

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

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



Měření poloidálních asymetrií toku okrajového
plazmatu na tokamaku GOLEM pomocí ringu
Machových sond

VÝSKUMNÝ ÚKOL

Vypracoval: Richard Duban
Vedoucí práce: Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.
Rok: 2015

Obsah

Úvod	2
1 Fyzika okrajovej plazmy	4
1.1 Jednoduchý model okrajovej plazmy	4
1.2 Tokamak: nízkotlaká výbojová trubica	5
1.3 Povrchy konštantného magnetického toku v tokamaku	6
1.4 Okrajová plazma, SOL	6
1.5 Limiterová konfigurácia	7
1.6 Divertorová konfigurácia	7
1.7 Charakteristický SOL čas	8
1.8 1D tok plazmy pozdĺž jednoduchej SOL k povrchu	9
1.8.1 Zhrnutie základných faktov	9
2 Meranie toku častíc	10
2.1 Teória Machových sond	10
2.1.1 Odvodenie vzťahu pre výpočet rýchlosti toku plazmy	10
3 Poloidálne SOL asymetrie a toroidálny tok na tokamaku DITE	13
3.1 Experiment	13
3.2 Výsledky	14
3.3 Záver	15
4 SOL tok na divertorových tokamakoch a jeho vplyv na transport plazmy	17
4.1 Meranie toku v SOL	17
4.2 Mechanizmy ovplyvňujúce tok v SOL	19
4.2.1 Vplyv zmeny smeru toroidálneho magnetického poľa na smer toku v SOL	19
4.2.2 Poloidálne rozdelenie toku vo vonkajšej polovine	20
4.2.3 Zvýšený tlak na LFS	21
4.2.4 Driftové efekty v tokamaku	22
4.2.5 Modelovanie paralelného toku v SOL a radiálneho elektrického poľa s EDGE2D a SOLPS kódmí	22
5 Runaway elektróny	24
6 Meranie toku plazmy	25
6.1 Meranie toku plazmy Machovou sondou na posuvnom manipulátore	25
6.1.1 Usporiadanie experimentu	25
6.1.2 Základné parametre výbojov	27
6.1.3 Signály z elektród	28
6.1.4 Meranie toku plazmy	30
6.2 Ring Machových sond	31
Záver	32

Úvod

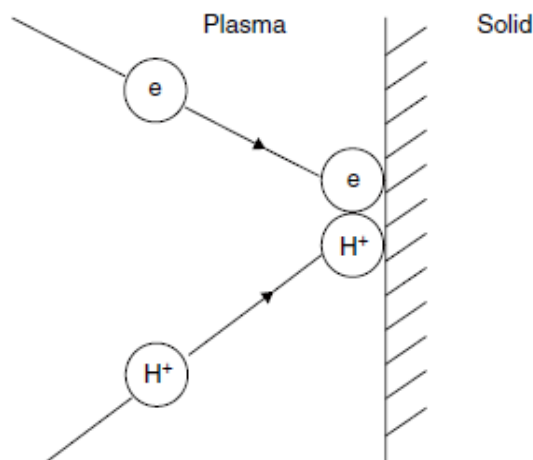
Prvým cieľom tejto práce je rešerš fyziky okrajovej plazmy v tokamakoch, teórie toroidálnych tokov v okrajovej plazme a ich merania pomocou Machových sond. Prvá kapitola obsahuje základy fyziky okrajovej plazmy. Druhá kapitola obsahuje teóriu merania toku plazmy pomocou Machových sond. V tretej kapitole je rozobraný článok, ktorý bol hlavnou motiváciou pre vznik predchádzajúcej bakalárskej práce na túto tému. Štvrtá kapitola obsahuje prehľad najnovších experimentálnych výsledkov a teóriu toroidálnych tokov okrajovej plazmy. Druhým cieľom tejto práce je návrh a zostavenie 2. verzie ringu Machových sond. Starý ring Machových sond totiž značne zhoršoval parametre plazmy, čím znemožňoval samotné meranie. Kvôli nedostatku času však ring nie je dokončený a cieľ sa obmedzil na konštrukciu a testovanie funkčnosti jednej Machovej sondy na manipulátore. Neskôr bude zostavený ring s rovnakým typom 16 Machových sond. Tretím cieľom tejto práce je potlačenie generácie runaway elektrónov, ktoré znemožňujú interpretáciu merania ringom. Krátka teória runaway elektrónov je rozobratá v piatej kapitole. Posledným cieľom tejto práce je meranie poloidálnej závislosti veľkosti toku plazmy v rôznych výbojových režimoch pomocou nového ringu Machových sond. Keďže sa nepodarilo dokončiť ring Machových sond, meranie toku plazmy bolo uskutočnené len jednou Machovou sondou na manipulátore. Výsledky sú obsiahnuté v poslednej kapitole.

Kapitola 1

Fyzika okrajovej plazmy

1.1 Jednoduchý model okrajovej plazmy

Hlavná príčina toku tekutiny je prítomnosť zdroju a odtoku tekutiny. V prípade, že je tekutinou plazma pre tok postačuje zdroj plazmy. Ak nabité častice dopadnú na pevný povrch, majú tendenciu sa zachytiť na dostatočne dlhú dobu, aby rekombinovali, obr. 1.1. Napriek tomu, že ióny sa môžu odraziť od pevného povrchu, väčšinou

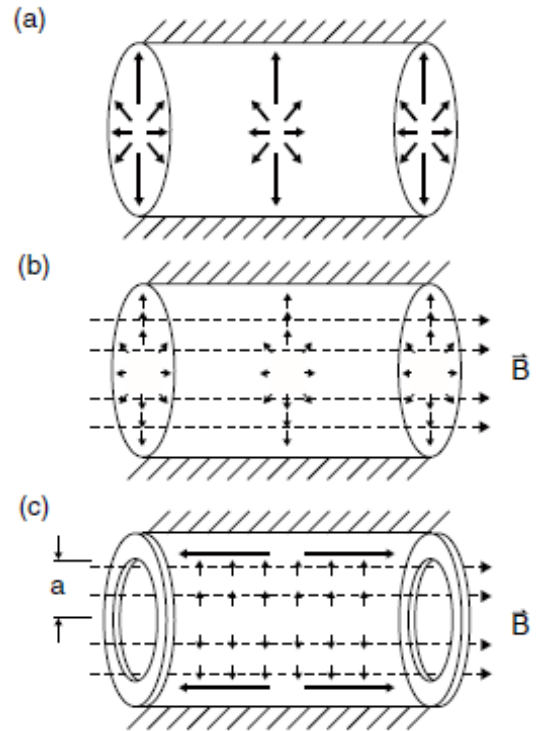


Obr. 1.1: Nabité častice zachytené na pevnom povrchu. Prevzaté z [24].

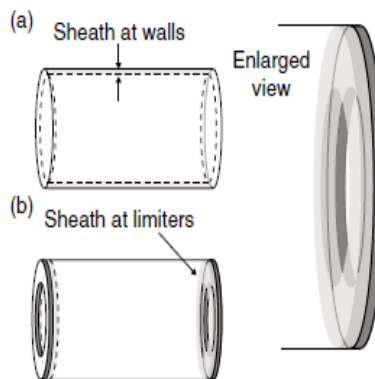
z nich vzniknú neutrálne v dôsledku zachytenia elektrónu z povrchu. Elektróny sa tiež zachytávajú na pevný povrch, ktorý je efektívnym miestom zachytenia pre plazmu. Neznamená to však, že pevný povrch z plazmy odoberá hmotu, keďže sa častice z povrchu uvoľňujú vo forme neutrálov. Nevodivé, alebo elektricky izolované pevné povrchy pohlcujú kladné aj záporné náboje, čo vedie k povrchovej rekombinácii. Vzniknuté neutrálne atómy sú slabo viazané k povrchu a väčšinou termálne re-emitované späť do plazmy, kde sú znova ionizované. Môže to viesť k stacionárnemu režimu, v ktorom sú nabité častice pohltené povrchom rovnakým tempom, akým rekombinované neutrály vstupujú do plazmy. Tento režim vyžaduje zdroj ionizačnej energie. Pevný povrch vystavený plazme sa správa ako pumpa, keďže väčšina dopadnutých častíc sa zachytí. Tento režim zachytenia častíc sa po určitej dobe nasýti. V tomto bode je možné vypnúť externý zdroj paliva a hustota plazmy zostane konštantná. Zachytávanie plazmy vznikajúce kontaktom s pevným povrchom určuje správanie okrajovej plazmy v tokamaku. [24, s. 6–8].

1.2 Tokamak: nízko tlaková výbojová trubica

Fluorescenčné svetlá a neónové výbojové trubice sú dobrý príklad nízko tlakovej výbojovej trubice. Neutrálne sú ionizované elektrónmi v celom objeme a nabitie častice tečú na stenu, obr. 1.2a, kde rekombinujú na neutrálne. Neutrálne sa časom znova dostanú do plazmy a vytvorí sa stacionárny režim, pričom je treba dodávať energiu elektrickým poľom. Uvažujme prídavné axiálne magnetické pole, obr. 1.2b. Čím je silnejšie magnetické pole, tým viac je obmedzený tok plazmy na steny a plazma je magneticky udržaná. V jednoduchej geometrii cylindru tečie plazma na steny, na ktorých sa vytvorí elektrostatická vrstva, tzv. "sheat", obr. 1.3a. Sheat je úzka oblasť pozitívneho náboju. Steny majú negatívny povrchový náboj. Uvažujme cylinder s dvomi kruhovými limitermi umiestnenými na dvoch rôznych polohách, obr. 1.2c. Vnútrošný rádius limiterov má hodnotu a . Nabitie častice sa pohybujú veľmi pomaly naprieč magnetickému poľu v porovnaní s ich rýchlosťou pozdĺž magnetického poľa. Zoberme do úvahy časticu vzniknutú na ose cylindru, ktorá sa pomaly pohybuje k okraju a zároveň má vysokú rýchlosť rovnobežne s magnetickým poľom. V momente, keď sa častica dostane na polomer a , vďaka svojej vysokej rýchlosti rovnobežnej s B rýchlo narazí na limiter. V takejto geometrii teda strata častíc zahŕňa radiálnu difúziu v kombinácii s rýchlym pohybom paralelne s B . Zároveň sa sheat formuje na stranách limiterov viac, než na stenách cylindru, obr. 1.3b. Plazma sa teda nenachádza v celom objeme, strata častíc na steny limiterov je tak rýchla, že častice majú čas prejsť len krátku vzdialenosť za a . Vnútrošný polomer limiteru a teda limituje rádius stĺpca plazmy, ktorý nepresahuje a . Z toho je odvodený názov limiter. Oblasť plazmy za vzdialenosťou a sa nazýva "scrape-off layer", skratka SOL. Stena komory je teda chránená limitermi voči kontaktu s plazmou. Nevýhodou však je skutočnosť, že interakcia plazmy s povrchom je sústredená na limiter, čo spôsobuje prehrievanie a vyparovanie limiteru. Tým sa do plazmy dostávajú nežiaduce prvky, ktoré zhoršujú jej vlastnosti. Skutočnosťou je, že systémy s magnetickým udržaním plazmy sú silno ovplyvnené, alebo dokonca kontrolované ich okrajovými podmienkami. Hlavný problém nečistôt v plazme je čiarové žiarenie ťažkých prvkov, ktoré z plazmy vyžiaria energiu a následne klesne teplota plazmy pod teplotu požadovanú pre dosiahnutie fúznej reakcie. Problémy vznikajúce z interakcie plazmy s povrchom sú značným problémom pre vybudovanie fúzneho reaktoru založeného na magnetickom udržaní. Preto je podstatné lepšie porozumieť oblasti okrajovej plazmy. [24, s. 8–12].



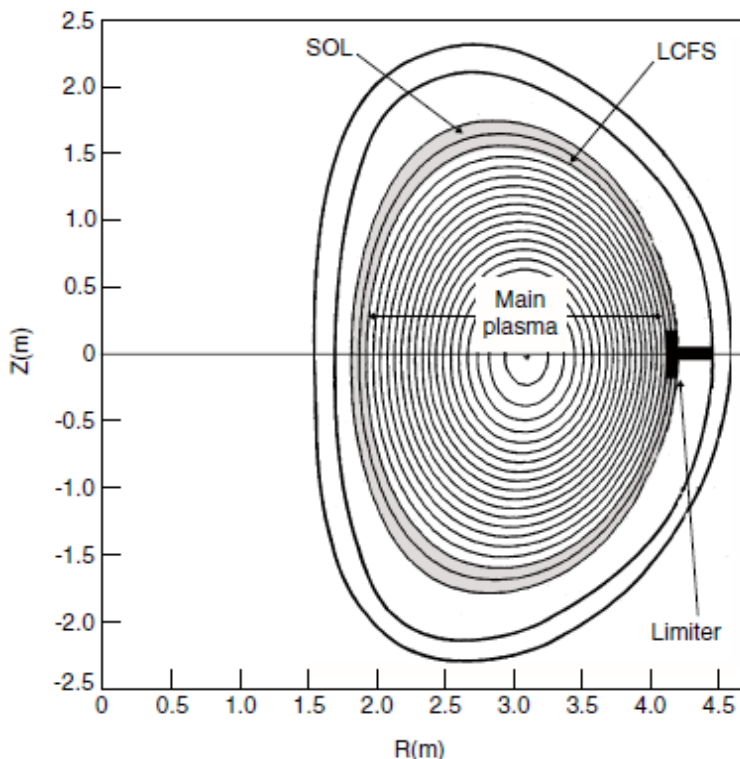
Obr. 1.2: Cylindrická plynová výbojová trubica. (a) Jednoduchý cylinder bez magnetického poľa. Plazma tečie radiálne na steny cylindru. (b) Jednoduchý cylinder s axiálnym magnetickým poľom. Plazma tečie radiálne pomaly na steny cylindru. (c) Cylinder s dvomi poloidálnymi prstencovými limitermi a magnetickým poľom. Plazma tečie radiálne pomaly po rádius a , v smere magnetického poľa B má veľkú rýchlosť a naráža na limiter. Plazma netečie na steny cylindru. Prevzaté z [24].



Obr. 1.3: Elektrostatický sheat vytvorený (a) na stene cylindru, (b) na stene limiteru. Prevzaté z [24].

1.3 Povrchy konštantného magnetického toku v tokamaku

Na obr. 1.5 sú vidieť povrchy konštantného magnetického toku v poloidálnom reze tokamaku. Magnetické siločiarly ležiace na povrchoch toku, ktoré nikdy nepretnú pevný povrch sú uzavreté. Tie, ktoré prechádzajú pevným povrchom sa nazývajú otvorené. Dôležitú úlohu hrá posledný uzavretý magnetický povrch, anglická skratka LCFS. Magnetické siločiarly radiálne ďalej za LCFS sú otvorené a siločiarly radiálne bližšie k centru plazmy sú uzavreté. [24, s. 12–15].



Obr. 1.4: V limiterovej konfigurácii, posledný uzavretý povrch konštantného magnetického toku, LCFS, je definovaný okrajom limiteru. Prevzaté z [24].

1.4 Okrajová plazma, SOL

Oblasť radiálne nad LCFS sa nazýva okrajová plazma, SOL. Rýchlosť naprieč magnetickému poľu:

$$v_{\perp} \cong D_{\perp}/l_{\perp}, \quad (1.1)$$

kde D_{\perp} je difúzny koeficient naprieč poľom [m^2s^{-1}] a l_{\perp} [m] je charakteristický radiálny rozmer. Teoretické predpovede pre D_{\perp} sa nezhodujú s experimentom, jeho hodnoty sú teda nájdené empiricky. l_{\perp} väčšinou nadobúda hodnotu ionizačnej voľnej dráhy. v_{\perp} dosahuje hodnoty $\approx 1 \text{ m s}^{-1}$, pričom v_{\parallel} , rýchlosť častíc rovnobežná s magnetickým poľom, dosahuje hodnoty rýchlosti zvuku c_s , ktorá je o niekoľko rádov vyššia.

$$c_s = \sqrt{k_B(T_e + T_i)/(m_e + m_i)} \quad (1.2)$$

Ak $T_e = T_i = 25 \text{ eV}$, uvažujeme D^+ ióny, potom $c_s \approx 5 \times 10^4 \text{ m s}^{-1}$. Niekoľko rádový rozdiel medzi v_{\parallel} a v_{\perp} je hlavnou príčinou malej šírky SOL v porovnaní s jej dĺžkou. Existujú rôzne typy geometrií v tokamaku z hľadiska interakcia plazmy s pevným povrchom. Väčšina z nich spadá do dvoch základných kategórií: (a) limiter, (b) divertor. [24, s. 15].

