

# STŘEDOŠKOLSKÁ ODBORNÁ ČINNOST

Obor č. 2: Fyzika

## Sondová měření parametrů okrajového plazmatu na tokamaku GOLEM s pomocí motorizovaného manipulátoru

Matyáš Pokorný  
Hlavní město Praha

Praha 2022

# STŘEDOŠKOLSKÁ ODBORNÁ ČINNOST

Obor č. 2: Fyzika

## Sondová měření parametrů okrajového plazmatu na tokamaku GOLEM s pomocí motorizovaného manipulátoru

## Probe measurements of edge plasma properties at the GOLEM tokamak using a motorised manipulator

**Autor:** Matyáš Pokorný

**Škola:** Gymnázium Jana Nerudy

**Kraj:** Hlavní město Praha

**Konzultant:** Ing. Petr Mácha

Praha 2022

# Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou práci SOČ vypracoval samostatně a použil 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.

V Praze dne 06.04.2022 **Matyáš Pokorný**

## Poděkování

Rád bych poděkoval Ing. Petrovi Máchovi a Ing. Vojtěchu Svobodovi, CSc. Petrovi Máchovi děkuji za veškerý čas, který jako konzultant věnoval mé práci a mně samotnému, za odborné poznatky a za náhled do života vědeckého pracovníka. Vojtěchu Svobodovi děkuji především za možnost zapojit se do chodu tokamaku GOLEM a za stálé dodávání motivace a inspirace.

## Anotace

Tato SOČ práce pojednává o měření parametrů okrajového plazmatu pomocí elektrických sond na tokamaku GOLEM. V teoretické části práce je podán podklad pro porozumění praktické části práce. Nejdříve je zde obecně popsáno plazma a jeho chování, dále je představen princip termojaderné fúze a tokamaků. Nakonec je zde teoreticky uvedeno měření parametrů okrajového plazmatu pomocí elektrických sond s důrazem na dvojitou tunelovou sondu. Praktická část práce nejdříve pojednává o zprovoznění a funkcích motorizovaného manipulátoru sond a jeho využití na tokamaku GOLEM. Následně je popsán průběh a výsledky experimentálního měření s dvojitou tunelovou sondou. V rámci dvou výbojových sérií nám díky manipulátoru a konstrukci sondy bylo umožněno unikátně měřit úhlové profily iontového saturovaného proudu. Nejdříve byla provedena kalibrace sondy a dále byly měřeny úhlové profily iontového saturovaného proudu. Následně byly provedeny výpočty paralelní i kolmé složky Machova čísla pro popis rotace plazmatu. Nejprve byla měřena časová závislost paralelní složky Machova čísla v rovnoběžné orientaci sondy s magnetickými siločárami. Nakonec byly porovnány dvě metody výpočtu obou složek Machova čísla, které využívají úhlového profilu iontového saturovaného proudu. Data získaná z měření úhlových profilů iontového saturovaného proudu i výpočtu Machova čísla korespondují s výsledky ze článků zabývajících se tímto tématem.

## Klíčová slova

Termojaderná fúze; tokamak; okrajové plazma; dvojitá tunelová sonda; motorizovaný manipulátor

# Annotation

This SOČ thesis focuses on the measurement of edge plasma parameters using electrical probes at the GOLEM tokamak. In the theoretical part of the work, a basis for understanding plasma and its behavior is given and some general principles of thermonuclear fusion and tokamaks are presented. Finally, a theoretical basis for the measurement of edge plasma parameters by electrical probes is provided with an accent on the double tunnel probe. The practical part of the work first focuses on the process of putting into operation a new motorized probe manipulator and its application at the GOLEM tokamak. Moreover, the course and results of experimental measurements with the double tunnel probe are presented. Within two discharge series, we were able to measure axial profiles of ion saturated current thanks to the new motorized manipulator. Firstly, a calibration of the probe was done and axial profiles of ion saturated current were measured. Afterwards, measurements and calculations of parallel and perpendicular components of the Mach number of plasma rotation were performed. Furthermore, the time dependence of the parallel component of the Mach number in a parallel probe orientation to magnetic field lines was measured. Finally, two methods of calculation of the Mach number related to the axial profiles of ion saturated current were compared. The data received from ion saturated current axial profiles and Mach number measurements is in accordance with the results of multiple articles related to this topic.

## Keywords

Thermonuclear fusion; tokamak; edge plasma; double tunnel probe; motorised manipulator

# Obsah

<b>1 Úvod</b>	<b>6</b>
<b>2 Teoretická část</b>	<b>8</b>
2.1 Plazma . . . . .	8
2.2 Pohyb nabitých částic pod vlivem elektrického a magnetického pole . . . . .	10
2.3 Termojaderná fúze . . . . .	12
2.4 Typy udržení plazmatu . . . . .	16
2.5 Tokamaky a tokamak GOLEM . . . . .	19
2.6 Scénář výboje . . . . .	23
2.7 Sondové měření okrajového plazmatu . . . . .	25
<b>3 Praktická část</b>	<b>33</b>
3.1 Motorizovaný manipulátor . . . . .	33
3.2 Experimentální měření s dvojitou tunelovou sondou . . . . .	44
<b>4 Diskuze</b>	<b>65</b>
<b>5 Závěr</b>	<b>67</b>
<b>6 Použitá literatura</b>	<b>69</b>

# 1 Úvod

Způsob získávání energie je velkým tématem moderní a postmoderní doby. Jak energii získáváme a jestli to děláme dostatečně efektivně a udržitelně jsou otázky, které provázely lidstvo 20. stoletím, pokračují v tom v současné době a pravděpodobně budou i v době budoucí. Podle estimací a predikcí OSN v roce 1990 světová populace dosahovala hodnoty přibližně 5,3 miliard, v roce 2019 světová populace činila 7,7 miliard a podle matematických modelů se může nadále zvyšovat až do hodnoty 11 miliard či více, kde je přibližně predikován konec růstu. [1] Vzhledem k rostoucí populaci se zvyšuje i poptávka po energii. Vyjma zvýšení přírůstku obyvatel proběhla v druhé polovině 19. století industriální revoluce, která si obecně žádá velké množství energie. Ne všechny rozvojové země si revolucí prošly a pro svůj rozvoj také potřebují nové způsoby, jak vyrábět energii. Organizace jako program OSN pro životní prostředí či Evropská Unie ale od využívání zdrojů, které nám byly k dispozici při industriální revoluci, odrazují. [2]

Klimatická krize je dlouhodobě probíhající problém, jejíž efekt můžeme pozorovat během našeho každodenního života. Donedávna byl efekt globálního oteplování převážně skryt díky oceánům, které se v důsledku globálního oteplování zahřívaly namísto toho, aby se zahřívala atmosféra. Oceány ale nejsou schopny absorbovat více tepla. Nyní jsou již následky např. v subsaharských státech mnohem závažnější než u nás a pokud nebudou řešeny, mohly by se v dohledné době stát pro celou planetu destruktivními. Podle OSN sektor výroby energie každoročně tvoří přibližně 35 % celkově vyprodukovaných skleníkových plynů přispívajících ke globálnímu oteplování. [3] Tyto emise jsou produkovány převážně výrobou energie za pomoci elektráren využívajících fosilní paliva. Alternativní zdroje jako např. výroba energie pomocí reaktorů založených na roztavených solích nebo pomocí obnovitelných zdrojů nepředstavují s momentálními technologiemi dostatečnou udržitelnost a bezemisnost. Z tohoto důvodu se v této práci zabývám dlouhodobě zkoumaným způsobem získávání energie, termojadernou fúzí.

Termojaderná fúze je opakem jaderného štěpení. Při termojaderné fúzi je energie získávána slučováním jader lehčích prvků na těžší, při kterém dochází k uvolnění značného množství energie. Takovýmto způsobem produkuje energii Slunce a ostatní hvězdy. Zapálení termojaderné fúze se děje při tak vysokých teplotách, kdy je jakákoli hmota v tzv. čtvrtém typu skupenství, plazmatu. Na rozdíl od hvězd, kde je plazma relativně chladné, ale udrženo po dlouhý časový úsek a za větší hustoty, není na Zemi možné plazma udržet srovnatelně dlouho při vysokých hustotách, a tak musíme dosahovat vyšších teplot. V současnosti existuje několik přístupů pro vytvoření a udržení plazmatu. Mnou vykonané experimenty byly provedeny v zařízení využívající silných magnetických polí pro udržení plazmatu, v tzv. tokamaku. Konkrétně byly experimenty provedeny na tokamaku GOLEM pod Fakultou jadernou a fyzikálně inženýrskou ČVUT v Praze.

Tato práce se konkrétně zabývá studiem okrajové části plazmatu pomocí elektrických sond. Okrajové plazma, jakožto jeho nejstudenější část, bezprostředně ovlivňuje horké plazmatické jádro a podle parametrů v okrajové části plazmatu je možné vyvodit mnoho o parametrech plazmatu jakožto celku. Zkoumání fyzikálních vlastností plazmatu je momentálně důležité pro pochopení jeho chování, aby bylo následně při pozdějším provozu



reaktorů možné omezit používání velkého množství diagnostik. Vzhledem k vysokým tepelným tokům v komoře by použití elektrických sond nepřicházelo v úvahu. Z toho důvodu je studium okrajového plazmatu klíčové. Výhody zkoumání plazmatu pomocí elektrických sond spočívají v jejich jednoduchosti. Elektrické sondy jsou více či méně modifikované vodiče vnořené do plazmatu, které jsou relativně snadné na výrobu a použití, ale dokáží měřit široké spektrum parametrů plazmatu. Příkladem elektrické sondy je sonda Langmuirova, ball-pen sonda nebo dvojitá tunelová sonda, která je využita při této práci. Elektrody dvojitě tunelové sondy jsou osově symetrické, proto je vhodná pro měření např. rychlosti rotace plazmatu, směru rotace plazmatu nebo jeho Machova čísla, což je mj. předmětem provedených experimentálních měření.

Významnou částí práce je motorizovaný manipulátor sond a jeho zprovoznění. Na tokamaku GOLEM byl doposud instalován manipulátor, který při měření radiálních profilů umožňoval se sondou pohybovat pouze manuálně. Toto může být signifikantní omezení u tokamaku jako je GOLEM, jehož přednost je možnost provedení velkého množství identických výbojů v krátkém časovém úseku. Motorizovaný manipulátor umožňuje dálkově a efektivně se sondou posunovat směrem ke středu komory tokamaku a otáčet s ní okolo své osy. Tímto je efektivita měření prostorových profilů zvýšena a v kombinaci s dvojitou tunelovou sondou je umožněno provádět i úhlové profily. Manipulátor byl již před prací zkonstruován a moji prací bylo manipulátor zprovoznit. V rámci práce jsem dokončil skripty pro komunikaci s manipulátorem, kterých část napsal konzultant práce, kalibroval jej, kompletně připravil pro implementaci do komory tokamaku a nakonec otestoval.

V teoretické části práce je nastíněno plazma v kontextu termojaderné fúze, princip termojaderné fúze a fungování tokamaků. Dále jsou podrobně představeny elektrické sondy a jejich využití, což je stěžejní pro praktickou část práce. V praktické části práce je popsán a fotograficky dokumentován motorizovaný manipulátor sond a jsou představeny jeho funkce. Dále jsou popsány podstoupené kroky nutné k jeho zprovoznění. Nakonec jsou popsány veškeré testovací a 2 primární série výbojů a jsou zde představeny výsledky měření úhlových profilů a naměřené hodnoty Machova čísla.

## 2 Teoretická část

Teoretická část práce pojednává o základech fyziky plazmatu, termojaderné fúzi, principech tokamaku a matematickém popisu plazmatu a tokamaku. Dále je v teoretické části práce popsán průběh standardního výboje a nastíněna metodika sondového měření okrajového plazmatu.

### 2.1 Plazma

Plazma je jedním ze čtyř typů skupenství, ve kterém se vyskytuje hmota za podmínek potřebných pro dosažení termojaderné fúze. K tomu je nutné nejprve zahřát plyn na dostatečně vysokou teplotu, aby byla překonána odpudivá elektrostatická síla, tzn. Coulombovská bariéra atomových jader a dosáhnout určité hustoty plazmatu a doby udržení, aby mohlo dojít k dostatečnému počtu jaderných reakcí. Pokud má plyn dostatečnou tepelnou energii, jeho atomy se srážejí s jinými tak silně, že dokáží z valenčních vrstev odstranit elektrony, plyn se ionizuje a vzniká plazma. [4] S plazmatem se v každodenním životě setkáváme např. v podobě blesku nebo neonové zářivky. Mimo Zemi se plazma vyskytuje např. v podobě hvězd nebo mlhovin a odhaduje se, že tvoří více než 99 % veškeré hmoty, která není tzv. “temná”. [5]

Plazma je definováno jako kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování. Kolektivním chováním je myšleno, že na rozdíl od látek neutrálních je plazma schopno na sebe působit na dálku elektromagnetickými silami. Vzhledem k tomu, že se v plazmatu ionty a elektrony pohybují volně, může se v jednu chvíli na jednom místě plazmatu zvýšit koncentrace pozitivně či záporně nabitých částic a působit tak na jinou část plazmatu. Působení dvou slabě nabitých částí plazmatu se dá jednoduše popsat Coulombovým zákonem, tzn. síla vzájemného působení se zmenšuje podle  $\frac{1}{r^2}$ . [4] Kvazineutralita plazmatu znamená, že jakýkoli makroskopický objem plazmatu má přibližně neutrální náboj, přestože se v něm pohybují nabitě částice.

Je několik způsobů, jak kategorizovat plazma (např. podle teploty, hustoty, magnetického pole atd.), tento odstavec se bude mj. věnovat námi zkoumanému typu plazmatu. Termojaderné plazma je definované jako směsice neporušených převážně holých jader a volných elektronů a nachází se v jádrech hvězd nebo na zemi v zařízeních pro udržení plazmatu, kde probíhá termojaderná fúze. Teplota termojaderného plazmatu se pohybuje v řádech desítek až stovek milionů K. [6] Standardně se však měří teploty částic v elektronvoltech eV, kde jeden elektronvolt odpovídá energii, kterou udělí napětí jednoho voltu elektronu ve vakuu, tzn. [7] [8]

$$1 \text{ eV} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ J} \quad (1)$$

Tato energie odpovídá teplotě  $1,16 \times 10^4 \text{ K}$ . Vnější část plazmatu, okrajové plazma, je chladnější než střed plazmatu a na tokamaku GOLEM dosahuje teplot řádově 10 až 20 eV ( $1,2 \times 10^4 - 2,3 \times 10^4 \text{ K}$ ). Ve vědeckých člancích, které se zabývají studiem okrajového plazmatu, bývá zvykem označovat tuto oblast plazmatu jako “Scrape-off layer” nebo SOL.

## Debyeova stínící vrstva

Při zkoumání plazmatu elektrickými sondami se setkáváme s pojmem Debyeova délka a Debyeovo stínění. Pojmy jsou pojmenované po nizozemském držiteli Nobelovy ceny za chemii – Peter Debye. [9]

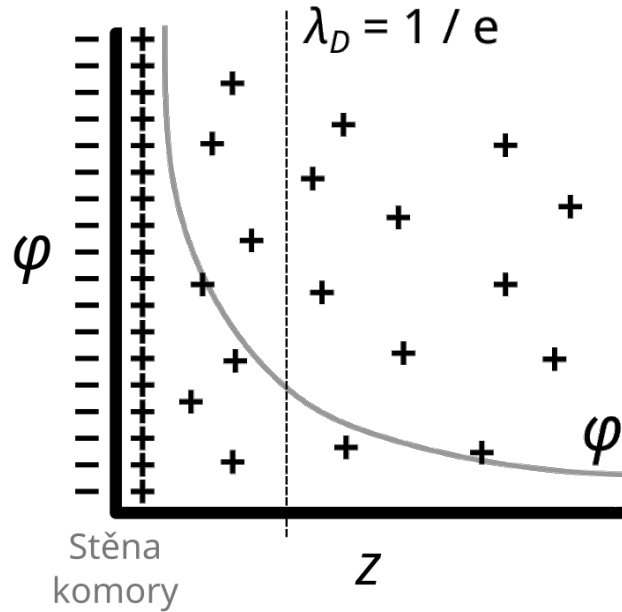
Plazma je jakožto celek kvazineutrální, pokud do plazmatu vložíme jakýkoli vodivý předmět (tedy např. elektrickou sondu), kvazineutralita se na určitou vzdálenost od předmětu poruší. Elektronů mají menší hmotnost než ionty, proto se v plazmatu pohybují s větší rychlostí. Na předmět tak za určitý časový úsek dopadá více elektronů než iontů. Vlivem dopadání elektronů se předmět záporně nabije tak, že se četnost dopadání iontů a elektronů vyrovná – předmět tedy nadále nepůsobí na zbytek plazmatu – a plazma, které se nenachází v této vrstvě, zůstává kvazineutrální. Plazma se polarizuje a říkáme, že náboj předmětu byl odstíněn. Debyeova délka  $\lambda_D$  je taková vzdálenost, kde je elektrický potenciál vloženého předmětu odstíněno na  $1/e$  (přibližně 36,8 %) jeho původní velikosti. Debyeova stínící vrstva se tedy skládá z několika Debyeových délek. [7] [10]

Pro výpočet velikosti Debyeovo stínící vrstvy používáme následující vztah:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B \varepsilon_0 T_e}{e^2 n}} \quad (2)$$
$$N_D \gg 1$$

kde  $k_B$  je Boltzmannova konstanta,  $\varepsilon_0$  je permitivita vakua,  $T_e$  je elektronová teplota,  $e$  je elementární náboj,  $n$  je hustota plazmatu.  $N_D$  je počet částic v Debyeově vrstvě. Pokud dosadíme typické hodnoty na tokamaku GOLEM, získáme  $\lambda_D \approx 20 \mu\text{m}$ .

Debyeova stínící vrstva se např. formuje u komory tokamaku. Kumulují se zde kladně nabitě ionty a negativní náboj stěny je odstíněn. [11] Debyeova stínící vrstva je vyobrazena na obrázku 1:



Obrázek 1: Schéma Debyeovy stínící vrstvy.

kde symboly  $-$  a  $+$  značí elektrony a ionty.  $\varphi$  je elektrický potenciál objektu v kontaktu s plazmatem, tedy stěny tokamaku a  $z$  je vzdálenost od stěny tokamaku.  $\lambda_D$  poté značí Debyeovu délku.

## 2.2 Pohyb nabitých částic pod vlivem elektrického a magnetického pole

Pro lepší porozumění trajektorií nabitých částic v magnetickém poli využijeme matematického popisu. Na základě specifických pohybů (driftů) budou v následující kapitole vysvětleny principy fungování elektrických sond, které jsou důležitou součástí praktické části práce. Vzhledem k tomu, že je plazma v tokamacích ohříváno indukovaným elektrickým proudem (jak bude popsáno v následující kapitole), působí na nabitě částice jak magnetické pole  $\mathbf{B}$ , tak elektrické pole  $\mathbf{E}$ . Působení elektromagnetického pole na náboj, popisujeme Lorentzovou silou. Vztah pro výpočet Lorentzovy síly je:

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{F}_E + \mathbf{F}_B$$

$$\mathbf{F}_L = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3)$$

kde  $\mathbf{F}_L$  je vektor Lorentzovy síly a  $q$  je náboj zkoumané částice.  $\mathbf{F}_E$  a  $\mathbf{F}_B$  jsou poté vektory magnetické a elektrostatické síly. Ze vztahu 3 plyne, že velikost Lorentzovy síly je úměrná elektrickému poli a vektorovému součinu vektoru rychlosti a intenzity magnetického pole, přičemž konstantou úměrnosti je velikost náboje. Jedním z důsledků Lorentzovy síly je, že částice rotuje okolo magnetických siločar.

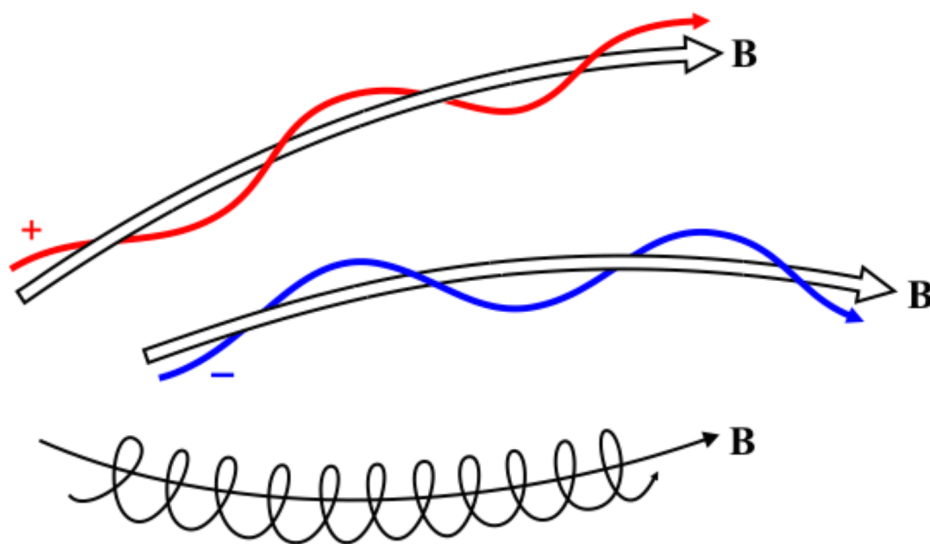
Rotace částic okolo magnetických siločár se nazývá Larmorova (cyklotronní) rotace, případně gyrace. Frekvence a polarita rotace nabitých částic se mění v závislosti na jejich hmotnosti a náboji. Frekvenci Larmorovy rotace  $\omega_c$ , tj. cyklotronní frekvenci, vypočítáme vztahem: [10]

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m} \quad (4)$$

kde  $q$  je náboj částice,  $B$  je velikost magnetického pole,  $m$  je hmotnost částice. Ze vztahu můžeme odvodit, že ionty jakožto hmotnější částice rotují s menší frekvencí a opačnou polaritou rotace než elektrony. Poloměr rotace, Larmorův poloměr  $r_L$ , vypočítáme vztahem: [10]

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (5)$$

kde  $v_{\perp}$  je rychlost částice kolmá na magnetické siločáry. Částice v plazmatu rotují okolo tzv. gyračního středu. Protože ionty mají větší hmotnost než elektrony, rotují s větším Larmorovým poloměrem. Výsledný krouživý pohyb částic v plazmatu pod vlivem magnetického pole a elektrického pole je znázorněn na obrázku 2: [12]



Obrázek 2: Ilustrační zobrazení Larmorovy rotace. Převzato z [13]

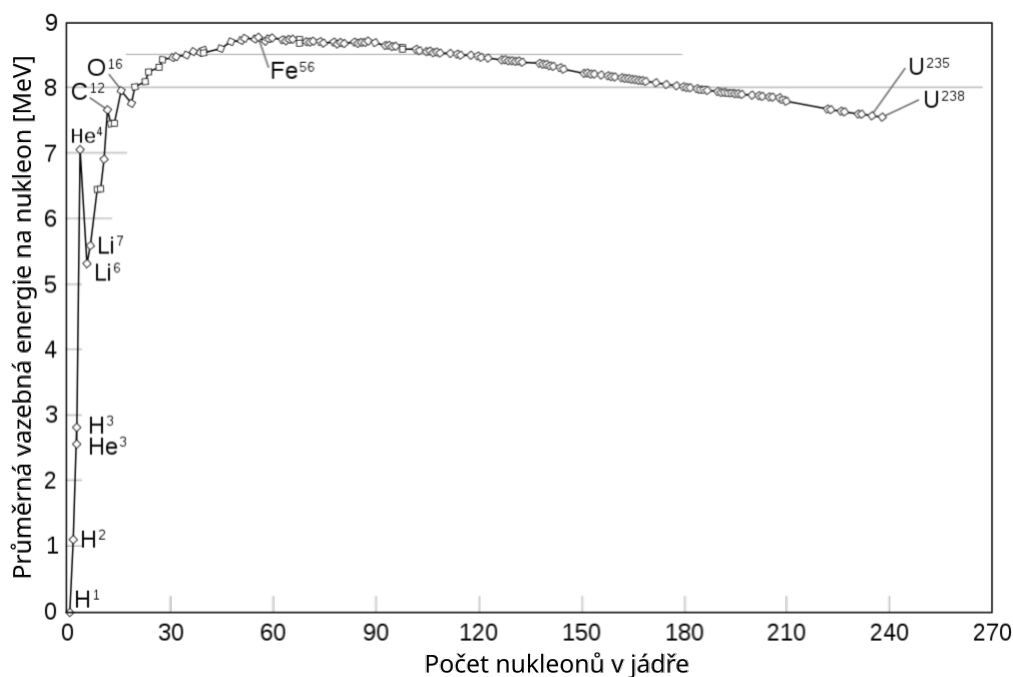
## 2.3 Termojaderná fúze

Jak již bylo zmíněno, termojaderná fúze je proces slučování jader lehčích atomů na těžší za vysoké teploty, při kterém se uvolňuje energie. Termojaderná fúze je s plazmatem a jeho udržení úzce spjatá, protože pro její efektivní využití je nutné fúzní palivo v podobě plazmatu spoutat po dostatečně dlouhou dobu. Výhody termojaderné fúze spočívají převážně v její udržitelnosti, praktické nevyčerpatelnosti fúzního paliva a jeho nízké ceně. Fúze má velký potenciál lidstvu pomoci při boji proti klimatické krizi nebo při řešení jejích následků (jak ekonomických, tak enviromentálních).

### Princip termojaderné fúze

Termojaderná fúze je proces, kdy dochází prostřednictvím jaderných reakcí ke slučování jader atomů. Na rozdíl od chemické reakce, kde dochází ke vzniku a zániku chemických vazeb vlivem změn v rozmístění elektronů, vstupují do jaderné reakce samotná jádra atomů. Reaktanty jsou zde tedy jádra atomů a produktem reakce je menší počet atomových jader než počet reaktantů, určité subatomické částice a energie. Součet hmotnosti jader vstupujících do reakce bude vždy větší než součet jader a částic vystupujících z reakce. Tento rozdíl hmotnosti představuje vazebná energie mezi částicemi v jádrech vstupujících do reakce a uvolňuje se jako zmíněná energie podle Einsteinova vztahu pro výpočet energie z hmotnosti.

Jádra atomů různých prvků uvolňují různé množství energie a zpravidla jádra atomů lehčích prvků uvolňují energie více. Následující obrázek 3 zobrazuje vazebnou jadernou energii na nukleon:



Obrázek 3: Graf vazebné jaderné energie na nukleon. Převzato a upraveno z [14]

Z grafu je patrné, že získávat energii slučováním jader je možné pomocí izotopů prvků lehčích než  $\text{Fe}^{56}$ . Těžší prvky energii uvolňují štěpením jader. Proto ve hvězdách k fúzi prvků dochází až po železo a těžší prvky jsou tvořeny explozemi hvězd a podobnými procesy. Na Zemi v reaktorech termojaderné fúze je vhodné využívat jedné, energeticky výhodné reakce. V budoucích komerčních reaktorech termojaderné fúze je v první fázi rozvoje termojaderných reaktorů plánováno využívat reakce mezi deuteriem  ${}^2\text{D}$  a tritiem  ${}^3\text{T}$ , tzv. DT reakci, protože této reakce je podle Lawsova kritéria (vysvětleno v následující kapitole) možné dosáhnout za nejnižší teploty. DT reakce má nejvyšší tzv. účinný průřez při dané teplotě a tedy nejvyšší pravděpodobnost interakce dvou volně se pohybujících částic. DT reakce vypadá následovně: [15] [16]



Produkty této reakce jsou  $\alpha$  částice, neutrony a energie uvolněná z vazeb nukleonů. Energie je uvolněna jakožto kinetická energie produktů reakce s tím, že poměr získané kinetické energie  $\alpha$  částice a neutronu je 1:4. Na rozdíl od neutronů mají  $\alpha$  částice nenulový elektrický náboj a mohou tak být spoutány magnetickým polem, díky čemuž je snazší využít jejich energii. Získat energii z neutronů je obtížné. Protože  $\alpha$  částice získávají pouze 20 % uvolněné energie, DT reakce není optimální a je plánováno od ní do budoucna odstoupit.

