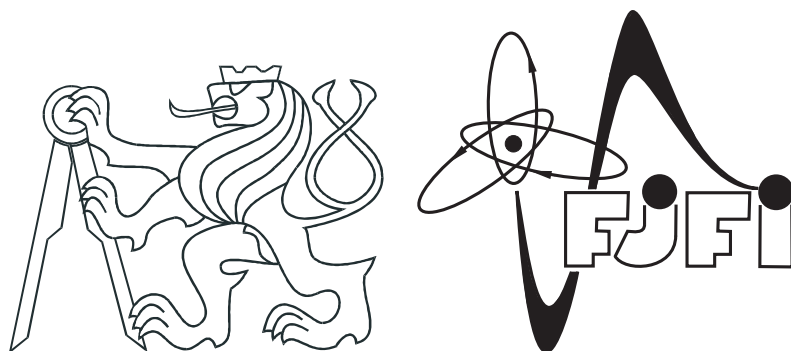


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA JADERNÁ
A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Zpětnovazební řízení polohy na tokamaku GOLEM

Autor: Jindřich Kocman
Vedoucí: Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.

Praha, 2011

VLOŽIT ORIGINÁLNÍ ZADÁNÍ!

Prohlášení

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

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

V Praze dne

.....
autor

Poděkování

Na prvním místě bych rád poděkoval svým rodičům za to, že mě vždy podpořovali. Děkuji jim za možnost dělat to, co mě baví. Bez nich by tato práce nikdy nevznikla.

Rád bych poděkoval svému školiteli Ing. Vojtěchu Svobodovi, CSc. za jeho ochotu strávit celé dny pokusy na tokamaku, i když někdy končily pozdě v noci. Děkuji mu za mnohé rady a připomínky k tomuto textu.

Mé díky patří i RNDr. Davidu Břeňovi, Ph.D. za kontrolu teoretické části této práce.

Abstrakt

Určení a řízení polohy plazmatického sloupce patří k základním úkolům při provozu tokamaku. Na tokamaku GOLEM po jeho přemístění na FJFI CVUT je nutná nová instalace stabilizace polohy plazmatu. Teoretická část této práce obsahuje rovnice pro horizontální a vertikální určení polohy plazmatu a koeficientu asymetrie. Dále je tu odvozena Grad–Shafranovova rovnice a z ní vyplývající podmínky pro velikost vertikálního magnetického pole, potřebného pro stabilizaci polohy plazmatu v komoře ve směru velkého poloměru. V experimentální části je porovnání dvou metod pro určení vertikální polohy na tokamaku GOLEM, první pochází z odvození v teoretické části, druhá se na tokamaku používala dříve. Dále je sledován vývoj horizontální polohy plazmatického sloupce v závislosti na velikosti dodatečného stabilizujícího vertikálního pole. První výsledky ukazují ovlivňování polohy plazmatu ve směru velkého poloměru. Na konci je diskuse o možných příčinách jevu, který byl pozorován při dlouhých výbojích.

Klíčová slova

Termojaderná fúze, plazma, tokamak, Grad–Shafranovova rovnice, Shafranovův posuv, poloha plazmatu.

Abstract

Determination and control of plasma column position play an important role in the operation of a tokamak. Stabilization of the plasma position in the GOLEM tokamak needs to be reinstalled after relocation to the FNSPE CTU. The theoretical part of this thesis contains formulae for vertical and horizontal displacement and the asymmetry factor (Shafranov parameter). This part also includes the derivation of the Grad–Shafranov equation and the resulting condition for the vertical magnetic field needed to stabilize the plasma position in the direction of the major radius. In the experimental part two methods for the determination of vertical position in the GOLEM tokamak are compared. The first one was derived in the theoretical part, the second one was used for the GOLEM tokamak in the past. Moreover, the horizontal displacement as a function of the external stabilizing vertical magnetic field was measured. The first results show an effect on the horizontal position. The final part of the thesis comprises a discussion about possible causes of a phenomenon which appears in discharges with long plasma life.

Keywords

Thermonuclear fusion, plasma, tokamak, Grad–Shafranov equation, Shafranov shift, plasma position.

Obsah

1	Úvod	1
1.1	Princip termonukleární fúze	1
1.2	Reakce	1
1.3	Lawsonovo kritérium	2
1.4	Plazma	2
1.5	Možnosti dosažení fúze	4
1.6	Historie	5
2	Tokamak	7
2.1	Princip	7
2.2	Popis tokamaku a používané souřadnice	8
2.3	Magnetické pole v tokamaku	8
2.4	Integrální charakteristiky plazmatu	9
2.5	Tokamak GOLEM	10
3	Poloha a udržení plazmatu	17
3.1	Síly roztahující prstenec	17
3.2	Grad-Shafranovova rovnice	18
3.3	Posun plazmatu v tokamaku s malým inverzním aspektem	22
3.4	Rovnice pro polohu plazmatu	26
4	Výsledky	30
4.1	Eliminace toroidálního pole	30
4.2	Vertikální poloha – Δ_z	33
4.3	Horizontální poloha – Δ_R	33
4.4	Stabilizace	34
4.5	Chování plazmatu při dlouhých výbojích	34
5	Diskuse	37

6	Závěr	38
A	Seznam důležitých symbolů	A–1
B	Kód pro zpracování signálu z Mirnovových cívek	B–1
C	Vztahy použité při odvozování	C–1
C.1	Cylindrická soustava souřadnic	C–1
C.2	Kvazicylindrická soustava souřadnic	C–2

Kapitola 1

Úvod

Již dlouhou dobu se lidstvo snaží vyhnout propasti energetické krize. Ta poprvé naplno propukla v sedmdesátých letech z důvodu nedostatku ropy. I když se z ní lidstvo příliš nepoučilo, začalo se alespoň pořádně zabývat myšlenkou nahrazení své závislosti na fosilních palivech, na zdroji energie, jehož většina zásob by nebyla soustředěna na malém, politicky nestabilním území. V dalších letech přibýlo ještě ekologické kritérium. Řešení je několik, od obnovitelných zdrojů až k výstavbě dalších jaderných elektráren. Další možné řešení je využití zcela nového způsobu získávání energie – termonukleární fúze.

1.1 Princip termonukleární fúze

Termonukleární fúze je, jak již název napovídá, slučování částic za vysoké teploty. Za určitých podmínek se mohou dvě jádra lehčích prvků sloučit a vytvořit jádro prvku těžšího. Výsledné produkty této syntézy mají dohromady menší hmotnost než vstupující částice. Z Einsteinova vzorce

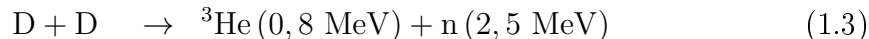
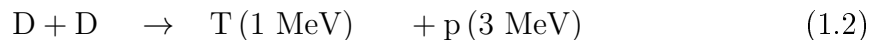
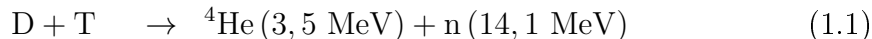
$$\Delta E = \Delta mc^2$$

plyne, že se při této reakci uvolní energie. Ta pak bude moci být využita při výrobě elektřiny.

1.2 Reakce

Energie může být získána z různých termonukleárních reakcí. Liší se zejména v podmínkách, při kterých k fúzi dochází. Pro budoucí reaktory se uvažuje zejména

o následujících reakcích [1].



kde D je označení pro deuterium (${}^2\text{H}$) a T pro tritium (${}^3\text{H}$).

Z hlediska splnění kritérií pro fúzi se jako nejsnadnější jeví reakce (1.1). Nevýhodou této reakce je zdroj tritia. To má poločas rozpadu 12,3 roku, a tak se v přírodě nevyskytuje. Bude se tedy muset vyrábět uměle. Jednou z možností je ozařování izotopu lithia ${}^6\text{Li}$ rychlými neutrony



Pokud by se okolo budoucího reaktoru postavil plášť z lithia ${}^6\text{Li}$, mohly by být k jeho ozařování použity rychlé neutrony z reakce (1.1). Deuterium je z 0,0153 % zastoupeno v mořské vodě. Proto jsou jeho zásoby z lidského hlediska “nevyčerpatelné” (řádově desítky milionů let).

Pro zapálení termojaderné reakce je nutno dosáhnout určitých kritérií. Jedná se o podmínky pro hustotu látky, její teplotu a rychlost, jakou látka ztrácí svou energii. Aby daná reakce měla kladný energetický zisk, je nutné splnit tzv. *Lawsonovo kritérium*.

1.3 Lawsonovo kritérium

Abychom získali více energie, než jsme použili pro ohřátí a udržení látky při těchto podmínkách, je potřeba dosáhnout tzv. *Lawsonova kritéria*:

$$n\tau_E T \geq L_{krit}$$

kde n je hustota látky, τ_E doba udržení a T teplota. Doba udržení je definována jako čas, za který tepelná energie látky klesne na $1/e$. Každá reakce má L_{krit} jiné. Pro reakci (1.1) je její hodnota $n\tau_E \geq 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}\text{s}$, u (1.2) je $n\tau_E \geq 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}\text{s}$ při teplotě mezi 10 až 20 keV (1 keV = 11600 °C). Při takto vysokých teplotách je látka ionizována a stává se z ní plazma.

1.4 Plazma

Plazma je někdy označováno jako čtvrté skupenství hmoty. Ve většině případů se jedná o ionizovaný plyn. Pro korektnější definici plazmatu je potřeba zavést následující pojmy:

- *Kvazineutralita* – Kvazineutrální systém je takový, jehož celkový elektrický náboj je mnohem menší než celkové množství kladného (nebo absolutní hodnota záporného) náboje.
- *Debyeova délka* λ_D – Jedná se o vzdálenost, na které plazma odstíní vložený statický náboj (přesněji potenciál generovaný nábojem klesne na $1/e$ oproti situaci, kdy by tam plazma nebylo). Tento jev se nazývá Debyeovým stíněním. Debyeova délka se spočítá ze vzorce (v tomto případě pro elektronové stínění)

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e}{n_e e^2}}$$

kde ε_0 je permitivita vakua, k Boltzmannova konstanta, T_e elektronová teplota, n_e elektronová hustota a e je elementární náboj. Pokud je charakteristická délka systému mnohem větší než Debyeova, lze ho považovat za kvazineutrální.

- *Plazmatický parametr* N_D – Udává počet částic ve sféře o poloměru Debyeovy délky:

$$N_D = \frac{4}{3} \pi n \lambda_D^3$$

kde n je počet částic v metru krychlovém. Debyeovo stínění může být uvažováno pouze tehdy, je-li okolo dostatek částic, které odstíní uvažovaný náboj. Proto je pro kvazineutralitu nutná podmínka $N_D \gg 1$. Pokud je tato podmínka splněna, mluvíme o ideálním plazmatu, v opačném případě o neideálním.

- *Elektronová plazmová frekvence* ω_p – V důsledku různých nestabilit je plazma vychylováno ze své stabilní rovnováhy a elektrostatickými silami je nuceno obnovit svůj předchozí stav a začne kmitat. Na tento jev můžeme pohlížet jako na tlumené kmity lineárního harmonického oscilátoru s úhlovou frekvencí

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}$$

kde m_e je hmotnost elektronů.

Elektronová plazmová frekvence je typický čas elektrostatické interakce v plazmatu. Vychýlením částic mimo svou polohu dochází k narušení kvazineutrarality. Proto systém můžeme považovat za kvazineutrální pouze, pokud děje v něm uvažované mají charakteristický čas delší než $\omega_p/2\pi$.

- *Kolektivní chování* – Pojmem kolektivní chování rozumíme, že na částice plazmatu působí makroskopické elektromagnetické pole (vytvášené samotným plazmatem, nebo uměle vyvolané), což je odlišné od mikroskopických polí, kterými na sebe částice působí při binárních srážkách.

Pro převahu kolektivního chování musí platit

$$\omega_p > \nu_e$$

neboli plazmová frekvence ω_p , charakterizující kolektivní působení, musí být větší než srážková frekvence ν_e , která charakterizuje působení binárních srážek.

S použitím pojmů, které jsou definovány výše, lze napsat jednu z možných definic plazmatu [1]:

“Plazma je kvazineutrální systém nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování”

1.5 Možnosti dosažení fúze

Z Lawsonova kritéria vyplývá, že je potřeba udržet látku s určitými hodnotami hustoty, teploty a doby udržení. Jedná se ale pouze o jejich součin. Z toho vycházejí dvě rozdílné koncepce budoucího termojaderného reaktoru.

- **MAGNETICKÉ UDRŽENÍ** – Jedná se o systém s malou hustotou ($n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$) a dlouhou dobou udržení ($\tau_E \sim 1 \text{ s}$). Jelikož nabitě částice při pohybu sledují magnetické silokřivky, jeden z prvních nápadů bylo uzavřít plazma do magnetické pasti. Tento koncept byl nazván magnetické zrcadlo a sestává se z válce, ve kterém je magnetické pole rovnoběžné s jeho osou. Na koncích je pole zesíleno, aby částice volně neunikaly. I přes to docházelo k příliš velkým ztrátám. Proto se spojily konce válce do tvaru prstence. Protože je tento systém nestabilní, je nutno přidat ještě dodatečné magnetické pole. V tomto ohledu se liší dva nejúspěšnější toroidální systémy, tokamaky a stelarátory. V tokamaku je dodatečné pole generováno proudem tekoucím v plazmatu. Ve stelarátoru je tvořeno různým tvarováním cívek generujících magnetické pole.
- **INERCIÁLNÍ UDRŽENÍ** – Koncepce s vysokou hustotou ($n \sim 10^{30} \text{ m}^{-3}$) a krátkou dobou udržení ($\tau_E \sim 10^{-10} \text{ s}$). V principu se jedná o malé termojaderné výbuchy takové síly, že je lze technologicky zvládnout ($\sim 340 \text{ MJ}$).

Na zmražené kuličky paliva (tzv. pellety) jsou zaměřeny lasery. Jejich energii pohltní vnější slupka pelletu a odpaří se. Tím vznikne síla stlačující kuličku. Rychlost této imploze může překročit i několik tisíc kilometrů za sekundu. V centru dojde k zapálení paliva a následnému výbuchu.