1.5 Limiterová konfigurácia

Konceptuálne najjednoduchší spôsob vytvorenia okrajovej vrstvy v tokamaku je vloženie medzikružia z pevného materiálu s vnútorným polomerom a , ktorý sa nazýva poloidálny limiter, obr. 1.5(iii). Povrchy konštantného magnetického toku sú v tomto prípade kruhové. Typická vzdialenosť, ktorú častica v SOL prejde rovnobežne s B pred dopadom na limiter:

$$L \approx \frac{\pi R}{n}, \quad (1.3)$$

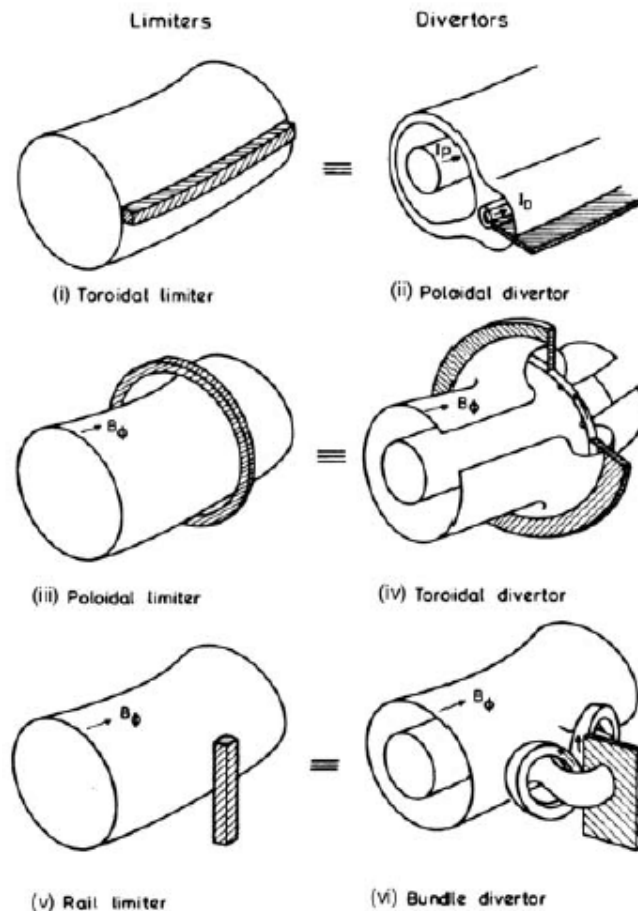
kde n je počet poloidálnych limiterov a q je safety faktor. L sa nazýva "connection length". Vzdialenosť pozdĺž B v SOL medzi dvoma pevnými povrchmi má hodnotu $2L$. Toroidálny limiter pozostáva koľajnice umiestnenej v toroidálnom smere pozdĺž tokamaku, obr. 1.5(i). V tomto prípade L dosahuje hodnoty:

$$L \approx \pi R q. \quad (1.4)$$

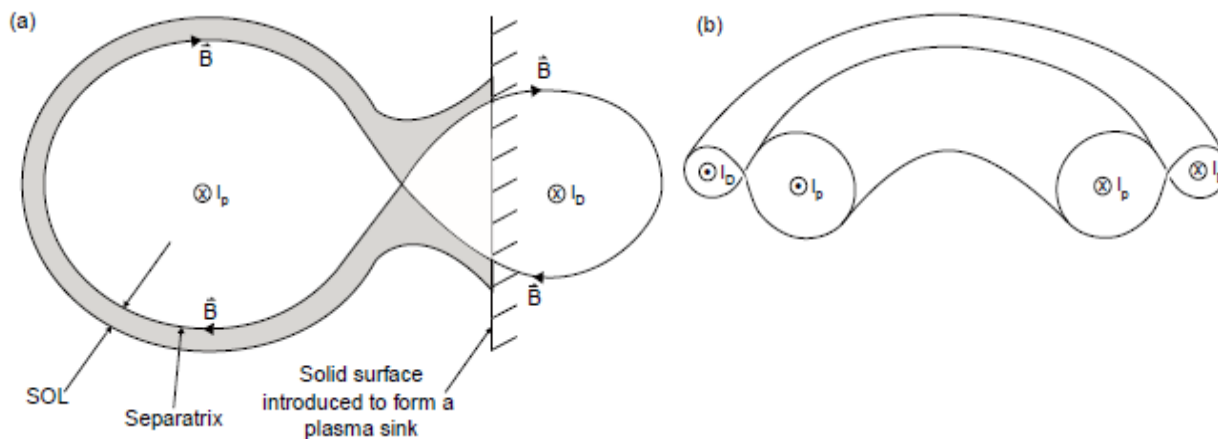
Tieto dva typy limiterov sú toroidálne, alebo poloidálne symetrické. Limiter môže byť vytvorený akýmkoľvek objektom vloženým do plazmy. Keďže takmer žiadne siločiar sa neuzatvárajú do seba, väčšina siločiar ležiacich mimo LCFS narazí na vložený limiter. Efektívne v tokamaku nie sú nekonečné hodnoty L v SOL. Limiter s malým rozmerom má veľké L . Varianta toroidálneho limiteru je stenový limiter, kde sa plazma napr. dotýka steny na polovine. Výhodou je veľká interakčná plocha a tým pádom menšia záťaž na daný materiál. [24, s. 15–17].

1.6 Divertorová konfigurácia

V limiterových tokamakoch je poloidálne magnetické pole tvorené prúdom plazmou I_p a je približne kruhové. Poloidálny divertor 1.5(ii) je možné vytvoriť kombináciou prúdu plazmou s prúdom I_D tečúcim mimo komory v rovnakom smere ako I_p . V poloidálnom reze, magnetické siločiar vytvárajú tvar ležatej 8, obr. 1.6a. V bode medzi dvoma prúdovými centrami je nulové magnetické pole. Tento bod sa označuje



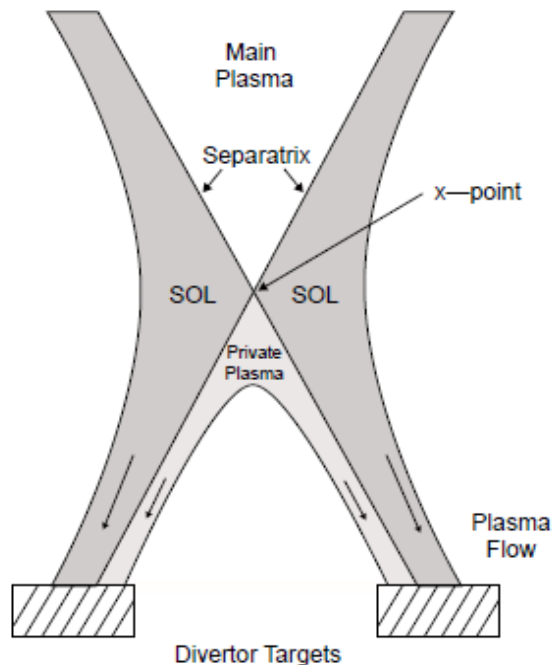
Obr. 1.5: Rôzne limiterové a divertorové konfigurácie. Prevzaté z [24].



Obr. 1.6: Magnetické pole v poloidálnom reze v divertorovej konfigurácii vytvorené prúdom tečúcim plazmou I_p a prúdom tečúcim mimo komoru I_D . Prevzaté z [24].

ako X-point. Povrch konštantného magnetického toku prechádzajúci bodom X sa nazýva separatrix. Povrchy

toku vnútri separatrix obklopujúce I_p kanál obsahujú hlavnú držanú plazmu s uzavretými siločiarami. Interakcia plazmy s pevným povrchom je obmedzená na pevné platne, ktoré pretínajú povrchy toku obklopujúce I_D kanál. Každá častica, ktorá prejde za separatrix dopadne na pevný povrch, divertor. Separatrix je LCFS. Ak sú platne divertoru blízko X-pointu, potom dĺžka priemernej SOL magnetickej siločiar je približne rovnako dlhá ako v geometrii toroidálneho limiteru, $L \approx \pi Rq$. Snahou je mať platne divertoru blízko X-pointu, len udržaná oblasť plazmy má totiž dostatočnú teplotu na produkovanie fúzneho výkonu. Magnetická siločiar na separatrix je teoreticky nekonečná kvôli nulovému poľu na X-pointe. Nedokonalosti v magnetickom poli predídu nekonečným hodnotám L . Transport naprieč poľu tiež napomáha ku skracovaniu dlhých siločiar transportom na kratšie siločiar. Na obr. 1.7 je vidieť oblasť divertoru, ktorý sa nachádza na spodnej časti tokamaku. Oblasť



Obr. 1.7: SOL obklopuje plazmu nad X-pointom a rozťahuje sa k divertoru. Prevzaté z [24].

pod X-pointom a v separatrix sa nazýva "private plasma". Obsahuje úzku oblasť plazmy, ktorá tečie na platne divertoru. Je udržovaná transportom častíc plazmy a energie z hlavnej časti SOL pozdĺž jej separatrix. Divertorová konfigurácia vyžaduje väčší objem komory tokamaku oproti limiterovej konfigurácii, má však oproti nej značné výhody. Hlavnou výhodou je obmedzenie interakcie plazmy s pevným povrchom na divertorové platne, čo značne zníži množstvo nečistôt v plazme. Mód vysokého udržania plazmy, tzv. H-mód, je možné dosiahnuť len v tokamaku s divertorovou konfiguráciou. Nevýhodou divertorovej geometrie oproti limiterovej je vyššia konštrukčná zložitosť a strata poloidálnej symetrie. Divertorová geometria na obr. 1.5 a 1.6 sa nazýva poloidála kvôli poloidálnemu magnetickému poľu, ktoré je tvorené I_D . Je však toroidálne symetrická. [24, s. 17–19].

1.7 Charakteristický SOL čas

Najpoužívanejšie konfigurácie sú poloidálny divertor a toroidálny limiter. V oboch prípadoch $L \approx \pi Rq$. Častice sa v SOL voľne pohybujú pozdĺž B rýchlosťou rádovo okolo c_s a v SOL strávia čas približne:

$$\tau_{sol} \approx L/c_s. \quad (1.5)$$

τ_{sol} dosahuje rádovo hodnoty okolo 1 ms. Charakteristický čas, ktorý častice strávia v SOL je teda veľmi krátky v porovnaní s dobou udržania energie, ktorá na tokamaku JET dosahuje hodnoty okolo 1 s. [24, s. 19–20].

1.8 1D tok plazmy pozdĺž jednoduchej SOL k povrchu

1.8.1 Zhrnutie základných faktov

Pre prehľad sú v tejto časti zhrnuté základné vlastnosti 1D toku pozdĺž SOL.

1. Plazma tečie v SOL v dôsledku zániku a vzniku častíc na limiterových a divertorových povrchoch. Plazma v SOL je urýchlená na nenulovú rýchlosť kvôli paralelným gradientom tlaku. Celkový tlak pozdĺž B je konštantný, $p_{total} = p_{static} + p_{dynamic}$. V dôsledku poklesu statickej zložky tlaku rastie dynamická zložka tlaku a tým aj rýchlosť.
2. Prvé μs po vzniku plazmy sa pevné povrchy v komore tokamaku nabijú záporne vďaka veľkej pohyblivosti elektrónov.
3. Záporne nabitý povrch odpudzuje elektróny a tým znižuje ich straty, zároveň však priťahuje ióny a zvyšuje ich únik. Potenciál na izolovaných, alebo elektricky plávajúcich povrchoch sa postupne mení než sa straty iónov a elektrónov vyrovnajú a vzniká ambipolárny transport plazmy. Pevný povrch sa spontánne nabije na potenciál $V \approx -3k_B T_e / e$ vo vodíkovej plazme. Plazma je vynikajúci vodič pozdĺž B a je skoro na konštantnom potenciáli pozdĺž magnetickej siločiar.
4. Elektrostatický potenciál na pevných povrchoch je takmer úplne zatienený, tzv. Debyeovo tienenie. V Debyeovej vrstve existuje oblasť dynamickej rovnováhy, ktorou sa ióny pohybujú pri vysokej rýchlosti. Celkový náboj iónov sa približne rovná celkovému náboju elektrónov vo vrstve na pevnom povrchu.
5. Tienenie nie je dokonalé a malé elektrické pole $E \approx kT_e / 2eL$ preniká do vzdialenosti, kde sa nachádza zdroj častíc. Táto vrstva sa nazýva "presheat", urýchľuje ióny smerom na pevný povrch.
6. Zachytávanie častíc na pevnom povrchu ovplyvňuje lokálnu hustotu plazmy, čo vytvára paralelné gradienty hustoty a tlaku. Presheat spomaľuje elektróny, ktoré splňujú Boltzmanov vzťah:

$$n_e = n_0 \exp[eV/k_B T_e]. \quad (1.6)$$

n_0 je hustota plazmy pred sondou, kde je potenciál plazmy $V = 0$. Ako sa elektróny približujú k povrchu, V sa stáva viac záporným. Paralelné gradienty tlaku existujú aj pre ióny. Existuje spojitosť medzi gradientom tlaku a potenciálu.

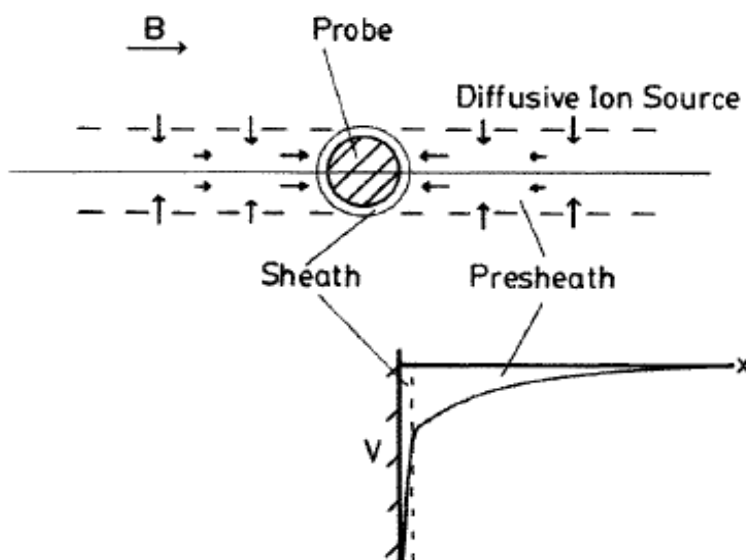
7. Ambipolárne elektrické pole pôsobí na ióny a elektróny individuálne, zároveň pôsobí aj na kvázineutrálnu plazmu. K povrchu tlačí plazmu len gradient tlaku.
8. Vďaka vysokej vodivosti plazmy v SOL je plazma prakticky izotermálna pozdĺž jednotlivých magnetickej siločiar. Definícia jednoduchej SOL je existencia len malých paralelných gradientov. To vedie k sheath-limitovanému režimu. Oba druhy nabitej tekutiny dosahujú iónovú zvukovú rýchlosť $c_s = \sqrt{k_B(T_e + T_i)/(m_i + m_e)}$ po vstupe do sheatu.
9. Hustota plazmy klesá z n_0 vo vzdialenosti L na $n_0/2$ na okraji Debyeovej vrstvy.

[24, s. 26–29].

Kapitola 2

Meranie toku častíc

2.1 Teória Machových sond



Obr. 2.1: Schematické znázornenie sheatu a presheatu sondy v magnetickom poli. Prevzaté z [23].

