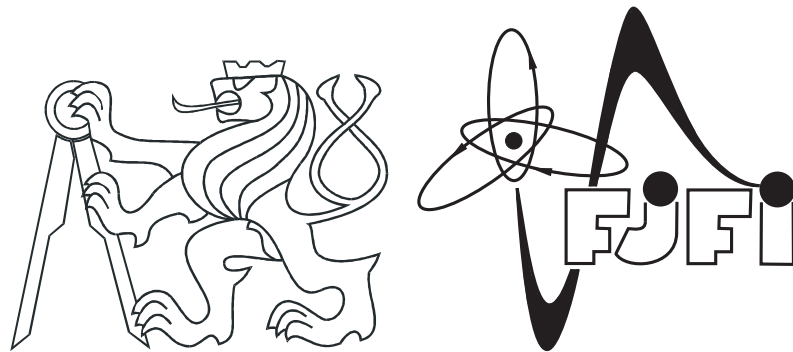


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA JADERNÁ
A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ



DIPLOMOVÁ PRÁCE

Řízení polohy plazmatického prstence na
tokamaku GOLEM

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

Praha, 2015

VLOŽIT ORIGINÁLNÍ ZADÁNÍ!

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou 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

Rád bych na tomto místě poděkoval svému školiteli Ing. Vojtěchu Svobodovi, CSc. za jeho trpělivost při pomalé a bolestivé tvorbě celého systému řízení polohy plazmatu.

Děkuji hlavně mým rodičům, kteří mi byli vždy oporou.

Mé díky patří RNDr. Davidu Břeňovi, Ph.D. za kontrolu teoretické části této práce a Ing. Jaroslavu Krbcovi za jeho rady ohledně prostředí LabVIEW.

Abstrakt

Určení a řízení polohy plazmatického sloupce patří k základním úkolům při provozu tokamaku. Tato práce popisuje současný stav systému pro řízení polohy plazmatu na tokamaku GOLEM. Jsou zde popsány jeho jednotlivé části, zejména diagnostiky pro určení polohy plazmatu. V teoretické části jsou z Gradovy–Shafranovovy rovnice odvozeny vztahy pro určení polohy plazmatu z měření poloidálního magnetického pole. Systém je schopen řídit plazma ve dvou směrech, v horizontálním a vertikálním. Pracuje ve dvou módech, v předdefinovaném a ve zpětnovazebním. Ovládání systému je implementováno do webového rozhraní pro ovládání tokamaku přes internet. Pomocí řízení polohy plazmatu se podařilo prodloužit dobu plazmatu o více než polovinu.

Klíčová slova

Termojaderná fúze, plazma, tokamak, Gradova–Shafranovova rovnice, poloha plazmatu, řízení polohy plazmatu.

Abstract

Determination and control of the plasma position is one of the basic tasks in the tokamak operation. This thesis describes the current state of the plasma position control on the GOLEM tokamak with a focus on diagnostics for determination of the plasma position. The theoretical part contains formulae for vertical and horizontal displacement using poloidal magnetic field derived from Grad–Shafranov equation. The plasma position system is able to control the plasma in two perpendicular directions, the vertical and the horizontal. It provides two modes, the pre-defined and the feedback. The plasma position system has been implemented into the remote control room allowing to perform remote plasma position studies. Relative plasma-life prolongation of more than 50% was achieved with this system.

Keywords

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

Obsah

1	Úvod	1
1.1	Tokamak	3
1.1.1	Základní stavba a princip	3
1.1.2	Souřadnice používané pro popis tokamaku	3
1.1.3	Magnetická pole v tokamacích	5
2	Odvození rovnic pro polohu plazmatu	7
2.1	Poloidální pole v okolí plazmatu	7
2.1.1	Funkce poloidálního magnetického toku ψ	7
2.1.2	Gradova-Shafranovova rovnice	9
2.1.3	Funkce ψ v okolí plazmatu	10
2.2	Určení polohy plazmatu	11
2.2.1	Vertikální poloha	11
2.2.2	Horizontální poloha	13
2.3	Měření magnetického pole	15
2.3.1	Magnetické cívky	15
2.3.2	Halovy sondy	16
2.3.3	Rogowského cívka	17
3	Tokamak GOLEM	19
3.1	Základní charakteristiky	20
3.2	Diagnostiky pro určení polohy plazmatu	22
3.2.1	Mirnovovy cívky	22
3.2.2	Vertikální magnetické pole	22
3.2.3	Rychlé kamery	23
3.3	Vybavení pro řízení polohy plazmatu	24
3.3.1	Cívky poloidálního pole	24
3.3.2	Měření proudu v cívkách stabilizace	25
3.3.3	Proudový zdroj	25
3.3.4	Analogový integrátor	26
3.3.5	Řídící počítač	27
4	Měření polohy plazmatu	29
4.1	Eliminace nežádoucího signálu z Mirnovových cívek	29
4.1.1	Eliminace toroidálního magnetického pole	29
4.1.2	Pole generované řídicími cívkami	30

4.2	Vertikální poloha	33
4.3	Horizontální poloha	35
5	Systém řízení polohy	37
5.1	Scénář řízení	37
5.2	Řídící program	39
5.3	Webový server	39
5.4	Implementace systému řízení polohy do virtuálního velínu	41
6	Řízení polohy	44
6.1	Vertikální poloha	44
6.1.1	Předdefinovaný průběh	44
6.1.2	Zpětnovazební režim	46
6.2	Horizontální poloha	49
6.2.1	Předdefinovaný průběh	49
6.2.2	Zpětnovazební režim	50
6.3	Vertikální a horizontální poloha	51
7	Závěr	54
A	Analogový integrátor	59
A.1	Pasivní integrátor	59
A.2	Aktivní integrátor	59

Kapitola 1

Úvod

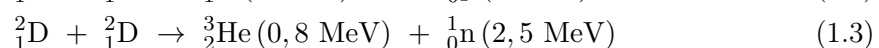
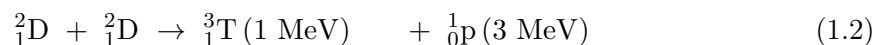
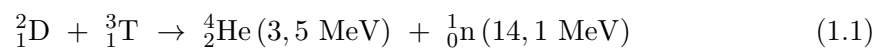
Zvyšující se spotřeba elektrické energie a společenský tlak na ochranu životního prostředí vede k hledání nových zdrojů energie. Jednou z možností je využití děje, který probíhá v nitrech hvězd, tedy termojaderné fúze.

Termojaderná fúze je reakce, kdy slučováním lehkých jader vznikají těžší. Výsledná jádra mají menší hmotnost než je součet hmotností jader do reakce vstupujících. Tato změna hmotnosti Δm odpovídá uvolněnému množství vazebné energie ΔE podle Einsteinova vzorce

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

Pro sloučení dvou jader je nutné jejich přiblížení na vzdálenost řádově 10^{-10} m. Pro překonání Coulombovské bariéry nabitých jader je nezbytné částicím dodat kinetickou energii. Jediným, energeticky výhodným způsobem, jak tuto energii dodat, je ohřátí látky na vysokou teplotu řádově 100 milionů stupňů Celsia. Při takto vysokých teplotách se elektronový obal přestane vázat na jádro a původně neutrální látka se změní na směsici záporných elektronů a kladných iontů. Toto skupenství se nazývá plazma.

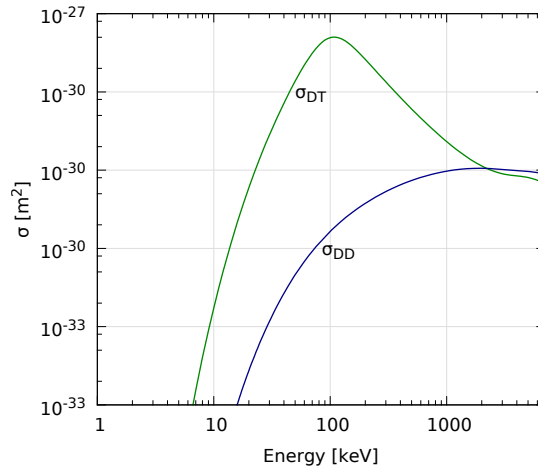
V jádru hvězd podobných našemu Slunci je plazma o teplotě 14 000 000 K, při které dochází ke slučování jader vodíku (proton-protonový cyklus) za vzniku heliového jádra. Protože je tato reakce způsobena slabou jadernou interakcí, má velmi malý účinný průřez, tzn. je velmi malá pravděpodobnost, že proběhne. Z tohoto důvodu je příliš náročná pro realizaci v pozemských podmínkách. Naopak syntéza deuteria¹ a tritia² (1.1) je způsobena silnou jadernou interakcí, která má velký účinný průřez, a proto se v současné době jeví jako nejvhodnější pro řízenou termojadernou fúzi v pozemských podmínkách. Kromě této reakce bude ještě v menší míře probíhat syntéza deuteria s deuteriem (1.2) a (1.3).



Abychom v pozemských podmínkách plazma udrželi, je nutné jej umístit do vakuové nádoby, čímž zamezíme interakci plazmatu s nežádoucími částicemi. Při vletu neutrální

¹Deuterium neboli těžký vodík. Jádro obsahuje kromě protonu i jeden neutron

²Tritium neboli supertěžký vodík. Jádro obsahuje kromě protonu i dva neutrony



Obrázek 1.1: Závislost účinného průřezu na kinetické energii kolidujících jader. σ_{DD} je součet obou možných reakcí (1.2), (1.3). Data pocházejí z [20].

částice do plazmatu dojde k její ionizaci a tím k ochlazení plazmatu. Při kontaktu se stěnou nádoby dojde k uvolnění velkého množství částic do plazmatu, což vede k rychlému zániku plazmatu. V současné době existují dva základní směry, které se liší principem udržení plazmatu od stěn.

První se nazývá inerciální udržení. Ve své podstatě se jedná o malý termojaderný výbuch. Do vakuové nádoby je umístěna kulička ze zmraženého deuteria a tritia tzv. pellet. Jeho velikost je volena tak, aby uvolněná energie okolo 340 MJ byla technologicky zvládnutelná. Pellet je rovnoměrně ozářen lasery. Povrch se odpaří a vzniklá reaktivní síla stlačí kuličku. Rychlost imploze je i několik tisíc kilometrů za sekundu. V centru dojde k takovému zvýšení teploty a hustoty, až se dosáhne podmínek nutných k termojaderné syntéze. Energie následného jaderného výbuchu je absorbována stěnami nádoby a použita k ohřevu vody, která může být použita k pohonu turbíny. Inerciální se tento přístup nazývá proto, že v okamžiku zažehnutí fúze jsou částice drženy u sebe dostatečně dlouho pouze díky své setrvačnosti.

Druhý směr se nazývá magnetické udržení a využívá principu magnetické nádoby. Jelikož jsou částice plazmatu nabité, jejich pohyb musí sledovat magnetické silokřivky. Okolo vakuové nádoby ve tvaru prstence jsou navinuty cívky vytvářející magnetické pole omezující kontakt plazmatu se stěnami komory. Tato konfigurace je nestabilní a je nutno přidat ještě dodatečné magnetické pole, tvořené buď netriviální konfigurací magnetických cívek okolo nádoby (stellarátor), nebo proudem plazmatu ve směru magnetického pole (tokamak). Tokamaky jsou v současné době nejslibnější zařízení pro energetické využití termojaderné fúze.

V tokamaku je plazma od stěn izolováno magnetickým polem. I přes to se vlivem různých sil plazmatický prsteneček pohybuje a může se dostat až ke stěně nádoby. Tomuto jevu lze zabránit řízením polohy plazmatu.

Cílem této práce je zprovoznit měření polohy plazmatu na tokamaku Golem a aktivně ji řídit. V její druhé kapitole je teoretické odvození rovnic pro měření polohy plazmatu. Základem je Gradova-Shafranovova rovnice a měření magnetického pole generovaného proudem v plazmatu. Ve třetí kapitole je popsán tokamak GOLEM s důrazem na dia-

agnostiky a nástroje, které jsou použity k určení polohy plazmatu a jeho řízení. Čtvrtá kapitola obsahuje data ze samotného měření polohy. Tyto výsledky jsou pak použity v systému pro řízení polohy plazmatu, který je popsán v páté kapitole. V šesté je pak prezentovány výsledky, které byly s tímto systémem na tokamaku GOLEM dosaženy.

1.1 Tokamak

Tokamak je v současnosti považován za nejnadějnější cestu k využití termojaderné fúze jako zdroje energie. První zařízení tohoto druhu bylo postaveno v padesátých letech dvacátého století v Kurčatovově ústavu v tehdejší Sovětské svazu. Slovo tokamak je akronymem slovního spojení TOroidalnaya KAmera s MAgnitnymi Katushkami (toroidální nádoba s magnetickými cívkami). Odpovídajícím konceptem ve Spojených státech byl stelarátor. Ten na jednu stranu už ze svého principu umožňuje kontinuální provoz, ale je také konstrukčně mnohem náročnější. V roce 1968 byla na tokamaku T-3 dosažena teplota plazmatu 10 000 000 K. To způsobilo, že se po celém světě začaly stavět tokamaky namísto stelarátorů. V současné době se v jižní Francii staví největší tokamak na světě jménem ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor, latinsky též cesta). Jeho cílem je technologická demonstrace schopnosti vytvořit a udržet termojadernou fúzi s kladným energetickým ziskem.

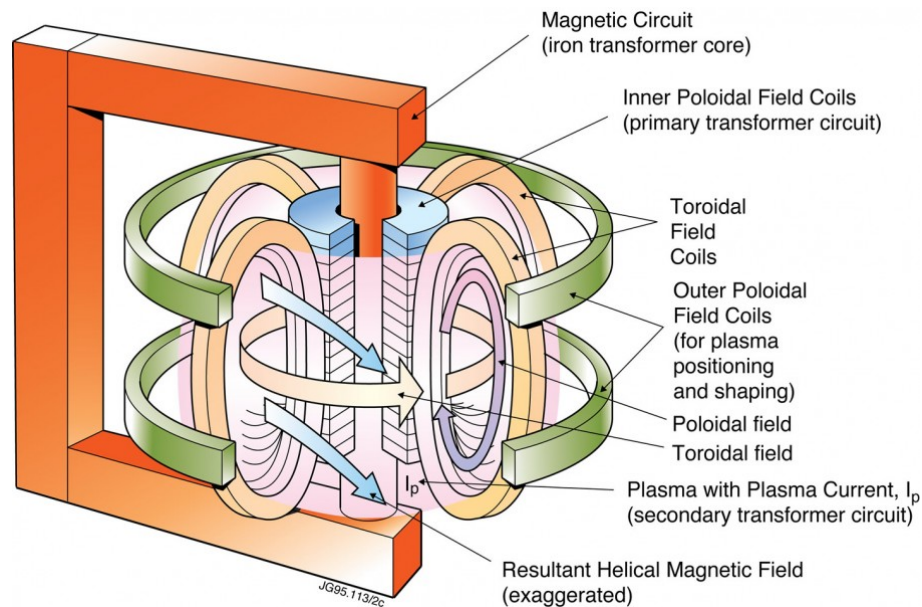
1.1.1 Základní stavba a princip

Schéma tokamaku je na obr. 1.2. Základem je vakuová komora ve tvaru prstence, okolo které jsou navinuty cívky vytvářející toroidální magnetické pole B_t ve směru osy komory. Toto pole zabraňuje nabitým částicím kontakt se stěnou nádoby. Skrz komoru je vedeno jádro transformátoru (dříve železné, dnes zpravidla vzduchové) a komora s plazmatem se chová jako závit nakrátko. Indukované elektromotorické napětí generuje proud v plazmatu I_p . Ten vytváří magnetické pole B_θ , které spolu s toroidálním vytváří šroubovicové silokřivky. Podél komory jsou tzv. cívky poloidálního pole, které generují magnetické pole podél komory sloužící pro řízení polohy plazmatu a jeho tvarování.

Proud tekoucí plazmatem ho ohřívá Jouleovým teplem. Vodivost plazmatu roste s teplotou a účinnost tohoto typu ohřevu klesá. S čistě transformátorovým ohřevem lze dosáhnout pouze teplot okolo 2,5 keV namísto 10 až 20 keV potřebných pro termojadernou fúzi. Proto byly vyvinuty alternativní metody pro vlečení proudu a ohřev plazmatu, například vstřikování neutrálních svazků nebo využití elektromagnetických vln.

1.1.2 Souřadnice používané pro popis tokamaku

Tokamak má dvě osy symetrie, hlavní a vedlejší. Hlavní je vedena jádrem transformátoru, vedlejší centrem komory. S nimi souvisí směry používané pro jeho popis. Otočení okolo hlavní osy se nazývá toroidální směr, otočení okolo vedlejší poloidální směr. Základní rozměry tokamaku jsou hlavní (R_0) a vedlejší poloměr (a_0). Hlavní poloměr určuje vzdálenost mezi hlavní a vedlejší osou a vedlejší poloměr mezi vedlejší osou



Obrázek 1.2: Schéma konstrukce tokamaku. [21]

a stěnou komory. Poměr těchto dvou hodnot se nazývá inverzní aspekt

$$\varepsilon = \frac{a_0}{R_0}$$

a pro klasické tokamaky je menší než jedna.

Z Ampérova zákona plyne, že toroidální magnetické pole je silnější na vnitřní straně tokamaku. Proto se pro ni používá termín high field side (HFS). Analogicky se pro vnější stranu tokamaku používá low field side (LFS).

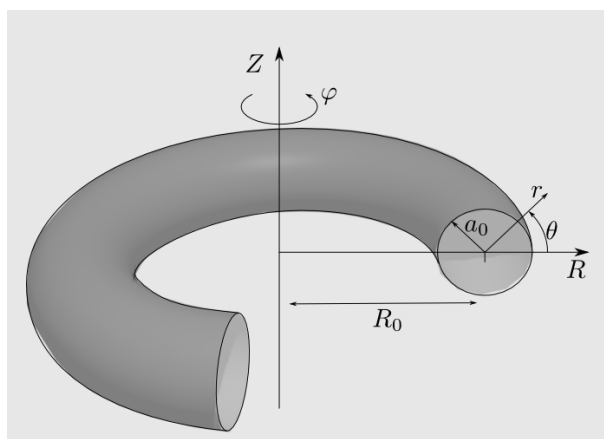
Při popisu tokamaku se vychází z jeho os symetrie. Nejjednodušší je cylindrická (R, ϕ, Z) , kde osa symetrie je totožná s hlavní osou. R je vzdálenost od hlavní osy, ϕ značí otočení v toroidálním směru a Z udává výšku nad ekvatoriální rovinou, což je horizontální rovina vedená centrem tokamaku (viz obr. 1.3). Pokud osu cylindrické soustavy ztotožníme s vedlejší osou tokamaku, získáme tzv. kvazi-cylindrickou soustavu souřadnic³ (r, θ, ϕ) . Zde r udává vzdálenost od vedlejší osy, θ je otočení v poloidálním směru a ϕ otočení v toroidálním směru.

$$R = R_0 + r \cos \theta$$

$$Z = r \sin \theta$$

$$\phi = \phi$$

³Někdy nazývaná též jednoduchá toroidální



Obrázek 1.3: Souřadnice používané při popisu tokamaku.

1.1.3 Magnetická pole v tokamacích

Toroidální magnetické pole B_t

Toroidální magnetické pole B_t je generováno cívkami, které jsou navinuty okolo komory. Jeho silokřivky jsou rovnoběžné s osou komory, proto se někdy označuje jako B_ϕ . Jelikož je toto pole stočené do prstence, v důsledku Ampérova zákona klesá jako $1/R$. Z toho plyne existence $\nabla \mathbf{B}$ driftu, který vede k separaci náboje a následnému $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ driftu. Proto je konfigurace obsahující pouze toroidální magnetické pole nestabilní a je nutná existence dalších polí, které vzniku tohoto jevu zabrání.

Poloidální magnetické pole B_θ

Poloidální magnetické pole B_θ je generováno proudem v plazmatu. Jeho složením s toroidálním magnetickým polem vznikají helikální silokřivky, které spojují místa s rozdílným nábojem, což zabrání $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ driftu. Protože toroidální pole je o tři řády větší, mají výsledné silokřivky malý úhel stoupání. Tento úhel se udává jako bezrozměrná veličina nazývaná se safety factor q , který je definován jako počet oběhů v toroidálním směru $\Delta\phi$ nutných k tomu, aby silokřivka oběhla jeden celý poloidální úhel

$$q = \frac{\Delta\phi}{2\pi}.$$

Pro tokamaky s malým inverzním aspektem ($\varepsilon \ll 1$) a kruhovým průřezem plazmatu lze výraz zjednodušit na

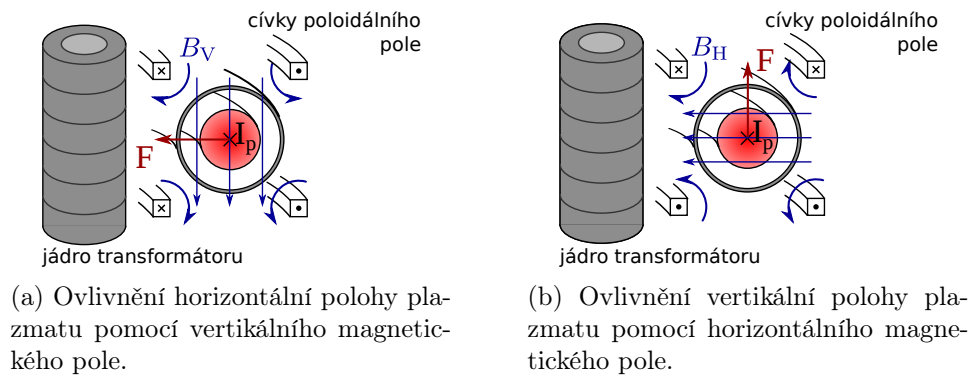
$$q = \frac{r}{R} \frac{B_t}{B_\theta(r)}.$$

Pole pro řízení polohy plazmatu B_H a B_V

Sloupec plazmatu se během výboje pohybuje. Při kontaktu se stěnou se do něj dostanou nečistoty, které se ionizují a tím plazma ochladí. To může vést až k tomu, že plazma

většinu své energie vyzáří a zanikne. Proto je nutné udržet plazma uprostřed komory.

Polohu plazmatu lze ovlivnit externím magnetickým polem. K jeho generaci se používají cívky poloidálního pole, které jsou navinuty podél komory v poloidálním směru. Výsledné pole pak působí na plazma jako na vodič protékaný proudem. Podle orientace proudu v jednotlivých cívkách lze generovat například homogenní vertikální magnetické pole B_V , které ovlivňuje plazma v horizontálním směru (obr. 1.4a). Naopak homogenní horizontální magnetické pole B_H ovlivňuje jeho polohu ve vertikálním směru (obr. 1.4b). Pokud generované pole není homogenní, plazma je v jednom místě roztahováno a ve druhém stlačováno. Tímto způsobem lze plazma i tvarovat.



Obrázek 1.4: Ovlivnění polohy plazmatu pomocí externího homogenního magnetického pole generovaného cívkami poloidálního pole.

Kapitola 2

Odvození rovnic pro polohu plazmatu

Aby bylo možné udržet plazma uprostřed komory, je nutné nejdříve změřit jeho polohu vůči ose komory. Proto jsou v této kapitole odvozeny rovnice pro určení polohy plazmatu z měření jeho poloidálního magnetického pole. Rovnice pro vertikální polohu plazmatu je stejná jako při měření polohy přímého vodiče. Při měření horizontální polohy je již nutné brát v úvahu toroidální efekty, a proto je její rovnice složitější. Jelikož se na tokamaku GOLEM pro určení polohy plazmatu používají magnetické diagnostiky, jsou na konci kapitoly uvedeny teoretické základy pro měření magnetického pole.