1.6 Historie

1.6.1 Svět

V roce 1905 publikoval Albert Einstein svou speciální teorii relativity. Z ní plyne známá rovnice $\Delta E = \Delta mc^2$ spojující energii a hmotu. O patnáct let později A. Edington vyslovil hypotézu o slučování jednoduchých prvků na složitější v nitrech hvězd. Na Zemi zcela poprvé proběhla fúzní reakce roku 1934, kdy E. Rutherford a M. L. Oliphant dosáhli na urychlovačích v Cavendishových laboratořích v Cambridge potřebné hustoty a energie. Samotný mechanismus reakce podrobně popsal a dokázal v roce 1938 H. A. Bethe. Popsání principu slučování jader lehkých prvků bylo prvním krokem k využití termojaderné fúze. Tyto objevy byly brzy zneužity armádou. 1. listopadu 1952 odpálily USA první vodíkovou bombu. Sovětský svaz nezůstal pozadu a již o rok později měl svou první termojadernou pumu.

Práce na mírovém využití fúzního zdroje energie začaly ihned po 2. světové válce. Avšak místo spolupráce si každý stát pečlivě střežil svá tajemství a úspěchy. Zkoumaly se různé způsoby udržení. Roku 1951 navrhl L. Spitzer stelarátor a ve stejném roce přichází v Sovětském svazu L. A. Arcimoviče a jeho tým s podobným nápadem, ale s použitím jednoduššího tokamaku. V roce 1957 navštívil I. V. Kurčatov Středisko atomového výzkumu v Harwellu v Anglii, kde měl přednášku “O možnostech termonukleární reakce v plynném výboji”. Tato událost předznamenala konec utajování. V dalším roce publikoval J. D. Lawson kritérium kladného zisku termojaderné reakce. Toto kritérium dodnes nese jeho jméno. V roce 1958 se konala mezinárodní konference o mírovém využití atomové energie v Ženevě. Právě tady došlo k odtajnění větší části výzkumu. Na sobě nezávislé vědecké skupiny došly ke stejným výsledkům – fúzi udržované pomocí magnetických polí. V témže roce západní Evropa spojila síly ve sdružení EURATOM s cílem koordinovat výzkum fúze a chování plazmatu v magnetických polích. Díky začátku spolupráce obou tehdejších mocností se výzkum této oblasti velmi zrychlil a v roce 1959 byl založen Ústav vakuové techniky Československé akademie věd s účelem koordinace výzkumu termojaderné syntézy v Československu a spoluprací s Kurčatovovým ústavem v Moskvě.

Roku 1968 se konala třetí konference o fyzice plazmatu, na které sovětští vědci oznámili dosažení teploty $10\,000\,000^{\circ}\text{C}$ ($\sim 0,9\text{ keV}$) na tokamaku T-3. Angličtí fyzici o rok později tento fakt potvrdili a díky tomuto úspěchu se většina fúzních zařízení ve světě přestavěla na tokamaky. O dva roky později zasáhla svět první ropná krize a prostředky na výzkum nového zdroje energie se více než zdvojnásobily. Nastala éra velkých tokamaků. Evropa navrhla JET (*Joint European Torus*), v Rusku spustili tokamak T-10 (1975) a T-7 (1979, první se supravodivými cívkami). Američané také nechtěli zůstat pozadu a v krátkém období postavili dva velké tokamaky, PLT (*Princeton Large Torus*, 1975, teplota $\approx 5\text{ keV}$) a TFTR (*Tokamak Fusion Test Reactor*, 1982). V Roce 1983 zahájil provoz největší tokamak na světě JET. Velikost magnetického pole je 4 T a proud plazmatem přesahuje 4 MA. Jedná se o nejvýznamnější zařízení ve výzkumu termojaderné fúze s magnetickým udržením.

1.6.2 Československo

V Československu výzkum fúze koordinoval Ústav vakuové techniky, který byl po čtyřech letech existence přejmenován na Ústav fyziky plazmatu. Hlavní výzkumná činnost se soustředila na interakci horkého plazmatu s vysokofrekvenčním polem a na vstřík svazků energetických elektronů. V roce 1977 dostal ÚFP díky těsné spolupráci s Kurčatovovým ústavem v Moskvě jeden z prvních tokamaků TM-1 MH. Jednalo se o první tokamak ve východním bloku mimo SSSR. Zařízení prošlo roku 1984 rozsáhlou rekonstrukcí a bylo přejmenováno na CASTOR (**C**zech **A**cademy of **S**ciences **TORus**). Na konci osmdesátých let byl ÚFP nabídnut tokamak T-7, ale pro tehdejší Československo by byl příliš velkým projektem.

Po politických změnách v roce 1989 se úzká mezinárodní spolupráce v rámci Východního bloku rozpadla a ÚFP začal spolupracovat se sdružením EUROATOM. Na konci roku 1999 byla podepsána Asociační dohoda, která integrovala Českou republiku do tohoto společenství. Roku 2004 byl ÚFP nabídnut tokamak COMPASS-D. Starší CASTOR byl proto přemístěn na půdu Fakulty jaderné a fyzikálně inženýrské ČVUT, kde začal sloužit především ke studijním účelům. Po přesídlení dostal jméno GOLEM.

Kapitola 2

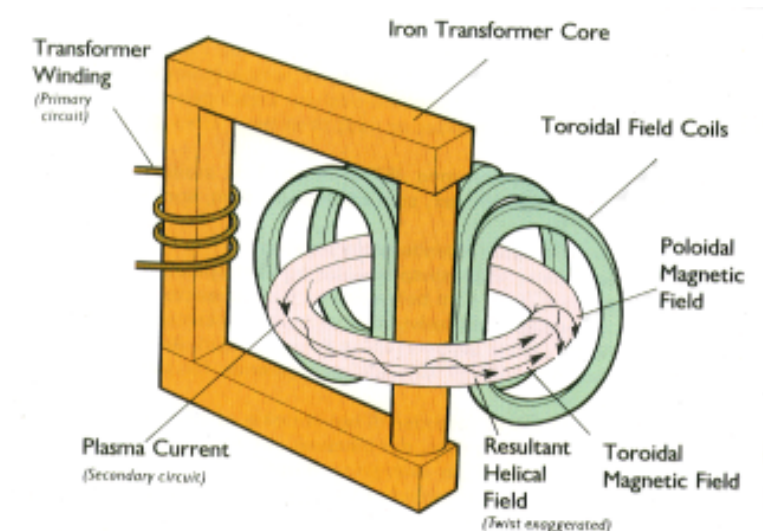
Tokamak

V současné době je tokamak nejnadějnějším zařízením pro budoucí využití fúze. První tokamak (TOroidalnaya KAmera s MAgnitnymi Katushkami - toroidální nádoba s magnetickými cívkami) byl postaven v roce 1951 jako experimentální zařízení k potvrzení Kruskal-Shafranovovy podmínky stability. Po slibných pokusech došlo k dalšímu vývoji a díky úspěchu v roce 1968 se tokamaky dostaly do popředí celosvětového výzkumu řízené termojaderné fúze.

2.1 Princip

Tokamak je v principu vakuová nádoba ve tvaru prstence, jejímž středem je vedeno jádro transformátoru a slouží jako sekundární závit. Okolo celé komory jsou umístěny cívky generující silné magnetické pole, které udržuje plazma. Schéma konstrukce tokamaku je na obr. 2.1.

Při činnosti transformátoru vzniká ve vakuové komoře elektrické pole. Toto pole vytváří proud plazmatem I_p a disipací Joulova tepla je plazma ohříváno. Vztah pro Joulovo teplo je $I_p R_p^2$ kde R_p je odpor plazmatu. Při prvních úvahách se počítalo s tím, že tento ohřev bude stačit pro dosažení teplot potřebných k zapálení. S rostoucí teplotou ale klesá účinnost tohoto ohřevu (plazma má větší vodivost) a maximální dosažitelná energie je $\sim 2,5 \text{ keV}$. Transformátorový efekt je možné používat pouze pulzně, proto byly vyvinuty jiné metody pro ohřev a vlečení proudu, jako je vstřikování neutrálních svazků nebo ohřev pomocí elektromagnetických vln.



Obrázek 2.1: Schéma konstrukce tokamaku. (Zdroj [16])

2.2 Popis tokamaku a používané souřadnice

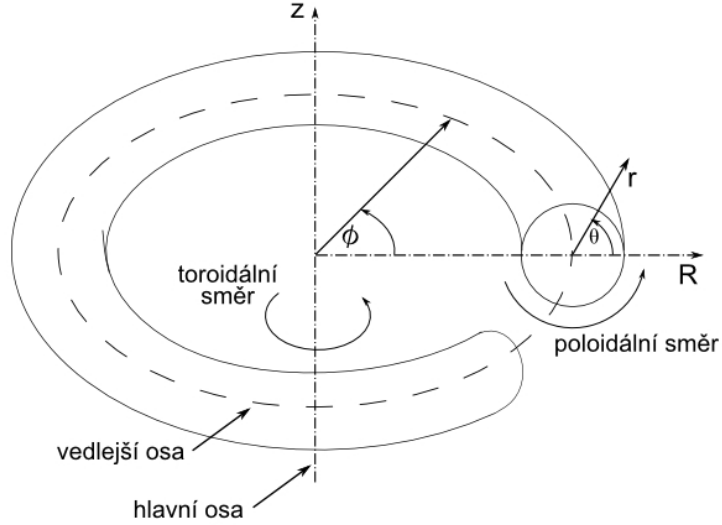
Tokamak má (stejně jako torus) dvě osy symetrie, hlavní a vedlejší (obr. 2.2). Z toho vyplývají dva hlavní směry používané při jejich popisu. Toroidální směr (otočení okolo hlavní osy) a poloidální směr (otočení okolo vedlejší osy). Důležité hodnoty, udávající velikost tokamaku, jsou hlavní a vedlejší poloměr. Hlavní poloměr (R_0) je vzdálenost hlavní a vedlejší osou. Vedlejším poloměrem (a_{ch}) nazýváme vzdálenost mezi vedlejší osou a okrajem komory. Poměr těchto dvou hodnot se nazývá inverzní aspekt

$$\varepsilon = \frac{a_{ch}}{R_0}$$

Při popisu tokamaku se používá cylindrický souřadnicový systém (R, ϕ, z) , kde R je vzdálenost od hlavní osy, ϕ je úhel otočení v toroidálním směru a z je výška nad ekvatoriální rovinou. Další užívanou soustavou souřadnic je kvazicylindrická (r, ϕ, θ) , kde r je vzdálenost od vedlejší osy a θ je úhel otočení v poloidálním směru (obr. 2.2).

2.3 Magnetické pole v tokamaku

Nejsilnějším magnetickým polem v tokamacích je toroidální magnetické pole B_t , které je generované cívkami okolo komory. Jeho velikost je u malých tokamaků



Obrázek 2.2: Veličiny používané k popisu tokamaku a používané souřadnice – cylindrická (R, ϕ, z) a kvazicylindrická (r, θ, ϕ) .

okolo 1 T, u velkých dosahuje až 4 T. Protože je toto pole stočené do prstence, klesá v důsledku Ampérova zákona úměrně $1/R$. Díky tomu existuje gradient magnetického pole ∇B_t . Následný ∇B_t drift způsobí separaci náboje a vznik vertikálního elektrického pole $\mathbf{E}_{vert}$. Následný $\mathbf{E}_{vert} \times \mathbf{B}_t$ drift způsobí pohyb celého plazmatu směrem ven a jeho dotyk se stěnou, což vede k ukončení plazmatu.

Důležitou úlohu proto hraje poloidální magnetické pole $\mathbf{B}_p = (B_R, 0, B_Z)$ tvořené proudem v plazmatu. Složením toroidálního a poloidálního magnetického pole vznikají šroubovicové silokřivky spojující místa s opačným nábojem a eliminaci vertikálního elektrického pole. Úhel stáčení těchto silokřivek se nazývá “safety factor” q a v případě kruhového průřezu má tvar

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

2.4 Integrované charakteristiky plazmatu

Z magnetického pole v okolí plazmatu můžeme zjistit různé jeho parametry, například polohu, vnitřní indukčnost nebo celkovou tepelnou energii. Poloidální magnetické pole plazmatu, které je v rovnováze, závisí na průběhu tlaku a hustoty proudu v plazmatu. V přiblížení malého inverzního aspektu ($\varepsilon \ll 1$) a kruhového průřezu plazmatu není nutné vědět konkrétní průběhy tlaku a hustoty proudu, ale k určení poloidálního pole stačí znát dvě integrované charakteristiky plazmatu:

poloidální β a vnitřní indukčnost l_i .

Poloidální β udává, jak velkou roli v udržení tlaku plazmatu hraje toroidální pole. β_p se zavádí vztahem

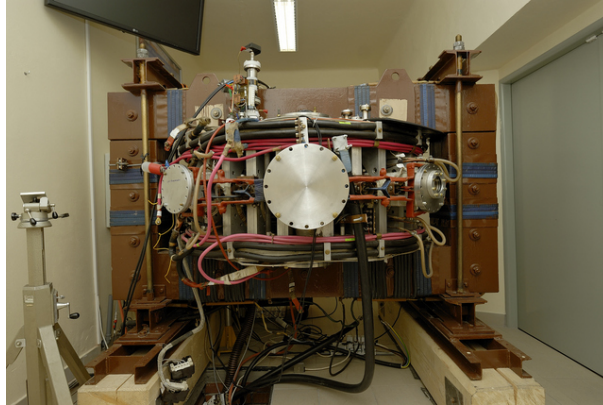
$$\begin{aligned}\beta_p &= \frac{\int p \, dS / \int dS}{B_0^2 / 2\mu_0} \\ B_0 &= \frac{\mu_0 I_p}{l}\end{aligned}\tag{2.1}$$

kde integrace je přes poloidální řez tokamakem a l je délka obepínající daný řez.

l_i je normovaná vnitřní indukčnost plazmatického prstence na jednotku délky. Zavádí se vztahem

$$l_i = \frac{\int B_\theta^2 dS / \int dS}{B_0^2}\tag{2.2}$$

2.5 Tokamak GOLEM



Obrázek 2.3: Tokamak GOLEM

2.5.1 Základní charakteristiky

GOLEM je malý tokamak s železným jádrem transformátoru, kruhovým průřezem komory a kruhovým limiterem. Ukázka typického výboje je na obr. 2.4. Současné parametry jsou v tabulce 2.1.

hlavní poloměr	$R_0 = 0,4 \text{ m}$
malý poloměr	$a_{ch} = 0,1 \text{ m}$
poloměr limiteru	$a_L = 0,085 \text{ m}$
toroidální pole	$B_t < 0,8 \text{ T}$
proud plazmatem	$I_p < 8 \text{ kA}$
délka výboje	$\Delta t < 13 \text{ ms}$
pracovní plyn	H_2
tlak pracovního plynu	$p_{\text{H}_2} = 10 - 200 \text{ mPa}$
centrální teplota elektronů	$T_e < 80 \text{ eV}$
safety factor na okraji plazmatu	$q \approx 15$

Tabulka 2.1: Současné parametry tokamaku GOLEM.

