

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyziky

Řízení polohy plazmatu v tokamaku
COMPASS s přihlédnutím k tlumicímu
efektu vodivé komory zařízení.

Autor: Bc. Ondřej Kudláček
Vedoucí práce: Ing. František Žáček, CSc.
Školní rok: 2010/2011

Prohlášení

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

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

V Praze dne.....

.....

podpis

Název práce: Řízení polohy plazmatu v tokamaku COMPASS s přihlédnutím k tlumicímu efektu vodivé komory zařízení.

Autor: Ondřej Kudláček

Obor: Fyzikální inženýrství

Druh práce: Diplomová práce

Vedoucí práce: Ing. František Žáček, CSc.

Abstrakt: Kontrola vertikální pozice plazmatu je jedním z klíčových problémů na moderních tokamacích. V této práci jsem nejprve popsal principy termojaderné syntézy a tokamaku. Poté jsem podrobně rozebral systém vinutí poloidálního pole na tokamaku COMPASS, konfigurace jehož magnetického pole zásadním způsobem ovlivňuje vývoj vertikální nestability. Dále jsem se zaměřil na magnetickou diagnostiku, která je použitelná pro určování polohy plazmatu. Zde jsem se pokusil o zpřesnění její kalibrace. Také jsem navrhl způsob, kterým je možné určovat polohu plazmatu pomocí signálů z toroidálních závitů měřících poloidální magnetický tok. V závěrečné části práce jsem vytvořil model zpětnovazebního systému, který půjde použít pro odhad parametrů PI regulátoru, který řídí napětí na proudových zdrojích vinutí řídicího vertikální polohu plazmatu. Správnost tohoto modelu jsem částečně experimentálně ověřil porovnáním s experimentem.

Klíčová slova: tokamak, vertikální nestabilita, magnetická diagnostika, PI regulátor

Title: Control of the plasma position in tokamak COMPASS taking into account a damping effect of the device metal chamber.

Author: Ondrej Kudlacek

Branch of study: Physical engineering

Type of thesis: Diploma thesis

Supervisor: Dr. Frantisek Zacek

Abstract: Control of a vertical plasma position is one of the key issues on modern tokamaks. At the beginning of this thesis, an introduction to nuclear fusion and the principle of tokamak are described. Detailed description of the system of poloidal field coils on COMPASS, which determines a progress of vertical instability, is also given. In the following part of my thesis, I scoped on kinds of magnetic diagnostic, which can be used for determining of the plasma position. I also tried to improve a method of calibration of these sensors and suggested a method, how the plasma position can be found using signals from flux loops. In the final part of this thesis, a computer model of the system controlling vertical plasma position was created. This model can be used for estimation of parameters of a PI regulator, which controls a voltage on power sources for vertical feedback control circuit. Reliability of this model was partially tested by comparing results of the model and results of an experiment.

Key words: tokamak, vertical displacement event, magnetic diagnostics, PI regulator