2.1 Poloidální pole v okolí plazmatu

2.1.1 Funkce poloidálního magnetického toku ψ

V ideálním případě je tokamak symetrický okolo své hlavní osy. Toho lze využít při popisu magnetického pole. V případě osové symetrie jsou všechny veličiny nezávislé na souřadnici ϕ a platí $\partial/\partial\phi = 0$. Protože je magnetické pole solenoidální, platí pro něj rovnice $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ a existuje pro něj vektorový potenciál \mathbf{A} , pro který platí $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. V cylindrických souřadnicích má tato rovnice tvar

$$\mathbf{B} = \left(-\frac{\partial A_\phi}{\partial Z}, \frac{\partial A_R}{\partial Z} - \frac{\partial A_Z}{\partial R}, \frac{1}{R} \frac{\partial A_\phi}{\partial R} \right).$$

Definujme funkci $\psi = RA_\phi$. Složky poloidálního magnetického pole B_R a B_Z lze potom svázat s touto funkcí následujícími vztahy

$$B_R = -\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial Z} \quad (2.1)$$

$$B_Z = \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R}. \quad (2.2)$$

Díky tomuto svázání se ψ nazývá funkce poloidálního magnetického toku¹.

¹Anglicky *poloidal flux function*.

Pro funkci ψ platí

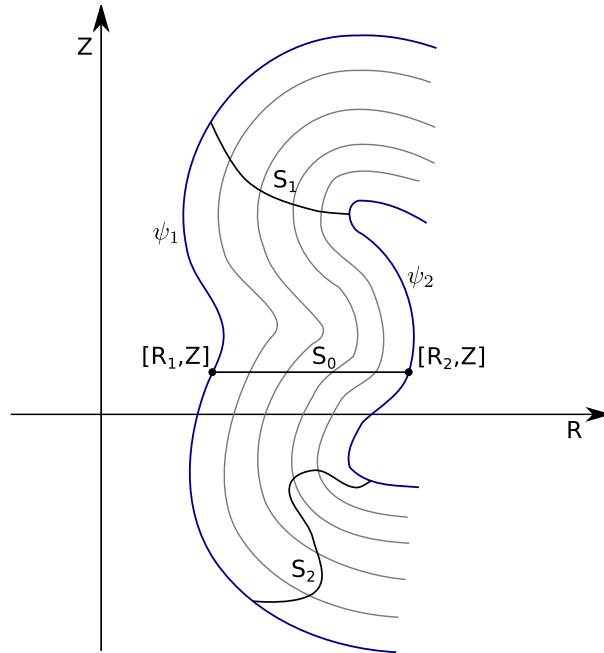
$$\nabla\psi \cdot \mathbf{B} = B_R \frac{\partial\psi}{\partial R} + B_Z \frac{\partial\psi}{\partial Z} = -\frac{1}{R} \frac{\partial\psi}{\partial Z} \frac{\partial\psi}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial\psi}{\partial R} \frac{\partial\psi}{\partial Z} = 0. \quad (2.3)$$

To znamená, že funkce ψ je konstantní podél magnetické silokřivky. Pokud dva body leží na stejné silokřivce, mají stejnou hodnotu funkce ψ (platí pouze v axisymetrickém případě). Jelikož je funkce ψ nezávislá na souřadnici ϕ , lze celou silokřivku otočit okolo osy Z a všechny body na výsledné ploše budou mít stejnou hodnotu funkce ψ . Tato plocha se nazývá magnetický povrch.

Z fyzikálního pohledu funkce ψ představuje potenciál poloidálního toku magnetického pole. Na obr. 2.1 jsou znázorněny průměty magnetických povrchů do roviny (R, Z) . Na magnetickém povrchu je funkce ψ konstantní. Tok poloidálního magnetického pole Ψ_P skrz libovolnou jednoduchou plochu ohraničenou dvěma povrchy je vždy stejný. Nejjednodušší je plocha ležící v jedné rovině (na obr. 2.1 plocha S_0). Výsledný tok poloidálního magnetického pole lze proto jednoduše spočítat

$$\Psi_P = \int_{R_1}^{R_2} B_Z 2\pi R dR = \int_{R_1}^{R_2} \frac{1}{R} \frac{\partial\psi}{\partial R} 2\pi R dR = 2\pi(\psi_2 - \psi_1).$$

Pro měření funkce ψ se používá závit v daném bodě obtočený okolo tokamaku v toroidálním směru nazývaný flux-loop (používá se i pro měření napětí na závit). Získaný signál je pak nutné integrovat.



Obrázek 2.1: Průmět funkce ψ do roviny (R, Z) . Poloidální magnetický tok Ψ_P mezi dvěma body je určen rozdílem hodnot funkce ψ v daných bodech $\Psi_P = 2\pi(\psi_2 - \psi_1)$.

2.1.2 Gradova-Shafranovova rovnice

Analogicky k funkci ψ můžeme definovat funkci F (někdy označována jako funkce g)

$$F = RB_\phi.$$

Z definice již přímo vyplývá vazba funkce F na tok toroidálního pole. Stejně jako funkce ψ svázala složky poloidálního magnetického pole, funkce F svázala složky poloidální proudové hustoty (ty generují toroidální magnetické pole). Z Ampérova zákona v cylindrických souřadnicích totiž plyne

$$\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} = \left(-\frac{\partial B_\phi}{\partial Z}, \frac{\partial B_R}{\partial Z} - \frac{\partial B_Z}{\partial R}, \frac{1}{R} \frac{\partial RB_\phi}{\partial R} \right),$$

$$\mu_0 j_R = -\frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial Z}, \quad (2.4)$$

$$\mu_0 j_Z = \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial R}. \quad (2.5)$$

Z tohoto důvodu se funkce F označuje jako funkce poloidálního proudu². Toroidální složka proudové hustoty je naopak funkcí ψ (proud v toroidálním směru generuje poloidální magnetické pole, které je svázáno s funkcí ψ)

$$\mu_0 j_\phi = \frac{\partial B_R}{\partial Z} - \frac{\partial B_Z}{\partial R} = \frac{1}{R^2} \frac{\partial \psi}{\partial R} - \frac{1}{R} \frac{\partial^2 \psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2}. \quad (2.6)$$

Pro odvození Gradovy-Shafranovovy rovnice vyjdeme ze vztahu z ideální magneto-hydrodynamiky

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p, \quad (2.7)$$

kde p označuje tlak. Toroidální složka této rovnice se rovná nule

$$j_Z B_R - j_R B_Z = \frac{1}{R} \frac{\partial p}{\partial \phi} = 0.$$

Po dosazení z (2.4) a (2.5) dostaneme výraz

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla F \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.8)$$

což znamená, že funkce F je konstantní na magnetické silokřivce a ze stejných důvodů jako funkce ψ i na celém magnetickém povrchu. Proto můžeme předpokládat, že funkce F je funkcí ψ ($F = F(\psi)$)³. Z rovnice (2.7) plyne

$$\nabla p \cdot \mathbf{B} = 0$$

a stejně jako u funkce F lze předpokládat, že p je funkcí ψ ($p = p(\psi)$).

²Anglicky *poloidal current function*.

³Tento předpoklad neplyne z rovnic (2.8) a (2.3). Jedná se o dodatečnou podmínku, která je ale ve většině případů splněna.

Gradovu-Shafranovovu rovnici získáme z radiální složky rovnice (2.7),

$$\frac{\partial p}{\partial R} = j_\phi B_Z - j_Z B_\phi,$$

do které dosadíme z (2.6) a (2.5)

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} + R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) = -\mu_0 R^2 \frac{\partial p}{\partial \psi} - F \frac{\partial F}{\partial \psi}. \quad (2.9)$$

Gradova-Shafranovova rovnice je dvoudimenzionální eliptická parciální diferenciální rovnice udávající rovnováhu plazmatu v axisymetrické konfiguraci (tokamak, pinč s obráceným polem aj.). Funkce ψ se v ní vyskytuje zároveň jako nezávislá i závislá proměnná. Funkce $p(\psi)$ a $F(\psi)$ jsou zcela libovolné a musejí být určeny jinak než z ideální magnetohydrodynamiky (např. z transportních rovnic nebo z experimentálních měření).

2.1.3 Funkce ψ v okolí plazmatu

Pro určení polohy plazmatu je zásadní měření magnetického pole generovaného proudem, který jím protéká. Toto magnetické pole je svázáno s funkcí poloidálního magnetického toku ψ . Ze znalosti tvaru této funkce lze odvodit rovnice pro polohu plazmatu.

Uvažujme plazmatický prstenec kruhového průřezu s velkým poloměrem R a malým a . Ve vakuu mimo plazma je pravá strana rovnice (2.9) rovna nule. Za předpokladu malého inverzního aspektu prstence ($a \ll R$) v blízkosti plazmatu ($r > a$) má řešení této rovnice tvar ([1], [2])

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

kde I_p je proud protékající vodičem a c_1, c_2 jsou konstanty určené okrajovými podmínkami. Jedná se pouze o přiblížení, analytické řešení funkce ψ pro prstenec neexistuje. První člen odpovídá nekonečnému, rovnému vodiči. Druhý člen je oprava na toroidální efekty prvního řádu rozvoje podle inverzního aspektu (podrobnější odvození je možno nalézt v [6], [5]).

Pokud je uvažovaným vodičem plazma, mají konstanty v prostoru mezi plazmatem a řídicími cívkami nebo komorou tvar ([1], [2])

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

kde Λ se nazývá *Shafranov excentricity factor* a je roven součtu poloidální bety a vnitřní indukčnosti plazmatu

$$\Lambda = \beta_p + \frac{l_i}{2} - 1. \quad (2.10)$$

Při přechodu od souřadnic spojených s plazmatem k souřadnicím spojených s komorou se rozšíří konstanta c_1 o člen úměrný posunu plazmatu mimo centrum komory ve směru velkého poloměru Δ_R [1].

$$c_1 = a^2 \left(\Lambda + 1/2 + \frac{2R_0 \Delta_R}{a^2} \right)$$

Výsledný tvar poloidální funkce ψ ve vakuu v blízkosti plazmatu je

$$\begin{aligned} \psi(r, \theta) = & \frac{\mu_0 R_0 I_p}{2\pi} \left(\ln \frac{8R_0}{r} - 2 \right) + \\ & + \frac{\mu_0 I_p r}{4\pi} \left[\ln \frac{a}{r} + \left(\frac{a^2}{r^2} - 1 \right) (\Lambda + 1/2) + \frac{2R_0 \Delta_R}{r^2} \right] \cos \theta. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Odpovídající poloidální a radiální magnetické pole získáme z rovnic (2.1) a (2.2) (předpokládáme $R \approx R_0$)

$$\begin{aligned} B_\theta(r, \theta) = & \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial r} = \\ & - \frac{\mu_0 I_p}{2\pi r} - \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_0} \left[\ln \frac{r}{a} + \left(\frac{a^2}{r^2} + 1 \right) (\Lambda + 1/2) + 1 + \frac{2R_0 \Delta_R}{r^2} \right] \cos \theta, \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} B_r(r, \theta) = & - \frac{1}{r R_0} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = \\ & \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_0} \left[\ln \frac{a}{r} + \left(\frac{a^2}{r^2} - 1 \right) (\Lambda + 1/2) + \frac{2R_0 \Delta_R}{r^2} \right] \sin \theta. \end{aligned} \quad (2.13)$$

První člen na pravé straně odpovídá rovnému vodiči, druhý člen je první oprava na toroidální efekty způsobené stočením plazmatu do prstence.

2.2 Určení polohy plazmatu

2.2.1 Vertikální poloha

Při měření vertikální polohy plazmatu není nutné uvažovat toroidální efekty. Její určení je analogické k určení polohy nekonečného přímého vodiče pomocí dvou magnetických senzorů.

V rovnici pro poloidální magnetické pole (2.12) v místě v horní a dolní části komory ($\theta = \pi/2, 3\pi/2$) je člen obsahující opravu na toroidální efekty nulový a výsledek bude odpovídat poli generovaného nekonečně rovným vodičem

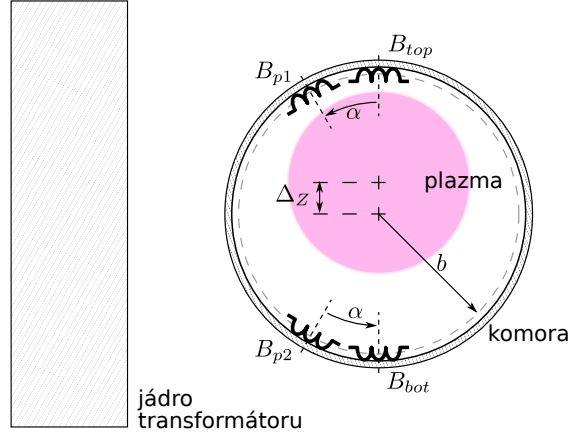
$$B_\theta(r) = B_p(r) = - \frac{\mu_0 I_p}{2\pi r} \quad (r > a).$$

Vertikální polohu plazmatu lze určit z měření poloidálního magnetického pole. Uvažujme posun plazmatu mimo centrum komory ve vertikálním směru o velikosti Δ_Z (kladné pro posun ve směru vzhůru). Magnetické pole nad plazmatem B_{top} na souřadnici $(b, \pi/2)$ bude mít hodnotu

$$B_{top} = - \frac{\mu_0 I_p}{2\pi(b - \Delta_Z)} \quad (2.14)$$

a plazmatem B_{bot} na souřadnici $(b, 3\pi/2)$ (viz obr. 2.2)

$$B_{bot} = - \frac{\mu_0 I_p}{2\pi(b + \Delta_Z)}. \quad (2.15)$$



Obrázek 2.2: Umístění magnetických senzorů pro měření vertikální polohy plazmatu pomocí poloidálního magnetického pole. Sensory B_{top} a B_{bot} jsou přímo nad a pod plazmatem, B_{top} a B_{bot} jsou vychýleny v poloidálním směru o úhel α .

Kombinací těchto dvou signálů získáme vertikální polohu plazmatu bez nutnosti znát aktuální proud plazmatem.

$$\Delta_Z = \frac{B_{top} - B_{bot}}{B_{top} + B_{bot}} \cdot b. \quad (2.16)$$

Pokud budeme předpokládat, že platí $\Delta_Z^2/b^2 \ll 1$, lze vertikální polohu vyjádřit ve tvaru

$$\Delta_Z = -\frac{B_{top} - B_{bot}}{B_0} \frac{b}{2}, \quad (2.17)$$

kde $B_0 = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi b}$. Tento vztah získáme dosazením z (2.14),(2.15) do (2.16)

$$-\frac{B_{top} - B_{bot}}{B_0} \frac{b}{2} = \frac{\Delta_Z}{1 - \frac{\Delta_Z^2}{b^2}} = \Delta_Z.$$

Tato rovnice pro vertikální polohu je pak symetrická s rovnicí pro horizontální polohu bez toroidálních efektů, která je odvozena dále.

Poloidální pole pro výpočet vertikální polohy není nutné měřit přesně nad a pod plazmatem. V případě malé výchylky plazmatu mimo centrum komory v horizontálním směru lze toroidální efekty zanedbat. Uvažujme magnetické pole B_{p1} a B_{p2} měřené na souřadnicích $(b, \pi/2 + \alpha)$ a $(b, 3\pi/2 - \alpha)$ (viz obr. 2.2). Za předpokladu $\cos \alpha \approx 1$ bude rozdíl jejich signálů roven

$$\begin{aligned} B_{p1} - B_{p2} = & -\frac{\mu_0 I_p}{2\pi} \frac{2\Delta_Z}{b^2 - \Delta_Z^2} - \frac{\mu_0 I_p}{2\pi R_0} \left[\ln \frac{b - \Delta_Z}{b + \Delta_Z} + \right. \\ & + a^2 (\Lambda + 1/2) \left(\frac{1}{(b - \Delta_Z)^2} - \frac{1}{(b + \Delta_Z)^2} \right) \\ & \left. + 2R_0 \Delta_R \left(\frac{1}{(b - \Delta_Z)^2} - \frac{1}{(b + \Delta_Z)^2} \right) \right] \cos(\pi/2 + \alpha). \quad (2.18) \end{aligned}$$

Výraz, který se vyskytuje u Λ a u horizontální polohy Δ_R je řádu nejvýše Δ_Z/b^3 a lze ho tedy zanedbat

$$\frac{1}{(b - \Delta_Z)^2} - \frac{1}{(b + \Delta_Z)^2} = \frac{4b\Delta_Z}{b^4 - 2b^2\Delta_Z^2 + \Delta_Z^4} \sim \frac{\Delta_Z}{b^3}.$$

Logaritmus lze přepsat do Taylorovy řady a vzít pouze první mocninu inverzního aspektu. Pravá strana rovnice (2.18) pak má tvar

$$B_{p1} - B_{p2} = -B_0 \frac{2\Delta_Z}{b} + B_0 \frac{2\Delta_Z}{R_0} \cos(\pi/2 + \alpha).$$

Výsledná rovnice pro vertikální polohu měřenou v horní a dolní části komory je

$$\Delta_Z = -\frac{B_{p1} - B_{p2}}{B_0} \frac{b}{2} \frac{1}{1 + \frac{b}{R_0} \sin \alpha}. \quad (2.19)$$

Pokud budeme uvažovat malý inverzní aspekt $b/R_0 \ll 1$ nebo malý úhel $\alpha \ll 1$, pak rovnice přejde do rovnice odvozené z přiblížení rovného vodiče (2.17).

2.2.2 Horizontální poloha

Hledaný člen odpovídající posunu v horizontálním směru Δ_R se nachází v rovnicích (2.11), (2.12) a (2.13). Jedná se o soustavu 3 rovnic o dvou neznámých. Druhá neznámá je Λ . Tu lze získat buď nezávisle z měření poloidální bety a vnitřní indukčnosti plazmatu (β_p a l_i v rovnici (2.10)), nebo kombinací z uvedených rovnic. Hledaný výraz pro horizontální posun Δ_R bude vždy záviset na poloměru plazmatu a , který se spočte z posuvů v obou směrech

$$a = a_0 - \sqrt{\Delta_R^2 + \Delta_Z^2},$$

kde a_0 je poloměr plazmatu, pokud je umístěno v centru komory. Z tohoto důvodu bude jakákoliv výsledná rovnice implicitní a k řešení budou muset být použity iterační metody.

Veličiny ψ , B_θ a B_r obsahují toroidální opravu pouze v součinu se $\sin \theta$ nebo $\cos \theta$. Tato oprava v sobě obsahuje hledané neznámé Λ a Δ_R , proto má smysl se zabývat pouze oblastmi, ve kterých hraje největší roli a při měření tedy bude zatížena nejmenší chybou. Pro ψ a B_θ to je ($\theta = 0, \pi$), pro B_r ($\theta = \pi/2, 3\pi/2$). V těchto hodnotách poloidálních úhlů splývá výraz pro B_r a toroidální oprava funkce ψ . Proto se pro určení horizontální polohy v tokamacích s kruhovým průřezem používají zejména následující dvě kombinace.

Kombinace funkce ψ a poloidálního pole

Uvažujme dvě toroidální cívky (tzv. flux-loop) a dva senzory měřící poloidální magnetické pole umístěné po dvojicích v komoře na HFS a LFS (ψ_{lfs}, B_{lfs} na souřadnici ($r = b, \theta = 0$) a ψ_{hfs}, B_{hfs} na souřadnici ($r = b, \theta = \pi$), viz obr 2.3). Rozdíl signálů z toroidálních cívek měří vertikální pole podél plazmatu, proto se zavádí výraz průměrné vertikální magnetické pole

$$\overline{B_Z} = \frac{\psi_{lfs} - \psi_{hfs}}{2bR_0}. \quad (2.20)$$

Společně s rovnicí pro vertikální polohu (2.17) získáme soustavu rovnic pro výpočet polohy plazmatu,

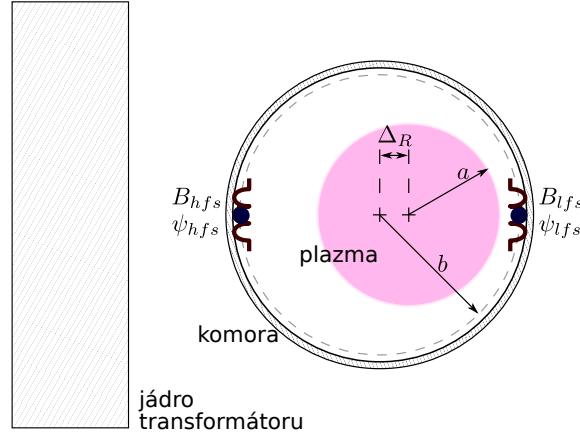
$$\Lambda = \ln \frac{a}{b} - \frac{R_0}{B_0 b} \left(\overline{B_Z} + \frac{B_{lfs} - B_{hfs}}{2} \right) - 1 \quad (2.21a)$$

$$\Delta_R = -\frac{B_{lfs} - B_{hfs}}{B_0} \frac{b}{2} - \frac{b^2}{2R_0} \left[\ln \frac{a}{b} + \left(\frac{a^2}{b^2} + 1 \right) (\Lambda + 1/2) + 1 \right] \quad (2.21b)$$

$$\Delta_Z = -\frac{B_{top} - B_{bot}}{B_0} \frac{b}{2} \quad (2.21c)$$

$$a = a_0 - \sqrt{\Delta_R^2 + \Delta_Z^2} \quad (2.21d)$$

kde $B_0 = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi b}$. První člen rovnice pro Δ_R (2.21b) je přiblížení rovného vodiče. Pokud při výpočtu neznáme proud plazmatem, je možné přepsat tento člen analogicky jako u výpočtu vertikální polohy (rovnice (2.16) a (2.17)). Tento způsob určení polohy plazmatu se používal například na tokamaku CASTOR [4].



Obrázek 2.3: Umístění magnetických senzorů pro měření horizontální polohy plazmatu pomocí kombinace měření poloidálního magnetického pole (B_{lfs}, B_{hfs}) a průměrného vertikálního magnetického pole podél plazmatu (ψ).

Kombinace radiálního a poloidálního pole

Při této kombinaci není nutné používat toroidální cívky a lze měřit pouze s magnetickými senzory. Místo funkce ψ se použije radiální magnetické pole (2.13) měřené v horní a dolní části komory (B_{r1} na souřadnici ($r = b, \theta = \pi/2$), B_{r2} na souřadnici ($r = b, \theta = 3\pi/2$), viz obr. 2.4). V soustavě (2.21) dojde pouze k nahrazení průměrného

vertikálního pole $\overline{B_Z}$ za rozdíl signálů ze sensorů B_r .