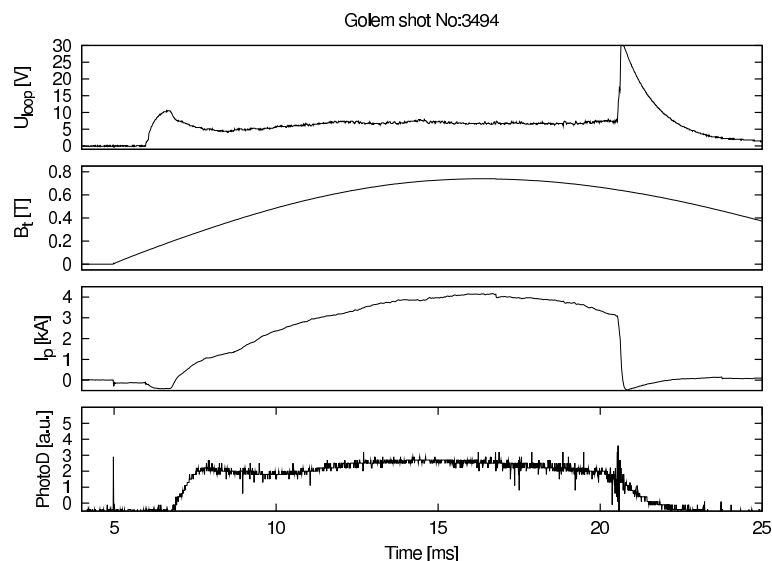
2.5.2 Komora

Toroidální vakuová komora (liner) je vyrobena z nerezového plechu o tloušťce 0,2 mm. V komoře je šest diagnostických sekcí (každá obsahuje 3 porty) ve tvaru písmene T. Okolo lineru je měděný plášť o síle 10 mm a vnitřním průměru $b_{in} = 0,245 \text{ m}$. Plášť je rozdělen na 2 vertikální a 2 horizontální části. Vertikální dělení zabraňuje tvorbě závitů nakrátko a horizontální dělení umožňuje, aby dovnitř mohlo pronikat magnetické pole.

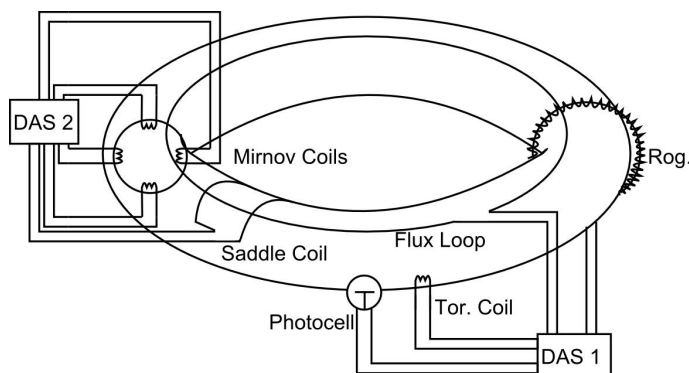
2.5.3 Diagnostiky

Základní diagnostiky (obr. 2.5):

- Napětí na závit U_{loop} je měřeno pomocí jednoho závitu v toroidálním směru na horní straně komory.
- Vakuové toroidální magnetické pole B_t je měřeno pomocí cívky umístěné v komoře mimo plazma.
- Proud plazmatem I_p je měřen Rogowského páskem obepínající komoru v azimutálním směru. Měří tedy proud nejenom plazmatem, ale i proud tekoucí komorou I_{ch} . Ten lze určit z Ohmova zákona $I_{ch} = U_{loop}/R_{ch}$ (R_{ch} je odpor komory) a posléze od celkového proudu odečíst.
- Vyzařování plazmatu v oblasti viditelného světla měří fotodiody. V současné době je místo fotodiody umístěna rychlá kamera.



Obrázek 2.4: Ukázka typického výboje.



Obrázek 2.5: Schéma základních diagnostik na tokamaku GOLEM.

Další diagnostiky:

- Mirnovovy cívky se používají pro určení polohy plazmatického sloupce. Systém se skládá ze 4 Mirnovových cívek, které jsou upevněny na mezikruží umístěného ve stínu limiteru. Vzdálenost od středu bohužel není přesně známa, ale lze ji odhadnout. Jistě je větší než poloměr limiteru ($a_L = 85$ mm). Vnější poloměr mezikruží je limitován poloměrem vakuové komory ($a_{ch} = 100$ mm). Předpokládáme tedy, že středy cívek se nacházejí ve vzdálenosti 93 mm od osy. Jejich rozložení je na obr. 2.6.

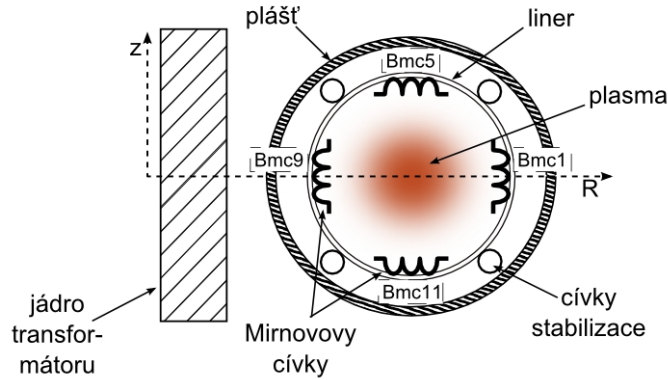
Samotné cívky mají 91 závitů drátu navinutého ve dvou vrstvách. Vnitřní průměr vinutí je $d_{in} = 6$ mm a vnější $d_{out} = 8,4$ mm. Efektivní plocha cívky

je tedy

$$S_{eff} = \frac{91}{2} \pi \left[\frac{6^2}{4} + \frac{8,4^2}{4} \right] = 3,8 \cdot 10^{-3} m^2$$

Indukčnost a odpor cívky je $L = 14 \mu H$ a $R = 1,055 \Omega$. Každá cívka je umístěna v keramickém válečku o vnějším průměru 10 mm a délce 35 mm, který ji chrání před dopadajícími částicemi z plazmatu.

Cívky snímají změnu poloidálního magnetického pole. V ideálním případě je osa cívky kolmá na toroidální pole. Ve skutečnosti jsou ale lehce vychýleny a jejich signál obsahuje toroidální pole, které je nutno při dalším zpracování eliminovat.



Obrázek 2.6: Poloidální řez tokamakem s vyznačenou polohou Mirnovových cívek a závitů stabilizace.

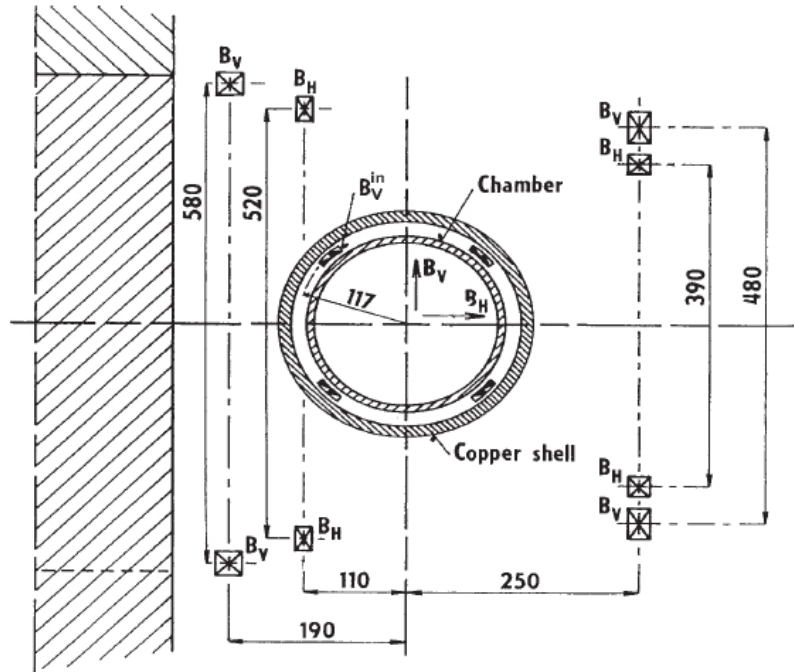
- Vyzařování plazmatu a jeho rozložení v poloidálním řezu je měřeno pomocí bolometrů. Ty se sestávají z 16 křemíkových fotodiod AXUV-20EL, které jsou citlivé na vlnové délky 0,2 – 180 nm. Bolometry sledují plazma pouze v horizontálním řezu.

2.5.4 Stabilizace a řízení polohy plazmatu

Stabilizace a řízení polohy plazmatu je prováděno pomocí 3 magnetických kvadrupólů, které generují homogenní magnetické pole v příslušném směru. Vinutí jsou umístěna podél komory v toroidálním směru. Jejich přesná poloha je na obr. 2.7.

- Mezi pláštěm a komorou je umístěno vinutí stabilizace B_V^{in} , které generuje vertikální magnetické pole. Původně bylo určeno pro kompenzování sil působící na prstenec ve směru velkého poloměru. V současné době je používáno i pro řízení polohy plazmatu v horizontálním směru. Zapojení obvodu je na obr. 2.8.
- Pro řízení polohy plazmatu byly používány 2 vinutí umístěné nad pláštěm.
 - Vinutí B_V vytváří dodatečné vertikální magnetické pole pro řízení polohy v horizontálním směru.
 - Vinutí B_H generuje horizontální magnetické určené pro řízení vertikální polohy plazmatu.

Obě vinutí byla připojena ke zpětnovazebnímu mechanismu, který řídil polohu plazmatu podle signálu z Mirnovových cívek.



Obrázek 2.7: Schéma polohy magnetických kvadrupólů. B_V^{in} označuje vinutí stabilizace, B_V a B_H vinutí zpětnovazebního řízení polohy. (Zdroj [12])

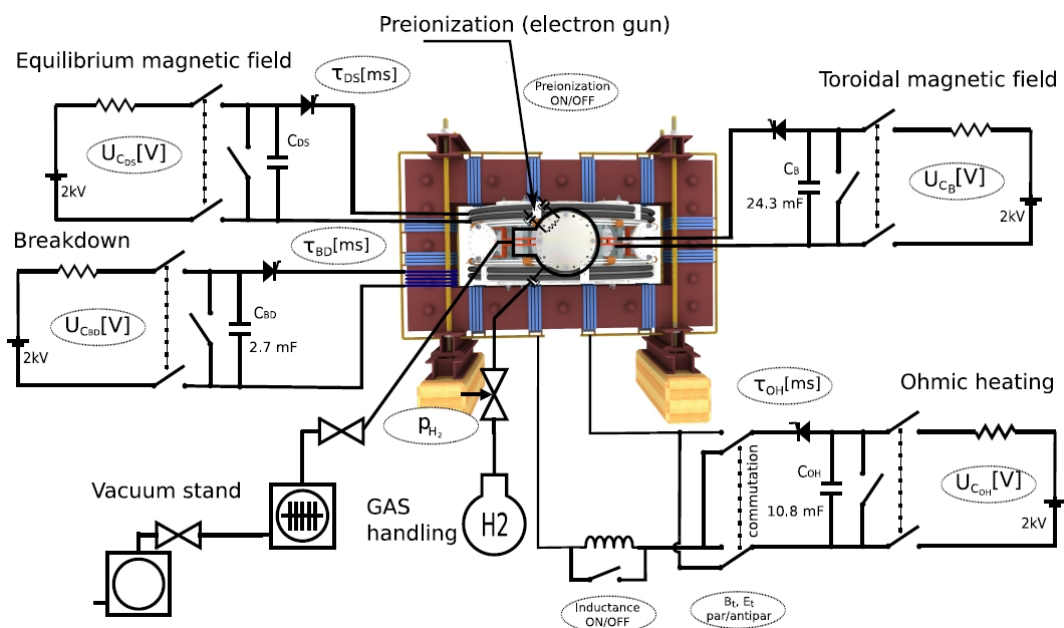
2.5.5 Generování výboje

Plazma je generováno pomocí 4 obvodů napojených na kondenzátorová pole. Jejich jednotlivé spouštění je řízeno tyristory napojenými na počítač. Technologické schéma je na obr. 2.8.

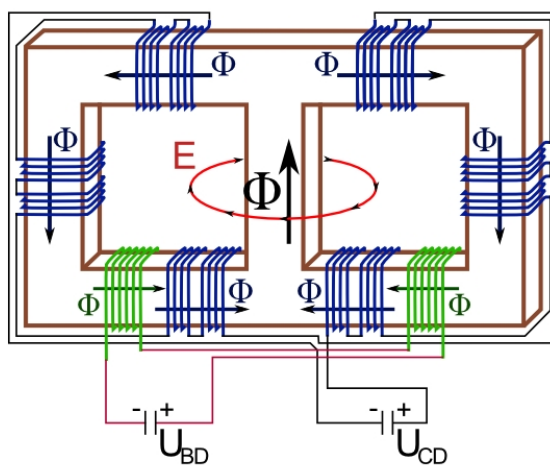
- Toroidální magnetické pole je generováno 28 cívkami o celkové indukčnosti 2,76 mH, které jsou navlečeny na měděném plášti komory. Cívky jsou zapojeny sériově a připojeny ke kondenzátoru o kapacitě $C_{Bt} = 24,3$ mF. Ten může být nabit až na napětí $U_{Bt} = 2$ kV. Výsledné magnetické pole má harmonický průběh (graf 2.4).
- Na transformátoru jsou dvě primární vinutí (obr. 2.9).
 - Vinutí pro vlečení proudu je připojeno ke kondenzátoru $C_{CD} = 10,8$ mF. Orientace proudu může být paralelní i planparalelní s magnetickým polem. V případě potřeby lze do obvodu zapojit dodatečnou indukčnost ($L = 5,9$ mH).
 - Druhé primární vinutí generuje krátký pulz, který slouží k proražení pracovního plynu. Vinutí je připojeno k obvodu s kondenzátorem o kapacitě $C_{BD} = 2,7$ mF.

Tyristory, které ovládají vybití obou kondenzátorů, mohou být ovládány nezávisle na sobě v čase τ_{CD} a τ_{BD} po spuštění magnetického pole.

