

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze



Měření elektronové teploty pomocí kolejnicové sondy na tokamaku GOLEM

Electron temperature measurements using rail probe on the tokamak GOLEM

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Jiří Malinak
Vedoucí práce: Mgr. Jiří Adámek Ph.D
Rok: 2021



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2020/2021

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: Jiří Malinák

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Název práce: Měření elektronové teploty pomocí kolejnicové sondy na tokamaku
(česky) GOLEM.

Název práce: Electron temperature measurements using rail probe on the tokamak
(anglicky) GOLEM.

Pokyny pro vypracování:

- 1) Základní seznámení s problematikou termojaderné fúze, vysokoteplotního plazmatu, tokamaku GOLEM a sondových měření vlastností okrajového plazmatu s důrazem na klasické Langmuirovy a ball-pen sondy.
- 2) Spolupráce na vývoji manipulátoru umožňující citlivé naklánění sondy v rozmezí několika stupňů a současně i konstrukce sondové hlavice, která bude kromě kolejnicové sondy vybavena i Langmuirovou a ball-pen sondou.
- 3) Provedení srovnávacího měření elektronové teploty na tokamaku GOLEM pomocí všech výše uvedených sond pro různé úhly sklonu sondy vůči toroidálnímu magnetickému poli.
- 4) Vyhodnocení a diskuse výsledků experimentu.

Doporučená literatura:

- [1] Chen F.F.: Úvod do fyziky plazmatu. Academia, Praha, 1984.
- [2] Stangeby P.C.: The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices, Institute of Physics Publishing. Bristol and Philadelphia, 2000.
- [3] J. Adamek, Disertační práce, Přímé měření potenciálu plazmatu na zařízení typu tokamak, (2006)
- [4] J. Adamek et al. Profile measurements of the electron temperature on the ASDEX Upgrade, COMPASS, and ISTTOK tokamak using Thomson scattering, triple, and ball-pen probes, Rev. Sci. Instrum. 87, 043510 (2016)
- [5] P. Mácha, bakalářská práce, “Měření základních parametrů okrajového plazmatu pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy na tokamaku GOLEM”, 2018
- [6] A. Q. Kuang et al., Rev. Sci. Instrum. 89, 043512 (2018).

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

Mgr. Jiří Adánek Ph.D., Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v. v. i., oddělení Tokamak, Praha

Jméno a pracoviště konzultanta:

Ing. Vojtěch Svoboda, CSc., Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Datum zadání bakalářské práce: 23.10.2020

Termín odevzdání bakalářské práce: 07.07.2021

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

.....
garant oboru

.....
vedoucí katedry

.....
děkan

V Praze dne 23.10.2020

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití tohoto díla ve smyslu §60 zákona č.121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne

.....
Jiří Malinák

Poděkování

Děkuji vedoucímu práce Mgr. Jiřímu Adámkovi Ph.D. za vedení mé bakalářské práce a za neocenitelné rady a pomoc při její tvorbě. Dále bych rád poděkoval RNDr. Janu Stöckelovi CSc. za podnětné návrhy, které ji obohatily a Ing. Vojtěchu Svobodovi CSc. za organizaci a provedení experimentu na tokamaku GOLEM. Též bych chtěl poděkovat Mgr. Aleši Podolníkovi, Ph.D. za poskytnuté PIC simulace a detaily jich se týkající. Za konstrukci a instalaci rail sondy bych rád poděkoval Michalu Bouškovi, bez kterého by rail sonda nejspíše nevznikla. Na závěr bych rád poděkoval Mgr. Dariu Cipciarovi za rady ohledně odstraňování parazitních proudů.

Jiří Malinák

Název práce:

Měření elektronové teploty pomocí kolejnicové sondy na tokamaku GOLEM

Autor: Jiří Malinak

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Mgr. Jiří Adámek Ph.D

Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v. v. i., oddělení Tokamak, Praha

Konzultant: Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.

Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Abstrakt: Bakalářská práce se věnuje problematice měření parametrů okrajového plazmatu novým typem sondy, takzvanou kolejnicovou (rail) sondou. Výhodou této sondy je, že díky své konstrukci dokáže odolat i extrémně vysokým tepelným tokům a současně se chová jako Langmuirova sonda pro určitý nenulový úhel dopadajících magnetických siločar. Práce shrnuje základy fyziky Langmuirovy sondy a stěnové vrstvy. Vyvinutý a zkonstruovaný manipulátor umožňuje naklánění hlavičky, která obsahuje rail sondu, klasickou Langmuirovu a také ball-pen sondu. Komparativní měření elektronové teploty pomocí všech uvedených sond prokazuje dobrou vzájemnou shodu. Dále je zkoumána závislost získaných parametrů plazmatu na úhlu náklonu hlavičky. Naměřená data jsou srovnána s 2D PIC simulací provedené pro tokamak GOLEM. Tyto 2D PIC simulace budou nezbytnou součástí vývoje rail sondy pro tokamak COMPASS Upgrade.

Klíčová slova: Kolejnicová sonda, Langmuirova sonda, expanze stěnové vrstvy

Title:

Electron temperature measurements using rail probe on the tokamak GOLEM

Author: Jiří Malinak

Abstract: This bachelor thesis is devoted to the problem of measurement of edge plasma parameters with a new type of probe, the so-called rail probe. The advantage of this probe is that thanks to its design it can withstand extremely high heat fluxes and at the same time behaves as a proud Langmuir probe for a certain non-zero angle of incident field lines. The thesis summarises the fundamental physics of the Langmuir probe and sheath expansion. A manipulator was developed and constructed to allow tilting of the probe head, which includes a proud Langmuir probe and a ball-pen probe in addition to the rail probe. Comparative measurements of the electron temperature using all of these probes are presented and show conformity. The dependence of the obtained plasma parameters on the head tilt angle is also investigated. The measured data are compared with a 2D PIC simulation performed for a GOLEM tokamak. These 2D PIC simulations will be an essential part of the rail probe's development for the COMPASS Upgrade tokamak.

Key words: Rail probe, Langmuir probe, sheath expansion

Obsah

| | |
|--|-----------|
| Úvod | 1 |
| 1 Teoretický úvod | 3 |
| 1.1 Termonukleární fúze | 3 |
| 1.2 Plazma | 4 |
| 1.3 Debyeovo stínění | 4 |
| 1.4 Tokamak GOLEM | 5 |
| 1.5 Langmuirova sonda | 8 |
| 1.6 Ball-pen sonda | 11 |
| 1.7 Stěnová vrstva | 12 |
| 1.8 Rovinné zapuštěné sondy | 13 |
| 2 Realizace experimentu | 17 |
| 2.1 Manipulátor | 17 |
| 2.2 Hlavice sondy | 19 |
| 3 Experimentální výsledky | 21 |
| 3.1 Předzpracování dat a odstranění parazitních proudů | 23 |
| 3.2 Kalibrace polohy nulového náklonu | 28 |
| 3.3 V-A charakteristiky metodou shot-to-shot | 32 |
| 3.3.1 Tříparametrový fit | 33 |
| 3.3.2 Čtyřparametrový fit | 35 |
| 3.4 V-A charakteristiky metodou rozmítané sondy | 38 |
| 3.4.1 Analýza po charakteristikách | 38 |
| 3.4.2 Analýza průměrovaných charakteristik | 45 |
| 3.5 Výpočet výšky stěnové vrstvy | 53 |
| 3.6 Experiment versus 2D PIC simulace | 56 |
| Závěr | 60 |
| Bibliografie | 63 |

Úvod

Celosvětová spotřeba primární energie za rok 2019 činí 584 EJ, přičemž tato spotřeba každoročně vzroste o zhruba 1,6 %. Je zjevné, že takový nárůst spotřeby není dlouhodobě udržitelný. Pokud navíc zdůrazníme fakt, že stále většina získané energie pochází z fosilních paliv, je zřejmé, že nalezení nového zdroje energie je nezbytné. Snahy o nahrazení fosilních paliv obnovitelnými zdroji selhávají buď na neschopnosti ukládat energii ve větších množstvích po delší dobu, anebo na jiných technických problémech. Jedním z možných bezemisních zdrojů je jaderná energetika, která však v důsledku veřejnosti dobře známých havárií přestala být ve většině západních zemích podporována. Termonukleární fúze ovšem stále nabízí možnost bezpečného a stabilního zdroje energie bez negativních vlivů na své okolí. [1]

Pro dosažení termonukleární fúze je nutné splnit takzvané Lawsonovo kritérium. Z tohoto kritéria vychází, že je potřeba dosáhnout tak vysokých teplot, že se hmota uvnitř reaktoru bude nacházet v podobě plazmatu. Teploty uvnitř takových reaktorů se budou muset pohybovat v rozmezí 10 – 20 keV. Při těchto teplotách žádný materiál nevydrží v pevné fázi a z tohoto důvodu není možné dovolit kontakt mezi plazmatem a nádobou reaktoru. Pro účely využití termonukleární fúze k výrobě energie budou nejspíše využívána zařízení typu tokamak. Jedná se o zařízení udržující plazma pomocí magnetického udržení. Přes snahu udržet plazma pomocí silných magnetických polí stále dochází ke kontaktu s komorou a to buď na limiteru a nebo divertoru. V extrémních případech by dokonce mohlo dojít k poškození těchto součástí.

Z tohoto důvodu je důležité prozkoumat vlivy působící na divertor. Pomocí Langmuirových sond lze získat hodnotné parametry jako například elektronovou teplotu T_e , elektronovou hustotu n_e nebo tepelný tok q s velmi dobrým prostorovým rozlišením. Kolmý tepelný tok na divertoru je například pro tokamak ITER odhadován na $20 \text{ MW} \cdot \text{m}^{-2}$ po dobu 10 s. [2] Jedná se o obrovský tok, který znemožňuje použití klasických (proud) Langmuirových sond zanořených do okrajového plazmatu. Jakýkoliv předmět, který bude při těchto tepelných tocích vyčnívat nad povrch divertoru, bude roztaven. Jednou z možností měření na divertoru tokamaků je použití zapuštěných (flush mounted) Langmuirových sond. Povrch takovéto sondy je v rovině s dlaždicí divertoru, čímž je chráněna. Tato diagnostika je bohužel náchylná k expanzi stěnové vrstvy (sheath expansion), která způsobuje nadhodnocení měřených parametrů plazmatu. Existuje ovšem způsob, jak tento jev potlačit a snížit náročnost interpretace dat.

Hlavním cílem práce bude provést měření s novým typem sondy tzv. kolejnicovou (rail) Langmuirovou sondou v okrajovém plazmatu na tokamaku GOLEM. V dalších částech této práce bude uváděn pouze název rail sonda. Tato diagnostika byla vyvinuta a použita na tokamaku Alcator C-Mod [3, 4]. Její

základní výhodou je, že díky své konstrukci dokáže jednak odolat extrémně vysokým tepelným tokům, ale oproti zapuštěným sondám se pro určitý mezní úhel náklonu vůči magnetickým siločárám chová jako klasická (proud) Langmuirova sonda. Její kolektor je tvořen dlouhou kolejnicí, díky které získala svůj název.

Prvním úkolem práce bude vyvinout manipulátor umožňující citlivé naklánění sondy v rozmezí několika stupňů a současně i konstrukce sondové hlavice, která bude kromě rail sondy vybavena i Langmuirovou a ball-pen sondou. Druhým úkolem bude provedení srovnávací měření elektronové teploty na tokamaku GOLEM pomocí všech výše uvedených sond. Dále bude ukázána závislost měřených parametrů plazmatu na úhlu náklonu. V současné době je rail sonda považována za hlavního kandidáta i na měření parametrů plazmatu v divertorové oblasti na budoucím tokamaku COMPASS Upgrade. Díky tomu bylo možné získat 2D PIC simulace identické rail sondy pro nízkou teplotu a magnetické pole srovnatelné s tokamakem GOLEM, se kterými bylo provedeno srovnání.

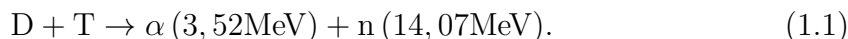
Kapitola 1

Teoretický úvod

V první části této kapitoly bude představeno základní seznámení s problematikou termonukleární fúze, vysokoteplotního plazmatu a zařízeních typu tokamak. V dalších podkapitolách bude uvedena teorie sondových měření s Langmuirovu a ball-pen sondu. Bude kladen důraz na teorii stěnové vrstvy (sheath), která zásadně ovlivňuje měření zapuštěnými (flush mounted) a kolejnicovými (rail) sondami.

1.1 Termonukleární fúze

Termonukleární fúze je definována jako jaderná reakce mezi lehkými atomovými jádry, při které se uvolňuje energie. Uvolňováním energie zde rozumíme pokles klidové hmotnosti soustavy. Nejnadějnější a nejdosažitelnější reakcí, která bude užívána v termonukleárních reaktorech je reakce D-T:



Výhodou této reakce je produkce energetických neutronů, které zajišťují objemovou depozici energie. Díky této vlastnosti budou komponenty čelící plazmatu méně zatíženy tepelnými toky. Na druhou stranu tento intenzivní tok neutronů bude vytvářet indukovanou aktivitu a tím bude docházet k zkřehnutí a natékání materiálů. Pro dosažení termonukleární fúze je potřeba splnění takzvaného Lawsonova kritéria:

$$n\tau_E \geq \frac{12k_B T}{\langle \sigma v \rangle E_i}, \quad (1.2)$$

kde k_B je Boltzmannova konstanta, $\langle \sigma v \rangle$ je reaktivita a E_i část energie, která vzniká a zůstává v plazmatu při jedné reakci. Jedná se o nerovnost mezi součinem hustoty plazmatu n a doby udržení τ_E a mezi funkcí teploty $f(T)$. Existuje celá řada způsobů, jak této podmínky dosáhnout. Jednou z možností je inerciální fúze, při které je dosahováno vysokých hustot plazmatu, ale velmi krátkých dob udržení. Druhou možností je magnetické udržení, při kterém je plazma udržováno pomocí magnetického toroidálního pole tvořeného vnějšími cívkami a magnetickým poloidálním polem, které je tvořeno především proudem plazmatem.

Je zřejmé, že pro magnetické udržení bude potřeba dosáhnout teplot 10–20 keV nebo 100 – 200 · 10⁶ K. Při takových teplotách se hmota uvnitř reaktorů nachází v podobě plazmatu. [5, 6]

1.2 Plazma

Plazma je čtvrtým skupenstvím hmoty, které můžeme definovat jako kvazineutrální systém nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování. Vzniká ionizací plynů vlivem záření, srážkami v elektrickém poli a nebo zahřátím. Kvazineutralitou se rozumí, že přestože je plazma tvořeno elektricky nabitými částicemi, tak v objemech větších, než objem daný charakteristickým rozměrem, je plazma veskrze neutrální. Plyn v termodynamické rovnováze má pro jednorozměrný případ Maxwell-Boltzmannovo rozdělení:

$$f(u) = n \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mu^2}{2k_B T}\right), \quad (1.3)$$

kde u je rychlost a m hmotnost částic, n hustota plynu a T je teplota, která charakterizuje šířku rozdělovací funkce. Protože ionty a elektrony mohou mít různá Maxwell-Boltzmannova rozdělení, ionty a elektrony mají i různé teploty T_i a T_e . Množství srážek mezi dvěma různými ionty nebo elektrony je větší, než mezi oběma druhy. Každý druh částice dospěje k vlastní termální rovnováze. Je třeba poznamenat, že v této práci bude nadále teplota vyjadřována pouze v jednotkách elektronvolt: $1 \text{ eV} = 11604 \text{ K}$, kde nebude uváděna Boltzmannova konstanta.

Elektricky nabitě částice o náboji q se budou v magnetickém poli B pohybovat po kružnici, obecně po šroubovici. Tento pohyb nazveme Larmorovou rotací. Rotace bude probíhat v takovém směru, že magnetické pole tímto pohybem vytvořené bude mít opačný směr, než magnetické pole vnější. Larmorova rotace bude probíhat s poloměrem r_l daným vztahem:

$$r_l = \frac{mv_{\perp}}{|q|B}, \quad (1.4)$$

kde m je hmotnost částice a v_{\perp} je složka rychlosti částice kolmá k vektoru magnetické indukce. Je zřejmé, že elektrony s nižší hmotností budou mít Larmorův poloměr menší, než ionty a proto se budou v silném magnetickém poli pohybovat téměř po přímkách. [7]

1.3 Debyeovo stínění

Jednou z vlastností plazmatu je schopnost odstínit elektrický potenciál uvnitř něj. Pro následující popis Langmuirovy a rail sondy je pochopení tohoto jevu klíčové. Uvažován je záporně nabitý objekt (například Langmuirova sonda) v chladném plazmatu bez tepelného pohybu. Takový objekt bude přitahovat částice plazmatu opačného náboje a vytvoří se tak kolem něj oblak iontů. Iontů bude v oblaku přesně takové množství jako je elektronů ve zkoumaném objektu. Elektrické pole objektu (sondy) bude obklopujícím oblakem dokonale odstíněno a nebude zasahovat do okolního plazmatu.

Skutečné plazma v tokamacích má konečnou teplotu a je třeba proto uvažovat tepelný pohyb částic. Na okraji tohoto stínění je již potenciál objektu nízký. Některé částice zde mají dostatečnou tepelnou energii na to, aby unikly z dosahu působení objektu. Okraj stínícího oblaku je tedy určen podmínkou rovnosti tepelné energie částic a potenciální energie dané zkoumaným objektem. Takovéto stínění nebude dokonalé, jistý potenciál bude i tak pronikat do okolního plazmatu. [7]

Pokud budeme uvažovat nehybný kladně nabitý náboj, lze odvodit tloušťku této stínící vrstvy. Náboj bude odpuzovat ostatní ionty a přitahovat elektrony. Rozložení hustoty v okolí náboje bude pro ionty n_i a elektrony n_e dáno:

$$n_{i,e} = n_\infty \exp\left(\mp \frac{\phi}{T_{i,e}}\right), \quad (1.5)$$

kde každá hustota v dostatečné vzdálenosti přejde v n_∞ a ϕ je potenciál. Následně lze získat Debyeovu délku pro elektronové λ_e a iontové λ_i stínění ve tvaru:

$$\lambda_{i,e} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 T_{i,e}}{n_\infty e}} \quad (1.6)$$

pro případ jednou ionizovaných atomů a kde ε_0 je permitivita vakua. Celková Debyeova délka λ_D , která vyjadřuje tloušťku stínící vrstvy se určí jako součet:

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_e^2} + \frac{1}{\lambda_i^2}. \quad (1.7)$$

Tato veličina vyjadřuje vzdálenost, na kterou poklesne potenciál ϕ vlivem stínění o $\frac{1}{e}$ oproti hodnotě ve vakuu. S rostoucí hustotou plazmatu roste schopnost odstínit náboj a tudíž klesá Debyeova vzdálenost. Jak teplota částic v okolí roste, dostávají se dále od náboje a tím roste i Debyeova délka. Protože elektrony jsou mnohem pohyblivější než ionty, elektronové stínění většinou převládá nad iontovým. [8]

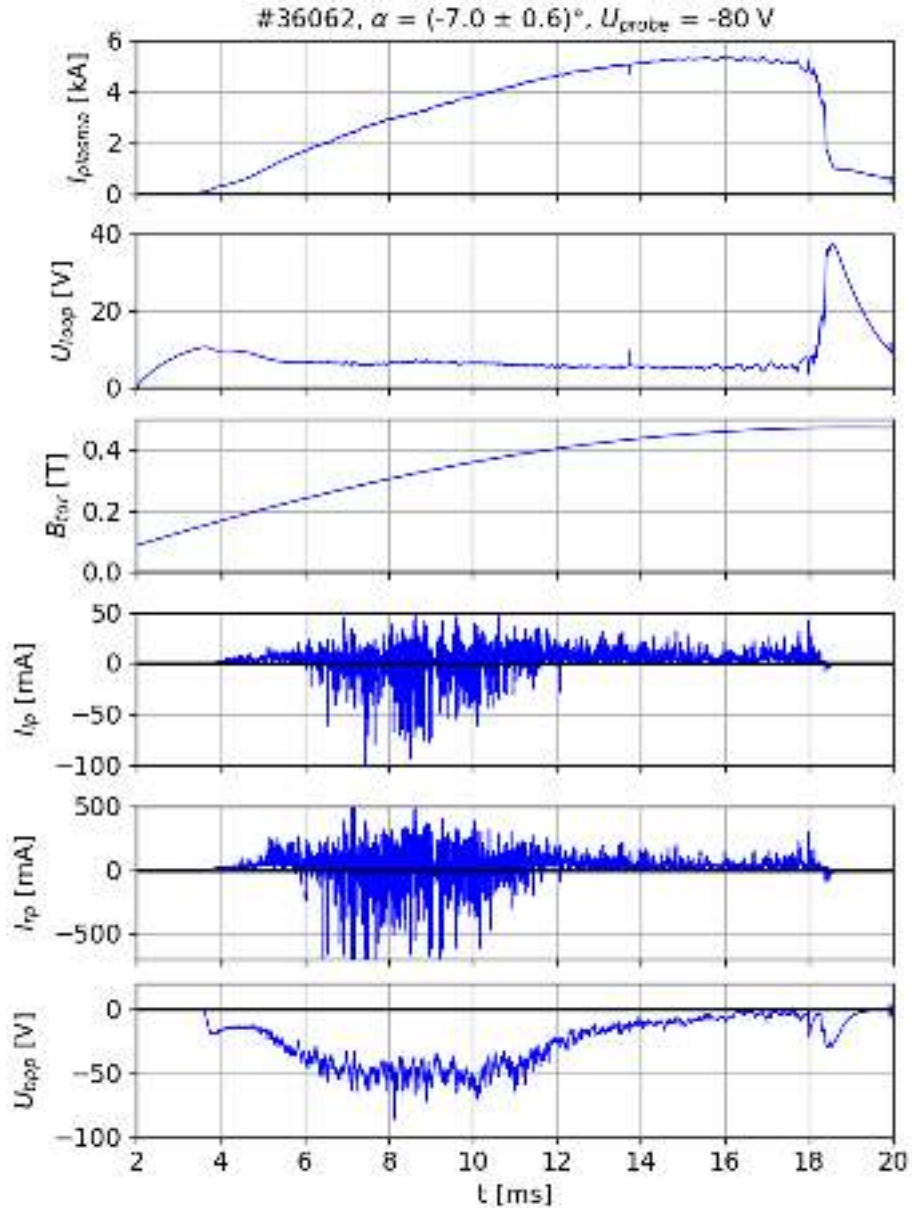
1.4 Tokamak GOLEM

Nejnadějnější zařízení, které by v budoucnu mohlo sloužit jako fúzní elektrárna, je tokamak. Základní charakteristikou tokamaku je toroidální symetrie a silné toroidální magnetické pole. Dále nesmí chybět indukovaný elektrický proud plazmatem, který vytváří poloidální magnetické pole a zajišťuje část ohřevu plazmatu. Průřez komorou tokamaku může mít buď tvar kruhový, a nebo složitější, například průřez tvaru písmena D. S rostoucí vzdáleností od hlavní osy magnetické toroidální pole klesá. Rozlišujeme tedy takzvanou high field side (HFS) a low field side (LFS), která se nachází na straně vzdálené od hlavní osy se slabším magnetickým polem.

Tokamak GOLEM je nejmenším a nejstarším tokamakem na světě. Jeho hlavní poloměr komory je roven $R = 400$ mm, vedlejší poloměr $r = 100$ mm a poloměr plazmatu, který je daný limiterem je $r = 85$ mm. Pro měření s rail sondou a dosažení maximálního možného magnetického pole byl navýšen počet kondenzátorů napájecích cívky toroidálního magnetického pole z $5 \times 13,5$ mF na $10 \times 13,5$ mF. Díky tomu je možné dosáhnout hodnot až $B_{tor} = 0,55$ T. Obvyklé hodnoty proudu plazmatem na tokamaku GOLEM nepřesahují 10 kA. Výboje je zde možné provádět s frekvencí jednou za 2 minuty.

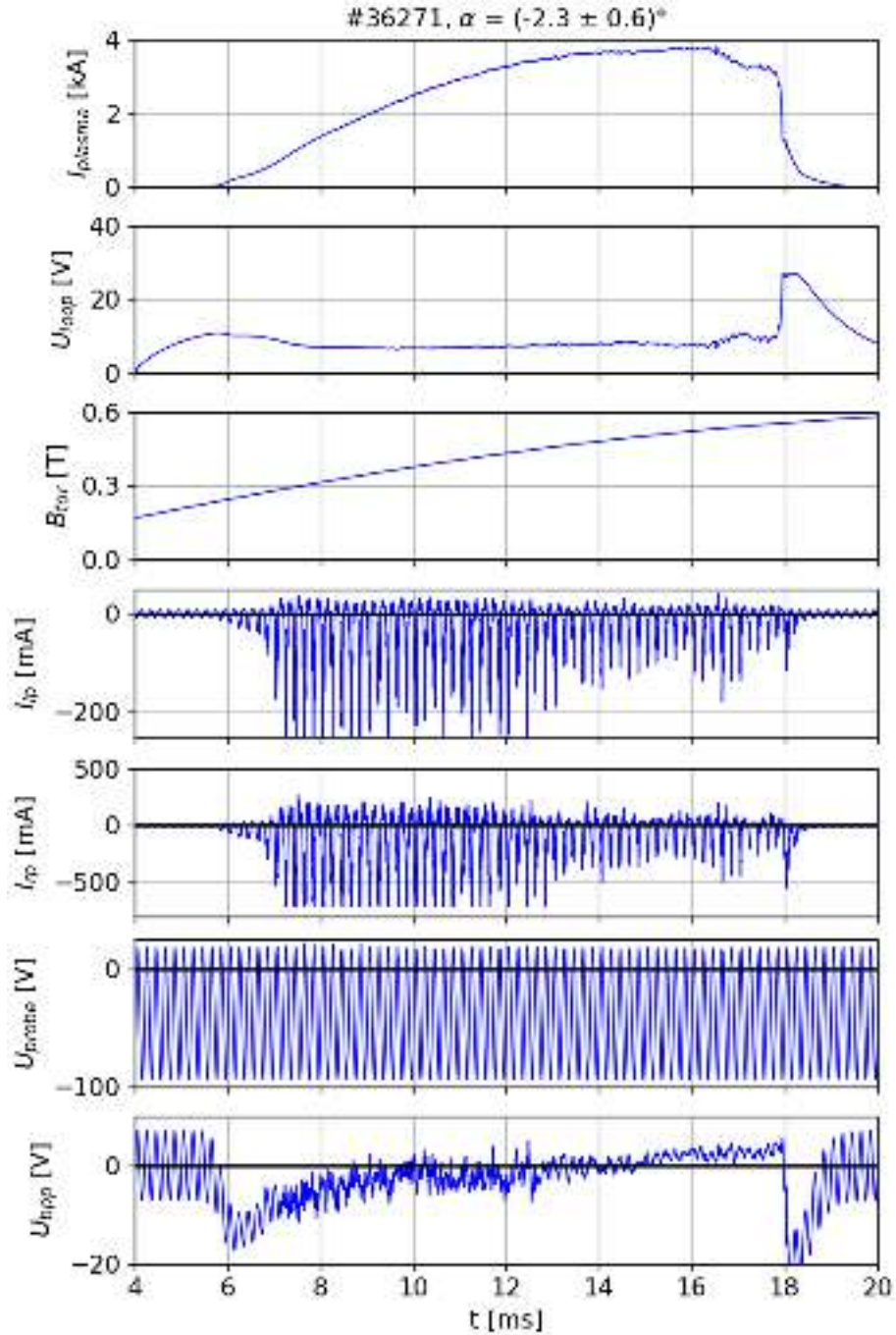
Součástí základní pasivní diagnostiky na tokamaku GOLEM je Rogowského pásek a měření toroidálního elektrického pole, tedy napětí na závit U_{loop} . Z těchto diagnostik je možné získat proud plazmatem I_{plasma} . Další měřenou veličinou je velikost toroidálního magnetického pole B_{tor} . Časové průběhy těchto tří pasivních diagnostik jsou uvedeny v grafech Obr. 1.1 a Obr. 1.2. Kolem 4 ms (v grafu Obr. 1.2 6 ms) je pozorován průraz a vznik plazmatu, následně roste proud plazmatem.

Společně s ním roste magnetické pole B_{tor} , které je vytvářeno vybíjejícími se kondenzátory. Kolem 14 ms až 16 ms nastává fáze s konstantním proudem plazmatem. Na průběhu napětí na závit jsou ke konci výboje pozorovány fluktuace.



Obr. 1.1: Raw data pro výboj #36062 s konstantním napětím na sondě $U_{probe} = -80$ V a úhlem náklonu $\alpha = (-7,0 \pm 0,6)^\circ$.

Dále jsou zde uvedeny naměřené signály z rail, Langmuirovy a ball-pen sondy. V grafu Obr. 1.1 je na rail a Langmuirovu sondu přiloženo konstantní napětí $U_{probe} = -80$ V, v grafu Obr. 1.2 je na ně přiloženo rozmítané napětí U_{probe} . Ball-pen sonda je v obou grafech ponechána v plovoucím režimu. Blíže budou tyto aktivní diagnostiky popsány v následujících částech práce.



Obr. 1.2: Raw data pro výboj #36271 s rozmítanými sondami a úhlem náklonu hlavice $\alpha = (-2,3 \pm 0,6)^\circ$.

Safety faktor q je číslo, které vyjadřuje počet oběhů magnetické siločáry v toroidálním směru potřebný k vykonání jednoho oběhu ve směru poloidálním. Pro tokamaky s kruhovým průřezem plazmatu jako je například GOLEM platí pro safety factor q :

$$q = \frac{B_{tor}}{R} \frac{r}{B_{pol}}, \quad (1.8)$$

kde r je malý poloměr plazmatu a R je velký poloměr zařízení. Velikost magnetického toroidálního pole B_{tor} je známá z diagnostiky magnetického pole a

magnetické poloidální pole B_{pol} bude odhadnuto z proudu plazmatem I_{plasma} na základě vztahu odvozeného z Ampérova zákona:

$$B_{pol} = \frac{\mu_0 I_{plasma}}{2\pi r}, \quad (1.9)$$

kde μ_0 je permeabilita vakua. Safety factor hraje velkou roli pro stabilitu a transport částic. [6] Na tokamaku GOLEM pro typické hodnoty při měřeních s rail sondou $B_{tor} = 0,5 \text{ T}$ a $I_{plasma} = 4 \text{ kA}$ vychází safety factor zhruba $q = 11$. Úhel sklonu magnetického toroidálního pole θ je pak dán:

$$\text{tg}(\theta) = \frac{B_{pol}}{B_{tor}}. \quad (1.10)$$

Magnetické siločáry tedy dopadají vůči midplane pod úhlem $\theta = 1^\circ$. Již dopředu je třeba zmínit, že pod tímto úhlem budou z boku dopadat magnetické siločáry rovněž na rail sondu. Tento úhel je ale téměř zanedbatelný a výsledný příspěvek daný tímto úhlem dopadu není potřeba dále uvažovat. Stejného závěru dospěli autoři článku [4].

1.5 Langmuirova sonda

Langmuirova sonda je jedna z nejjednodušších, nejlevnějších a nejstarších druhů diagnostik plazmatu. Jednoduchá varianta Langmuirovy sondy je tvořena tenkým drátkem o průměru několika milimetrů, který je vložen do plazmatu. Protože se sonda přímo plazmatu dotýká, dopadá na ni tepelný tok. V případě příliš vysokého tepelného toku bude sonda trvale poškozena. Z tohoto důvodu je funkce Langmuirovy sondy omezena pouze na studium okrajového plazmatu. Díky svým malým a dobře definovaným rozměrům Langmuirova sonda disponuje velkým prostorovým rozlišením, díky čemuž vidí jednotlivé fluktuace, což je její výhodou. Nevýhodou je naopak obtížnost interpretace jejích výsledků, jelikož je nutné znát souvislost s nefluktuujícím plazmatem.

Langmuirova sonda je takzvanou elektrickou sondou. Hlavní měřenou veličinou je celkový proud sondou protékající. Langmuirova sonda funguje buď v takzvaném plovoucím režimu a nebo je na ni přikládáno napětí vůči komoře tokamaku. Přiložené napětí na sondu může být konstantní a nebo proměnné. V druhém případě hovoříme o rozmítané Langmuirově sondě.

