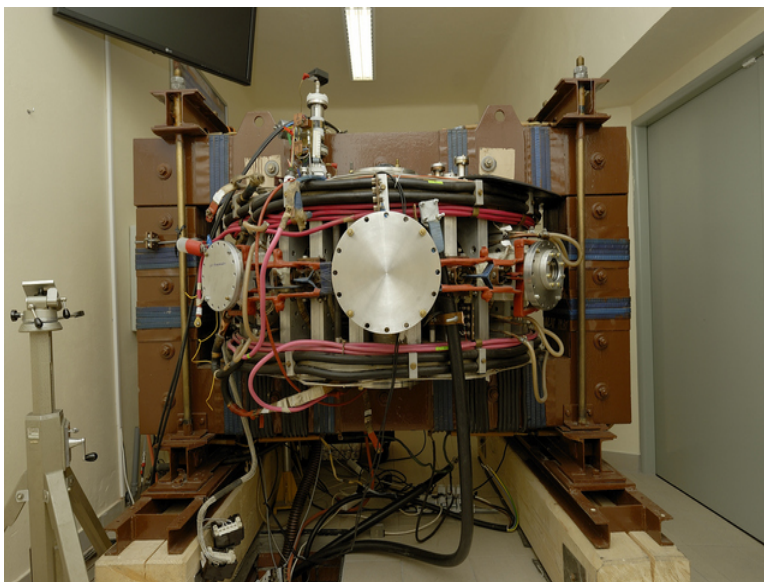
Oblasť medzi separatrix a stenou tokamaku sa nazýva scrape-off layer, (často sa používa skratka SOL). Magnetické siločiar v scrape-off layer prechádzajú materiálom. V tejto oblasti sa nachádzajú častice s nízkou energiou, ktoré sú následne vyvedené do divertoru pozdĺž magnetického poľa. Základná charakteristika SOL je vzdialenosť medzi LCFS a prvou stenou. V ideálnom prípade hustota plazmy klesá smerom k prvej stene k nule a žiadne nabitie častice nedopadajú na prvú stenu. [18, s.23].

Kapitola 5

Tokamak Golem

5.1 Základné charakteristiky tokamaku

Golem (obr. 5.1) je malý limiterový tokamak s hlavným polomerom komory $R_0 = 0.4$ m, vedľajším polomerom $r_0 = 0.1$ m a polomerom limiteru $a = 0.085$ m. Poloidálny rez má kruhový tvar. Má 18 diagnostických portov,

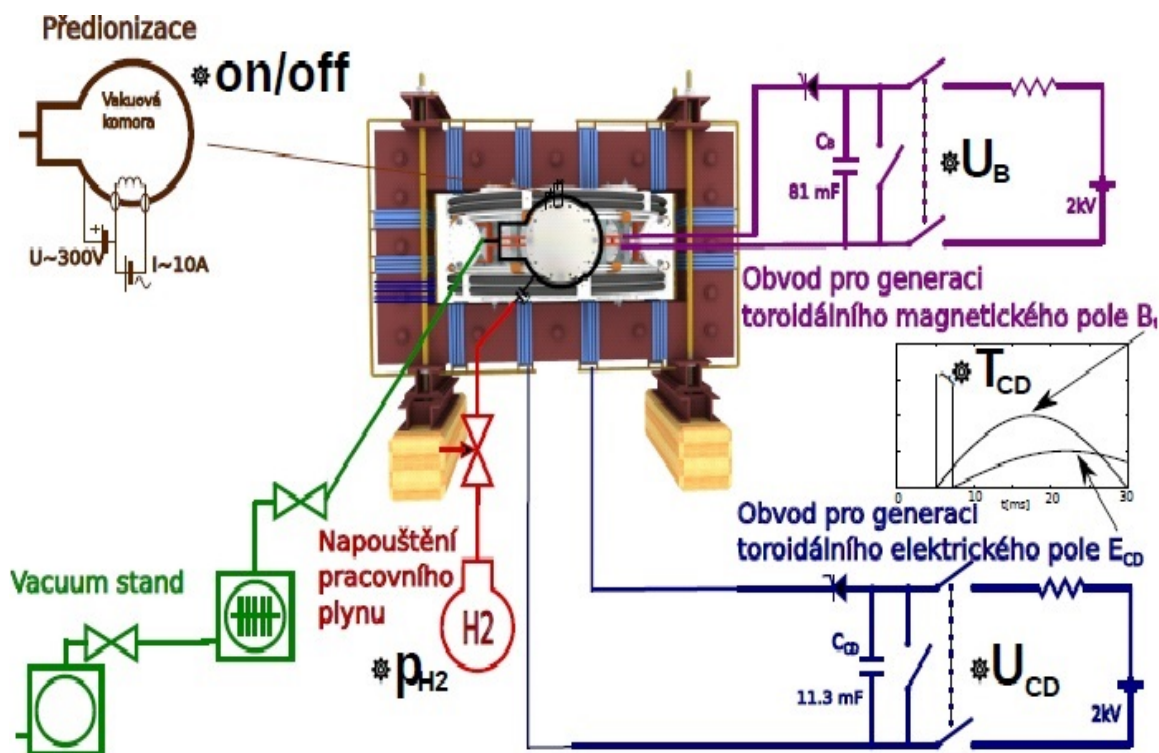


Obr. 5.1: Tokamak Golem. Prevzaté z [6].

ktoré sú organizované v šiestich skupinách po troch. V každej skupine je jeden hore, dole a v strede. Komora tokamaku pozostáva z dvoch častí. Vnútorňá časť udržiavajúca plazmu „*liner*“, ktorá je obalená medeným plášťom. Medená vrstva je 10 mm hrubá. Plášť je vertikálne oddelený na dve časti izoláciou, aby sa predišlo vytvoreniu vodivej smičky. Aby sa zabránilo prenikaniu magnetického poľa cez plášť, je rozdelený aj horizontálne. Narozdiel od plášťa, vnútorňá časť nieje rozdelená izolantom a vytvára vodivú smičku. Je vyrobená z nehrdzavejúcej oceli. Hranica plazmy je daná limiterom vyrobeným z molybdénu. Inžinierska schéma tokamaku Golem je na obr. 5.2. Skladá sa z predionizácie, vákuového systému, systému napúšťania pracovného plynu, obvodu pre generáciu toroidálneho elektrického poľa a obvodu pre generáciu toroidálneho magnetického poľa. [6], [7, s.21–23].

5.2 Predionizácia

Na tokamaku Golem sa používajú dva základné spôsoby predionizácie. Jedným z nich je predionizácia mikrovlnným žiarením s frekvenciou 2.45 GHz. Mikrovlny sú generované magnetronom, ktorý ich vlnovodom vedie priamo do komory. Druhý spôsob je pred-ionizácia elektrónovým delom. Elektrónové delo v tomto prípade predstavuje rozžeravené vlákno z wolfrámu s negatívnym potenciálom voči vnútornej časti komory. [6].



Obr. 5.2: Schéma tokamaku Golem. Prevzaté z [6].

5.3 Transformátor

Transformátor je hlavný systém, ktorý prostredníctvom elektromagnetickej indukcie generuje plazmu v komore tokamaku z neutrálneho plynu. Jeho druhá úloha je udržiavať prúd plazmou v tokamaku. Transformátor má obdĺžnikový tvar. Jeho primárne vinutie sa nazýva centrálny solenoid, sekundárne vinutie je komora a plazma. Transformátor je napájaný sadou kondenzátorov. Ich úlohou je prierez plazmy a udržanie prúdu plazmou počas výboju. [6]

5.4 Vákuový systém

Ako je možné vidieť z obr. 5.2, vákuový systém pozostáva z dvoch častí. Rotačná výveva a turbomolekulárna výveva. Vďaka nim je možné dosahovať medzné tlaky s hodnotou približne $\sim 0.5 \text{ mPa}$. Rotačná výveva sa používa na tzv. pred-čerpanie komory. Po dosiahnutí určitého tlaku, tzv. "predvákuum", sa spolu s rotačnou vývevou používa turbomolekulárna výveva. Čerpacia rýchlosť turbomolekulárnej vývevy je približne 250 l/s . [6]

5.5 Systém napúšťania pracovného plynu

Plazma je generovaná v pracovnom plyne, ktorým je H_2 , plyn je napustený do vákuu. Tlak pracovného plynu dosahuje hodnôt $10\text{--}55 \text{ mPa}$. [6].

5.6 Toroidálne elektrické pole

Toroidálne elektrické pole je na tokamaku Golem generované zmenou magnetického toku hlavnou osou tokamaku. Pole je generované primárnym vinutím, ktoré obopína železné jadro. Primárne vinutie je napájané batériou kondenzátoru s kapacitou 13.5 mF . Batériu kondenzátoru je možné nabiť na 1 kV . [6].

5.7 Toroidálne magnetické pole

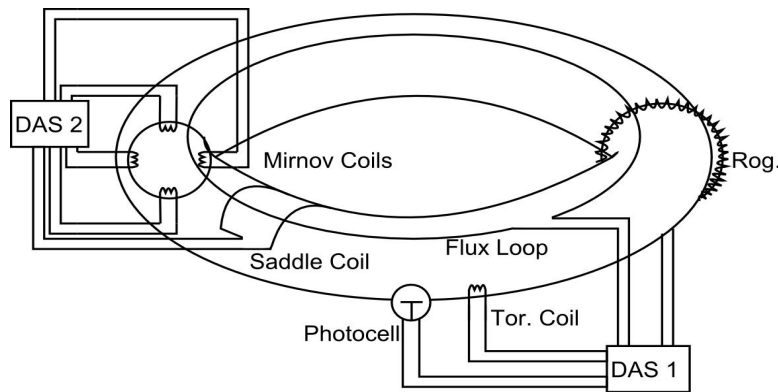
Toroidálne magnetické pole tokamaku Golem je generované sadou 28 rovnomerne rozdelených medených cievok, ktoré obopínajú komoru. Vďaka toľkému počtu cievok je pole v komore takmer homogénne. Každá z cievok je vyrobená z ôsmich medených vrstiev a je umiestnená v hliníkovom obale. Kondenzátor pre toroidálne magnetické pole má kapacitu $C_B = 67.5mF$, energiu ~ 50 kJ a môže byť nabitý do 2 kV. [6]

5.8 Systém stabilizácie plazmy

Na stabilizáciu plazmy sa používajú cievky na vonkajšej strane komory tokamaku. Indukujú magnetické pole, nestability môžu byť eliminované interakciou s týmto poľom. Pre detekciu polohy plazmy sa používajú 2 páry Mirnovových cievok umiestnené v komore. [6]

5.9 Diagnostiky používané na tokamaku Golem

Schéma niektorých základných diagnostík používaných na tokamaku Golem je vidieť na obr. 5.3.



Obr. 5.3: Schéma niektorých diagnostík na tokamaku Golem. Prevzaté z [6].

Napätie na závit U_l je merané pomocou jedného závitú vodiču v toroidálnom smere na hornej strane komory.

Toroidálne magnetické pole B_t je merané pomocou cievky umiestnenej mimo komoru tokamaku.

Prúd plazmou I_p je meraný pomocou Rogovského cievky, ktorá obopína komoru v poloidálnom smere. Meria teda prúd prechádzajúci nielen plazmou, ale aj prúd prechádzajúci komorou.

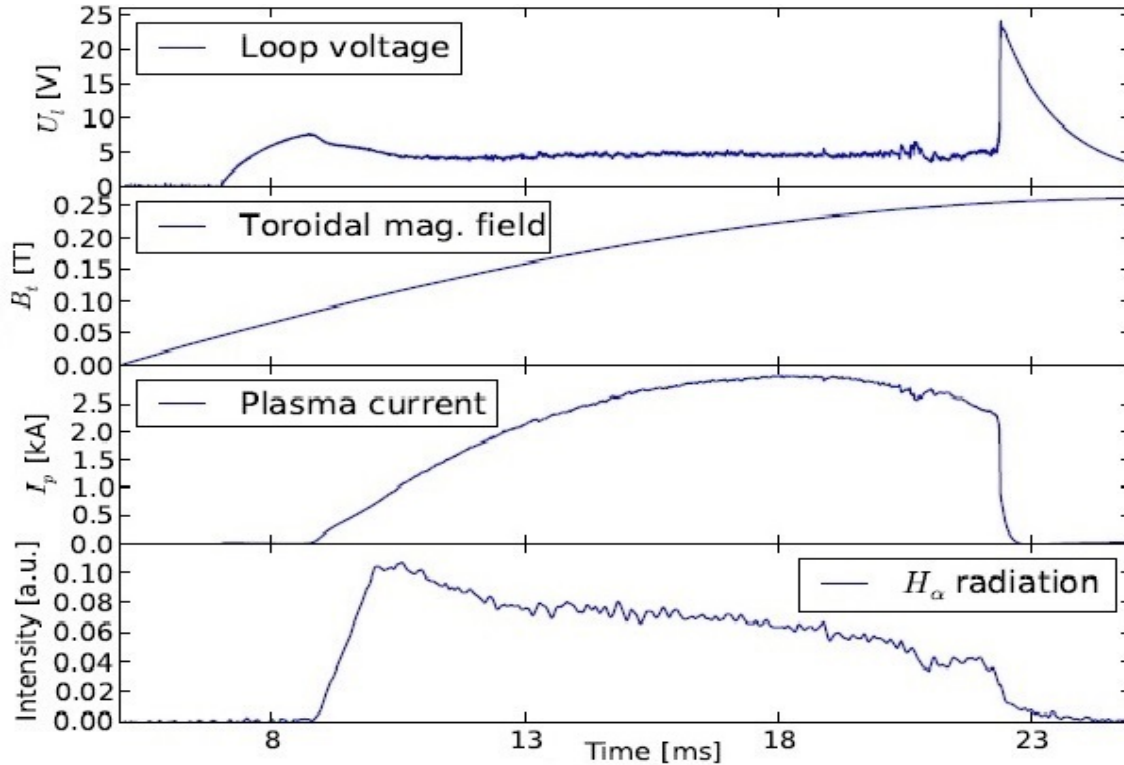
Na určenie polohy plazmy sa používajú Mirnovove cievky umiestnené priamo v komore.