- Vinutí stabilizace, které generuje vertikální magnetické pole, je připojeno k vlastnímu poli kondenzátorů. Ty jsou spouštěné v čase τ_{ST} po spuštění magnetického pole.



Obrázek 2.8: Technologické schéma tokamaku GOLEM.



Obrázek 2.9: Schéma zapojení transformátoru a primárního vinutí včetně naznačeného směru toku magnetické indukce.

Kapitola 3

Poloha a udržení plazmatu

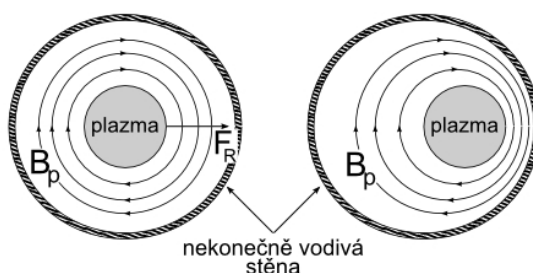
Určení polohy plazmatického válce a její ovládání je jeden ze základních úkolů při provozu tokamaku. Prstenec plazmatu má tendenci se roztahovat ve směru velkého poloměru a dále se vlivem různých polí, které v tokamaku vznikají, v komoře během výboje pohybuje. Polohu plazmatu můžeme ovlivnit dodatečným magnetickým polem. Vzhledem k symetrii systému je žádoucí, aby toto dodatečné pole bylo po celém obvodu tokamaku homogenní.

3.1 Síly roztahující prstenec

Stočením plazmatického sloupce do torusu vznikají tři nové dominantní síly. Ty se snaží plazma znovu narovnat (zvětšují jeho hlavní poloměr). Tyto síly jsou:

- *Ampérova síla* – tato síla je analogická k síle, která se snaží roztáhnout závit, jímž protéká elektrický proud. V případě plazmatu se jedná o sílu danou rozdílem magnetických tlaků na vnitřní a vnější straně prstence (na vnitřní straně je větší magnetický indukční tok)
- *hydrostatická síla* – jedná se o sílu, která například při nafukování pneumatiky roztahuje její velký poloměr. Tlak na okraj plazmatu je všude stejný. Vnitřní plocha ($R \in (R_0 - a, R_0)$) je ovšem menší než vnější ($R \in (R_0, R_0 + a)$). Síla je násobek plochy a tlaku, proto je síla na vnější plochu větší a prstenec se roztahuje.
- *síla $1/R$* – protože je plazma diamagnetické, uvnitř plazmatu je menší toroidální magnetické pole, než mimo něj. Jelikož toto pole klesá s $1/R$, je magnetický tlak na vnitřní straně plazmatu větší než na vnější. (Pokud by plazma bylo paramagnetické, síla by směřovala dovnitř)

Tyto tři síly způsobují nestabilitu prostého stočení plazmatu do torusu. Jedna z možností zabránění těmto jevům je obklopení plazmatu nekonečně vodivou stěnou. Skrze nekonečně vodivý materiál nemohou magnetické siločáry prodifundovat (jsou do něj “zamrzlé”). Plazma se roztáhne, dokud zvýšený magnetický tlak způsobený kompresí siločar poloidálního pole na vnější straně není tak silný, aby vyvážílo tyto síly (obr. 3.1). Analýzou této rovnováhy můžeme zjistit, jak velké vertikální pole je nutné k udržení plazmatu (obr. 3.4). Toto pole poté můžeme generovat dodatečně.

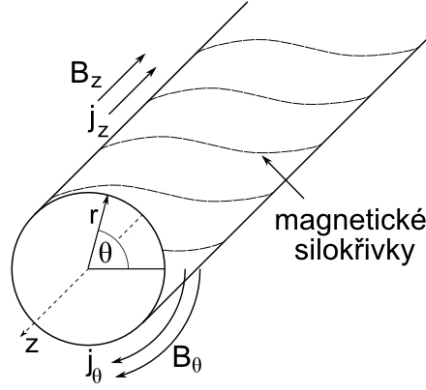


Obrázek 3.1: Obklopení plazmatu nekonečně vodivou stěnou, kterou neprodifundují magnetické siločáry. Zvýšený tlak poloidálního magnetického pole B_p na vnější straně zabráňuje dalšímu roztahování plazmatu a kontaktu se stěnou (F_R je součet všech sil působících na plazmatický sloupec ve směru velkého poloměru).

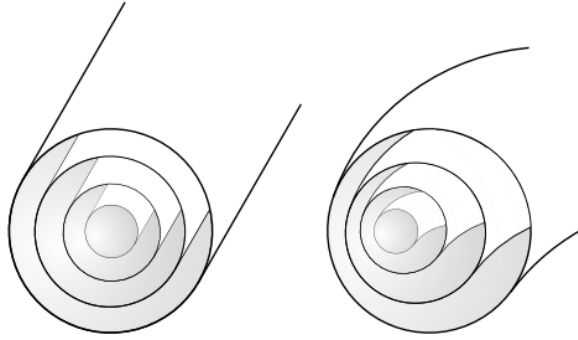
3.2 Grad–Shafranovova rovnice

Uvažujme sloupec plazmatu, kterým protéká proud (helikální pinč, obr. 3.2). Magnetické povrchy (plochy, na kterých je magnetické pole konstantní) tvoří koncentrické válce (obr. 3.3 *vlevo*).

Po stočení pinče do prstence začnou na plazma působit tři výše zmíněné síly. Ty způsobí změnu vnitřního uspořádání a válce, na kterých je magnetické pole konstantní, jsou vychýleny směrem od hlavní osy (obr. 3.3 *vpravo*). Největší posuv má válec s nejmenším poloměrem (centrum plazmatu). Posuv mezi vedlejší osou nově vzniklého torusu a centrem plazmatu se nazývá *Shafranovův posuv* – Δ_S . Tento posuv můžeme vypočítat z Grad–Shafranovovy rovnice, kterou odvodíme v následující části.



Obrázek 3.2: Geometrie helikálního pinče.



Obrázek 3.3: *Vlevo:* Magnetické povrchy helikálního pinče tvoří koncentrické válce. *Vpravo:* Po stočení do prstence dojde k posunutí magnetických povrchů směrem od hlavní osy.

3.2.1 Zavedení funkce ψ

Pro zjednodušení popisu zavedeme funkci poloidálního magnetického toku ψ . Ta je určena tokem poloidálního pole na magnetickém povrchu. Z toho vyplývá, že ψ je na magnetických površích konstantní. Každý magnetický povrch tak můžeme určit hodnotou funkce ψ . Ukážeme, že magnetické pole a tlak se dají vyjádřit jako funkce ψ . Magnetické pole si vyjádříme pomocí vektorového potenciálu $\mathbf{A}$. V dalším textu budeme označovat toroidální magnetické pole B_t jako B_ϕ . Vzhledem k symetrii toroidálního systému pokládáme derivaci libovolné skalární veličiny podle ϕ rovnu nule ($\partial/\partial\phi = 0$).

$$\mathbf{A} = (A_R(R, z), A_\phi(R, z), A_z(R, z))$$

Přepsáním rovnice $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ do cylindrických souřadnic získáme

$$\mathbf{B} = \left(-\frac{\partial A_\phi}{\partial z}, B_\phi, \frac{1}{R} \frac{\partial R A_\phi}{\partial R} \right) \quad (3.1)$$

Protože $\mathbf{B}$ je tečné k magnetickému povrchu, musí platit

$$\begin{aligned} \nabla \psi \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \Rightarrow \quad & \frac{\partial \psi}{\partial R} \cdot \left(-\frac{\partial A_\phi}{\partial z} \right) + \frac{\partial \psi}{\partial z} \cdot \left(\frac{1}{R} \frac{\partial R A_\phi}{\partial R} \right) = 0 \\ & \frac{\partial \psi}{\partial R} \frac{\partial R A_\phi}{\partial z} = \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial R A_\phi}{\partial R} \end{aligned}$$

Z této rovnice vyplývá, že RA_ϕ je funkcí ψ . Označme $h = RA_\phi$.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial R} \frac{\partial h}{\partial z} &= \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial h}{\partial R} \\ \frac{\partial \psi}{\partial R} \frac{\partial h}{\partial \psi} \frac{\partial \psi}{\partial z} &= \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial h}{\partial \psi} \frac{\partial \psi}{\partial R} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Rovnici (3.2) splňuje libovolná funkce $h(\psi)$. Zvolíme nejjednodušší možnost.

$$h(\psi) = \psi = RA_\phi \quad (3.3)$$

Dosazením vztahu (3.3) do (3.1) vyjádříme magnetické pole pomocí funkce ψ .

$$\mathbf{B} = \left(-\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial z}, B_\phi, \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) \quad (3.4)$$

Jelikož částice sledují magnetické silokřivky, teče proud také po magnetických površích. Z tohoto důvodu je $\mathbf{j}$ taktéž tečnou k magnetickému povrchu.

$$\nabla \psi \cdot \mathbf{j} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial \psi}{\partial R} j_R + \frac{\partial \psi}{\partial z} j_z = 0 \quad (3.5)$$

Proudové hustoty j_R a j_z vyjádříme z Ampérova zákona

$$\begin{aligned} \mu_0 \mathbf{j} &= \nabla \times \mathbf{B} = \left(-\frac{\partial B_\phi}{\partial z}, j_\phi, \frac{1}{R} \frac{\partial R B_\phi}{\partial R} \right) \\ \Rightarrow \quad \mu_0 j_R &= -\frac{1}{R} \frac{\partial R B_\phi}{\partial z} \\ \mu_0 j_z &= \frac{1}{R} \frac{\partial R B_\phi}{\partial R} \end{aligned}$$

a po dosazení do (3.5), vynásobení μ_0 a substitucí $F = RB_\phi$ (v [9] se zavádí funkce F jako $f = RB_\phi/\mu_0$)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial R} \frac{\partial R B_\phi}{\partial z} &= \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial R B_\phi}{\partial R} \\ \frac{\partial \psi}{\partial R} \frac{\partial F}{\partial \psi} \frac{\partial \psi}{\partial z} &= \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial F}{\partial \psi} \frac{\partial \psi}{\partial R} \end{aligned}$$

je vidět, že funkce F je také funkcí ψ .

Z rovnovážné rovnice magnetohydrodynamiky

$$\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (3.6)$$

lze podobným způsobem ukázat, že tlak p je také funkcí ψ . Z této rovnice vyplývá, že magnetické pole je kolmé na gradient tlaku.

$$\nabla p \cdot \mathbf{B} = 0 = \frac{\partial p}{\partial R} \cdot \left(-\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \frac{\partial p}{\partial z} \cdot \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right)$$

Stejným postupem jako v předchozích případech dospějeme k rovnici,

$$\frac{\partial \psi}{\partial R} \frac{\partial p}{\partial \psi} \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial \psi} \frac{\partial \psi}{\partial R}$$

ze které přímo vyplývá $p = p(\psi)$.

3.2.2 Odvození Grad–Shafranovovy rovnice

Grad–Shafranovovu rovnici už snadno odvodíme z R -té složky gradientu tlaku (rovnice (3.6)).

$$(\nabla p)_R = \frac{\partial p}{\partial R} = (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_R = j_\phi B_z - j_z B_\phi \quad (3.7)$$

Složku proudové hustoty j_ϕ vyjádříme z Ampérova zákona

$$\mu_0 j_\phi = (\nabla \times \mathbf{B})_\phi = \frac{\partial B_R}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial R} = -\frac{1}{R} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right)$$

a dosadíme do (3.7).

$$\frac{\partial p}{\partial R} = \frac{1}{\mu_0} \left(-\frac{1}{R} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) \right) \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} - \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{R^2} \frac{\partial F}{\partial R} F$$

Z toho se již snadnou úpravou získá konečný tvar Grad–Shafranovovy rovnice.

$$R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\mu_0 R^2 \frac{\partial p}{\partial \psi} - \frac{\partial F}{\partial \psi} F \quad (3.8)$$

Grad–Shafranovova rovnice je dvoudimenzionální nelineární eliptická parciální diferenciální rovnice udávající rovnováhu plazmatického sloupce v toroidální axi-symetrické konfiguraci. Rovnice je určena dvěma funkcemi F a p a okrajovými podmínkami.

3.3 Posun plazmatu v tokamaku s malým inverzním aspektem

V případě rovného sloupce plazmatu závisí ψ pouze na vzdálenosti od jeho centra $\psi = \psi_0(r)$. Stočíme-li tento sloupec do prstence za podmínky, že Δ_S je malé, můžeme ψ rozepsat jako

$$\psi = \psi_0(r) + \psi_1(r, \theta) \dots \quad (3.9)$$

kde ψ_1 je první oprava neporušené funkce $\psi_0(r)$.

Uvažujme nyní tokamak s malým inverzním aspektem ($\varepsilon \ll 1$), kruhovým průřezem a malým tlakem plazmatu (low- β). Při těchto předpokladech můžeme zanedbat vyšší opravné členy. Výsledkem bude diferenciální rovnice druhého řádu pro $\Delta(r)$.

Převědeme Grad-Shafranovovu rovnici do kvazicylindrických souřadnic.

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} - \frac{1}{R_0 + r \cos \theta} \left(\cos \theta \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\sin \theta}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) = \\ = -\mu_0 (R_0 + r \cos \theta)^2 \frac{dp(\psi)}{d\psi} - \frac{dF(\psi)}{d\psi} F(\psi) \end{aligned} \quad (3.10)$$

Rozvineme funkce $p(\psi)$ a $F(\psi)$

$$\begin{aligned} p(\psi) &= p_0(\psi_0) + \frac{dp_0(\psi_0)}{d\psi_0} \psi_1 \\ F(\psi) &= F_0(\psi_0) + \frac{dF_0(\psi_0)}{d\psi_0} \psi_1 \end{aligned}$$

a spolu s (3.9) dosadíme do Grad-Shafranovovy rovnice (3.10).

