

STŘEDOŠKOLSKÁ ODBORNÁ ČINNOST

Obor č. 2: Fyzika

Poloha zóny vytváření turbulentních struktur v okrajovém plazmatu tokamaku GOLEM

Aleš Socha
Moravskoslezský kraj

Staré Město 2021

STŘEDOŠKOLSKÁ ODBORNÁ ČINNOST

Obor č. 2: Fyzika

Poloha zóny vytváření turbulentních struktur v okrajovém plazmatu tokamaku GOLEM

„Blob birth zone“ position in the edge plasma of
tokamak GOLEM

Autor: Aleš Socha

Škola: Gymnázium a Střední odborná škola, Frýdek-Místek,
Cihelní 410, příspěvková organizace

Kraj: Moravskoslezský kraj

Konzultant: Ing. Kateřina Hromasová

Staré Město 2021

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou práci SOČ vypracoval/a samostatně a použil/a jsem pouze prameny a literaturu uvedené v seznamu bibliografických záznamů.

Prohlašuji, že tištěná verze a elektronická verze soutěžní práce SOČ jsou shodné.

Nemám závažný důvod proti zpřístupňování této práce v souladu se zákonem č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon) ve znění pozdějších předpisů.

Ve Starém Městě dne 14.3. 2021

Aleš Socha

Poděkování

Nejvíce bych chtěl poděkovat paní Ing. Kateřině Hromasové za veškerý čas, konzultace a odborné poznatky, které mi během psaní této práce poskytla. Dále bych chtěl poděkovat panu Ing. Vojtěchu Svobodovi, CSc, díky němuž mohla být uskutečněna měření na tokamaku GOLEM. Také děkuji Jonáši Koziorkovi za pomoc v oblasti práce v programovacím jazyce Python.

Anotace

Tato práce se zabývá studiem turbulentních struktur v okrajovém plazmatu tokamaku GOLEM. Hlavním cílem této práce bylo najít místo vzniku turbulentních struktur. Turbulence plazmatu, a s ní spojené turbulentní struktury, jsou důležité pro udržení energie v tokamaku. Hypotézou je, že v okrajovém plazmatu existuje zóna vytváření turbulentních struktur, kde je množství blobů a děr stejné, a která je pevně spjata s okrajem plazmatu – separatrix. Právě touto otázkou se zabývá experimentální část této práce, ve které jsem chtěl tuto hypotézu potvrdit či vyvrátit. Zónu vytváření turbulentních struktur jsem hledal pomocí měření radiálního profilu šikmosti. Pro kontrolu naměřených dat a zároveň pro jistou predikci naměřených hodnot jsem vytvořil skript v programovacím jazyce Python, díky němuž lze vykreslit rekonstrukce polohy plazmatu v poloidálním řezu komory včetně polohy sondy. Výsledky této práce bohužel z technických důvodů (omezená délka manipulátoru sondy) nenašly místo vzniku turbulentních struktur. Na druhou stranu naměřené výsledky poukazují na přítomnost kladných turbulentních struktur (blobů) na vnější straně separatrix, což je v souladu s předpokládanou teorií.

Klíčová slova

Tokamak, plazma, turbulence v plazmatu, Langmuirova sonda, separatrix

Annotation

This work deals with the study of turbulent structures in the edge plasma of the GOLEM tokamak. The main goal of this work was to find the place of origin of turbulent structures. Plasma turbulence, and associated turbulent structures, are important for maintaining energy in the tokamak. The hypothesis is that in the marginal plasma there is a zone of turbulent structure formation, where the number of blobs and holes is the same, and which is firmly connected to the plasma edge - separatrix. It is this question that deals with the experimental part of this work, in which I wanted to confirm or refute this hypothesis. I searched for the zone of creating turbulent structures by measuring the radial slope profile. To check the measured data and at the same time to predict the measured values, I created a script in the Python programming language, thanks to which reconstructions of the plasma position in the poloidal section of the chamber, including the position of the probe, can be plotted. Unfortunately, the results of this work did not find a place of turbulent structures for technical reasons (limited length of the probe manipulator). On the other hand, the measured results indicate the presence of positive turbulent structures (blobs) on the outside of the separatrix, which is in line with the assumed theory.

Keywords

Tokamak, plasma, turbulence in plasma, Langmuir probe, separatrix.

Obsah

1	Úvod.....	6
2	Plazma.....	8
2.1	Nízkoteplotní a vysokoteplotní plazma.....	8
2.2	Vznik plazmatu.....	8
2.3	Magnetické udržení plazmatu	9
2.4	Typy nádob magnetického udržení	10
3	Tokamak	10
3.1	Ohřev a vznik plazmatu v tokamaku.....	11
3.1.1	Ohřev neutrálními svazky	12
3.1.2	Ohřev absorpcí rádiových vln	12
3.2	Podmínka energetické soběstačnosti termojaderného reaktoru.....	12
4	Tokamak GOLEM.....	14
4.1	Základní parametry.....	14
4.2	Čištění komory	15
5	Turbulence v okrajovém plazmatu	15
5.1	Vznik turbulentních struktur – výměnná nestabilita	16
5.2	Šíření turbulentních struktur okrajovým plazmatem – drifts.....	17
6	Metodika	18
6.1	Langmuirova sonda	18
6.1.1	Voltampérová charakteristika Langmuirovy sondy	19
6.2	Hřebínková sonda.....	20
7	Experimentální část	22
7.1	Základní diagnostika	25
7.2	Zkoumání turbulentních struktur.....	27
7.3	Poloha plazmatu a sondy uvnitř komory	32
7.4	Radiální profil šikmosti.....	33
8	Závěr	37
9	Seznam zdrojů.....	38
9.1	Seznam obrázků	40
Příloha A – kampaň 1		41
Příloha B – kampaň 2		44
Příloha C – kampaň 3		48

1 ÚVOD

Lidská civilizace si za posledních sto let prošla velmi výraznou proměnou, a to ve všech svých odvětvích. Došlo ke skokovému vývoji nových technologií, globalizaci světa a zvýšení životní úrovně. To vše má za důsledek spotřebu velkého množství energie. V současné době se energie získává pálením fosilních paliv, využíváním obnovitelných zdrojů nebo štěpením těžších prvků na lehčí. Ve všech těchto typech získávání energie není dosaženo ideální rovnováhy mezi stabilním a stálým výkonem elektrárny a jejím vlivem na životní prostředí. Do budoucna navíc musíme počítat také s absencí fosilních elektráren, které aktuálně produkují přibližně 63,9 % veškeré elektrické energie na Zemi (data evidovaná k roku 2018) [1]. Nedostatkem energie by docházelo ke zpomalení ekonomického a technologického růstu ve vyspělých, ale také rozvojových zemích. Zajištění stabilního přísunu „čisté“ energie, je tak jedním z největších problémů současného světa. Řešením by mohla být řízená termojaderná fúze. Principem fúzní elektrárny je slučování jader lehkých prvků, přičemž se uvolňuje velké množství energie. Jedná se o stejný princip, díky němuž hvězdy šíří světelné a tepelné záření. Termojaderná fúze se z hlediska bezpečnosti pro životní prostředí a vyčerpatelnosti zdrojů paliva jeví jako bezpečný a téměř neomezený zdroj elektrické energie. Výzkum termojaderné fúze započal v 50. letech 20. století s vidinou blízké výstavby termojaderné elektrárny. Ačkoliv však od té doby uběhlo již téměř 70 let, vědci se stále potýkají s nejrůznějšími problémy řízené termojaderné fúze.

Po více než půlstoletí výzkumu jsme již dospěli do fáze, kdy dokážeme kontrolovaně vytvořit plazma o teplotě řádově sta milionů °C. [2] Problémem stále zůstává udržet tuto energii v plazmatu. Plazma se neustále v celém objemu promíchává turbulencí, v důsledku čehož dochází k zesílení transportu energie a částic z horkého středu do chladnějšího okraje. Turbulence na okraji plazmatu pak zvyšují jeho kontakt s komponentami přivrácenými k plazmatu, což může vést k jejich poškození a nutnosti časté výměny. V budoucnu bychom s lepším porozuměním této turbulenci mohli být schopni vyvinout nástroje, které by nám umožnily mírnit její dopady. Tím bychom přispěli k stabilnějšímu udržení plazmatu a hospodárnějšího využití energie ohřevu. Prozatím ještě nejsme schopni plně využívat fúzní energii. Výstavba testovacích termojaderných elektráren se plánuje mezi lety 2051-2060. [3]

V současné době se považuje za nejvhodnější zařízení pro řízenou termonukleární fúzi tokamak (viz 3. kapitola). V roce 2025 bude na jihu Francie spuštěn první testovací fúzní zařízení International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER) využívající tokamakové jádro. ITER bude sloužit pro vědecké účely a výzkum nových materiálů a postupů. Na základě získaných dat a zkušeností s provozem tohoto zařízení budou již v následujících letech vybudovány prototypy fúzních elektráren, které by měly generovat elektrickou energii. Tyto elektrárny se budou nazývat DEMO a dle současného plánu by měly být vybudovány v Asii, Evropě i Americe. [3]

Stejně jako nám energie získaná z fosilních paliv umožnila během 19. a 20. století prudký rozvoj nových technologií, dopravy a celkový rozvoj lidstva, na jehož limitech se dnes pravděpodobně nalézáme, můžeme očekávat, že energie získaná z fúzních elektráren nám umožní totéž. Jako lidstvo se tak staneme prakticky energeticky nezávislí, přičemž také umožníme pokračovat technologickému rozvoji a zlepšování životní úrovně ve světě.

Experimentální část práce probíhala online na Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské na Českém vysokém učení technickém v Praze. Experimenty byly prováděny na tokamaku GOLEM, který je jedním ze dvou tokamaků v České republice. Jedná se také o jedno z nejstarších zařízení tohoto typu na světě.

Práce je rozdělena do osmi kapitol. První kapitolou je úvod s představením tématu. Druhá kapitola je věnována problematice plazmatu. Ve třetí kapitole se práce zaměřuje na tokamaky a magnetické udržení plazmatu. Ve čtvrté kapitole je podrobněji popsán tokamak GOLEM. Pátá kapitola čtenáře uvede do úzce specializované problematiky turbulence v okrajovém plazmatu. Metodika měření je popsána v kapitole šesté. Sedmá kapitola je věnována experimentální části a rozboru naměřených dat. V osmé a poslední kapitole jsou zhodnoceny a sesumírovány výsledky měření.

2 PLAZMA

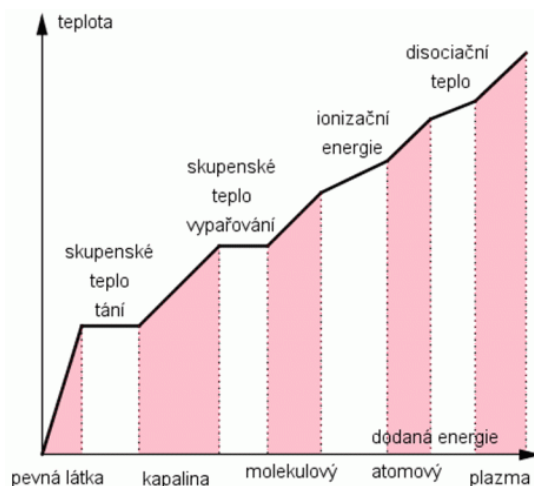
Plazma je označení pro čtvrté skupenství hmoty, jež je nejrozšířenější formou látky v naší pozorovatelném vesmíru. Tvoří v něm až 99 % viditelné hmoty [4]. Mimo Zemi můžeme plazma pozorovat v podobě hvězd, slunečního větru nebo plynných mlhovin. Plazma bylo poprvé popsáno jako nové skupenství hmoty v roce 1879 britským fyzikem Williamem Crooksem. Dle obecné definice je plazma kvazineutrální systém (prostorový náboj je téměř roven nule) pohyblivých nabitých i neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování [5]. Mezi zmíněné částice zde patří nejen elementární částice, jako například elektrony či miony, ale i ionty, neutrální atomy a v menší míře také molekuly. Plazma lze specifikovat dle kategorií na více typů. Jsou jimi celková teplota, rozložení teploty v plazmatu a stupeň ionizace plazmatu. [6]

2.1 Nízkoteplotní a vysokoteplotní plazma

Na základě celkové teploty rozlišujeme nízkoteplotní a vysokoteplotní plazma, přičemž hranici mezi nimi tvoří hodnota střední energie nabitých částic. Tato hodnota je 100 eV^1 , tedy řádově přibližně $1\,000\,000 \text{ K}$. Vysokoteplotní plazma se vyskytuje například ve hvězdách či v experimentálních zařízeních s řízenou termojadernou reakcí. Naproti tomu nízkoteplotní plazma můžeme nalézt například v žárovce nebo elektrickém oblouku. [7]

2.2 Vznik plazmatu

Plazma vzniká ionizací atomů. Ionizace je proces vzniku iontů (elektricky nabitých částic) z neutrálních atomů. Při tomto jevu jsou vytrženy elektrony z atomového obalu. K tomu dochází dodáním energie neutrálnímu atomu. Tímto se zároveň zvyšuje teplota plynu a vzniká plazma. Na obrázku 1 můžeme vidět graf znázorňující přechod pevné látky na plazma v závislosti na teplotě. [8]

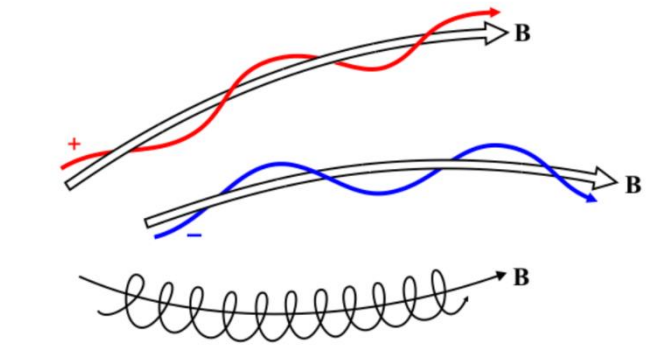


Obrázek 1: Graf závislosti teploty na dodané energii a jednotlivých skupenstvích, převzato z [1]

¹ Elektronvolt eV je jednotkou energie, která nepatří mezi SI jednotky. Jeden elektronvolt odpovídá energii, kterou udělí napětí jednoho voltu elektronu ve vakuu. Jeden elektronvolt odpovídá $1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$. V částicové fyzice tak upravuje velmi malé hodnoty energie částic na přijatelné hodnoty.

2.3 Magnetické udržení plazmatu

Pokud se plazma dostane do kontaktu s pevnou nebo kapalnou látkou, rychle se o ni ochladí. Elektrony zbavené energie se rekombinují s ionty, vzniknou opět neutrální částice a plazma zanikne. Proto je při experimentech s plazmatem nutné plazma udržovat v nádobě, aniž by se dotýkalo její stěn. V současné chvíli se jako nejefektivnější způsob jeví magnetické udržení. Pohyb nabitých částic plazmatu je přítomností magnetického pole ovlivňován. Trajektorie pohybu částic se zakřívuje kolem směru siločar magnetického pole, kde opisují kružnici. Příklad pohybu částice kolem magnetické siločáry zobrazuje obrázek 2. [9]



Obrázek 2: Drifty částic kolem siločáry, převzato z [2]

Platí, že čím je magnetické pole silnější, tím menší kružnice nabitá částice opisuje a tím lépe jsou magnetickým polem drženy. Toto zakřivení je důsledkem Lorentzovy síly, jejíž směr je kolmý na směr rychlosti částice a na hlavní magnetickou siločáru. Velikost Lorentzovy síly je dána vztahem:

$$F_L = qv_k B \quad (2.1)$$

q = elektrický náboj

v_k = rychlost kolmá na magnetickou siločáru

B = velikost magnetické indukce

Poloměr velikosti opisující kružnice je dán Larmorovým poloměrem, který lze odvodit z Lorentzovy síly a dostředivé síly:

$$F_L = F_d \quad (2.2)$$

$$qv_k B = \frac{mv^2}{r} \quad (2.3)$$

$$r = \frac{mv_k}{qB} \quad (2.4)$$

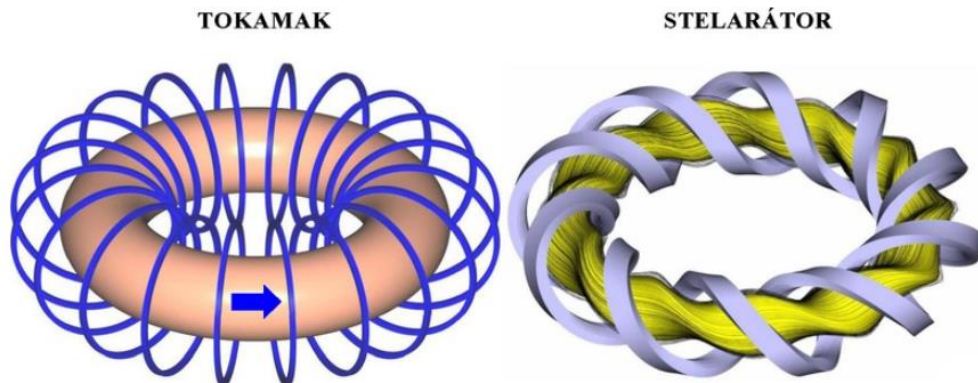
Frekvenci, se kterou částice obíhá magnetickou siločáru, se nazývá cyklotronová frekvence ω_c . Z níže uvedeného vztahu plyne, že cyklotronová frekvence je pro každou částici jiná vzhledem k její hmotnosti a náboji:

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m} \quad (2.5)$$

Správným nakonfigurováním magnetického pole je možné vytvořit „magnetickou past“, ve které jsou všechny částice plazmatu izolovány od vnějšího prostředí.

2.4 Typy nádob magnetického udržení

Existují dva základní typy magnetických nádob – otevřené a uzavřené nádoby. Rozdíl mezi těmito nádobami je v magnetických siločárách, které jsou v uzavřených nádobách uzavřeny do sebe. Naproti tomu otevřené nádoby nemají uzavřené magnetické siločáry. Namísto nich používají na svých koncích magnetická zrcadla. Základními typy uzavřených nádob jsou tokamaky, stelarátory a pinče (obrázek 3). Tokamaky a pinče na rozdíl od stelarátorů využívají k udržení plazmatu složené magnetické pole. Celkové pole se skládá z magnetického pole generovaným vnějšími cívkami a přibližně 3-10krát slabšího magnetického pole tvořeného proudem tekoucím v plazmatu (záleží na konkrétním modelu tokamaku či typu pinče a výboje). Oproti tomu stelarátory udržují plazma výhradně za pomoci vnějšího magnetického pole. Aby dosáhly správného tvaru magnetických siločárek, používají důmyslně tvarované cívky. [10]



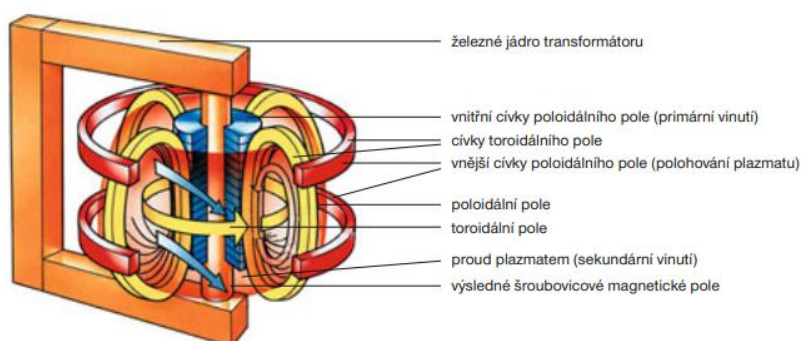
Obrázek 3: Porovnání tokamaku a stelarátoru, převzato z [3]

3 TOKAMAK

Tokamak, jak již bylo zmíněno, je zařízení sloužící k magnetickému udržení plazmatu. První tokamaky byly sestrojeny v 50. letech minulého století týmem sovětského vědce Andreje Sacharova. Pro své dobré výsledky se postupně rozšířily do celého světa. V současné době jsou považovány za nejspolehlivější zařízení pro udržení plazmatu.