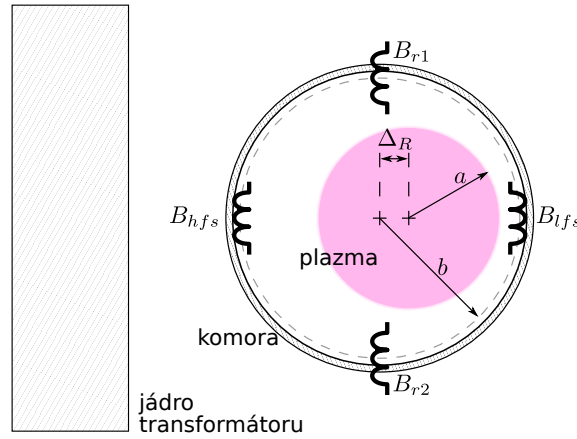
$$\Lambda = \ln \frac{a}{b} - \frac{R_0}{B_0 b} \left(\frac{B_{r1} - B_{r2}}{2} + \frac{B_{lfs} - B_{hfs}}{2} \right) - 1 \quad (2.22a)$$

$$\Delta_R = -\frac{B_1 - B_2}{B_0} \frac{b}{2} - \frac{b^2}{2R_0} \left[\ln \frac{a}{b} + \left(\frac{a^2}{b^2} + 1 \right) (\Lambda + 1/2) + 1 \right] \quad (2.22b)$$

$$\Delta_Z = -\frac{B_{top} - B_{bot}}{B_0} \frac{b}{2} \quad (2.22c)$$

$$a = a_L - \sqrt{\Delta_R^2 + \Delta_Z^2} \quad (2.22d)$$

Tento způsob určení polohy plazmatu se používá například na tokamaku IRT-1 [7].



Obrázek 2.4: Umístění magnetických sensorů pro měření horizontální polohy plazmatu pomocí kombinace měření poloidálního (B_{lfs}, B_{hfs}) a radiálního magnetického pole (B_{r1}, B_{r2}).

2.3 Měření magnetického pole

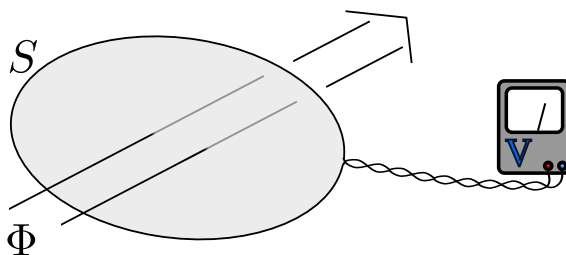
2.3.1 Magnetické cívky

Magnetické cívky jsou nejjednodušší a v současné době nejpoužívanější diagnostika pro měření magnetického pole. Ve své základní podobě se jedná o vodič, na kterém je udělána smyčka (obr. 2.5). Magnetický tok Φ plochou o obsahu S je dán rovnicí $\Phi = S(\mathbf{B} \cdot \mathbf{n})$, kde \mathbf{n} je normála plochy. Ze zákona elektromagnetické indukce ($\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{d\mathbf{B}}{dt}$) plyne, že časová změna magnetického toku v ploše smyčky způsobí na koncích vodiče elektrické napětí

$$\varepsilon_p = -\frac{d\Phi}{dt}.$$

Pokud máme smyčku s více závitů (každý o ploše S_i), je její citlivost na změnu magnetického pole dána součtem těchto ploch a nazývá se efektivní plocha A_{eff}

$$\Phi = A_{eff}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}) \quad A_{eff} = \sum_i S_i.$$



Obrázek 2.5: Schéma jednoduché smyčky pro měření magnetického pole.

Pokud známe efektivní plochu, můžeme integrací indukovaného napětí zjistit velikost magnetického pole

$$B(t) = -\frac{1}{A_{eff}} \int_0^t \varepsilon_p(\tau) d\tau + B(0).$$

Výhodou magnetické cívky je její jednoduchost a robustnost. Na druhou stranu má dvě nevýhody. První je nutnost integrovat její výstup. Integrace je operace, která kumuluje chyby po celou dobu měření. To vede k tomu, že i malý offset ve vstupním signálu způsobí na konci velkou chybu měření. Tomuto efektu se říká drift. Tuto nevýhodu lze relativně snadno eliminovat, ať už je integrace prováděna v počítači či analogově.

Druhá nevýhoda souvisí s tím, že cívky měří pouze změnu magnetického pole. Proto jsou při měření pomalu proměnného nebo stacionárního pole nevhodné. Pro tento případ je nutné použít Hallovy sondy.

Při měření indukovaného napětí cívky je nutné brát v úvahu i zapojení aparatury, kterou napětí měříme. Na obr. 2.6 je základní schéma pro měření výstupního napětí sondy V_{in} . Rovnice pro tento obvod je

$$-\frac{d\Phi}{dt} = \varepsilon_p = L_c \frac{dI}{dt} + IR_C + IR_{in},$$

kde R_c je vnitřní odpor cívky, L_c její indukčnost a R_{in} je odpor, na kterém napětí měříme. R_{in} je v drtivé většině případů mnohem větší než R_c a člen, který ho obsahuje, můžeme zanedbat. Měřené napětí můžeme považovat za indukované pokud

$$L_c \frac{1}{I} \frac{dI}{dt} \ll R_{in}.$$

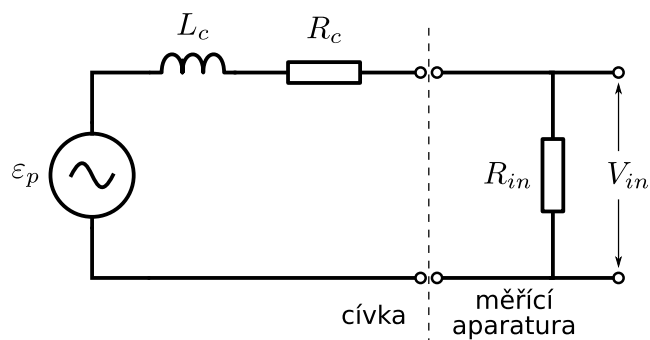
Veličina $\frac{1}{I} \frac{dI}{dt}$ odpovídá frekvenci měřeného signálu f_s a podmínka pro ni je

$$f_s \ll \frac{R_{in}}{L_c}. \quad (2.23)$$

Pokud tato podmínka splněna není, obvod se chová jako integrační členek s časovou konstantou $\tau_c = L_c/R_{in}$. V případě $L_c f_s \gg R_{in}$ je výstupní napětí integrálem vstupního napětí $V_{in} = \int_0^t \varepsilon_p(\tau) d\tau$.

2.3.2 Hallovy sondy

Hallovy sondy se používají pro přímé měření magnetického pole. Jejich princip závisí na Hallově jevu, který se nejvíce projevuje v polovodičích. Jeho základem je Lorentzova

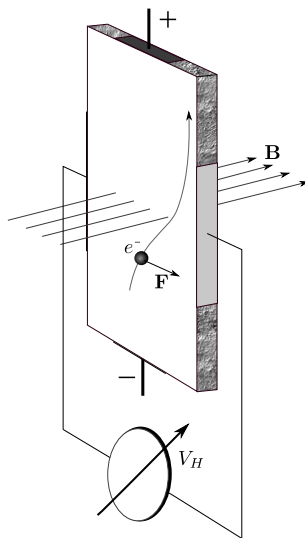


Obrázek 2.6: Schéma jednoduché aparatury pro měření indukovaného napětí na cívce.

síla $\mathbf{F} = q\mathbf{E} + q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$. Uvažujme destičku umístěnou do magnetického pole o velikosti B skrz kterou prochází proud I (obr. 2.7). Nosiče náboje jsou Lorentzovou silou vychylovány na stranu podle znaménka svého náboje. To způsobí na okrajích Hallovo napětí

$$V_H = R_H I \sin \alpha,$$

kde α je úhel mezi magnetickým polem a normálou uvažované destičky. R_H je parametr závislý na teplotě, geometrii a dalších vlastnostech sondy. Jako materiál pro Hallovy sondy se nejvíce používá slabě dopovaný polovodič typu N.



Obrázek 2.7: Princip Hallovy sondy. [5]

2.3.3 Rogowského cívka

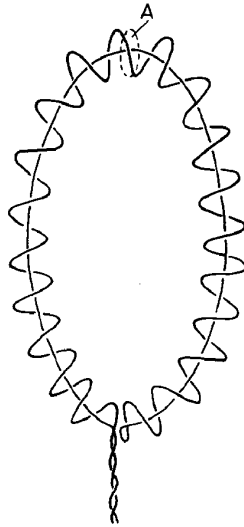
Rogowského cívka je magnetická diagnostika pro měření elektrického proudu pomocí magnetického pole \mathbf{B} , který kolem sebe generuje. Jedná se o solenoid o konstantním průřezu A a o počtu závitů n , který se obtočí okolo vodiče, skrz který protéká proud.

Magnetický tok skrz solenoid je

$$\Phi = nA \oint_l \mathbf{B} d\mathbf{l}$$

kde l je křivka okolo vodiče. Důležité je, že konec solenoidu je tažen zpátky jeho centrem. Proto magnetický tok neobsahuje složku tekoucí plochou ohraničenou křivkou l . Z Ampérova zákona plyne vztah mezi proudem tekoucím vodičem I a magnetickým polem, který proud generuje

$$\mathbf{B} d\mathbf{l} = \mu I.$$



Obrázek 2.8: Rogowského cívka. [9]

Kombinací těchto dvou rovnic získáme magnetický tok skrz solenoid. Napětí na jeho výstupu je úměrné změně magnetického toku

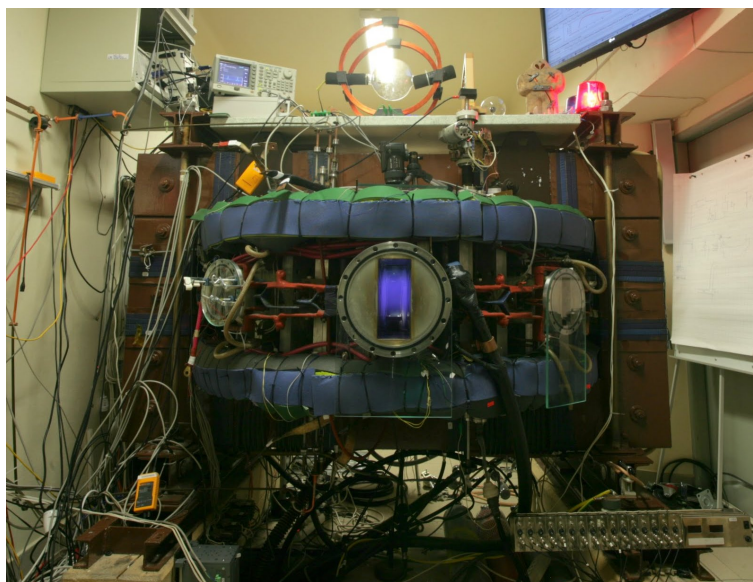
$$V = -\frac{d\Phi}{dt} = -\mu nA \frac{dI}{dt}.$$

Měřené napětí je přímo úměrné časové změně proudu ve vodiči. Pro přesné měření je důležité, aby hustota závitů solenoidu byla uniformní po celé jeho délce. Jádru solenoidu je zpravidla vzduchové, protože nedochází k saturaci a jeho permeabilita není závislá na magnetickém poli.

Výhoda Rogowského cívky je v její jednoduchosti a robustnosti. Proud ve vodiči lze měřit bez jeho ovlivnění, bez přímého fyzického kontaktu a při instalaci cívky není nutné měřený vodič rozpojovat. Díky linearitě ho lze kalibrovat mnohem menšími proudy

Kapitola 3

Tokamak GOLEM



Obrázek 3.1: Tokamak GOLEM během výboje.

Historie tokamaku GOLEM sahá až k začátkům výzkumu termojaderné fúze v padesátých letech. Pro zkoumání interakce tokamakového plazmatu s mikrovlnným zářením byla postavena zmenšená kopie prvního tokamaku T-1 a pojmenována TM-1-MH. V roce 1977 byl předán Ústavu fyziky plazmatu ČSAV, kde se v roce 1984 vyměnila vakuová komora a název se změnil na CASTOR. V roce 2006 dostal ÚFP nabídku na převzetí modernějšího tokamaku COMPASS z Velké Británie a CASTOR byl přesunut na Fakultu jadernou a fyzikálně inženýrskou. Na fakultě dostal jméno GOLEM a slouží zejména k výukovým účelům.

Po přesunu se rozhodlo, že původní zpětnovazební systém řízení polohy plazmatu z konce 80. let nebude obnoven. Místo toho se vyvine systém nový, který bude možno integrovat do interaktivního rozhraní ovládání tokamaku, aby řízení polohy bylo přístupné i studentům provádějící experimenty vzdáleně. Vývoj tohoto systému je námětem této diplomové práce. Z tohoto důvodu jsou v této kapitole kromě obecné charakteristiky tokamaku GOLEM popsány zejména nástroje potřebné pro určení polohy plazmatu a

jeho řízení. Tyto zařízení pak sdružuje systém řízení polohy plazmatu, který je popsán v následující kapitole.

3.1 Základní charakteristiky

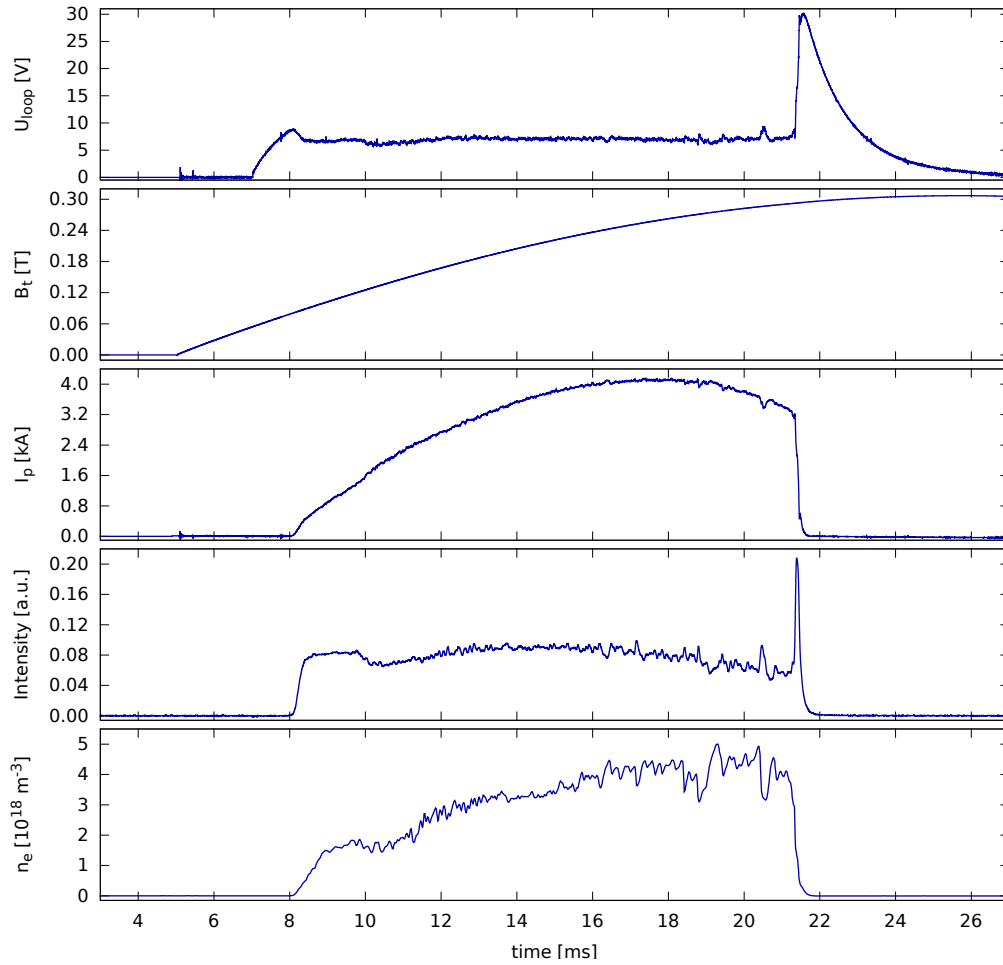
Tokamak GOLEM je malý tokamak s železným jádrem transformátoru a kruhovým průřezem komory. Plazma je tvarováno molybdenovým limiterem. Komora je vyrobena z nerezového plechu o tloušťce 0,2 mm. Okolo ní je měděný plášť tlustý 10 mm, který původně sloužil jako druhá vakuová komora a díky vířivým proudům měl zabraňovat některým rychlým jevům v plazmatu. Kvůli pronikání toroidálního magnetického pole a kvůli zabránění zkratu je plášť vertikálně i horizontálně rozdělen. Další charakteristiky jsou v tabulce 3.1.

Komora tokamaku obsahuje 18 portů, které mohou být obsazeny diagnostikami podle aktuální potřeby. Při každém výboji jsou v provozu čtyři základní diagnostiky, které měří časový vývoj parametrů nezbytných pro detekci plazmatu – napětí na závit (U_{loop}), toroidální magnetické pole (B_t), proud komorou a plazmatem (I_{p+ch}) a viditelné záření. Typický výboj je na obr. 3.2.

Jako zdroj proudu pro cívky jsou použity kondenzátorové baterie, které se před výbojem nabíjí na požadovanou hodnotu napětí. Základní parametry zadávané před výbojem jsou: *a)* napětí na kondenzátorech pro generaci toroidálního magnetického pole, *b)* napětí na kondenzátorech pro cívky primárního vinutí transformátoru, *c)* tlak pracovního plynu, *d)* druh použité předionizace (elektronová tryska nebo mikrovlny). Výboje lze zadávat přes virtuální velín. Ten má formu webové stránky a uživatel v něm může nastavit všechny parametry nezbytné pro uskutečnění výboje. Díky tomu lze provádět výboje vzdáleně bez fyzické přítomnosti u tokamaku.

hlavní poloměr	$R_0 = 0,4 \text{ m}$
malý poloměr	$r_0 = 0,1 \text{ m}$
poloměr limiteru	$a_L = 0,085 \text{ m}$
toroidální pole	$B_t < 0,5 \text{ T}$
proud plazmatem	$I_p < 8 \text{ kA}$
délka výboje	$\Delta t < 20 \text{ ms}$
pracovní plyn	H_2, He
tlak pracovního plynu	$p = 1 - 80 \text{ mPa}$
centrální teplota elektronů	$T_e < 80 \text{ eV}$
safety factor na okraji plazmatu	$q \approx 15$

Tabulka 3.1: Parametry tokamaku GOLEM.



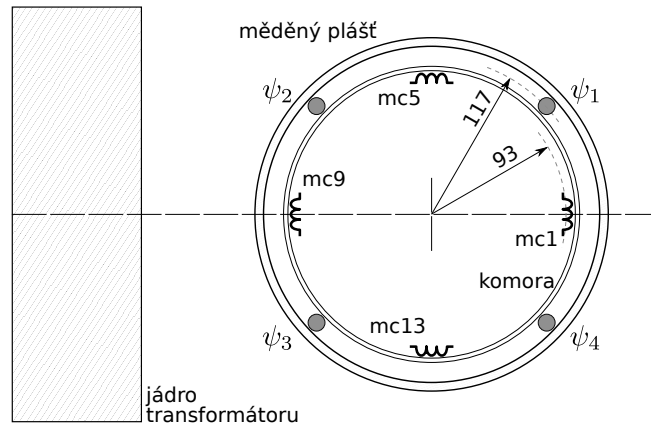
Obrázek 3.2: Základní diagnostiky na tokamaku GOLEM při standardním výboji (#12529). V prvním grafu je napětí na závit (U_{loop}), v druhém toroidální magnetické pole (B_t), ve třetím proud plazmatem (I_p), ve čtvrtém viditelné záření z plazmatu a v pátém jeho elektronová hustota n_e .

3.2 Diagnostiky pro určení polohy plazmatu

3.2.1 Mirnovovy cívky

Pro měření poloidálního magnetického pole generovaného proudem plazmatem je na tokamaku GOLEM nainstalován soubor 4 identických Mirnovových cívek. Jejich signál lze pak použít do rovnic pro určení polohy plazmatu (2.21).

Mirnovovy cívky jsou umístěny v mezikruží ve stínu limiteru. Středů cívek se nacházejí ve vzdálenosti 93 mm od centra komory na poloidálních úhlech $\theta = 0, \pi/2, \pi$ a $3\pi/2$ (obr. 3.3). Každá z cívek má 91 závitů navinutých ve dvou vrstvách. Vnitřní poloměr je 6 mm, vnější 8,4 mm. Efektivní plocha je $A_{eff} = 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$, odpor $R_{Mirn} = 1,055 \Omega$ a indukčnost $L_{Mirn} = 14 \mu\text{H}$. Sběr dat na tokamaku GOLEM má standardně vnitřní odpor $R_{in} = 1 \text{ M}\Omega$ a mezní frekvence měřená pomocí Mirnovových cívek (dle (2.23)) je $f_{max} = 71 \text{ GHz}$.



Obrázek 3.3: Umístění magnetických diagnostik na tokamaku GOLEM. Mirnovovy cívky měřící poloidální pole jsou označeny mc. Toroidální cívky jsou označeny ψ a dříve tvořily stabilizaci v horizontálním směru. Proto je možné je využít pro měření vertikálního magnetického pole podél plazmatu.

Osa cívek není přesně v rovině poloidálního řezu, proto měřený signál obsahuje i určitou část toroidálního magnetického pole. Dále cívky ovlivňuje magnetické pole generované řídicími cívkami (podsekcce 3.3.1). Veškerá magnetická pole, která nepocházejí přímo od plazmatu, je nutné před samotným zpracováním eliminovat (postup je uveden v sekci 4.1).

3.2.2 Vertikální magnetické pole

Pro určení horizontální polohy plazmatu je nutné měřit buď funkci ψ nebo lokální vertikální pole nad a pod plazmatem. V kapitole 2.2.2 je odvozena soustava rovnic pro případ měření funkce ψ pomocí dvou toroidálních cívek umístěných uvnitř komory v ekvatoriální rovině. Tokamak GOLEM není osazen žádnou toroidální cívkou, která by

byla v ekvatoriální rovině v blízkosti komory. Mezi pláštěm a komoru jsou ale umístěny cívky poloidálního pole tvořící bývalou stabilizaci v horizontálním směru (obr. 3.3). Do této stabilizace se pouštěla část proudu tekoucí primárním vinutím transformátoru. Pro další provoz tokamaku se s touto stabilizací nepočítá a její funkci převezme zpětnovazební systém řízení polohy plazmatu.