- NULTÝ ŘÁD – Zanedbáme všechny opravné členy ($\psi_1, \cos \theta$) a získáme rovnici

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\psi_0}{dr} \right) = -\mu_0 R_0^2 \frac{dp_0(\psi_0)}{d\psi_0} - \frac{dF_0(\psi_0)}{d\psi_0} F_0(\psi_0) \quad (3.11)$$

Zavedeme výrazy, které odpovídají magnetickému poli v helikálním pinči

$$\begin{aligned} B_{\theta 0}(r) &= \frac{1}{R_0} \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \\ B_{\phi 0} &= \frac{F_0}{R_0} \end{aligned} \quad (3.12)$$

a upravíme vztah (3.11). Vyjde předpokládaná rovnice pro rovnováhu nekonečného plazmatického válce.

$$\frac{d}{dr} \left(p_0 + \frac{B_{\phi 0}^2}{2\mu_0} \right) + \frac{B_{\theta 0}}{\mu_0 r} \frac{d}{dr} (r B_{\theta 0}) = 0$$

• PRVNÍ ŘÁD

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi_1}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \theta^2} - \frac{\cos \theta}{R_0} \frac{d\psi_0}{dr} = \\ & = -\frac{d}{dr} \left(\mu_0 R_0^2 \frac{dp_0(\psi_0)}{d\psi_0} + \frac{dF_0(\psi_0)}{d\psi_0} F_0(\psi_0) \right) \frac{dr}{d\psi_0} \psi_1 - 2\mu_0 R_0 r \cos \theta \frac{dp_0(\psi_0)}{d\psi_0} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Jelikož uvažujeme plazma kruhového průřezu, bude posun jednotlivých magnetických povrchů záviset pouze na jejich poloměru (při malém Δ_S bude jejich deformace malá). Potom můžeme ψ zapsat jako [9]

$$\psi = \psi_0 + \psi_1 = \psi_0 - \Delta(r) \frac{\partial \psi_0}{\partial R} = \psi_0 - \Delta(r) \cos \theta \frac{d\psi_0}{dr} \quad (3.14)$$

($\Delta(r)$ zde volíme tak, aby bylo kladné při posunu směrem od hlavní osy). Po dosazení do rovnice (3.13) a jednoduchých úpravách získáme

$$\begin{aligned} & \Delta \frac{d}{dr} \left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\psi_0}{dr} \right) \right\} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \left(\frac{d\psi_0}{dr} \right)^2 \frac{d\Delta}{dr} \right) \cdot \left(\frac{dr}{d\psi_0} \right) + \frac{1}{R_0} \frac{d\psi_0}{dr} = \\ & = \Delta \frac{d}{dr} \left\{ -\mu_0 R_0^2 \frac{dp_0(\psi_0)}{d\psi_0} - \frac{dF_0(\psi_0)}{d\psi_0} F_0(\psi_0) \right\} + 2\mu_0 R_0 r \frac{dp_0}{dr} \frac{dr}{d\psi_0} \end{aligned}$$

Výrazy ve složených závorkách jsou ve skutečnosti rovnicí nultého řádu (3.11), proto se dohromady rovnají nule. Po vynásobení rovnice $d\psi_0/dr$ a substitucí (3.12) získáme rovnici pro $\Delta(r)$

$$\frac{d}{dr} \left(r B_{\theta 0}^2(r) \frac{d\Delta(r)}{dr} \right) = \frac{r}{R_0} \left(2\mu_0 r \frac{dp_0(r)}{dr} - B_{\theta 0}^2(r) \right) \quad (3.15)$$

s okrajovými podmínkami

$$\begin{aligned} \Delta(a) &= 0 \\ \frac{d\Delta}{dr}(0) &= 0 \end{aligned}$$

Rovnice (3.15) je diferenciální rovnice druhého řádu pro $\Delta(r)$ se zadanými okrajovými podmínkami, která je určena rovnicemi pro tlak a poloidální magnetické pole. Tyto dvě veličiny jsou opravami nultého řádu.

3.3.1 Posun plazmatu v případě nekonečně vodivé stěny

Předpokládejme, že je plazma obklopeno dokonale vodivou stěnou o vnitřním poloměru b . Zajímá nás posun okraje plazmatu vůči ose vodivé stěny: $\Delta(a)$. Z

předpokladů plyne

$$\psi(b) = \text{const} \quad \Delta(b) = 0$$

Zintegrujeme rovnici (3.15).

$$xB_{\theta 0}^2(x) \frac{d\Delta}{dx} = \frac{1}{R_0} \int_0^x 2\mu_0 r^2 \frac{dp_0}{dr} - rB_{\theta 0}^2 dr \quad x \in (a, b) \quad (3.16)$$

Tuto rovnici lze přepsat pomocí β_p a l_i (rov. (2.1) a (2.2) v případě kruhového průřezu plazmatu).

$$\beta_p = \frac{2\mu_0 \int_0^a p r dr}{a^2 B_{\theta 0}^2} \quad (3.17)$$

$$l_i = \frac{2 \int_0^2 B_{\theta 0}^2 r dr}{a^2 B_{\theta 0}^2} \quad (3.18)$$

Jelikož pro $r \geq a$ platí $p(r) = 0$ a $j_\phi(r) = 0$, dá se poloidální magnetické pole zapsat jako $B_{\theta 0}(r) = B_{\theta 0}(a)(a/r)$

$$2\mu_0 \int_0^a r^2 \frac{dp}{dr} dr = -a^2 B_{\theta 0}^2(a) \beta_p$$

$$\int_0^x r B_{\theta 0}^2(r) dr = a^2 B_{\theta 0}^2(a) \left(\frac{l_i}{2} + \ln \left(\frac{x}{a} \right) \right)$$

a rovnice (3.16) přejde na

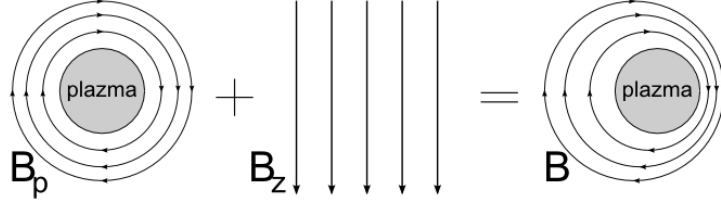
$$\begin{aligned} \Delta(a) &= \frac{a^2 B_{\theta 0}^2(a)}{R_0} \int_a^b \frac{\beta_p + \frac{l_i}{2} + \ln \frac{x}{a}}{x B_{\theta 0}^2(x)} dx \\ &= \frac{b^2}{2R_0} \left[\left(\beta_p + \frac{l_i}{2} - \frac{1}{2} \right) \left(1 - \frac{a^2}{b^2} \right) + \ln \frac{b}{a} \right] \end{aligned} \quad (3.19)$$

3.3.2 Vertikální pole nutné k udržení plazmatu v rovnováze

Z předchozí úvahy vyplývá, že plazma se ustálí v určité vzdálenosti od středu komory, kde se síla vyvolaná magnetickým tlakem vyrovná se silami, které roztahují prstenec. Vodivou stěnu lze nahradit vertikálním magnetickým polem a tak dosáhnout rovnováhy (obr. 3.4). Výpočtem poloidálního magnetického pole v konfiguraci s vodivou stěnou můžeme vypočítat, jak velké externí pole musíme použít.

Funkci ψ lze v toroidálním uspořádání mimo plazma ($r > a$) v prvním přiblížení malého inverzního aspektu $R_0 \gg a$ zapsat ve tvaru [8], [9]

$$\psi(r, \theta) = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi} R_0 \left[\ln \frac{8R_0}{r} - 2 \right] + \frac{\mu_0 I_p}{4\pi} \left[\left(\ln \frac{8R_0}{r} - 1 \right) r + \frac{c_1}{r} + c_2 r \right] \cos \theta \quad (3.20)$$



Obrázek 3.4: Kombinací vlastního poloidálního pole plazmatu a externího vertikálního magnetického pole dojde ke zvýšení magnetického tlaku na vnější straně plazmatu a k nastolení rovnováhy.

kde c_1 a c_2 jsou konstanty určené okrajovými podmínkami. Ty určíme z rovností poloidálního pole vypočtené z tohoto tvaru funkce ψ a poloidálního pole vyjádřeného pomocí předchozího výpočtu.

Poloidální magnetické pole v okolí plazmatu lze zapsat jako

$$B_\theta(r) = \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (3.21)$$

Do této rovnice dosadíme rozvoj ψ (3.14), předpokládáme $\Delta(a) = 0$ a v úvahu bereme pouze opravy prvního řádu.

$$\begin{aligned} B_\theta(a) &= B_{\theta 0}(a) \left(1 - \frac{a}{R_0} \cos \theta - \frac{d\Delta(a)}{dr} \cos \theta \right) = \\ &= B_{\theta 0}(a) \left(1 + \frac{a}{R_0} (\beta_p + \frac{l_i}{2} - 1) \cos \theta \right) \end{aligned}$$

Tento výraz dáme do rovnosti s výrazem získaným dosazením (3.20) do (3.21) a vyjádříme konstanty c_1 a c_2 [8], [9].

$$c_1 = a^2 \left(\beta_p + \frac{l_i}{2} - \frac{1}{2} \right) \quad c_2 = - \left(\ln \frac{8R_0}{a} + \beta_p + \frac{l_i}{2} - \frac{3}{2} \right)$$

Po dosazení a úpravách dostaneme výraz pro ψ mimo plazma, které je v rovnováze.

$$\psi = \frac{\mu_0 I}{2\pi} R_0 \left[\ln \frac{8R_0}{r} - 2 \right] - \frac{\mu_0 I}{4\pi} r \left[\ln \frac{r}{a} + \left(\beta_p + \frac{l_i}{2} - \frac{1}{2} \right) \left(1 - \frac{a^2}{r^2} \right) \right] \cos \theta \quad (3.22)$$

Funkci ψ můžeme rozdělit na vnitřní ψ_i a vnější ψ_e , kde

$$\psi_e = \frac{\mu_0 I}{4\pi} c_2 r \cos \theta$$

odpovídá dodatečnému externímu poli [8], [9]. Vnější pole udržující plazma v rovnováze by tedy mělo být

$$B_z = -\frac{\mu_0 I}{4\pi R_0} \left(\ln \frac{8R_0}{a} + \beta_p + \frac{l_i}{2} - \frac{3}{2} \right) \quad (3.23)$$

3.4 Rovnice pro polohu plazmatu

3.4.1 Přiblížení rovného vodiče

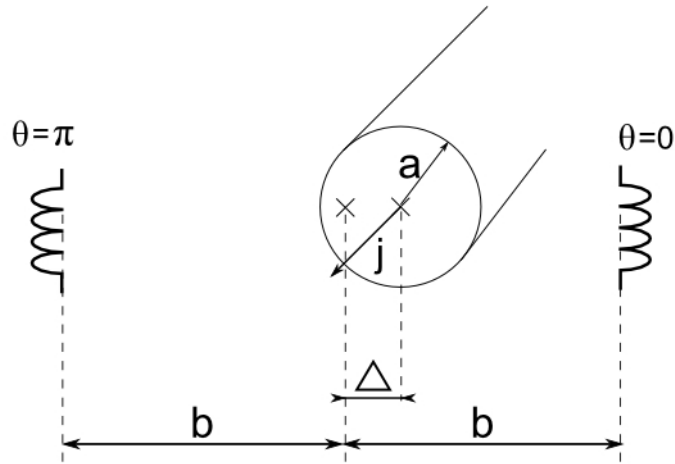
V nejjednodušším přiblížení lze na plazma v tokamaku pohlížet jako na nekonečně dlouhý rovný vodič, kterým protéká proud. Poloidální pole generované tímto válcem má tvar

$$B_\theta(r) = \frac{\mu_0 I_{celk}}{2\pi r} \quad r \geq a$$

kde a je poloměr válce a I_{celk} je proud, který jím protéká. Pokud bychom měřili toto pole na dvou protilehlých místech (např. $\theta = 0$ a $\theta = \pi$, obr. 3.5), můžeme vzdálenost středu plazmatu od středu spojnice cívek, kterými pole měříme, určit jako

$$\Delta = \frac{B_{\theta=0} - B_{\theta=\pi}}{B_{\theta=0} + B_{\theta=\pi}} \cdot b \quad (3.24)$$

kde $2b$ je vzájemná vzdálenost cívek.



Obrázek 3.5: Měření poloidálního pole pro určení polohy plazmatického válce.

3.4.2 Určení polohy plazmatu v přiblížení velkého aspektu

Měřením poloidálního pole v tokamaku lze určit polohu plazmatu v závislosti na parametrech β_p a l_i . Pro zjednodušení zavedeme koeficient asymetrie Λ , který je dán vztahem

$$\Lambda = \beta_p + l_i/2 - 1 \quad (3.25)$$

(v [5] je zaveden koeficient asymetrie vztahem $\Lambda = \beta_p + l_i/2$). V tokamaku s velkým aspektem je funkce ψ mimo plazma popsána rovnicí (3.20).

$$\psi(r, \theta) = \frac{\mu_0 I_p R_0}{2\pi} \left[\ln \frac{8R_0}{r} - 2 \right] + \frac{\mu_0 I_p}{4\pi} \left[\left(\ln \frac{8R_0}{r} - 1 \right) r + \frac{c_1}{r} + c_2 r \right] \cos \theta$$

Konstanty c_1 a c_2 jsou určeny z okrajových podmínek. Poloidální magnetické pole získáme z této rovnice vztahy

$$B_\theta = \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial r} = -\frac{\mu_0 I_p}{2\pi r} \left(1 - \frac{r}{R_0} \cos \theta \right) + \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_0} \left(1 - \frac{r}{R_0} \cos \theta \right) \left[\ln \frac{8R_0}{r} - 2 - \frac{c_1}{r^2} + c_2 \right] \cos \theta$$

a radiální

$$B_r = -\frac{1}{r R_0} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_0} \left(1 - \frac{r}{R_0} \cos \theta \right) \left[\ln \frac{8R_0}{r} - 1 + \frac{c_1}{r^2} + c_2 \right] \sin \theta$$

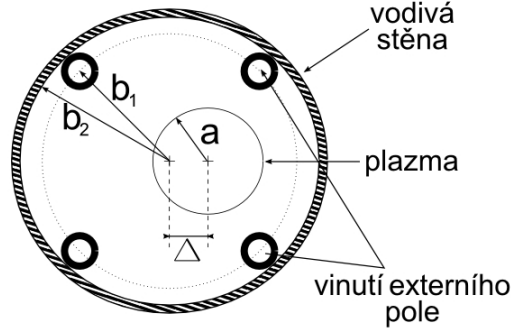
Uvažujeme-li umístění vodivé stěny a vinutí generující dodatečné magnetické pole podle obr. 3.6. Pak v oblasti mezi plazmatem a vinutím dodatečného pole mají konstanty c_1 a c_2 tvar [8]

$$c_1 = a^2 \left(\frac{2R_0 \Delta_s}{a^2} + \Lambda + 1/2 \right) \\ c_2 = - \left(\ln \frac{8R_0}{a} + \Lambda - 1/2 \right)$$

Po dosazení mají složky magnetického pole tvar

$$B_\theta(r, \theta) = -\frac{\mu_0 I_p}{2\pi r} \left(1 - \frac{r}{R_0} \cos \theta \right) + \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_0} \left(1 - \frac{r}{R_0} \cos \theta \right) \left[\ln \frac{a}{r} - \frac{2R_0 \Delta_s}{r^2} - 1 - (\Lambda + 1/2) \left(1 + \frac{a^2}{r^2} \right) \right] \cos \theta \quad (3.26)$$

$$B_r(r, \theta) = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_0} \left(1 - \frac{r}{R_0} \cos \theta \right) \left[\ln \frac{a}{r} + \frac{2R_0 \Delta_s}{r^2} + (\Lambda + 1/2) \left(\frac{a^2}{r^2} - 1 \right) \right] \sin \theta \quad (3.27)$$



Obrázek 3.6: Vzájemná poloha vodivého pláště a vinutí externího pole.