Uvažována je nejprve takzvaná plovoucí Langmuirova sonda, skrze kterou neprotéká žádný proud. Díky nižší hmotnosti mají elektrony v plazmatu vyšší pohyblivost. Proud elektronů dopadající na sondu bude vyšší než tok iontů. Na sondě se vytvoří určitý záporný potenciál U_{fl} , který způsobí, že se sonda bude nacházet v dynamické rovnováze a tok iontů a elektronů se vyrovná. [9, 10] Potenciál se následně vyrovná na plovoucí napětí $U_{fl} = U_{fl}^{lp}$ dané vztahem:

$$U_{fl}^{lp} = \Phi - T_e \cdot \alpha^{lp}, \quad (1.11)$$

kde Φ představuje potenciál neporušeného plazmatu. Potenciál plazmatu vůči plovoucímu potenciálu je kladný opět z důvodu pohyblivějších elektronů. Pro konstantu α^{lp} platí:

$$\alpha^{lp} = \ln \left(\frac{I_{sat}^-}{I_{sat}^+} \right), \quad (1.12)$$

kde I_{sat}^- je elektronový nasycený proud a I_{sat}^+ iontový nasycený proud. [11] Nyní uvažujme Langmuirovu sondu, na kterou bylo přiloženo konstantní vysoké záporné napětí. Taková sonda bude přitahovat kladně nabitě ionty a odpuzovat záporné elektrony. Na sondu dopadnou pouze ty elektrony, jejichž kinetická energie bude vyšší, než potenciálová bariéra:

$$U(x) - U(0) \ll T_e \quad (1.13)$$

Pro vysoké záporné napětí $U_{fl} - U \gg T_e$ bude proud na sondě daný pouze ionty. Opět jsou všechny teploty uvedeny v jednotkách elektronvolt. Výsledný iontový nasycený proud I_{sat}^+ na Langmuirově sondě je dán vztahem:

$$I_{sat}^+ = A n_i c_s = A J_{sat}^+, \quad (1.14)$$

kde A je plocha sondy, J_{sat}^+ plošná hustota iontového nasyceného proudu I_{sat}^+ , n_i iontová hustota a c_s je iontozvuková rychlost, kterou lze určit ze vztahu:

$$c_s = \sqrt{\frac{e \cdot (T_e + T_i)}{m_i}}. \quad (1.15)$$

Obdobně lze měřit proud s vysokým kladným napětím. Jednalo by se o elektronový nasycený proud I_{sat}^- , který není v termálním plazmatu možné měřit pomocí klasické Langmuirovy sondy a to z důvodu vysokých tepelných toků a proudů, jenž jsou dány již zmíněnou vysokou pohyblivostí elektronů. [10]

Pokud budeme měřit proud na Langmuirově sondě v závislosti na napětí na sondě vůči komoře tokamaku, získáme takzvanou volt-ampérovou charakteristiku. Ta se skládá z iontové a elektronové větve, tj. měření je součet elektronového a iontového proudu $I = I_e + I_i$, jejichž poměr závisí na napětí na sondě. Pro napětí vyšší, než kladný potenciál plazmatu Φ bude převládat elektronový proud I_e dle:

$$I_e(U) = \begin{cases} -I_{sat}^- \exp\left(\frac{U-\Phi}{T_e}\right), & U \leq \Phi \\ -I_{sat}^-, & U > \Phi \end{cases} \quad (1.16)$$

a pro vysoká záporná napětí bude převládat konstantní iontový satureovaný proud I_{sat}^+ daný příspěvkem iontové větve I_i :

$$I_i(U) = \begin{cases} I_{sat}^+ \exp\left(\frac{\Phi-U}{T_i}\right), & U \geq \Phi \\ I_{sat}^+, & U < \Phi \end{cases} \quad (1.17)$$

Výsledná volt-ampérová charakteristika (viz Obr. 1.3) bude nesymetrická s průsečíkem s osou x v plovoucím potenciálu U_{fl} a s vyšším elektronovým proudem:

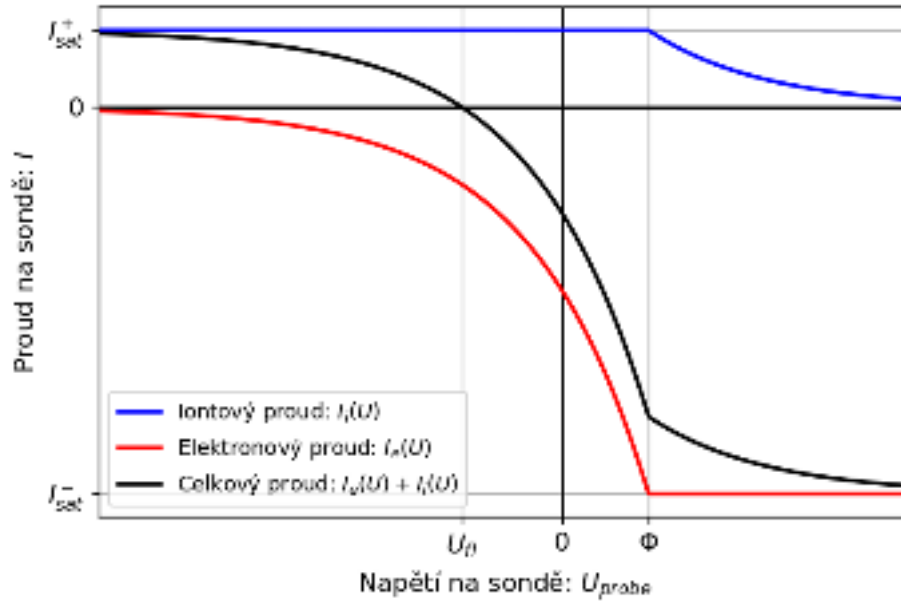
$$I_{sat}^- \approx 15 \cdot I_{sat}^+ \quad (1.18)$$

pro magnetizované plazma. [9, 12] Z iontové větve této volt-ampérové charakteristiky je možné určit parametry plazmatu fitováním takzvaným tříparametrovým fitem:

$$I(U) = I_{sat}^+ \left(1 - \exp\left(\frac{U - U_{fl}}{T_e}\right)\right), \quad (1.19)$$

pro napětí na sondě vyhovující podmínce $U < \Phi$. [12, 13] Z důvodu vlivu silného magnetického pole na elektronový proud je běžně používána podmínka $U < U_{fl}$.

Touto podmínkou je odstraněna velká část elektronové větve, která je magnetickým polem znatelně potlačena. Pro napětí pod plovoucím potenciálem by toto potlačení elektronového proudu nemělo být přítomno. Při fitování části charakteristiky pro $U > U_{fl}$ je získaná elektronová teplota T_e z fitu Rov. 1.19 příliš vysoká, zatímco pro $U < U_{fl}$ lze získat spolehlivé výsledky. [14, 15, 16] Pro měření s rail sondou bude maximální použité magnetické pole $B_{tor} = 0,55 \text{ T}$, při kterém by tento jev neměl hrát důležitou roli. Očekávaný poměr iontového a elektronového proudu na tokamaku GOLEM je vyjádřen v Rov. 1.18. Z důvodu malého počtu bodů ve volt-ampérových charakteristikách z měření s rail sondou budou fitovány body vyhovující podmínce $I(U) > -3 \cdot I_{sat}^+$.



Obr. 1.3: Volt-ampérová charakteristika se skládá z iontové a elektronové větve.

Z tříparametrového fitu lze určit iontový satureovaný proud I_{sat}^+ , plovoucí potenciál U_{fl} a elektronovou teplotu T_e . [3, 9, 14, 17] Z Rov. 1.14 lze z iontového nasyceného proudu získat hustotu iontového nasyceného proudu J_{sat}^+ a za podmínky $T_i = T_e$ i hustotu neporušeného plazmatu n_∞ :

$$n_\infty = \frac{2 \cdot J_{sat}^+}{e \cdot c_s}. \quad (1.20)$$

Z hustoty n_∞ lze dále určit tok částic Γ dopadající na sondu:

$$\Gamma = \frac{n_\infty c_s}{2} \quad (1.21)$$

a z tohoto toku částic následně vypočítat tepelný tok podél magnetických siločar, tedy paralelní tepelný tok $q_{||}$:

$$q_{||} = \gamma e T_e \Gamma = \gamma T_e J_{sat}^+, \quad (1.22)$$

kde γ je součinitel prostupu tepla stěnovou vrstvou, který je dle [10] za podmínky $T_e = T_i$ roven $\gamma = 7$. [10, 18, 19] Plocha Langmuirovy sondy použitá

pro měření na tokamaku GOLEM byla vypočítána jako dvojnásobek její projekční plochy:

$$A_{lp} = 2hd = 2 \cdot 1,4 \text{ mm} \cdot 1,1 \text{ mm} = 3,08 \text{ mm}, \quad (1.23)$$

kde $h = 1,4 \text{ mm}$ je výška Langmuirovy sondy a $d = 1,1 \text{ mm}$ je její průměr. Stejný přístup byl zvolen v článku [20] při měření s tunelovou a Langmuirovou sondou o průměru $0,7 \text{ mm}$ na tokamaku CASTOR. Magnetické pole $B_{tor} \approx 0,5 \text{ T}$ je již dostatečně vysoké na to, aby ionty a elektrony dopadaly na sondu po magnetických siločárách.

1.6 Ball-pen sonda

Ball-pen sonda [11] je druh elektrické sondy, díky které lze měřit potenciál plazmatu přímo. Skládá se z kolektoru z vodivého materiálu, který je zasunutý uvnitř válcové dutiny z dielektrika, které zde slouží jako stínění. V případě hlavice s rail sondou na tokamaku GOLEM byl použit nitrid boritý a sonda kruhového průřezu o průměru 4 mm a hloubky zasunutí 2 mm . Pro ball-pen sondu platí stejně jako pro Langmuirovu sondu Rov. 1.24, tedy plovoucí potenciál U_{fl}^{bpp} je závislý na poměru elektronového saturovaného proudu I_{sat}^- a iontového saturovaného proudu I_{sat}^+ ball-pen sondy:

$$U_{fl}^{bpp} = \Phi - T_e \cdot \alpha^{bpp} = \Phi - T_e \cdot \ln \left(\frac{I_{sat}^-}{I_{sat}^+} \right). \quad (1.24)$$

Protože v magnetizovaném plazmatu se ionty a elektrony pohybují po šroubovicích o poloměru daným Rov. 1.4, tento poměr by měl být závislý na hloubce zasunutí kolektoru ball-pen sondy. Ionty s velkým Larmorovým poloměrem by neměly mít problém dostat se dovnitř dutiny na kolektor ball-pen sondy, zatímco elektrony, které se pohybují téměř po siločárách by se dovnitř dostat neměly. Teoreticky by měla existovat hloubka zasunutí kolektoru ball-pen sondy, při které by mělo platit: $I_{sat}^+ = I_{sat}^-$ a díky tomu by se na základě Rov. 1.24 měl plovoucí potenciál rovnat potenciálu plazmatu: $U_{fl}^{bpp} = \Phi$.

Ve skutečnosti se ukazuje, že proud elektronů na kolektor je vždy větší, než tok iontů. Poměr nasycených proudů pro libovolnou hloubku zasunutí vždy lehce převyšuje hodnotu jedna:

$$\frac{I_{sat}^-}{I_{sat}^+} \cong 1. \quad (1.25)$$

Zároveň platí, že plovoucí potenciál ball-pen sondy U_{fl}^{bpp} od určité hodnoty nezávisí na hloubce kolektoru. Výsledkem je, že U_{fl}^{bpp} se rovná potenciálu plazmatu Φ a to bez nutnosti hledání správné polohy kolektoru. Rozdíl plovoucího potenciálu ball-pen sondy U_{fl}^{bpp} a Langmuirovy sondy U_{fl}^{lp} udává násobek elektronové teploty T_e :

$$T_e = \frac{U_{fl}^{bpp} - U_{fl}^{lp}}{\alpha^{lp} - \alpha^{bpp}}. \quad (1.26)$$

Rozdíl ve jmenovateli $\alpha = \alpha^{lp} - \alpha^{bpp}$ byl na tokamaku GOLEM v práci [21] nalezen empiricky s výsledkem:

$$\alpha = 1,89 \cdot B_{tor} + 1,85 \quad (1.27)$$

Hlavní výhodou měření elektronové teploty pomocí ball-pen sondy je jednoduché zpracování dat, při kterém není potřeba fitování volt-ampérových charakteristik. Další výhodou je schopnost ball-pen sondy přežít vysoké tepelné toky díky jejímu zapuštění do divertoru. [11, 12]

1.7 Stěnová vrstva

Výsledný iontový satureovaný proud I_{sat}^+ je dán rovnicí Rov. 1.14 a závisí na sběrné ploše sondy A , která se ovšem obecně nerovná geometrické ploše sondy. V tomto případě se hovoří o jevu známém jako stěnová vrstva, anglicky *sheath*.

Plazma bude umístěné v komoře tokamaku, pro které v dostatečné vzdálenosti od komory platí $n_i \approx n_e$. Elektrony s vyšší pohyblivostí budou opouštět plazma a narážet do stěny. Komora tokamaku se nabije na záporný a plazma na kladný potenciál. Kolem povrchu stěny se vytvoří stěnová vrstva o tloušťce několika Debyeových délek λ_D , která bude zabránovat prostupu potenciálu do plazmatu. V této stěnové vrstvě bude platit nerovnost $n_i > n_e$. Stěnová vrstva vytváří potenciálovou bariéru takovou, aby se tok iontů a elektronů dopadajících na stěnu vyrovnal. [7] Za touto stěnovou vrstvou *sheath* se nachází druhá vrstva nazývaná před-stěnová vrstva, anglicky *pre-sheath*. V oblasti přechodu mezi stěnovou vrstvou a před-stěnovou bude pro plazma s nenulovou iontovou teplotou $T_i > 0$ potenciál U_s roven:

$$U_s \approx -0,7 \cdot T_e. \quad (1.28)$$

Potenciál v před-stěnové vrstvě stále nebude roven potenciálu v neporušeném plazmatu, tj. $U < \Phi$, plazma zde již ale bude kvazineutrální. [10, 12]

Důležitým důsledkem pro měření s Langmuirovými sondami je fakt, že sonda sbírá proud i touto stěnovou vrstvou. Pro sondy velkých rozměrů je možné stěnovou vrstvu zanedbat a jako sběrnou plochu A zvolit její geometrickou plochu. To je možné provést pro klasické Langmuirovy sondy tvořené drátkem, ale jak se v další části textu ukáže, existuje typ zapuštěných sond, pro které není možné tuto aproximaci provést bez větších komplikací. Dalším problémem je, že tento přístup nebere v úvahu závislost výšky této stěnové vrstvy na potenciálu sondy. Při odběru iontového nasyceného proudu je pozorován jeho nárůst s klesajícím napětím na sondě. Důvodem je právě rostoucí výška stěnové vrstvy x_s a tedy zvětšující se sběrná plocha sondy, což je vidět v Rov. 1.14.

Výška stěnové vrstvy x_s bude teoreticky určena na základě Child-Langmuirova zákona [4, 7], který popisuje hustotu proudu iontů J ve stěnové vrstvě:

$$J = \frac{4}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{\varepsilon_0}{x_s^2} |\Delta U|^{3/2}, \quad (1.29)$$

kde x_s je tloušťka stěnové vrstvy a ΔU je rozdíl napětí na stěnové vrstvě. Po dosazení $J = en_e c_s$ lze získat výraz:

$$x_s = c\lambda_D \left(\frac{\Delta U}{T_e} \right)^{3/4}, \quad (1.30)$$

kde c je konstanta. [4] Jak již bylo zmíněno, expanze stěnové vrstvy na Langmuirově sondě je pozorována ve volt-ampérové charakteristice jako nárůst proudu s klesajícím napětím na sondě. V případě zapuštěných sond bude sběrná plocha růst se zvětšující se výškou x_s , tedy s faktorem $U^{3/4}$. Tento nárůst je potřeba zahrnout do tříparametrového fitu Rov. 1.19, který špatně popisuje výslednou volt-ampérovou charakteristiku. Ukazuje se, že je možné tuto závislost expanzního efektu aproximovat lineární závislostí na napětí na sondě U . Tím vzniká takzvaný čtyřparametrový fit [15]:

$$I(U) = I_{sat}^+ \left(1 - \exp \left(\frac{U - U_{fl}}{T_e} \right) \right) + \left(\frac{\Delta I}{\Delta V} \right) (U - U_{fl}), \quad (1.31)$$

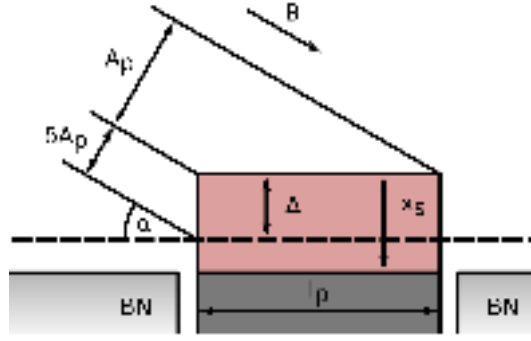
kde parametr $\frac{\Delta I}{\Delta V}$ vyjadřuje expanzi stěnové vrstvy. Jak je možné vidět z Obr. 1.5, toto zjednodušení je možné provést bez větších dopadů na schopnost čtyřparametrového fitu popsat expanzi stěnové vrstvy. [9, 17]

1.8 Rovinné zapuštěné sondy

Použití klasické Langmuirovy sondy na velkých zařízeních typu tokamak je limitováno schopností sondy vydržet vysoké tepelné toky. Například na tokamaku ITER se předpokládá s kolmou složkou tepelného toku $q_{\perp} = 10 \text{ MWm}^{-2}$ ve špičce pro L-mod, na plánovaném tokamaku COMPASS-U bude tepelný tok na divertor dokonce až $q_{\perp} = 20 \text{ MWm}^{-2}$. [19] Pokud bude sonda zapuštěna do povrchu divertoru, minimalizuje se tím příspěvek rovnoběžné složky tepelného toku. Taková sonda se nazývá zapuštěná sonda, v angličtině *flush mounted* sonda a jedná se o běžně užívaný typ na velkých tokamacích po celém světě. [4, 22] Například na divertoru tokamaku ITER bude použita zapuštěná sonda o průměru 2 mm. [2] Díky této úpravě bude sonda odolávat tepelným tokům tak dlouho, dokud bude odolávat samotný divertor. Pro ideální sondu platí, že pod čím nižším úhlem budou dopadat magnetické siločáry na sondu, tím nižší bude rovnoběžná složka tepelného toku.

Bohužel, přítomná expanze stěnové vrstvy způsobuje, že interpretace dat z takové sondy je velmi náročná. Velikost příspěvku sběrné plochy dané stěnovou vrstvou je v porovnání s příspěvkem projekční plochy sondy příliš vysoký. Lineární nárůst ve volt-ampérové charakteristice je značný a je nezbytné použít čtyřparametrový fit. Dále není možné přesně určit velikost sběrné plochy dané tímto expanzním efektem. To komplikuje situaci při určení plošné hustoty iontového nasyceného proudu J_{sat}^+ . Celá situace je znázorněná v Obr. 1.4. [4]

Tyto komplikace je možné potlačit prodloužením zapuštěné (*flush mounted*) sondy ve směru toroidálního, tedy ve směru magnetických siločar. Takto upravenou sondu nazýváme kolejnicovou (*rail*) sondou pro kterou označíme její délku l_p a šířku w_p . Dále bude používán pouze anglický název *rail sonda*. Prodloužením sondy v toroidálním směru zvětšíme její projekční plochu A_p . Cílem je, aby projekční plocha *rail* sondy byla násobně větší, než sběrná plocha daná stěnovou vrstvou δA_p . Pro následující analýzu *rail* sondy, již popsanou v [3, 4], je uvažován jednoduchý model,



Obr. 1.4: Projekční plocha rail sondy A_p společně s příspěvkem δA_p daným stěnovou vrstvou o tloušťce x_s . Vrstva Δ je část stěnové vrstvy nad stíněním okolního materiálu.

kde stěnová vrstva má tvar kvádru jehož podstavu tvoří povrch rail sondy a jehož výška je x_s tak, jak je prezentováno v Obr. 1.4. Je důležité zdůraznit, že se jedná o případ silně magnetizovaného plazmatu, kde částice dopadají na povrch sondy po přímkách. Dále se zanedbává sběr částic z boku rail sondy. Tento předpoklad je postavený na již určeném sklonu magnetického pole $\theta = 1^\circ$, který je zanedbatelný. Následující poměr udává relativní chybu způsobenou stěnovou vrstvou:

$$\frac{\delta A_p}{A_p} = \frac{\Delta}{l_p} \cotg(\alpha) < \frac{x_s}{l_p} \cotg(\alpha), \quad (1.32)$$

která byla určena na základě tohoto jednoduchého modelu. První rovnost byla získána z geometrie stěnové vrstvy, druhá byla určena s použitím nerovnosti $\Delta < x_s$. Pro návrh rail sondy na tokamak GOLEM byla zvolena hodnota této relativní chyby jako:

$$\frac{\delta A_p}{A_p} \leq 0,1. \quad (1.33)$$

Výška stěnové vrstvy x_s byla určena na základě Child-Langmuirova zákona:

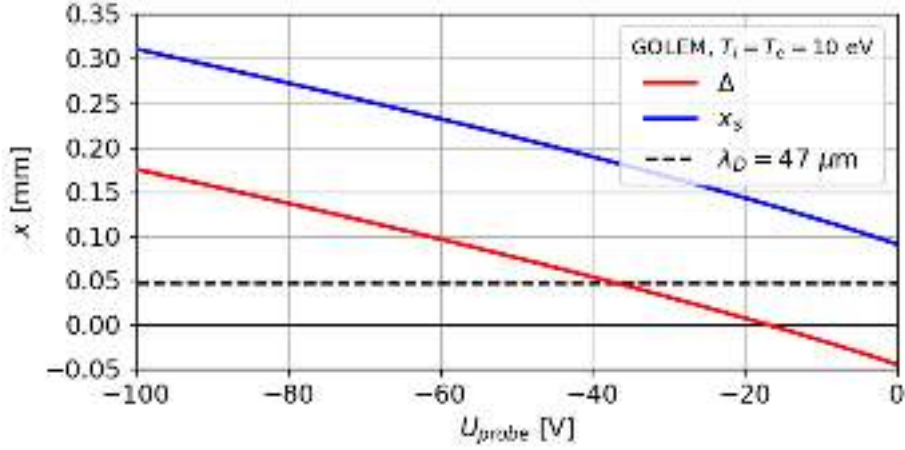
$$x_s = c\lambda_D \left(\frac{\Phi - U}{T_e} \right)^{3/4}, \quad (1.34)$$

kde Φ je potenciál plazmatu, U potenciál rail sondy a c je konstanta dle [15] rovna $c = 1$. Pomocí Child-Langmuirova zákona lze též určit výšku vrstvy Δ nad stíněním okolních povrchů, která se objevuje pro záporná napětí:

$$\Delta = c\lambda_D \left(\frac{1}{T_e} \right)^{3/4} [(\Phi - U)^{3/4} - (\Phi - U_t)^{3/4}], \quad (1.35)$$

kde U_t je potenciál povrchů v okolí sondy. V případě uzemněného divertoru bude platit $U_t = 0$, pro případ keramické izolace se předpokládá, že tento potenciál bude roven plovoucímu potenciálu $U_t = U_{fl}$. [17]

Pro plazma na tokamaku GOLEM o parametrech $T_i = T_e = 10 \text{ eV}$ a $n_\infty = 2,5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ vychází Debyeova délka $\lambda_D = 47 \mu\text{m}$. Dle Rov. 1.34 byla pro napětí na sondě $U = -100 \text{ V}$ a potenciál plazmatu $\Phi = 24 \text{ V}$ určena výška stěnové vrstvy jako $x_s = 0,31 \text{ mm}$. Z Rov. 1.35 byla pro $U_t = -17 \text{ V}$ určena výška



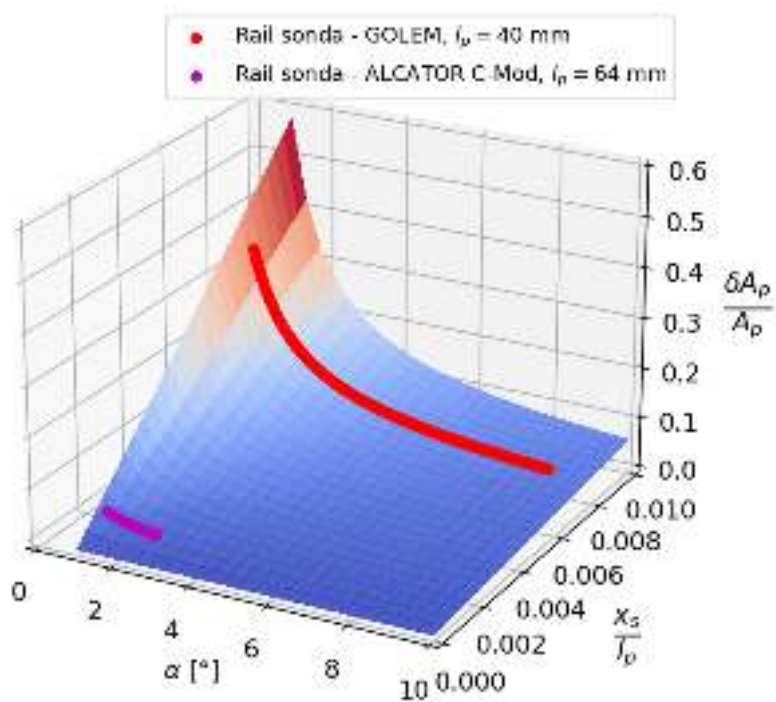
Obr. 1.5: Celkové srovnání výšek vrstev x_s , Δ a vrstvy dané Debyeovou délkou λ_D .

vrstvy $\Delta = 0,17$ mm. Celkové srovnání vrstev x_s a Δ s Debyeovou délkou λ_D je zobrazeno v grafu Obr. 1.5.

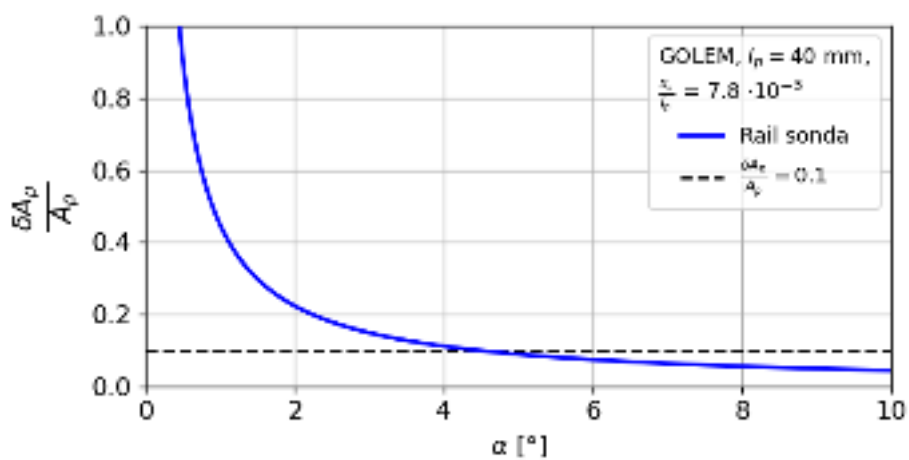
Pro maximální výšku stěnové vrstvy $x_s = 0,31$ mm, úhel náklonu $\alpha = 3^\circ$ a za použití Rov. 1.32 s podmínkou Rov. 1.33 byla určena potřebná délka rail sondy jako $l_p = 60$ mm. Tato délka se blíží použité sondě $l_p = 64$ mm při měřeních na tokamaku Alcator C-Mod ($T_e = 30$ eV, $n_e = 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $U = -150$ V). Pro měření na tokamaku GOLEM byla zvolena délka rail sondy jako $l_p = 40$ mm. Kratší délka sondy byla zvolena z důvodu rozměrů portu komory tokamaku a potřeby snadné instalace rail sondy. Druhým důvodem byla shoda rozměrů s plánovanou rail sondou na budoucím tokamaku COMPASS-U. Projekční plocha rail sondy byla určena jako:

$$A_{rp} = l_p \cdot w \cdot \sin(\alpha) = 40 \text{ mm} \cdot 2 \text{ mm} \cdot \sin(\alpha) = 80 \text{ mm} \cdot \sin(\alpha), \quad (1.36)$$

kde $w = 2$ mm je její šířka a l_p její délka. Relativní chyba v závislosti na úhlu náklonu α a poměru $\frac{x_s}{l_p}$ byla vykreslena v grafu Obr. 1.6. Zároveň byla v tomto grafu zakreslena poloha použité rail sondy na tokamaku GOLEM a Alcator C-Mod. Malá zapuštěná (flush mounted) sonda o průměru pinu $d = 4$ mm na tokamaku GOLEM by se nacházela mimo vykreslenou oblast. V grafu Obr. 1.7 je vykreslena totožná závislost s fixovaným parametrem $\frac{x_s}{l_p}$ pro rail sondu na tokamaku GOLEM. [3, 4]



Obr. 1.6: Relativní chyba v závislosti na úhlu náklonu α a poměru $\frac{x_s}{l_p}$. Zvýrazněny jsou polohy rail sond na tokamacích GOLEM a Alcator C-Mod.



Obr. 1.7: Relativní chyba v závislosti na úhlu náklonu α pro $\frac{x_s}{l_p} = 7,8 \cdot 10^{-3}$

Kapitola 2

Realizace experimentu

Prvním úkolem byl návrh a následná konstrukce manipulátoru s rail sondou. Následující kapitola popisuje cestu od návrhu rail sondy až po funkční výsledek. První část bude omezena na konstrukci manipulátoru schopného naklánění hlavičky sondy a posuvu v radiálním směru. Druhá část se bude věnovat samotné hlavičce rail sondy společně s jednotlivými sondami. Veškeré výkresy byly vytvořeny v CAD aplikaci Autodesk Inventor Professional 2018.

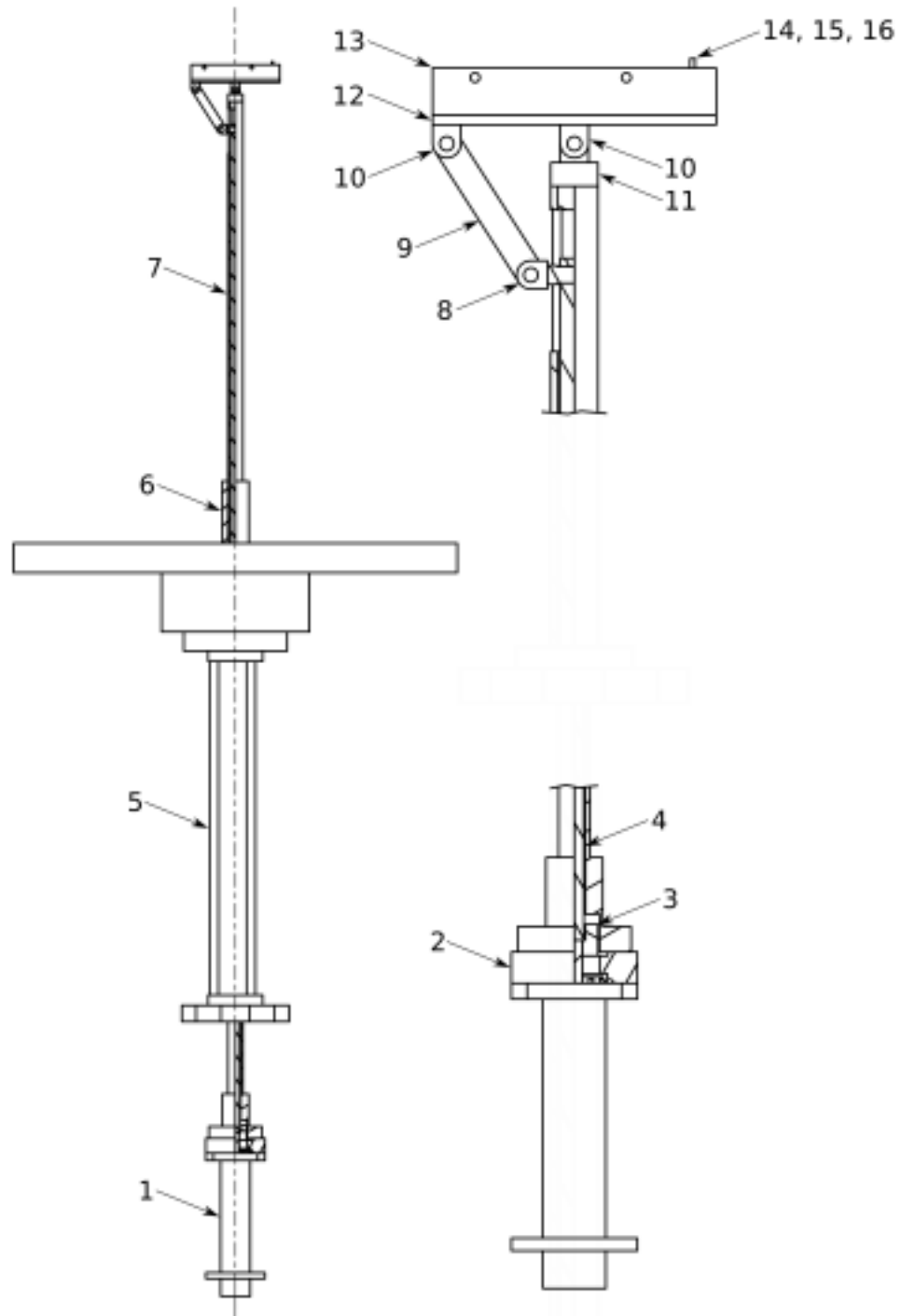
2.1 Manipulátor

Pro potřeby realizace experimentu s rail sondou na tokamaku GOLEM bylo nutné zkonstruovat manipulátor, který bude schopný naklánět rail sondu v rozmezí zhruba deseti stupňů na každou stranu. V článku [3] je uvedeno, že expanzní efekt stěnové vrstvy byl na tokamaku Alcator C-Mod potlačen pro úhel dopadu magnetických siločar $0,5^\circ$ při magnetickém poli 5 T. Je zřejmé, že pro nižší magnetická pole a menší hustotu plazmatu bude situace odlišná a vliv stěnové vrstvy bude potlačen až pro vyšší úhly. To je možné vidět z grafu Obr. 1.7.