Tokamak má dvě hlavní magnetická pole. První magnetické pole se nazývá toroidální pole o síle 1-10 T. To je generováno nejčastěji měděnými cívkami, které obklopují komoru tokamaku. Druhým magnetickým polem je pole poloidální o síle přibližně 3-10x menší, které je vytvářeno elektrickým proudem protékajícím plazmatem. Tento proud je indukován transformátorovým efektem. Výsledným magnetickým polem je tvar šroubovice ve směru toroidálního pole. Spojením těchto dvou magnetických polí vznikne v komoře tokamaku toroidální prostor izolovaný od vnějších stěn komory. Poloha plazmatu je dále kontrolována

a upravována stabilizačními poloidálními cívkami obklopující komoru. Obrázek 4 zobrazuje všechny důležité komponenty tokamaku. [10, 11]



Obrázek 4: Schéma tokamaku, převzato z [4]

3.1 Ohřev a vznik plazmatu v tokamaku

Plazma uvnitř tokamaku musí pro zažehnutí termojaderné fúze dosáhnout teplot okolo 160 milionů stupňů Celsia. Právě při této teplotě dochází ke slučování jader deuteria a tritia (předpokládané palivo budoucích fúzních elektráren). Klíčovým problémem k dosažení tak velké teploty je bezkontaktní ohřev. V případě tokamaků se využívá ohmického ohřevu, při němž je teplo generováno průchodem elektrického proudu vodičem v důsledku jeho elektrického odporu [10]. Vodič zde zastupuje samotné plazma. Proud se do plazmatu přivádí za použití transformátorového principu. V primárním vinutí transformátoru (viz Obr. 3) se vybudí neustále narůstající proud. Ten v sekundárním vinutí (komora tokamaku a neutrální plyn v ní) vytvoří elektrické pole ve směru podél komory. Toto pole urychluje malý počet nabitých částic přítomných v plynu, převážně elektronů vyletujících z předionizační trysky, až jsou schopné nárazem ionizovat neutrální molekuly a atomy. Tím se vytvoří další nabitě částice, které elektrické pole může urychlovat. Následně proběhne lavinová ionizace plynu aneb průraz do plazmatu. Kinetická energie urychlených elektronů se srážkami mění na chaotickou tepelnou energii, plazma se tedy ohřívá. To je principem ohmického ohřevu. Jeho výkon je dán vzorcem:

$$P = RI^2 \quad (3.1)$$

P = uvolněný výkon

R = elektrický odpor plazmatu

I = elektrický proud protékající plazmatem

Tímto způsobem lze plyn zahřát maximálně na teplotu 50 milionů stupňů Celsia. Se zvyšující se teplotou plazmatu totiž klesá velikost elektrického odporu. Proto klesá účinnost ohmického ohřevu a přechází se na další metody ohřevu.

3.1.1 Ohřev neutrálními svazky

Při této metodě se využívá velmi výkonného a rychlého svazku neutrálních atomů deuteria (případně jiných izotopů vodíku), které jsou vstříkovány do plazmatu. Jelikož neexistuje efektivní způsob, jak urychlit neutrální částici na energii přibližně 1 MeV, urychluje se tato částice jako nabitá. Před vletem částice do tokamaku je zpětně neutralizována. Díky absenci náboje neinteraguje s magnetickým polem tokamaku a snadno se dostane až do plazmatu. Uvnitř plazmatu dojde k její ionizaci, přičemž se začne pohybovat kolem silokřivek magnetického pole stejně jako ostatní částice plazmatu. Svoji energii dále předává prostřednictvím srážek s okolními částicemi.

3.1.2 Ohřev absorpcí rádiových vln

Tento typ ohřevu je založen na stejných principech, jako fungují mikrovlnné trouby. Stejně jako se jídlo ohřívá v mikrovlnné troubě, tak i zde dochází k absorpci energie rádiových vln. K absorpci energie částicemi plazmatu dochází, jestliže frekvence vysílaných vln odpovídá jejich cyklotronové frekvenci, jež je pro každý druh částic jiná. To je důvod, proč rozlišujeme ohřev elektronový a ohřev iontový. Pro elektrony se používá cyklotronová frekvence, podobná frekvencím radarů. Na druhou stranu cyklotronová frekvence pro ionty odpovídá přibližně frekvencí televizního a rozhlasového vysílání. Elektromagnetické vlny jsou generovány mimo reaktor a do komory jsou přiváděny speciálními vlnovody.

3.2 Podmínka energetické soběstačnosti termojaderného reaktoru

Aby mohla elektrárna s termojaderným reaktorem produkovat více energie, než sama spotřebuje, musí splňovat Lawsonovo kritérium tepelné rovnováhy. Lawsonovo kritérium je rozlišeno na tři úrovně. První stanovuje podmínku pro rovnováhu fúzního výkonu a výkonu ohřevu plazmatu – označováno jako vědecký zlom. Druhé kritérium stanovuje dosažení rovnováhy fúzního výkonu absorbovaného plazmatem a ztrátového výkonu plazmatu – označováno jako zapálení. Posledním kritériem je dosažení celkové rovnováhy výkonu fúzní elektrárny a spotřeby energie nutné pro její chod – označováno jako inženýrský zlom. [12]

Každá úroveň Lawsonova kritéria stanovuje pro udržení energetické rovnováhy minimální hodnotu součinu hustoty slučovaných atomových jader n při teplotě T a doby udržení energie τ_E :

$$n\tau_E \geq f(T) \quad (3.2)$$

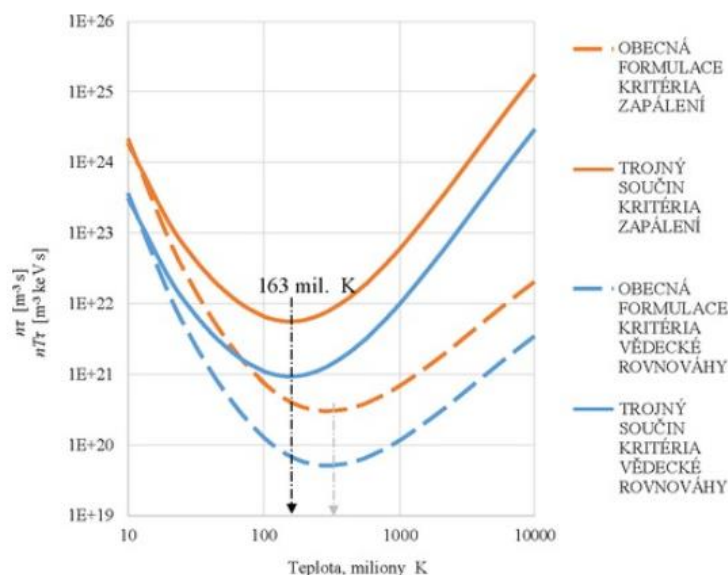
Doba udržení energie odpovídá kvalitě tepelné izolace plazmatu. Čím je vyšší, tím pomaleji plazma ztrácí energii a je lépe udrženo. Jedním z faktorů, které snižují kvalitu tepelné izolace plazmatu, jsou turbulence v okrajovém plazmatu. Jak bude popsáno v kapitole 5, turbulence v této oblasti vyvrhují kousky horkého plazmatu ven a místo nich dovnitř nasávají kousky studeného plazmatu. Takto způsobené ztráty energie znemožňují tokamaku dosáhnout dostatečné teploty plazmatu na zažehnutí termojaderné fúze. Výzkum turbulence v okrajovém plazmatu proto patří mezi důležité obory ve fyzice tokamaků a fúze. [12]

K naplnění Lawsonova kritéria vedou dvě cesty – inerciální a magnetické udržení plazmatu. Inerciální udržení je charakteristické udržením velmi hustého plazmatu během krátkého časového intervalu. Na druhou stranu podstatou magnetického udržení je stabilní udržení plazmatu o menší hustotě jader. V současné době budovaný zkušební reaktor ITER bude rovněž fungovat na bázi magnetického udržení. Po zprovoznění by měl desetinásobně překročit Lawsonovo kritérium vědecké rovnováhy. [12]

Aby bylo magnetické udržení stabilní, musí být zachován velký rozdíl mezi hydrodynamickým tlakem plazmatu a velikostí tlaku magnetického pole. Tlak magnetického pole je určena konstrukcí reaktoru a je při experimentu stále konstantní. Z tohoto důvodu musí být s mírnou fluktuací konstantní také hydrodynamický tlak plazmatu. Ze stavové rovnice ideálního plynu vyplývá, že objem plazmatu je rovný součinu hustoty jader, teploty plazmatu a Boltzmannovy konstanty ($p = nkT$). Kvůli této závislosti nám nerovnice Lawsonova kritéria nedává vhodný aparát použitelný pro magnetické udržení. Z tohoto důvodu je třeba nerovnici upravit tak, aby popisovala maximální hydrodynamický tlak plazmatu dosažitelný při stabilním magnetickém udržení $p_{\max} = (nkT)_{\max} = \text{konstantní}$ [9]. Výsledný tvar nerovnice:

$$nT\tau_E \geq g(T) \quad (3.3)$$

Takto upravený zápis nerovnice Lawsonova kritéria se nazývá fúzní nebo trojný součin. Aplikováním této nerovnice na současné tokamaky (s deuterio-tritiovou směsí jako palivem) zjistíme, že nejnáze lze toto kritérium splnit při teplotě přibližně 160 milionů kelvinů (obrázek 5).



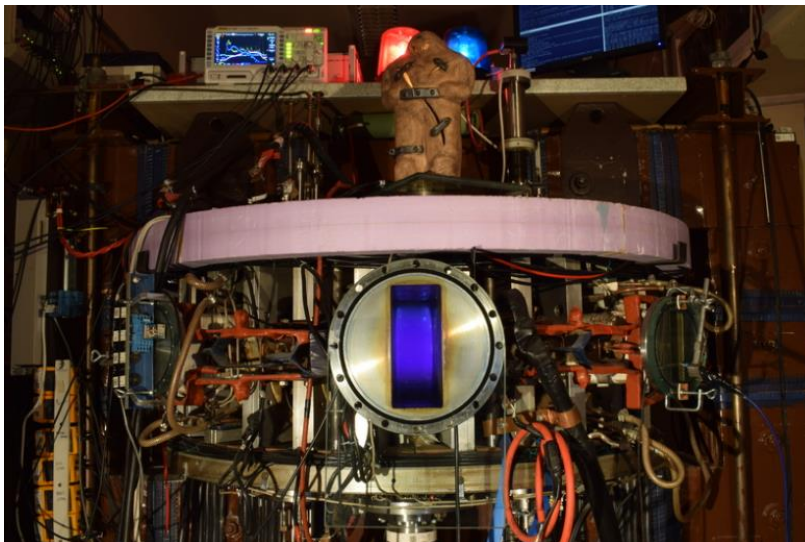
Obrázek 5: Teploty pro splnění Lawsonova kritéria, převzato z [3]

4 TOKAMAK GOLEM

Historie tokamaku GOLEM sahá až do padesátých let minulého století, kdy sloužil v Moskvě jako jeden z prvních tokamaků k experimentálním účelům – v té době pod názvem TM-1. V roce 1976 byl v rámci dohody o spolupráci v oblasti fyziky plazmatu přesunut do Prahy na Ústav fyziky plazmatu pod názvem CASTOR. Zde se i nadále podílel na výzkumné činnosti. Od roku 2006 je pod názvem GOLEM provozován Fakultou jadernou a fyzikálně inženýrskou ČVUT v Praze a slouží ke vzdělávacím účelům. Měření a experimenty na něm provádějí jak domácí, tak zahraniční studenti. Díky své dlouhé historii se považuje za nejstarší stále funkční tokamak na světě. [13]

4.1 Základní parametry

Jak již bylo zmíněno, tokamak GOLEM patří mezi nejmenší tokamaky na světě. Má kruhový průřez s velkým poloměrem $R = 0,4$ m a malým poloměrem $a = 0,085$ m. Toroidální magnetické pole a proud v plazmatu dosahují hodnot $B_t = 0,8$ T; $I_p = 8$ kA. Toroidální magnetické pole je generováno 28 cívkami, přičemž každá je tvořena 11 závitů. Tyto cívky jsou umístěny v poloidálním směru na komoře tokamaku. Délka výboje je přibližně 13 ms. Jako pracovní plyn se zde používá vodík nebo hélium. Základními konstrukčními prvky tokamaku GOLEM jsou transformátor, komora, plášť, cívky, řídicí systém, ionizační tryska, vakuové systémy a diagnostika. Výjimečný je tento tokamak především pro jeho možné dálkové ovládání skrze internetové stránky. Díky tomu je tento tokamak otevřen také pro nejrůznější projekty a zahraniční univerzity, které tak mohou se svými studenty provádět experimenty na dálku. Dodnes to byly například univerzity z Maďarska, Polska, Belgie nebo Kostariky. Na obrázku 6 vidíme tokamak GOLEM a otvor do jeho vakuové komory, tzv. port. [13, 14]



Obrázek 6: Tokamak GOLEM, převzato z [5]

Ač je tokamak GOLEM primárně vzdělávací zařízení, provádí i výzkumnou aktivitu. Jeho experimenty se zaměřují zejména na výzkum okrajového plazmatu pomocí elektrických sond (viz 5. kapitola) a výzkum ubíhajících elektronů.

4.2 Čištění komory

Před započetím experimentu je zapotřebí vyčistit vakuovou komoru od nežádoucích usazenin v podobě plynných a pevných částic. Tyto částice se usazují na stěně komory, odkud se opět uvolňují během plazmatického výboje a pronikají do plazmatu. To má za důsledek zhoršení kvality plazmatu, a to zejména snížení jeho teploty důsledkem čárového záření nečistot. To dále způsobí zvýšení odporu, zvýšení napětí na závit a konečně zkrácení výboje. Na tokamaku GOLEM se používají dva postupy, jak adsorbované částice z vnitřního povrchu vakuové komory odstranit a dosáhnout tak kvalitnějšího plazmatu. [15]

První metodou je vypékání vakuové komory, kdy dojde k jejímu zahřátí na teplotu 150 °C. Přitom dojde k uvolnění přilehlých částic z povrchu komory, které jsou následně odčerpány ven z komory. Odčerpané částice se tak nemohou při experimentu dostat do plazmatu, a tak snížit jeho kvalitu.

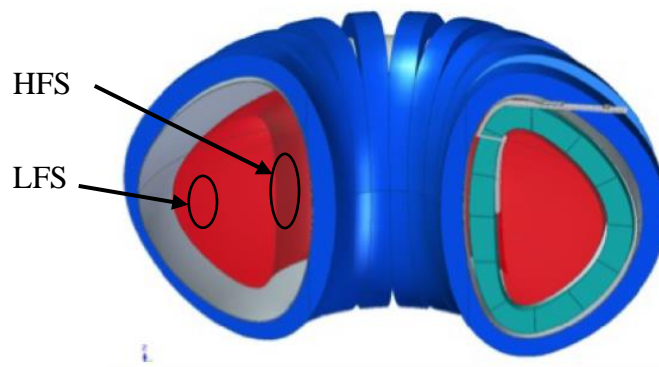
Druhou metodou je doutnavý výboj. Do komory se vloží kladně nabitá elektroda (anoda) a přivede se na ni vysoké napětí. Z komory se vyčerpává plyn, až se mezi anodou a komorou zapálí plazmatický výboj o mnohem nižší teplotě a hustotě, než má obvyklé tokamakové plazma. Doutnavý výboj probíhá bez udržení toroidálním magnetickým polem, a proto jsou v něm ionty volně urychlovány ke katodě – vakuové komoře. Urychlené ionty naráží do povrchu komory a vyráží z ní adsorbované částice. Uvolněný plyn pak opět čerpá vakuový systém, čímž se čistí komora. [15]

5 TURBULENCE V OKRAJOVÉM PLAZMATU

Turbulence v plazmatu dnes představují jeden z hlavních problémů, které nám brání v dosažení dostatečných teplot na zapálení termojaderné fúze. Plazma v tokamaku je inherentně nestabilní, přičemž nestability se mohou projevit jak v globálním měřítku (proudové nestability způsobující prudký pohyb celého plazmatu), tak na mikroskopické škále (na úrovni jednotlivých částic). Mezi těmito dvěma extrémy stojí nestability, které způsobují mezoskopické jevy – turbulence. Uvnitř tokamaku dochází k malým fluktuacím plazmatu, které tyto nestability umocňují do podoby turbulentních struktur. Turbulentní struktury se poté pohybují radiálním směrem (ze středu plazmatu směrem na stěnu komory) a způsobují tak promíchávání plazmatu. Důvodem pohybu turbulentních struktur jsou drifts ve zkřížených polích, viz kapitola 5.2. Tyto turbulence mají za následek přenos tepla a částic ze středu plazmatu (oblast nejvyšších teplot) do chladnějších vnějších vrstev okrajového plazmatu. Důsledkem je ochlazování centrálního plazmatu, které vede k poklesu fúzního výkonu. Vznik a šíření turbulencí v plazmatu je velmi komplikovaný. V současné době nemáme teorii, která by přesně popisovala a předvíдалa možné turbulence. Z tohoto hlediska je studium turbulencí plazmatu jedno z hlavních témat současného fúzního výzkumu.