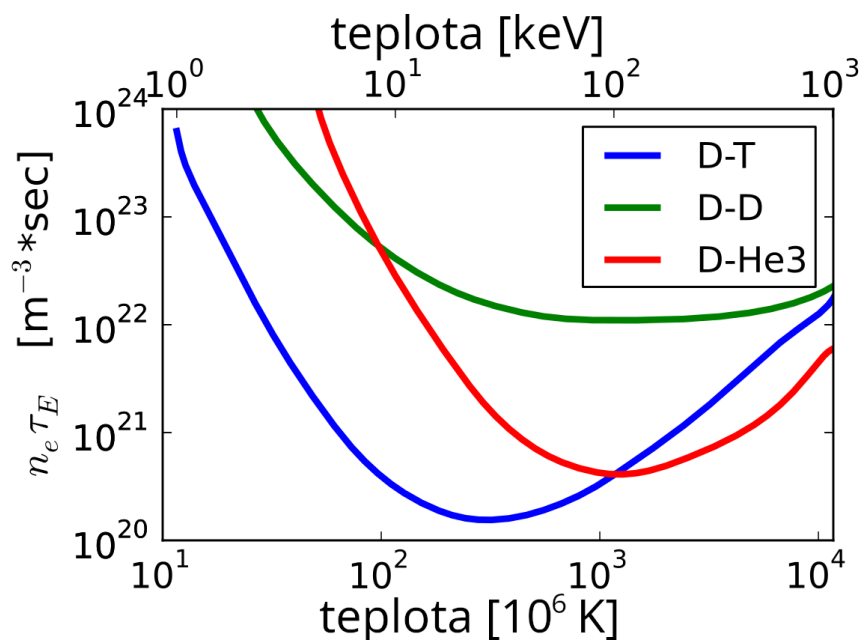
Tritium se na Zemi nevyskytuje a jeho produkce je velmi omezená. V budoucím experimentálním reaktoru ITER bude tritium produkováno přímo v komoře tokamaku, v tzv. blanketu. Tato výroba tritia využívá reakce mezi neutrony, které se uvolňují při DT reakci a lithia. Tento způsob produkce tritia však není optimální, jelikož zachycení neutronů je velice náročné a tritium je po vdechnutí karcinogenní látka, což je zároveň problém i samotné DT reakce. [17] [18] [19] [20]

## Lawsново kritérium

Proto, aby energie uvolněná procesem termojaderné fúze převyšovala veškerou ztrátovou energii, musí být splněna, kterou zformuloval v roce 1957 John David Lawson. Formulaci učinil v publikaci [21], podmínka byla podle autora pojmenována Lawsново kritérium. Původní formulace Lawsnova kritéria udává, kdy termojaderná fúze generuje energii, tzn. za jaké hustoty částic a doby udržení plazmatu je ztrátová energie menší nebo rovna energii produkované reakcí. Uvolněná energie, která se vrací do reakce, pochází z nabitých částic produkovaných reakcí. Formulace kritéria vypadá následovně: [21]

$$n\tau_e \geq f(T) \quad (7)$$

kde  $n$  je hustota částic,  $\tau_e$  je doba udržení plazmatu a  $f(T)$  je veličina proporcionální teplotě plazmatu  $T$  a inverzně proporcionální “fúzní reaktivitě”, která je však také závislá na  $T$ . “Fúzní reaktivita” proporcionální tzv. účinnému průřezu  $\sigma$ , který říká, jak je pravděpodobné, že se sebou budou dvě částice interagovat, resp. proběhne mezi nimi reakce. DT reakce splňuje Lawsново kritérium za nejnižší možné teploty, proto je pro využití momentálně neoptimálnější. Porovnání splnění první formulace Lawsnova kritéria pro DT reakci je znázorněno na obrázku 4:



Obrázek 4: Porovnání první formulace Lawsnova kritéria DT reakce s ostatními termojadernými reakcemi. Převzato a upraveno z [22]



Následná formulace Lawsova kritéria je pro lidské využití termojaderné fúze praktičtější, protože bere v úvahu teplotu plazmatu. Stanovuje tedy podmínku, že hustota částic v plazmatu, doba udržení a teplota  $T$  musí být pro produkci energie vyšší než jiná určitá funkce teploty. Fúzní zařízení na Zemi využívají pro splnění tohoto kritéria velice vysokých teplot, např. hvězdy na druhou stranu využívají velice vysoké doby udržení. Této formulace Lawsova kritéria se říká “trojný součin” a vypadá následovně:

$$nT\tau_e \geq f(T) \tag{8}$$

Podmínka na pravé straně se vztahuje pouze na teplotu, protože fúzní reaktivita resp. účinný průřez je daný jen využitou kombinací fúzních paliv. Pokud tuto podmínku aplikujeme pro DT reakci se současnými technologickými možnostmi tokamaků zjistíme, že optimální (tzn. nejjednodušší na dosažení) teplota pro termojadernou reakci je  $T \approx 160 \times 10^6$  K. [23]

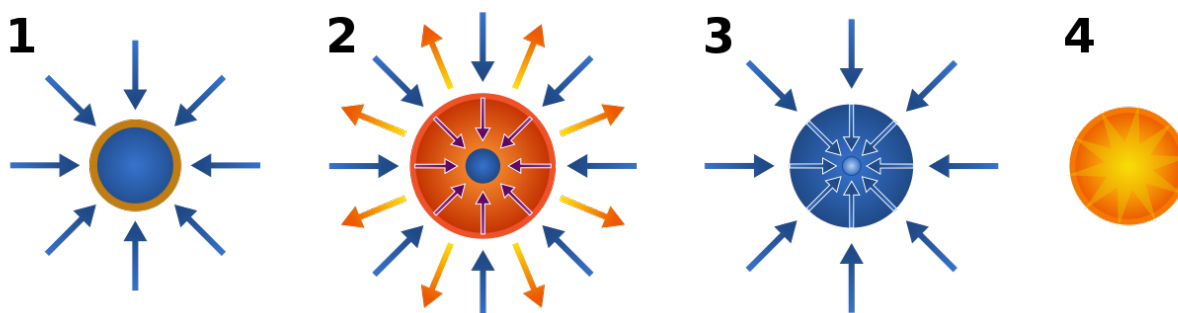
## 2.4 Typy udržení plazmatu

Plazma, jakožto typ skupenství s nejslabšími vazbami mezi jednotlivými částicemi a jakožto skupenství s velice vysokou tepelnou energií (tzn. částice mají vysokou kinetickou energii), má tendenci se rozpínat, je velice nestabilní, a proto je důležité jej udržet tak, aby nedocházelo ke kontaktu se stěnami zařízení, ve kterém se plazma nachází. Spoutáním nebo udržením plazmatu je myšleno zadržení plazmatu v určitém prostoru po určitou dobu. Momentálně existují převážně dva způsoby, jak plazma spoutat za účelem termojaderné fúze a to inerciální udržení plazmatu a magnetické udržení plazmatu.

### Inerciální udržení plazmatu

Pro inerciální udržení plazmatu je využíváno stlačování fúzního paliva explozí za pomoci laseru. Fúzním palivem je zde deuterium  $^2\text{D}$  a tritium  $^3\text{T}$  v podobě kuličky s poloměrem jednotek milimetrů. Takovouto kuličku nazýváme terčík. Inerciální udržení funguje na podobném principu jako vodíkové bomby, naskytuje se tedy problém kontrolování uvolňování energie. Množství paliva musí být velice malé, aby proces neohrozil své okolí. V principu je na terčík v reakční komoře směřován velice silný laser, který v ideálním případě působí na celý povrch terčíku rovnoměrně. Vnější vrstva terčíku abluje a zbylé palivo je za vysoké rychlosti stlačováno směrem k centru terčíku, hustota paliva zde může dosahovat hodnot vyšších než  $1000 \text{ g/cm}^3$ . Střed terčíku je díky energii dodané laserem zahřát natolik, že se plně ionizuje a vznikne plazma. Rozpínání plazmatu je zabráněno inerciální silou stlačovaného materiálu důsledkem ablace a je tak na poměrně krátkou dobu umožněn proces termojaderné fúze. Přestože se inerciálnímu “udržení” říká udržení, jedná se spíše o sérii explozí v rámci nanosekund. [24] [25]

Proces inerciálního udržení plazmatu je zobrazen na následujícím obrázku 5:



Obrázek 5: Schéma navození termojaderné fúze za pomoci inerciálního udržení plazmatu. Převzato z [26]

kde jednotlivé fáze znamenají:

1. Vnější vrstva terčíků abluje díky intenzivnímu laserovému záření
2. Expanze horké svrchní vrstvy stlačuje fúzní palivo uvnitř terčíku
3. Palivo dosahuje hustoty vyšší než  $1000 \text{ g/cm}^3$ , ionizuje se a stává se plazmatem, který se rozpíná a působí silou zpět na svrchní ablovanou vrstvu
4. Z terčíku je termojaderné plazma produkující energii.

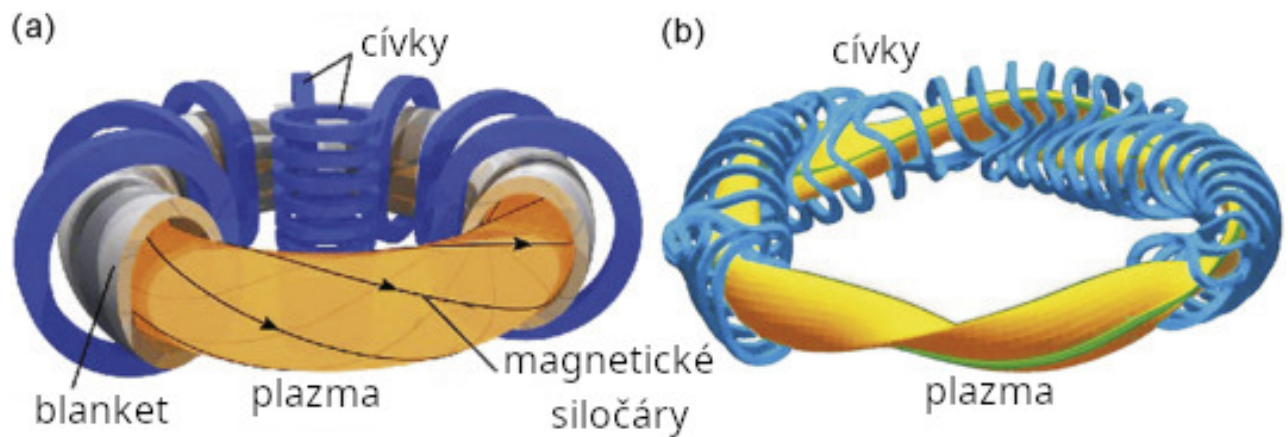
Aby bylo možné vyrábět energii termojadernou fúzí za inerciálního udržení plazmatu, bylo by nutné, aby se jednotlivé exploze opakovaly mnohokrát za vteřinu, jelikož proces termojaderné fúze probíhá po velmi krátkou dobu. S momentálními technickými prostředky je toto prakticky neproveditelné. Pokud by bylo vysoké frekvence explozí dosaženo, další problém představuje tzv. Rayleigh-Taylor nestabilita mezi rozpínajícím se plazmatem a stlačovaným materiálem (jelikož stlačovaný materiál je těžší než plazma). Tato nestabilita je důsledkem nerovnoměrného záření laseru a způsobuje chaotické promísení plazmatu s materiálem a tedy rychlé zániknutí plazmatu, resp. termojaderné reakce. [27] [28] [29] Z těchto důvodů se jakožto mnohem vhodnější způsob udržení plazmatu zdá být udržení magnetické.

## Magnetické udržení plazmatu

Na rozdíl od inerciálního udržení plazmatu, při magnetickém udržení je pro zamezení rozpínání využito magnetického pole. Vzhledem k tomu, že plazma se skládá z elektronů a iontů, je možno regulovat pohyb částic magnetickými silami. V porovnání s inerciálním udržením plazmatu vykazuje magnetické udržení lepší výsledky, přestože oba typy udržení plazmatu pracují pulzně, magnetické udržení nevyužívá explozí ale indukuje magnetické pole (v budoucích experimentálních zařízeních po dobu až desítek minut). [30] Magnetické udržení plazmatu se primárně využívá v reaktorech termojaderné fúze – typu tokamaku a stelarátoru.

Mezi tokamaky a stelarátory je největší rozdíl ve způsobu vytváření helikálního (šroubovicového) magnetického pole a ve tvaru komory, ve které se plazma udržuje. V obou případech magnetické pole zajišťuje uzavřené trajektorie částic, resp. uzavřené magnetické siločáry. V případě tokamaku se plazma udržuje pomocí složeného magnetického pole, které vytváří magnetické cívky a proud indukovaný v plazmatu. Na druhou stranu tvar magnetického pole stelarátoru je dán pouze vinutím jeho vnějších cívek a je tedy nutné, aby zde plazmatem netekl žádný proud, protože by požadovaný tvar magnetického pole narušoval. Stelarátory jsou také kvůli velice komplexnímu tvaru jejich komory (daným složitým vinutím vnějších cívek resp. způsobu spoutání plazmatu) obtížnější na

precizní konstrukci než tokamaky. Porovnání geometrie komory a konfigurace cívek (a) tokamaku a (b) stelarátoru je znázorněno na obrázku 6. V současné době se v německém Greifswaldu nachází nejslibnější stelarátor Wendelstein 7-X, který funguje jako experimentální zařízení pod Max Planck Institute for Plasma Physics. Více informací o Wendelstein 7-X je možné najít zde [31]. Popisem tokamaku se bude podrobně věnovat následující kapitola, jelikož vzhledem k zaměření práce je pochopení jeho principů stěžejní. [32]



Obrázek 6: Porovnání konfigurace cívek (a) tokamaku a (b) stelarátoru. Převzato a upraveno z [33]

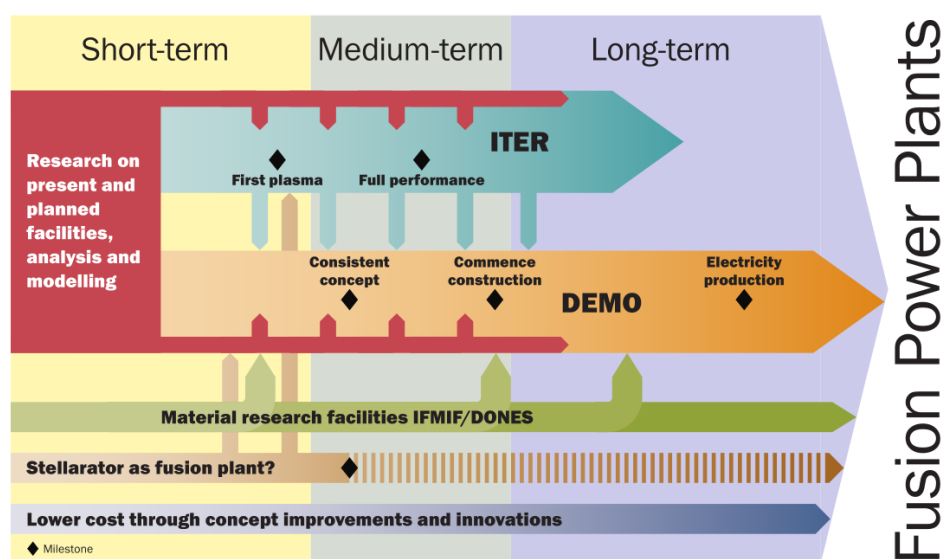
## 2.5 Tokamaky a tokamak GOLEM

V návaznosti na předchozí kapitolu ohledně plazmatu, tato pojednává o typu reaktoru, který má za úkol vytvořit a udržet vysokoteplotní plazma, o tokamaku. Tokamak se považuje za jednu z nejslibnějších cest k termojaderné fúzi na Zemi, další možné reaktory zahrnují např. stelarátor, kterého výkon však tokamaky již předstihly.

Slovo “tokamak” pochází z ruštiny a je akronymem pro **T**Oroidal'naja **K**Amera i **M**Agnitnyje **K**atuški, tedy česky “toroidální komora a magnetické cívky”. [8] Koncept tokamaku vznikl v Rusku v letech 1950 sovětskými fyziky Igor Tamm a Andrej Sakharov (kteří se inspirovali prací Olega Lavrentieva).

Momentální vývoj tokamaků je realizovaný s hlavním záměrem výstavby budoucích tokamaků ITER a DEMO. Tokamak ITER – International Thermonuclear Experimental Reactor – je nyní budovaný reaktor nacházející se ve francouzském Cadarache, který nemá sloužit pro výrobu energie, ale jakožto experimentální zařízení a předstupeň komerčního využití termojaderné fúze, jehož plný výkon je plánován na rok 2035. Na jeho výstavbě se podílí USA, Rusko, Čína, Japonsko, Jižní Korea, Indie a Evropská Unie, která sama financuje 50 % projektu. Celková cena projektu dělá tokamak ITER po ISS druhým nejdražším mezinárodním projektem. [34]

Třída tokamaků DEMO – DEMONstration Power Plant – obsahuje vícero budoucích reaktorů, které plánuje postavit téměř každá země podílející se na stavbě ITERu. DEMO tokamaky mají za úkol demonstrovat čistou produkci energie pomocí fúze. Poznatky z chodu reaktoru ITER mají výrazně přispět k výstavbě a produkci energie DEMO třídou tokamaků. Plán komerčního využití termojaderné fúze podle organizace EUROfusion vypadá následovně: [35]

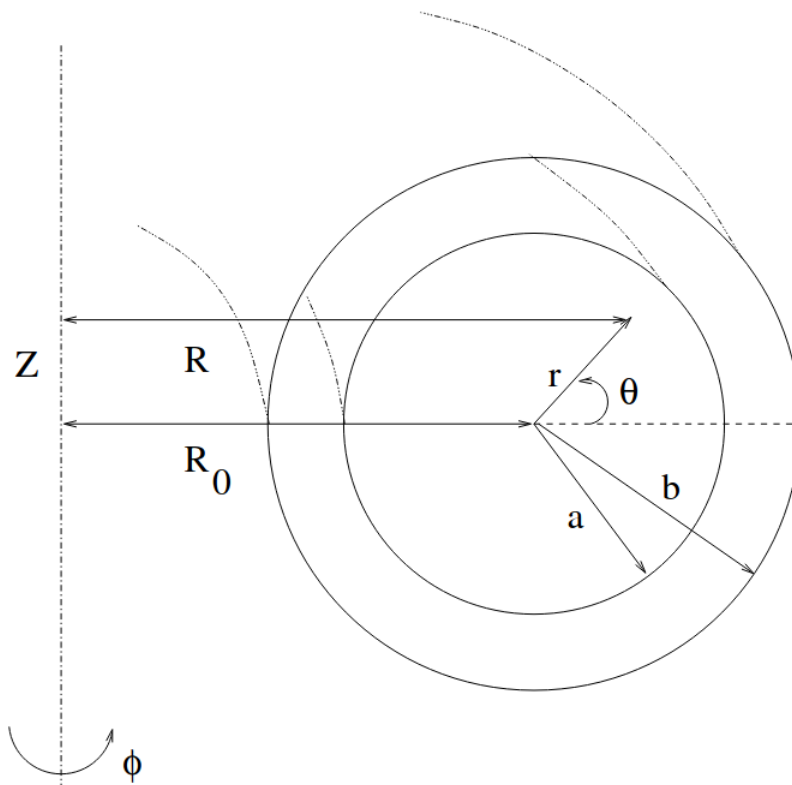


Obrázek 7: Fusion research roadmap podle EUROfusion. Převzato z [36]

## Princip tokamaku

Tokamak je charakteristický svým silným toroidálním magnetickým polem, transformátorovým jádrem, které v plazmatu indukuje proud, a svou toroidální geometrií. Jedná se v podstatě o transformátor, jehož primární vinutí představuje centrální solenoid tokamaku a sekundární vinutí je samotné plazma, ve kterém je pomocí transformátoru indukován elektrický proud. Magnetické pole tokamaku je generováno cívkami toroidálního magnetického pole (toroidální složka), proudem, který prochází plazmatem (poloidální magnetické pole) a dalšími cívkami generující dodatečné poloidální magnetické pole potřebné pro stabilitu plazmatu. Zdrojem energie pro menší tokamaky mohou být kondenzátory a pro větší zařízení tzv. flywheel generátory, které skladují energii v rotaci rotoru.

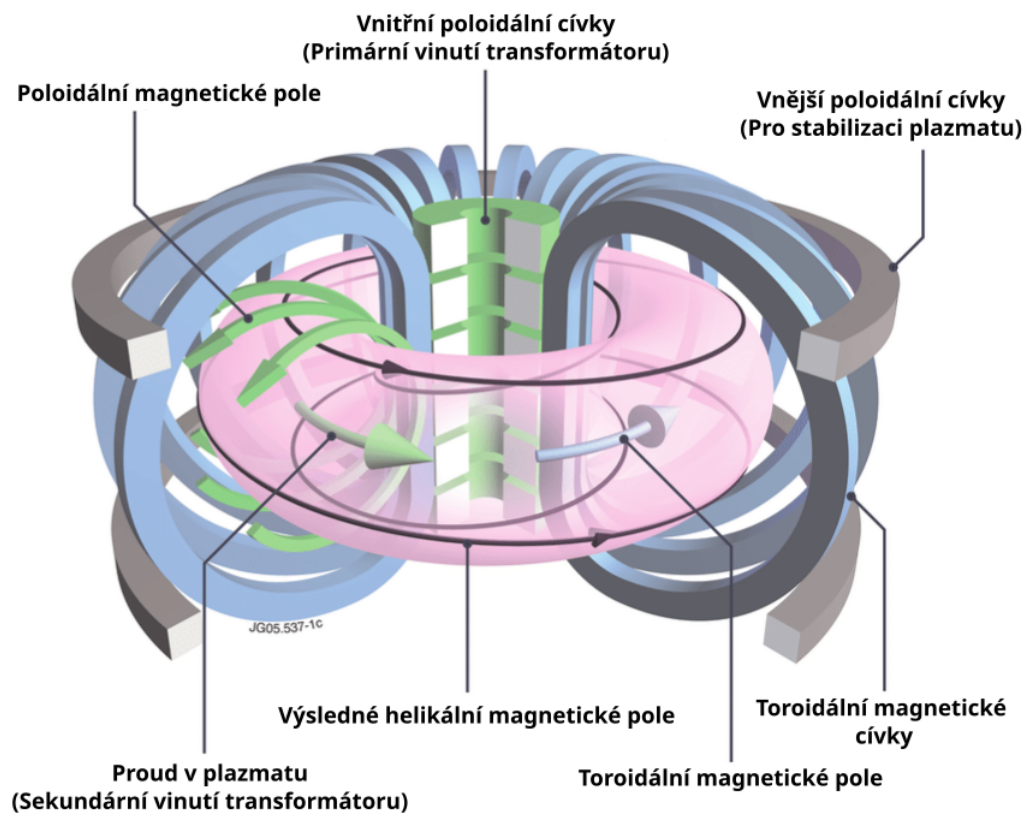
Geometrie tokamaku je specifická a důležitá pro úspěšné udržení plazmatu. Komora tokamaku má z pravidla toroidální tvar (tj. torus). Komora tokamaku ITER a dalších modernějších tokamaků má tvar písmene D pro efektivnější udržení plazmatu. Plazma se tedy v komoře též udržuje ve tvaru toru, v moderních zařízeních je protaženo do tvaru připomínajícího písmeno D. Na rozdíl od větších zařízení má komora a plazma na tokamaku GOLEM kruhový průřez. Schématické zobrazení kruhového průřezu komory je zobrazeno na obrázku 8:



Obrázek 8: Systém souřadnic na poloidálním řezu komorou tokamaku. Převzato z [37]

kde vzdálenost  $R_0$ , hlavní poloměr komory, znázorňuje vzdálenost mezi středem komory a centrem toru tvořeného komorou, tzv. hlavní osou.  $R$  je poté vzdálenost mezi zkoumanou polohou v komoře a centrální osou. Důležité souřadnice jsou  $r$  a  $\theta$ , kde  $r$  je vzdálenost od středu komory a  $\theta$  poloidální úhel.  $\Phi$  je poté úhel toroidální.

Směr a orientaci magnetických siločár můžeme odvodit z geometrie tokamaku a směru proudu v cívkách a v plazmatu. Magnetické pole je proudem indukováno kolmo okolo cívký a jeho orientace je dána směrem elektrického proudu tekoucího v cívce. Jak můžeme vidět na obrázku 9, silné cívký toroidálního magnetického pole jsou umístěny okolo komory poloidálně a poloidální cívký jsou uspořádány v toroidálním směru, tzn. po směru komory. Velikost toroidálního magnetického pole je přibližně desetkrát větší. Výsledné magnetické pole vytváří šroubovicové (helikální) siločáry, které zajišťují udržení plazmatu v centru toroidální komory bez kontaktu se stěnou. Konfiguraci magnetického systému můžeme vidět na obrázku 9:



Obrázek 9: Magnetický systém tokamaku. Převzato a upraveno z [38]

## Tokamak GOLEM

Tokamak GOLEM, dříve CASTOR (Czech Academy of Sciences TORus), původně TM-1-MH, je momentálně nejstarším fungujícím tokamakem. GOLEM se do roku 1976 nacházel v Ústavu atomové energie I. V. Kurčatova v Moskvě a rok poté byl předán Ústavu fyziky plazmatu AVČR a uveden do provozu v Praze.