Při prvních návrzích manipulátoru rail sondy byly vzneseny obavy, zda pro velké náklony na obě strany nebudou jednotlivé sondy stíněny. Společně s požadavkem na možnost měřit s rail sondou pro oba směry náklonu byl zvolen koncept, kde se osa rotace nachází v prostředku hlavičky. Tím bylo minimalizováno stínění sond a byla zajištěna symetričnost hlavičky. Dalším požadavkem na manipulátor rail sondy byla možnost měnit radiální polohu a to především pro hodnoty v okolí polohy limiteru. Tento požadavek vnášel do konstrukce rail sondy jisté komplikace. Pro nastavení radiální polohy a náklonu sondy bylo potřeba dvou nezávislých posuvů.

Byla zvolena konstrukce tvořená trubkou z nerezové oceli (v Obr. 2.1 označena jako 7), která zajišťovala radiální posuv a fixovala polohu hlavičky sondy. Jejím vnitřkem vedla tyč (ozn. 4) rovněž z nerezové oceli, která zajišťovala náklon hlavičky sondy a spojovala ji s mikroposuvem (ozn. 1). Náklon hlavičky zajistila ojnice (ozn. 9) na jedné straně přichycená kloubem (ozn. 10) k hlavičce sondy, a na straně druhé upevněna skrze šroub k vnitřní tyči (ozn. 8). Tato konstrukce měla velkou výhodu v možnosti využít pouze jednu přírubu, čímž se znatelně zjednodušila instalace sondy. Její sestavení bylo umožněno díky již existujícímu manipulátoru (ozn. 5) z tokamaku CASTOR, který umožňoval posuv v rozpětí 63 mm a který měl dutý profil napříč celým manipulátorem. Pro nastavení náklonu rail sondy sloužil mikromanipulátor s rozpětím posuvu 17 mm, který byl připevněn k pohyblivé části manipulátoru

zajišťující radiální posuv.



Obr. 2.1: Sestava manipulátoru a hlavice rail sondy: 1 - mikromanipulátor, 2 - redukce, 3 - spojka spodní, 4 - tyč, 5 - manipulátor, 6 - spojka vrchní, 7 - trubka, 8 - kloub spodní, 9 - ojnice, 10 - kloub hlavní, 11 - kloub vrchní, 12 - ocelová část hlavice, 13 - BN část hlavice, 14, 15, 16 - rail, Langmuirova a ball-pen sonda.

Výsledný manipulátor umožňuje nastavit povrch rail sondy na radiální polohu $R = 30 \text{ mm}$ až $R = 93 \text{ mm}$. Limiter na tokamaku GOLEM se nachází na radiální poloze $R = 85 \text{ mm}$. Jak vyplývá z následné analýzy popsané dále v tomto textu, hlavici rail sondy bylo možné naklánět v rozmezí úhlů $-11,6^\circ$ až $10,5^\circ$. Manipulátor byl instalován na východním kříži na LFS portu jak je zobrazeno v Obr. 2.2.

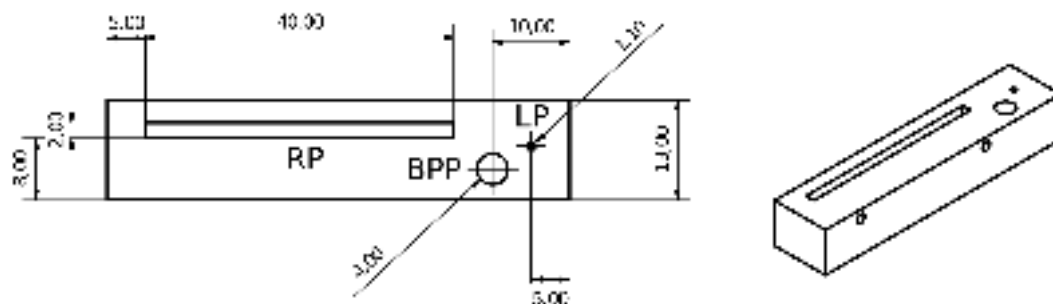


Obr. 2.2: Manipulátor rail sondy instalovaný na LFS tokamaku GOLEM (fotografie nalevo). Hlavice rail sondy uvnitř komory při pohledu z horního portu (fotografie napravo).

2.2 Hlavice sondy

Pro samotné měření bylo potřeba vytvořit hlavici, na které by se nacházela rail sonda společně s Langmuirovou a ball-pen sondou [12]. Cílem bylo napodobit měření provedené na tokamaku Alcator C-Mod [3, 4]. Tyto tři sondy by se měly společně nacházet na jedné hlavici vyrobené z keramického materiálu. Zvolen byl nitrid boritý (BN), který je velmi dobrým izolantem a chemicky stabilním materiálem. Přestože je možné do BN vrtat a vyřezávat závity, je křehký. Hlavice rail sondy byla z tohoto důvodu vyrobena s většími šířkami stěn, aby se minimalizovalo riziko prasknutí materiálu. Pro správnou funkčnost byly sondy umístěny tak, aby se v toroidálním směru nestínily. Rozmístění sond je popsáno v Obr. 2.4 a v Obr. 2.3.

Z nerezové oceli byla vyrobena rail sonda o délce 40 mm a šířce 2 mm, která se svými rozměry shoduje s uvažovanými rail sondami pro tokamak COMPASS-U. Byla zapuštěna do hlavice z BN a přichycena dvěma šrouby. Dále byla doplněna o klasickou Langmuirovu sondu délky 1,4 mm a průměru 1,1 mm, která byla uchycena vyřezaným závitem do BN. Na závěr ji doplnila ball-pen sonda s možností nastavení hloubky kolektoru v rozmezí 1 až 5 mm a průměru 4 mm. Kolektor je tvořen válcem z nerezové oceli s vnějším závitem, v hlavici z nitridu boritého byl vyřezán vnitřní závit se zúžením na konci. Ball-pen sonda je navržena tak, aby ji bylo možné jednoduše předělat na zapuštěnou sondu kruhového průřezu o průměru 4 mm, bez nutných zásahů do hlavice.



Obr. 2.3: Půdorys z výkresu hlavice rail sondy. Umístění rail (RP), Langmuirovy (LP) a ball-pen (BPP) sondy.

Na sondy se připojily koaxiální kabely, které byly svedeny dutým prostorem uvnitř hlavice z nitridu boritého. Vyvedeny byly skrz kruhový otvor v ocelové části hlavice až k přírubě propojující manipulátor s křížem tokamaku. Zde se kabely napojují na průchodku, která je z vnější strany vybavená BNC konektory.



Obr. 2.4: Hlavice rail sondy před instalací na tokamak GOLEM (fotografie nalevo). Odinstalovaná hlavice z tokamaku GOLEM po zhruba 350 výbojích (fotografie napravo).

Kapitola 3

Experimentální výsledky

V rámci této bakalářské práce byly provedeny celkem tři experimentální kampaně s novou hlavicí na tokamaku GOLEM. Na této hlavici se nachází doposud málo otestovaná rail sonda [3, 4], která by mohla v budoucnu plnit roli běžně užívaného sondového měření na většině velkých tokamacích namísto nyní používaných malých zapuštěných (flush mounted) sond. Tato nová rail sonda se vyznačuje schopností přestát vysoké tepelné toky stejně jako v případě zapuštěných sond, ale za zachování přesnosti měření. Hlavním úkolem této práce je provést srovnávací měření elektronové teploty pomocí tří různých metod, tedy klasickou Langmuirovou sondou, novou rail Langmuirovou sondou a kombinovanou ball-pen sondou. Toto srovnání bude sloužit jako hlavní argument pro potvrzení spolehlivosti měření s rail sondou. Dalším cílem této bakalářské práce je nalezení optimálního úhlu, pro který budou volt-ampérové charakteristiky rail a Langmuirovy sondy od sebe nerozlišitelné. Pro následné použití rail sondy je totiž existence takového úhlu nezbytná. Tento úhel byl již nalezen při měření na tokamaku Alcator C-Mod [3] pro podstatně vyšší magnetické pole.

Veškerá naměřená data byla zpracována pomocí skriptovacího programovacího jazyka Python. Použity byly především knihovny *numpy*, *scipy* a *pandas*. Pro vykreslení grafů byla použita knihovna *matplotlib*.

Následující kapitola je rozdělena na šest částí. První podkapitola popisuje postup zpracování raw dat do podoby bez parazitních proudů. Protože každá experimentální kampaň byla provedena s jiným zapojením, postupy pro různé kampaně jsou zpracovány zvlášť. V druhé kapitole je experimentálně určena poloha nulového náklonu z dat všech tří experimentálních kampaní. Kapitola třetí a čtvrtá prezentuje již samotná srovnání volt-ampérových charakteristik a z nich získaných parametrů pro různé náklony hlavice. Analýza je provedena metodou shot-to-shot a rozmítanou sondou. V poslední podkapitole je provedeno srovnání naměřených dat na tokamaku GOLEM s numerickou simulací vytvořenou pro návrh rail sondy pro tokamak COMPASS Upgrade.

| výboj | d [mm] | α [°] | R [mm] | U [V] | R_{lp} [Ω] | R_{rp} [Ω] | T_{cd} [μ s] | p [mPa] |
|--------|----------|--------------|--------|---------|-----------------------|-----------------------|---------------------|-----------|
| #35958 | 15 | 2,2 | 85 | -80 | 4,7 | 4,7 | 2000 | 10 |
| #35959 | 16 | 4,3 | 85 | -80 | 4,7 | 4,7 | 2000 | 10 |
| #35960 | 17 | 6,4 | 85 | -80 | 4,7 | 4,7 | 2000 | 10 |
| #35961 | 14 | -0,1 | 85 | -80 | 4,7 | 4,7 | 2000 | 10 |
| #35962 | 12 | -4,6 | 85 | -80 | 4,7 | 4,7 | 2000 | 10 |
| #35963 | 10 | -9,4 | 85 | -80 | 4,7 | 4,7 | 2000 | 10 |
| #35964 | 19 | 10,5 | 85 | -80 | 4,7 | 4,7 | 2000 | 10 |
| #36040 | 14 | -0,1 | 85 | -20 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36041 | 14 | -0,1 | 85 | -40 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36042 | 14 | -0,1 | 85 | -60 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36043 | 14 | -0,1 | 85 | -80 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36044 | 14 | -0,1 | 85 | -100 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36045 | 14 | -0,1 | 85 | -20 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36046 | 14 | -0,1 | 85 | -10 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36047 | 14 | -0,1 | 85 | 0 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36048 | 14 | -0,1 | 85 | 0 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36049 | 14 | -0,1 | 85 | 10 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36050 | 14 | -0,1 | 85 | 20 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36051 | 12,5 | -3,5 | 85 | 20 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36052 | 12,5 | -3,5 | 85 | 10 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36053 | 12,5 | -3,5 | 85 | 0 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36054 | 12,5 | -3,5 | 85 | 0 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36055 | 12,5 | -3,5 | 85 | -10 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36056 | 12,5 | -3,5 | 85 | -20 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36057 | 12,5 | -3,5 | 85 | -40 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36058 | 12,5 | -3,5 | 85 | -60 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36059 | 12,5 | -3,5 | 85 | -80 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36060 | 12,5 | -3,5 | 85 | -100 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36061 | 11 | -7 | 85 | -100 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36062 | 11 | -7 | 85 | -80 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36063 | 11 | -7 | 85 | -60 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36064 | 11 | -7 | 85 | -40 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36065 | 11 | -7 | 85 | -20 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36066 | 11 | -7 | 85 | -10 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36067 | 11 | -7 | 85 | 0 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36068 | 11 | -7 | 85 | 0 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36069 | 11 | -7 | 85 | 10 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36070 | 11 | -7 | 85 | 20 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36071 | 11 | -7 | 85 | 30 | 27 | 14 | 2000 | 16 |
| #36270 | 15 | 2,2 | 85 | swept | 27 | 14 | 4000 | 16 |
| #36271 | 13 | -2,3 | 85 | swept | 27 | 14 | 4000 | 16 |
| #36272 | 12,5 | -3,5 | 85 | swept | 27 | 14 | 4000 | 16 |
| #36273 | 12 | -4,6 | 85 | swept | 27 | 14 | 4000 | 16 |
| #36274 | 11 | -7 | 85 | swept | 27 | 14 | 4000 | 16 |
| #36275 | 9,1 | -11,6 | 85 | swept | 27 | 14 | 4000 | 16 |
| #36276 | 13,5 | -1,2 | 85 | swept | 27 | 14 | 4000 | 16 |
| #36277 | 14 | -0,1 | 85 | swept | 27 | 14 | 4000 | 16 |

Tab. 3.1: Tabulka všech provedených výbojů s rail sondou na tokamaku GOLEM.

3.1 Předzpracování dat a odstranění parazitních proudů

Signály z jednotlivých sond byly získány přes datový sběr Papouch-Zacek se vzorkovací frekvencí 1 MHz. Data ze všech výbojů se ukládala a jsou dostupná ze serverů tokamaku GOLEM na adrese <http://golem.fjfi.cvut.cz/shots/0/>. Čísla výbojů společně s velikostí nastaveného mikroposuvu d a radiální polohy R jsou vyneseny v tabulce 3.1. Dále je uveden přepočet náklonu ve stupních α , napětí na sondách U , použité odpory pro Langmuirovu R_{lp} a rail sondu R_{rp} , zpoždění T_{cd} elektrického pole $U_{cd} = 450$ V oproti magnetickému poli $U_{bt} = 1200$ V a požadovaný tlak pracovního plynu v komoře p . Při všech výbojích byl použit jako pracovní plyn vodík. Před samotným zpracováním jednotlivých signálů bylo potřeba naměřená data upravit do vyhovující podoby. Postup je detailně popsán v následující části.

Předzpracování dat s konstantním napětím

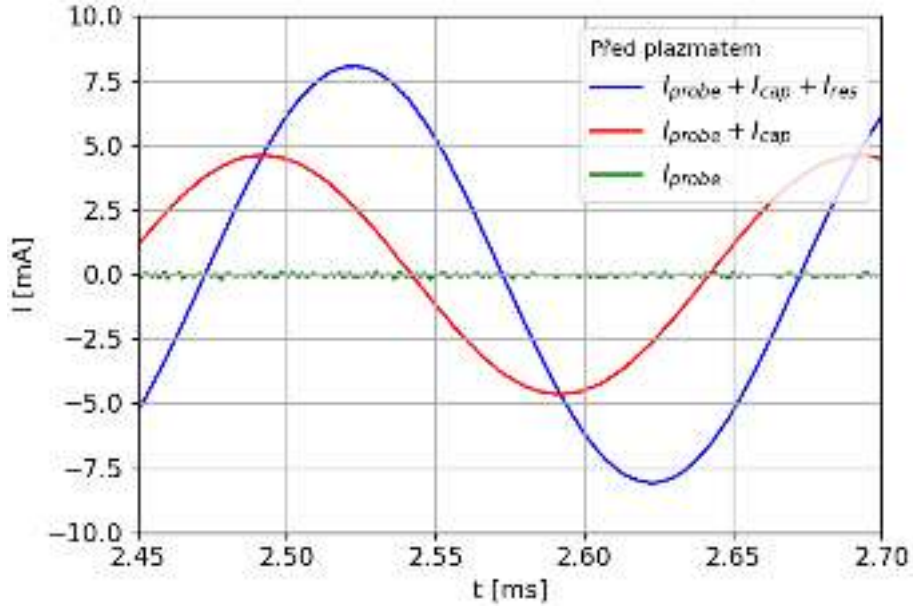
První dvě experimentální kampaně na tokamaku GOLEM byly provedeny s konstantními průběhy napětí na Langmuirově a rail sondě. Během prvního kampaně byl proud na rail a Langmuirově sondě měřen přes odpor $R = 4,7 \Omega$. V tomto případě se jedná o výboje #35958 až #35964. V druhé kampani byl proud na rail sondě měřen přes odpor $R_{rp} = 14 \Omega$ a na Langmuirově sondě přes $R_{lp} = 27 \Omega$. Zde se jednalo o výboje #36040 až #36071. Ball-pen sonda byla ponechána v režimu měření plovoucího potenciálu. Příklad získaných raw dat pro výboj #36062 je uveden v grafu Obr. 1.1.

Předzpracování dat s rozmítaným napětím

Během třetí experimentální kampaně na tokamaku GOLEM bylo na Langmuirovu a rail sondu přivedeno rozmítané napětí o frekvenci 5 kHz, amplitudě 60 V a offsetu -40 V pomocí zdroje KEPCO. Toto napětí se měřilo přes napěťový dělič, tudíž bylo nutné naměřený signál vynásobit konstantou 100. Proud na Langmuirově sondě se měřil přes odpor $R_{lp} = 27 \Omega$ a na rail sondě přes $R_{rp} = 14 \Omega$. Ball-pen sonda se po celou dobu ponechala v režimu měření plovoucího potenciálu a napětí na ní bylo měřeno přímo. Raw data pro vybraný výboj #36271 jsou vykreslena v grafu Obr. 1.2.

Před samotným odstraňováním parazitních proudů byl signál rozmítaného napětí U_{probe} posunut o $5 \mu s$, respektive o 5 vzorků při vzorkovací frekvenci 1 MHz. Z jakého důvodu je nutné tento posuv provést bude diskutováno a analyzováno v následující části textu.

Při analýze se ukázalo, že na proudovém kanálu je nenulová rezistivní a kapacitní složka a obsahuje tak derivační člen díky parazitní kapacitě kabelu. Tato skutečnost byla zjištěna na základě analýzy fázového posuvu parazitního proudu před výbojem. Tento indukovaný parazitní proud měl v případě Langmuirovy sondy amplitudu až 8 mA, což je ve srovnání s typickou amplitudou signálu na Langmuirově sondě zhruba desetkrát slabší signál, přesto je potřeba jej odstranit. Tyto parazitní proudy by negativně ovlivnily následné skládání volt-ampérových charakteristik.



Obr. 3.1: Dvě etapy odstraňování parazitního proudu včetně výsledného signálu v čase před výbojem. Červenou čarou je zobrazen signál po odstranění rezistivní složky, zelenou po odstranění kapacitní.

Měřený celkový proud I_{tot} je popsán následující rovnicí:

$$I_{tot} = I_{probe} + I_{res} + I_{cap} = I_{probe} + \frac{U_{probe}(t)}{R} + C \cdot \frac{dU_{probe}(t)}{dt} \quad (3.1)$$

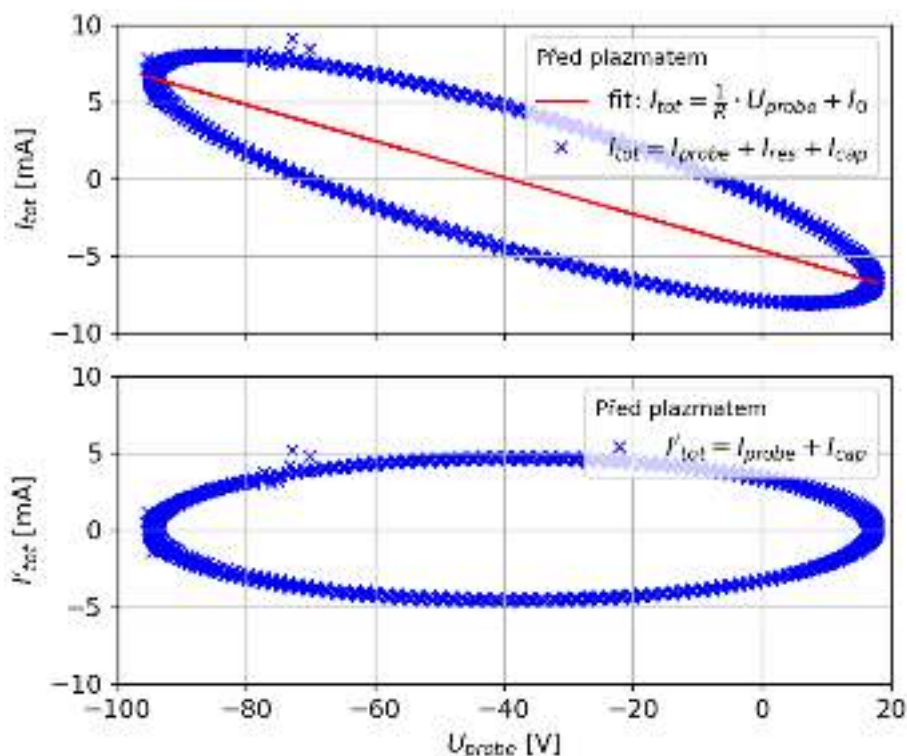
kde R a C je parazitní odpor a kapacita kabelu. Odstranění parazitního proudu bylo provedeno na základě naměřeného parazitního proudu před výbojem. V tomto úseku totiž až na měřený šum platí $I_{probe} = 0$ a celkový měřený proud I_{tot} je roven součtu parazitních proudů. Odstraněn byl jako první rezistivní proud I_{res} na základě grafu celkového naměřeného proudu I_{tot} v závislosti na rozmítaném napětí U_{probe} v Obr. 3.2. Tento graf má tvar elipsy, protože zmíněné signály nemají stejnou fázi. Křivka byla proložena lineárním fitem $I_{tot} = \frac{1}{R} \cdot U_{probe} + I_0$ a s pomocí těchto parametrů byl odstraněn rezistivní proud podle následující rovnice:

$$I'_{tot} = I_{tot} - \frac{U_{probe}(t)}{R} - I_0 \quad (3.2)$$

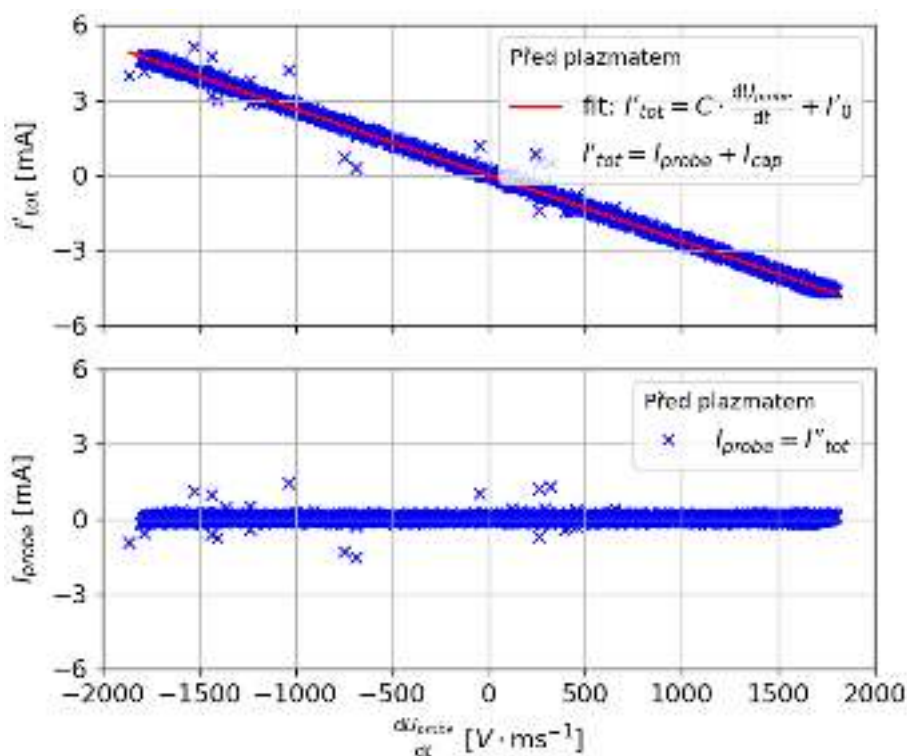
Následně byl odstraněn kapacitní proud I_{cap} na základě grafu Obr. 3.3 proudu I'_{tot} v závislosti na derivaci rozmítaného napětí $\frac{dU_{probe}}{dt}$. Výsledný graf má již tvar úsečky, protože oba zmíněné signály mají stejnou fázi. Tento graf byl proložen lineární funkcí $I'_{tot} = C \cdot \frac{dU_{probe}}{dt} + I'_0$. Výsledný proud na sondě I_{probe} se získal dle:

$$I_{probe} = I'_{tot} - C \cdot \frac{dU_{probe}(t)}{dt} - I'_0 \quad (3.3)$$

Výsledná kapacita byla určena jako $C = 2600 \text{ pF}$ a odpor jako $R = 8400 \Omega$. Vzhledem k běžné měrné kapacitě kabelu $100 \text{ pF} \cdot \text{m}^{-1}$ je možné vysvětlit naměřenou parazitní kapacitu kabelem délky 26 m. Při měření byl pro propojení datového sběru a jedné sondy použit kabel o přibližné délce 4 m. Protože rail, Langmuirova a ball-pen sonda sdílely společnou zem, není hodnota 26 m daleko od reality.



Obr. 3.2: Závislost I_{tot} na rozmítaném napětí U_{probe} . Červeně je zobrazen lineární fit za účelem odstranění parazitního rezistivního proudu I_{res} . V dolním grafu je zobrazena závislost po odstranění rezistivní složky.



Obr. 3.3: Závislost I'_{tot} na derivaci rozmítaného napětí $\frac{dU_{probe}}{dt}$ s již odstraněnou rezistivní složkou. Červeně je zobrazen lineární fit za účelem odstranění kapacitního proudu I_{cap} . V dolním grafu je zobrazena závislost po odstranění obou složek parazitního proudu.

Výsledný signál I_{probe} obsahoval velké množství šumu a proto bylo nezbytné použít dolnofrekvenční propust. Z tohoto důvodu byl použit Butterworthův filtr třetího řádu o frekvenci 50 kHz. Jedná se o frekvenci o jeden řád vyšší, než frekvence rozmítaného napětí. Vše nad deset harmonických frekvencí je tedy považováno za šum.

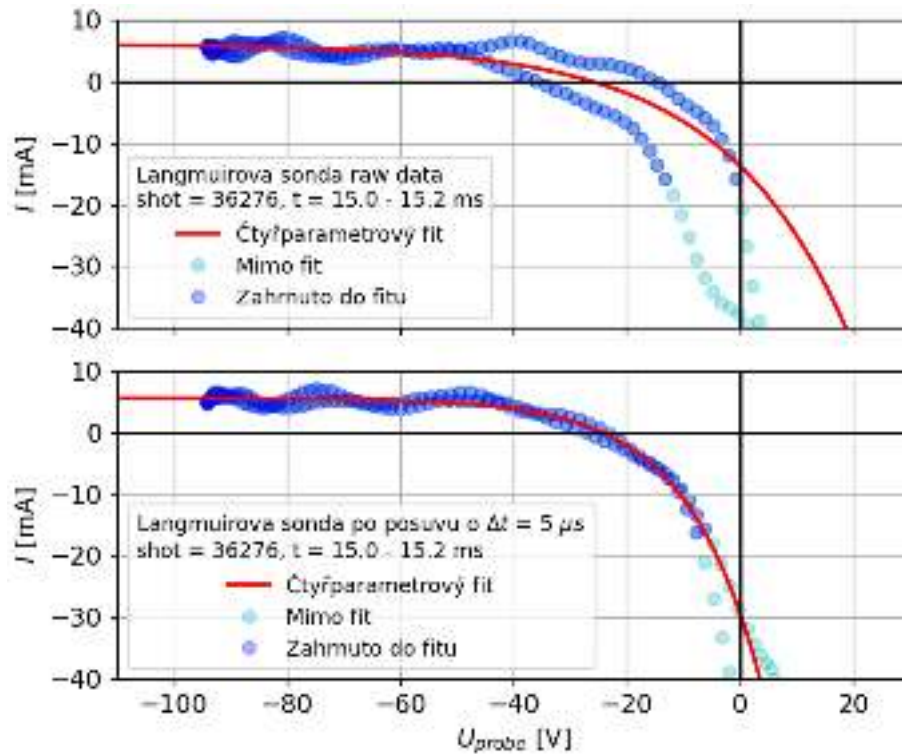
V případě plovoucí ball-pen sondy byl objeven ve fázi před výbojem nežádoucí crosstalk, česky přeslech, na úrovni několika voltů. Tento crosstalk se šířil skrze elektromagnetické pole z rozmítaných sond o frekvenci 5 kHz. Takto velký signál je snímán na kabelu pouze do doby před měřením v plazmatu a protože jej lze považovat za velmi měkký zdroj, předpokládá se, že je plně potlačen během měření.

Diskuze o časovém posuvu na sběru dat

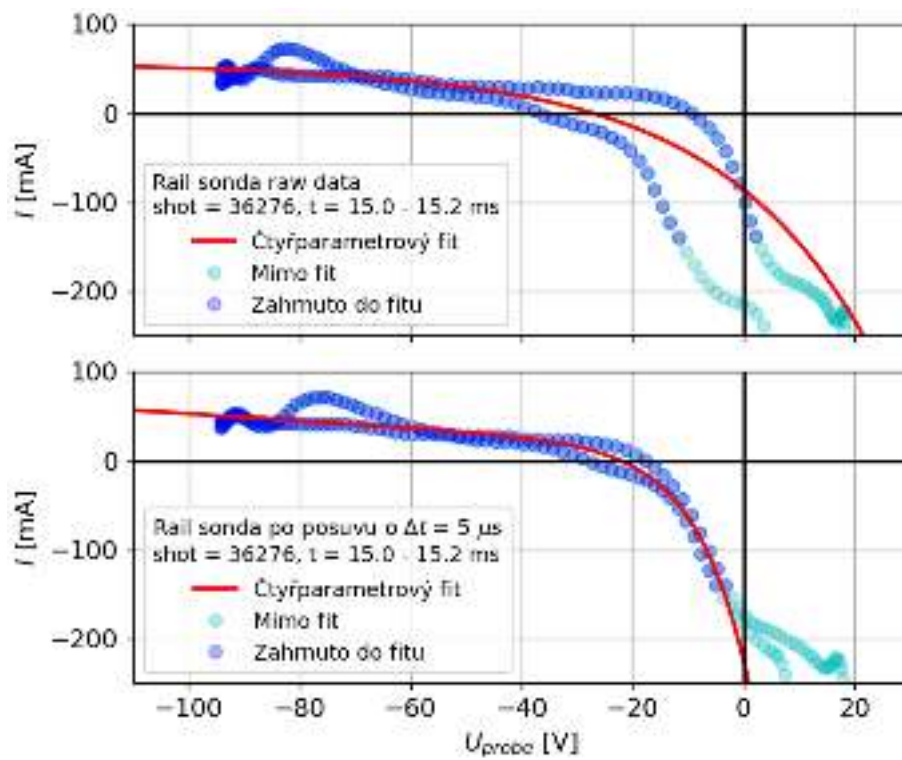
Před odstraněním parazitního proudu byl proveden posuv signálu rozmítaného napětí o $5\mu s$, respektive o 5 vzorků zpět v čase. V této části textu bude vysvětleno, proč byl tento posuv proveden. Po sestavení volt-ampérových charakteristik rail a Langmuirovy sondy byla nalezena hystereze, která ztěžovala jejich fitování. Hystereze byla nalezena napříč všemi časy a výboji. Ukázka takové naměřené hystereze je uvedena v horních polovinách grafů Obr. 3.4 a Obr. 3.5. Hystereze ve volt-ampérových charakteristikách se při rozmítaném napětí na sondách opravdu vyskytuje, ovšem pro mnohem vyšší frekvence rozmítání. Například v práci [13] se uvádí, že v iontové větvi se hystereze projevuje až při frekvencích vyšších než 1 MHz. Nepředpokládá se tedy, že by výskyt hystereze v měření s rail a i Langmuirovou sondou měl fyzikální původ. Tento fakt byl potvrzen porovnáním s daty naměřenými Ing. Kateřinou Hromasovou s klasickou Langmuirovou sondou rozmítanou též na 5 kHz ve výboji #35792, ale s použitým jiným datovým sběrem, s osciloskopem Tektronix 5 na místo datového sběru Papouch-Zacek. Pro tato data byl použit stejný skript jako pro data z kampaně s rail sondou a nebyla pozorována žádná hystereze. Po dokončení této práce bylo provedeno další měření s identickou hlavicí, s novým zapojením a s osciloskopy Tektronix MSO58 a Tektronix MSO64. Jedná se například o výboj #37068. Při tomto měření opět nebyla pozorována zmíněná hystereze.