Polohu plazmatu zjistíme z rozdílu magnetických polí měřených na 4 místech. Označme b jako vzdálenost centra komory a místa, kde pole měříme. Polohu a koeficient asymetrie zjistíme z následujících vztahů ($B_0 = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi b}$).

- horizontální poloha Δ_R – Předpokládáme kruhový průřez plazmatu, proto je Δ_s posun pouze ve směru velkého poloměru. Vztah pro horizontální polohu platí za podmínky $\Delta_R \approx \Delta_s$ a $\Delta_R \ll b$.

$$\begin{aligned}
 B_1 &= B_\theta(b, \pi) - B_\theta(b, 0) = -\frac{\mu_0 I_p}{\pi R_0} - \\
 &\quad - \frac{\mu_0 I_p}{2\pi R_0} \left[\ln \frac{a}{b} - \frac{2R_0 \Delta_R}{b^2} - 1 - (\Lambda + 1/2) \left(1 + \frac{a^2}{b^2} \right) \right] \\
 \Delta_R &= \frac{B_1}{2B_0} \cdot b - \frac{b^2}{2R_0} \left[\ln \frac{b}{a} - 1 + (\Lambda + 1/2) \left(1 + \frac{a^2}{b^2} \right) \right] \quad (3.28)
 \end{aligned}$$

- koeficient asymetrie Λ – k určení Δ_R je nutné znát hodnotu Λ , tu zjistíme z kombinace poloidálního a radiálního pole.

$$\begin{aligned}
 B_1 &= B_\theta(b, \pi) - B_\theta(b, 0) \\
 B_2 &= B_r(b, -\pi/2) - B_r(b, \pi/2) = \\
 &= -\frac{\mu_0 I_p}{2\pi R_0} \left[\ln \frac{a}{b} + \frac{2R_0 \Delta_R}{b^2} + (\Lambda + 1/2) \left(\frac{a^2}{b^2} - 1 \right) \right] \\
 \Lambda &= \ln \frac{a}{b} + \left(\frac{B_1 + B_2}{2B_0} \right) \frac{R_0}{2b} \quad (3.29)
 \end{aligned}$$

- vertikální poloha Δ_z – Při měření poloidálního pole v místě $\theta = \pm\pi/2$ vypadnou členy s $\cos \theta$. Zbude pouze člen

$$B_\theta(r, \pm\pi/2) = -\frac{\mu_0 I_p}{2\pi r}$$

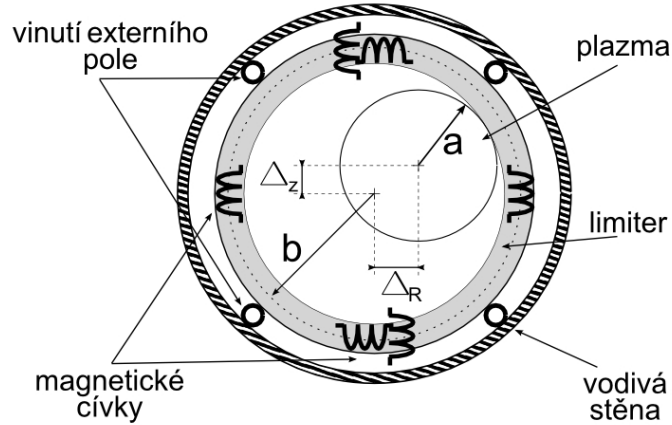
neboli v těchto místech poloidální pole klesá úměrně $1/r$. Poté můžeme použít přiblížení rovného válce (3.24).

$$\Delta_z = \frac{B_\theta(b - \Delta_z, \pi/2) - B_\theta(b + \Delta_z, -\pi/2)}{B_\theta(b - \Delta_z, \pi/2) + B_\theta(b + \Delta_z, -\pi/2)} \cdot b \quad (3.30)$$

Výrazy (3.28) a (3.29) souhlasí s rovnicemi v [5]. Liší se ve vzorci pro určení vertikální polohu (3.30). V [5] má tvar:

$$\Delta_z^V = \frac{B_2}{2B_0} \cdot b \quad (3.31)$$

K určení polohy plazmatu v tokamaku s velkým aspektem a kruhovým průřezem tedy stačí měřit magnetické pole na 4 místech. Schéma umístění magnetických cívek je na obr. 3.7. Koeficient asymetrie se měří pomocí poloidálního pole v úhlech $\theta = 0$ a $\theta = \pi$ a radiálního pole v úhlech $\theta = \pi/2$ a $\theta = 3\pi/2$. K určení horizontální polohy je potřeba měřit koeficient asymetrie a poloidální pole v úhlech $\theta = 0$ a $\theta = \pi$. Vertikální poloha se měří pomocí poloidálního pole v úhlech $\theta = \pi/2$ a $\theta = 3\pi/2$.



Obrázek 3.7: Schéma umístění magnetických cívek pro měření polohy plazmatu.

Kapitola 4

Výsledky

Při pokusech na tokamaku GOLEM byl použit 16-ti kanálový A/D převodník National Instruments PXI-6251 o nastavené vzorkovací frekvenci 100 kHz. K němu byly připojeny všechny dostupné diagnostiky: napětí na závit U_{loop} , toroidální magnetické pole B_t , proud plazmatem I_p , Mirnovovy cívky B_{mc} , sedlová cívka B_{saddle} , proud jdoucí do cívek stabilizace I_{stab} a proud jdoucí do cívek generující toroidální magnetické pole $I_{B_{torcoil}}$. Digitalizovaný signál byl ukládán do počítače pro další zpracování.

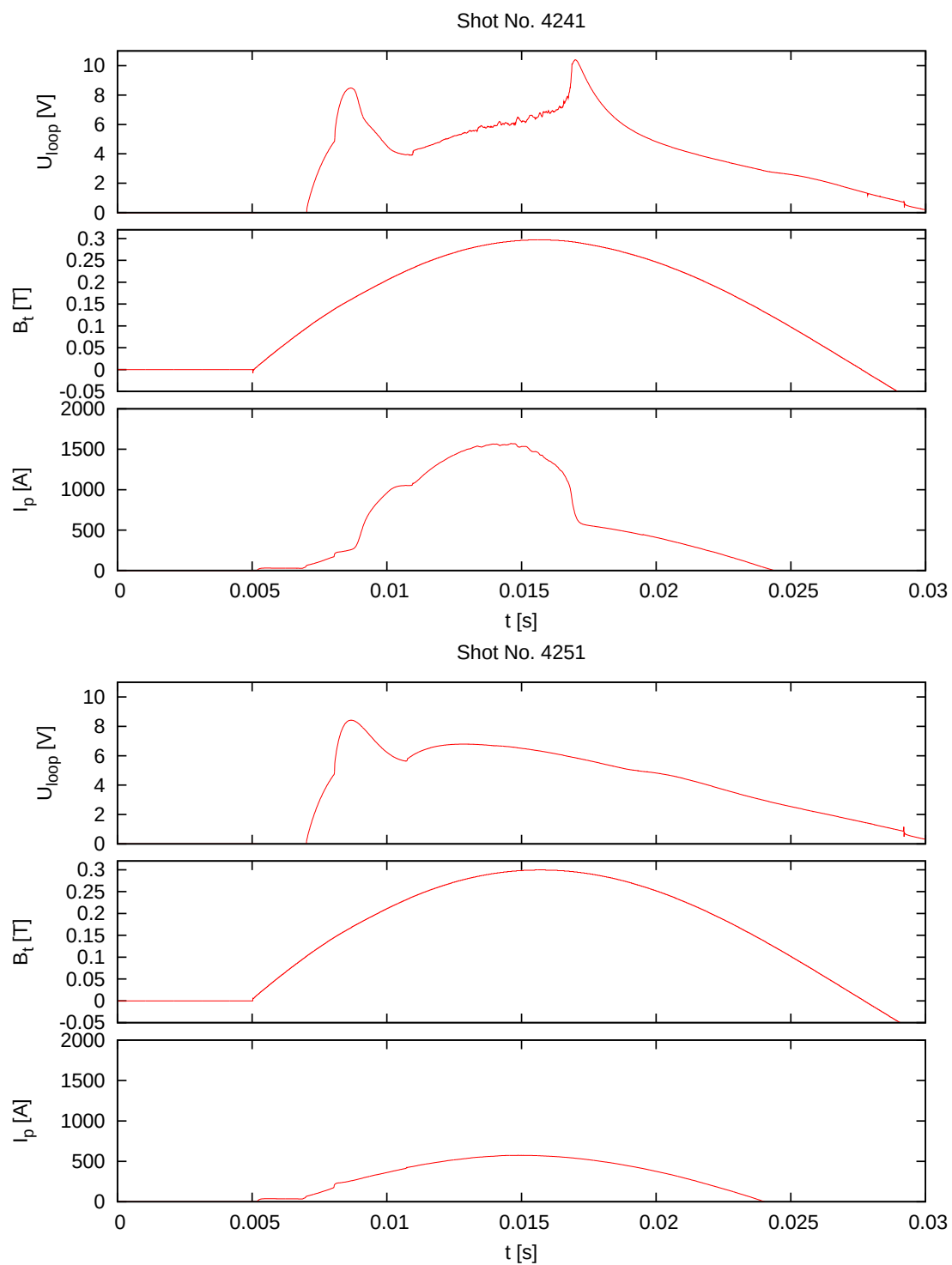
Z měřených veličin lze zjistit vodivost plazmatu pomocí vztahu

$$G_p = \frac{I_p}{U_{loop}}$$

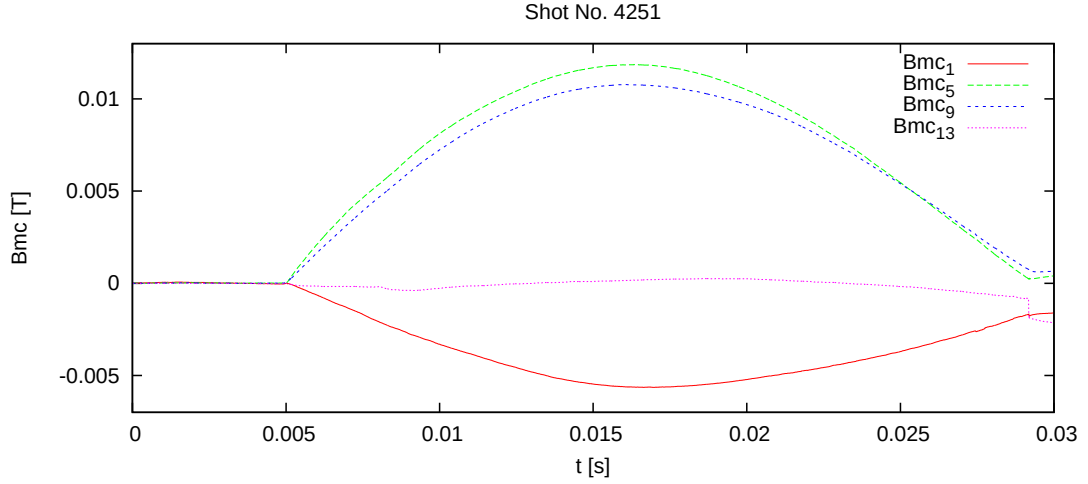
Typické výstřely bez a s plazmatem v době našeho měření jsou na obr. 4.1. Napětí na závit bylo během výboje mezi 5 až 7 V. Toroidální magnetické pole bylo 0,3 T a proud plazmatem se pohyboval pod hodnotou 2000 A. Doba výboje přesahovala 8 ms. Tlak v komoře byl okolo 20 mPa.

4.1 Integrace signálu a eliminace toroidálního magnetického pole z Mirnovových cívek

Protože Mirnovovy cívky snímají pouze změnu magnetického pole, je nutné jejich signál integrovat. Na obrázku 4.2 je integrovaný signál z výboje bez plazmatu. Na něm je patrné, že cívky snímají magnetické pole i bez přítomnosti plazmatu. Zachycený signál má stejný průběh jako toroidální magnetické pole. Toto zachycování toroidálního pole lze vysvětlit vychýlením cívek z původní polohy. Abychom získali signál samotného plazmatu, je nutno tento nežádoucí jev eliminovat.



Obrázek 4.1: Typické výstřely s a bez plazmatu v době měření.



Obrázek 4.2: Integrovaný signál z Mirnovových cívek. Zřetelný je vliv toroidálního magnetického pole.

Eliminaci toroidálního magnetického pole lze provádět dvěma různými způsoby. První způsob je před samotným měřením udělat několik výstřelů bez plazmatu za podmínek, při kterých chceme měřit. Data z těchto výstřelů se zprůměrují a při samotných pokusech se odečítají od získaného signálu z Mirnovových cívek. Tento způsob má výhodu v přesnější eliminaci toroidálního magnetického pole včetně ostatních polí generovaných v tokamaku. Na druhou stranu je ale při každé změně podmínek nutné vše znovu opakovat.