Vyžarovanie plazmy v oblasti viditeľnej časti spektra a spektrálnej čiary H_{α} je merané pomocou fotodiód.

Na meranie priestorovej distribúcie vyžarovania vo viditeľnom spektre sa používa komerčná vysokorychlostná kamera. [6]

5.10 Základná diagnostika typického výboju na tokamaku Golem

Základná diagnostika typického výboju na tokamaku Golem je vidieť na obr. 5.4. Pri každom výboji sa používajú



Obr. 5.4: Scenár typického výboju na tokamaku Golem. Prevzaté z [6].

mimo iných štyri základné diagnostiky plazmy na meranie napätia na závit U_l , toroidálneho magnetického poľa B_t , prúdu plazmou I_p a intenzity vyžarovania plazmy. Napätie na závit obvykle dosahuje počas stacionárnej fázy výboju hodnoty $U_l \approx 5$ V. Z obrázku 5.4 je vidieť, že sa toroidálne magnetické pole počas výboju mení. Je to špecifická vlastnosť tokamaku Golem. Na veľkých tokamakoch býva hodnota toroidálneho magnetického poľa počas výboju konštantná. Kvôli tomu je nutné nastaviť omeškanie výboju kondenzátorov pre elektrické pole oproti magnetickému poľu. Nastavuje sa to zmenou τ_{CD} . Toroidálne magnetické pole dosahuje počas svojho maxima $B_t \approx 0.3$ T. Prúd plazmou I_p dosahuje počas stacionárnej fázy výboju hodnotu priemerne $I_p \approx 1$ kA. Typická dĺžka výboju $\tau \approx 10$ ms. Centrálna elektrónová teplota dosahuje hodnôt $T_e \approx 40$ eV. [6]

Kapitola 6

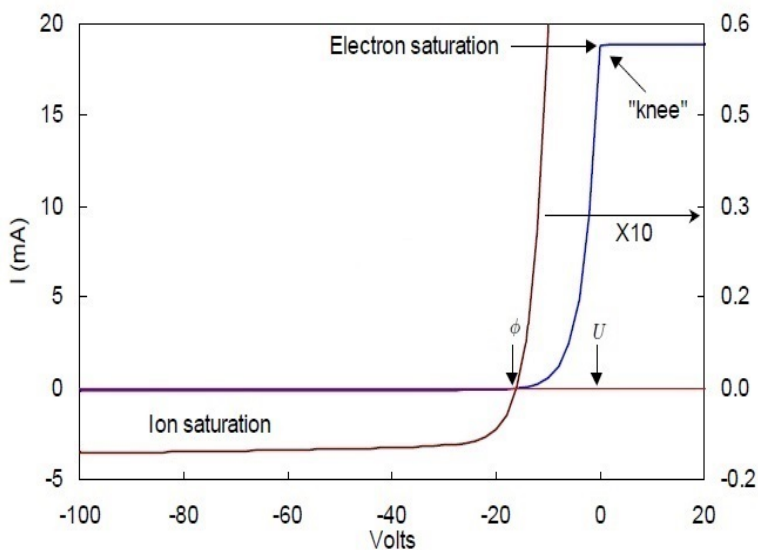
Diagnostiky toku častíc

6.1 Langmuirova sonda

Jednou zo základných a bežne používaných diagnostických prostriedkov pre analýzu okrajovej plazmy je Langmuirova sonda. Tvorí ju vodivá elektróda, ktorá je umiestnená na izolovanej päte. Výhodou Langmuirových sond je ich jednoduchá konštrukcia, časové a priestorové rozlíšenie. Je možné použiť sondu s niekoľkými elektródami, ktoré sú navzájom izolované. Nevýhoda sondy je skutočnosť, že jej prítomnosť v komore narušuje plazmu. Sonda je totiž vsunutá do oblasti okrajovej plazmy. V stacionárnom režime môže sonda poskytovať informácie o plávajúcom potenciáli, alebo o iontovom nasýtenom prúde.

6.1.1 $I - V$ charakteristika

Nech je daný potenciál plazmy ϕ a potenciál, na ktorom je udržiavaná sonda U . Ak $U \gg \phi$, sonda zberá elektrónový prúd I_e , ktorý je negatívny. Ak $\phi \gg U$, sonda zberá iónový prúd I_i . Idealizovaná $I - V$ krivka je zobrazená na obrázku 6.1. Voľba I_e kladného a I_i záporného v $I - V$ charakteristike je ľubovoľná. Potenciál



Obr. 6.1: Idealizovaná $I - V$ krivka. Prevzaté z [11].

plazmy ϕ je blízky potenciálu v bode "knee". Na ľavej strane obrázku 6.1, kde sú všetky elektróny od sondy odohnané je oblasť iónového nasýteného prúdu. Plávajúci potenciál U_{fl} sa nachádza v oblasti, v ktorej sú si elektrónový a iónový prúd rovné, výsledný prúd je teda $I_i + I_e = 0$. V prechodovom režime (-20 V až 0 V), iónový prúd je zanedbateľný a elektróny sú čiastočne odohnané negatívnym potenciálom $U - \phi$. V plazme s Maxwellovým rozdelením, táto časť krivky je exponenciálna. V momente, keď U nadobudne hodnotu ϕ , sonda začne zberať tepelné elektróny. V oblasti elektrónového nasýteného prúdu, I_e rastie pomaly kvôli expanzii vrstvy

častíc okolo sondy. Z priebehu $I - V$ charakteristiky je možné určiť elektrónovú hustotu plazmy n_e , elektrónovú teplotu T_e a potenciál plazmy ϕ . [11, s.2–8].

6.1.2 Prechodový režim

Ak sú elektróny Maxwellovské, potom v exponenciálnej časti krivky $I - V$ pre elektrónový prúd platí vzťah:

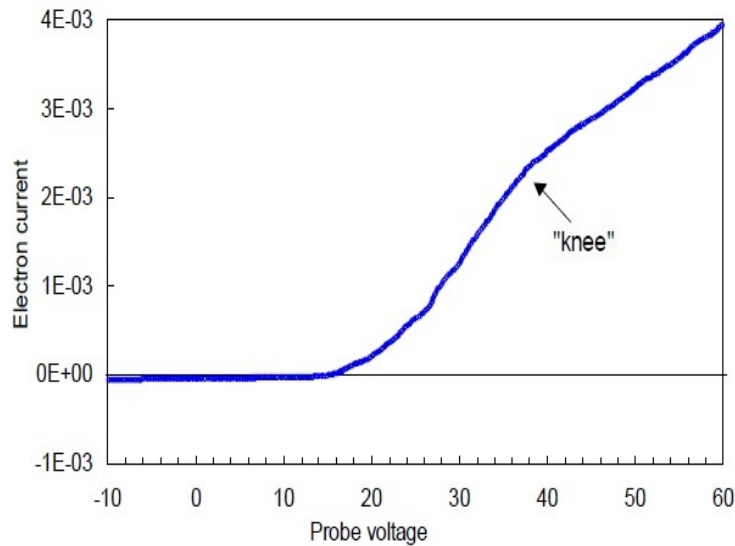
$$I_e = I_{sat}^- \exp[e(U - \phi)/k_B T_e]. \quad (6.1)$$

$$I_{sat}^- = e A n_e \bar{v} / 4 = e n_e A \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}}. \quad (6.2)$$

A je efektívny zberný povrch sondy. I_{sat}^- je elektrónový nasýtený prúd. Vzťah 6.1 dáva dobrý nástroj na meranie elektrónovej teploty T_e . [11, s.2–8].

6.1.3 Elektrónový nasýtený prúd

Exponenciálny rast I_e by mal pokračovať do momentu, než $U = \phi$. V tomto stave elektróny niesu odohnané negatívnym potenciálom. Elektrónový prúd sa "nasýti". Preto, že elektrónové rýchlosti sú $\approx (m_e/m_i)^{1/2}$ krát väčšie ako iónové, dala by sa očakávať, že I_{sat}^- bude mnohonásobne väčší, ako I_{sat}^+ . V nízko-tlakových, nemagnetizovaných výbojoch k tomu dochádza. V magnetizovanej plazme so zrážkami však tento efekt nieje tak výrazný. Prítomnosť silného magnetického poľa spôsobí, že Larmorov polomer častíc je menší, než charakteristický roz-



Obr. 6.2: $I - V$ charakteristika v magnetizovanej plazme. Prevzaté z [11].

mer sondy. Výsledkom je, že I_{sat}^- je 10–20 krát väčší, než I_{sat}^+ , pretože sonda ovplyvňuje magnetické siločiaru, ktoré ňou prechádzajú a ďalšie elektróny môžu byť zberané, len ak preniknú difúziou naprieč magnetickému poľu. V tomto prípade bod knee na obrázku 6.2 predstavuje malú zmenu v raste I_e . Zrážky môžu tiež ovplyvniť I_{sat}^- . Ak má plazma veľkú hustotu, elektróny sa musia na sondu dostať difúziou. Prúd je teda obmedzený rýchlosťou difúzie. [11, s.2–8].

6.1.4 Potenciál plazmy

V ideálnom prípade sa potenciál plazmy ϕ dá určiť z $I - V$ charakteristiky. Ak sa však I_e v nasýtenej oblasti mení, je treba použiť iný spôsob. Prvý spôsob je určenie ϕ zo vzťahu 6.10. Druhý spôsob je určenie oblasti, v ktorej sa I_e odlišuje od exponenciálneho rastu. To znamená oblasť, v ktorej $dI_e(V)/dV$ nadobúda maximum a $d^2I_e(V)/dV^2 = 0$. Ak má $dI_e(V)/dV$ výrazné maximum, určíme v tejto oblasti ϕ . V magnetizovanej plazme s nízkofrekvenčnými osciláciami, v ktorej je elektrónová teplota T_e málo premenná, fluktuácie U_{fl} predstavujú fluktuácie potenciálu plazmy ϕ . [11, s.2–8]. Uvažujme situáciu, v ktorej poznáme potenciál plazmy ϕ a chceme

určiť prúd tečúci Langmuirovou sondou tak, aby minimálne narušila plazmu. V tomto prípade sondu udržíme na potenciále plazmy ϕ . Jednoduchý štatistický výpočet ukáže, že tok elektrónov a iónov dopadajúci na ľubovoľnú časť povrchu sondy A je daný vzťahom:

$$\Gamma_i = \frac{n_i \bar{v}_i}{4}, \quad \Gamma_e = \frac{n_e \bar{v}_e}{4}. \quad (6.3)$$

n_i , resp. n_e je hustota iónov, resp. elektrónov. \bar{v}_i , resp. \bar{v}_e je priemerná rýchlosť iónov, resp. elektrónov. Priemerná kinetická energia častice závisí od priemernej tepelnej energie.

$$\bar{v}_i = \sqrt{\frac{2T_i}{m_i}}, \quad \bar{v}_e = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}}. \quad (6.4)$$

Celkový prúd emitovaný sondou je daný vzťahom:

$$I = -eA(\Gamma_i - \Gamma_e) \quad (6.5)$$

$$= -\frac{1}{4}eA(n_i \bar{v}_i - n_e \bar{v}_e) \quad (6.6)$$

$$= -\frac{\sqrt{2}}{4}eA\left(n_i \sqrt{\frac{T_i}{m_i}} - n_e \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}\right) \quad (6.7)$$

$$\approx \frac{\sqrt{2}}{4}eAn_e \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}, \quad \frac{T_e}{m_e} \gg \frac{T_i}{m_i} \quad (6.8)$$

Vzťah 6.8 vedie k záveru, že izolovaný vodič v plazme udržívaný na potenciále plazmy bude priťahovať negatívny elektrický prúd, (alebo emitovať pozitívny prúd). [9, s.28–29].

6.1.5 Plávajúci potenciál

V stacionárnom režime je sonda izolovaná od komory tokamaku. Je vodivá, preto po vsunutí do nádoby sa nabije na určitý potenciál, ktorý nazývame plávajúcim potenciálom. Pri tomto spôsobe merania využíva sonda fakt, že elektróny majú oveľa vyššiu pohyblivosť ako ióny, preto sonda zo začiatku priťahuje elektróny a nabije sa voči plazme záporne, rovnako ako komora tokamaku. V momente, keď je náboj na sonde dostatočne negatívny na to, aby odpudzoval elektróny, začne sonda priťahovať ióny. Tým sa na sonde vytvorí elektrická dvojrivrva. Plávajúci potenciál je definovaný ako rovnosť elektrónového a iónového prúdu $I_e = I_i$. I_e je daný vzťahom 6.1 a 6.2. I_i je možné vypočítať zo vzťahu:

$$I_i = \alpha n_e A c_s = \alpha n_e A \sqrt{k_B T_e / m_i}, \quad (6.9)$$

$\alpha \approx 0.5$. c_s je rýchlosť zvuku v plazme. I_i je vytváraný elektrickým poľom v okolí sondy, ktorá ióny urýchľuje až na hodnotu c_s . Využitím vzťahu 6.1 a 6.9 dostaneme vzťah pre meranie plávajúceho potenciálu U_{fl} :

$$U_{fl} = \phi - \frac{k_B T_e}{2e} \ln\left(\frac{2m_i}{\pi m_e}\right). \quad (6.10)$$

Za predpokladu, že elektrónová teplota nefluktuuje, zmerané fluktuácie plávajúceho potenciálu približne reprezentujú skutočné fluktuácie potenciálu plazmy. [11, s.2–8], [9, s.29].