Při srovnání naměřeného crosstalku na ball-pen sondě a se signály rozmítaného napětí U_{probe} v grafu Obr. 3.6 byl pozorován fázový posuv neznámého původu. Přestože byl očekáván graf tvaru úsečky, ukázalo se, že vzniklým grafem je elipsa (viz horní část Obr. 3.6), což poukazuje na posuv jednoho ze signálů. Bylo zjištěno, že signál rozmítaného napětí na sondách U_{probe} je posunut o pět vzorků. Posuvem tohoto signálu o těchto pět vzorků, respektive o $5\mu s$ získáme již lineární závislost (viz dolní část Obr. 3.6).

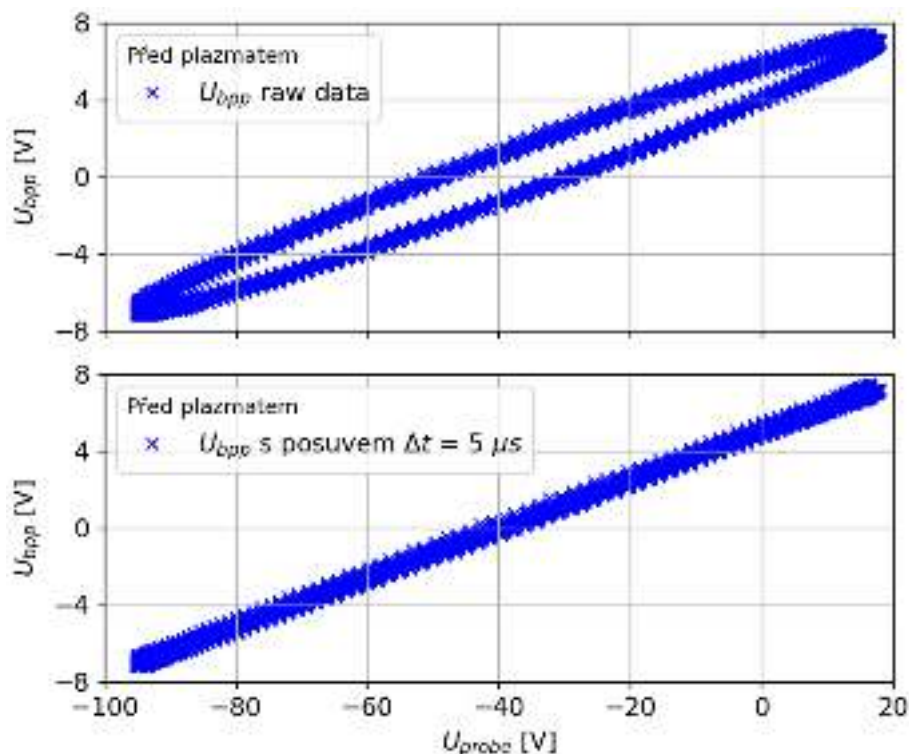
Je možné tento posuv v datech z Langmuirovy a rail sondy spojit se zmíněnou hysterezí. Po provedení posuvu o $5\mu s$ vymizí pozorovaná hystereze ve volt-ampérových charakteristikách obou sond tak jak je možné vidět v dolních částech grafů Obr. 3.4 a Obr. 3.5. Všechny výše uvedené okolnosti napovídají, že provedení tohoto posuvu je správné a tak na základě těchto argumentů byl ihned po získání raw dat signál rozmítaného napětí na sondách U_{probe} posunut o $5\mu s$, respektive o 5 vzorků. Příčina tohoto posuvu sice nebyla objevena, ale s největší pravděpodobností se jedná o problém způsobený v měření rozmítaného napětí datovým sběrem Papouch-Zacek.



Obr. 3.4: Volt-ampérová charakteristika naměřená Langmuirovou sondou bez úprav a s viditelnou hystezí (graf nahoře). Po provedení posuvu o $5 \mu s$ hystereze vymizí (graf dole).



Obr. 3.5: Volt-ampérová charakteristika naměřená rail sondou bez úprav a s viditelnou hysterezí (graf nahoře). Po provedení posuvu o $5 \mu s$ hystereze vymizí (graf dole).



Obr. 3.6: Naměřené napětí na ball-pen sondě U_{bpp} v závislosti na rozmítaném napětí U_{probe} . V horním grafu byl použit raw signál U_{probe} , v grafu dole byl signál rozmítaného napětí U_{probe} posunut o $5 \mu s$.

3.2 Kalibrace polohy nulového náklonu

Pro účely měření bylo potřeba určit náklon hlavičky rail sondy s přesností v řádech desetin stupně. Při této přesnosti měření může hrát roli i zakřivení a sklon manipulátoru, který nemusí být umístěn přesně kolmo k tokamaku. Cílem první experimentální kampaně tedy bylo provést kalibraci polohy nulového náklonu hlavičky $\alpha = 0^\circ$ experimentálně.

Při tomto měření byla použita jednoduchá úvaha. Při nulovém náklonu hlavičky rail sondy budou magnetické siločáry téměř rovnoběžné s rail sondou. Sběrná plocha rail sondy je daná stěnovou vrstvou a příspěvkem projekční plochy rail sondy, který bude pro nulový náklon nulový. Při naklání hlavičky se bude sběrná plocha zvětšovat protože bude narůstat příspěvek od projekční plochy sondy s faktorem $\sin(\alpha)$. Protože náklon hlavičky nelze měnit v průběhu výboje, bylo nutné jich provést celou sérii. Přestože výboje byly provedeny se stejnými požadavky na parametry, lišily se o fluktuace v plazmatu a proto byly naměřené hodnoty rail sondy porovnány s Langmuirovou sondou za předpokladu, že měření Langmuirovou sondou není závislé na náklonu hlavičky. Tímto srovnáním iontových saturevaných proudů lze odstranit nedefinované změny hustoty n_e v plazmatu. Určitá závislost mezi velikostí iontového saturevaného proudu a náklonem u Langmuirovy sondy existuje, jak je ale například uvedeno v článku [14], pro náklon pod deset stupňů je tato závislost nepatrná a proto byla zanedbána.

Pro co největší zpřesnění kalibrace polohy nulového náklonu byla použita data ze všech tří experimentálních kampaní. Byly použity výboje #35958 až #35964, výboje #36043, #36059, #36062 a #36270 až #36277 z Tab. 3.1. V první části

je popsán postup získání iontových saturevaných proudů pro hodnotu napětí $U = -80 \text{ V}$ z měření s konstantním a rozmítaným napětím. V druhé části je popsána vlastní kalibrace.

Získání iontových saturevaných proudů

V celé první experimentální kampani a pro tři výboje z kampaně druhé bylo na Langmuirovu a rail sondu přivedeno konstantní napětí $U = -80 \text{ V}$ vůči komoře tokamaku. Proud na sondách je označen jako odhad iontového saturevaného proudu I_{sat}^+ měřený v závislosti na posuvu mikromanipulátoru d . Použity byly střední hodnoty proudů v časovém intervalu s magnetickým toroidálním polem $B_{tor} = 0,43 - 0,475 \text{ T}$. Takový interval obsahuje nejvyšší možná toroidální magnetické pole B_{tor} a zároveň je při něm proud plazmatem konstantní.

V třetí experimentální kampani na tokamaku GOLEM byla použita metoda rozmítání. Ve snaze získat další body do grafu závislosti iontového saturevaného proudu I_{sat}^+ na mikroposuvu d byly vybrány body s napětím v intervalu $U = -82,5 \text{ V}$ až $-77,5 \text{ V}$ z volt-ampérových charakteristik jednotlivých výbojů. Opět byly vybrány a středovány hodnoty z intervalu s magnetickým toroidálním polem $B_{tor} = 0,43 - 0,475 \text{ T}$. Pro zpřesnění kalibrace byly přidány body pro magnetické pole B_{tor} v intervalu $0,51 - 0,56 \text{ T}$. Předpokládáme, že se při takto vysokých hodnotách magnetického pole už poloha nulového náklonu nemění a proto lze tyto body porovnávat.

Nalezení minima kalibrační křivky

Střední hodnoty z Langmuirovy a rail sondy byly označeny jako I_{sat}^{LP} a I_{sat}^{RP} . Nyní byl využit předpoklad, že hodnoty I_{sat}^{LP} se významně nemění v závislosti na posuvu d . Hodnoty I_{sat}^{RP} se naopak mění v závislosti na d a proto byly s I_{sat}^{LP} porovnány. Mezi I_{sat}^{LP} byl nalezen referenční bod, v tomto případě s nejmenší hodnotou a označen jako I_{min}^{LP} . Hodnotou I_{min}^{LP} byly vyděleny všechny I_{sat}^{LP} z Langmuirovy sondy:

$$(I_{norm}^{LP})_i = \frac{(I_{sat}^{LP})_i}{I_{min}^{LP}}. \quad (3.4)$$

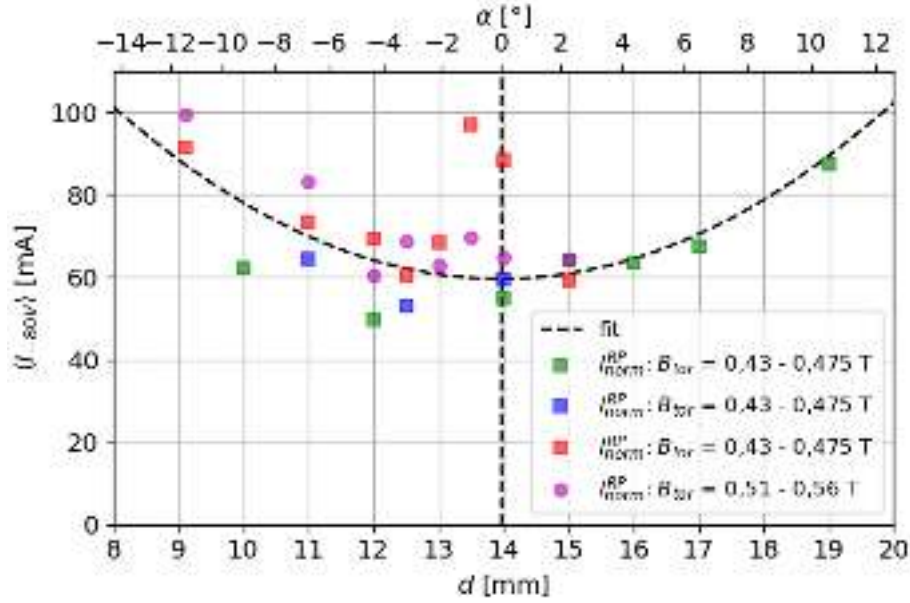
Touto normalizací jsme získali informaci, jak moc ovlivňují fluktuace hustoty n_e naměřený I_{sat}^+ . Následně byly normalizovány hodnoty I_{sat}^{RP} pomocí I_{norm}^{LP} :

$$(I_{norm}^{RP})_i = \frac{(I_{sat}^{RP})_i}{(I_{norm}^{LP})_i}. \quad (3.5)$$

Určené hodnoty I_{norm}^{RP} v závislosti na mikroposuvu d byly vyneseny do grafu Obr. 3.7, kde jsou vyneseny body z prvního kampaně (zelená), z druhé (modrá) a z třetí kampaně s rozmítanou sondou (červená) při magnetickém poli $B_{tor} = 0,43 - 0,475 \text{ T}$ a dále body ze stejné kampaně (fialová) při magnetickém poli $B_{tor} = 0,51 - 0,56 \text{ T}$. Dle [14] by se hodnoty I_{norm}^{RP} měly pro vysoké hodnoty úhlů blížit k asymptotám. Pro určení minima a tedy hodnoty $\alpha = 0^\circ$ byly hodnoty I_{norm}^{RP} proloženy hyperbolou o předpisu:

$$y(x) = \sqrt{a^2 \left(1 + \frac{(x - d_0)^2}{b^2}\right)} + n, \quad (3.6)$$

kde výsledná poloha minima a tedy polohu nulového náklonu představuje parametr d_0 . Výsledné parametry fitu vychází jako $a = (88000 \pm 1000) \text{ mA}$, $b = (200 \pm 100) \text{ mm}$, $d_0 = (14,0 \pm 0,3) \text{ mm}$ a $n = (-80000 \pm 10000) \text{ mA}$. Je důležité upozornit, že tento fit byl proveden pouze za účelem nalezení minima. Parametry krom polohy d_0 nemají žádný fyzikální význam.



Obr. 3.7: Hodnoty I_{norm}^{RP} v závislosti na mikroposuvu d v milimetrech (dolní osa) a v závislosti na úhlu α ve stupních (osa nahoře). Hodnoty I_{norm}^{RP} jsou proloženy funkcí Rov. 3.6, ze které vychází poloha nulového náklonu $d_0 = (14,0 \pm 0,3) \text{ mm}$. Vyneseny jsou body z první kampaně (zelená), z druhé (modrá) a z třetí kampaně s rozmítanou sondou (červená) pro $B_{tor} = 0,43 - 0,475 \text{ T}$ a body ze stejné kampaně (fialová) při $B_{tor} = 0,51 - 0,56 \text{ T}$.

Převodní vztah úhlu v závislosti na poloze

Pro převedení úhlu náklonu α na délku mikroposuvu d byla odvozena analyticky rovnice:

$$d(\alpha) = \sqrt{l_1^2 - (l_2 \cos(\alpha) - h)^2} + l_2 \sin(\alpha), \quad (3.7)$$

kde $l_1 = 33 \text{ mm}$, $l_2 = 27 \text{ mm}$ a $h = 9,42 \text{ mm}$ jsou rozměry hlavičky sondy. Též byl odvozen inverzní vztah pro tuto rovnici:

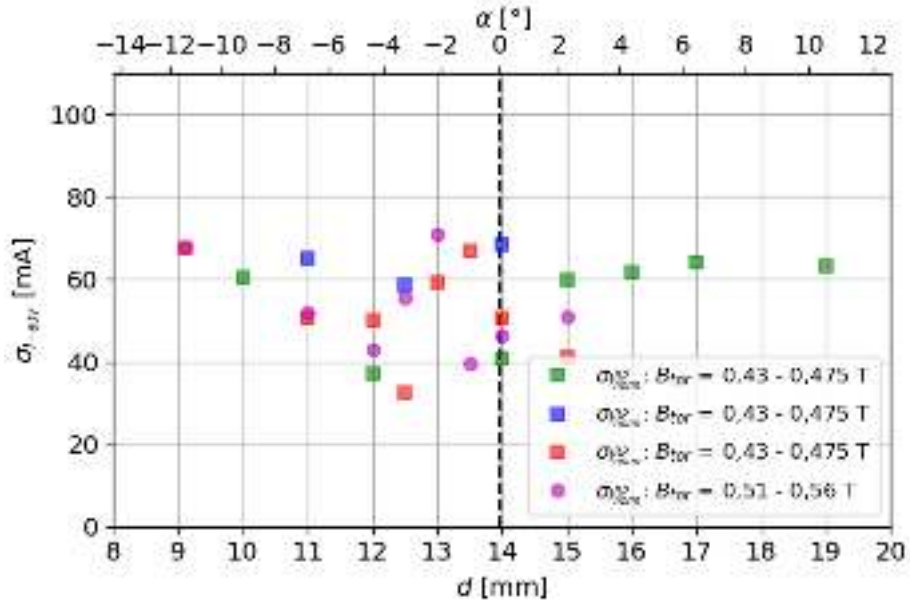
$$\alpha(d) = \arcsin\left(\frac{d^2 + l_2^2 - l_1^2 + h^2}{2l_2\sqrt{d^2 + h^2}}\right) - \arctg\left(\frac{h}{d}\right). \quad (3.8)$$

Protože je tato závislost pro d z intervalu $9 - 19 \text{ mm}$ téměř lineární, byl nalezen pro praktické účely jednodušší vztah:

$$\alpha(d) = 2,13 \cdot d - 29,9, \quad (3.9)$$

na základě kterého byla určena chyba měření náklonu α označená jako σ_α :

$$\sigma_\alpha = 2,13 \cdot \sigma_d, \quad (3.10)$$

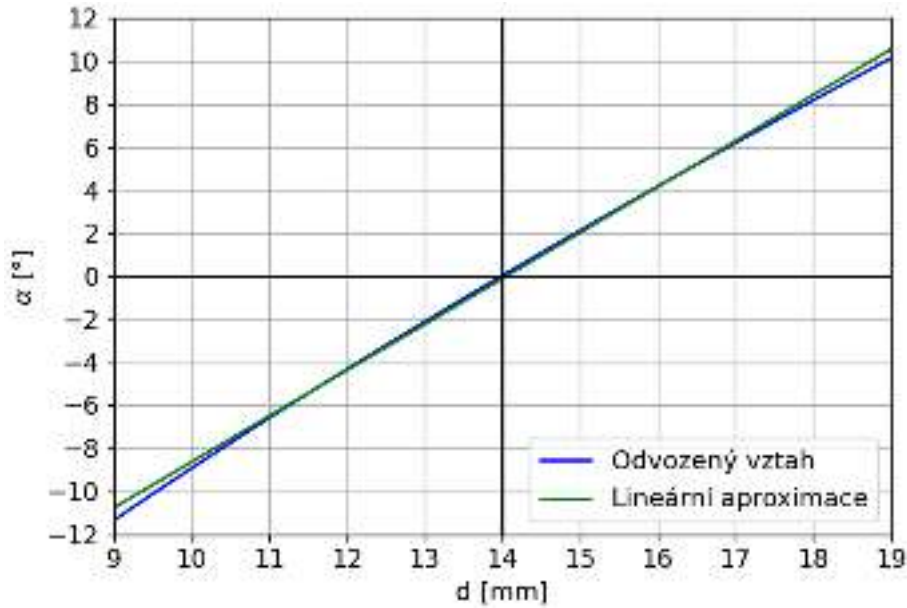


Obr. 3.8: Směrodatné odchylky σ veličiny I_{norm}^{RP} v závislosti na mikroposuvu d v milimetrech (dolní osa) a v závislosti na úhlu α ve stupních (osa nahoře). Vyneseny jsou body z první kampaně (zelená), z druhé (modrá) a z třetí kampaně s rozmítanou sondou (červená) pro $B_{tor} = 0,43 - 0,475$ T a body ze stejné kampaně (fialová) při $B_{tor} = 0,51 - 0,56$ T.

kde σ_d je chyba měření nulového posuvu d_0 . Mikroposuvu $d_0 = (14,0 \pm 0,3)$ mm tedy odpovídá úhel $\alpha = (0,0 \pm 0,6)^\circ$. Kalibrační křivka převodu mikroposuvu d v milimetrech na úhel α ve stupních je vynesena v grafu Obr. 3.9. Výsledný přepočít mikroposuvu na úhel je rovněž uveden v horní části grafu Obr. 3.7 a Obr. 3.8.

Diskuze

Nulová poloha mikroposuvu byla nalezena jako $d_0 = (14,0 \pm 0,3)$ mm. Pro následující vyhodnocení dat bylo potřeba mít možnost určit velikost náklonu alespoň v řádech desetin stupně. Tento požadavek byl splněn, nulový náklon byl určen s přesností $\alpha = (0,0 \pm 0,6)^\circ$, což je pro účely tohoto měření dostačující. Je nutné poznamenat, že tato hodnota nulového náklonu byla určena nikoliv dle skutečných hodnot iontového saturevaného proudu I_{sat}^+ , ale dle hodnot proudů pro napětí -80 V. Toto zjednodušení umožňuje kombinovat měření provedená různými metodami a tím zpřesnění výsledné hodnoty polohy nulového náklonu. Je nutné uvést, že z časových důvodů nebylo možné provést původně zamýšlené plnohodnotné měření, tedy měření celého rozsahu mikroposuvu po milimetrových intervalech. Dále je třeba upozornit, že proložení hyperbolickou funkcí grafem proudu na rail sondě v závislosti na mikroposuvu nemá fyzikální význam. Cílem fitu bylo pouze určit minimum tohoto grafu. Jediným přesně určeným parametrem byl parametr d_0 , který představuje střed a polohu minima v grafu. Ostatní parametry fitu nejsou nijak podstatné a proto neuvádíme, že jsou velmi silně zatíženy chybou.



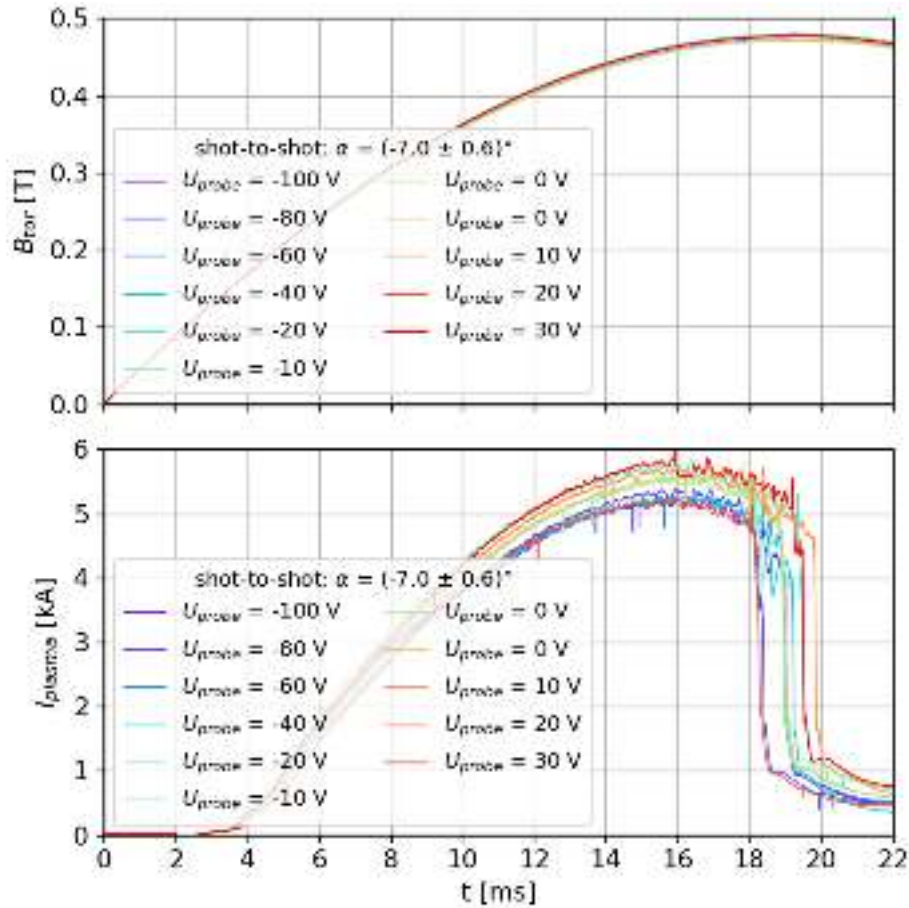
Obr. 3.9: Kalibrační křivka převodu mikroposuvu d v milimetrech na úhel α ve stupních.

3.3 V-A charakteristiky metodou shot-to-shot

První volt-ampérové charakteristiky rail sondy byly získány pomocí takzvané shot-to-shot metody během druhé experimentální kampaně. V rámci ní je při stejném náklonu sondy provedeno několik výbojů s různými hodnotami konstantního napětí na sondách. Příklad raw dat z jednoho takového výboje je uveden v grafu Obr. 1.1. Každý výboj následně představuje jeden bod ve volt-ampérové charakteristice. Protože tato metoda úzce závisí na dobré reprodukovatelnosti výbojů, bylo potřeba před samotným měřením provést doutnavý výboj, následně vypékání a trénovací výboje za účelem dosažení čistšího plazmatu. Graf Obr. 3.10 srovnává proud plazmatem I_{plasma} a magnetické toroidální pole B_{tor} pro jednu volt-ampérovou charakteristiku s $\alpha = (-0,7 \pm 0,6)^\circ$. Ukazuje se, že reprodukovatelnost měření pro metodu shot-to-shot byla dostatečná. Výhodou přístupu shot-to-shot je snadné zapojení, které není zatíženo parazitními proudy. Nevýhodou je velké množství výbojů potřebných k sestavení jediné charakteristiky.

Z jednotlivých výbojů byl získán vždy jeden bod volt-ampérové charakteristiky metodou bin average. Z vybraných časových intervalů byly vypočítány průměrné hodnoty a směrodatné odchylky proudů na obou sondách, které jsou vykresleny v závislosti na napětí U_{probe} . Pro analýzu byl pro všechny výboje zvolen jednotný časový interval $t = 15 - 16,5$ ms, při kterém se držel proud plazmatem konstantní a magnetické pole dosahovalo hodnot $B_{tor} = 0,45$ T.

Celkově byly naměřeny tři voltampérové charakteristiky v radiální poloze $R = 85$ mm s náklonem $\alpha_1 = (-0,1 \pm 0,6)^\circ$, $\alpha_2 = (-3,5 \pm 0,6)^\circ$ a $\alpha_3 = (-7,0 \pm 0,6)^\circ$ ve výbojích #36040 až #36071 (viz Tab. 3.1). Naměřeny byly pro hodnoty napětí $U_{probe} = -100$ V až 30 V po dvaceti voltech a jemnějším rozlišením v okolí 0 V. Volt-ampérové charakteristiky jsou v první podkapitole fitovány tříparametrovým fitem v Rov. 1.19 a v části druhé fitem čtyřparametrovým z Rov. 1.31, který zohledňuje expanzi stěnové vrstvy.



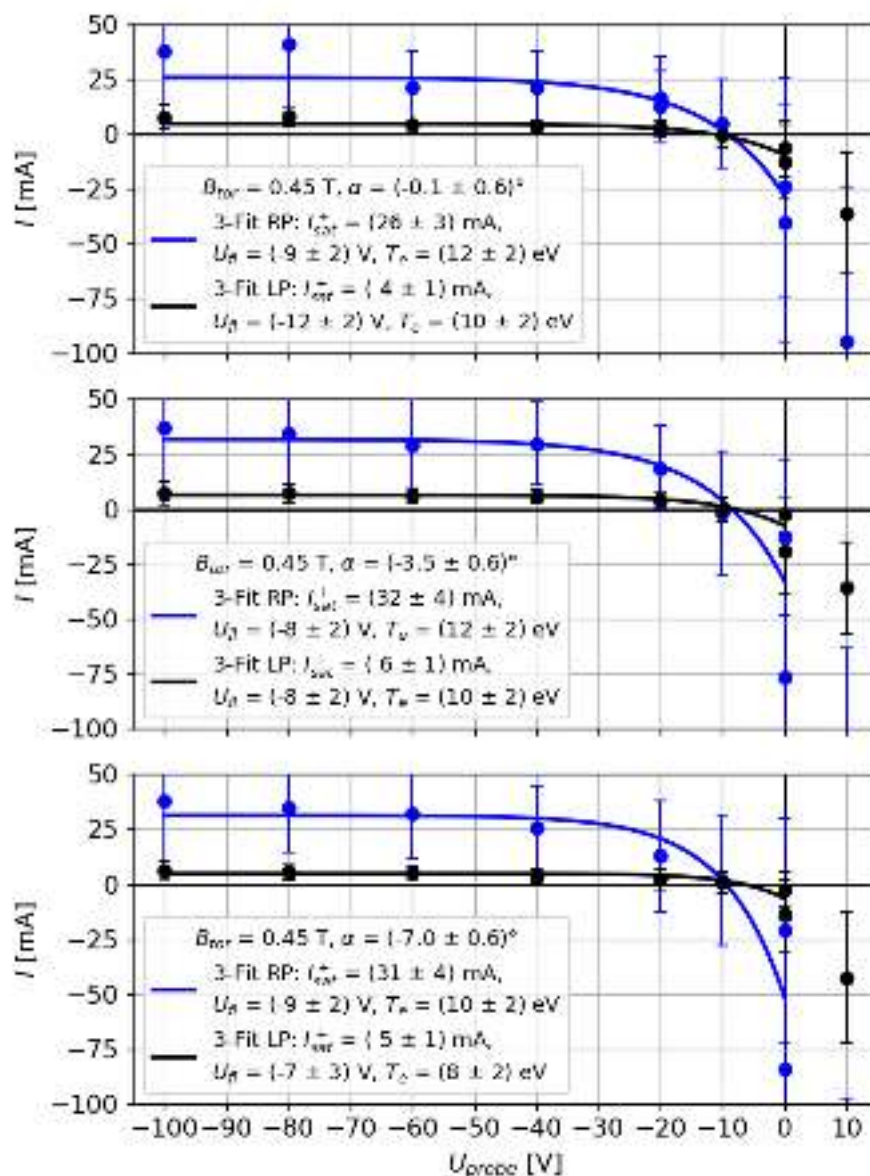
Obr. 3.10: Srovnání reprodukovatelnosti výbojů při měření metodou shot-to-shot. Sledovanými diagnostikami je proud plazmatem I_{plasma} a magnetické toroidální pole B_{tor} .

3.3.1 Tříparametrový fit

V první fázi byl použit tříparametrový fit z Rov. 1.19. Platí pouze pro napětí U menší, než potenciál plazmatu Φ . Protože některé body z naměřené volt-ampérové charakteristiky náleží již do elektronové větve, není možné fitovat celou charakteristiku. Fitovány jsou pouze body, které vyhovují podmínce $I > -3 \cdot I_{sat}^+$, která je vyhodnocena na základě odhadu iontového saturovaného proudu vytvořeného z jiného provedeného fitu bez aplikace této podmínky. Tento postup byl použit pro jednotlivé charakteristiky z rail a Langmuirovy sondy. Výsledné charakteristiky jsou vykresleny v grafu Obr. 3.11.

