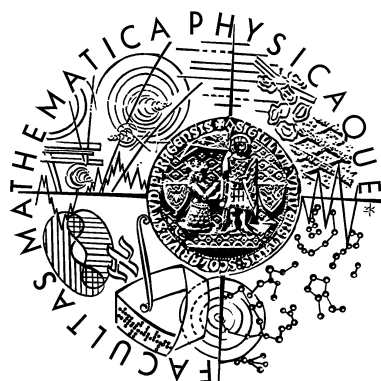


Univerzita Karlova v Praze  
Matematicko–fyzikální fakulta  
katedra elektroniky a vakuové fyziky



# Turbulence plazmatu na tokamaku Castor

DISERTAČNÍ PRÁCE

**Martin Hron**

Praha, srpen 2002

vedoucí práce: RNDr. Jan Stöckel, CSc.  
konsultant: Doc. RNDr. Jana Šafránková, DrSc.

Akademie věd České republiky  
Ústav fyziky plazmatu  
oddělení tokamak



*Tatínkovi*



## **Poděkování**

Děkuji svému školiteli, RNDr. Janu Stöckelovi, CSc. za vedení této disertační práce a pracovníkům oddělení *tokamak* Ústavu fyziky plazmatu AV ČR za veškerou pomoc a podporu při jejím vzniku.



# Část I

## Termojaderná fúze na principu magnetického udržení





# Kapitola

# 1

## Úvod

Švábský astronom Julius Robert Mayer v polovině 19. století považoval „za jedinkou možnou příčinu tepla slunečního“ mechanické účinky dopadu nebeských těles na povrch Slunce [1].

Co je však zdrojem energie Slunce ve skutečnosti? Dnes, o stopadesát let později, již víme, že Slunce je tvořeno převážně vodíkem (71,6 %) a heliem (27 %). Víme rovněž o existenci jaderných reakcí a je nám známo, že právě ony dodávají Slunci energii: v jeho nitru dochází při teplotě  $15 \times 10^6$  K a hustotě  $150 \text{ tun/m}^3$  ke slučování jader vodíku na jádra helia. Mezi nejčastější reakce patří tři procesy [2]:



kde v první reakci  $e^+$  značí vznikající pozitron a  $\nu$  neutrino, ve druhé  $\gamma$  představuje foton gama záření.

Slunce lze tudíž označit za termojaderný reaktor, který v celém spektru uvolňuje zářivý výkon  $3,86 \times 10^{26}$  W. Na jeden metr čtvereční na oběžné dráze Země z toho dopadá 1,36 kW, v oblasti střední Evropy se až na povrch Země dostává průměrně  $100 \text{ W/m}^2$ .

V současné době pokrývá lidstvo svou energetickou spotřebu převážně spalováním fosilních paliv, ve kterých se nahromadila sluneční energie před miliony let. Při tomto postupu se do atmosféry uvolňuje kromě jedovatých oxidů síry a dusíku i velké množství oxidu uhličitého, který z ní byl odčerpán před dávnými časy. To může vést

k ovlivnění klimatu. Navíc v poměrně brzké době dojde k vyčerpání těchto zásob a bude nutné vyřešit otázky nových zdrojů energie. Vedle obnovitelných zdrojů, které mají řadu nesporných výhod, ale o jejichž skutečně využitelném potenciálu je možné diskutovat, se nabízí pouze jaderná energie.

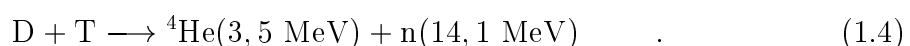
V současnosti se využívají k získávání energie štěpné jaderné elektrárny. I když odhlédneme od emocí, které vyvolávají, zůstává faktem, že při provozu obsahují zásobu radioaktivního paliva na mnoho měsíců a jako odpad produkují množství radioaktivního materiálu, který je z velké části v kapalném skupenství a tedy obtížně skladovatelný. V neposlední řadě musíme vzít na vědomí, že ani zásoby uranu nejsou zdaleka nevyčerpatelné.

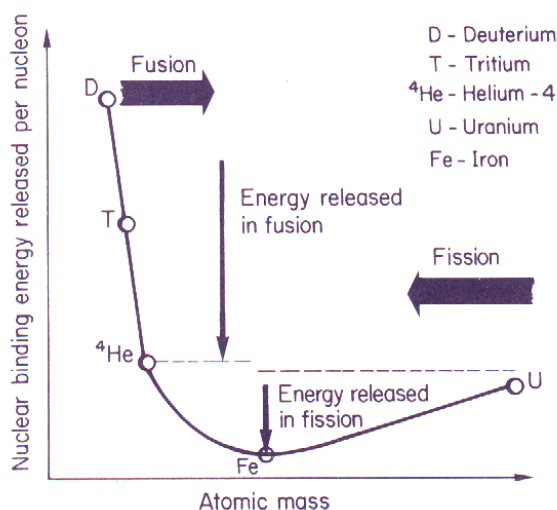
Z hlediska energetických potřeb se tedy jeví vhodné hledat nový zdroj energie. Jedním z možných kandidátů by mohly být fúzní reakce podobné těm, které hoří v jádrech hvězd. Termojaderná fúze má v tomto ohledu několik výhod: deuterium jako jedna složka paliva je obsaženo např. v mořské vodě (tvoří asi 0,015 % všeho vodíku), druhá složka paliva, radioaktivní izotop vodíku tritium, se bude získávat přímo v reakční nádobě z lithia, které je hojně zastoupeno v zemské kůře. Zásoba radioaktivního paliva v reakční nádobě bude pouze na několik sekund provozu reaktoru a nebezpečným odpadem budou jen jeho sekundárně aktivované stěny.

## 1.1 Řízená termojaderná syntéza

Jaderná syntéza je opačným procesem ke štěpení jader atomů, které je využíváno v současných jaderných, štěpných elektrárnách. V obr. 1.1, převzatém z [3], je vynešena vazebná energie připadající na jedno jádro v závislosti na atomové hmotnosti prvku, resp. jeho izotopu. Minimální vazebnou energii má železo  $^{56}\text{Fe}$ , což znamená, že je nejstabilnějším prvkem. Štěpením jader těžších prvků nebo slučováním lehčích jader je možné uvolnit rozdíl vazebné energie. Z grafu je patrné, že uvolněná energie při fúzní reakci je několikanásobně vyšší než při reakci štěpné.

Nejsnáze dosažitelnou reakcí je reakce dvou izotopů vodíku – deuteria D ( $^2\text{H}$ ) a tritia T ( $^3\text{H}$ ):





Obrázek 1.1: Závislost vazebné energie připadající na jedno jádro na hmotnosti atomu [3].

Produkce tritia by měla být prováděna přímo v reaktorové nádobě štěpením lithia neutrony vyletujícím z fúzní reakce:



Znamé zdroje lithia by zabezpečily provoz první generace fúzních reaktorů, viz rov. (1.4) – (1.6), na minimálně tisíc let. Při využití reakcí deuteria s deuteriem v další generaci fúzních elektráren by bylo fakticky vyřešeno zásobování lidstva energií, protože jeho zásoby postačovaly k pokrytí spotřeby na miliony let.

Aby mohlo dojít ke sloučení dvou lehkých jader na jádro těžší, je nutné překonat coulombovské síly, kterými se obě jádra vzájemně odpuzují. K tomu je nezbytné dosáhnout jisté minimální teploty, při ohřátí látky však dochází k její ionizaci, takže fúzním prostředím bude plazma. Chceme-li reakci zažehnout, je třeba dále splnit tzv. Lawsonovo kritérium [4, 5], které říká, že danou látku je třeba udržet při dostatečně vysokém tlaku  $n_i T_i$  po dostatečně dlouhou dobu  $\tau_E$ . Zapišeme-li tento vztah do vzorce, má tvar:

$$n_i \tau_E T_i > c_{\text{krit}} \quad , \quad (1.7)$$

$n_i$  značí hustotu iontů,  $T_i$  iontovou teplotu. Pro reakci deuteria s tritiem (1.4) je třeba dosáhnout teploty  $T_i \approx 20 \text{ keV}$  (cca 220 milionů K) a součinu hustoty a doby

udržení energie  $n_i \tau_E \approx 2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ . Fúze dvou jader deuteria může probíhat až při  $T_i \approx 50 \text{ keV}$  (cca 550 miliónů K) a  $n_i \tau_E \approx 6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ .

Potenciálové bariéry částic reagujících v jádrech hvězd jsou překonávány gravitační silou, což není v pozemských podmínkách uskutečnitelné. Na Zemi nemůže být fúzní prostředí v přímém kontaktu s žádným materiálovým povrchem – docházelo by k enormním ztrátám energie a navíc by byly pevné stěny vystaveny přílišnému tepelnému zatížení, což by vedlo k jejich destrukci. Ke splnění Lawsonova kritéria na Zemi se tedy nabízejí dvě cesty: inerciální a magnetické udržení.

Princip inerciálního udržení paliva pro termojadernou syntézu spočívá v použití laserů pro velmi rychlé stlačení ( $\tau_E \sim 10^{-11} \text{ s}$ ,  $p \sim 2 \times 10^{10} \text{ Pa}$ ) malého vodíkového terče o průměru  $\sim 3 \text{ mm}$  uvnitř vakuové komory [6]. Při stlačení terče pulsem laserů na velmi vysokou hustotu může před jeho explozí dojít k fúzním reakcím.

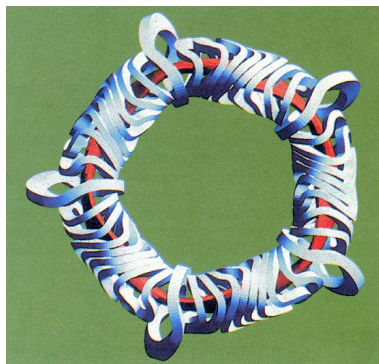
Magnetické udržení využívá skutečnosti, že fúzní prostředí je ve stavu plazmatu a nabitě částice se za přítomnosti magnetického pole pohybují podél jeho siločar. Tvarem siločar je vymezena magnetická nádoba, ve které je plazma udržováno, aniž by přicházelo do styku s materiálovými stěnami vakuové komory.

## 1.2 Magnetické udržení plazmatu

V současné době se jeví jako vhodné uspořádání pro budoucí reaktor dva typy fúzních zařízení na principu magnetického udržení: stelarátory a tokamaky.

Stelarátory, jejichž koncept pochází ze Spojených států z počátku 50. let, se po dlouhou dobu nejevily jako vhodný kandidát pro fúzní reaktory. Magnetické pole v nich je vytvářeno zkroucenými cívkami a má poměrně složitou geometrii, což právě bylo nevýhodou stelarátorů, protože výpočet tvarů cívek a pole byl příliš náročný. Nástupem výkonných počítačů se však situace změnila a do popředí vystupuje hlavní výhoda stelarátorů oproti tokamakům, kterou je principiální možnost práce ve stacionárním režimu. Po úspěšném projektu stelarátoru Wendelstein 7-AS s objemem plazmatu  $1 \text{ m}^3$ , který pracuje v Ústavu Maxe Plancka v Garchingu u Mnichova od roku 1988 (do konce roku 2002), je s současné době v Greifswaldu ve výstavbě experiment Wendelstein 7-X o objemu plazmatu  $30 \text{ m}^3$ , což odpovídá přibližně třetině objemu dnešního tokamaku JET (viz 1.2.2).

Konstrukčně jednodušší ruský koncept tokamaku, rovněž z 50. let, je v současné době pokročilejším zařízením. Řada experimentů na tomto principu, od menších přes



Obrázek 1.2: Cívky a sloupec plazmatu stelarátoru

středně velké až po velké tokamaky, umožnila získat množství poznatků z různých oblastí fúzní problematiky.

Například mezi specifika francouzského tokamaku Tore Supra patří využití supra-  
vodivých cívek k tvorbě magnetického pole, které jsou chlazeny tekutým heliem  
o teplotě 1,8 K. Nejcennější výsledky s ohledem na výzkum fúze byly získány z ev-  
ropského tokamaku JET<sup>1</sup> a amerického TFTR<sup>2</sup>, v nichž jediných bylo dosud dosa-  
ženo řízené fúzní reakce. Mezi velké tokamaky, které rovněž významně přispěly ke  
studiu horkého plazmatu patří dále americký tokamak DIIID<sup>3</sup> a japonský JT-60U<sup>4</sup>.

Díky těmto velkým zařízením byl učiněn důležitý pokrok ve výzkumu podmínek  
zapáleného plazmatu, v otázce předpovědi chování reaktorového plazmatu a byly  
získány zkušenosti s prací s tritiem a se řízeným přidáváním příměsí. [7]

V rámci Evropy je termojaderný výzkum koordinován sdružením Euratom, jehož  
členy jsou vedle států EU rovněž Švýcarsko, Česká republika a Maďarsko. Kromě  
národních laboratoří pracuje na základě dohody „*European Fusion Development  
Agreement*“ (tzv. EFDA) pod společnou správou tokamak JET.

### 1.2.1 Tokamak

Princip tokamaku spočívá v kombinaci magnetického pole v toroidálním a poloidál-  
ním směru. Cívky vytvářejí silné magnetické pole, zpravidla o síle  $1 \div 5 T$ , v toroi-  
dálním směru. Vakuová toroidální nádoba je umístěna na místě sekundárního vinutí

<sup>1</sup>JET = Joint European Torus

<sup>2</sup>TFTR = Tokamak Fusion Test Reactor

<sup>3</sup>DIIID = Doublet IIID Tokamak

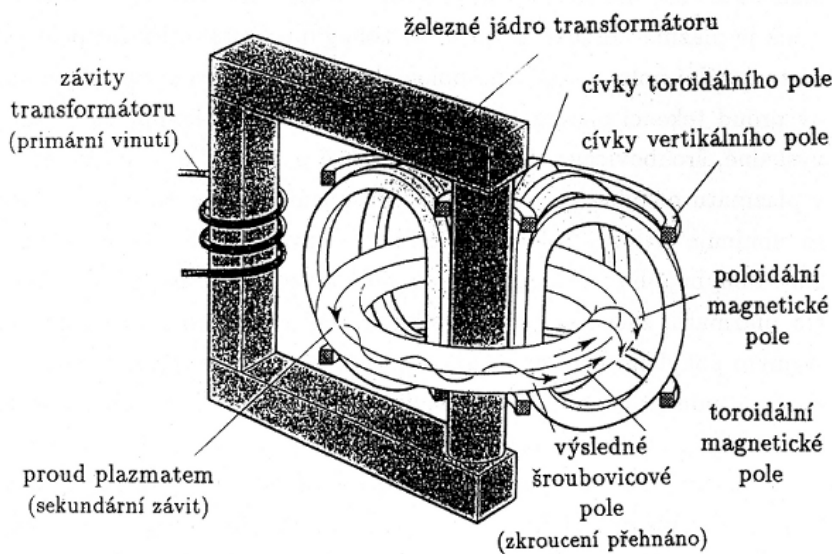
<sup>4</sup>JT-60U = Japanese Tokamak - 60U

transformátoru a sloupec plazmatu v ní vytváří jeden sekundární závit. Proud primárním vinutím transformátoru indukuje proud plazmatem, který dále vytváří slabší poloidální magnetické pole, takže výsledné siločáry jsou šroubovicově zakřivené, viz obr. 1.3.

Protože po určitém čase dojde k nasycení jádra transformátoru, je tokamak ve svém principu pulsní zařízení. Budoucí elektrárna však musí dodávat svůj výkon kontinuálně, proto jsou vyvinuty alternativní metody vlečení proudu elektromagnetickými vlnami a prováděny pokusy s prací v kvazistacionárním režimu se změnou směru toku proudu.

Oblast udržení plazmatu, charakterizovaná nekonečnými siločarami, je vymezena limiterem nebo divertorem, na který se uzavírají siločáry magnetického pole mimo poslední magnetický povrch a odvádějí tak částice, které z oblasti udržení unikly. Materiál a konstrukce limiteru, resp. divertoru musí být taková, aby snesl tok dopadajících částic s vysokou energií.

Bližší popis tokamaku je možné najít v diplomových pracích [5, 8] a v literatuře [4, 7, 9]



Obrázek 1.3: Schématické uspořádání tokamaku

### 1.2.2 JET

Největším tokamakem na světě je společný evropský tokamak JET v Culhamu u Oxfordu ve Velké Británii. JET je v provozu od roku 1983, v roce 1991 v něm poprvé na světě proběhla řízená fúzní reakce se směsí 90% deuteria a 10% tritia, po dobu přibližně jedné sekundy byl získáván fúzní výkon 2 MW. V roce 1997, v sérii experimentů se směsí deuteria a tritia o poměru 50% : 50% byly dosaženy tři „světové rekordy“:

1. fúzní výkon 16 MW,
2. získaná energie 22 MJ,
3. poměr fúzního výkonu k vstupnímu výkonu 0,64.

Od roku 2000 se změnila organizační struktura a postavení JETu, který nyní pracuje na základě dohody EFDA a je přístupný pro vědce z laboratoří sdružených ve společenství EURATOM [10].

### 1.2.3 ITER

Díky rozsáhlému a široce propojenému výzkumu v oblasti fúze na principu magnetického udržení a zejména na poli tokamaků, byla získána řada poznatků a zkušeností z mnoha experimentálních zařízení. Z tohoto zázemí [11] vycházely práce na projektu mezinárodního termojaderného experimentálního reaktoru ITER [12], na výzkumu a vývoji použitelných komponent [13] a na přípravách diagnostiky [14].

Vzhledem k tomu, že současná experimentální zařízení poskytla prakticky maximum možných výsledků a doba udržení energie  $\tau_E$  roste se druhou mocninou velikosti zařízení, jeví se jako nezbytná stavba většího zařízení, které bude sloužit ke studiu reaktorového plazmatu [15]. Tímto experimentem by měl být mezinárodní experimentální termonukleární reaktor ITER<sup>5</sup>, na jehož projektových přípravách spolupracovaly státy Evropské unie, Japonsko, Rusko a USA. V současné době je předmětem jednání tří prvně jmenovaných partnerů, za jakých podmínek a kde bude ITER vybudován, otevřená zůstává i otázka přistoupení dalších partnerů (Kanady a event. znovu USA). Aktuální informace o projektu ITER lze získat z [16, 17].

---

<sup>5</sup>ITER = *International Thermonuclear Experimental Reactor*

### 1.2.4 Castor

Tokamak CASTOR<sup>6</sup> je zřejmě vůbec nejstarším dosud fungujícím tokamakem. Byl vyroben na konci padesátých let v Moskvě, v polovině 70. let byl převezen do Prahy a o deset let později prošel rekonstrukcí, při níž byla vyměněna vakuová komora, byl celkově zlepšen vakuový systém a instalován nový zpětnovazební systém.

Hlavními tématy studovanými na tokamaku Castor jsou:

- fyzika okrajového plazmatu – turbulence a transport příměsí;
- interakce plazmatu s elektromagnetickými vlnami – vlečení proudu dolními hybridními vlnami, vybuzení urychlených částic před anténním systémem;
- vývoj diagnostik – elektrické a magnetické sondy, VUV a XUV spektroskopie.

Výhodou takového malého tokamaku v době velkých zařízení je jeho flexibilita a nízké náklady na provoz. Na rozdíl od větších zařízení, kde po otevření vakuové komory musí následovat několika denní až několika týdenní čerpání nádoby před prvními experimenty, Castor lze uvést do provozu během dvou až tří hodin od otevření. Díky tomu jsou zde úspěšně konstruovány a testovány diagnostiky, jejichž vývoj vyžaduje delší čas a opakované odzkoušení – některé z nich jsou popsány v této práci. Druhým úkolem, který tokamak Castor plní je výuka a výcvik studentů.



Obrázek 1.4: Pohled diagnostickým portem na polarizační elektrodu (viz odst. 2.3) během čištění stěn vakuové komory pomocí doutnavého výboje před zahájením experimentů. V tomto okamžiku slouží elektroda jako anoda doutnavého výboje.

---

<sup>6</sup>CASTOR = Czechoslovak Academy of Sciences Torus



**Parametry tokamaku Castor**

Velký poloměr sloupce plazmatu	$R = 0,4 \text{ m}$
Malý poloměr sloupce plazmatu	$a = 0,085 \text{ m}$
Malý poloměr komory	$b = 0,1 \text{ m}$
Toroidální magnetické pole	$B_T = 0,6 \div 1,6 \text{ T}$
Proud plazmatem	$I_p = 10 \div 20 \text{ kA}$
Hustota plazmatu	$n_e = 2 \div 20 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$
Centrální elektronová teplota	$T_e = 150 \div 300 \text{ eV}$
Centrální iontová teplota	$T_i = 50 \div 100 \text{ eV}$
Pracovní plyn	$H_2$ o tlaku $9 \div 20 \text{ mPa}$
Délka pulsu	$\tau \approx 40 \text{ ms}$
Napětí na závit	$U_{loop} = 1 \div 3 \text{ V}$
Intenzita ind. el. pole	$E_{ind} \approx 0,8 \text{ Vm}$
Doba udržení energie	$\tau_E \approx 0,5 \text{ ms}$
Doba udržení částic	$\tau_p \approx 1,2 \text{ ms}$
Debyeova délka	$\lambda_D = 20 \div 30 \text{ }\mu\text{m}$
Larmorův poloměr pro ionty	$r_L^i \approx 0,35 \text{ mm}$
Larmorův poloměr pro elektrony	$r_L^e \approx 10 \text{ }\mu\text{m}$
Char. srážková doba (el. — el.)	$\tau_{e,e} \approx 15 \text{ }\mu\text{s}$
Char. srážková doba (el. — iont)	$\tau_{e,i} \approx 1 \text{ ms}$

Bližší popis tokamaku Castor je již v mé diplomové práci [8] a proto se na tomto místě nebudu věnovat dalším detailům.

Zevrubný přehled veličin, které charakterizují parametry plazmatu je v [18].

**1.3 Turbulence v plazmatu**

Fluktuace plazmatu přitahují značnou pozornost, protože jsou projevem turbulence, která představuje dominantní mechanismus anomálně rychlého ochlazování plazmatu. Experimenty ukazují, že transport nabitých částic napříč siločar magnetického pole je až o dva řády vyšší, než očekává teorie založená na srážkové difúzi. Přestože se jedná o mechanismus zásadního významu, není dosud známa podstata turbulence a ta je stále předmětem studia. Pokud by se podařilo odkrýt principy vzniku turbulence a způsob jejího řízení, znamenalo by kontrolované vytváření transportní bariéry, která by turbulentní transport potlačovala, cenný přínos ve

dvou směrech. Jednak by pomohla ke splnění Lawsonova kritéria (1.7), zejména by k prodloužení doby udržení energie  $\tau_E$ , jednak by byla dobře využitelná při řízeném uvolňování energie z oblasti udržení na stěny budoucí reaktorové nádoby.

### Charakteristické parametry turbulence okrajového plazmatu:

Poloidální rozměr	$d_{pol} \approx 1 \div 2 \text{ cm}$
Radiální rozměr	$d_{rad} \approx 0,5 \div 1 \text{ cm}$
Toroidální rozměr – v SOL <sup>7</sup>	$d_{tor} \sim 2\pi R$
– hlouběji v plazmatu	$d_{tor} \gg 2\pi R$
Doba života	$\tau \approx 5 \div 50 \text{ } \mu\text{s}$
Frekvenční spektrum	$f \approx 5 \div 200 \text{ kHz}$
Poloidální vlnová délka	$\lambda_{pol} \approx 5 \div 15 \text{ cm}$
Rychlost poloidální rotace – v SOL	$v_{pol} \sim +1 \text{ km/s}$
– hlouběji v plazmatu	$v_{pol} \sim -1 \text{ km/s}$

Je pozoruhodné, že tyto hodnoty se experimentálně pozorují jak na velkých tokamacích (ASDEX, JET), tak i na relativně malých zařízeních (jako právě Castor). Tato univerzální povaha okrajové turbulence umožňuje jednoduše získat na malých zařízeních výsledky, které neztrácejí platnost pro velké experimenty.

### Cíle práce

Význam výzkumu turbulence a možnosti, které nám poskytuje pražský tokamak Castor nás vedly k tomu, že se věnujeme studiu elektrostatické<sup>8</sup> a magnetické<sup>9</sup> turbulence. Polarizace okrajového plazmatu elektrodou nám poskytuje nástroj k ovlivňování radiálního elektrického pole a vytváření transportní bariéry (viz kap. 2). Rozsáhlá sondová diagnostika umožňuje sledování fluktuací a vývoje transportu částic pod vlivem různých polí v okrajovém plazmatu a měření toků plazmatu sondami, které umožňují určit Machovo číslo, tj. poměr rychlosti rotace plazmatu a iontozvukové rychlosti.

---

<sup>7</sup>SOL, angl. *scrape-off layer*, je oblast, v níž se siločáry magnetického pole po jednom až několika obězích uzavírají na materiálový povrch.

<sup>8</sup>mj. v této práci

<sup>9</sup>viz dizertační práce I. Ďurana

## Část II

# Vliv elektrického pole na udržení a transport částic



# 2

## Kapitola

### Polarizace plazmatu

Vliv radiálního elektrického pole na udržení plazmatu se sledoval již v počátcích výzkumu řízené termojaderné syntézy. Vzhledem k tomu, že nebyly pozorovány žádné významné efekty, studium této tematiky bylo přerušeno. Teprve po objevu výbojového režimu se zlepšeným udržením na tokamaku ASDEX [19], zvaného H-mód (z angl. *high confinement mode*), se studium elektrických polí dostalo znovu do středu zájmu. Ukázalo se, že při ohřevu plazmatu vstřikováním neutrálních svazků, tzv. NBI (z angl. *neutral beam injection*), může plazma v tokamaku spontánně přecházet do módu se zlepšeným udržením [20], pokud je překročena určitá prahová hodnota výkonu dodávaného do okrajového plazmatu (angl. *power treshold*). Přechod z L-módu (angl. *low confinement mode*), jak je nazýván normální režim, do H-módu je chápán jako proces probíhající v několika krocích [21]: Nejprve se vytvoří (vzroste) radiální elektrické pole uvnitř posledního uzavřeného magnetického povrchu, poté střídá rotace plazmatu sníží úroveň fluktuací a potlačí transport částic a energie. Následně se mění profily okrajových parametrů, roste gradient teploty a hustoty – vzniká transportní bariéra, tj. radiálně omezená oblast, kde je potlačena difúze částic a energie [22]. Díky zlepšenému udržení plazmatu dochází k poklesu intenzity vyzařování  $H_\alpha$  čáry, což je projevem poklesu interakce plazmatu se stěnou [23].

Jedná se tedy o komplexní proces, který však není dosud plně popsán. Je známo, že zlepšené udržení je možné iniciovat, pokud je plazmatu vnuceno radiální elektrické pole zvnějšku, což se pozorovalo např. na tokamacích CCT [24] a Textor [22]. Vytváření elektrických polí prostřednictvím polarizace okrajového plazmatu pomocí masivní elektrody se, včetně teoretického popisu, věnuje Weynants v [25]. Srovnání difúzního koeficientu získaného pomocí neoklasického popisu transportu částic a modelovaného radiálního elektrického pole s experimentem prezentoval Cornelis v [26].

Současné studie se zaměřují jak na teoretickou stránku problému (např. Itoh v [27], [28]) tak na experimenty.

Ve druhé polovině devadesátých let se experimenty s polarizací okrajového plazmatu se staly součástí experimentálního programu rovněž na tokamaku Castor. První výsledky byly popsány v [29]. V současné době představuje používání polarizace okrajového plazmatu standardní režim provozu tokamaku, který umožňuje vytváření transportní bariéry a dává k dispozici prostor pro sledování turbulence plazmatu a toků částic v plazmatu za různých výbojových podmínek.

## 2.1 Elektrické pole a rotace plazmatu

Z uvedených skutečností je zřejmé, že radiální elektrické pole hraje zásadní roli pro ovlivňování transportu částic v okrajovém plazmatu tokamaku.

Radiální elektrické pole v tokamacích je svázáno s toky iontové komponenty plazmatu. Zapišme pohybovou rovnici iontové komponenty se zanedbáním zdrojů a ztrát částic plazmatu [30, 31] jako:

$$m_i n \frac{d\vec{v}}{dt} = neZ_i (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - \nabla \cdot P \quad . \quad (2.1)$$

Pokud divergenci tenzoru tlaku,  $\nabla \cdot P$ , zaměníme pro plazma blízké maxwellovskému rozdělení (nebo alespoň pro izotropické) gradientem skalárního tlaku, získáme v rovnovážném stavu,  $d\vec{v}/dt = 0$ , vztah pro radiální složku elektrického pole [21]:

$$E_r = \frac{1}{eZ_i n} \frac{\partial p_i}{\partial r} + B_\theta v_\varphi - B_\varphi v_\theta \quad , \quad (2.2)$$

kde první člen představuje diamagnetický drift, druhý člen odpovídá toroidální a třetí poloidální rotaci plazmatu. Na okraji plazmatu tokamaku je elektrické pole kauzálně svázáno především s diamagnetickým driftem a poloidální rotací.

Pro tokamak Castor byla řešena úplná pohybová rovnice iontové komponenty v poloidálním směru, ustředněná přes magnetický povrch [32]:

$$(1 + 2q^2) \rho \frac{dv_\theta}{dt} = J_r B_0 - F_{visc} - F_{i0} + (1 + 2q^2) \nabla \cdot (\eta \nabla v_\theta) \quad , \quad (2.3)$$

kde  $\rho = m_i n$  je hustota,  $v_\theta = -E/B_\varphi + v_d$  je poloidální rychlost způsobená  $\vec{E} \times \vec{B}$  driftem a diamagnetickým tokem ( $v_d = \nabla p_i / (eB_\varphi n)$ ), přičemž je zde zanedbán příspěvek toroidální složky rychlosti. Veličina  $q \equiv B_T / B_{pol} \cdot a / R$  je bezpečnostní faktor [4], angl. zvaná *safety factor*,  $d/dt = (\partial/\partial t + v_r \nabla_\perp)$ , kde  $v_r$  je radiální rychlost daná radiálním tokem iontů jako  $nv_r = \Gamma_i$ . Faktor  $(1 + q^2)$  se objevuje při středování přes magnetický povrch. Poloidální rotace je způsobena radiálním proudem  $J_r$ . Tlumení

zahrnuté do rovnice představují síly paralelní viskozity  $F_{visc}$  a tření  $F_{i0}$  způsobené srážkami iontů a neutrálních částic. Poslední člen na pravé straně představuje disipativní síly způsobené příčnou viskozitou.

Radiální proud, který je svázán s radiálním elektrickým polem a způsobuje tedy rotaci plazmatu, je tvořen dvěma složkami:

$$J_r = J_{transp} + J_{ext} \quad , \quad (2.4)$$

kde  $J_{transp} = e(\Gamma_i - \Gamma_e)$  je proud způsobený radiálním transportem částic,  $\Gamma_{i,e}$  jsou toky iontů a elektronů. Toky částic indukuje rovněž přítomnost materiálového povrchu (např. limiteru nebo polarizační elektrody; viz též kapitola 5.4) Takový, vnější zdroj vlečený proud v radiálním směru značíme  $J_{ext}$ .

Tento magnetohydrodynamický popis umožnil získat kvantitativní představu o procesech při polarizaci okrajového plazmatu. Byly spočítány profily  $E_r$  a  $v_\theta$ , které jsme úspěšně srovnali s experimentem v [32].

## 2.2 Turbulence v magnetizovaném plazmatu

### Růst a potlačování turbulentních struktur

Do současnosti se již na mnoha zařízeních ukázalo, že formování transportní bariéry je úzce spojeno s hypotézou, která říká, že nárůst stříhu  $\vec{E} \times \vec{B}$  driftu vede k potlačení turbulence a tím ke zlepšení udržení.

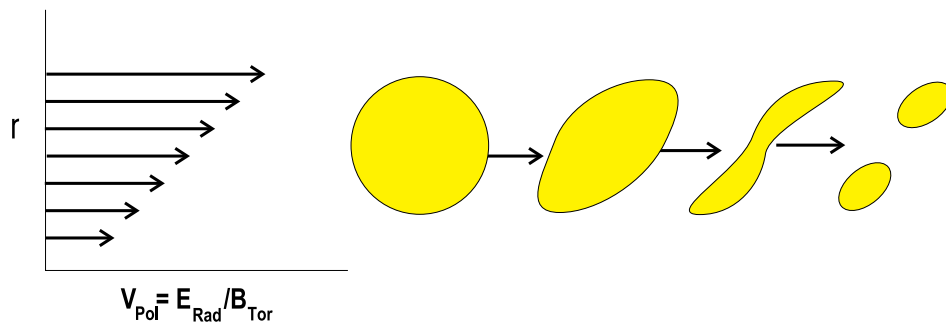
Aby byla výrazně snížena úroveň turbulence, musí být charakteristická frekvence střížné rotace, tzv. *shearing rate*, srovnatelná s nelineární saturací úrovně turbulence, která je tvořena nestabilními módy. V ohmickém režimu, bez přítomnosti  $\vec{E} \times \vec{B}$  stříhu, je kvantitativně úroveň turbulence určena rovnováhou mezi frekvencí (rychlostí) lineárního nárůstu nestabilit  $\gamma$  a tlumením vlivem anomální difúze.

Časová konstanta nelineárního útlumu je řádu

$$\tau^{-1} = \omega \sim \gamma = 4D/\delta_0^2 \quad , \quad (2.5)$$

kde  $D$  je koeficient anomální difúze a  $\delta_0$  korelační délka turbulentních struktur v radiálním směru. Experimentálně lze odhadnout  $\gamma$  jako převrácenou hodnotu pološířky autokorelační funkce plovoucího potenciálu [23, 33]. Nepřítomnost nestabilit spolu s depozicí částic a s dodáváním hybnosti a ohřevu plazmatu dovoluje vytvoření gradientů tlaku a (nebo) rotace, čímž lokálně zesiluje gradient radiálního pole. To vede k dekorelaci turbulentních struktur a omezení transportu.

Na obr. 2.1 je naznačen vztah mezi rychlostí poloidální rotace (osa x) a radiální polohou sledované vrstvy (osa y): rozdílná velikost elektrického pole na různých poloměrech způsobuje různou rychlost rotace jednotlivých vrstev plazmatu vlivem



Obrázek 2.1: Schematický obrázek znázorňuje chování turbulentních struktur, které se dostanou do vlivu střižného radiálního elektrického pole (tzv. *sheared radial electric field*).

$\vec{E} \times \vec{B}$  driftu. Části turbulentních struktur se na různých poloměrech pohybují různými rychlostmi, struktury se díky tomu rozruší a jejich charakteristické rozměry v radiálním směru se zmenší [34]. Takto se sníží transport částic směrem ven z oblasti udržení, můžeme hovořit o vzniku tzv. vnější transportní bariéry (angl. *external transport barrier*).

K celkové stabilizaci různých módů dochází, pokud frekvence odpovídající  $\vec{E} \times \vec{B}$  rotaci převyšuje inkrement  $\gamma$  [35]:

$$\gamma_S > \gamma \quad , \quad (2.6)$$

kde střižná frekvence je dána gradientem rychlosti  $\vec{E} \times \vec{B}$

$$\gamma_S = \left| \frac{dv_{\vec{E} \times \vec{B}}}{dr} \right| = \frac{RB_\vartheta}{B} \frac{\partial (E_r / RB_\vartheta)}{\partial r} \quad . \quad (2.7)$$

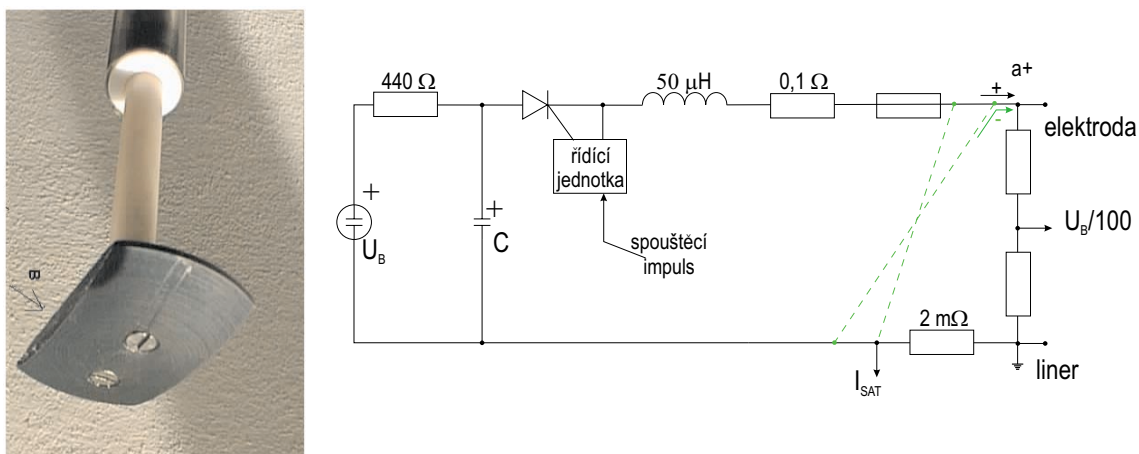
## 2.3 Polarizační elektroda

Potenciál plazmatu v okrajové oblasti je možné ovlivňovat přivedením vnějšího napětí na elektrodu (angl. *biasing electrode*) umístěnou na okraji sloupce plazmatu. Přiložením napětí ze zdroje na elektrodu modifikujeme v oblasti mezi elektrodou a stěnou profil potenciálu plazmatu<sup>1</sup> a ovlivňujeme, resp. fakticky určujeme radiální elektrické pole v okrajové oblasti tokamaku.

Elektroda používaná k polarizaci plazmatu na tokamaku Castor je vyrobena z grafitu a má houbovitý tvar s povrchem 27 cm<sup>2</sup> (obr. 2.2), do plazmatu je zasunuta shora, toroidálně 85° od limiteru.

<sup>1</sup>Průběhu potenciálu plazmatu je úměrný průběh plovoucího potenciálu, který můžeme měřit pomocí Langmuirových sond.





Obrázek 2.2: a/ Fotografie polarizační elektrody: povrch elektrody má  $27 \text{ cm}^2$ , její efektivní tloušťka v radiálním směru  $\sim 5 \text{ mm}$ .  
b/ Schematický obvod znázorňující zapojení polarizační elektrody.