5.1 Vznik turbulentních struktur – výměnná nestabilita

Výměnná nestabilita, jinak též Rayleigh-Taylorova nestabilita, probíhá na principu, kdy na základě mírného narušení hladiny dojde k polohové výměně dvou kapalin. Typickým příkladem výměnné nestability je voda umístěná na oleji. V případě nepatrného narušení soustavy dojde k výměně obou kapalin z důvodu energeticky výhodnější pozice. Platí, že četnost událostí rychle narůstá až do doby, než je energetický stav vyrovnán. V případě vody a oleje je podmínkou výměnné nestability opačný směr gradientů hustoty a hydrostatického tlaku. Naopak v případě tokamaků se jedná o magnetický tlak (jeho gradient míří k hlavní ose toru) a tlak plazmatu (jeho gradient míří do středu plazmatu). Díky těmto podmínkám může k výměnné turbulenci dojít pouze na Low Field Side (LFS), což je oblast okrajového plazmatu blízká se vnější strany komory, viz obrázek 7. Naopak na opačné straně komory, označované jako High Field Side (HFS), k výměnné turbulenci dojít nemůže, protože výměnná nestabilita je zde stabilní. V této oblasti se vyskytují pouze turbulentní struktury vzniklé na LFS. [16]



Obrázek 7: Rozdělení oblastí HFS a LFS, převzato z [6]

V případě předchozího příkladu výměnné nestability zastupovaly dvě kapaliny voda a olej. V okrajovém plazmatu jsou jimi oblast uzavřených siločar (vnitřní plazma) a oblast otevřených siločar. Na jejich pomezí se nachází oblast nazvaná jako separatrix, jež tvoří hranici mezi dvěma fyzikálně odlišnými oblastmi. Na nebo poblíž separatrix dochází k výše zmíněným výměnným nestabilitám, jež vedou k transportu turbulentních struktur z vnitřního do okrajového plazmatu. Zde nedochází k celkové výměně obou plazmat, ale pouze k lokálním výměnám, jejichž podobu můžeme připodobnit k lávové lampě. Horké bubliny vosku, které v lávové lampě stoupají vzhůru, představují turbulentní struktury, které se nazývají bloby. Tyto bloby tvořené teplejším plazmatem stoupají do chladnější okrajové vrstvy plazmatu, a vytvoří tak za sebou díru, kterou vyplní chladnější plazma. Takto vznikají na sobě závislé turbulentní struktury blob a díra. Tyto turbulentní struktury se vertikálně polarizují v důsledku grad-B driftu a pohybují se v radiálním směru pod vlivem $\vec{E} \times \vec{B}$ driftu, viz další kapitola. Výsledkem je radiální transport energie a částic, který způsobuje chladnutí udržovaného plazmatu a ohřev stěny. [16]

Protože bloby se pohybují směrem ven z plazmatu a díry směrem do plazmatu, dalo by se očekávat, že vně zóny vytváření turbulentních struktur budeme pozorovat více blobů a uvnitř ní naopak více děr. Tato měření lze experimentálně provádět za pomoci Langmuirovy sondy v režimu iontově nasyceného proudu, viz kapitola 6.1.1. Kladné fluktuace iontově nasyceného proudu představují kladné fluktuace teploty a hustoty, a tedy bloby. Naopak záporné fluktuace

představují kousky plazmatu studenějšího a řidšího než pozadí, tedy díry. Naše hypotéza zní, že v okrajovém plazmatu existuje zóna vytváření turbulentních struktur, kde je množství blobů a děr stejné, a která je pevně spjata s okrajem plazmatu (separatrix). Tato zóna byla pozorována experimentálně na tokamaku GOLEM [17], na jiných tokamacích [18] i v simulaci turbulence v okrajovém plazmatu [20]. Právě touto otázkou se zabývá experimentální část této práce, ve které se budu snažit tuto hypotézu potvrdit či vyvrátit.

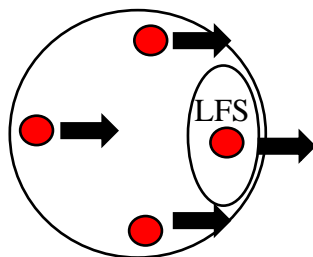
5.2 Šíření turbulentních struktur okrajovým plazmatem – drifty

Nabité částice plazmatu vykonávají v rámci reakční komory pohyby po kružnici či šroubovici kolem siločar magnetického pole. Tyto pohyby a jejich tvar závisí na přítomnosti více polí či nehomogenitě magnetického pole. V tokamaku takto na částice mohou působit elektrické pole, gravitační pole či dostředivé síly. Pohyby částic napříč siločarám magnetického pole se obecně nazývají drifty. V tokamacích se vyskytuje mnoho různých typů driftů, z nichž nejčastějšími a nejvýznamnějšími drifty z hlediska okrajového plazmatu jsou grad- B drift a $\vec{E} \times \vec{B}$ drift. [9]

Vznik grad- B driftu je zapříčiněn prostorovou změnou velikosti magnetického pole v plazmatu, přičemž je závislý na hmotnosti a náboji dané částice. Jeho směr je opačný pro elektrony a ionty, a proto vede k separaci náboje. Polarizuje tak např. turbulentní struktury, ve kterých tím vzniká elektrické pole, čímž sekundárně způsobuje $\vec{E} \times \vec{B}$ drift. V globálním měřítku grad- B drift způsobuje elektrický proud podél siločar, tzv. Pfirsch-Schlütterovy proudy. [9]

$\vec{E} \times \vec{B}$ drift nabitých částic vzniká ve zkříženém elektrickém a magnetickém poli. Driftová rychlost $\vec{E} \times \vec{B}$ driftu není vázána na hmotnost ani na náboj částice. To znamená, že ionty i elektrony plazmatu driftují stejným směrem. Tento drift sám o sobě není původcem elektrického proudu.

Bloby i díry mají v důsledku grad- B driftu vnitřní vertikální elektrické pole, a to v opačném směru. Díky toroidálnímu uspořádání tokamaku má $\vec{E} \times \vec{B}$ drift pro vertikální elektrické pole na LFS radiální směr, viz obrázek 8. Z tohoto důvodu jsou bloby polarizované grad- B driftem nuceny směřovat radiálně ven napříč siločarami, zatímco opačně polarizované díry se pohybují dovnitř. Tento radiální směr transportu blobům i dírám zůstává, i když se vlivem transportu podél siločar dostanou i do dalších míst tokamaku, kde má $E \times B$ drift směr jiný. Na obr. 8 můžeme vidět poloidální pohled na přesun turbulentních struktur (červené body) vzniklých v LFS, jejichž směr je dán $\vec{E} \times \vec{B}$ driftem.



Obrázek 8: Poloidální pohled na transport turbulentních struktur

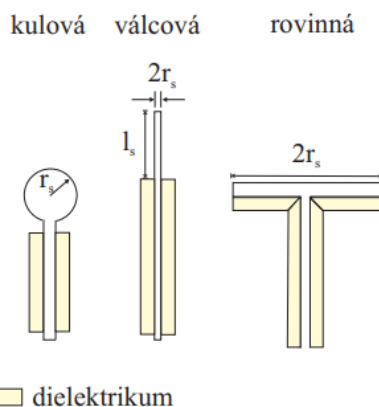
6 METODIKA

Ke zjištění konkrétních vlastností plazmatu uvnitř tokamaku GOLEM budeme využívat dvou typů sond. Jsou jimi Langmuirova a hřebínková sonda. Pomocí těchto sond naměříme tzv. iontově nasycený proud, který lze následně použít k experimentální detekci blobů a děr přecházejících přes sondu.

6.1 Langmuirova sonda

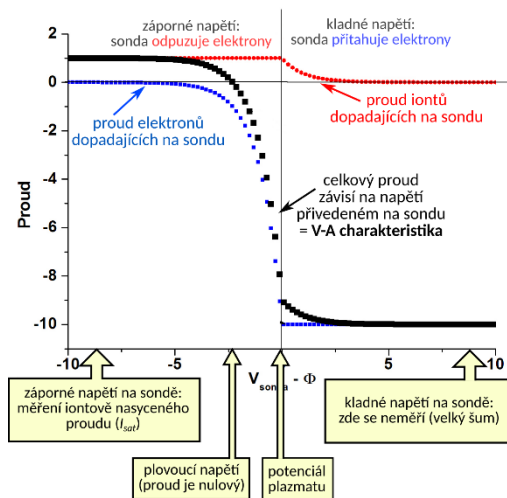
Langmuirova sonda je jednou z nejstarších diagnostických metod využívanou ke studiu plazmatu. Je pojmenovaná po americkém fyzikovi a jednom z otců fyziky plazmatu Irvingu Langmuirovi. Ten ji sestrojil a použil již v roce 1924. Tehdejší konstrukce Langmuirovy sondy se sestávala z drátu, který byl ponořen do plazmatu. Na sondu bylo zvenčí přivedeno proměnlivé předpětí, přičemž se měřil proud, jenž na ni dopadá. Závislost tohoto proudu na přivedeném předpětí se nazývá volt-ampérová charakteristika. Po jejím vyhodnocení je možné zjistit základní vlastnosti plazmatu: hustota, elektronová teplota a potenciál plazmatu. [15]

Langmuirovy sondy dnes mají o něco sofistikovanější podobu, ale stále pracují na stejném principu. Využívají se zejména k měření v nízkoteplotním plazmatu, neboť sonda kontakt s vysokoteplotním plazmatem nesnese. Jejich tvar může být rozličný, přičemž těmi základními je kulovitá, rovinná a válcovitá forma (obrázek 9). U rovinné konstrukce Langmuirovy sondy dochází k nezanedbatelnému ovlivnění okolního plazmatu a u kulovitého tvaru nelze z konstrukčního hlediska dosáhnout dokonalého kulovitého tvaru. Z těchto důvodů se válcovitá konstrukce Langmuirovy sondy jeví jako nejlepší. [15]



Obrázek 9: Porovnání tvarů Langmuirovy sondy, převzato z [7]

6.1.1 Voltampérová charakteristika Langmuirovy sondy



Obrázek 10: Voltampérová charakteristika Langmuirovy sondy, převzato z [8]

Příklad ideální voltampérové charakteristiky Langmuirovy sondy nám ukazuje obrázek č. 10. Proud dopadající na sondu (černě) se skládá ze dvou příspěvků: proud iontů (červeně) a proud elektronů (modře). Je-li na sondu přivedeno záporné napětí, sonda odpuzuje elektrony a přitahuje ionty; výsledkem je celkově kladný proud. Je-li na sondu přivedeno kladné napětí, je situace opačná. V určitý moment dochází k vyrovnání elektronového a iontového proudu. V tomto bodě měříme nulový celkový proud. Napětí, při kterém k tomuto vyrovnání dochází, nazýváme plovoucí potenciál. Pro tuto práci je zajímavá část volt-ampérové charakteristiky, kde je přiložené napětí tak záporné, že na sondu dopadají pouze ionty. V tomto případě sonda měří velikost iontově nasyceného proudu. Jeho velikost je dána vztahem plynoucím z Langmuirovy teorie [15]:

$$I_+ = Aen_i c_s \quad (6.1)$$

A = plocha sondy

e = elementární náboj

n_i = hustota iontů

c_s = iontozvuková rychlost

Iontozvukovou rychlost můžeme spočítat pomocí níže uvedeného vztahu, přičemž T_e je elektronová teplota, e je elementární náboj a M_i je hmotnost iontů [15]:

$$c_s = \sqrt{\frac{2T_e}{M_i}} \quad (6.2)$$

Zde předpokládáme, že teplota iontů a elektronů je stejná.

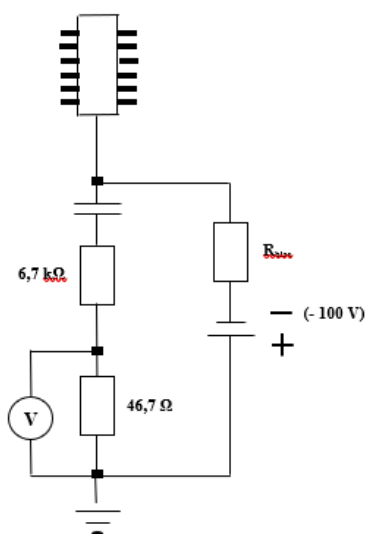
6.2 Hřebínková sonda

Hřebínková sonda je diagnostika složená z řady Langmuirových sond, v případě té na tokamaku GOLEM ze dvou řad po 8 Langmuirových sondách (tzv. pinech), viz obrázek 11. Každý pin nezávisle měří iontově nasycený proud, a tím sonda dává informace o rozložení iontového nasyceného proudu v plazmatu, což nám říká něco o turbulentních strukturách kolem ní. Hřebínková sonda byla klíčovou sondou v experimentální části práce.

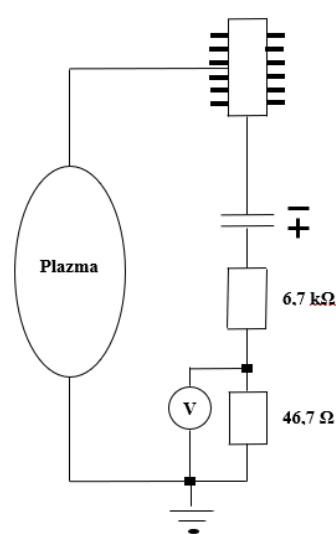


Obrázek 11: Hřebínková sonda, převzato z [9]

Na obrázcích 12 a 13 jsou vykreslena schémata elektronického zapojení hřebínkové sondy. Obrázek 12 zobrazuje nabíjecí fázi, kde zdroj napětí přivede na sondu a jednu z desek kondenzátoru potenciál -100 V . Obrázek 13 pak zobrazuje vybíjecí neboli měřicí fázi. Sonda se elektrickým kontaktem s plazmatem mírně vybíjí, přičemž kondenzátor na ní stále udržuje napětí -100 V . Z Kirchhoffových zákonů elektrického obvodu plyne, že proud tekoucí na sondu (iontově nasycený proud) je stejný jako proud procházející měřicím odporem $46,7\ \Omega$. Tento proud se měří jako spád potenciálu na měřicím odporu. K převedení tohoto napětí na proud v ampérech je třeba vydělit ho právě číslem $46,7$.

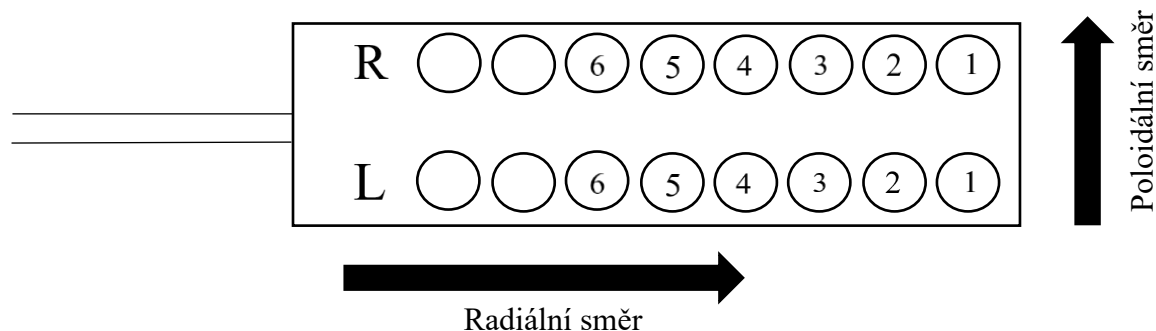


Obrázek 12: Schéma hřebínkové sondy při nabíjení



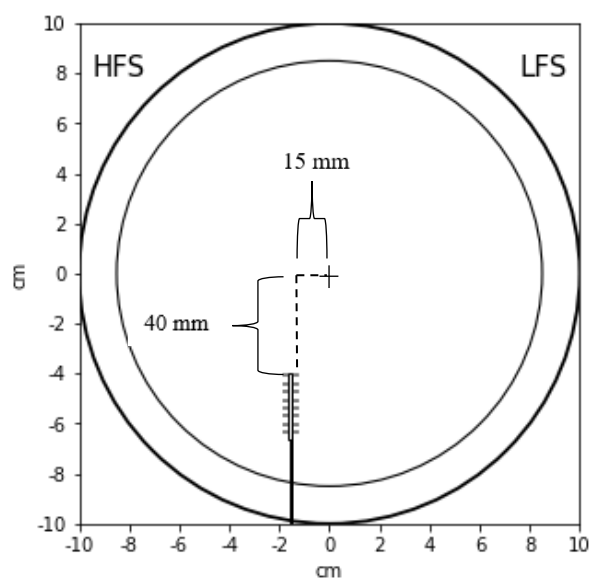
Obrázek 13: Schéma hřebínkové sondy při měření

Piny hřebíkové sondy jsou pojmenovány čísly a stranou (pravá strana R a levá strana L), na které se daný pin nachází. Z důvodu omezeného počtu kanálů datového zdroje je zapojeno pouze 12 pinů (prvních šest pinů na každé straně sondy). V experimentální části práce mluvím o těchto zapojených pinech jako o R1, R2, R3, R4, R5, R6 a L1, L2, L3, L4, L5, L6.



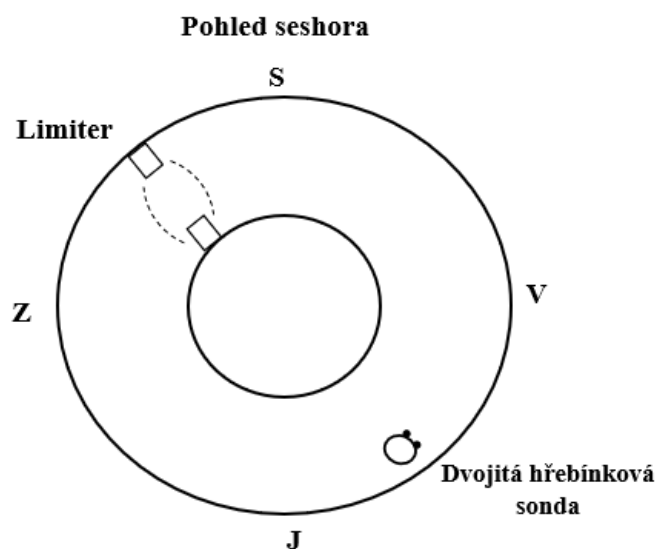
Obrázek 14: Obrázek sondy při pohledu zepředu s popisem jednotlivých pinů

Obrázek 15 znázorňuje pozici hřebíkové sondy v tokamaku. Sonda byla instalována ve spodním portu a do plazmatu se zasouvala zespodu. Toto zapojení není ideální ke zkoumání vzniku turbulence, neboť ten probíhá na LFS. Přesun sondy na ekvatoriální port tokamaku však není možný, protože manipulátor je dlouhý a ve stísněné experimentální místnosti by překážel. Lze však předpokládat, že díky rychlému transportu podél siločar je charakteristika turbulence na obou místech podobná, ne-li stejná.



Obrázek 15: Pozice sondy v tokamaku – poloidální řez

Obrázek 15 rovněž ukazuje, že sonda nesměruje přesně ke středu plazmatu. Striktně řečeno tedy vzdálenost odečítaná na manipulátoru není totožná se vzdáleností sondy od středu komory r . Naše měření jsou však prováděna v takové vzdálenosti od středu komory (4 a více cm), že je s dobrou přesností lze považovat za stejné. Pozici a natočení sondy v tokamaku při pohledu seshora ukazuje obrázek 16. Limiter je kruhová clona v komoře tokamaku, která „ořezává“ plazma na maximální poloměr 8,5 cm.



Obrázek 16: Pozice sondy v tokamaku – pohled seshora

7 EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

Experimentální část této práce byla provedena na tokamaku GOLEM prostřednictvím dvojitě hřebíkové sondy. Měření probíhala v tzv. kampaních, jež se skládaly z několika měření (výstřelů). Před každou kampaní byl tokamak GOLEM vyčištěn vypékáním a doutnavým výbojem, aby uvnitř vakuové komory nezůstaly nečistoty v podobě přisedlých molekul, které by výsledky měření do jisté míry zkreslovaly. Poté se začalo se samotným měřením, a to tzv. metodou výstřel od výstřelu. Ta spočívá v provedení několika identických tokamakových výstřelů, během nichž se postupně mění vzdálenost hřebíkové sondy uvnitř tokamaku od středu plazmatu. Za předpokladu, že všechny výstřely vytvoří stejné plazma, tak vznikne závislost iontově nasyceného proudu na vzdálenosti sondy od středu komory, tzv. profil. Cílem měření bylo určit velikost iontově nasyceného proudu včetně jeho fluktuací v celém radiálním rozsahu okrajového plazmatu a vyšetřit charakter jeho fluktuací. To jsem provedl za pomoci histogramů a výpočtu šikmosti rozdělovací funkce.