6.1.6 Iónový nasýtený prúd

Ak sondu udržíme na dostatočne veľkom zápornom potenciáli voči potenciálu plazmy ϕ , takmer všetky elektróny sú od sondy odohnané. Sonda zároveň zberá takmer všetky ióny, ktoré zachytí svojim potenciálom. Tento režim sa nazýva iónový nasýtený režim a kladný prúd meraný sondou sa nazýva iónový nasýtený prúd I_{sat}^+ . Meranie hustoty plazmy n pomocou elektrónového nasýteného prúdu I_{sat}^- môže byť dosť nepresné a môže viesť k meraniu príliš vysokých prúdov v hustej plazme. Iónový nasýtený prúd I_{sat}^+ dosahuje v porovnaní s elektrónovým nasýteným prúdom I_{sat}^- nižších hodnôt a je ľahšie zvládnuteľný vďaka malej výstupnej impedancii. Nasledujúca teória je jednoduchá aproximácia pre sondy s veľkým ξ_s . ξ_s udáva pomer medzi polomerom sondy a Debyeovou dĺžkou λ_D .

$$\xi_s = R_s / \lambda_D. \quad (6.11)$$

Pri hustotách nad 10^{11} cm^{-3} , vrstva častíc okolo sondy s negatívnym potenciálom je tak malá, že plocha vrstvy sa prakticky rovná ploche povrchu sondy. I_{sat}^+ je daný vzťahom 6.9, kde faktor α reprezentuje n_s/n , n_s je hustota vo vrstve častíc na povrchu sondy a n je hustota plazmy vo vzdialenosti od sondy, v ktorej na plazmu nemá potenciál sondy vplyv. Presnejšia hodnota pre koeficient $\alpha = 0.6-0.7$. Teoretická hodnota koeficientu $\alpha = 0.61$. Zaujímavé je, že vzťah 6.9 predpovedá konštantný I_{sat}^+ v nasýtenom režime. Táto situácia nastáva len pre ploché sondy, v ktorých vrstva častíc na povrchu sondy nemôže naďalej expandovať s narastajúcim negatívnym potenciálom. [11, s.2–8], [9, s.29–30].

6.2 Machova sonda

Machova sonda je diagnostika okrajovej plazmy. Jedno zo základných použití je meranie pomeru rýchlosti toku plazmy k rýchlosti zvuku v plazme. Hlava Machovej sondy pozostáva z dvoch plochých paralelne umiestnených vzájomne izolovaných Langmuirových sond. Voči smeru prúdu plazmy I_p sú orientované ortogonálne (pozri obr. 8.7). Vďaka tomu vidia elektródy rôzne rozdelenie rýchlostí. Jedna z elektród meria elektrický prúd I_{up}^+ , túto elektródu budeme nazývať “*upstream*” elektróda. Druhá elektróda meria elektrický prúd I_{down}^+ , budeme ju nazývať “*downstream*” elektróda. Označenie *upstream*, resp. *downstream* závisí od smeru elektrického poľa. Ióny tečú v smere elektrického poľa. *Upstream* elektróda je tá, na ktorú prednostne dopadajú ióny. *Upstream* elektróda vidí Maxwellovo rozdelenie rýchlostí posunuté v kladnom smere, čo sonde umožňuje zberať viac prúdu vzhľadom k plazme. *Downstream* elektróda vidí plazmu tečúcu smerom od nej a Maxwellovo rozdelenie posunuté v negatívnom smere, preto meria menej prúdu voči plazme. Z I_{up}^+ a I_{down}^+ je možné určiť rýchlosť toku iónov v plazme. Nevýhodou Machovej sondy je fakt, že plazmu značne ovplyvňuje svojou prítomnosťou. Druhý problém sú vysoké teploty v plazme, ktoré môžu sondu topiť kvôli jej prítomnosti v oblasti okrajovej plazmy. Tomu sa dá predísť redukciami veľkosti sondy a voľbou odolných materiálov na výrobu elektród. [10, s.24–26].

6.2.1 Machovo číslo

Nasledujúca teória je odvodená pre výpočet rýchlosti toku iónov v plazme. Platí pre meranie so sondami v iónovom nasýtenom režime pre rýchlosť pozdĺž dostatočne silného magnetického poľa. Podmienka silného magnetického poľa je v tokamaku splnená. Meranie pozdĺž magnetického poľa v tokamaku znamená meranie v toroidálnom smere. Machovo číslo je definované ako pomer rýchlosti toku iónov ku rýchlosti zvuku v plazme.

$$M = \frac{v_i}{c_s}. \quad (6.12)$$

Rýchlosť zvuku v danom prostredí je definovaná vzťahom:

$$c_s = \sqrt{\frac{ZT_e + T_i}{m_i}}. \quad (6.13)$$

Z je protónové číslo plynu. Priemerná hustota plazmy je daná vzťahom:

$$n \approx \frac{m_i n_i + m_e n_e}{m_e + m_i}. \quad (6.14)$$

m_e , resp. m_i je hmotnosť elektrónu, resp. iónu. n_e , resp. n_i je elektrónová, resp. iónová hustota. Využijeme Boltzmannov vzťah pre elektrónovú hustotu, jedno-dimenzionálnu rovnicu kontinuity a zákon zachovania hybnosti. Tieto rovnice obsahujú členy popisujúce hustotu a zmenu hybnosti medzi oblasťou v okolí sondy a zbytkom plazmy. Vzťah medzi hustotou a machovým číslom je daný rovnicou:

$$\frac{n}{n_\infty} = \exp(M_\infty - M). \quad (6.15)$$

n je lokálna hustota a M je lokálne Machovo číslo okolí sondy. n_∞ je hustota v plazme a M_∞ je Machovo číslo vo vzdialenosti od sondy, v ktorej je potenciál sondy odtienený. *Upstream* elektróda meria hustotu n_{up} :

$$\frac{n_{up}}{n_\infty} = \exp(M_\infty - M). \quad (6.16)$$

Downstream elektróda meria hustotu n_{down} :

$$\frac{n_{down}}{n_\infty} = \exp(-M_\infty - M). \quad (6.17)$$

Z pomeru rovníc 6.17 a 6.16 dostaneme pre Machovo číslo vzťah:

$$\frac{n_{up}}{n_{down}} = \exp(2M_\infty). \quad (6.18)$$

Ak je na sonde dostatočne veľké záporné napätie, elektródy merajú iónový nasýtený prúd I_{sat}^+ daný vzťahom 6.9. Dosadením 6.9 do vzťahu 6.18 dostaneme:

$$\frac{I_{up}^+}{I_{down}^+} = \exp(2M_\infty). \quad (6.19)$$

Úpravou 6.19 následne dostaneme vzťah:

$$M_\infty = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{I_{up}^+}{I_{down}^+}\right) \quad (6.20)$$

Vzťah 6.20 nám teda dáva nástroj na výpočet Machovho čísla. [10, s.24–26].

Kapitola 7

Poloidálne SOL asymetrie a toroidálny tok v DITE

V tomto článku [21] sú rozobraté asymetrie okrajovej plazmy v divertorovom tokamaku DITE (“*Divertor Injection Tokamak Experiment*”) pre konfiguráciu limiteru pozostávajúceho z “*pumped*” limiteru umiestneného na low field side a vnútorného “*bumper*” limiteru umiestneného $\sim 70^\circ$ toroidálne (pumped, resp. bumper limiter je typ rail limiteru). Poloidálne asymetrie toku častíc sú pozorované so zvýšeným tokom smerom k low field side. Poloidálna variácia T_e je menej významná. V dôsledku poloidálnych asymetrií sa mení Machovo číslo v závislosti na smere toroidálneho magnetického poľa B_t a centrálnej elektrónovej hustoty n_e . Prítomnosť pozorovaných asymetrií pri zmene smeru magnetického poľa B_t a prúdu plazmou I_p ukazujú, že efekt je spojený s vlastnosťami plazmy a nie je jednoducho dôsledkom prítomnosti limiteru.

7.1 Úvod

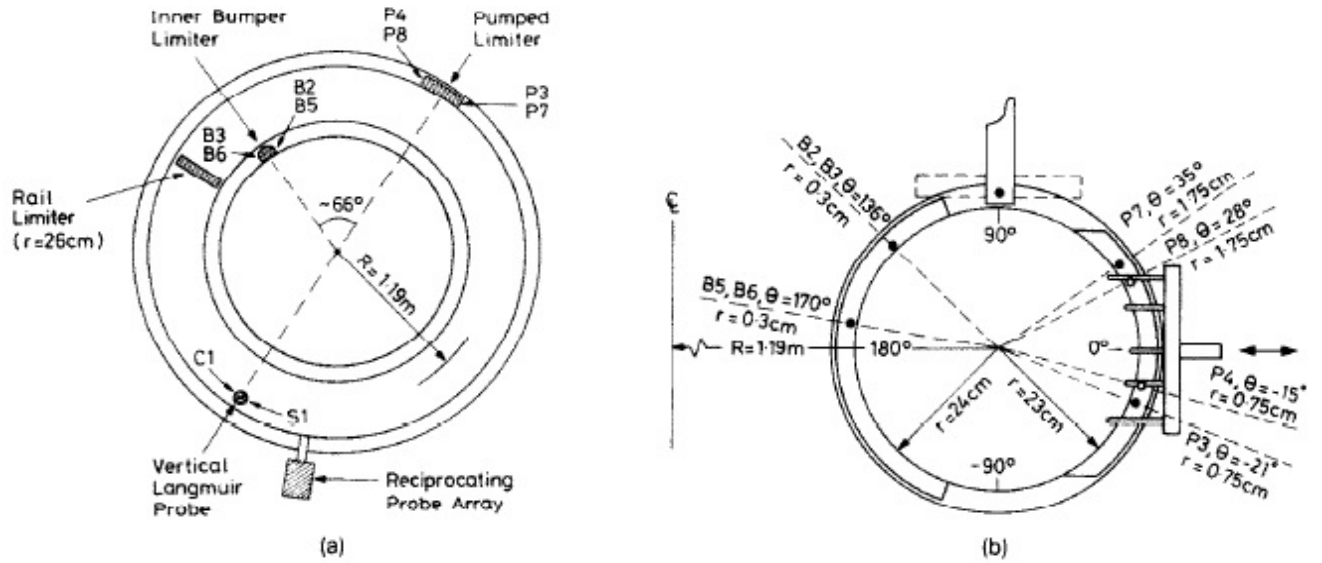
Výskyt silných ne-homogenít v SOL plazme je predmet mnohých článkov. Bolo skúmané poloidálne rozdelenie elektrónovej hustoty n_e , teploty T_e , toku plazmy a toroidálneho elektrického prúdu I_p v SOL. Rozdelenia týchto parametrov určujú interakciu plazmy s limiterom a stenou tokamaku, preto je ich štúdium dôležité. Hlavným predmetom tohto článku je skúmanie závislosti poloidálnej asymetrie v okrajovej plazme na smere magnetického poľa B_t a prúdu plazmou I_p . To umožní určiť príčiny poloidálnej asymetrie. Príčina poloidálnej asymetrie môže byť dôsledok prirodzených variácií správania sa plazmy (turbulencie). Druhá možnosť je tá, že sú asymetrie dôsledkom connection lengths, teda dôsledkom limiterovej konfigurácie.

7.2 Experiment

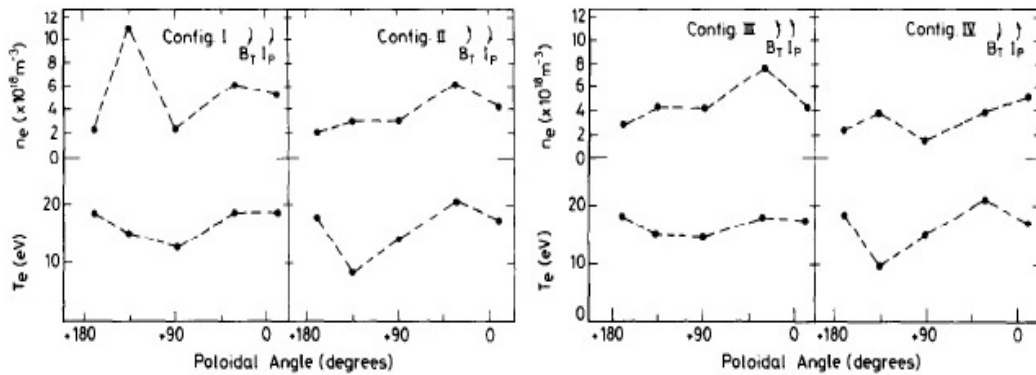
Limiter a poloha diagnostiky je vidieť na obr. 7.1a, 7.1b. Plazma je limitovaná grafitovým pumped limiterom umiestneným na low field side s poloidálnym uhlom 120° a grafitovým bumper limiterom umiestneným na high field site s poloidálnym uhlom 140° a $\sim 66^\circ$ toroidálne od pumped limiteru. Oba vytvárajú separatrix s polomerom $a = 24$ cm. Stred pumped limiteru je umiestnený na $R = 1.18$ m a stred bumper limiteru je umiestnený na $R = 1.19$ m. Parametre okrajovej plazmy boli merané Langmuirovými sondami:

1. 4 sondy namontované v jednej rovine s pumped limiterom (P3, P4, P7, P8 na obr. 7.1) a 4 rovnaké sondy v rovine bumper limiteru (B2, B5, B3, B6 na obr. 7.1).
2. Pár sond na vertikálnom posuvnom zariadení na poloidálnom uhle $\theta = 90^\circ$ (obr. 7.1b).
3. 5 dvojité sondy umiestnených na low field side s poloidálnym uhlom $\theta \sim 70^\circ$ (obr. 7.1b).