Tokamak GOLEM momentálně funguje pod Fakultou jadernou a fyzikálně inženýrskou ČVUT pod vedením Ing. Vojtěcha Svobody, CSc. jako experimentální zařízení. GOLEM se řadí mezi malé tokamaky a je využíván jakožto výukové zařízení převážně pro studenty FJFI ČVUT. GOLEM je unikátní mj. tím, že jej mohou využít i zahraniční studenti, jelikož je možné jej ovládat dálkově přes webové rozhraní. Plazma GOLEMa má kruhový průřez a je ohraničeno tzv. limiterem, tedy objektem v komoře tokamaku, který omezuje maximální průměr plazmatického sloupce. Limiter je např. zobrazen na obrázku 33. Výzkum na tokamaku GOLEM je zaměřen na měření pomocí elektrických sond nebo detekce tzv. runaway elektronů. Primárně využívané elektrické sondy jsou Langmuirova sonda, ball-pen sonda, double rake sonda nebo tunelová sonda. Dále mezi diagnostiky na GOLEMu patří např. vysokorychlostní kamery sloužící k tomografii nebo sada cívek pro měření magnetohydrodynamické aktivity. [39]

Jeho základní parametry jsou vyobrazeny v tabulce 1:

Hlavní poloměr komory	$R_0 = 0,4 \text{ m}$
Vedlejší poloměr komory	$r_0 = 0,85 \text{ m}$
Poloměr plazmatického toru	$a \approx 0,06 \text{ m}$
Toroidální magnetické pole	$B_{tor} < 0,5 \text{ T}$
Proud indukovaný v plazmatu	$I_p = 0,8 \text{ kA}$
Elektronová hustota	$n_e = [0, 2; 3] \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Elektronová teplota	$T_e = 100 \text{ eV}$
Ionová teplota	$T_i < 50 \text{ eV}$
Průměrná délka výboje	$\tau = 25 \text{ ms}$

Tabulka 1: Základní parametry tokamaku GOLEM [40]



## 2.6 Scénář výboje

Na tokamaku GOLEM je délka typického výboje přibližně 15 – 25 ms v závislosti na kvalitě plazmatu a výbojovém režimu. Výboje je možné provést buď pomocí webového rozhraní, které je ale značně limitováno v možnostech nastavení parametrů, nebo přímo v příkazové řádce (v případě operačního systému Windows pomocí softwaru PuTTY). Experimentální data ze všech diagnostik jsou po každém výboji ukládána na server, odkud jsou volně dostupná z internetu. Data popisující poslední vykonaný výboj jsou dostupná zde: <http://golem.fjfi.cvut.cz/shots/0/>. Před výbojem je nezbytné komoru vyčistit, tedy zbavit nečistot na stěnách komory způsobených nedostatečným těsněním komory, příměsemi pracovního plynu nebo materiálem uvolněným z elektrických sond a dalších objektů. Komora, pokud není předem vyčištěna, se čistí postupně při vykonaných výbojích a tedy mění výsledky jednotlivých výbojů, což je nežádoucí. Komoru je možné čistit dvěma způsoby:

1. Vypékáním komory
2. Doutnavým výbojem

Při vypékání komory je komora zahřívána na 200 – 220°C po dobu desítek minut. Nečistoty se díky teplotě uvolňují z komory a jsou následně odsávány vakuovým systémem (vývěvou). Při doutnavém výboji se do komory napouští řídký pracovní plyn za relativně nízkého tlaku bez toroidálního magnetického pole. Nabité částice se tedy nepohybují po uzavřených siločárách, ale intenzivně dopadají na stěnu tokamaku a tím odstraňují nečistoty, které jsou poté odsávány. Čištění komory signifikantně zlepší dobu udržení plazmatu při výboji a reprodukovatelnost jednotlivých výbojů. V průběhu následujících, již standardních výbojů se komora přesto vlivem teploty postupně čistí nadále, proto můžeme pozorovat postupné zvyšování délky výboje max. v rámci milisekund.

V průběhu čištění komory od nečistot je komora také vyčerpávána pomocí rotační a dvou turbomolekulárních vývěv. Cílem je vyčerpávat všechny vzduch z komory na tlak 1 mPa. Rotační vývěva je pomocí pístu schopna za přibližně 30 minut vyčerpávat komoru na přibližně  $p = 1$  Pa. Dvě turbomolekulární vývěvy poté komoru za přibližně 5 minut vyčerpávají na požadovaný tlak. Rotor ve vstupu turbomolekulární vývěvy za rotace pomocí sešikmených lopatek dodává molekulám plynu v komoře rychlost směrem k výstupu z komory. Vyčerpávání a vypékání komory musí být provedeno s předstihem před výboji operátorem tokamaku.

Dále je do tokamaku přes jehlový ventil napuštěn pracovní plyn, tj. plyn, který chceme ionizovat. Na tokamaku GOLEM se standardně využívá vodík H a zřídka helium He. Do příkazu pro výboj je zadán požadovaný tlak v komoře (standardně v jednotkách mPa). Tento plyn se ionizuje pomocí tzv. předionizace. Při předionizaci se rozžhaví wolframové vlákno, které do plynu emituje elektrony. Elektrony naráží (dodávají energii) do částic pracovního plynu, které naráží do částic dalších, což vytváří “lavinový efekt”, a pomocí kolizí uvolňují elektrony. Pokud předionizace iniciovaná není, je pracovní plyn přesto možno ionizovat díky přítomnosti záření z kosmu.

Nakonec jsou iniciovány toroidální magnetické pole a elektrické pole indukované v plazmatu. Ta jsou generovány pomocí vnějších cívek tokamaku a centrálním solenoidem. Do těchto cívek je vybit proud umocněný transformátorem z kondenzátorů, které se nachází pod tokamakem. Velice rychlé vybití kondenzátorů je zajištěno tyristorem, do kterého je zaslán impulz v požadovaném čase.

Operátor tokamaku zadává výboj pomocí jediného příkazu, ve kterém je specifikovaná hodnota většiny zmíněných veličin. Konfiguraci zadaných hodnot, využitému pracovnímu plynu a obecně parametrům, za kterých provádíme výboj říkáme režim výboje. Délka, resp. kvalita, výboje je poté determinována těmito nastavenými parametry a jinými specifickými vlivy, jako např. čistota komory, stabilizace plazmatu, případně pak množství diagnostiky narušující plazma.[41] [42] [43]

## 2.7 Sondové měření okrajového plazmatu

Tato kapitola pojednává o specifickém zkoumání parametrů plazmatu, tj. pomocí elektrických sond. Nejprve jsou obecně představeny diagnostiky plazmatu včetně sond. Dále je detailně popsána teorie měření pomocí elektrických sond. Nakonec je specificky představena dvojitá tunelová sonda a způsob, jak s její pomocí měřit parametry okrajového plazmatu.

### Diagnostiky plazmatu

Vlastnosti plazmatu v komoře tokamaku měříme různými prostředky, tzv. diagnostikami plazmatu. Diagnostika plazmatu je samotný fyzikální obor, který má využití i v dalších oborech, než jsou tokamaky. Diagnostiky můžeme rozlišit na:

1. Pasivní
2. Aktivní

Pasivní diagnostiky jsou ty, které do plazmatu nijak nezasahují a naopak aktivní diagnostiky přichází s plazmatem do kontaktu. Aktivní diagnostiky tedy plazma mohou ochlazovat.

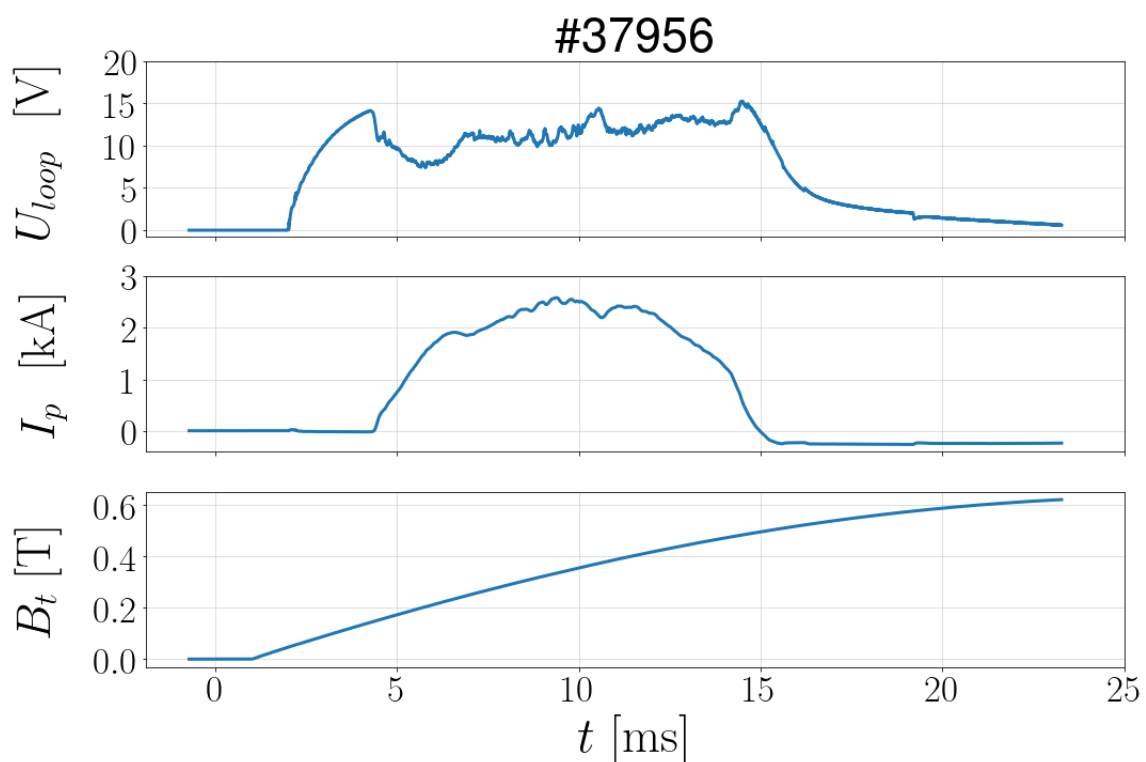
Pasivní diagnostiky jsou využívány převážně pro měření elektrického proudu a magnetického pole generovaného plazmatem. Napětí na závit je měřeno jedním závitem vodiče, který je upevněný po komoře v toroidálním směru. Pomocí naměřeného napětí je poté možné vypočítat elektrické pole. Proud indukovaný v plazmatu měříme pomocí tzv. Rogowského cívky. Tato cívka má spirálovitý tvar a je možné ji ohnout do tvaru toru. Cívka je na komoře tokamaku umístěna poloidálně. Protože je cívka umístěna na komoře, měříme součet proudu protékající komorou a plazmatem. Zmíněné parametry se nazývají makroskopické nebo základní parametry plazmatu. Makroskopickými parametry plazmatu rozumíme:

- Napětí na závit  $U_{loop}$
- Toroidální magnetické pole  $B_t$
- Proud procházející plazmatem  $I_p$

Poloha plazmatu se poté měří Mirnovovými cívkami, které jsou rovnoměrně rozmístěny uvnitř komory a determinují polohu plazmatu na základě indukovaného napětí, které vyvolá pohyb plazmatu. Další využívané pasivní diagnostiky plazmatu jsou např. tomografie nebo bolometrie. Hlavní využívanou aktivní diagnostikou jsou elektrické sondy, kterými se zabývá následující část této kapitoly. [44]

Při experimentálním měření, kdy se profily některých z fyzikálních veličin měří v rámci výbojové série, je stěžejní, aby bylo dosaženo vysoké reprodukovatelnosti makroskopických parametrů plazmatu (tj. podobnosti časového průběhu makroskopických parametrů jednotlivých výbojů). Vysoká reprodukovatelnost zajišťuje podobnost jednotlivých výbojů a profil určité veličiny může tedy být měřen v rámci více výbojů bez zavedení jiných nežádoucích proměnných.

Toroidální magnetické pole  $B_t$  je dáno pouze napětím, na které jsou nabity kondenzátory cívek toroidálního magnetického pole. Z toho důvodu je pro všechny výboje z výbojové série totožné. Proud plazmatu  $I_p$  a napětí na závit  $U_{loop}$  jsou výboj od výboje rozdílné a je možno podle nich determinovat, jaká je reprodukovatelnost výbojů. Ilustrační  $U_{loop}$ ,  $I_p$  a  $B_t$  výboje #37956 jsou zobrazené na obrázku 10:



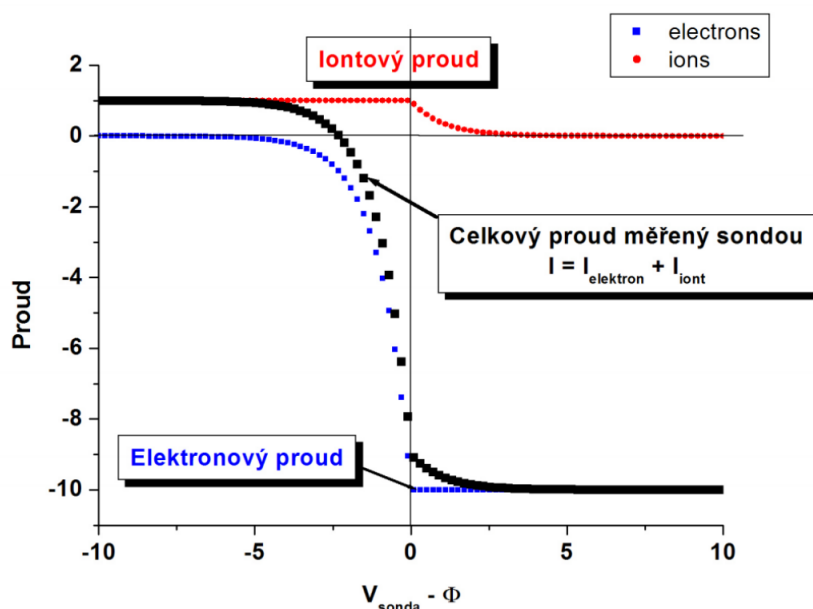
Obrázek 10: Ilustrační průběh makroskopických parametrů plazmatu při výboji #37956.

## Elektrické sondy

Elektrické sondy jsou typem diagnostik plazmatu, pomocí které zkoumáme jeho okrajovou část. Hlavní výhody elektrických sond jsou relativní jednoduchost jejich konstrukce a široké spektrum parametrů plazmatu, které jsou schopné měřit jako např. elektronovou teplotu a hustotu, plovoucí potenciál, iontový nasycený proud nebo tepelné toky přímo ohrožující komoru tokamaku. V nejjednodušším případě je elektrická sonda vodič, který je vložen do plazmatu. Z důvodu potřeby měření různých parametrů plazmatu jsou elektrické sondy často modifikovány. Nejjednodušším typem elektrické sondy je sonda Langmuirova, která je tvořena jediným vodivým drátkem (elektrodou).

Elektrody sondy ústí pouze do okrajové části plazmatu, protože v okrajovém plazmatu jsou takové podmínky (teplota plazmatu, hustota plazmatu), které sondu nepoškodí. Blíže k centru plazmatu by pak zvláště na velkých zařízeních hrozilo poškození sondy a jakýkoli předmět vsunutý hluboko do plazmatu jej může narušovat a ochlazovat.

Principem diagnostiky plazmatu pomocí elektrických sond je měření proudu nabitých částic v plazmatu dopadajícího na elektrody sondy v průběhu výboje. Na elektrody sondy je možné přikládat napětí vůči jiné, referenční, elektrodě, což umožňuje výpočet zmíněného proudu. Princip sondového měření je možné vysvětlit na měření tzv. volt-ampérových (VA) charakteristik. VA charakteristika je závislost proudu nabitých částic, který dopadá na sondu, na napětí přiloženém na sondu. Ideální případ VA charakteristiky na jedné elektrodě je znázorněn na obrázku 11:



Obrázek 11: Ideální volt-ampérová charakteristika. Převzato z [7]

kde je na ose  $x$  zaznamenáno napětí přiložené na sondu a na ose  $y$  proud dopadající na elektrodu pro dané napětí. Vidíme, že celkový proud  $I_p$  (kde  $p$  znamená probe, nikoli plasma) má dvě složky, iontový proud  $I_p^+$  a elektronový proud  $I_p^-$ . Pokud je na

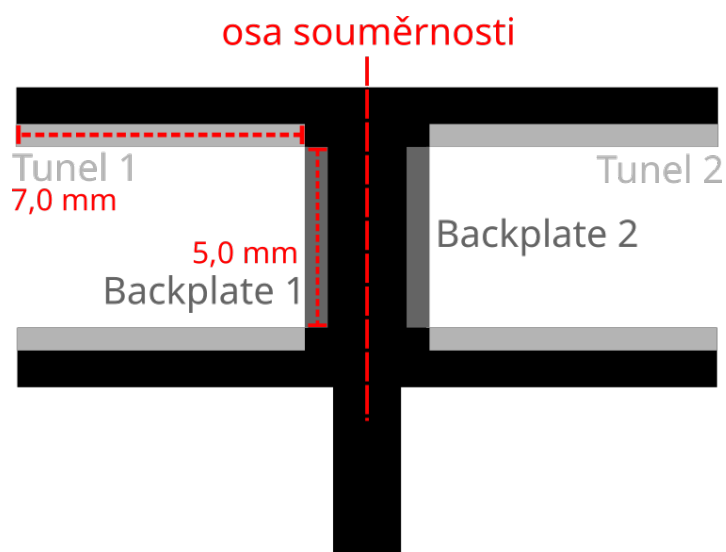
sondu přiloženo záporné napětí, dopadají na ni převážně ionty a všechny elektrony jsou odpuzeny, tedy celkový proud je kladný resp. iontový. Obdobně je tomu při nabití sondy na vysoké kladné napětí, kdy měříme pouze elektronový proud. Prakticky je však možné měřit pouze  $I_p^+$ , protože elektrony v plazmatu mají moc vysokou rychlost a mohly by poničit sondu.

Plovoucí napětí  $U_{fl}$  (float) je takové napětí, kde se  $I_p^+$  a  $I_p^-$  kompenzují a na sondu tak teče nulový proud  $I_p = 0$  A.  $U_{fl}$  elektrické sondy musí být záporné, protože na ni kvůli jejich vyšší rychlosti dopadá více elektronů než iontů. Pro tuto práci je stěžejní tzv. iontový nasycený proud  $I_{sat}^+$  (saturated), tj. proud tvořený pouze ionty. Na obrázku 11 je znázorněn červeně pro negativní napětí na sondě. Pro kladné napětí je poté modře znázorněný elektronový nasycený proud.

Další veličiny, které můžeme pomocí elektrických sond měřit, jsou např. teplota a hustota plazmatu nebo Machovo číslo, kterému se mj. věnuje praktická část této práce. V praktické části práce bude využito metody sondového měření zvané “výboj od výboje”. Tato metoda spočívá ve zkoumání závislosti určitého parametru plazmatu na jiném parametru v průběhu série několika výbojů. Alternativní metodou by bylo poté využít reciproké sondy, což na tokamaku GOLEM není možné.

## Dvojitá tunelová sonda

V rámci praktické experimentální části této práce je pro veškerá měření využita dvojitá tunelová sonda. Ta se skládá ze dvou protilehlých dutých tunelů, které jsou z jedné strany ukončeny zadní deskou (backplatem). Každý z tunelů a backplatů je jednou, elektricky izolovanou elektrodou. Sonda je osově symetrická podle izolantu oddělující dva tunely. Rozmístění elektrod je zobrazeno na obrázku 12:



Obrázek 12: Schéma průřezu dvojité tunelové sondy.

Elektrody sondy jsou tvořeny mědí a tělo sondy nitridem boritým. Díky své unikátní konstrukci nedochází při měření iontového saturovaného proudu k tzv. “sheath expansion”, tj. expanzi stěnové vrstvy. Tento jev nastává, když jsou ionty při zvyšování záporného napětí přikládání na sondu vytahovány ze stále většího objemu plazmatu, kvůli čemuž nedochází k saturaci iontového proudu na sondě  $I_p^+$ . Elektrické pole dvojitě tunelové sondy je obsaženo v jejích konkávních dutinách, tedy k expanzi stěnové vrstvy nedochází. Námí využitá dvojitá tunelová sonda je vyobrazena na obrázku 13: [45]



Obrázek 13: Fotografie využitě dvojitě tunelové sondy.

### Měření pomocí dvojitě tunelové sondy

Díky kombinaci dvojitě tunelové sondy a nového motorizovaného manipulátoru, který umožňuje otáčet sondou vůči magnetickému poli, můžeme provést určitá unikátní měření nebo případně rozšiřovat měření provedených na současných experimentálních tokamacích.

Prostorové profily nám mohou prozradit mnoho o charakteru plazmatu. Prostorový profil znamená závislost určité měřené veličiny na určité prostorové souřadnici. V případě této práce je tímto způsobem zkoumána převážně veličina  $I_{sat}^+$ . Iontový saturovaný proud získáme sečtením naměřených iontových proudů na elektrodě tunel a backplate (na jedné straně sondy):

$$I_{sat}^+ = I_{sat}^{BP} + I_{sat}^{TN} \quad (9)$$

kde BP a TN značí backplate a tunel. Takto bude v práci nadále značen iontový proud

na každé z elektrod. Vzhledem k tomu, že osciloskop měří napětí, na které se elektrody nabíjí v průběhu výboje je nutné využít Ohmova zákona pro determinaci proudů.

V rámci této práce je nám díky manipulátoru umožněno měnit úhel sondy vůči plazmatu. Definujeme úhel  $\alpha_p$  (probe) jakožto úhel, který svírá normála dvojitě tunelové sonda vůči magnetickému poli. Tedy pokud  $\alpha_p = 90^\circ$ , tak je sonda orientovaná rovnoběžně s magnetickým polem. Pracujeme s normálou sondy a ne se sondou samotnou, protože tento úhel dělá následné výpočty přehlednějšími a je využit v dalších pracích na toto téma. Úhel  $\alpha_p$  je zobrazen na obrázku 17 (b).

Úhlovým resp. axiálním profilem tedy rozumíme závislost určité veličiny, v našem případě iontového saturovaného proudu  $I_{sat}^+$  na souřadnici  $\alpha_p$ :

$$I_{sat}^+ = f(\alpha_p)$$

Tato definice je pro praktickou část práce stěžejní. Dvojitá tunelová sonda dále umožňuje měřit tzv. Machovo číslo, které je též předmětem měření praktické části práce.

Machovo číslo  $M$  obecně udává poměr mezi velikostí rychlosti tělesa a velikostí rychlosti zvuku v daném prostředí. V našem případě se jedná o rychlost rotace plazmatu v poměru ku tzv. iontozvukové rychlosti  $c_i$ , tj. rychlosti zvuku v plazmatu:

$$M = \frac{v_p}{c_i} \quad (10)$$

K výpočtu Machova čísla pro plazma je možné použít různé způsoby. Praktická část této práce se zabývá otestováním a porovnáním dvou metod výpočtu Machova čísla pro plazma podle článku [46]. V následujících odstavcích jsou prezentovány dvě metody výpočtu  $M$  podle uvedeného článku.

Machovo číslo  $M$  je vektorová veličina. Udává jak velikost rychlosti rotace plazmatu, tak její směr a orientaci. Standardně se měří pouze jeho složka paralelní, tedy rovnoběžná s magnetickým polem. Díky možnostem nového manipulátoru je ale možné měřit i jeho kolmou složku  $M_\perp$ . Takto je možné v rámci úhlové závislosti zkoumat vývoj obou složek v závislosti na sobě.

První metoda výpočtu Machova čísla je jednodušší na provedení, nicméně je s ní spojeny větší nejistota výsledku kvůli silnému předpokladu, který při jejím použití provádíme. Podle rovnice (1) ve článku [46], můžeme použít obecný vztah udávající závislost mezi  $\alpha_p$ ,  $M_\parallel$  a  $M_\perp$ :

$$M_\parallel = K * \ln(R_{\alpha_p}) + M_\perp \cotan(\alpha_p) \quad (11)$$



kde  $K$  je kalibrační konstanta, kterou je v tomto případě nutné převzít z jiných měření, a  $R_{\alpha_p}$  je poměr mezi  $I_{sat}^+$  na opačných stranách sondy pro určitý úhel  $\alpha_p$ :

$$R_{\alpha_p} = \frac{I_{sat}^+ \alpha_p}{I_{sat}^+ \alpha_p + 180^\circ} \quad (12)$$

Ve vztahu 11 musíme brát v úvahu, že funkce  $\cotan(\alpha_p)$  diverguje pro úhel  $\alpha_p = k \pi$  rad, kde  $k \in \mathbb{Z}$ . Proto tato metoda determinování Machova čísla  $M$  je platná pouze pro přibližně  $20^\circ < \alpha_p < 170^\circ$ .

Pomocí vztahu 11 tedy není možné přímo vypočítat horizontální či vertikální složku  $M$  (vztah obsahuje 2 neznámé). Nicméně pravá strana vztahu se skládá ze členu  $K * \ln(R_{\alpha_p})$  a členu  $M_{\perp} \cotan(\alpha)$ . Druhého ze členů je možné se zbavit, pokud  $\alpha = 90^\circ$ , protože  $\cotan(90^\circ) = 0$ . Dostaneme tedy:

$$M_{\parallel} = K * \ln(R_{\alpha_p = 90^\circ}) \quad (13)$$

V této rovnici figuruje pouze jedna neznámá  $M_{\parallel}$ , kterou můžeme pomocí naměřených hodnot určit. Nyní jsme určili jednu ze dvou neznámých vztahu 11. Pokud vyjádříme ze vztahu neznámou  $M_{\perp}$  dostaneme:

$$M_{\perp} = \frac{M_{\parallel} - K * \ln(R_{\alpha_p})}{\cotan(\alpha_p)} \quad (14)$$

$$M_{\perp} = \tan(\alpha_p) [M_{\parallel} - K * \ln(R_{\alpha_p})]$$

Za silného předpokladu, že naměřené  $M_{\parallel}$  zůstává konstantní, z tohoto vztahu pro libovolný úhel  $\alpha_p$  můžeme určit  $M_{\perp}$ . Pomocí metody 1 můžeme tedy vypočítat Machovo číslo  $M$  rotace plazmatu pro úhel sondy přibližně  $20^\circ < \alpha_p < 160^\circ$  s tím, že počítáme s konstantou  $K$  převzatou ze článku [46]. Je zde nutno podotknout, že výpočet pomocí této metody nemusí být příliš přesný kvůli zjednodušení  $M_{\parallel} = \text{konst.}$  a kvůli tomu, že počítáme s převzatou konstantou  $K$ .

Druhá metoda výpočtu Machova čísla plazmatu má potenciál být přesnější, nicméně její provedení je náročnější než provedení první metody. Tato metoda spočívá aproximaci měřené úhlové závislosti  $\ln(R)$  analytickou funkcí. Cílem metody je aproximovat závislost takovým způsobem, že aproximovaná křivka konverguje na naměřená data. Tato metoda umožňuje určit konstantu  $K$  namísto používání již změřené konstanty. Nejprve je nutné si ze vztahu 11 vyjádřit známé veličiny, tedy člen  $\ln(R_{\alpha_p})$ :

$$\ln(R_{\alpha_p}) = \frac{M_{\parallel} - M_{\perp} \cotan(\alpha_p)}{K}$$

$$\Rightarrow \ln\left(\frac{I_{sat}^+ \alpha_p}{I_{sat}^+ \alpha_p + 180^\circ}\right) = \frac{M_{\parallel} - M_{\perp} \cotan(\alpha_p)}{K} \quad (15)$$

Nyní můžeme sestrojít úhlovou závislost členu  $\ln(R_{\alpha_p})$ . Hodnoty této úhlové závislosti jsou podle 15 identické hodnotám pravé strany rovnice 15. Pokud tedy aproximujeme křivku  $\ln(R_{\alpha_p})$ , můžeme ze získané funkce determinovat hodnoty  $K$ ,  $M_{\parallel}$  a  $M_{\perp}$ . Stejně jako v případě první metody je zde aproximovaná závislost platná pouze na intervalu  $20^\circ < \alpha_p < 160^\circ$  kvůli divergenci faktoru  $\cotan(\alpha_p)$  ve vztahu 15. Aby aproximace úspěšně konvergovala resp. pro přesný výpočet Machova čísla pomocí této metody je podmínkou provést relativně veliký počet měření.

## 3 Praktická část

Druhá, praktická, část této práce pojednává o experimentálních měřeních provedených pomocí motorizovaného manipulátoru a dvojité tunelové sondy na tokamaku GOLEM v rámci této práce. V první kapitole této části **3.1 Motorizovaný manipulátor** je popsán proces implementování motorizovaného manipulátoru sond, který byl podstoupen v rámci této práce. Jsou zde též představeny jeho funkce a využití. V druhé kapitole této části **3.2 Experimentální měření s dvojitou tunelovou sondou** jsou popsány všechny výbojové série provedené v rámci této práce. Jsou zde prezentovány vyvozené výsledky z naměřených dat a jejich interpretace.