Všechny grafy včetně obrázků vykreslujících rekonstrukci polohy plazmatu a sondy v komoře, jež jsou prezentované v experimentální části, byly vytvořeny prostřednictvím programovacího jazyka Python.

V této práci prezentuji výsledky nasbírané během několika kampaní. Mezi jednotlivými kampaněmi není bohužel záruka, že plazma v tokamaku zůstává stejné, ač jsou parametry výstřelu (zejména nabíjecí napětí kondenzátorových baterií) identické. Proto nelze výsledky z různých kampaní kreslit do stejného profilu. Parametry jednotlivých výstřelů a informace o poloze pinu R1 v tokamaku jsou zaznamenány zvlášť pro 1., 2., 3. a 4. kampaň (obrázek 17, 18, 19 a 20). U_B je velikost napětí na kondenzátorech, které budou následně vybity do cívek toroidálního magnetického pole. Čím vyšší bude toto napětí, tím větší bude magnetické pole obepínající plazma. U_{CD} je velikost napětí na kondenzátorech, jež budou vybity do primárního vinutí transformátoru. Čím vyšší je toto napětí, tím větší elektrické pole vytváří a ohřívá plazma. Ve všech výstřelech a kampaních, jež jsou zmíněny v této práci, byl jako pracovní plyn použit vodík. Velikost tlaku pracovního plynu p_H je určena v mPa. Posledním parametrem je vzdálenost pinu R1 od stěny komory. Vzdálenost $r = 0$ mm je (přibližně) ve středu komory, $r = 85$ mm je okraj stínu limiteru a $r = 100$ mm je stěna komory. Nejlepších parametrů plazmatu a nejkvalitnějšího měření iontově nasyceného proudu bylo dosaženo v poslední, čtvrté kampani. Všechna data prezentovaná v této práci pocházejí z této kampaně.

Kampaň 1				
Číslo výstřelu	U_B	U_{CD}	p_H	r_{pin1}
34302	800	500	10	100
34303	800	500	10	90
34304	800	500	10	80
34305	800	500	10	70
34306	800	500	10	60

Obrázek 17: Tabulka shrnující informace o jednotlivých parametrech pro výstřely 1. kampaně

Kampaň 2				
Číslo výstřelu	U_B	U_{CD}	p_H	r_{pin1}
34857	800	500	10	100
34858	800	500	10	90
34859	800	500	10	80
34860	800	500	10	70
34861	800	500	10	60

Obrázek 18: Tabulka shrnující informace o jednotlivých parametrech pro výstřely 2. kampaně

Kampaň 3				
Číslo výstřelu	U_B	U_CD	p_H	r_pin1
35020	800	450	10	80
35021	800	450	10	80
35022	800	450	10	80
35023	800	450	10	80
35024	800	450	10	80
35025	800	450	10	80
35026	800	450	10	80
35027	800	450	10	80
35028	800	450	10	80
35029	800	450	10	60
35030	800	450	10	60
35031	800	450	10	60
35032	800	450	10	60

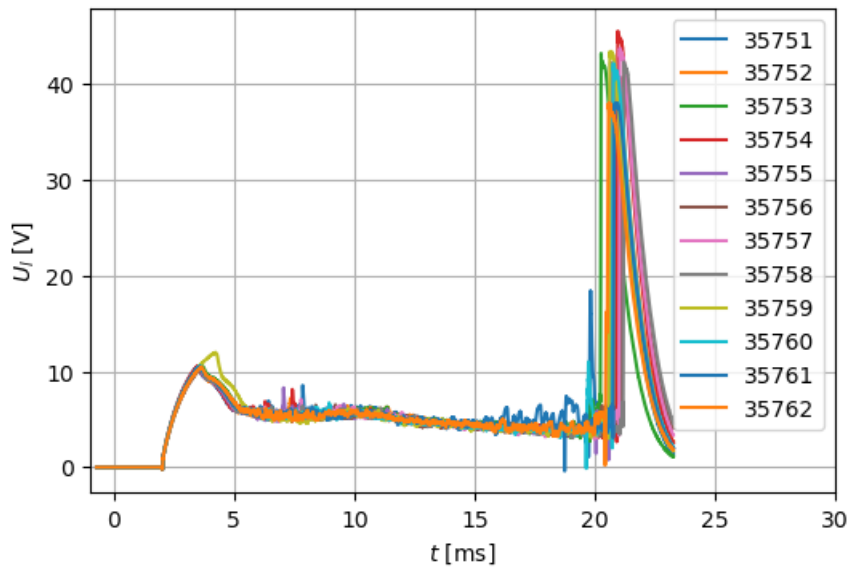
Obrázek 19: Tabulka shrnující informace o jednotlivých parametrech pro výstřely 3. kampaň

Kampaň 4				
Číslo výstřelu	U_B	U_CD	p_H	r_pin1
35751	1200	450	16	90
35752	1200	450	16	85
35753	1200	450	16	80
35754	1200	450	16	75
35755	1200	450	16	70
35756	1200	450	16	65
35757	1200	450	16	60
35758	1200	450	16	55
35759	1200	450	16	50
35760	1200	450	16	45
35761	1200	450	16	40
35762	1200	450	16	37

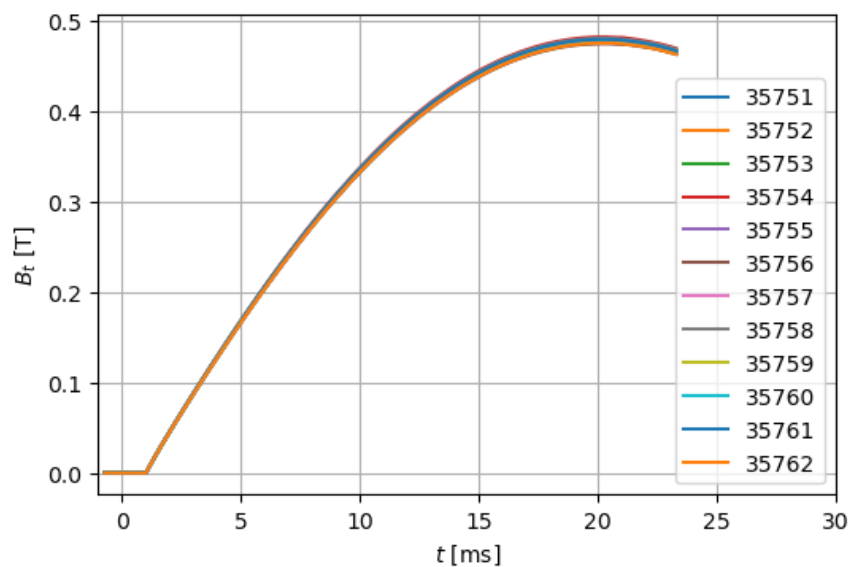
Obrázek 20: Tabulka shrnující informace o jednotlivých parametrech pro výstřely 4. kampaň

7.1 Základní diagnostika

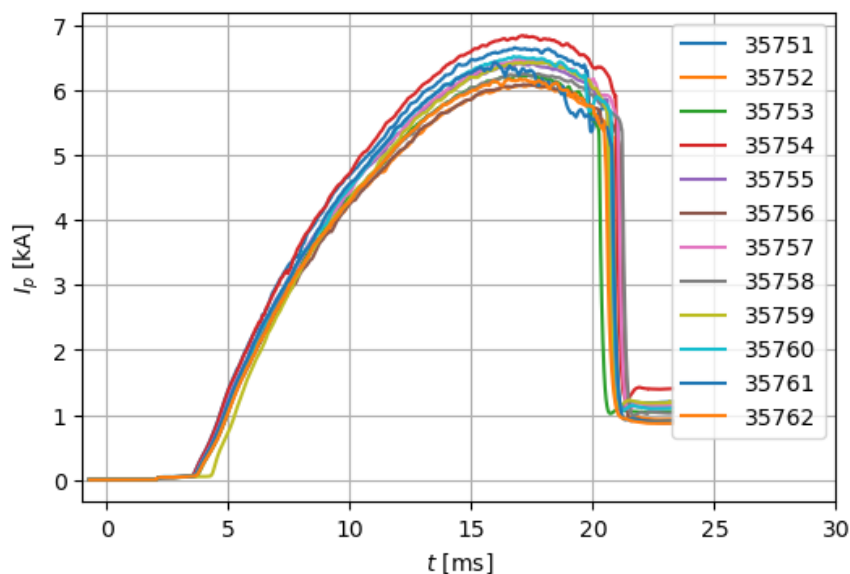
Aby bylo zajištěno, že všechny výstřely v kampani jsou identické, je třeba je zkoumat základní tokamakovou diagnostikou. Zkoumanými veličinami zde byla velikost toroidálního magnetického pole B_t , velikost elektrického proudu procházejícího plazmatem I_p a napětí na závit U_l . Na obrázcích 21-23 jsou vykresleny data základní diagnostiky pro 4. kampaň, jež zahrnovala 12 výstřelů (35751-35762). Každý výstřel byl proveden při jiné vzdálenosti sondy od okraje komory, viz obrázek 20.



Obrázek 21: Graf časového vývoje velikosti toroidálního magnetického pole B_t , zpracování základní diagnostiky 4. kampaň

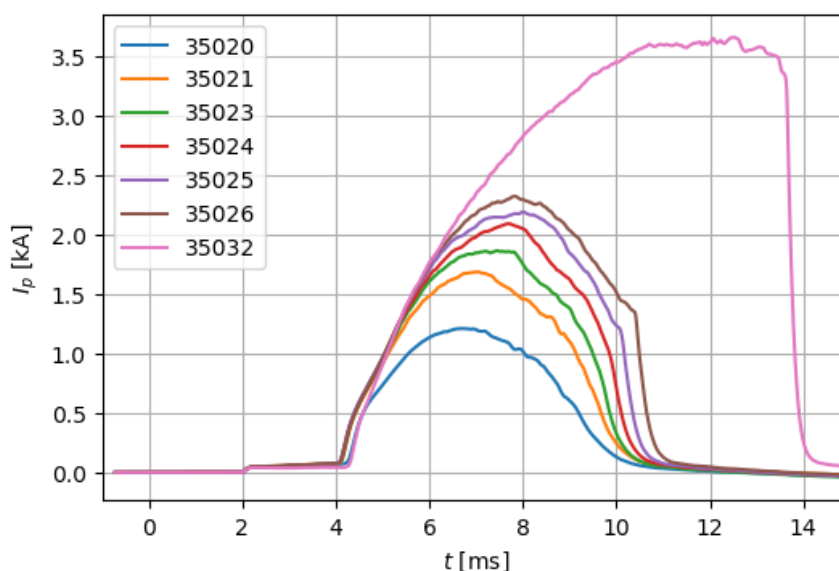


Obrázek 22: Graf časového vývoje napětí na závit U_l , zpracování základní diagnostiky 4. kampaň



Obrázek 23: Graf časového vývoje elektrického proudu procházejícího plazmatem I_p , zpracování základní diagnostiky 4. kampaně

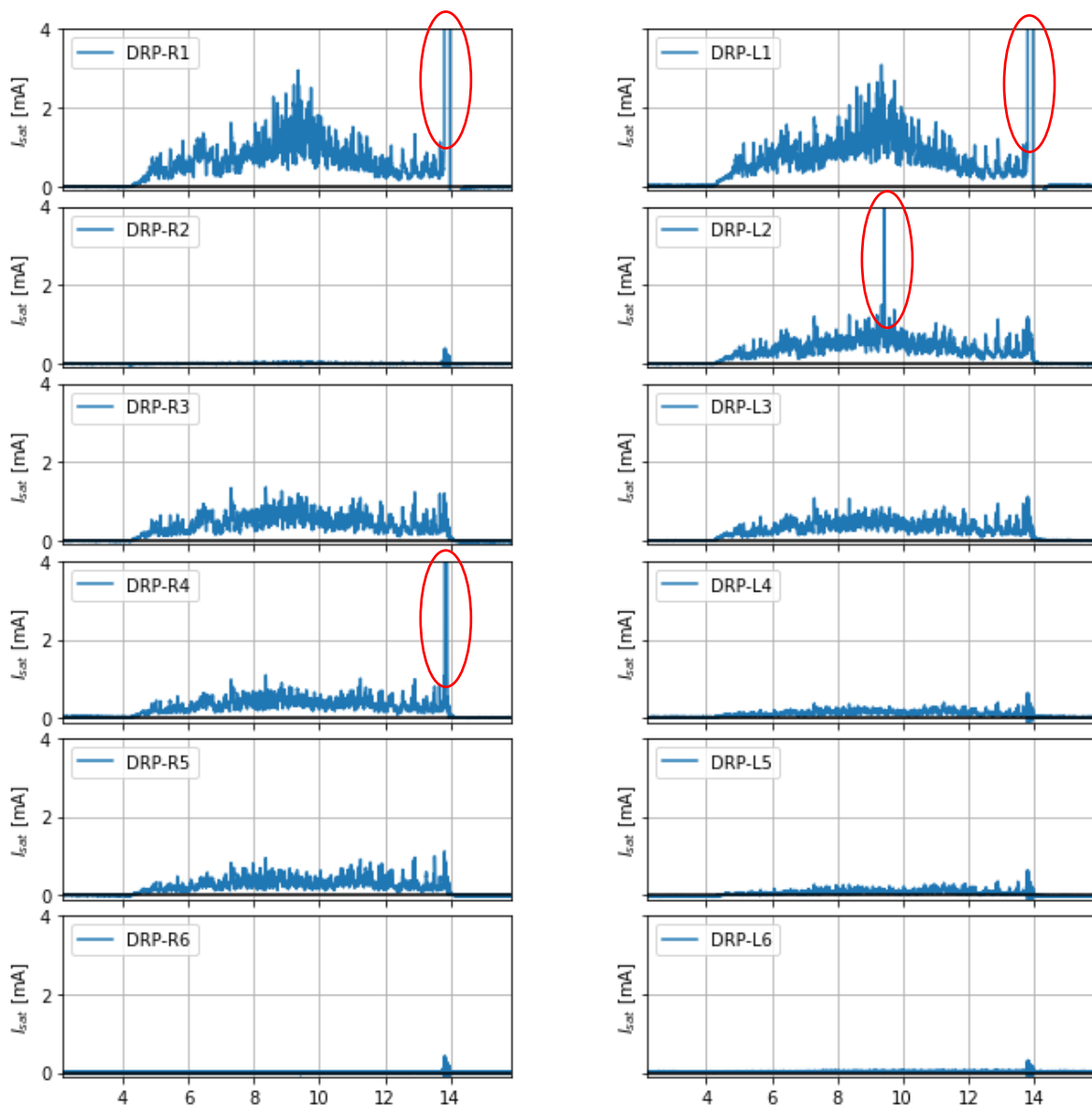
Před začátkem měření u výše zmíněných výstřelů byla komora vyčištěna vypékáním a doutnavým výbojem. Důsledkem toho bylo plazma bez nečistot a mohl jím tak procházet vyšší elektrický proud, přičemž během dalších výstřelů nedošlo k nárůstu či poklesu elektrického proudu. Praktický dopad vynechání čištění komory před novou kampaní ukazuje obrázek 24. Jde o část 3. kampaně a je vidět, že s každým dalším výbojem se proud v plazmatu zvyšuje. To je zapříčiněno „samočištěním“ komory vlivem výstřelů, během nichž předešlý výboj plazmatu odstraní část přisedlých nečistot z komory. Tím se stává následné plazma čistší a může tak lépe vést elektrický proud. Pro kontrast je zde i dokreslen výboj číslo 35032 ze závěru kampaně, který má zcela stejné parametry (U_B , U_{CD} a p_H), ale před nímž byla komora vyčištěna.



Obrázek 24: Graf porovnávající časový vývoj elektrického proudu procházející plazmatem I_p , zpracování základní diagnostiky výstřelů 3. kampaně

7.2 Zkoumání turbulentních struktur

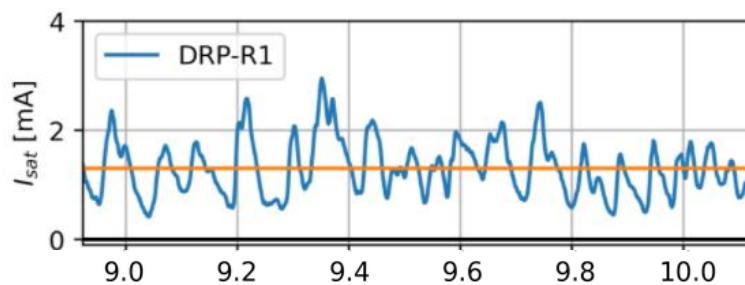
Základní data byla získávána prostřednictvím 12 pinů hřebíkové sondy. Data obsahovala informace o velikosti iontově nasyceného proudu v plazmatu. Příkladem jednoho souboru dat je obrázek 25, jež vykresluje hodnoty iontově nasyceného proudu během jednoho výboje zvlášť pro každý pin. Byla použita data z výstřelu č. 35033. Z grafů je patrné, že některé piny neměří takřka žádné hodnoty iontově nasyceného proudu, a jsou tudíž nefunkční. Důvodem je pravděpodobně vadný kontakt mezi sondou a datovým sběrem. Z tohoto důvodu byly z analýzy vyřazeny piny R2, R6 a L6. Při každém výstřelu byly zkontrolovány data iontově nasyceného proudu, abychom z měření vyřadily vadné piny.



Obrázek 25: Grafy časového vývoje iontově nasyceného proudu I_{sat} dat z 12 pinů hřebíkové sondy, data z výstřelu 35033

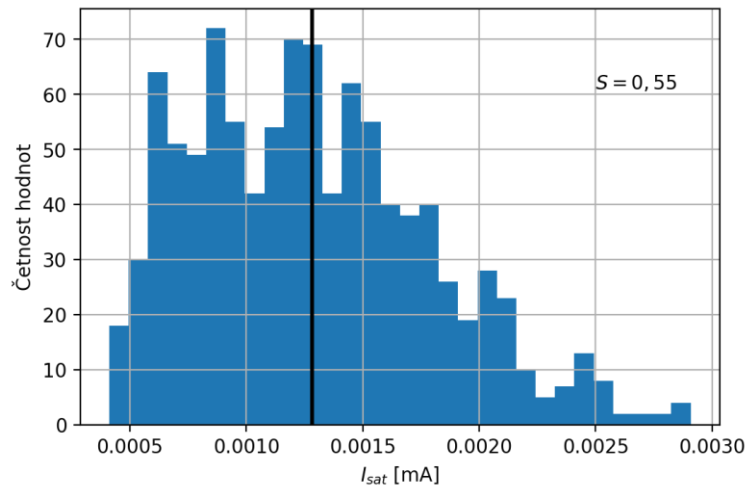
Kromě nefunkčních pinů je nutné před podrobnější analýzou odstranit zkreslená data, jež jsou způsobena zapálením vodivého oblouku mezi sondou a plazmatem. Tento oblouk si lze představit jako blesk v plazmatu, který urychlí transport částic mezi plazmatem a pinem sondy, čímž ovlivní měřené hodnoty iontově nasyceného proudu. Data získána v časovém intervalu, kdy je zapálen oblouk, dosahují nápadně vysokých či nízkých hodnot. Díky tomu jsou oblouky v grafech snadno identifikovatelné (na obrázku 25 jsou červeně označeny příklady dat, která byly ovlivněny zapálením oblouku). V podrobnější analýze nebyla takto ovlivněná data použita.