Tyto cívky jsou zapojeny tak, že generují vertikální magnetické pole. Proto lze pomocí nich toto pole i měřit. Tok poloidálního pole skrz horizontální plochu tvořenou dvěma mezikružními je

$$\Psi = \psi_1 - \psi_2 + \psi_4 - \psi_3,$$

kde ψ_i je signál z dané toroidální cívky. Samotné cívky už jsou takto zapojeny a výstupní signál po integraci je přímo roven Ψ . Při odvození rovnic pro horizontální polohu uvažujeme, že cívky ψ_i jsou ve stejné vzdálenosti od centra komory jako Mirnovovy cívky. Výsledná soustava rovnic je stejná jako (2.21), pouze výraz pro vertikální magnetické bude mít tvar

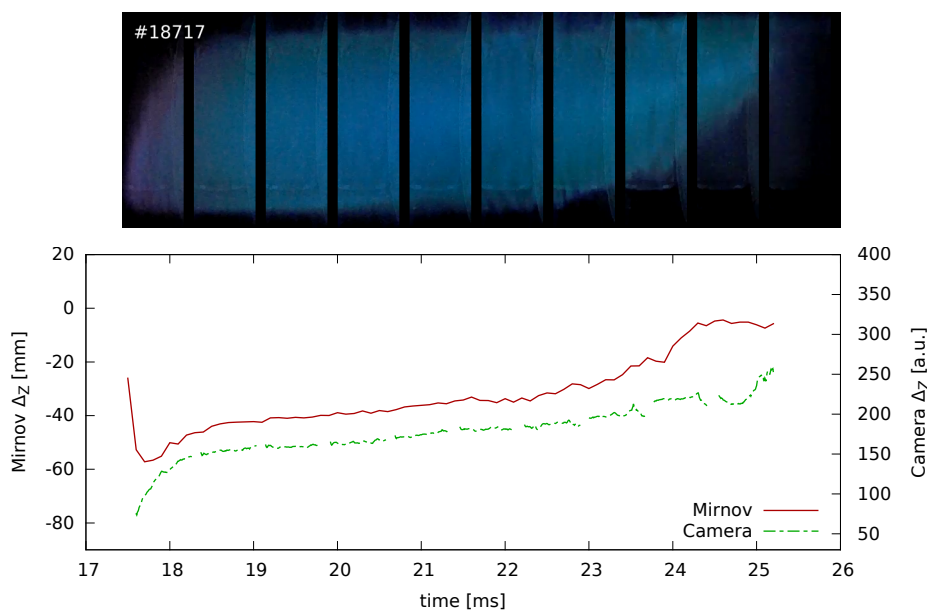
$$\overline{B_z} = \frac{\Psi}{2\sqrt{2}bR_0}$$

3.2.3 Rychlé kamery

Pro měření viditelného záření z plazmatu může být tokamak GOLEM osazen dvojicí rychlých kamer. Jedná se komerční fotoaparáty Casio EX-F1, které mají schopnost rychlého snímání (rozlišení 336x96 px při frekvenci 1200 snímků za sekundu). Při vyčítání dat z čipu postupuje fotoaparát po sloupcích. Každý sloupec pixelů je vyčten v jiném časovém okamžiku a tím se zachycuje časový i prostorový vývoj záření z plazmatu. Po vyčtení celého čipu dojde ke zpracování výsledné fotografie a v tuto chvíli není možné vyčítat sloupce. Tato prodleva trvá zhruba stejně jako vyčtení 16 sloupců. Výsledkem je série fotografií, které obsahují časový a prostorový vývoj záření z plazmatu, mezi které je vloženo 16 sloupců bez signálu. Tyto prázdné sloupce odpovídají době nutné ke zpracování obrázku. Doba vyčtení jednoho sloupce je $t_{col} = 7,44 \mu s$.

V současné době nejsou kamery absolutně nakalibrovány, proto měřená poloha ukazuje pouze tendenci pohybu plazmatu. Data z nich ale lze použít pro ověření polohy vypočtené ze signálů Mirnovových cívek. Na obrázku 3.4 je výstup z rychlé kamery umístěné z boku tokamaku sledující vertikální polohu plazmatu. Pod výstupem je graf porovnávající vertikální polohu plazmatu vypočtenou na základě dat z rychlé kamery a signálu z Mirnovových cívek.

Kamery během snímání ukládají všechna data na svou vnitřní paměťovou kartu. Po výboji jsou data z karty vyčtena a zpracována počítačem. Data tedy nejsou k dispozici během výboje, a proto tuto diagnostiku nelze použít pro určení polohy plazmatu v reálném čase.



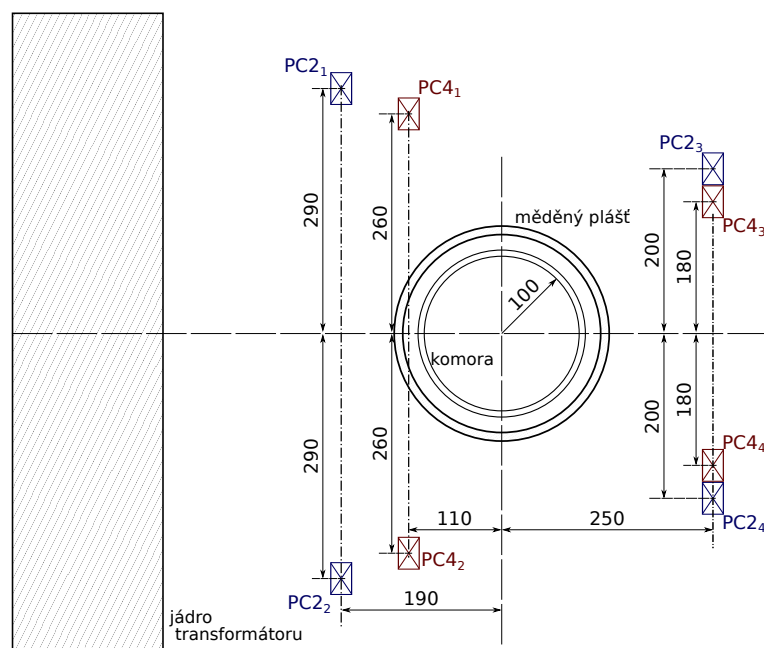
Obrázek 3.4: Na horním obrázku je výstup z rychlé kamery při pohledu z boku. Na spodním je graf porovnání vertikální polohy plazmatu Δ_Z vypočtené pomocí dat z rychlé kamery a signálu z Mirnovových cívek. Při zpracování dat z rychlé kamery bylo jako poloha plazmatu bráno těžiště signálu v daném časovém okamžiku. Při zpracování signálu z Mirnovových cívek bylo použito přiblížení rovného vodiče (2.16).

3.3 Vybavení pro řízení polohy plazmatu

3.3.1 Cívky poloidálního pole

Na tokamaku GOLEM je 8 cívek poloidálního pole, které mohou být libovolně propojeny. Cívky jsou tvořeny vodičem (lano skládající se z mnoha měděných vláken), který je několikrát navinut okolo komory v toroidálním směru. Jejich umístění je na obr. 3.5. Části označené červeně (PC_{4_x}) jsou tvořeny čtyřmi závity, modré části (PC_{2_x}) jsou tvořeny dvěma. Vývody jednotlivých cívek jsou označeny červeně a černě. Pokud se do cívky pustí proud tak, aby červeným vývodem vtékal a černým vytékal, bude proud v cívice téct ve směru hodinových ručiček (při pohledu na tokamak shora).

Pro řízení polohy plazmatu jsou tyto cívky spojeny do dvou nezávislých systémů, jeden pro vertikální a druhý pro horizontální směr. Oba systémy generují v komoře homogenní magnetické pole v navzájem kolmých směrech. Systém pro vertikální směr je tvořen cívkami se čtyřmi závity (části PC_{4_x}) a generuje horizontální magnetické pole. Pole pro řízení v horizontálním směru je vertikální a je tvořeno cívkami o dvou závitech (části PC_{2_x}). Kombinací těchto systémů je možno generovat homogenní magnetické pole v libovolném směru a tím vytvořit odpovídající směr kolmé Lorentzovy síly, která zatlačí plazma požadovaným způsobem do centra komory.



Obrázek 3.5: Umístění cívek poloidálního pole na tokamaku GOLEM. Cívky modré barvy (označení $PC2_x$) mají dva závity a tvoří systém pro ovlivňování polohy plazmatu v horizontálním směru. Cívky červené barvy (označení $PC4_x$) mají závity čtyři a jsou spojeny do systému ovlivňující vertikální směr polohy plazmatu.

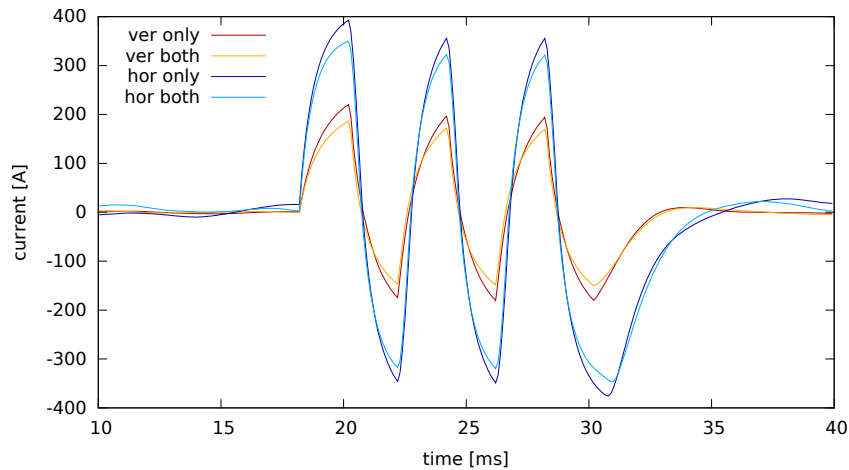
3.3.2 Měření proudu v cívkách stabilizace

Pro měření proudu tekoucího cívkami stabilizace jsou použity proudové sondy Fluke i6000sFlex využívající principu Rogowského cívky. Jsou optimalizovány pro měření střídavého proudu o frekvencích 10 Hz až 50 kHz. Sondy v sobě obsahují integrátor, jejich výstup již není nutné integrovat. Dále mají nastavitelnou citlivost, která je pro měření proud ve stabilizaci nastavena na 5 mV/A a maximální proud 600 A.

3.3.3 Proudový zdroj

Pro účely řízení proudu v poloidálních cívkách byl vytvořen napěťový zdroj Foton EZC 500. Jako zdroj proudu je použito 6 autobaterií, každá o napětí 12 V. Ty jsou schopny generovat proud až 500 A v obou polaritách při maximálním napětí +/-36 V. Zdroj je ovládán napětím od -10 do 10 V, kde 0 V odpovídá nulovému proudu.

V současné době jsou na tokamaku GOLEM dva tyto proudové zdroje sdílející jednu sadu autobaterií. Vinutí pro vertikální i horizontální směr má tedy svůj vlastní zdroj a proud v nich lze řídit nezávisle. Na obr. 3.6 je porovnání maxima dosaženého proudu v situaci, kdy je energie odebírána pouze jedním zdrojem a kdy je odebírána oběma.

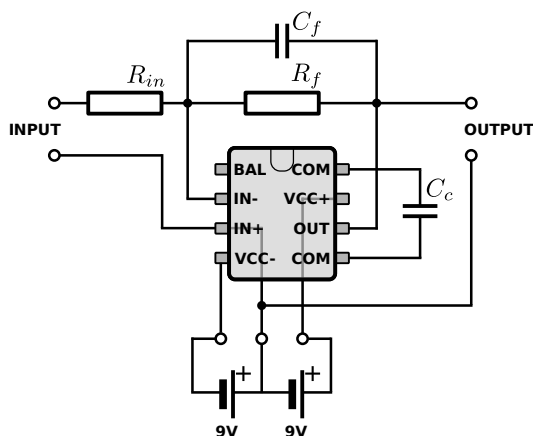


Obrázek 3.6: Vzájemné ovlivnění dvou proudových zdrojů zapojených do jedné sady baterií. Modrá označuje proud tekoucí vinutím horizontální stabilizace, červená proud ve vertikální stabilizaci. Horizontální stabilizací teče dvojnásobný proud, protože má pouze polovinu závitů a tím i menší odpor. Tmavší odstín je situace, kdy do sady baterií je zapojen pouze jeden zdroj, světlý je zapojení obou zdrojů do jedné sady, kdy oba ve stejnou chvíli generují maximální možný proud. Zapojením dvou zdrojů do jedné sady baterií došlo ke snížení maximálního proudu o 10%, což je akceptovatelné.

3.3.4 Analogový integrátor

Pro získání poloidálního magnetického pole z Mirnovových cívek je nutné jejich signál integrovat. Jednou z možností je numerická integrace, kdy je signál převeden do počítače a pak integrován. To má výhodu v absolutní kontrole nad jejím průběhem, kdy lze například signál větší než určitá mez nezahrnout do integrace, protože nepochází z cívky, ale jedná se o parazitní signál. Na druhou stranu to klade velké nároky na samotný počítač, který musí v reálném čase vyčítat data z měřicí karty. Pro Mirnovovy cívky na tokamaku GOLEM musí být vzorkovací frekvence alespoň 100 kHz. Pokud by měl počítač ještě počítat například polohu plazmatu, nelze tento přístup použít.

Další možností je analogová integrace, kdy je signál integrován pomocí elektronického obvodu. Pro účely zpětnovazebního systému byly sestaveny analogové integrátory podle schématu na obr. 3.7. Velikost signálu z Mirnovových cívek se liší od velikosti signálu z měření vertikálního magnetického pole, proto mají integrátory pro každou diagnostiku jiné zesílení. Parametry součástek v obvodu jsou uvedeny v tabulce 3.2. Napájení je provedeno pomocí 2 standardních 9V baterií. Integrátory lze spojit dohromady, aby byly na společném napájení. Tím se propojí také země jednotlivých diagnostik. Protože se chovají jako nezávislé napěťové zdroje, tak to nemá na měření vliv. Kvůli relativně malému vstupnímu odporu tohoto integrátoru nesmí vstupní signál obsahovat frekvence (z rovnice (2.23)) $f_{in} \ll 33\text{MHz}$. Tyto hodnoty jsou ale zcela za mezní frekvencí běžných operačních zesilovačů.



Obrázek 3.7: Schéma zapojení aktivního analogového integrátoru použitého pro zpětnovazební systém.

součástka	veličina	Mirnovovy cívky	Vertikální pole
R_{in}	Ω	468	5620
R_f	$k\Omega$	3300	222
C_f	nF	470	1000
C_c	pF	22	22
τ_c	ms	1551	222
zesílení	–	4546	178

Tabulka 3.2: Parametry součástek v obvodu analogového integrátoru pro Mirnovovy cívky a vertikální magnetické pole.

3.3.5 Řídící počítač

Řídící počítač, na kterém dochází k výpočtu polohy plazmatu v reálném čase, je průmyslový počítač vyrobený firmou National Instruments. Jako šasi je použito NI PXIe-1062Q s vestavěným kontrolérem NI PXIe-8108. Ten je vybaven dvoujádrovým procesorem Intel Core Duo s taktovací frekvencí 2,53 GHz. Vstupní signál je měřen kartou NI PXI-6358 s 16 analogovými vstupy, každý s vlastním 16 bitovým A/D převodníkem o rychlosti 1,25 MS/s. Tato karta dále obsahuje 4 analogové výstupy s rozlišením 16 bitů a rozsahem +/-10 V. Seznam použitých kanálů a jejich obsazení diagnostikami je v tabulce 3.3.

Na počítači jsou nainstalovány dva operační systémy, standardní Windows 7 a operační systém reálného času (real-time OS) VxWorks. Ten není vybaven uživatelským rozhraním, proto jeho konfigurace a programování musí být prováděno z jiného počítače.

kanál	diagnostika
AI0	Mirnovova cívka mc1
AI1	Mirnovova cívka mc5
AI2	Mirnovova cívka mc9
AI3	Mirnovova cívka mc13
AI4	měření funkce Ψ
AI5	proud v cívkách vertikální stabilizace
AI6	proud v cívkách horizontální stabilizace

Tabulka 3.3: Seznam použitých kanálů měřicí karty a jejich obsazení diagnostikami.

Kapitola 4

Měření polohy plazmatu

Pro měření polohy plazmatu byly použity obě možné diagnostiky, které jsou v současné době nainstalovány na tokamaku GOLEM. Jsou to Mirnovovy cívky a rychlé kamery. Jejich výstupy byly porovnávány u vertikální a horizontální polohy a u výbojů se zapnutým systémem řízení polohy plazmatu i bez něj. Pro měření polohy pomocí Mirnovových cívek byly použity způsoby odvozené v kapitole 2.

Rychlé kamery běžely v prostorovém rozlišení 336x96 px. Každý sloupec pixelů odpovídá jednomu časovému okamžiku (viz sekce 3.2.3). Ze sloupce odpovídajícího času t_k se vypočetlo těžiště signálu

$$\Delta_Z(t_k) = \frac{\sum_i^{336} sig[i] \cdot i}{\sum_i^{336} sig[i]}.$$

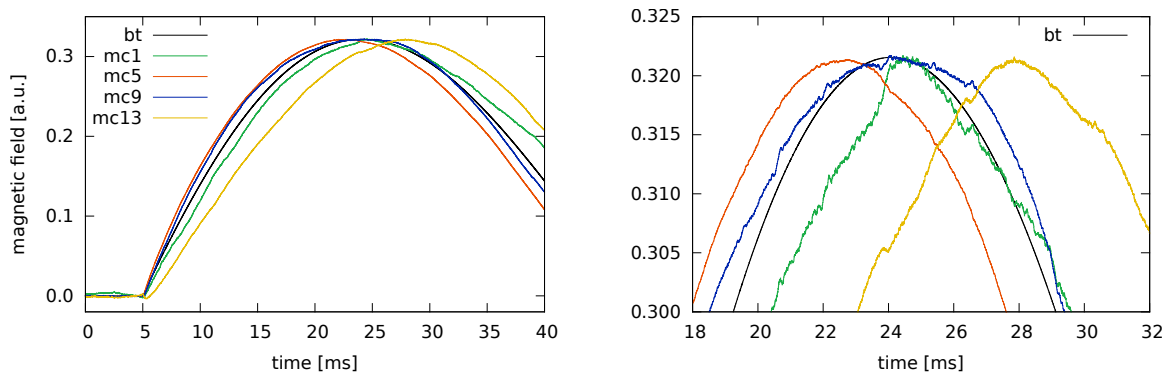
Tato hodnota se dále brala jako centrum plazmatu získané z měření viditelného záření v čase t_k . Rychlé kamery byly umístěny na velkém portu Jih. Kamera měřící vertikální polohu byla namířena do bočního portu a zabírala celou výšku komory. Kamera měřící horizontální polohu byla namířena do horního portu a kvůli jeho nedostatečné velikosti nebylo možné zabrat celou šířku komory. Protože plazma má tendenci během výboje setrvávat zejména u vnitřní stěny, byla kamera namířena tak, aby zabírala zejména tuto vnitřní část (HFS).

4.1 Eliminace nežádoucího signálu z Mirnovových cívek

Jak již bylo zmíněno v sekci (3.2.1), Mirnovovy cívky i ostatní magnetické diagnostiky měří kromě signálu od plazmatu také další pro naše účely parazitní magnetická pole uvnitř komory, jedná se zejména o toroidální magnetické pole a pole generované vinutím pro řízení polohy plazmatu.

4.1.1 Eliminace toroidálního magnetického pole

Osa Mirnovových cívek není přesně v rovině poloidálního řezu. Toroidální magnetické pole je o tři řády větší než poloidální, proto i malá výchylka osy cívky znamená velké ovlivnění měřeného signálu. Díky tomu může být signál poloidálního magnetického pole



Obrázek 4.1: Porovnání časového vývoje magnetického pole měřeného standardní diagnostikou pro detekci toroidálního pole umístěnou vně pláště (**bt**) a Mirnovovými cívkami uvnitř komory (**mc**) během výboje #18456, při kterém bylo generováno pouze toroidální magnetické pole. Vlevo je celkový pohled, vpravo je část okolo maximální hodnoty magnetického pole. Všechny průběhy byly přenášobeny tak, aby dosahovaly stejného maxima a bylo možné určit, o kolik se předbíhají nebo zpožďují. Je zde jasně patrné, že signál z mc5 předbíhá toroidální pole až o 1 ms a signál z mc 13 se vůči němu zhruba o 4 ms zpožďuje. Toto podivné chování nebylo zatím vysvětleno.

plazmatu i čtyřikrát menší než signál od toroidálního magnetického pole. Pro získání čistého signálu od plazmatu je nutné toto nežádoucí pole odečíst.

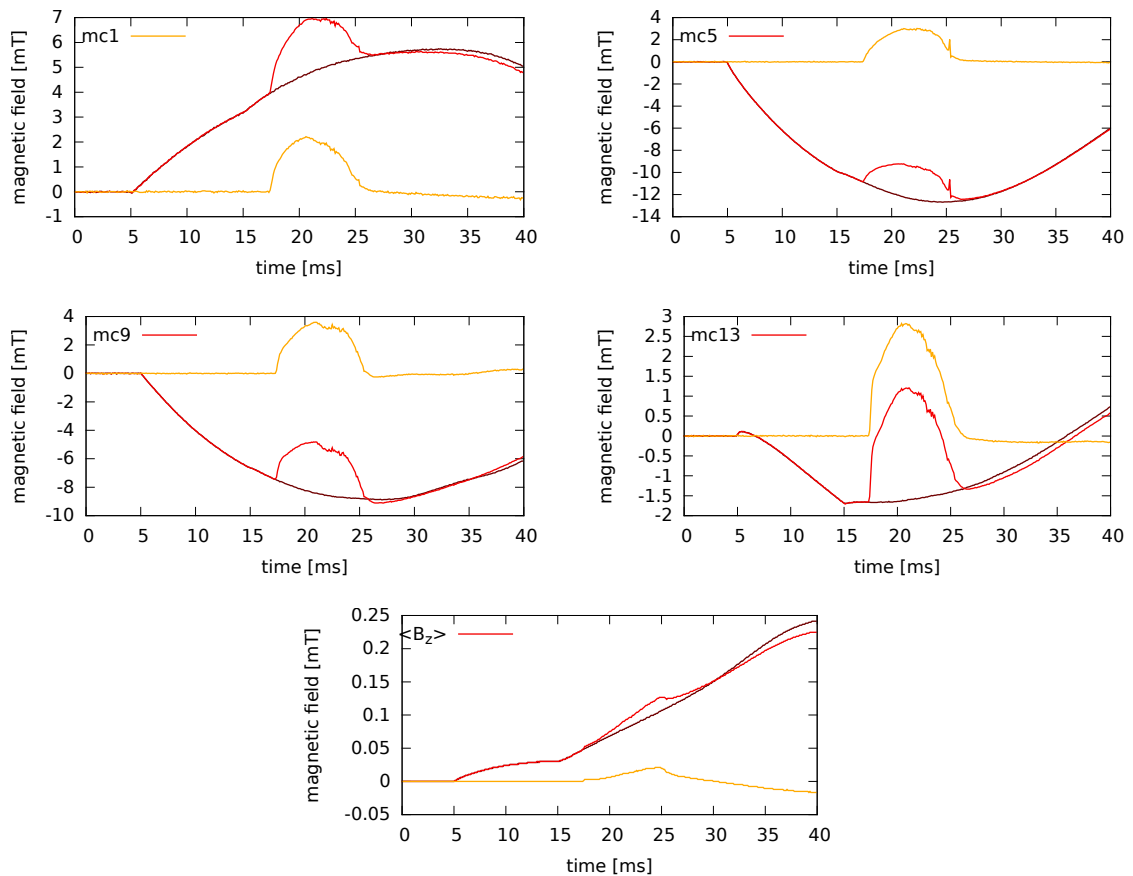
Standardní diagnostika měří toroidální magnetické pole B_t pomocí malé magnetické cívky umístěné vně pláště. Porovnání průběhu signálu z této vnější cívky a signálu z Mirnovových cívek, které jsou umístěny uvnitř pláště, je na obr. 4.1. Z průběhů je patrné, že uvnitř komory dochází k předbíhání i zpožďování signálu¹. Například na cívce mc13 je zpoždění signálu až 4 ms, zatímco na cívce mc5 dochází k jeho předbíhání cca o 1 ms.

Z tohoto důvodu nelze k eliminaci toroidálního magnetického pole použít signál ze standardní diagnostiky. Kromě toroidálního pole obsahuje signál z Mirnovových cívek i rozptylová pole z transformátoru nebo magnetické pole generované proudem v komoře. Ani tyto složky není možné nezávisle změřit. Jediným způsobem, jak získat čistý signál od plazmatu, je použít předem uložené hodnoty z vakuového výboje a odečíst je. Výsledek tohoto postupu je vidět na obr. 4.2, kde jsou data z vakuového výboje, z výboje s plazmatem a rozdíl těchto dat. Pokud v daném výboji nebyla řízena poloha plazmatu, je tento rozdíl už čistý signál od plazmatu.