Na obr. 2.1 je vidieť, že presheat je rozdelený do dvoch rovnakých častí na opačnej strane sondy. Ak by sonda pozostávala z dvoch oddelených elektród v týchto dvoch smeroch, bolo by možné merať iónový nasýtený prúd oddelene na oboch stranách. V stacionárnej plazme by mali byť toky na elektródy zo symetrie rovnaké. Ak je však sonda v plazme s tokom pozdĺž B , potom by mal byť prúd v smere toku plazmy (na upstream elektróde) väčší, oproti prúdu v proti smere toku plazmy (na downstream elektróde). Tento predpoklad je správny a je základom pre meranie rýchlosti toku plazmy. Pomer iónových nasýtených prúdov na upstream a downstream elektróde je funkcia pomeru rýchlosti toku k iónovej rýchlosti zvuku, Machovho čísla. Preto sa tieto sondy nazývajú Machove sondy. [23, s. 82].

2.1.1 Odvodenie vzťahu pre výpočet rýchlosti toku plazmy

Pre analýzu iónového nasýteného prúdu je výhodné použiť fluidný model. Elektróny sú určené jednoduchým Boltzmanovým faktorom 1.6. Iónovú tekutinu s hustotou n_i a rýchlosťou \mathbf{v} popíšeme rovnicou kontinuity a momentovými rovnicami s použitím viskózneho tenzora napätia Π .

$$\nabla(n_i \mathbf{v}) = 0. \quad (2.1)$$

$$\nabla(n_i m_i \mathbf{v} \mathbf{v}) + \nabla n_i T_i + e n_i \nabla V + \nabla \Pi = 0. \quad (2.2)$$

Potenciál V z rovníc eliminujeme dosadením za Boltzmanov vzťah, $eV = T_e \ln(n_i/n_\infty)$. Symbol ∞ znamená hodnota premennej mimo presheatu. Predpokladajme ustálený stav a teda $T_e = T_i$. Ďalej budeme uvažovať len zložky momentovej rovnice paralelné s B .

$$\nabla_{\parallel}(n_i \mathbf{v}_{\parallel}) = -\nabla_{\perp}(n_i \mathbf{v}_{\perp}) \equiv S. \quad (2.3)$$

$$\nabla_{\parallel}(n_i m_i \mathbf{v}_{\parallel} \mathbf{v}_{\parallel}) + (T_i + T_e) \nabla_{\parallel} n_i = -\nabla_{\perp}(n_i m_i \mathbf{v}_{\perp} v_{\parallel}) + (\nabla \Pi)_{\parallel} \equiv S_m. \quad (2.4)$$

Namiesto kolmej momentovej rovnice zavedieme kolmú difúziu rovnicu

$$n_i \mathbf{v}_{\perp} = -D \nabla_{\perp} n. \quad (2.5)$$

S z rovnice 2.3 a S_m z rovnice 2.4 majú význam časticového a momentového zdroju v 1D. Zároveň je zanedbaná viskozita paralelne s B . Predpokladajme, že tenzor viskózneho napätia sa dá vyjadriť jednoduchým koeficientom η vo vzťahu

$$(\nabla \Pi)_{\parallel} = \nabla_{\perp}(\eta \nabla_{\perp} v_{\parallel}). \quad (2.6)$$

Kolmú rýchlosť v rovnici 2.5 zameníme za kolmý gradient. Nahradíme kolmé gradienty charakteristickou dĺžkou gradientu:

$$\nabla_{\perp} n_i \rightarrow (n_{\infty} - n_i)/a. \quad (2.7)$$

$$\nabla_{\perp}^2 n_i \rightarrow (n_{\infty} - n_i)/a^2. \quad (2.8)$$

$$\nabla_{\perp} v_{\parallel} \rightarrow (v_{\infty \parallel} - v_{\parallel})/a. \quad (2.9)$$

$$\nabla_{\perp}^2 v_{\parallel} \rightarrow (v_{\infty \parallel} - v_{\parallel})/a^2. \quad (2.10)$$

Veličiny prevedieme na ich bezrozmerné ekvivalenty substitúciou:

$$x/a \rightarrow x, \quad y/a \rightarrow y, \quad \int \frac{D}{c_s a^2} dz \rightarrow z, \quad (2.11)$$

$$n_i/n_{\infty} \rightarrow n, \quad v_{\parallel}/c_s \rightarrow M. \quad (2.12)$$

Rovnice prejdú na nasledujúci tvar:

$$M \frac{dn}{dz} + n \frac{dM}{dz} = 1 - n, \quad (2.13)$$

$$\frac{dn}{dz} + nM \frac{dM}{dz} = (M_{\infty} - M) \left(1 - n + \frac{\eta}{m_i n_{\infty} D}\right). \quad (2.14)$$

Rovnice obsahujú parameter:

$$\alpha \equiv \frac{\eta}{m_i n_{\infty} D}. \quad (2.15)$$

α je pomer koeficientu momentovej difúzie k časticovej difúzii, ale je nezávislý na samotnej difúzii. Nezávislosť na D je podstatná pre interpretáciu merania sondy v magnetickom poli. Ak by bol iónový prúd závislý na difúzii, bola by interpretácia merania príliš zložitá. Dĺžka presheatu síce závisí na D , tok na sondu nie a preto môžeme α považovať za konštantu. Rovnice 2.13 a 2.14 sú v podstate diferenciálne rovnice v premenných n a M . Ich riešenie závisí na determinante koeficientov diferenciálov:

$$\begin{vmatrix} M & n \\ 1 & nM \end{vmatrix} = n(M^2 - 1). \quad (2.16)$$

Determinant je nulový ak $M^2 = 1$, teda v prípade, keď iónová rýchlosť dosiahne rýchlosť zvuku. To sa deje práve na okraji sheatu. Analyticky je možné rovnice vyriešiť za predpokladu $\alpha = 0$, výsledkom je vzťah:

$$\frac{n_i}{n_{\infty}} = n = \frac{1}{1 - M_{\infty} M + M^2}. \quad (2.17)$$

Tok iónov na okraji sheatu (kde $M^2 = 1$):

$$\Gamma_i = \frac{n_{\infty} c_s}{2 \mp M_{\infty}}. \quad (2.18)$$

V prípade stacionárnej plazmy, kde $M_{\infty} = 0$ dostaneme $\Gamma_i = \frac{1}{2} n_{\infty} c_s$. Tento výsledok sa dobre zhoduje s výsledkom, ktorý sa dá získať z kinetických rovníc pri zanedbaní iónovej teploty. Napriek jednoduchosti, považovať $\alpha = 0$, teda zanedbať viskozitu nieje správna voľba. Numerické riešenia rovníc 2.13 a 2.14 pre rôzne hodnoty α

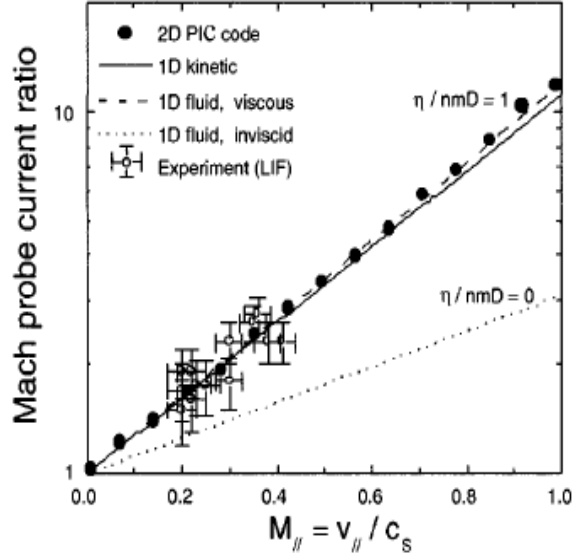
sú v dobrej zhode s 2D numerickým riešením daného problému. Výsledky sa dajú zhrnúť do výrazu pre iónovú hustotu toku na okraji sheatu:

$$\Gamma_i = f n_\infty c_s. \quad (2.19)$$

Pre faktor f platí vzťah

$$f(M_\infty, \alpha) = \exp[-1 - 1.1M_\infty + (1 - \sqrt{\alpha})(0.31 + 0.6M_\infty)]. \quad (2.20)$$

Z experimentu vyplýva, že je možné použiť aproximáciu $\alpha = 1$. Potom je pomer upstream a downstream iónového nasýteného prúdu rovný $\exp(M_\infty/M_c)$, pričom kalibračné machovo číslo $M_c = 0.45$. V prípade časticovej kinetickej teórie je treba zahrnúť nie len zrod iónov na presheate, ale aj ich stratu po urýchlení a teda modelovať difúziu výmenu častíc a nie len ich kolmý tok. Táto teória ukazuje dobrú zhodu s fluidnou teóriou a potvrdzuje tak správnosť aproximácií vrátane paralelnej viskozity. Na obr. 2.2 je vidieť porovnanie medzi rôznymi



Obr. 2.2: Porovnanie teórií Machových sond. Závislosť pomeru iónových nasýtených prúdov na experimente. Prevzaté z [23].

modelmi popisujúcimi Machove sondy a experimentom. Aj keď rovnica 2.20 s $\alpha = 1$ dáva presné výsledky pre interpretáciu Machovho čísla z pomeru iónových nasýtených prúdov, hodnota pre stacionárnu plazmu $f = 0.37$, pri výpočte hustoty plazmy z iónového nasýteného prúdu sa používa hodnota $f = 0.5$. T_i zároveň nieje známa z experimentu. Ak položíme $T_e = T_i$, pri použití $f = 0.37$ dostaneme $\Gamma = 0.52(T_e/m_i)^{1/2}$. Možno táto numerická náhoda vysvetľuje používanie faktoru 0.5 pri výpočte hustoty. Ďalší dôvod, prečo presná hodnota nieje dostupná je jednoducho chyba sondového merania, ktorá dosahuje hodnoty $\sim 30\%$. Pre výpočet rýchlosti toku plazmy pomocou Machovej sondy sa teda používa vzťah:

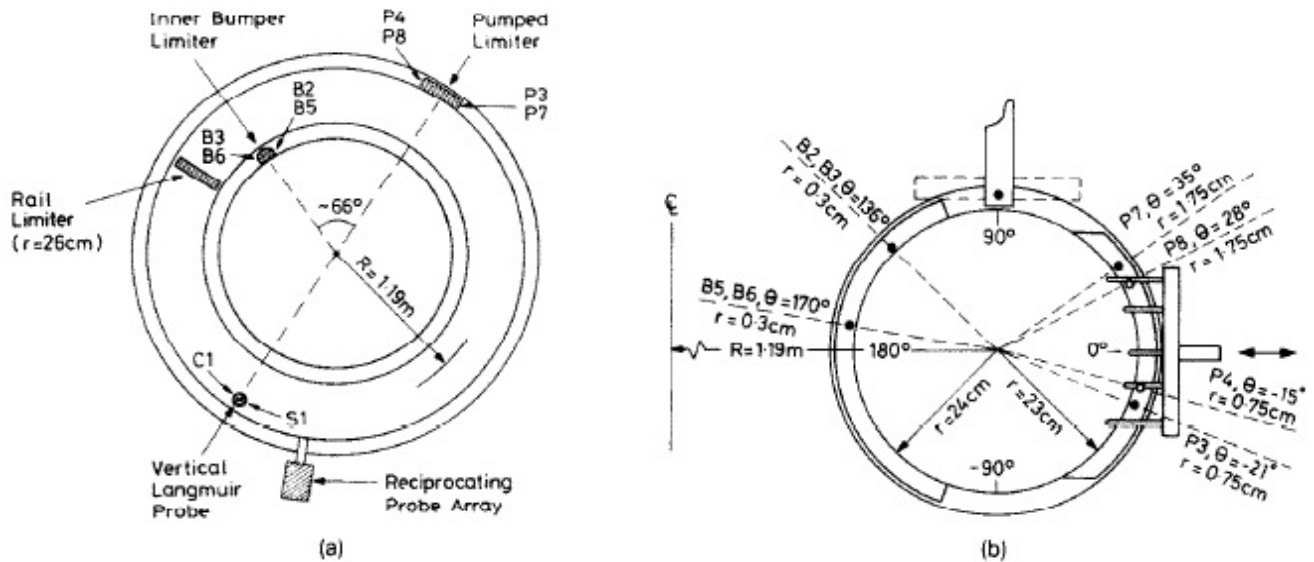
$$M = 0.45 \cdot \ln(I_{sat}^{up}/I_{sat}^{down}). \quad (2.21)$$

I_{sat}^{up} je iónový nasýtený prúd tečúci na upstream elektróde a I_{sat}^{down} je iónový nasýtený prúd tečúci na downstream elektróde. [23, s. 82–86].

Kapitola 3

Poloidálne SOL asymetrie a toroidálny tok na tokamaku DITE

Táto kapitola obsahuje skrátený preklad článku [16], ktorý je hlavnou motiváciou tejto práce. Sú tu rozobraté asymetrie toku okrajovej plazmy v divertorovom tokamaku DITE pre konfiguráciu limiteru umiestneného na low field side a vnútorného limiteru umiestneného $\sim 70^\circ$ toroidálne. Poloidálne asymetrie toku častíc sú pozorované so zvýšeným tokom smerom k vonkajšej polovine. Poloidálna variácia T_e je menej významná. Machovho číslo závisí na smere toroidálneho magnetického poľa B_t a centrálnej elektrónovej hustoty n_e . Závislosť asymetrií na magnetickom poli B_t a prúde plazmou I_p ukazujú, že efekt je spojený s vlastnosťami plazmy a nie je dôsledok limiterovej konfigurácie.



Obr. 3.1: Schéma experimentu: a) toroidálne usporiadanie limiteru a distribúcie Langmuirových sond, b) poloidálne usporiadanie jednotlivých sond. Prevzaté z [16].

3.1 Experiment

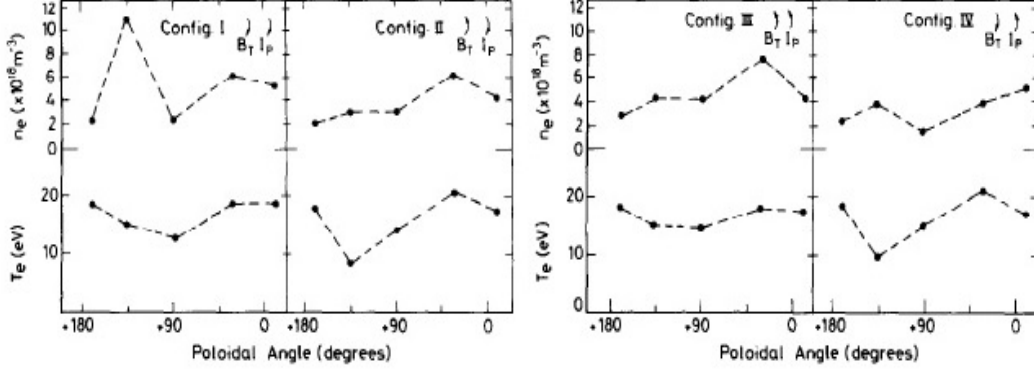
Konfigurácia limiterov a diagnostiky je vidieť na obr. 3.1a, 3.1b. Plazma je limitovaná limiterom umiestneným na low field side ("pumped limiter") s poloidálnym uhlom 120° a limiterom umiestneným na high field site ("bumper limiter") s poloidálnym uhlom 140° a $\sim 66^\circ$ toroidálne od prvého limiteru. Vytvárajú separatrix s polomerom $a = 24$ cm. Pre analýzu boli použité Langmuirove sondy:

1. 4 sondy v rovine jedného z limiterov (P3, P4, P7, P8 na obr. 3.1) a 4 rovnaké sondy v rovine druhého limiteru (B2, B5, B3, B6 na obr. 3.1).

2. Dve sondy na vertikálnom posuvnom zariadení na poloidálnom uhle $\theta = 90^\circ$ (obr. 3.1b).

3. 5 dvojitéch sond na low field side s poloidálnym uhlom $\theta \sim 70^\circ$ (obr. 3.1b).

Páry sond v limiteroch na rovnakom poloidálnom uhle a pár sond na $\theta = 90^\circ$ boli použité na určenie toroidálnej rýchlosti toku v SOL. Pri výbojoch bol meraný profil plazmy, poloha a radiačný profil. Prúd plazmou vo výbojoch dosahoval hodnoty $I_p = 85$ kA a magnetické pole $B_t = 1.55$ T. Analyzované dáta sú priemerom z časového intervalu ~ 80 ms. Merania boli urobené 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. 3.2: 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 [16].