Obrázek 26 zobrazuje výsek 1 ms iontově nasyceného proudu měřeného pinem R1 na poloměru $r = 60$ mm. Modrá křivka vyznačuje velikost iontově nasyceného proudu a oranžová linka značí jeho průměrnou hodnotu v tomto výseku. Na tomto příkladu si vysvětlíme, co budeme v následujícím textu mínit kladnými a zápornými fluktuacemi. Ionově nasycený proud je z definice kladný, neboť jde o proud kladně nabitých částic. Kladné a záporné fluktuace tedy nevztahujeme ke znaménku iontově nasyceného proudu, ale k jeho průměrné hodnotě. Kladná fluktuace je fluktuace vyšší než průměr a záporná fluktuace je fluktuace nižší než průměr. Na obrázku 26 vidíme celou řadu fluktuací, které mají nejčastěji podobu rychlého vzestupu a pomalejšího pádu. Výsledkem je, že vysokých kladných fluktuací je více než vysokých záporných fluktuací. To značí průchod horkých turbulentních struktur přes sondu – blobů.



Obrázek 26: Graf časového vývoje iontově nasyceného proudu I_{sat} v intervalu 9-10 ms pro R1 pin, data zpracována z výstřelu č. 35033. Grafem je proložená oranžová přímka, která znázorňuje průměrnou hodnotu iontově nasyceného proudu v tomto intervalu.

K zjištění skutečného počtu záporných či kladných fluktuací využijeme histogram. Zpracování dat prostřednictvím histogramu patří mezi základní metody využívané ke zkoumání turbulentních struktur v okrajovém plazmatu. [18] Histogramy graficky zobrazují rozdělení hodnot podle jejich četnosti v měřeném signálu. Při zkoumání histogramu náhodné veličiny nejčastěji pozorujeme Gaussovo neboli normální rozdělení. Toto rozdělení má známý tvar zvonu a je symetrické, tedy má stejnou pravděpodobnost kladné a záporné fluktuace. Histogramy iontově nasyceného proudu v okrajovém plazmatu jsou však známy tím, že obecně Gaussovu rozdělení nepodléhají. [19] Z tvaru histogramu vyčteme leccos o fyzice okrajového plazmatu. Histogram dat z obrázku 26 je vykreslen na obrázku 27.



Obrázek 27: Histogram fluktuací iontově nasyceného proudu I_{sat} v časovém intervalu 9-10 ms pro pin R1, data zpracována z výstřelu č. 35033

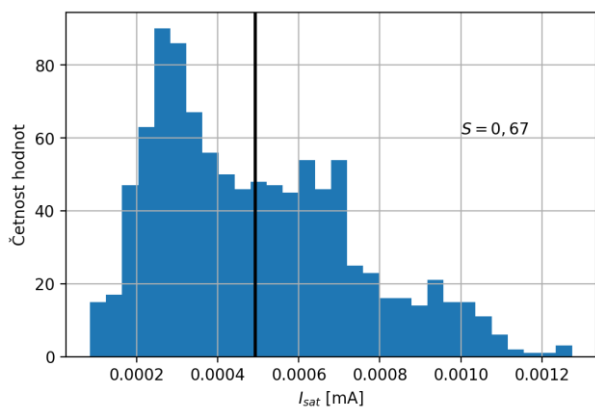
Vidíme, že je asymetrický a vykazuje větší množství velkých kladných hodnot oproti stejně velkým záporným fluktuacím. Asymetrie histogramu je popsána šikmostí S , jež je dána vztahem:

$$S = \frac{\mu_3}{\sigma^3} \quad (7.1)$$

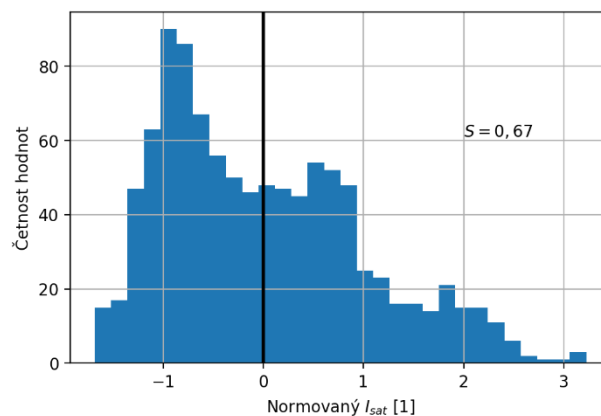
μ_3 = třetí centrální moment

σ^3 = směrodatná odchylka

Šikmost určuje, kterým směrem je rozdělení naší veličiny asymetricky rozloženo. Rozlišujeme šikmost kladnou, kdy se veličina s větší pravděpodobností nachází pod svou střední hodnotou a šikmost zápornou, kdy veličina spíše nabývá hodnot nad svou střední hodnotou. V případě obrázku 27 se jedná o kladnou šikmost. Osa y histogramu popisuje četnost, s jakou se v daném signálu vyskytovaly stejné hodnoty fluktuací iontově nasyceného proudu. Na ose x jsou vykresleny hodnoty fluktuací iontově nasyceného proudu, které byly během měření zaznamenány. V pravém horním rohu histogramu je vždy dána šikmost daného histogramu. Histogramy lze vykreslit v normované či nenormované podobě (příkladem jsou obrázky 28 a 29). Hlavním rozdílem mezi nimi je, že v případě nenormovaného histogramu jsou na osu x naneseny přímo hodnoty zkoumané veličiny (zde iontově nasyceného proudu). Naproti tomu normovaný histogram vznikne tak, že se od zkoumaných dat odečte jejich průměr a vydělí se svojí směrodatnou odchylkou. Tím vznikne na ose x číselná řada s počátkem (nulou) v průměrné hodnotě a jednotkou v místě směrodatné odchylky. Normované histogramy tak lze lépe a snáze porovnávat.

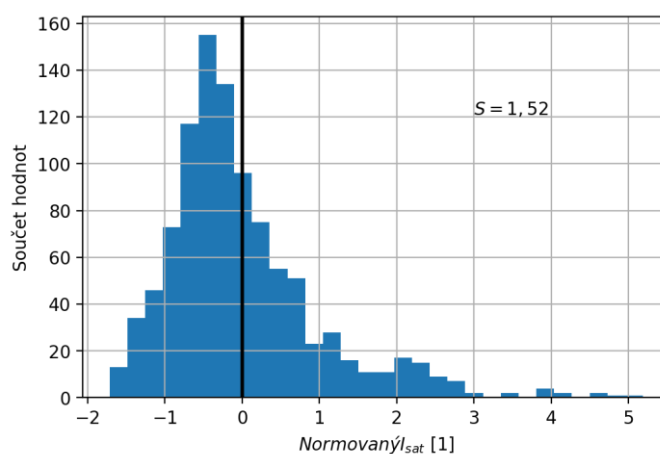


Obrázek 28: Nenormovaný histogram fluktuací iontově nasyceného proudu I_{sat} v časovém intervalu 9-10 ms pro pin R1, data zpracována z výstřelu č. 34859

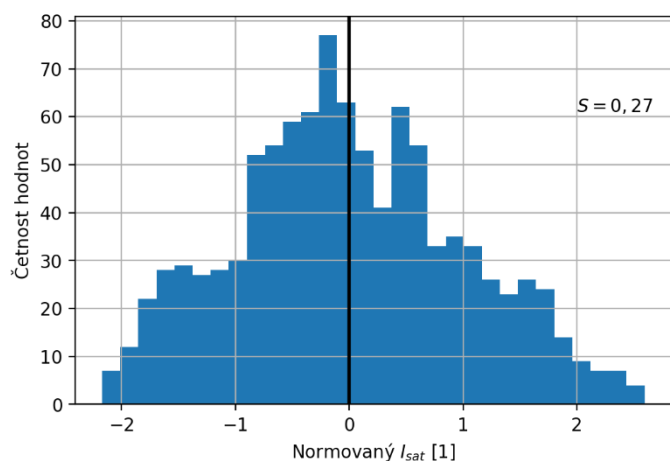


Obrázek 29: Normovaný histogram fluktuací iontově nasyceného proudu I_{sat} v časovém intervalu 9-10 ms pro pin R1, data zpracována z výstřelu č. 34859

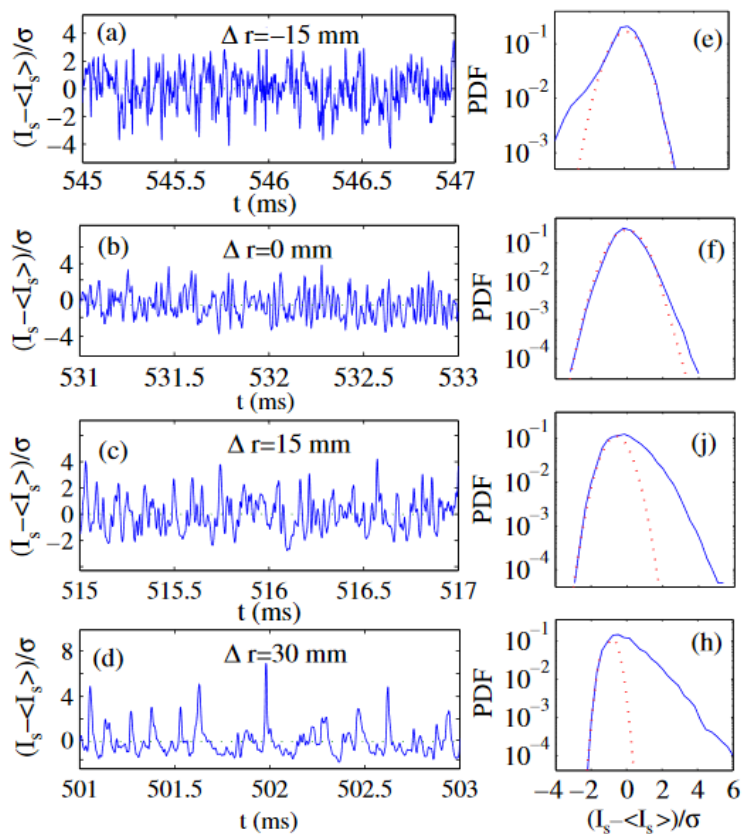
V okrajovém plazmatu tokamaku se charakter fluktuací iontově nasyceného proudu mění s pozicí sondy a časem. Jak ukazují obrázky 30 a 32, v okrajovém plazmatu tokamaku GOLEM jsem se setkal s histogramy sešikmenými doprava ($S > 0$) a symetrickými ($S = 0$). V prvním případě jde o histogram, v němž se většina hodnot nachází nalevo od průměrné hodnoty. Tento histogram má kladnou šikmost a jeho tvar je tak zešikmený doprava (obrázek 30). Druhým případem je rovnoměrné rozdělení dat kolem průměrné hodnoty, od které hodnoty dat exponenciálně klesají. Histogram tak připomíná Gaussovské rozdělení a jeho šikmost je nulová (obrázek 31). Třetím typem by byl histogram se zápornou šikmostí, jehož tvar je zešikmený doleva a většina dat se nachází napravo od průměrné hodnoty. Jak ale dále ukazuje kapitola 3.4, kvůli technickým omezením jsme nemohli sondu vložit do oblasti, kde se tento typ histogramu měří. Pro ilustraci je zde tedy doplněn obrázek 32, převzatý z článku [18] Zde jsou vykresleny histogramy fluktuací iontově nasyceného proudu se zápornou, nulovou, kladnou a vysokou kladnou šikmostí spolu s časovým záznamem měřených dat. Histogramy jsou normované, Δr je vzdálenost od separatrix.



Obrázek 30: Normovaný histogram fluktuací iontově nasyceného proudu I_{sat} s kladnou šikmostí v časovém intervalu 16-17 ms pro pin R4, jehož poloměr je 45 mm, data zpracována z výstřelu č. 35760



Obrázek 31: Normovaný histogram fluktuací iontově nasyceného proudu I_{sat} s šikmostí blízkou nule v časovém intervalu 16-17 ms pro pin R1, jehož poloměr je 45 mm, data zpracována z výstřelu č. 35760

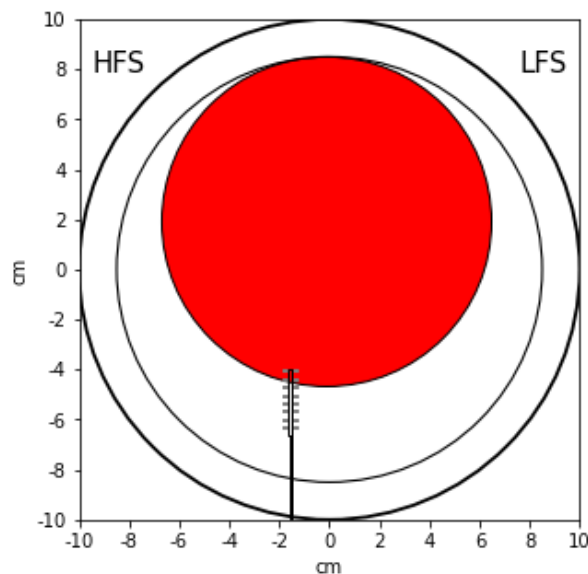


Obrázek 32: Časový vývoj a normovaný histogram fluktuací iontově nasyceného proudu I_{sat} , převzato z [10]

Z hodnoty šikmosti můžeme určit, zda v daném měření převládaly kladné či záporné fluktuace. Kladná hodnota šikmosti popisuje histogram, v němž převládají kladné fluktuace, a tedy i kladné turbulentní struktury – bloy. Naopak záporná hodnota šikmosti v histogramu indikuje převážně záporné fluktuace, což naznačuje větší přítomnost záporných turbulentních struktur – děr. V případě, kdy lze srovnat tvar histogramu s Gaussovským rozdělením, detekujeme oblast, kde probíhá výměnná nestabilita. V této situaci by mělo být rovnoměrné rozdělení počtu blobů i děr v plazmatu. Histogramy se zápornou šikmostí by se obecně měly objevovat, oproti histogramům s kladnou šikmostí, hlouběji v plazmatu. Šikmost také fluktuuje s časem a polohou sondy v plazmatu.

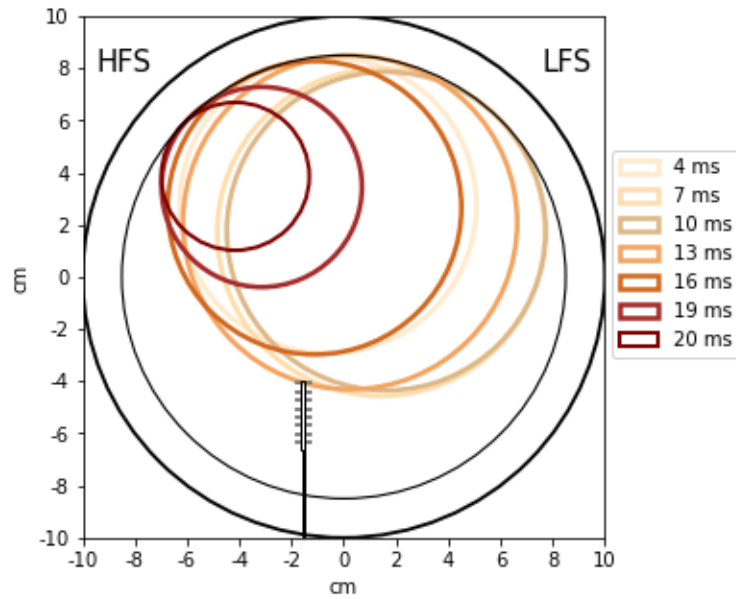
7.3 Poloha plazmatu a sondy uvnitř komory

Poloha plazmatu v tokamaku se v průběhu jednoho výstřelu stále mění. K určení přibližné polohy se v tokamaku GOLEM využívá Mirnovových cívek. [21] Z analýzy přijatého signálu z Mirnovových cívek můžeme dále vypočítat polohu plazmatu. Na obrázku 33 je vykreslen poloidální řez komory se vzájemnou polohou plazmatu a sondy ve výstřelu číslo 35762 (4. kampaň) v čase 5 ms. Sonda je zasunuta na vzdálenost $r = 40$ mm (téměř nejhlubší možný zásun). Červená kružnice zobrazuje plazma, do kterého zesponu vniká hřebíková sonda. Piny hřebíkové sondy ve skutečnosti směřují směrem od nás, na obrázku jsou pro ilustraci vykresleny na bocích. Z obrázku je patrné, že pin R1 se v tomto časovém bodě nachází na separatrix. Můžeme tak očekávat pokles měřené šikmosti fluktuací iontově nasyceného proudu.