4.1.2 Pole generované řídicími cívkami

Pro eliminaci magnetického pole generovaného řídicími cívkami (podkapitola 3.3.1) nelze metodu s daty z vakuového výboje použít, protože pole může být dynamické v závislosti na aktuální poloze. Jediný údaj, který je k dispozici během výboje, je proud tekoucí řídicími cívkami. Nejjednodušší možností je tento proud přenásobit konstantou

¹Toto předbíhání signálu zatím nebylo vysvětleno



Obrázek 4.2: Ukázka eliminace nežádoucího signálu z magnetických diagnostik uvnitř komory pomocí dat z vakuového výboje. Jednotlivé výboje jsou rozdělené podle barvy, kde tmavší jsou data z vakuového výboje (#18873), střední je z výboje s plazmatem (#18874) a světlý je jejich rozdíl, který obsahuje už pouze signál od plazmatu. Během výbojů nebyla řízena poloha plazmatu.

L a odečíst od měřeného signálu. Generované pole musí proniknout skrz měděný plášť a stěnu komory, čímž dojde k jeho zpoždění a deformaci v časové rovině. Proto časový vývoj proudu v cívkách neodpovídá poli generovanému uvnitř komory. Pro simulaci posuvu a deformaci se použila operace konvoluce. Jako jádro konvoluce se zkoušel součin klesající exponenciály s funkcí sinus, který mohl být ještě fázově posunut. Jako nejvhodnější vyjádření tohoto zpoždění se ale ukázala konvoluce proudu pouze s exponenciální funkcí $f(t) = K \exp(-t/\tau)$, kde konstanty K a τ jsou specifické pro každou cívku. Jejich hodnoty jsou spolu s konstantami pro jednoduché odečtení proudu cívkami uvedeny v tab. 4.1.

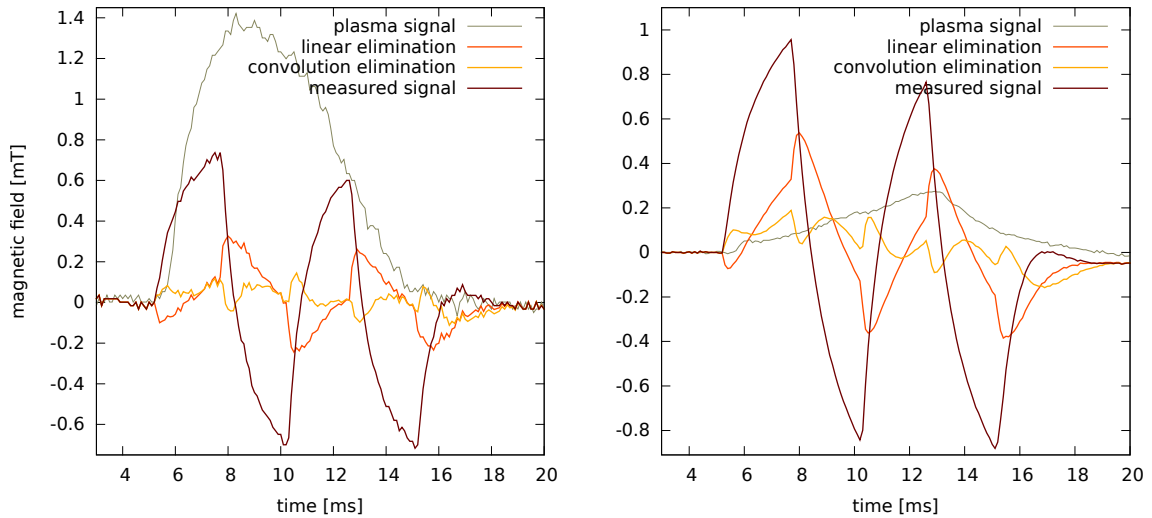
Diagnostika	L_{vert} [A/T]	K_{vert} [-]	τ_{vert} [s]
mc1	$1,8 \cdot 10^{-6}$		
mc5	$4,0 \cdot 10^{-6}$	$6,92 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$
mc9	$3,0 \cdot 10^{-6}$		
mc13	$-5,0 \cdot 10^{-6}$	$-6,88 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$

Diagnostika	L_{hor} [A/T]	K_{hor} [-]	τ_{hor} [s]
mc1	$-2,1 \cdot 10^{-6}$	$-3,9 \cdot 10^{-7}$	$3,3 \cdot 10^{-4}$
mc5	$1,1 \cdot 10^{-7}$		
mc9	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-7}$	$5,0 \cdot 10^{-4}$
mc13	$4,0 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$3,0 \cdot 10^{-4}$
$\overline{B_Z}$	$-1,5 \cdot 10^{-6}$	$-4,0 \cdot 10^{-7}$	$4,2 \cdot 10^{-4}$

Tabulka 4.1: Eliminační konstanty Mirnovových cívek a měření vertikálního magnetického pole pro korekci magnetického pole generovaného vertikálním a horizontálním systémem řízení polohy plazmatu. U cívky mc1 a mc9 pro vertikální stabilizaci a u cívky mc5 pro horizontální stabilizaci je eliminace pomocí prostého odečtení proudu dostatečné a nemusí se využívat přiblížení pomocí konvoluce. Průměrné vertikální pole podél plazmatu $\overline{B_Z}$ není vertikální stabilizací ovlivňováno. Konstanty pro eliminaci vertikální stabilizaci pochází z výbojů #19373 až #19376). Konstanty pro eliminaci vertikální stabilizaci pochází z výbojů #12158 až #12164).

Systém horizontální stabilizace nejvíce ovlivňuje Mirnovovu cívku mc1 a vinutí měřící vertikální pole podél plazmatu. Na obr. 4.3 jsou zobrazena data z výstřelu, kdy byl puštěn maximální proud do cívek pro řízení horizontální polohy, a jiné magnetické pole v komoře nebylo. Je zde vidět rozdíl mezi eliminací jednoduchým odečtením proudu cívkami a eliminací pomocí konvoluce. Pro porovnání jsou zobrazena i data z typického výstřelu, kdy byl relativně malý proud plazmatem a díky tomu i malý signál od plazmatu (maximum 0,75 kA). V případě velkých proudů (přes 2 kA) by byl signál od plazmatu dvakrát větší.

Z dat vyplývá, že eliminace v případě Mirnovových cívek je dostatečná, protože data po eliminaci dosahují maximálně 0,1 mT, zatímco signál od plazmatu má po většinu výboje hodnotu přes 1 mT. Problém je u eliminace generovaného vertikálního pole z průměrného vertikálního pole podél plazmatu, kdy data po eliminaci dosahují stejné



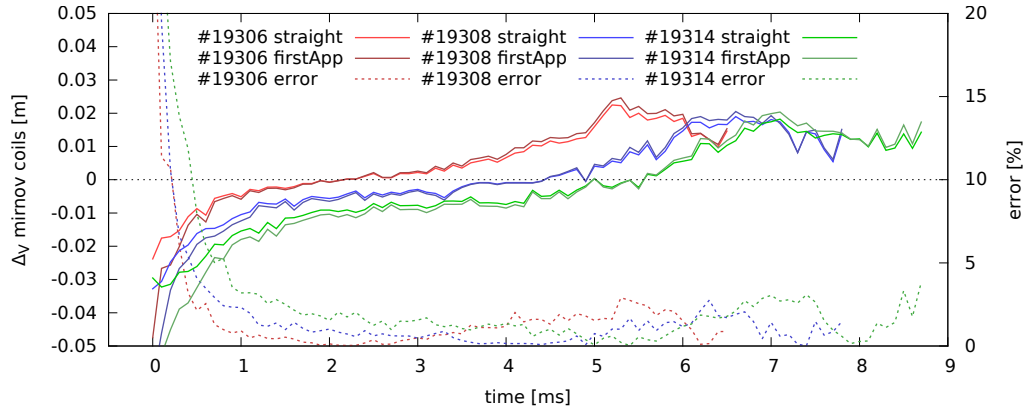
Obrázek 4.3: Ukázka eliminace nežádoucího signálu z Mirnovovy cívky (vlevo) a vertikálního magnetického pole (vpravo) při maximálním kladném a záporném proudu v cívkách horizontální stabilizace. Tmavě červená je signál z diagnostiky, světle červená je signál po odečtení průběhu proudu přenásobený konstantou, žlutá signál po odečtení konvoluce průběhu proudu s exponenciálou. Šedá je čistý signál od plazmatu z výboje #19308 s relativně malým proudem plazmatem. V případě dokonalého odečtení vlivu magnetického pole od stabilizace by eliminace (světle červená a žlutá křivka) měly být nulové.

úrovně jako samotný signál od plazmatu. I když byl vybrán nejhorší možný případ, řízení horizontální polohy značně ovlivňuje měření horizontální polohy.

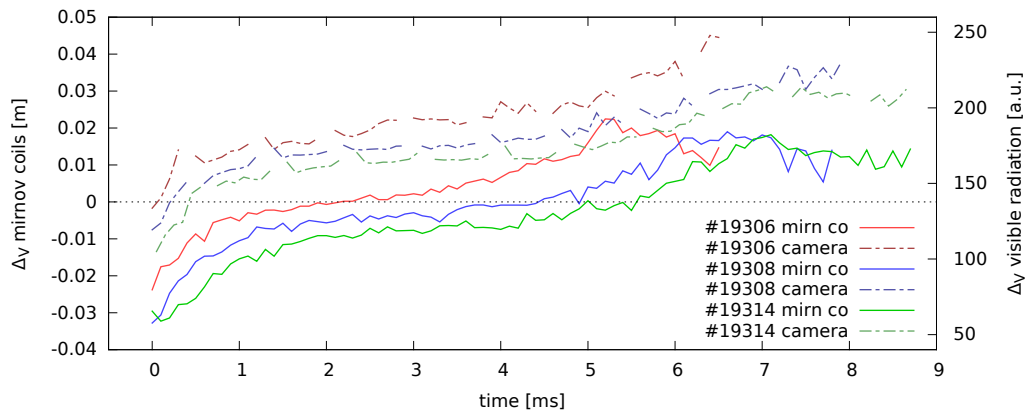
4.2 Vertikální poloha

Pro měření vertikální polohy plazmatu pomocí Mirnovových cívek bylo použito přiblížení rovného vodiče (2.16) a rovnice odvozená z Gradovy-Shafranovy rovnice bez započtení toroidálních efektů (2.17). Porovnání obou postupů je na obr. 4.4. Je vidět, že obě metody dávají velmi podobné výsledky. Čím více je plazma vychýleno, tím méně platí předpoklad $\Delta_z^2/b^2 \ll 1$ u rovnice (2.17). Pokud je střed plazmatu ve vzdálenosti 3 cm od středu komory, je chyba vůči poloměru komory do 5 %. Protože u přiblížení rovného vodiče není nutné znát proud plazmatem, je pro další měření použit už pouze tento způsob určení vertikální polohy.

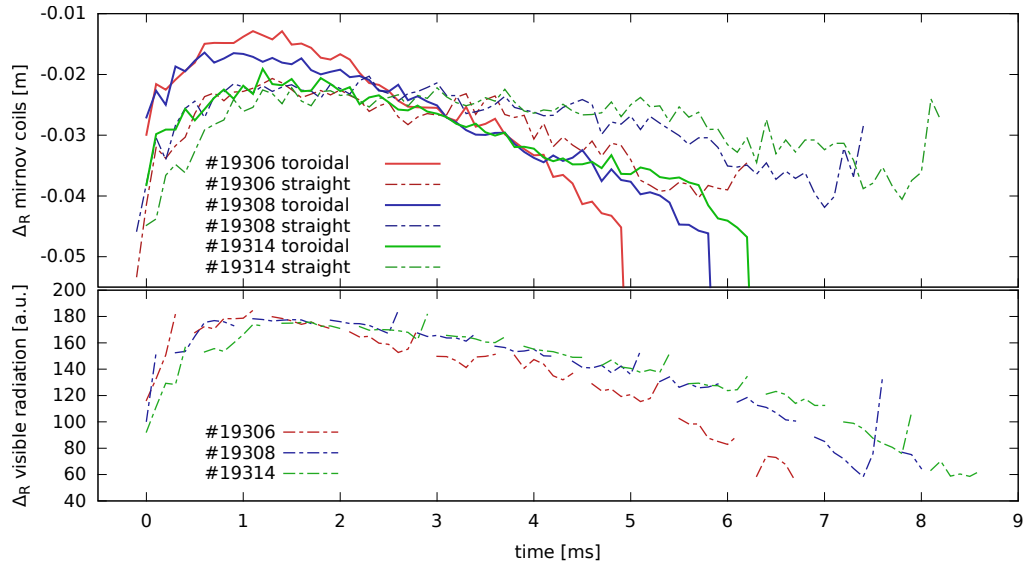
Časový vývoj vertikální polohy měřené Mirnovými cívkami a rychlou kamerou u výbojů bez řízení polohy plazmatu je na obr. 4.5. Rychlé kamery nejsou absolutně nakalibrovány, proto měří pouze tendenci polohy plazmatu.



Obrázek 4.4: Porovnání časového vývoje vertikální polohy plazmatu určené pomocí rovnice (2.16) (*straight*) a (2.17) (*firstApp*). U druhé rovnice je předpoklad $\Delta z^2/b^2 \ll 1$, který se zvětšující vzdáleností středu plazmatu od centra komory přestává platit. Čárkovaně je časový vývoj rozdílů obou metod vůči poloměru komory. Časová osa je synchronizována se začátkem plazmatu.



Obrázek 4.5: Porovnání časového vývoje vertikální polohy plazmatu určené pomocí Mirnovových cívek a rychlých kamer. Rychlé kamery nejsou absolutně nakalibrovány, proto měří pouze tendenci polohy plazmatu. Časová osa je synchronizována se začátkem plazmatu.



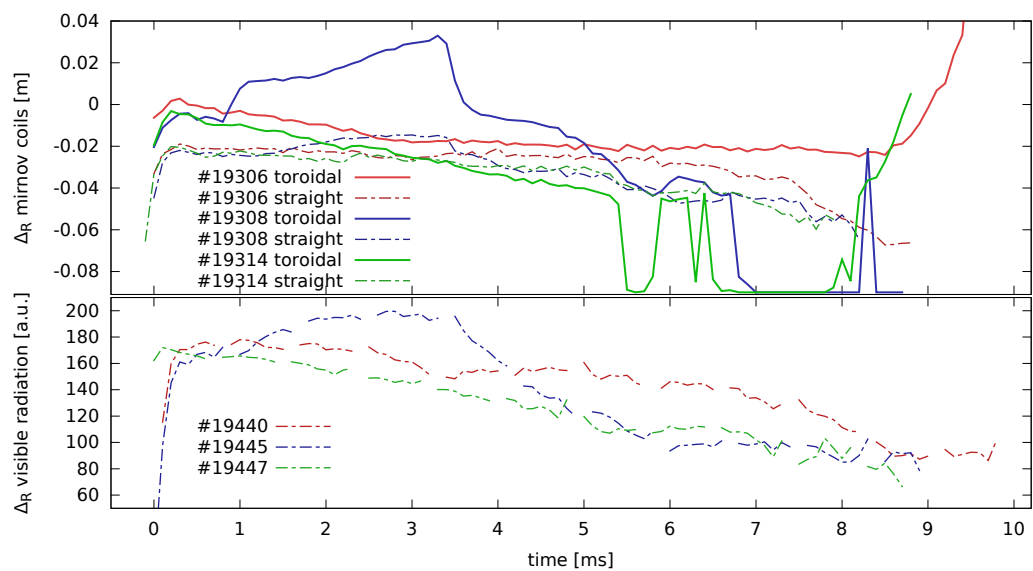
Obrázek 4.6: V horním grafu je časového vývoj horizontální polohy plazmatu u výstřelů bez řízení polohy. Poloha je určena pomocí rovnice zahrnující toroidální efekty (2.21) označené *toroidal* a pomocí přiblížení rovného vodiče (2.16) označené *straight*. Při výchylce přes 0.045 m mimo centrum komory první metoda diverguje, protože není splněn předpoklad Δ_R/a_L . Pro srovnání je ve spodním grafu vývoj polohy měřené rychlými kamerami.

4.3 Horizontální poloha

Horizontální poloha je počítána podle vzorce (2.21). Protože se jedná o implicitní rovnici, byla použita metoda prosté iterace. Výpočetní smyčka je ukončena ve chvíli, kdy změna poloměru plazmatu vůči předchozí iteraci byla menší než 10^{-6} , počet iterací přesáhl 100 nebo poloměr plazmatu již nebyl kladný. Dále byla poloha počítána pomocí přiblížení rovného vodiče, kdy v rovnici (2.16) byla místo horní a spodní cívky použita vnější a vnitřní. Tento způsob nebere v úvahu toroidální efekty způsobené zakřivením plazmatu do prstence.

Porovnání těchto dvou metod a dat z rychlých kamer pro výboj bez ovlivnění je na obr. 4.6. Metoda uvažující toroidální efekty přestane fungovat ve chvíli, kdy výchylka z centra komory je větší než 0.045 m. V tomto bodě přestane platit předpoklad Δ_R/a_L , poloměr plazmatu a jde k nule a logaritmus na pravé straně (2.21a) diverguje.

Porovnání obou metod pro určení horizontální polohy a dat z rychlých kamer u výstřelu s proudem v řídicích cívkách horizontální stabilizace je na obr. 4.7. V tomto případě je poloha značně ovlivněna nedostatečnou eliminací řídicího pole z měření průměrného vertikálního pole podél plazmatu. To může vést k tomu, že během řízení horizontální polohy nebude možné určit polohu plazmatu. Jedním z řešení je použít diagnostiky pro určení polohy, které nejsou ovlivněné magnetickým polem, např. bolometry, Langmuirovy sondy aj. Tyto diagnostiky ale nejsou na tokamaku GOLEM zatím k dispozici.



Obrázek 4.7: V horním grafu je časový vývoj horizontální polohy plazmatu u výstřelů se spuštěným řízením polohy. Poloha je určena pomocí rovnice (2.21) označené **toroidal** a (2.16) označené **straight**. Ve spodním grafu je vývoj polohy měřené rychlými kamerami.

Kapitola 5

System řízení polohy

System řízení polohy plazmatu na tokamaku GOLEM slouží k udržení plazmatu v centru komory a tím zabránění jeho kontaktu se stěnou. Během výboje měří polohu plazmatu, tu pomocí předem nahraného scénáře převede na požadovaný proud v cívkách, které ovlivňují polohu plazmatu. Schéma systému je na obr. 5.1. Skládá se z 5 hlavních částí. Jsou to Mirnovovy cívky měřící poloidální magnetické pole, analogové integrátory signálu, řídicí počítač, proudový zdroj a cívky pro řízení polohy plazmatu. Dále ještě obsahuje webový server, na kterém jsou uloženy všechny scénáře, a poskytuje služby pro jejich správu.

Poloha plazmatu se řídí ve dvou směrech, proto tokamak GOLEM obsahuje dvojici řídicích cívek a k nim příslušející zdroje proudu. Oba proudové zdroje jsou ovládány z jednoho počítače. Protože při řízení jedné polohy není nutné řídit i tu druhou, je možno se na řízení polohy dívat jako na dva nezávislé systémy, pro každý směr jeden. Buď se může řídit poloha plazmatu pouze v jednom směru a druhý se neovlivňuje, nebo v obou najednou. V tom případě oba systémy sdílejí diagnostiky a řídicí počítač, ale koncové stupně jsou nezávislé a oba systémy mohou pracovat i v jiných režimech.

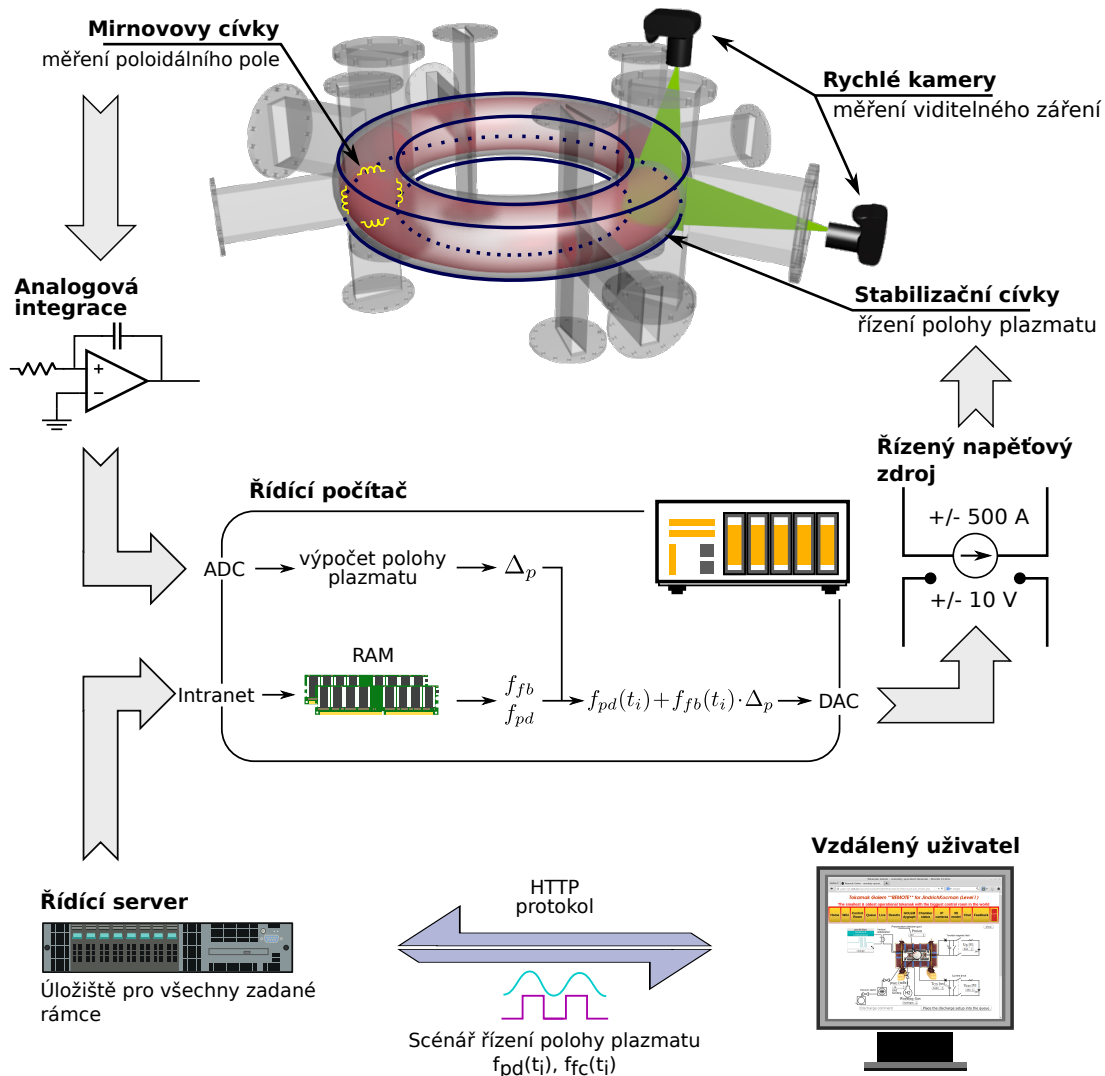
5.1 Scénář řízení

Scénář řízení polohy plazmatu udává, jakým způsobem se bude převádět aktuální poloha na proud v cívkách. Skládá se ze dvou časově diskretních funkcí. První se nazývá $f_{pd}(t_i)$ (*pre-defined*) a udává, jaký má být výstupní signál bez ohledu na polohu plazmatu. Druhá se nazývá zpětnovazební koeficient $f_{fb}(t_i)$ (*feedback*) a udává faktor zpětné vazby. Výsledný signál $y(t_i)$ je pak součtem obou funkcí

$$y(t_i) = f_{pd}(t_i) + f_{fb}(t_i) \cdot 100\Delta_p, \quad (5.1)$$

kde Δ_p je aktuální poloha plazmatu v daném směru vůči centru komory. Tento výpočet probíhá v řídicím počítači a výsledek je poslán na vstup napěťového zdroje. Časové okamžiky, ve kterých jsou funkce definovány, jsou libovolné. Program vybere hodnotu nejbližší aktuálnímu času.