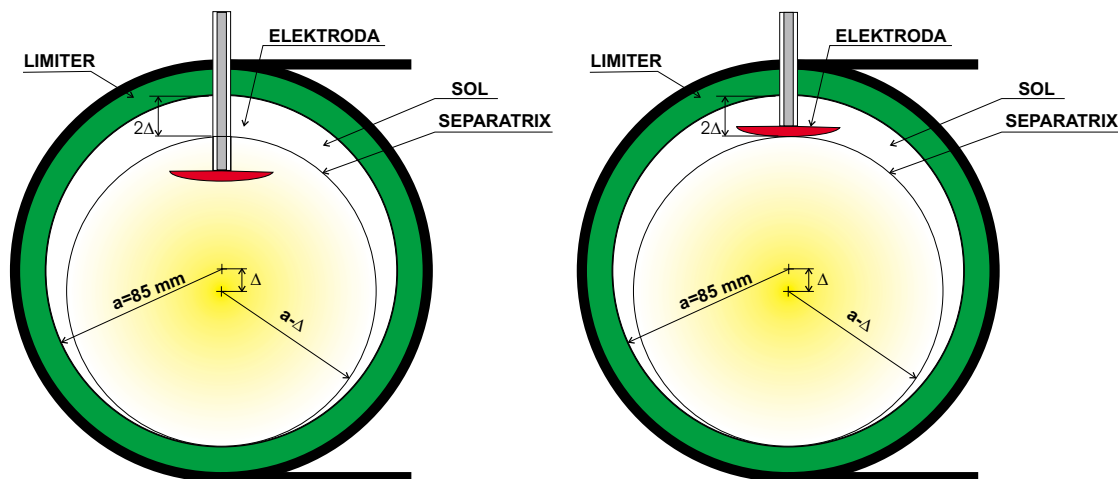
Během výboje je na elektrodu přiveden puls napětí z kondenzátorové baterie, referenční elektrodou je přitom stěna vakuové nádoby. Spínání a odpojování kondenzátorové baterie zajišťuje řídicí jednotka s GTO tyristorem TG 976-500-45 řízeným impulsem z časové centrály. V době mimo tento puls napětí je elektroda plovoucí, tzn. odpojována od zdroje a ustaví se na ní plovoucí potenciál. Během experimentu měříme přes dělič 1:100 napětí  $U_B$  na elektrodě a na odporu  $2 \text{ m}\Omega$  proud  $I_B$ , který jí protéká. Ve schématu je znázorněno přivedení kladného pulsu napětí na elektrodu, přivádíme-li napětí záporné, musíme přepólovat zapojení tak, jak je naznačeno zelenou čárkovanou čarou.

### Vzájemná poloha elektrody a sloupce plazmatu

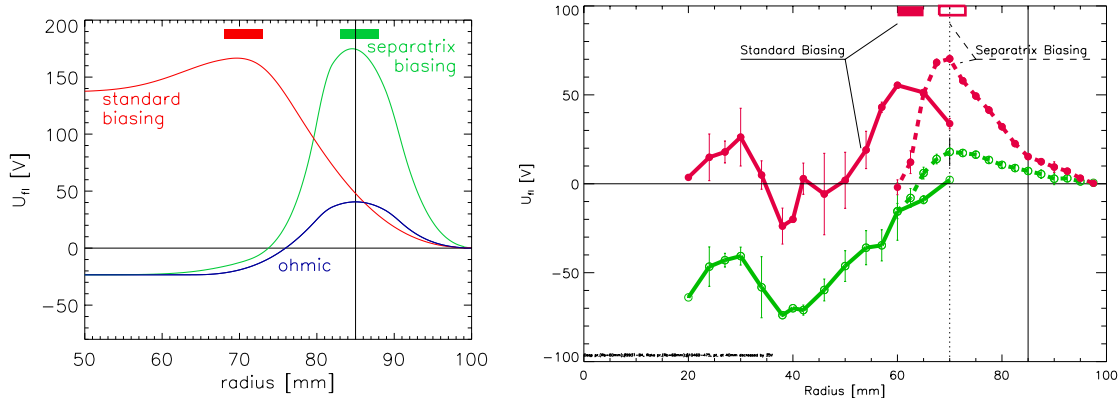
Poloměr limiteru, v jehož stínu se na tokamaku Castor siločáry magnetického pole uzavírají po jednom oběhu kolem toru, je  $r = 85 \text{ mm}$ . Sloupec plazmatu je však posunut směrem dolů, takže v horní části toru vzniká navíc rozšířená oblast nazývaná obvykle *scrape-off layer* (SOL), kde se siločáry na stěnu nebo limiter uzavírají po několika obězích. Počet oběhů siločáry je úměrný faktoru  $q$ .

Poslední uzavřený magnetický povrch, tzv. separatrix, odděluje oblast SOL od oblasti s nekonečnými siločárami magnetického pole, které neprotínají žádný materiálový povrch. Podle polohy elektrody vůči separatrix rozlišujeme na tokamaku Castor dva režimy (viz obr. 2.3):

1. *standard biasing* — elektroda je umístěna uvnitř posledního uzavřeného magnetického povrchu (zpravidla  $r_B < 70 \text{ mm}$ );



Obrázek 2.3: Poloha elektrody v poloidálním řezu tokamaku a/ ve standardním režimu polarizace, b/ při polarizaci separatrix.



Obrázek 2.4: Profil plovoucího potenciálu v závislosti na poloměru: schematické znázornění (vlevo) – modrá křivka odpovídá průběhu  $U_{fl}$  v ohmickém režimu, zelená při polarizaci separatrix a červená křivka během standardního režimu polarizace; měřený profil plovoucího potenciálu v blízkosti centra plazmatu [36] (vpravo).

2. *separatrix biasing* — polarizace elektrodou umístěnou v SOL v blízkosti posledního uzavřeného magnetického povrchu ( $r_B \sim 70 \text{ mm}$ ).

Obrázek 2.4 znázorňuje schématický a měřený radiální profil plovoucího potenciálu v ohmickém režimu a při polarizaci. Ve standardním režimu polarizace se nabíjí celý sloupec plazmatu a vytváří se tedy pouze jedna radiální oblast se zvýšeným elektrickým polem. Při polarizaci separatrix však narůstá potenciál pouze v relativně úzké oblasti posledního uzavřeného magnetického povrchu a vznikají dvě transportní bariéry. Radiální poloha elektrody je vyznačena obdélníčky v grafu.

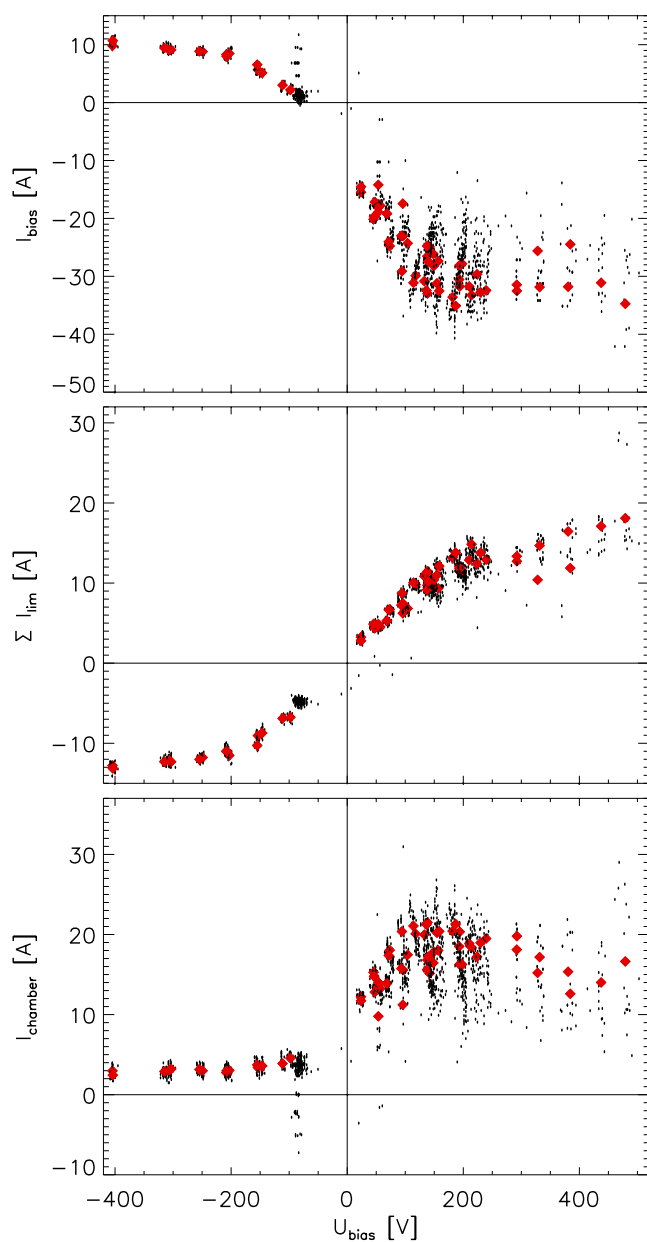
Vzhledem k tomu, že modifikace potenciálu je podmíněna proudy tekoucími v plazmatu v radiálním směru, viz rov. (2.2) a (2.3), zajímáme se o typické hodnoty proudu na polarizační elektrodu. Její V-A charakteristika byla měřena „výstřel od výstřelu“: během přibližně 50 výbojů bylo na elektrodu přiváděno různé napětí, měřený proud a napětí bylo vyneseno do grafu v obr. 2.5. Sondová charakteristika má dobře vyjádřenou oblast nasycení s proudy na elektrodu v rozmezí 30 – 40 A pro kladné a  $\sim 10 \text{ A}$  pro záporné polarizační napětí. K dosažení saturace větví sondové charakteristiky stačí přikládat napětí  $\pm 100 \div 200 \text{ V}$ . Větší proudy polarizační elektrodou měříme při kladném napětí, je proto logické, že polarizace kladným napětím bude mít výraznější efekt na plazma jako celek.

Proud tekoucí elektrodou se může uzavírat na limiter nebo na vakuovou komoru, které jsou navzájem izolované. Pro součet proudů tedy platí:

$$I_B = I_{lim} + I_{ch} \quad . \quad (2.8)$$

Dále jsme proto měřili proud tekoucí na limiter a podle rov. (2.8) jsme jednoduše určili proud tekoucí napříč siločar magnetického pole na stěnu vakuové nádoby. Pro kladné polarizační napětí se proud na limiter a vakuovou nádobu dělí v poměru 1:1. Ve všech případech odpovídají černé tečky hodnotám proudu a napětí, které byly naměřeny v průběhu polarizovaných fází jednotlivých výbojů. Červené čtverečky označují ustředněné hodnoty proudu a napětí, průměrné hodnoty jsou počítány pro každý výboj.

Přestože uspořádání *standard biasing* významně napomohlo k rozeznání klíčové úlohy elektrických polí, není přijatelné pro větší zařízení, kde jsou materiállové součásti vystaveny vysokému tepelnému zatížení. Naproti tomu při polarizaci separatrix je elektroda vystavena mnohem nižší zátěži, což umožňuje její využití na větších experimentálních zařízeních.



Obrázek 2.5:  $V$ - $A$  charakteristiky elektrody na poloměru  $r_B = 70$  mm, tj. v režimu polarizace posledního uzavřeného magnetického povrchu, tzv. *separatrix biasing*:  
 a/ charakteristika nabíjecí elektrody  
 b/ část proudu, která se uzavírá podél siločar magnetického pole na limiter  
 c/ část proudu tekoucí napříč přes siločáry magnetického pole na stěnu vakuové nádoby

## 2.4 Vliv polarizace na parametry plazmatu

### 2.4.1 Polarizace kladným napětím

Časový vývoj makroskopických parametrů výboje pro obě konfigurace polarizačních experimentů – standardní a s polarizací separatrix – je zobrazen v obr. 2.6. V obou případech je elektroda nabita na kladné napětí:  $\sim +200$  V. Interval, v němž je napětí na elektrodu přiloženo je v grafech vyznačen šedivým obdélníkem.

Z obr. 2.6 je zřejmé, že při polarizaci kladným napětím teče elektrodou proud o velikosti až 30 – 40 A, jehož část se uzavírá podél siločar magnetického pole na limiter. Mimo tento interval je elektroda odpojena od zdroje, tudíž se na ní ustaví plovoucí potenciál a tekoucí proud je nulový, zatímco na limiter teče proud během celého výboje. V obou případech výrazně vzroste hustota plazmatu, nicméně intenzita vyzařování čáry  $H_\alpha$  vykazuje rozdílné chování: v případě standardního režimu polarizace vyzařování klesá, což odpovídá poklesu úrovně interakce plazmatu se stěnou vakuové komory a je to známkou zlepšeného udržení částic. Při polarizaci separatrix naopak intenzita vyzařování  $H_\alpha$  mírně roste. Vysvětlení tohoto nárůstu intenzity jsme se přiblížili teprve v průběhu posledních experimentů, které již nejsou zahrnuty v této práci. Vzhledem k tomu, že se jedná o zajímavý problém, který zasluhuje podrobnější popis, dovoluji si čtenáře odkázat na pozdější publikaci. Zde je však nutno zdůraznit, že globální doba udržení částic (viz dodatek A) se zlepšuje prakticky stejně v obou případech.

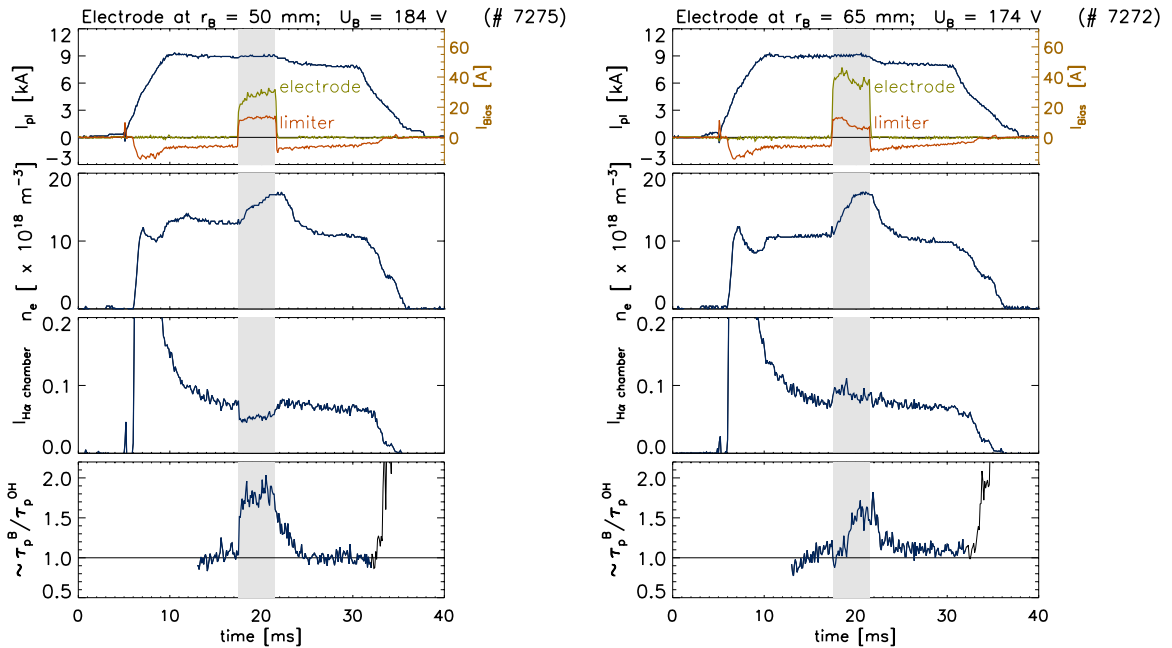
V následujícím obrázku, 2.7, jsou zobrazeny radiální profily plovoucího potenciálu a jeho gradientu na okraji plazmatu jak v ohmické, tak během polarizační fáze výboje. Radiální elektrické pole je dáno gradientem potenciálu plazmatu:

$$E_r = -\nabla\Phi_S \quad . \quad (2.9)$$

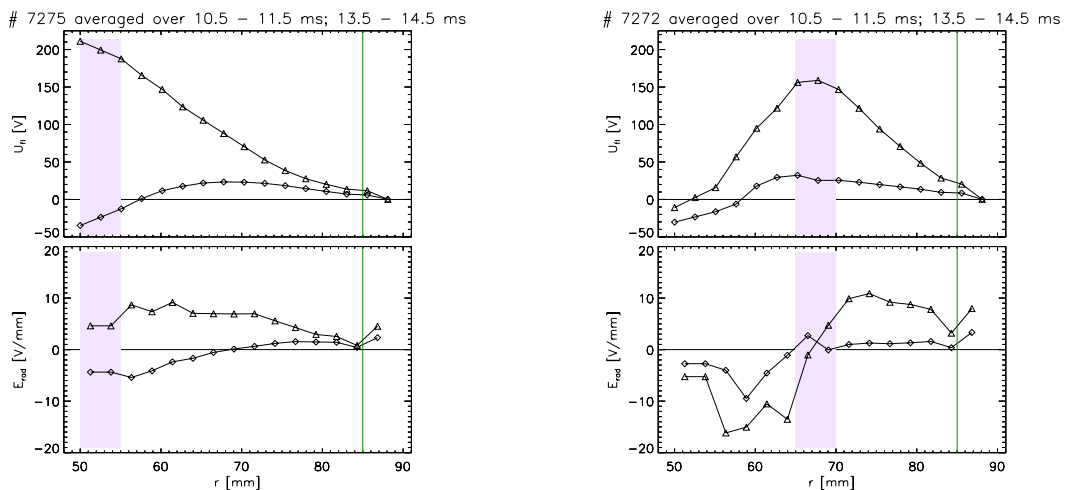
Jak je popsáno v kapitole 3, odst. 3.2.2, potenciál plazmatu závisí na plovoucím potenciálu a teplotě plazmatu. Vzhledem k tomu, že gradient teploty na okraji plazmatu v tokamaku Castor je většinou malý můžeme aproximovat radiální elektrické pole vztahem

$$E_r \approx -\nabla U_{fl} \quad . \quad (2.10)$$

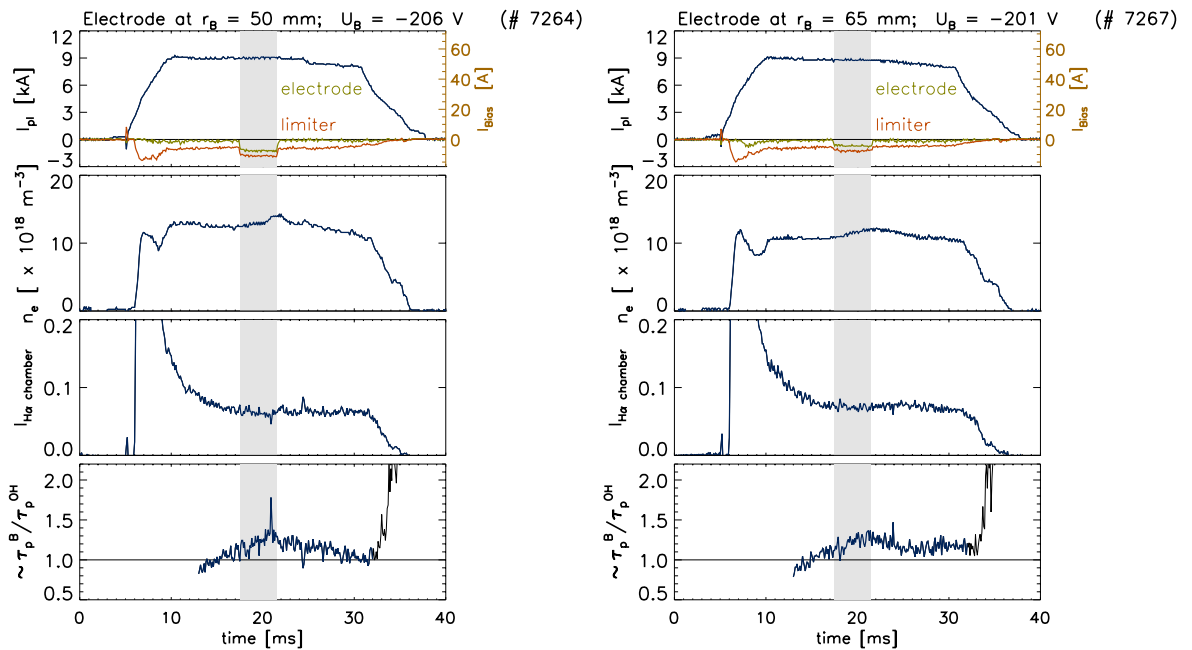
Tento přístup je rovněž uplatněn v grafech zobrazujících radiální profil  $E_r$ , tj. v obr. 2.7 a 2.9. Z obrázků je patrné, že na poloze polarizační elektrody dosahuje plovoucí potenciál hodnot blízkých přikládanému napětí. Naopak v ohmickém režimu, kdy elektrodou neteče žádný proud, zůstává profil  $U_{fl}$  nezměněn a je prakticky shodný s případem, kdy je polarizační elektroda vysunuta. Je zřejmé, že aplikací polarizačního napětí jsme výrazně ovlivnili radiální elektrické pole na okraji plazmatu. Při polarizaci separatrix v její blízkosti radiální elektrické pole narůstá několikanásobně a jeho stříh,  $\nabla E_r$  vzroste z  $\sim 1$  V/mm<sup>2</sup> až na  $\sim 15$  V/mm<sup>2</sup>.



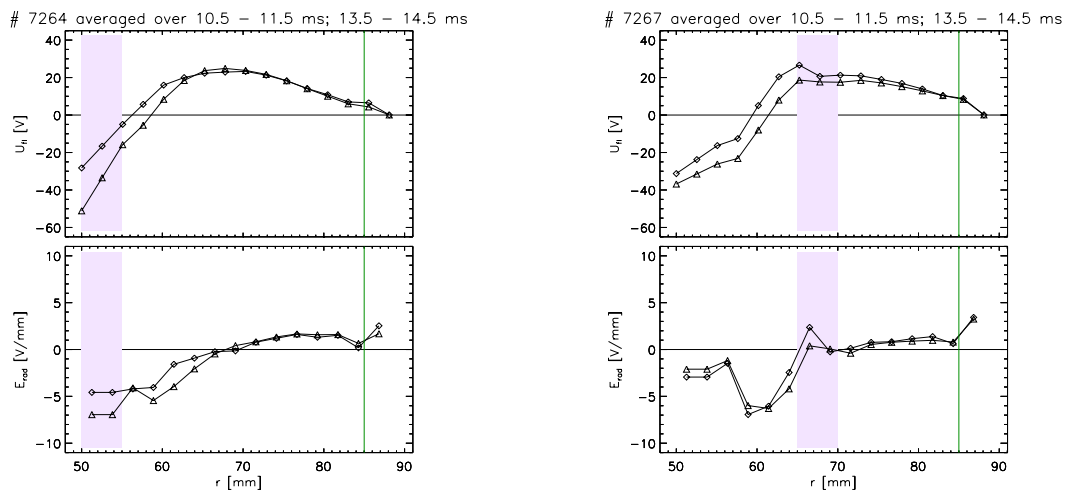
Obrázek 2.6: Časový průběh makroskopických parametrů plazmatu ve standardním režimu (vlevo) a v režimu s polarizací separatrix (vpravo). Jednotlivé zobrazené parametry jsou postupně shora dolů: a/ proud plazmatem (stupnice vlevo), proud tekoucí elektrodou a proud, který se uzavírá na limiter (stupnice vpravo); b/ hustota plazmatu ustředněná po chordě; c/ intenzita vyzařování vodíkové čáry  $H_{\alpha}$ ; d/ poměr doby udržení částic v režimu s polarizací a v ohmickém režimu, tj. relativní zlepšení doby udržení.



Obrázek 2.7: Průběh radiálního profilu plovoucího potenciálu a radiální složky elektrického pole během výboje ve standardním režimu (vlevo) a v režimu s polarizací separatrix (vpravo). Radiální pozice polarizační elektrody je v grafech vyznačena barevným obdélníkem.



Obrázek 2.8: Časový vývoj makroskopických parametrů plazmatu při polarizaci záporným napětím  $U_B \approx -200$  V na elektrodě ve standardním režimu (vlevo) a v režimu s polarizací separatrix (vpravo). Zobrazené veličiny jsou shodné s obr. 2.6.



Obrázek 2.9: Průběh radiálního profilu plovoucího potenciálu a radiální složky elektrického pole během výboje ve standardním režimu (vlevo) a v režimu s polarizací separatrix (vpravo). Radiální pozice polarizační elektrody je v grafech vyznačena barevným obdélníkem.

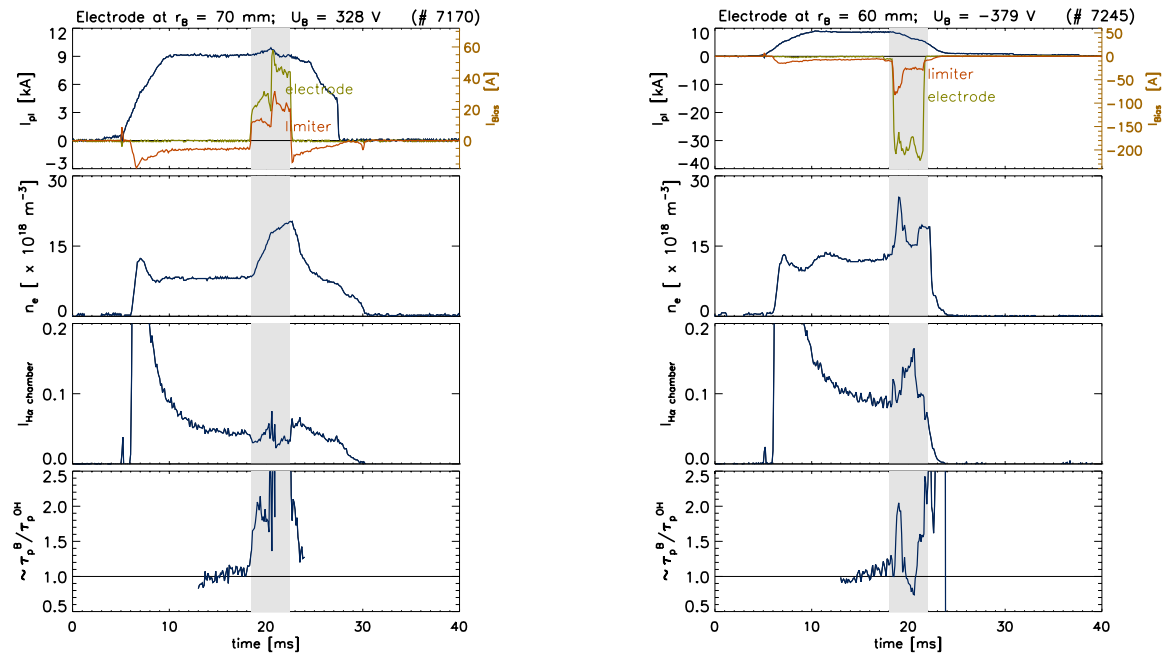
### 2.4.2 Polarizace záporným napětím

Obr. 2.8 ukazuje průběh globálních parametrů v případech, kdy jsme na elektrodu přiváděli záporné polarizační napětí. Elektrodou teče v tomto případě proud opačné polarity, ale jeho velikost je výrazně menší ( $< 10$  A), což je patrné rovněž se sondových charakteristik na obr. 2.5. Z grafů je zřejmé, že odezva plazmatu je v tomto případě minimální a jeho parametry se téměř nemění a to jak v případě standardního režimu polarizace tak v případě polarizace separatrix.

Obrázek 2.9 ukazuje profil plovoucího potenciálu a jeho gradientu v ohmickém režimu a při polarizaci. Je patrné, že profily se prakticky nemění ani při standardní polarizaci ani při polarizaci separatrix. V dalších experimentech, kdy bylo naším cílem řízeným způsobem měnit elektrické pole jsme proto přiváděli na elektrodu výlučně kladné napětí.

### 2.4.3 Stabilita výboje při polarizaci

Zde si ukážeme meze polarizačních experimentů: při přiložení příliš vysokého polarizačního napětí přestává být výboj stabilní — na elektrodu teče příliš vysoký proud (nyní i při polarizaci záporným napětím), hustota extrémně narůstá a během polarizace nedosáhne stacionární úrovně, zároveň může dojít k disrupci. Ukázky takovýchto výbojů jsou zobrazeny v obr. 2.10.



Obrázek 2.10: Průběh parametrů polarizovaných výbojů ve standardním režimu při aplikaci vyššího polarizačního napětí: a/ kladného, b/ záporného.



## 2.5 Shrnutí

V této části je popsán způsob řízeného vytváření radiálního elektrického pole pomocí polarizační elektrody na tokamaku Castor. Dva režimy polarizace – standardní a polarizace separatrix – umožňují modifikaci profilu potenciálu sloupce plazmatu, resp. potenciálu v blízkosti posledního uzavřeného magnetického povrchu.

Nabíjení elektrody kladným napětím  $U_B > +100 V$  způsobí proudy elektrodou v rozmezí  $30 - 40 A$ , které jsou dostatečné k vytvoření takového radiálního elektrického pole, že vyvolaná rotace vlivem zkřížených polí  $\vec{E} \times \vec{B}$  potlačí turbulenci a sníží transport částic, díky čemuž se zlepší doba udržení. Následkem toho během polarizace naroste hustota plazmatu. Naproti tomu polarizace záporným napětím nemá výrazný efekt na makroskopické parametry plazmatu. Znamená to, že radiální proud tekoucí na elektrodu ( $\sim 10 A$  při  $U_B < -100 V$ ) nepostačuje k vytvoření dost silného elektrického pole.

Závěrem je tedy nutno znovu zdůraznit, že metoda polarizace kladným napětím nám dává do rukou efektivní nástroj pro ovlivnění toků částic a turbulentních struktur v našem tokamakovém plazmatu. Režim polarizace separatrix představuje navíc metodu, která je realizovatelná rovněž na větších zařízeních, kde nelze do oblasti udržení zasouvat žádné předměty.



## Část III

# Diagnostika plazmatu



## Jednoduchá Langmuirova sonda

Základním diagnostickým prostředkem pro studium okrajového plazmatu v této disertační práci je Langmuirova sonda. Jedná se o jednoduchý diagnostický prostředek běžně využívaný ve fyzice plazmatu. Sondu tvoří vodivý drátek a izolovaná pata sondy. Ve stacionárním režimu sonda, v závislosti na svém zapojení (viz obr. 3.1), poskytuje informaci buď o plovoucím potenciálu nebo o iontovém nasyceném proudu. Pokud na sondu přivedeme časově proměnné napětí a měříme proud tekoucí sondou, můžeme konstruovat volt-ampérové (V-A) charakteristiky, z nichž určíme obě veličiny zároveň a navíc získáme i velikost elektronové teploty. Bližší popis chování Langmuirovy sondy v plazmatu je k dispozici mj. v [37], některá měření z tokamaku Castor s jejich použitím jsou prezentována též např. v diplomové práci [8].

Výhodou Langmuirových sond je jednak jejich jednoduchá konstrukce, jednak dobré časové a prostorové rozlišení. Naopak nevýhodou je skutečnost, že svou přítomností plazma narušují. Navíc interpretace naměřených dat může být komplikovaná, protože teorie Langmuirovy sondy v magnetizovaném a navíc turbulentním plazmatu není dosud plně vybudovaná.

V této kapitole popíšeme nejprve způsob zapojení sondy při měření v režimu plovoucího potenciálu a iontového nasyceného proudu. Dále se budeme věnovat snímání V-A charakteristik a určení elektronové teploty v místě sondy pomocí nelineární regrese naměřených dat. Alternativně určíme teplotu plazmatu na základě Fourierovy analýzy sondového proudu.

V experimentální části jsou prezentovány výsledky měření  $T_e$ , které byly získány sondou, na níž je přivedeno napětí o frekvenci nižší, resp. vyšší než jsou charakteristické frekvence turbulentních fluktuací.

### 3.1 Plovoucí potenciál a iontový nasycený proud

Pro měření fluktuací plazmatu může být sonda zapojena dvěma způsoby – v režimu plovoucího potenciálu nebo v režimu iontového nasyceného proudu.

#### Plovoucí potenciál

Izolovaná sonda se stejně jako každý jiný vodivý předmět vnořený do plazmatu nabije na určitý potenciál, který se nazývá potenciálem plovoucím. Vzhledem k tomu, že pohyblivost iontů je menší než pohyblivost elektronů, unikají elektrony z plazmatu před ustavením rovnováhy toků na sondu rychleji než ionty a sonda (a stejně tak i např. stěny vakuové nádoby) se nabíjí vůči plazmatu záporně. Pro vodíkové plazma se plovoucí potenciál liší od potenciálu plazmatu o  $\approx 2,04 \times T_e$  [eV] (viz odst. 3.2.2, rov. (3.16)) [38]. Pokud nefluktuje elektronová teplota, reprezentují měřené fluktuace plovoucího potenciálu skutečné fluktuace potenciálu plazmatu.

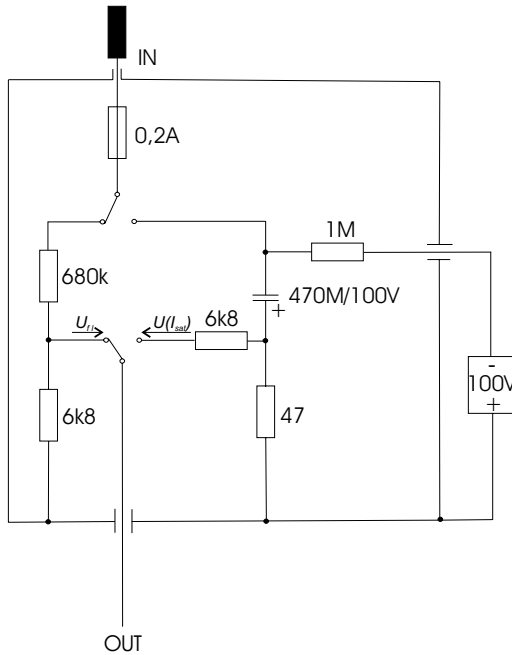
#### Iontový nasycený proud

Je-li sonda nabita záporně vůči potenciálu plazmatu, vytvoří se v jejím okolí úzká stěnová vrstva, na níž je soustředěn prakticky celý spád potenciálu — tento jev se týká i sondy samovolně nabitě na plovoucí potenciál. Pokud je záporné napětí na sondu přivedeno z vnějšího zdroje a je dostatečně velké, aby odpudilo většinu elektronů, přenáší se potenciál sondy celou stěnovou vrstvou a na sondu dopadají všechny ionty, které vstupují na hranici stěnové vrstvy s rychlostí  $v$  větší než je iontozvuková rychlost,  $v \geq c_s$ , viz též odst. 5.1 na str. 67, [38, 39, 40, 41]. Tomuto toku iontů na sondu se říká iontový nasycený proud a jeho hodnota je dána vztahem:

$$I_{sat} = A_i j_i^+ = A_i e n \sqrt{\frac{k(T_e + T_i)}{m_i}} \quad , \quad (3.1)$$

kde  $A_i$  je aktivní plocha sondy pro ionty a  $j^+$  je hustota nasyceného proudu iontů. Obvyklé napětí postačující k odebrání nasyceného toku iontů při parametrech okrajového plazmatu tokamaku Castor je  $-100$  V. Fluktuace iontového nasyceného proudu na sondě odpovídají reálným fluktuacím hustoty plazmatu, opět za předpokladu, že nefluktuje elektronová teplota.

V obr. 3.1 je znázorněn obvod jednoduché Langmuirovy sondy, kde je plovoucí potenciál měřen přes dělič 1:100 (6,8 k $\Omega$  / 680 k $\Omega$ ). V režimu iontového nasyceného proudu je sonda nabíjena kondenzátorem na záporný potenciál  $-100$  V a měří se spád napětí na odporu 47  $\Omega$ ; odpor 6,8 k $\Omega$  je na výstupu větve  $I_{sat}$  umístěn, abychom dosáhli shodných frekvenčních charakteristik jako při měření  $U_{fl}$ , na měřený spád napětí nemá vliv, protože vstupní odpor měřících karet je 1 M $\Omega$ . Zdroj pro pomalé nabíjení kondenzátorů přes rezistor 1 M $\Omega$  může být společný pro obvody více sond.



Obrázek 3.1: Zapojení jednoduché Langmuirovy sondy, které standardně využíváme na tokamaku Castor, umožňuje snadno měnit režim práce sondy překlápáním přepínačů v obvodu mezi jednotlivými výstřely.

Použití zdroje napětí, který nabíjí kondenzátory je výhodné pro mnohakanálová měření při použití vícehráčových polí sond. Tento způsob nám umožnil provádět experimenty s poli sond až o 64 hrotech.

### 3.2 Sondová charakteristika: určování teploty v magnetizovaném plazmatu

Obvyklým způsobem měření elektronové teploty je snímání volt-ampérových charakteristik při přiložení časově proměnného napětí  $V(\omega t)$  na sondu. Modulační napětí může mít např. harmonický průběh, jak je tomu i v níže prezentovaných experimentech na tokamaku Castor:

$$V(\omega t) = V_0 \cos(\omega t + \varphi) \quad , \quad (3.2)$$

amplituda  $V_0$  musí být srovnatelná nebo větší než elektronová teplota  $kT_e/e$ . Napětí sondy  $V(\omega t)$  je měřeno vůči stěně tokamaku. S ohledem na celkovou délku výboje na tokamaku Castor a na časový vývoj jeho parametrů vyžaduje experiment časové rozlišení aspoň  $0,5 \div 1$  ms ( $\omega > 1$  kHz), abychom v průběhu stacionární fáze výboje získali alespoň několik hodnot. Ze změřeného proudu tekoucího sondou jsou potom konstruovány V-A charakteristiky. Podle teorie stěnové vrstvy je tvar V-A charakteristiky dán vztahem pro jednoduchou Langmuirovu sondu [7, 42]. Pro sondu, která je na potenciálu menším, než je potenciál plazmatu,  $V < \Phi_s$ , tedy platí:

$$I_p = A_p(j^+ + j^-) = I_{sat} \left( 1 - e^{-e(U_{fl}-V)/kT_e} \right) \quad , \quad (3.3)$$

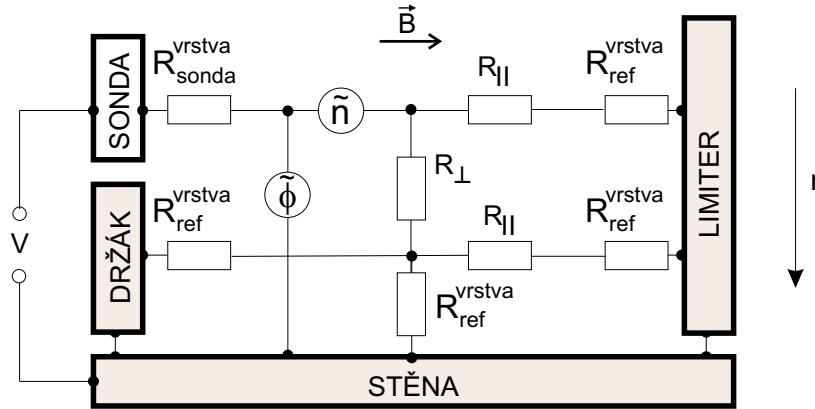
což je výraz shodný s tvarem sondové charakteristiky v nemagnetizovaném plazmatu, ovšem aktivní plocha sondy  $A_p$  je zde dána průmětem sondy ve směru siločar magnetického pole. Veličiny  $j^+$ , resp.  $j^-$  představují proudovou hustotu iontů a elektronů.