3.2 Výsledky

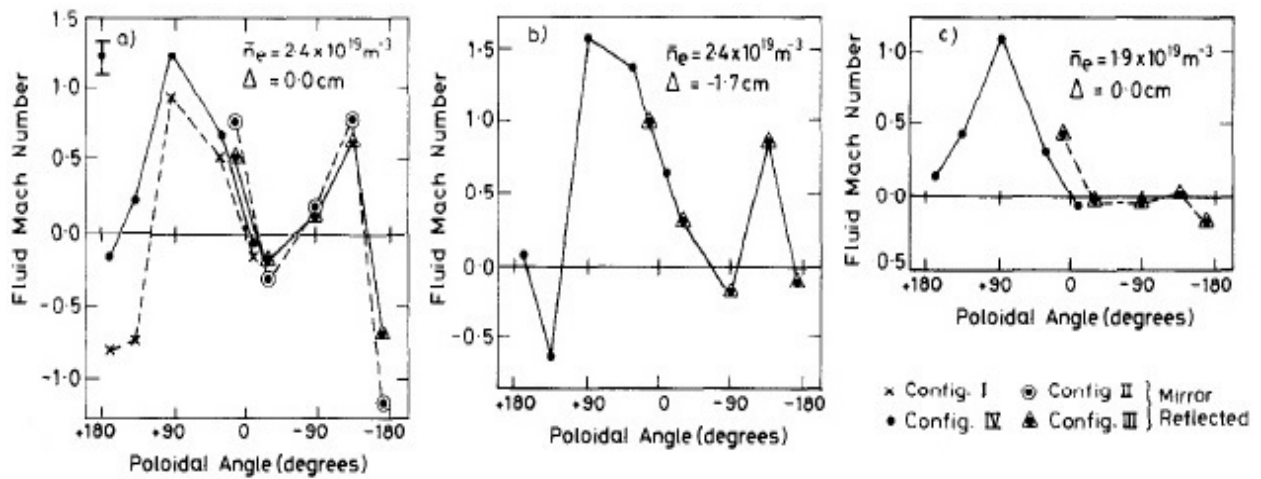
Rýchlosť toku plazmy bola počítaná z izotermálnej fluidnej aproximácie:

$$M = \frac{A - 1}{A + 1}. \quad (3.1)$$

M je Machovo číslo a A je pomer I_{up}^+/I_{down}^+ . Poloha plazmy bola riadená spätnou väzbou s presnosťou 0.3 cm. Zmena smeru B_t a I_p nemala žiaden vplyv na zmenu polohy vonkajších povrchových tokov ani radiačný profil. Zmena veľkosti B_t a I_p neovplyvnili polohu ani profil plazmy. Na obr. 3.2 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 hora. V daných konfiguráciách na obr. 3.2 je zanedbateľná asymetria v teplote T_e . Poloidálne rozdelenie hustoty je však značne asymetrické. Elektrónová hustota dosahuje na low field side asi 2 krát vyššiu hodnotu, ako na high field side. Pozorované poloidálne asymetrie v okrajovej hustote môžu byť spojené s toroidálnym tokom, ktorého analýza je vidieť na obr. 3.3. Machovo číslo pre $\theta \in (-180^\circ, 0^\circ)$ bolo umelo zrekonštruované 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 prvého člena oboch skupín (I, III), (II, IV) sú ekvivalentné meraniu rovnakej hodnoty na $-\theta$ pre konfiguráciu druhého člena oboch skupín. Členovia každej z dvoch skupín sa líšia len smerom B_t a tým pádom iónovým ∇B driftom. Vďaka tomu platí vzťah:

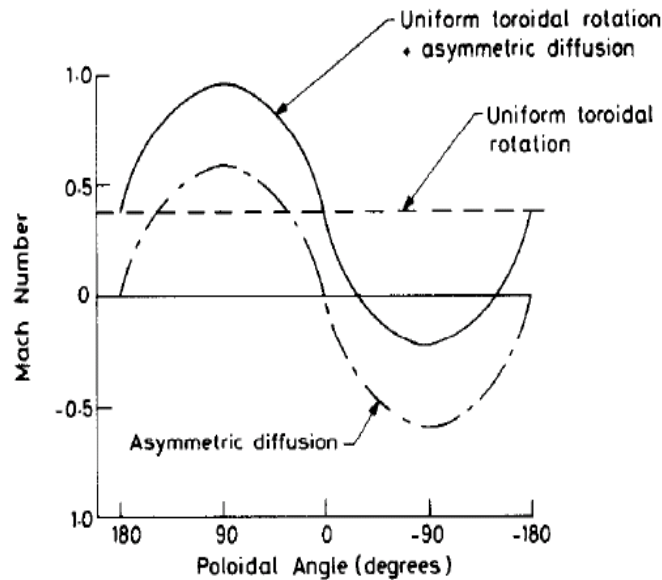
$$M(\theta)_{\nabla B_{down}} = M(-\theta)_{\nabla B_{up}}. \quad (3.2)$$

Výsledok tejto operácie je vidieť na obr. 3.3a, kde je rozdelenie Machovho čísla pre konfigurácie I a IV (iónový ∇B drift smerom hore) využitím poloidálnych uhlov pre páry sond danými obr. 3.2. Pre konfiguráciu II a III sú zrkadlovo obrátené body Machovho čísla podľa rovnice 3.2. Z obrázku 3.3b je vidieť, že na rozdelenie toku plazmy nemá vplyv posunutie plazmy (1.7 cm) smerom k high field side aj napriek tomu, že sa tým čiastočne mení limiterová konfigurácia. Pokles priemernej hustoty na obr. 3.3c má významný vplyv na rozdelenie toku. V tomto prípade je na rozdiel od výbojov s vysokou hustotou 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:



Obr. 3.3: 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 [16].

1. Sieťová toroidálna rotácia, ako dôsledok zmeny smeru radiálneho elektrického poľa v LCFS.
2. Up-down asymetria v Machovom čísle spôsobená zvýšeným transportom iónov do vonkajšej oblasti výboju. Asymetria tohto druhu by vyústil v sieťový tok plazmy do high field side pozdĺž vrchnej a spodnej časti SOL. Hrubý odhad toku je znázornený na obr. 3.4. Spolu s toroidálnou rotáciou má up-down asymetria v toroidálnom toku pri nízkej hustote tvar, ktorý je možné vidieť na obr. 3.5. Tento model však nevysvetľuje tok pozorovaný pri vyššej hustote.

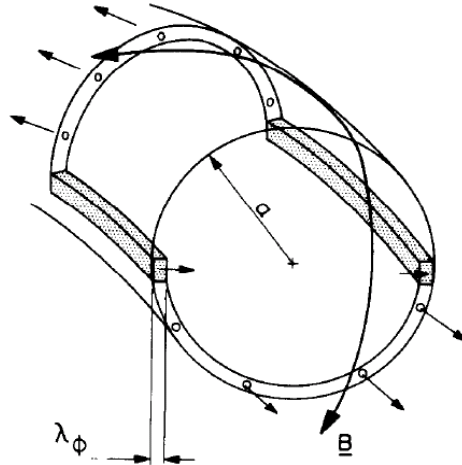


Obr. 3.4: Teoretické poloidálne rozdelenie M pre kombináciu toroidálnej rotácie a zvýšeného radiálneho transportu. Prevzaté z [16].

3.3 Záver

Poloidálne asymetrie v okrajovej hustote n_e a teplote T_e na tokamaku DITE boli analyzované v závislosti na priemernej elektrónovej hustote \bar{n}_e , polohe centra plazmy, smere 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 bez ohľadu na \bar{n}_e a smeru B_t a I_p . Okrajová hustota n_e je naopak vyššia na low field side. Bolo skonštruované poloidálne rozdelenie Machovho čísla v okrajovej plazme. Invariancia distribúcie Machovho čísla voči pohybu plazmy a zmenám helicity ukazuje nezávislosť Machovho čísla od limiterovej konfigurácie a pripisuje vplyv okrajovej plazmy. Jednoduchý model, ktorý spája toroidálnu rotáciu okrajovej plazmy a zvýšenej časticovej difúzie na low field side predpovedá kvalitatívne pozorovaný tok pri nízkych hustotách, nevysvetľuje však tok pri vyšších elektrónových hustotách plazmy.



Obr. 3.5: Schématická ilustrácia toku ako dôsledok zvýšeného radiálneho transportu na vonkajšej polrovine. Prevzaté z [16].

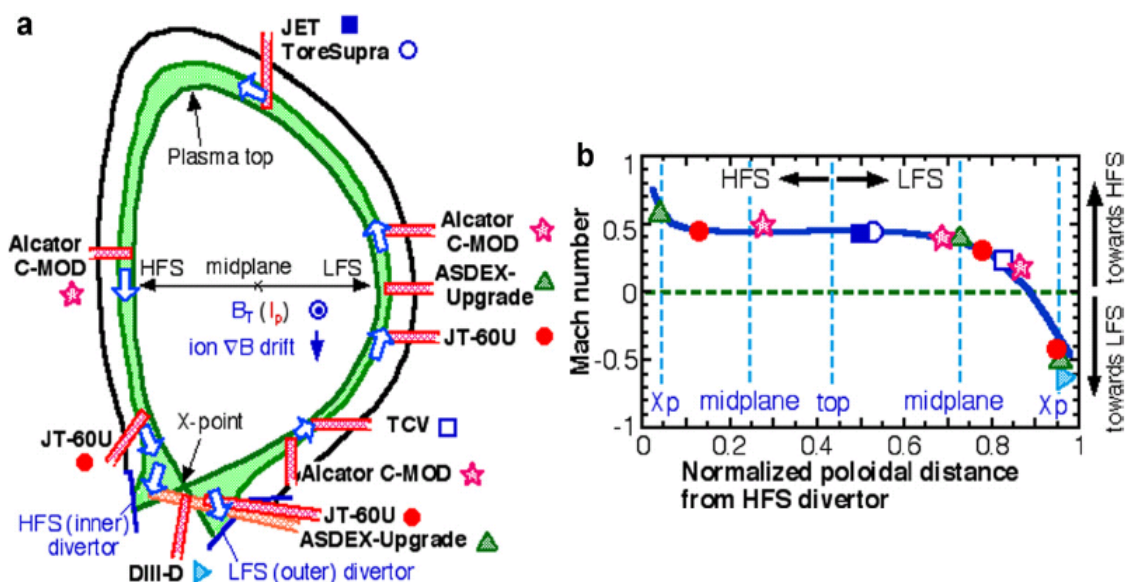
Kapitola 4

SOL tok na divertorových tokamakoch a jeho vplyv na transport plazmy

Tok plazmy v SOL bol meraný v L-mód plazme na rôznych poloidálnych uhloch v divertorových tokamakoch. Všetky výsledky poukazujú na podobný charakter toku v SOL. Tok s paralelným Machovým číslom M s hodnotou 0.2–1 je generovaný z LFS SOL smerom k HFS divertoru pre iónový grad- B drift smerom k divertoru. Charakter toku je formovaný hlavne asymetrickou difúziou zvýšenou v smere k LFS a klasickými driftmi.

4.1 Meranie toku v SOL

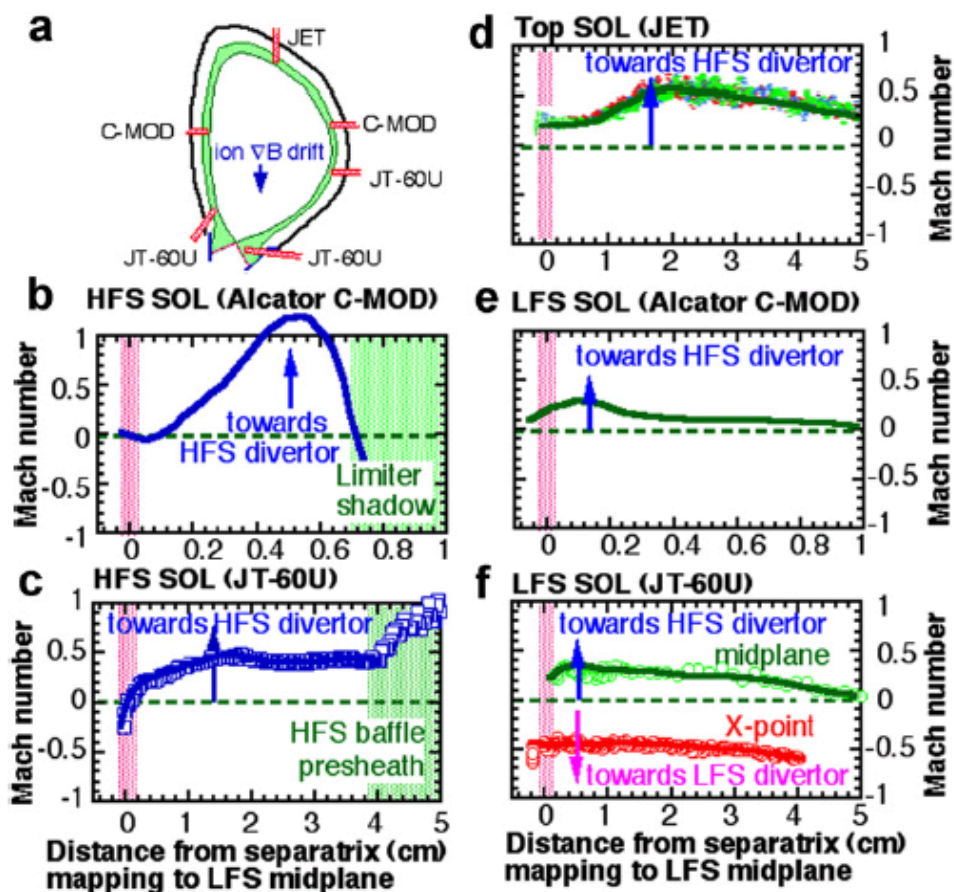
Rôzne poloidálne uhly, na ktorých bol meraný tok v SOL vo viacerých tokamakoch sú vidieť na obr. 4.1a. Na obr. 4.2 sú vidieť radiálne profily Machových čísel M v SOL na tokamakoch JT-60U, JET a C-MOD. V týchto



Obr. 4.1: a) Poloidálne polohy Machových sond pre tokamak JT-60U, JET, Alcator C-MOD, TCV DIII-D, ASDEX-Upgrade a Tore supra. b) Typické hodnoty Machovho čísla M pri separatrix v rozmedzí hustoty ($\bar{n}_e/n^{GW} = 0.4-0.45$) pre iónový grad- B drift smerujúci k divertoru. Symboly korešpondujú so symbolmi tokamakov na obr. a. Prevzaté z [20].

výbojoch má iónový grad- B drift smer k divertoru a hustota plazmy v centre \bar{n}_e normalizovaná na Greenwaldovu hustotu n^{GW} je relatívne malá ($\bar{n}_e/n^{GW} = 0.4-0.45$). V jednoduchom SOL modele je tok generovaný k divertoru ako dôsledok paralelných gradientov tlaku v plazme. Avšak na LFS v SOL je pozorovaný tok smerom hore (“*flow reversal*”). Zároveň M dosahuje pri separatrix hodnôt $M = 0.3-0.4$. Vo vrchnej časti tokamaku JET, rýchly SOL tok tečie vždy k HFS SOL a radiálna poloha maxima M sa nachádza vo vzdialenej SOL. Rýchly tok s $M =$

0.3–0.5 vo vrchnej časti plazmy je pozorovaný aj na tokamaku Tore Supra. Merania v HFS SOL na tokamakoch JT-60U a C-MOD ukazujú, že maximum M rastie na hodnotu rýchlosti zvuku, pričom merania M v úzkej oblasti pri separatrix ukazujú žiaden (C-MOD), alebo malý tok smerom k vrchnej časti plazmy (JT-60U). Podobný charakter toku v SOL so zrovnateľným M v L-móde boli pozorované v ELMoch v H-mód plazme na tokamakoch JT-60U, AUG a JET. Prevzaté z [20].