Obrázek 33: Poloidální řez komory v průběhu výstřelu číslo 35762 z 4. kampaň v čase 5 ms, sonda je zasunuta na vzdálenost 40 mm

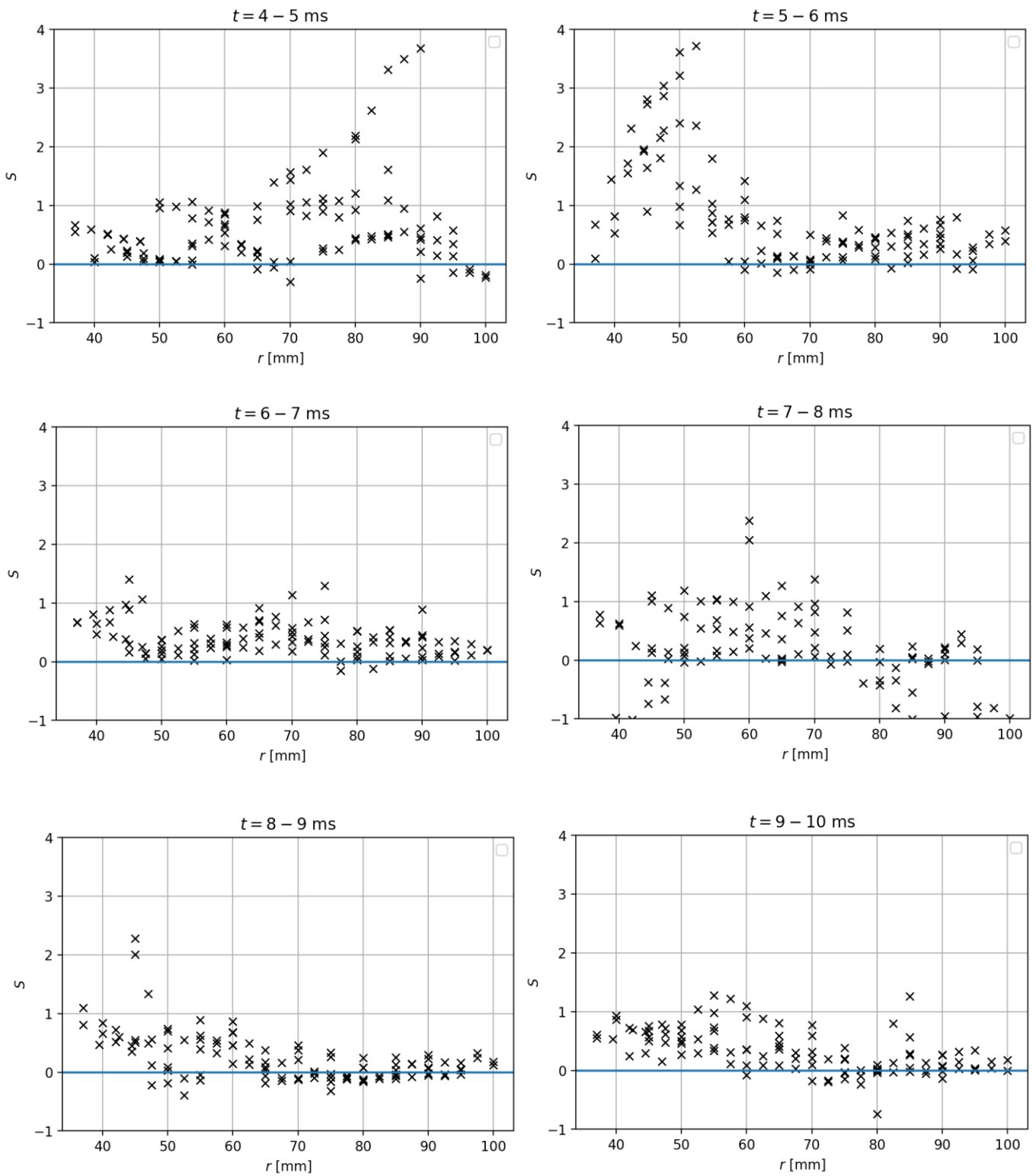
Na obrázku 34 je vykreslen časový vývoj polohy plazmatu ve stejném výstřelu. Je patrné, že se plazma v průběhu výstřelu pohybuje, a to zvláště na jeho konci. Vidíme ale, že ani v poloze nejhlubšího zásunu, omezeném technologickým řešením manipulátoru, nepronikne sonda za separatrix. Tato skutečnost velmi omezuje měření profilu šikmosti – sonda se během této kampaň nachází prakticky pouze v SOL (oblast vně separatrix) a vůbec se nedostane do oblasti, kde by šikmost měla poklesnout na zápornou hodnotu. Jde o omezení dané konfigurací experimentu, které nebylo předem známo a odhalilo ho teprve mé zpracování dat. V jeho důsledku jsem nemohl změřit polohu zóny vytváření turbulentních struktur. Naměřená kladná šikmost v SOL je však konzistentní s představou výměnné turbulence v okrajovém plazmatu, viz další kapitola.



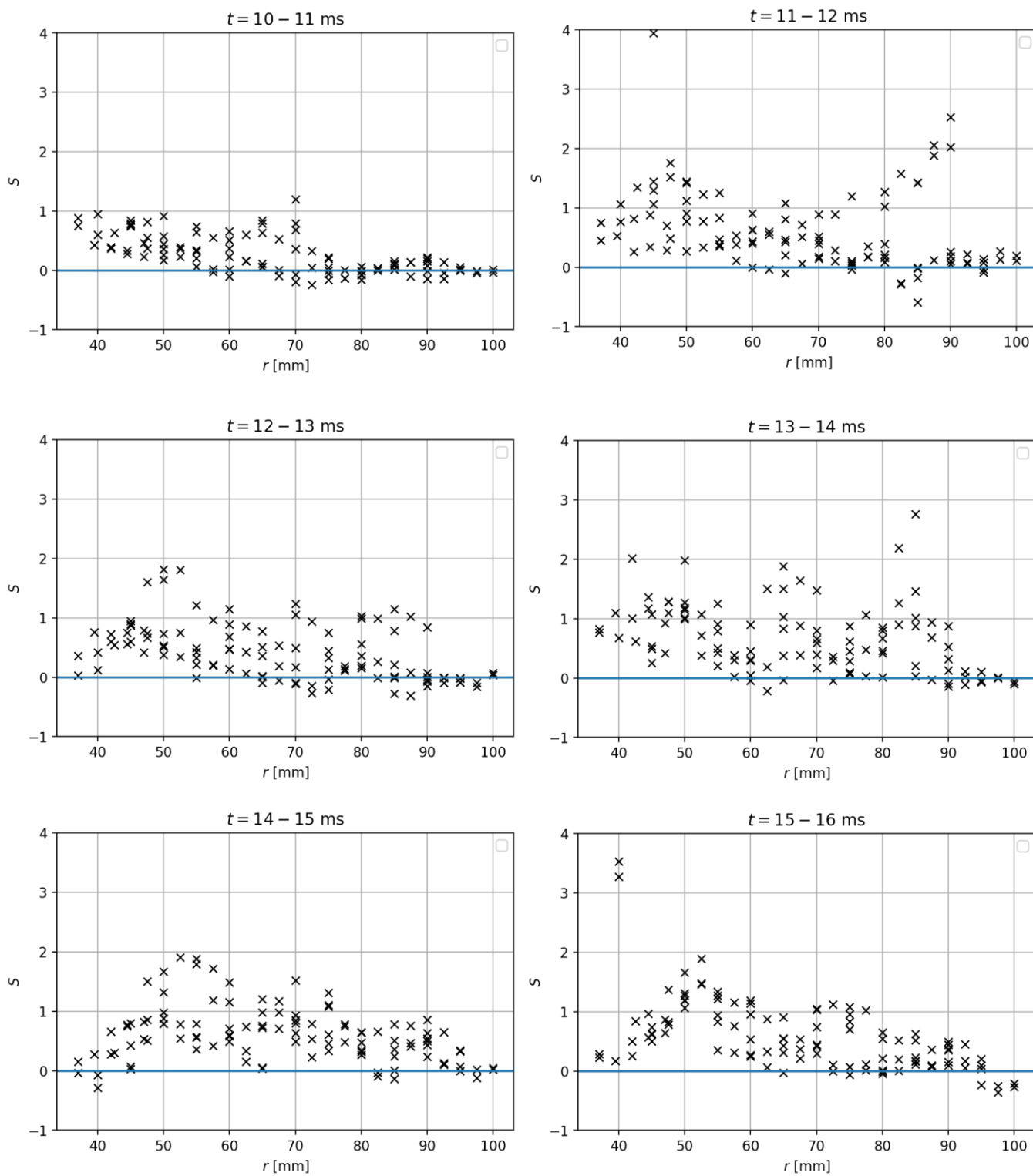
Obrázek 24: Poloidální řez komory ukazující časový vývoj polohy plazmatu uvnitř komory, výstřel číslo 35762 z 4. kampaně

7.4 Radiální profil šikmosti

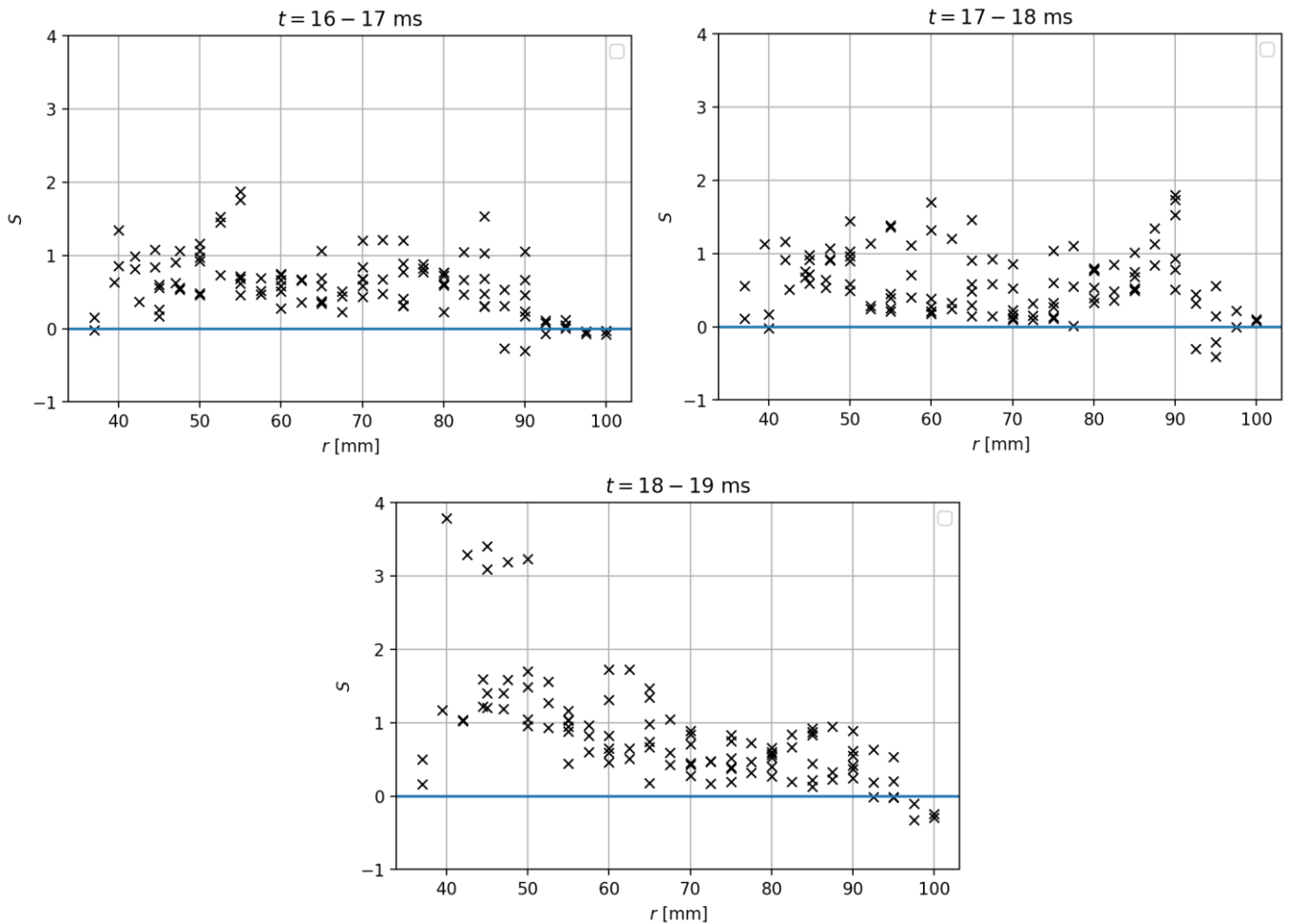
V této kapitole budu analyzovat kampaň 4 obsahující data z celkem 12 výstřelů, přičemž poloha sondy byla při každém výstřelu změněna vždy o 5 mm. Cílem tohoto měření bylo zjistit, zdali lze v určitém místě okrajového plazmatu naměřit nulovou šikmost. V takovémto případě bychom identifikovali místo, kde probíhá výměnná nestabilita. Obrázky 35-37 zobrazují výsledné profily šikmosti fluktuací iontově nasyceného proudu, spočtené v časových intervalech délky 1 ms během celého výstřelu. Plazma trvalo stabilně přibližně od 4 ms do 19 ms viz obrázky 21-23. Osa x představuje vzdálenost prvního pinu od středu komory a osa y znázorňuje hodnotu šikmosti.



Obrázek 35: Profil šikmosti ionově nasyceného proudu v časovém intervalu 4-10 ms



Obrázek 36: Profil šířkosti iontově nasyceného proudu v časovém intervalu 10-16 ms



Obrázek 37: Profil šířky iontově nasyceného proudu v časovém intervalu 16-19 ms

Vidíme, že šířka fluktuje mezi hodnotami 0-2 a v některých časech klesá k nule. Zvláště sugestivní je profil spočtený v intervalu 14-15 ms. Zde by bylo možné argumentovat, že jde o pokles šířky v okolí separatrix a že kdyby sonda pronikla o něco hlouběji do plazmatu, změnila by šířka znaménko na záporné. Sonda by tedy prošla zónou generování turbulentních struktur a dostala by se do oblasti děr. V rámci fluktuací šířky však není tento fenomén průkazný. Při porovnání s jinými časy ve výstřelu není konzistentně přítomen, a to ani při změně časového rozlišení. Při vyhodnocení šířky v intervalech jiné délky než 1 ms (0,5 ms, 2 ms, 3 ms, 4 ms) zůstává výsledek neměnný – šířka je v celém měřeném rozsahu kladná mezi hodnotami 0-2.

Nezbývá nic než zkonstatovat, že přítomnost zóny vytváření turbulentních struktur nebyla vzdor všemu úsilí experimentálně ověřena. Při interpretaci pomocí rekonstrukce polohy plazmatu však tento výsledek dává dobrý smysl a je v souladu s doposud zveřejněnými výsledky. Sonda se podle magnetické rekonstrukce polohy plazmatu nachází prakticky po celý výboj vně separatrix, kde má být šířka fluktuací iontově nasyceného proudu kladná. A podle našich dat tam skutečně kladná je a její hodnoty jsou podobné jako v jiných tokamacích [18, 20]. Proto měření považuji za úspěšné, i když jsem centrální hypotézu o poloze zóny vytváření turbulentních struktur nemohl stoprocentně potvrdit.

8 ZÁVĚR

Tato práce se věnovala studiu turbulentních struktur v okrajovém plazmatu. Na tokamaku GOLEM jsem provedl čtyři kampaně výstřelů. V každé jsem naměřil profil iontově nasyceného proudu za pomoci hřebíkové sondy metodou výstřel od výstřelu, kde se několikrát provede identický výstřel a mezi výstřely se sondou pohybuje. Prezentoval jsem pouze data ze čtvrté kampaně, neboť jsem zde dosáhl nejlepší kvality plazmatu (zejména délky výboje) a nejpodrobnějších měření profilu iontově nasyceného proudu (radiální rozsah 37-105 mm měřeno od středu komory).

Abych zajistil, že všechny výstřely v rámci této kampaně jsou stejné, vykreslil jsem porovnání základních diagnostik: intenzity toroidálního magnetického pole B_t , napětí na závit U_1 a proudu plazmatem I_p . Dále jsem za pomoci magnetické diagnostiky vykreslil polohu plazmatu v komoře a zjistil, že se plazma během výboje pohybuje. Díky tomu jsem byl schopen kontrolovat, zda získaná data iontově nasyceného proudu odpovídají realitě, a také určit, zda se sonda během výstřelu nacházela přímo v plazmatu.

Charakter fluktuací iontově nasyceného proudu jsem vyšetřoval nejprve za pomoci histogramů, které aproximují rozdělovací funkci této veličiny. Zjistil jsem, že histogramy většinou nejsou symetrické a vyznačují se zešikmeností doprava, tedy kladnou hodnotou šikmosti. To je v souladu s přítomností vysokých kladných fluktuací – blobů – v okrajovém plazmatu.

Dále jsem vypočítal radiální profil šikmosti rozdělovací funkce mezi $r = 37-105$ mm. Změřeny byly především kladné hodnoty šikmosti, které opět ukazovaly na přítomnost blobů v celém okrajovém plazmatu. Absence záporných hodnot šikmosti naznačuje, že místo vzniku turbulentních struktur se nachází hlouběji v komoře. Z technických důvodů, jimž byla omezená délka manipulátoru, jsem však nemohl sondu zasunout hlouběji do plazmatu. Mým limitem byla vzdálenost mezi sondou a středem komory 37 mm. Počáteční hypotézu, že v okrajovém plazmatu existuje zóna vytváření turbulentních struktur s nulovou šikmostí, kde je množství blobů a děr stejné, a která je pevně spjata s okrajem plazmatu (separatrix), jsem tak nemohl ani potvrdit, ani vyvrátit. Naměřená data ovšem dávají smysl v kontextu širšího tokamakového výzkumu a v kontextu magnetické rekonstrukce plazmatu. Že se na profilu šikmosti nenachází kýžený přechod přes nulu je dáno technickým omezením měření (poloha plazmatu vysoko v komoře a nemožnost sondy zasunout hlouběji), nikoli selháním fyziky turbulence v okrajovém plazmatu.

Výsledky z této práce budou společně s dalšími projekty, jež proběhly na tokamaku GOLEM, prezentovány na letošní Conference on Plasma Physics pořádanou European Physical Society (EPS). Na této konferenci, která proběhne online 21. – 25. června 2021, budou tyto projekty prezentovány studentem doktorského studia FJFI ČVUT v Praze.

Tato práce za současných technických omezení nabízí prostor pro další pokračování. Zřejmá možnost je nainstalovat hřebíkovou sondu na delší manipulátor, proniknout hlouběji do plazmatu a najít tak místo vzniku turbulentních struktur. Zajímavější alternativa je však pohnout s plazmatem samotným, a to za pomoci systému magnetického řízení polohy. [21] Řízení polohy plazmatu kromě posunutí plazmatu blíže k sondě slibuje také delší, kvalitnější a stabilnější výboje. Tato práce je tedy ideálním úvodem do hlubšího výzkumu fyziky okrajového plazmatu. Turbulence v tokamaku stále zůstávají hlavním důvodem chladnutí plazmatu. Z tohoto důvodu je důležitý jejich další výzkum, který by mohl přispět k uskutečnění snu o funkční termojaderné elektrárně. Tímto krokem by se lidstvo stalo zcela energeticky nezávislou civilizací.

9 SEZNAM ZDROJŮ

1. World gross electricity production, by source, 2018. In: *International Energy Agency* [online]. [cit. 2021-03-07]. Dostupné z: <https://www.iea.org/data-and-statistics/charts/world-gross-electricity-production-by-source-2018>
2. ŘÍPA, Milan. *Historie výzkumu řízené termojaderné fúze v ČR*. Praha: Středisko společných činností AV ČR, 2016. Věda kolem nás. ISBN 978-80-260-9483-8.
3. *European Research Roadmap to the Realisation of Fusion Energy* [online], 2018. Munich, Germany: EUROfusion [cit. 2021-03-07]. ISBN 978-3-00-061152-0. Dostupné z: https://www.eurofusion.org/fileadmin/user_upload/EUROfusion/Documents/2018_Research_roadmap_long_version_01.pdf
4. MACÚŠOVÁ, Eva, František NĚMEC a Martin BERÁNEK. Kosmické plazma: Plazma. In: *Katedry fyziky povrchů a plazmatu* [online]. [cit. 2021-03-04]. Dostupné z: <https://physics.mff.cuni.cz/kfpp/s4r/plazma/?p=16>
5. CHEN, Francis F., 1984. *Úvod do fyziky plazmatu*. 3. vyd. Praha: Academia. ISBN 9780306413322.
6. SCHMIEDT, Lukáš. Úvod do fyziky plazmatu. In: *Matematicko-Fyzikální fakulta Univerzity Karlovy* [online]. [cit. 2021-01-26]. Dostupné z: <https://physics.mff.cuni.cz/kfpp/s4r/plazma/>
7. Plazma, 2001-. In: *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation [cit. 2021-03-07]. Dostupné z: <https://cs.wikipedia.org/wiki/Plazma>
8. KRÁLOVÁ, Mgr. Magda. Graf závislosti teploty na dodané energii a jednotlivých skupenstvích. In: *Techmania Science Center* [online]. Plzeň: Techmania Science Center [cit. 2021-03-07]. Dostupné z: <https://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/skupenstvi/plazma>
9. HRAJEME SI S DRIFTY: Drifty. In: *Aldebran* [online]. Praha: Aldebaran Group for Astrophysics [cit. 2021-03-07]. Dostupné z: https://www.aldebaran.cz/lab/drifty/2_cteni_3.php
10. ŘÍPA, Milan, 2013. *Řízená termojaderná fúze pro každého - 4U*. 4., rozš. a čísl. vyd. Praha [i.e. Ostrava]: Vítkovice - výzkum a vývoj - technické aplikace. Svět energie. ISBN 978-80-260-4785-8.