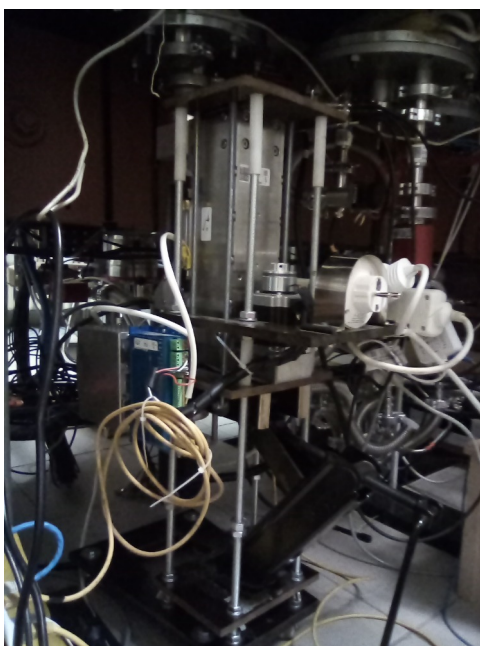
### 3.1 Motorizovaný manipulátor

Na tokamaku GOLEM bylo doposud při měření radiálních profilů metodou výboj od výboje nutné sondou v radiálním směru posouvat manuálně. Tato manuální manipulace značně zvyšuje časovou náročnost experimentu a tokamaku GOLEM tak ubírá na jedné z jeho předností, tj. možnosti provádět mnoho identických výbojů v krátkém časovém úseku. Proto byl do tokamaku nainstalován motorizovaný manipulátor elektrických sond. Manipulátor je schopen se sondami pohybovat jak v radiálním, tak v axiálním směru a je dálkově ovládaný, tedy zvyšuje efektivitu provádění sérií výbojů. Tento manipulátor byl již před prací zkonstruován a v rámci práce připraven pro implementaci do komory tokamaku. Já jsem dokončil skripty pro komunikaci s manipulátorem, které byly sepsány konzultantem práce a dále manipulátor kalibroval a otestoval.

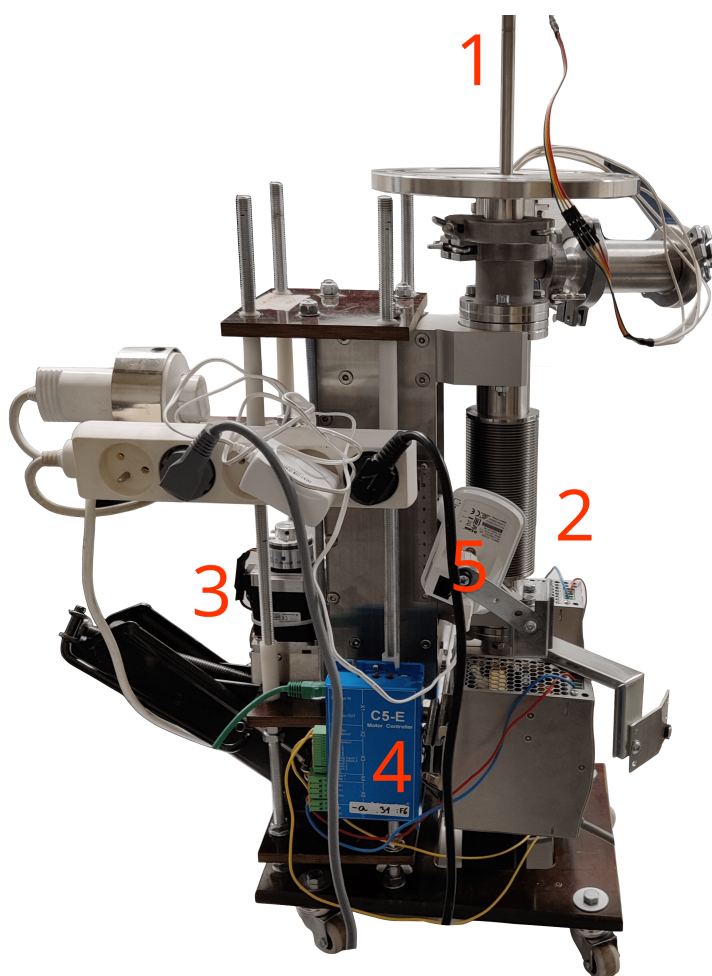
#### Popis a fotografická dokumentace manipulátoru

Celý manipulátor se skládá primárně ze dvou krokových motorů, které pohybují se sondou a dvou C-5E kontrolérů. Vzhledem ke komplikované manipulaci a vzhledem k hmotnosti manipulátoru byla sestavena pomocná konstrukce pro snadnější manipulaci s celým zařízením. Dále je k manipulátoru uchycen vstup pro zdroj napájení a kamery, které slouží k možnosti ověření radiální i axiální souřadnice sondy. Manipulátor je uchycen k tokamaku pomocí vakuově těsnící příruby konstruované společností Pfeiffer-Vacuum.

Finální podoba manipulátoru instalovaného do tokamaku je vyobrazena na obrázku 14 na následující straně. Na obrázku 15 je poté ukázán manipulátor před instalací do tokamaku.



Obrázek 14: Motorizovaný sondový manipulátor instalovaný na komoru tokamaku.



Obrázek 15: Motorizovaný sondový manipulátor před implementací do tokamaku.

Na manipulátoru se nachází:

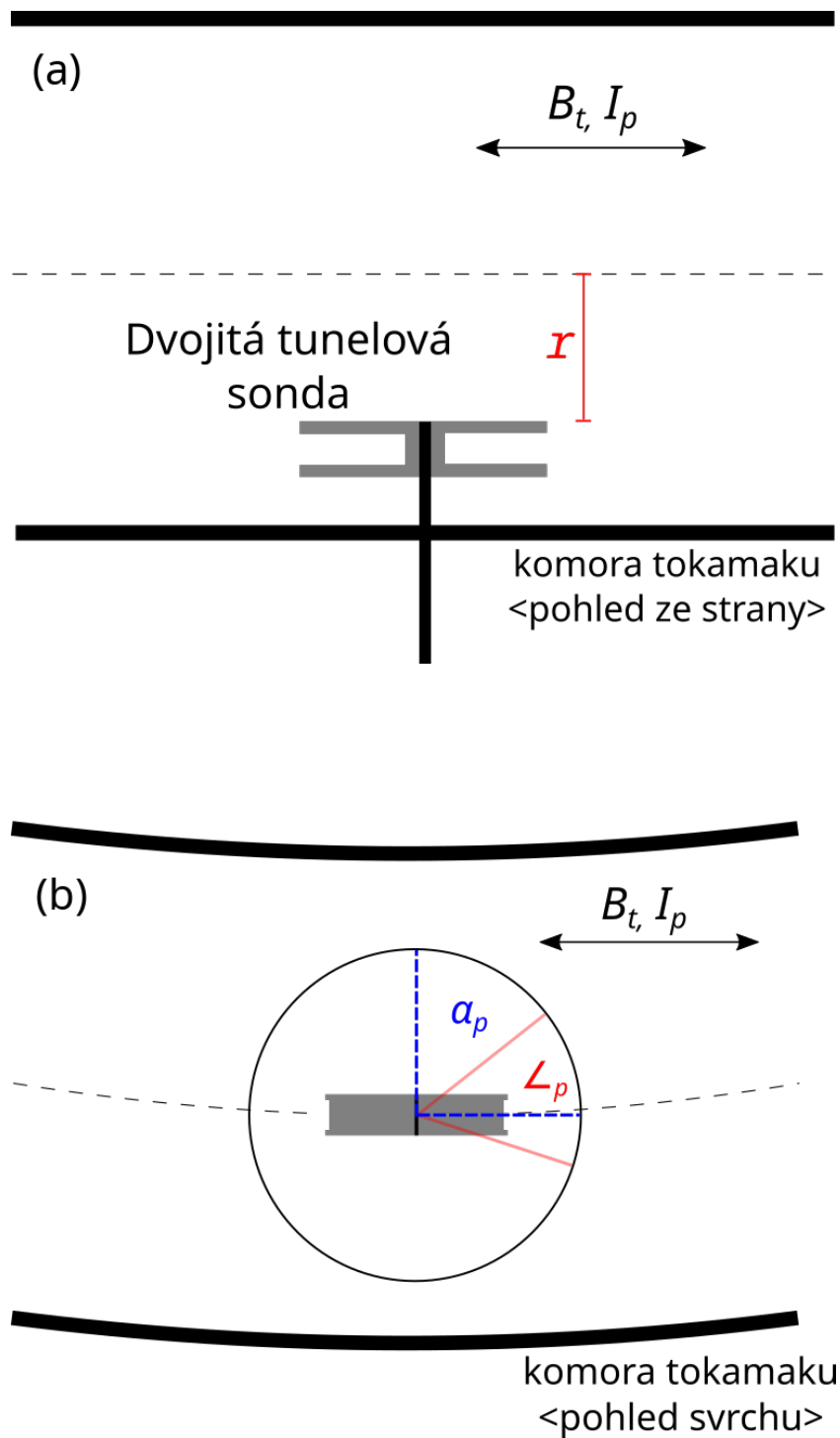
1. Vysouvací tyč pro umístění elektrické sondy
2. Krokový motor radiálního pohybu
3. Krokový motor axiálního pohybu
4. Jeden z C5-E kontrolérů motorků
5. Kamera snímající radiální pozici sondy

Motory, které pohybují se sondou, jsou krokové. Rotor krokového motoru se otáčí pomocí cívek rozmístěných po obvodu statoru. Napájením různých dvojic cívek na opačných stranách statoru, tzv. pólových dvojic, se vodivý rotor posouvá do magnetických klidových poloh (s nejmenší reluktancí). Rotor takto postupně rotuje a větší citlivosti rotace se dosahuje napájením dvou pólových dvojic zároveň. Námi využívané krokové motory mají 8 pólových dvojic, od každé dvojice jsou vyvedeny dva barevně odlišené kabely, které se zapojují do kontroléru. Krokový motor, pohybující se sondou v radiálním směru je zobrazen na obrázku 16:



Obrázek 16: Krokový motor zajišťující pohyb sondy v radiálním směru.

Manipulátor umožňuje pohybovat sondou směrem ke středu komory, tj. v radiálním směru a otáčet s ní okolo její osy, tj. v axiálním směru. Schéma těchto směrů je zobrazeno na obrázku 17:



Obrázek 17: Schéma pohybu sondy v (a) radiálním a (b) axiálním směru.

kde souřadnice  $r$  v obrázku (a) představuje radiální směr a  $\zeta_p$  v obrázku (b) axiální směr. Úhel  $\alpha_p$  je jak již bylo definováno úhel, který svírá normála sondy v pozici rovnoběžné s magnetickým polem vůči orientaci sondy (v tomto případě  $\alpha_p = 90^\circ$ ). Je nutné podotknout, že při úhlu sondy  $\zeta_p = 0^\circ$  není sonda orientována rovnoběžně s proudem plazmatu resp. magnetickým polem. Toto je neutrální pozice manipulátoru, kde při posunu o  $\pm 180^\circ$  nehrozí přetrhnutí či zamotání drátů vyvedených ze sondy. Určení orientace rovnoběžné s magnetickým polem je mj. předmětem druhé druhé poloviny praktické části práce.

V této kapitole je dále stručně popsán proces přípravy instalace manipulátoru do tokamaku. Manipulátor byl již před prací zkonstruován. Při mém zapojení se do zprovoznění manipulátoru byla již část práce odvedena. Motorčky byly zapojeny do kontrolérů a byla navázána základní komunikace mezi uživatelem a kontrolérem. Zároveň již byla sestavena podpůrná konstrukce pro snadnější manipulaci.

Pro zprovoznění manipulátoru bylo nutné podstoupit následující kroky:

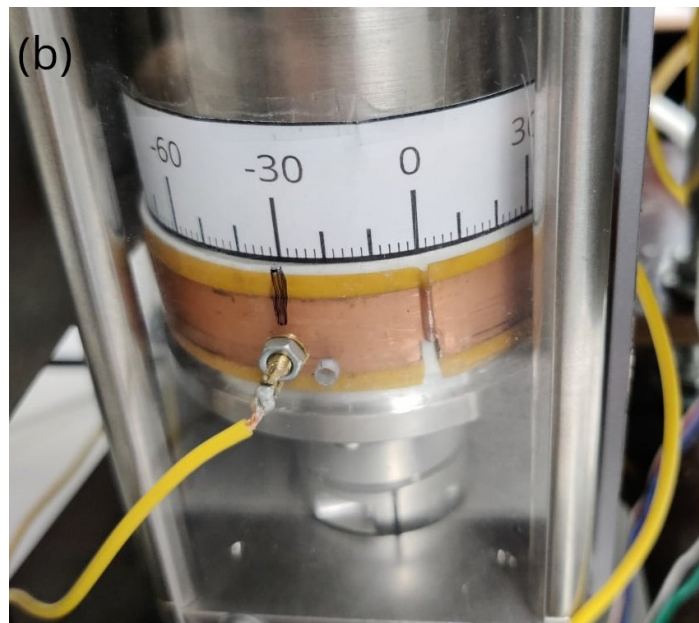
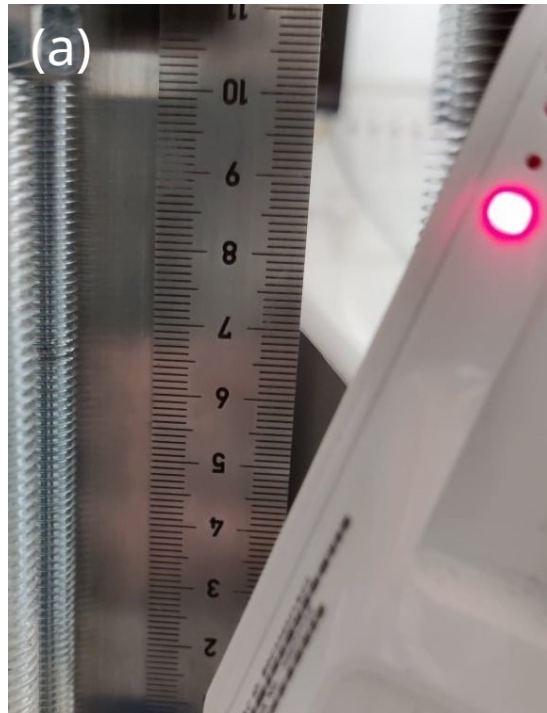
1. Propojit krokové motory s kontroléry
2. Vytvořit skript pro pohyb jak v axiálním, tak radiálním směru pohybu sondy pomocí adresáře objektů
3. Kalibrovat manipulátor v obou směrech pohybu
4. Upevnit na manipulátor kamery a měřítka pro monitorování pozice sondy

Skript pro komunikaci s manipulátorem byl sepsán ve spolupráci s konzultantem práce. Příklad skriptu komunikace s manipulátorem je představen v následující kapitole. Detaily manipulátoru zapojeného do tokamaku GOLEM jsou zachyceny na následujících obrázcích. Měřítka axiální a radiální souřadnice jsou snímána kamerami, které komunikují s webovým serverem pomocí Ethernetu. Do budoucna je plánováno využít neuronové sítě pro automatické rozpoznání polohy sondy pomocí kamer. Kamera snímající radiální souřadnici je ukázána na obrázku 18:



Obrázek 18: Kamera manipulátoru snímající radiální souřadnici sondy.

Měřítka obou souřadnic jsou vytvořena částečně improvizovaně. V případě axiální souřadnice je přes fixem sestrojenou risku dosaženo přesnosti přibližně  $\pm 2^\circ$ , což je dostačující. Měřítka jsou znázorněna na obrázku 19:



Obrázek 19: Měřítka (a) radiální a (b) axiální souřadnice sondy.

### Komunikace s manipulátorem

Komunikace s krokovými motory probíhá pomocí kontrolérů, se kterými je možno komunikovat pomocí Hypertext Transfer protokolu (HTTP). Prostředek komunikace je programovací jazyk Python. Využili jsme REpresentational State Transfer (REST) architektury rozhraní a tedy pomocí Pythonu jsou funkcemi GET a POST čteny a nastavovány hodnoty tzv. objektů. Každý objekt je charakterizován svým indexem, který je nutno zadat hexadecimálně, a případně subindexem. Pomocí indexu je určitým objektům možné



zadat hodnotu (zadávanou též hexadecimálně), která poté určí jeho chování. Objekty jsou v podstatě místa v paměti kontrolérů o různé velikosti (typicky 8-32 bitů) a jejich nastavením je možno např. ovlivnit chování motorku jako je rychlost rotace či posunu, maximální možný proud protékající motorkem, případně je možné přečíst aktuální stav motorku apod.

Níže je představený jednoduchý příklad komunikace s kontrolérem pomocí objektů. Využíváme knihovny jménem `requests`, která zprostředkovává komunikaci s webovým serverem. V následujícím úryvku skriptu je pro ilustrační účely krokovému motoru pro posun v axiální směru zadán maximální možný proud protékající motorkem pomocí POST metody a zjištěna polarita rotace pohybu motorku pomocí GET metody:

```
import requests as rq
import time

def post(index, subindex, value):
    rq.post(f'http://192.168.2.32/od/{index}/{subindex}',
           data=f'{value}',

           time.sleep(0.001)

def get(index, subindex, show):
    output =
    rq.get(f'http://192.168.2.32/od/{index}/{subindex}').text

    if(show == True):
        print(f'object:{index}:{subindex}—————')
        print('hexdec: '+ str(output))
        print('decimal: ' + str(int(output[1:-1],16)))
        print('binary: '+ str(bin(int(output[1:-1], 16))[2:]))
    time.sleep(0.001)

    return output

post("2031", "00", "000003E8")
get('607E', '00', True)
```

Ve skriptu jsou nejprve načteny knihovny `requests` a `time`. Knihovna `time` slouží k implementování prodlevy do skriptu. Dále jsou definovány funkce `get` a `post`. Webová adresa `http://192.168.2.32/od/{index}/{subindex}` je adresa kontroléru motorku axiálního pohybu. Na místo `{index}` a `{subindex}` jsou pomocí definovaných funkcí dosazeny požadované hodnoty. Funkce `post` obsahuje vstupní parametr `value`, který určuje hodnotu, kterou chceme objektu nastavit a funkce `get` obsahuje boolean parametr `show`, který určuje, zda chceme hodnotu určitého objektu pouze načíst nebo načít a vypsat. Do funkcí jsou přidány prodlevy kompilace 1 ms.

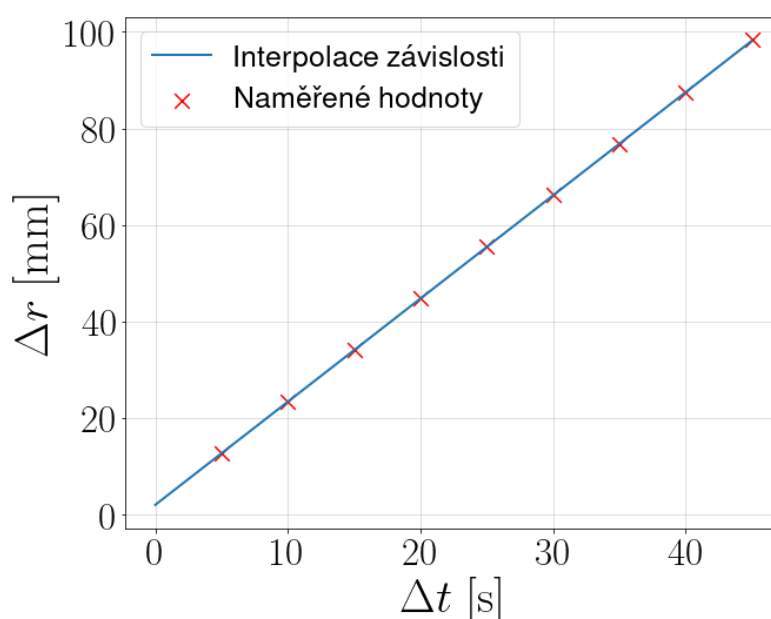
Poslední dva řádky volají funkce `post` a `get`. Objekt s indexem  $2031_h$  koresponduje s objektem, který určuje maximální možný proud  $I$  [mA] procházející motorkem. Je mu zadána hodnota  $3E8_h = 1000_{10}$  mA. Hodnota zabírá místo 8 bitů a je tedy nutno ji zadat v uvedené formě. Tento příkaz je např. využit v iniciační funkci axiálního motorku. Poslední řádek poté pomocí funkce `get` vypíše hodnotu objektu  $607E_h$ , která určuje polaritu rotace motorku.

## Kalibrace manipulátoru

Vzhledem k tomu, že je nejpraktičtější manipulátoru zadat pouze údaj o požadované pozici sondy, je nutné kalibrovat pohyb krokových motorů tak, aby za přijatelnou dobu urazil požadovanou vzdálenost. Byla proto provedena kalibrace jak v radiálním, tak axiálním směru pohybu.

### A. Kalibrace v radiálním směru

Nejprve byla provedena kalibrace v radiálním směru, tedy po souřadnici  $r$ . Manipulátoru byla nejdříve zadána přijatelná rychlost posunu sondy, kterou jsme determinovali na základě optimálního poměru mezi přesností posunu a doby posunu (s tím, že bychom měli být schopni pohodlně posunout se sondou min. o 10 mm mezi jednotlivými výboji). Za této rychlosti jsme postupně manipulátoru zadali dobu posunu 5 sekund až 50 sekund a zaznamenávali jsme, o jakou vzdálenost se sonda posunula. Podle této lineární závislosti vzdálenosti posunu na době posunu byla vykreslena křivka, na základě které manipulátor resp. vytvořený skript vyhodnotí dobu posunu na základě zadané požadované souřadnice  $r$  sondy. Vykreslená křivka je zobrazena na obrázku 20:



Obrázek 20: Graf interpolace kalibrační křivky radiálního směru pohybu motorizovaného manipulátoru.

Pro determinování změny souřadnice  $r$  na základě změny času je podle interpolace kalibrační křivky stanovena následující lineární závislost:

$$\Delta r = 2,137 * \Delta t + 2,072 \quad (16)$$

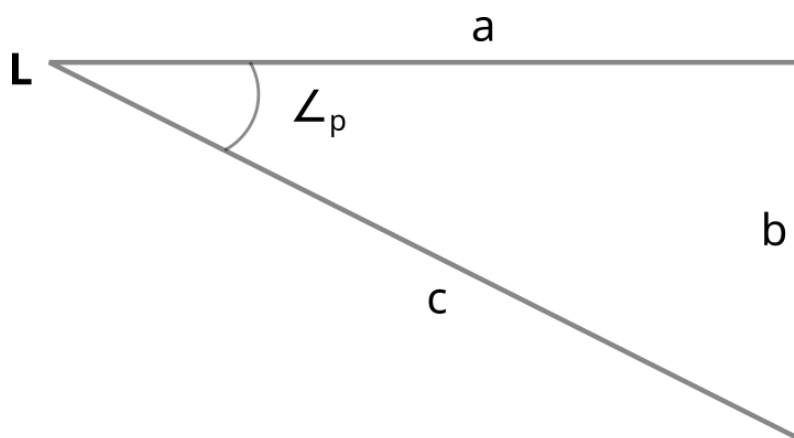
Kde považujeme jednotky totožné obrázku 20. Pro vzdálenosti menší než 5 mm musela být kalibrace provedena separátně, protože zmíněná rychlost zde neposkytuje dostatečnou přesnost a závislost zde nebyla lineární (převážně kvůli nekontrolovatelnému zachvění v rozsahu několika stupňů po iniciaci pohybu). Finální pohyb sondy se řídí oběma konstruovanými křivkami.

## B. Kalibrace v axiálním směru

Manipulátor je schopen sondou pohybovat jak v radiálním, tak axiálním směru. Kalibrace axiálního směru představovala větší problém než ta v radiálním směru, vzhledem k tomu, že se nedá pouze změřit velikost rozdílu vzdálenosti posunu sondy před manipulací a po manipulaci.

Krokovému motoru je opět možné zadat orientaci (polaritu), dobu a rychlost pohybu (resp. rotace), ne však přímo úhel rotace. Proto je nutné manipulátor kalibrovat i v axiálním směru, resp. souřadnici  $\angle_p$ . Cílem je nyní zkonstruovat křivku závislosti doby rotace na uraženém úhlu.

Pro kalibraci na dostatečně nízký počet stupňů jsme využili laserového dálkoměru a Kosinové věty. V principu se kalibrace provedla následovně; laserový dálkoměr byl upevněn k manipulátoru na místo, kde by ústila sonda do komory tokamaku a namířen přibližně kolmo na dostatečně vzdálenou zeď (vzhledem k povaze kalibrace rozdíl chyby kolmosti je relativně tak malý, že je zanedbatelný). V našem případě jsme pracovali s délkou operační místnosti tokamaku GOLEM, tj. přibližně s maximem 7–8 m. Schéma kalibrace pohledem ze shora vypadá následovně:



Obrázek 21: Schématické zobrazení uspořádání axiální kalibrace pohybu motorizovaného manipulátoru.

kde bod **L** představuje ústí laserového dálkoměru, souřadnice resp. vzdálenost **a** představuje vzdálenost mezi **L** a laserovým bodem na protější stěně před rotací, **b** představuje vzdálenost uraženou laserovým ukazatelem, **c** představuje vzdálenost mezi **L** a laserovým bodem na protější stěně po rotaci a  $\angle_p$  představuje úhel rotace. Cílem

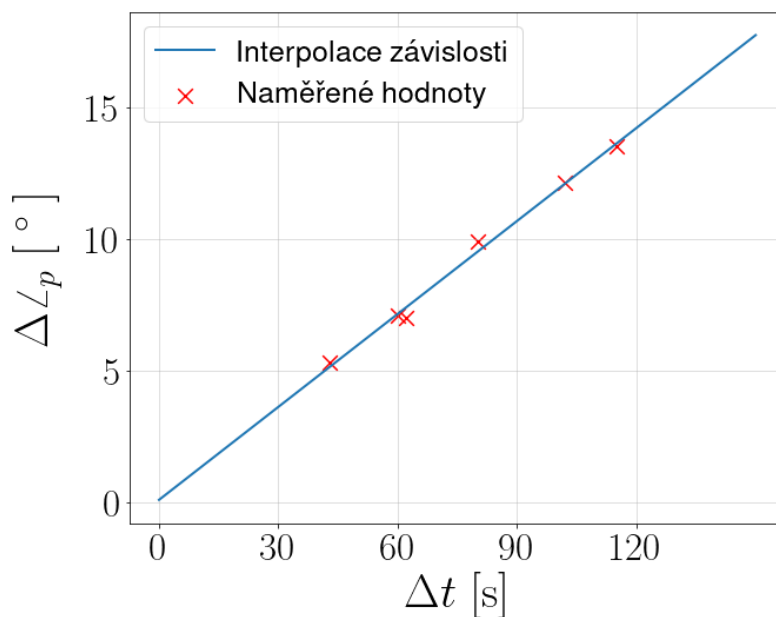
kalibrace je zjistit, za jakou dobu za dané rychlosti provede manipulátor rotaci o  $5^\circ$  nebo  $10^\circ$  (je velice nepravděpodobné, že by se prováděla měření s pohybem o méně stupňů). Nejprve je potřeba vyjádřit si vztah mezi úhlem  $\angle_p$  a vzdálenostmi  $a$ ,  $b$ ,  $c$ . Pro vyjádření využijeme Kosinové věty:

$$b^2 = a^2 + c^2 - 2ac * \cos(\angle_p)$$

Po vyjádření úhlu  $\angle_p$  ze vztahu získáme:

$$\angle_p = \arccos\left(\frac{a^2 + c^2 - b^2}{2ac}\right) \quad (17)$$

Pomocí laserového dálkoměru a metru jsme schopní změřit vzdálenosti  $a$ ,  $b$ ,  $c$  a z uvedeného vztahu vypočítat úhel  $\angle_p$ . Krokovému motoru jsme za konstantní rychlosti rotace zadali čas rotace  $\Delta t$  znázorněný na obrázku 22 a vypočetli úhel rotace. Pro závislost  $\Delta\angle_p$  na  $\Delta t$  byla provedena interpolace a získaný vztah sloužil pro kalibraci. Výsledný skript pro pohyb manipulátoru přijímá jediný parametr, požadovaný úhel sondy, a pomocí vztahu adekvátně rotuje sondou. Kalibrační křivka je znázorněna na obrázku 22:



Obrázek 22: Graf interpolace kalibrační křivky axiálního směru pohybu motorizovaného manipulátoru.