Páry sond v limiteroch na rovnakom poloidálnom uhle a pár sond na $\theta = 90^\circ$ boli použité na určenie toroidálnej rýchlosti toku v SOL. Okrem toku bol pri výbojoch meraný profil plazmy, poloha a radiačný profil. Experiment bol prevedený v sérii identických výbojov s prúdom plazmou $I_p = 85$ kA, magnetickým poľom $B_t = 1.55$ T a diagnostikou okrajovej plazmy v konštantnej fáze výboju. Z analyzovaných dát bol urobený priemer cez časový interval ~ 80 ms. Pre určenie vplyvu zmien v connection lengths jednotlivých sond na pozorované asymetrie boli urobené merania pre všetky možné orientácie I_p a B_t . To umožnilo určiť zmeny v smere iónového ∇B driftu v závislosti na poloidálnom rozdelení okrajových parametrov.



Obr. 7.1: Schéma experimentu: a) toroidálne usporiadanie limiteru a distribúcie Langmuirových sond, b) poloidálne usporiadanie jednotlivých sond. Prevzaté z [21].



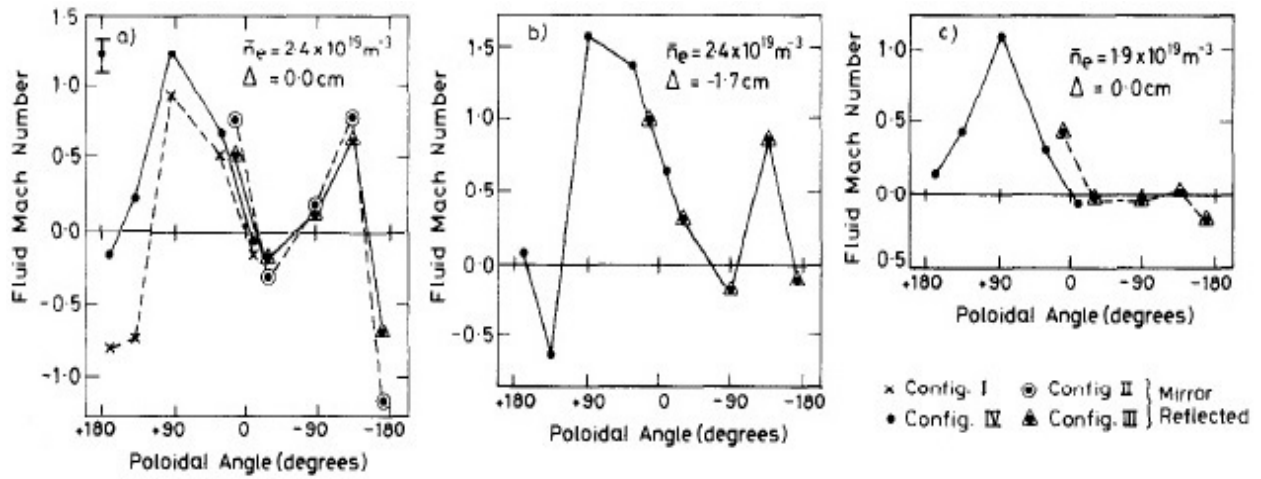
Obr. 7.2: Poloidálna variácia okrajovej n_e a T_e pre 4 konfigurácie B_ϕ a I_p a $\bar{n}_e = 2.4 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$. Prevzaté z [21].

7.3 Výsledky a diskusia

Okrajová elektrónová hustota n_e bola meraná využitím vzťahu 6.9. Rýchlosť toku plazmy bola počítaná z izotermálnej fluidnej aproximácie:

$$M = \frac{A - 1}{A + 1}. \quad (7.1)$$

M je Machovo číslo a A je pomer I_{up}^+/I_{down}^+ . Poloha plazmy bola riadená stabilizačnými cievkami s presnosťou 0.3 cm. Východisková horizontálna poloha ($\Delta = 0$) stredu vonkajších povrchov toku bola nastavená na 0.2 cm mimo bodu ekvidistantného obom limiterom ($R = 1.185\text{m}$). Po zmene smeru B_t a I_p magnetické sondy nezaznamenali žiadnu zmenu v polohe vonkajších povrchových tokov ani radiačnom profile. Zmena poľa a prúdu neovplyvnili polohu ani profil plazmy. Na obr. 7.2 je vidieť poloidálne rozdelenie n_e a T_e pre $\Delta = 0$, $\bar{n}_e = 2.4 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ a pre nasledujúce konfigurácie (B_t, I_p): I(CW, CW), II(ACW, CW), III(ACW, ACW), IV(CW, ACW), kde CW (“clockwise”) značí v smere hodinových ručičiek a ACW (“anticlockwise”) značí proti smeru hodinových ručičiek, pri pohľade na tokamak z vrchu. Vo všetkých konfiguráciách na obr. 7.2 je zanedbateľná asymetria v teplote T_e . Naopak, rozdelenie hustoty má značné asymetrie. Elektrónová hustota je na low field side asi 2 krát vyššia, ako na high field side. Pozorované poloidálne asymetrie v okrajovej hustote môžu byť spojené s toroidálnym tokom, ktorého analýza je na obr. 7.3. Machovo číslo pre $\theta \in (-180^\circ, 0^\circ)$ bolo umelo zrekonštruované. Je to možné pre skupiny konfigurácií (I, III), (II, IV), pretože majú rovnakú helicitu. Limiterová konfigurácia je “up-down” symetrická a toroidálne symetrická voči polohe merania. Dáta získané na poloidálnom uhle θ pre konfiguráciu



Obr. 7.3: Poloidálne rozdelenie Machovho čísla. a) $\bar{n}_e = 2.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $\Delta = 0 \text{ cm}$, b) $\bar{n}_e = 2.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $\Delta = -1.7 \text{ cm}$, c) $\bar{n}_e = 1.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $\Delta = 0 \text{ cm}$. Prevzaté z [21].

prvého členu oboch skupín (I, III), (II, IV), sú ekvivalentné meraniu rovnakej hodnoty na $-\theta$ pre konfiguráciu druhého členu oboch skupín. Preto, že v každej z dvoch skupín sa členovia líšia len smerom B_t a tým pádom iónovým $\nabla \mathbf{B}$ driftom, platí vzťah:

$$M(\theta)_{\nabla \mathbf{B}_{down}} = M(-\theta)_{\nabla \mathbf{B}_{up}}. \quad (7.2)$$

Výsledok tejto operácie je vidieť na obr. 7.3a, kde je rozdelenie Machovho čísla pre konfigurácie I a IV (iónový $\nabla \mathbf{B}$ drift up) využitím poloidálnych uhlov pre páry sond danými obr. 7.2. Pre konfiguráciu II a III zrkadlovo obrátíme body Machovho čísla podľa rovnice 7.2. Pozitívne poloidálne uhly na obrázku 7.3 odpovedajú iónovému $\nabla \mathbf{B}$ driftu smerom hore. Obrázok 7.3b ukazuje, že rozdelenie toku plazmy nieje ovplyvnené posunutím plazmy (1.7 cm) smerom k high field side. Pokles priemernej hustoty na obr. 7.3c má značný efekt na rozdelenie toku. V tomto prípade, na rozdiel od výbojov s vysokou hustotou, je značná up-down asymetria v Machovom čísle spojená s toroidálnou rotáciou pozdĺž prúdu plazmou. Tento fenomén rotácie plazmy v SOL v rovnakom smere, ako I_p môže byť kvalitatívne vysvetlený kombináciou dvoch efektov:

1. Toroidálna rotácia, ako dôsledok zmeny v smere radiálneho elektrického poľa v LCFS.
2. Up-down asymetria v Machovom čísle spôsobená transportom iónov vo vonkajšej oblasti výboju.

7.4 Záver

Poloidálne asymetrie v okrajovej hustote n_e a teplote T_e v DITE boli študované ako funkcia priemernej hustoty \bar{n}_e , polohy plazmy, smeru toroidálneho magnetického poľa B_t a prúdu plazmou I_p . Pre stĺpec plazmy nominálne koncentrický s pumped a bumper limiterom, okrajová teplota T_e je podobná na low field side a high field side. Okrajová hustota n_e je naopak vyššia na low field side. Bolo skonštruované poloidálne rozdelenie Machovho čísla v okrajovej plazmy. Invariancia distribúcie voči pohybu plazmy a zmenám helicity ukazuje nezávislosť Machovho čísla od connection lengths a vplyv okrajovej plazmy. Jednoduchý model kombinujúci toroidálnu rotáciu okrajovej plazmy a zvýšenej časticovej difúzie na low field side predpovedá kvalitatívne pozorovaný tok pri nízkych hustotách, nevysvetľuje však pozorované vyššie elektrónové hustoty plazmy.

Kapitola 8

Meranie toku plazmy poloidálnym poľom Machových sond na tokamaku Golem

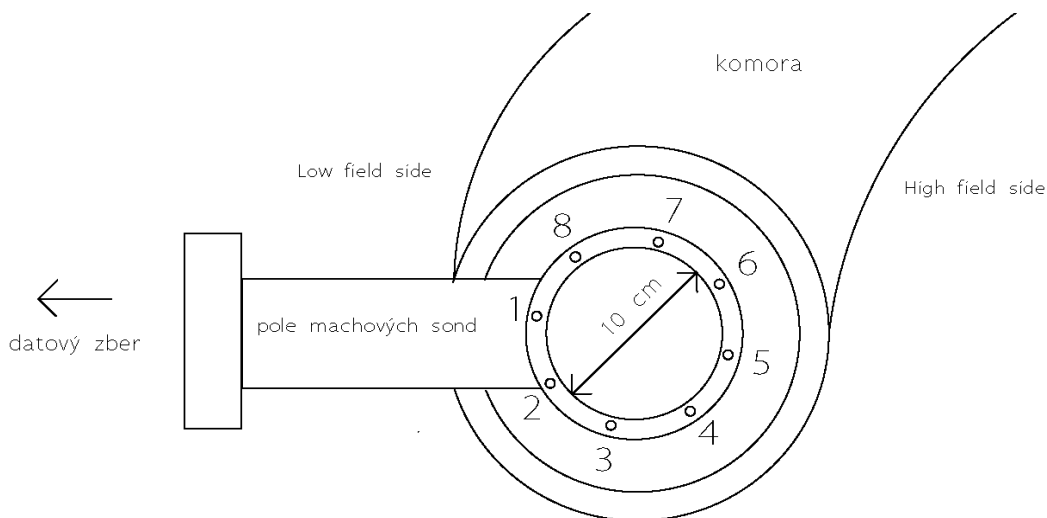
8.1 Usporiadanie experimentu

Na tokamaku Golem je inštalované poloidálne pole ôsmich Machových sond (pozri obr. 8.1). Pole je pripravené



Obr. 8.1: Poloidálne pole Machových sond inštalované na tokamaku Golem.

pre celkový počet 32 Machových sond, zatiaľ je však zapojených len 8. Červenou farbou je vyznačená poloha aktuálne zapojených Machových sond. Machove sondy pozostávajú z dvoch plochých Langmuirových sond, ktoré sú od seba izolované vrstvou teflónu. Jednotlivé Langmuirove sondy sú zhotovené z medeného plechu. Sondy sa nachádzajú v tieni limiteru. Aktívna plocha sond je definovaná otvorom s priemerom $d = 3$ mm.



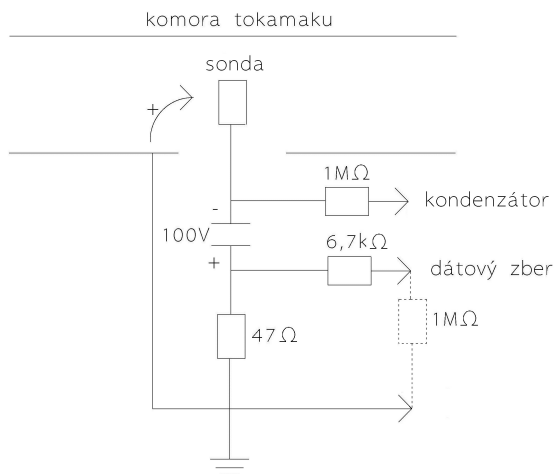
Obr. 8.2: Poloha Machových sond na tokamaku Golem v poloidálnom reze a číselná identifikácia jednotlivých sond.

Polohu poloidálneho poľa Machových sond v tokamaku v poloidálnom reze je možné vidieť na obr. 8.2. Pole je vsunuté do tokamaku z bočného portu. Pole vytvára v tokamaku poloidálny limiter s priemerom $d = 10$ cm. Tým je redukovaný prierez plazmatického prstenca z 17 cm na 10 cm.

Sonda	M1	M2	M3	M4	M5	M6	M7	M8
Poloidálny uhol θ	-11.25°	33.75°	78.75°	123.75°	168.75°	213.75°	258.75°	303.75°

Tabuľka 8.1: Poloidálny uhol θ odpovedajúci jednotlivým Machovým sondám z obr. 8.2.

Uhlové rozdelenie jednotlivých Machových sond je vidieť v tab. 8.1. Sondy sú v poloidálnom poli rozdelené rovnomerne. Poloidálny uhol zvierajúci medzi jednotlivými Machovými sondami $\theta = 45^\circ$.