Druhý způsob spočívá v odečítání signálu z cívky měřící toroidální magnetické pole vynásobené konstantou K_C od signálu z Mirnovových cívek. Konstanta K_C se zjistí experimentálně na základě několika kontrolních výstřelů stejně jako u první metody, narozdíl od ní je ale stejná pro celé měření. Nevýhodou je horší eliminace, výhoda je ale v rychlosti a možnosti měnit plynule podmínky. Hodnota konstanty K_C pro Mirnovovy cívky je v tabulce 4.1. Vzhledem k jednoduchosti byla při pokusech použita druhá metoda.

cívka	K_C [-]
$Bmc1$	-166.736
$Bmc5$	76.680
$Bmc9$	105.598
$Bmc13$	-

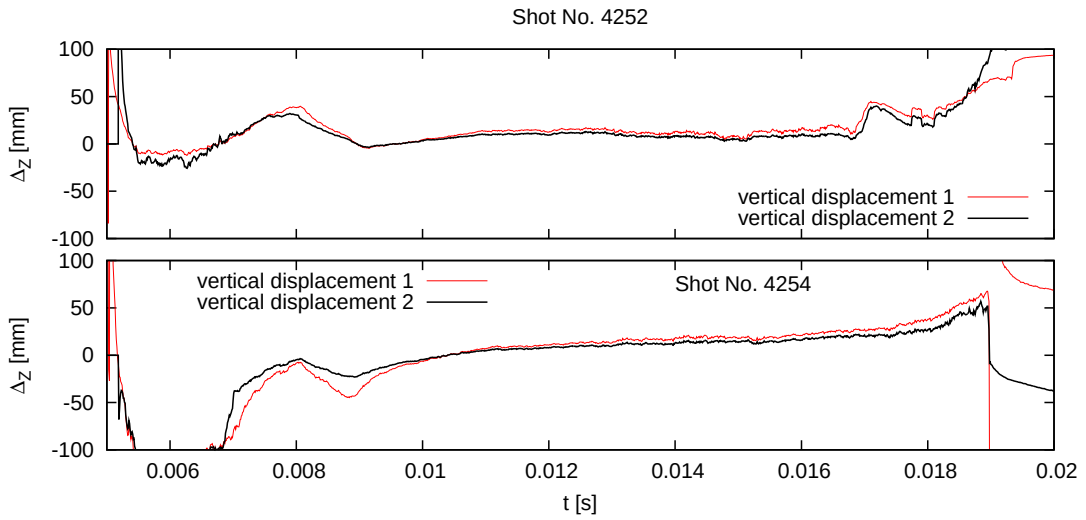
Tabulka 4.1: Hodnota konstanty K_C pro eliminaci toroidálního magnetického pole ze signálu Mirnovových cívek. U cívky $Bmc13$ není uvedena hodnota, protože její signál toto pole neobsahuje. (Zdroj [13])

4.2 Vertikální poloha – Δ_z

Pro určení vertikální polohy plazmatu jsme použili dva způsoby. První, který je odvozen v teoretické části práce (přiblížení rovného sloupce plazmatu – rov. (3.30))

$$\Delta_z = \frac{Bmc5 - Bmc13}{Bmc5 + Bmc13} \cdot b \quad (4.1)$$

Druhý byl vzat z [5] (rov. (3.31)). Jejich porovnání při dvou typických výstřelech je na obr. 4.3. Na nich je vidět, že výsledky jsou velmi podobné. Vzhledem k jednoduchosti prvního způsobu (rov. (3.30)) byla dále používána pouze tato metoda.



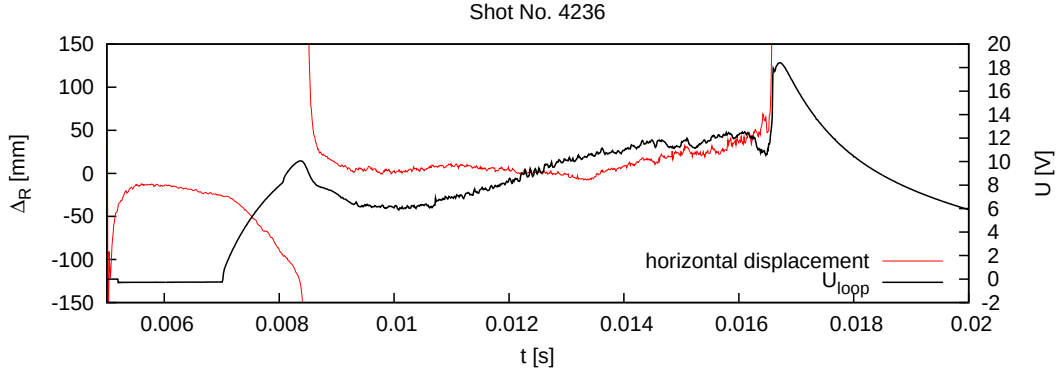
Obrázek 4.3: Porovnání dvou způsobů měření vertikální polohy plazmatu při dvou typických výbojích. Displacement 1 je způsob odvozený v teorii, displacement 2 pochází z [5].

4.3 Horizontální poloha – Δ_R

Pro určení horizontální polohy plazmatu je v teorii odvozena rovnice (3.28). Tento způsob měření ale nemohl být použit, protože nebylo měřeno vertikální magnetické pole v tokamaku. Proto jsme museli zanedbat toroidální efekty a měřili horizontální polohu jako u rovného sloupce plazmatu (rov. (3.24)).

$$\Delta_R = \frac{Bmc1 - Bmc9}{Bmc1 + Bmc9} \cdot b \quad (4.2)$$

Vývoj horizontální polohy plazmatu v typickém výboji je na obr. 4.4.



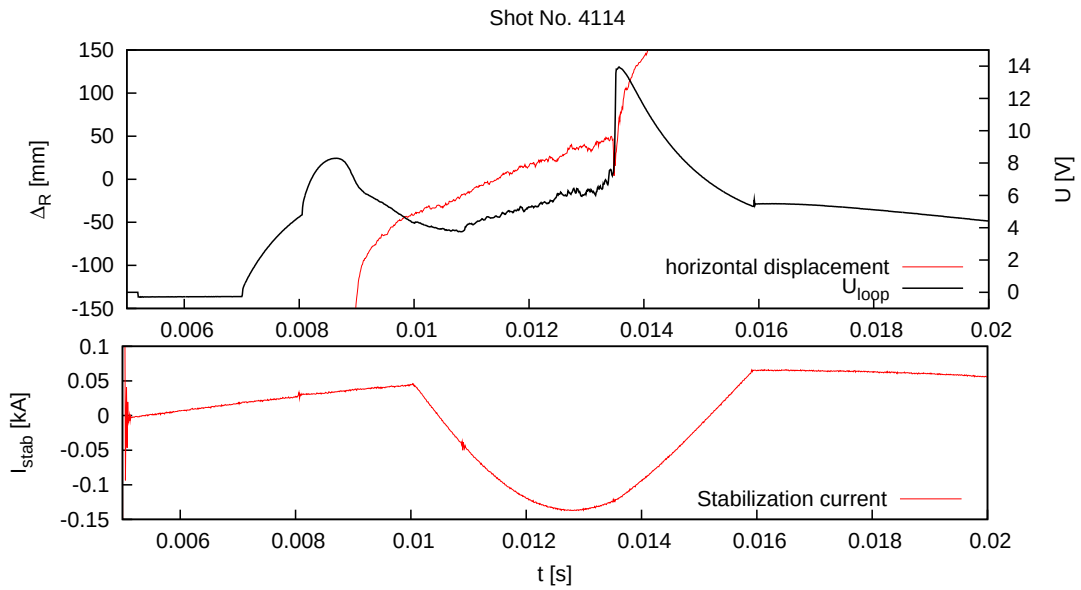
Obrázek 4.4: Vývoj horizontální polohy a napětí na závit v typickém výboji.

4.4 Stabilizace

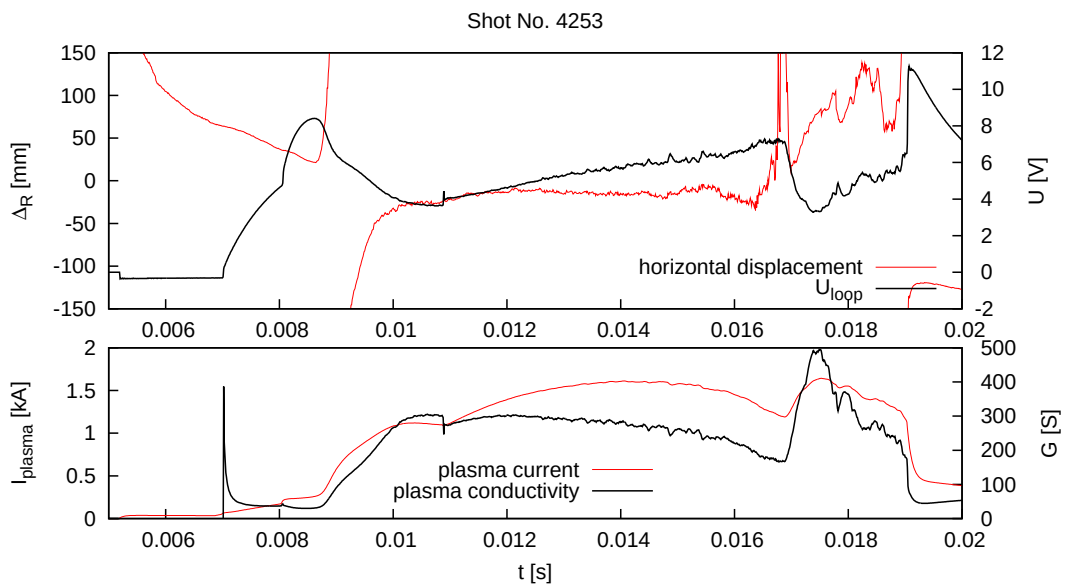
Cívky stabilizace generují vertikální magnetické pole, které brání plazmatu v roztahování ve směru velkého poloměru. Jejich umístění je na obr. 2.7. Jelikož se vinutí stabilizace nachází mezi pláštěm a linerem, nevíme, jaký směr má generované magnetické pole při našem zapojení. Průběh proudu ve stabilizaci jsme měřili Rogowského páskem. Na obr. 4.5 je vidět tendence plazmatu se roztáhnout ve směru velkého poloměru. Z tohoto důvodu by se dalo usuzovat, že současné zapojení stabilizace je opačné, než bychom potřebovali.

4.5 Chování plazmatu při dlouhých výbojích

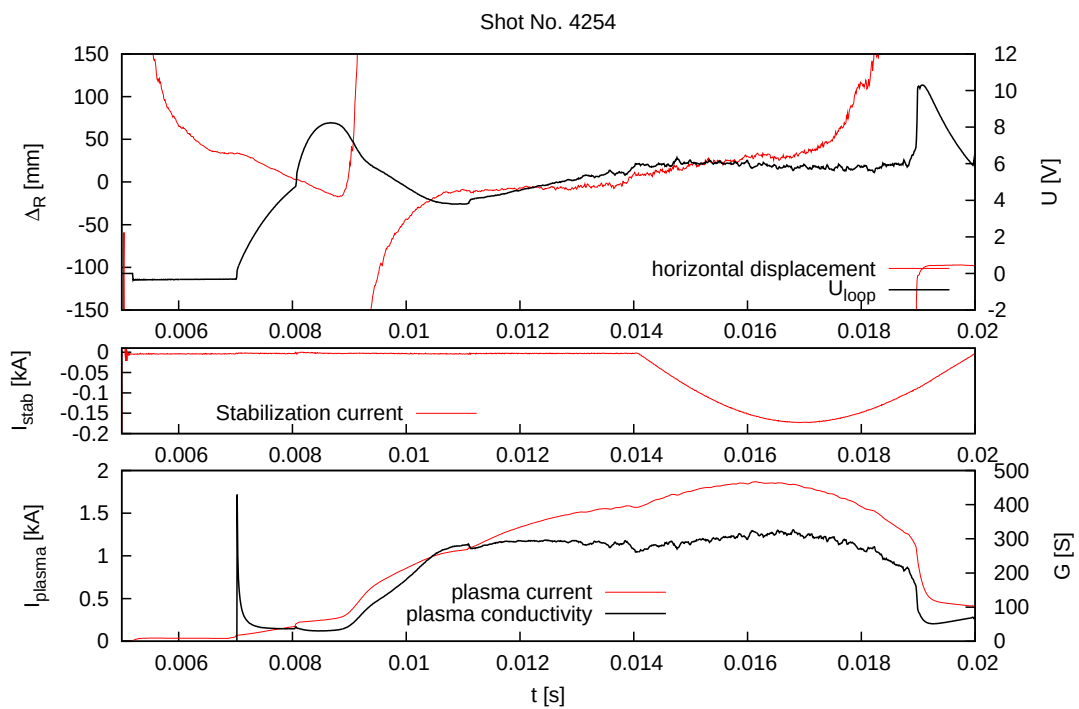
Při delších výbojích ($\Delta t > 10$ ms) a vypnuté stabilizaci dochází okolo 7 ms existence plazmatu k náhlému poklesu napětí na závit a zvýšení vodivosti (obr. 4.6). Při puštění proudu do stabilizace a umístění jeho maxima do okolí pozorovaného poklesu napětí tato změna nenastane (obr. 4.7).



Obrázek 4.5: Poloha plazmatu, napětí na závit a proud v cívkách stabilizace při výstřelu se zapnutou stabilizací.



Obrázek 4.6: Poloha plazmatu, napětí na závit, proud plazmatem a vodivost plazmatu při dlouhém výboji.



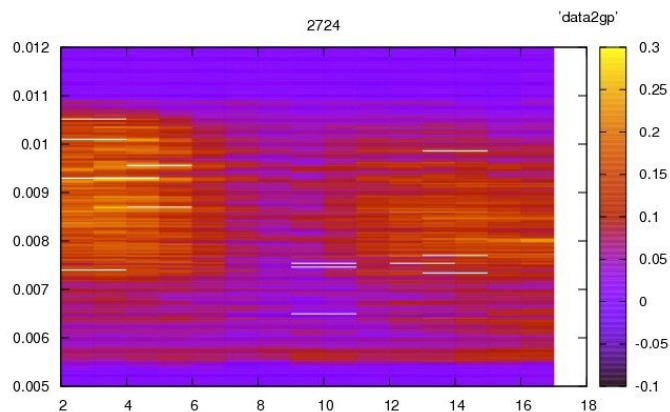
Obrázek 4.7: Poloha plazmatu, napětí na závit, proud v cívkách stabilizace, proud plazmatem a vodivost plazmatu při dlouhém výboji se zapnutou stabilizací.

Kapitola 5

Diskuse

Důvodem poklesu napětí při dlouhých výbojích by mohlo být uvolnění plazmatu od stěn. Při provozu tokamaku na ÚFP tekla po průrazu proud zejména u vnější stěny. Tento výboj se poté rozšířil okolo stěn a vzniklo duté plazma. Na konci této fáze bylo ohmickým ohřevem stlačeno tak, že největší proud tekla v centru komory [17]. Tato poslední fáze by mohla být důvodem náhlého poklesu napětí. Zároveň by to vysvětlilo i fakt, že při puštění proudu do stabilizace k poklesu napětí nedošlo, jelikož magnetické pole generované cívkami stabilizace drželo plazma u vnější stěny.