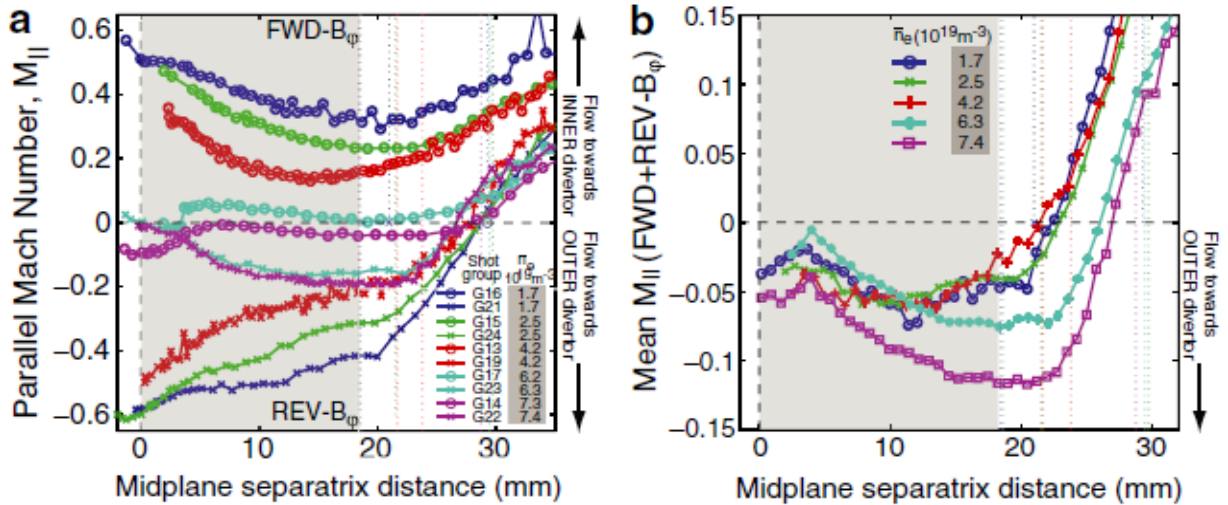


Obr. 4.2: Profily toku v SOL (a) na rôznych poloidálnych pozíciách v JT-60U, JET a C-MOD tokamakoch s iónovým grad-B driftom smerujúcim dole, (b) na HFS polrovine, (c) nad divertorom v HFS, (d) vo vrchnej časti plazmy, (e) nad LFS polrovinou, (f) pod LFS polrovinou a divertorovým x-bodom. Prevzaté z [20].

4.2 Mechanizmy ovplyvňujúce tok v SOL

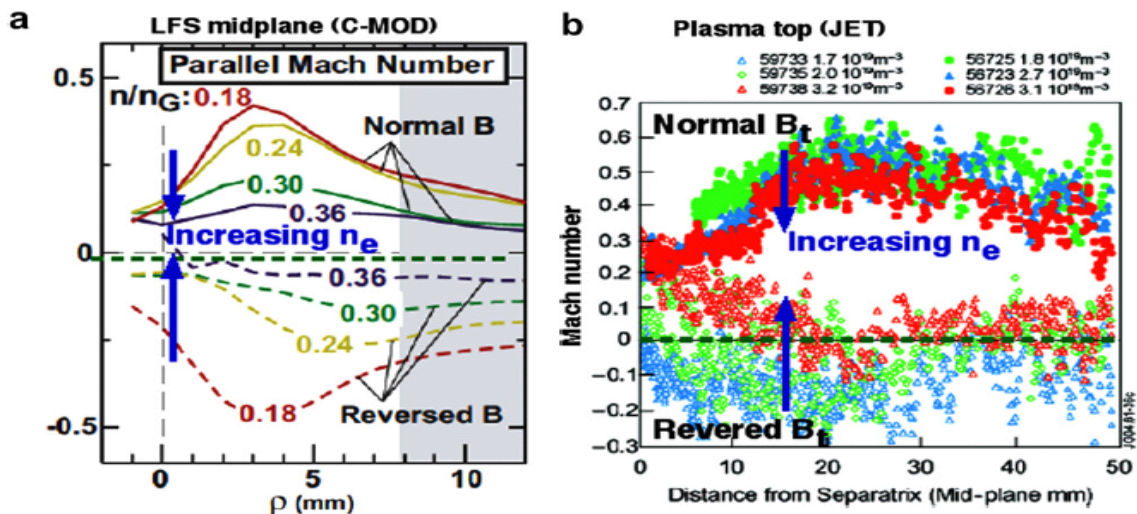
4.2.1 Vplyv zmeny smeru toroidálneho magnetického poľa na smer toku v SOL

Zmena smeru toroidálneho magnetického poľa B_t pri zachovaní ostatných parametrov výboju má vplyv na charakter toku v SOL. Na obr. 4.3a je vidieť profil Machovho čísla M pre dva rôzne smery B_t na tokamaku



Obr. 4.3: (a) Závislosť toku plazmy pod vonkajšou polovinou v identických výbojoch s opačným B_t pre rôzne hodnoty elektrónovej hustoty. (b) Súčet toku pre oba smery B_t . Prevzaté z [21].

TCV vo výbojoch s prúdom plazmou $I_p \approx 260$ kA ($q_{95} \approx 3.7$) a s priemernou elektrónovou hustotou v rozsahu $\bar{n}_e = 1.7 \rightarrow 7.4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$. Pre oba smery B_t , M klesá s \bar{n}_e a dosahuje vysoké hodnoty v minime hustoty vo vzdialenej SOL. Pri zmene B_t sa zmení smer toku v hlavnej časti SOL. Jeho smer je prakticky vždy rovnobežný so smerom prúdu plazmou I_p . Na obr. 4.3b je vidieť súčet toku vo výbojoch s opačným B_t odhaľujúci negatívny offset v rozmedzí $M = 0.05 \rightarrow 0.1$ pozdĺž hlavnej časti SOL. Veľkosť tohto offsetu je 10–20% toku pri separatrix pri nízkej až strednej hustote. Na obr. 4.4 sú vidieť profily Machovho čísla M na LFS polovine (C-MOD) a vo



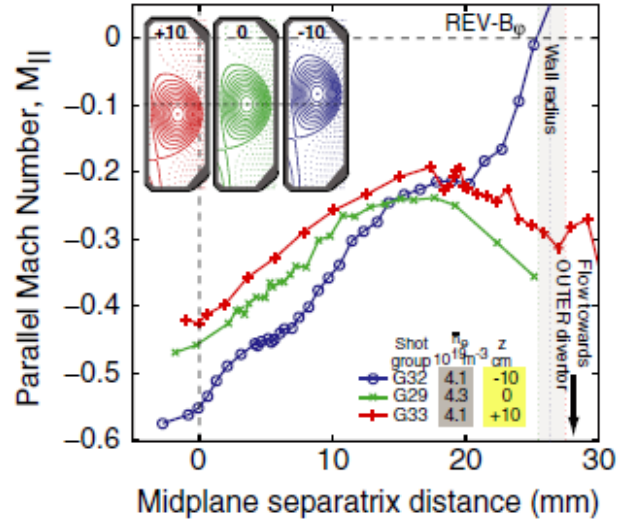
Obr. 4.4: Radiálny profil toku v SOL v a) LFS polovine v C-MOD tokamaku, b) vo vrchnej časti plazmy na tokamaku JET so zmenou hustoty a otočením B_t . Prevzaté z [20].

vrchnej časti plazmy (JET) pre dva rôzne smery B_t v závislosti na zmene priemernej elektrónovej hustoty \bar{n}_e . Výsledky na LFS polovine (C-MOD) ukazujú dve základné charakteristiky konzistentné s meraniami na iných tokamakoch (JT-60U, TCV). Prvá charakteristika je, že smer toku v SOL sa mení so zmenou smeru B_t (tok v

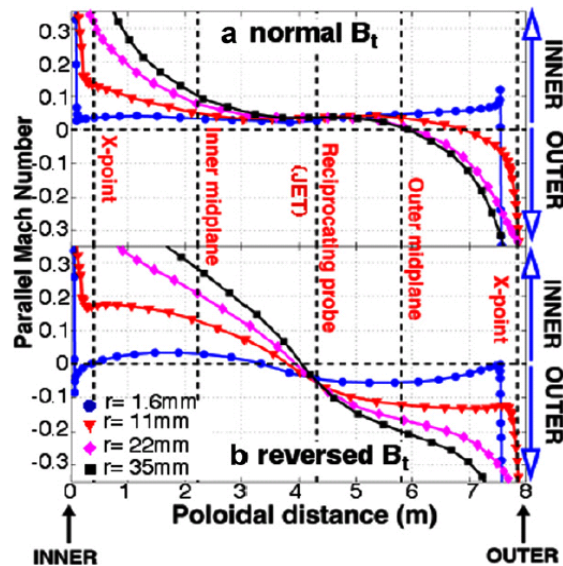
SOL v poloidálnej projekcii na LFS polrovine má opačný smer, ako grad- \mathbf{B} drift). Druhou charakteristikou je, že veľkosť M klesá z hodnoty 0.4 na hodnotu 0.1 s narastajúcou \bar{n}_e . Na druhej strane, vo vrchnej časti plazmy, M je nízke v obrátenom B_t a smer k LFS sa mierne mení na smer k HFS SOL pri vyšších \bar{n}_e . To naznačuje, že B_t -nezavislá zložka toku v SOL ($\langle M \rangle = 0.2-0.3$) je produkovaná smerom k HFS SOL a B_t -závislá zložka ΔM je porovnateľná s $\langle M \rangle$, ($\Delta M = 0.2-0.3$). Prevzaté z [20], [21].

4.2.2 Poloidálne rozdelenie toku vo vonkajšej polrovine

Meranie poloidálneho rozdelenia toku plazmy v SOL je na tokamakoch obmedzené nedostatkom diagnostických portov. Flexibilita tokamaku TCV však umožňuje vertikálnu zmenu polohy stĺpca plazmy. Vďaka tomu je možné merať na rôznych poloidálnych uhloch. V troch výbojoch bola zmenená vertikálna poloha plazmy ($\pm 10\text{cm}$). Profily Machovho čísla M sú vidieť na obr. 4.5. Výboje boli dosiahnuté pri rovnakej hodnote elektrónovej hustoty \bar{n}_e a pre B_t v smere ACW. Profily n_e , T_e a V_f sú v daných výbojoch prakticky identické. V hlavnej časti SOL je vidieť pokles toku v prípade, že je sonda najbližšie polrovine. V prípade polohy sondy bližšie k vonkajšiemu divertoru je tok vyšší. Zmena toku potvrdzuje závislosť Machovho čísla na poloidálnom uhle. Na obr. 4.6 je vidieť výsledok simulácie toku v SOL na tokamaku JET ako funkcia poloidálnej vzdialenosti od HFS divertoru (L_p) na tokamaku JET v L-mód plazme pre oba smery B_t . V prípade smeru B_t CW, bod stagnácie toku sa nachádza na LFS polrovine a tok v SOL k HFS divertoru je koncentrovaný v hlavnej časti SOL ($L_p < 6$ m). V prípade opačného smeru B_t ACW, bod stagnácie toku sa nachádza vo vrchnej časti plazmy. Pre B_t CW, smer toku v SOL z LFS do HFS divertoru je konzistentný s meraním na obr. 4.1b. Avšak vypočítaný tok v hlavnej časti SOL je podstatne menší než tok zmeraný. Táto nezrovnalosť vo veľkosti meraného toku a simulovaného toku môže byť dôsledok nečistôt generovaných na sonde interakciou plazmy. Prevzaté z [20], [21].



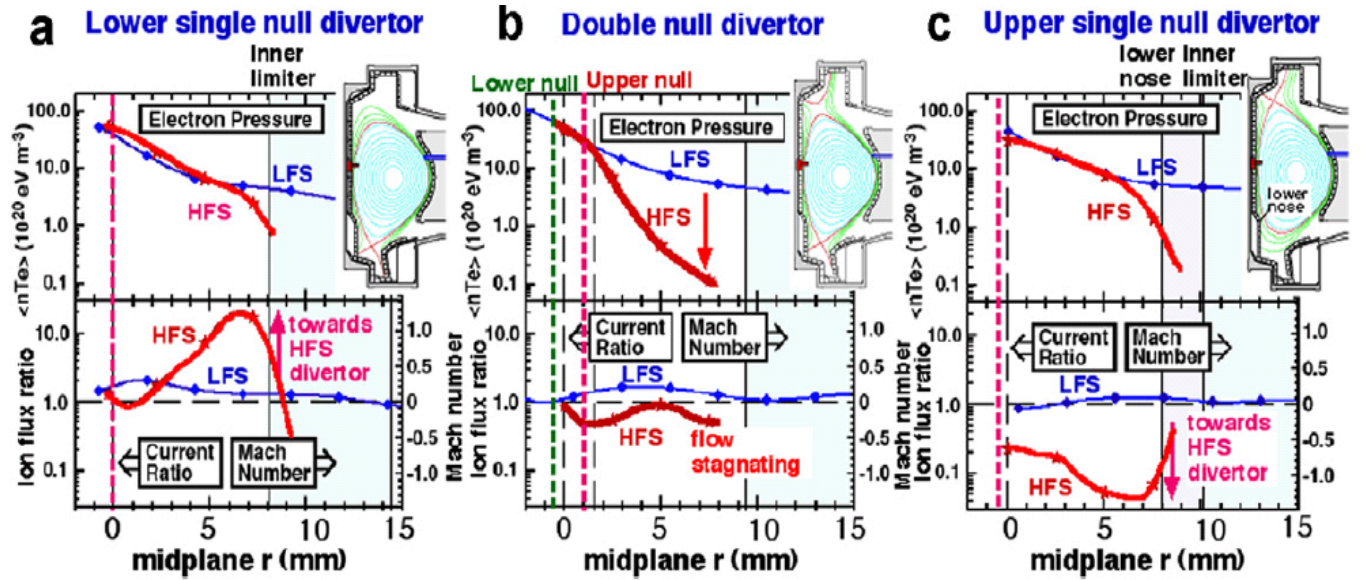
Obr. 4.5: Zmena toku v SOL vplyvom zmeny vertikálnej polohy plazmy v prípade B_t ACW pri $I_p = 260$ kA pre tri rôzne konfigurácie plazmy. Prevzaté z [21].



Obr. 4.6: Výsledky EDGE2D simulácie zahrňujúce drifts. Machovho číslo v závislosti na poloidálnej vzdialenosti pre 4 rôzne radiálne polohy v SOL (a) pre normálny CW a (b) opačný ACW smer B_t . Prevzaté z [20].

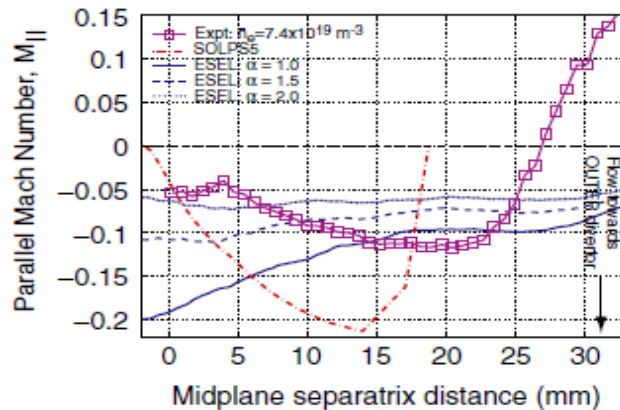
4.2.3 Zvýšený tlak na LFS

Vďaka tomu, že tokamak C-MOD má dva divertory, bolo možné urobiť unikátny experiment pre pochopenie vzniku nezávislej zložky Machovho čísla (M) na smere B_t v L-mód plazme. SOL plazma profily na HFS a LFS boli merané v troch rôznych divertorových konfiguráciách: lower single null (LSN), upper single null (USN) and double null (DN). Konfigurácie je vidieť na obr. 4.7, kde iónový grad- B drift má smer dole. Kladný smer SOL



Obr. 4.7: Prevzaté z [20].