Při  $V \approx \Phi_s$  stěnová vrstva zaniká a při potenciálu sondy vyšším než je potenciál plazmatu dopadá na sondu elektronový nasycený proud [38, 43]:

$$I_{sat}^e = A_e j^- = A_e \frac{1}{4} e n \sqrt{\frac{8k T_e}{\pi m_e}}, \quad (3.4)$$

kde  $A_e$  je aktivní plocha sondy pro elektrony, přičemž platí, že  $A_e/A_i = 2/\pi$  a  $j^-$  je hustota nasyceného proudu elektronů. Na tokamaku Castor pozorujeme nasycení elektronového proudu pouze ve výjimečných případech, protože na sondy zpravidla přikládáme napětí pouze o málo vyšší než je plovoucí potenciál. Při vyšších hodnotách potenciálu dochází k tavení hrotů sond.

V případě měření sondou v oblasti stínu limiteru tokamakového plazmatu může být V-A charakteristika ovlivněna přítomností silného magnetického pole [44] natolik, že tekoucí proudy se uzavírají pouze podél siločar na nejbližší materiálový povrch, sonda by se chovala jako dvojitá a tvar charakteristiky by se lišil od výrazu (3.3). Dalším podstatným faktem však je, že parametry plazmatu ( $I_{sat}$ ,  $U_{fl}$ ,  $T_e$ ) v čase fluktuují, což jednak narušuje a rozšiřuje zmíněný proudový kanál, jednak ovlivňuje přímo měřené sondové charakteristiky.



Obrázek 3.2: Schéma náhradního elektrického obvodu pro jednoduchou Langmuirovu sondu v magnetizovaném plazmatu tokamaku ve stínu limiteru. Rezistory  $R_{||}$  a  $R_{\perp}$  značí odpor plazmatu podél, resp. napříč siločar magnetického pole. Rezistor  $R_{\text{vrstva sonda}}$  představuje odpor stěnové vrstvy Langmuirové sondy a  $R_{\text{vrstva ref}}$  odpor stěnové vrstvy referenční elektrody. Zdroj  $V$  označuje napětí použité k modulaci sondy, přítomnost turbulence je zahrnuta ve zdrojích  $\tilde{\Phi}$  a  $\tilde{n}$ , které ve schématu zastupují fluktuace potenciálu (zdroj napětí), resp. hustoty (proudový zdroj), přičemž předpokládáme, že teplota plazmatu nefluktuuje.



Původ nejasností ohledně tvaru sondové charakteristiky je patrný z náhradního schématu elektrického obvodu sondy v plazmatu ve stínu limiteru, viz obr. 3.2. Proudový kanál mezi sondou a referenční elektrodou se uzavírá poměrně komplikovaným způsobem: část sondového proudu teče podél siločar magnetického pole ( $I_{\parallel}$ ) a zbytek napříč ( $I_{\perp}$ ), přičemž odpor plazmatu se mění v závislosti na blízkosti materiálových povrchů a na směru toku proudu vzhledem k siločarám magnetického pole. Vzhledem k tomu, že poměr komponent  $I_{\parallel}/I_{\perp}$  je obecně neznámý a závisí na konkrétních experimentálních podmínkách, není možné předem usoudit zda charakteristika bude mít tvar jednoduché nebo dvojitě sondy.

Proud sondou  $I_p$  musí být roven proudu  $I_r$  tekoucímu na celou referenční elektrodu:

$$I_p + I_r = 0 \quad . \quad (3.5)$$

Tyto proudy jsou úměrné aktivní ploše sondy  $A_p$  a referenční elektrody  $A_r$ :

$$I_p = A_p j^+ \left[ 1 - \alpha e^{e(V-\Phi)/kT_e} \right] \quad , \quad (3.6)$$

$$I_r = A_r j^+ \left[ 1 - \alpha e^{-e\Phi/kT_e} \right] \quad , \quad (3.7)$$

kde  $\Phi$  je potenciál plazmatu uvnitř proudového kanálu, poměr hustot  $\alpha$  je určen vztahem získaným z rov. (3.1) a (3.4) [38]:

$$\alpha = \frac{A_e j^-}{A_i j^+} = \sqrt{\frac{1}{\pi^3} \frac{m_i}{m_e}} \approx 7,7 \quad , \quad (3.8)$$

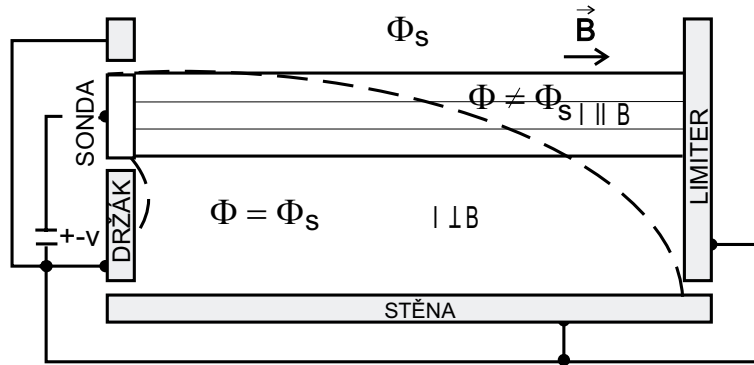
kde  $A_e/A_i = 2/\pi$ . Potom, za použití rov. (3.5) – (3.7), dostaneme potenciál plazmatu uvnitř proudového kanálu a proud dvojitou sondou [45]:

$$\Phi = kT_e/e \ln \frac{\alpha(\beta e^{eV/kT_e} + 1)}{\beta + 1} \quad , \quad (3.9)$$

$$\frac{I_p}{A_p j^+} = \frac{1 - e^{eV/kT_e}}{1 + \beta e^{eV/kT_e}} \quad , \quad (3.10)$$

kde  $\beta$  je poměr aktivních ploch sondy a referenční elektrody,  $\beta = A_p/A_r$ .

Na tomto místě můžeme nyní analyzovat dva extrémní případy (viz obr. 3.3), [44] — případ, kdy by proud tekł výlučně podél siločar magnetického pole a případ proudu tekoucího prakticky výlučně napříč siločárami.



Obrázek 3.3: Jednoduché Langmuirova sonda ve stínu limiteru. Délka proudové trubice a s ní související poměr proudů tekoucích podél a napříč siločar magnetického pole určuje, zda se sonda chová jako jednoduchá nebo dvojitá.

### 3.2.1 Proud uzavírající se podél siločar: $I_p \parallel \vec{B}$

Předpokládejme, že proud teče pouze podél siločar magnetického pole a že potenciál plazmatu  $\Phi$  je homogenní podél celého proudového kanálu (tj.  $R_{\perp} \rightarrow \infty$  &  $R_{\parallel} \rightarrow 0$ ). V rámci těchto předpokladů dostáváme konstantní průřez proudové trubice a plocha referenční elektrody je totožná s plochou sondy ( $A_r = A_p$ ,  $\beta = 1$ ), získáme tedy v podstatě dvojitou sondu se stejnými plochami. Z rovnic (3.9) a (3.10) dostaneme vztah pro potenciál plazmatu uvnitř proudového kanálu a vztah pro proud na sondu jako

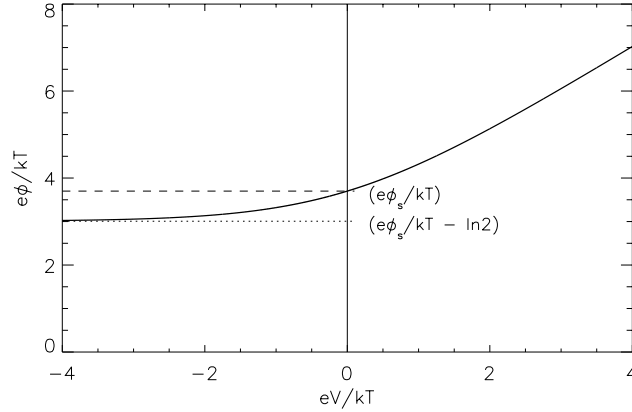
$$\Phi - \Phi_s = kT/e \ln \frac{e^{eV/kT_e} + 1}{2} - U_{fl} \quad , \quad (3.11)$$

$$\frac{I_p}{A_p j^+} = \frac{1 - e^{eV/kT_e}}{1 + e^{eV/kT_e}} \quad , \quad (3.12)$$

Potenciál  $\Phi$  uvnitř proudové trubice se liší od neporušeného potenciálu  $\Phi_s$  vně, pokud  $V \neq 0$ . Závislost proudu sondou na přiloženém napětí je v tomto případě stejná jako pro dvojitou sondu v nemagnetizovaném plazmatu, viz obr. 3.4.

V případě, kdy se proud ze sondy uzavírá podél siločar magnetického pole,  $I_p \parallel \vec{B}$ , mění se potenciál v proudové trubici v závislosti na potenciálu sondy (viz obr. 3.4). Při  $eV/kT_e = 0$  je potenciál proudového kanálu neporušený,  $\Phi = \Phi_s$ , zatímco při záporném napětí na sondě na ni teče nasycený proud iontů a potenciál v proudové trubici se ustálí.

Závěrem je nutno podotknout, že charakteristiky dvojitě sondy pozorujeme na tokamaku Castor pouze výjimečně a to jen u V-A charakteristik sond umístěných ve velmi řídkém plazmatu v diagnostickém portu, kde je proudová trubice relativně krátká ( $\sim 4$  cm).



Obrázek 3.4: Potenciál plazmatu uvnitř magnetické proudové trubice vytvořené jednoduchou Langmuirovou sondou ve stínu limiteru tokamaku podle rov. (3.11).

### 3.2.2 Proud uzavírající se napříč siločarami: $I_p \perp \vec{B}$

Alternativně předpokládáme proud tekoucí pouze napříč siločar magnetického pole (tj.  $R_\perp \rightarrow 0$  &  $R_\parallel \rightarrow \infty$ ), čemuž v realitě odpovídá sonda umístěná uvnitř separatrix. Její proudový kanál není v kontaktu s žádným materiálovým povrchem a naplňuje se částicemi přitékajícími napříč siločar magnetického pole. V tomto případě narůstá aktivní plocha referenční elektrody do nekonečna ( $A_r \gg A_p$ ,  $\beta \rightarrow 0$ ), proudová hustota na referenční elektrodě je zanedbatelná dokonce i v blízkosti sondy. Zde je tedy potenciál v proudové trubici neporušený přiloženým napětím a platí:

$$\Phi - \Phi_s = 0 \quad . \quad (3.13)$$

Pro proud sondou potom získáme z (3.6) vztah:

$$\frac{I_p}{A_p j^+} = 1 - \alpha e^{e(V - \Phi_s)/kT_e} \quad . \quad (3.14)$$

Z praktických důvodů je výhodnější vyjádřit potenciál plazmatu pomocí plovoucího potenciálu  $U_{fl}$ . Jak jsme již uvedli na počátku této kapitoly, při plovoucím potenciálu na sondu neteče žádný proud a tedy z rovnice (3.14) získáme pro  $V = U_{fl}$  výraz:

$$\alpha e^{e(U_{fl} - \Phi_s)/kT_e} = 1 \quad (3.15)$$

a pro rozdíl potenciálů dostaneme tvar

$$\Phi_s - U_{fl} = \frac{kT_e}{e} \ln \alpha \quad , \quad (3.16)$$

kde člen na pravé straně je pro vodíkové plazma roven přibližně  $2,04 \times T_e$  [eV], [38]. Dosazením (3.16) do (3.14) získáme vztah

$$I_p = I_{sat} \left( 1 - e^{-e(U_{fl}-V)/kT_e} \right) ,$$

který je identický s výrazem (3.3) pro jednoduchou sondu bez vlivu magnetického pole.

Obecně lze očekávat, že reálná sonda situovaná ve stínu limiteru bude mezi těmito dvěma limitními případy proudů tekoucích výlučně podél siločar nebo naopak pouze napříč siločarami magnetického pole. Na našem tokamaku mají měřené V-A charakteristiky vesměs tvar charakteristik jednoduché sondy. Tomu lze rozumět tak, že se proudové kanály našich sond rozšiřují po své délce natolik, že můžeme druhý z popsaných případů považovat za bližší realitě. Je zřejmé, že sonda umístěná za hranicí separatrix (tj. uvnitř sloupce plazmatu), v oblasti nekonečných siločar magnetického pole nemůže vytvářet uzavřené proudové kanály, které by končily na materiálovém povrchu.

Regresi naměřených dat provádíme pomocí teoretické funkce pro V-A charakteristiku jednoduché Langmuirovy sondy, jejímž výsledkem je iontový nasycený proud, plovoucí potenciál a teplota elektronů. Bližší popis regrese je podán v dodatku B.

### 3.3 Fluktuační hustoty a potenciálu plazmatu

Již jsme se zmínili o tom, že interpretace naměřených sondových charakteristik se komplikuje existencí turbulence plazmatu. Nahradíme-li fluktuační hustoty a potenciálu v našem modelovém obvodu (obr. 3.2) napěťovým a proudovým zdrojem  $\tilde{\Phi}$  a  $\tilde{n}$ , modifikuje se sondová charakteristika následujícím způsobem:

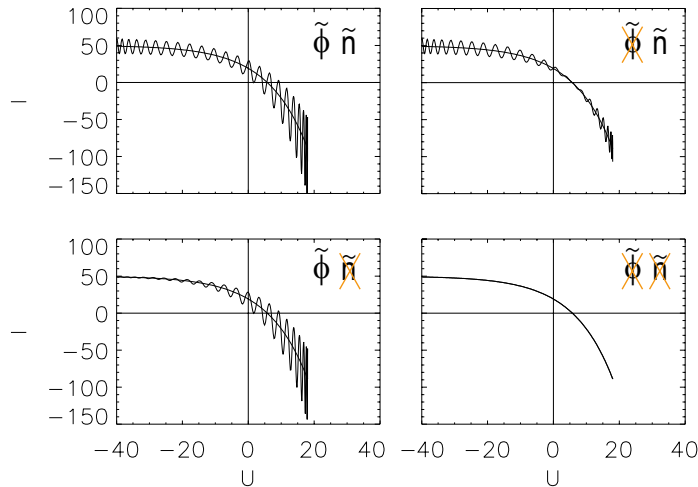
$$I = (\bar{I}_{sat} + \tilde{I}) \left( 1 - \alpha e^{e[V - (\tilde{\Phi}_s + \tilde{\Phi}_s)]/kT_e} \right) , \quad (3.17)$$

kde iontový nasycený proud je dán součtem střední hodnoty a fluktuační části,  $I_{sat} = (\bar{I}_{sat} + \tilde{I})$ , přičemž člen  $\tilde{I}$  je úměrný fluktuačním hustoty plazmatu  $\tilde{n}$ . Obdobně potenciál plazmatu je dán součtem střední a fluktuační hodnoty  $\Phi_s = (\bar{\Phi}_s + \tilde{\Phi}_s)$ . Pro zjednodušení zde ještě předpokládáme, že elektronová teplota nefluktuuje.

Pro lepší představu a pro jednoduchost uvažujeme harmonický průběh fluktuační hustoty plazmatu:

$$\tilde{I} = \tilde{I}_0 \cos(\omega_{\text{turb}} t) , \quad \tilde{\Phi}_s = \tilde{\Phi}_s^0 \sin(\omega_{\text{turb}} t) . \quad (3.18)$$

Příklady V-A charakteristik (3.17), kde je turbulence modelována podle (3.18), jsou v obrázku 3.5. Je patrné, že fluktuační potenciálu ovlivňují zejména část charakteristiky pro  $V > U_{fl}$ , zatímco fluktuační hustoty narušují tvar charakteristiky převážně na její iontové větvi.



Obrázek 3.5: Modelový případ charakteristik jednoduché sondy v turbulentním plazmatu:

- a) fluktuace potenciálu a hustoty (proudu),      c) pouze fluktuace proudu,  
 b) pouze fluktuace potenciálu,      d) neporušená charakteristika.

Zvolené amplitudy fluktuací jsou  $\tilde{n}_0/\bar{n}_0 = \tilde{I}_0/\bar{I}_{sat} = 0,2$  a  $\tilde{\Phi}_s^0/\bar{T}_e^0 = 0,35$ , frekvence je  $\omega_{turb} = 50 \times \omega$ .

### 3.4 Pomalu modulovaná sonda ( $\omega \ll \omega_{turb}$ )

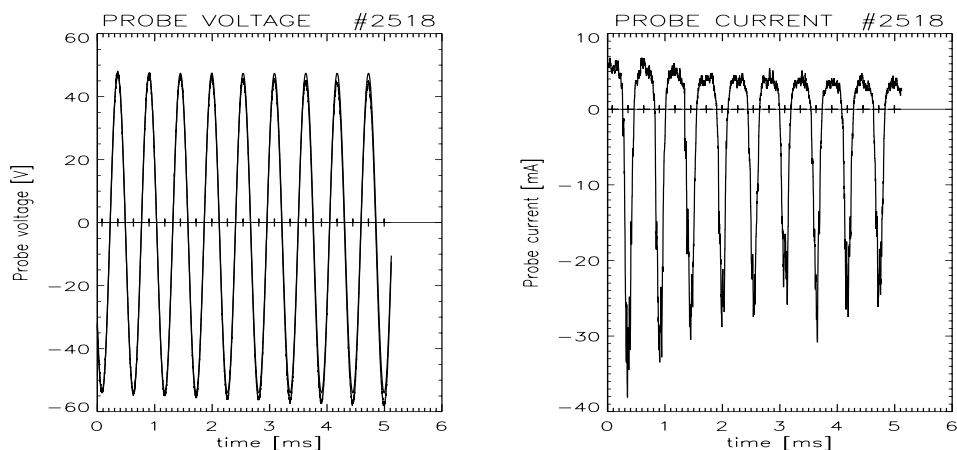
V následující části budeme analyzovat experimentální data, která jsme získali ze sondy modulované frekvencí menší než charakteristické frekvence turbulentních fluktuací. Fourierova analýza ukazuje, že spektrum turbulence v našem plazmatu zahrnuje typicky frekvence do  $\sim 100 \text{ kHz}$ , při vyšších frekvencích již amplituda rychle klesá [46, 47]. O pomalých měřeních tudíž hovoříme, pokud je modulační frekvence sondy v rozmezí  $\sim 1 \div 10 \text{ kHz}$ .

Nezpracovaná data naměřená během kvazistacionární fáze výboje tokamaku jsou zobrazena v obr. 3.6. Amplituda přiloženého napětí je  $\sim 50 \text{ V}$ , frekvence  $1,83 \text{ kHz}$ . Z průběhu je dobře patrné, že k nasycení iontového proudu dochází již při napětí  $-20 \div -30 \text{ V}$ , zatímco saturace elektronového proudu se nepozoruje. Již při zběžném zkoumání dat můžeme konstatovat, že sondu lze v tomto případě považovat buď přímo za jednoduchou nebo za dvojitou, ale s velmi rozdílnými aktivními plochami.

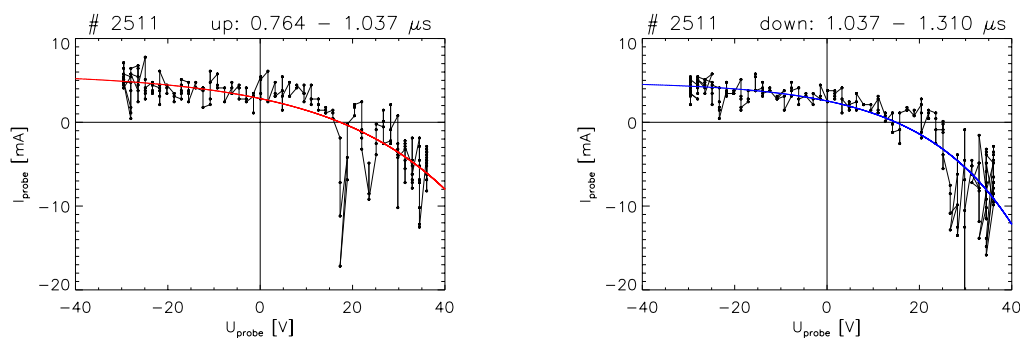
#### 3.4.1 Reálné sondové charakteristiky

Příklady sondových charakteristik, které jsme získali z časových průběhů  $I(t)$  a  $V(t)$ , jsou zobrazeny v následujících dvou obrázcích.

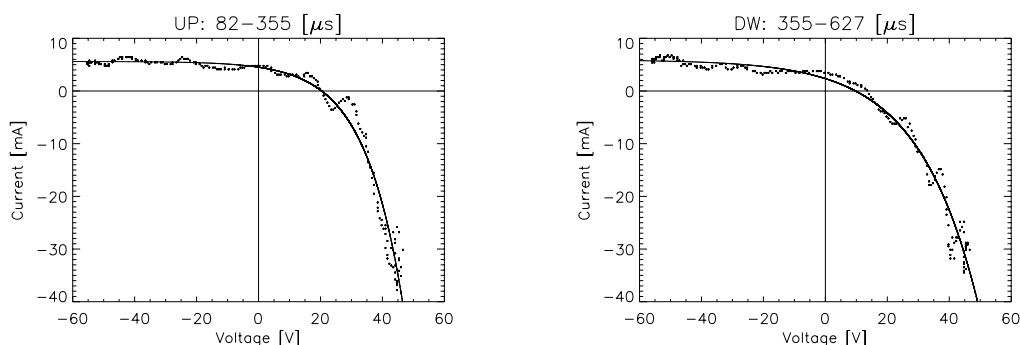
V prvním případě, obr. 3.7, jsou charakteristiky značně ovlivněné fluktuacemi, které jsou způsobeny turbulentními strukturami přecházejícími přes sondu během



Obrázek 3.6: Časový průběh napětí na sondě modulované harmonickým signálem (vlevo) a proudu tekoucího sondou (vpravo). Data jsou sbírána ve stacionární fázi výboje, od 5. ms, vzorkování signálu probíhalo s frekvencí 800 kHz, tj.  $1,25 \mu\text{s}/\text{vz.}$



Obrázek 3.7: Sondové charakteristiky měřené při nárůstu (vlevo) a při poklesu (vpravo) sondového napětí bez časové integrace. (# 2511)



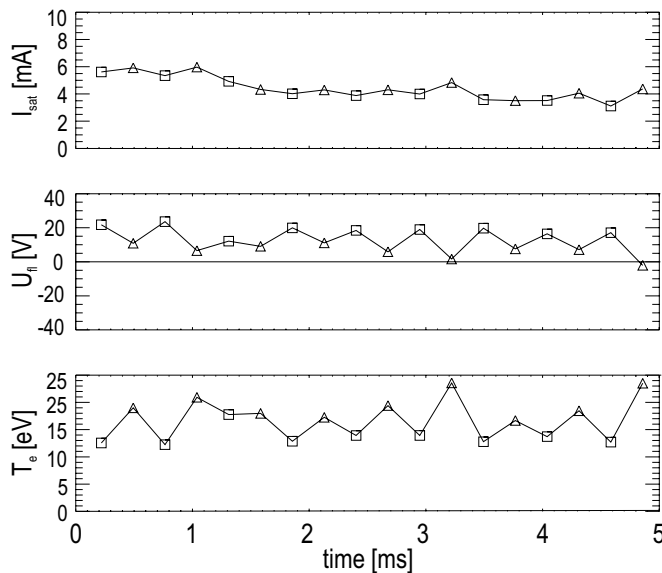
Obrázek 3.8: Sondové charakteristiky měřené při rostoucím (vlevo) a při klesajícím (vpravo) napětí na sondě se zařazením pasivní integrace  $\tau^{RC} = 10 \mu\text{s}$ . (# 2518)

snímání V-A charakteristiky. To komplikuje interpretaci dat, z naměřených charakteristik není možné jednoznačně určit, zda se jedná o jednoduchou nebo dvojitou sondu. Chyba parametrů regrese takovýchto dat je vyšší a vzhledem k tomu, že část charakteristiky v okolí plovoucího potenciálu je značně ovlivněná fluktuacemi, důvěryhodnost získaných výsledků není velká.

Z uvedeného důvodu jsme v dalších experimentech zařadili do měřícího obvodu pasivní integrační RC člen s časovou konstantou  $10 \mu\text{s}$ . Na takto získaných V-A charakteristikách se projevuje vliv turbulentních struktur přecházejících přes sondu méně (viz obr. 3.8). Měřená data jsou proložena křivkou, kterou jsme získali modelováním experimentálních dat (viz dodatek B) pomocí charakteristiky jednoduché Langmuirovy sondy, viz rov. (3.3). Je zřejmé, že přesnost regrese se významně zlepšila, ukazuje se však, že tvar V-A charakteristik snímaných při nárůstu a při poklesu napětí na sondě se liší. Stejně tak se liší i získané hodnoty plovoucího potenciálu a elektronové teploty, hodnota iontového nasyceného proudu není ovlivněna:

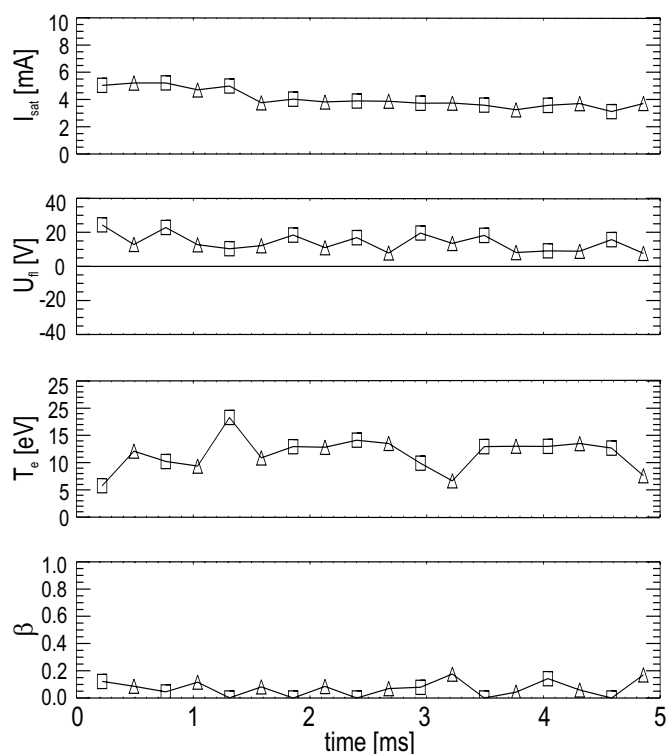
parametr regrese	$I_{sat}$	$U_{fl}$	$T_e$
hodnota při nárůstu napětí:	$5,5 \pm 0,1 \text{ mA}$	$22,3 \pm 0,3 \text{ V}$	$12,7 \pm 0,2 \text{ eV}$
při poklesu napětí:	$5,8 \pm 0,1 \text{ mA}$	$11,9 \pm 0,4 \text{ V}$	$19,2 \pm 0,3 \text{ eV}$

Po zpracování sondových charakteristik z celého průběhu výboje získáme časový vývoj parametrů plazmatu (obr. 3.9). Časové rozlišení měření odpovídá frekvenci modulačního napětí, čtverečky v grafu značí hodnoty naměřené při nárůstu napětí na sondě, trojúhelníky odpovídají poklesu napětí na sondě. Z grafů je však patrné, že zařazení pasivní integrace do měřícího obvodu ovlivnilo tvar charakteristik a výsledné hodnoty  $U_{fl}$  a  $T_e$  vykazují hysterezi.



Obrázek 3.9: Časový průběh výsledků regrese experimentálních dat měřených obvodem se zařazeným pasivním RC členem s časovou konstantou  $\tau \approx 10 \mu\text{s}$  (# 2518). Zobrazené veličiny jsou shora dolů  $I_{sat}$ ,  $U_{fl}$  a  $T_e$ .

Alternativně zpracováváme naměřená data pomocí modelu dvojité sondy s nestejným poměrem aktivních ploch. V tomto případě je čtvrtým volným parametrem, který získáváme regrese experimentálních dat poměr aktivních ploch sondy a referenční elektrody  $\beta = A_p/A_r$ . Poměr aktivních ploch je velmi malý (viz obr. 3.10) a výsledné hodnoty iontového nasyceného proudu, plovoucího potenciálu a elektronové teploty se výrazně neliší od předcházejícího případu. Povšimněme si, že při tomto způsobu zpracování sondových charakteristik se hystereze projevuje v menší míře, avšak je patrná i na poměru  $\beta$ .



Obrázek 3.10: Časový průběh výsledků regrese při použití modelu dvojité sondy. Veličiny v prvních třech grafech a význam symbolů je totožný s předcházejícím obr. 3.9. Ve čtvrtém grafu je vyneseno poměr aktivních ploch sondy a referenční elektrody, který je však velmi malý. (# 2518)

### 3.4.2 Harmonická analýza sondového proudu

Druhým způsobem zpracování dat ze sondy, na níž je přivedeno časově proměnné harmonické napětí, je jejich harmonická analýza [48]. Je pochopitelné, že po provedení Fourierovy transformace modulačního signálu se v jeho spektru objeví frekvence samotného signálu a nulová frekvence, které odpovídá stejnosměrnému posuvu příkládaného napětí, zatímco proudová odezva obsahuje řadu vyšších harmonických (viz obr. 3.11).



Za předpokladu exponenciální závislosti proudu sondou na modulačním napětí  $V = V_0 \cos(\omega t)$  v blízkosti plovoucího potenciálu (viz rov. 3.3) lze proudovou odezvu rozvinout do řady Besselových funkcí [49, 50]:

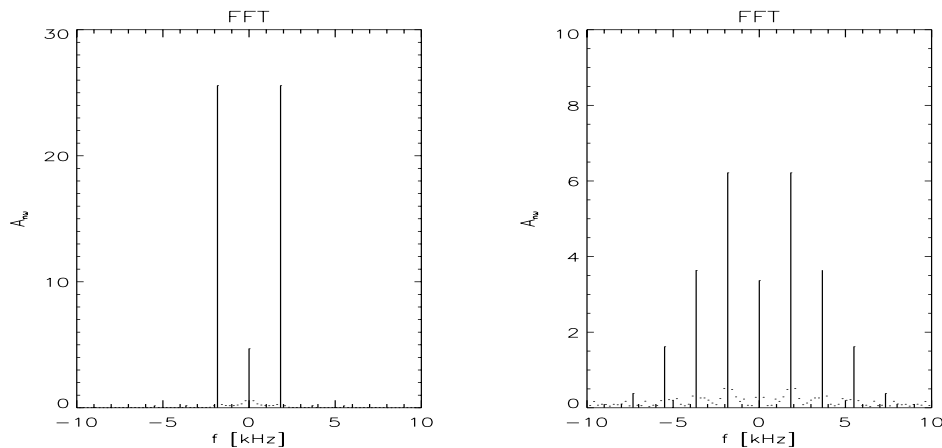
$$\begin{aligned} I_p &= I_{sat} \left[ 1 - e^{-e(U_{fl}-V)/kT_e} \right] = I_{sat} - ye^{z \cos \omega t} = \\ &= I_{sat} - y \left[ J_0(iz) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} i^{-n} J_n(iz) \cos n\omega t \right] \end{aligned} \quad (3.19)$$

Tedy, opět jsme předpokládali jednoduchou Langmuirovu sondu, kde jsme označili  $y = I_{sat} \exp(-eU_{fl}/k T_e)$  a normalizovanou amplitudu modulačního napětí  $z = eV_0/k_B T_e$ .

Potom jsou amplitudy jednotlivých harmonických dány jako

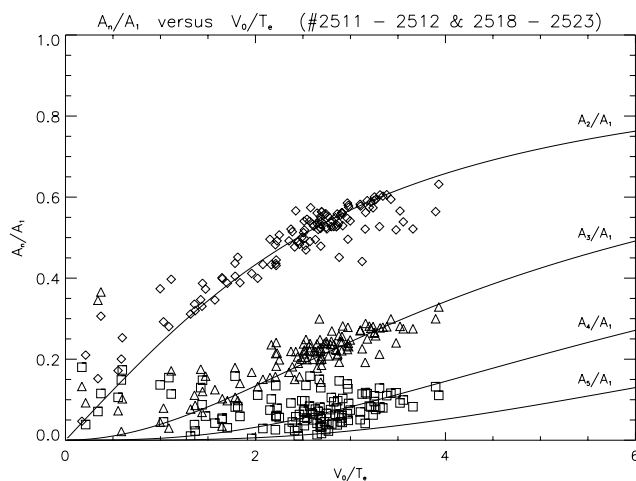
$$A_{n\omega} = 2yi^{-n} J_n(iz) \quad (3.20)$$

a jejich poměr  $A_m/A_1$  závisí pouze na elektronové teplotě (prostřednictvím normalizované amplitudy  $z$ ).

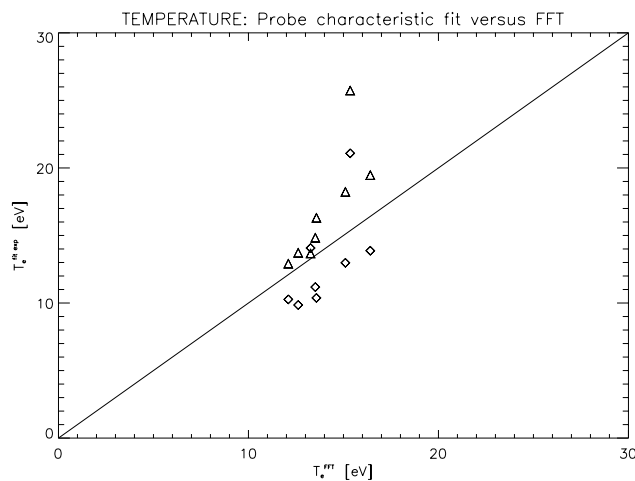


Obrázek 3.11: *Fourierovské spektrum a/ modulačního signálu, b/ odpovídajícího proudu sondou. Hlavní maxima jsou vyznačena svislými čarami.*

V obr. 3.12 je zobrazena závislost poměru amplitud ve fourierovském spektru na poměru modulačního napětí a elektronové teploty. Je patrné, že experimentální data velmi dobře sledují teoretické křivky a že je tudíž možné dobře určit elektronovou teplotu. Srovnání získaných hodnot s regresí V-A charakteristik je v obr. 3.13.



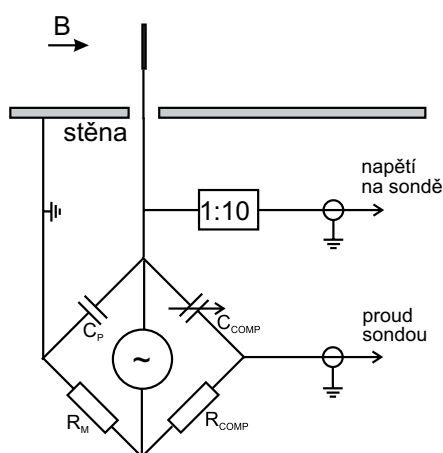
Obrázek 3.12: Závislost poměru amplitud vyšších harmonických a základní frekvence ve spektru proudu tekoucího modulovanou sondou ( $A_m/A_1$  pro harmonické  $m = 2 \div 4$ ) na teplotě.



Obrázek 3.13: Závislost teploty určené nelineární regresí sondových charakteristik na teplotě získané pomocí harmonické analýzy signálu.

### 3.5 Rychle modulovaná sonda $\omega > \omega_{\text{turb}}$

Reálně je možné při snímání V-A charakteristik sledovat vývoj turbulentních struktur teprve v případě, kdy frekvence modulačního napětí převyšuje charakteristické frekvence turbulentního spektra,  $\omega > \omega_{\text{turb}}$ . Proto jsou volt-ampérové charakteristiky Langmuirovy sondy měřeny sondou modulovanou s frekvencí vyšší než  $\sim 100$  kHz. Abychom předešli vlivu parazitní kapacity, kterou způsobuje konečná vzdálenost mezi sondou v plazmatu a měřicími obvody umístěnými vně vakuové nádoby, jsou měřicí obvody navrženy v podobě můstkového zapojení, obr. 3.14.



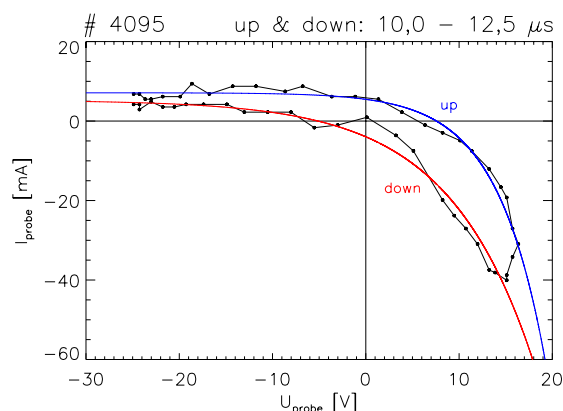
Obrázek 3.14: Umístění jednoduché Langmuirovy sondy ve stínu limiteru a její zapojení: sonda je připojena ke generátoru harmonického napětí, který je uzemněn ke stěně tokamaku přes odpor  $R_M$ . Napětí na odporu je úměrné proudu sondou a měří se na odporu  $R_{COMP}$ , na výstupu z můstku. Můstek je kompenzován proměnnou kapacitou  $C_{COMP}$ , tedy pro  $R_M = R_K$  je  $C_P = C_{COMP}$ . Napětí na sondě se měří přes dělič 1:10

Jedna z měřených V-A charakteristik je vynesena v obr. 3.15. Vidíme zde, že v průběhu snímání sondové charakteristiky nedošlo k výraznému ovlivnění jejího tvaru přechodem turbulentních struktur přes sondu.

Dvě po sobě následující charakteristiky zobrazené v grafu se však liší: rozdíly v části charakteristiky pro  $V > U_{fl}$  mohou být eventuelně částečně způsobené nedostatečnou kompenzací obvodu v můstkovém zapojení<sup>1</sup>, nicméně rozdílné hodnoty iontového nasyceného proudu jednoznačně ukazují, že se liší parametry plazmatu na počátku a na konci snímání tohoto záznamu (zde je  $\Delta t \approx 2,5 \mu s$ ).