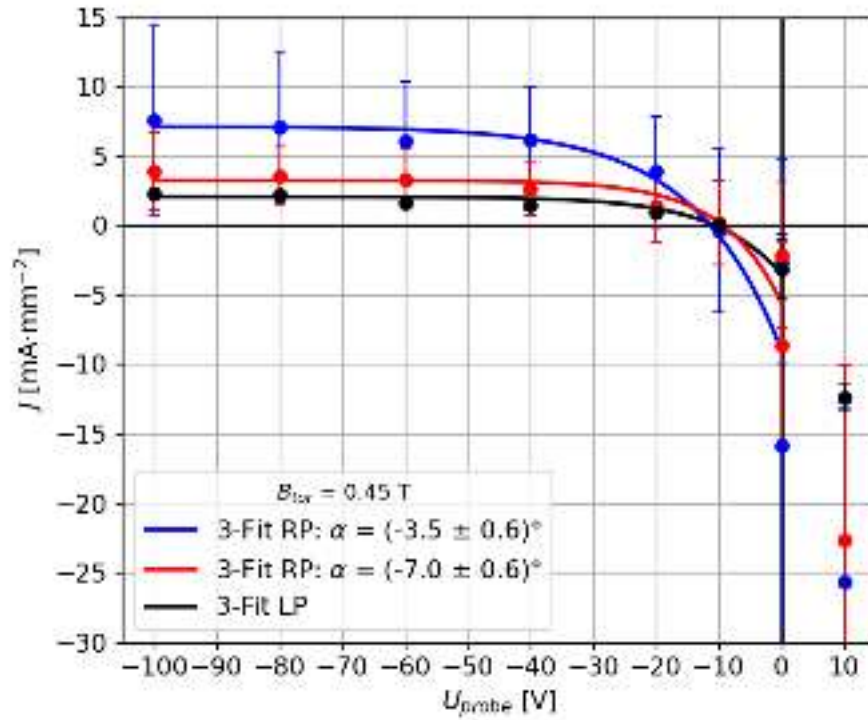
Volt-ampérové charakteristiky byly vyděleny projekčními plochami jednotlivých sond, čímž byly získány hustoty iontových nasycených toků J_{sat}^+ dle Rov. 1.14. Protože není předpokládána závislost Langmuirovy sondy na náklonu hlavice, byly všechny tři charakteristiky naměřené Langmuirovou sondou složeny a proloženy společně. Charakteristika pro Langmuirovu sondu byla vydělena plochou Rov. 1.23 a pro rail sondu plochou Rov. 1.36. Vznikl graf Obr. 3.12, který porovnává charakteristiky rail sondy v závislosti na náklonu s Langmuirovou sondou. Charakteristika pro úhel $\alpha = (-0,1 \pm 0,6)^\circ$ vychází násobně větší z důvodu velké relativní chyby (viz Obr. 1.7), její většina se nachází mimo graf Obr. 3.12 a proto byly uvedeny pouze její parametry fitu v tabulce Tab. 3.2.

Z provedených fitů v grafu Obr. 3.11 je zřetelné, že tříparametrový fit poměrně dobře popisuje naměřené volt-ampérové charakteristiky Langmuirovou sondou.



Obr. 3.11: Volt-ampérové charakteristiky získané z rail (RP) a Langmuirovy (LP) sondy pro různé náklony α , které jsou proloženy tříparametrovým fitem (3-Fit) v Rov. 1.19.

Tříparametrový fit se ukazuje jako méně vhodný pro fitování voltampérových charakteristik zapuštěných sond, v tomto případě rail sondy. Pro malé náklony je vliv expanze stěnové vrstvy větší, iontový proud lehce převyšuje hodnotu iontového saturovaného proudu určeného fitem a dále lineárně roste s klesajícím napětím. Pro větší úhly tříparametrový fit lépe popisuje naměřené volt-ampérové charakteristiky, je ale stále zřetelný jistý fitem nepodchycený lineární trend.



Obr. 3.12: Tři volt-ampérové charakteristiky rail sondy (RP) normované na projekční plochu Rov. 1.36 a složená volt-ampérová charakteristika Langmuirový sondy (LP) normovaná na plochu Rov. 1.23. Výsledné parametry tříparametrových fitů (3-Fit) jsou uvedeny v tabulce Tab. 3.2.

| Sonda | α [°] | J_{sat}^+ [mAmm ⁻²] | U_{fl} [V] | T_e [eV] |
|-------|----------------|-----------------------------------|--------------|------------|
| RP | $-0,1 \pm 0,6$ | 380 ± 50 | -10 ± 2 | 15 ± 2 |
| RP | $-3,5 \pm 0,6$ | 7 ± 2 | -11 ± 4 | 14 ± 4 |
| RP | $-7,0 \pm 0,6$ | 3 ± 1 | -9 ± 3 | 9 ± 2 |
| LP | - | $2,0 \pm 0,2$ | -11 ± 1 | 11 ± 1 |

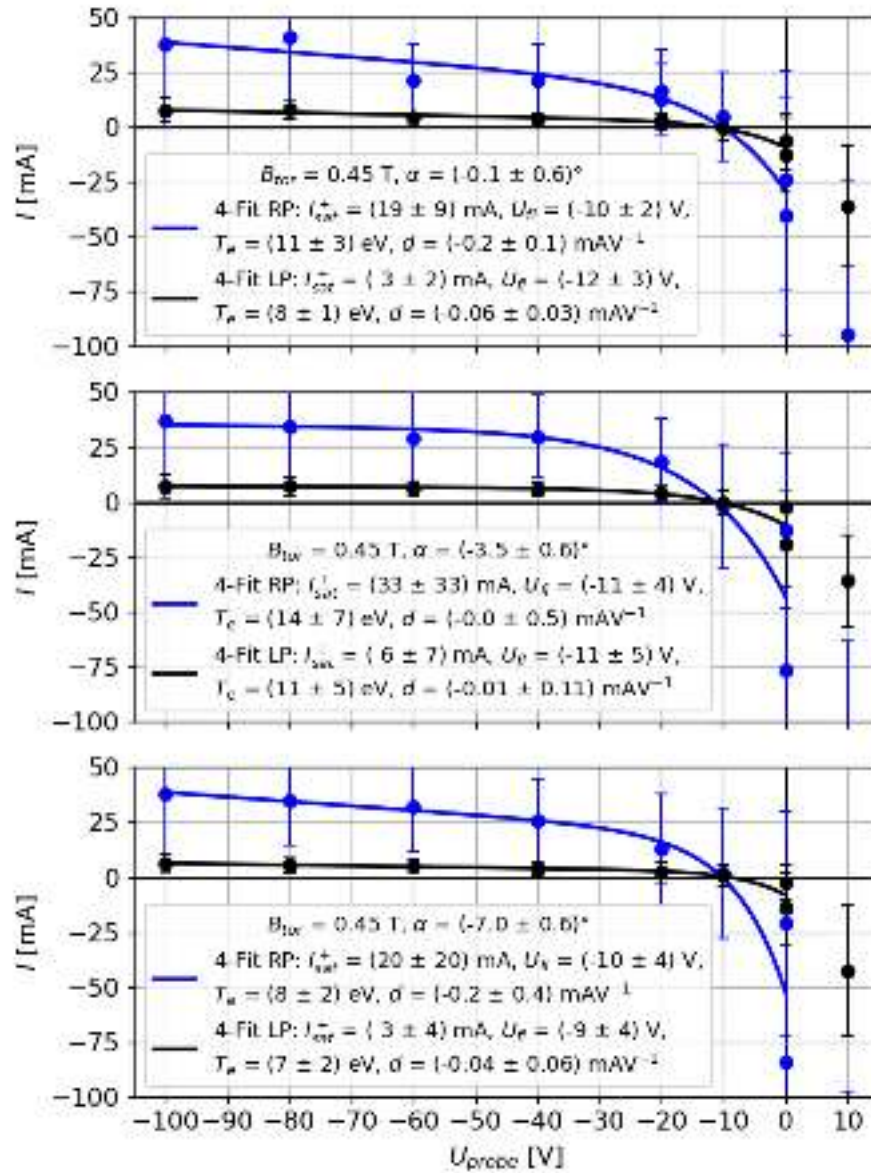
Tab. 3.2: Tabulka parametrů fitů z grafu Obr. 3.12.

3.3.2 Čtyřparametrový fit

Za účelem odstranění vlivu expanze stěnové vrstvy byl použit čtyřparametrový fit uvedený v Rov. 1.31 vzniklý z tříparametrového fitu doplněním o lineární člen. Čtvrtý parametr $d = \frac{\Delta I}{\Delta V}$ je směrnice nekonstantní části voltampérové charakteristiky. [15] V grafu Obr. 3.13 jsou vykresleny jednotlivé volt-ampérové charakteristiky rail a Langmuirový sondy proložené tímto čtyřparametrovým fitem, kde byla jako v předchozím případě použita podmínka $I > -3 \cdot I_{sat}^+$.

Volt-ampérové charakteristiky byly vyděleny projekční plochou sond dle Rov. 1.23 a Rov. 1.36, čímž byla získána hustota iontového saturevaného proudu J_{sat}^+ . Výsledné charakteristiky jsou uvedeny v Obr. 3.14 a parametry fitů jsou uvedeny v tabulce Tab. 3.3.

V grafu Obr. 3.13 je vidět, že čtyřparametrový fit lépe popisuje charakteristiky naměřené zapuštěnými sondami, tedy rail sondou. Lineární nárůst daný expanzí stěnové vrstvy, který nadhodnocuje u tříparametrového fitu hodnoty I_{sat}^+ je díky

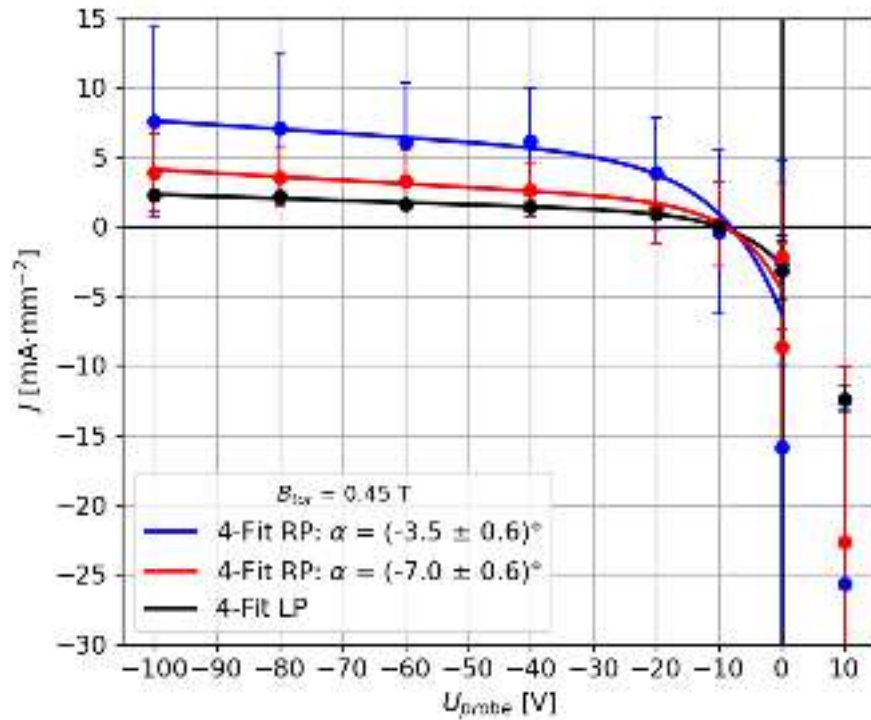


Obr. 3.13: Volt-ampérové charakteristiky získané z rail (RP) a Langmuirovy (LP) sondy pro různé náklony α , které jsou proloženy čtyřparametrovým (4-Fit) fitem Rov. 1.31.

čtvrtému parametru podchycen. Zatímco pro náklon $\alpha = (-7,0 \pm 0,6)^\circ$ byla tříparametrovým fitem určena hodnota $I_{sat}^+ = (31 \pm 4)$ mA, pomocí čtyřparametrového fitu byla určena jako $I_{sat}^+ = (20 \pm 20)$ mA. Nadhodnocený iontový nasycený proud se o zhruba třetinu snížil, zvýšila se ale chyba tohoto parametru o skoro jeden řád. Vysoké hodnoty této chyby jsou způsobeny malým počtem bodů volt-ampérové charakteristiky a vyšším počtem stupňů volnosti. Srovnáním tabulek Tab. 3.2 a Tab. 3.3 se ukazuje, že s použitím čtyřparametrového fitu mírně vzrostl plovoucí potenciál U_{fl} , zatímco elektronová teplota T_e a hustota iontového nasyceného proudu J_{sat}^+ poklesla. Pozorovány jsou změny parametrů fitu i pro volt-ampérovou charakteristiku z Langmuirovy sondy, kde parametr J_{sat}^+ poklesl z $J_{sat}^+ = (2,0 \pm 0,2)$ mA \cdot mm⁻² na $J_{sat}^+ = (1,0 \pm 0,1)$ mA \cdot mm⁻². Tento významný pokles hustoty iontového proudu je možné vysvětlit nezanedbatelným expanzním jevem na malé Langmuirově sondě, který je charakterizován nenulovým

parametrem $d = (-0,01 \pm 0,01) \text{ mAV}^{-1} \text{ mm}^{-2}$. Vše nasvědčuje tomu, že pro správnou interpretaci dat z Langmuirovy a rail sondy je použití čtyřparametrového fitu nezbytné.

Z výsledných hodnot plošné hustoty iontového proudu $J_{sat}^+ = (1,0 \pm 0,1) \text{ mA} \cdot \text{mm}^{-2}$ a elektronové teploty $T_e = (7,8 \pm 0,4) \text{ eV}$ naměřených Langmuirovou sondou byla vypočítána elektronová hustota v nekonečnu n_∞ dle Rov. 1.20 za podmínky $T_i = 3 \cdot T_e$ jako $n_\infty = 2,3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Dále byl určen tepelný tok $q_{||}$ ze vztahu Rov. 1.22 jako $q_{||} = 55 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$.



Obr. 3.14: Tři volt-ampérové charakteristiky rail sondy (RP) normované na projekční plochu rail sondy Rov. 1.36 a složená volt-ampérová charakteristika Langmuirovy sondy (LP) normovaná na plochu Rov. 1.23. Výsledné parametry čtyřparametrových (4-Fit) fitů jsou uvedeny v tabulce Tab. 3.3.

| Sonda | α [°] | J_{sat}^+ [mAmm $^{-2}$] | U_{fl} [V] | T_e [eV] | d [mAV $^{-1}$ mm $^{-2}$] |
|-------|----------------|-----------------------------|----------------|---------------|-------------------------------|
| RP | $-0,1 \pm 0,6$ | 180 ± 70 | -8 ± 2 | 9 ± 2 | -2 ± 1 |
| RP | $-3,5 \pm 0,6$ | 5 ± 2 | -8 ± 3 | 10 ± 3 | $-0,03 \pm 0,04$ |
| RP | $-7,0 \pm 0,6$ | $1,8 \pm 0,8$ | -9 ± 2 | 7 ± 2 | $-0,03 \pm 0,01$ |
| LP | - | $1,0 \pm 0,1$ | $-9,9 \pm 0,4$ | $7,8 \pm 0,4$ | $-0,01 \pm 0,01$ |

Tab. 3.3: Tabulka parametrů fitů z grafu Obr. 3.14.

3.4 V-A charakteristiky metodou rozmítané sondy

Ve třetí experimentální kampani byla použita metoda rozmítání. Na sondy bylo přivedeno periodicky se měnící napětí o frekvenci 5 kHz, amplitudě 60 V a offsetu -40 V. Příklad raw dat pro výboj #36271 s rozmítanými sondami je zobrazen v Obr. 1.2. Výhodou této metody je velmi vysoké časové rozlišení, které je možné navyšovat. Na druhou stranu se zvyšující se frekvencí rozmítaného napětí roste vliv parazitních proudů, které musí být odstraněny. Měření bylo provedeno pro celkem osm náklonů hlavice rail sondy. Na rozdíl od metody shot-to-shot jsou volt-ampérové charakteristiky sbírány v průběhu jednoho výboje. Výsledný počet bodů je vyšší, což zvyšuje přesnost fitu.

Pro vyhodnocení dat z měření s rozmítanou rail sondou byly zvoleny dva různé přístupy. V první podkapitole byl naměřený signál rozdělen na jednotlivé volt-ampérové charakteristiky a každá charakteristika byla fitovaná zvlášť. V druhé části byl vyhodnocen větší počet charakteristik naráz metodou bin average. V obou případech byly zkoumány závislosti parametrů na náklonu a jejich časových průběhů.

3.4.1 Analýza po charakteristikách

V první části zpracování signálu bylo potřeba rozdělit naměřený signál na jednotlivé volt-ampérové charakteristiky. Na základě proudu plazmatem bylo určeno, v jakém časovém intervalu se nachází v tokamaku plasma. Volt-ampérové charakteristiky se sestavovaly pouze z tohoto časového intervalu. V signálu rozmítaného napětí na sondách byla nalezena minima a maxima. Ta se musela vyskytovat alespoň 100 vzorků od sebe a musela vyhovovat určité podmínce omezující jejich velikost. Tato dvě kritéria byla uplatněna proto, aby nedocházelo k vyhodnocení šumu jako k extrému. Pro každý výboj byl vytvořen seznam časů, ve kterých rozmítané napětí na sondách nabývalo svého maxima či minima a z těchto rozmezí byly vybírány volt-ampérové charakteristiky.

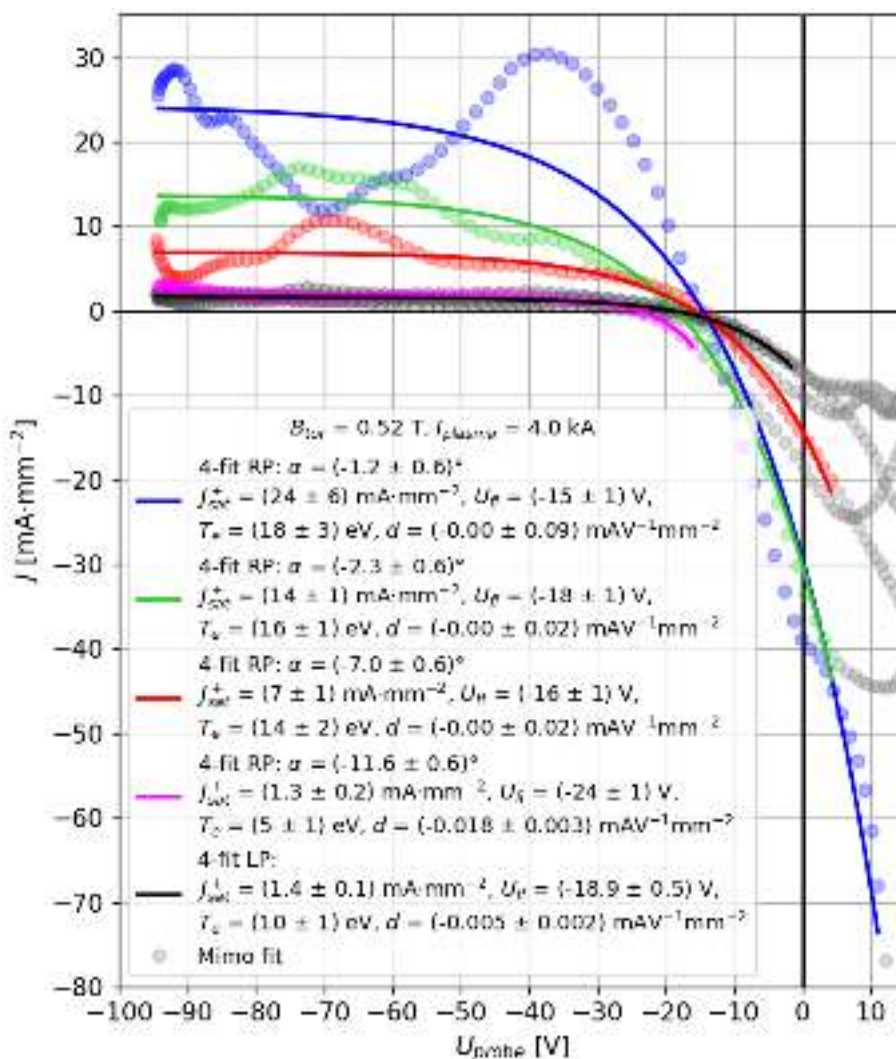
Před provedením fitu byla na tuto volt-ampérovou charakteristiku použita podmínka $I > -3 \cdot I_{sat}^+$. Byl použit pouze čtyřparametrový fit Rov. 1.31, protože se již osvědčil při fitování charakteristik získaných metodou shot-to-shot. Dále byla na základě kombinovaného měření s ball-pen sondou určena elektronová teplota T_e pomocí Rov. 1.26.

Závislost na úhlu

V grafu Obr. 3.15 byly vykresleny čtyři vybrané volt-ampérové charakteristiky pro různé úhly náklonu rail sondy α . Tyto charakteristiky byly vyděleny geometrickou plochu rail sondy A_{rp} na základě vztahu Rov. 1.36, čímž byla získána hustota nasyceného iontového proudu J_{sat}^+ (Rov. 1.14). Všechny volt-ampérové charakteristiky byly vybrány při stejném magnetickém poli $B_{tor} = 0,52$ T. Charakteristiky rail sondy byly srovnány s Langmuirovou sondou, jejíž čtyři příslušející charakteristiky byly vykresleny přes sebe a proloženy čtyřparametrovým fitem jako jedna jediná charakteristika. Ta byla následně dělena plochu Langmuirovy sondy Rov. 1.23.

V tomto grafu Obr. 3.15 je možné pozorovat klesající hustotu iontového saturevaného proudu J_{sat}^+ s rostoucím úhlem náklonu hlavice. Například

pro úhel náklonu rail sondy $\alpha = (-11,6 \pm 0,6)^\circ$ se hodnota $J_{sat}^+ = (1,3 \pm 0,2) \text{ mA} \cdot \text{mm}^{-2}$ dokonce v rámci směrodatné odchylky rovná Langmuirově sondě $J_{sat}^+ = (1,4 \pm 0,1) \text{ mA} \cdot \text{mm}^{-2}$. V další části textu se ukáže, že se jedná spíše o výjimku. Na druhou stranu elektronová teplota T_e naměřená rail sondou je poloviční oproti Langmuirově sondě. Nižší hodnota plovoucího potenciálu U_{fl} je zřejmě způsobená fluktuacemi v plazmatu.

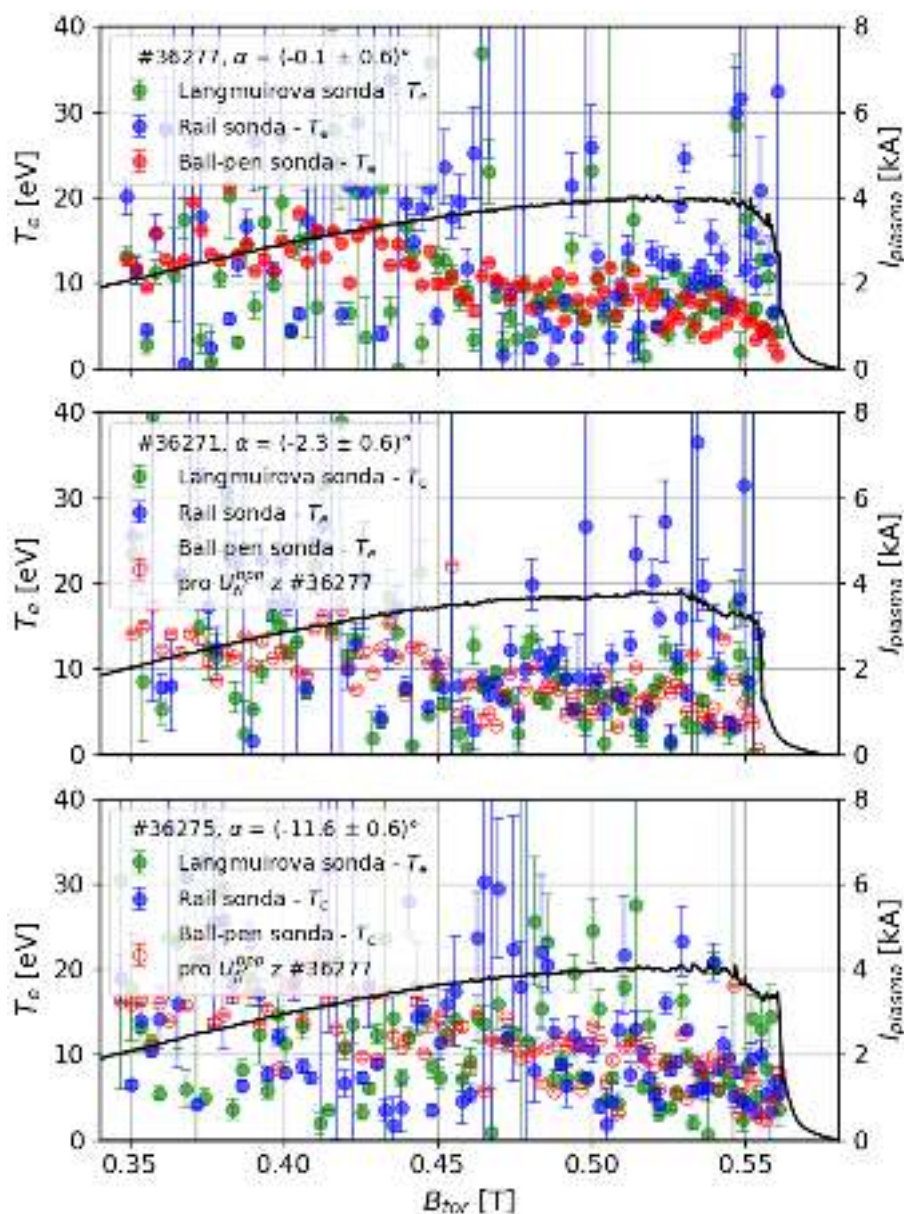


Obr. 3.15: Čtyři volt-ampérové charakteristiky z rail sondy (RP) pro různé úhly náklonu α při magnetickém poli $B_{tor} = 0,52 \text{ T}$ vydělené plochou Rov. 1.36. Charakteristiky jsou doplněny o měření Langmuirovou sondou (LP, černá).

Časový průběh

Pro srovnání měření elektronové teploty T_e byly vybrány tři výboje, ve kterých byly nafitovány všechny volt-ampérové charakteristiky. Jedná se o výboje #36277, #36271 a #36275, které jsou vybrány s ohledem k výběru maximálního možného rozpětí úhlů náklonu α . V grafu Obr. 3.16 jsou vykresleny hodnoty elektronové teploty určené rail a Langmuirovou sondou v závislosti na magnetickém toroidálním poli B_{tor} . Dále byla elektronová teplota T_e měřena kombinovanou ball-pen sondou a v grafu Obr. 3.16 je vyznačena červeně. Pro výpočet byl použit vztah Rov. 1.26, kde byl dosazen plovoucí potenciál z Langmuirovy sondy pro příslušný úhel. Jak

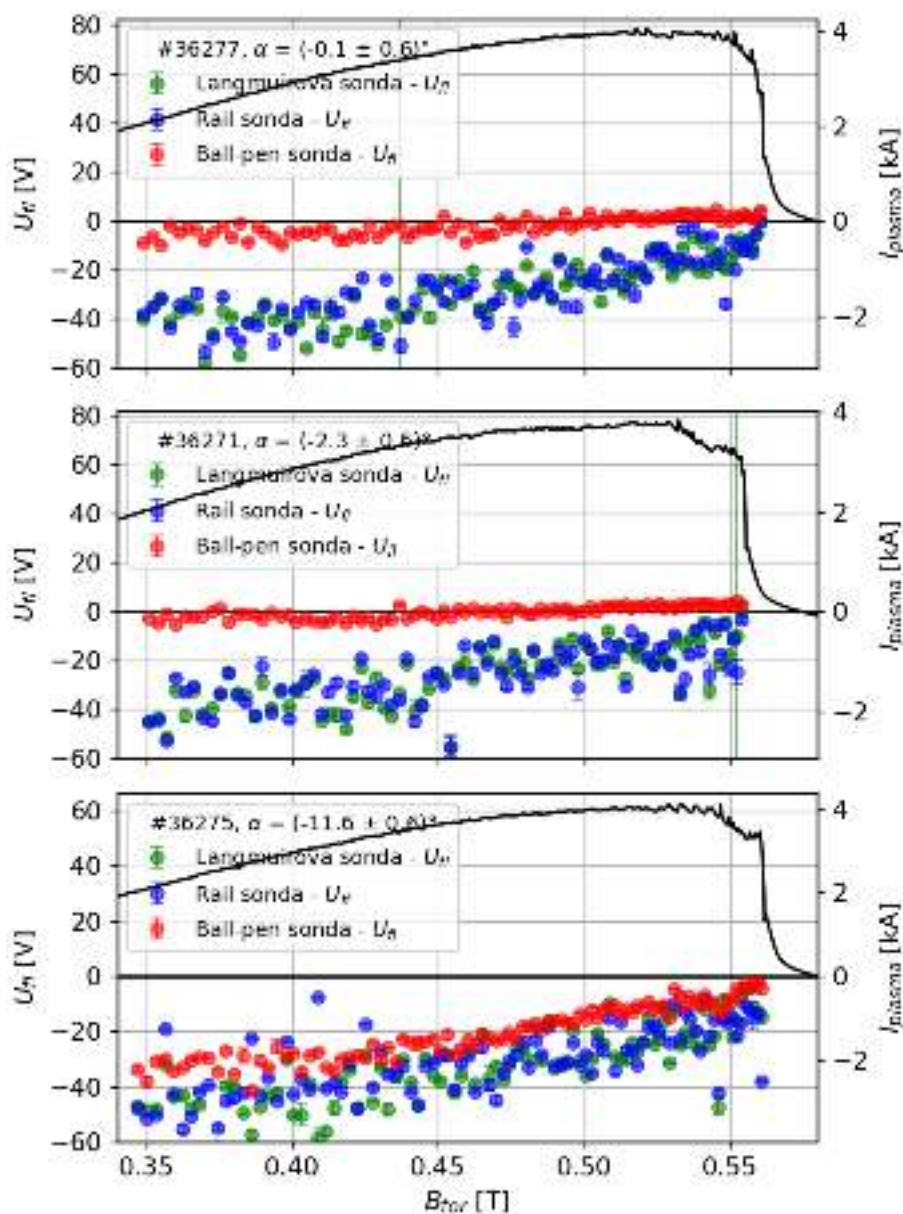
se ukazuje v grafu Obr. 3.17, plovoucí potenciál ball-pen sondy je závislý na úhlu náklonu. Zdá se, že se jeho hodnota pro rostoucí úhel blíží hodnotě plovoucího potenciálu Langmuirovy sondy. Předpokládá se, že reprodukovatelnost výbojů je dostatečná a díky tomu mohly být použity hodnoty plovoucích potenciálů ball-pen sondy z výboje #36277 při náklonu $\alpha = (-0,1 \pm 0,6)^\circ$ pro výpočet T_e , který je označen prázdnými kolečky. Pro lepší představu je v grafu vynesena proud plazmatem I_{plasma} , díky čemuž je možné snáze určit, ve které části výboje bylo měření provedeno a jak moc jsou výboje reprodukovatelné.



Obr. 3.16: Závislost T_e získaná po charakteristikách na magnetickém poli B_{tor} pro tři různé výboje. Plovoucí potenciál ball-pen sondy je použit z výboje #36277. V grafu je doplněn proud plazmatem (černá).