Tento způsob dovoluje definovat proud v cívkách v nezávisle na poloze plazmatu. To je výhodné v situaci, kdy se plazma chová během výboje předvídatelně. Například ve standardním režimu plazma v tokamaku GOLEM během výboje stoupá vzhůru. Tímto



Obrázek 5.1: Schéma zpětnovazebního systému na tokamaku GOLEM sloužící pro řízení polohy plazmatu. Jeho hlavní částí jsou Mirnovy cívký měřící poloidální magnetické pole, analogové integrátory signálu, řídicí počítač určující proud v řídicích cívkách, samotné řídicí cívký s napěťovým zdrojem a webový server, který před výbojem nahraje na řídicí počítač aktuální scénář zpětnovazebního řízení a zprostředkovává interakci s uživatelem.

způsobem lze potlačit zpětnovazební řízení ($f_{fb} = 0$) a za f_{pd} dosadit funkci, která bude plazma od jeho začátku tlačit směrem dolů. Tím lze dosáhnout lepšího výsledku než se zpětnou vazbou, protože není nutné čekat, až plazma překročí střed komory směrem vzhůru.

Na druhé straně pokud nelze předem určit chování plazmatu, předdefinovaný průběh se nastaví na nulu ($f_{pd} = 0$) a zpětnovazební koeficient se nastaví na požadovanou hodnotu. Tato hodnota udává, jak agresivně se bude systém chovat k výchylce plazmatu od centra komory.

Oba dva přístupy lze i kombinovat. Například na začátku výboje chceme plazma zatlačit nahoru a pak ho udržet v centru.

5.2 Řídící program

Řídící program je napsán v jazyce LabVIEW. Jeho kód je na obr. 5.2. Skládá se ze 4 logických celků, které sdružují související části kódu.

První celek (červený) se týká sběru dat. Jako první se určuje, jaká karta a které její kanály budou použity jako vstupní. Dále je nastavena frekvence snímání a jeho způsob. *Hardware Timed Single Point* označuje, že vyčítání dat provádí karta samotná podle svého vlastního časovače. Pokud program chce data dříve, než jsou sejmuta, je pozastaven do doby, než jsou k dispozici. Jedná se tedy o blokující volání. Z tohoto důvodu může v řídicí smyčce sloužit i jako synchronizace s reálným časem.

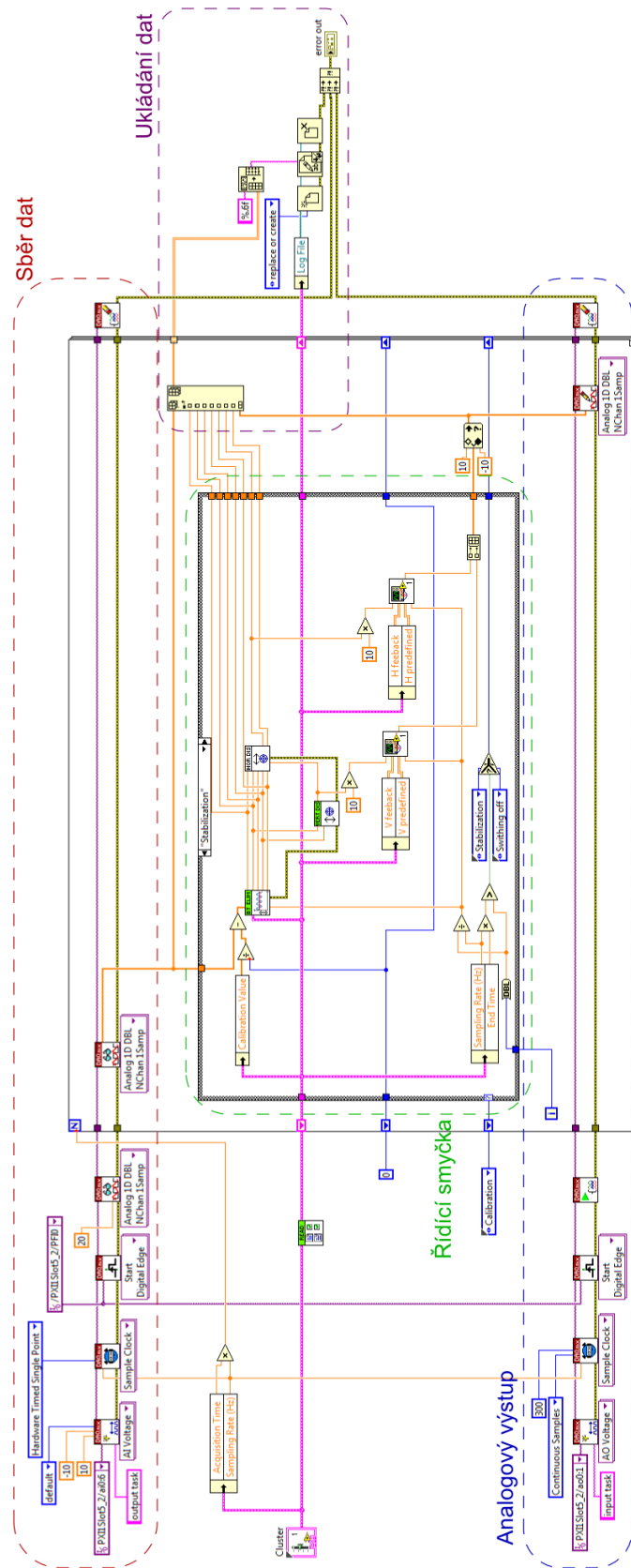
V druhém celku (modrý) se podobně jako v prvním nastavuje analogový výstup. Rozdíl je zejména ve způsobu časování, kdy jsou data posílána na výstup pouze tehdy, když jsou k dispozici. Výstup tedy blokující není.

Třetí celek (zelený) je řídicí smyčka. Ta obsahuje hlavní logiku programu. V jádru se jedná o konečný automat o čtyřech stavech. V prvním stavu se z disku načte scénář stabilizace (funkce f_{pd} a f_{fb} pro každý směr) a data z vakuového výboje pro eliminaci toroidálního magnetického pole. Poté přejde do druhého stavu, ve kterém čeká na začátek výboje. Pak začne sbírat data, ale žádná negeneruje. Z naměřených dat se počítá aritmetický průměr pro odečtení nežádoucích offsetů diagnostik. Ve třetí milisekundě výboje přejde do třetího stavu. V něm už se počítá poloha plazmatu a požadovaný proud v cívkách. Ze sebraných dat se odečte offset, data z vakuového výboje a magnetické pole generované řídicími cívkami. Poté by data měla obsahovat pouze signál od plazmatu. Z něj se spočte nejdříve vertikální poloha (rovnice (2.16)) a poté i horizontální poloha (rovnice (2.21)). Poloha je vynásobena 100 a dosazena do rovnice (5.1). Výsledná hodnota je pak poslána na výstup. Tento třetí stav trvá 30 ms a pak přejde do čtvrtého, ve kterém se data už pouze sbírají. Po dalších 5 ms je řídicí smyčka ukončena.

Poslední celek (fialový) pouze ukládá naměřená a vypočtená data do souboru. Tento soubor je pak řídicím programem tokamaku stažen a přiřazen k danému výstřelu.

5.3 Webový server

Scénář řízení je určen funkcemi f_{fd} a f_{pd} . Ty jsou uloženy na serveru Golem, který je přístupný na adrese <http://golem.fjfi.cvut.cz>. Uživatel si může vybrat, které chce



Obrázek 5.2: Kód řídicího programu s vyznačenými logickými celky sdružující související části kódu.

pro svůj výstřel použít a řídicí program tokamaku je před daným výbojem nahraje na řídicí počítač. Pokud uživateli existující funkce nevyhovují, má možnost vytvořit novou.

Pro správu těchto funkcí byla vytvořena webová aplikace, která poskytuje služby pro vytvoření, úpravu, získání a smazání jednotlivých funkcí. Aplikace je napsána v jazyce Java. Pro usnadnění vývoje a standardizaci struktury zdrojových kódů a konfiguračních souborů byl použit nástroj maven¹. Samotná aplikace se skládá ze dvou vrstev, úložiště a webové služby.

Úložiště poskytuje API pro ukládání a načítání jednotlivých funkcí. Tím poskytuje služby vyšší vrstvě, která je nezávislá na vnitřní implementaci úložiště. Díky tomuto rozdělení lze vytvořit novou verzi úložiště, bez nutnosti zásahu do výkonného kódu vyšších vrstev. Úložiště musí poskytovat funkčnost pro uložení nové funkce, její načtení, změnu, smazání z úložiště a seznam všech jmen funkcí, které úložiště obsahuje. Každá funkce obsahuje kromě hodnot průběhu ještě datum uložení, jméno uživatele, který ji vložil do úložiště a jí přiřazené jméno. Jméno přiřazuje úložiště při ukládání nové funkce podle vlastního algoritmu a po přiřazení ho již nelze měnit. Mezi funkcemi má výjimečné postavení funkce se jménem *00_none*, která obsahuje nulový průběh ($f(t_i) = 0$). Ta by měla být vždy obsažena v úložišti. Pokud by při jeho startu neexistovala, musí ji samo automaticky vytvořit a zároveň nesmí povolit její změnu.

Při vývoji systému polohy plazmatu bylo rozhodnuto, že funkce budou ukládány do souborů a ne do databáze. Implementace tedy ukládá funkce do jednotlivých souborů v zadané složce na pevném disku serveru. Přiřazené jméno funkce má tvar `{saveUser}_{saveDate}`. Jedná se zároveň i o jméno souboru, ve kterém je uložena příslušná funkce.

Webová služba je druhá vrstva aplikace a poskytuje přístup k funkcím úložiště pomocí veřejného rozhraní. Jedná se o aplikaci typu REST² využívající protokol HTTP. K rozhraní lze tedy přistupovat přes libovolného HTTP klienta, například standardní webový prohlížeč. Veškerá data jsou dostupná přes unikátní URL. Požadovaná operace je specifikována adresou a typem HTTP požadavku. V tabulce 5.1 je seznam funkcí, které webová aplikace poskytuje.

Aplikace podporuje tzv. content-negotiation, kdy klient s požadavkem pošle hlavičku *Accept* se seznamem formátů, které podporuje. Server pak pro odpověď zvolí takový formát, aby co nejvíce vyhověl klientovi. V současnosti jsou podporované formáty JSON, XML, prostý text a png. Kromě png a prostého textu lze stejné formáty použít i pro zaslání dat serveru při vytváření nebo úpravě funkce. Pokud dojde k jakékoliv chybě (nepodporovaný formát, typ požadavku aj.) jsou vráceny odpovídající chybový kód.

5.4 Implementace systému řízení polohy do virtuálního velínu

Aby systém řízení polohy mohl být přístupný i studentům, kteří provádějí výboje vzdáleně, byl rozšířen virtuální velín o možnost nastavit scénář řízení. Upravený velín je na obr. 5.3. Uživatel si nejdříve vybere, jaký režim chce použít. Má na výběr z předdefinovaného, zpětnovazebního a kombinace obou. Pak si z nabídky funkcí vybere požadovaný

¹Více informací například v [22]

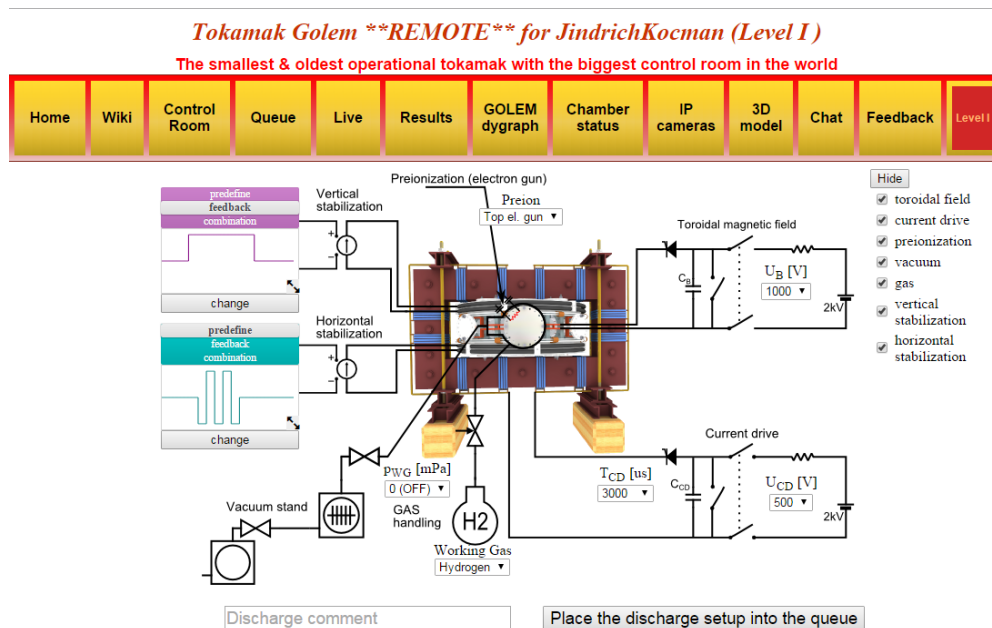
²Z anglického *Representational State Transfer*. Více informací například v [23]

metoda požadavku	wfstorage/names	wfstorage/waveform	wfstorage/waveform/\${name}
GET	seznam jmen všech funkcí ve skladišti	nop	vrátí funkci se jménem \${name}
POST	nop	vytvoří novou funkci podle poslaných hodnot a vrátí její název	nop
PUT	nop	nop	upraví funkci se jménem \${name} podle zadaných hodnot
DELETE	nop	nop	smaže funkci se jménem \${name} ze skladiště

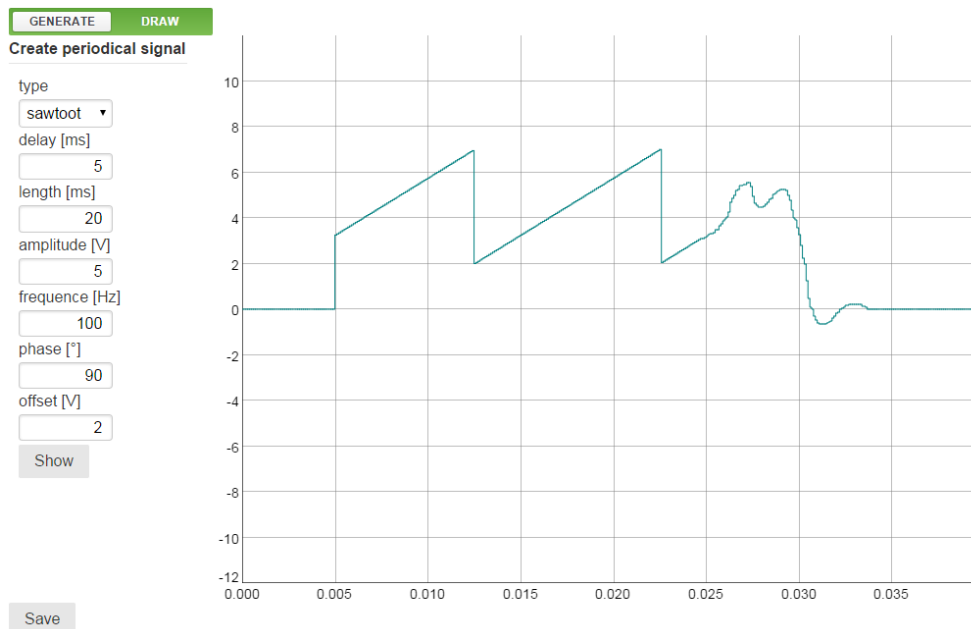
Tabulka 5.1: Rozhraní, které je poskytováno webovou službou pro správu funkcí, které mohou být použity ve scénáři řízení. Výraz **nop** znamená, že pro dané URL není metoda podporována.

průběh. Dostupné funkce stránka stahuje z webové aplikace popsané v předchozí kapitole. Název vybrané funkce se pak odešle spolu s ostatními zadanými parametry. Před daným výbojem pak řídicí program tokamaku nahraje příslušnou funkci na řídicí počítač systému stabilizace.

V případě, že uživateli nevyhovují nabízené funkce, má možnost vytvořit novou. Tvorba nové funkce byla inspirována frekvenčním generátorem (obr. 5.4). V něm si uživatel zvolí typ funkce (pila, obdélník, trojúhelník, sinus), dobu jejího trvání, amplitudu, frekvenci, fázový posuv a nastavení nulové hladiny (offset). Pokud by vygenerovaná funkce nebyla vyhovující, má ještě možnost požadovaný průběh překreslit myší. Díky tomu lze vytvořit zcela libovolného průběhu.



Obrázek 5.3: Virtuální velín s implementovaným rozhraním pro řízení polohy plazmatu v obou směrech. Ten se nachází vlevo od tokamaku, kde si uživatel může vybrat typ řízení a funkci pro vybraný scénář.



Obrázek 5.4: Webová aplikace pro tvorbu nové funkce. Rozhraní bylo inspirováno frekvenčním generátorem. V případě, že možnosti generátoru nestačují, je možné průběh do grafu přímo kreslit.

Kapitola 6

Řízení polohy

V této části jsou obsaženy výsledky dosažené se systémem řízení polohy plazmatu, který byl popsán v předchozí kapitole. Výsledky jsou rozděleny podle směru, ve kterém se ovlivňovala poloha plazmatu. V poslední sekci jsou výsledky z výstřelů se stabilizací v obou směrech.

Systém řízení polohy byl provozován jak s předdefinovaným průběhem, tak ve zpětnovazebním režimu. Při předdefinovaném průběhu se do cívek pouštěl proud nezávisle na aktuální poloze plazmatu a ověřovalo se, zda proud v cívkách je dostatečný k ovlivnění polohy. Ve zpětnovazebním režimu se zkoumala schopnost systému udržet plazma v centru komory.

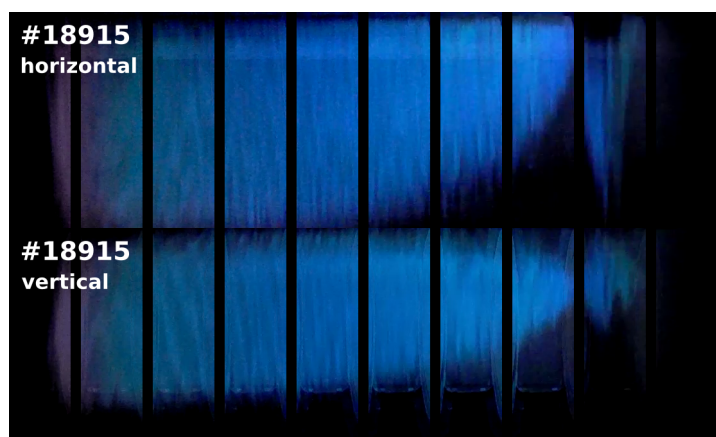
Při výboji někdy dojde k tzv. druhému průrazu. Podle dat z magnetických diagnostik i rychlých kamer dojde k zániku plazmatu. Po něm je ale ihned dojde k průrazu a zformování nového sloupce plazmatu, které ale podle dat z viditelného záření nevyplňuje celou komoru a doba jeho existence je většinou do jedné milisekundy. Na obr. 6.1 jsou data rychlých kamer z výboje, při kterém došlo ke druhému průrazu. Tento druhý průraz je pravděpodobnější při vyšších hodnotách toroidálního magnetického pole. Jeho výskyt je také silně ovlivněn aktuální kondicí komory.

6.1 Vertikální poloha

6.1.1 Předdefinovaný průběh

Během standardního výboje se plazma pohybuje směrem vzhůru. Pro zabránění této tendence byl použit systém pro řízení polohy plazmatu ve vertikálním směru s předdefinovaným průběhem proudu v cívkách. Jako tento průběh byla zvolena funkce kosinus o jedné periodě. Puls mohl být kladný nebo záporný se začátkem v polovině doby existence plazmatu. Frekvence kosinového pulzu byla 100 Hz a vrcholu dosahoval v čase předpokládaného zániku plazmatu. Předpoklad byl, že u záporného pulzu přestane plazma ve druhé půlce své existence stoupat vzhůru a zůstane ve středu komory. Pro ověření ovlivnění se zkoušely i výboje s kladnou polaritou pulzu, kdy bylo plazma tlačeno vzhůru, a byl očekáván dřívější zánik plazmatu. Časový vývoj polohy pro testované výstřely a data z rychlých kamer jsou na obr. 6.2.

Z dat vyplývá, že plazma v polovině přestalo stoupat a podle dat z rychlých kamer



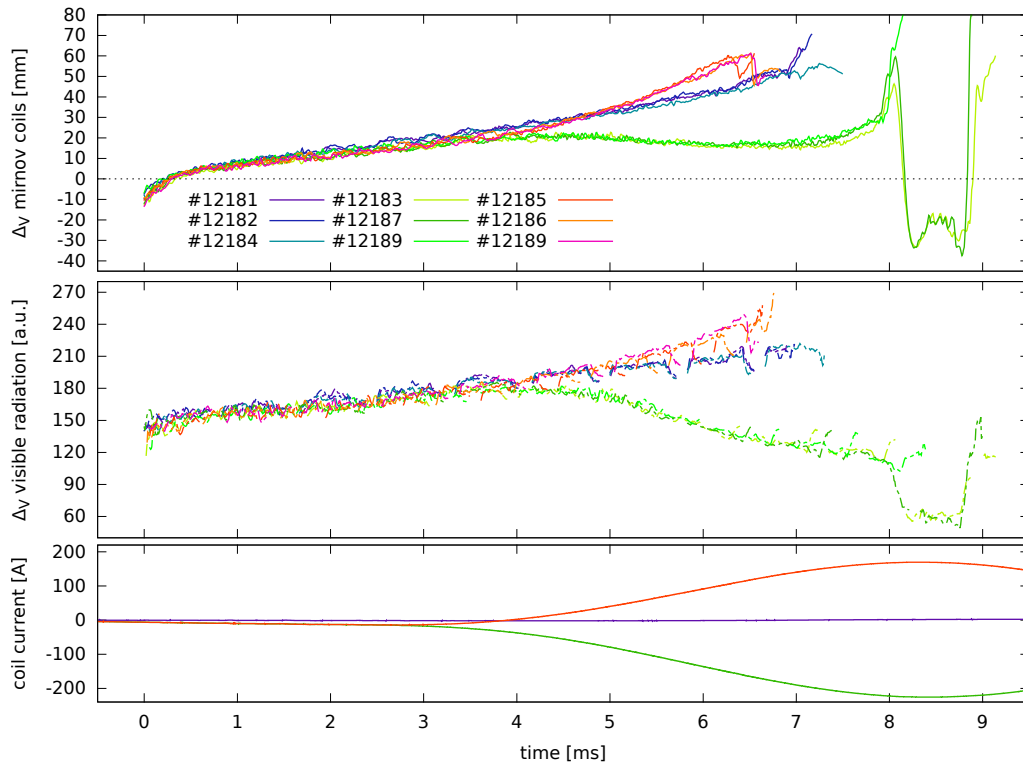
Obrázek 6.1: Data z rychlých kamer u výboje s druhým průrazem. Horní série fotografií pochází z horní kamery a snímá horizontální polohu, dolní série je z boční kamery a snímá vertikální polohu sloupce plazmatu. Druhý průraz je viditelný na konci a doba existence takto vzniklého plazmatu je u tohoto výboje méně než půl milisekundy.

dokonce klesalo. Pokles polohy na konci doby u výstřelů #12183 a #12187 způsobil druhý průraz plazmatu. U výbojů s opačnou polaritou pulzu plazma v druhé polovině stoupalo rychleji a zaniklo dříve. Délky jednotlivých výbojů jsou uvedeny v tab. 6.1.