Pro determinování změny souřadnice  $\Delta\angle_p$  na základě změny času je podle interpolace kalibrační křivky stanovena následující lineární závislost:

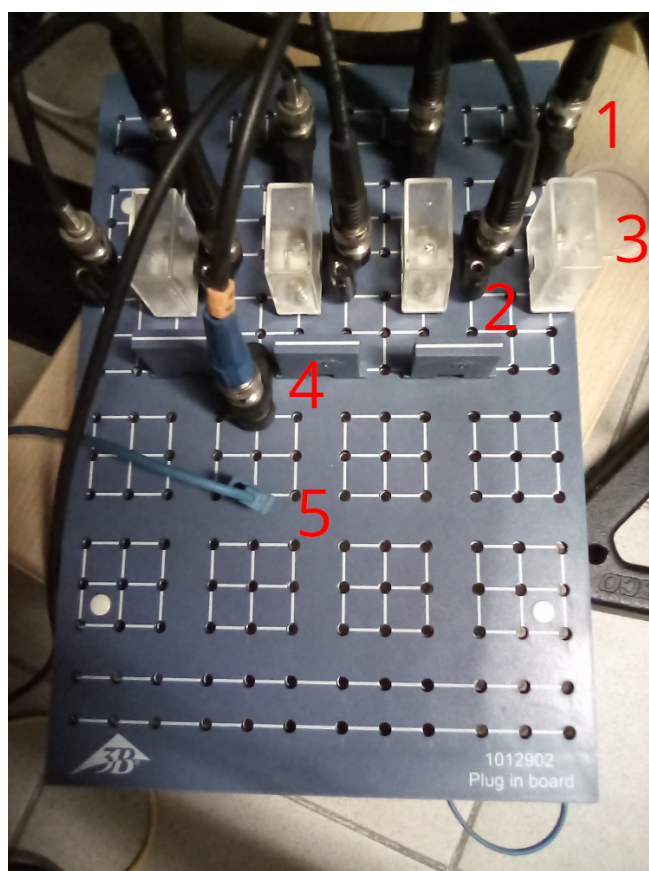
$$\Delta\angle_p = 0,117 * \Delta t + 0,103 \quad (18)$$

## 3.2 Experimentální měření s dvojitou tunelovou sondou

Pro získání experimentálních dat byly provedeny 2 primární série výbojů. K měření byla využita dvojitá tunelová sonda v kombinaci s motorizovaným manipulátorem, jehož funkčnost byla v rámci sérií otestována. V této kapitole jsou stručně popsány testovací série nutné pro provedení primárních sérií a nutné přípravy pro primární měření. Dále je prezentováno, jakým způsobem byla nasbírána a zpracována data z primárních měření. Experimentální výsledky měření, jejich interpretaci a případné využití je prezentováno na konci této kapitoly. Všechny provedené výboje jsem zadal tokamaku GOLEM z jeho operační místnosti. Pro analýzu nasbíraných dat jsem vytvořil skript v programovacím jazyku Python, kterého ukázka je připojena k práci v příloze.

### Experimentální uspořádání

V rámci všech experimentálních sérií výbojů byla dvojitá tunelová sonda zapojena do čtyřkanálového osciloskopu a připojena ke zdroji vysokého záporného napětí. Zdroj napětí je sestaven firmou KEPCO a osciloskop firmou Tektronix, Inc. Každá z elektrod je nabíjena na identické napětí  $U = -105$  V pro měření iontového nasyceného proudu přes odpor  $R = 100$   $\Omega$ . Zemnění sondy je vyvedeno na komoru tokamaku, která spojena se zemí. Na následujícím obrázku 23 je znázorněno reálné zapojení sondy:

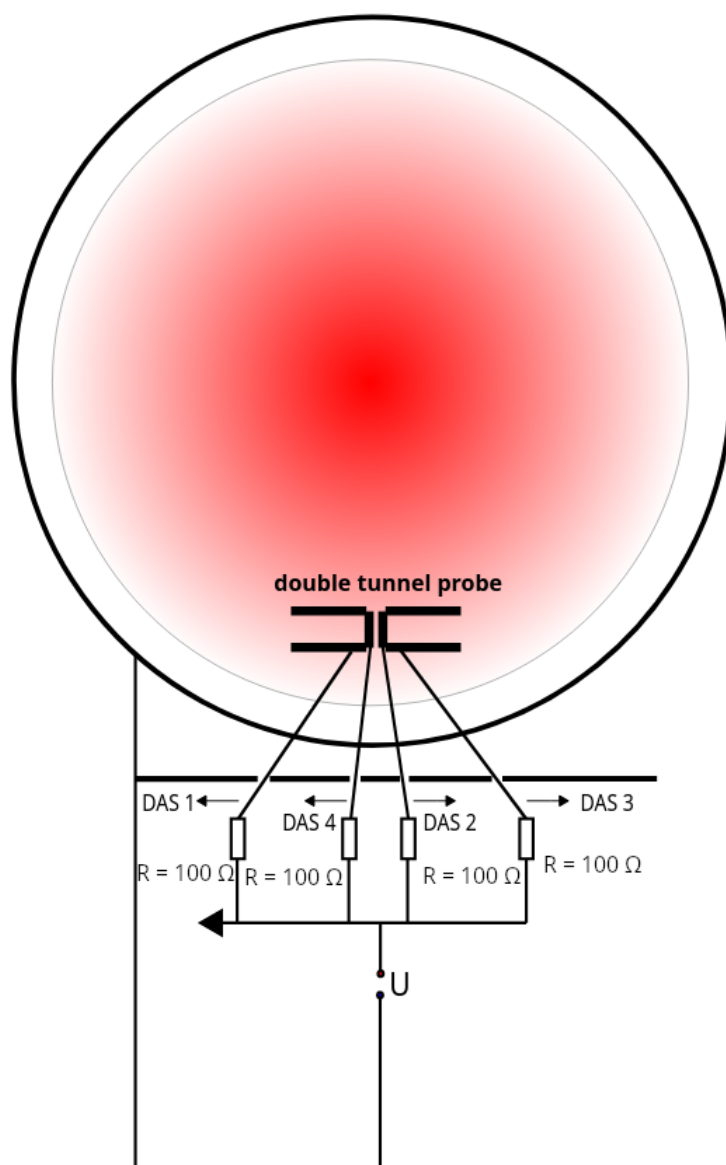


Obrázek 23: Reálně zapojení obvodu dvojité tunelové sondy.

kde jednotlivá čísla stojí pro:

1. Signál z elektrody sondy
2. Vyvedení signálu do osciloskopu
3. Odpor  $R = 100 \Omega$
4. Přivedení napětí  $U = -105 \text{ V}$
5. Uzemnění sondy

Na obrázku 24 je dále to samé zapojení zobrazeno schématicky:



Obrázek 24: Schématické zobrazení obvodu dvojitě tunelové sondy.

kde DAS stojí pro “Data Acquisition System”, což je v našem případě osciloskop. Toto uspořádání bylo využito jak pro testovací série výbojů, tak primární série výbojů. Data z osciloskopu jsou ukládána do direktoráře ve formátu .csv na adresu [http://golem.fjfi.cvut.cz/shots/38062/Diagnostics/TunnelProbe/DAS\\_raw\\_data\\_dir/TektrMSO64\\_ALL.csv](http://golem.fjfi.cvut.cz/shots/38062/Diagnostics/TunnelProbe/DAS_raw_data_dir/TektrMSO64_ALL.csv). Data jsou zaznamenávána pouze pro výboje, při kterých je aktivní dvojitá tunelová sonda.

## Testovací série výbojů

Celkem bylo provedeno 5 sérií měření, z nichž poslední 2 série sloužily ke sběru dat pro dosažení stanovených cílů a 3 předchozí série sloužily jako série testovací. Výboje z primárních dvou sérií měření jsou výboje #37806 - #37848 a #38057 - #38082. V rámci každé série je nutné provést několik výbojů pro ověření výbojového režimu a několik výbojů pro zkontrolování sběru dat. Při primárních měřeních je poté nutné věnovat několik výbojů hledání optimálního režimu výbojů. Proto série výbojů nekorespondují pouze výboji věnovanými specifickému měření.

Výboje první testovací série jsou #37555 - #37573. V této chvíli je manipulátor již osazen dvojitou tunelovou sondou a je upevněn na komoru tokamaku. Manipulátor byl v rámci této série otestován, odchylky reálné pozice od pozice požadované byly zanedbatelné, bylo tedy možné konstatovat, že první test kalibrace a zprovoznění manipulátoru byl úspěšný. Cílem měření bylo v rámci série zkontrolovat, zda všechny elektrody sondy sbírají správný signál. Všechny elektrody vyjma backplate 2 sbíraly signál, z čehož plyne, že je sonda jako celek je funkční. Při každé z testovacích sériích elektroda backplate 2 neměřila správný signál. Tato elektroda tedy nebyla v rámci těchto sérií využita.

Při druhé testovací sérii výbojů jsme jednu z elektrod sondy - backplate 1 - zapojili ke zdroji napětí a osciloskopu viz obrázek 24 přes odpor  $22 \Omega$ . V rámci výbojů #37712 - #37718 jsme postupně snižovali napětí přikládání na sondu z  $U_p = -10 \text{ V}$  až po  $U_p = -100 \text{ V}$  s intervalem napětí mezi výboji  $\Delta U_p = 10 \text{ V}$ . Bylo ověřeno, že podle teorie proud na sondě  $I_p^+$  nejdříve postupně stoupá a dále se v jednu chvíli stane saturovaným (saturace však nebyla zřetelná, kvůli měření pouze na elektrodě backplate).

V rámci třetí testovací série byly provedeny výboje #37806 - #37848. Byl úspěšně proveden identický test jako při 2. testovací sérii, nicméně tentokrát se všemi třemi funkčními elektrodami. Dále bylo provedeno první testovací měření úhlových závislostí. Sesbíraná data vypadala podle očekávání, měla však nulovou vypovídající hodnotu kvůli špatné reprodukovatelnosti výbojů. Proces provedení úhlového profilu je podrobně diskutován v kapitolách primárních sérií měření.



## Primární série výbojů

Pro experimentální série měření stanovujeme 2 hlavní cíle:

- Analyzovat závislost iontového saturevaného proudu  $I_{sat}^+$  na úhlu mezi normálou dvojité tunelové sondy a magnetickým polem  $\alpha_p$  a porovnat závislost s měřeními jiných prací; v procesu determinovat orientaci sondy v komoře tokamaku
- Vykreslit časový vývoj paralelní a kolmé složky Machova čísla na magnetické pole  $M_{\parallel}$  a  $M_{\perp}$ ; porovnat 2 metody měření Machova čísla a otestovat tím modely výpočtů prací na toto téma

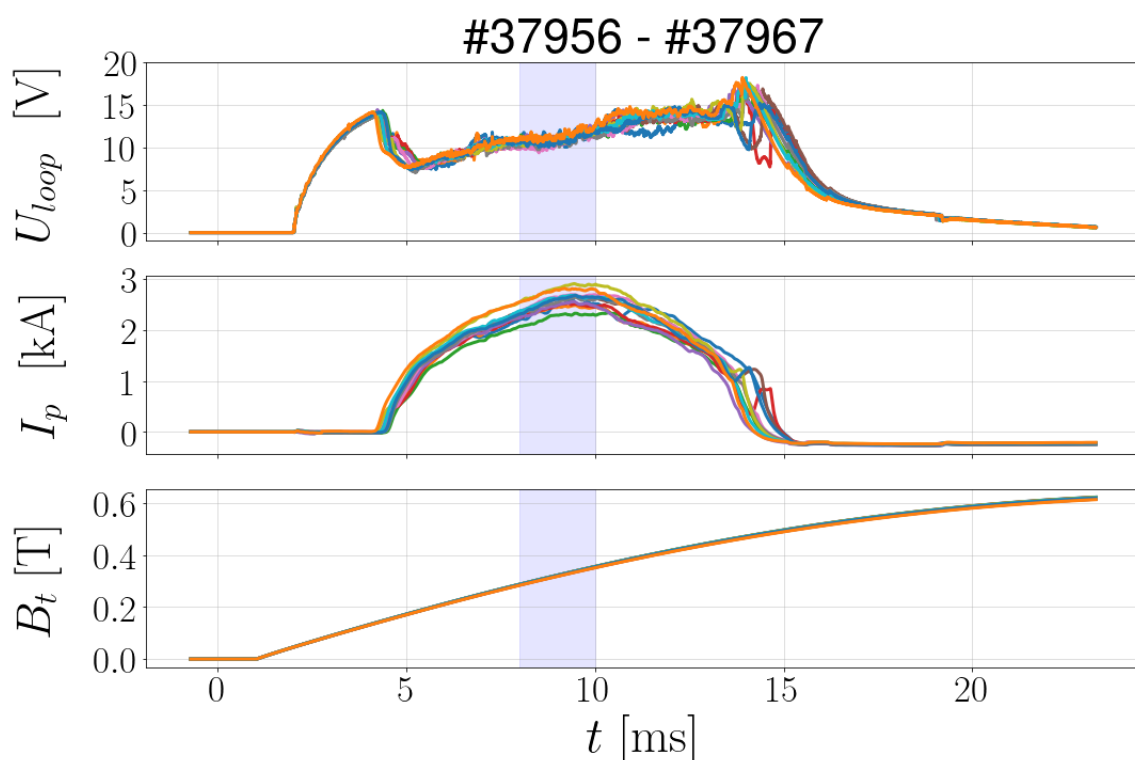
Jednotlivé cíle a postupy jsou diskutovány v následujících kapitolách. Napsané skripty, které provádějí práci s naměřenými daty nastíněnou v následujících kapitolách, byly vytvořeny pomocí programovacího jazyku Python a jsou připojeny k práci v její příloze.

### 1. série výbojů

V rámci první primární série výbojů byly provedeny výboje #37946 - #37967. Před sérií výbojů jsme zjistili, že příčinou nefunkčnosti elektrody backplate 2 při testovacích sériích byla špatná orientace jedné ze součástí obvodu a součástku jsme obrátili. Komora byla před sérií měření vypečena a vydoutnána pro zajištění optimální reprodukovatelnosti. Výboje #37947 - #37954 sloužily k nalezení optimálního režimu a zapojení stabilizace. Stabilizace plazmatu zvyšuje délku výboje a je zajištěna externími cívkami. Pro zajištění úspěšné stabilizace byl proveden vakuový výboj #37952. Při vakuovém výboji není komora napuštěna pracovním plynem. Využitý výbojový režim vypadal následovně:

- $U_{bt} = 1200$  V
- $U_{cd} = 550$  V
- Předionizace: zapnuta
- Pracovní plyn:  $H_2$
- $p = 10$  mPa
- $U_p = -105$  V

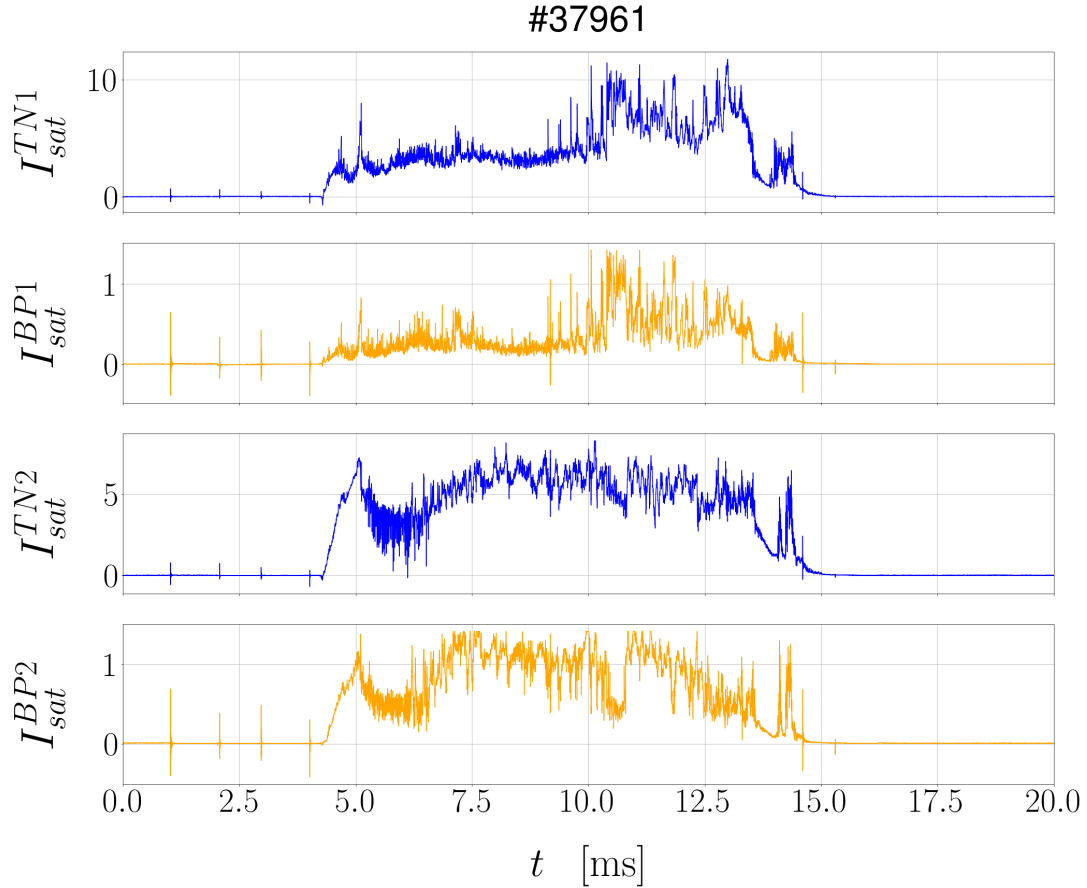
kde  $U_{bt}$  je napětí na kondenzátorech, které se vybijí do cívek zajišťujících toroidální magnetické toroidální pole,  $U_{cd}$  je napětí na kondenzátorech, které se vybijí do centrálního solenoidu zajišťující proud indukovaný v plazmatu a  $U_p$  je napětí přikládáno na sondu. Tento výbojový režim v kombinaci se stabilizací plazmatu zajistil vysokou kvalitu výbojů. Délka každého z výbojů byla přibližně  $\Delta t_p \approx 10$  ms. Tento čas je v porovnání s ostatními délkami výbojů v momentální době na tokamaku GOLEM mírně nadprůměrný. Stejně tak byla zajištěna vysoká reprodukovatelnost výbojů. Makroskopické parametry výbojů #37956 - #37967, při kterých se událo samotné měření, jsou znázorněny na obrázku 25:



Obrázek 25: Makroskopické parametry plazmatu 1. primární série výbojů.

Z grafu v tomto případě plyne, že reprodukovatelnost výbojů byla dostatečná. Při volbě časového intervalu, ve kterém jsou počítány jednotlivé veličiny, je důležité, aby nedocházelo k velkým změnám makroskopických parametrů plazmatu - zvláště pak proudu. Z toho důvodu se ukazuje ideální analyzovat sondová data převážně na intervalu  $t \approx [8; 10]$  ms, kde je proud plazmatem přibližně konstantní. Tato oblast se nazývá kvazistacionární fáze (anglicky “flattop”). Na větších zařízeních bývá kvazistacionární fáze dosaženo během celého výboje díky zpětnovazebnému řízení proudu. Na tokamaku GOLEM ale není indukování napětí v komoře řízeno. Z toho důvodu pozorujeme pro tokamak GOLEM typický průběh s pozvolným nárůstem a poklesem proudu.

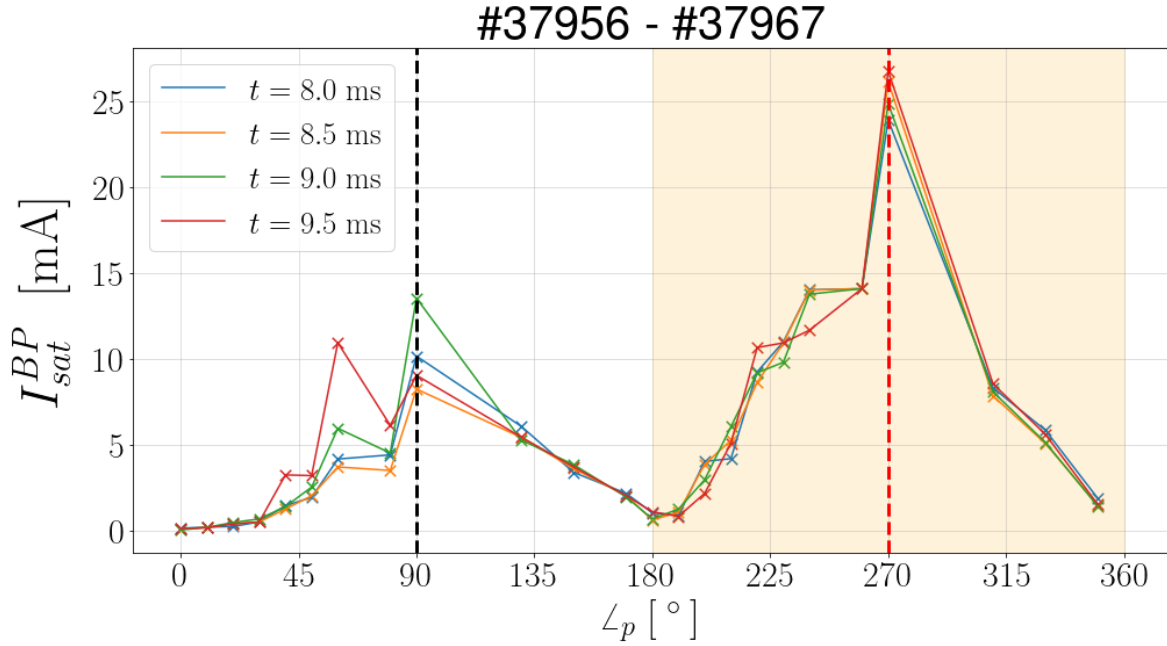
V rámci výbojů #37956 - #37967 byla proměřena úhlová závislost  $180^\circ$  s krokem převážně  $10^\circ$ . Při těchto výbojích byly na osciloskop zapojeny všechny 4 elektrody sondy. Na obrázku 26 je zobrazené, jak vypadá signál na sondě zaznamenaný osciloskopem v průběhu jednoho výboje. Proud na každé z elektrod je měřen přes odpor  $R = 100 \Omega$ :



Obrázek 26: Ilustrační signál na každé z elektrod výboje #37961 z 1. primární série výbojů.

Jelikož nebylo při instalaci sondy do tokamaku možné ověřit její orientaci vůči magnetickému poli, je nezbytné pro dosažení stanoveného cíle 1 nejprve provést kalibraci. Provést kalibraci v tomto případě znamená naleznout úhel, ve kterém je sonda orientována ve směru magnetického pole. Na základě kalibrace a velikosti signálu proudů bude možné určit orientaci sondy vůči směru rotace plazmatu.

K určení zmiňovaného úhlu, kdy je sonda orientována rovnoběžně s magnetickým polem, je možné využít jednoduché geometrické úvahy, podle které velikost proudu měřeného elektrodou backplate koresponduje s úhlem sondy vůči magnetickému poli. Pokud je sonda orientována rovnoběžně s magnetickým polem, tedy  $\alpha_p = \{90^\circ; 270^\circ\}$ , není backplate stíněn tělem sondy. Pokud se úhel zvyšuje, je stínění výraznější a měřený proud se snižuje. Závislost sestrojujeme s iontovým saturovaným proudem  $I_{sat}^{BP}$  měřeným elektrodou backplate, protože je zde stínění proudu výraznější než na elektrodě tunel. Pro správnou interpretaci výsledků je nezbytné provést analýzu v časovém intervalu, kdy je reprodukovatelnost dostatečná a makroskopické parametry plazmatu se nemění, tedy při kvazistacionární fázi plazmatu. Podle obrázku 25 se v tomto případě jedná o čas  $t \approx [8; 10]$  ms. Pro tento čas pro každý z výbojů vyjádříme  $I_{sat}^{BP}$  a ten závislosti na úhlu daného výboje vizualizujeme. Osciloskop za každý výboj naměří 60000 vzorků napětí na sondě, což odpovídá vzorkovací frekvenci 2,5 MHz. My izolujeme ty vzorky, které korespondují s daným časovým intervalem a z nich provedeme aritmetický průměr, abychom mohli vyjádřit  $I_{sat}^{BP}$ . Sestrojený úhlový profil je zobrazen na obrázku 27:



Obrázek 27: Úhlový profil  $I_{sat}^{BP}$  1. primární série výbojů.

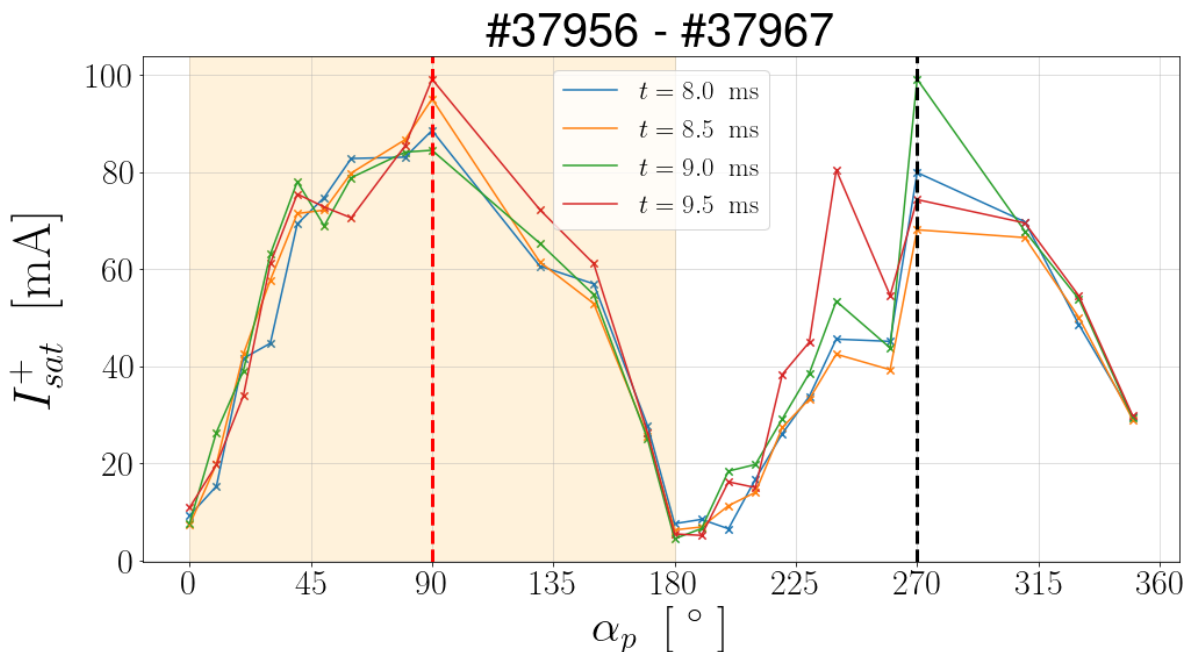
Vzhledem k tomu, že byla v rámci měření sonda otočena pouze o  $180^\circ$  bylo nutné zkombinovat signál z obou backplate elektrod pro sestavení úhlového profilu o  $360^\circ$ . Bezbarvá část grafu představuje  $I_{sat}^+$  naměřený na backplate 1 a oranžově vyznačená část grafu představuje signál na backplate 2. Tento přístup vnáší do úhlového profilu nejistotu, která spočívá v možných rozdílech elektrod backplate 1 a 2 (což by mohlo způsobit, že jeden backplate by naměřil jinou hodnotu  $I_{sat}^+$  při stejném výboji a stejné orientaci backplate než druhý). Tato nejistota byla eliminována testovacími sériemi, při kterých jsme si ověřili, že možné rozdíly mezi elektrodami backplate jsou minimální a zanedbatelné.