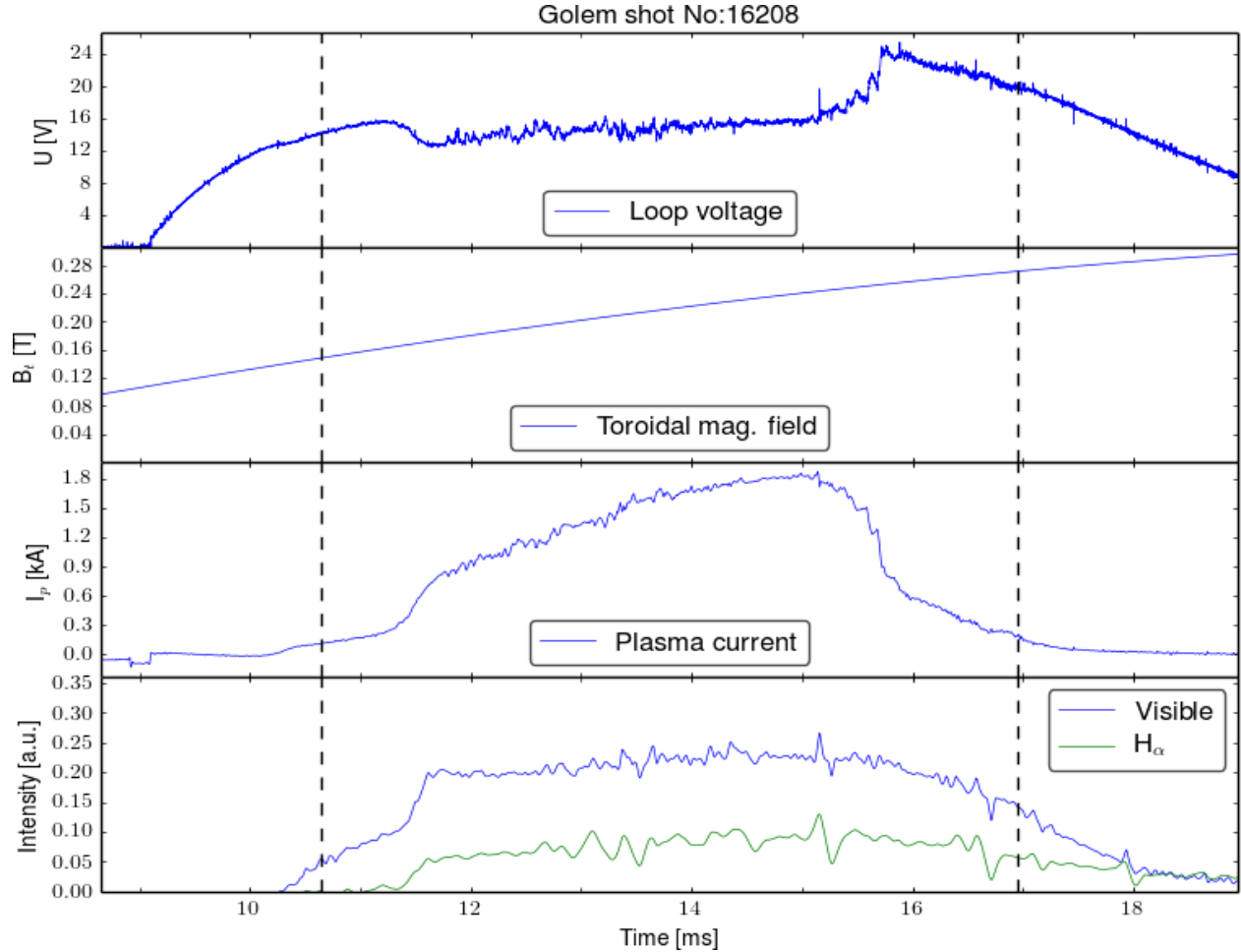


Obr. 8.3: Schéma zapojenia Langmuirových sond v poloidálneho poli na tokamaku Golem.

Schéma zapojenia jednotlivých Langmuirových sond pre meranie iónového nasýteného prúdu I_{sat}^+ je vidieť na obr. 8.3. Iónový nasýtený prúd získame úbytkom napätia na rezistore s odporom $R = 47\Omega$ zo vzťahu $I_{sat}^+ = U/47\Omega$. U je výstupné napätie merané na elektródach. Konštantné napätie -100 V je udržiavané kondenzátorom. Referenčná elektróda pre meranie I_{sat}^+ je vákuová komora tokamaku Golem.

8.2 Výboj na tokamaku Golem s novým poloidálnym limiterom

Scenár typického výboju na tokamaku Golem s novým poloidálnym limiterom je na obr. 8.4.

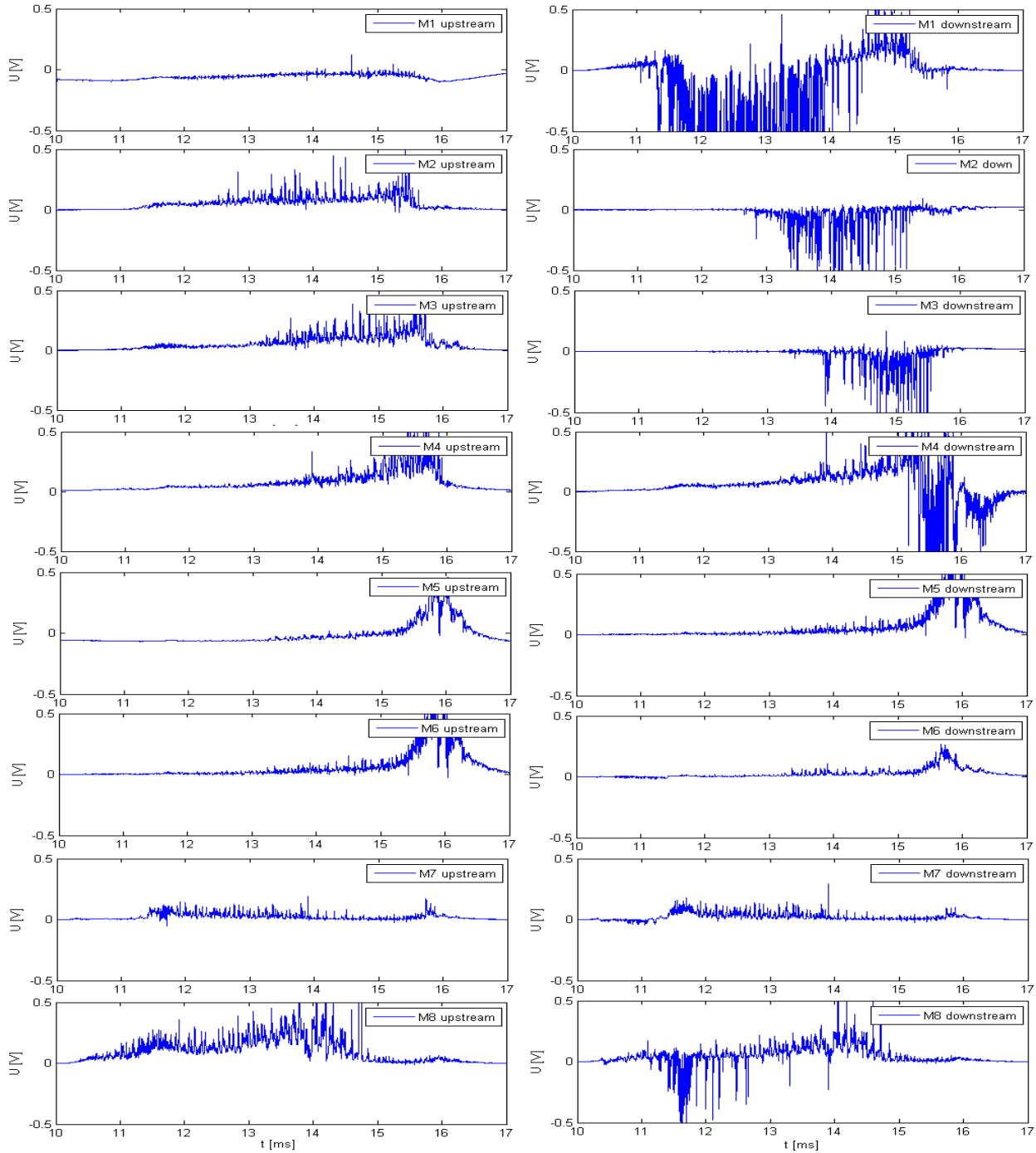


Obr. 8.4: Výboj na tokamaku Golem s novým poloidálnym limiterom. Č. výboju: 16208. Prevzaté z [6].

Priemerná dĺžka trvania bežného výboju je $\tau \approx 6$ ms oproti pôvodnej hodnote $\tau \approx 10$ ms (pozri obr. 5.4). Napätie na závit dosahuje počas stacionárnej fázy výboju $U_l \approx 12$ V oproti pôvodnej hodnote $U_l \approx 5$ V. Prúd plazmou dosahuje počas stacionárnej fázy výboju $I_p \approx 0.7$ kA oproti pôvodnej hodnote $I_p \approx 1$ kA. Nevýhodou poloidálneho poľa Machových sond je skutočnosť, že v tokamaku vytvára nový poloidálny limiter s polomerom $a = 5$ cm, oproti pôvodnej hodnote $a = 8.5$ cm. Vyparovanie povrchu sondy v dôsledku priameho kontaktu s plazmou vytvára v plazme značné množstvo nečistôt. V dôsledku toho sú zhoršené parametre výboju.

8.3 Signály z jednotlivých elektród

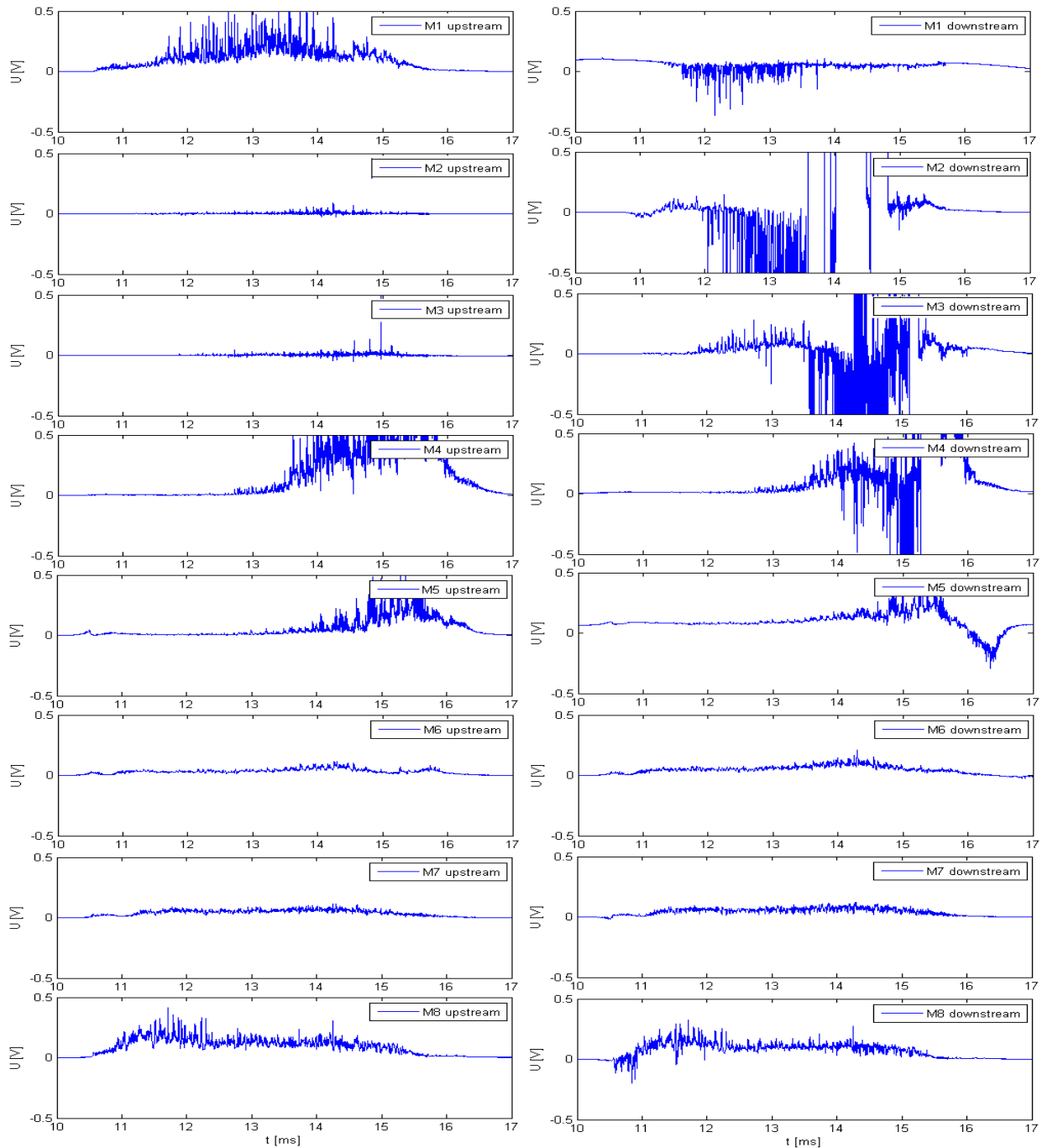
Obr. 8.5 obsahuje grafy so signálom z jednotlivých elektród pre prípad toroidálneho elektrického poľa E_t v smere hodinových ručičiek a toroidálneho magnetického poľa B_t v proti smere hodinových ručičiek pri pohľade z hora na komoru tokamaku. Ďalej budem smer hodinových ručičiek pri pohľade z hora na komoru tokamaku značiť skrátene CW (“clockwise”), proti smer hodinových ručičiek pri pohľade z hora na komoru tokamaku budem značiť ACW (“anticlockwise”).