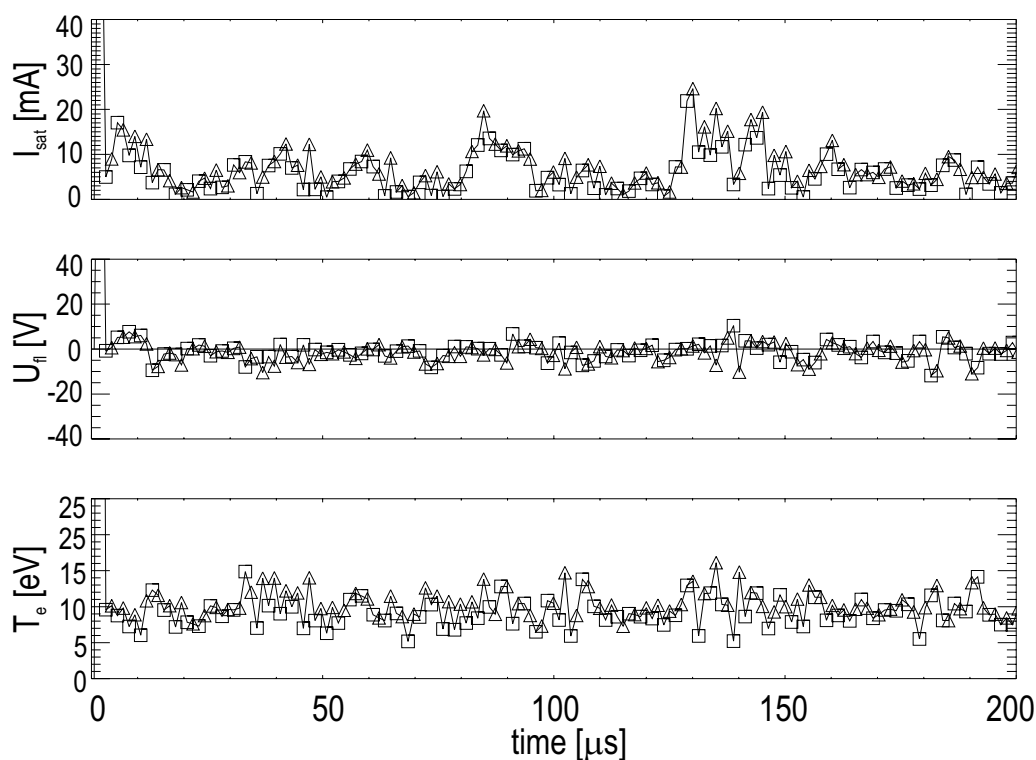
V obr. 3.16 je patrné, že během 0,2 ms, které pokrývá zobrazený záznam, jsme sondou zaznamenali přechod turbulentních struktur. Hodnoty iontového nasyceného proudu ukazují přítomnost struktur s vyšší a nižší hustotou, které sonda registrovala až po několik desítek mikrosekund, naopak fluktuaace plovoucího potenciálu vykazují jemnější strukturu. Ve vývoji elektronové teploty lze rozeznat přechod chladnějších a teplejších struktur.

<sup>1</sup>Rovněž odezva plazmatu na vysoké frekvence, které do něj jsou zaváděny zvenku může být opožděná a může vyústit v přítomnost hystereze na sondových charakteristikách



Obrázek 3.15: Sondové charakteristiky měřené při rostoucím (modrý model) a klesajícím (červený model) napětí sondě. # 4095, vzorkování 50 ns, frekvence přiloženého napětí  $\approx 400$  kHz.

parametr regrese	$I_{sat}$	$U_{fl}$	$T_e$
hodnota při nárůstu napětí:	$7,1 \pm 0,3$ mA	$7,6 \pm 0,3$ V	$5,2 \pm 0,2$ eV
při poklesu napětí:	$5,3 \pm 0,5$ mA	$-5,1 \pm 0,4$ V	$9,1 \pm 0,4$ eV



Obrázek 3.16: Časový průběh výsledků regrese při vyšší frekvenci modulačního napětí ( $\sim 400$  kHz, # 4095). Pro regresi byl použit model jednoduché sondy jako v případě obr. 3.9. Data byla naměřena ve 20. ms výboje.

## 3.6 Shrnutí

Langmuirovy sondy v režimu  $I_{sat}$  a  $U_{fl}$  mají vynikající časové i prostorové rozlišení. Díky tomu je možné jejich využití v systémech s mnoha hroty, které jsou vhodné pro měření fluktuací  $\tilde{I}_{sat}$  a  $\tilde{U}_{fl}$ . Chceme-li tyto veličiny interpretovat jako fluktuace hustoty a potenciálu plazmatu, musíme však předpokládat, že elektronová teplota nefluktuje,  $\tilde{T}_e \equiv 0$ .

Dále jsme se v této kapitole zabývali vybranými problémy, které se objevují při měření sondových charakteristik v tokamakcích. Zde je nutné podotknout, že námi pozorované charakteristiky měly vesměs tvar odpovídající jednoduché sondě.

Používáme-li pomalu modulovanou Langmuirovu sondu, superponují se turbulentní struktury na snímané V-A charakteristiky, což znesnadňuje interpretaci dat. Zařazení integračního členu situaci neusnadní, protože i při poměrně krátké časové konstantě RC obvodu,  $\tau = 10 \mu s$ , odpovídající vyhlazení přes přibližně 8 vzorků, se objevuje hystereze na V-A charakteristice a výsledné parametry jsou ovlivněny. Měřením pomalu modulovanou sondou ( $\omega \sim 1 \div 10 kHz$ ) nemůžeme monitorovat turbulentní struktury, ale pouze ustálené střední hodnoty.

Alternativní zpracování signálu proudu tekoucího modulovanou sondou za použití harmonické analýzy signálu ukazuje dobrý souhlas mezi experimentálními výsledky a modelem, který udává závislost poměru amplitud vyšších harmonických na amplitudě modulačního signálu a elektronové teplotě prostřednictvím Besselových funkcí.

Porovnání elektronové teploty získané nelineární regresí dat s teplotou určenou fourierovskou analýzou (obr. 3.13) ukazuje, že výsledky spolu vcelku dobře souhlasí. Pouze je opět patrné, že samostatné zpracování V-A charakteristik získaných při nárůstu, resp. poklesu napětí na sondě se zahrnutým pasivním RC členem v měřicím obvodu ukazuje hysterezi charakteristik, která se v grafu projeví přítomností dvou skupin bodů s odlišnými hodnotami.

Rychle snímané V-A charakteristiky sondy zapojené v obvodu s kompenzací parazitní kapacity vodičů umožňují monitorovat časový vývoj parametrů okrajového plazmatu s rozlišením až  $\sim 1,25 \mu s$ . Tímto způsobem jsme schopni určovat hodnoty  $I_{sat}$ ,  $U_{fl}$  a  $T_e$  během přechodu jednotlivých turbulentních struktur přes hrot modulované sondy. Uspořádání tohoto typu experimentu však vyžaduje komplikované a poměrně drahé měřicí obvody, umístěné blízko sond přímo ve vakuu. Proto jejich použití pro systematická měření s mnohahrotovými poli sond nebylo na tokamaku Castor prozatím možné. Z našeho pohledu bylo tedy měření elektronové teploty s dostatečným časovým rozlišením, tj. měření  $\tilde{T}_e$ , ve výsledku problematické.

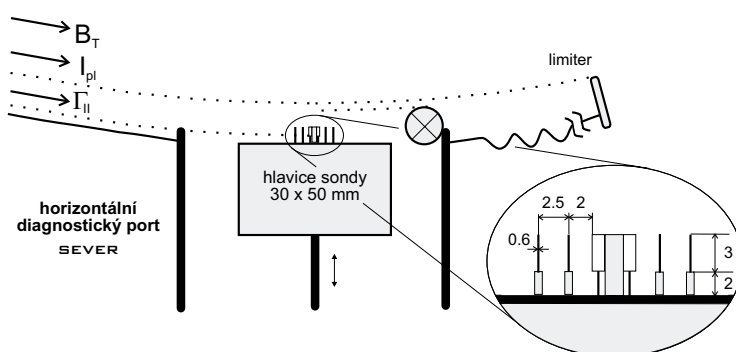
Naproti tomu při experimentech na stelarátoru W7-AS [51] se nám s vhodným vybavením podařilo úspěšně měřit sondové charakteristiky na několika hrotech více-hrotové sondy s frekvencí 1 MHz, což umožnilo následné provedení korelační analýzy.

# 4

## Kapitola

# Eliminace vlivu fluktuací na signál Langmuirovy sondy

V kapitole 3 jsme zjistili, že sondové charakteristiky jednoduché sondy bývají ovlivněny fluktuacemi plazmatu a jejich interpretace může být komplikovaná. Abychom eliminovali vliv fluktuací na tvar V-A charakteristiky, využili jsme ideu popsanou v [52], která je založena na monitorování plovoucího potenciálu menší sondou umístěnou v blízkosti větší rovinné sondy. Na tomto základě byla zkonstruována sonda sestávající z jedné destičky, orientované kolmo k siločarám magnetického pole, a ze dvou hrotů, z nichž jeden měří plovoucí potenciál a druhý iontový nasycený proud před hranicí stěnové vrstvy planární sondy, viz obr. 4.1. Sonda byla v publikacích pojmenována v anglickém originále výstižným, avšak stěží stručně přeložitelným názvem *double-pin-plate probe*.



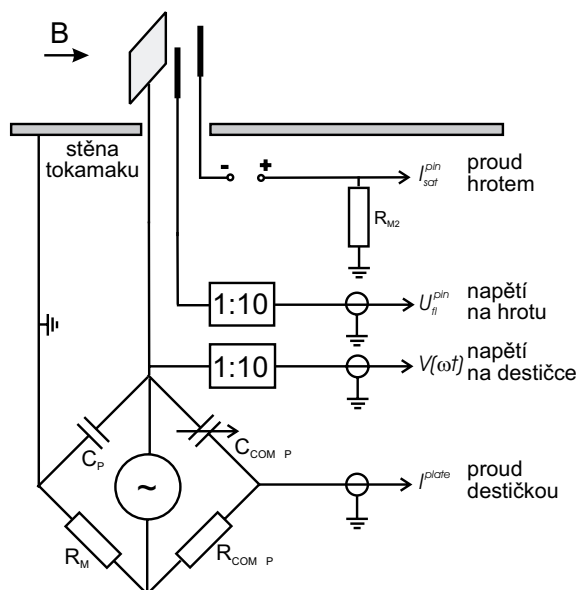
Obrázek 4.1: Konstrukce sondy a její pozice – sonda je umístěna ve stínu limiteru v ekvatoriální rovině tokamaku Castor, toroidálně 40° od limiteru. Manipulátor umožňuje radiální posuv sondy mezi výstřely. Rozměry jsou uvedeny v milimetrech.

V této kapitole ukážeme, že v uvedeném uspořádání lze významným způsobem omezit vliv fluktuací plazmatu na tvar volt-ampérové charakteristiky sondy a tím podstatně zlepšit přesnost měření elektronové teploty.

## 4.1 Experimentální uspořádání

Z obr. 4.1 je patrné, že konstrukci celé sondy tvoří dva systémy „hrot – hrot – destička“, orientované v opačných směrech vzhledem k magnetickému poli. Velikost rovinné destičky je  $3 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$  v radiálním, resp. poloidálním směru. Hroty jsou vykloněny od osy sondy směrem ven, aby se vzájemně nestínily.

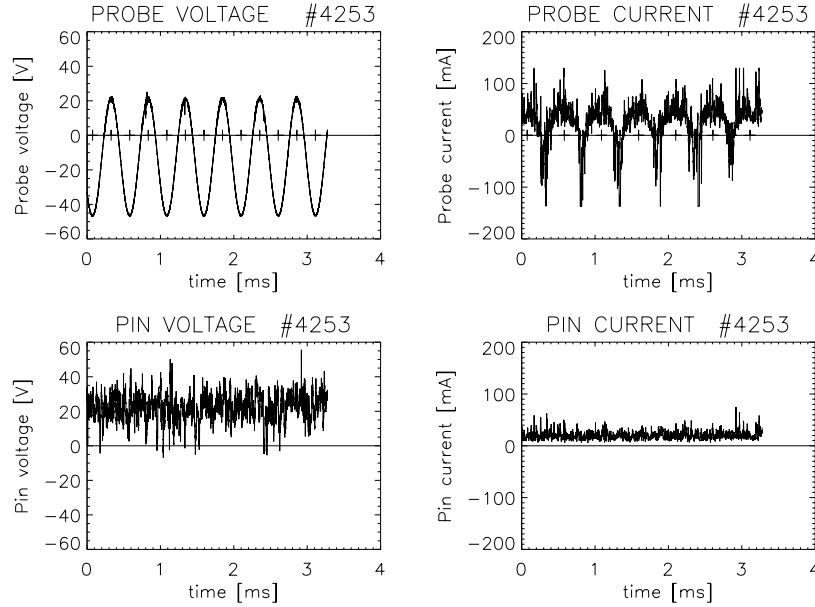
Zapojení sondy v elektrickém obvodu je znázorněno na obr. 4.2. Rovinná sonda je modulována zdrojem harmonického napětí, měříme její potenciál  $V$  vůči stěně a proud  $I^{plate}$ , který na ni teče. Využíváme zde můstkové zapojení podobně jako v odst. 3.5. Plovoucí potenciál  $U_{fl}^{pin}$  a iontový nasycený proud  $I_{sat}^{pin}$  na hrotech se měří standardním způsobem (viz odst. 3.1).



Obrázek 4.2: Elektrický obvod: rovinná sonda je zapojena ke zdroji harmonického napětí.

Signály ze sondy jsou digitalizovány, vzorkovací interval je  $0,2 - 3,25 \mu s$ , použitá vzorkovací frekvence se volí v závislosti na frekvenci napětí přiloženého na destičku. Data získaná při měření V-A charakteristik sondy ve stínu limiteru jsou vykreslena v obr. 4.3. Podobně jako u jednoduché sondy je i na odezvě proudu rovinnou sondou na modulační napětí patrné nasycení iontové větve sondové charakteristiky.





Obrázek 4.3: Signály měřené rovinnou sondou se dvěma hroty: modulační napětí  $V$  a proud destičkou  $I^{plate}$  (nahore), plovoucí potenciál  $U_{fl}^{pin}$  na hrotu blíže k destičce (vlevo dole) a iontový nasycený proud  $I_{sat}^{pin}$  tekoucí hrotem dále od destičky (vpravo dole)

## 4.2 Tvar V-A charakteristiky

K tomu, abychom eliminovali vliv fluktuací plazmatu na přesnost měření sondových charakteristik, využíváme signálů z hrotů před destičkou, které monitorují plazma vně hranic stěnové vrstvy rovinné sondy. Turbulentní struktury v okrajovém plazmatu v tokamacích mají v toroidálním směru rozměry srovnatelné nebo větší než  $2\pi R$ . Jejich rozměry v poloidálním a v radiálním směru jsou  $\sim 10 \div 20 \text{ mm}$ , resp.  $5 \div 10 \text{ mm}$ . Protože charakteristické rozměry turbulentních struktur jsou tedy větší než rozměry sond budeme předpokládat, že přechod většiny z nich se projeví současně na hrotech i na rovinné sondě. V nejjednodušší aproximaci lze uvažovat, že signál hrotu pracujícího v režimu iontového nasyceného proudu je úměrný iontovému nasycenému proudu na destičku a plovoucí hrot monitoruje rovinnou sondou neporušený plovoucí potenciál:

$$I_{sat}^{plate} = \bar{I}_{sat} + \tilde{I} = cI_{sat}^{pin} \quad , \quad U_{fl}^{pin} = \bar{\Phi}_s + \tilde{\Phi}_s - \frac{kT}{e} \ln \alpha = U_{fl}^{plate} + \Delta U_{fl} \quad , \quad (4.1)$$

kde iontový nasycený proud destičkou je tvořen součtem střední hodnoty  $\bar{I}_{sat}$  a turbulentní části  $\tilde{I}$ . Koeficient  $c$  udává reálný poměr aktivních ploch destičky a sondy, který bere v úvahu i např. efekt částečného stínění destičky hrotem apod.

Dosažením těchto dvou vztahů do rov. (3.17) dostaneme po jednoduché úpravě vztah pro sondovou charakteristiku očištěnou od vlivu fluktuací:

$$\frac{I_{plate}^{plate}}{I_{sat}^{pin}} = c \left( 1 - e^{-e(U_{fl}^{pin} + \Delta U_{fl} - V)/kT} \right) \quad (4.2)$$

Na základě údajů napětí a proudu měřených na destičce jsou konstruovány V-A charakteristiky, které zobrazujeme v grafu 4.4a/. Signály ze sond byly snímány se vzorkovací frekvencí 5 MHz, tj. 0,2  $\mu$ s/vzorek. Nelineární regresí naměřených dat získáváme opět parametry  $I_{sat}$ ,  $U_{fl}$  a  $T_e$  podle rov. (3.3).

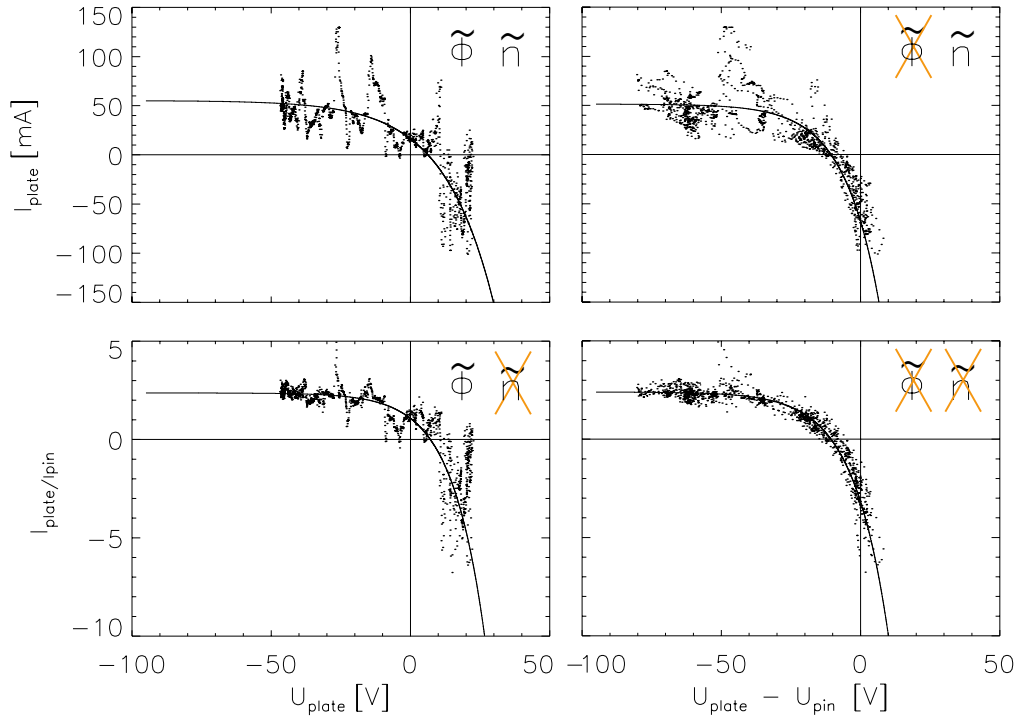
Vynášíme-li normalizovanou V-A charakteristiku  $I_{plate}/I_{sat}^{pin}$  vs.  $V$ , obr. 4.4b/, omezíme vliv fluktuací hustoty, což se projeví vyhlazením iontové větve charakteristiky v oblasti nasyceného proudu.

Pokud alternativně zobrazíme proud tekoucí na rovinnou sondu v závislosti na rozdílu  $(V - U_{fl}^{pin})$ , získáme v 4.4c/ sondovou charakteristiku očištěnou od vlivu fluktuací potenciálu, což se dobře projeví zejména na elektronové větvi charakteristiky.

Konečně kombinací obou uvedených způsobů dojdeme k vykreslení charakteristiky podle rovnice (4.2). Omezili jsme tím vliv fluktuací potenciálu i hustoty na tvar naměřené charakteristiky. Zbývající fluktuace na V-A charakteristice mohou zahrnovat rychlé změny teploty a ty z turbulentních struktur potenciálu plazmatu a iontového nasyceného proudu, které nejsou zaznamenány zároveň hroty i sondou.

Vyhlazené charakteristiky velmi dobře odpovídají tomu, jak se projevovaly modelové fluktuace plazmatu na tvaru V-A charakteristik v odst. 3.3. Ohodnocení přesnosti regrese ukazuje, že omezení vlivu fluktuací potenciálu zpřesní získané hodnoty elektronové teploty. Eliminace hustotních struktur ( $I_{sat}$ ) se projeví pobobně, ovšem v poněkud menší míře.

Regresí V-A charakteristik získáme ustředněné hodnoty elektronové teploty, stejně jako v případě pomalu modulované jednoduché sondy. Souhrnný obrázek 4.5 ukazuje časový vývoj  $T_e$  v 10. - 13. ms výboje, který byl získán uvedenými čtyřmi způsoby zpracování signálu. Eliminací vlivu turbulentních struktur na charakteristiky jsme tedy docílili ustálených hodnot. Je zřejmé, že teploty získané regresí charakteristik samotné rovinné sondy, jejichž hodnoty vykazují velký rozptyl, nemají reálný základ, ale jsou způsobeny nesprávnou interpretací V-A charakteristik, jejichž tvar je poškozený přechodem turbulentních struktur, které se dále podařilo eliminovat.



Obrázek 4.4: Příklad experimentálně měřených V-A charakteristik sondy typu „double-pin-plate“. Charakteristika —

a/ destičky:

$$\begin{aligned}
 I_{sat}^{plate} &= 58,6 \text{ mA} & \sigma_I/I &= 4,0 \% \\
 U_{fl} &= 8,2 \text{ V} & \sigma_U/T_e &= 6,2 \% \\
 T_e &= 23,2 \text{ eV} & \sigma_T/T_e &= 7,4 \%
 \end{aligned}$$

c/ zbavená fluktuací potenciálu:

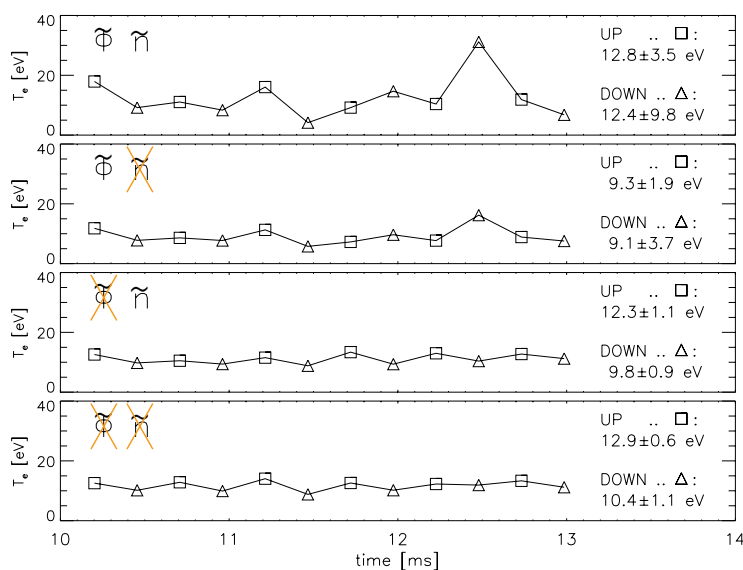
$$\begin{aligned}
 I_{sat}^{plate} &= 53,8 \text{ mA} & \sigma_I/I &= 1,8 \% \\
 \Delta U_{fl} &= -10,6 \text{ V} & \sigma_U/T_e &= 2,6 \% \\
 T_e &= 15,8 \text{ eV} & \sigma_T/T_e &= 3,4 \%
 \end{aligned}$$

b/ zbavená fluktuací hustoty:

$$\begin{aligned}
 I_{sat}^{plate}/I_{sat}^{pin} &= 2,89 \text{ mA} & \sigma_I/I &= 3,7 \% \\
 U_{fl} &= 6,5 \text{ V} & \sigma_U/T_e &= 7,0 \% \\
 T_e &= 24,4 \text{ eV} & \sigma_T/T_e &= 6,3 \%
 \end{aligned}$$

d/ zbavená fluktuací hustoty i potenciálu:

$$\begin{aligned}
 I_{sat}^{plate}/I_{sat}^{pin} &= 2,45 \text{ mA} & \sigma_I/I &= 1,0 \% \\
 \Delta U_{fl} &= -10,7 \text{ V} & \sigma_U/T_e &= 1,3 \% \\
 T_e &= 13,8 \text{ eV} & \sigma_T/T_e &= 1,7 \%
 \end{aligned}$$



Obrázek 4.5: Výsledný časový vývoj elektronové teploty získaný nelineární regresí experimentálních charakteristik rovinné sondy, na nichž byl postupně eliminován vliv fluktuací plazmatu:

- charakteristika destičky,
- charakteristika „očistěná“ od fluktuací hustoty,
- charakteristika „očistěná“ od fluktuací potenciálu,
- charakteristika „očistěná“ od jak od fluktuací hustoty tak od fluktuací potenciálu

### 4.3 Analýza signálů

Hroty popisované sondy jsou jednoduché Langmuirovy sondy integrující signály ze všech směrů, zatímco z jedné strany izolovaná rovinná destička, umístěná kolmo k siločárám magnetického pole je ve své podstatě první orientovanou sondou použitou na tokamaku Castor. V daném případě siločáry buď vstupují do destičky, hroty ji zastiňují a orientace se nazývá „návětrná“, angl. *upstream*. Při opačné orientaci, tzv. „závětrná“, angl. *downstream*, siločáry z rovinné sondy vystupují a ta částečně zastiňuje hroty.

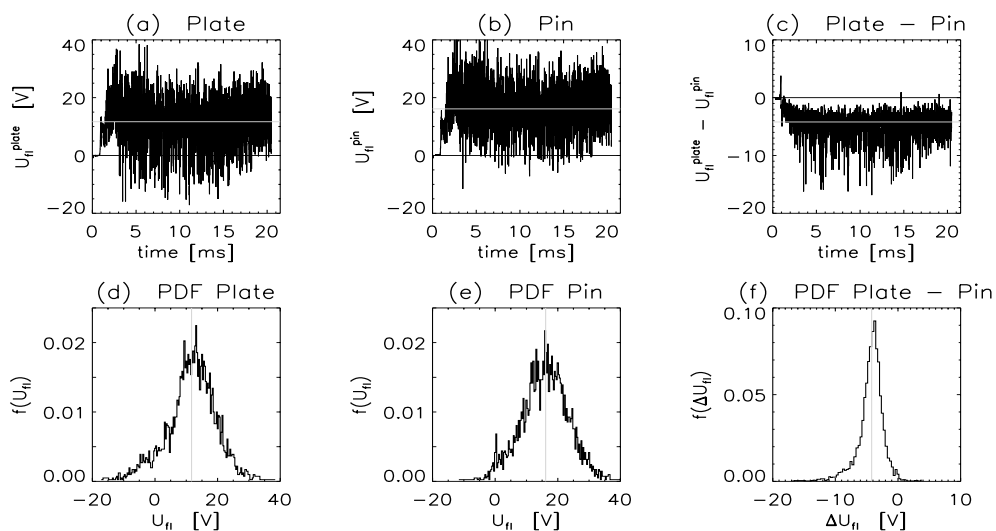
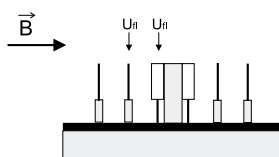
S ohledem na toto zajímavé uspořádání jsme rovněž srovnávali signály hrotů a destičky, které byly zapojeny vždy ve stejném režimu. Analýza signálů je popsána v následujících odstavcích.

#### Plovoucí potenciál

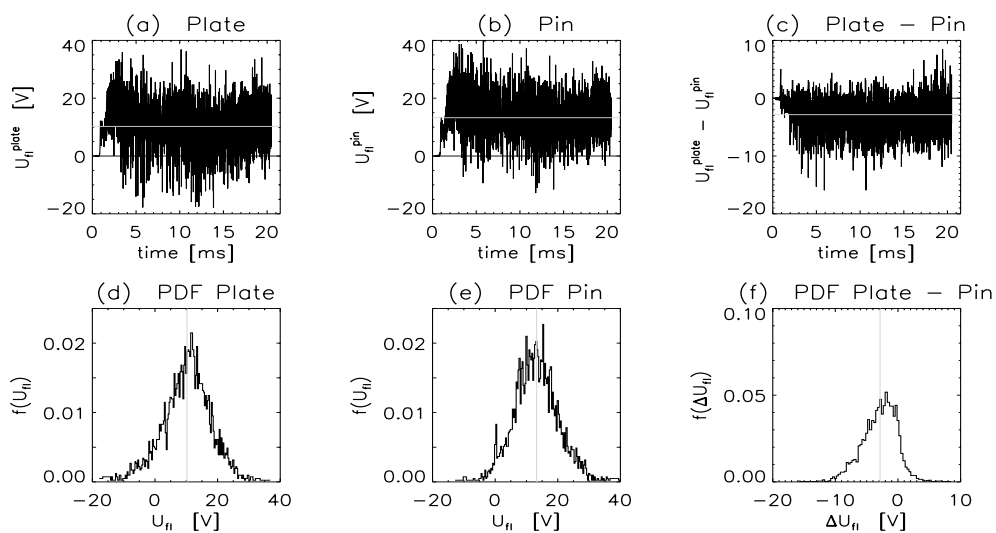
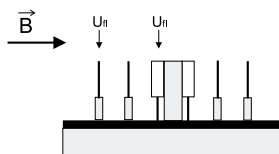
Časové průběhy plovoucího potenciálu měřené zároveň rovinnou sondou a jedním hrotem jsou ukázány na obr. 4.6. Vzhledem k tomu, že v té době měl systém pro sběr

**Plovoucí potenciál**

měřený hrot blíže k destičce:

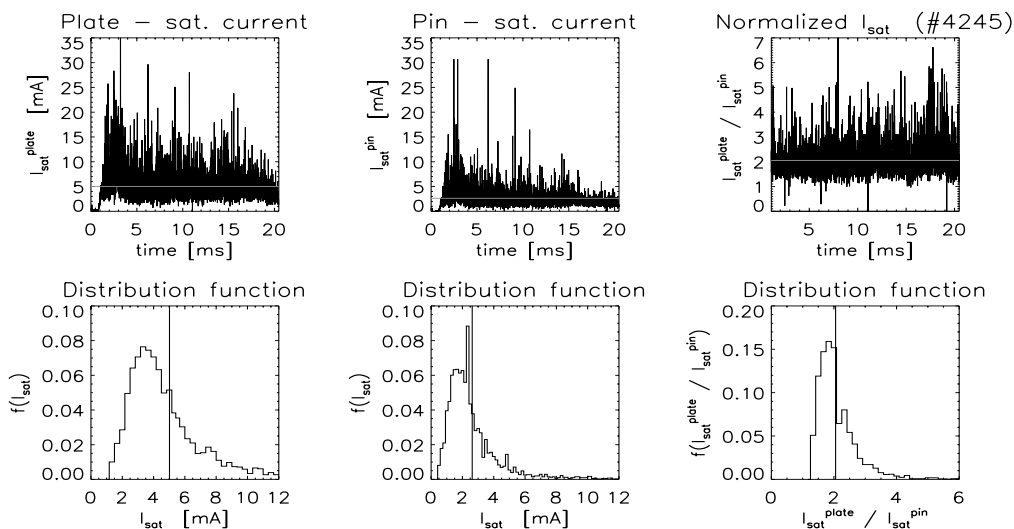
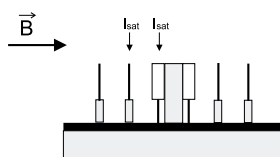
**Plovoucí potenciál**

měřený hrot dále od destičky:

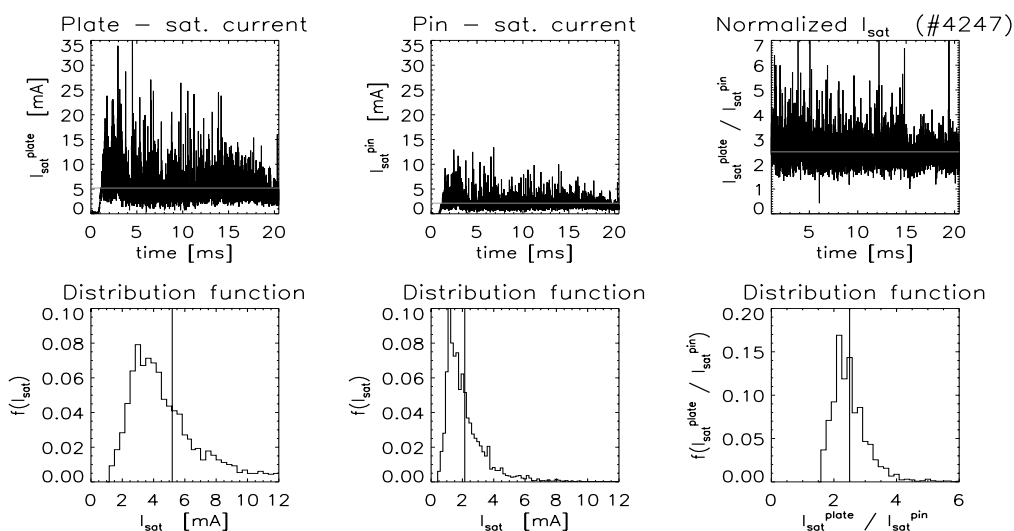
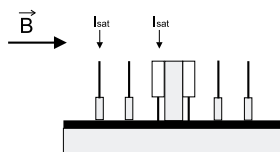


Obrázek 4.6: Plovoucí potenciál — nahoře: měřený hrot blíže k destičce (2,5 mm, # 4154) a dole měřený hrot dále od destičky (5,1 mm, # 4155); vzorkování:  $5\mu\text{s}$ . V obou případech jsou v obrázcích v horní řadě vyneseny: a) plovoucí potenciál destičky; b) plovoucí potenciál hrotu; c) časový vývoj rozdílu potenciálů a v dolní řadě odpovídající rozdělovací funkce amplitud, „probability distribution function“ (d,e,f).

**Iontový nasycený proud**  
měřený hrot blíže k destičce,  
orientace proti směru siločar:

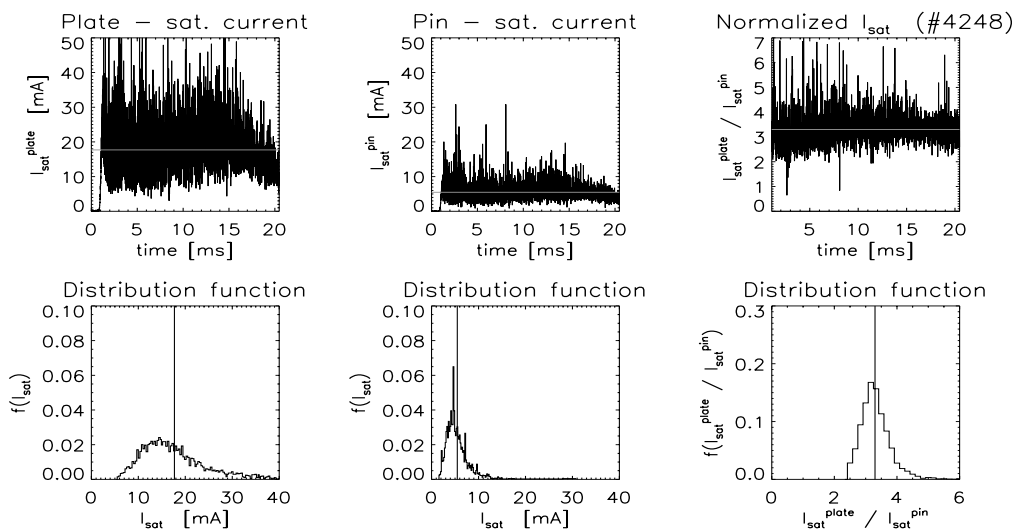
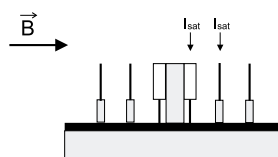


**Iontový nasycený proud**  
měřený hrot dále od destičky  
orientace proti směru siločar:

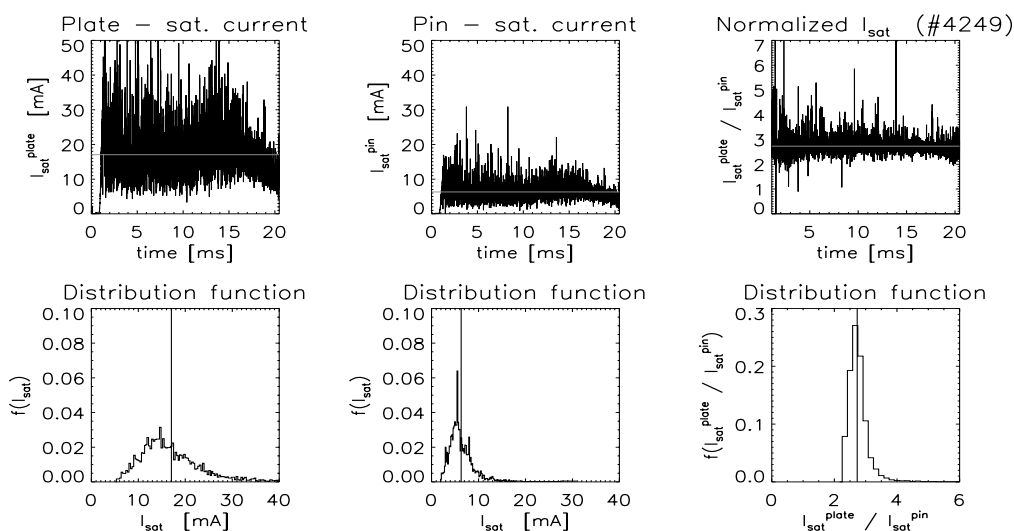
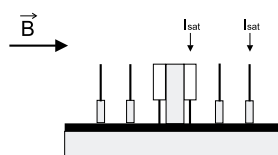


Obrázek 4.7: Iontový nasycený proud — nahoře měřený hrot blíže k destičce (2,5 mm, # 4246), dole dále od destičky (5,1 mm, # 4247): a) iontový nasycený proud destičky; b) iontový nasycený proud hrotu; c) podíl iontového nasyceného proudu hrotu a destičky; a dole odpovídající rozdělovací funkce amplitud, „probability distribution function“ (d,e,f).

**Iontový nasycený proud**  
měřený hrot blíže k destičce,  
odvrácená strana vzhledem ke směru siločar:



**Iontový nasycený proud**  
měřený hrot dále od destičky  
odvrácená strana vzhledem ke směru siločar:



Obrázek 4.8: Iontový nasycený proud — nahoře měřený hrot blíže k destičce (2,5 mm, # 4248), dole dále od destičky (5,1 mm, # 4249): a) iontový nasycený proud destičky; b) iontový nasycený proud hrotu; c) podíl iontového nasyceného proudu hrotu a destičky a pod nimi odpovídající rozdělovací funkce amplitud, „probability distribution function“ (d,e,f).

dat pouze dva kanály rychlého sběru, nemohlo být proměřeno více sond najednou. Je patrné, že střední hodnota rozdílu plovoucího potenciálu destičky a hrotu (vyznačená světlou čarou) není nulová. Tento rozdíl  $\Delta U_{fl}$  je možné vysvětlit rozdílnou velikostí aktivní plochy hrotu pro dopadající ionty a elektrony, zatímco aktivní plocha rovinné sondy je pro oba typy částic shodná. Přesto fluktuace plovoucího potenciálu jsou většinou pozorované zároveň planární sondou i hrotem jednoduché sondy: rozdíl jejich signálu vykazuje výrazně nižší úroveň turbulence než signály samotné, což se projevuje rovněž na pološirce rozdělovací funkce.

Rozdělovací funkce je prakticky symetrická, její tvar se však liší v závislosti na vzdálenosti hrotu od sondy. Vzdálenější hrot registruje více struktur, které nejsou zaznamenány rovinnou sondou a rozdělovací funkce rozdílu signálů je tudíž v tomto případě širší. Korelační koeficient mezi signály hrotu a destičky je na vzdálenosti 2,54 mm (tj. pro bližší hrot) roven 0,96, na vzdálenosti 5,08 mm (vzdálenější hrot) je 0,93.