Z grafu můžeme vyvodit, že orientace sondy, při které na backplate dopadá nejvyšší  $I_{sat}^{BP}$ , resp. kdy je sonda orientovaná rovnoběžně s magnetickým polem, je orientace v úhlu sondy  $270^\circ$  resp.  $90^\circ$  (jedná se o totožnou orientaci, ale rozdílný backplate). Jak je z grafu patrné, v oblasti okolo úhlu  $270^\circ$  nebylo provedeno dostatečně mnoho měření a nemůžeme konstatovat, že se sonda nachází v paralelní pozici s magnetickým polem přesně v úhlu  $270^\circ$ . Tedy úhel  $\alpha_p = 90^\circ$  koresponduje přibližně s úhlem sondy  $270^\circ$ :

$$\angle_p = 270 \pm 20^\circ \Leftrightarrow \alpha_p = 90^\circ \quad (19)$$

Podle obrázku 3 článku [47] zobrazující závislost toku částic na elektrodu backplate je  $I_{sat}^+$  maximální v oblasti  $\pm 5^\circ$  od paralelní orientace maximální, proto je zde pro kalibraci jistá tolerance. Výsledek bude nicméně potvrzen a případně zpřesněn v rámci druhé série. Též můžeme determinovat, že v úhlu  $\alpha_p = 90^\circ$  je  $I_{sat}^+$  vyšší než při  $\alpha_p = 270^\circ$  a tedy rotace plazmatu směřuje k backplate 2 a od backplate 1. Nyní, když známe orientaci sondy, můžeme zkonstruovat grafy zobrazující závislost celkového iontového nasyceného proudu na úhlu mezi sondou a magnetickým polem. Nyní v úhlovém profilu budeme zaznamenávat celkový  $I_{sat}^+$  daný součtem proudů měřených elektrodami tunel a backplate.

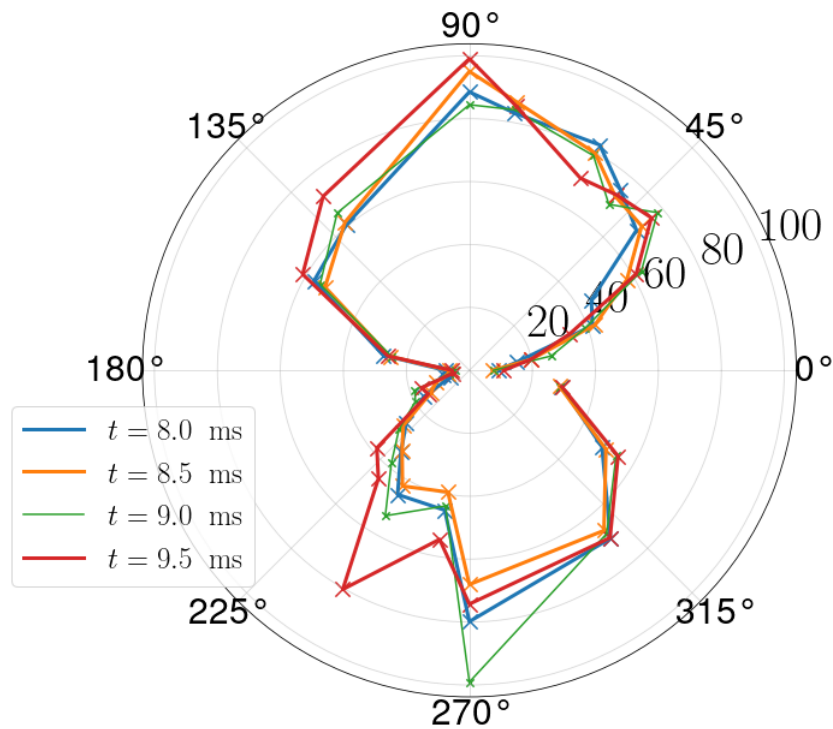
Pro sestavení úhlové závislosti využijeme stejného postupu jako při determinování orientace sondy. Časový interval zůstává totožný, veličina figurující v závislosti  $I_{sat}^+$  je ale podle 9 součtem signálu na elektrodě tunel a backplate. Úhlový profil  $I_{sat}^+$  v závislosti na  $\alpha_p$  pro výboje #37956 - #37967 a indikované časové intervaly je znázorněn na obrázku 28:



Obrázek 28: Úhlový profil  $I_{sat}^+$  1. primární série výbojů.

V grafu je oranžově vyznačena část závislosti, kde signál sbíraly elektrody backplate 1 a tunel 1 (posun přesně o  $180^\circ$  oranžové části resp. signálu z elektrod backplate 1 a tunel 1 oproti grafu 27 je pouze náhodou). Hodnoty  $\alpha_p$  jsou vyhodnoceny na základě předchozího úhlového profilu, tzn. na základě vztahu 20 a časové intervaly korespondují s kvazistacionární fází plazmatu podle obrázku 25. Z obrázku 28 je patrné, že  $I_{sat}^+$  je maximální v orientaci sondy rovnoběžné s magnetickým polem  $\alpha_p = 90^\circ$ . Tento poznatek je potvrzen výsledky obdobného měření zobrazenými na obrázku 5, 6 článku [48] a též obrázkem 5 článku [49]. Můžeme si též všimnout, že v této orientaci je hodnota signálu vyšší než na druhé straně sondy. Vzhledem k tomu, že plazma v komoře rotuje tento poznatek je smysluplný. Nakonec si můžeme povšimnout, že i při orientaci sondy kolmé na rotaci plazmatu zaznamenáváme nenulový  $I_{sat}^+$ , což koresponduje s obrázky 5, 6 článku [48]. Pokud nyní pro lepší přehlednost zobrazíme tuto úhlovou závislost v polárních souřadnicích, získáme graf zobrazený na obrázku 29:

#37956 - #37967



Obrázek 29: Úhlový profil  $I_{sat}^+$  1. primární série měření v polárních souřadnicích.

kde jednotkou souřadnice  $r$  je mA. Charakteristický tvar křivky koresponduje s analogickou křivkou znázorněnou v práci [50] na obrázku 16. Kapitola, ve které se tento obrázek pojednává o relativně unikátní tzv. Gundestrup sondě. V této práci bylo nejprve plánováno využít této sondy, nicméně kombinace dvojité tunelové sondy a motorizovaného manipulátor umožňuje provádět měření analogické těm s Gundestrup sondou, potenciálně s lepším rozlišením signálu. Můžeme dále pozorovat, že křivka v úhlu  $\alpha_p = 0^\circ$  a  $\alpha_p = 180^\circ$  není spojitá. To je způsobeno tím, že hodnoty  $I_{sat}^+$  v těchto bodech byly naměřeny při prvním a posledním výboji série, které nejsou identické, jelikož se kvalita výbojů během provádění experimentu postupně zlepšuje vlivem čištění komory plazmatem při výbojích.

Vzhledem k nedostačujícímu rozlišení v měřeném úhlu není optimální z této série vyvozovat výsledky o výpočtech Machova čísla. Machovu číslu se podrobně věnuje 2. primární série výbojů.

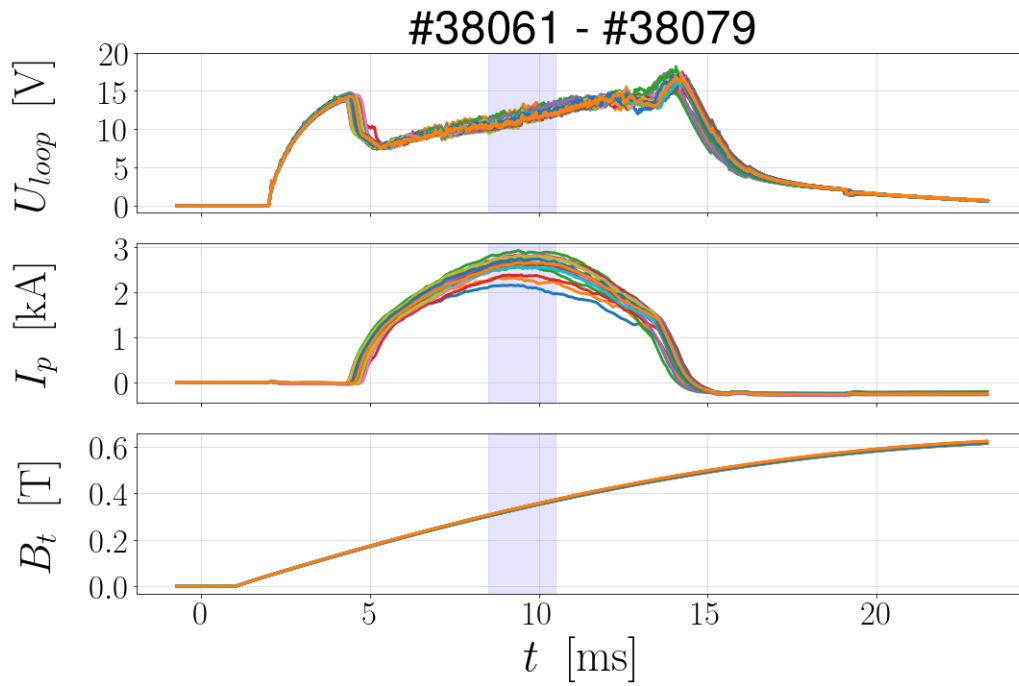
## 2. série výbojů

V rámci druhé primární výbojové série byly provedeny výboje #38055 - #38082. Cíle stanovené na začátku kapitoly platí i pro tuto sérii výbojů, každopádně na základě výsledků 1. primární série byl kladen důraz na učinění dostatečného množství výbojů pro přesné determinování orientace sondy a pro možnosti učinění výpočtů Machova čísla. Nejdříve byly provedeny výboje #38055 - #38060 jakožto test sběru dat a výbojového režimu a navození stabilizace plazmatu. Výboj #38057 byl vakuový a sloužil jakožto referenční pro stabilizaci a pro determinování míry parazitního signálu. Využitý výbojový režim vypadal následovně:

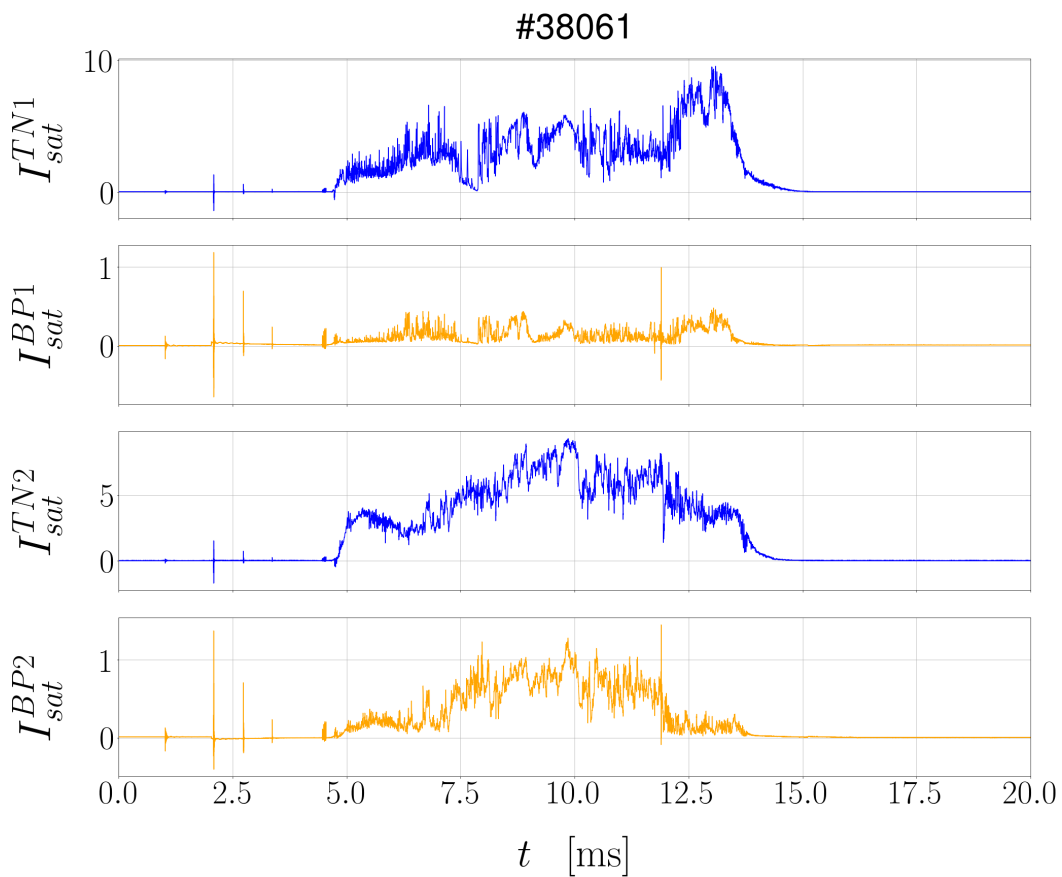
- $U_{bt} = 1200 \text{ V}$
- $U_{cd} = 550 \text{ V}$
- Předionizace: zapnuta
- Pracovní plyn:  $\text{H}_2$
- $p = 10 \text{ mPa}$
- $U_p = -105 \text{ V}$

Výbojový režim v kombinaci se stabilizací plazmatu opět zajistil vysokou reprodukovatelnost a délku výbojů. V rámci této série byla sonda opět otočena o  $180^\circ$  s minimálním krokem  $10^\circ$ . V oblasti těchto úhlů se na základě prvního primárního měření sonda nachází v orientaci rovnoběžné s magnetickým polem. Toto měření proběhlo v rámci výbojů #38061 - #38082. Pro tyto výboje jsou zobrazeny makroskopické parametry plazmatu na obrázku na následující straně na obrázku 30.

Reprodukovatelnost výbojů je srovnatelná s reprodukovatelností předchozí série a je dostatečná. Kvazistacionární fázi v tomto případě registrujeme na přibližně 8,5 ms až 10,5 ms. primární série. Proud snímaný elektrodami byl opět měřený přes odpor  $R = 100 \Omega$ . Ilustrační signál na každé z elektrod pro výboj #38061 je znázorněn na obrázku 31 na následující straně.



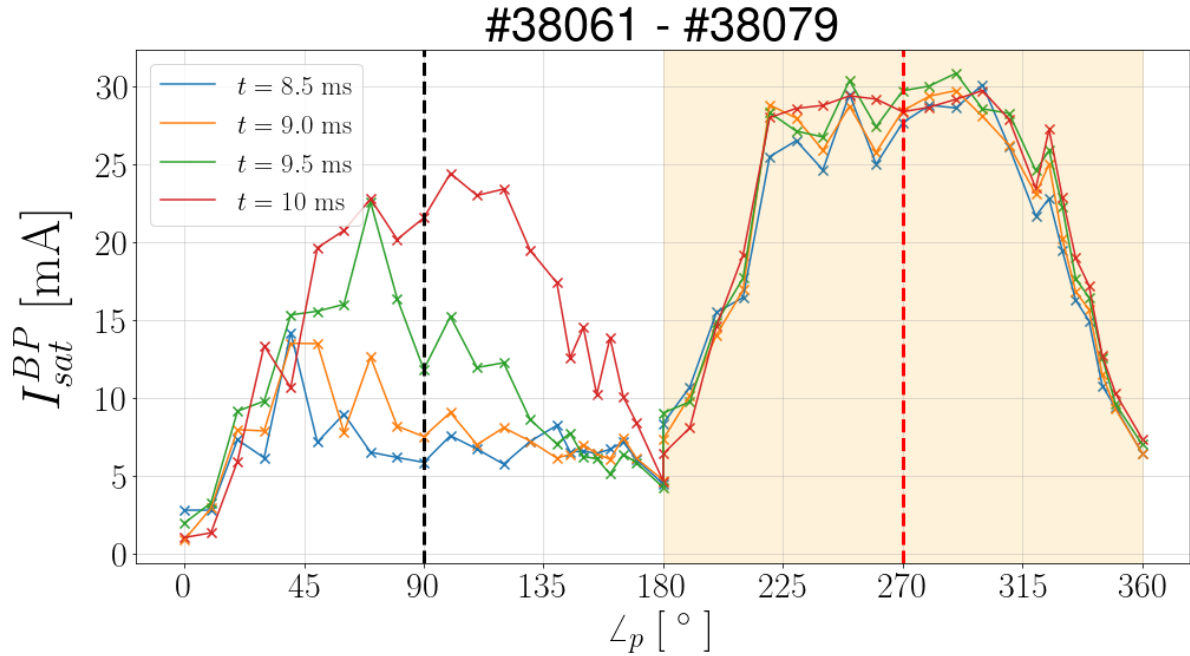
Obrázek 30: Makroskopické parametry plazmatu 2. primární série výbojů.



Obrázek 31: Ilustrační signál na každé z elektrod výboje #37961 ze 2. primární série výbojů.



Obdobně jako v případě 1. primární série jsou nejdříve analyzovány úhlové profily  $I_{sat}^{BP}$  a  $I_{sat}^+$ . Úhlový profil  $I_{sat}^{BP}$  slouží k ověření výsledků z první série a jejich zpřesnění a jeho provedení proběhlo stejným způsobem jako při první primární sérii měření. Úhlový profil je znázorněn na obrázku 32:

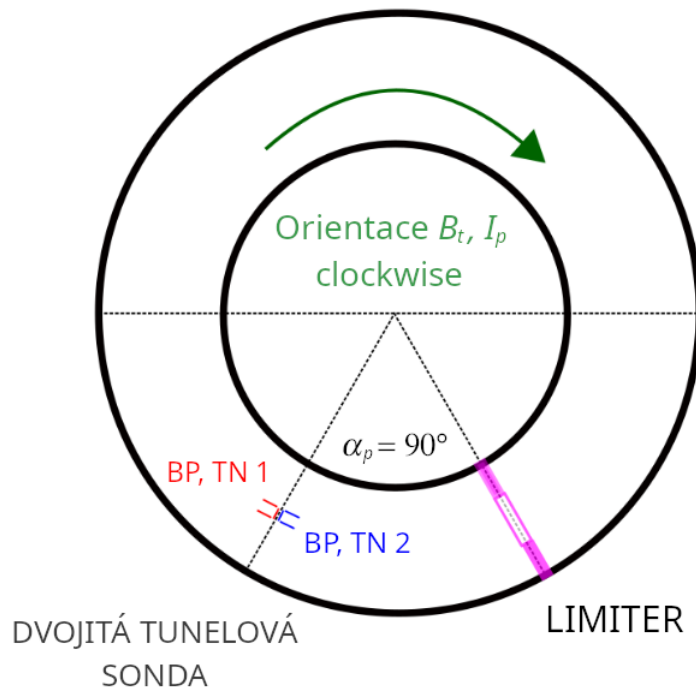


Obrázek 32: Úhlový profil  $I_{sat}^{BP}$  2. primární série výbojů.

Na první pohled je patrné, že vývoj  $I_{sat}^{BP}$  není totožný s jeho vývojem z předchozí série. Z obrázku 27 bychom mohli nabýt chybného dojmu, že  $I_{sat}^{BP}$  má vysokou hodnotu pouze v orientaci sondy rovnoběžné s magnetickým polem. Nicméně obrázek 32 odhaluje, že  $I_{sat}^{BP}$  má přibližně konstantní maximální hodnotu na určitém intervalu úhlu sondy. Geometrická úvaha toto potvrzuje, protože elektroda backplate není kompletně stíněna v úhlu, který se mírně liší od  $\alpha_p = 90^\circ$ . Vzhledem k tomu, že v 2. primární výbojové sérii bylo provedeno více výbojů s lepší reprodukovatelností než v té 1. je smysluplné, že tento výsledek je více vypovídající, což je také potvrzeno ve článku [47]. Orientace  $\alpha_p = 90^\circ$  je tedy podle geometrické úvahy střední hodnotou intervalu úhlů sondy, kde je hodnota  $I_{sat}^{bp}$  maximální. V tomto případě se jedná o interval  $\angle_p \in [220^\circ; 310^\circ]$  se střední hodnotou  $\angle_p = 265^\circ$ . Pro tuto hodnotu nebyl proveden výboj, zaokrouhlíme tedy na  $\angle_p \doteq 270^\circ$ . Dostáváme aktualizovaný vztah 20:

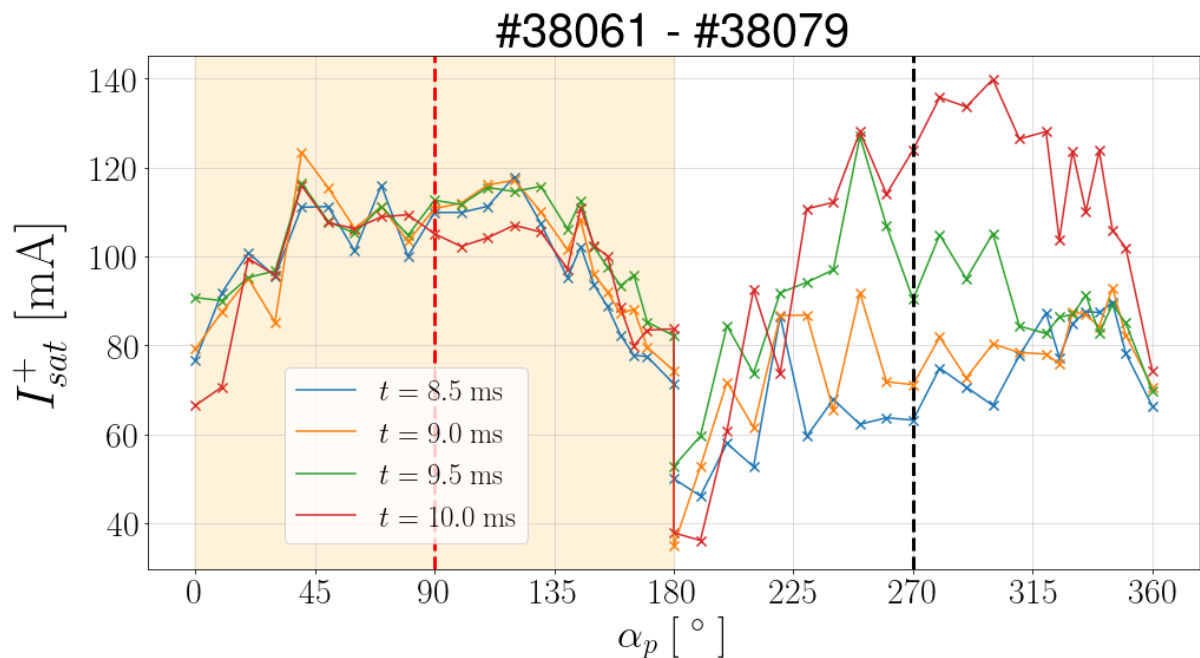
$$\angle_p = 270 \pm 10^\circ \Leftrightarrow \alpha_p = 90^\circ \quad (20)$$

Po kalibraci je tedy dvojitá tunelová sonda orientovaná při  $\alpha_p = 90^\circ$  následujícím způsobem:



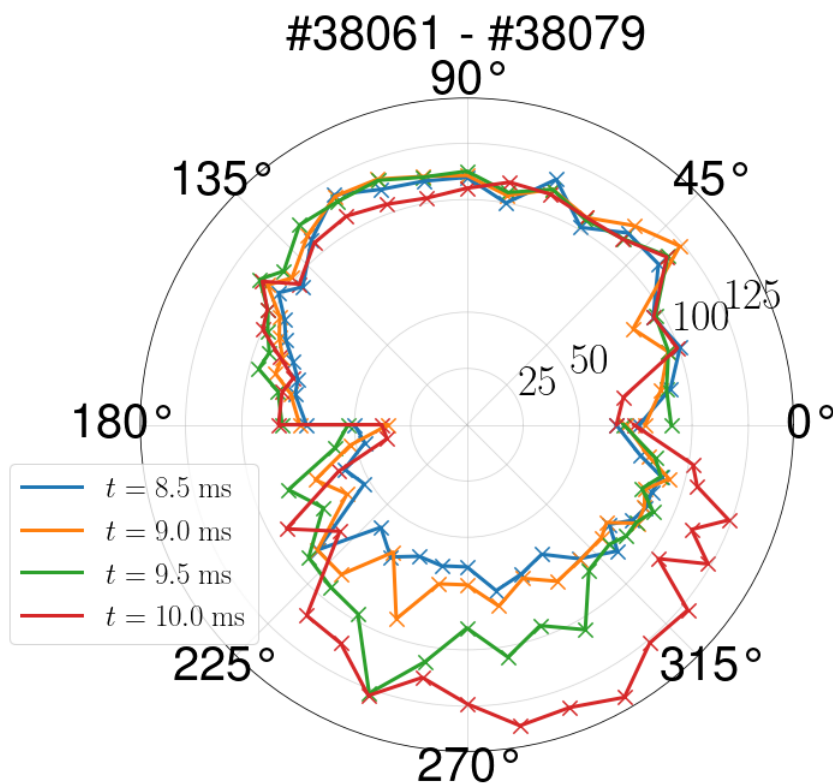
Obrázek 33: Orientace dvojité tunelové sondy při úhlu  $\alpha_p = 90^\circ$  v komoře tokamaku.

Berme zde ohled na fakt, že index  $p$  přiřazený proudu značí “plazma” a přiřazený úhlu značí “probe”. Nyní jsme schopni vykreslit úhlovou závislost  $I_{sat}^+$  přesněji než při 1. sérii výbojů. Pro tuto sérii je úhlový profil znázorněn na obrázku 34:



Obrázek 34: Úhlový profil  $I_{sat}^+$  2. primární série výbojů.