číslo výstřelu	typ pulsu	délka výboje [ms]
12181	žádný	7,3
12182	žádný	7,4
12183	záporný	9,5
12184	žádný	7,5
12185	kladný	6,8
12186	kladný	7,0
12187	záporný	9,3
12188	záporný	9,5
12189	kladný	7,1
12190	záporný	8,6

Tabulka 6.1: Délka výboje pro výstřely bez ovlivnění, s kladným a záporným pulsem. Při záporném pulzu dle očekávání došlo k prodloužení výboje o $(1,8 \pm 0,4)$ ms, při kladném pulzu došlo ke zkrácení o $(0,5 \pm 0,2)$ ms.

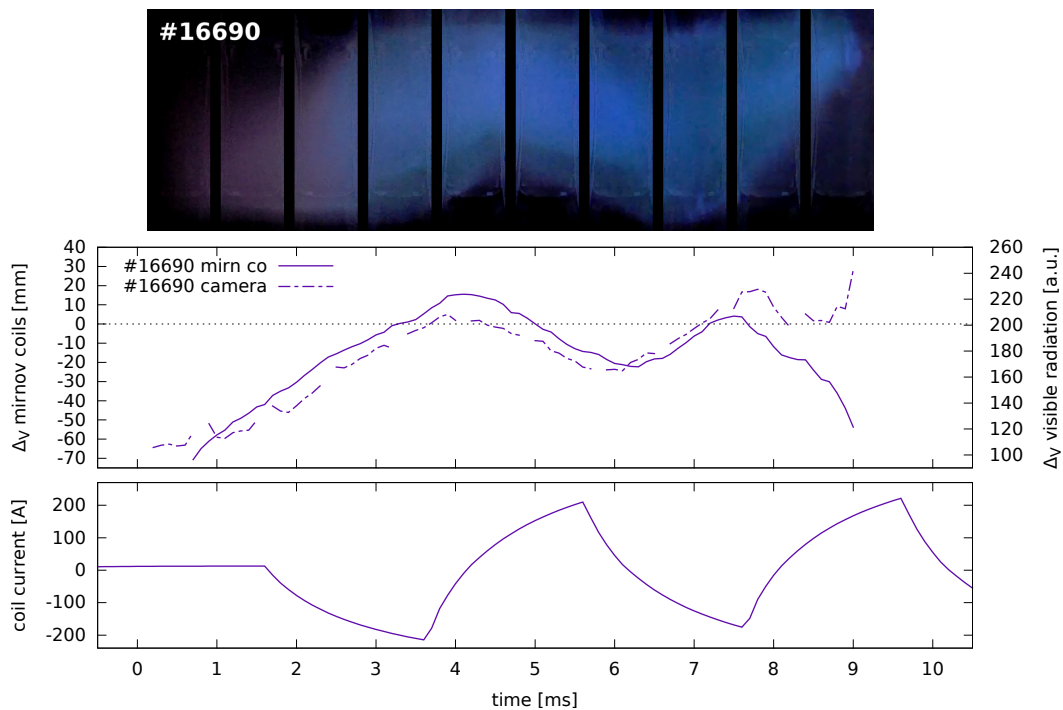
Pro ukázkou možností předdefinovaného režimu byla pro předdefinovaný průběh použita obdélníková funkce s frekvencí 250 Hz, která plazma tlačí střídavě nahoru a dolů. Výsledky jsou na obr. 6.3. Plazma se zpožděním okolo 0,5 ms sleduje proud v cívkách a je tlačeno k horní a dolní stěně komory.



Obrázek 6.2: Časový vývoj vertikální polohy plazmatu pro výstřely s aktivním řízením polohy plazmatu ve vertikálním směru s předdefinovaným průběhem proudu. Předdefinovaný průběh měl tvar funkce cosinus s kladným nebo záporným vrcholem. Modrá barva označuje výstřely bez ovlivnění, červená s kladným vrcholem a zelená se záporným. V prvním grafu je vertikální poloha plazmatu měřená pomocí Mirnovových cívek a přiblížení rovného vodiče (2.16). Ve druhém je vertikální poloha měřená rychlými kamerami a ve třetím proud v řídících cívkách stabilizace.

6.1.2 Zpětnovazební režim

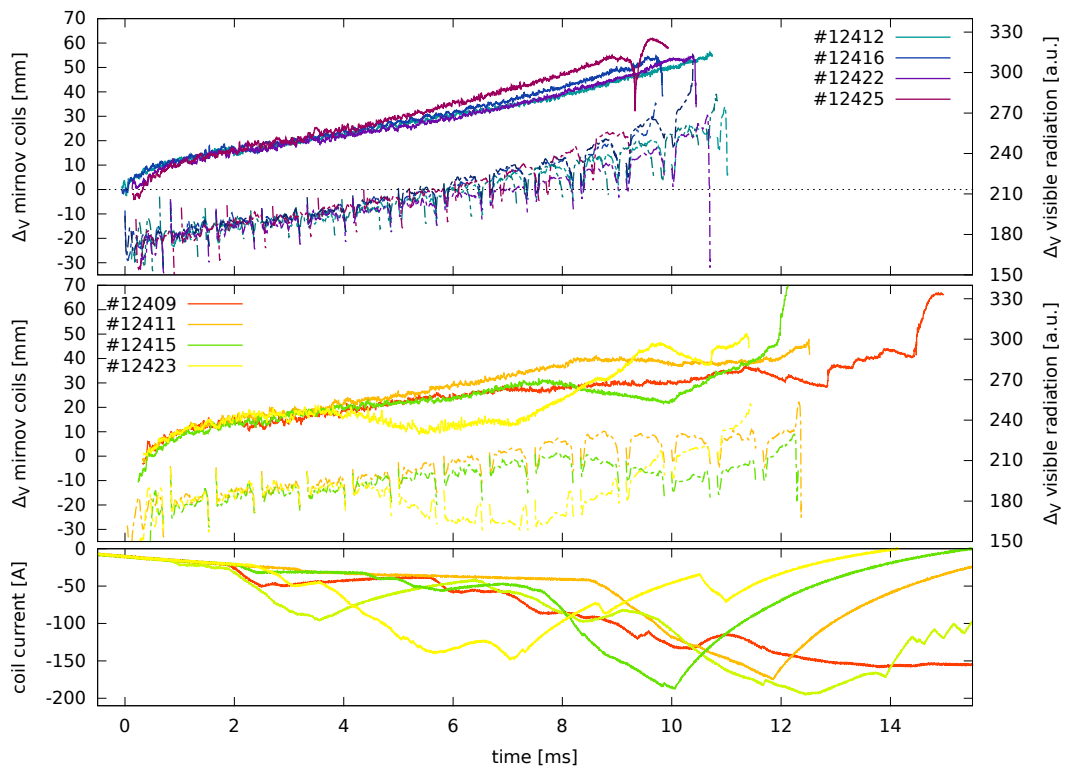
Ve zpětnovazebním režimu se systém snažil udržet plazma v centru komory. Koeficient zpětné vazby byl 1,6. Začátek stabilizace byl posunut na jednu milisekundu po vzniku plazmatu, protože docházelo ke stabilizaci ještě před úplným zformováním plazmatu a to pak zaniklo. Výsledky jsou na obr. 6.4. Plazma nebylo drženo uprostřed komory, protože v centru je jeho poloha nulová a podle rovnice pro scénář řízení (5.1) je výstupní signál nulový. Rychlost stoupání plazmatu se snížila a prodloužil se výboj. Délky jednotlivých výbojů jsou uvedeny v tab. 6.2. Výboj byl prodloužen (2 ± 1) ms. Sada fotografií pro výboj se stabilizací a bez něj je na obr. 6.5.



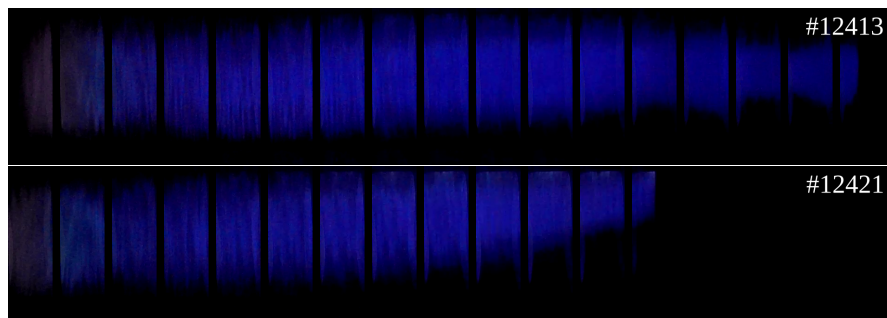
Obrázek 6.3: Test systému řízení vertikální polohy, kdy byla jako předdefinovaný průběh zvolena periodická funkce s frekvencí 250 Hz a sledovala se reakce plazmatu. To se zpožděným okolo 0,3 ms sledovalo proud tekoucí v řídicích cívkách. V horním grafu je časový vývoj vertikální polohy měřený pomocí Mirnovových cívek a rychlými kamerami. Ve spodním grafu je proud tekoucí řídicími cívkami. Horní série fotografií pochází z boční kamery sledující vertikální polohu plazmatu.

číslo výstřelu	typ stabilizace	délka výboje [ms]
12408	bez	10,8
12409	stab	14,7
12410	stab	12,3
12411	stab	12,7
12412	bez	11,3
12413	stab	13,9
12414	bez	11,1
12415	stab	12,3
12416	bez	10,3
12421	bez	10,9
12422	bez	10,8
12423	stab	11,6
12425	bez	9,7

Tabulka 6.2: Délka výboje výstřelů bez a se zapnutou stabilizací ve zpětnovazebním režimu.



Obrázek 6.4: Časový vývoj vertikální polohy plazmatu pro výstřely s aktivním řízením polohy plazmatu ve vertikálním směru ve zpětnovazebním režimu. Plná čára je poloha spočtená pomocí dat z Mirnovových cívek a přiblížení rovného vodiče (2.16), čerchovaná čára odpovídá vertikální poloze měřené rychlými kamerami. Modrofialová sada obsahuje výstřely bez aktivní stabilizace, červenozelená sada obsahuje výstřely s aktivním zpětnovazebním řízením s koeficientem 1,6.

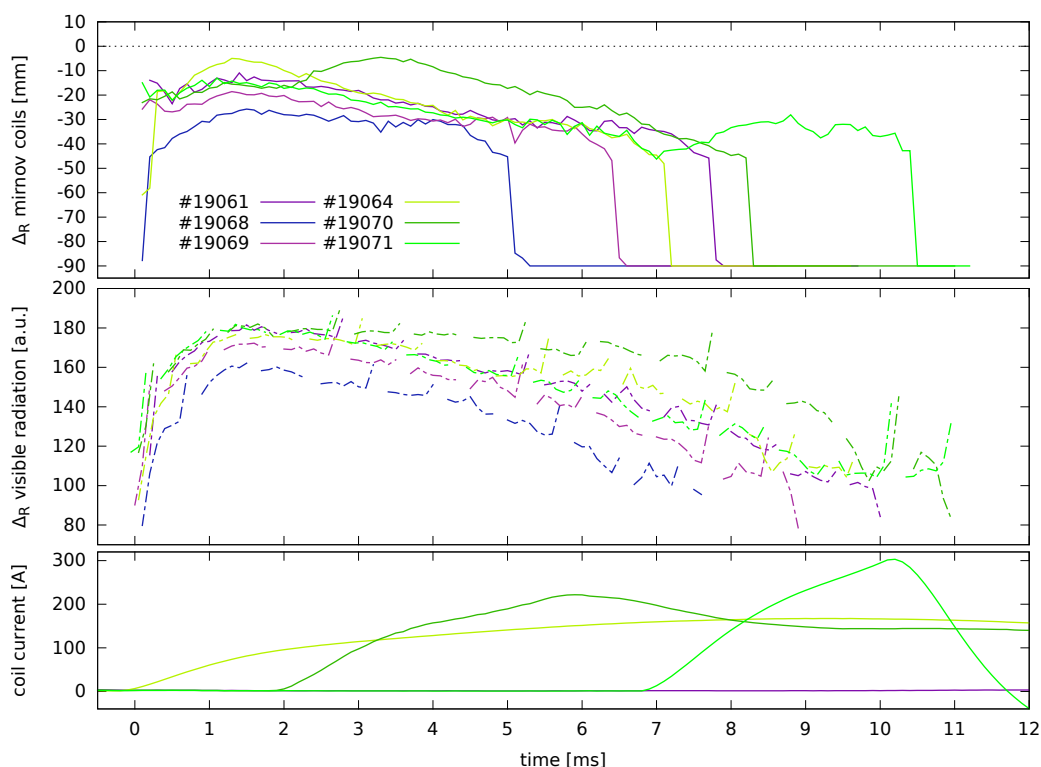


Obrázek 6.5: Vývoj vertikální polohy plazmatu získaný rychlou kamerou. Horní sada fotografií je výstřel se zapnutou vertikální stabilizací ve zpětnovazebním režimu, dolní je výstřel bez zapnuté stabilizace.

6.2 Horizontální poloha

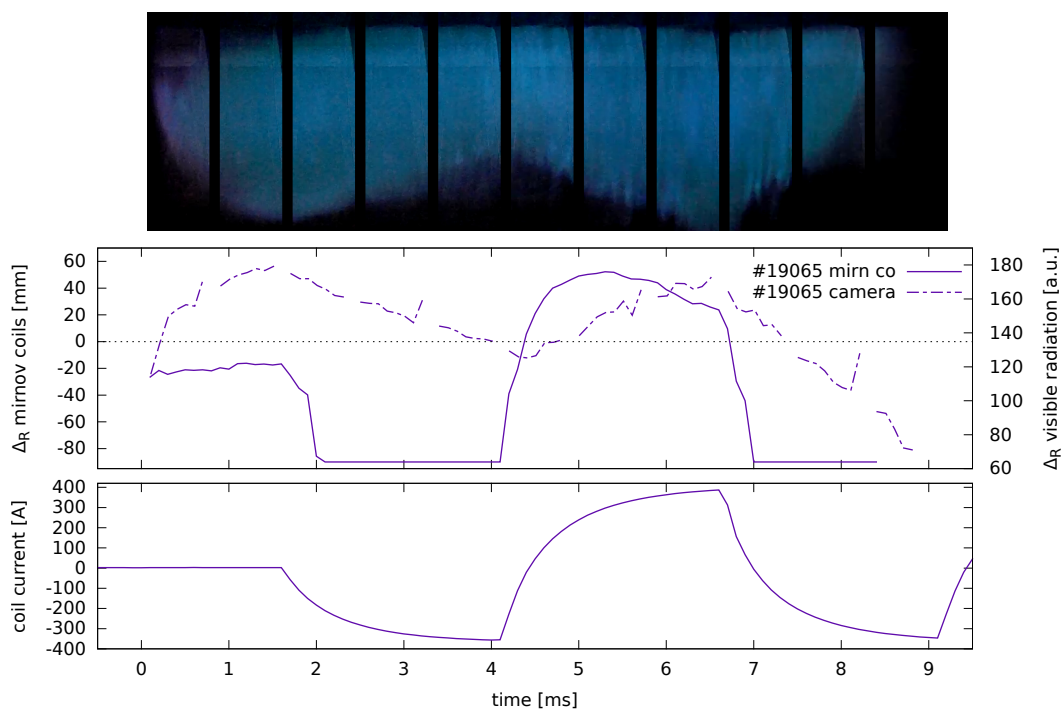
6.2.1 Předdefinovaný průběh

Během standardního výboje má plazma tendenci zmenšovat svůj hlavní poloměr a pohybovat se k vnitřní stěně komory. Pro zabránění této tendence byl použit systém pro řízení polohy plazmatu v horizontálním směru s předdefinovaným průběhem proudu v cívkách. Výsledky jsou na obr. 6.6. I přes vysoké proudy se této tendenci nepodařilo zabránit, pouze se zpomalil pohyb plazmatu směrem k vnitřní stěně.



Obrázek 6.6: Vývoj polohy u výstřelů s řízením horizontální polohy v předdefinovaném režimu. V horním grafu je časový vývoj horizontální polohy měřený Mirnovovými cívkami podle rovnice (2.21). Data z rychlých kamer jsou v prostředním grafu a ve spodním jsou proudy tekoucí cívkami horizontální stabilizace. U Zelených výstřelů se poloha ovlivňovala směrem na vnější stěnu, u modrých nebyl systém řízení polohy aktivní.

Stejně jako u vertikálního směru se zkoušela reakce plazmatu na periodickou funkci, která tlačí plazma střídavě vně a dovnitř. Výsledky z tohoto výboje jsou na obr. 6.7. Oproti stejnému pokusu s vertikální stabilizací se nepovedlo plazma natlačit proti jeho tendenci na vnější stěnu.



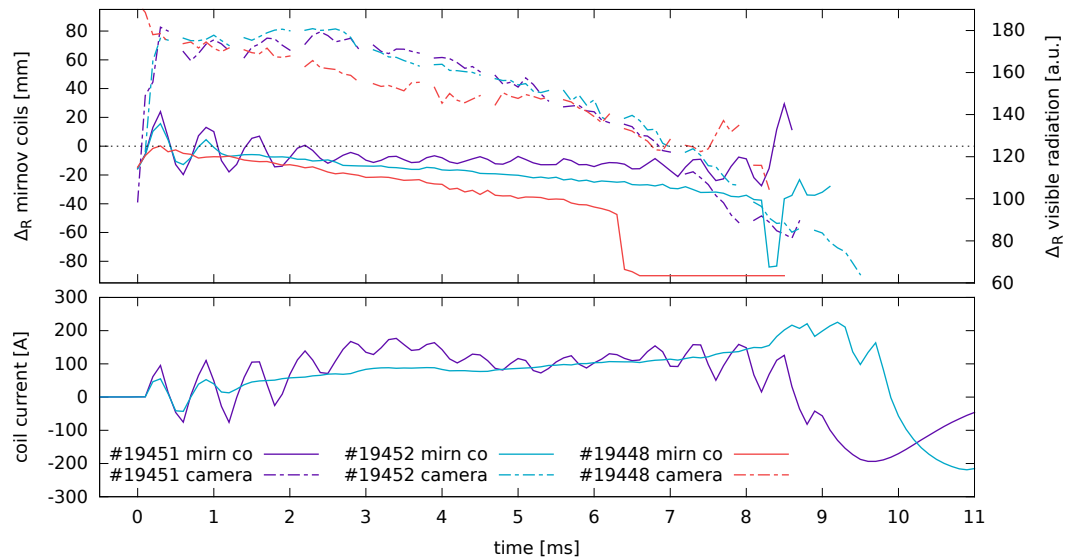
Obrázek 6.7: Test systému řízení horizontální polohy. Jako předdefinovaný průběh byla zvolena periodická funkce s frekvencí 250 Hz (stejná jako u obr. 6.3). V horním grafu je časový vývoj horizontální polohy měřený pomocí Mirnovových cívek a rychlými kamerami. Ve spodním grafu je proud tekoucí řídicími cívkami. Horní série fotografií ukazuje časový vývoj horizontální polohy.

6.2.2 Zpětnovazební režim

Zpětnovazební režim u horizontální polohy se vyskytují dva protichůdné jevy. Prvním z nich je určení horizontální polohy plazmatu. Kvůli nedostatečné eliminaci magnetického pole horizontální stabilizace (viz část 4.1.2) nedává výpočet polohy správné výsledky. Čím větší je proud v řídicích cívkách, tím je větší generované magnetické pole a tím i chyba vzniklá nedostatečnou eliminací. Na druhou stranu jsou pro řízení horizontální polohy potřeba relativně velké proudy. Z obr. 6.6 plyne, že ani 300 A nestačí na zabránění pohybu plazmatu směrem k vnitřní stěně.

Na obr. 6.8 je časový vývoj horizontální polohy u výbojů s aktivním systémem horizontální stabilizace ve zpětnovazebním režimu. Koeficienty zpětné vazby byly 1 pro výboj #19452 a 2,5 pro #19451. Pro porovnání je zobrazen i výboj bez stabilizace. U výboje se silnější zpětnou vazbou dochází ke kmitání. Ta je způsobena zápornou zpětnou vazbou mezi generovaným polem a výpočtem polohy. Pokud se plazma nachází u vnitřní stěny komory, bude magnetické pole generované stabilizací ovlivňovat plazma ve směru velkého poloměru. To ovlivní měření průměrného vertikálního pole podél plazmatu. Tento vliv není dostatečně eliminován a podle výpočtu se pak plazma bude nacházet na vnější straně, i když je stále na vnitřní. Tímto způsoben se systém rozkmitá. U slabší zpětné vazby systém nekmitá, ale generované magnetické pole je příliš slabé na to, aby zabránilo

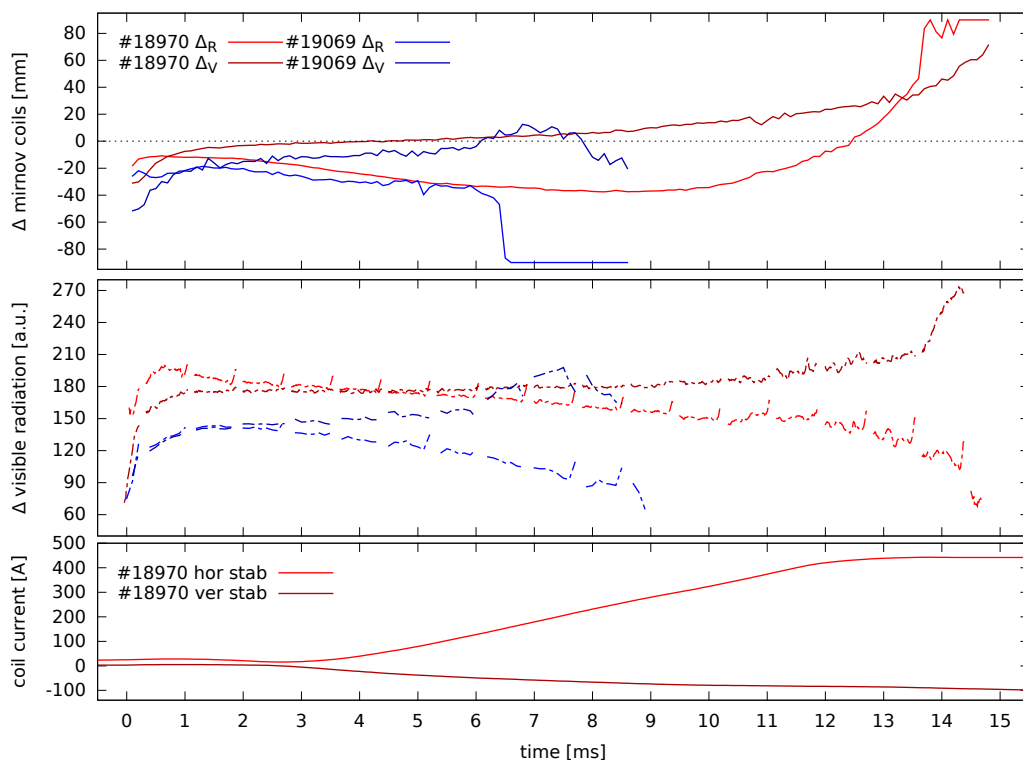
plazmatu v pohybu směrem k vnitřní stěně.