Obr. 8.5: Signály na jednotlivých elektródach pre prípad E_t CW a B_t ACW. Č. výboju: 16227

Sondy merajú v režime iónového nasýteného prúdu I_{sat}^+ a sú udržované na napätí $U = -100$ V. Z sekcie 6.1.6 plynie, že signál na jednotlivých elektródach by mal byť kladný. Tento predpoklad je však v rozpore s pozorovaným signálom.

Obr. 8.6 obsahuje grafy so signálom pre prípad toroidálneho elektrického poľa E_t ACW a toroidálneho magnetického poľa B_t CW.

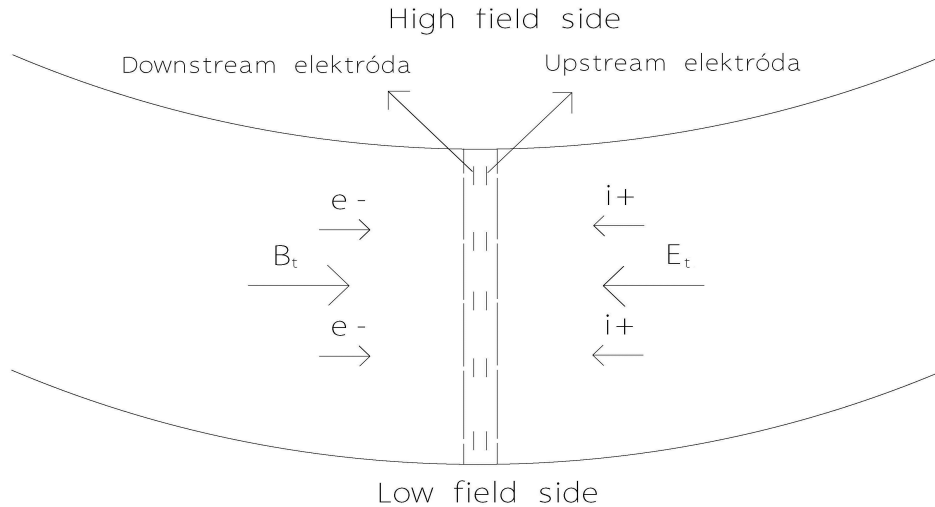


Obr. 8.6: Signály na jednotlivých elektródach pre prípad E_t ACW a B_t CW. Č. výboju: 16229

Z obr. 8.5 a 8.6 je vidieť, že downstream elektródy merajú spolu s iónovým nasýteným prúdom I_{sat}^+ aj elektrónový prúd I_e . Príčinou sú nadtepelné elektróny, ktoré majú zrejme vyššiu energiu, než 100 eV. S tak vysokou energiou ich potenciál sondy nedokáže úplne odtieniť. Z priebehu signálu je vidieť, že nadtepelné elektróny v počiatočnej fáze výboju vznikajú v oblasti sondy M7 (poloidálny uhol $\theta = -100^\circ$) a postupne poloidálne v smere hodinových ručičiek počas výboju prechádzajú až na sondu M4 ($\theta = -124^\circ$). Tento fenomén sa objavuje vo väčšine výbojov na downstream elektródach bez ohľadu na smer toroidálneho elektrického poľa. Na sonde M2 downstream vo výboji 16229 je vidieť v 14 ms výboju vznik oblúkového iskrenia medzi komorou tokamaku a elektródou, (tzv. arcing). Arcing je ďalší jav, ktorý sa objavuje v mnohých výbojoch a znemožňuje výpočet Machovho čísla.

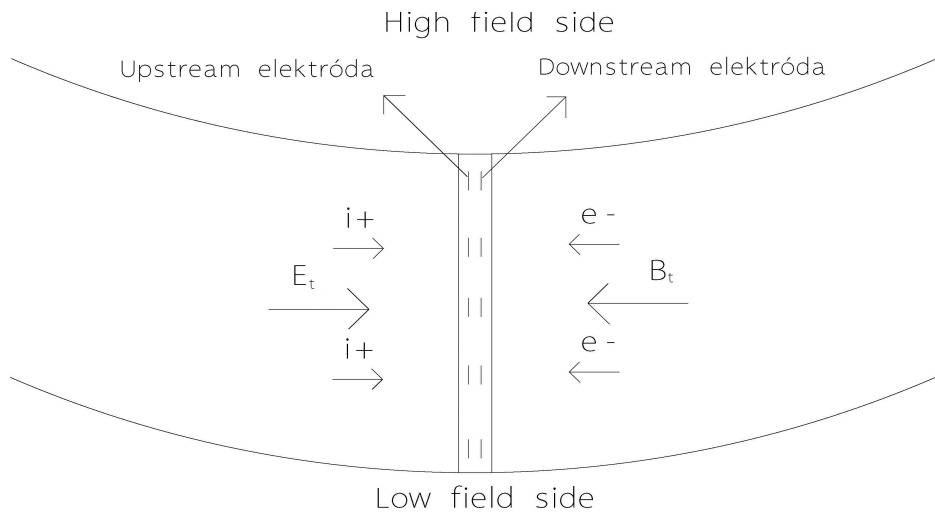
8.4 Meranie toku plazmy

Sondy merajú v režime iónového nasýteného prúdu I_{sat}^+ . Machovo číslo je počítané pre sondy M4–M8. Na sondách M1–M3 je skrat. Pre určenie Machovho čísla je použitý vzťah 6.20. Pre jednoduchosť budem pre Machovo číslo M_∞ používať označenie: $M \equiv M_\infty$. V tejto časti sú analyzované dva výboje pre určenie toku plazmy. Výboj č. 16239 a výboj č. 16225.



Obr. 8.7: Poloidálne pole Machových sond na tokamaku Golem v toroidálnom reze pre prípad toroidálneho elektrického poľa E_t CW a toroidálneho magnetického poľa B_t ACW vo výboji č.16239.

Výboj č. 16239 má orientáciu toroidálneho elektrického poľa E_t CW a toroidálneho magnetického poľa B_t ACW. Toroidálny rez poľa Machových sond pre túto konfiguráciu polí je vidieť na obr. 8.7.

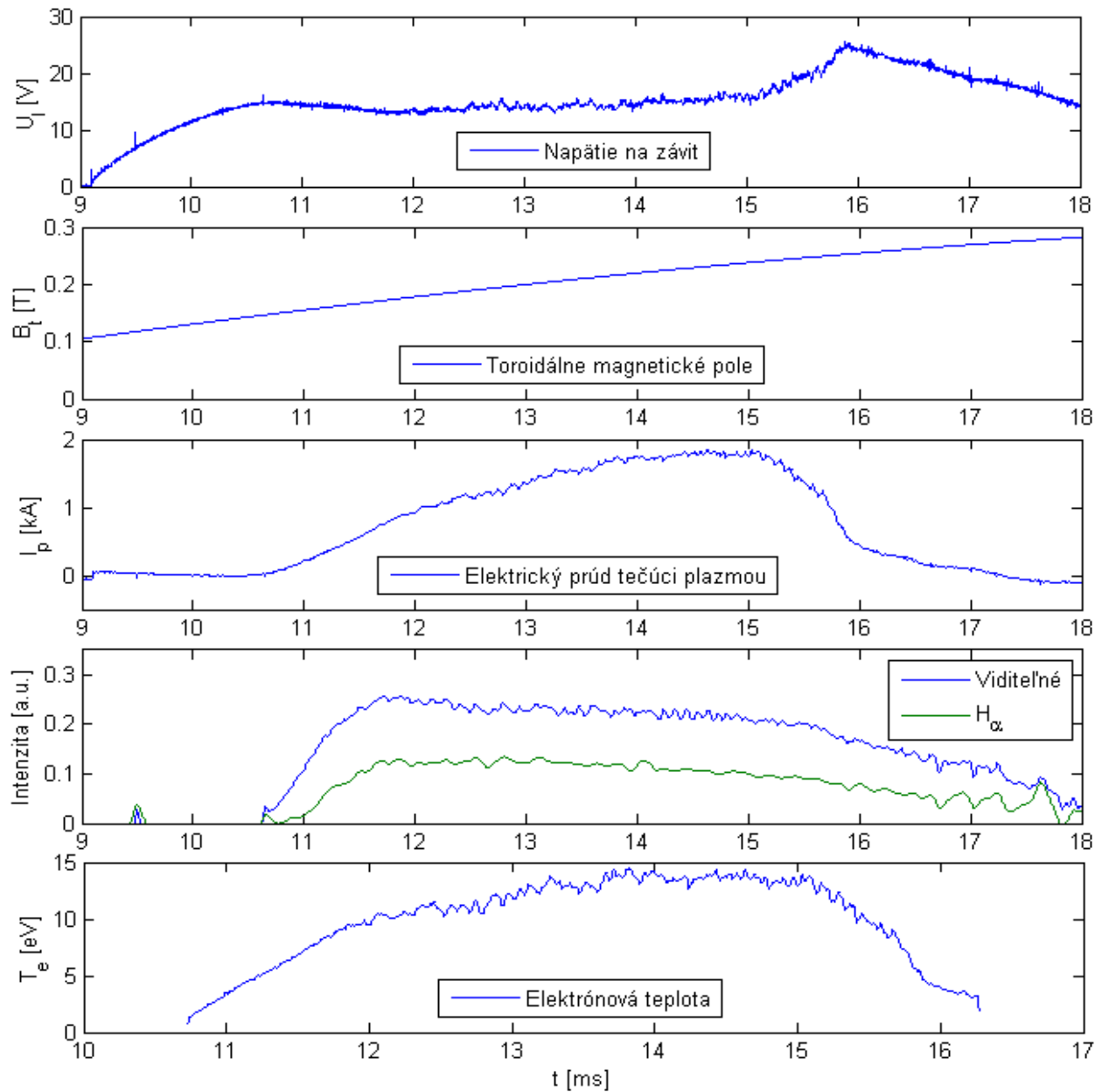


Obr. 8.8: Poloidálne pole Machových sond na tokamaku Golem v toroidálnom reze pre prípad toroidálneho elektrického poľa E_t ACW a toroidálneho magnetického poľa B_t CW vo výboji č.16225.

Výboj č. 16225 má orientáciu toroidálneho elektrického poľa E_t ACW a toroidálneho magnetického poľa B_t CW. Toroidálny rez poľa Machových sond pre túto konfiguráciu polí je vidieť na obr. 8.8. Pri voľbe oboch polí CW, resp. ACW, nedochádza na tokamaku Golem k výboju v plazme.

8.4.1 Výboj č. 16239

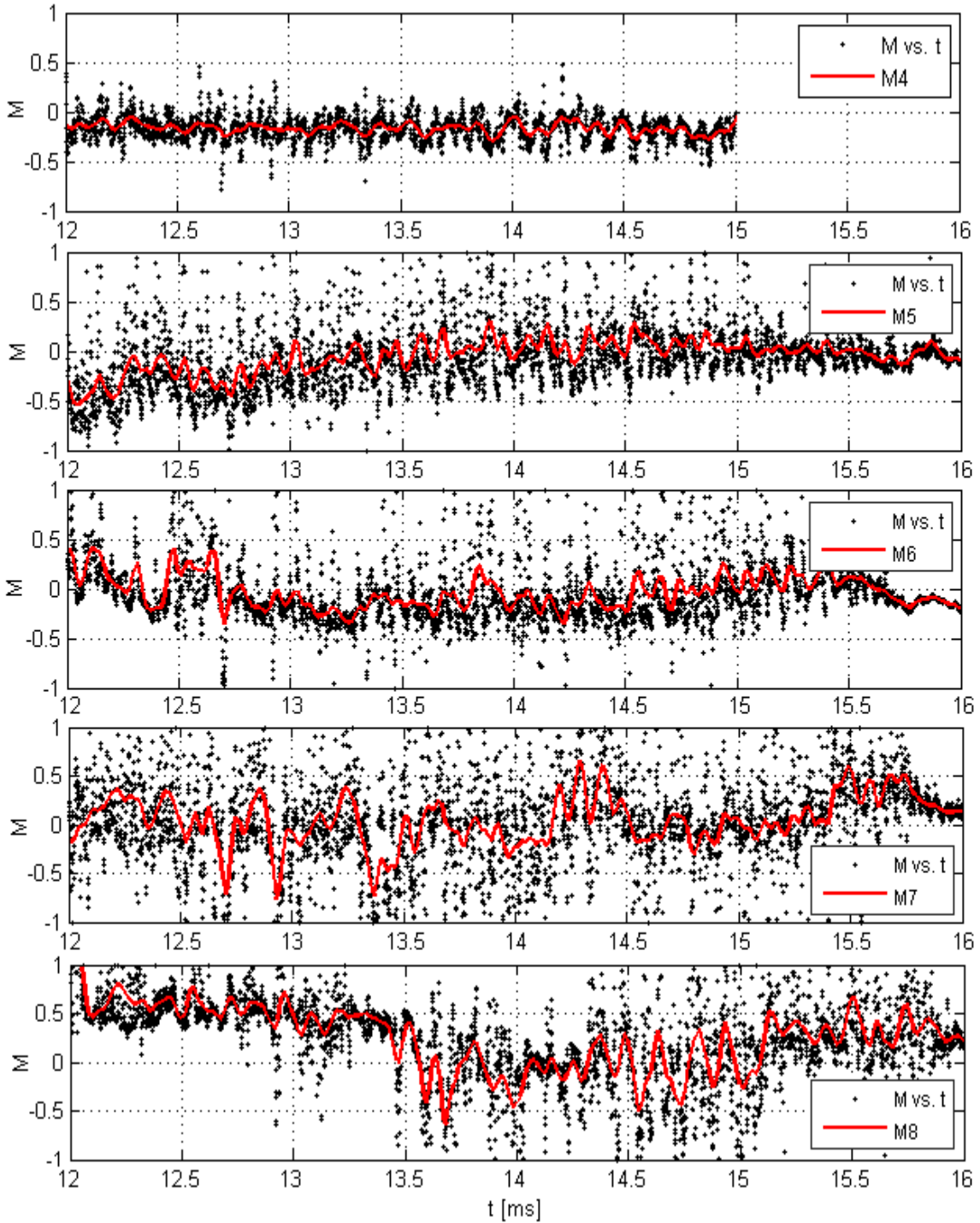
Časový priebeh signálu základných diagnostík vrátane elektrónovej teploty T_e výboji č. 16239 je na obr. 8.9.