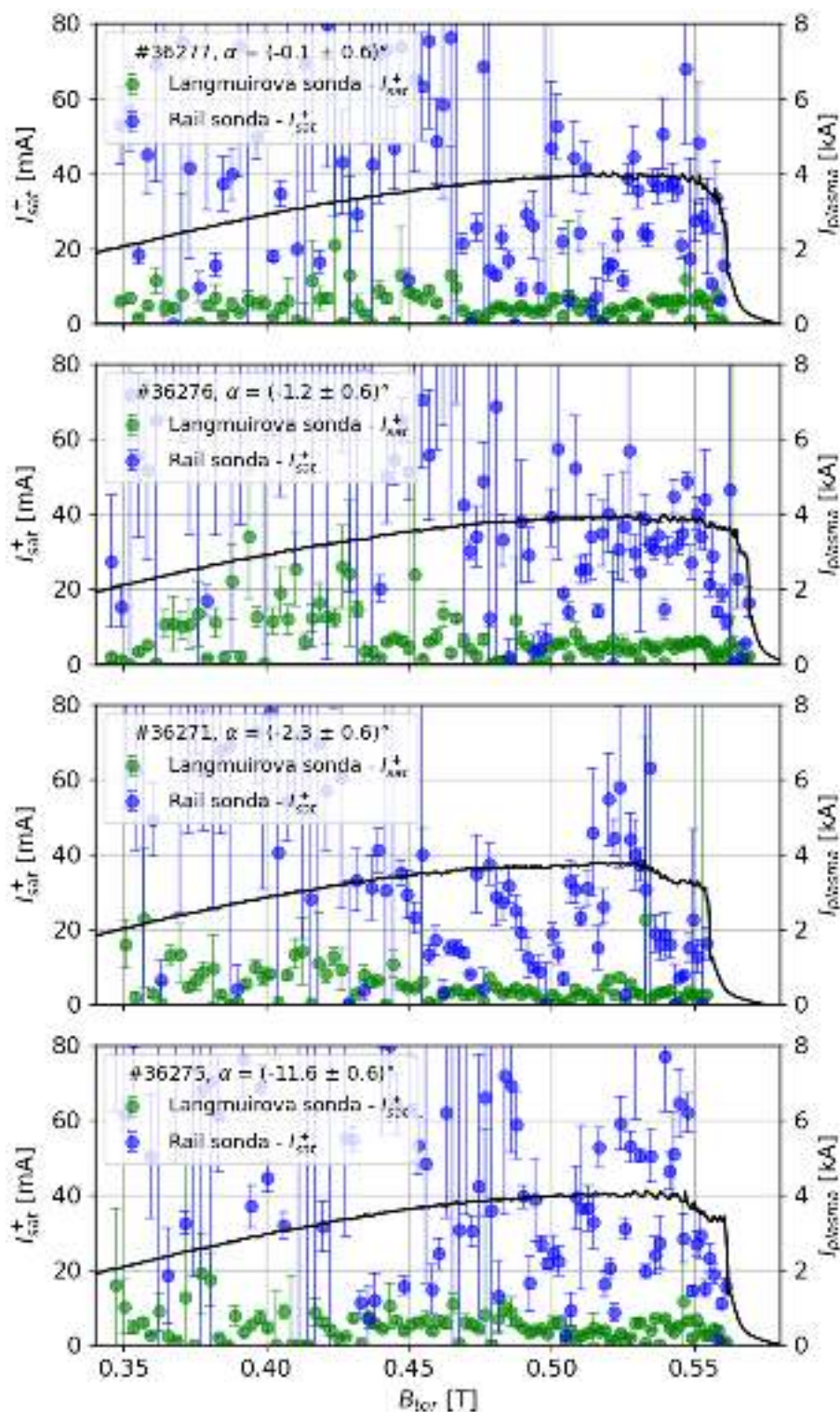
Nehledě na velikost náklonu α byla elektronová teplota T_e určena třemi různými metodami s velkou shodou a to především v oblasti s konstantním proudem plazmatem. Tato shoda měření poukazuje na praktickou použitelnost rail sondy. Přesnost měření pro tyto tři metody však stejná není. Je zřejmé, že elektronová

teplota určená rail sondou značně fluktuuje na rozdíl od měření ball-pen sondou. S použitím metody bin average budou tyto fluktuace v následující části textu potlačeny.



Obr. 3.17: Závislost U_{fl} získaná po charakteristikách na magnetickém poli B_{tor} pro tři různé výboje. V grafu je doplněn proud plazmatem (černá).

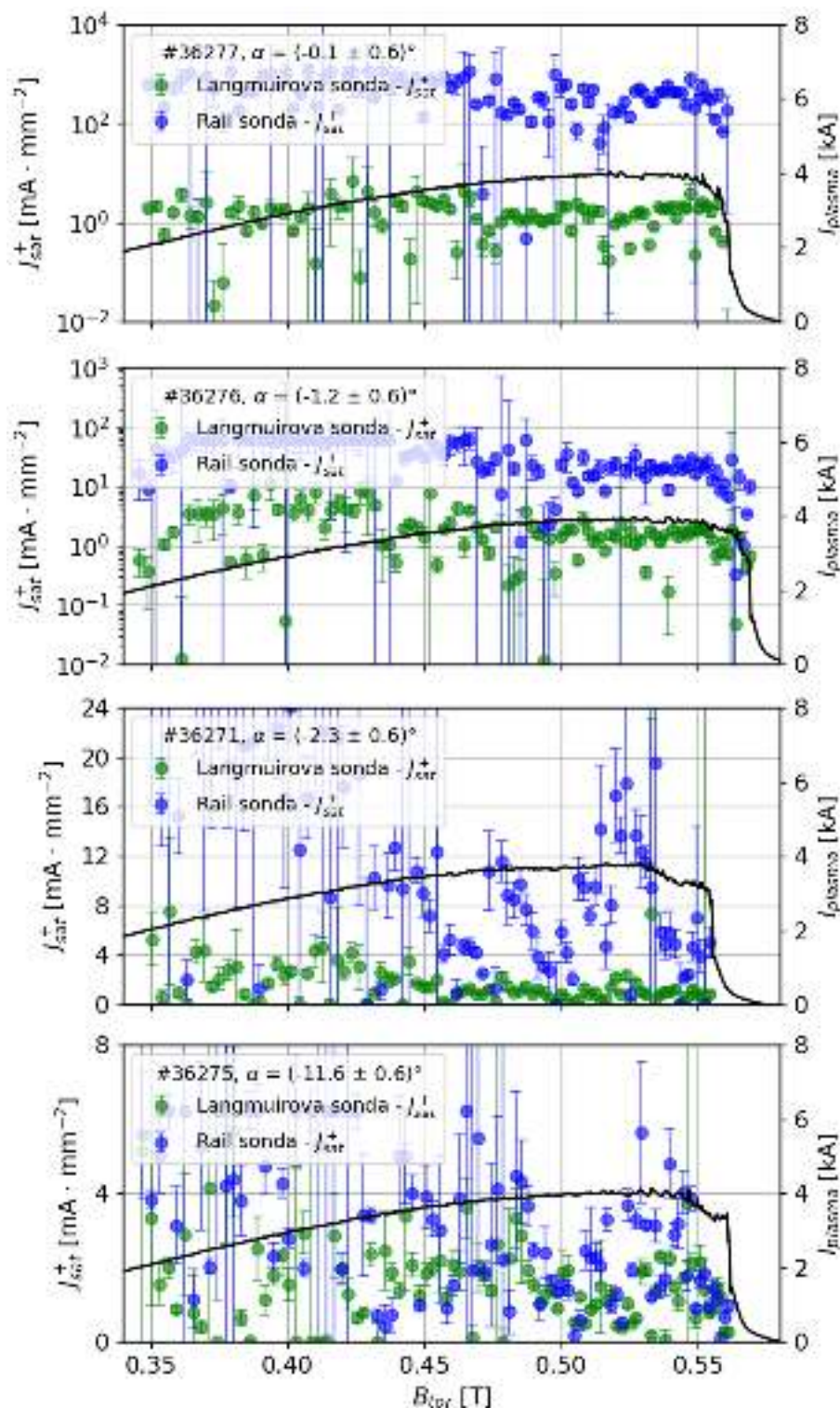
Dále byla v grafu Obr. 3.17 vykreslena obdobná závislost parametru plovoucího potenciálu U_{fl} rail a Langmuirovy sondy. Dvě různé metody měření nevykazují vzájemné odchylky. To je očekávaný poznatek, protože určení plovoucího potenciálu by mělo být tříparametrovým a čtyřparametrovým fitem snadno zvládnutelné. Dále jsou červenými body doplněny hodnoty plovoucího potenciálu ball-pen sondy, které vykazují zajímavou závislost na úhlu náklonu. Pro rostoucí úhel se jeho hodnoty blíží plovoucímu potenciálu Langmuirovy sondy. Měření ball-pen sondou přestává být spolehlivé pro úhel náklonu $|\alpha| > 4^\circ$. K přesnému určení této hranice by bylo nutné měřit potenciál plazmatu nezávisle, například druhou ball-pen sondou.



Obr. 3.18: Závislost I_{sat}^+ získaná po charakteristikách na magnetickém poli B_{tor} pro čtyři různé výboje. V grafu je doplněn proud plazmatem (černá).

Třetím zkoumaným parametrem čtyřparametrového fitu je iontový saturovaný proud I_{sat}^+ . Hodnoty získané rail a Langmuirovou sondou byly opět vyneseny v závislosti na toroidálním poli B_{tor} v grafu Obr. 3.18. Srovnány byly celkem čtyři výboje doplněním o výboj #36276. Je zde vidět rozdíl mezi rail a Langmuirovou sondou daný odlišnou sčernou plochou, viz Rov. 1.14. Důležitou veličinou je hustota iontového nasyceného proudu J_{sat}^+ získaná z plochy rail sondy závislé

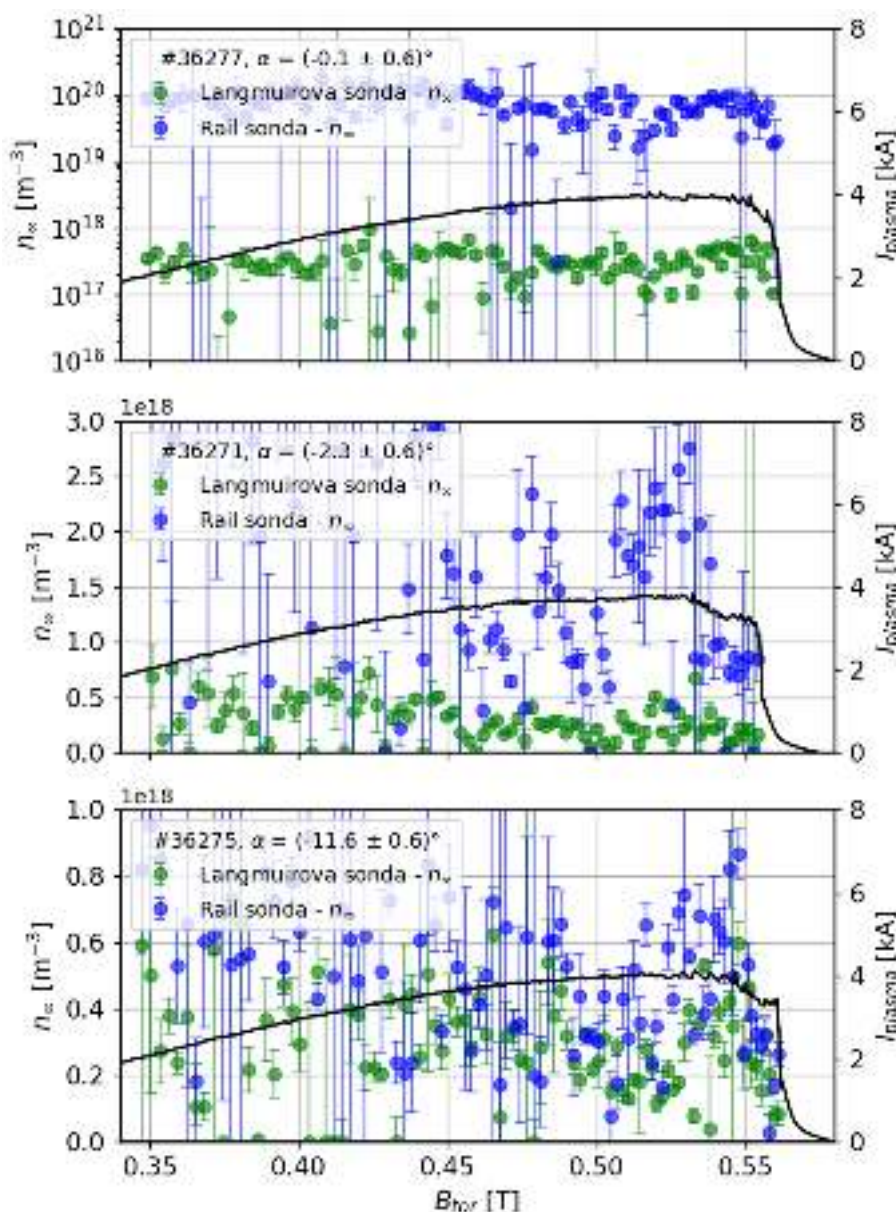
na úhlu náklonu α (Rov. 1.36).



Obr. 3.19: Závislost J_{sat}^+ získaná po charakteristikách na magnetickém poli B_{tor} pro čtyři různé výboje. V grafu je doplněn proud plazmatem (černá).

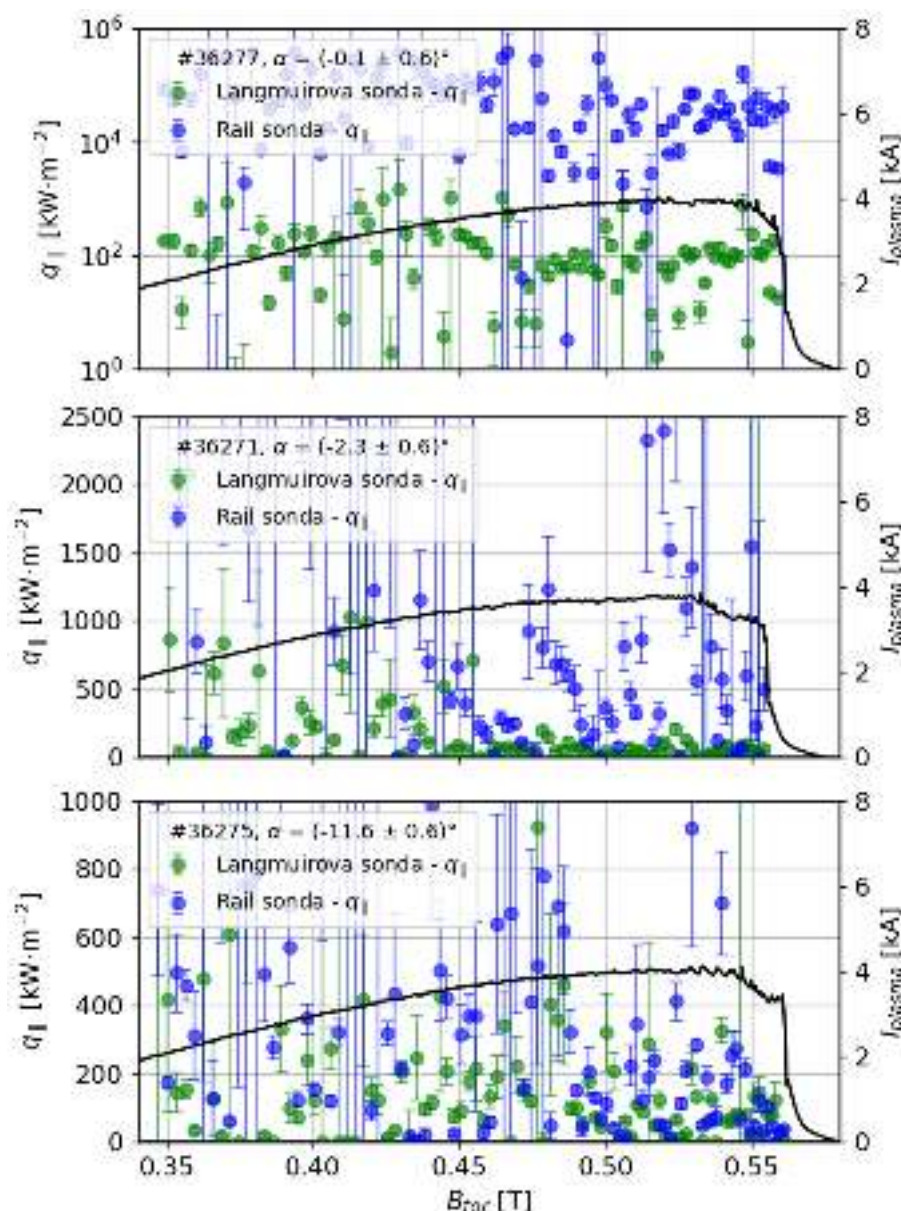
Graf průběhu veličiny J_{sat}^+ na magnetickém poli je zobrazen v Obr. 3.19. Grafy pro dva menší náklony jsou zobrazeny v logaritmické škále z důvodu rozdílu dvou řádů hodnot J_{sat}^+ mezi rail a Langmuirovou sondou. Pro minimální úhel $\alpha = (-0,1 \pm 0,6)^\circ$ dosahuje pro větší magnetická pole J_{sat}^+ určený rail sondou

hodnot až $350 \text{ mA} \cdot \text{mm}^{-2}$. Pro rostoucí úhel hodnota J_{sat}^+ klesá a blíží se hodnotám J_{sat}^+ daným Langmuirovou sondou. Pro maximální úhel náklonu $\alpha = (-11,6 \pm 0,6)^\circ$ již dochází ke shodě. Tato závislost je též popsána v grafu Obr. 3.15.



Obr. 3.20: Závislost hustoty n_∞ získaná po charakteristikách na magnetickém poli B_{tor} pro tři různé výboje. V grafu je doplněn proud plazmatem (černá).

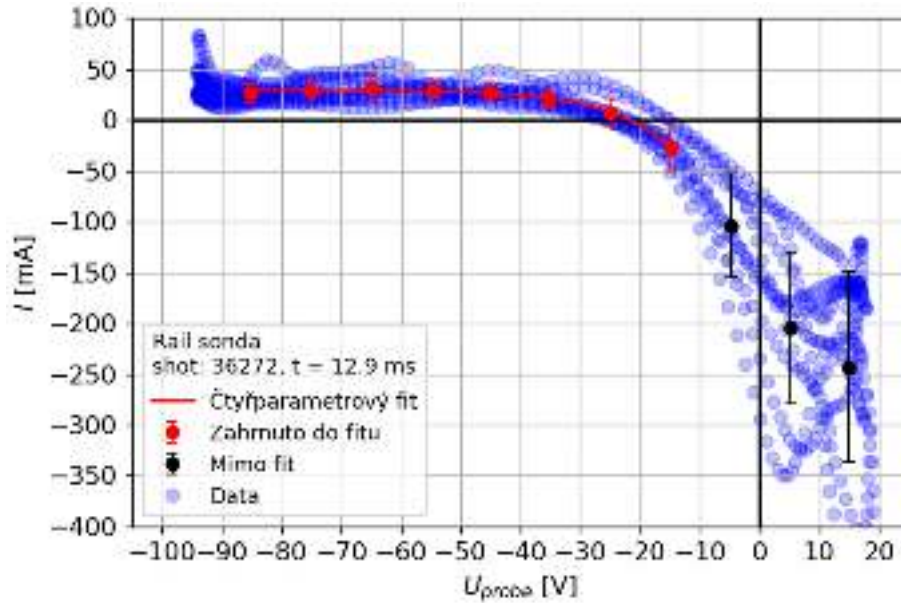
Na základě znalosti velikosti J_{sat}^+ byla v grafu Obr. 3.20 určena hustota plazmatu n_∞ z Rov. 1.20 za podmínky $T_i = 3 \cdot T_e$. Hustota plazmatu určená rail sondou je zde uvedena pro demonstraci extrémně nadhodnocených hodnot pro velmi malé náklony. Hustota pro Langmuirovu sondu vychází zhruba $3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, což je realistická hodnota pro tokamak GOLEM. Dále byl vypočítán paralelní tepelný tok $q_{||}$ v grafu Obr. 3.21, který je značně ovlivněn fluktuacemi elektronové teploty T_e a iontového saturovaného proudu I_{sat}^+ , tak jak popisuje Rov. 1.22.



Obr. 3.21: Závislost tepelného toku $q_{||}$ získaná po charakteristikách na magnetickém poli B_{tor} pro tři různé výboje. V grafu je doplněn proud plazmatem (černá).

3.4.2 Analýza průměrovaných charakteristik

Vyjma vyhodnocení naměřených dat po charakteristikách byla zvolena metoda průměrování charakteristik, anglicky *bin average*. Data byla rozdělena po pěti periodách, respektive po deseti volt-ampérových charakteristikách, ve kterých byly body rozděleny do binů o šířce 10 V v rozmezí -90 V až 20 V, které byly reprezentovány střední hodnotou proudu a jeho směrodatné odchylky. Takto vzniklé volt-ampérové charakteristiky byly proloženy čtyřparametrovým fitem s použitou podmínkou $I > -3 \cdot I_{sat}^+$. Příklad jedné takové volt-ampérové charakteristiky je zobrazen v grafu Obr. 3.22.



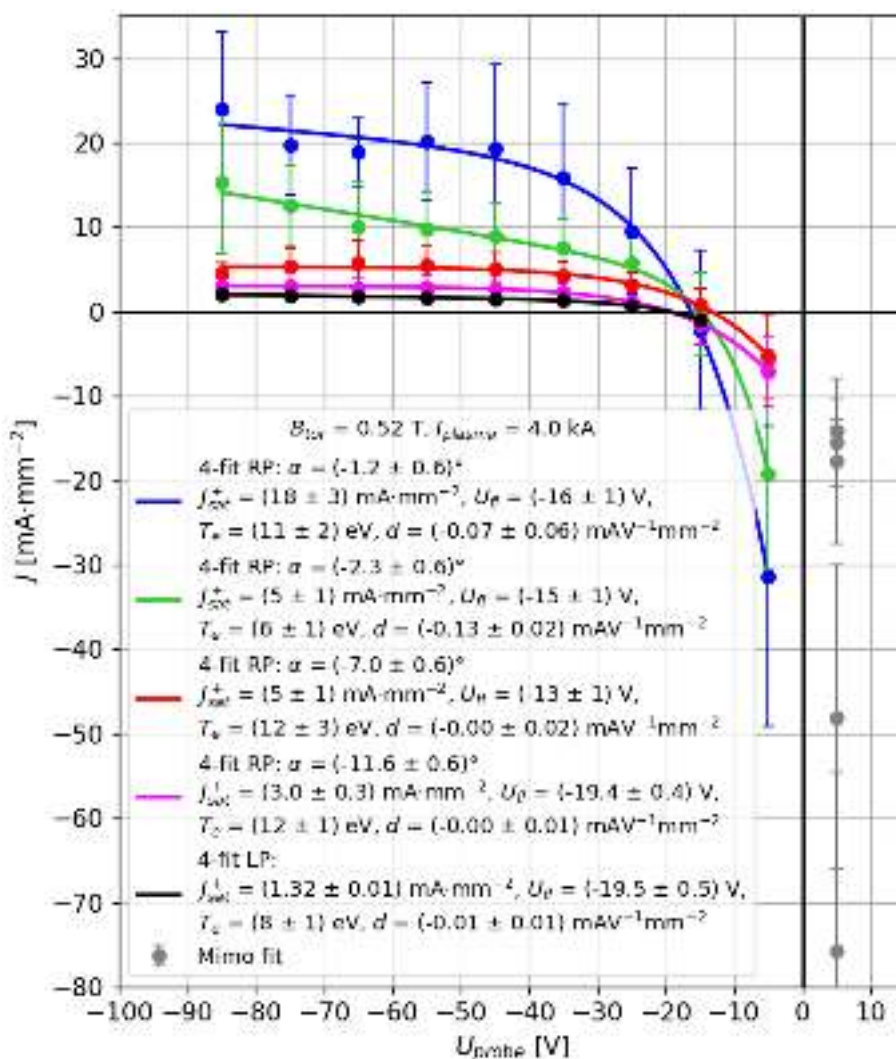
Obr. 3.22: Příklad volt-ampérové charakteristiky vytvořené metodou bin average. Modrou barvou jsou vyznačeny body volt-ampérové charakteristiky, ze kterých byly metodou bin average sestaveny černé a červené body. Červené body vyhovují podmínce $I > -3 \cdot I_{sat}^+$ a červená křivka představuje jejich čtyřparametrový fit.

Reprezentací většího množství dat spadajícího do jednoho binu průměrnou hodnotou se mlčky předpokládá, že rozdělení dat se řídí Gaussovým rozdělením, což není ve skutečnosti pravda. V tomto případě se nejedná o opakované měření, měřená data se dokonce neřídí Maxwell-Boltzmannovým rozdělením. Směrodatné odchylky v tomto případě vyjadřují spíše míru fluktuací než vlastnost distribuční funkce. Použití metody bin average a následné fitování je z tohoto důvodu diskutabilní. Výhodou této metody je snazší konvergence během fitu, což je hlavní důvod použití této metody v této práci. Naměřená data na tokamaku GOLEM jsou totiž zatížena velkým množstvím fluktuací. Tato metoda byla využívána v minulosti z důvodu nižších nároků na výpočet.

Závislost na úhlu

Metodou bin average byl vytvořen obdobný graf jako v případě přístupu po charakteristikách. V grafu Obr. 3.23 byly vykresleny čtyři volt-ampérové charakteristiky vydělené plochou sondy pro různé úhly. Charakteristiky byly vybrány pro magnetické pole v oblasti $B_{tor} = 0,52$ T a byly proloženy čtyřparametrovým fitem.

Z grafů Obr. 3.23 a Obr. 3.15 je zřejmé, že s rostoucím úhlem klesá příspěvek daný stěnovou vrstvou v poměru k příspěvku daném projekční plochou sondy. To je zřetelné z klesající hustoty iontového saturovaného proudu J_{sat}^+ . Díky fluktuacím v průběhu výbojů se směrodatné odchylky bodů volt-ampérové charakteristiky při použití metody bin average drží na vysoké úrovni. Výsledné parametry fitu jsou určeny s nižší relativní chybou v případě použití metody po charakteristikách. Důvodem je nižší počet bodů, které jsou silně zatíženy chybou pro případ metody bin average. To je jedním z ukazatelů, proč by měla být preferována metoda po charakteristikách. Na druhou stranu jsou metodou bin average data vyhlazena a vliv fluktuací je potlačen.

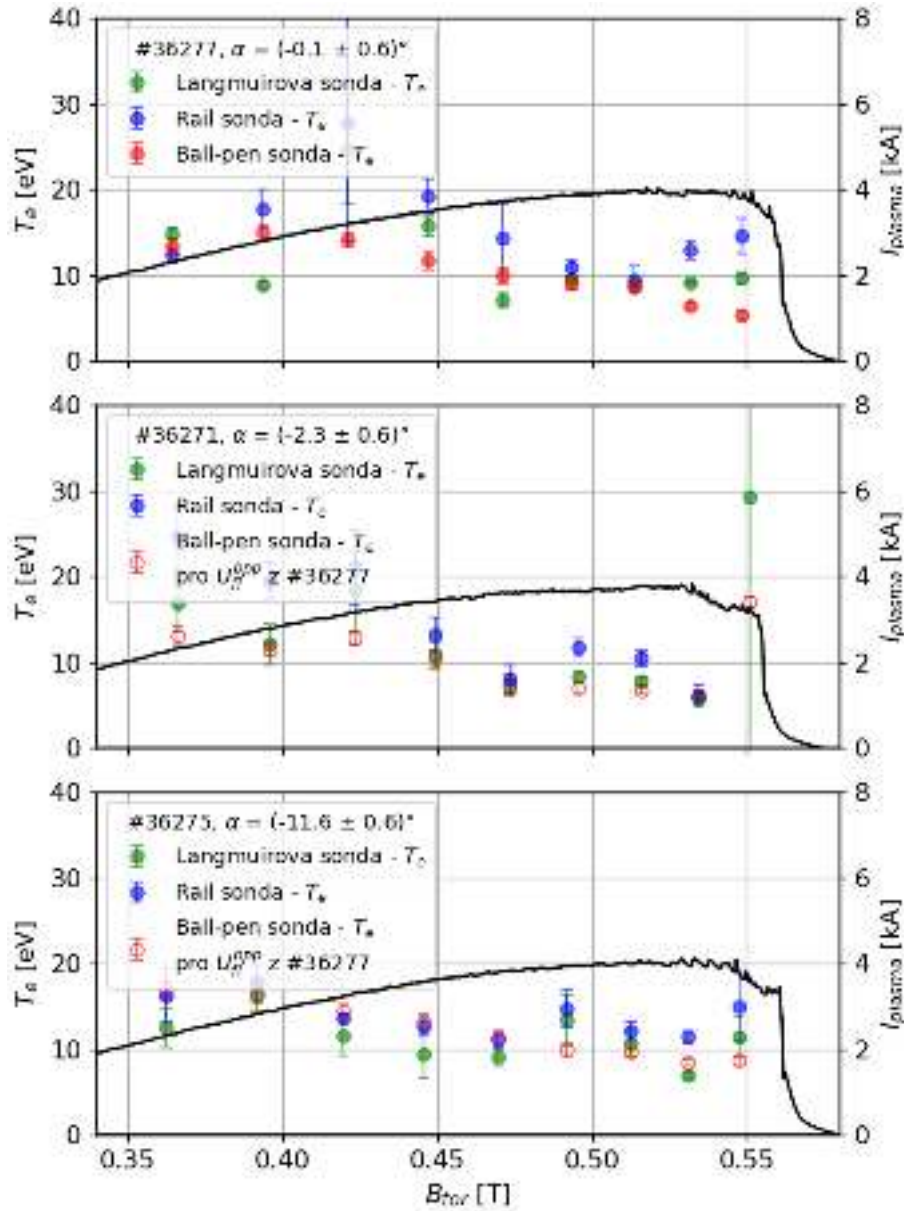


Obr. 3.23: Čtyři volt-ampérové charakteristiky získané metodou bin average z rail sondy (RP) pro různé úhly náklonu α při magnetickém poli $B_{tor} = 0,52$ T. Charakteristiky jsou doplněny o měření Langmuirovou sondou (LP, černá).

Ukazuje se, že pro úhel $|\alpha| > 3^\circ$ lze vliv stěnové vrstvy částečně odstranit. Pro tyto úhly je pozorován razantní pokles hustoty iontového saturevaného proudu J_{sat}^+ . To je znázorněno v grafu Obr. 3.30, kde je zobrazena závislost J_{sat}^+ na absolutní hodnotě náklonu α pro Langmuirovu a rail sondu. Zároveň je pozorován pokles parametru d , který vyjadřuje schopnost fitu potlačit vliv expanze stěnové vrstvy. Pro rostoucí úhel α se tento parametr zmenšuje společně s hodnotou J_{sat}^+ .

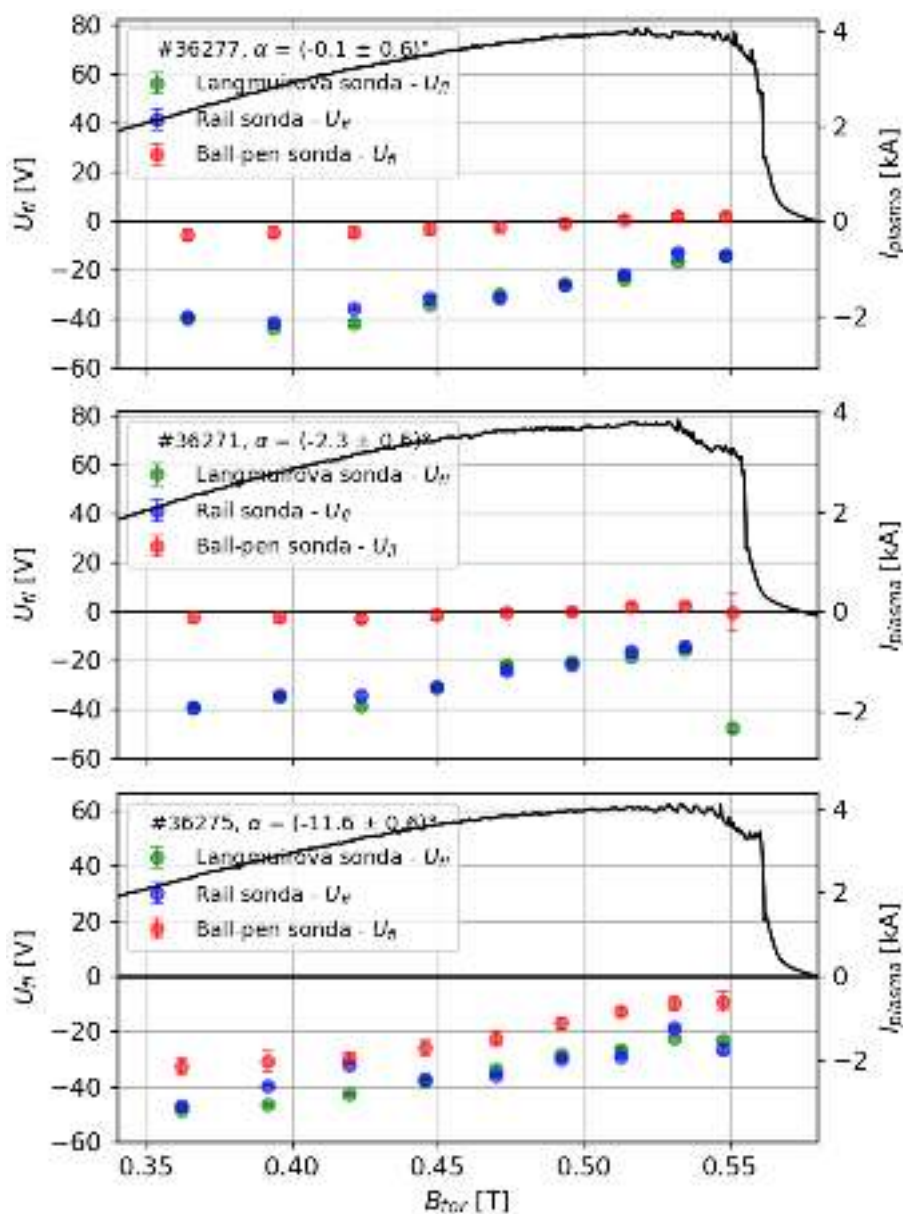
Časový průběh

Na základě metody bin average byly vytvořeny časové průběhy parametrů čtyřparametrového fitu. Závislost elektronové teploty T_e získaná rail a Langmuirovou sondou na magnetickém poli B_{tor} je vykreslena v grafu Obr. 3.24. Z plovoucího potenciálu Langmuirovy a ball-pen sondy byla určena elektronová teplota T_e a to opět z dat ball-pen sondy pro výboj #36277.