### Iontový nasycený proud

Měření s destičkou i hrotem v režimu iontového nasyceného proudu jsme prováděli rovněž při různé kombinaci zapojení hrotů (bližší / vzdálenější) a destiček (orientace proti / po směru siločar, tj. siločáry magnetického pole vstupují / vystupují z rovinné sondy). Získané výsledky jsou ukázány v obr. 4.7 a 4.8.

Poměr  $I_{sat}^{plate} / I_{sat}^{pin}$  je roven  $\sim 2 \div 3$ , což odpovídá reálnému poměru aktivních ploch destičky a sondy při jejich různé vzdálenosti a orientaci vzhledem k magnetickému poli. Je-li měřící hrot před sondou vzhledem ke směru siločar (případ v obr. 4.7), zastíňuje vzdálenější hrot sodu méně než bližší a poměr aktivních ploch  $A_{plate} / A_{pin}$  je v této konfiguraci větší než pro bližší hrot. Naopak, jedná-li se o hroty za rovinnou sondou (obr. 4.8), jejich aktivní plocha je menší, protože jsou zastíněné destičkou. V tomto případě je tedy méně zastíněn vzdálenější hrot a tudíž pro něj je poměr  $A_{plate} / A_{pin}$  větší než pro bližší hrot.

Rozdělovací funkce iontového nasyceného proudu je evidentně nesymetrická jak v případě hrotu tak v případě destičky.

Korelační koeficient mezi signály iontového nasyceného proudu je nižší na straně přivrácené ke směru siločar (na vzdálenosti 5,08 mm je roven 0,92, na 2,54 mm pouze 0,84) než na odvrácené straně (zde je koeficient pro vzdálenější hrot 0,94 a pro bližší 0,92). Ukázalo se, že v obou případech spolu překvapivě lépe korelují signály destičky a vzdálenějšího hrotu.



## 4.4 Shrnutí

Teoretické studie týkající se jednoduché Langmuirovy sondy v turbulentním magnetizovaném plazmatu prováděl již v dřívější době Nedospasov [44].

V rámci experimentů na tokamaku Castor byla prověřena Stangebyho myšlenka sondy sestávající z hrotu a destičky. Sonda byla modulována s frekvencí 0,5 – 4 kHz a ukázalo se, že měřené změny  $U_{fl}^{pin}$  and  $I_{sat}^{pin}$  odpovídají fluktuacím potenciálu plazmatu a elektronové hustoty na destičce sondy. Zkonstruovali jsme sondovou charakteristiku zbavenou těchto fluktuací a ukázalo se, že změny (fluktuace) teploty během snímání sondové charakteristiky, tj. během jedné půlperrody rozmítacího napětí nemají významný vliv na tvar charakteristiky. Závěrem musíme zopakovat, že sondové charakteristiky v naší experimentální sérii měly vesměs tvar charakteristik jednoduché sondy.

Při analýze stacionárních signálů plovoucího potenciálu jsme zjistili, že hrot a rovinná sonda měří rozdílnou velikost plovoucího potenciálu. Tuto skutečnost vysvětlujeme rozdílným poměrem velikostí aktivních ploch pro elektrony a pro ionty pro cylindrickou, resp. rovinnou sondu.

Na základě měření iontového nasyceného proudu na obě opačně orientované rovinné destičky sondy *double-pin-plate* (umístěné kolmo k siločarám magnetického pole) můžeme odhadnout velikost Machova čísla  $M_{\parallel}$  (viz dále, rov. 5.3). Pro sondu ve stínu limiteru, toroidálně od něj vzdálenou  $40^{\circ}$ , jsme získali hodnou  $M_{\parallel} \approx 0.5$ , což dobře odpovídá pozdějším měřením pomocí rotující Machovy sondy na uvedeném místě (viz kapitola 5).

Další popis sondy, experimentů a výsledků měření teploty je publikován v článku [53].



# 5

## *Kapitola*

### **Měření toků v plazmatu: Směrově orientované sondy**

Směrové sondy se používají k měření toků částic v plazmatu. Na tokamaku Castor byly postaveny a používány sondy dvou druhů: rotující Machova sonda (viz kapitola 5.3) a gundestrupská sonda (viz 5.4). V obou případech sestává sonda ze segmentů, které pracují jako Langmuirova sonda v režimu iontového nasyceného proudu. Na rozdíl od běžných Langmuirových sond jsou však tyto segmenty orientovány pod určitým úhlem k siločarám magnetického pole a měří tok částic pouze z daného směru. Směrové sondy tudíž umožňují získat úhlové rozložení iontového nasyceného proudu, z něhož se určuje tok plazmatu ve směru podél ( $\parallel$ ) a napříč ( $\perp$ ) siločar magnetického pole.

Měření těchto toků je vhodnou metodou ověření účinku polarizace okrajového plazmatu, kdy vytváříme radiální elektrické pole a prostřednictvím  $\vec{E} \times \vec{B}$  driftu ovlivňujeme zejména rychlost poloidální, tj. příčné rotace plazmatu (viz odst. 2.1). V tomto případě jsou proto směrové sondy důležitým diagnostickým prostředkem.

#### **5.1 Teoretický popis — zpracování dat**

Interpretace experimentálních dat měřených směrovou sondou je přímočará a jednoznačná pouze v případě, kdy jsou siločáry magnetického pole kolmé k povrchu sondy. Z tekutinových modelů Stangebyho [54] a Hutchinsona [55], které vycházejí z pohybových rovnic v paralelním směru a ze zákona zachování počtu částic, vyplývá, že v tomto případě je poměr signálů protilehlých destiček na „návětrné“ a „závětrné“ straně úměrný podélnému Machovu číslu  $M_{\parallel}$ , tj. poměru podélné rychlosti toku

plazmatu  $v_{\parallel}$  a iontozvukové rychlosti  $c_s$ ,

$$c_s = \sqrt{\frac{k_B(T_e + T_i)}{m_i}} \quad , \quad (5.1)$$

kteřá udává rychlost, s níž mohou ionty vstupovat do stěnové vrstvy sondy.

Obecnější případy, pro úhly mezi normálou elementu směrové sondy a siločarami magnetického pole  $\alpha \neq \pi/2$ , vyžadují popis chování sondy pomocí dvou- nebo tří-rozměrné simulace „*particle-in-cell*“ (PIC). PIC simulace pro geometrii gundestrupské sondy popsané v [56] umožňují modelovat chování směrové sondy v okrajovém plazmatu tokamaku. Model udává závislost poměru  $R$ ,

$$R = \frac{I_{sat}(\alpha)}{I_{sat}(\alpha + \pi)} \quad , \quad (5.2)$$

na Machově čísle, čím umožňuje vyvodit z experimentálních dat velikost  $M_{\parallel}$  a  $M_{\perp}$ . Uvedený model byl adaptován J.P. Gunnem rovněž pro rotující Machovu sondu na tokamaku Castor, získané výsledky byly publikovány v článcích [57, 58].

Pro analytický výpočet lze omezit počet prostorových dimenzí svázáním podélného a příčného toku. Tento přístup použil H. van Goubergen v [59], kde zobecnil Hutchinsonův přístup pro úhly  $\alpha \neq \pi/2$  a odvodil vztah pro poměr iontových nasycených proudů  $R$  měřených na protilehlých destičkách ve tvaru:

$$R = \exp\left(c(M_{\parallel} - M_{\perp}/\operatorname{tg}\alpha)\right) \quad , \quad (5.3)$$

kde parametr  $c = 2,3 \div 2,5$  Meze platnosti tohoto modelu leží v rozmezí úhlů  $\alpha \sim 30^\circ \div 150^\circ$ .

Vzhledem k tomu, že interpretace signálů odpovídajících dopadu částic pod ostrými úhly vzhledem k povrchu by mohla napomoci k pochopení významu okrajových podmínek, jeví se oblast úhlů dopadu blízkých směru rovnoběžnému se směrem siločar magnetického pole jako oblast hodná pozornosti. Z tohoto důvodu byl na tokamaku Castor vyvinut jednorozměrný fluidní model (prezentován prvně v [60] a podrobněji popsán v [61]), který umožňuje modelovat data směrové sondy v širším intervalu úhlů na základě numerického řešení integrálně-diferenciálních rovnic. Tento model vychází ze zákona zachování hybnosti a z rovnice kontinuity.

Při řešení pohybových rovnic je využito toho, že rychlostní pole obecně má potenciálový charakter a v blízkosti sondy může být vyjádřeno jako:

$$\vec{v} = v_{\infty}^{\vec{v}} + \nabla\phi \quad , \quad (5.4)$$

kde  $\phi$  je potenciál, který určuje toky v blízkosti hranice stěnové vrstvy, zatímco daleko od sondy  $\nabla\phi \rightarrow 0$  a  $\vec{v} = v_{\infty}^{\vec{v}}$ .

Bezrozměrné řešení pro normalizovanou hustotu je možné získat ve tvaru:

$$\frac{dn}{dM} = n \frac{(1-n)M - (M_\infty - M)}{(M_\infty - M)M - (1-n)} \quad , \quad (5.5)$$

což je vztah, který má formálně shodnou podobu s Huchinsonovým řešením [55], avšak  $M_\infty = M_{\parallel} \sin \theta + M_{\perp} \cos \theta$ , Machovo číslo v neporušené oblasti plazmatu daleko od sondy, je zde určeno rychlostmi jak paralelních ( $M_{\parallel}$ ) tak příčných ( $M_{\perp}$ ) toků v plazmatu i orientací sondy vzhledem k siločarám magnetického pole.

Normalizovanou hustotu na hranici stěnové vrstvy lze získat z (5.5) jako:

$$n_B = 1 + \int_{M_\infty}^{M_B} \frac{dn}{dM} dM \quad , \quad (5.6)$$

kde však horní mez integrálu,  $M_B$ , nevyplývá z fluidního přiblížení a musí být určena jiným způsobem.

Úhlová závislost normalizované velikosti iontového nasyceného proudu na nakloněnou destičku je nakonec dána vztahem:

$$\frac{I_s(\alpha)}{Aen_\infty c_s} = n_B(\alpha) M_B(\alpha) \quad , \quad (5.7)$$

kde  $A$  je plocha sondy.

### Okrajové podmínky

K tomu, abychom získali hodnoty  $M_{\parallel, \perp}$  z poměru  $R$  potřebujeme určit okrajové podmínky. Ty můžeme zvolit podle [40, 59] standardním způsobem ve tvaru Bohmovy-Chodurovy okrajové podmínky [39, 62]:

$$M_{\parallel}^B + \frac{M_{\perp}^B}{\operatorname{tg} \alpha} = 1 \quad , \quad (5.8)$$

což lze rovněž zapsat ve tvaru:

$$M_B = |\sin \alpha| \quad , \quad (5.9)$$

nicméně pro tuto podobu okrajové podmínky spolu nesouhlasí výsledky modelu a pozorované úhlové závislosti iontového nasyceného proudu. Porovnání modelu s experimentálními daty ukazuje lepší souhlas pro fenomenologickou okrajovou podmínku ve tvaru:

$$M_B = 1 - \gamma |\cos \alpha| \quad , \quad (5.10)$$

kde parametr  $\gamma = 0,73 \div 0,77$  není závislý na  $M_{\parallel}$ ,  $M_{\perp}$  a je platný pro široký rozsah experimentálních dat.

Numerickým řešením rovnice (5.5) za použití okrajové podmínky (5.10) lze poměr  $R$ , definovaný vztahem (5.2), modelovat pro celý rozsah úhlů  $0^\circ \div 180^\circ$ . Zde je třeba znovu zdůraznit, že výsledná Machova čísla, která se určují z poměru iontového nasyceného proudu pod úhlem  $\alpha$  a  $\alpha + \pi$ , prakticky nezávisí na tom, zda ve výpočtu použijeme fenomenologickou okrajovou podmínku (5.10) nebo Bohmovu-Chodurovu (5.9), nicméně modelovat přímo úhlovou závislost iontového nasyceného proudu je možné pouze za použití fenomenologické okrajové podmínky.

## 5.2 Experimentální uspořádání

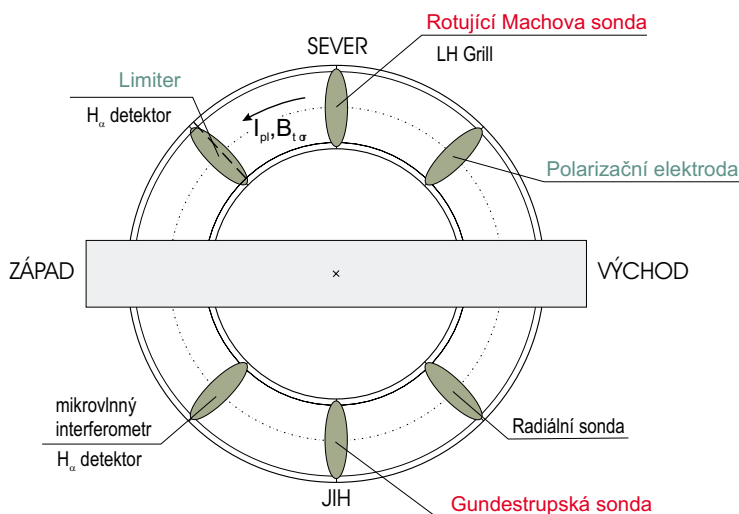
Ze směrových sond byla jako první na tokamaku Castor byla sestavena a používána rotující Machova sonda. Následně vedly získané výsledky a zkušenosti ke konstrukci gundestrupské sondy ve spolupráci s francouzskými kolegy, zejména J.P. Gunnem. Srovnávací experimenty při současném použití obou sond zároveň tvoří nosnou část této kapitoly. Třetí a zatím poslední etapou byly v závěru roku 2001 experimenty za použití samotné gundestrupské sondy, kdy byl sledován vliv natočení destiček sondy vzhledem k siločarám magnetického pole o malé úhly ( $\alpha < 2\pi/8$ ). Výsledky této série měření budou publikovány v samostatném článku.

Vzhledem k tomu, že experimentální uspořádání bylo ve všech třech případech ekvivalentní a že zde bude prezentováno zejména srovnání obou sond, je v obr. 5.1 znázorněno uspořádání druhé série experimentů. V pohledu shora na tokamak je schematicky zakresleno šest diagnostických portů: dva hlavní na severu (S) a jihu (J) a čtyři vedlejší na severozápadě a severovýchodě (SZ, SV) a na jihozápadě a jihovýchodě (JZ, JV). Šedivý obdélník přetínající torus v západo-východním směru znázorňuje polohu jádra transformátoru.

V blízkosti SZ portu je umístěn poloidální limiter a je zde jeden ze dvou detektorů monitorujících vyzařování vodíkové čáry  $H_\alpha$ . Druhý detektor je v JZ portu, tj. toroidálně  $90^\circ$  od prvního. Dolně-hybridní vlny, používané k ohřevu plazmatu a k vlečení proudu plazmatem mohou být do tokamaku zaváděny *LH grilem* v ekvatoriální rovině v hlavním severním portu, představují alternativní nástroj pro ovlivňování radiálního elektrického pole na okraji sloupce plazmatu.

Další elementy, které mají bezprostřední vliv na toky v plazmatu nebo se vztahují k jejich měření jsou do tokamaku zasunuty shora takto:

1. polarizační elektroda v SV portu, tj.  $85^\circ$  toroidálně od limiteru,
2. radiální hřebínek Langmuirových sond v JV portu, tedy toroidálně naproti limiteru, měří profil plovoucího potenciálu,
3. rotující Machova sonda v severním portu, mezi limiterem a elektrodou,
4. gundestrupská sonda v protější části toru, z jižního portu.



Obrázek 5.1: Pohled na tokamak shora: experimentální uspořádání polarizačních experimentů a umístění sond v toru.

Proud plazmatem a toroidální magnetické pole mají při pohledu shora směr proti chodu hodinových ručiček.

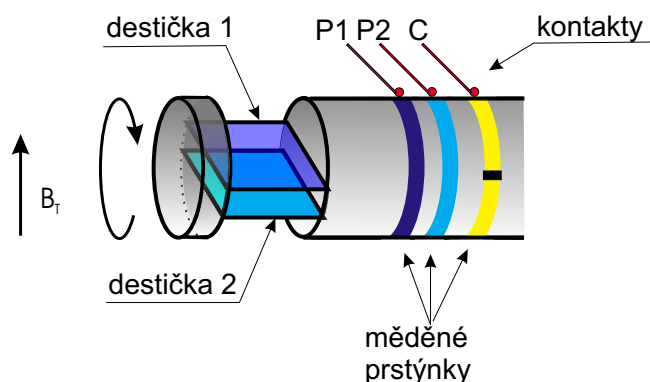
Sondy jsou během výboje umístěny na pevné radiální pozici a jejich posun je možný jen mezi dvěma výboji tokamaku.

### 5.3 Rotující Machova sonda

Machovy sondy jsou používány v tokamacích k měření směrového rozložení toků v plazmatu. Jejich název vychází ze skutečnosti, že umožňují určovat Machovo číslo (tj. poměr rychlosti plazmatu a iontozvukové rychlosti). Na tokamaku Castor byla vyvinuta rotující sonda tohoto typu a první výsledky byly prezentovány v [60].

Konstrukce sondy, která byla postavena a používána na tokamaku Castor je patrná z obr. 5.2. Sonda sestávala ze dvou rovnoběžných destiček o velikosti 3 mm × 5 mm, které měřily iontový nasycený proud. Motorek umístěný přímo ve vakuové nádobě umožňoval otáčet sondu rychlostí až 20.000 otáček za minutu. Doba trvání jedné otáčky, tj.  $\approx 3$  ms, určovala tedy časové rozlišení experimentu.

Signály z destiček byly vyvedeny na měděné prstýnky na povrchu rotující sondy a byly snímány klouzavými kontakty (P1, P2). Třetí prstýnek a kontakt C monitorovaly úhel natočení sondy, kontakt přiváděl signál na výstup pouze při natočení sondy na určitý definovaný úhel.



Obrázek 5.2: Schematický obrázek znázorňující rotující Machovu sondu.

Průběh makroskopických parametrů výboje je vyneseno v obr. 5.3. Vidíme zde, že během prvních 4 – 5 ms výboje docházelo k formování sloupce plazmatu a stacionární fáze výboje trvala 20 ms, od 5. do 25. ms. Během této fáze bylo od 10. do 20. ms přivedeno napětí na polarizační elektrodu.

V obr. 5.4 je vyneseno časový vývoj iontového nasyceného proudu měřený destičkami rotující Machovy sondy. V prostředním grafu je dále zobrazen průběh pomocného signálu označujícího úhel natočení sondy (viz kontakt C v obr. 5.2).

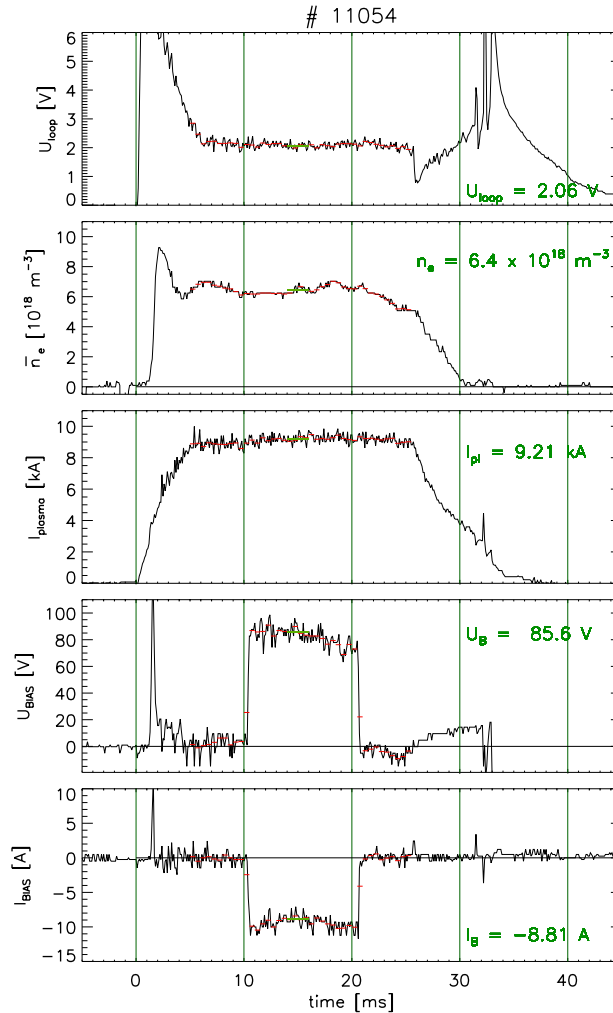
Srovnáme-li data ze sondy s makroskopickými parametry, je zřejmé, že ve výsledku máme k dispozici dvě otáčky sondy v ohmickém režimu, jednu před a jednu po polarizované fázi výboje. Během polarizované fáze výboje naměříme zpravidla 1 – 2 periody, na nichž je přímo pohledem patrná změna poměru dvou po sobě následujících lokálních minim, která odpovídá nárůstu rychlosti poloidální rotace.

Obrázky 5.5 a 5.6 ukazují srovnání experimentálních dat s modely. V obr. 5.5 je patrné, že pro úhly  $\alpha < 30^\circ$  a  $\alpha > 150^\circ$  model výrazně odklání od naměřených dat (viz [59]). Naproti tomu model K. Dyabilina [61] popisuje reálnou situaci dobře i pro natočení sondy paralelně se směrem siločar magnetického pole.

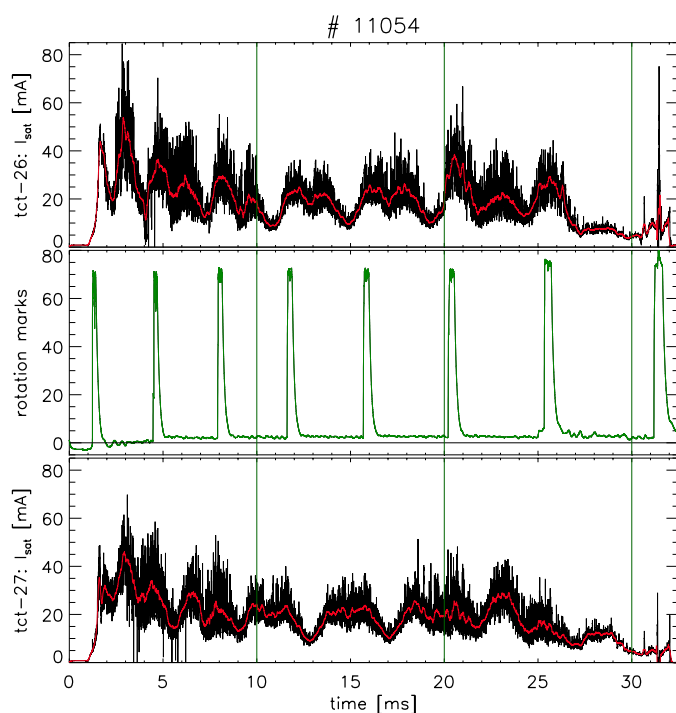
V obr. 5.7 je vynesena závislost podélných a příčných Machových čísel na velikosti radiálního elektrického pole, která byla získána v sérii polarizovaných výbojů s různými hodnotami napětí na elektrodě, přičemž hodnota radiálního elektrického pole na poloměru rotující Machovy sondy byla určována z měření radiálním hřebínkem sond. Je patrné, že příčná složka  $M_\perp$  narůstá, jak jsme mohli očekávat ze závislosti poloidální rotace na velikosti  $\vec{E} \times \vec{B}$  driftu. Podélná složka  $M_\parallel$  narůstá rovněž, což znamená, že s polarizací a rostoucí radiální složkou elektrického pole dochází rovněž k růstu podélné rychlosti rotace plazmatu.



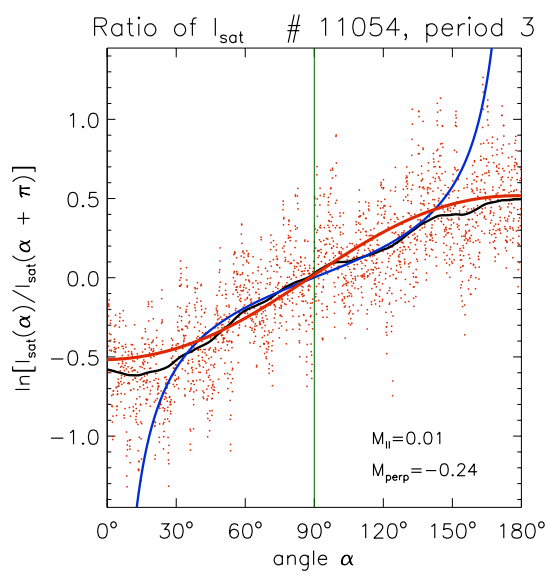
Srovnání hodnot Machových čísel získaných oběma metodami [59, 61] z dat rotující sondy jsme publikovali v článkách [63, 64]. Obě metody zpracování byly aplikovány na data z rotující i z gundestrupské sondy ve srovnávací sérii experimentů. Přehled všech výsledků je zahrnut v závěru této kapitoly v odst. 5.5, str. 78.



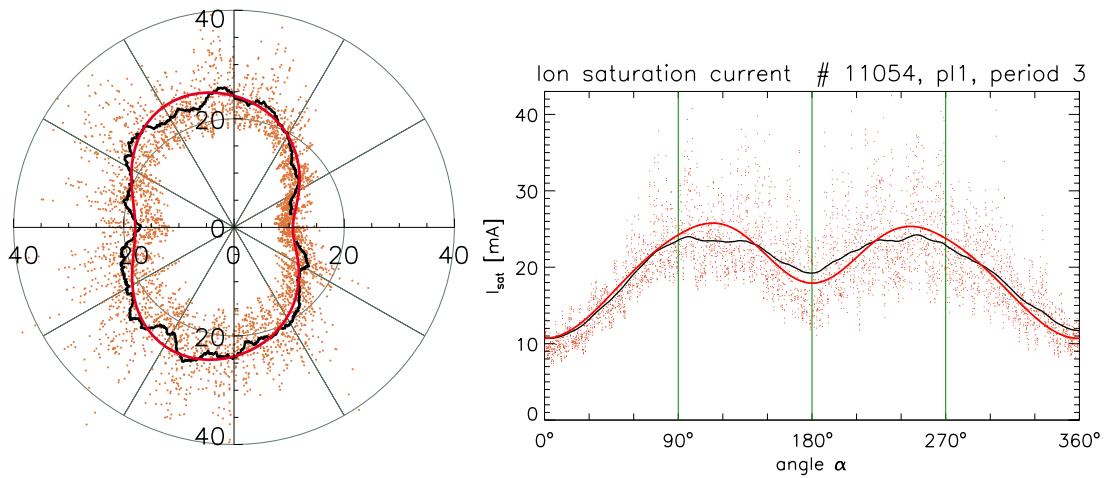
Obrázek 5.3: Makroskopické parametry výboje výboje, v němž byla naměřena data zobrazená v obr. 5.4. Jednotlivé parametry jsou po řadě shora: napětí na závit ( $U_{loop}$  [V]), elektronová hustota plazmatu ustředněná interferometrickým měřením ( $\bar{n}_e$  [ $\times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ]), proud plazmatem ( $I_{pl}$  [kA]), napětí na polarizační elektrodě ( $U_B$  [V]) a proud tekoucí elektrodou ( $I_B$  [A]). Číselné hodnoty uvedené v grafu jsou ustředněny (přes 2 ms) v čase  $15 \pm 1$  ms výboje.



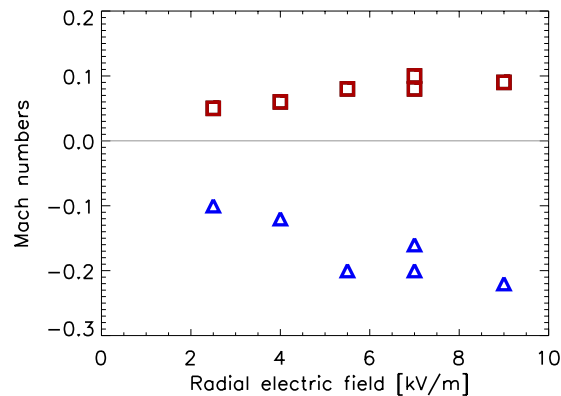
Obrázek 5.4: Ukázka typických experimentálních dat měřených rotující Machovou sondou: v horním a dolním grafu jsou černě vyneseny signály z obou protilehlých destiček sondy a červeně je znázorněna hodnota ustředněná plovoucím průměrem přes  $300 \mu\text{s}$ ; uprostřed je vynesena signál který určuje úhel natočení rotující sondy.



Obrázek 5.5: Poměr signálů iontového nasyceného proudu  $I_{\text{sat}}(\alpha)/I_{\text{sat}}(\alpha + \pi)$  v průběhu jedné otáčky rotující sondy je vynesena v logaritmické škále: experimentální data (červené body) jsou proložena modely K. Dyabilina (5.7, červeně) a H. van Goubergen (5.3, modře). Černá křivka reprezentuje numericky vyhlazená experimentální data.

Polar plot of  $I_{\text{sat}}$  # 11054, pl1, period 3

Obrázek 5.6: Závislost iontového nasyceného proudu na úhlu natočení sondy zobrazená v polárním diagramu (vlevo) a v kartézských souřadnicích (vpravo). Silná červená čára odpovídá modelu [61], černá křivka ukazuje numericky vyhlazená reálná data.



Obrázek 5.7: Závislost Machových čísel v podélném  $M_{\parallel}$  (  $\square$  ) a příčném  $M_{\perp}$  (  $\triangle$  ) směru na radiálním elektrickém poli. Zobrazené hodnoty byly získány v první sérii experimentů s rotující Machovou sondou, která byla umístěna v jižním diagnostickém portu, tj. na místě kde jsme později (viz uspořádání experimentu na obr. 5.1) měřili pomocí gundestrupské sondy.

## 5.4 Gundestrupská sonda

Gundestrupské<sup>1</sup> sondy jsou dalším typem sond, který je používán k měření toků v plazmatu. Standardně sestávají ze šesti až dvanácti vodivých hrotů umístěných okolo izolované hlavice sondy tak, aby měřily závislost iontového nasyceného proudu na úhlu mezi siločarami magnetického pole a povrchem sondy [65]. Kvůli nepřesnostem v určení úhlu natočení a konečné velikosti mezer mezi sondami byl dosud tento typ sond omezen na měření velkých podélných a příčných toků. Nevýhodou gundestrupské sondy je její horší směrové rozlišení, které u naší sondy na tokamaku Castor činí 45°. Velkou výhodou je však její jednodušší konstrukce a zejména vynikající časové rozlišení, což je pro nás důležité při sledování přechodových dějů při polarizaci plazmatu.

### 5.4.1 Popis sondy

Konstrukce gundestrupské sondy pro tokamak Castor byla zvolena tak, abychom minimalizovali mezery mezi jednotlivými segmenty a aby díky tomu sonda mohla být dobře modelována metodou PIC. Sondu tvoří měděná válcová trubička o průměru 11,7 mm, která je rozdělena na 8 segmentů. Mezery mezi segmenty jsou široké 0,2 mm, což brání iontům v dopadu na boční stěny destiček a zjednodušuje geometrii s ohledem na modelování sondy. Délka aktivních ploch sondy je 2,2 mm, což určuje radiální rozlišení. Zbývající část sondy, viditelná na obr. 5.8a/, je izolována průhlednou křemíkovou trubičkou. Orientace dílů sondy vzhledem k siločarám magnetického pole je patrná z obr. 5.8b/. Na špičce sondy je umístěna jednoduchá Langmuirova sonda o délce 1,25 mm a průměru 0,6 mm.

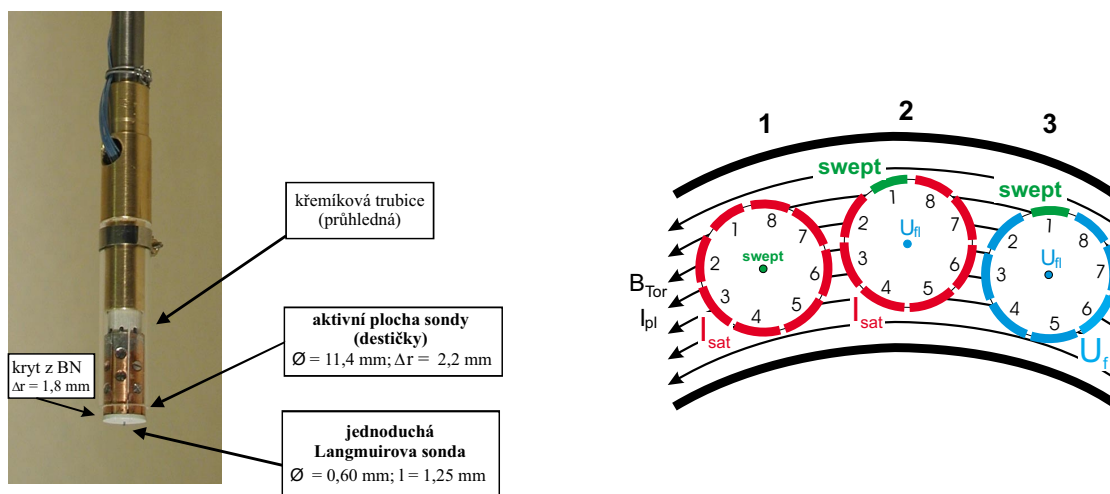
<sup>1</sup>Sonda je nazvána podle kotle z Gundestrupu [66], který byl nalezen v rašeliništi v Himmerlandu v Dánsku v roce 1891 [67].

Díky průměru 69 cm a výšce 42 cm se jedná o největší stříbrnou nádobu, která se v Evropě zachovala z doby železné. Vnější stěny nádoby tvořilo původně 8 (zachovalo se 7) pravoúhlých destiček, na nichž jsou zobrazeny 4 mužské a 3 ženské hlavy, které se dívají do různých směrů (~ orientované segmenty). Vnitřní stěny tvoří 5 pravoúhlých destiček s motivy zvířat a rostlin, dno je z jednoho zaobleného kusu.

Dodnes není zřejmé, odkud dílo pochází: styl a způsob zpracování se jeví jak thrácký, ale motivy odpovídají keltským.



Gundestrupský kotlík, 2.-1. st. př.n.l., Dánské národní muzeum [68]



Obrázek 5.8: Gundestrupská sonda:

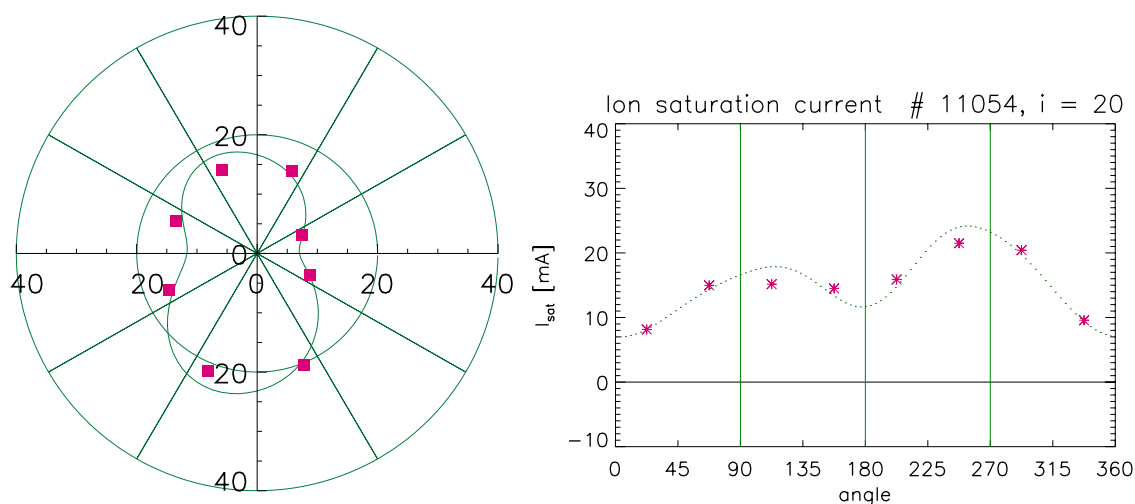
a/ pohled na sondu,

b/ orientace destiček vzhledem k siločarám magnetického pole.

### 5.4.2 Experimentální data

V sérii experimentů, které se zabývaly měření Machových čísel bylo všech osm destiček sondy provozováno v režimu iontového nasyceného proudu, viz případ 1 v obr. 5.8b/. Časový vývoj signálu na sondách je digitalizován se vzorkovací frekvencí 1 MHz ( $1 \mu\text{s}$  / vzorek), v každém časovém okamžiku potom může být sestrojen graf závislosti iontového nasyceného proudu na úhlu natočení segmentů sondy, viz obr. 5.9. Jednotlivé experimentální body v těchto grafech jsou vyneseny v závislosti na úhlu odpovídajícím normále k segmentu, je třeba si však uvědomit, že reálně sonda pokrývá úhly  $\alpha \pm 22,5^\circ$  a proto signály integruje přes tento interval.

Zapojení experimentu s jedním modulovaným segmentem sondy a zbývajících segmenty v iontovém nasyceném, resp. plovoucím režimu, jak je vyobrazeno v případech 2 a 3 v obr. 5.8b/ sloužilo k proměření vzájemného ovlivňování segmentů sondy. Jak je ukázáno v [69, 70], nejsou sousední segmenty rozmítané destičky nikterak výrazně ovlivněny jak při měření v režimu iontového nasyceného proudu tak ani v režimu plovoucího potenciálu. Z toho lze dovozovat, že ani při standardním provozu sondy se všemi segmenty nabitými na záporný potenciál nedochází k ovlivňování segmentů signály přicházejícími z jiných směrů, které jsou registrovány okolními destičkami.

Polar plot of  $I_{\text{sat}}$  # 11054

Obrázek 5.9: Závislost iontového nasyceného proudu tekoucího segmenty sondy na úhlu mezi destičkou a siločarami magnetického pole je zobrazena v polárním diagramu (vlevo) a v kartézských souřadnicích (vpravo). Křivky, které prokládají experimentální body v grafech odpovídají modelu K. Dyabilina [61].

## 5.5 Srovnání výsledků rotující Machovy a gundestrupské sondy

V rámci srovnávacích měření rotující Machovy sondy a gundestrupské sondy byla prováděna systematická měření hodnot  $M_{\parallel}$  a  $M_{\perp}$ . Segmenty gundestrupské sondy pracovaly v iontovém nasyceném režimu, jednoduchá Langmuirova sonda na jejím hrotu byla modulována harmonickým napětím a z měřených sondových charakteristik byly určovány hodnoty  $U_{fl}$ ,  $I_{sat}$  a  $T_e$ . Radiální hřebínek sond měřil profil plovoucího potenciálu, z něhož jsme určovali profil radiálního elektrického pole.

Sledovali jsme dva typy závislostí  $M_{\parallel, \perp}$ : jednak na přiloženém polarizačním napětí, kterým modifikujeme profil radiálního elektrického pole v blízkosti sondy, jednak na radiální poloze směrové sondy, čímž získáváme radiální profil rychlostí  $M_{\parallel}$  a  $M_{\perp}$ . Získané výsledky jsou popsány v následujících odstavcích.