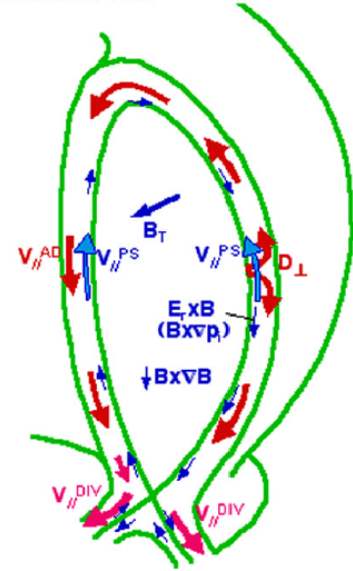
toku je tu definovaný ako smer iónového grad- B drifu. Konfigurácia s USN divertorom má opačný smer B_t pre zachovanie symetrie. Profily elektrónového tlaku na LFS a HFS sú porovnateľné pre LSN a USN. Rýchla zložka SOL toku ďalej od separatrix smerom k HFS divertoru je podobná až na rozdiel veľkosti toku pri separatrix. Jedinečný výsledok bol zmeraný pre DN divertor, obr. 4.7b. Elektrónový tlak je nízky na HFS polovine v porovnaní s LFS. Zároveň, M klesá k nule vo vonkajších povrchoch toku. V divertoroch s jedným x-bodom, dominantná časť transportu častíc v HFS SOL vzniká paralelným transportom z LFS. Všeobecne by mal byť súčet statickej ($n_e T_e + n_i T_i$) a dynamickej ($m_i [M c_s^2]$) zložky tlaku rovnaký pozdĺž magnetických siločiar. V priblížení hustej plazmy v rovnováhe ($T_e \approx T_i$) experimenty ukazujú statickú zložku tlaku na LFS vyššiu, než zložku tlaku na HFS. Tok na HFS je teda zvýšený pre zachovanie rovnováhy tlaku. Zvýšená statická zložka tlaku na LFS môže byť zapríčinená zvýšeným transportom naprieč polom pri LFS polovine. Poloidálna poloha miesta, na ktorom sú veľké toky častíc a energie z centra plazmy je ovplyvnená hlavne iónovým grad- B driftom. Prevzaté z [20].



Obr. 4.8: Offset toku v blízkej časti SOL porovnaný s odhadmi vzniku toku ako príčiny výmeny turbulencií vo vonkajšej polovine a vplyvu vonkajšieho divertoru. Prevzaté z [20].

4.2.4 Driftové efekty v tokamaku

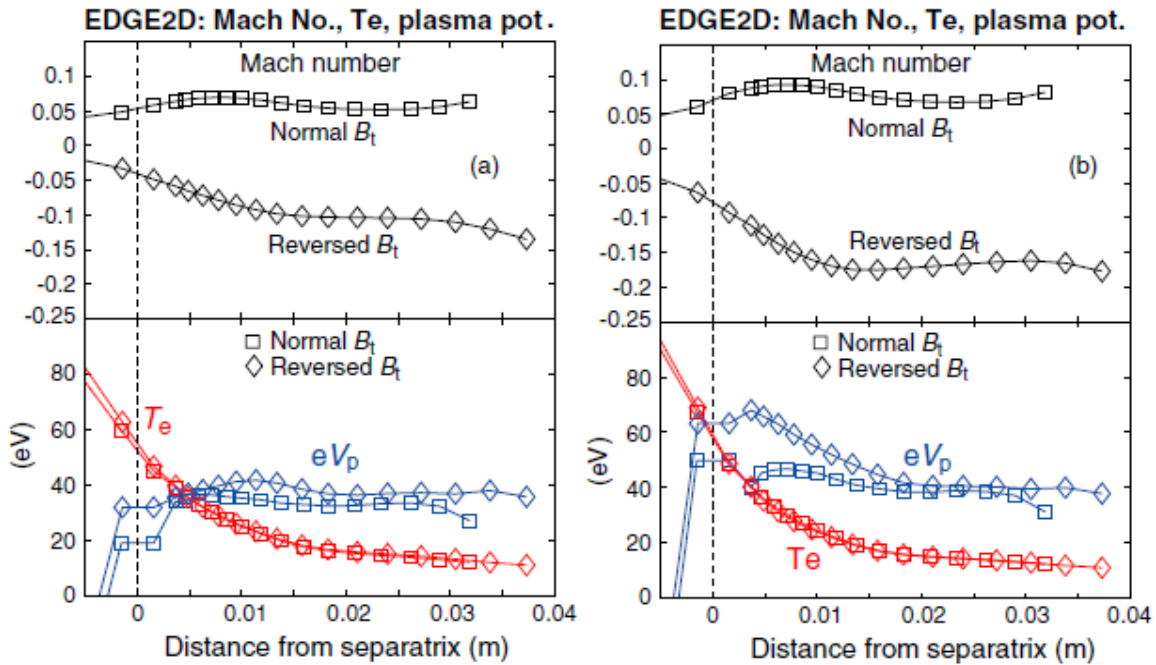
Klasické drifts ako $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ a grad-B (a diamagnetický, $\nabla p \times \mathbf{B}$, v tekutinovom modele) hrajú dôležitú rolu v kolmom a paralelnom transporte v toroidálnej geometrii. V SOL, paralelný tok, iónový Pfirsch-Schlüterov prúd môže byť tvorený asymetriou v $E_r \times \mathbf{B}$ a $\nabla p_i \times \mathbf{B}$ v povrchoch konštantného magnetického toku. Poloidálna projekcia iónového PF prúdu a driftov sú vidieť na obr. 4.9. PS prúd má smer toku opačný oproti smeru grad-B , dosahuje maximum na HFS a LFS polrovine tokamaku a minimum v hornej a dolnej časti tokamaku. Z obr. 4.3 je vidieť, že hlavná zložka toku je závislá na smere B_t a má smer opačný k smeru iónového grad-B driftu, dosahuje maxima pri nízkej elektrónovej hustote \bar{n}_e a všeobecne stúpa pri separatrix. Pfirschove-Schlüterove prúdy majú podobný charakter a dá sa pomocou nich vysvetliť B_t -závislá zložka toku ΔM . Na obr. 4.8 je vidieť porovnanie B_t nezávislej zložky toku z experimentu so simuláciami dvoch rôznych možných mechanizmov jeho vzniku. Je to tok spôsobený paralelnými gradientmi teploty a tok tvorený zvýšeným transportom naprieč poľom. Pre simuláciu teplotných gradientov bol použitý kód bez driftov s profilom toku rovným nule na konci simulovanej oblasti. V tomto prípade je tok hnaný paralelnými gradientmi iónovej teploty T_i , ktoré kód predpovedá aj nad divertorom. Simulácia paralelného transportu sa výrazne zhoduje s identickou analýzou meraní hustoty a turbulencií toku. Prevzaté z [20].



Obr. 4.9: Poloidálna projekcia paralelných komponentov toku v SOL, iónový Pfirsch-Schlüterov prúd (V_{\parallel}^{PS}) asymetrická difúzia (V_{\parallel}^{PS}) a tok do divertoru (V_{\parallel}^{DIV}). Prevzaté z [20].

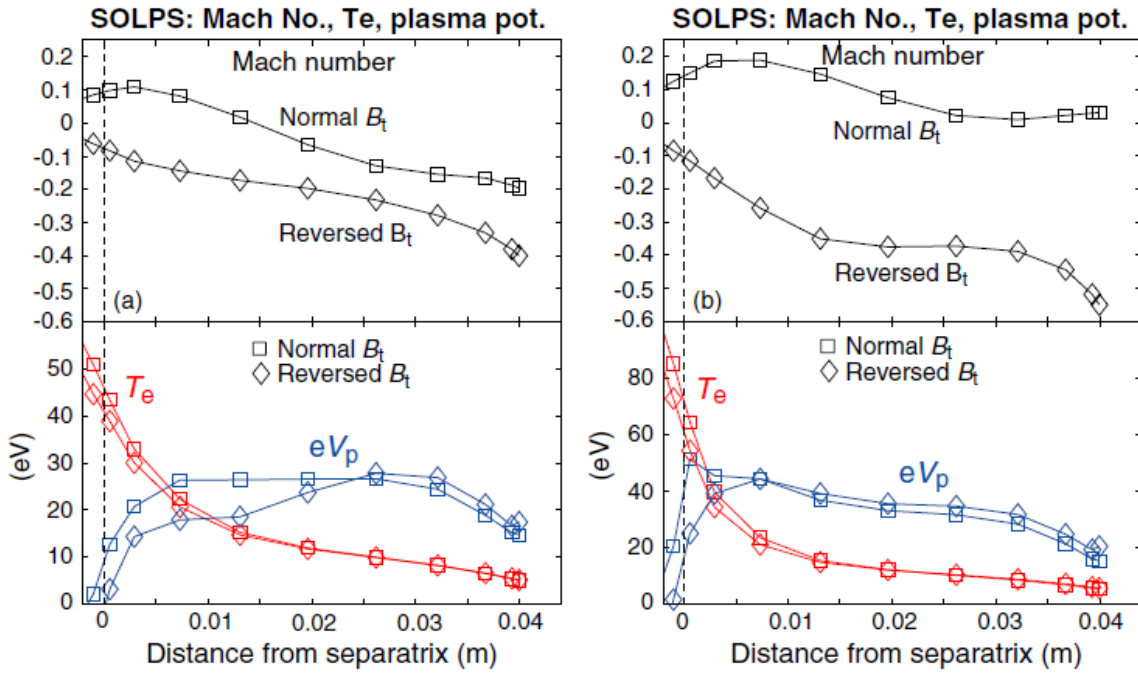
4.2.5 Modelovanie paralelného toku v SOL a radiálneho elektrického poľa s EDGE2D a SOLPS kódmi

Na obr. 4.10 je vidieť výsledok simulácie EDGE2D kódu dvoch výbojov na tokamaku JET. Bola analyzovaná elektrónová teplota T_e , potenciál plazmy eV_p na vonkajšej polrovine a Machovo číslo M pre dva rôzne smery B_t . Simulovaná oblasť toku odpovedá poloidálnej polohe sondy na obr. 4.1a. Obr. 4.10 vľavo má vyššiu hodnotu



Obr. 4.10: Výsledok simulácie EDGE2D kódu na tokamaku JET. Machovo číslo paralelného iónového toku v SOL počítané na poloidálnej polohe sondy na obr. 4.1a, elektrónová teplota T_e a potenciál plazmy V_p na vonkajšej polrovine pre dve rôzne hodnoty hustoty na separatrix $n_s = 5$ až $7.7 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$. Prevzaté z [22].

hustoty na separatrix oproti obrázku vpravo. Dosahujú hodnôt od $n_s = 5$ až $7.7 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$. V daných výbojoch boli započítané aj drifts, ktoré nemajú vplyv na variáciu profilov T_e a V_p v SOL. Oproti simuláciám s driftmi len v okrajovej oblasti dosahuje Machovo číslo vyššie hodnoty o faktor 1.29 a 1.55 vo vyššej a nižšej hustote. Profil V_p vo väčšine SOL prakticky nekoreluje s profilom T_e . Naopak experiment ukazuje závislosť potenciálu plazmy na elektrónovej teplote s pomerom $-eE_r/\nabla T_e$ v rozsahu 1.6 až 5. To je jeden z dôvodov, prečo simulované Machovo číslo môže byť podhodnotené v porovnaní s experimentálne meranou hodnotou. Boli použité poloidálne konštantné transportné koeficienty, dôsledkom čoho je pozorovaný negatívny offset. Avšak ani poloidálna závislosť transportných koeficientov nevedie k zvýšeniu toku na experimentálne pozorovanú hodnotu. Záporná priemerná hodnota Machovho čísla vo vzdialenej SOL môže byť tvorená tokom na vonkajší divertor. Vo vzdialenej časti SOL má Machovo číslo tendenciu rásť pre oba smery B_t , čo však nieje experimentálne pozorované. Pre porovna-



Obr. 4.11: Výsledok simulácie SOLPS kódu na tokamaku ASDEX Upgrade. Machovo číslo paralelného iónového toku v SOL počítané na poloidálnej polohe sondy na obr. 4.1a, elektrónová teplota T_e a potenciál plazmy V_p na vonkajšej polovine pre dve rôzne hodnoty hustoty na separatrix. Prevzaté z [22].

nie, na obr. 4.11 je vidieť výsledok simulácie SOLPS kódu na tokamaku ASDEX Upgrade pre dve rôzne hustoty na separatrix n_s . Len prípad B_t CW s vysokou n_s reprezentuje reálne parametre AUG plazmy, ostatné výboje nemajú experimentálnu analógiu. V tomto prípade sú použité radiálne elektrické prúdy spojené s E_r a ∇T_e pre zlepšenie numerickej stability. Machovo číslo dosahuje v experimentoch hodnotu ≈ 0.45 . Sonda je na tokamaku AUG umiestnená na low-field side, 20 cm nad vonkajšou polovinou. Tok by teda na tomto mieste nemal byť príliš ovplyvnený transportom naprieč poľom a mal by dosahovať podobné hodnoty pri opačnom smere B_t . Experimentálna hodnota toku je oproti numerickej príliš vysoká. Pomer $-eE_r/\nabla T_e$ dosahuje v simulácii nízke hodnoty. Kvôli tomu je otázne, či boli do kódu správne zahrnuté mechanizmy ovplyvňujúce radiálne elektrické pole. Pre typické podmienky v okrajovej plazme pri nie veľmi nízkych hustotách, malá hodnota $-eE_r/\nabla T_e$ pravdepodobne odpovedá nízkej T_e pri divertore a nie na vonkajšej polovine. Prevzaté z [22].

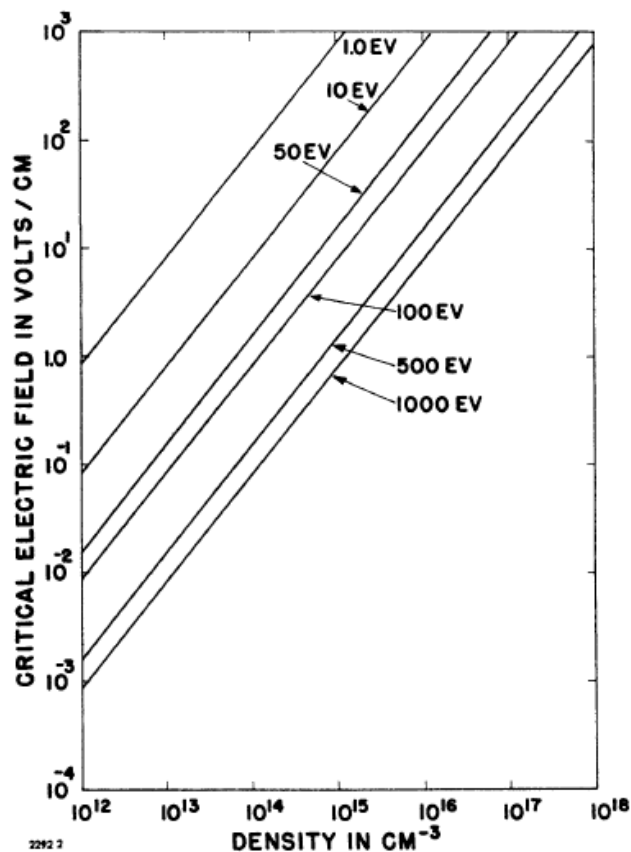
Kapitola 5

Runaway elektróny

Ubiehajúce elektróny (anglicky "runaway") vznikajú v tokamakoch počas disrupcií plazmy, alebo v režime s nízkymi hustotami. Princíp ich vzniku spočíva v tom, že pravdepodobnosť zrážky je nepriamo úmerná energii elektrónu. Čím má elektrón vyššiu energiu, tým je viac urýchlený napätím na závit, pretože klesá počet zrážok. Pri vysokom napätí na závit dosahujú energie až 100 MeV. Lokalizácia ich strát na prvú stenu môže značne znížiť životnosť komponentov, ktoré sú v kontakte s plazmou. Analýza disrupcií v tokamakoch ako ITER ukázala, že veľké tokamaky sú viac náchylné k vytvoreniu runaway elektrónov ako dôsledok lavínovitého efektu blízkych Coulombových zrážok s elektrónmi v plazme. Pri vysokom napätí na závit je rast prúdu runaway elektrónov kvôli lavínovitému efektu úmerný toroidálnemu elektrickému poľu E_t . V tokamakoch s prúdom plazmou okolo 1 MA, lavínové množenie runaway elektrónov má faktor $\sim e^2$, v tokamakoch ako ITER má tento faktor hodnotu $\sim e^{50}$. Lavínový mechanizmus ich vzniku je teda primárny v produkcii runaway elektrónov v ďalšej generácii tokamakov.

$$E_t < E_c = \frac{4\pi e^3 n_e \ln(\Lambda)}{m_e c^2} \quad (5.1)$$

Rovnica 5.1 udáva podmienku pre vznik runaway elektrónov. E_c je kritické Dreicerovo pole, ktoré je spodnou hranicou pre vznik runaway elektrónov. $\ln(\Lambda)$ je Coulombov logaritmus. c je rýchlosť svetla vo vákuu. Na obr. 5.1 je vidieť závislosť kritického elektrického poľa E_c na elektrónovej hustote n_e pre rôzne hodnoty priemernej energie elektrónov. [26, s. 1–2].