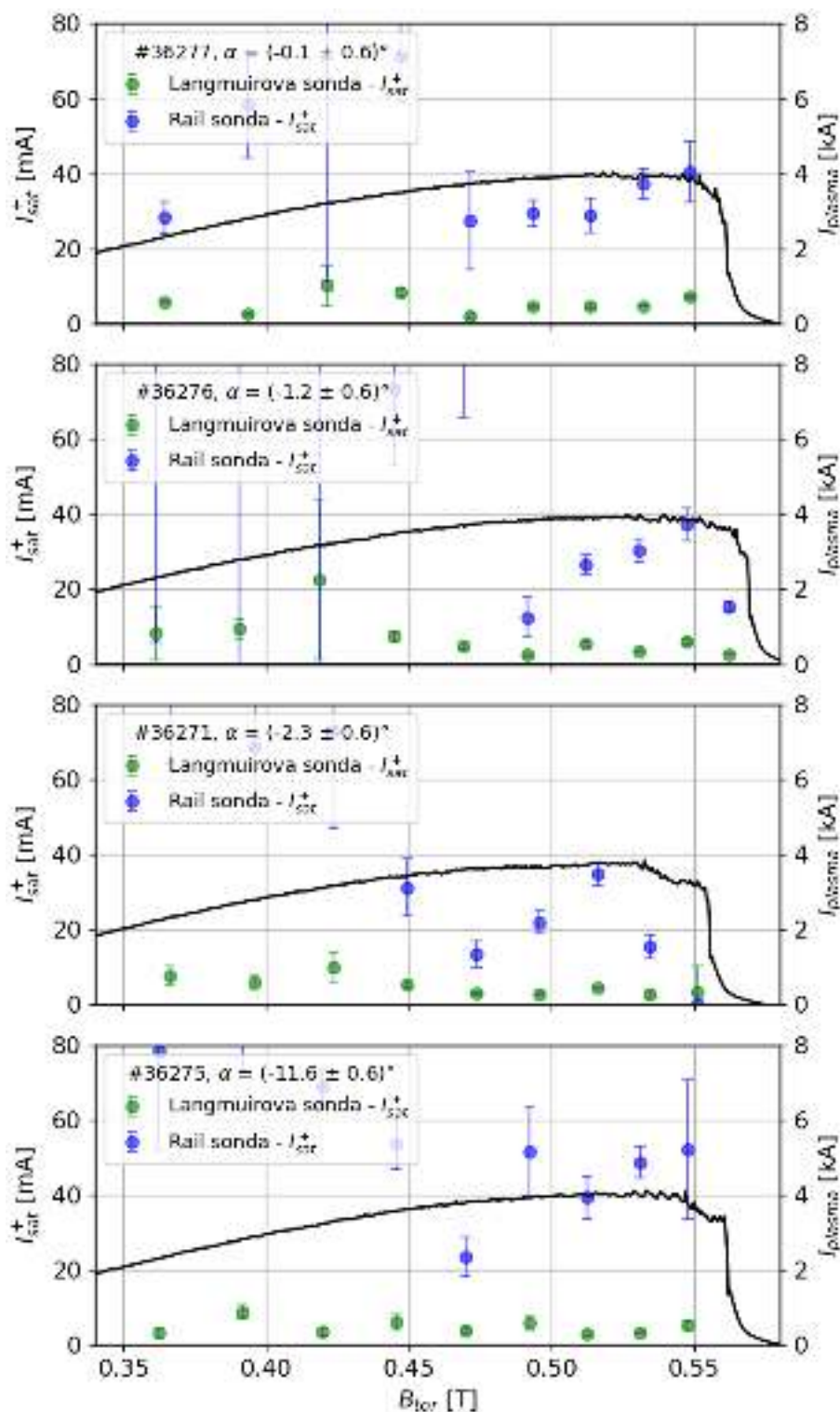
Obr. 3.24: Závislost elektronové teploty T_e získaná metodou bin average na magnetickém poli B_{tor} pro tři různé výboje. Plovoucí potenciál ball-pen sondy je použit z výboje #36277. V grafu je doplněn proud plazmatem (černá).

V oblasti $B_{tor} = 0,45 - 0,53$ T jsou naměřené elektronové teploty všemi třemi metodami takřka stejné pro všechny úhly náklonu. Například pro magnetické pole $B_{tor} = 0,52$ T a úhel $\alpha = (-2,3 \pm 0,6)^\circ$ byla elektronová teplota určena Langmuirovou sondou jako $T_e = (7,9 \pm 0,4)$ eV, rail sondou jako $T_e = (10,5 \pm 0,9)$ eV a ball-pen sondou jako $T_e = (7,3 \pm 0,2)$ eV. Zde je hodnota rail sondy oproti Langmuirově a ball-pen sondě mírně nadhodnocená, přesto se jedná o dobrou shodu. Největší chybu měření v tomto vybrané bodě má rail sonda, což je charakteristika opakující se nehladě na volbu náklonu a času výboje, respektive magnetického pole. Nejpresnější je naopak měření elektronové teploty kombinovanou metodou s ball-pen sondou, zde jsou avšak hodnoty určeny z výboje #36277. Hodnoty elektronové teploty se mohou při použití různých metod lišit, protože se sondy nenacházejí přesně v jednom bodě, chyba měření by ale neměla být v zásadě různými polohami sond ovlivněna.



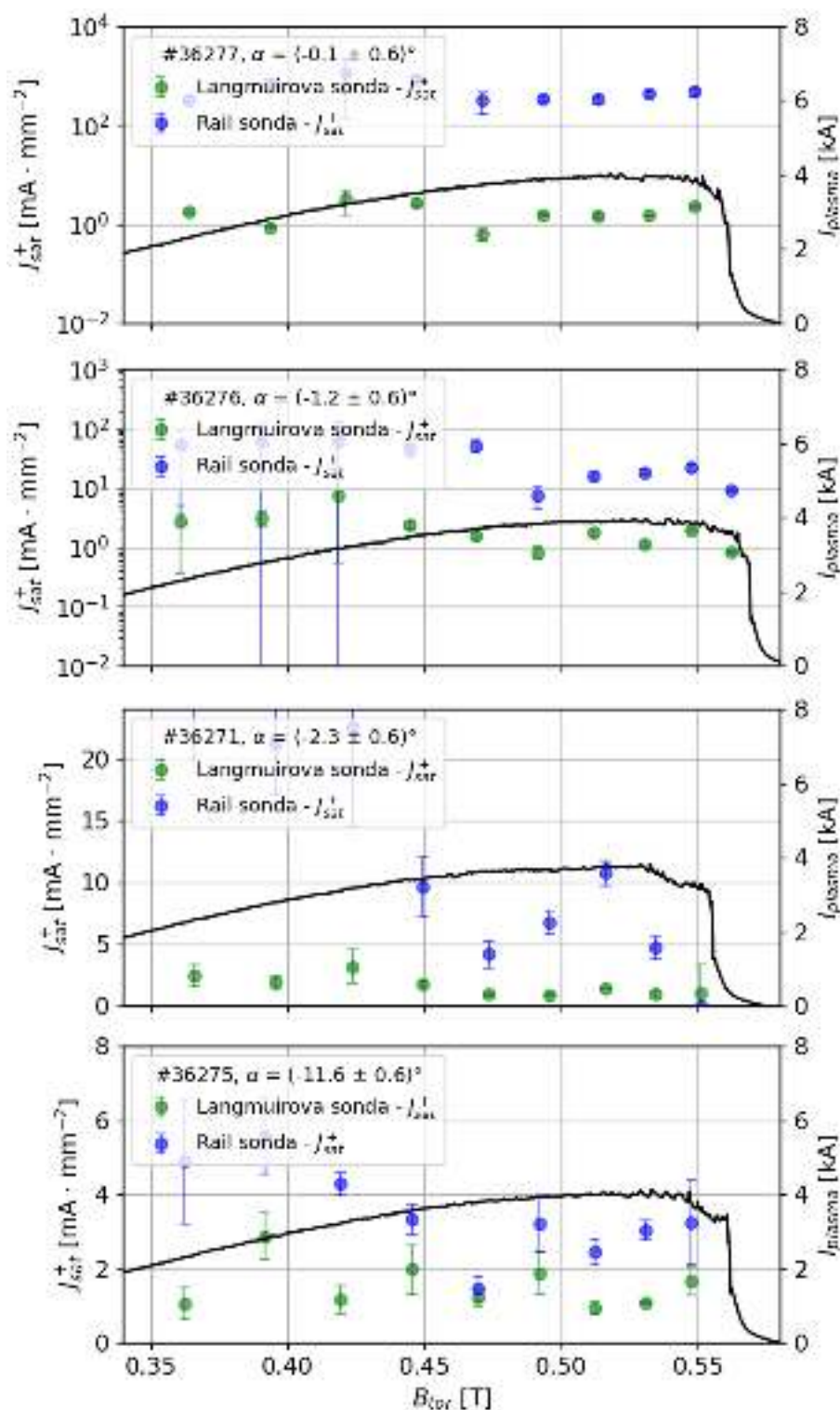
Obr. 3.25: Závislost veličiny U_{fl} získaná metodou bin average na magnetickém poli B_{tor} pro tři různé výboje. V grafu je doplněn proud plazmatem (černá).

Dále byla v grafu Obr. 3.25 vykreslena závislost plovoucího potenciálu U_{fl} na magnetickém poli B_{tor} . Až na několik bodů jsou měřené hodnoty plovoucího potenciálu v rámci chyby identické pro obě použité sondy nehledě na náklonu α , tak jako v případě metody po charakteristikách. Je zde též vidět již popsaná závislost ball-pen sondy na úhlu náklonu, kdy se její plovoucí potenciál blíží hodnotám Langmuirovy a rail sondy. Možné vysvětlení je, že pro větší úhel náklonu je kolektor ball-pen sondy více vystaven plazmatu a proto se chová jako klasická Langmuirova sonda. Též je možné, že pro větší úhel náklonu je ball-pen sonda stíněna hlavicí.



Obr. 3.26: Závislost veličiny I_{sat}^+ získaná metodou bin average na magnetickém poli B_{tor} pro čtyři různé výboje. V grafu je doplněn proud plazmatem (černá).

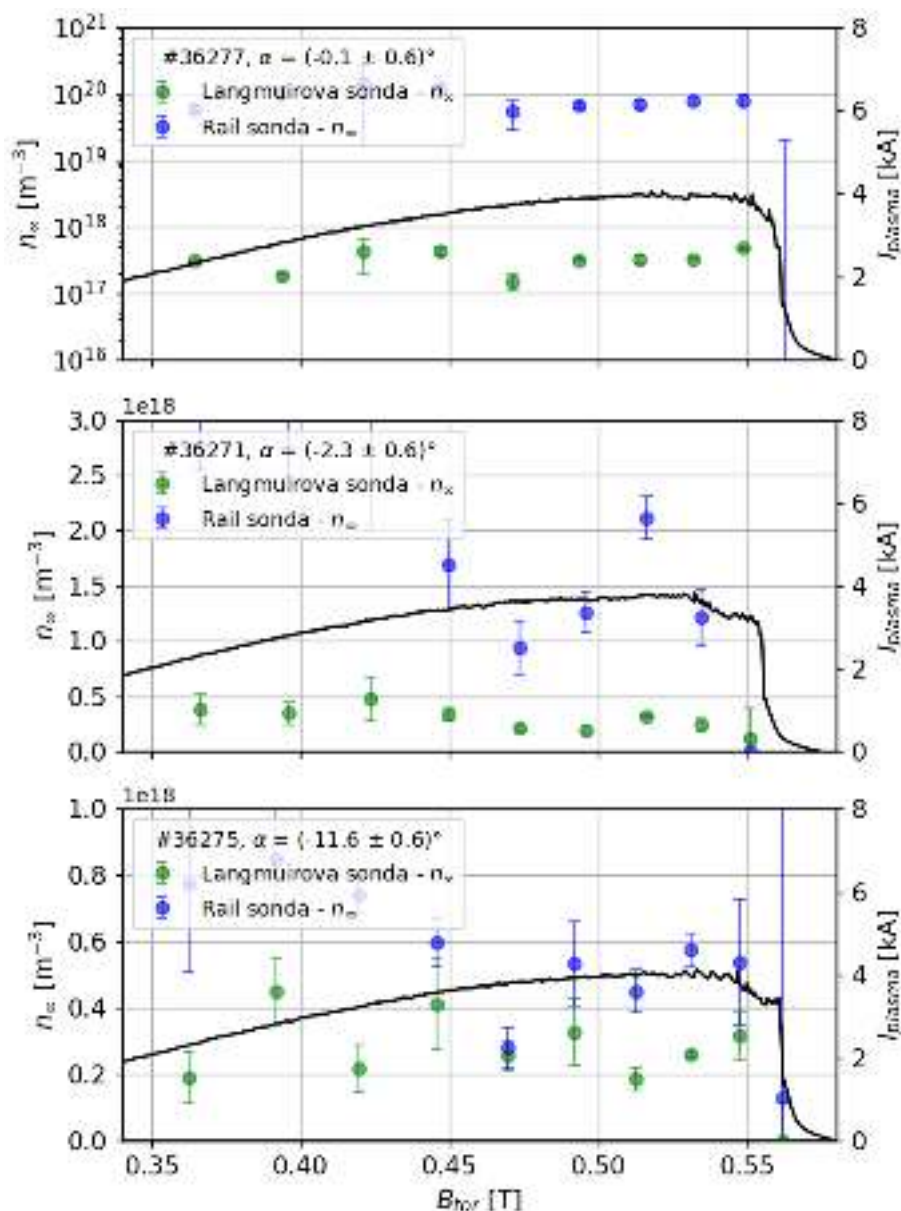
Posledním zkoumaným parametrem čtyřparametrového fitu je iontový satureovaný proud I_{sat}^+ . Jeho závislost na magnetickém toroidálním poli byla vynesena v grafu Obr. 3.26 a též metodou po charakteristikách v grafu Obr. 3.18. Pro konstantní proud plazmatem v rozsahu magnetického pole $B_{tor} = 0,45\text{--}0,55$ T byly fluktuace plazmatu pozorované v grafu Obr. 3.18 metodou bin average potlačeny.



Obr. 3.27: Závislost veličiny J_{sat}^+ získaná metodou bin average na magnetickém poli B_{tor} pro čtyři různé výboje. V grafu je doplněn proud plazmatem (černá).

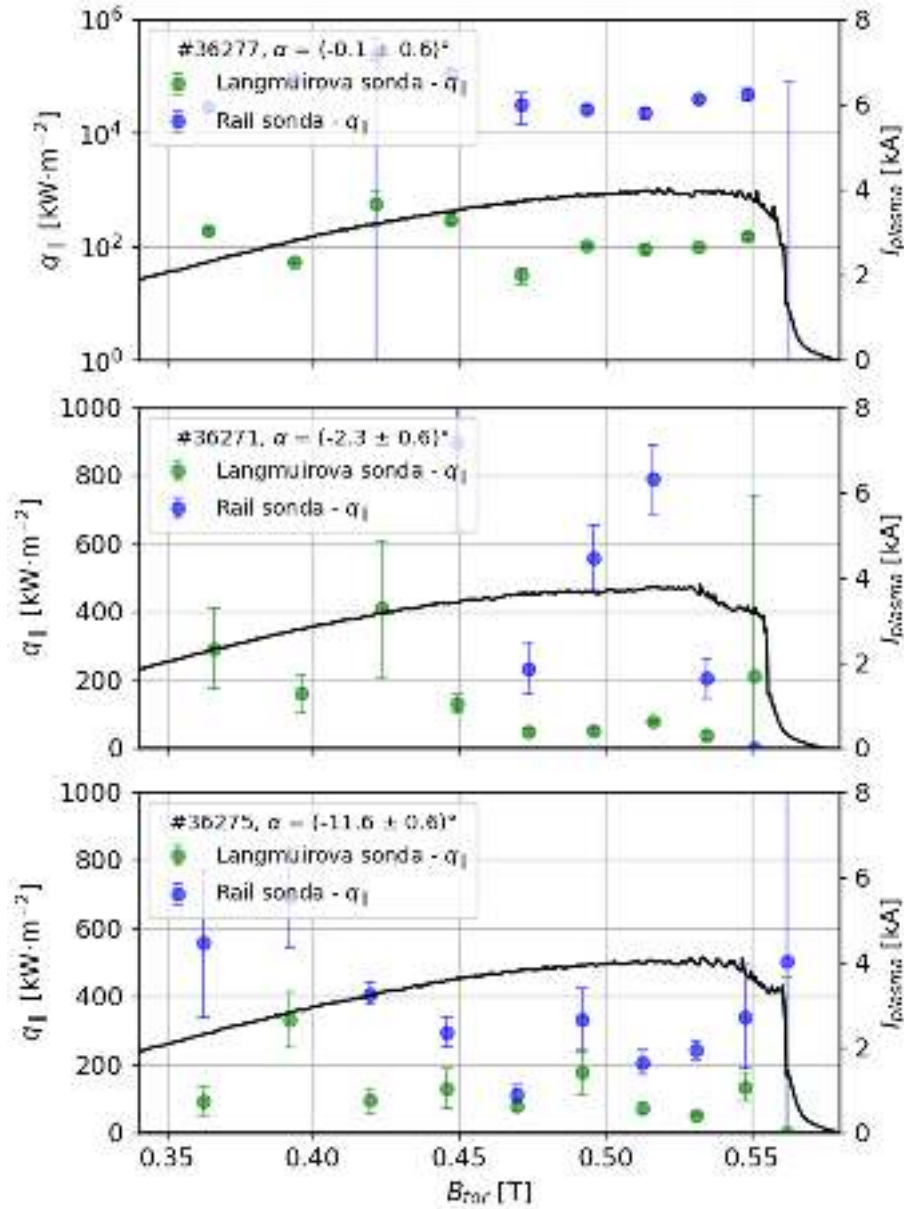
V grafu Obr. 3.27 byla vykreslena hustota iontového nasyceného proudu J_{sat}^+ , kde pro první dva grafy byla použita logaritmická stupnice. Pro rostoucí úhel náklonu hodnoty J_{sat}^+ rail sondy vypočítané na základě projekční plochy A_{rp} rychle klesají a konvergují k hodnotě hustoty iontového nasyceného proudu Langmuirovy sondy. Pro $|\alpha| > 3^\circ$ se již měření obou sond k sobě blíží, přesto nedochází k požadované úplné shodě. Důvodem je, že skutečná sběrná plocha rail sondy A je

nejspíše větší než plocha projekční A_{rp} a to zhruba dvakrát $A \approx 2 \cdot A_{rp}$.



Obr. 3.28: Závislost hustoty n_{∞} získaná metodou bin average na magnetickém poli B_{tor} pro tři různé výboje. V grafu je doplněn proud plazmatem (černá).

Na závěr byla v Obr. 3.28 vykreslena závislost hustoty neporušeného plazmatu n_{∞} získána ze vztahu Rov. 1.20 za předpokladu $T_i = 3 \cdot T_e$. Pro malý úhel $\alpha = (-0,1 \pm 0,6)^\circ$ jsou hodnoty rail sondy téměř o tři řády vyšší, než pro náklon $\alpha = (-11,6 \pm 0,6)^\circ$, kde dochází téměř ke shodě. V grafu Obr. 3.29 byl vynesena paralelní tepelný tok q_{\parallel} . I přes jeho závislost na J_{sat}^+ a teplotě T_e (viz Rov. 1.22) se jeho hodnoty v čase mění minimálně. Nadhodnocené tepelné toky q_{\parallel} jsou opět způsobeny chybou měření hustoty iontového nasyceného proudu J_{sat}^+ .

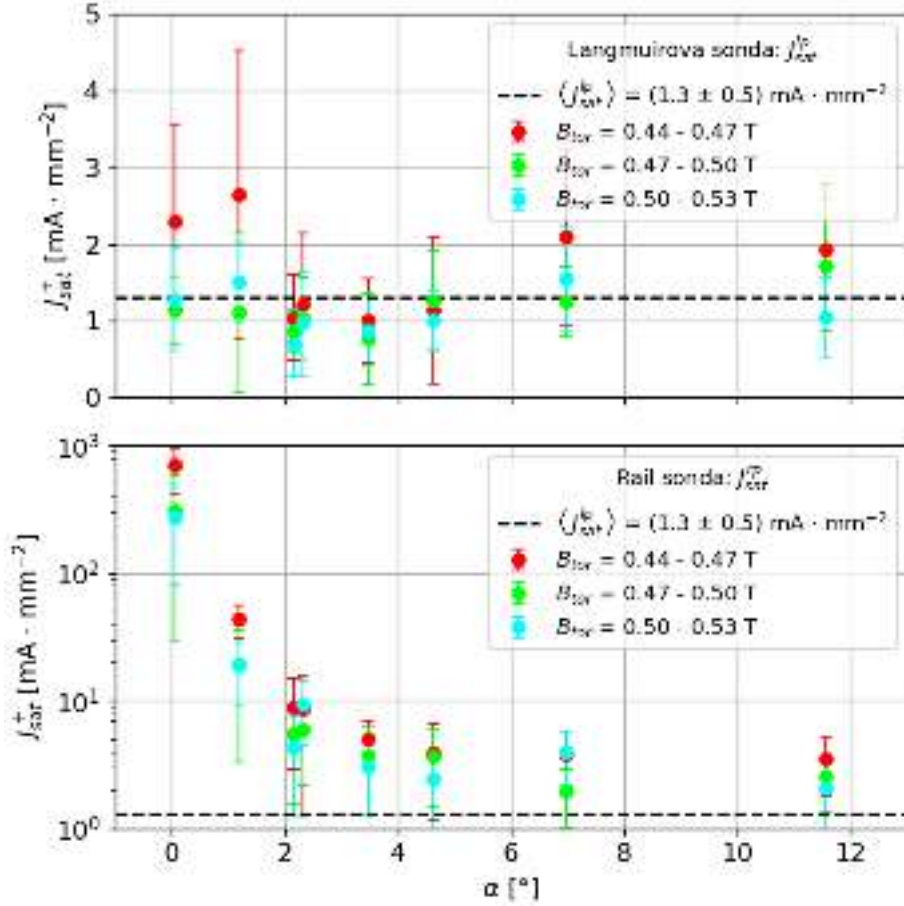


Obr. 3.29: Závislost tepelného toku $q_{||}$ získaná metodou bin average na magnetickém poli B_{tor} pro tři různé výboje. V grafu je doplněn proud plazmatem (černá).

3.5 Výpočet výšky stěnové vrstvy

V grafu Obr. 3.30 je zobrazena závislost J_{sat}^+ na absolutní hodnotě náklonu α pro Langmuirovu a rail sondu. Zatímco pro Langmuirovu sondu J_{sat}^{lp} nezávisí na úhlu náklonu α , v případě rail sondy je tato závislost J_{sat}^{rp} vysoká. Hodnoty J_{sat}^{rp} rychle klesají a konvergují k hodnotám Langmuirovy sondy se střední hodnotou $\langle J_{sat}^{lp} \rangle = (1,3 \pm 0,5) \text{ mA} \cdot \text{mm}^{-2}$. Pro úhel $|\alpha| > 3^\circ$ se hodnoty J_{sat}^{rp} rail sondy ustanoví na $\langle J_{sat}^{rp} \rangle = (3,3 \pm 0,9) \text{ mA} \cdot \text{mm}^{-2}$. Z Rov. 1.14 je vidět, že jedním z možných vysvětlení je rozdíl mezi projekční plochou rail sondy A_{rp} z Rov. 1.36 a skutečnou sběrnou plochou A , která může být rovna $A = 2,5 \cdot A_{rp}$. Též je možné, že plocha Langmuirovy sondy nebyla správně určena. Použit byl vztah Rov. 1.23, který její plochu uvažuje jako dvě projekční plochy, což je minimální možná uvažovaná plocha. Pokud by byla její plocha určena jako plášť válce, vzrostla by, čímž by

poklesla hustota iontového saturevaného proudu J_{sat}^{lp} a tím by určený rozdíl ploch $A = 2,5 \cdot A_{rp}$ narostl.



Obr. 3.30: Závislost J_{sat}^{+} Langmuirovy (horní část) a rail (dolní část) sondy na úhlu náklonu α pro různé velikosti magnetického toroidálního pole B_{tor} . Černá čárkovaná úsečka představuje střední hodnotu $\langle J_{sat}^{lp} \rangle = (1,3 \pm 0,5) \text{ mA} \cdot \text{mm}^{-2}$ Langmuirovy sondy.

Je zřejmé, že důležitou roli v nárůstu plochy rail sondy bude plnit výška stěnové vrstvy Δ . V následující části textu bude představen postup, pomocí kterého bude Δ určena a to z tvaru této závislosti. Na základě modelu z teorie by se celkový iontový saturevaný proud rail sondy I_{sat}^{+} měl řídit dle:

$$I_{sat}^{+} = J_{sat}^{lp} (l \cdot d \cdot \sin(\alpha) + \Delta \cdot d \cdot \cos(\alpha)), \quad (3.11)$$

kde l a d jsou parametry rail sondy a J_{sat}^{lp} hustota iontového saturevaného proudu, kterou lze přesně určit pomocí Langmuirovy sondy. Ionový saturevaný proud I_{sat}^{+} z této rovnice byl ale určen z měření s rail sondou dle:

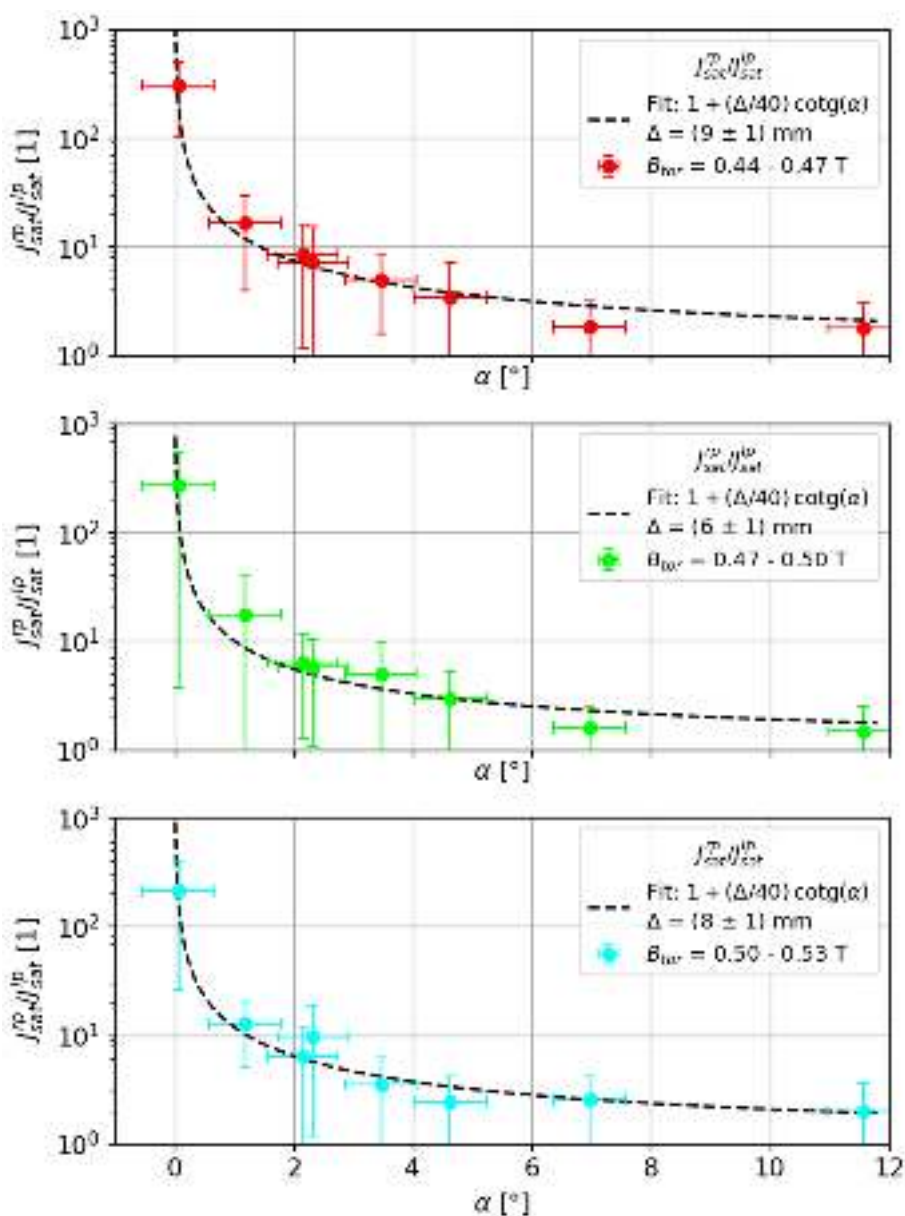
$$I_{sat}^{+} = J_{sat}^{rp} (l \cdot d \cdot \sin(\alpha)). \quad (3.12)$$

Z těchto dvou vztahů 3.11 a 3.12 je odvozena rovnice:

$$\frac{J_{sat}^{rp}}{J_{sat}^{lp}} = 1 + \frac{\Delta}{l} \cdot \cotg(\alpha), \quad (3.13)$$

ve které je jedinou neznámou šířka stěnové vrstvy Δ . Podíl na levé straně lze chápat jako hodnoty rail sondy normalizované na Langmuirovu sondu, čímž byly potlačeny vlivy způsobené fluktuací plazmatu.

V grafu Obr. 3.31 je na ose y vynesena podíl $J_{sat}^{rp}/J_{sat}^{lp}$ v závislosti na absolutní hodnotě náklonu rail sondy α pro tři různá rozpětí magnetického toroidálního pole B_{tor} . Za účelem získání parametru Δ byly hodnoty proloženy funkcí Rov. 3.13. Výsledná velikost stěnové vrstvy vychází jako $\Delta = (8 \pm 1)$ mm pro nejvyšší magnetické pole $B_{tor} = 0,50 - 0,53$ T. Je nutno podotknout, že tento výpočet byl proveden na základě velmi zjednodušeného tvaru stěnové vrstvy a předpokladu správnosti naměřeného J_{sat}^{lp} pomocí Langmuirovy sondy.



Obr. 3.31: Závislost $J_{sat}^{rp}/J_{sat}^{lp}$ na úhlu náklonu α pro různé velikosti magnetického toroidálního pole B_{tor} . Hodnoty jsou proloženy funkcí Rov. 3.13.