### 5.5.1 Závislost na napětí polarizační elektrody

Závislost na napětí přivedeném na polarizační elektrodu jsme sledovali ve dvou sériích experimentů, kdy jsme během každé sady výbojů postupně elektrodu nabíjeli na řadu hodnot napětí v rozsahu od 0 V do 300 V. Sondy byly umístěny na pevné radiální pozici – jednak ve stínu limiteru na poloměru  $r = 83$  mm, kde jsme však

měřili pouze gundestrupskou sondou, jednak v okrajovém plazmatu na  $r = 70$  mm, kde pracovaly obě sondy, rotující Machova i gundestrupská.

V obr. 5.10 je vynesena závislost  $M_{\parallel}$ , podélné složky Machova čísla, na polarizačním napětí. V oblasti SOL je patrné, že hodnota  $M_{\parallel}$  závisí na polarizačním napětí jen velmi slabě a pohyb plazmatu je ustálený. Na hlubších radiálních polohách, na okraji oblasti udržení, je naopak rozptyl měřených hodnot větší, což je způsobeno tím, že toky v plazmatu jsou již ovlivněny turbulentními strukturami. V obou případech se velmi dobře shodují výsledky získané modelováním dat metodami K. Dyabilina a H. van Goubergena.

Následující obrázek 5.11 ukazuje závislost příčného (poloidálního) Machova čísla  $M_{\perp}$  na polarizačním napětí opět v SOL a v okrajovém plazmatu. Na rozdíl od předchozího případu, kdy bylo určováno  $M_{\parallel}$  pouze z měření směrovými sondami, je možné hodnotu  $M_{\perp}$  dopočítat rovněž z velikosti  $\vec{E} \times \vec{B}$  driftu:

$$M_{\perp} = v_{\vec{E} \times \vec{B}} / c_s \quad , \quad (5.11)$$

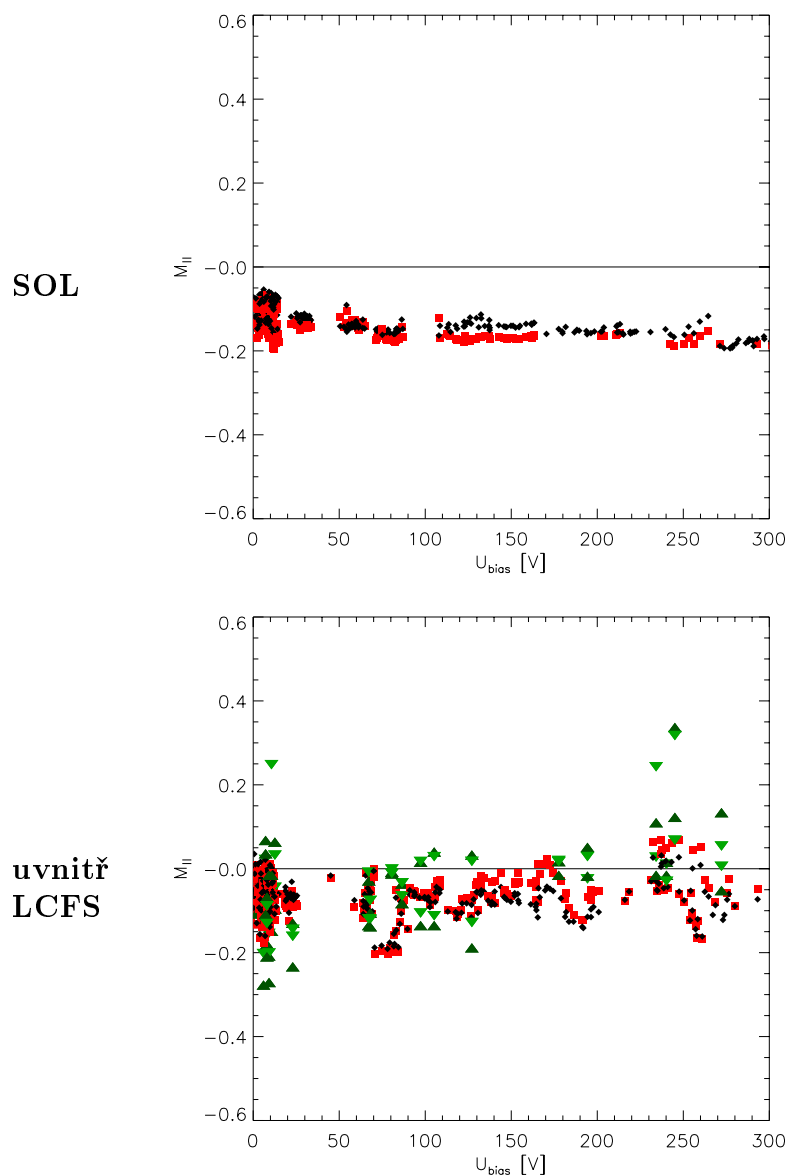
příčměz radiální elektrické pole zde určíme z profilu plovoucího potenciálu, který měříme radiálním hřebínkem Langmuirových sond a ve výpočtu iontozvukové rychlosti použijeme teplotu plazmatu určenou měřením V-A charakteristik pomocí modulovaného hrotu na konci gundestrupské sondy.

Absolutní hodnoty  $M_{\perp}$  určované měřením radiální sondou se neshodují zcela s Machovými čísly měřenými směrovými sondami, nicméně je evidentní, že tendence, které výsledky sledují jsou totožné.

V oblasti SOL pozorujeme poloidální rotaci v jednom směru, který je označen kladným znaménkem, zatímco v okrajovém plazmatu rotuje plazma v opačném směru, což odpovídá přechodu sondy přes poslední uzavřený magnetický povrch mezi těmito dvěma polohami.

V obou případech pozorujeme nárůst rychlosti rotace s rostoucím polarizačním napětím a obdobně jako při toroidálních tocích je rozptyl měřených hodnot menší pro sondu umístěnou v SOL.

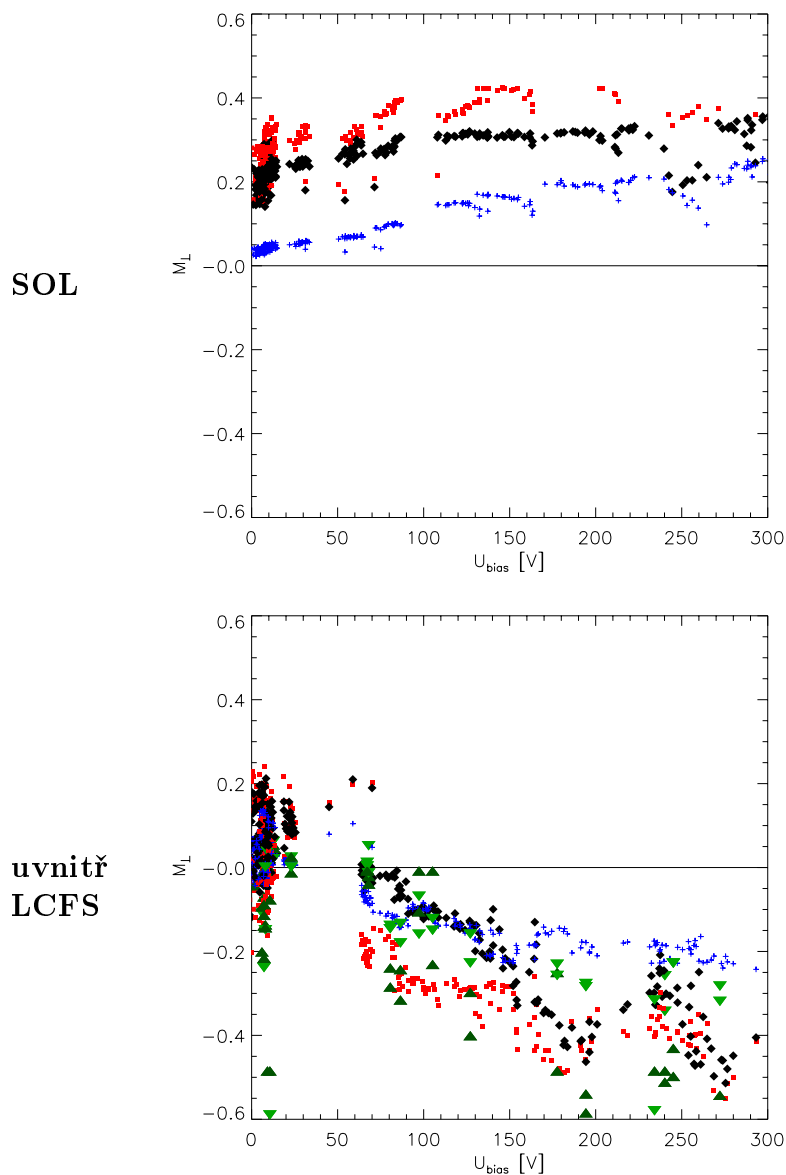
Poslední graf tohoto oddílu ukazuje v obr. 5.12 závislost poloidálního Machova čísla  $M_{\perp}$  na radiálním elektrickém poli. Hodnoty měřené pro  $E_r < 0$  byly získány měřením v okrajovém plazmatu uvnitř separatrix, pro  $E_r > 0$  sondou v SOL. Směrnice přímkou, která prokládá experimentální data určuje iontozvukovou rychlost  $c_s = v_{\vec{E} \times \vec{B}} / M_{\perp}$ . Pro data zpracovaná podle modelu K. Dyabilina (5.7) je hodnota  $c_s \sim 21,5$  km/s, hodnoty získané podle H. Van Goubergena dávají  $c_s \sim 32$  km/s.



Obrázek 5.10: Závislost podélného Machova čísla  $M_{\parallel}$  na polarizačním napětí přiloženém na elektrodě. Nahoře závislost měřená sondou v oblasti SOL ( $r = 83$  mm), dole sondou na okraji sloupce plazmatu ( $r = 70$  mm). Značky v grafu rozlišují hodnoty získané oběma sondami a použité způsoby zpracování dat:

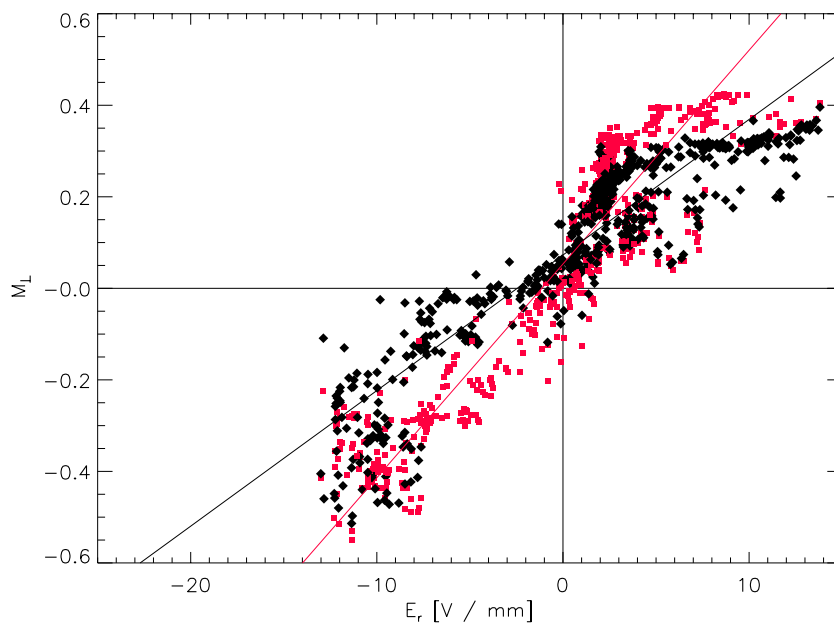
- ▲ — rotující Machova sonda, model K. Dyabilina,
- ▼ — rotující Machova sonda, model H. van Goubergena,
- — gundestrupská sonda, model K. Dyabilina,
- ◆ — gundestrupská sonda, model H. van Goubergena.





Obrázek 5.11: Závislost příčného Machova čísla  $M_{\perp}$  na polarizačním napětí. Nahoře závislost měřená sondou v oblasti SOL ( $r = 83$  mm), dole sondou na okraji sloupce plazmatu ( $r = 70$  mm). Značky v grafu rozlišují hodnoty získané jednotlivými sondami a použité způsoby zpracování dat:

- ▲ — rotující Machova sonda, model K. Dyabilina,
- ▼ — rotující Machova sonda model H. van Goubergena,
- — gundestrupská sonda model K. Dyabilina,
- ◆ — gundestrupská sonda model H. van Goubergena,
- + —  $M = v_{\vec{E} \times \vec{B}} / c_s$ .



Obrázek 5.12: Závislost příčného Machova čísla  $M_{\perp}$  radiálním elektrickém poli měřená gundestrupskou sondou a zpracovaná:

- — modelem K. Dyabilina,
- ◆ — modelem H. van Goubergen.

### 5.5.2 Závislost na radiální poloze sond

Ve druhé sadě experimentů jsme proměřili radiální závislost hodnot Machových čísel  $M_{\parallel}$  a  $M_{\perp}$ . Obě sondy, rotující Machova a gundestrupská, byly mezi jednotlivými výboji zasouvány od okraje plazmatu směrem do centra po krocích 3 mm. V průběhu stacionární fáze výboje bylo vždy na dobu 4 ms přivedeno na polarizační elektrodu napětí o velikosti +150 V, což nám umožňuje srovnání profilů Machových čísel v ohmickém a v polarizovaném režimu.

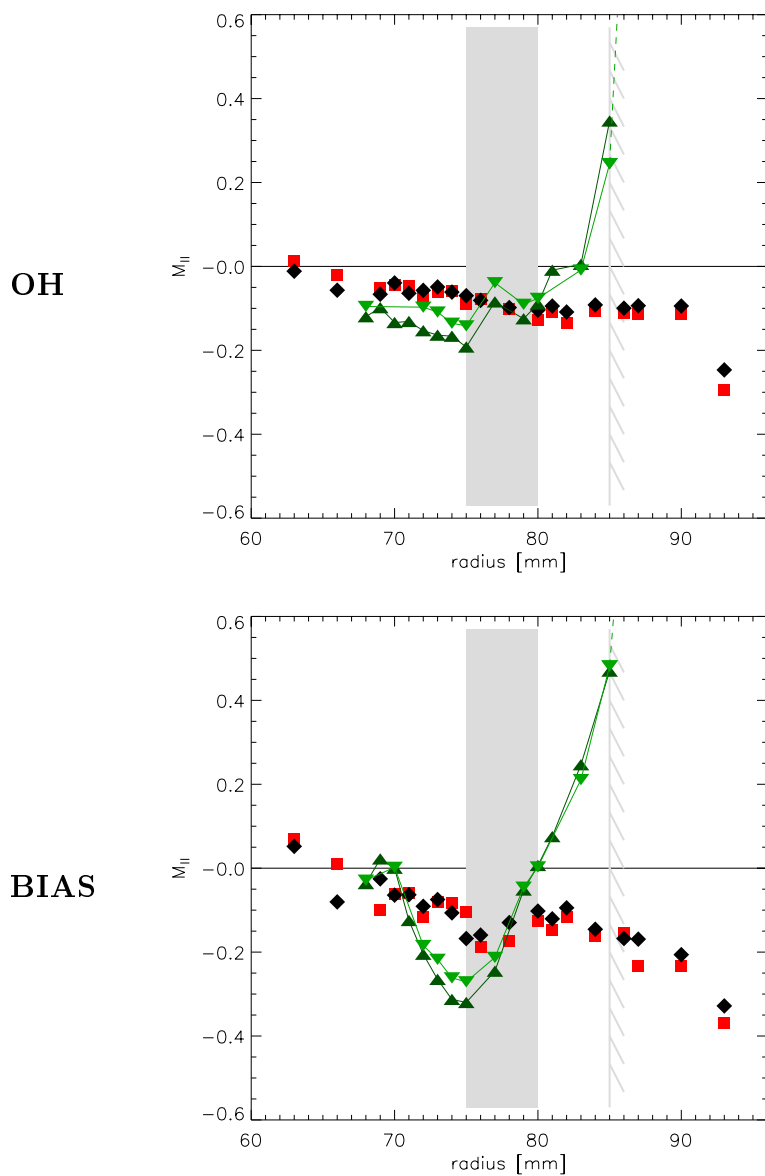
Ve všech případech je v grafech vyznačena šedivě poloha polarizační elektrody, jejíž efektivní tloušťka v radiálním směru (vlivem zakřivených magnetických povrchů) je 5 mm. Šrafováním je zobrazena pozice materiálového limiteru na  $r = 85$  mm, přičemž však poloha separatrix je vlivem posunu sloupce plazmatu hlouběji (viz kapitola 2, obr. 2.3 na str. 26 a odst. 2.4 od str. 29).

Podélné Machovo číslo  $M_{\parallel}$  (obr. 5.13) se v ohmickém režimu na okraji sloupce plazmatu prakticky nemění. Při přechodu do SOL pozorujeme rotující Machovou sondou velkou rychlost toků částic v toroidálním směru, což je způsobeno blízkostí materiálového limiteru, který je toroidálně vzdálen pouze  $\sim 40^\circ$  (viz obr. 5.1 na str. 71). Naopak gundestrupská sonda, která je umístěna v protější části toru pozoruje menší toroidální toky a ani v oblasti stínu limiteru není ovlivněna jeho přítomností, což plně odpovídá našim představám o toroidálním rozložení toků v okrajovém plazmatu.

Profil  $M_{\parallel}$  v blízkosti limiteru (měřený rotující sondou) ukazuje v polarizované fázi výboje v oblasti SOL ( $r = 80 \div 85$  mm) opět velké toky směrem na limiter. Naopak v oblasti  $r \sim 75$  mm je Machova sonda ovlivněna přítomností polarizační elektrody, která se nachází opačným směrem od sondy než limiter (toroidálně  $45^\circ$ ), a na kterou je v této fázi přivedeno napětí  $\sim +150$  V vzhledem ke stěně. Proto zde nyní pozorujeme velké toky v opačném směru než v SOL.

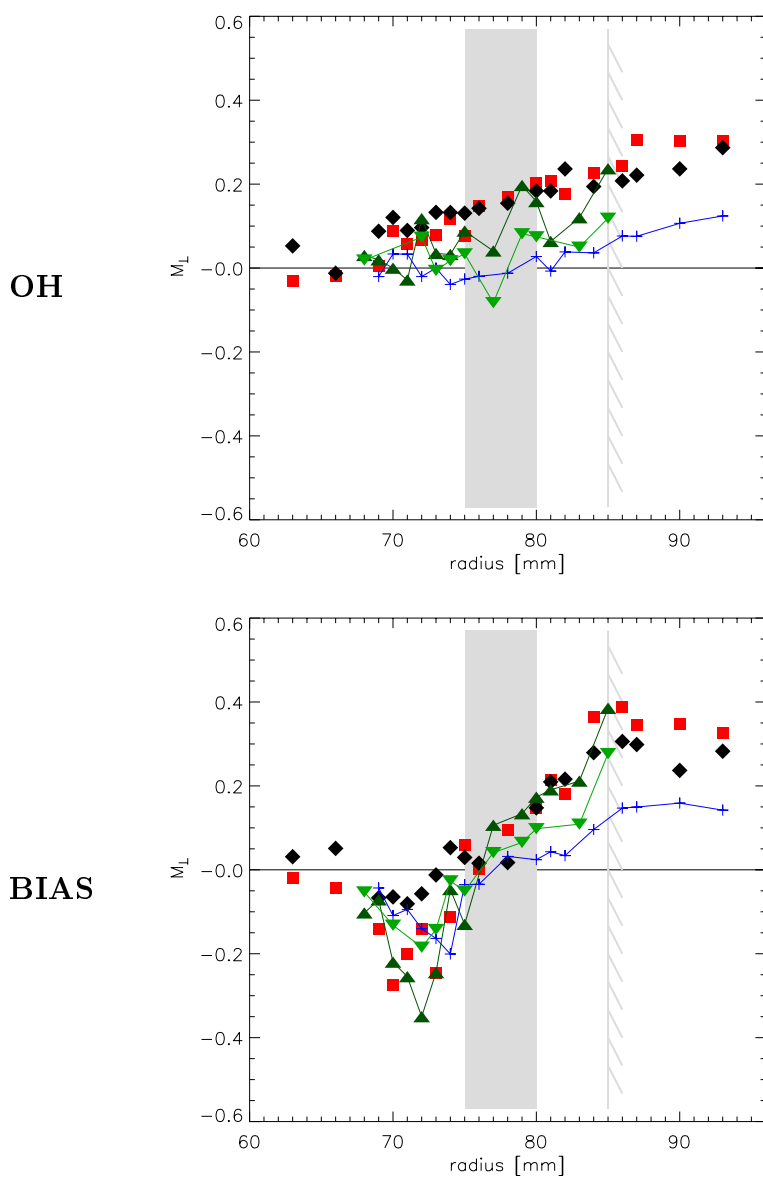
Z obrázku je patrné, že měřené hodnoty  $M_{\parallel}$  spolu velmi dobře souhlasí, ať mezi sebou porovnáváme různé metody zpracování dat nebo obě směrové sondy navzájem.

Radiální profil příčného (poloidálního) Machova čísla  $M_{\perp}$  v obr. 5.14 ukazuje, že stříh rychlosti poloidální rotace při polarizaci silně narůstá tzn., že rychlosti rotace vrstev plazmatu na různých radiálních polohách se liší, jak jsme již předvíдали ve schématickém obr. 2.1 na str. 24. Je zde patrné, že hodnoty získané na základě rychlosti  $\vec{E} \times \vec{B}$  driftu se opět neshodují plně s výsledky měřeními směrovými sondami, nicméně i zde je zřejmé, že obě metody pozorují jevy, které vykazují identické tendence.



Obrázek 5.13:  $M_{\parallel}(r)$ . Měření směrovými sondami v ohmickém režimu (nahore) a v režimu polarizace (dole, napětí na elektrodě  $\sim +150$  V) pomocí obou směrových sond:

- ▲ — rotující Machova sonda, model K. Dyabilina,
- ▼ — rotující Machova sonda, model H. van Goubergen,
- — gundestrupská sonda, model K. Dyabilina,
- ◆ — gundestrupská sonda, model H. van Goubergen.



Obrázek 5.14:  $M_{\perp}(r)$  měřené pomocí obou směrových sond a určené na základě profilu elektrického pole v ohmickém režimu (horní panel) výboje a v režimu s polarizací (dolní panel,  $U_B \sim +150$  V):

- ▲ — rotující Machova sonda, model K. Dyabilina,
- ▼ — rotující Machova sonda, model H. van Goubergena,
- — gundestrupská sonda, model K. Dyabilina,
- ◆ — gundestrupská sonda, model H. van Goubergena,
- + —  $M_{\perp} = v_{\vec{E} \times \vec{B}} / c_s$ .

## 5.6 Směrové sondy: shrnutí

Rotující Machova sonda má velmi dobré prostorové rozlišení ( $\sim 0,1^\circ$ ), avšak doba její otáčky ( $\sim 3$  ms) je, zejména pro tokamak Castor s délkou výboje  $\sim 30$  ms a stacionární fází  $\sim 20$  ms, příliš dlouhá a tedy časové rozlišení není dostačující. Navíc její poměrně komplikovaná konstrukce, která vyžaduje použití klouzavých kontaktů ve vakuu pro vyvedení signálu z aktivních destiček na konektory představuje slabé místo této sondy.

Gundestrupská sonda má omezené prostorové rozlišení, nicméně její jednoduchá konstrukce a výborné časové rozlišení<sup>2</sup> jsou jejími nespornými výhodami.

Obě sondy byly schopné měřit úhlové rozložení iontového nasyceného proudu, ze kterého jsme úspěšně určovali Machova čísla, jejichž hodnoty byly ve velmi dobrém souladu.

Zároveň jsme ukázali, že experimentální data ze směrových sond je možné zpracovávat dvěma alternativními modely, [59] a [61], které udávají shodné výsledky přinejmenším pro Machova čísla  $|M_{\parallel,\perp}| \leq 0,4$ . Rozdíl  $M_{\parallel}$  měřeného rotující a gundestrupskou sondou je způsoben pouze různou toroidální polohou obou sond.

Použití polarizace okrajového plazmatu kladně nabitou elektrodou nám umožnilo modifikovat elektrické pole v SOL a v okrajové oblasti plazmatu (viz kapitola 2, str. 21). Směrové sondy nám ukázaly, že s rostoucím elektrickým polem roste zejména rychlost příčné rotace a zvětšuje se její stříh. Tato skutečnost vede k „rozemílání“ turbulentních struktur, jejichž jednotlivé části se v těchto podmínkách pohybují na různých poloměrech různou rychlostí a ve výsledku potlačuje indukovaný tok částic v radiálním směru.

---

<sup>2</sup>Data jsou vzorkována s frekvencí 1 MHz, pro zpracování polárních grafů hodnoty počítáme průměrné hodnoty z  $\sim 500$  vzorků, tj. za dobu  $\sim 0,5$  ms.

**Část IV**  
**Závěr**  
**Dodatky**





# 6

## *Kapitola*

### **Závěr**

Tato disertační práce byla zpracována v Ústavu fyziky plazmatu, na experimentálním zařízení typu tokamak. V jejím rámci jsme nejprve mapovali a poté využívali vliv polarizace plazmatu pomocí masivní elektrody k řízenému ovlivňování profilu potenciálu na okraji sloupce plazmatu. Pomocí několika typů sond jsme proměřili závislosti parametrů okrajového plazmatu – profilů plovoucího potenciálu, iontového nasyceného proudu, teploty a toků částic – na přikládaném polarizačním napětí. Ukázalo se, že vhodná konfigurace experimentů umožňuje zvýšit rychlost poloidální rotace plazmatu, díky níž se snižuje úroveň turbulence a zlepšuje se udržení částic plazmatu.

#### **Polarizace plazmatu**

V kapitole věnované polarizaci okrajového plazmatu je popsána úloha, kterou hrají elektrická pole v udržení plazmatu. Na tokamaku Castor jsme v průběhu práce na této disertaci zavedli použití polarizační elektrody jako standardního nástroje k řízenému ovlivňování radiálního profilu potenciálu plazmatu.

Ukázali jsme, že přivedení kladného napětí na polarizační elektrodu způsobuje dostatečné radiální proudy k tomu, abychom vytvořili oblast silného elektrického pole, které vyvolá střížnou rotaci plazmatu a vede k jeho zlepšenému udržení.

V tzv. standardním režimu nabíjíme celý objem plazmatu na vyšší potenciál a v okrajové oblasti vytváříme transportní bariéru s vyšším gradientem radiálního elektrického pole. V případě polarizace separatrix nabíjíme elektrodou pouze radiálně omezenou oblast, na jejíž hranici vytváříme dvě vrstvy s velkým stříhem pole.

Přivedení záporného napětí na elektrodu naproti tomu nevyvolá dostatečný radiální tok k tomu, abychom ovlivnili elektrické pole a aby došlo k následnému zlepšení udržení částic plazmatu.

## Diagnostika

Základními diagnostickými prvky při pozorování experimentů s polarizovaným okrajovým plazmatem jsou hřebínky Langmuirových sond: radiální a poloidální. V části věnované diagnostice plazmatu je proto nejprve stručně popsáno chování jednoduché Langmuirovy sondy v tokamakovém plazmatu. V dalších kapitolách se věnujeme jednotlivým druhům elektrostatických (Langmuirových) sond, které jsme používali při experimentech.

Měření teploty jsme prováděli Langmuirovou sondou, na níž bylo přivedeno harmonické napětí (viz kapitola 3). Ukázalo se, že při pomalém měření ( $f \doteq 2$  kHz) jsou sondové charakteristiky znehodnoceny turbulentními strukturami, které přecházejí přes sondu během měření. Situaci nemůže vyřešit ani zařazení integračního členu do měřicího obvodu, protože již při použití RC členu s časovou konstantou  $10 \mu\text{s}$  dochází k ovlivnění tvaru charakteristik a objevuje se hystereze.

Naproti tomu vhodně postavený měřicí obvod, který kompenzuje parazitní kapacity zapojení sondy umožňuje měření při frekvencích  $\sim 400$  kHz, což převyšuje charakteristické turbulentní spektrum a lze takto sledovat rychlé změny teploty plazmatu.

Pozdější experimenty se sondou sestávající z destičky a dvou hrotů (tzv. *double-pin-plate probe*), které umožnily eliminovat vliv fluktuací iontového nasyceného proudu ( $\sim$  hustoty) a fluktuací plovoucího potenciálu ( $\sim$  potenciálu plazmatu) na tvar sondové charakteristiky jsou prezentovány v kapitole 4.

Kapitola 5 se věnuje směrovým sondám, které měří tok částic v závislosti na úhlu jejich dopadu. Na tokamaku Castor jsme používali dva typy těchto sond – rotující Machovu a gundestrupskou. Naměřená data jsme zpracovali dvěma metodami a určili jsme velikost Machova čísla v podélném a příčném směru vzhledem k siločarám magnetického pole. Hodnoty získané z obou sond oběma alternativními způsoby se dobře shodují v celém proměřeném rozsahu, tj. pro napětí  $U_B = 0 \div 300$  V a Machova čísla  $|M_{\parallel, \perp}| \leq 0,4$ .

Dále jsme určili hodnotu  $M_{\perp}$  z měření radiálního elektrického pole pomocí hřebínku Langmuirových sond. Výsledné absolutní hodnoty se v tomto případě liší od hodnot získaných směrovými sondami, ale je patrné, že získaný radiální profil i závislost na polarizačním napětí vykazují identické tendence jako výsledky měření směrových sond.

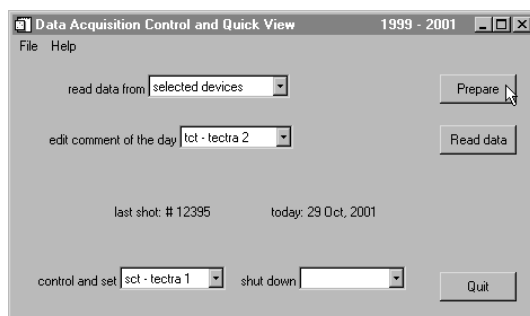
## Co se do práce nevešlo

Jak je shrnuto výše, v této práci jsou prezentovány experimenty s použitím několika druhů elektrostatických sond, které jsme prováděli na tokamaku Castor. Hlavní výsledky jsou zaznamenány již v závěru každé kapitoly a znovu zdůrazněny v předcházejících odstavcích. Na tomto místě bych se chtěl ještě krátce věnovat některým souvislostem, které ovlivnily a ovlivňují výběr a postup experimentálních prací na tokamaku Castor. Nakonec se zmíním se o experimentech, jichž jsem se účastnil a přitom nejsou přímo zahrnuty v této práci a o plánech na další činnost.

## Sběr dat

Systém pro sběr dat pro sondová měření měl původně k dispozici pouze jeden dvoukanálový paměťový osciloskop s 8-bitovým rozlišením a pamětí 4 kB, jehož perioda vzorkování však může dosahovat až 50 ns. S tímto osciloskopem byla prováděna měření s jednoduchou Langmuirovou sondou, popisovaná v kapitole 3 a část experimentů se sondou *double-pin-plate*, která se týká analýzy fluktuací (viz odst. 4.3).

Postupné rozšíření sběru dat o dva 32-kanálové systémy na bázi měřících karet pro PC s 12-bitovými A/D převodníky umožňuje nyní sběr dat s periodou vzorkování až 200 ns pro měření 4 kanály, resp. 800 ns při použití 16 kanálů. Pro sondová měření je zpravidla používána perioda vzorkování 1  $\mu$ s, která umožňuje zapojit 48 kanálů. Společné ovládání všech systémů pro sběr dat se řídí pomocí interaktivního rozhraní tzv. *widgets*, viz 6.1, které jsem vytvořil v prostředí IDL.

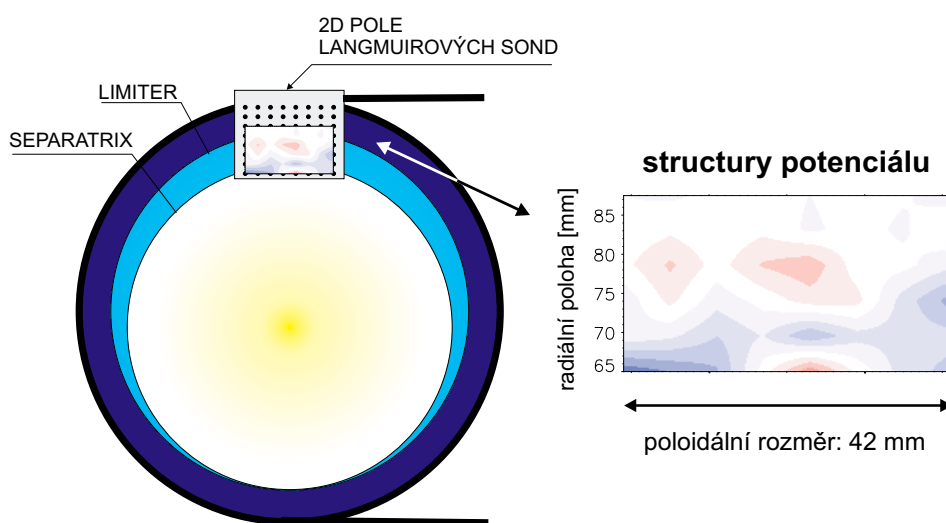


Obrázek 6.1: Interaktivní rozhraní pro řízení sběru dat na tokamaku Castor.

První z těchto měřících počítačů byl použit při experimentech se sondou *double-pin-plate* (viz odst. 4.1 – 4.2). Oba systémy byly potom používány v další práci včetně měření se směrovými sondami (kapitola 5), kdy nám dostatek měřících kanálů umožňoval standardní použití radiálního hřebínku sond k monitorování profilu plovoucího potenciálu s dobrým časovým rozlišením. Díky tomu jsme mohli alternativně vyhodnocovat Machova čísla na základě měření rychlosti  $\vec{E} \times \vec{B}$  driftu, navíc lze signály z hrotů radiálního hřebínku a gundestrupské sondy využít i pro vyhodnocení vzájemné korelace turbulentních struktur na různých toroidálních pozicích.

### Dvourozměrné pole 64 Langmuirových sond (radiálně-poloidální)

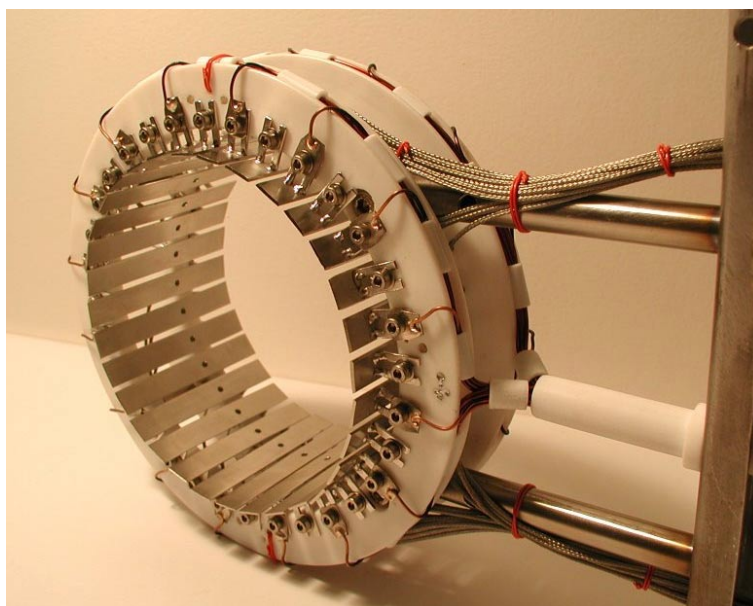
Série experimentů za použití dvourozměrného pole 64 Langmuirových sond, umožnila monitorovat fluktuace v části poloidálního řezu tokamaku. Výsledky těchto prací jsou popsány v [71, 72, 73] a jsou využívány jako vstupní parametry pro simulace pohybu částic příměsí v nehomogenním potenciálu okrajového plazmatu [74], které studují naši kolegové zabývající se teorií. Obrázek 6.2 ukazuje umístění sondy v poloidálním řezu tokamaku a přechod turbulentních struktur přes její povrch. Střední hodnota plovoucího potenciálu je zde odečtena, abychom sledovali pouze pohyb fluktuací. Zpomalený záznam přechodu turbulentních struktur přes pole sond je dostupný na [75].



Obrázek 6.2: Umístění dvourozměrného pole Langmuirových sond v poloidálním řezu tokamaku se zachycením přechodu turbulentních struktur místem sondy. Červeně označené struktury představují fluktuace s potenciálem vyšším, než je střední hodnota, modře s nižším.

### Poloidální prstenec sond a elektrod

Dalším typem pole sond, které je používáno v našich současných experimentálních kampaních je prstenec 32 elektrod (o průměru 120 mm a rozměrech 70 mm × 10 mm, toroidálně × radiálně) a 32 Langmuirových sond, který je vyobrazen na 6.3. Tento experiment byl inspirován pokusy na lineárním zařízení Mirabelle na univerzitě v Nancy [76] a je prováděn ve spolupráci s francouzskými kolegy. První měření v loňském roce zahrnovala pasivní monitorování potenciálových struktur a jejich výsledky byly prezentovány na konferenci Evropské fyzikální společnosti „EPS Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion“ v letošním roce [77].

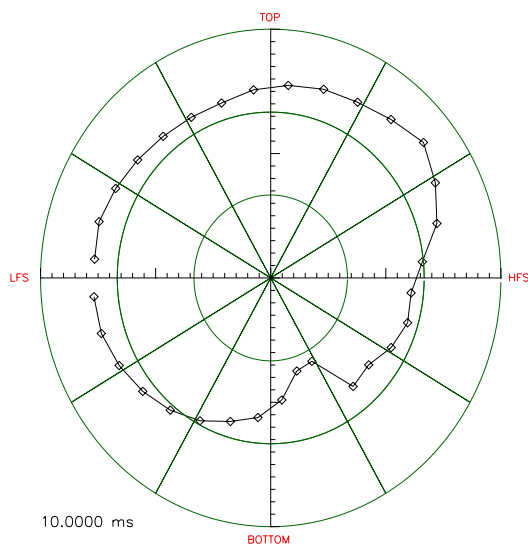


Obrázek 6.3: Poloidální pole 32 elektrod a 32 sond bylo zkonstruováno za účelem monitorování fluktuací plazmatu v blízkosti posledního uzavřeného magnetického povrchu. Jednotlivé elektrody je možno posouvat tak, abychom je všechny umístili na jeden a týž magnetický povrch. Sonden jsou zapuštěné v otvoru v elektrodě, který patrný i na snímku.