K potvrzení této úvahy by mohly pomoci údaje z bolometrů, které ale nebyly v době experimentu dostupné. Z výstřelů provedených při zprovoznování bolometrů na tokamaku GOLEM je patrné, že plazma je během výboje opravdu duté. Na druhou stranu je vidět, že největší proud teče u vnitřní stěny (obr. 5.1).



Obrázek 5.1: Data z bolometrů umístěných na spodní straně tokamaku. Z vyzařování hlavně na okrajích napovídá tomu, že plazma je duté. Autoři: E. Dufková, M. Odstrčil

Kapitola 6

Závěr

Tato práce se zaměřuje zejména na určení polohy plazmatického sloupce a zabránění jeho roztahování ve směru velkého poloměru pomocí dodatečného vertikálního magnetického pole.

První kapitola obsahuje obecný úvod do termojaderné fúze, důležité veličiny charakterizující plazma a dva nejnadějnější koncepty možného budoucího termojaderného reaktoru.

V první části druhé kapitoly je popsán tokamak a dva druhy souřadnicových systémů, které se používají k jeho popisu. Druhá část se věnuje tokamaku GOLEM, jeho parametrům a diagnostikám, které jsou na něm v současné době dostupné.

Třetí kapitola se zabývá teoretickým popisem rovnováhy plazmatického sloupce v tokamaku. Je zde zavedena funkce poloidálního magnetického toku ψ , pomocí které je odvozena Grad–Shafranovova rovnice. Z ní je za předpokladu tokamaku s malým inverzním aspektem odvozena diferenciální rovnice pro posuv jednotlivých magnetických povrchů. Analýzou rovnováhy plazmatického sloupce v přítomnosti nekonečně vodivé stěny je získán předpis pro dodatečné vertikální magnetické pole, které zabrání roztahování prstence plazmatu ve směru velkého poloměru. Poslední část třetí kapitoly je věnována určení polohy plazmatu a koeficientu asymetrie a jejich měření pomocí magnetického pole v okolí plazmatu.

Ve čtvrté kapitole jsou naměřené výsledky. Je zde popsán způsob zpracování signálu z Mirnovových cívek. Dále se porovnáním dvou metod měření vertikální polohy plazmatického sloupce (první je odvozena v teorii, druhá se uvádí v literatuře) zjistilo, že dávají velmi podobné výsledky. Pomocí dodatečného vertikálního magnetického pole se ovlivnila horizontální poloha plazmatu. Jako poslední se sledoval pokles napětí na závit při dlouhých výbojích.

V páté kapitole jsou nastíněny jedny z možných příčin posledně jmenovaného jevu.

Pro potvrzení, co se s plazmatem v průběhu tohoto jevu děje, je nutno udělat

další pokusy, při kterých by byla dostupná data z bolometrů. Ty by mohly pomoci určit, zda je nastíněná úvaha správná.

Dalším úkolem je změřit horizontální polohu plazmatu pomocí metody odvozené v teorii a porovnat ji se současným způsobem jejího určení. K tomu bude nutné měřit vertikální pole generované plazmatem.

Dále je nutno spolehlivě určit směr vertikálního magnetického pole, které generují cívky stabilizace. Při správném průběhu proudu ve stabilizaci by mělo dojít k prodloužení výboje. Současné charakteristiky plazmatu zatím stále odpovídají počáteční fázi výstřelů, které byly prováděny ještě na Ústavu fyziky plazmatu.

Literatura

- [1] F. F. Chen: *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1974, 1984 Plenum Press, české vydání *Úvod do fyziky plazmatu*, Academia, Praha 1984
- [2] Weston M. Stacey: *Fusion Plasma Physics*, John Wiley 2005, ISBN 3-527-40586-0
- [3] M. Řípa, V. Weinzettl, J. Mlynář a F. Žáček, *Řízená termojaderná syntéza pro každého*, 2. vydání Ústav fyziky plazmatu AV ČR a ČEZ, Praha 2005
- [4] H. J. de Blank: *Plasma Equilibrium in Tokamaks*, Carolus Magnus Summer School 2005 http://www.carolusmagnus.net/papers/2005/docs/de_blank_plasma_equilibrium.pdf [cit 22. 1. 2010]
- [5] M. Valovič: *Magnetic diagnostics on the CASTOR tokamak*, Czechoslovak Journal of Physics B 38, 1988
- [6] A. Salar Elahi, M. Ghoranneviss: *Plasma Horizontal Displacement Measurement Using Flux Loops in IR-T1 Tokamak*, J. Fusion Energ. (2010). doi: 10.1007/s10894-009-9232-z
- [7] L. Bardos, J. Datlov, V. Kopecky, L. Kryška, J. Musil, F. Zacek: *Experimental device Tokamak TM-1-MH*, Ústavní zpráva 35/77, Ústav fyziky plazmatu ČSAV, 1977
- [8] V.S. Mukhovatov, V.D. Shafranov: *Plasma Equilibrium in a Tokamak*, Nuclear Fusion 11, 605 (1971)
- [9] J. Wesson: *Tokamaks, Third edition*, Oxford University Press, Clarendon Press, Oxford, 2004
- [10] J. P. Freidberg: *Ideal Magnetohydrodynamics*, Plenum Press, New York 1987
- [11] J. P. Freidberg: *Plasma physics and fusion energy*, Cambridge University Press, New York 2007

- [12] I. Duran: *Fluctuations of the magnetic field of the CASTOR tokamak*, PhD Thesis, MFF UK, Prague 2003
- [13] T. Markovic: *Magnetic field configurations and their measurement on tokamak GOLEM*, Bachelor Thesis, FJFI CVUT, Prague 2010
- [14] J. Brotánková: *Study of high temperature plasma in tokamak-like experimental devices*, PhD Thesis, MFF UK, Prague 2009
- [15] J. Sentkerestiová: *Systematic measurements of plasma position on CASTOR tokamak using magnetic coils and Hall sensors*, Diploma Thesis, FNSPE CTU, Prague 2006
- [16] Fyzikální Institut, Fakulta matematiky a přírodních věd, Univerzita v Oslu
<http://www.fys.uio.no/plasma/plasma/norsk/tokamak.gif> [19. 11. 2010]
- [17] E. Dufková: *Instalace AXUV diod jako nové diagnostiky na tokamaku CASTOR*, Výzkumný úkol, FJFI CVUT, Praha 2004
- [18] V. Svoboda at al.: *Former Tokamak CASTOR becomes remotely controllable GOLEM at the Czech Technical University in Prague*, Procs of the 37th EPS Conference on Plasma Physics, 2010, P2.111.
- [19] J. Stöckel: *GOLEM - Měření polohy*, e-mail Jindřichu Kocmanovi, 15. ledna 2010
- [20] J. Stöckel: *"Mirnov coils" pro měření polohy sloupce plazmatu na tokamaku GOLEM*, e-mail Jindřichu Kocmanovi, 9. dubna 2010

Příloha A

Seznam důležitých symbolů

Symbol	Rozměr	Význam
R_0	m	Hlavní poloměr tokamaku
a_{ch}	m	Vedlejší poloměr tokamaku
a	m	Vedlejší poloměr prstence plazmatu
ε	–	Inverzní aspekt
(R, ϕ, z)	m, rad, m	Cylindrické souřadnice
(r, ϕ, θ)	m, rad, rad	Kvazicylindrické souřadnice
U_{loop}	V	Napětí na závit
B_t	T	Toroidální magnetické pole (v teorii použit výraz B_ϕ)
B_p	T	Poloidální magnetické pole
Δt	s	Doba existence plazmatu ve výboji
Δ_S	m	Shafranovův posuv
β_p	–	Poloidální β
l_i	–	Vnitřní indukčnost plazmatu
Λ	–	Koeficient asymetrie

Tabulka A.1: Seznam důležitých symbolů použitých v práci

Příloha B

Kód pro zpracování signálu z Mirnovových cívek

Kód v jazyce Perl pro integraci signálu z Mirnovových cívek a eliminaci toroidálního pole

```
#!/bin/perl

do "parameters.pl";# načte konstanty z externího souboru

$Mirnov_S_Eff=0.0038;#[m]
$MirnovPosition=93;#[mm]
#$MirnovPosition=9,3;#[cm]

# Otevře výstupní soubor diagnostiky a uloží ho do pole @data.
open DATA, "Nidatap.lvm" or die "cant open Nidatap.lvm";
@data=<DATA>;
close (DATA);

# Rozdělení pole @data na jednotlivé signály
# z Mirnovových cívek a magnetického pole.
for ($i=0;$i<$LineCount;$i++)
{
    @row=split(' ', $data[$i]);
    $bt[$i]=$row[2];
    $mc1[$i]=$row[5];
    $mc5[$i]=$row[6];
    $mc9[$i]=$row[7];
    $mc13[$i]=$row[8];
}
```

```

}

# V tomto úseku jsou data ovlivněna spouštěním toroidálního
# magnetického pole, proto je nutné je nebrat v úvahu.
for ($i=495;$i<505;$i++)
{
    $mc1[$i]=0;
    $mc5[$i]=0;
    $mc9[$i]=0;
    $mc13[$i]=0;
}

$aver1=0;
$aver5=0;
$aver9=0;
$aver13=0;
#určení offsetu A/D převodníku
for ($i=0;$i<$TriggerLine;$i++)
{
    $aver1+=$mc1[$i];
    $aver5+=$mc5[$i];
    $aver9+=$mc9[$i];
    $aver13+=$mc13[$i];
}
$aver1=$aver1/$TriggerLine;
$aver5=$aver5/$TriggerLine;
$aver9=$aver9/$TriggerLine;
$aver13=$aver13/$TriggerLine;

$integr1=0;
$integr5=0;
$integr9=0;
$integr13=0;
for ($i=0;$i<$LineCount;$i++)
{
    # Integrace signálu a eliminace toroidálního magnetického pole.
    $integr1+=($mc1[$i]-$aver1)+$bt[$i]/(166.736);

```

```

    $mc1[$i]=$integr1*$DeltaTs/$Mirnov_S_Eff;
    $integr5+=$(mc5[$i]-$aver5)-$bt[$i]/76.68;
    $mc5[$i]=$integr5*$DeltaTs/$Mirnov_S_Eff;
    $integr9+=$(mc9[$i]-$aver9)-$bt[$i]/(105.598);
    $mc9[$i]=$integr9*$DeltaTs/$Mirnov_S_Eff;
    $integr13+=$(mc13[$i]-$aver13);
    $mc13[$i]=$integr13*$DeltaTs/$Mirnov_S_Eff;
}

# Uložení výsledných hodnot ve formátu.
open CIL1, ">mc1.txt";
open CIL5, ">mc5.txt";
open CIL9, ">mc9.txt";
open CIL13, ">mc13.txt";
$time=0;
for ($i=0;$i<$LineCount;$i++)
{
    print CIL1 $time."\t".$mc1[$i]."\n";
    print CIL5 $time."\t".$mc5[$i]."\n";
    print CIL9 $time."\t".$mc9[$i]."\n";
    print CIL13 $time."\t".$mc13[$i]."\n";
    $time+=$DeltaTs;
}
close (CIL1);
close (CIL5);
close (CIL9);
close (CIL13);

# Otevře data s hodnotami proudu plazmatem pro
# určení vertikální polohy plazmatu podle způsobu popsáném v [5].
open DATA, "Iplasma_dp.csv" or die "cant open Iplasma";
@data=<DATA>;
close (DATA);

for ($i=0;$i<$LineCount;$i++)
{
    @row=split(';', $data[$i]);
    $Ip1[$i]=$row[1];
}

```

```

# Vypočtení polohy plazmatu, displaceZK je
# způsob určení vertikální polohy plazmatu odvozený
# v teoretické části, displaceZV je způsob popsáný v [5]
open CIL, ">displaceR2.txt";
open CIL1, ">displaceZK.txt";
open CIL2, ">displaceZV.txt";
$time=0;
for ($i=0;$i<$LineCount;$i++)
{
    $displaceR=($mc1[$i]-$mc9[$i])*
                *$MirnovPosition/($mc1[$i]+$mc9[$i]);
    $displaceZK=($mc5[$i]-$mc13[$i])*
                *$MirnovPosition/($mc5[$i]+$mc13[$i]);
    if ($Ip1[$i]==0){
        $displaceZV=0;
    }
    else{
        $displaceZV=($mc13[$i]-$mc5[$i])*$MirnovPosition*
                    *$MirnovPosition*10000/(4*$Ip1[$i]);
    }
    print CIL $time."\t".$displaceR."\n";
    print CIL1 $time."\t".$displaceZK."\n";
    print CIL2 $time."\t".$displaceZV."\n";
    $time+=$DeltaTs;
}
close (CIL);
close (CIL1);

```

Příloha C

Vztahy použité při odvozování

Zde uvádím vztahy použité při úpravách a odvozování rovnic v teoretické části práce.

C.1 Cylindrická soustava souřadnic

C.1.1 Převod cylindrických souřadnic na kartézské

$$\begin{aligned}x &= R \cos \phi \\y &= R \sin \phi \\z &= z\end{aligned}$$

C.1.2 Tvary vektorových operátorů v cylindrických souřadnicích

$$\begin{aligned}\nabla \cdot f &= \left(\frac{\partial f}{\partial R}, \frac{1}{R} \frac{\partial f}{\partial \phi}, \frac{\partial f}{\partial z} \right) \\ \nabla \cdot \mathbf{F} &= \frac{1}{R} \frac{\partial R F_R}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial F_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial F_z}{\partial z} \\ \nabla \times \mathbf{F} &= \left(\frac{1}{R} \frac{\partial F_z}{\partial \phi} - \frac{\partial F_\phi}{\partial z}, \frac{\partial F_R}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial R}, \frac{1}{R} \frac{\partial R F_\phi}{\partial R} - \frac{1}{R} \frac{\partial F_R}{\partial \phi} \right)\end{aligned}$$

C.2 Kvazicylindrická soustava souřadnic

C.2.1 Převod kvazicylindrických souřadnic na cylindrické

$$\begin{aligned}R &= R_0 + r \cos \theta \\ \phi &= \phi \\ z &= r \sin \theta\end{aligned}$$

C.2.2 Převod parciálních derivací z cylindrických souřadnic na kvazicylindrické

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial R} &= \cos \theta \frac{\partial}{\partial r} - \frac{\sin \theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{\partial}{\partial z} &= \sin \theta \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\cos \theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}\end{aligned}$$