Obrázek 6.8: Časový vývoj horizontální polohy u výbojů s aktivním řízením horizontální polohy ve zpětnovazebním režimu. V horním grafu je horizontální poloha měřená Mirnovovými cívkami a pomocí rychlých kamer, ve spodním grafu je proud tekoucí cívkami horizontální stabilizace. Výboj #19451 má zpětnovazební koeficient 2,5, u výboje #19452 je tento koeficient 1. Pro porovnání je zobrazen i výboj bez systému řízení polohy (#19448).

6.3 Vertikální a horizontální poloha

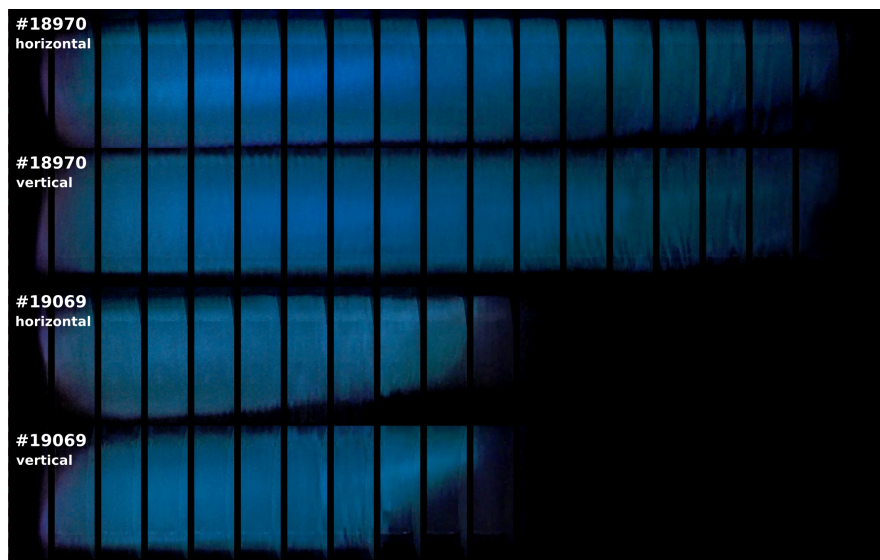
Řízení polohy plazmatu pouze v jednom směru nepřineslo výrazné prodloužení výboje. Proto byly zapojeny oba systémy najednou. Oba pracovaly v předdefinovaném režimu. Ve vertikálním směru bylo plazma ovlivňováno směrem dolů a v horizontálním směrem k vnější stěně. Data z výbojů s řízením polohy a bez něj je na obr. 6.9. Data z rychlých kamer jsou na obr. 6.10. Celkem byly provedeny 4 výboje se stabilizací v obou směrech. Jejich seznam i s délkou výboje je v tab. 6.3. Jejich průměrná délka je 13,9 ms a nejdelší má 15,4 ms. To je prodloužení o více než polovinu oproti výbojům bez stabilizace. Při pokusu o zopakování přestal fungovat jeden proudový zdroj, na jehož opravu se zatím čeká. Z tohoto důvodů nelze v současné době provést více podobných výbojů.



Obrázek 6.9: Porovnání výboje s aktivním systémem řízení polohy plazmatu v obou směrech s předdefinovanými průběhy proudu (#18970) a výboj bez řízení polohy plazmatu (#19069). V prvních dvou grafech je časový vývoj polohy plazmatu měřený Mirnovovými cívkami a rychlými kamerami. Tmavší odstín je vertikální poloha, světlejší horizontální. V posledním grafu je proud v řídicích cívkách.

číslo výstřelu	délka výboje [ms]
18967	11,0
18968	14,2
18969	15,0
18970	15,4

Tabulka 6.3: Délka výboje výstřelů s aktivním řízením polohy plazmatu v obou směrech v předdefinovaném režimu.



Obrázek 6.10: Data z rychlých kamer pro výstřel se zapnutým řízením polohy plazmatu v obou směrech a pro výboj bez řízení polohy plazmatu. Systém řízení polohy pracoval v předdefinovaném režimu. Prodloužení doby plazmatu je skoro dvojnásobné.

Kapitola 7

Závěr

Práce popisuje současný stav systému řízení polohy plazmatu na tokamaku GOLEM. Jejím základem je teoretická část, ve které jsou odvozeny rovnice pro polohu plazmatu. Vychází se z Gradovy-Shafranovy rovnice. Za předpokladu malého inverzního aspektu a kruhového průřezu plazmatu má tato rovnice přibližné řešení pro funkci ψ . Výraz pro funkci ψ obsahuje dvě neznámé, horizontální polohu plazmatu a Shafranov excentricity factor. Vyjádřením poloidálního a radiálního magnetického pole pomocí funkce ψ se získaly tři rovnice o dvou neznámých. Jejich vhodnou kombinací lze vyjádřit horizontální polohu plazmatu v závislosti na poloidálním poli měřeném na čtyřech místech a na průměrném vertikálním poli podél plazmatu. Na konci kapitoly jsou pak uvedeny základy pro měření magnetických polí.

Ve třetí kapitole je popsán tokamak GOLEM se zaměřením na diagnostiky a nástroje, které jsou součástí systému řízení polohy. Jde zejména o Mirnovovy cívky, které měří poloidální magnetické pole plazmatu. Pro měření průměrného vertikálního magnetického pole podél plazmatu je použito vinutí bývalé horizontální stabilizace. Pro ověření polohy vypočtené pomocí magnetických diagnostik se používají data z rychlých kamer. Ty nejsou absolutně nakalibrovány, proto měří pouze tendenci plazmatu. Z nástrojů jsou tu popsány cívky stabilizace a k nim příslušející proudové zdroje, dále pak řídicí počítač a analogový integrátor.

Čtvrtá kapitola obsahuje popis eliminace nežádoucích signálů a zejména data z měření polohy plazmatu. U výstřelů, ve kterých nebyla řízena poloha plazmatu, odpovídají výsledky z magnetických diagnostik výsledkům z rychlých kamer. U horizontální polohy nelze pro výchylky větší než 45 mm použít rovnice odvozené v teoretické části, protože není splněn předpoklad malé výchylky a metoda diverguje. U výstřelů, ve kterých bylo aktivní řízení polohy, je nutné eliminovat signál generovaný cívkami stabilizace. U Mirnovových cívek je eliminace úspěšná. U měření vertikálního magnetického pole podél plazmatu ale eliminace selhává a nebyla nalezena metoda, která by parazitní signál od stabilizace dostatečně potlačila. To vede k tomu, že při řízení horizontální polohy nelze výpočet horizontální polohy pomocí magnetických diagnostik použít.

V páté kapitole je zkompletován systém pro řízení polohy plazmatu. Je zde popsán scénář řízení, který definuje, jakým způsobem bude řízení polohy plazmatu probíhat. K dispozici jsou tři režimy. Nejjednodušší je předdefinovaný, kdy se řídí proud v cívkách nezávisle na aktuální poloze plazmatu podle předem zadané funkce. Další je zpětno-vazební, kdy proud v cívkách je přímo úměrný výchylce plazmatu od centra komory

násobenou předem zadanou funkcí. Poslední je kombinovaný, který sdružuje oba dva předchozí režimy dohromady.

Dále je zde popsán řídicí program, který sbírá data z magnetických diagnostik a v reálném čase z nich počítá polohu. Podle zadaného scénáře pak převádí získanou polohu na proud v cívkách. Pro správu funkcí vztahujících se ke scénáři řízení byla napsána webová aplikace, která nabízí veřejné rozhraní pro vytvoření, získání, úpravu a smazání vybrané funkce. Tato webová aplikace pak byla použita pro rozšíření virtuálního velínu o řízení polohy plazmatu.

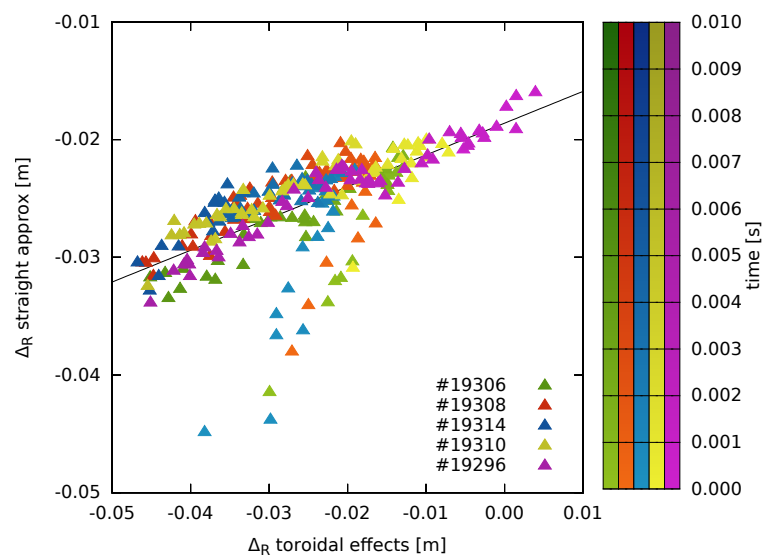
Poslední část je věnována výsledkům z řízení polohy plazmatu. Jako první byla poloha řízena ve vertikálním směru. Při předdefinovaném průběhu bylo dosaženo prodloužení o 1,8 ms a plazmatu bylo zabráněno v jeho tendenci stoupat. Při zpětnovazebním řízení byl výboj prodloužen v průměru o 2 ms, ale snížila se reprodukovatelnost. Pro zabránění plazmatu pohybovat se směrem k vnitřní stěně komory byly u horizontální stabilizace v předdefinovaném režimu vyzkoušeny různé průběhy proudu. Žádný z nich ale nezabránil pohybu, pouze ho zpomalil.

Kvůli nedostatečné eliminaci parazitního signálu od stabilizace při měření vertikálního magnetického pole podél plazmatu nelze použít horizontální stabilizaci ve zpětnovazebním režimu. Při nízkém koeficientu zpětné vazby je výpočet horizontální polohy správný, ale generované proudy jsou na zabránění pohybu plazmatu příliš nízké. Na druhou stranu při vysokém koeficientu zpětné vazby jsou generované proudy dostatečné, ale ovlivňují výpočet polohy plazmatu a systém se rozkmitá.

Jako poslední jsou prezentovány výsledky stabilizace v obou směrech v předdefinovaném režimu. Při těchto výbojích došlo k prodloužení doby existence plazmatu o více jak polovinu a plazma se většinu doby drželo v centru komory. Protože se jedná o předdefinovaný režim, měl by být výboj dobře reprodukovatelný.

V současné době se řízení polohy plazmatu stává součástí standardního režimu na tokamaku GOLEM. Je ale nutné vyřešit problém s ovlivněním horizontální polohy magnetickým polem generovaným stabilizací. Jednou z možností je použít přiblížení rovného vodiče, které využívá signál pouze z Mirnovových cívek, u kterých je eliminace řídicího pole relativně úspěšná. Závislost dat z metody přímého vodiče na datech z metody zahrnující i toroidální efekty u výstřelů bez ovlivnění polohy je na obr. 7.1. Vztah obou metod se jeví jako lineární. Lineární extrapolací je přímka o směrnici $k = (0.27 \pm 0.02)$ a posunu $q = (-0.0186 \pm 0.0005)$. Tímto vztahem by šlo převádět polohu měřenou pomocí přiblížení rovného vodiče na skutečnou polohu podle rovnice (2.21).

Další nevýhodou současného zpětnovazebního režimu je koeficient zpětné vazby. V tomto režimu se plazma neudrží uprostřed komory, protože výchylka je nulová a výsledný proud v cívkách je také nulový. Pro udržení plazmatu uprostřed by bylo nutné generovat proud i ve chvílích, kdy je plazma v centru. To lze zajistit pomocí PID regulátoru. Uživatel by pak při zpětnovazebním řízení nezadával funkci zpětnovazebního koeficientu, ale tři parametry – proporcionální, integrační a derivační složku.



Obrázek 7.1: Porovnání vertikální polohy měřené pomocí rovnice zahrnující toroidální efekty (2.21) a pomocí přiblížení rovného vodiče (2.16). Světlost barvy označuje časový vývoj. Lineární aproximací naměřených dat je přímka o směrnici $k = (0.27 \pm 0.02)$ a posunu $q = (-0.0186 \pm 0.0005)$.

Literatura

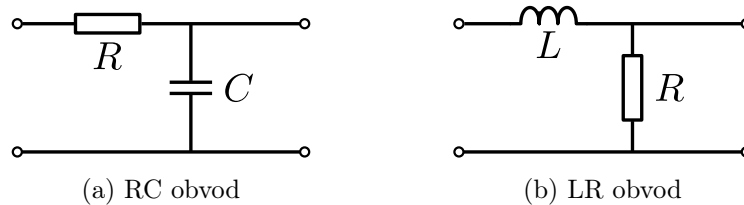
- [1] V.S. Mukhovatov, V.D. Shafranov: *Plasma Equilibrium in a Tokamak*, Nuclear Fusion 11, 605 (1971)
- [2] J. Wesson: *Tokamaks, Third edition*, Oxford University Press, Clarendon Press, Oxford, 2004
- [3] J. P. Freidberg: *Ideal Magnetohydrodynamics*, Plenum Press, New York 1987
- [4] M. Valovič: *Magnetic diagnostics on the CASTOR tokamak*, Czechoslovak Journal of Physics B 38, 1988
- [5] A. Wootton: *Magnetic Fields and Magnetic Diagnostics for Tokamak Plasmas*, 2008, <https://web2.ph.utexas.edu/~iheds/magneticfieldsinatokamak.pdf>
- [6] K. Miyamoto: *Fundamentals of Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2000, <http://people.physics.anu.edu.au/~jnh112/AIIM/c17/Miyamoto.pdf>
- [7] A. Salar Elahi, M. Ghoranneviss: *Experimental determination of plasma position based on two analytical methods in the IR-T1 tokamak*, 2010 Phys. Scr. 82 025502
- [8] 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
- [9] I. Duran: *Fluctuations of the magnetic field of the CASTOR tokamak*, PhD Thesis, MFF UK, Prague 2003
- [10] J. Sentkerestiová: *Systematic measurements of plasma position on CASTOR tokamak using magnetic coils and Hall sensors*, Diploma Thesis, FNSPE CTU, Prague 2006
- [11] V. Svoboda, J. Kocman, O. Grover, J. Krbec, J. Stockel: *Advanced Remote Operation of the GOLEM Tokamak*, Submitted to the proceedings of the 28th Symposium of Fusion Technology, San Sebastian. 2014.
- [12] O. Ficker, O. Grover, J. Kocman, J. Krbec, V. Loffelmann, T. Markovic, M. Matusu, J. Stockel, V. Svoboda, J. Veverka, G. Vondrasek: *Tokamak GOLEM for fusion education - chapter 5*. Poster presentation at the 41st EPS Conference on Plasma Physics, Berlin, Germany. Vol.38F:P4.141,2014

- [13] D. Hernandez-Arriaga, J. Brotánková, O. Grover, J. Kocman, T. Markovič, M. Odstrčil, T. Odstrčil, T. Růžičková, J. Stöckel, V. Svoboda, G. Vondrášek: *Tokamak GOLEM for fusion education - chapter 4*, Poster presentation at 40th EPS Conference on Plasma Physics, Espoo, Finland, 2013
- [14] M. Gryaznevich, V. Svoboda, J. Stockel, A. Sykes, N. Sykes, D. Kingham, G. Hammond, P. Apte, T.N. Todd, S. Ball, S. Chappell, Z. Melhem, I. Ďuran, K. Kovarik, O. Grover, T. Markovic, M. Odstrcil, T. Odstrcil, A. Sindlery, G. Vondrasek, J. Kocman, M.K. Lilley, P. de Grouchy, H.-T. Kim, *Progress in application of high temperature superconductor in tokamak magnets*, Fusion Engineering and Design, 88(9–10):1593-1596,2013. ISSN 0920-3796
- [15] M. Gryaznevich, V. Svoboda, J. Stockel, A. Sykes, N. Sykes, D. Kingham, T.N. Todd, S. Ball, S. Chappell, Z. Melhem, I. Duran, K. Kovarik, G. Grover, T. Markovic, T. Odstrcil, J. Kocman, M.K. Lilley, P. Grouchy, H. Kim, M. Odstrcil, T. Ruzickova: *Progress in application of high temperature superconductor in tokamak magnets*, Contribution to the 27th Symposium on Fusion Technology (SOFT) Liege, Belgium
- [16] S. Ball, I. Ďuran, O. Grover, M. Gryaznevich, J. Kocman, K. Kovařík, T. Markovič, M. Odstrčil, T. Odstrčil, T. Růžičková, J. Stöckel, V. Svoboda, G. Vondrášek: *First results from tests of high temperature superconductor magnets on tokamak*, In Euphysics Conference Abstracts. 39th EPS Conference on Plasma Physics and 16th International Congress on Plasma Physics Stockholm
- [17] 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
- [18] 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]
- [19] Fyzikální Institut, Fakulta matematiky a přírodních věd, Univerzita v Oslu
<http://www.fys.uio.no/plasma/plasma/norsk/tokamak.gif> [19. 11. 2010]
- [20] ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology, BNL
<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.jsp> [2. 11. 2014]
- [21] Webové stránky EUROfusion, *Tokamak principle*
<https://www.euro-fusion.org/wpcms/wp-content/uploads/2011/09/jg95-113-2c-905x600.jpg> [13. 4. 2010]
- [22] Apache Maven Project
<https://maven.apache.org/> [11. 4. 2015]
- [23] RESTful Web services: The basics
<http://www.ibm.com/developerworks/library/ws-restful/> [11. 4. 2015]

Příloha A

Analogový integrátor

A.1 Pasivní integrátor



Obrázek A.1: Schéma pasivního integračního článku.

Nejjednodušší analogový integrátor je tzv. pasivní integrační článek. Jeho schéma je na obr. A.1. Skládá se z odporu a buď kondenzátoru, nebo cívky. Jeho impulzní odezva je $h(t) = \frac{1}{\tau_c} e^{-\frac{t}{\tau_c}}$, kde τ_c se nazývá časová konstanta článku a pro obvod (A.1a) je $\tau_c = RC$ a pro (A.1b) je $\tau_c = \frac{L}{R}$. Výstupní signál $v_{out}(t)$ je dán konvolucí vstupního signálu $v_{in}(t)$ a impulzní odezvou

$$v_{out}(t) = v_{in}(t) * \frac{1}{\tau_c} e^{-\frac{t}{\tau_c}}.$$

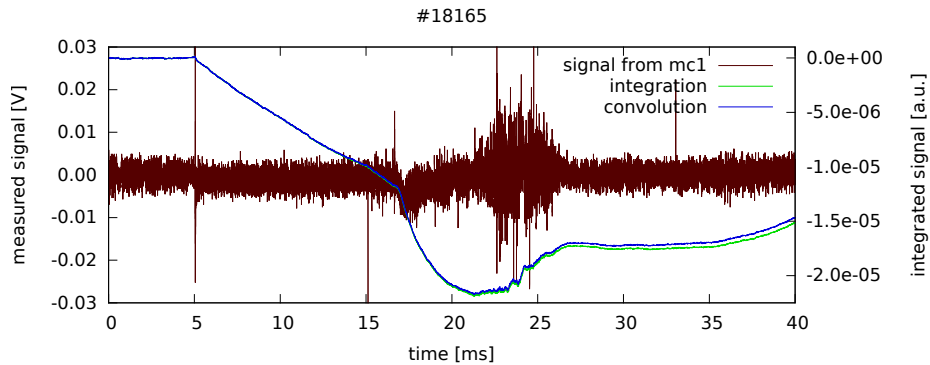
Konvoluce přejde v integraci pokud je jeden z operandů konstantou. Aby článek mohl integrovat, musí být charakteristický čas vstupního signálu mnohem menší než časová konstanta obvodu.

$$v_{out}(t) = \frac{1}{\tau_c} \int_0^t v_{in}(\tau) d\tau \quad \text{pro } f_{in} \gg \frac{1}{\tau_c}$$

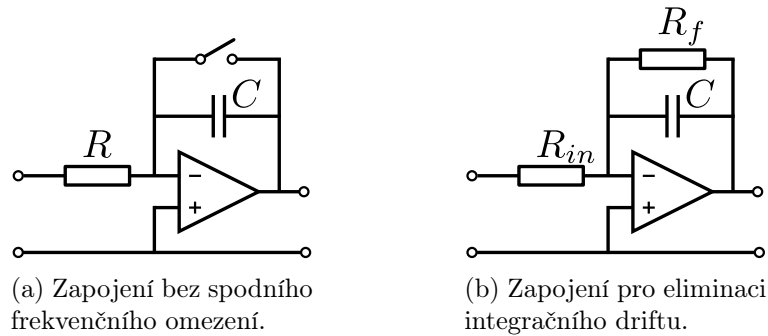
Nevýhodou pasivního integrátoru je dělení integrálu časovou konstantou obvodu. To vede k velmi malému výstupnímu signálu. Na obr. A.2 je signál z Mirnovovy cívky a jeho konvoluce s impulzní odezvou pasivního integrátoru s časovou konstantou 1 s. Výstupní signál je 3 řády pod úrovní šumu. Proto je tento obvod pro tokamak GOLEM nevhodný.

A.2 Aktivní integrátor

Aktivní integrátor je tvořen operačním zesilovačem a kondenzátorem ve zpětné vazbě, který slouží jako kumulační člen. Jeho schéma je na obr. A.3a. Z obvodových rovnic lze



Obrázek A.2: Signál z Mirnovovy cívky mc1, porovnání jeho numerické a simulované analogové integrace. Analogová integrace byla provedena jako konvoluce vstupního singálu a impulzní odezvy pasivního integrátoru s časovou konstantou 1 s. Je zde vidět, že výstupní signál analogové integrace je o 3 řádu menší než šum vstupního singálu.



Obrázek A.3: Schéma aktivního analogového integrátoru s operačním zesilovačem.

odvodit vztah mezi vstupním a výstupním napětím

$$v_{out}(t) = -\frac{1}{RC} \int_0^t v_{in}(\tau) d\tau.$$

Narozdíl od pasivního integrátoru není aktivní omezen minimální frekvencí vstupního signálu a hodnoty R a C lze volit i tak, aby spolu s integrací i zesiloval. Frekvenční omezení shora je dáno použitým operačním zesilovačem a pro standartní integrovaný obvod se pohybuje v řádech MHz. Spínač u kondenzátoru slouží k jeho vybitím před samotným měřením. Vstupní odpor tohoto obvodu je roven R .

Toto zapojení má nevýhodu v tom, že není schopno eliminovat offset vstupního singálu a tím tvorbu driftu. To vede k tomu, že výstup je součet integrálu užitečného signálu a přímky.

Pokud to režim použití dovoluje, lze místo spínače zapojit odpor (viz obr. A.3b). Takto zapojený obvod má impulzní odezvu

$$h(t) = -\frac{1}{R_{in}C} e^{-\frac{t}{R_f C}}.$$

Jedná se o analogii k pasivnímu integračnímu článku, kde je ale rozdělen odpor pro zesílení singálu a frekvenční podmínky pro integraci. Tento bovod integruje pro frekvence

mnohem větší než $\frac{1}{R_f C}$.

$$v_{out}(t) = -\frac{1}{R_{in}C} \int_0^t v_{in}(\tau) d\tau \quad \text{pro } f_{in} \gg \frac{1}{R_f C}.$$

Offset má frekvenci velmi malou v porovnání s užitečným signálem a tak od něj pocházející náboj na kondenzátoru je vybit přes odpor R_f . Správnou kombinací hodnot R_{in} , R_f a C lze dosáhnout požadovaného chování.