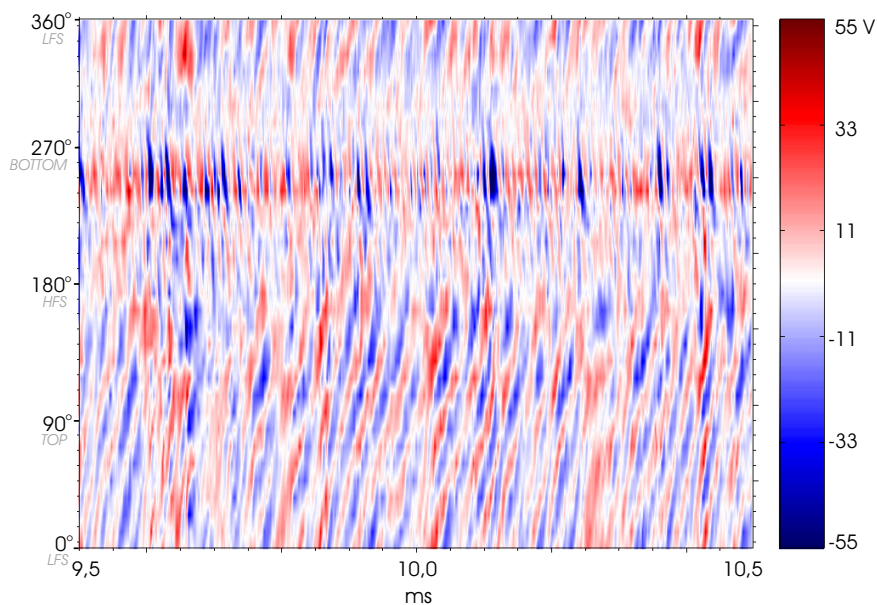
Zde si zaslouží podotknout, že obdobné experimenty monitorující sloupec plazmatu kolem dokola po všech poloidálních úhlech jsou v tokamakovém plazmatu zcela unikátní.

Obr. 6.4 ukazuje, s jakou přesností jsme se sondami přiblížili danému (poslednímu uzavřenému) magnetickému povrchu v první sérii experimentů. Hodnoty plovoucího potenciálu ukazují, že s výjimkou dolní části toru na straně vyššího magnetického pole byly sondy umístěny správně. Poté, co jsme sondy přesněji seřídili, přiblížili jsme se hledanému magnetickému povrchu i v této části toru.

V následujícím obrázku, 6.5, je pro stejný výstřel a v témže okamžiku zobrazen časový vývoj plovoucího potenciálu na jednotlivých poloidálních úhlech – barevně jsou vyznačeny hodnoty fluktuací plovoucího potenciálu (vztažené ke střední hodnotě). V oblasti od strany nižšího magnetického pole (LFS) přes horní část toru (TOP) až po stranu vyššího magnetického pole (HFS) můžeme dobře pozorovat šíření turbulentních struktur. Přitom je patrné, že jsou v toroidálním směru protáhlé, protože během oběhu toru v poloidálním směru nezanikají, ani neopouštějí sondu. Jejich přerušování v oblasti mezi stranou vyššího magnetického pole a dolní částí toru je způsobeno právě tím, že zde sondy nebyly umístěny přesně na stejném magnetickém povrchu jako na ostatních poloidálních úhlech.



Obrázek 6.4: Profil plovoucího potenciálu v poloidálním řezu: vzdálenost od středu v poloidálním grafu určuje hodnotu  $U_{fi}$  na odpovídajícím úhlu; silnější čára značí nulovou hodnotu, tenčí kružnice určují hodnoty  $\pm 50$  V. Je patrné, že na straně vyššího magnetického pole (HFS) a v dolní části toru (BOTTOM) nebyly sondy umístěny na přesně téměř magnetickém povrchu jako na ostatních poloidálních úhlech. (# 11845)



Obrázek 6.5: Závislost úrovně turbulentních struktur na poloidálním úhlu a času (# 11845) ukazuje, že se potenciálové struktury v poloidálním směru šíří prakticky kolem celého plazmatického sloupce. Místa kolem úhlů  $180^\circ - 270^\circ$  odpovídají sondám, které jsou na jiném magnetickém povrchu (viz předcházející obrázek).

V první letošní experimentální kampani s prstencem sond a elektrod jsme měli navíc k dispozici druhý, rozšířený prstenec jednoduchých Langmuirových sond, který zahrnuje 124 hrotů a byl umístěn v blízkosti limiteru, toroidálně  $140^\circ$  od 32 elektrod. Získané výsledky představují unikátní detailní obrázek poloidálního profilu plovoucího potenciálu. Přináší důležité nové poznatky o chování proudových trubíc a fluktuací plazmatu na daném magnetickém povrchu a budou po podrobném rozboru publikovány v samostatném článku.

Pro příští sérii experimentů jsou plánovány pokusy s vybuzením definovaných, vnucených módů v turbulentním spektru za použití fázově posunutého harmonického napětí přikládaného na elektrody prstence.

### **Tunelová a Katsumatova sonda**

Tunelová a Katsumatova sonda jsou zatím posledními typy sond, které byly použity na tokamaku Castor.

Tunelová sonda je pojmenována podle své konstrukce, která sestává z válcového tunelu o průměru 4 mm, resp. 5 mm (pro parametry tokamaku Castor), jehož vnitřní stěna tvoří aktivní plochu sondy, a destičky, která sondu na jednom konci uzavírá. Pracuje-li tunel a destička v režimu iontového nasyceného proudu, můžeme závislost poměru proudů porovnávat s výsledky modelování pohybu částic metodou PIC. Tím lze získat informaci o chování částic v blízkosti sondy a uvnitř tunelu, která umožňuje určení elektronové teploty [78]. Díky tomu, že sonda pracuje ve stacionárním režimu, je její časové rozlišení podstatně lepší než při měření teploty klasickým způsobem Langmuirovou sondou modulovanou přiloženým harmonickým napětím.

Myšlenka Katsumatovy sondy vychází z využití různé velikosti Larmorových poloměrů pro ionty a pro elektrony v plazmatu. Její konstrukce spočívá principiálně v zastínění jednoduché rovinné Langmuirovy sondy, která je orientována rovnoběžně se siločarami magnetického pole, kolmo umístěnou destičkou bránící dopadu elektronů. Ionty přitom přes clonku přejdou a destičkou jsou registrovány [79, 80, 81]. Katsumatova sonda je schopna určit teplotu iontů.

Pro experiment na tokamaku Castor byla modifikována tunelová sonda: místo rovinné destičky byla využita vnitřní stěna válce tunelové sondy, na jeho vstup byla doplněna clonka o šířce 0,5 mm, která jej zastínila před dopadem elektronů.

Obě sondy byly použity při experimentální kampani na začátku letošního roku a první výsledky byly publikovány rovněž na letošní konferenci Evropské fyzikální společnosti [82].



Obrázek 6.6: Pohled na Katsumatovu sondu použitou na tokamaku Castor při experimentech v roce 2002. Aktivní plocha tunelu je uprostřed, lesklé mezikruží tvoří clonku odstiňující elektrony – jeho vyjmutím získáme tunelovou sondu. Okolo tunelu jsou umístěny 4 jednoduché Langmuirovy sondy, které umožňují monitorování parametrů plazmatu vně sondy, před vstupem do tunelu.

### Směrová měření

Dostatek kvalitních dat získaných při použití několika typů různým způsobem konstruovaných, avšak ve své podstatě orientovaných sond — sonda typu *double-pin-plate*, rotující Machova sonda, gundestrupská sonda a nejnověji nyní tunelová a Katsumatova sonda — nás vede k tomu, abychom se znovu a detailněji zabývali zpracováním získaných dat s důrazem na úhlovou závislost charakteristických vlastností turbulence a jejího spektra. Tento úkol je důležitým tématem pro blízkou budoucnost.



# Příloha



## Globální doba udržení částic

Globální doba udržení částic je ve stacionární fázi výboje dána výrazem [83, 84]:

$$\tau_p = \frac{N}{\Gamma} \quad . \quad (\text{A.1})$$

Zde  $N$  je celkový počet částic a  $\Gamma$  celkový počet ionizací v toru za jednotku času.

### A.1 Určení $\tau_p$ z experimentálních dat

Počet ionizací  $\Gamma$  ve vodíkovém plazmatu je svázán funkční závislostí s počtem excitací na hladinu  $p = 3$ , přičemž ten je přímo úměrný intenzitě záření vodíkové čáry  $H_\alpha$ . Závislost mezi počtem ionizací a excitací je vynesena v obr. A.1 [85].

Intenzita vyzařování spektrální čáry  $H_\alpha$  se na tokamaku Castor měří dvěma detektory umístěnými nahoře na toru, které pozorují plazma po vertikální ose (viz též obr. 5.1, str. 71). V blízkosti limiteru, kde je napouštěn do tokamaku neutrální plyn charakterizuje, intenzita  $I_{H_\alpha}^{lim}$  zejména jeho napouštění. V protější části toru ukazuje intenzita  $I_{H_\alpha}^{ch}$  na chování plazmatu jako celku.

K tomu, abychom mohli určit absolutní počet ionizací v toru, potřebujeme znát absolutní intenzitu čáry  $H_\alpha$ . Na základě signálu detektoru získáme absolutní intenzitu buď kalibrací pomocí wolframové lampy na základě Planckova vyzařovacího zákona pro absolutně černé těleso nebo kalibrací „*in situ*“ — na místě.

Při kalibraci wolframovou lampou je nutné brát v úvahu i geometrii soustavy — umístění detektoru a prostorový úhel. V případě kalibrace „*in situ*“ je jako zdroj světla využito záření plazmatu v počáteční fázi výboje, kdy lze předpokládat homogenní rozložení elektronové teploty a hustoty elektronů i atomů v toru a tedy i rovnoměrné vyzařování plazmatu z celého objemu. Na počátku výboje lze v dobré shodě se skutečností uvažovat  $\Gamma \gg N/\tau_p$  a ztráty zanedbat.

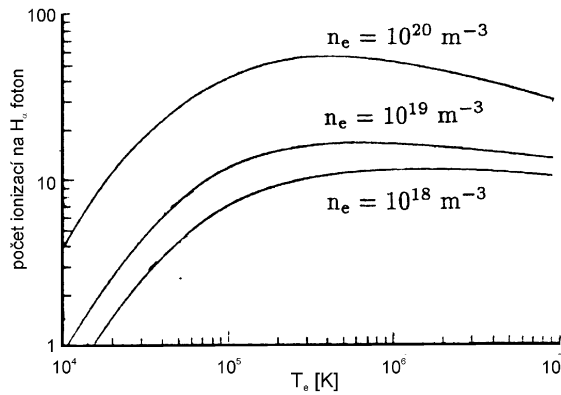
Počet ionizací v jednotce objemu za jednotku času je dán změnou počtu částic (tj. změnou hustoty).

$$g = \frac{dn_e}{dt} \quad . \quad (\text{A.2})$$

Známe závislost mezi počtem ionizací a excitací a vztaženo na jednotku objemu bude:

$$g = f(n_e, T_e)h \quad , \quad (\text{A.3})$$

kde  $f(n_e, T_e)$  je funkční závislost udávající počet ionizací připadajících na jeden vyzářený foton podle obr. A.1 a  $h$  je počet excitací, což odpovídá počtu vyzářených fotonů.



Obrázek A.1: Závislost počtu ionizací připadajících na jeden vyzářený foton na teplotě plazmatu [85]. Parametrem závislosti je hustota plazmatu, teplota je uvedena v kelvinech ( $1 \text{ eV} \doteq 11\,600 \text{ K}$ ).

Na základě grafu A.1 získáme počet vyzářených fotonů z jednotky objemu za jednotku času v počáteční fázi výboje (tj. při teplotě  $T_e \sim 10 \text{ eV}$  a hustotě  $n_e \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ):

$$h = \frac{1}{f(n_e, T_e)} \frac{dn_e}{dt} = \frac{1}{8} \frac{dn_e}{dt} \quad (\text{A.4})$$

a celkový počet fotonů vyzářených z toru za jednotku času získáme, díky homogenitě plazmatu v počáteční fázi, prostým vynásobením s objemem:

$$I_{H_\alpha}(t) [ph/s] = \frac{1}{8} \frac{dn_e}{dt} V \quad . \quad (\text{A.5})$$

Z poslední rovnice je nyní zřejmé, že intenzita čáry  $H_\alpha$  bude svého maxima dosahovat v čase  $t = t_0$ , kdy bude maximální i nárůst hustoty nabitých částic v plazmatu  $dn/dt$ , tj. v okamžiku, kdy bude rovna hustota elektronů a atomů v plazmatu  $n_e(t_0) \approx n_0(t_0)$ .

Porovnáme-li v počáteční fázi výboje v čase  $t = t_0$  napěťový signál na detektoru intenzity záření s absolutní intenzitou, určenou podle vztahu (A.5), můžeme v libovolném následujícím okamžiku určovat počet vyzařovaných fotonů na základě signálu detektoru:

$$I_{H_\alpha}(t) [ph/s] = \frac{I_{H_\alpha}(t_0) [ph/s]}{I_{H_\alpha}(t_0) [V]} I_{H_\alpha}(t) [V] = \frac{1}{8} \frac{dn/dt|_{t=t_0} V}{I_{H_\alpha}(t_0) [V]} I_{H_\alpha}(t) [V] . \quad (A.6)$$

Během výboje získáme pro počet ionizací v čase  $t$  za jednotku času závislost opět z grafu, jenž spojuje počet ionizací a excitací (viz obr. A.1 a [85]). V průběhu výboje je teplota i hustota plazmatu vyšší než na jeho počátku ( $T_e \sim 300 \text{ eV}$ ,  $n_e \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) a proto bude koeficient úměrnosti  $f(n_e, T_e) \approx 12$  a po dosažení získáme vztah:

$$\Gamma(t) [s^{-1}] = f(n_e, T_e) I_{H_\alpha}(t) [ph/s] \approx 1,5 \frac{I_{H_\alpha}(t) [V]}{I_{H_\alpha}(t_0) [V]} \frac{dn}{dt} \Big|_{t=t_0} V . \quad (A.7)$$

Počet částic v toru je za předpokladu parabolického rozložení hustoty  $n_e(r) = n(0)(1 - r^2/a^2)$ , kde  $n(0) = 3/2 \bar{n}_e$ , dán jako:

$$N = \int_0^{2\pi R} \int_0^a 2\pi r n(r) dr dR = \frac{3}{2} \pi^2 R a^2 \bar{n}_e \quad (A.8)$$

Ve stacionární fázi, kdy  $dn/dt = 0$ , potom nejsnáze určíme dobu udržení částic podle (A.1) jako:

$$\tau_p = \frac{N}{\Gamma} = \frac{\bar{n}_e I_{H_\alpha}(t_0) [V]}{2 I_{H_\alpha}(t) [V]} \left( \frac{dn}{dt} \Big|_{t=t_0} \right)^{-1} . \quad (A.9)$$

Je zřejmé, že relativní poměr mezi dobou udržení částic v různých fázích výboje získáme z poslední rovnice snadno ve tvaru:

$$\frac{\tau_p^B}{\tau_p^{OH}} = \frac{\bar{n}_e^B}{\bar{n}_e^{OH}} \cdot \frac{I_{H_\alpha}^{OH}}{I_{H_\alpha}^B} . \quad (A.10)$$

Tento přístup byl použit rovněž při odhadu relativního zlepšení doby udržení částic v kapitole 2.4 (viz obr. 2.6 – 2.10).



## Příloha

# B

## Regrese dat a ohodnocení její přesnosti

Regrese dat (angl. *fit*) je prováděna procedurou z knihovny IDL, která hledá parametry regrese metodou nejmenších čtverců, pomocí gradientně-expanzního algoritmu.

K ohodnocení přesnosti je v praxi často užíván postup, při němž je kvalita modelu posouzena pouze podle toho, jak vypadá výsledek regrese na obrázku. Vzhledem k tomu, že takový postup nemá příliš velkou cenu (bývá nazýván „fit podle oka“, angl. „*fit by eye*“) [86], zabýváme se v následujícím oddíle zjišťováním přesnosti hodnot získaných pomocí regrese experimentálních dat [87].

Obecně můžeme předpokládat, že měřená hodnota, tj. závislá veličina je dána:

$$Y_i = f(x_i, \vec{\beta}) + e_i \quad i = 1, \dots, n \quad , \quad (\text{B.1})$$

kde  $f$  je regresní funkce,  $\vec{\beta}$  je neznámý, hledaný  $k$ -rozměrný vektor parametrů regrese,  $x_1, \dots, x_n$  jsou známá čísla, měřené hodnoty nezávislé veličiny. Dále předpokládáme, že absolutní odchylky experimentálních dat od hodnot regresní funkce  $e_1, \dots, e_n$  jsou nezávislé veličiny s nulovými středními hodnotami a s rozptyly (viz dodatek C)  $\text{var } e_i = \sigma^2/w_i$ , kde  $\sigma^2 > 0$  je neznámý parametr:  $\sigma$  je směrodatná odchylka a  $w_i$  jsou daná kladná čísla, váhy.

V námi uvažovaném případě je závislá měřená veličina reprezentována proudem  $I$  tekoucím sondou, hodnoty nezávislé proměnné  $x_i$  jsou hodnoty  $V_i$  napětí  $V$  přikládaného na sondu. Vektor parametrů  $\vec{\beta} \equiv (I_{sat}, U_{fl}, T_e)^T$  je sloupcovým vektorem, horní index  $T$  zde značí transponovaný vektor (matici  $3 \times 1$  prvek). Obecná rovnice

(B.1) má v našem konkrétním případě sondové charakteristiky jednoduché sondy tvar (pro hodnoty  $I = I_i, V = V_i$ ):

$$I_i = I_{sat} \left( 1 - e^{(V_i - U_{fl})/kT_e} \right) + e_i \quad (\text{B.2})$$

Obecněji pro sondu typu „*double-pin-plate*“ můžeme regresní funkci zapsat ve tvaru

$$f(x_i, \vec{a}) = A \left( 1 - e^{(x_i - B)/T} \right) + e_i \quad , \quad (\text{B.3})$$

kde

$$A = \begin{cases} I_{sat}^{plate} \\ I_{sat}^{plate} / I_{sat}^{pin} \end{cases} \quad B = \begin{cases} U_{fl}^{plate} \\ U_{fl}^{plate} - U_{fl}^{pin} \end{cases} \quad T = k_B T_e$$

Velikost parametrů regresní funkce (tj.  $I_{sat}, U_{fl}, T_e$ , resp. A, B, T) je určována pomocí nelineární regrese. Přesnost jejich určení, jak již bylo řečeno výše, je zjišťována v následujících odstavcích.

Za předpokladu, že existují parciální derivace regresní funkce pro všechny hodnoty  $x_i$  podle všech nezávislých parametrů  $\beta_j$  jsou zavedeny matice:

$$\bar{F}(\vec{\beta}) = \left( \frac{\partial f(x_i, \vec{\beta})}{\partial \beta_j} \right) \quad \bar{W} = \text{diag}\{w_1, \dots, w_n\} = \begin{pmatrix} w_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & w_n \end{pmatrix} \quad , \quad (\text{B.4})$$

kde v matici  $\bar{F} = \bar{F}(\vec{\beta})$  je  $i$  řádkový a  $j$  sloupcový index, váhová matice  $\bar{W}$  je diagonální matice.

Nechť je dále matice  $\bar{F}^T \bar{W} \bar{F}$  regulární pro každé  $\vec{\beta}$ , tzn.  $\det(\bar{F}^T \bar{W} \bar{F}) \neq 0$ , tedy všechny řádky matice jsou nezávislé, lze vypočítat inverzní matici.

Při použití metody nejmenších čtverců hledáme vektor  $\vec{b}$ , který minimalizuje výraz

$$S(\vec{\beta}) = \sum_{i=1}^n w_i [Y_i - f(x_i, \vec{\beta})]^2 \quad . \quad (\text{B.5})$$

Takto získaný vektor  $\vec{b}$  bude odhadem  $\vec{\beta}$  metodou nejmenších čtverců.

Lze dokázat [88, 89], že za platnosti některých obecných podmínek konverguje odhad  $\vec{b}$  skoro jistě k  $\vec{\beta}$  a má asymptotické rozdělení

$$N\{\beta, \sigma^2 [\bar{F}^T(\vec{\beta}) \bar{W} \bar{F}(\vec{\beta})]^{-1}\} \quad , \quad (\text{B.6})$$

tj. normální rozdělení. V praxi se variační matice tohoto rozdělení odhaduje:

$$\sigma^2 [\bar{F}^T(\vec{\beta}) \bar{W} \bar{F}(\vec{\beta})]^{-1} \doteq s^2 [\bar{F}^T(\vec{b}) \bar{W} \bar{F}(\vec{b})]^{-1} \quad , \quad (\text{B.7})$$

kde

$$s^2 = \frac{1}{n-k} S(\vec{b}) \quad (\text{B.8})$$

je reziduální rozptyl.

V našem konkrétním popisovaném případě pokládáme všechny váhy rovny jedné a tedy matice  $\bar{W}$  je rovna jednotkové matici  $\bar{W} = \bar{E}$ . Matice  $\bar{F}$  má tři sloupce a  $n$  řádků. Prvky v jednotlivých sloupcích mají po dosazení tvar ( $i = 1, \dots, n$ ):

$$\left( \frac{\partial I}{\partial I_{sat}} \right) \Big|_{V=V_i} = \left( 1 - e^{(V_i - U_{fl})/kT} \right) \quad (\text{B.9})$$

$$\left( \frac{\partial I}{\partial U_{fl}} \right) \Big|_{V=V_i} = \frac{I_{sat}}{T_e} e^{(V_i - U_{fl})/kT} \quad (\text{B.10})$$

$$\left( \frac{\partial I}{\partial T_e} \right) \Big|_{V=V_i} = (V_i - U_{fl}) \frac{I_{sat}}{T_e^2} e^{(V_i - U_{fl})/kT} \quad (\text{B.11})$$

Součin matic  $\bar{F}^T \bar{W} \bar{F}$  je potom v našem popisovaném případě:

$$\bar{F}^T \bar{W} \bar{F} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix}, \quad (\text{B.12})$$

kde jednotlivé členy představují výrazy:

$$a_{11} = \sum_{i=1}^n w_i \left( 1 - e^{(V_i - U_{fl})/kT} \right)^2 \quad (\text{B.13})$$

$$a_{12} = \sum_{i=1}^n w_i \left( 1 - e^{(V_i - U_{fl})/kT} \right) \frac{I_{sat}}{T_e} e^{(V_i - U_{fl})/kT} \quad (\text{B.14})$$

$$a_{13} = \sum_{i=1}^n w_i \left( 1 - e^{(V_i - U_{fl})/kT} \right) (V_i - U_{fl}) \frac{I_{sat}}{T_e^2} e^{(V_i - U_{fl})/kT} \quad (\text{B.15})$$

$$a_{21} = \sum_{i=1}^n w_i \frac{I_{sat}}{T_e} e^{(V_i - U_{fl})/kT} \left( 1 - e^{(V_i - U_{fl})/kT} \right) \quad (\text{B.16})$$

$$a_{22} = \sum_{i=1}^n w_i \left( \frac{I_{sat}}{T_e} \right)^2 e^{2(V_i - U_{fl})/kT} \quad (\text{B.17})$$

$$a_{23} = \sum_{i=1}^n w_i \frac{I_{sat}^2}{T_e^3} e^{2(V_i - U_{fl})/kT} (V_i - U_{fl}) \quad (\text{B.18})$$

$$a_{31} = \sum_{i=1}^n w_i (V_i - U_{fl}) \frac{I_{sat}}{T_e^2} e^{(V_i - U_{fl})/kT} \left( 1 - e^{(V_i - U_{fl})/kT} \right) \quad (\text{B.19})$$

$$a_{32} = \sum_{i=1}^n w_i (V_i - U_{fl}) \frac{I_{sat}^2}{T_e^3} e^{2(V_i - U_{fl})/kT} \quad (\text{B.20})$$

$$a_{33} = \sum_{i=1}^n w_i \left[ (V_i - U_{fl}) \frac{I_{sat}}{T_e^2} e^{(V_i - U_{fl})/kT} \right]^2 \quad (\text{B.21})$$

V průběhu zpracování experimentálních dat dosazujeme naměřené hodnoty napětí přiloženého na sondu a hodnoty parametru  $\vec{\beta}$  získané při nelineární regresi do analytických výrazů (B.13 — B.21) pro prvky matice  $\bar{F}^T \bar{W} \bar{F}$  (B.12).

Následným numerickým výpočtem v prostředí IDL získáme inverzní matici<sup>1</sup>  $[\bar{F}^T(\vec{b}) \bar{W} \bar{F}(\vec{b})]^{-1}$ . Po vynásobení odhadem reziduálního rozptylu  $s^2$  obdržíme aproximaci variační matice našeho normálního rozdělení (B.7), viz též příloha C.

Diagonální prvky této variační matice jsou odhadem pro reziduální rozptyl  $\sigma^2$ , jejich odmocněním získáme již přímo směrodatnou odchylku  $\sigma$ .

---

<sup>1</sup>Vlivem zaokrouhlovacích chyb nezískáme po vynásobení matice původní a inverzní přesně jednotkovou matici avšak hodnoty diagonálních prvků matice jsou vesměs rovny jedné a mimodiagonální prvky se pohybují v rozmezí hodnot řádu  $10^{-5} - 10^{-10}$ .



# C

## Příloha

# Statistické pojmy a vztahy

### Náhodná veličina

Náhodná veličina [87]  $X$  je měřitelná funkce definovaná na prostoru  $\Omega$ , jejíž každá hodnota  $X(\omega)$  je reálné číslo. Střední hodnotu náhodné veličiny udává výraz

$$EX = \int_{\Omega} X(\omega) dP(\omega) \quad . \quad (C.1)$$

Obecný moment  $k$ -tého řádu náhodné veličiny  $X$  je

$$\mu'_k = EX^k \quad k = 0, 1, \dots \quad , \quad (C.2)$$

centrální moment  $k$ -tého řádu:

$$\mu_k = E(X - EX)^k \quad k = 0, 1, \dots \quad . \quad (C.3)$$

Důležité postavení má moment  $\mu_2$ , který se nazývá rozptyl a obvykle se značí  $\sigma^2$ :

$$\sigma^2 = EX^2 - (EX)^2 \quad . \quad (C.4)$$

Chceme-li zdůraznit, že se jedná o rozptyl náhodné veličiny, pak místo  $\sigma^2$  píšeme  $\sigma_X^2$  nebo  $var X$ .

Předpokládejme, že veličiny  $X_1, \dots, X_n$  mají konečné druhé momenty. Potom kovariancí veličin  $X_i, X_j$  rozumíme výraz

$$cov(X_i, X_j) = E(X_i - EX_i)(X_j - EX_j) = EX_i X_j - EX_i EX_j \quad . \quad (C.5)$$

Místo zápisu  $cov(X_i, X_j)$  se často používá  $\sigma_{X_i X_j}$  nebo ještě stručněji  $\sigma_{ij}$ . Je zřejmé, že  $cov(X_i, X_i) = var X_i$ , tj.  $\sigma_{ii} = \sigma_i^2$  je rozptyl veličiny;  $\sigma$  je směrodatná odchylka veličiny. Uspořádáme-li prvky  $\sigma_{ij}$  do matice, získáme varianční matici  $\bar{V} = (\sigma_{ij})$ .

Distribuční funkci  $F(x)$  náhodné veličiny odpovídá pravděpodobnostní míra, které se říká rozdělení náhodné veličiny  $X$ . Některá rozdělení mají své ustálené názvy a zkratky.

## Normální rozdělení

Normální rozdělení s parametry  $\mu$  a  $\sigma$  se značí

$$N(\mu, \sigma^2) \quad . \quad (C.6)$$

Střední hodnota  $N(\mu, \sigma^2)$  je rovna nule, tzn. v případě normálního rozdělení jsou obecné momenty totožné s centrálními pro libovolné reálné  $\mu$ .

Standardní normální rozdělení ( $\mu = 0$ ,  $\sigma^2 = 1$ ) má hustotu

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2} \quad (C.7)$$

a distribuční funkci

$$\Phi(x) = \int_{-\infty}^x \phi(u) du \quad (C.8)$$

## Příloha

# D

## Pojmy, zkratky, symboly a značky

<i>srape off layer</i> , SOL	oblast stínu limiteru, v níž se siločáry uzavírají po jednom až několika obězích na limiter.
okrajové plazma	oblast na okraji sloupce plazmatu, která spadá do oblasti udržení, avšak je dostupná sondami
separatrix, LCFS	poslední uzavřený magnetický povrch, angl. <i>last closed flux surface</i> , odděluje oblast SOL a oblast udržení (centrální sloupec plazmatu)

Pokud není uvedeno jinak je význam veličin ve vzorcích následující:

### Veličiny charakterizující plazma

$I_{sat}$	iontový nasycený proud
$U_{fl}$	plovoucí potenciál
$\vec{B}$	magnetické pole
$\vec{E}$	elektrické pole
$n$	hustota
$m$	hmotnost částice
$\vec{v}$	rychlost pohybu částice
OH	ohmický režim výboje
BIAS	polarizovaná fáze výboje

### indexy komponent plazmatu

e	elektrony
i	ionty

**geometrické parametry**

a	malý poloměr sloupce plazmatu
R	velký poloměr sloupce plazmatu
r	poloměr, radiální poloha vzhledem ke středu sloupce plazmatu

**indexy označující součásti tokamaku a diagnostické prvky**

lim	limiter
ch	vakuová nádoba, angl. <i>chamber</i>
B	polarizační elektroda
RAKE	radiální hřebínek Langmuirových sond
DPPP	sonda <i>double-pin-plate</i>
RMP	rotující Machova sonda
IGP	gundestrupská sonda
2D	dvourozměrné pole 64 sond (radiálně-poloidální)

**indexy souřadnic**

r, rad	radiální směr
$\vartheta$ , pol	poloidální směr
$\varphi$ , T	toroidální směr

**parciální derivace**

$\frac{\partial}{\partial r}$	ve směru radiální osy
$\frac{\partial}{\partial \vartheta}$	v poloidálním směru
$\frac{\partial}{\partial \varphi}$	v toroidálním směru

# Příloha



## Přehled publikací

Zde je uveden přehled publikací, které mají vztah k této dizertační práci. Publikace, kde jsem prvním autorem, jsou označeny plným kroužkem (●). U ostatních, označených prázdným kolečkem (○) jsem jedním ze spoluautorů.

### Časopisy

- *Analysis of electrostatic and magnetic fluctuations on the CASTOR tokamak*  
Stöckel J., Ďuran I., Dhyan V., Hron M., Jakubka K., Kryška L., Svoboda V., Žáček F., Petržílka J., Nanobashvili I., Nanobashvili S.  
Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research, (1997), 322
- *Double-pin-plate probe measurements in turbulent magnetized plasmas*  
Hron M., Kryška L., Stöckel J., Žáček F.  
Contrib. Plasma Phys., **38**(1998)S, 115-120
- *Magnetic and electrostatic fluctuations in the CASTOR tokamak*  
Stöckel J., Badalec J., Ďuran I., Hron M., Horáček J., Jakubka K., Kryška L., Petržílka J., Žáček F., Heller M.V.P., Brazilio Z.A., Caldas I.L.  
Plasma Phys. Control. Fusion, **41**(1999)3A, A577-A585
- *Edge turbulence at plasma polarization on the CASTOR tokamak*  
Hron M., Ďuran I., Dyabilin K., Horáček J., Jakubka K., Kryška L., Nanobashvili I., Nanobashvili S., Stöckel J., Tendler M., Van Oost G., Žáček F.  
Czech. J. Phys., Vol. **49**(1999)S3, 181-190

- *Self-organized criticality paradigm*  
 Ďuran I., Stöckel J., Hron M., Jakubka K., Kryška L.  
 Czech. J. Phys., **50**(2000)S3, 42
- *Measurement of poloidal flows on the CASTOR tokamak*  
 Dyabilin K., Hron M., Stöckel J., Žáček F.  
 Czech. J. Phys., **50**(2000)S3, 57
- *Fluctuation studies at plasma polarization on the CASTOR tokamak*  
 Stöckel J., Dyabilin K., Ďuran I., Horáček J., Hron M., Jakubka K., Kryška L.,  
 Nanobashvili S., Nanobashvili I., Tendler M., Van Oost G., Žáček F.  
 Journal of Technical Physics, **41** (2000), 2, Special Issue, 49-56
- *Edge flow measurements with Gundestrup probes*  
 Gunn J.P., Boucher C., Devynck P., Ďuran I., Dyabilin K., Horáček J., Hron M.,  
 Stöckel J., Van Oost G., Van Goubergen H., Žáček F.  
 Phys. of Plasmas, **8**(2001)5, 1995-2001
- *Modelling of the effect of the sheared poloidal flow on the electrostatic turbulence on the CASTOR tokamak*  
 Dyabilin K., Klíma R., Ďuran I., Horáček J., Hron M., Pavlo P., Stöckel J., Žáček F.  
 Czech. J. Phys., **51**(2001)10, 1107-1117
- *Direct measurements of ExB flows and its impact on edge turbulence in the CASTOR tokamak using an optimized Gundestrup probe*  
 Gunn J.P., Stöckel J., Adámek J., Ďuran I., Horáček J., Hron M., Jakubka K.,  
 Kryška L., Žáček F., Van Oost G.  
 Czech. J. Phys., **51**(2001)10, 1001-1010
- *Potential structures and flow measurements with separatrix biasing in the CASTOR tokamak*  
 Van Oost G., Stöckel J., Hron M., Devynck P., Dyabilin K., Gunn J.P., Horáček J.,  
 Martines E., Tendler M.  
 Journal of Fusion Research SERIES, **4**(2001)
- *Rotating Mach probe for ion flow measurements on the CASTOR tokamak*  
 Dyabilin K., Hron M., Stöckel J., Žáček F.  
 Contrib. Plasma Phys. **1**(2002) 1, 99-108
- *Coherent structures in the edge turbulence of the Castor tokamak*  
 Martines E., Hron M., Stöckel J.  
 Plasma Phys. Contr. Fusion **44**(2002), 1-9

- *Coherent structures in the plasma edge of the RFX and CASTOR experiments*  
Martines E., Antoni V., Cavazzana R., Regnoli G., Serianni G., Spalore M., Vianello N., Hron M., Stöckel J.  
Czech. J. Phys. **52**(2002) D, D13-D24
- *Measurements with an emissive probe in the CASTOR tokamak*  
Schrittwieser R., Adánek J., Balan P., Hron M., Ionita C., Jakubka K., Kryška L., Martines E., Stöckel J., Tichý M., Van Oost G.  
Plasma Phys. Contr. Fusion, **44**(2002), 567-578
- *A DC probe diagnostics for fast electron temperature measurements in tokamak edge plasmas*  
Gunn J.P., Devynck P., Pascal J.-Y., Adánek J., Ďuran I., Hron M., Stöckel J., Žáček F., Bařina O., Hrach R., Vicher M., Van Oost G.  
přijato k publikaci v Czech J. Phys. **52**(2002)
- *Fluctuation measurements with emissive probes in tokamaks*  
Adánek J., Ďuran I., Hron M., Stöckel J., Balan P., Schrittwieser R. Ionita C., Martines E., Tichý M., Van Oost G.  
přijato k publikaci v Czech J. Phys. **52**(2002)

## Prezentace na konferencích

Week of Doctoral Students 1996, Faculty of Mathematics and Physics,  
Charles University, Praha, 16. - 20. září 1996

- *Global Energy and Particle Confinement Time on the Castor Tokamak*  
M. Hron, J. Stöckel  
(sborník, 173-178)

1996 International Conference on Plasma Physics, Nagoya, Japonsko, 1996

- *Analysis of electrostatic and magnetic fluctuations on the CASTOR tokamak*  
Stöckel J., Ďuran I., Dhyani V., Hron M., Jakubka K., Kryška L., Svoboda V., Žáček F., Petržílka J., Nanobashvili I., Nanobashvili S.  
(publikováno jako článek v Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research)

IAEA Technical Comitee Meeting on Research using Small Tokamaks,  
Praha, 26. - 28. listopad 1996

- *Langmuir Probe Characteristics in Magnetized Plasmas*  
Hron M., Stöckel J., Kryška L., Horáček J.
- *Fluctuation Studies on the Castor Tokamak*  
Stöckel J., Ďuran I., Dhyani V., Hron M., Jakubka K., Kryška L., Petržílka J., Svoboda V., Žáček F.

24<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics,  
Berchtesgaden, Německo, 8.- 13. červen 1997

- *Analysis of Electrostatic and Magnetic Fluctuations on the Castor Tokamak*  
Stöckel J., Dhyani V., Ďuran I., Hron M., Jakubka K., Kryška L., Nanobashvili I., Petržílka J., Žáček F.  
(Contributed Papers, ECA Vol. 21A (1997), Part II, 625 - 628)

18<sup>th</sup> Symposium on Plasma Physics and Technology,  
Praha, 17. - 20. červen 1997

- *Langmuir Probe Characteristics in Magnetized Plasmas*  
Hron M., Stöckel J., Kryška L., Horáček J.  
(sborník, 8 - 10)



◦ *Plasma Turbulence on the CASTOR Tokamak*

Stöckel J., Jakubka K., Kryška L., Žáček F., Ďuran I., Horáček J., Hron M., Petr-  
žílka J.

(sborník, 39 - 41)

Week of Doctoral Students 1997, Faculty of Mathematics and Physics,  
Charles University, Praha, 24. - 27. červen 1997

• *Pin-Plate Probe Measurements in the Turbulent Magnetized Plasmas*

Hron M., Kryška L., Stöckel J.

(sborník, 237-242)

Third Workshop on Electrical Probes in Magnetized Plasmas,  
Berlín, Německo, 22. - 25. září 1997

• *Double-Pin-Plate Probe Measurements in the Turbulent Magnetized Plasmas*

Hron M., Kryška L., Stöckel J., Žáček F.

(publikováno v Contrib. Plasma Phys.)

Week of Doctoral Students 1998, Faculty of Mathematics and Physics,  
Charles University, Praha, 9. - 12. červen 1998

• *Statistical Analysis of the Plasma Turbulence using a Pin-Plate Probe*

M. Hron, J. Stöckel, L. Kryška

(sborník, 286 - 291)

1998 International Congress on Plasma Physics  
& 25<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics,  
Praha, 28. červen - 3. červenec, 1998

• *Plasma Fluctuations and Probe Sheath*

M. Hron, J. Stöckel, L. Kryška

(Contributed Papers, ECA Vol. 22C (1998), 1590-1593)

◦ *Magnetic and Electrostatic Fluctuations in the CASTOR Tokamak*

Stöckel J., Badalec J., Ďuran I., Hron M., Jakubka K., Kryška L., Žáček F.,  
Heller M.V.P., Brasilio Z., Caldas I.

(publikováno v Plasma Phys. and Contr. Fusion)

26<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics,  
Maastricht, Nizozemí, 14. - 18. červen 1999

- *Structure of Edge Turbulence at Plasma Polarization on the Castor Tokamak*  
Stöckel J., Dyabilin K., Ďuran I., Horáček J., Hron M., Jakubka K., Kryška L.,  
Nanobashvili S., Nanobashvili I., Tendler M., Van Oost G., Žáček F.  
(Contributed Papers, ECA Vol. 23J (1999), 1589 - 1592)

2<sup>nd</sup> Workshop on Role of Electric Fields in Plasma Confinement and Exhaust,  
Maastricht, Nizozemí, 19. - 20. červen 1999

- *Edge Turbulence at Plasma Polarization on the CASTOR Tokamak*  
Hron M., Ďuran I., Dyabilin K., Horáček J., Jakubka K., Kryška L., Nanobashvili I.,  
Nanobashvili S., Stöckel J., Tendler M., Van Oost G., Žáček F.  
(publikováno v Czech. J. Phys.)