Obsah

Poděkování.....	5
Úvod.....	6
I: Horké termojaderné plazma.....	7
I.1: Reakce vhodné pro fúzi.....	8
I.2: Základní podmínky reakce.....	9
I.3: Magnetické a inerciální udržení.....	10
I.4 : Základní vlastnosti plazmatu.....	10
II: Plazma v magnetických polích.....	12
II.1: Nabitá částice v homogenním magnetickém poli.....	12
II.2: Nabitá částice v nehomogenním magnetickém poli.....	13
II.3: Drifty částice v magnetickém poli.....	13
II.4: Tlak magnetického pole.....	15
II.5: Banánové trajektorie.....	15
II.6: Koeficient stability.....	17
III: Magnetická nádoba typu tokamak.....	19
III.1: Vytváření magnetického pole.....	19
III.2: Základní vlastnosti pohybu částice v tokamaku.....	20
III.3: Problém koeficientu stability.....	20
III.4: Vytvoření separatrix.....	22
IV: Analýza systému poloidálních vinutí na tokamaku COMPASS.....	26
IV.1: Magnetizační obvod.....	28
IV.2: Systém cívek rovnovážné polohy plazmatu.....	30
IV.3: Tvarování plazmatu.....	32
IV.4: Zpětnovazební systémy.....	35
IV.5: Kompenzační transformátory.....	36
IV.6: Možná zlepšení zapojení jednotlivých obvodů.....	37
V: Příčiny a vlastnosti nestability polohy plazmatu.....	41
V.1: Proudý komorou.....	41
VI: Magnetická diagnostika pro měření polohy plazmatu na tokamaku COMPASS.....	44
VI.1: Základní principy magnetické diagnostiky.....	44
VI.2: Základní typy magnetické diagnostiky.....	47
VI.3: Magnetická diagnostika na COMPASS.....	20
VII: Kalibrace Mirnovových cívek na COMPASS.....	53
VII.1: Výpočet magnetického pole.....	53
VII.2: Výpočet kalibrační konstanty.....	59
VIII: Určování polohy plazmatu za pomoci signálů z toroidálních kruhových závitů měřících poloidální magnetický tok (Poloidal Flux Loop).....	61
VIII.1: Výpočet vzájemné indukčnosti v cylindrických souřadnicích.....	61
VIII.2: Signál od plazmatu měřený na flux loop.....	62
VIII.3: Určení polohy plazmatu.....	64
VIII.4: Požadavky na diagnostiku určující polohu plazmatu.....	64
IX: Model systému zpětnovazebního řízení polohy plazmatu.....	70
IX.1: Síly působící na plazma vyvolané obvody EFPS a SFPS.....	70
IX.2: Proudý indukované v komoře.....	71
IX.3: Pohybová rovnice pro plazma.....	75
IX.4: Zpětnovazební systém pro řízení polohy plazmatu.....	77
X: Ověření modelu indukovaných vířivých proudů.....	80

Závěr.....	84
Reference.....	85

Poděkování

Na tomto místě bych chtěl poděkovat svému vedoucímu práce Ing. Františku Žáčkovi CSc. za trpělivé a důkladné vysvětlení problémů na které jsem při psaní práce narazil a za poskytnutí velice cenných informací, bez kterých by tato práce pravděpodobně vůbec nemohla vzniknout. Dále bych chtěl poděkovat Mgr. Josefu Havlíčkovi za to, že mi umožnil zapojení do své výzkumné práce při vývoji systému zpětnovazebního řízení vertikální polohy plazmatu a řadou cenných rad mi pomohl s počítačovými modely, které jsou součástí této diplomové práce

Úvod

V posledních desetiletích světová spotřeba energie neustále stoupá a předpokládá se, že tento trend bude pokračovat zejména díky rychlému průmyslovému rozvoji zemí jako Indie a Čína. Současné zdroje energie nemohou do budoucna vzrůstající poptávce stačit. Zásoby ropy a zemního plynu dojdou pravděpodobně ještě v tomto století, uhlí vydrží možná o století déle. Dalším podstatným problémem spalování fosilních paliv je produkce skleníkových plynů, které způsobují globální oteplování. Obnovitelné zdroje energie nejsou z mnoha důvodů schopny pokrýt poptávku po energii ve velkých průmyslových zemích a lze je použít pouze jako doplněk zdrojů klasických. Zásoby uranu také nejsou dostatečně velké a navíc ve štěpných elektrárnách vzniká velké množství radioaktivních látek, které je nutné skladovat tisíce let. Právě proto se lidstvo neustále ohlíží po lepším zdroji energie.

Termojaderná fúze představuje do budoucna velice perspektivní zdroj energie. Vstupní látky do reaktoru, deuterium a lithium, se vyskytují hojně všude po světě. Při fúzi také nevznikají žádné radioaktivní produkty, pouze vnitřní stěna reaktoru bude aktivována neutrony. Bude však vyrobena z materiálů, jejichž radioaktivní izotopy mají krátký poločas rozpadu a bude je nutné skladovat jen několik desítek let po skončení provozu reaktoru. Zatím nejnadějnějším zařízením pro budoucí fúzní elektrárnu je tokamak.

V této práci navazuji na svou bakalářskou práci „Elektromagnetická pole v zařízeních s magnetickým udržením horkého plazmatu“, ve které jsem popsal základní principy výroby energie fúzní reakcí a princip tokamaku. Dále jsem v ní podrobně popsal systém vinutí poloidálního pole na tokamaku COMPASS.