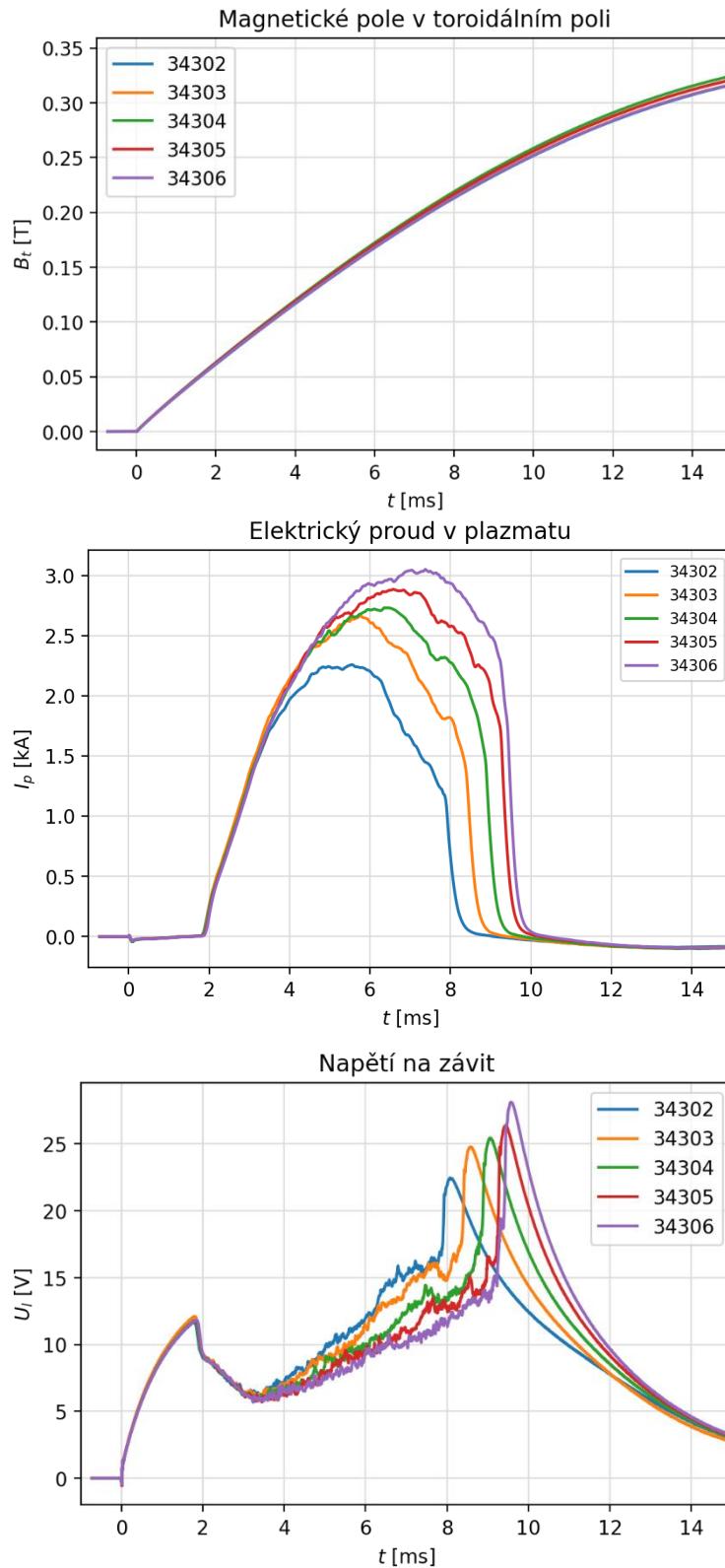
11. MCCRACKEN, Garry M. a Peter E. STOTT, 2019. *Fúze: energie vesmíru. 2.*, rozšířené vydání. Přeložil Milan ŘÍPA, přeložil Jan MLYNÁŘ. Praha: Academia. Galileo. ISBN 978-80-200-2986-7.
12. Základy fúzní energetiky II. – Základní fyzika fúzních reaktorů: Lawsonovo kritérium, 2001. In: *TZB-info* [online]. Praha: Copyright Topinfo [cit. 2021-03-07]. Dostupné z: <https://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14538-zaklady-fuzni-energetiky-ii-zakladni-fyzika-fuznich-reaktoru>
13. VEVERKA, Jakub, 2014. *Studium počáteční fáze výboje v tokamacích*. Praha. Bakalářská práce. ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ. Vedoucí práce RNDr. Jan Stöckel, CSc.
14. Tokamak GOLEM. In: *Tokamak GOLEM wiki - front page* [online]. [cit. 2021-03-07]. Dostupné z: <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/>
15. MÁCHA, Petr, 2018. *Měření základních parametrů okrajového plazmatu pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy na tokamaku GOLEM*. Praha. Bakalářská práce. České učení technické v Praze, Fakulta Jaderná a fyzikálně inženýrská. Vedoucí práce Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.
16. JIRÁKOVÁ, Kateřina, 2015. *Charakterizace fluktuací okrajového plazmatu tokamaku COMPASS*. Praha. Bakalářská práce. České učení technické v Praze, Fakulta Jaderná a fyzikálně inženýrská. Vedoucí práce Vedoucí práce: Mgr. Jakub Seidl, Ph.D.
17. Turbulentní transport v SOL tokamaku GOLEM: Srovnání s tokamakem COMPASS. In: *Tokamak GOLEM wiki* [online]. Praha [cit. 2021-03-05]. Dostupné z: http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/TrainingCourses/FTTF/2015-2016/KatJira/zaverecna_zprava
18. CHENG, J., et al. Statistical characterization of blob turbulence across the separatrix in HL-2A tokamak. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2010, 52.5: 055003.
19. BOEDO, Jose A., et al. Transport by intermittency in the boundary of the DIII-D tokamak. *Physics of Plasmas*, 2003, 10.5: 1670-1677
20. MANZ, P., et al. Origin and turbulence spreading of plasma blobs. *Physics of Plasmas*, 2015, 22.2: 022308.
21. KROPÁČKOVÁ, Daniela, 2020. *Stabilizace plazmatu na tokamaku GOLEM*. Brno. Středoškolská odborná práce. Gymnázium Brno, Křenová, příspěvková organizace. Vedoucí práce Ing. Jindřich Kocman.

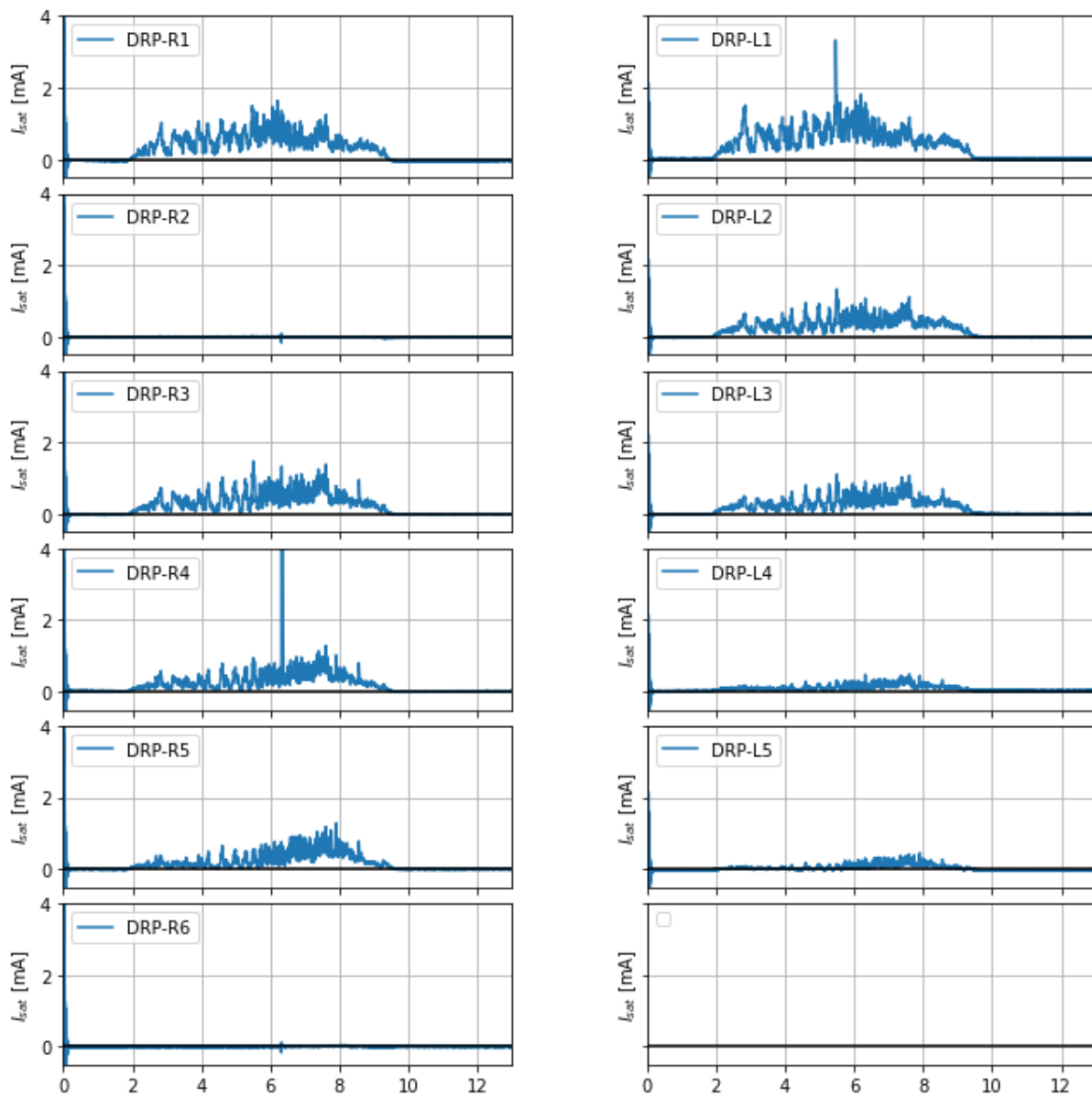
9.1 Seznam obrázků

1. KRÁLOVÁ, Magda. Graf závislosti teploty na dodané energii a jednotlivých skupenstvích. In: *Techmania Science center* [online]. [cit. 2021-02-13]. Dostupné z: <https://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/skuppenstvi/plazma>
2. Drifty částic kolem siločáry. In: *Aldebaran* [online]. [cit. 2021-02-13]. Dostupné z: <https://www.aldebaran.cz/lab/drifty/>
3. Porovnání tokamaku a stellarátoru. In: *Tzb-info* [online]. [cit. 2021-02-13]. Dostupné z: <https://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14538-zaklady-fuzni-energetiky-ii-zakladni-fyzika-fuznich-reaktoru>
4. ŘÍPA, Milan, 2013. *Řízená termojaderná fúze pro každého – 4U*. 4., rozš. a čísl. vyd. Praha [i.e. Ostrava]: Vítkovice – výzkum a vývoj – technické aplikace. Svět energie. ISBN 978-80-260-4785-8.
5. Tokamak GOLEM. In: *Tokamak GOLEM* [online]. [cit. 2021-01-26]. Dostupné z: <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/>
6. *Nákres fúzního reaktoru*. In: *Semantic scholar* [online]. 2015 [cit. 2021-03-02]. Dostupné z: <https://www.semanticscholar.org/paper/High-field-side-launch-of-RF-waves%3A-A-new-approach-Wallace-Baek/10cf28338f4658194f566b330648a86896d51bfa>
7. Porovnání tvarů Langmuirovy sondy. In: *Praktika z fyziky plazmatu* [online]. [cit. 2021-02-13]. Dostupné z: http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Experiments/EdgePlasmaPhysics/ParticleFlux/Library/vf_sonda.pdf?revision=19e5c5448148e20dbfd455eae724fef49dc22654
8. HROMASOVÁ, Ing. Kateřina. Voltampérová charakteristika Langmuirovy sondy. In: *Tokamak GOLEM wiki* [online]. [cit. 2021-03-05]. Dostupné z: <http://golem.fjfi.cvut.cz/...png>
9. Dvojitá hřebínková sonda. In: *Tokamak GOLEM wiki* [online]. [cit. 2021-02-14]. Dostupné z: <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Diagnostics/ParticleFlux/DoubleRakeProbe/index>
10. CHENG, J., et al. Statistical characterization of blob turbulence across the separatrix in HL-2A tokamak. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2010, 52.5: 055003.

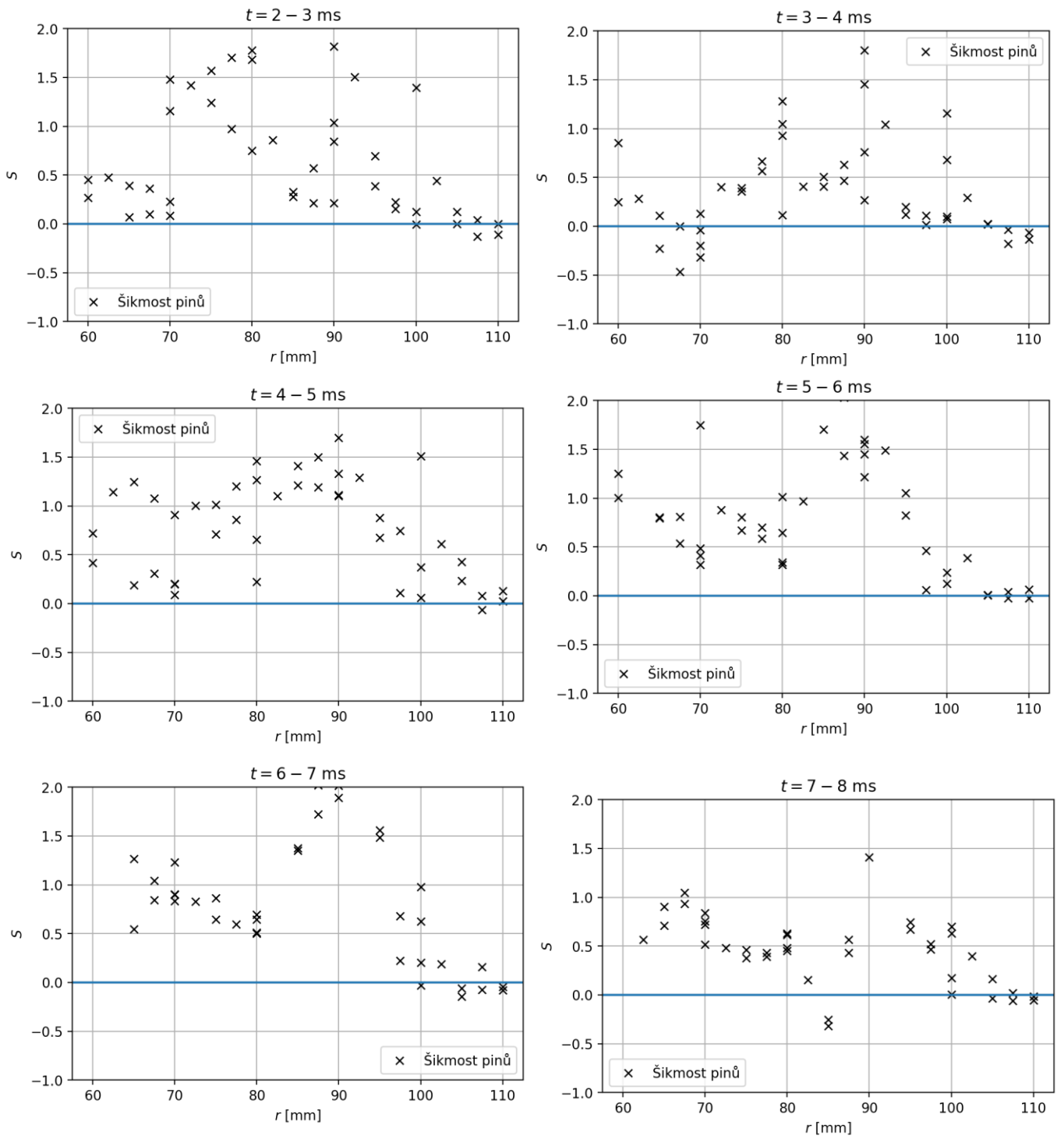
PŘÍLOHA A – KAMPAŇ 1

První kampaň zahrnovala 5 výstřelů. Komora nebyla před měřením vyčištěna, z tohoto důvodu byla naměřena nižší velikost elektrického proudu, jež protékal plazmatem. Z tohoto důvodu bylo plazma v komoře udrženo kratší dobu. Iontově nasycený proud byl v této kampani měřen ve vzdálenosti 100–60 mm.