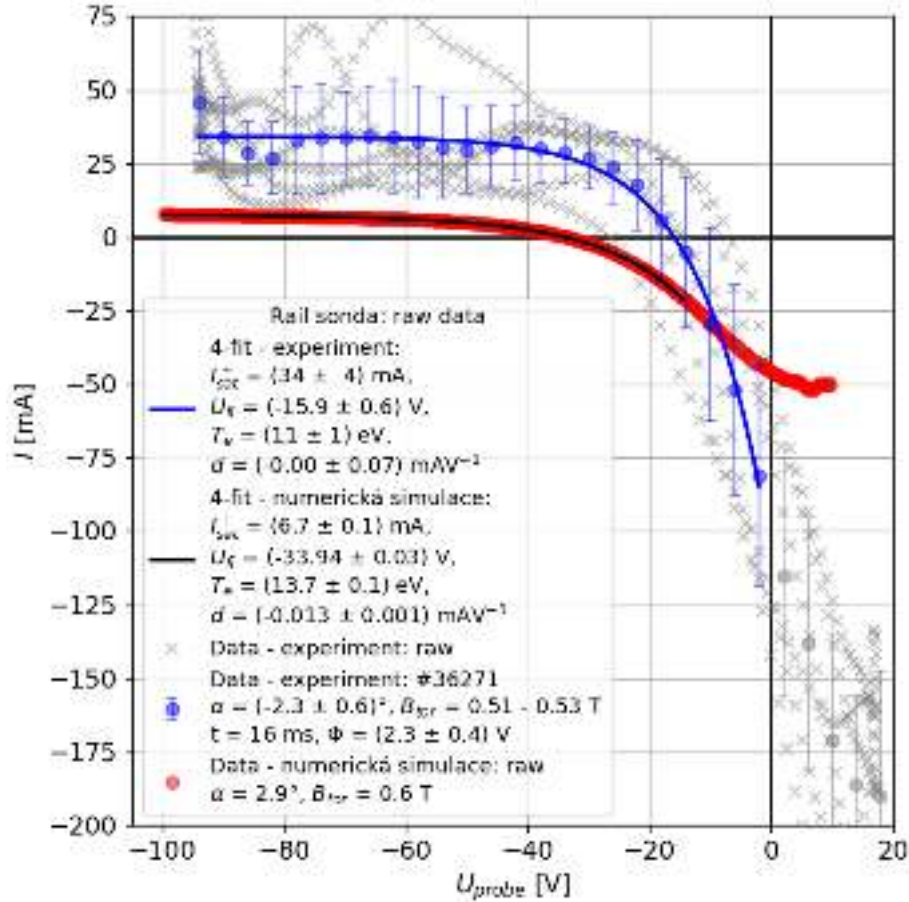
Dle teorie by výška stěnové vrstvy Δ měla být velká několik Debyeových délek $\lambda_D = 47 \mu\text{m}$. Z Child-Langmuirova zákona byla výška stěnové vrstvy určena jako $\Delta = 0,17$ mm. Jedná se o hodnotu o jeden řád nižší, než experimentálně nalezená hodnota $\Delta = (8 \pm 1)$ mm. Experiment v tomto případě není ve shodě s teorií. Tento postup, při kterém byla výška Δ určena experimentálně doposud nebyl nikde publikován.

3.6 Experiment versus 2D PIC simulace

V rámci vývoje rail sondy na tokamak COMPASS-U byly vytvořeny 2D particle-in-cell (PIC) simulace Mgr. Alešem Podolníkem, Ph.D. pro tokamak GOLEM. Pro srovnání těchto simulací s daty z experimentu byly poskytnuty volt-ampérové charakteristiky pro několik různých parametrů plazmatu. Simulace byly provedeny pro rail sondu délky $l = 40$ mm, tedy pro sondu stejné délky jako v experimentu. Z poskytnutých dat byl vybrán výboj a série dat ze simulace, které se nejvíce podobaly parametry plazmatu, tedy výboj #36271 s náklonem $\alpha = (-2,3 \pm 0,6)^\circ$. Numerická simulace byla provedena pro úhel $\alpha = 2,9^\circ$, se zadanou hustotou plazmatu $n_\infty^{\text{sim}} = 2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, s magnetickým polem $B_{\text{tor}} = 0,6 \text{ T}$ a elektronovou teplotou $T_e = 10 \text{ eV}$. V numerické simulaci byl použit předpoklad $T_i = T_e$. Data byla poskytnuta v bezrozměrných jednotkách, pro porovnání s naměřenými daty je bylo nutné vynásobit proudem I_{proj} :

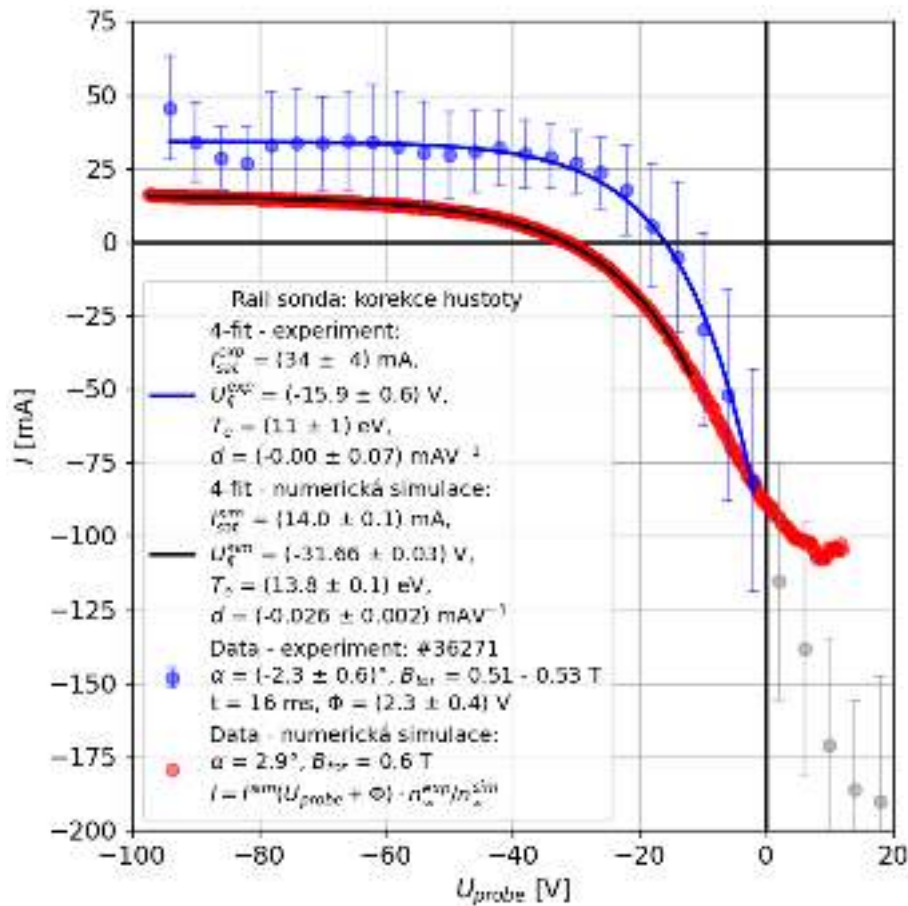
$$I_{\text{proj}} = e \cdot n_\infty^{\text{sim}} \cdot c_s \cdot w \cdot l \cdot \sin(\alpha). \quad (3.14)$$

Takto získaná data byla porovnána s volt-ampérovou charakteristikou z experimentu v grafu Obr. 3.32. Obě charakteristiky byly proloženy čtyřparametrovým fitem a jak se ukazuje, značně se liší. Nyní budou provedeny korekce rozdílů mezi vstupními parametry simulace a veličinami, naměřenými v experimentu.



Obr. 3.32: Srovnání raw dat z numerické simulace a experimentu s rail sondou.

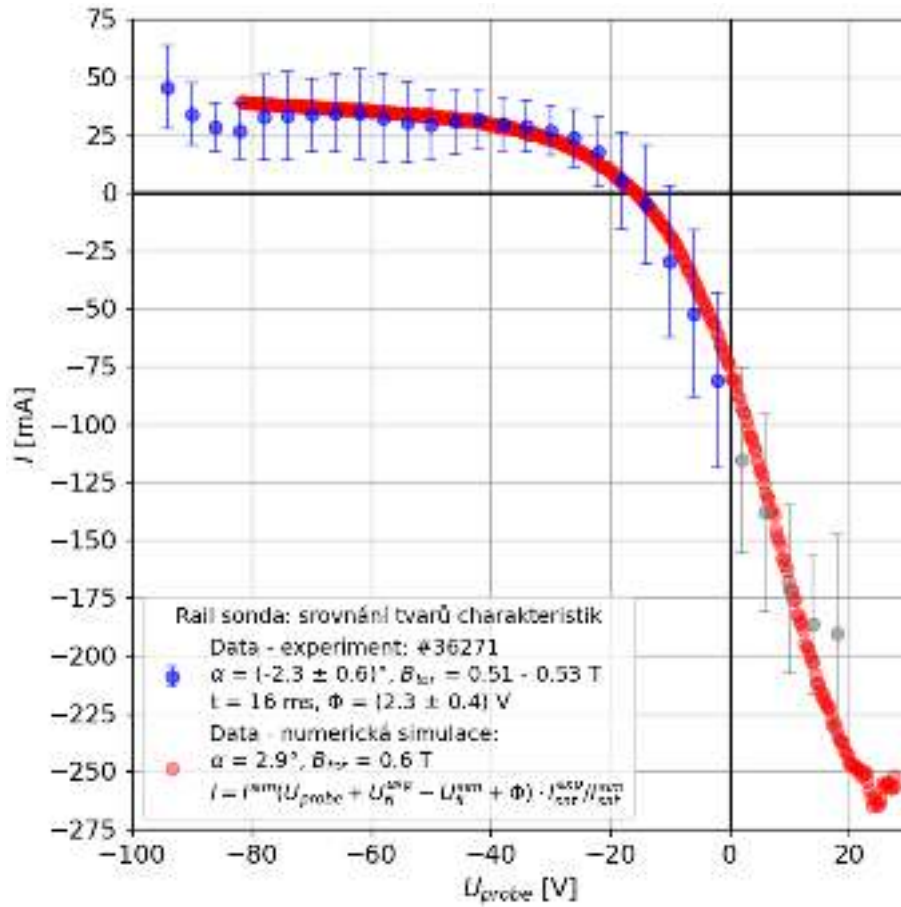
Protože byla numerická simulace provedena pro potenciál plazmatu 0 V, bylo nutné k napětí na rail sondě v datech ze simulace přičíst hodnotu potenciálu plazmatu $\Phi = (2,3 \pm 0,4) \text{ V}$. Uvedená hustota plazmatu n_{∞}^{exp} byla určena z iontozvukové rychlosti c_s , která byla vypočítána za předpokladu pro iontovou teplotu $T_i = T_e$, který je totožný se vstupem numerické simulace. V tomto případě vychází hustota plazmatu $n_{\infty}^{exp} = 4,2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Rozdíl v hustotě plazmatu mezi simulací a experimentem byl srovnán vynásobením dat z numerické simulace faktorem $n_{\infty}^{exp}/n_{\infty}^{sim}$. Takto upravená volt-ampérová charakteristika ze simulace je srovnána s experimentem v grafu Obr. 3.33. Šedivou barvou jsou vykresleny naměřené body volt-ampérové charakteristiky, barvou modrou jsou zobrazeny body získané metodou bin-average, které byly zahrnuty do fitu. Data z numerické simulace a z experimentálního měření jsou opět fitovány čtyřparametrovým fitem. Též mohl být použit předpoklad $T_i = 3 \cdot T_e$, který je blízký hodnotám v oblasti limiteru, výsledné hodnoty by se ale lišily pouze o faktor $\sqrt{2}$. [23]



Obr. 3.33: Srovnání numerické simulace a naměřených dat s rail sondou po provedení korekce na hustotu a potenciál plazmatu.

Dle očekávání jsou hodnoty I_{sat}^+ z PIC simulace nižší, než v experimentu. Uplatňuje se zde zřejmě poměrně vysoký tok ze stran sondy, který nelze v 2D případě popsat. Experiment s rail sondou byl proveden s magnetickým polem $B_{tor} = 0,51 - 0,53 \text{ T}$, při kterém je Larmorův poloměr pouze dvakrát menší, než šířka rail sondy. Ve 2D simulacích nelze Larmorovu rotaci a její interakci se sondou dobře popsat. Získaný plovoucí potenciál z numerické simulace se liší od plovoucího potenciálu U_{fl} z experimentu o zhruba 15,7 V. Přestože zadaná

elektronová teplota T_e pro numerickou simulaci se rovnala 10 eV, z fitu byla získána hodnota $T_e = (13,8 \pm 0,1)$ eV.



Obr. 3.34: Srovnání tvaru volt-ampérových charakteristik z numerické simulace a experimentu.

Pro srovnání tvarů volt-ampérových charakteristik byla charakteristika získaná z PIC simulace vynásobená poměrem z fitů získaných iontových saturevaných proudů $I_{sat}^{exp} / I_{sat}^{sim} = 2,4$. Dále byla tato volt-ampérová charakteristika posunuta o rozdíl plovoucích potenciálů získaných ze simulace a experimentu $U_{fl}^{exp} - U_{fl}^{sim} + \Phi$. Výsledkem je graf Obr. 3.34, který ukazuje, že tvary iontových větví obou charakteristik jsou až na neznámou konstantu stejné. V případě elektronové větve nelze toto tvrzení jednoznačně vyslovit, protože z experimentu nebyl získán dostatečný počet bodů. Jelikož se charakteristiky v grafu Obr. 3.33 liší o konstantu a nikoliv o funkci závisující na napětí U_{probe} , lze ze vztahu 3.14 nalézt rozdíl simulace oproti experimentu. Korekce na rozdíl hustot již byla provedena a proto ji lze vyloučit. Jediným zbývajícím parametrem je sběrná plocha rail sondy, respektive její rozdíl mezi 2D simulací a experimentem. Numerická simulace byla provedena pro úhel dopadu magnetických siločar $\alpha = 2,9^\circ$, zatímco experiment byl proveden s náklonem hlavice $\alpha = (-2,3 \pm 0,6)^\circ$. Podíl hodnot $\sin(2,9^\circ) = 0,05$ a $\sin(2,3^\circ) = 0,04$ není dostatečný pro uspokojivé vysvětlení rozdílu $I_{sat}^{exp} / I_{sat}^{sim} = 2,4$. Zde se předpokládá, že orientace náklonu hlavice nemá na tvar volt-ampérové charakteristiky vliv. Tak jak ukazuje článek [14], jistá nesymetričnost pro iontový saturevaný proud existuje, není ovšem dostatečně vysoká pro vysvětlení zmíněného poměru.

Závěrem tedy je, že sběrnou plochu rail sondy nelze dostatečně popsat ve 2D a že je nezbytné uvažovat třetí rozměr. Přesto bylo dosaženo velmi dobré shody ve tvaru volt-ampérové charakteristiky získané simulací oproti experimentu.

Závěr

Cílem této práce bylo provést komparativní měření elektronové teploty novou kolejnicovou (rail) sondou na tokamaku GOLEM ($R = 400$ mm, $r = 85$ mm, $I_{plasma} \approx 5$ kA a $B_{tor} \approx 0,5$ T) s klasickou Langmuirovou a ball-pen sondou [11, 12]. Jedná se o nový typ sondy, který byl doposud vyzkoušen pouze na tokamaku Alcator C-Mod ($R = 670$ mm, $r = 220$ mm, $I_{plasma} \approx 1$ MA a $B_{tor} < 9$ T [6]) [3, 4] v letech 2015 až 2016. Díky své konstrukci je rail sonda schopná vydržet extrémně vysoké tepelné toky a současně se chová jako klasická Langmuirova sonda. Této vlastnosti sonda dosahuje od určitého optimálního úhlu náklonu vůči dopadajícím magnetickým siločárám. Tento typ sondy by mohl sloužit k měření parametrů okrajového plazmatu v divertorové oblasti na velkých tokamacích namísto doposud používaných zapuštěných (flush mounted) sond [2, 14, 22]. V současné době je rail sonda uvažována též jako hlavní kandidát na sondová měření v divertorové oblasti na budoucím tokamaku COMPASS Upgrade.

V první kapitole bylo uvedeno základní seznámení s problematikou termonukleární fúze, vysokoteplotního plazmatu a tokamaků. V teoretickém úvodu je kladen důraz na, pro měření s Langmuirovými sondami, zásadní pojmy, jako je Debyeovo stínění a stěnová vrstva. Je popsán mechanismus, kterým Langmuirovy sondy sbírají elektronový a iontový proud v závislosti na potenciálu sondy. Ze vzniklé volt-ampérové charakteristiky je možné získat parametry okrajového plazmatu jako například elektronovou teplotu T_e nebo hustotu iontového nasyceného proudu J_{sat}^+ . V další části je prezentován koncept zapuštěných sond, které díky svému zarovnání s povrchem divertoru dokáží ustát vysoké tepelné toky. Měření zapuštěnými sondami je ovšem značně ovlivněno stěnovou vrstvou, jež se podílí na přírůstku sběrné plochy, který se navíc mění s potenciálem sondy. Na závěr je představena rail sonda, která dokáže díky svému prodloužení v toroidálním směru a nenulovým náklonem vůči dopadajícím magnetickým siločárám tento příspěvek potlačit a tím zvýšit přesnost měření hustoty iontového nasyceného proudu J_{sat}^+ , z něhož je možné určit další parametry plazmatu jako například hustotu n_∞ nebo paralelní tepelný tok $q_{||}$.

Ve druhé kapitole je popsána samotná konstrukce manipulátoru a hlavice s rail sondou, navržené pro tokamak GOLEM. Byly vytvořeny výkresy manipulátoru, který umožňuje naklánění hlavice v rozsahu úhlů $-11,6^\circ$ až $10,5^\circ$ a tím nalezení optimálního úhlu rail sondy. Zároveň poskytuje možnost nastavit radiální polohu hlavice v rozmezí $R = 30$ mm až $R = 93$ mm. V Obr. 2.1 je popsána konstrukce manipulátoru a v Obr. 2.3 rozmístění rail, klasické Langmuirovy a ball-pen sondy. Manipulátor s rail sondou byl umístěn na tokamaku GOLEM na východním kříž ze strany LFS.

Celkem byly provedeny tři experimentální kampaně. Cílem první kampaně bylo nalezení nulového náklonu hlavice rail sondy. Při tomto úhlu se rail sonda nachází rovnoběžně s dopadajícími magnetickými siločárkami. Cílem druhé kampaně

bylo naměření tří volt-ampérových charakteristik metodou shot-to-shot, která nevyžaduje vysoké nároky na elektroniku. Tyto charakteristiky byly porovnány tříparametrovým a čtyřparametrovým fitem. Ukázalo se, že tříparametrový fit špatně popisuje zmíněnou expanzi stěnové vrstvy závislé na potenciálu sondy. Čtyřparametrový fit dokáže tento expanzní jev popsat a tím snížit nadhodnocené hodnoty iontového saturovaného proudu I_{sat}^+ . Ve třetí experimentální kampani byla použita metoda rozmítané Langmuirovy a rail sondy, díky které bylo možné získat větší množství volt-ampérových charakteristik pro různé úhly náklonu. Data jsou zpracována po jednotlivých charakteristikách a po průměrovaných charakteristikách. Metoda po charakteristikách poskytuje větší časové rozlišení a přesnost určených parametrů plazmatu. Na druhou stranu je silně ovlivněna fluktuacemi plazmatu, důsledkem čehož mohou být získané parametry chybně určené a mohou dosahovat příliš vysokých hodnot. Metoda průměrovaných charakteristik zpracovává delší časový interval, díky čemuž její výsledky lépe reprezentují nefluktuující plazma. Získané parametry mohou v některých případech dosahovat vyšší chyby, která je závislá na počtu bodů průměrované charakteristiky.

Měření elektronové teploty se pro všechny tři sondy, tedy pro klasickou Langmuirovu, rail a kombinovanou ball-pen sondu shoduje nehledě na velikosti náklonu hlavice. Z metod měření nejlépe vychází kombinovaná ball-pen sonda, jejíž naměřené výsledky nejméně fluktuují. Zatímco při větších fluktuacích plazmatu je tvar volt-ampérové charakteristiky rail a Langmuirovy sondy deformován a je obtížné ji správně proložit fitovací funkcí, plovoucí potenciál je stále snadno určitelný. Díky tomu není elektronová teplota určena ball-pen sondou zatížena velkou chybou. Nalezená závislost plovoucího potenciálu ball-pen sondy ji znemožňuje použít pro větší úhly náklonu. Ukazuje se totiž, že pro úhly $|\alpha| > 4^\circ$ se plovoucí ball-pen sonda s kolektorem 2 mm hluboko začíná chovat jako plovoucí Langmuirova sonda. Ke srovnání elektronových teplot byla použita naměřená data ball-pen sondy pro nejmenší úhel náklonu za předpokladu dobré reprodukovatelnosti výbojů. Oproti měření z tokamaku DITE [14] se zapuštěnými (flush mounted) sondami o průměru 3 mm nebyl pozorován razantní nárůst elektronové teploty (o zhruba 150 %) v okolí nulového náklonu. Též nebyla naměřena rostoucí hodnota plovoucího potenciálu rail sondy (o zhruba 10 V). Jedná se tedy o velkou výhodu rail sondy oproti malým zapuštěným sondám.

Dále byla představena experimentální metoda, pomocí které je možné určit výšku stěnové vrstvy Δ . Tato metoda je použita na datech pro tři různé velikosti magnetického toroidálního pole. Výška stěnové vrstvy vychází experimentálně pro nejvyšší magnetické pole $\Delta = (8 \pm 1)$ mm, což je o více jak jeden řád větší hodnota, než jaká byla určena na základě Child-Langmuirova zákona. Tato experimentální metoda je založena na zjednodušeném modelu, který uvažuje pohyb částic pouze rovnoběžně ve směru magnetických siločar a za předpokladu, že stěnová vrstva zasahuje pouze do prostoru nad rail sondou.

Zatímco veličiny jako elektronová teplota a nebo plovoucí potenciál nevykazují pro rail a Langmuirovu sondu velkou závislost na úhlu náklonu, hustota iontového saturovaného proudu J_{sat}^+ je extrémně nadhodnocená pro velmi malé úhly náklonu. Z tohoto důvodu byla tato závislost blíže prozkoumána v grafu Obr. 3.30. Ukazuje se, že krom výjimek způsobených vyšší fluktuací se pro žádný úhel náklonu hodnota J_{sat}^+ určená rail sondou nerovná hodnotě naměřené Langmuirovou sondou. Pro úhel náklonu $|\alpha| > 3^\circ$ pro hustotu iontového nasyceného proudu platí $J_{sat}^{rp} \approx 2,5 \cdot J_{sat}^{lp}$. Nebylo dosaženo původního požadavku na rail sondu a to chyby 15 % při náklonu

$\alpha = 3^\circ$. Z fit Rov. 3.13 v grafu Obr. 3.31 lze určit, že pro úhel náklonu $\alpha = 20^\circ$ bude poměr stále roven $J_{sat}^{rp}/J_{sat}^{lp} \approx 1,5$. Hodnoty jedna bude dosaženo až pro kolmý úhel. Z fitu Rov. 3.13 a pro hodnotu $\Delta = (8 \pm 1)$ mm lze rovněž získat délku rail sondy, která by pro úhel náklonu $\alpha = 3^\circ$ měla chybu měření 15 % a to délku $l_p = 950$ mm. Jedná se o pro tokamak GOLEM nerealizovatelnou velikost. Tento rozměr sondy byl získán na základě zjednodušeného modelu, který byl představen v teoretické části této práce. Otázkou je, zdali je tento model správný a jestli stěnová vrstva nezasahuje mimo plochu rail sondy.

Dále je v Obr. 3.31 možné pozorovat, že od určitého úhlu dochází k stabilizaci hodnot poměrů $J_{sat}^{rp}/J_{sat}^{lp}$. Jsou zde náznaky, že pro vyšší magnetické pole tento mezní úhel klesá. Prozkoumání tohoto jevu pro vyšší magnetická pole by mohlo být tématem další práce s rail sondou. Dalším vlivem ovlivňujícím měření s rail sondou je hustota plazmatu, na které závisí Debyeova délka, jež má vliv na výšku stěnové vrstvy. Pro vyšší hustoty plazmatu bude vliv expanze stěnové vrstvy nižší. Důsledkem je, že rail sonda bude nejspíše na velkých tokamacích s většími hustotami plazmatu a magnetickými poli fungovat lépe, než na tokamaku GOLEM. Prudký nárůst hodnot J_{sat}^+ pro malé úhly náklonu poukazují na selhání čtyřparametrového fitu, respektive jeho schopnosti popsat převládající vliv expanze stěnové vrstvy.

Ve třetí kapitole je dále provedeno srovnání dat z experimentu na tokamaku GOLEM a z provedených 2D PIC (particle-in-cell) simulací Mgr. Alešem Podolníkem, Ph.D. Protože simulace byla provedena pro potenciál plazmatu $\Phi = 0$ a danou hustotu plazmatu lišící se od experimentu, je provedena korekce. Ukazuje se, že numerická simulace se zásadně liší v určené hodnotě plovoucího potenciálu oproti experimentu. Mnohem zásadnější poznatek byl objeven při srovnání tvaru volt-ampérových charakteristik z numerické simulace a experimentu. Ukazuje se, že tvary charakteristik se téměř shodují a jejich rozdíl je dán pouze multiplikativní konstantou $I_{sat}^{exp}/I_{sat}^{sim} = 2,4$. Protože korekce na velikost hustoty plazmatu již provedena byla, tato konstanta musí vyjadřovat rozdíl sběrných ploch. Protože 2D PIC simulace nedokáže popsat sběr částic ze stran rail sondy, závěrem je, že tok částic daný stěnovou vrstvou je podstatně větší, než se původně předpokládalo. Zajímavým zjištěním je, že tento poměr ploch 2,4 je velmi blízký poměru naměřených hodnot J_{sat}^+ mezi rail a Langmuirovou sondou 2,5 pro náklon $|\alpha| > 3^\circ$. Zdali se jedná o náhodu a nebo o charakteristiku rail sondy by mělo být předmětem dalšího výzkumu.

Díky tomu, že kolejnicová rail sonda je doposud málo otestovanou a používanou metodou měření parametrů okrajového plazmatu, je zde velký potenciál pro budoucí experimenty. Doposud byla provedena pouze dvě měření s tímto novým typem sondy a to na tokamaku Alcator C-Mod a tokamaku GOLEM. Dalším krokem vývoje této sondy by mohlo být její vyzkoušení na tokamaku ISTTOK. Hlavice s rail sondou byla navržena tak, aby bylo možné ball-pen sondu vyjmout a vytvořit z ní zapuštěnou sondu o průměru 4 mm. Provedení komparativního měření s takto vytvořenou zapuštěnou sondou by mohlo poukázat na výhody rail sondy oproti zapuštěným sondám.

Bibliografie

1. BP P.L.C. *Statistical Review of World Energy 2020 / 69 th edition* [online]. 2020 [cit. 2021-05-24]. Dostupné také z: <https://www.bp.com/content/dam/bp/business-sites/en/global/corporate/pdfs/energy-economics/statistical-review/bp-stats-review-2020-full-report.pdf>.
2. ZHAO, W; WANG, Y; JIN, Y. Preliminary Design of ITER Divertor Langmuir Probe System. *Fusion Science and Technology*. 2020, roč. 76, č. 2, s. 79–87. Dostupné z DOI: 10.1080/15361055.2019.1674123.
3. KUANG, A. Q.; BRUNNER, D.; LABOMBARD, B.; LECCACORVI, R.; VIEIRA, R. Design and operation of a high-heat flux, flush-mounted ‘rail’ Langmuir probe array on Alcator C-Mod. *Nuclear Materials and Energy*. 2017, roč. 12, s. 1231–1235. ISSN 2352-1791. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nme.2016.08.014>. Proceedings of the 22nd International Conference on Plasma Surface Interactions 2016, 22nd PSI.
4. KUANG, A. Q.; BRUNNER, D.; LABOMBARD, B.; LECCACORVI, R.; VIEIRA, R. The flush-mounted rail Langmuir probe array designed for the Alcator C-Mod vertical target plate divertor. *Review of Scientific Instruments*. 2018, roč. 89, č. 4, s. 043512. Dostupné z DOI: 10.1063/1.5023905.
5. ATZENI, S.; MEYER-TER-VEHN, J. *The Physics of Inertial Fusion: Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter*. 1. vyd. Clarendon Press, 2004.
6. WESSON, J.; CAMPBELL, D.J. *Tokamaks*. Amsterdam, Netherlands: Amsterdam University Press, 2004.
7. CHEN, F.F. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. New York, United States: Springer Publishing, 1984.
8. NICHOLSON, D.R. *Introduction to Plasma Theory (A Wiley series in plasma physics)*. 1. vyd. Wiley, 1983.
9. MERLINO, R. L. Understanding Langmuir probe current-voltage characteristics. *American Journal of Physics*. 2007, roč. 75, č. 12, s. 1078–1085. Dostupné z DOI: 10.1119/1.2772282.
10. STANGEBY, P. C. *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices*. 1. vyd. Institute of Physics Publishing, 2000. ISBN 0 7503 0559 2.
11. ADAMEK, J AND STOCKEL, J AND HRON, M. A novel approach to direct measurement of the plasma potential. *Czechoslovak Journal of Physics*. 2004, roč. 54, 95–99. ISSN 0011-4626.

12. ADÁMEK, J. *Přímé měření potenciálu plazmatu na zařízení typu tokamak [online]*. 2007 [cit. 2021-05-24]. Dostupné také z: <https://theses.cz/id/h41wsw/>. Disertační práce. Masarykova univerzita, Přírodovědecká fakulta Brno. Vedoucí práce RNDr. Jan Stöckel CSC.
13. VERPLANCKE, P. *Langmuir probes at high frequencies in a magnetized plasma: a theoretical and experimental study*. 1996. Dissertation. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik.
14. MATTHEWS, G F; FIELDING, S J; MCCRACKEN, G M; PITCHER, C S; STANGEBY, P C; ULRICKSON, M. Investigation of the fluxes to a surface at grazing angles of incidence in the tokamak boundary. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 1990, roč. 32, č. 14, s. 1301–1320. Dostupné z DOI: 10.1088/0741-3335/32/14/004.
15. TSUI, C. K.; BOEDO, J. A.; STANGEBY, P. C. Accounting for Debye sheath expansion for proud Langmuir probes in magnetic confinement fusion plasmas. *Review of Scientific Instruments*. 2018, roč. 89, č. 1, s. 013505. Dostupné z DOI: 10.1063/1.4995353.
16. TAGLE, J A; STANGEBY, P C; ERENTS, S K. Errors in measuring electron temperatures using a single Langmuir probe in a magnetic field. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 1987, roč. 29, č. 3, s. 297–301. Dostupné z DOI: 10.1088/0741-3335/29/3/001.
17. PODOLNIK, A.; KOMM, M.; DEJARNAC, R.; GUNN, J. P.; PÁNEK, R. Interpretation of flush-mounted probe current-voltage characteristics using four-parametric fits. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2019, roč. 61, č. 10, s. 105011. Dostupné z DOI: 10.1088/1361-6587/ab3de8.
18. HUTCHINSON, I. H. *Principles of Plasma Diagnostics*. 2. vyd. Cambridge University Press, 2002. Dostupné z DOI: 10.1017/CB09780511613630.
19. HORACEK, J.; ADAMEK, J.; KOMM, M.; SEIDL, J.; VONDRACEK, P. Scaling of L-mode heat flux for ITER and COMPASS-U divertors, based on five tokamaks. *Nuclear Fusion*. 2020, roč. 60, č. 6, s. 066016. Dostupné z DOI: 10.1088/1741-4326/ab7e47.
20. DEJARNAC, R; GUNN, J P; STÖCKEL, J. Study of ion sheath expansion and anisotropy of the electron parallel energy distribution in the CASTOR tokamak. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2007, roč. 49, č. 11, s. 1791–1808. Dostupné z DOI: 10.1088/0741-3335/49/11/004.
21. MÁCHA, P. *Měření základních parametrů okrajového plazmatu pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy na tokamaku GOLEM [online]*. 2018 [cit. 2021-05-24]. Dostupné také z: http://physics.fjfi.cvut.cz/publications/FTTF/BP_Petr_Macha.pdf. Bakalářská práce. Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze. Vedoucí práce Ing. Vojtěch Svoboda CSC.
22. GUNN, J. P.; BOUCHER, C.; STANSFIELD, B. L. Flush-mounted Probes in the TdeV Tokamak: Theory and Experiment. *Contributions to Plasma Physics*. [N.d.], roč. 36, č. S1, s. 45–52. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1002/ctpp.19960360108>.

23. ADAMEK, J.; CIPCIAR, D.; DEVITRE, A.; HORACEK, J.; CAVALIER, J.; KOMM, M.; KRBEC, J.; TICHY, M.; TRUNEC, D.; BÖHM, P.; PANEK, R.; COMPASS TEAM, the. Ion temperature measurements in the tokamak scrape-off layer with high temporal resolution. *Nuclear Fusion*. 2021, roč. 61, č. 3, s. 036023. Dostupné z DOI: [10.1088/1741-4326/abd41d](https://doi.org/10.1088/1741-4326/abd41d).