Obr. 5.1: Kritické elektrické pole ako funkcia elektrónovej hustoty s parametrom priemernej elektrónovej energie. Prevzaté z [25].

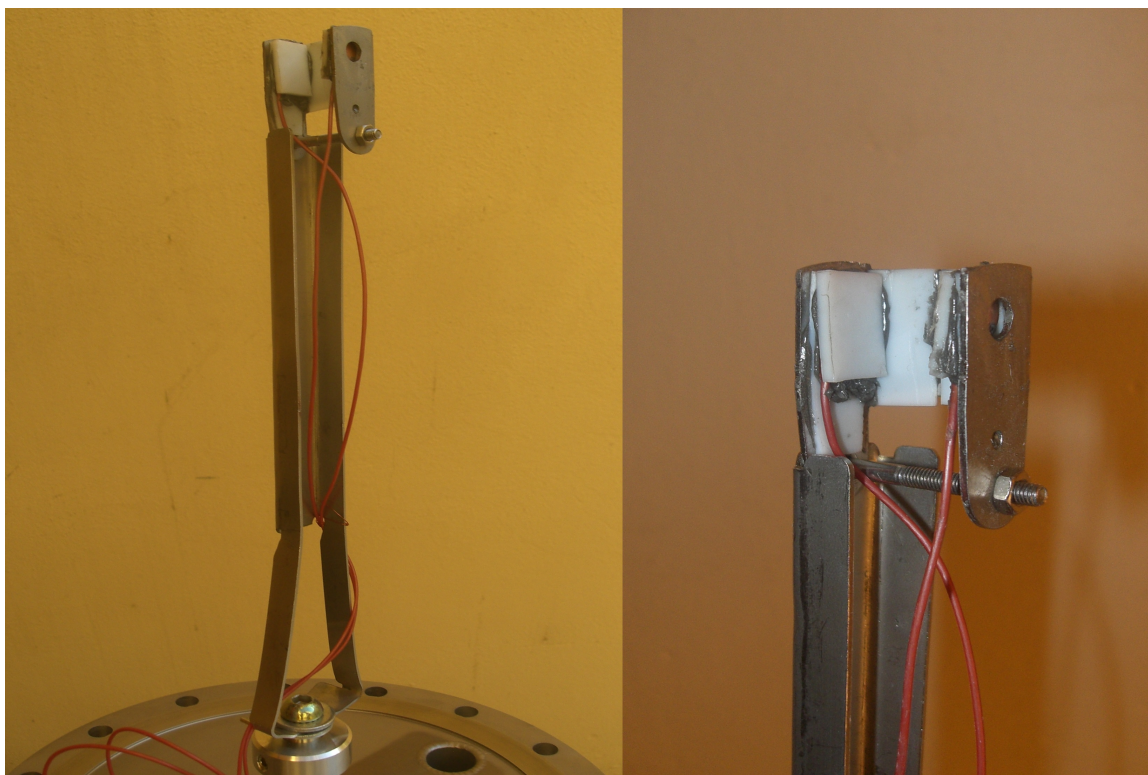
Kapitola 6

Meranie toku plazmy

6.1 Meranie toku plazmy Machovou sondou na posuvnom manipulátore

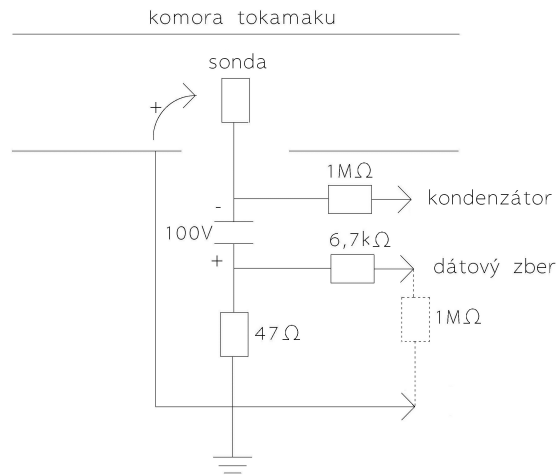
6.1.1 Usporiadanie experimentu

Na obr. 6.1 je vidieť Machova sonda na posuvnom manipulátore. Sonda je zhotovená z nehrdzavejúcej oceli. Vodiče sondy sú zhotovené z medeného supravodiču a sú od oceli izolované vrstvou teflónu. Otvor v oceli, cez



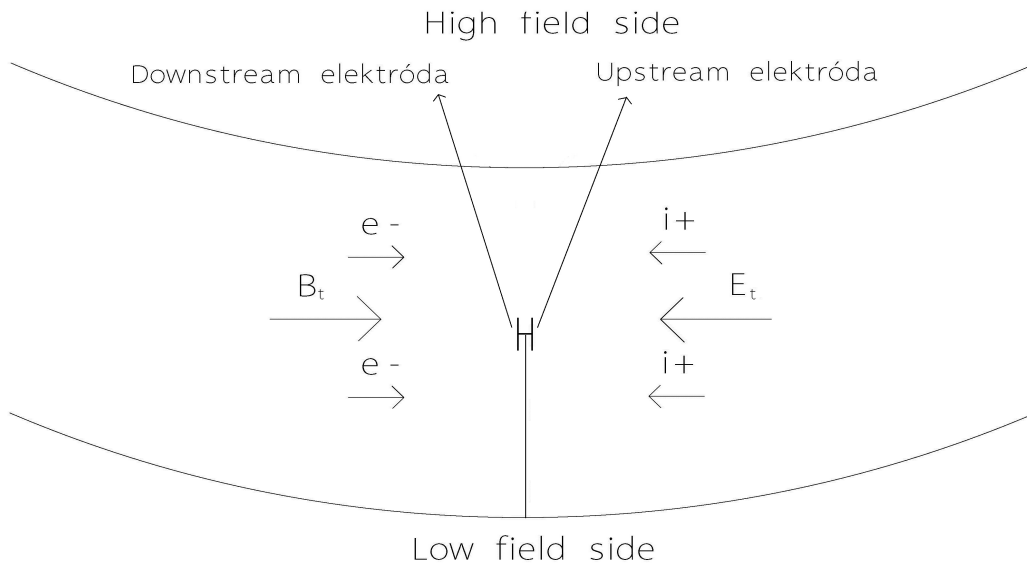
Obr. 6.1: Machova sonda na posuvnom manipulátore.

ktorý dopadá plazma na elektródy má priemer 4 mm. Sonda je zasunutá do tokamaku z bočného juh-západného portu na poloidálnom uhle 0° . V default polohe sú plochy elektród kolmé k smeru elektrického poľa v tokamaku. Manipulátorom je možné otáčať okolo jeho osi o 90° do oboch strán. Pri maximálnom zasunutí do plazmy je sonda vzdialená 5.5 cm od centra plazmy. Pri minimálnom zasunutí je sonda mimo SOL, ktorej rozsah je 8.5–10 cm od centra plazmy. Vzdialenosťou sondy od centra plazmy sa myslí vzdialenosť centra plazmy od stredy kruhového otvoru v sonde.



Obr. 6.2: Schéma zapojenia Langmuirových sond v poloidálnom poli na tokamaku Golem.

Schéma zapojenia jednotlivých Langmuirových sond pre meranie iónového nasýteného prúdu I_{sat}^+ je vidieť na obr. 6.2. 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.

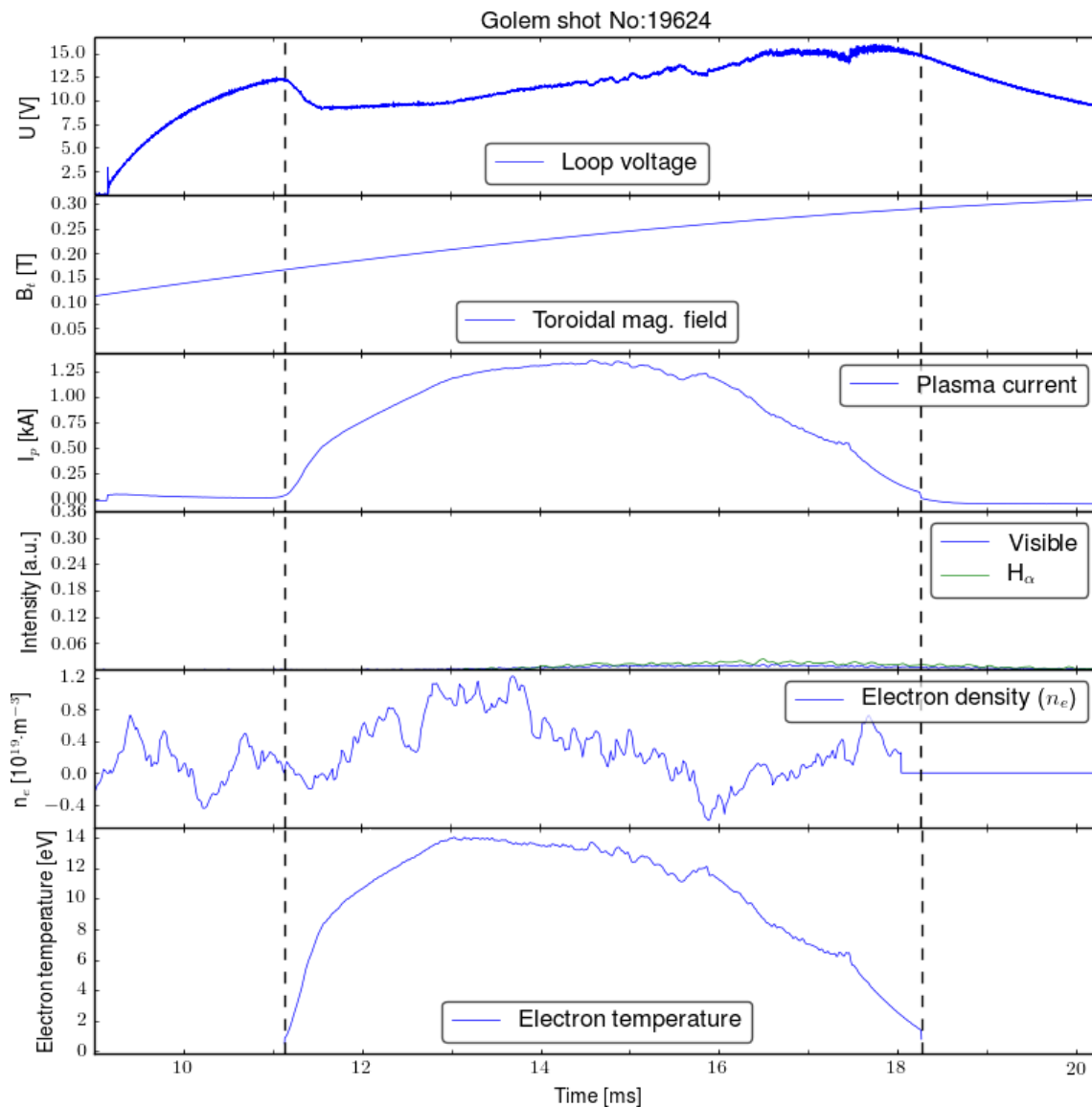


Obr. 6.3: Schéma polohy manipulátora s Machovou sondou v toroidálnom reze pri pohľade na tokamak zhora.

Na obr. 6.3 je vidieť schéma polohy manipulátora s Machovou sondou v toroidálnom reze pri pohľade na tokamak zhora. Toroidálne elektrické pole má záporný smer pri pohľade na tokamak zhora, teda smer hodinových ručičiek. Toroidálne magnetické pole má kladný smer pri pohľade na tokamak zhora, teda je v proti smere hodinových ručičiek. Táto konfigurácia je rovnaká pri všetkých výbojoch v tejto práci.

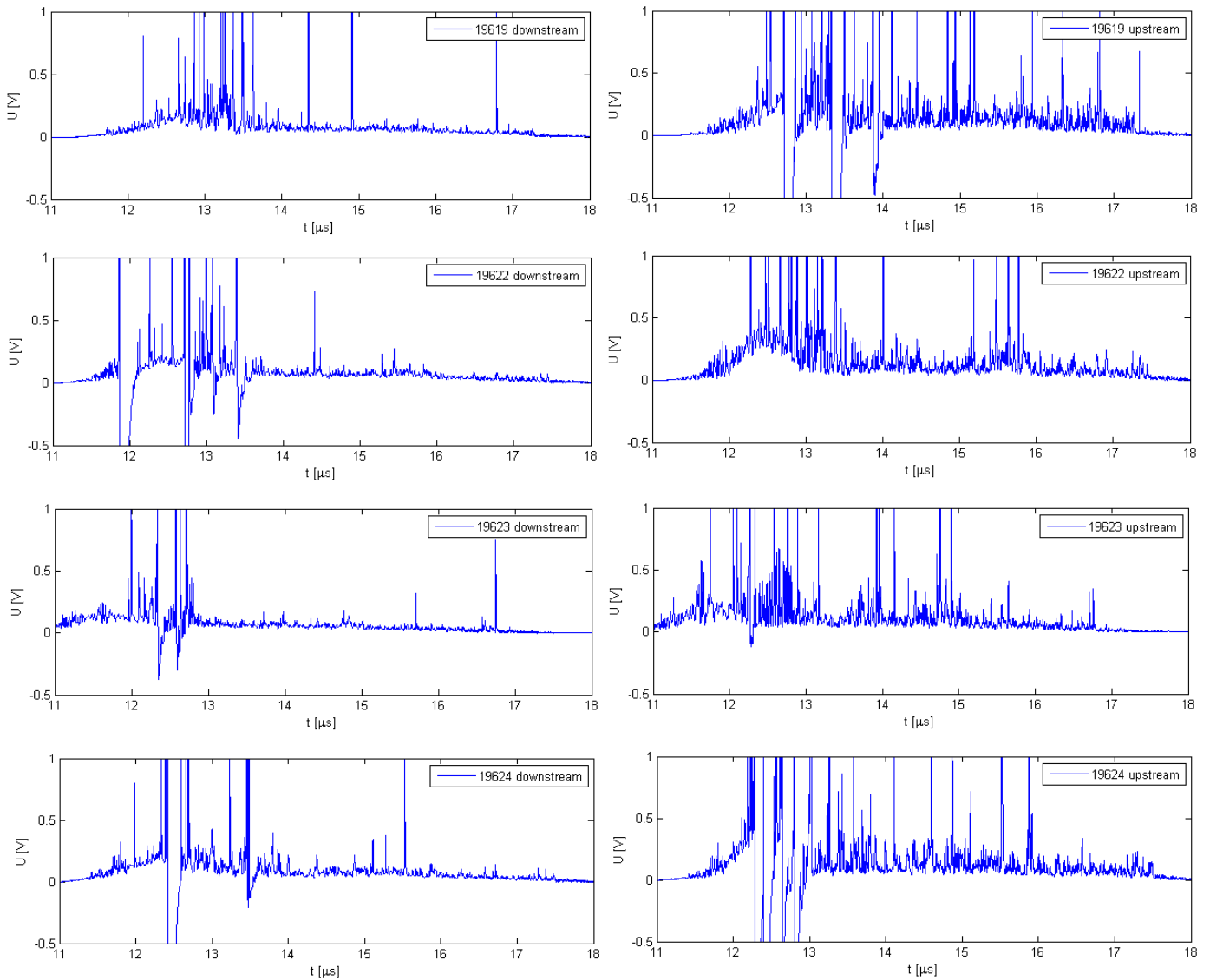
6.1.2 Základné parametre výbojov

Časový priebeh signálu základných diagnostík výboju č. 19624 je vidieť na obr. 6.4. V ďalšej sekcii je analyzované Machovo číslo vo výbojoch 19619, 19622, 19623 a 19624. Základné parametre plazmy sú v týchto výbojoch prakticky identické. V daných 4 výbojoch je doba života plazmy takmer rovnaká ~ 7 ms. Konštantná fáza výbojov začína v 12. ms. Priemerná elektrónová hustota v konštantnej fáze výbojov dosahuje hodnoty $\sim 4.6 \times 10^{-18} \text{m}^{-3}$.