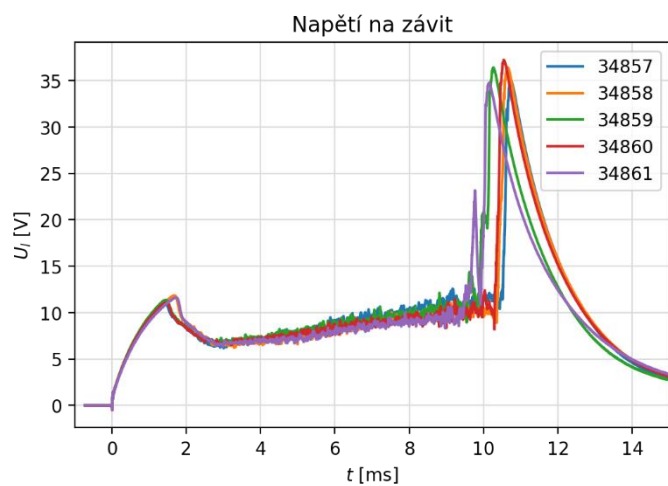
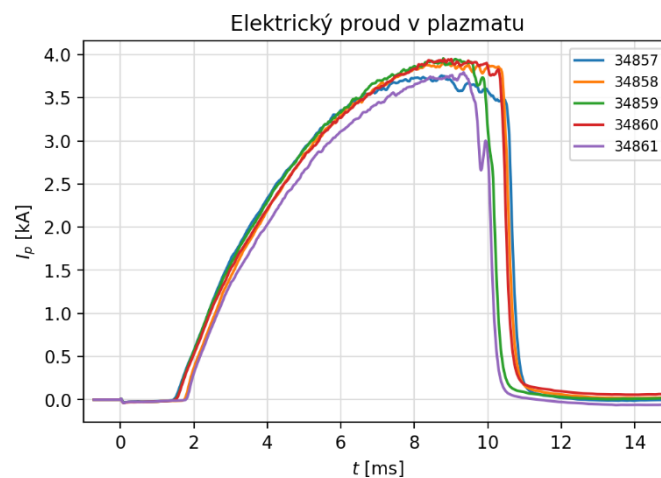
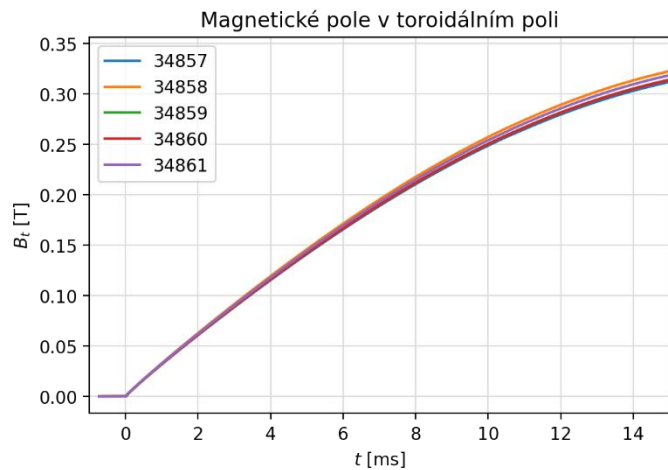
Obrázek 1: Grafy časového vývoje iontově nasyceného proudu I_{sat} dat z 12 pinů hřebíkové sondy, data z výstřelu 34306

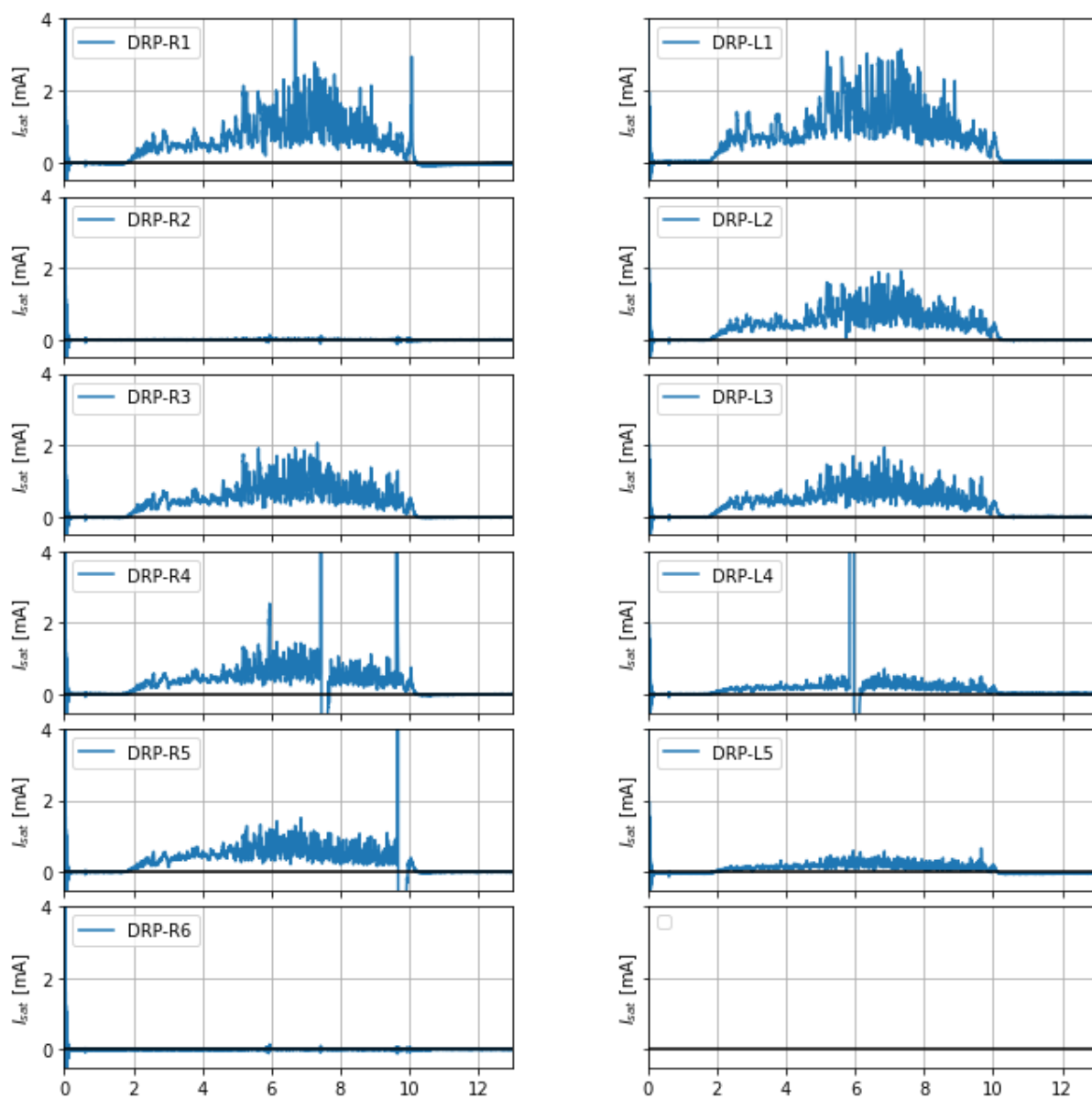


Obrázek 2: Profil šikmosti iontově nasyceného proudu v časovém intervalu 2-8 ms

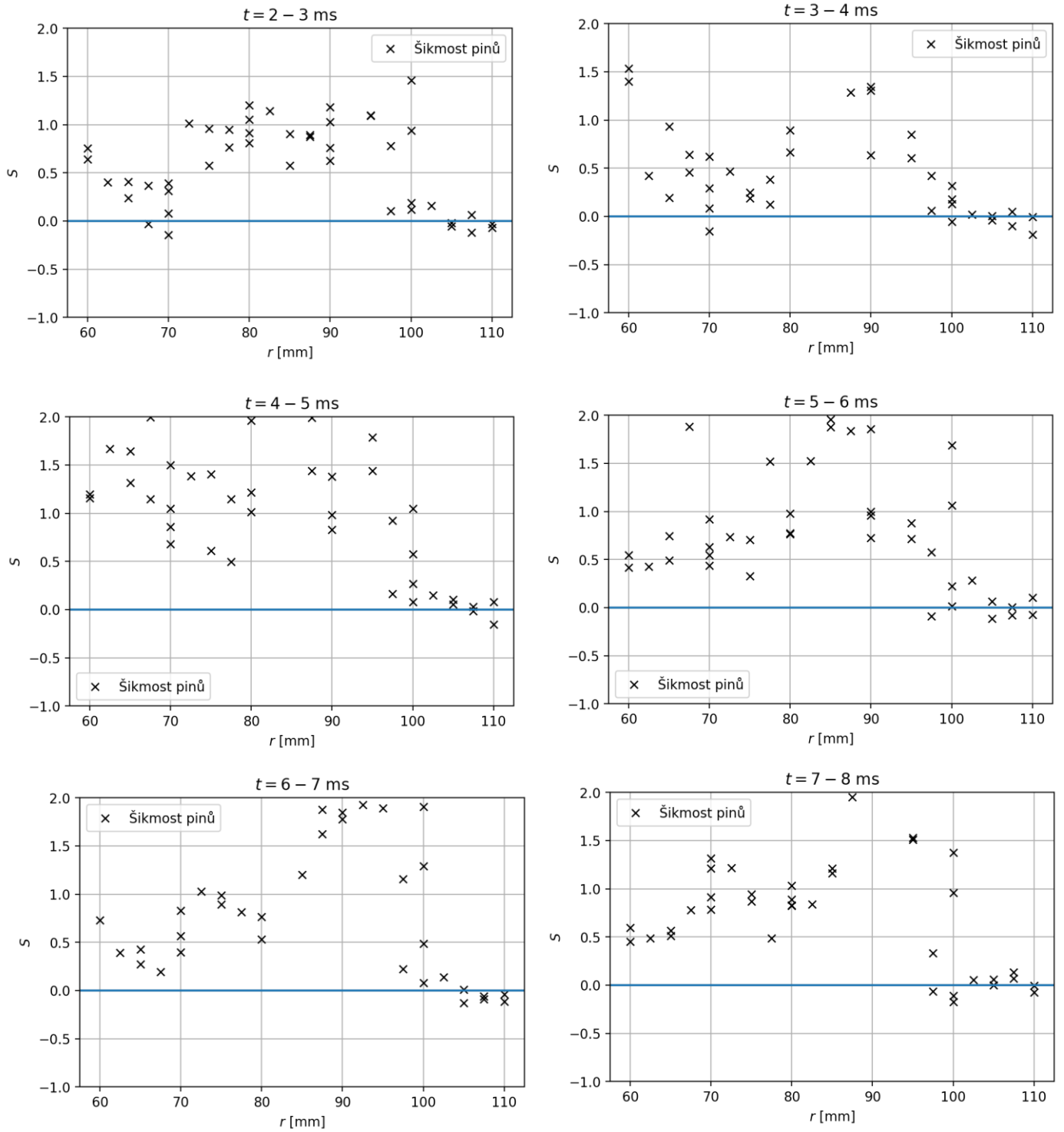
PŘÍLOHA B – KAMPAŇ 2

Druhá kampaň zahrnovala 5 výstřelů. Komora byla před měřením vyčištěna. Při porovnání základní diagnostiky s první kampaní můžeme pozorovat vyšší hodnoty elektrického proudu protékající plazmatem. Iontově nasycený proud byl v této kampani měřen ve vzdálenosti 100–60 mm.

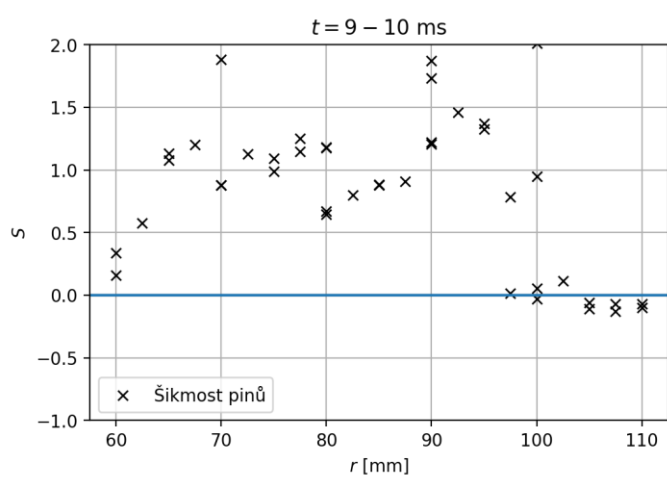
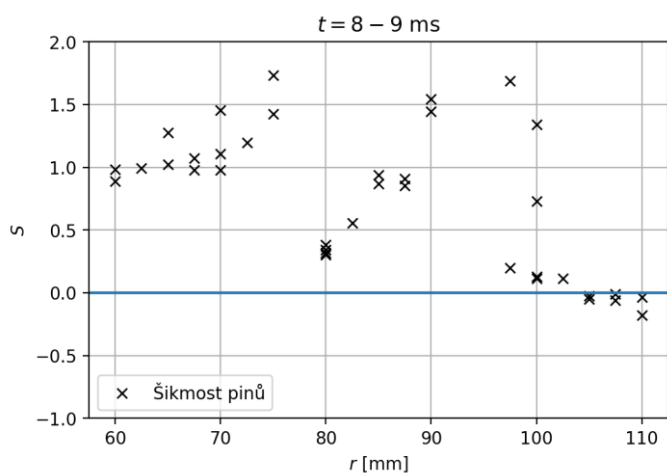




Obrázek 3: Grafy časového vývoje iontově nasyceného proudu I_{sat} dat z 12 pinů hřebínkové sondy, data z výstřelu 34861



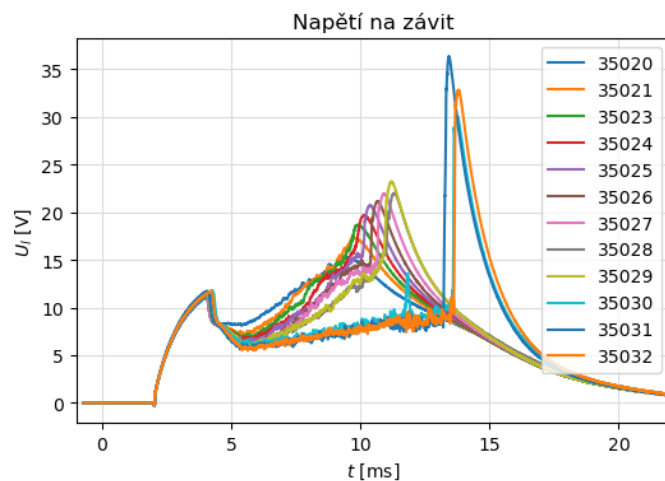
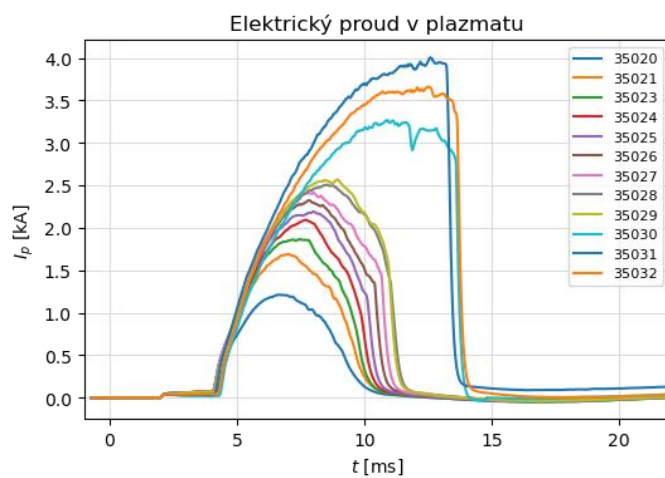
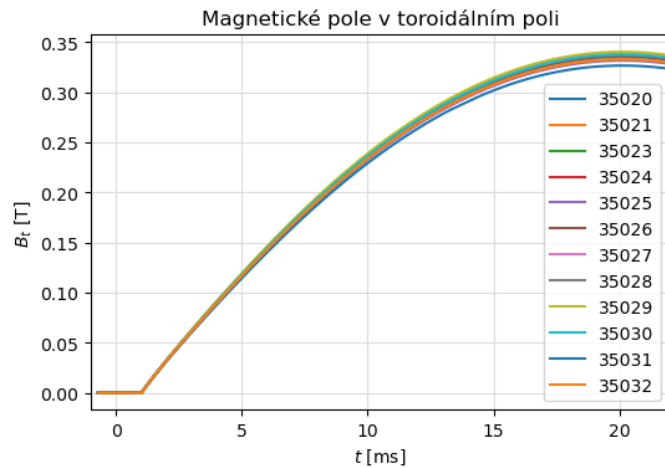
Obrázek 4: Profil šikmosti iontově nasyceného proudu v časovém intervalu 2-8 ms

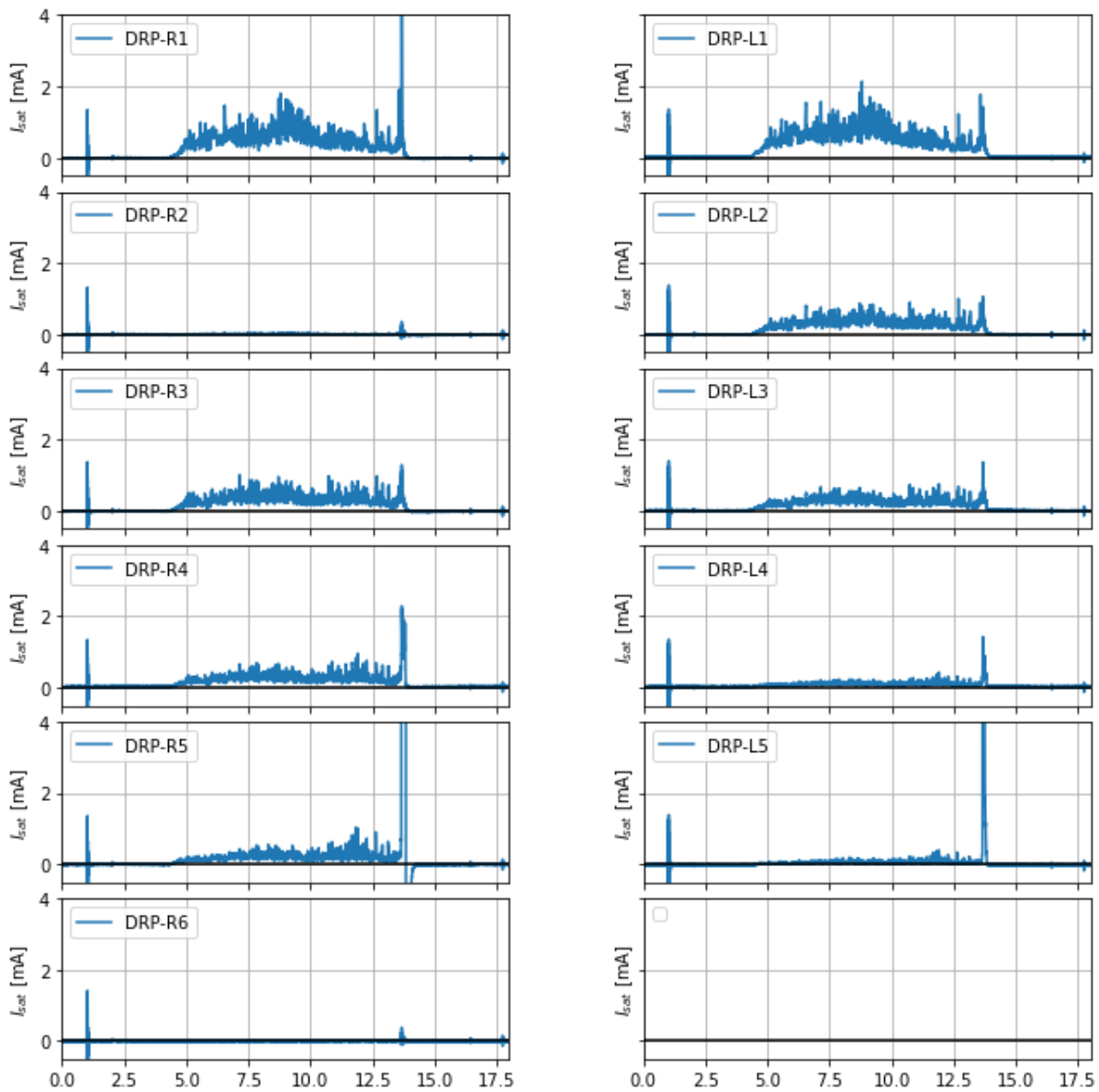


Obrázek 5: Profil šíkmosti iontově nasyceného proudu v časovém intervalu 8-10 ms

PŘÍLOHA C – KAMPAŇ 3

Třetí kampaň zahrnovala 12 výstřelů. Komora byla vyčištěna v průběhu měření, díky toho můžeme pozorovat rozdíl mezi velikostí elektrického proudu v plazmatu před a po vyčištění. Iontově nasycený proud byl v této kampani měřen ve vzdálenosti 80 a 60 mm.





Obrázek 6: Grafy časového vývoje iontově nasyceného proudu I_{sat} dat z 12 pinů hřebínkové sondy, data z výstřelu 35032