Obr. 8.9: Časový priebeh signálu základných diagnostík vo výboji č. 16239.

Priemerná elektrónová hustota \bar{n}_e dosahuje počas konštantnej fázy výboju hodnoty približne $\bar{n}_e = 1,31 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Tlak pracovného plynu dosahuje hodnotu $p = 132 \text{ mPa}$.

Obr. 8.10 obsahuje grafy s Machovým číslom M v závislosti na čase t vo výboji č. 16239.

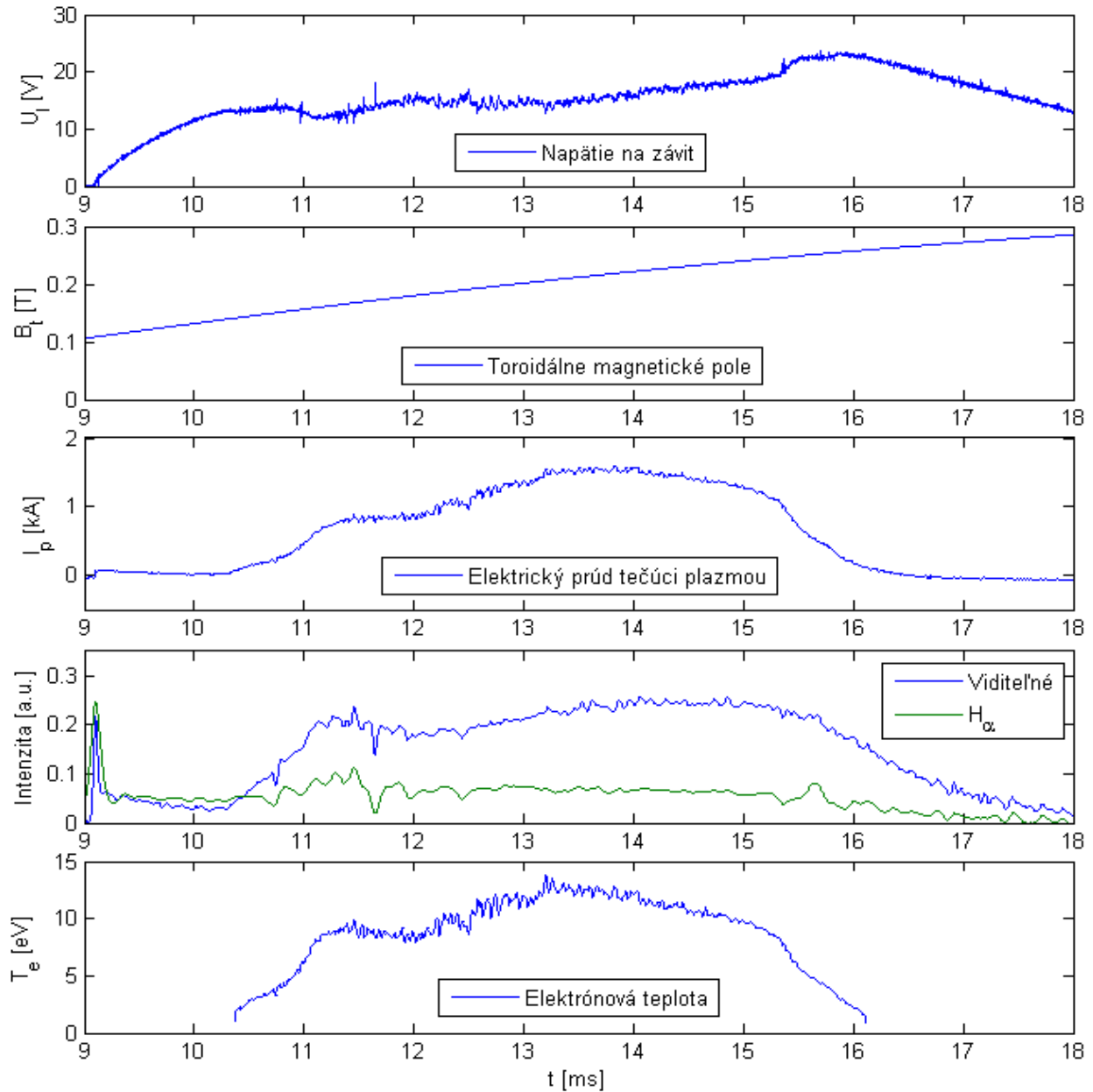


Obr. 8.10: Machovo číslo M v závislosti na čase t pre sondy M4–M8. Č. výboju: 16239.

Machovo číslo je počítané v kvázi-stacionárnej fáze výboju počas 4 intervalu ms. Na sonde M4 sa v 15–16 ms výboju objavili nadtepelné elektróny, ktoré znemožnili výpočet Machovho čísla.

8.4.2 Výboj č. 16225

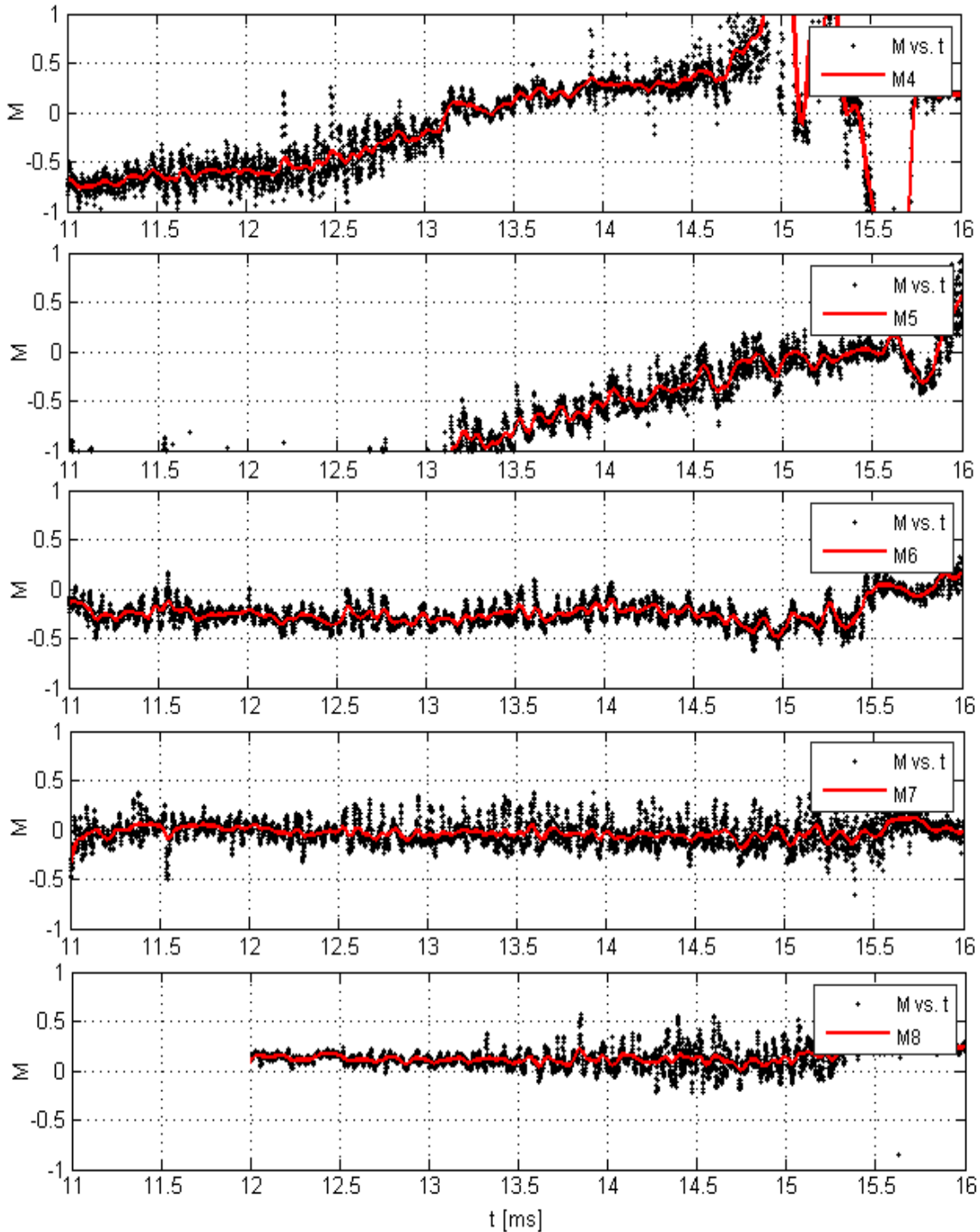
Časový priebeh signálu základných diagnostík vrátane elektrónovej teploty T_e výboju č. 16225 je na obr. 8.11.



Obr. 8.11: Časový priebeh signálu základných diagnostík vo výboji č. 16225.

Priemerná elektrónová hustota \bar{n}_e dosahuje počas konštantnej fázy výboju hodnoty približne $\bar{n}_e = 0,56 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Tlak pracovného plynu dosahuje hodnotu $p = 57.6 \text{ mPa}$.

Obr. 8.12 obsahuje grafy s Machovým číslom M v závislosti na čase t vo výboji č. 16225.

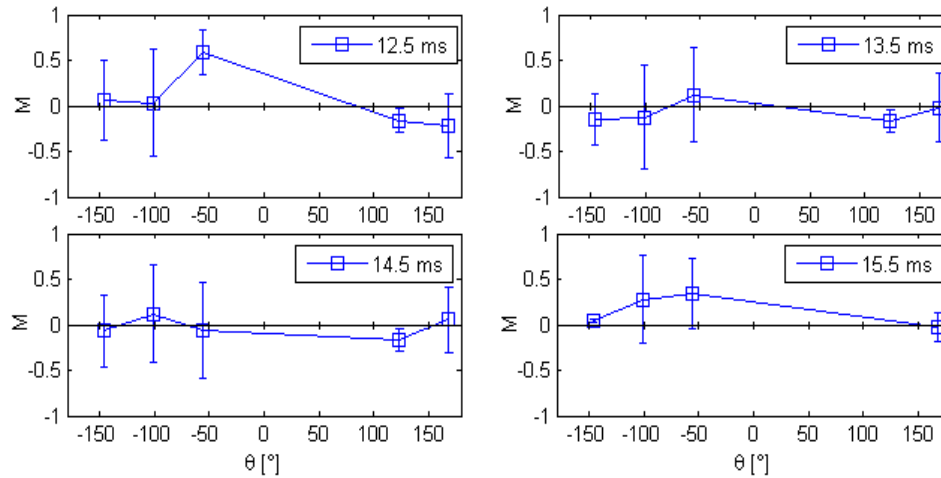


Obr. 8.12: Machovo číslo M v závislosti na čase t pre sondy M4–M8. Č. výboju: 16225.

Machovo číslo je počítané v kvázi-stacionárnej fáze výboju počas 5 intervalu ms. Na sonde M4 v 15–16 ms výboju došlo k arkingu. Signál v tejto oblasti teda nieje relevantný. Na sonde M5 sa v 9. ms výboju indukoval kladný prúd. Na sonde M8 sa v 11–12 ms výboju objavili nadtepelné elektróny, ktoré znemožnili výpočet Machovho čísla.

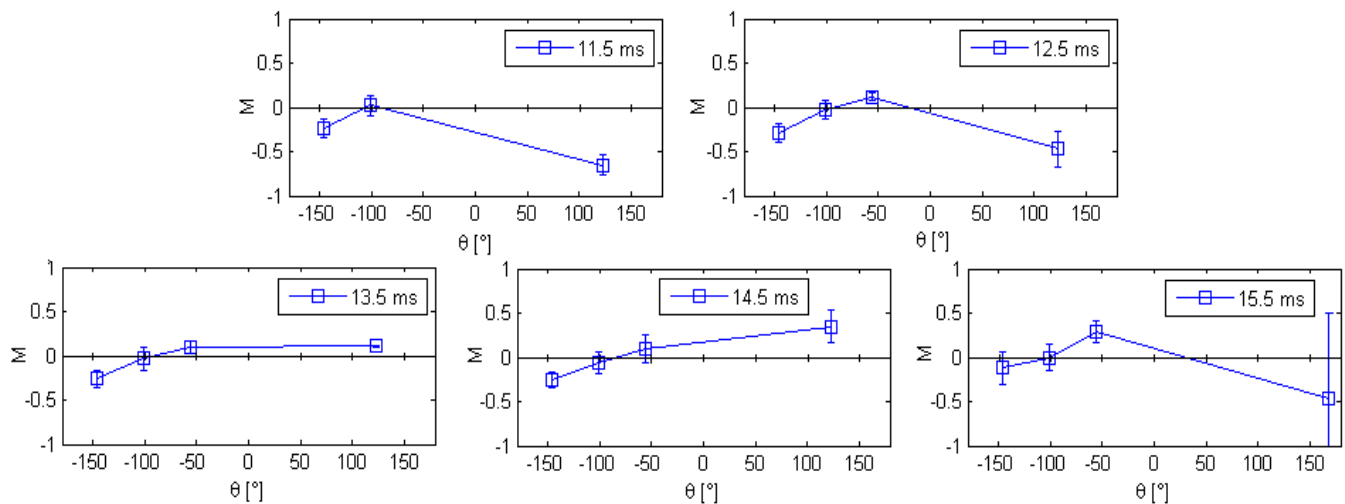
8.4.3 Poloidálne rozdelenie Machovho čísla

Obr. 8.13 obsahuje závislosť Machovho čísla M na poloidálnom uhle θ pre 4 vybrané časy vo výboji č. 16239.