Oproti první sérii je patrné vyšší prostorové rozlišení při měření. Graf opět potvrzuje maximální  $I_{sat}^+$  při orientaci  $\alpha_p = 90^\circ$  na stejné straně orientované proti rotaci plazmatu. Dále v tomto případě registrujeme vyšší proud při orientaci kolmé k plazmatu a vyšší proud obecně. To může znamenat, že během této výbojové série byly iontové toky v radiálním směru významnější oproti té první. Pokud opět pro přehlednější zobrazení profilu vykreslíme polární graf závislosti, můžeme si všimnout, že rozdíl mezi hodnotou  $I_{sat}^+$  v úhlu  $\alpha = \{0^\circ; 180^\circ\}$  je výraznější:



Obrázek 35: Signál  $I_{sat}^+$  2. primární série výbojů v polárních souřadnicích.

kde jednotkou souřadnice  $r$  je mA. Tento jev je s největší pravděpodobností způsoben větším množstvím provedených výbojů než při první výbojové sérii, případně horším vyčištěním komory. Kvůli většímu a dostatečnému množství provedených výbojů je tentokrát možné provést analýzu výsledků výpočtů Machova čísla. Pro výpočet pomocí obou metod využijeme postupu prezentovaného na konci kapitoly **2.7 Sondové měření okrajového plazmatu**. Vzhledem k turbulencím, tzv. driftům částic a plazmatických struktur, chaotickému chování plazmatu v oblasti komory s otevřenými magnetickými siločárami apod. je Machovo číslo velice variabilní v relativně malém časovém intervalu.  $I_{sat}^+$  figurující ve výpočtech je v tomto případě počítán z intervalu 8,5 ms až 10,5 ms, tedy z kvazistacionární fáze plazmatu. Pro výpočet pomocí první metody je nejprve nutné vyjádřit paralelní složku Machova čísla  $M_{||}$  při orientaci  $\alpha_p = 90^\circ$ . Nicméně po vizualizaci časové závislosti  $M_{||}$  zobrazené grafem 36 si můžeme všimnout, že  $M_{||}$  má široký rozptyl hodnot při kvazistacionární fázi plazmatu. Průměrováním přes celý časový úsek bychom zavedli do výpočtů velkou míru nejistoty, proto vyjádříme  $M_{||}$  pro časový interval  $t_1 = [8, 5; 9, 5]$  ms, kdy je jeho hodnota v rámci možností konstantní a pro interval  $t_2 = [10; 10, 5]$  ms, kde má jeho hodnota ve kvazistacionární fázi minimum. Hodnotu

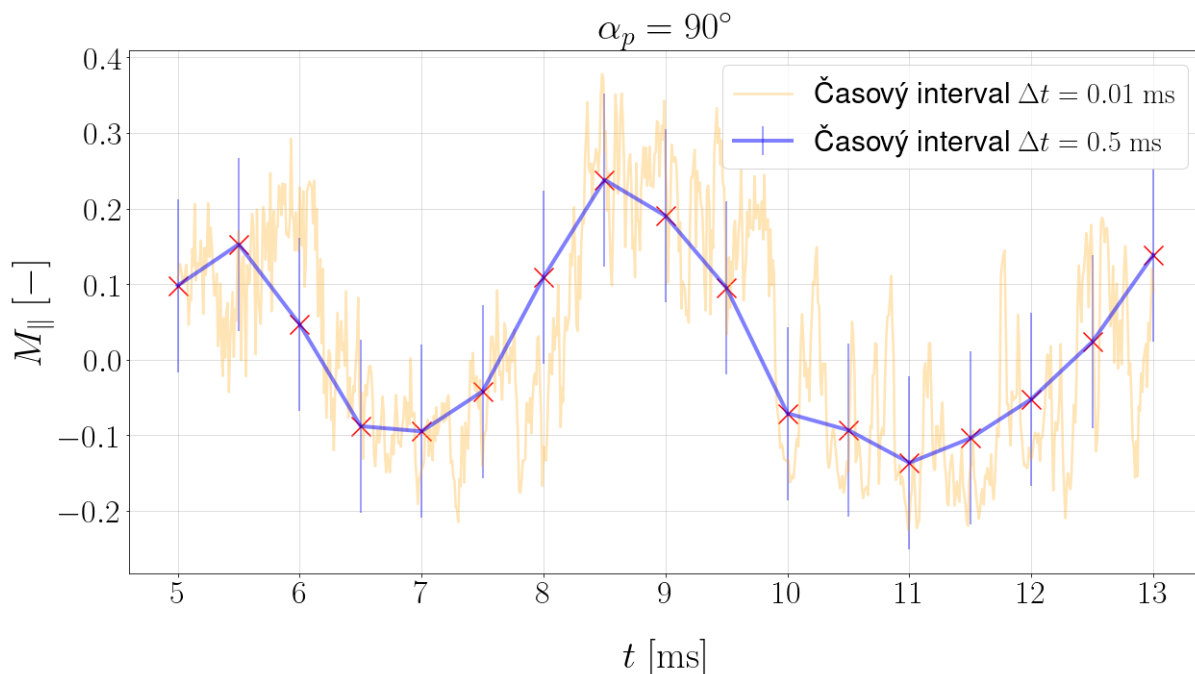
$M_{\parallel}$  vypočteme podle vztahu 13. Získáme tedy nejprve hodnotu pro časový interval 1 s přibližně konstantní a maximální hodnotou:

$$M_{\parallel} = 0,18 \pm 0,05 \quad (21)$$

Rychlost rotace plazmatu má zde hodnotu 0,18 iontozvukové rychlosti. Dále pro časový interval 2 s minimální hodnotou v rámci kvazistacionární fáze získáme:

$$M_{\parallel} = -0,08 \pm 0,01 \quad (22)$$

Rychlost rotace plazmatu má zde hodnotu -0,082 iontozvukové rychlosti. Hodnoty  $M_{\parallel}$  figurující ve vztahu byly průměrované a nejistota výsledku byla determinována jakožto standardní odchylka  $M_{\parallel}$  na daných intervalech. Determinovat nejistotu konstanty  $K$  zde není možné vzhledem k tomu, že je převzata z jiného článku. Podívejme se nyní podrobněji na časový vývoj  $M_{\parallel}$  v průběhu výboje s orientací sondy rovnoběžnou s magnetickými siločárami. Tato závislost nám může prozradit, jak se v průběhu výboje mění rychlost rotace plazmatu ve směru magnetických siločár a můžeme zároveň ilustrovat chaotickou povahu plazmatu.  $M_{\parallel}$  analyzujeme po intervalech 0,5 ms v době, kdy se v komoře vyskytovalo plazma (kterou determinujeme na základě makroskopických parametrů plazmatu na obrázku 30). Časový vývoj  $M_{\parallel}$  v průběhu výboje s orientací  $\alpha_p = 90^\circ$  je znázorněn na obrázku 36:

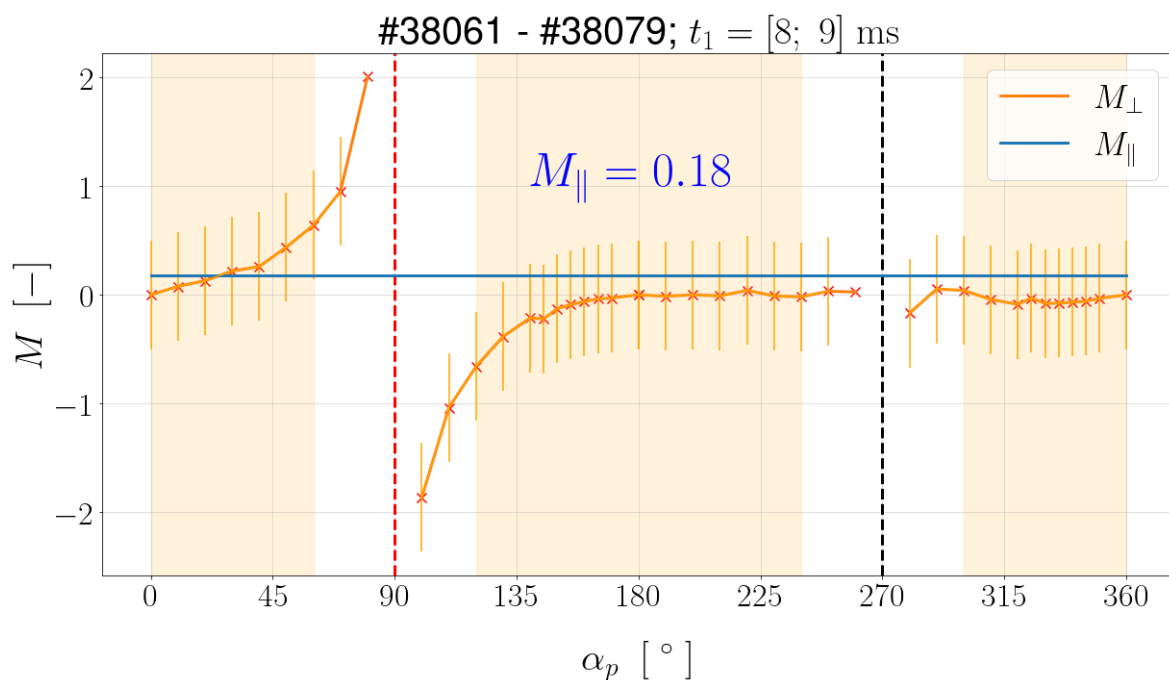


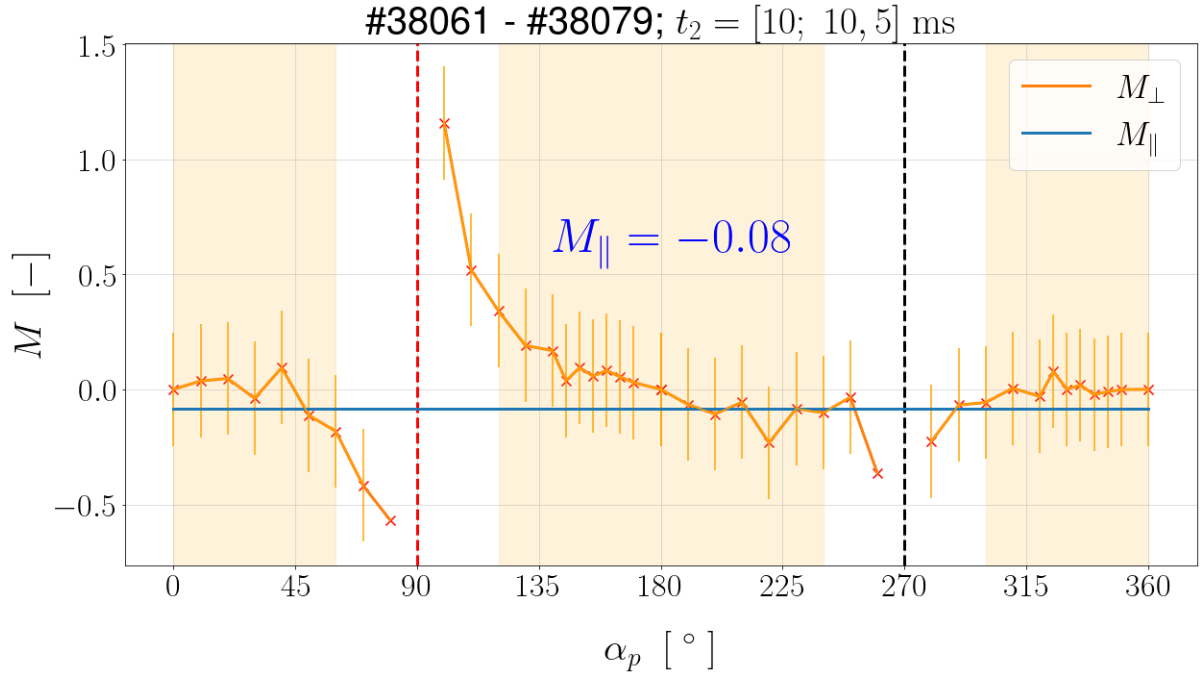
Obrázek 36: Časová závislost  $M_{\parallel}$  při orientaci sondy  $\alpha_p = 90^\circ$ .

Vykreslení této závislosti přináší nečekané poznatky. Pozorujme nejprve modře vykreslenou časovou závislost  $M_{\parallel}$  s časovým intervalem mezi hodnotami 0,5 ms. Na první pohled

je patrné, že rotace plazmatu zde v  $t \approx \{7; 8, 5; 11\}$  ms mění směr. Vzhledem k tomu, že magnetické pole a proud plazmatem jsou po celou dobu orientovány ve stejném směru, tento jev se zdá být v rozporu s teorií. Zajímavá je zde i naznačená periodicita hodnoty, nabízí se zde provést více výbojů s touto orientací sondy, případně sondou hnout v radiálním směru, a tento vývoj analyzovat blíže. Nicméně tento jev, otočení rotace plazmatu v průběhu výboje, můžeme pozorovat též např. ve zprávě o výsledcích tokamaku GOLEM pro 43. ročník European Physical Society Conference on Plasma Physics [51] na obrázku 6. Je v plánu jako součást tradiční prezentace tokamaku GOLEM na EPS konferenci v roce 2022 tuto práci představit. Změna zde není tak výrazná jako v našem případě, nicméně změna orientace rotace plazmatu podle všeho není obvyklý jevem na jiných tokamacích než tokamak GOLEM. Tato observace nicméně nutně neznamená, že rotace změnila orientaci všude v komoře tokamaku. Je možné, že se jednalo pouze o určitou plazmatickou strukturu. Je zajímavé si též povšimnout, že plazma v určitých chvílích rotuje velmi pomalu a v jiných zase velice rychle. Pokud se zaměříme na oranžově vykreslenou závislost stejného charakteru s časovým intervalem 0,01 ms odhaluje chaotickou povahu plazmatu. Je zde vidět relativně vysoká variace rychlosti rotace plazmatu na velmi malých časových úsecích způsobená pravděpodobně převážně turbulencí.

Paralelní složka nám v libovolném úhlu  $\alpha_p$  udává rychlost rotace plazmatu ve směru rovnoběžném s magnetickými siločárami. V tomto případě je sonda orientována takovým způsobem, že je složka  $M_{\perp}$  kompletně stíněna tělem sondy. Nyní se musíme dopustit silné aproximace  $M_{\parallel} = \text{konst.}$ , abychom byli schopni dopočítat kolmou složku Machova čísla  $M_{\perp}$ .  $M_{\parallel}$  je vyjádřeno ve vztahu 14, ze kterého jsme nyní schopni jej vypočítat pro úhel, kde  $\alpha_p$  nediverguje, což je přibližně interval  $\alpha_p \in [0^{\circ}; 60^{\circ}] \cup [120^{\circ}; 240^{\circ}] \cup [300^{\circ}; 360^{\circ}]$ . V rámci přehlednosti je pro obě determinované hodnoty  $M_{\parallel}$  vykreslen separátní graf. Úhlové profily obou složek Machova čísla pro první i druhý stanovený časový interval kvazistacionární fáze vypočteny pomocí první metody, jsou znázorněny na obrázku 37:





Obrázek 37: Úhlový profil Machova čísla vypočtený pomocí první metody pro oba časové intervaly kvazistacionární fáze.

Standardní odchylka je značená vertikálními chybovými úsečkami. Na první pohled je patrné, že první z grafů vykazuje stabilnější chování Machova čísla. V ideálním a nerealistickém případě by Machovo číslo po celé úhlové závislosti zůstalo konstantní, protože rychlost rotace plazmatu by se nijak neměnila. Vzhledem k tomu, že jednotlivé výboje se od sebe částečně liší a kvůli chaotickému chování plazmatu zmíněnému výše není možné tento jev vždy pozorovat. V případě prvního grafu se tedy ukazuje, že širší časový interval se pozitivně odrazuje i na výsledné hodnotě  $M$ . Na obou z grafů je patrné, že hodnoty  $M_{\perp}$  v oblasti, kde  $\alpha_p$  diverguje nemají vypovídající hodnotu. Intervaly úhlu  $\alpha_p$ , ve kterých vyhodnocujeme hodnoty Machova čísla jako platné jsou znázorněny oranžově. Hodnota  $M_{\perp}$  se obecně pohybuje okolo nuly. Toto není překvapivé, jelikož plazma rotuje převážně ve směru toroidálním, nicméně kvůli transportu plazmatických struktur a kvůli faktu, že na tokamaku GOLEM se plazmatický sloupec obecně v průběhu výboje pohybuje směrem ke stěně a nahoru komory, by se dala případně očekávat i hodnota  $M_{\perp}$  vyšší. Validitu naměřené závislosti posoudíme podle výsledků výpočtů pomocí druhé metody. Nakonec je opět nutné opět podotknout, že je metoda zatížena silnou aproximací  $M_{\parallel} = \text{konst.}$

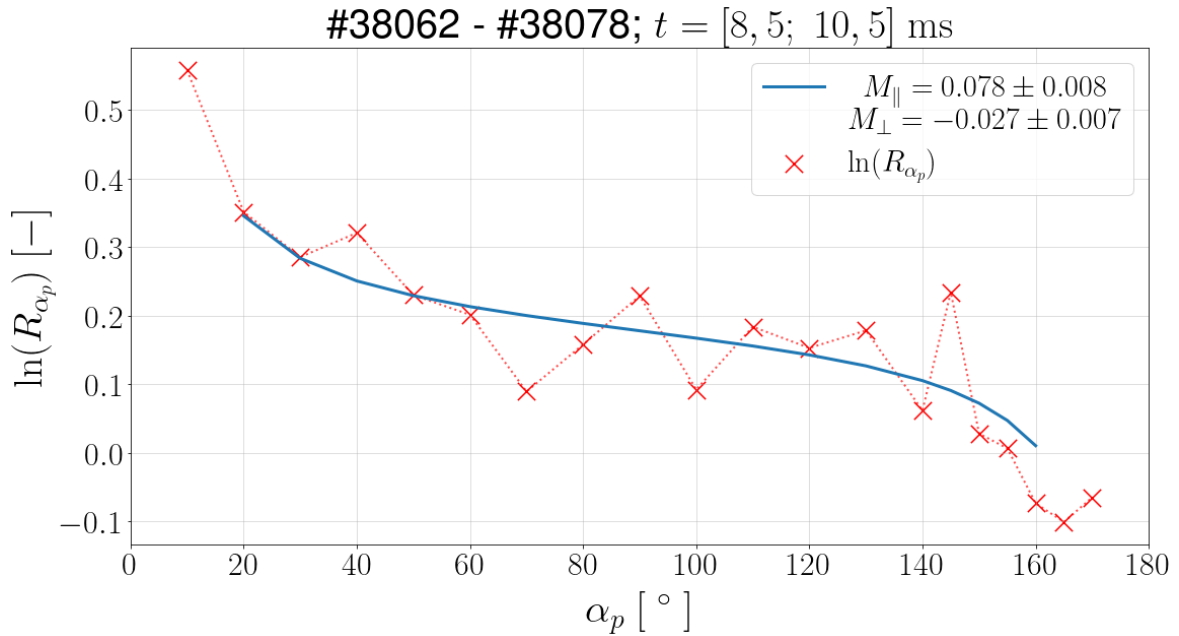
Pro výpočet kolmé složky Machova čísla  $M_{\perp}$  využijeme data pouze z časového intervalu, kde se  $M$  zdá být konstantní, tj.  $\alpha_p = [0^\circ; 60^\circ] \cup [120^\circ; 240^\circ] \cup [300^\circ; 360^\circ]$  ms. Na tomto intervalu provedeme aritmetický průměr všech hodnot  $M_{\perp}$  a získané hodnotě přisuzujeme standardní odchylku determinovanou pouze pro tyto hodnoty. Pomocí první metody výpočtu Machova čísla dostáváme výsledek obou jeho složek pro první časový interval (stabilní hodnota):

$$\begin{aligned} M_{\parallel} &= 0,18 \pm 0,05 \\ M_{\perp} &= -0,04 \pm 0,18 \end{aligned} \quad (23)$$

a stejně tak pro druhý časový interval (minimální hodnota):

$$\begin{aligned} M_{\parallel} &= -0,08 \pm 0,01 \\ M_{\perp} &= -0,02 \pm 0,10 \end{aligned} \quad (24)$$

V rámci druhé metody se budeme snažit dopracovat se k výsledkům  $M_{\parallel}$  a  $M_{\perp}$  pomocí aproximace křivky na základě určitých naměřených hodnot. Aproximace zde spočívá v determinování neznámé úhlové závislosti určitého výrazu popsaného ve vztahu 15 na základě známé časové závislosti  $\ln(R_{\alpha_p})$ . Aproximace byla provedena pomocí funkce `curve_fit()` knihovny programovacího jazyku Python `scipy.optimize`. Aproximováním funkce o 3 neznámých jsme se tímto způsobem nebyli schopni dopracovat ke smysluplnému výsledku. Proto jsme pro aproximaci považovali  $K$  jakožto parametr a aproximovali závislost o pouze 2 neznámých. Hodnotu  $K$  jsme poté nastavili takovým způsobem, aby aproximace co nejlépe konvergovala k naměřeným hodnotám  $\ln(R_{\alpha_p})$ . Graf aproximované křivky je zobrazen na obrázku 38:



Obrázek 38: Aproximace úhlové závislosti  $M_{\parallel}$ ,  $M_{\perp}$ ,  $K$  podle úhlové závislosti  $\ln(R_{\alpha})$ .

Přesnost v případě druhé metody spočívá v nalezení správných hodnot tak, aby aproximovaná křivka konvergovala k naměřeným hodnotám. V grafu je křivka znázorněna pouze pro interval  $\alpha_p \in [20^\circ; 160^\circ]$ , protože pro krajní hodnoty není vztah platný kvůli divergenci faktoru  $\cotan(\alpha_p)$  ze vztahu 15. Jedno z kritérií úspěšné aproximace křivky je znát

dostatečné množství naměřených hodnot závislosti. Přestože nebyl proveden dostatečný počet výbojů, byly jsme schopni získat smysluplné hodnoty považováním hodnoty  $K$  jako známou hodnotu. Hodnoty determinované pro křivku znázorněnou v grafu jsou validní pro časový interval 8,5 až 10,5 ms. V jiných časových intervalech docházelo k velkým změnám proudu plazmatem a ke špatné reprodukovatelnosti výbojů, což znemožňovalo provedení aproximace. Nicméně pro tento časový interval je vývoj závislosti smysluplný, vzhledem k analogickému vývoji na obrázku 6 ve článku [48]. Vývoj je zde osově převrácený podle souřadnice  $x = 0$ . Takovým způsobem by vypadal vývoj i našem případě, pokud bychom zobrazili celou úhlovou závislost. Na rozdíl od první metody jsme nyní schopni determinovat i konstantu  $K$  namísto jejího převzetí z uvedeného článku. Hodnota  $K$  byla určena jako  $K = 2.3$  manuálním zkoušením hodnot tak, aby aproximace konvergovala. Pomocí druhé metody výpočtu Machova čísla získáváme hodnoty:

$$\begin{aligned} M_{\parallel} &= 0,08 \pm 0,01 \\ M_{\perp} &= -0,03 \pm 0,01 \end{aligned} \tag{25}$$

Chyba byla určena nejistotou aproximace. Po vyhodnocení výsledků výpočtu pomocí obou metod, můžeme provést bilanci výsledků.

Pomocí první metody jsme dosáhly výsledků zobrazených v rovnici 23 a 24. Pro výpočet byly použity výboje #38061 - #38079. Výsledek je rozdělen na dvě hodnoty  $M$  kvůli zjištění periodicitě hodnoty  $M_{\parallel}$  v průběhu výboje. Díky periodicitě se dá předpokládat, že  $M$  v průběhu výboje dosahuje i hodnot mezi dvěma dosaženými hodnotami. Periodicita je zajímavý poznatek a stojí za další proměření. Zajímavý je zde fakt, že přestože jsou dvě hodnoty  $M_{\parallel}$  prakticky v jejich obecném maximu a minimu, hodnota  $M_{\perp}$  zůstává relativně konstantní. Konstatovat, že toroidální rotace tedy nemá podstatný efekt na pohyb v radiálním směru, nemůžeme z důvodu míry nejistoty  $M_{\perp}$ . Hodnota odchylky je zde relativně vysoká a pro menší interval pokrytí by bylo nutné dosáhnout lepší kvality výboje, tedy delší kvazitacionární fáze plazmatu. Interval  $\alpha_p$ , kde jsou hodnoty  $M_{\perp}$  platné, je v souladu se článkem [46] a na tomto intervalu je determinovaná standardní odchylka. Nicméně je možné, že hodnota odchylky by byla menší, pokud bychom považovali užší interval platnosti rovnice 14 (převážně v okolí divergence v  $\alpha_p = 90^\circ$ ). Při výpočtech bylo nutné počítat s hodnotou konstanty  $K$  převzatou ze článku [46] a se silným předpokladem  $M_{\parallel} = \text{konst}$ .

V rámci druhé metody bylo dosaženo výsledků zobrazených v rovnici 25. Výpočty byly provedeny pro časový interval 8,5 až 10,5 ms, tedy pro celou kvazitacionární fázi plazmatu. Pomocí této metody byla vyhodnocena konstanta jako  $K = 2,3$ . Přes nízký počet naměřených hodnot se podařilo aproximovat experimentální data při volbě konstantního  $K$  a zúžit tak počet parametrů aproximace na dva ( $M_{\parallel}$  a  $M_{\perp}$ ). Jako námět pro vylepšení výsledku se nabízí využití dalších způsobů aproximace. Nyní můžeme porovnat dvě metody výpočtů.

Porovnejme nejprve získaný výsledek konstanty  $K$ . V rámci první metody jsme převzali hodnotu  $K = 0,43$  a v rámci druhé metody jsme ji determinovali jako  $K = 2,3$ .  $K$  figuruje v rovnici 13 využité při první metodě jako činitel a v rovnici 15 jako dělitel. Protože



$\frac{1}{0,43} \approx 2,3$  můžeme konstatovat, že jsme experimentálně změřili totožnou hodnotu  $K$  jako převzatou a výsledky první metody tedy nejsou kvůli převzaté hodnotě  $K$  významně znehodnoceny. Pokud porovnáme získané hodnoty  $M$  pomocí obou metod zjistíme, že hodnota  $M_{\perp}$  determinovaná pomocí druhé metody spadá do intervalu pokrytí chyby získané pomocí první metody. Přestože je tento interval velice široký, hodnota vyhodnocená pomocí druhé metody je průměrem hodnot získaných první metodou. Můžeme si všimnout, že nejistota v případě hodnoty získané pomocí druhé metody je výrazně menší. Tuto nejistotu vyhodnotila funkce `curve_fit()` pomocí kovarianční matice. Za našich podmínek v tomto případě můžeme považovat druhou resp. aproximační metodu výpočtu jakožto spolehlivější. Pro přesné určení chyby by se zde nabízelo použít tzv. “bootstrap” metodu (detailně popsanou např. v publikaci [52]), pro kterou ale v tomto případě nemáme dostatečné úhlové rozlišení. Tato metoda by poté pravděpodobně určila velikost odchylky větší.

Pokud dále porovnáme paralelní složku Machova čísla zjistíme, že hodnota získaná pomocí druhé metody přibližně koresponduje s průměrem hodnot získaných první metodou. Přibližně takovou hodnotu očekáváme, vzhledem k tomu, že výsledky první metody představují dva extrémy  $M_{\parallel}$ . Nejistota je v případě  $M_{\parallel}$  srovnatelná, vzhledem k tomu, že je pravděpodobně v případě druhé metody podhodnocená.

Na tokamaku GOLEM nemáme jiný způsob, jak ověřit hodnotu Machova čísla, nicméně vzhledem k tomu, že jsme pomocí obou metod dosáhli stejných výsledků můžeme předpokládat, že výsledky korespondují s reálnou hodnotou  $M$ . Pro vyhodnocení, která z metod je optimálnější, můžeme považovat zda jsou výsledky vypovídající, jaká je jejich nejistota či jak náročné byly výpočty pomocí každé z metod. Podívejme se nejprve na nejistoty výsledků. V rámci první metody jsme získali výrazně vyšší hodnoty nejistoty hodnoty  $M_{\perp}$ , nejistota  $M_{\parallel}$  je srovnatelná. Protože jsou hodnoty  $M_{\perp}$  první metody blízké nule, je jejich nejistota násobně vyšší než hodnoty samotné, nicméně pro případ kdy  $M_{\perp}$  není blízké by tento poměr byl znatelně nižší. Tuto nejistotu by bylo možné snížit, pokud bychom považovali širší interval hodnot  $M_{\perp}$  v okolí divergence v  $90^{\circ}$  (bíle vyznačený na obrázku 37) jakožto neplatný.