V diplomové práci jsem se již zaměřil na problematiku vertikální nestability plazmatu v důsledku jeho tvarování v poloidálním řezu. Tato nestabilita, pokud není včas utlumena, vede až k disrupci. Právě proto musí existovat systém zpětnovazebního řízení polohy plazmatu, který tuto nestabilitu včas utlumí.

První klíčovou částí tohoto systému je magnetická diagnostika, pomocí které se určuje poloha plazmatu. Ve své práci jsem jednak popsal teoreticky její základní principy a jednak jsem ve spolupráci s Mgr. Josefem Havlíčkem navrhl systém měření polohy plazmatu pomocí toroidálních závitů měřících poloidální magnetický tok. Také jsem se pokusil o zpřesnění kalibrace Mirnovových cívek na tokamaku COMPASS.

V poslední části jsem se zaměřil na vytvoření počítačového modelu zpětnovazebního systému, který řídí vertikální polohu plazmatu, se zahrnutím efektů způsobených vodivou komorou. Tento model jsem použil pro odhad parametrů PI regulátoru, který řídí napětí na zdrojích proudu pro zpětnovazební vinutí regulující vertikální polohu plazmatu.

I.kapitola:Horké termojaderné plazma

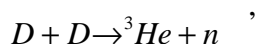
Termojaderná fúze je jaderná reakce, kdy se lehčí prvky slučují v těžší a při tom se uvolňuje energie. Na úvod této práce bych chtěl rozebrat základní typy reakcí a podmínky pro ně.

I.1:Reakce vhodné pro fúzi: Nejprve se podívejme na to, jaké reakce jsou vhodné pro uskutečnění řízené termojaderné fúze na zemi. Nejnižší potřebnou teplotu ze všech reakcí má reakce



kde D (deuterium) a T (tritium) značí těžší izotopy vodíku a n neutron. Ideální teplota pro tuto reakci je asi 10-20 keV (viz Obr. I.1). Nevýhodou je, že se tritium nevyskytuje ve větším množství na zemi a navíc je radioaktivní. Naštěstí je ho ale možné vyrábět přímo v reaktoru z lithia. V plazmatu bude rovněž docházet k parazitním reakcím tritia s tritiem a deuteria s deuteriem. Rychlost jejich průběhu je však podle Obr. I.1 při teplotách 10-20 keV podstatně menší než rychlost DT reakce.

Další možnou reakcí pro budoucí výrobu energie je reakce dvou jader deuteria. Ta probíhá podle rovnice



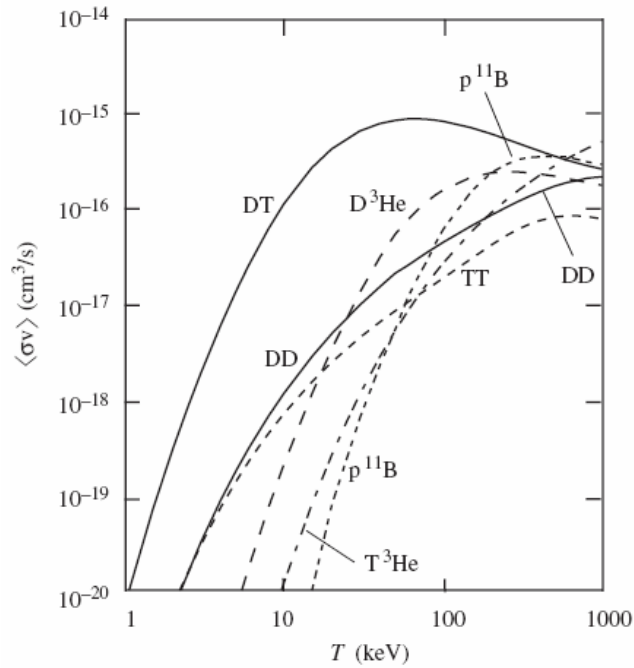
kde p značí proton. Tyto reakce probíhají při teplotách ideálních pro reakce deuteria a tritia asi 200krát pomaleji. Vzhledem k tomu, že nejde na rozdíl od reakce (I.1) o reakci přes složené jádro, roste rychlost reakce s teplotou na celé teplotní škále. Produkty této reakce spolu samozřejmě reagují i dále. Tritium reaguje s deuteriem podle vzorce (I.1) a ${}^3\text{He}$ reaguje podle rovnice



Protože u obou větví reakce (I.2) jsou jak vstupní (3 deuterony) tak vzniklá (${}^4\text{He}$, n, p) jádra stejná, uvolní se i stejné množství energie 21,6 MeV. Výhodou této reakce je, že se všechny vstupní látky těchto reakcí běžně vyskytují na zemi. Nevýhoda naopak je, že bychom pro tuto reakci museli dosáhnout výrazně vyšších teplot. Proto by byl velký problém u toroidálních zařízení se ztrátami brzdícím zářením.