Obr. 6.4: Časový priebeh signálu základných parametrov výboju č. 19624.

6.1.3 Signály z elektród



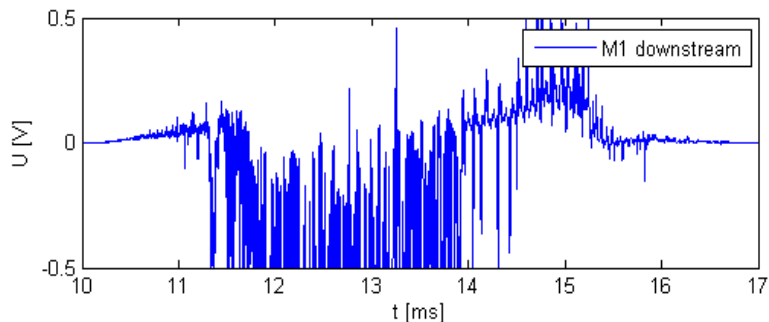
Obr. 6.5: Napätové signály v závislosti na čase z upstream a downstream elektród Machovej sondy z výbojov 19619, 19622, 19623 a 19624.

Na obr. 6.5 sú vidieť napätové signály elektród Machovej sondy vo výbojoch č. 19619, 19622, 19623 a 19624. Na ľavej strane sú signály z downstream elektródy a na pravej strane sú signály z upstream elektródy Machovej sondy. Meranie bolo uskutočnené v režime iónového nasýteného prúdu.

Runaway elektróny

Keďže sonda merala v režime iónového nasýteného prúdu, záporné hodnoty napätia je možné vysvetliť len runaway elektrónmi. Diagnostika určená na meranie runaway elektrónov v daných výbojoch nebola bohužiaľ k dispozícii. Ale len runaway elektróny majú dostatok energie, aby prekonal odporúdivý záporný potenciál sondy -100 V a dopadli na ňu. Tokamak Golem mal v daných výbojoch hustoty elektrónov $\sim 5 \cdot 10^{12}\text{ cm}^{-3}$ a elektrónové teploty $\sim 10.5\text{ eV}$. Obvod tokamaku Golem má hodnotu približne 251.3 cm . Pri napätí na závit 10 V dosahuje elektrické pole hodnoty približne 0.04 Vcm^{-1} . Z obrázku 5.1 je vidieť, že pri týchto parametroch je E_t tesne pod hranicou E_c . Keďže energia 10.5 eV je len priemerná hodnota, nezanedbateľné množstvo elektrónov z rozdelenia má dostatok energie, aby sa z nich stali runaway elektróny. Runaway elektróny boli hlavným problémom pri

meraní so starým ringom Machových sond, ktorý zhoršoval parametre plazmy. Napätie na závit dosahovalo v konštantnej fáze výboju až ~ 14 V, čo je príliš vysoká hodnota. V týchto výbojoch dosahovalo napätie na závit ~ 11 V, čo je síce menej, ale pri meraní so starým ringom bola priemerná elektrónová hustota $1.3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$, teda vyše dvojnásobok voči aktuálnej hodnote.

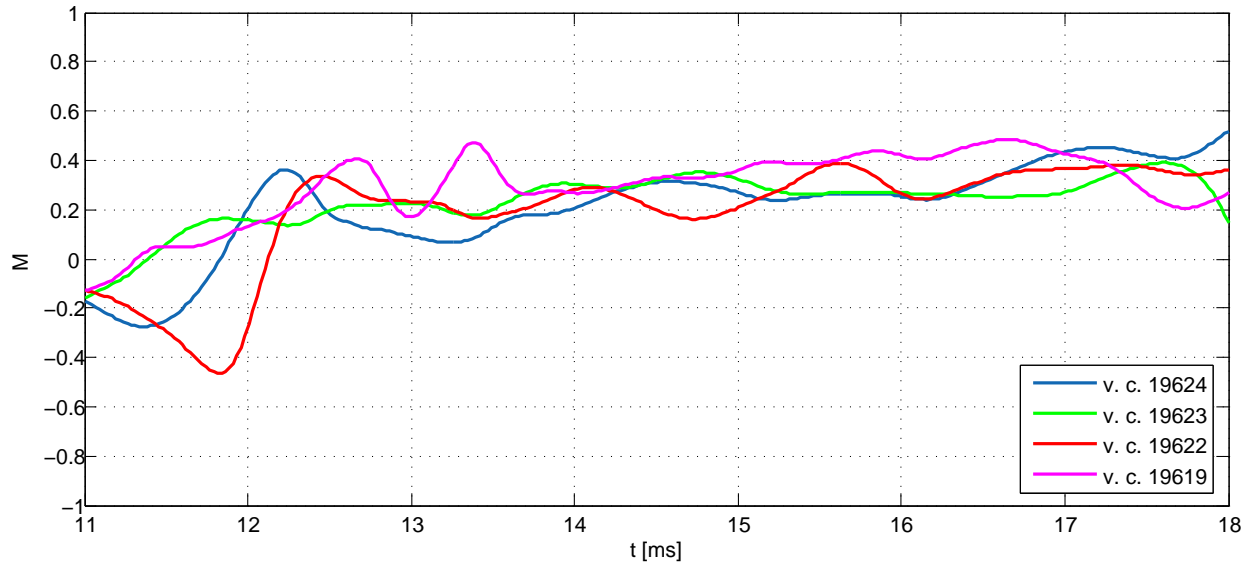


Obr. 6.6: Záporný signál runaway elektrónov na jednej z downstream elektród starého ringu Machových sond.

Na obr. 6.6 je vidieť signál na jednej z downstream elektród starého ringu Machových sond. Signál je počas 2.5 ms čisto záporný, čo úplne znemožňuje možnosť interpretácie výsledkov v tomto časovom intervale. Záporný signál sa vyskytoval prakticky na všetkých downstream elektródach vo všetkých výbojoch. Snaha obmedziť napätie na závit pod kritické Dreicerovo pole je z hľadiska produkcie runaway elektrónov ekvivalentná snaha zvýšiť priemernú elektrónovú hustotu v plazme a znížiť množstvo nečistôt v plazme. V ideálnom prípade by napätie na závit malo klesnúť na hodnotu 5 V. Tento stav sa však v čase merania nedarilo dosiahnuť. Porovnaním signálov z obr. 6.7 a signálu zo starého ringu je vidieť, že počet runaway elektrónov je značne nižší. Runaway elektróny síce vysvetľujú záporné signály na downstream elektródach, otázkou však je príčina záporných signálov na upstream elektródach. Elektróny sú totiž urýchľované proti smeru toroidálneho elektrického poľa. Signál na upstream elektróde by mal teda byť kladný. Pri meraní so starým ringom Machových sond bol záporný signál pozorovaný len na downstream elektródach.

6.1.4 Meranie toku plazmy

Na obr. 6.7 je vidieť vyhladený priebeh Machovho čísla v závislosti na čase vo výbojoch č. 19619, 19622, 19623 a 19624. Machovo číslo je počítané zo vzťahu 2.21. Machova sonda je v daných výbojoch umiestnená na poloidálnom uhle 0° vo vzdialenosti 9 cm od centra plazmy, teda v SOL 0.5 cm za separatrix.



Obr. 6.7: Machovo číslo v závislosti na čase v 4 rôznych výbojoch s identickými parametrami.

Konštantná fáza výboju začína približne v 12. ms. Výnimkou je výboj č. 19623, ktorého konštantná fáza začína už v 11 ms, čo môže byť príčinou ustálenejšieho priebehu Machovho čísla už v 12. ms. Machovo číslo v konštantnej fáze výbojov dosahuje pri danej polohe sondy hodnoty ~ 0.3 . Táto získaná hodnota sa zhoduje s teoretickým poloidálnym rozdelením Machovho čísla na obr. 3.4. Zároveň splňuje predpoklad, že v hlavnej časti SOL by mal byť tok v rovnakom smere, ako smer toroidálneho elektrického poľa I_p a hodnota by mala byť v rozmedzí $M = 0.2-1$. Porovnaním výsledkov s napäťovými signálmi na obr. 6.7 je vidieť, že fluktuácie Machovho čísla sú v dobrej korelácii so záporným signálom. Dve maximá v Machovom čísle vo výboji 19619 vznikajú v rovnakom čase, ako záporný signál na upstream elektróde. Ku globálnemu minimu Machovho čísla vo výboji 19622 dochádza v čase záporného signálu na downstream elektróde. Vo výboji 19624 prudko klesá Machovo číslo po 12. μs , kedy je signál na oboch elektródach záporný. Záporné signály znemožňujú správnu interpretáciu výsledkov.

6.2 Ring Machových sond

Motiváciou merania jednou Machovou sondou na posuvnom manipulátore bolo hlavne otestovanie funkčnosti konštrukcie sondy, ktorá bude následne použitá pre ring Machových sond. Na obr. 6.8 je vidieť ring so 4 Machovými sondami na tokamaku Golem. Ring je zhotovený z nehrdzavejúcej oceli. Vnútorňý polomer ringu



Obr. 6.8: Ring 4 Machových sond inštalovaných na tokamaku Golem.

má hodnotu $r_1 = 87$ mm. Vonkajší polomer ringu má hodnotu $r_2 = 97$ mm. Sondy sú teda umiestnené v SOL, ktorá má rozsah od 85 mm do 100 mm. Ring zatiaľ nie je funkčný. Na ring je možné inštalovať až 16 Machových sond. Zaujímavou výhodou ringu je možnosť natáčania jednotlivých Machových sond, vďaka čomu je možné meranie poloidálneho rozdelenia Machovho čísla na rôznych radiálnych polohách aj mimo SOL.

Záver

Prvým cieľom tejto práce bola rešeršná analýza fyziky okrajovej plazmy, teórie toroidálnych tokov okrajovej plazmy a ich merania pomocou Machových sond. Základy fyziky okrajovej plazmy sú obsiahnuté v prvej kapitole. Druhá kapitola obsahuje teóriu merania toku plazmy pomocou Machových sond. Tretia kapitola obsahuje článok o poloidálnych SOL asymetriách a toku v tokamaku DITE, ktorý bol hlavnou motiváciou pre vznik predchádzajúcej bakalárskej práce na túto tému. Najnovšie experimentálne výsledky a teória toroidálnych tokov okrajovej plazmy sú rozobraté v štvrtej kapitole. Hlavným cieľom tejto práce bol návrh a konštrukcia nového ringu Machových sond. Starý ring Machových sond svojimi rozmermi značne zhoršoval parametre výbojov, čím znemožňoval samotnú interpretáciu výsledkov. Kvôli nedostatku času ring zatiaľ nieje dokončený. Pre otestovanie funkčnosti konštrukcie jednotlivých Machových sond bola zhotovená jedna Machova sonda na posuvnom manipulátore. Tretím cieľom tejto práce bolo potlačenie generácie runaway elektrónov, ktoré značne zhoršujú interpretáciu merania Machovými sondami. Piata kapitola obsahuje stručnú teóriu runaway elektrónov. V porovnaní s meraním so starým ringom Machových sond sa podarilo znížiť množstvo runaway elektrónov na prípustnú hodnotu. Posledným cieľom tejto práce je meranie poloidálnej závislosti veľkosti toku plazmy v rôznych výbojových režimoch pomocou nového ringu Machových sond. Keďže ring Machových sond zatiaľ nieje dokončený, meranie toku plazmy bolo uskutočnené len jednou Machovou sondou. Výsledky merania touto sondou sú obsiahnuté v šiestej kapitole. Celkovo bolo namerané len malé množstvo dát. Na sonde sa dva krát vyskytol skrat a neskôr bol na tokamaku problém s vákuom, nebola teda bohužiaľ meraná závislosť Machovho čísla na tlaku, ani jeho radiálny profil. Z nameraných dát však vyplýva, že dizajn a funkčnosť sondy sú v poriadku a vypočítaný tok na jednej radiálnej polohe v SOL sa dobre zhoduje s teoretickou predpoveďou. Náplňou ďalšej práce bude teda dokončenie ringu Machových sond a meranie poloidálneho rozdelenia Machovho čísla.

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] Jezko, K. *Okrajové plazma v tokamacích a jeho diagnostika*, Bakalářská práce. FJFI ČVUT 2012.
- [4] Svoboda, V., *GOLEM wiki homepage*. URL: <<http://golem.fjfi.cvut.cz/>> [cit. 2014-18-04]
- [5] Markovič, T., *Magnetic field configurations and their measurement on tokamak GOLEM*, Bakalářská práce. FJFI ČVUT 2010.
- [6] Stockel, J., *Měření parametrů plazmatu pomocí elektrických sond na tokamaku GOLEM*. Přednáška pro U3V na FJFI ČVUT. 2011.
- [7] Kardon, B. *Measurement of Plasma Flows Using Mach Probe Array*, Bachelor thesis. MIT 2008.
- [8] Taylor, E. D. *Effect of Magnetic Islands on the Local Plasma Behavior in a Tokamak*. COLUMBIA UNIVERSITY 2000.
- [9] Chen, F. *Langmuir Probe Diagnostics*. 2003. URL: <<http://www.seas.ucla.edu/~ffchen/Publs/Chen210R.pdf>> [cit. 2014-20-06]
- [10] Limpouch, J. *Úvod do fyziky plazmatu*. Přednáška z predmetu *Základy fyziky plazmatu*. FJFI ČVUT 2014.
- [11] Stacey, W. M. *Fusion Plasma Physics*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA. 2005. ISBN 3-527-40586-0
- [12] Mlynář, J. Fúzní jaderné reakce, prednáška pre 3. ročník BS, *Úvod do termojaderné fáze*. FJFI ČVUT, 2014.
- [13] Mlynář, J. Kritéria pro užitečný reaktor, prednáška pre 3. ročník BS, *Úvod do termojaderné fáze*. FJFI ČVUT, 2014.
- [14] Tichý, M. Zdroje a těžba paliv na Zemi, prednáška pre 3. ročník BS, *Úvod do energetiky*. FJFI ČVUT 2014.
- [15] Kubič, M. *Experimental study of the edge plasma of the Tore Supra tokamak*, Diplomová práce. FJFI ČVUT 2009.
- [16] Pitts, R., A., Vayakis, G., Matthews, G., F., Vershkov, V., A., I.V. *Poloidal SOL asymmetries and toroidal flow in DITE*. Journal of Nuclear Materials. 176 177 (1990) 893-898.
- [17] Brotánková, J., *Study of High Temperature Plasma in Tokamak-like Experimental Devices*, Disertační práce. MFF, 2009.
- [18] Piel, A., *Plasma Physics*. 2010.
- [19] Wesson, J., *Tokamaks*. Clarendon Press, Oxford, 2004. ISBN 0-19-8509227
- [20] Asakura, N., *Understanding the SOL flow in L-mode plasma on divertor tokamaks, and its influence on the plasma transport*. Journal of Nuclear Materials 363–365 (2007) 41–51.

- [21] R.A. Pitts, J. Horacek, W. Fundamenski, O.E. Garcia, A.H. Nielsen, M. Wischmeier, V. Naulin, J. Juul Rasmussen, *Parallel SOL flow on TCV*. Journal of Nuclear Materials 363–365 (2007) 505–510.
- [22] A.V. Chankin, D.P. Coster, N. Asakura, G. Corrigan, S.K. Erents, W. Fundamenski, H.W. Müller, R.A. Pitts, P.C. Stangeby, M. Wischmeier, *A possible role of radial electric field in driving parallel ion flow in scrape-off layer of divertor tokamaks*. Nuclear Fusion 47 (2007) 762–772.
- [23] Hutchinson, I. H. *Principles of PlasmaDiagnostics*, Cambridge University Press, 2002. ISBN 978-0-521-80389-2.
- [24] Stangeby, P. C. *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices*, Institute of Physics Publishing, 2000. ISBN 0-7503-0559-2.
- [25] Dreicer, H. *Theory of Runaway Electrons*, P/2292 USA.
- [26] Rosenbluth, M.N., Putvinski S.V. *THEORY FOR AVALANCHE OF RUNAWAY ELECTRONS IN TOKAMAKS*, NUCLEAR FUSION, Vol. 37, No. 10 (1997).