Přestože hodnota nejistoty  $M_{\perp}$  v případě druhé metody je nižší, naměřené hodnoty v našem měření nemůžeme považovat jako kompletně vypovídající. Úhlové rozlišení úhlového profilu  $\ln(R_{\alpha_p})$  je natolik nízké, že nemůžeme jednoznačně zaručit jeho přesnost. I přes vyšší nejistotu zde mají vyšší vypovídající hodnotu výsledky získané pomocí první metody. Musíme ale brát v úvahu, že obecně jsou hodnoty nejistoty získané druhou metodou výrazně nižší a provedení aproximace je možné a v našem případě i relativně snadné, pokud jedné z neznámých hodnot určíme hodnotu manuálně. Nakonec je nutné brát v úvahu, že v rámci první metody využíváme silného předpokladu  $M_{\parallel} = \text{konst.}$  a počítáme s převzatou konstantou  $K$  (přestože jsme v tomto konkrétním případě experimentálně změřili totožnou hodnotu).

Docházíme tedy k závěru, že v případě malého rozlišení úhlového profilu  $I_{sat}^+$  je optimální využít první metodu výpočtu  $M$ , protože její výsledky mají více vypovídající hodnotu než výsledky druhé metody. Nicméně v případě průměrného až vyššího úhlové rozlišení je optimální využít druhé metody výpočtu  $M$ , jelikož zde podává vypovídající výsledky v nízkou nejistotu a není zatížena aproximací  $M_{||} = \text{konst.}$  a je možné s ní vypočítat hodnotu konstanty  $K$ .

## 4 Diskuze

První stanovený cíl práce, zprovoznit motorizovaný manipulátor sond, byl úspěšně dosažen. V průběhu jeho zprovoznění i po instalaci do komory tokamaku se však vyskytly určité problémy. Již při kalibraci manipulátoru v axiálním směru bylo možné registrovat záchvěvy na začátku většiny axiálních posunů. Tyto záchvěvy měly rozsah maximálně několika jednotek stupňů. Nicméně po přibližně desátém posunu v řadě se již odchylka reálné axiální souřadnice sondy způsobená záchvěvy mohla nezanedbatelně lišit od polohy předpokládané skriptem. Toto zachvění může být způsobeno příliš dlouhou prodlevou před zavedením proudu do první pólové dvojice. Problém nebyl natolik významný, aby bylo nutné zasahovat do motorů a poté, co byl manipulátor instalován do komory tokamaku a nebylo s ním vůbec manuálně manipulováno, záchvěvy pozbyly na rozsahu.

Významný problém s manipulátorem se vyskytl po jeho instalaci do komory tokamaku. Po provedení všech výbojových sérií bylo zjištěno, že sonda se v komoře tokamaku nenacházela na předpokládané souřadnici  $r$ . Sonda byla v průběhu výbojů vysunuta až za střed komory a při zdánlivém vysunutí z komory se nacházela přibližně okolo středu komory. Tento problém byl způsobem tím, že sonda se v určité chvíli uvolnila na její držící tyči a vysunula se, nicméně na ni stále zůstala připevněna. Tento problém mohl mít dva závažné následky; (1) hrozilo poškození elektrod sondy; (2) hrozila nedostatečná kvalita výbojů. Díky své masivní konstrukci nebyla sonda nijak poškozena. Přestože se v průběhu výbojů ve středu komory nacházela vysouvací tyč manipulátoru, neměl tento fakt nijak zásadní vliv na délku a reprodukovatelnost výbojů, což je poměrně překvapující. Tento jev je v jednoznačném rozporu s předchozími zkušenostmi. Díky tomuto zjištění se nabízí možnost zajímavého experimentu, kdy by byl studován vliv sond umístěných hluboko v plazmatu na výbojový režim. Je ale velice pravděpodobné, že malé ovlivnění výbojového režimu bylo pouhou náhodou.

V rámci experimentálního měření pomocí dvojitě tunelové sondy byly naše problémy převážně časového charakteru. Provedení celkového úhlového profilu, tj. otočení sondy o  $360^\circ$  s krokem max.  $10^\circ$ , může trvat jedno odpoledne až celý den, čehož je na tokamaku GOLEM velice náročné dosáhnout. Proto byly měřeny úhlové profily o  $180^\circ$  s krokem min.  $10^\circ$ , což převážně pro přesný výpočet Machova čísla pomocí druhé metody výpočtu není dostatečné a z toho důvodu jsme byli při výpočtech limitováni na volbu časového intervalu 8,5 až 10,5 ms. Při obou primárních výbojových sériích bylo využito stabilizace plazmatu pomocí Mirnovových cívek. Tato stabilizace je na tokamaku GOLEM nově zavedená a proto tímto práce nabývala na časové náročnosti. Stabilizace jistě signifikantně dopomohla nadprůměrné kvalitě výbojů a zároveň výboje sloužily k získání zkušeností se stabilizací jako takovou.

Mimo stanovené cíle byla též vykreslena časová závislost  $M_{||}$  v průběhu výboje v orientaci sondy  $\alpha_p = 90^\circ$ . Závislost je zobrazena na obrázku 36. Výsledek měl poté zásadní vliv na porovnávání dvou metod výpočtu  $M$ . Bylo zjištěno, že hodnota  $M_{||}$  v průběhu výboje vykazuje periodické chování, tedy osciluje mezi určitými hodnotami. Z tohoto důvodu jsme výsledek výpočtů pomocí první metody rozdělili na dvě části, v první části pracujeme s maximem a přibližně stabilní hodnotou  $M_{||}$  při kvazistacionární fázi a

ve druhé části pracujeme s jejím minimem. Podle obrázku 36 lokální rotace plazmatu v oblasti sondy v průběhu výboje mění orientaci. Tento jev je na tokamaku GOLEM pozorován např. v publikaci [51]. Otvírá se zde možnost provést zajímavé měření, při kterém bychom tímto způsobem zkoumali rotaci plazmatu pro různé výbojové režimy.

Práce poskytuje velký prostor pro její rozšíření. S motorizovaným manipulátorem je možné komunikovat dálkově, nicméně je zde stále prostor pro jeho lepší automatizaci. Do budoucna je v plánu implementovat příkaz ohledně požadované pozice sondy do samotného příkazu pro iniciování výboje na tokamaku GOLEM. Dále je v plánu lepší automatizace kamer snímajících polohu sondy. Do budoucna bude snímána pozice sondy z kamer pomocí neuronové sítě vytvořené v jazyku Python, knihovně PyTorch. Polohu plánujeme vypisovat na webovém rozhraní direktoráře výbojů tokamaku GOLEM. Je zde též mnoho prostoru pro nadstavbu nad provedeným experimentálním měřením. V první řadě by bylo nejracionálnější provést minimálně jeden celý úhlový profil s menším krokem než  $10^\circ$ . Dále by bylo zajímavé provést zároveň s úhlovým profilem i měření radiálního profilu, což by ale bylo velice časově náročné. Dále by bylo možné změřit iontozvukovou rychlost a s hodnotami Machova čísla determinovat rychlost rotace plazmatu, ověřit turbulentní transport plazmatických struktur pomocí hřebínkové sondy nebo naše získané výsledky ověřit numerickou simulací.

## 5 Závěr

Práce “Sondová měření parametrů okrajového plazmatu na tokamaku GOLEM s pomocí motorizovaného manipulátoru” se zabývá měřením parametrů plazmatu pomocí elektrických sond a zprovozněním motorizovaného manipulátoru elektrických sond. Práce je rozdělena na část teoretickou a část praktickou.

V teoretické části práce je nejdříve v kapitole **2.1 Plazma** a kapitole **2.2 Pohyb nabitých částic pod vlivem elektrického a magnetického pole** prezentována definice plazmatu jakožto čtvrtého skupenství hmoty a je zde představen jeho matematický popis. Kapitola o termojaderné fúzi se zabývá jadernými reakcemi a způsoby, jak je z nich získávána energie. Následně jsou v kapitole **2.4 Typy udržení plazmatu** představeny dva primární způsoby, jak spoutat plazma s účelem využití termojaderné fúze. Dále je v kapitole **2.5 Tokamaky a tokamak GOLEM** obecně popsáno zařízení pro udržení plazmatu pomocí magnetických polí, ve kterém bylo provedeno experimentální měření této práce, a konkrétně představeny základní parametry tokamaku GOLEM. Na závěr, v kapitolách **2.6 Scénář výboje** a **2.7 Sondové měření okrajového plazmatu**, je popsáno, jak obecně probíhá provedení série výbojů na tokamaku GOLEM a je zde představen teoretický podklad pro měření pomocí dvojité tunelové sondy, která byla využita v rámci experimentálního měření. Poslední kapitola též popisuje dvě metody výpočtu Machova čísla pro popis rotace plazmatu, které byly porovnány v rámci praktické části práce.

Praktická část práce popisuje průběh zprovozněním motorizovaného manipulátoru elektrických sond a průběh, stejně jako výsledky, experimentálního měření pomocí dvojité tunelové sondy. Nejprve je zde v kapitole **3.1 Motorizovaný manipulátor** přestavena podoba tohoto manipulátoru, veškeré jeho funkce a proces podstoupený pro jeho zprovoznění. Je zde dále popsáno, jakým způsobem byla provedena kalibrace manipulátoru a jakým způsobem probíhá dálková komunikace mezi uživatelem a manipulátorem. Manipulátor byl již před prací zkonstruován. Ve spolupráci s konzultantem práce byly vytvořeny skripty v programovacím jazyku Python pro dálkovou komunikaci s manipulátorem a manipulátor byl kalibrován a kompletně připraven pro implementování do komory tokamaku. Manipulátor je momentálně plně funkční a otestován, instalovaný v komoře tokamaku GOLEM Fakulty jaderné a fyzikálně inženýrské ČVUT. Manipulátor bude do budoucna zvyšovat efektivitu provádění radiálních profilů a na tokamaku GOLEM je nově umožněno měřit kompletní úhlové profily.

V následující kapitole praktické části práce **3.2 Experimentální měření s dvojitou tunelovou sondou** jsou stručně popsány testovací série výbojů a podrobně probrán průběh dvou primárních výbojových sérií. Všechny výbojové série byly provedeny mnou, stejně jako skript pro analýzu naměřených dat. V rámci 2 primárních výbojových sérií byla provedena kalibrace dvojité tunelové sondy, tzn. byla zjištěna její orientace v komoře rovnoběžná s magnetickými siločárami. Výsledek kalibrace dosahuje přesnosti  $\pm 10^\circ$ , což je dostačující. Sonda je orientovaná rovnoběžně s magnetickými siločárami, pokud úhel sondy zadaný manipulátoru  $\angle_p = 270 \pm 10^\circ$ . Pro clockwise (po směru hodinových ručiček) orientaci  $B_t$  a  $I_p$  rotuje plazma proti elektrodě backplate 2. Dále byly

změřeny pro tokamak GOLEM unikátní úhlové profily iontového saturevaného proudu  $I_{sat}^+$  a porovnány s profily představenými v dalších pracích. Bylo ověřeno, že  $I_{sat}^+$  dosahuje nejvyšších hodnot v hodnotě úhlu mezi normálou sondy a rovnoběžnou orientace sondy  $\alpha_p = 90^\circ$  na straně sondy, proti které se pohybuje sloupec plazmatu. Tato hodnota činila  $I_{sat}^+ \approx 90$  mA pro první primární výbojovou sérii a  $I_{sat}^+ \approx 110$  mA pro druhou sérii. Bylo též ověřeno, že v orientaci  $\alpha_p = \{0^\circ; 180^\circ\}$  není  $I_{sat}^+$  nulový, což je v souladu s teorií kvůli turbulencím, driftům částic a transportu plazmatických struktur napříč magnetickým polem v průběhu výboje. Výsledky úhlových profilů  $I_{sat}^+$  jsou v souladu s výsledky v publikacích [47], [48], [49], [50] a [51].

Následně byly v rámci druhé primární výbojové série na základě úhlových profilů  $I_{sat}^+$  provedeny výpočty Machova čísla a výsledky byly analyzovány. Byly vypočteny obě složky Machova čísla  $M_{\parallel}$  a  $M_{\perp}$  pomocí dvou metod prezentovaných ve článku [46]. První metoda spočívá ve vypočtení složky rovnoběžné s magnetickými siločárami  $M_{\parallel}$  při orientaci sondy  $\alpha_p = 90^\circ$ , když je složka kolmá na magnetické siločáry  $M_{\perp}$  stíněna, a následného dopočítání  $M_{\perp}$  pro zbytek úhlů za silného předpokladu  $M_{\parallel} = \text{konst}$ . Druhá metoda spočívá ve vyjádření známé hodnoty  $\ln(R_{\alpha_p})$ , kde  $R$  je poměr  $I_{sat}^+$  na obou stranách dvojité tunelové sondy, z obecného vztahu 11, který spojuje  $M_{\parallel}$ ,  $M_{\perp}$ ,  $K$  a  $\alpha_p$ , a následné aproximaci úhlového profilu vztahu spojující neznámé veličiny na základě známého úhlového profilu  $\ln(R_{\alpha_p})$ . Byla zároveň vypočtena časová závislost  $M_{\parallel}$  při výboji, kde  $\alpha_p = 90^\circ$ . Tato závislost odhalila, že hodnota  $M_{\parallel}$  oscilovala mezi přibližně 0, 2 a  $-0, 1$ , proto byl rozdělén výsledek první metody na dvě části. V první části výsledku počítáme s maximální a přibližně konstantní hodnotou  $M_{\parallel}$  při kvazistacionární fázi plazmatu.  $M_{\parallel}$  zde nabývá hodnot:

$$\begin{aligned} M_{\parallel} &= 0,18 \pm 0,05 \\ M_{\perp} &= -0,04 \pm 0,18 \end{aligned}$$

a v druhé části výsledku počítáme s minimální hodnotou  $M_{\parallel}$  při kvazistacionární fázi:

$$\begin{aligned} M_{\parallel} &= -0,08 \pm 0,01 \\ M_{\perp} &= -0,02 \pm 0,10 \end{aligned}$$

Můžeme tedy předpokládat, že  $M_{\parallel}$  nabývá při kvazistacionární fázi i hodnot mezi dvěma uvedenými. Míra nejistoty výsledku byla determinovaná jako standardní odchylka hodnot, které jsme průměrovali na daném časovém intervalu. Pro druhou, aproximační, metodu jsme získali hodnoty:

$$\begin{aligned} M_{\parallel} &= 0,08 \pm 0,01 \\ M_{\perp} &= -0,03 \pm 0,01 \end{aligned}$$

Nejistota je v tomto případě odhadnuta nejistotou aproximace. Z výsledků usuzujeme, že pro měření při malém úhlovém rozlišení úhlového profilu  $I_{sat}^+$  je optimální využít první metody výpočtu  $M$ . Pro vyšší úhlové rozlišení je vhodné využít metody druhé.

## 6 Použitá literatura

- [1] “World Population Prospects 2019: Highlights,” *United Nations, Department of Economic and Social Affairs, Population Div.* Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na [https://population.un.org/wpp/Publications/Files/WPP2019\\_Highlights.pdf](https://population.un.org/wpp/Publications/Files/WPP2019_Highlights.pdf).
- [2] Gates, B., *How to Avoid a Climate Disaster: Solutions We Have and the Breakthroughs We Need*, Penguin, 2021.
- [3] IPCC, “Global Warming of 1.5°C. An IPCC Special Report on the impacts of global warming of 1.5°C above pre-industrial levels and related global greenhouse gas emission pathways, in the context of strengthening the global response to the threat of climate change, sustainable development, and efforts to eradicate poverty,” *World Meteorological Organization, Geneva, Switzerland*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na <https://www.ipcc.ch/sr15/chapter/spm/>.
- [4] Goldston, R., *Introduction to Plasma Physics*, CRC Press, 2020.
- [5] “Úvod do fyziky plazmatu,” *UK MFF*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na <https://physics.mff.cuni.cz/kfpp/s4r/plazma/?p=0>.
- [6] Kulhánek, P., Havlíček, I., Rozehnal, J., and Břeň, D., “Astrofyzika - Plazmový vesmír - Co je to plazma?” Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na: <https://www.aldebaran.cz/astrofyzika/plazma/basics.php>, 2018.
- [7] Mácha, P., “Měření základních parametrů okrajového plazmatu pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy na tokamaku GOLEM,” Bakalářská práce, České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 2018.
- [8] Socha, A., “Poloha zóny vytváření turbulentních struktur v okrajovém plazmatu tokamaku GOLEM,” Středoškolská odborná činnost, Gymnázium a Střední odborná škola Frýdek-Místek, 2021, Dostupné na: [http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Presentations/Students/HighSchoolActivities/21Socha\\_sikmostIsat.pdf](http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Presentations/Students/HighSchoolActivities/21Socha_sikmostIsat.pdf).
- [9] “Peter Debye,” *Wikipedia*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na: [https://en.wikipedia.org/wiki/Peter\\_Debye](https://en.wikipedia.org/wiki/Peter_Debye).
- [10] Chen, F. F., *Úvod do fyziky plazmatu*, Academia, Praha, 1984, Dostupné na: [https://is.muni.cz/el/sci/jaro2016/C6900/um/Chen-Uvod\\_do\\_fyziky\\_plazmatu.pdf](https://is.muni.cz/el/sci/jaro2016/C6900/um/Chen-Uvod_do_fyziky_plazmatu.pdf).
- [11] Stöckel, J., “Měření parametrů plazmatu v tokamacích pomocí elektrických sond,” prezentace Ústavu fyziky plazmatu AV ČR, Marinská, Leden 2017, Dostupné na: [golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Experiments/EdgePlasmaPhysics/ParticleFlux/Library/HS\\_Probe%20diagnostics2017.ppt](http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Experiments/EdgePlasmaPhysics/ParticleFlux/Library/HS_Probe%20diagnostics2017.ppt).
- [12] Reichl, J. and Všeticka, M., “Encyklopedie fyziky - Částice s nábojem v magnetickém poli,” Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/293-castice-s-nabojem-v-magnetickem-poli>.

- [13] Kulhánek, P., “Hrajeme si s drifty,” *Aldebaran*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na [https://www.aldebaran.cz/lab/drift/1\\_motivace.php](https://www.aldebaran.cz/lab/drift/1_motivace.php).
- [14] “Binding energy curve - common isotopes,” *Wikipedia commons*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na [https://en.wikipedia.org/wiki/File:Binding\\_energy\\_curve\\_-\\_common\\_isotopes.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/File:Binding_energy_curve_-_common_isotopes.svg).
- [15] “Energy in Transition, 1985-2010: Final Report of the Committee on Nuclear and Alternative Energy Systems (1980), Chapter 7, pp. 385-396,” *The National Academies Press*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na <https://www.nap.edu/read/11771/chapter/8>.
- [16] “HyperPhysics, Nuclear Fusion,” *Georgia State University, Department of Physics and Astronomy*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/NucEne/fusion.html>.
- [17] Řípa, M., Mlynář, J., Weinzettl, V., and Žáček, F., “ŘÍZENÁ TERMO-JADERNÁ FÚZE PRO KAŽDÉHO,” *ČEZ*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na [https://www.cez.cz/edee/content/file/vzdelavani/fuze\\_sceen.pdf](https://www.cez.cz/edee/content/file/vzdelavani/fuze_sceen.pdf), 2011.
- [18] Entler, S., Ficker, O., Havlíček, J., Horáček, J., Hron, M., Mlynář, J., Pánek, R., Řípa, M., Stockel, J., Varju, J., and Weinzettl, V., “Budoucnost energetiky: jaderná fúze,” *AVČR*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na <http://www.ipp.cas.cz/miranda2/export/sitesavcr/ufp/ufp-v-mediich/Publications/Budoucnost-energetiky-jaderna-fuze.pdf>, 2019.
- [19] Entler, S. and Mlynář, J., “Spoutání slunce, Edice Věda kolem nás - Výzvy a otázky,” *Středisko společných činností AV ČR, v. v. i.*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na [http://www.vedakolemna.cz/miranda2/export/sitesavcr/data.avcr.cz\protect\discretionary{\char\hyphenchar\font}{}{} /academia/vedakolemna/sys/galerie-download\protect\discretionary{\char\hyphenchar\font}{}{} /vkn\\_50\\_web.pdf\\_1987196848.pdf](http://www.vedakolemna.cz/miranda2/export/sitesavcr/data.avcr.cz\protect\discretionary{\char\hyphenchar\font}{}{} /academia/vedakolemna/sys/galerie-download\protect\discretionary{\char\hyphenchar\font}{}{} /vkn_50_web.pdf_1987196848.pdf), 2016.
- [20] “Supporting Systems,” *ITER*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na <https://www.iter.org/mach/supporting>.
- [21] Lawson, J. D., “Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor,” *Proceedings of the Physical Society. Section B*, Vol. 70, No. 1, jan 1957, pp. 6–10.
- [22] “Fusion ntau,” *Wikipedia commons*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na [https://en.wikipedia.org/wiki/File:Fusion\\_ntau.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/File:Fusion_ntau.svg).
- [23] “Making it work,” *ITER*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na: <https://www.iter.org/sci/makingitwork>.
- [24] Garry, M. and Peter, S., *Fúze - energie vesmíru*, Mladá fronta, 1st ed., 2006.
- [25] Malik, H., *Laser-Matter Interaction for Radiation and Energy*, CRC Press, 2021.



- [26] Esham, B. D., “Inertial confinement fusion,” *Wikipedia commons*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na [https://en.wikipedia.org/wiki/File:Inertial\\_confinement\\_fusion.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/File:Inertial_confinement_fusion.svg).
- [27] “Rayleigh–Taylor instability,” *Wikipedia*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na [https://en.wikipedia.org/wiki/Rayleigh–Taylor\\_instability](https://en.wikipedia.org/wiki/Rayleigh–Taylor_instability).
- [28] Betti, R., Goncharov, V., McCrory, R., and Verdon, C., “Growth rates of the ablative Rayleigh–Taylor instability in inertial confinement fusion,” *Physics of Plasmas*, Vol. 5, May 1998, pp. 1446–1454.
- [29] Roberts, M. and Jacobs, J., “The effects of forced small-wavelength, finite-bandwidth initial perturbations and miscibility on the turbulent Rayleigh Taylor instability,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 787, December 2015, pp. 50–83.
- [30] “Plasma discharge,” *Max Planck Institute for Plasma Physics*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na <https://www.ipp.mpg.de/ippcms/eng/pr/exptypen/tokamak/plasmaentladungen/index>.
- [31] “Wendelstein 7-X,” *Max Planck Institute for Plasma Physics*. Accessed December 1, 2021 [Online].
- [32] Landreman, M. and Boozer, A., “Opportunities and priorities for stellarator theory and computation,” *Rudolf Peierls Centre for Theoretical Physics*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na <http://www-thphys.physics.ox.ac.uk/research/plasma/JPP/papers17/landreman.pdf>.
- [33] Yuhong, X., “A general comparison between tokamak and stellarator plasmas,” *Matter and radiation at extremes*, Vol. 1, jul 2016.
- [34] EUROfusion consortium, “European Research Roadmap to the Realisation of Fusion Energy,” Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na: [https://www.euro-fusion.org/fileadmin/user\\_upload/EUROfusion/Documents/TopLevelRoadmap.pdf](https://www.euro-fusion.org/fileadmin/user_upload/EUROfusion/Documents/TopLevelRoadmap.pdf), 2018.
- [35] EUROfusion consortium, “The demonstration power plant: DEMO,” Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na: <https://www.euro-fusion.org/programme/demo/>.
- [36] “European Research Roadmap to the Realisation of Fusion Energy,” *EUROfusion*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na [https://www.euro-fusion.org/fileadmin/user\\_upload/EUROfusion/Documents/2018\\_Research\\_roadmap\\_long\\_version\\_01.pdf](https://www.euro-fusion.org/fileadmin/user_upload/EUROfusion/Documents/2018_Research_roadmap_long_version_01.pdf).
- [37] Caldas, I. L., Viana, R. L., and Araujo, M. S. T., “Control of chaotic magnetic fields in tokamaks,” *Braz. J. Phys.*, Vol. 32, dec 2002.
- [38] “Schematic-of-a-tokamak-chamber-and-magnetic-profile,” *Wikipedia Commons*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na <https://en.wikipedia.org/wiki/File:Schematic-of-a-tokamak-chamber-and-magnetic-profile.jpg>.

- [39] “Tokamak GOLEM wiki,” *The GOLEM team*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/FrontPage>.
- [40] “Tokamak,” *Wikipedia*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na: <https://cs.wikipedia.org/wiki/Tokamak>.
- [41] “Vysokoteplotní plazma na tokamaku GOLEM,” *Skupina tokamaku GOLEM, FJFI ČVUT*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/TrainingCourses/Universities/CTU.cz\protect\discretionary{\char\hyphenchar\font}{}{/PRA2/14/Basics/uloha13A.pdf>.
- [42] “Rotační vývěva,” *Vakuum servis*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na <https://www.vakuum-servis.cz/novinky/rotacni-vyveva>.
- [43] “Turbomolecular pump operating principle,” *Pfeiffer Vacuum*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na <https://www.pfeiffer-vacuum.com/en/know-how/vacuum-generation/turbomolecular\protect\discretionary{\char\hyphenchar\font}{}{pumps/design-operating-principle/turbomolecular\protect\discretionary{\char\hyphenchar\font}{}{pump-operating-principle/>.
- [44] “Rogowski coil,” *Wikipedia*. Přístup dne 20.3.2022 [Online]. Dostupné na [https://en.wikipedia.org/wiki/Rogowski\\_coil](https://en.wikipedia.org/wiki/Rogowski_coil).
- [45] Mácha, P., “Rychlé měření elektronové teploty na tokamaku GOLEM pomocí Tunelové sondy,” Výzkumný úkol, České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 2019.
- [46] Sangwan, D., Jha, R., and Tanna, R., “Multidirectional plasma flow measurement by Gundestrup Probe in scrape-off layer of ADITYA tokamak,” *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 63, apr 2007.
- [47] Gunn, J. P., Devynck, P., and Pascal, J. Y., “A DC probe diagnostics for fast electron temperature measurements in tokamak edge plasmas,” *Czechoslovak Journal of Physics*, Vol. 52, oct 2002, pp. 1107–1114.
- [48] Dyabilin, K., Hron, M., Stockel, J., and Žáček, F., “Rotating Mach Probe for Ion Flow Measurements on the CASTOR Tokamak,” *Contributions to plasma physics*, Vol. 42, jan 2002.
- [49] Rack, M., Liang, Y., and Jaegers, H., “A rotating directional probe for the measurements of fast ion losses and plasma rotation at Tokamak Experiment for Technology Oriented Research,” *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 63, apr 2007.
- [50] Stockel, J., Adamek, J., and Balan, P., “Advanced probes for edge plasma diagnostics on the CASTOR tokamak,” *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 63, apr 2007.
- [51] Duban, R., Ficker, O., and Grover, O., “Tokamak GOLEM for fusion education - chapter 7,” jul 2016.

- [52] Effron, B. and Tibshirani, R., *An Introduction to the Bootstrap*, CRC Press, Boca Raton, Florida, 1984, Dostupné na: [http://www.ru.ac.bd/stat/wp-content/uploads/sites/25/2019/03/501\\_02\\_Efron\\_Introduction-to-the-Bootstrap.pdf](http://www.ru.ac.bd/stat/wp-content/uploads/sites/25/2019/03/501_02_Efron_Introduction-to-the-Bootstrap.pdf).