Další možností je reakce deuteria a ${}^3\text{He}$ podle rovnice (I.3). Jde o reakci přes složené jádro, tudíž má její účinný průřez maximum a od hodnoty tohoto maxima s teplotou klesá (viz Obr. I.1). Toto maximum nastává pro teplotu okolo 100 keV. Při této teplotě by již nastávaly v toroidálních zařízeních problémy se ztrátami brzdícím zářením. Další podstatnou nevýhodou této reakce je, že se ${}^3\text{He}$ na Zemi nevyskytuje a muselo by se dovážet z Měsíce. Proto lze o této reakci uvažovat až ve vzdálené budoucnosti. Výhodou naopak je, že nevznikají žádné neutrony a bylo by tedy teoreticky možná přímá přeměna tepelné energie plazmatu na energii elektrickou. Tomu však brání parazitní DD reakce, při které neutron vzniká a jejíž pravděpodobnost není zanedbatelná.

Poslední reakcí, o které se ve vzdálené budoucnosti uvažuje, je reakce bóru s protonem podle rovnice ${}^{11}\text{B} + p \rightarrow 3 \cdot {}^4\text{He}$. Ta má velmi vysokou zápalnou teplotu, tudíž budou velké problémy se ztrátami brzdícím zářením v toroidálních zařízeních. Na druhou stranu jde o tzn. pokročilou reakci, tedy reakci, kde nevznikají žádné neutrony a lze vyrábět elektrickou energii přímou přeměnou tepelné energie plazmatu.



Obr. I.1: Závislost rychlosti reakce vybraných fúzních reakcí na teplotě plazmatu. [1]

I.2: Základní podmínky reakce: V této části se podíváme na to, jaké podmínky musíme splnit, abychom mohli uskutečnit řízenou termojadernou fúzi s energetickým ziskem. Vzhledem k potřebě extrémních teplot je nezbytné zabránit dotyku plazmatu se stěnou. Žádná stěna by totiž tyto teploty nemohla vydržet. Do plazmatu by také emitovala příměs těžších prvků, která by zářila natolik, že by se plazma ochladilo a další reakce by nebyla možná. Proto musíme zabránit dotyku plazmatu stěny.

Pokud budeme stavět fúzní elektrárnu, je nutné, aby fúzní reakce produkovala více energie než je třeba na ohřev plazmatu. Základní podmínku pro energetický zisk z fúzní reakce odvodil roku 1955 fyzik J.D Lawson. Odvodíme nyní toto kritérium pro DT reakci. Pokud máme horké plazma, víme, že bude vždy ztrácet energii zářením, vedením tepla a únikem rychlých částic. Všechny tyto ztráty můžeme popsat pomocí veličiny zvané doba udržení τ , která je definována jako

$$\tau = \frac{W_p}{P_l}, \quad (I.4)$$

kde W_p je tepelná energie obsažená v plazmatu a P_l je výkon ztrát energie z plazmatu. Dále si zavedme veličinu faktor zesílení Q definovanou jako

$$Q = \frac{P_F}{P_H}, \quad (I.5)$$

kde P_F je fúzní výkon a P_H je výkon dodatečného ohřevu plazmatu. Dále víme, že v plazmatu bude zůstat pouze nabitá alfa částice, která s sebou nese jen asi 1/5 energie uvolněné DT reakcí. Dále můžeme ukázat, že

$$\frac{P_F}{P_H + P_\alpha} = \frac{P_F}{\frac{P_F}{Q} + \frac{P_F}{5}} = \frac{5Q}{Q+5}, \quad (I.6)$$

kde P_α je výkon α částic vzniklých při reakci, které zůstanou v plazmatu. V odvození jsme využili úvahy o podílu energie odnesené alfa částicemi a definici (I.5). Na druhou stranu, pokud budeme předpokládat, že je plazma v tepelné rovnováze, musí platit, že