Week of Doctoral Students 1999, Faculty of Mathematics and Physics,  
Charles University, Praha, 22. - 25. červen 1999

- *Structure of Edge Turbulence at Plasma Polarization on the Castor Tokamak*  
Hron M., Ďuran I., Dyabilin K., Horáček J., Jakubka K., Kryška L., Nanobashvili I.,  
Nanobashvili S., Stöckel J., Tendler M., Van Oost G., Žáček F.  
(sborník, 268-276)

27<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics,  
Budapešť, Maďarsko, 12. - 16. červen 2000

- *Plasma Polarization of the Separatrix on the CASTOR Tokamak*  
Stöckel J., Hron M., Ďuran I., Dyabilin K., Horáček J., Jakubka K., Kryška L.,  
Martines E., Nanobashvili S., G. Van Oost, Tendler M., Žáček F.  
(Contributed papers, ECA Vol. 24B (2000), 1032-1035)
- *Ion Flows Measurements using a Rotating Mach Probe on the CASTOR Tokamak*  
Dyabilin K., Hron M., Stöckel J., Žáček F.  
(Contributed papers, ECA Vol. 24B (2000), 1653-1656)
- *Validity of Self-Organized Criticality Model for the CASTOR Tokamak Edge Plasmas*  
Ďuran I., Stöckel J., Hron M., Horáček J., Jakubka K., Kryška L.  
(Contributed papers, ECA Vol. 24B (2000), 1693-1696)

3<sup>rd</sup> Workshop on Role of Electric Field in Plasma Confinement and Exhaust,  
Budapešť, 17. - 18. červen 2000

- *2D Langmuir Probe Matrix Measurements on the CASTOR Tokamak*,  
Hron M., Stöckel J., Martines E., Kryška L.

42<sup>nd</sup> Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of the APS  
& 10<sup>th</sup> International Congress on Plasma Physics,  
23. - 27. září 2000, Quebec City, Kanada

- *Edge Flow Measurements with Gundestrup Probes*  
Gunn J.P., Boucher C., Devynck P., Dyabilin K., Horáček J., Hron M., Stöckel J.,  
Van Goubergen H., Van Oost G., Žáček F.  
(zvaná přednáška, publikována v Physics of Plasmas)

International Conference TOKI 2000, prosinec 2000

- *Potential Structures and Flow Measurements with Separatrix Biasing in the CASTOR Tokamak*  
Van Oost G., Stöckel J., Hron M., Devynck P., Dyabilin K., Gunn J.P., Horáček J.,  
Martines E., Tendler M.  
(zvaná přednáška, publikována v Japanese Journal on Contr. Fusion and  
Plasma Physics)

28<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics,  
Funchal, Portugalsko, 18. - 22. června 2001

- *Plasma Potential Measurements with Emissive Probes in the Castor Tokamak*  
Schrittwieser R., Adánek J., Balan P., Hron M., Ionita C., Jakubka K., Kryška L.,  
Martines E., Pohoata V., Stöckel J., Tichý M., Van Oost G.  
(Contributed Papers, ECA Vol. 25A (2001), p. 409-412)
- *Direct Measurements of  $E \times B$  Flows and its Impact on Edge Turbulence in the CASTOR Tokamak*  
Van Oost G., Stöckel J., Gunn J.P., Adánek J., Ďuran I., Horáček J., Hron M.,  
Jakubka K., Kryška L., Žáček F.  
(Contributed Papers, ECA Vol. 25A (2001), 1665-1668)
- *Modelling of Electrostatic Turbulence at the Edge of the CASTOR Tokamak*  
Dyabilin K., Klíma R., Ďuran I., Horáček J., Hron M., Pavlo P., Stöckel J., Žáček F.  
(Contributed Papers, ECA Vol. 25A (2001), 1669-1672)

- *Coherent Structures in the Edge Region of the CASTOR Tokamak*  
Martines E., Hron M., Stöckel J.  
(Contributed Papers, ECA Vol. 25A (2001), 1673-1676)
- *On the Radial Scale of Turbulent Transport in the JET Plasma Boundary Region*  
Hidalgo C., Goncalves B., Erents K., Silva C., Pedrosa M.A., Hron M., Matthews G.F., García-Cortés I., Balbín R.  
(Contributed Papers, ECA Vol. 25A (2001), 1657-1660)
- *Optimization of Gundestrup Probe for Ion Flow Measurements in Magnetized Plasmas*  
Stöckel J., Gunn J.P., Van Oost G., Ďuran I., Hron M., Adámek J., Horáček J., Hrach R., Jakubka K., Kryška L., Vicher M., Žáček F.  
(Contributed Papers, ECA Vol. 25A (2001), 237-240)

4<sup>th</sup> Workshop on Role of Electric Fields in Plasma Confinement and Exhaust,  
Funchal, Portugalsko, 24. - 25. červen 2001

- *Coherent Structures in the Edge Region of the CASTOR Tokamak*  
Martines E., Hron M., Stöckel J.
- *Plasma Potential Measurements with Emissive Probes in the Castor Tokamak*  
Schrittwieser R., Adámek J., Balan P., Hron M., Ionita C., Jakubka K., Kryška L., Martines E., Pohoata V., Stöckel J., Tichý M., Van Oost G.
- *Direct Measurements of  $E \times B$  Flow and its Impact on Edge Turbulence in the Castor Tokamak using an Optimized Gundestrup Probe*  
Gunn J.P., Stöckel J., Adámek J., Ďuran I., Horáček J., Hron M., Jakubka K., Kryška L., Žáček F.  
(publikováno v Czech. J. Phys.)
- *Modelling of the Effect of the Sheared Poloidal Flow on the Electrostatic Turbulence on the Castor Tokamak*  
Dyabilin K., Klíma R., Ďuran I., Horáček J., Hron M., Pavlo P., Stöckel J., Žáček F.  
(publikováno v Czech. J. Phys.)

International Conference on Phenomena of Ionized Gases,  
Nagoya, 2001

- *Plasma Potential Measurements with Emissive Probes in the Castor Tokamak*  
Schrittwieser R., Adámek J., Balan P., Hron M., Ionita C., Jakubka K., Kryška L., Martines E., Pohoata V., Stöckel J., Tichý M., Van Oost G.

Week of Doctoral Students 2001, Faculty of Mathematics and Physics,  
Charles University, Praha, 12. - 15. červen 2001

- *Direct Measurements of  $E \times B$  Flows and its Impact on Edge Turbulence in the CASTOR Tokamak*  
Hron M., Stöckel J., Adámek J., Ďuran I., Horáček J., Jakubka K., Kryška L.,  
Žáček F., Gunn J.P., Van Oost G.  
(sborník, 294-297)

29<sup>th</sup> EPS conference on Plasma Physics and Controlled Fusion,  
Montreux, Švýcarsko, 17. - 21. červen 2002.

- *Turbulence and Transport with Constant and Spatial-temporal Biasing in the Scrape-off Layer of CASTOR Tokamak*  
Stöckel J., Devynck P., Voitsekhovitch I., Adámek J., Azeoual A., Bonhomme G.,  
Doveil F., Ďuran I., Gravier E., Hron M., Martines E., Van Oost G.  
(Contributed Papers, ECA, Vol. 26B, (2002), O-2.03)
- *Measurements of the Fluctuation Induced Flux with Emissive Probe in the CASTOR Tokamak*  
Balan P., Adámek J., Ďuran I., Hron M., Ionita C., Martines E., Schrittwieser R.,  
Stöckel J., Tichý M., Van Oost G.  
(Contributed Papers, ECA, Vol. 26B, (2002), P-2.072)
- *Spatially Resolved Fast Swept Langmuir Probe Measurements in the Wendelstein 7-AS Stellarator*  
Schubert M., Hron M., Endler M., and the W7-AS Team  
(Contributed Papers, ECA, Vol. 26B, (2002), P-3.218)
- *Probe Array Diagnostics for Spatially Resolved Fluctuation Measurements*  
Hron M., Martines E., Devynck P., Bonhomme G., Gravier E., Adámek J., Do-  
veil F., Voitsekhovitch I., Stöckel J., Azeoual A., Ďuran I., Van Oost G., Žáček F.  
(Contributed Papers, ECA, Vol. 26B, (2002), P-5.043)
- *A DC Diagnostics for Fast Electron Temperature Measurements in Tokamak Edge Plasma*  
Gunn J.P., Adámek J., Bařina O., Devynck P., Ďuran I., Hrach R., Hron M., Pas-  
cal J.-Y., Stöckel J., Van Oost G., Vicher M., Žáček F.  
(Contributed Papers, ECA, Vol. 26B, (2002), P-5.093)

14<sup>th</sup> Topical Conference on High Temperature Plasma Diagnostics,  
Madison, WI, USA, 8. - 11. červenec 2002

- *Emissive Probe Measurements of the Plasma Potential Fluctuations in the Edge Plasma Region of the ISTTOK and CASTOR Tokamaks*  
Balan P., Cabral J.A., Schrittwieser R., Figueiredo H.F.C., Fernandes H., Ionita C., Varandas C., Adámek J., Hron M., Stöckel J., Martines E., Tichý M., Van Oost G.

International Congress on Plasma Physics 2002,  
Sydney, Austrálie, 15. - 19. červenec 2002

- *Applicability of Electron Emissive Probes for Plasma Potential and Electric Field Measurements in Magnetized Plasmas*  
Schrittwieser R., Adámek J., Balan P., Cabral J.A., Figueiredo H.F.C., Fernandes H., Hidalgo C., Hron M., Ionita C., Martines E., Pedrosa M.A., Stöckel J., Tichý M., Van Oost G., Varandas C.  
(zvaná přednáška, bude publikováno v Plasma Phys Contr. Fusion)
- *Turbulent Transport Reduction by  $E \times B$  Velocity Shear during Edge Plasma Biasing*  
Van Oost G., Jachmich S., Van Schoor M., Weynants R.R., Boedo J.A., Stöckel J., Adámek J., Ďuran I., Hron M., Devynck P., Gunn J.P., Balan P., Ionita C., Schrittwieser R., Kirnev G.S., Melnikov A., Vershkov V., Tendler M., Antoni V., Martines E., Silva C., Varandas C.  
(zvaná přednáška, bude publikováno v Plasma Phys Contr. Fusion)

19<sup>th</sup> IAEA Conference on Controlled Fusion,  
Lyon, 14. - 19. říjen 2002

- *Turbulence and Transport with Spatial Temporal Biasing in the Scrape-off Layer of CASTOR Tokamak*  
Stöckel J., Devynck P., Voitsekhovitch I., Bonhomme G., Martines E., Van Oost G., Adámek J., Azeoual A., Doveil F., Ďuran I., Hron M., Gravier E., Žáček F.  
(přijato)

44<sup>th</sup> Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of the APS,  
Florida, USA, 11. - 15. listopad 2002

- *Spatial Structure of SOL Turbulence on CASTOR Tokamak*  
Devynck P., Doveil F., Azeoual A., Voitsekhovitch I., Stöckel J., Adámek J., Hron M., Ďuran I., Bonhomme G., Gravier E., Martines E., Van Oost G.  
(přijato)

# Literatura

- [1] Zenger: Živa, **11** (1863), 335-343
- [2] Kippenhahn R.: Odhalená tajemství Slunce. Edice Kolumbus, Mladá fronta, 1999.
- [3] Eliezer Y. and S.: The Fourth State of Matter – An Introduction to the Physics of Plasma. Adam Hilger, IoP, Bristol and Philadelphia, 1989.
- [4] Chen F.F.: Úvod do fyziky plazmatu. Academia, Praha, 1984.
- [5] Petržílka J.: Diplomová práce, MFF UK, 1994.
- [6] JET Joint Undertaking: JET and Fusion Energy for the Next Millenia (general lecture)
- [7] Wesson J.: Tokamaks. Oxford Engineering Science Series, Clarendon Press, Oxford, 1997.
- [8] Hron M.: Transport částic v okrajovém plazmatu na tokamaku Castor. Diplomová práce, Katedra fyzikální elektroniky, FJFI ČVUT, Praha, 1996.
- [9] Kadomtsev B.B.: Tokamak Plasma: A Complex Physical System. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1999.
- [10] <http://www.jet.efda.org> – WWW stránky tokamaku JET
- [11] ITER groups: Nuclear Fusion, **39**(1999)12, 2137-2627
- [12] ITER Director: ITER - Final Design report, July 2001
- [13] Shimomura Y.: Fusion Engineering and Design, **55**(2001)2-3, 97-358
- [14] Scott P.E. et al.: Diagnostics for Experimental Thermonuclear Fusion Reactors. Plenum Press, New York, 1996.

- [15] Paméla J.: EFDA Joint European Torus, Report of Activities, 1<sup>st</sup> January 2000 - 31<sup>st</sup> March 2001. EFDA, 2001.
- [16] <http://www.efda.org> – WWW stránky EFDA
- [17] <http://www.iter.org> – WWW stránky projektu ITER
- [18] Huba J.D.: NRL Plasma Formulary. Naval Research Laboratory, Washington, 2000.
- [19] Wagner F. et al.: Phys. Rev. Lett. **49**(1982), 1408
- [20] The Asdex Team: Nucl. Fusion **29**(1989), 1959
- [21] Tendler M.: Plasma Phys. Contr. Fusion **39**(1997), B371-B382
- [22] Jachmich S. et al.: Induced Radial Electric Fields and their Influence on Particle Transport, Confinement and Exhaust in Textor, Czech. J. Phys., **48/S3** (1998), 32-46
- [23] Boedo J. et al.: Czech. J. Phys., **48/S3**(1998), 98-119
- [24] Taylor R.J. et al.: Phys. Rev. Lett. **63**(1989), 2365
- [25] Weynants R.R. et al.: Plasma Phys. Contr. Fusion **35**(1993), B177
- [26] Cornelis et al.: Nucl. Fusion **34**(1994), 171
- [27] Itoh K., Itoh S.: Plasma Phys. Contr. Fusion **38**(1996), 1-49
- [28] Itoh K., Itoh S.I., and Fukuyama A.: Transport and Structural Formation in Plasmas. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1999.
- [29] Žáček F. et al.: Czech. J. Phys., **48/S3** (1998), 60-71
- [30] Goldston R.J. and Rutherford P.H.: Introduction to Plasma Physics. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1997.
- [31] de Vries P.Ch.: Magnetic Islands in Tokamak Plasmas. PhD. Thesis, Universiteit Utrecht, 1997.
- [32] Dyabilin K. et al.: Modeling of electrostatic turbulence at the edge of the Castor tokamak. Research Report IPPCZ - 366, Institute of Plasma Physics, AS CR, Praha, 2000.
- [33] Hron M. et al.: Czech. J. Phys., **49/S3**(1999), 181-190



- [34] Hidalgo C.: přednáška, 1999
- [35] Burrell K.H. et al.: Phys. Plasmas, **1**(1994), 1536
- [36] Van Oost G. et al.: J. Plasma Fusion Res. SERIES, **4**(2001), 29-35
- [37] Wootton A.J.: Lectures on Plasma Physics,  
<http://sapphire.ph.utexas.edu/wootton/wootton.html>
- [38] Schrittwieser R. et. al.: Plasma Phys. and Contr. Fusion, **44**(2002), 567-578
- [39] Stangeby P.C.: Phys. Plasmas, **2**(1995), 702
- [40] Stangeby P.C. and Chankin A.V.: Phys. Plasmas, **2**(1995), 707
- [41] Stangeby P.C.: The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices, Institute of Physics Publishing. Bristol and Philadelphia, 2000.
- [42] Mathews G.F.: Plasma Phys. Contr. Fusion **36**(1994), 1595
- [43] Hutchinson I.H.: Principles of Plasma Diagnostics. Cambridge University Press, 1992.
- [44] Nedospasov A. V., Uzdensky D. A.: Contrib. Plasma Phys. **34**(1994)2/3, 478-483
- [45] Šícha et al.: Langmuir Probe Measurements in the Low and Middle Pressure Plasma. MFF UK, 1996.
- [46] Ďuran I. et al.: Czech. J. Phys., **50**(2000)S3, C1-C5
- [47] Ďuran I. et al.: 27<sup>th</sup> EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., Budapest, ECA **24B**(2000), 1693 - 1696
- [48] Hron M. et al.: Symposium on Plasma Physics and Technology, Praha, Book of abstracts (1997), 8-10
- [49] Van Nieuwenhove R., Van Oost G.: Rev. Sci. Instrum. **59**,7(1988)7, 1053-1056
- [50] Kryška L.: Measurement of Electron Temperature Fluctuations, Progress Report of the IAEA Research Contract No. 6702/RB/R1, (1996), 23-25
- [51] Schubert M. et al.: 29th EPS Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion, Montreux, 17-21 June 2002, ECA **26B**(2002) P-3.218

- [52] Stangeby P. C.: Report JET-P(95)21
- [53] Hron M. et al.: Contrib. Plasma Phys. **38**(1998)S, 115-120
- [54] Stangeby P. C.: Phys. Fluids **27**(1984), 2699
- [55] Hutchinson I.H.: Phys. Fluids, **30**(1987), No. 12
- [56] Gunn J.P.: Czech. J. Phys., **48**(1998)S2, 293-298
- [57] Gunn J.P. et al.: Phys. of Plasmas, **8**(2001)5, 1995-2001
- [58] Van Oost G. et al.: Potential Structures and Flow Measurements with Separatrix Biasing in the CASTOR tokamak, J. Fusion Research SERIES, **4**(2001)
- [59] van Goubergen H. et al., Plasma Phys. Contr. Fusion, **41**(1999), L17-L22
- [60] Dyabilin K. et al.: 27<sup>th</sup> EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., ECA **24B**(2000), 1653 - 1656
- [61] Dyabilin K. et al.: Contrib. Plasma Phys., **1**(2002)1, 99-108
- [62] Hutchinson I.H.: Phys. Plasmas, **3**(1996)6
- [63] Dyabilin K.: 27<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Budapest, ECA **24B**(2000), 1653 - 1656
- [64] Dyabilin K.: Contrib. Plasma Phys., **1**(2002)1, 99-108
- [65] MacLathy C.S. et al.: J. Nucl. Mater. 196-198(1992), 248-252
- [66] Cooper J.C.: Ilustrovaná encyklopedie tradičních symbolů. Mladá Fronta, 1999.
- [67] <http://www.unc.edu/courses/art111/celtic/catalogue/Gundestrup/kauldron.html> – WWW stránka University of North Carolina at Chapel Hill, Celtic Art Cultures, Catalogue
- [68] <http://www.gabika.dk/dkctest/result.asp?SearchPosted=1655> – WWW stránka Dánskeho národního muzea
- [69] Hron M.: WDS 2001: Proceedings of Contributed Papers, part II - Physics of Plasmas and Ionized Media, Matfyzpress (2001), 294-297
- [70] Gunn J.P. et al.: Czech. J. Phys., **51**(2001)10, 1001-1010

- [71] Stöckel J. et al.: 27<sup>th</sup> EPS Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion, Budapest, ECA **24B**(2000), 1032-1035
- [72] Martines E. et al.: 28<sup>th</sup> EPS Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion, Funchal, ECA **25A**(2001), 1673-1676
- [73] Martines E. et al.: Plasma Physics and Controlled Fusion, **44** (2002), 1-9
- [74] Krlín et al.: 28<sup>th</sup> EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, ECA **25A** (2001), 269-272
- [75] <http://www.ipp.cas.cz/tokamak/turbmovie.html>
- [76] Schröder Ch. et al.: Phys. Rev. Lett. **86**(2001)25, 5711-5714
- [77] Stöckel J. et al.: 29th EPS Conference on Plasma Phys. and Contr. Fusion, Montreux, ECA Vol. **26B**, O-2.03 (2002)
- [78] Gunn J.P.: Phys. Plas. **8**(2001)3, 1040-1047
- [79] Katsumata I.: Contrib. Plasma Phys., **41**(1996)S, 73-80
- [80] Ezumi N.: Contrib. Plasma Phys., **41**(2001)5, 488-493
- [81] Kazumi U. et al.: J. Phys. Soc. Japan, **66**(1997)4, 921-924
- [82] Gunn J.P.: 29th EPS Conference on Plasma Phys. and Contr. Fusion, Montreux, ECA **26B**(2002), P-5.093
- [83] Toledo Wiebo van: Low-Energy Hydrogen Flux Measurements at the Tortur Tokamak with Negative Ion Conversion. Utrecht 1990.
- [84] White R. B.: Theory of Tokamak Plasmas. North-Holland, Amsterdam 1989.
- [85] Johnson L. C., Hinnov E.: Ionization, Recombination and Population of Excited Levels in Hydrogen Plasmas, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., **13**(1973), 333-358
- [86] Limpouch J.: Numerické metody, přednáška, KFE, FJFI ČVUT, 1995
- [87] Anděl J.: Statistické metody. Matfyzpress, Praha, 1993.
- [88] Anděl J., Zvára K.: O nelineární regresi, Ekonomicko-matematický obzor, **21**(1985), 444-456
- [89] Jennrich R. I.: Asymptotic properties of non-linear least squares estimators, Ann. Math. Statist. **40**(1969), 633-643



# Rejstřík

- $\vec{E} \times \vec{B}$  drift, **23-24**, 67, 72, 79, 83
- aktivní plocha sondy, 57
- analýza
- Fourierova, 37
  - harmonická, 48
- bezpečnostní faktor, 22
- biasing, 24
- číslo Machovo, **67-68**, 86
- člen integrační (RC), 47
- dělič napětí, 38
- detektor  $H_\alpha$ , 70
- deuterium, 10
- diagnostický port, 70
- difúze, 21
- DIID, 13
- divertor, 14
- doba udržení částic, globální, 97
- dolně-hybridní vlny, 70
- double-pin-plate probe*, **55-59**, 90
- drift diamagnetický, 22
- Dyabilin K., 72, 79
- EFDA, 13
- ekvatoriální rovina, 70
- elektrické pole, 22
- elektroda polarizační, **24-28**, 70, 78, 83
- elektroda referenční, 25, 40
- excitace, 97
- external transport barrier*, 24
- fit by eye*, 101
- fit* na teoretickou funkci, 101
- fluktuace, 21, 44, 55
- hustoty, 40
  - plazmatu, 40
  - potenciálu, 40
  - analýza, 60
- foton, 98
- frekvence střížné rotace, 23
- funkce
- Besselovy, 49
  - distribuční, 105
  - regresní, 101
  - rozdělovací, 64
- fúze, 10
- generátor harmonického napětí, 51
- gradient radiálního elektrického pole, 23
- gradientně-expanzní algoritmus, 101
- grafit, 24
- Gundestrup, 76
- gundestrupská sonda, 67, 70, **76**
- Gunn J.P., 68, 70
- H-mód, 21
- high confinement mode*, 21
- Himmerland, 76
- hodnota střední, 105
- Hutchinson, 67, 69
- hystereze, 47
- charakteristika sondy, V-A, 39

- IDL, 101  
 inerciální udržení, 12  
*Interactive data language*, 101  
 ionizace, 97  
 ITER, 15  
 JET, 13, 15  
 JT-60U, 13  
 kalibrace in situ, 97  
 kapacita parazitní, 61  
 koeficient  
   – difúze, 21  
   – korelace, 64  
 kondenzátor, 38  
 korelace, 64  
 kotel z Gundestrupu, 76  
 kovariance, 105  
 křemík, 76  
 L-mód, 21  
 lampa wolframová, 97  
 Langmuirova sonda, 67  
   – poloidální, 90  
   – radiální, 90  
*last closed flux surface*, 25  
 Lawsonovo kritérium, 11  
 LCFS, 25, **107**  
 LH vlny, 70  
 LH grill, 70  
 limiter, **14**, 24, 70, 83  
 lithium, 10  
*low confinement mode*, 21  
 magnetické udržení, 12  
 matice  
   – inverzní, 102  
   – jednotková, 103  
   – regulární, 102  
   – variační, 104  
 Mayer J.R., 9  
 metoda  
   – nejmenších čtverců, 101-102  
   – PIC, 76  
 míra pravděpodobnosti, 105  
 mód se zlepšeným udržením, 21  
 model fluidní, 68  
 modulovaná sonda, 39  
 moment náhodné veličiny,  
   – centrální, 105  
   – obecný, 105  
*multijunction grill*, 70  
 Nedospasov A.V., 65  
 neoklasický popis, 21  
 oblast SOL, **25-27**, 79, 83, 86, **107**  
 obvod sondy v plazmatu, 40-41  
 odchylka směrodatná, 101, 104-105  
 odpor  
   – plazmatu, 41  
   – stěnové vrstvy, 40  
 ohmický režim, 72  
 ohřev plazmatu, 23, 70  
 okrajová podmínka  
   – Bohmova-Chodurova, 69  
   – fenomenologická, 69  
 orientovaná sonda, 67  
 oxid uhličitý, 9  
 palivo fosilní, 9  
 parametr regrese, 101  
 parametry výboje makroskopické, **30-32**, 73  
*particle-in-cell* (PIC) simulace, 68  
 Planck M., 97  
 plazma nemagnetizované, 39  
 podmínka okrajová, 69  
 pohyblivost, 38  
 polarizace plazmatu, **21-33**, 72, 86  
   – záporným napětím, 32

- polarizační elektroda, **24-28**, 70, 78, 83
- pole elektrické radiální, **21-24**, 78, 79
- poslední uzavřený magnetický povrch, 21, 25, 79, **107**
- potenciál
- plazmatu, 29, **38**, 41, 42, 44
  - plovoucí, 29, 37, **38**, 43, 56, 60, 79
- povrch magnetický, 83
- power treshold*, 21
- práh přechodu, 21
- proud
- iontový nasycený, 37, **38**, 44, 56-57, 64, 72, 78
  - plazmatem, 71
  - radiální, 22
- proudová hustota
- elektronů, 39
  - iontů, 39
- proudová trubice, 42
- proudový kanál, 40
- q**, **22**
- radiální elektrické pole, **21-24**, 78, 79
- radiální sonda, 70
- regrese dat, 37, 44, 47, 101
- chyba, 47
- regrese nelineární, 102
- regresní funkce, 101
- režim
- ohmický, 83
  - polarizovaný, 83
- rotace plazmatu, 67
- poloidální, 22, 72, 83
  - toroidální, 22
- rotující Machova sonda, 67, 70, 71
- rovina ekvatoriální, 70
- rovnice
- kontinuity, 68
  - pohybová, 22, 67
- rozdělení
- asymptotické, 102
  - izotropické, 22
  - maxwellovské, 22
  - náhodné veličiny, 105
  - normální, 102, 106
- rozptyl, 101, 105
- reziduální, 103-104
- rychlost iontozvuková, 38, 68, 79
- safety factor*, 22
- separatrix, 79
- separatrix biasing*, 27
- shearing rate*, 23
- síla
- disipativní, 23
  - tření, 23
  - viskozity, 23
- siločára magnetického pole, 39
- simulace PIC, 68
- Slunce, 9
- směrová sonda, 67
- směrově orientovaná sonda, 67
- SOL, **25-27**, 79, 83, 86, **107**
- sonda
- *double-pin-plate*, 102
  - dvojitá, 40
  - elektrostatická, 90
  - gundestrupská, 67-68, 70, **76**, 86
  - Langmuirova, **37-44**, 67, 76
  - Langmuirova radiální, 70, 78
  - modulovaná, 77-78
  - modulovaná pomalu, 45
  - modulovaná rychle, 51

- rotující Machova, 67-68, **70-75**, 86
- rovinná, 56
- s destičkou a dvěma hroty, 55
- směrová, 65, **67**, 71, 76, 96
- spektrální čára  $H_{\alpha}$ , 21, 70, **97**
- spektrum
  - Fourierovo, 45
  - turbulence, 45
- standard biasing*, 25
- Stangeby P.C., 65, 67
- stelarátor, **12-13**, 54
  - Wendelstein 7-AS, 12, 54
  - Wendelstein 7-X, 12
- stín limiteru, 40-41, 107
- struktury turbulentní, 51
- střih
  - $\vec{E} \times \vec{B}$  driftu, 23
  - elektrického pole, 29
  - rychlosti poloidální rotace, 83, 86
- střížná rotace, 21
- střížné radiální elektrické pole, 24
- syntéza termojaderná, 10
- štěpení, 10
- štěpná jaderná elektrárna, 10
- tekutinový model, 67
- těleso černé, 97
- teplota elektronová, 37, 49, 58
- TFTR, 13
- tok
  - částic, 22, 86
  - plazmatu, 67
- tokamak, 12, 13
  - Castor, 16
  - CCT, 21
  - DIIIID, 13
  - JET, 13, 15
  - JT-60U, 13
  - Textor, 21
  - Tore Supra, 12
- toroidální magnetické pole, 71
- transformace Fourierova, 48
- transport, 21-23
- transportní bariéra, 21-23
  - vnější, 24
- tritium, 10
- tyristor, 25
- udržení plazmatu, 21-23
- uran, 10
- útlum nelineární, 23
- útlum nestabilit, 23
- V-A charakteristika, 27, 37, **39-44**, 57, 58, 102
  - rychle modulované sondy, 51
  - v turbulentním plazmatu, 44
- váha, 103
- van Goubergen H., 68, 79
- veličina
  - náhodná, 105
  - nezávislá, 101
  - závislá, 101
- vlečení proudu, 70
- vlny dolně-hybridní, 70
- vrstva stěnová, 38, 40, 55, 68
- wolfram, 97
- zákon
  - vyzařovací, 97
  - zachování hybnosti, 68
  - zachování počtu částic, 67
- zapojení můstkové, 51
- zdroj napětí, 38



# Seznam obrázků

1.1	Vazebná energie jader . . . . .	11
1.2	Cívky a sloupec plazmatu stelarátoru . . . . .	13
1.3	Schéma tokamaku . . . . .	14
1.4	Čistění stěn tokamaku doutnavým výbojem . . . . .	16
2.1	Chování turbulentních struktur pod vlivem střížného pole $E_r$ . . . . .	24
2.2	Polarizační elektroda . . . . .	25
2.3	Poloha elektrody: standardní režim polarizace a polarizace separatrix . . . . .	26
2.4	Radiální průběh plovoucího potenciálu při polarizaci plazmatu . . . . .	26
2.5	Sondová charakteristika polarizační elektrody . . . . .	28
2.6	Průběh polarizovaných výbojů pro $U_B \approx +200 V$ (# 7275 a # 7272) . . . . .	30
2.7	Radiální profil $U_{fl}$ a $E_r$ při $U_B \approx +200 V$ (# 7275 a # 7272) . . . . .	30
2.8	Průběh polarizovaných výbojů pro $U_B \approx -200 V$ (# 7264 a # 7267) . . . . .	31
2.9	Radiální profil $U_{fl}$ a $E_r$ při $U_B \approx -200 V$ (# 7264 a # 7267) . . . . .	31
2.10	Průběh polarizovaných výbojů pro vysoká polarizačního napětí . . . . .	32
3.1	Obvod zapojení Langmuirovy sondy v režimu $U_{fl}$ a $I_{sat}$ . . . . .	39
3.2	Náhradní elektrický obvod sondy ve stínu limiteru . . . . .	40
3.3	Umístění Langmuirovy sondy ve stínu limiteru . . . . .	42
3.4	Potenciál plazmatu uvnitř proudové trubice v ve stínu limiteru . . . . .	43
3.5	Model vlivu turbulence na tvar V-A charakteristik sondy . . . . .	45
3.6	Časový průběh napětí a proudu modulované sondy . . . . .	46
3.7	V-A charakteristiky pomalu modulované sondy ovlivněné turbulencí . . . . .	46
3.8	V-A charakteristiky pomalu modulované sondy, v obvodu je zařazen RC členem s $\tau \approx 10\mu s$ . . . . .	46
3.9	Časový průběh parametrů regrese #2518, integrace signálu: $\tau \approx 10 \mu s$ . . . . .	47
3.10	Časový průběh parametrů regrese #2518 — model dvojité sondy . . . . .	48
3.11	Fourierovské spektrum signálu Langmuirovy sondy . . . . .	49
3.12	Fourierova analýza: závislost poměru amplitud harmonických frekvencí na elektronové teplotě . . . . .	50
3.13	Srovnání teplot získaných harmonickou analýzou a nelineární regresí . . . . .	50

3.14	Schéma zapojení modulované Langmuirovy sondy . . . . .	51
3.15	Sondová charakteristika rychle modulované sondy . . . . .	52
3.16	Výsledky rychlého měření sondových charakteristik . . . . .	52
4.1	Uspořádání experimentu se sondou typu „ <i>double-pin-plate</i> “ . . . . .	55
4.2	Schéma zapojení sondy „ <i>double-pin-plate</i> “ . . . . .	56
4.3	Signály rovinné sondy se dvěma hroty . . . . .	57
4.4	V-A charakteristiky sondy typu „ <i>double-pin-plate</i> “ . . . . .	59
4.5	Elektronová teplota určená regresí charakteristik rovinné sondy očištěných od vlivu fluktuací . . . . .	60
4.6	Plovoucí potenciál – přivrácená strana vzhledem ke směru siločar . . . . .	61
4.7	Iontový nasycený proud – přivrácená strana vzhledem ke směru siločar . . . . .	62
4.8	Iontový nasycený proud – odvrácená strana vzhledem ke směru siločar . . . . .	63
5.1	Pohled na tokamak shora: experimentální uspořádání a umístění sond . . . . .	71
5.2	Schéma rotující Machovy sonda . . . . .	72
5.3	Makroskopické parametry výboje (# 11054) . . . . .	73
5.4	Rotující Machova sonda – experimentální data (# 11054) . . . . .	74
5.5	Poměr signálů iontového nasyceného proudu $I_{sat}(\alpha)/I_{sat}(\alpha + \pi)$ . . . . .	74
5.6	Závislost iontového nasyceného proudu na úhlu natočení rotující Machovy sondy . . . . .	75
5.7	Závislost Machových čísel na radiálním elektrickém poli . . . . .	75
5.8	Gundestrupská sonda . . . . .	77
5.9	Závislost $I_{sat}$ tekoucího segmenty gundestrupské sondy na úhlu mezi destičkou a siločarami magnetického pole . . . . .	78
5.10	$M_{\parallel}$ vs. $U_B$ . . . . .	80
5.11	$M_{\perp}$ vs. $U_B$ . . . . .	81
5.12	$M_{\perp}$ vs. $E_r$ . . . . .	82
5.13	$M_{\parallel}$ vs. $r$ . . . . .	84
5.14	$M_{\perp}$ vs. $r$ . . . . .	85
6.1	Interaktivní rozhraní pro řízení sběru dat . . . . .	91
6.2	Umístění dvourozměrného pole Langmuirových sond v poloidálním řezu tokamaku . . . . .	92
6.3	Poloidální pole 32 elektrod a 32 sond . . . . .	93
6.4	Profil plovoucího potenciálu v poloidálním řezu . . . . .	94
6.5	Šíření turbulentních struktur v poloidálním směru . . . . .	94
6.6	Katsumatova sonda . . . . .	96
A.1	Závislost počtu ionizací na teplotě plazmatu . . . . .	98

# Obsah

<b>I</b>	<b>Termojaderná fúze na principu magnetického udržení</b>	<b>7</b>
<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>9</b>
1.1	Řízená termojaderná syntéza . . . . .	10
1.2	Magnetické udržení plazmatu . . . . .	12
1.2.1	Tokamak . . . . .	13
1.2.2	JET . . . . .	15
1.2.3	ITER . . . . .	15
1.2.4	Castor . . . . .	16
1.3	Turbulence v plazmatu . . . . .	17
<b>II</b>	<b>Vliv elektrického pole na udržení a transport částic</b>	<b>19</b>
<b>2</b>	<b>Polarizace plazmatu</b>	<b>21</b>
2.1	Elektrické pole a rotace plazmatu . . . . .	22
2.2	Turbulence v magnetizovaném plazmatu . . . . .	23
2.3	Polarizační elektroda . . . . .	24
2.4	Vliv polarizace na parametry plazmatu . . . . .	29
2.4.1	Polarizace kladným napětím . . . . .	29
2.4.2	Polarizace záporným napětím . . . . .	32
2.4.3	Stabilita výboje při polarizaci . . . . .	32
2.5	Shrnutí . . . . .	33
<b>III</b>	<b>Diagnostika plazmatu</b>	<b>35</b>
<b>3</b>	<b>Jednoduchá Langmuirova sonda</b>	<b>37</b>
3.1	Plovoucí potenciál a iontový nasycený proud . . . . .	38
3.2	Sondová charakteristika . . . . .	39
3.2.1	Proud uzavírající se podél siločar: $I_p \parallel \vec{B}$ . . . . .	42
3.2.2	Proud uzavírající se napříč siločarami: $I_p \perp \vec{B}$ . . . . .	43

3.3	Fluktuace hustoty a potenciálu plazmatu . . . . .	44
3.4	Pomalou modulovaná Langmuirova sonda . . . . .	45
3.4.1	Reálné sondové charakteristiky . . . . .	45
3.4.2	Harmonická analýza sondového proudu . . . . .	48
3.5	Rychle modulovaná Langmuirova sonda . . . . .	51
3.6	Shrnutí . . . . .	53
<b>4</b>	<b>Vliv fluktuací na signál sondy</b>	<b>55</b>
4.1	Experimentální uspořádání . . . . .	56
4.2	Tvar V-A charakteristiky . . . . .	57
4.3	Analýza signálů . . . . .	60
4.4	Shrnutí . . . . .	65
<b>5</b>	<b>Měření toků v plazmatu: Směrové sondy</b>	<b>67</b>
5.1	Teoretický popis — zpracování dat . . . . .	67
5.2	Experimentální uspořádání . . . . .	70
5.3	Rotující Machova sonda . . . . .	71
5.4	Gundestrupská sonda . . . . .	76
5.4.1	Popis sondy . . . . .	76
5.4.2	Experimentální data . . . . .	77
5.5	Srovnání výsledků směrových sond . . . . .	78
5.5.1	Závislost na napětí polarizační elektrody . . . . .	78
5.5.2	Závislost na radiální poloze sond . . . . .	83
5.6	Směrové sondy: shrnutí . . . . .	86
<b>IV</b>	<b>Závěr a dodatky</b>	<b>87</b>
<b>6</b>	<b>Závěr</b>	<b>89</b>
	Co se do práce nevešlo . . . . .	91
<b>A</b>	<b>Globální doba udržení částic</b>	<b>97</b>
A.1	Určení $\tau_p$ z experimentálních dat . . . . .	97
<b>B</b>	<b>Regrese dat a ohodnocení přesnosti</b>	<b>101</b>
<b>C</b>	<b>Statistické pojmy a vztahy</b>	<b>105</b>
<b>D</b>	<b>Pojmy, zkratky, symboly a značky</b>	<b>107</b>
<b>E</b>	<b>Přehled publikací</b>	<b>109</b>

<i>OBSAH</i>	133
<b>Literatura</b>	<b>119</b>
<b>Rejstřík</b>	<b>125</b>
<b>Seznam obrázků</b>	<b>129</b>
<b>Obsah</b>	<b>131</b>