Obr. 8.13: Machovo číslo M v závislosti na poloidálnom uhle θ . Č. výboju: 16239.

Machovo číslo v jednotlivých časoch je dané ako stredná hodnota cez interval s dĺžkou 0.5 ms. Obr. 8.14 obsahuje závislosť s Machovho čísla M na poloidálnom uhle θ pre 5 vybraných časov vo výboji č. 16225.



Obr. 8.14: Machovo číslo M v závislosti na poloidálnom uhle θ . Č. výboju: 16225.

Sondy M1–M3 sú skratované. Pre uhly $\theta = -11.25^\circ$, $\theta = -33.75^\circ$, $\theta = -78.75^\circ$ teda bohužiaľ nemám informáciu o toku plazmy. Táto skutočnosť mi znemožňuje presne určiť poloidálne rozdelenie toku a porovnanie s poloidálnym rozdelením z obr. 7.3. Z obr. 8.13 a 8.14 je vidieť, že Machovo číslo rastie smerom k low field side. Nedá sa však zistiť, či na poloidálnom uhle $\theta = 0^\circ$ dosahuje maximum, alebo má charakter rozdelenia z obr. 7.3. Zároveň je vidieť, že zmena smeru oboch polí nemá na poloidálne rozdelenie toku významný vplyv aj napriek tomu, že sa tlak pracovného plynu v daných výbojoch značne líši. Tento výsledok odpovedá záveru článku v kapitole 7.

Záver

Prvým cieľom tejto bakalárskej práce bolo zoznámenie sa so základnými pojmami fyziky vysokoteplotnej plazmy a so základnými princípmi činnosti zariadenia typu tokamak. Týmto témam som sa venoval v prvej až piatej kapitole. Ďalším cieľom tejto práce bolo rozobratie princípov merania parametrov magnetizovanej plazmy pomocou Langmuirových a Machových sond. Táto téma je obsiahnutá v šiestej kapitole. Ďalej je tu v siedmej kapitole rešerš na článok o poloidálnych SOL asymetriách a toroidálnom toku v divertorovom tokamaku. Zúčastnil som sa na experimente s poloidálnym poľom Machových sond na tokamaku Golem. Experimentálne dáta a výsledky sú obsiahnuté v poslednej kapitole. Celkovo bolo pri meraní s Machovými sondami prevedených asi 300 výstrelov. Celé pole machových sond bolo však zapojené až pri poslednom meraní. Nakoniec sa bohužiaľ ukázalo, že na troch Machových sondách bol skrat. Mimo to, získanie relevantných dát komplikovalo niekoľko skutočností. Hlavným problémom bol výskyt nadtepelných elektrónov, ktorému sa prakticky nedalo predísť. Príčinou je zrejme príliš vysoké napätie na závit, ktoré elektróny urýchľuje. Zaujímavé však je, že je zo surových dát vidieť miesto ich vzniku v počiatočnej fáze výboju na dolnej strane high field side a transport počas výboju. Ďalším z problémov bol arcing. Arcingu som sa snažil predísť tréningom sond, ktorý spočíval v uskutočnení čo najväčšieho množstva výbojov za účelom odstránenia nečistôt zo sondy. Častým problémom bolo tiež vypaľovanie poistiek v dátovom zbere, ku ktorému dochádzalo takmer v každom výboji. V dôsledku týchto skutočností, počet výbojov s použiteľnými dátami je zanedbateľný oproti ich celkovému počtu. V budúcnosti by bolo dobré opraviť skrat na daných sondách, resp. zväčšiť ich počet z 8 na 32 a zlepšiť tak priestorové rozlíšenie. Hlavný cieľ pri meraní s poloidálnym poľom je však zlepšenie parametrov výboju. Zníženie tlaku pomáha eliminovať arcing a zníženie napätia na závit by mohlo znížiť výskyt nadtepelných elektrónov. Dôležitým krokom je tiež stabilizácia prstenca plazmy, ktorá by mohla predĺžiť výboj. Stĺpec plazmy na tokamaku Golem má totiž tendenciu počas výboju stúpať smerom hore. Aj napriek mnohým problémom a nedokonalým výsledkom by som túto prácu hodnotil ako dôležitú skúsenosť, vďaka ktorej som sa mnoho naučil.

Dodatok A

Zoznam použitých symbolov

Symbol	Rozmer	Význam
ω_{pe}	s^{-1}	elektrónová plazmová frekvencia
f_p	s^{-1}	zrážková frekvencia
n_e	m^{-3}	elektrónová hustota
$Q_e, -e$	C	náboj elektrónu
Q_i, e	C	náboj iónu
m_e	kg	hmotnosť elektrónu
m_i	kg	hmotnosť iónu
m_p	kg	hmotnosť protónu
m_n	kg	hmotnosť neutrónu
m_{tot}	kg	pokojovalá hmotnosť prvku
Δm	kg	hmotnostný schodok
ϵ_0	$F.m^{-1}$	permitivita vákua
Φ_n	$N.m.C^{-1}$	elektrický potenciál telesa v plazme
λ_D	m	Debyeova dĺžka
N_D		plazmatický parameter
L_p	m	charakteristický rozmer plazmy
τ	s^{-1}	charakteristický čas dejú v plazme
T	K	termodynamická teplota
T_e	K	elektrónová teplota
T_i	K	iónová teplota
k_B	$J.K^{-1}$	Boltzmanova konštanta
\mathbf{B}	T	vektor magnetickej indukcie
\mathbf{E}	$N.C^{-1}$	vektor intenzity elektrického poľa
ω_c	s^{-1}	cyklotrónová frekvencia
r_L	m	Larmorov polomer
$\mathbf{v}_E, \mathbf{v}_{\perp gs}$	ms^{-1}	vektor rýchlosti gyračného stredú
$\mathbf{v}_{\nabla B}$	ms^{-1}	vektor rýchlosti grad-Bdriftu
Z		protónové číslo
A		nukleónové číslo
σ	m^{-2}	účinný prierez

Tabuľka A.1: Zoznam symbolov použitých v práci.

Symbol	Rozmer	Význam
Γ	$\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	tok častíc
P_α	W	výkon ohrevu α -časticami
P_f	W	celkový fúzny výkon
W_p	J	energia plazmy
τ_E	s^{-1}	doba udržania energie
n	m^{-3}	hustota častíc
E_f	J	energia z 1 D-T reakcie
η		účinnosť cirkulácie energie
ρ	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	hustota hmoty
c		kompresný pomer terčíku
I_p	A	elektrický prúd plazmou
R_p	Ω	elektrický odpor plazmy
θ	rad	poloidálny uhol v tokamaku
Φ	rad	toroidálny uhol v tokamaku
z	m	vzdialenosť na hlavnej ose tokamaku
R_0	m	hlavný polomer tokamaku
a	m	polomer limiteru tokamaku
q		safety factor
B_t	T	toroidálne magnetické pole v tokamaku
B_θ	T	poloidálne magnetické pole v tokamaku
p	$\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$	tlak
μ_0	$\text{H} \cdot \text{m}^{-1}$	permeabilita vákua
β		pomer tlaku častíc k magnetickému tlaku
L	m	connection length
n_{lim}		počet poloidálnych limiterov v tokamaku
U_l	V	napätie na závit
Φ	V	elektrický potenciál plazmy
U	V	elektrický potenciál sondy
U_{fl}	V	plávajúci potenciál
I_e	A	elektrónový elektrický prúd
I_i	A	iónový elektrický prúd
I_{sat}^-	A	elektrónový nasýtený elektrický prúd
I_{sat}^+	A	iónový nasýtený elektrický prúd
R_s	m	polomer sférickej sondy
ξ_s		pomer polomeru sférickej sondy k debyeovej dĺžke
\bar{v}_e	ms^{-1}	priemerná rýchlosť elektrónov
\bar{v}_i	ms^{-1}	priemerná rýchlosť iónov
Γ_e	$\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	tok elektrónov
Γ_i	$\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	tok iónov
c_s	ms^{-1}	rýchlosť zvuku v plazme
A	m^2	efektívny povrch sondy
M		Machovo číslo
M_∞		Machovo číslo v mieste so zatieneným potenciálom sondy
n_∞	m^{-3}	hustota častíc v plazme v mieste so zatieneným potenciálom sondy
n_{up}	m^{-3}	hustota častíc meraná upstream elektródou
n_{down}	m^{-3}	hustota častíc meraná downstream elektródou

Tabuľka A.2: Zoznam symbolov použitých v práci, druhá časť.

Literatúra

- [1] Libra, M. Mlynář, J. Poulek, V. *Jaderná energie*. ILSA, Praha, 2012.
ISBN 978-80-904311-6-4
- [2] Chen, F. *Úvod do fyziky plazmatu*. Plenum Press, New York, 1974.
ISBN 509-21-857
- [3] *Nuclear Fusion* URL: <<http://www.splung.com/content/sid/5/page/fusion>> [cit. 2014-28-03]
- [4] Jezko, K. *Okrajové plazma v tokamacích a jeho diagnostika*, Bakalářská práce. FJFI ČVUT 2012.
URL: <<http://fttf.fjfi.cvut.cz/StPrace/Bakalarky/2012/JeskoKarol.pdf>> [cit. 2014-7-04]
- [5] Kotřík, T. *Termonukleární fúze*, URL: <<http://physics.mff.cuni.cz/kevf/s4r/plazma/?p=7>>
[cit. 2014-08-04]
- [6] Svoboda, V., *GOLEM wiki homepage*. URL: <<http://golem.fjfi.cvut.cz/>> [cit. 2014-18-04]
- [7] Markovič, T., *Magnetic field configurations and their measurement on tokamak GOLEM*, Bachelor thesis. FJFI ČVUT 2010. URL: <<http://fttf.fjfi.cvut.cz/StPrace/Bakalarky/2010/MarkovicTomas.pdf>>
[cit. 2014-15-05]
- [8] Stockel, J., *Měření parametrů plazmatu pomocí elektrických sond na tokamaku GOLEM*. Přednáška pro U3V na FJFI ČVUT. 2011. [cit. 2014-22-04]
- [9] Kardon, B. *Measurement of Plasma Flows Using Mach Probe Array*. 2008.
URL: <<http://dspace.mit.edu/bitstream/handle/1721.1/54615/600142320.pdf>> [cit. 2014-27-04]
- [10] Taylor, E. D. *Effect of Magnetic Islands on the Local Plasma Behavior in a Tokamak*. 2000.
URL: <http://www.seas.columbia.edu/apam/HBT-EP/papers/taylor_thesis.pdf> [cit. 2014-20-05]
- [11] Chen, F. *Langmuir Probe Diagnostics*. 2003.
URL: <<http://www.seas.ucla.edu/~ffchen/Publs/Chen210R.pdf>> [cit. 2014-20-06]
- [12] Limpouch, J. *Základy fyziky plazmatu*.
URL: <http://www-troja.fjfi.cvut.cz/~limpouch/plazma/01_ui2cz.pdf> [cit. 2014-21-06]
- [13] Stacey, W. M. *Fusion Plasma Physics*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA. 2005.
ISBN 3-527-40586-0 [cit. 2014-21-06]
- [14] *Binding Energy*
URL: <https://courses.engr.illinois.edu/npre201/coursematerial/nuclear_physics/lecture20notes/binding_energy.html> [cit. 2014-18-06]
- [15] Mlynář, J. Fúzní jaderné reakce, přednáška pro 3. ročník BS, *Úvod do termojaderné fúze*. FJFI ČVUT, 2014.
- [16] Mlynář, J. Kritéria pro užitečný reaktor, přednáška pro 3. ročník BS, *Úvod do termojaderné fúze*. FJFI ČVUT, 2014.
- [17] Tichý, M. Zdroje a těžba paliv na Zemi, přednáška pro 3. ročník BS, *Úvod do energetiky*. FJFI ČVUT 2014.
- [18] Kubič, M. *Experimental study of the edge plasma of the Tore Supra tokamak*, Diploma thesis. FJFI ČVUT 2009. URL: <<http://fttf.fjfi.cvut.cz/StPrace/Diplomky/2009/KubicMartin.pdf>> [cit. 2014-23-06]

- [19] *Limiters and Divertors*
URL: <<http://www.efda.org/fusion/focus-on/limiters-and-divertors/>> [cit. 2014-23-06]
- [20] *Control of Chaotic Magnetic Fields in Tokamaks*. 2002.
URL: <http://http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0103-97332002000500023>
[cit. 2014-24-06]
- [21] Pitts, R., A., Vayakis, G., Matthews, G., F., AEA Fusion, Culham Laboratory, UKAEA/Euratom Fusion Association, Abingdon, Oxfordshire OX14 3DB, United Kingdom, Vershkov, V., A., I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, P.P. Box 3402, Moscow, USSR *Poloidal SOL asymmetries and toroidal flow in DITE*
URL: <https://crppwww.epfl.ch/~pitts/pitts/pitts_jnm_176_177_893_1990.pdf> [cit. 2014-22-06]
- [22] Brotánková, J., *Studium horkého plazmatu v experimentálních zařízeních typu Tokamak*. Univerzita Karlova v Praze, 2009.
URL: <file:///C:/Users/Novy/Documents/Downloads/IPTX_2003_1_11320_NDZK003_220824_0_42943.pdf>
[cit. 2014-23-06]
- [23] Piel, A., *Plasma Physics*. 2010.
URL: <<http://buon.fjfi.cvut.cz/raws/FTTF/9783642104909-c1.pdf>> [cit. 2014-7-07]