$$P_i = P_H + P_\alpha. \quad (\text{I.7})$$

Víme také, že energie obsažená v plazmatu je $W_p = 3nkT$, kde n tentokrát značí hustotu deuterionů a tritiumů dohromady a k je Boltzmannova konstanta. Ze vztahu (I.4) pak můžeme psát

$$P_i = \frac{3nkT}{\tau}. \quad (\text{I.8})$$

Fúzní výkon pro směs 50% deuteria a 50% tritia můžeme napsat jako

$$P_F = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle \cdot E_F, \quad (\text{I.9})$$

kde E_F je energie uvolněná reakcí a $\langle \sigma v \rangle$ je hodnota účinného průřezu reakce ustředěná přes maxwellovské rozdělení s teplotou T . Pokud dosadíme (I.7), (I.8) a (I.9) do (I.6) a provedeme několik jednoduchých úprav, dostaneme pro podmínku $P_F > P_i$:

$$n \cdot \tau \geq \frac{60 \cdot Q \cdot k \cdot T}{E_F \langle \sigma v \rangle \cdot (Q + 5)}. \quad (\text{I.10})$$

Nyní si proberme ještě dvě důležité hodnoty Q . První z nich je zapálení (ignition), jehož podmínkou je, že není potřeba žádný vnější ohřev, tedy veškeré ztráty jsou kompenzovány α částicemi, které v plazmatu zůstávají. Tedy podle (I.5) bude $Q = \infty$. Pokud provedeme ve vztahu (I.10) limitní přechod pro $Q = \infty$, dostaneme (viz [1])

$$n \cdot \tau \geq \frac{60 \cdot k \cdot T}{\langle \sigma v \rangle \cdot E_F}. \quad (\text{I.11})$$

Pokud dosadíme teplotu, při níž nabývá rychlost reakce maximální hodnoty, budeme mít $n \cdot \tau \geq 1.5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}$. Je však třeba dodat, že možnost zapálení je u tokamaků diskutabilní. V budoucích elektrárnách bude totiž ve stacionární fázi výboje proud buzen vlečením. Protože bude procházející proud vždy plazma alespoň minimálně ohřívat, nebude možné dosáhnout toho, aby byl jmenovatel v (I.5) roven 0.

Druhým důležitým bodem je $Q=1$ (anglicky breakeven), tedy případ, kdy se výkon dodávaný do plazmatu rovná výkonu fúzní reakce. Pokud provedeme stejné úpravy jako pro zapálení, dostaneme

$$n \cdot \tau = \frac{10 \cdot k \cdot T}{\langle \sigma v \rangle \cdot E_F}. \quad (\text{I.12})$$

V dnešní době se předpokládá, že tokamak JET překročí při následujících experimentech s tritiem hranici $Q=1$. Pokud se podíváme na vztahy (I.11) a (I.12), vidíme, že pro zapálení potřebujeme při stejné hustotě šestkrát lepší dobu udržení než pro vyrovnání. U ITERu se počítá s tím, že by mělo dojít minimálně k dosažení hranice $Q=10$. V reálném případě vzhledem k malé účinnosti zdrojů vnějšího ohřevu a vzhledem k tomu, že tokamak spotřebuje na svůj provoz velké množství elektrické energie, bude produkce elektrické energie vyšší než spotřeba až při $Q=30$. V prvních termojaderných elektrárnách se počítá s tím, že bude dosaženo faktoru zesílení 80.

I.3: Magnetické a inerciální udržení: V dnešní době se nabízejí dvě nadějně možnosti udržení plazmatu, kterými by bylo možné splnit nerovnost (I.11). První z nich, inerciální udržení, pracuje s obrovskými hustotami (řádově 10^{30} částic/m³) a velice krátkými dobami udržení (řádově 10^{-10} sekund). Takto vysokých hustot se dosahuje rychlým stlačením terčiku paliva laserem. Terčik se skládá ze směsi zmražené směsi deuteria a tritia. Po stlačení lasery začne v terčiku probíhat termojaderná reakce. Problém je s tím, že stlačení terčiku musí být rovnoměrné, při malé odchylce od symetrie dochází k rychlému úniku paliva mimo zónu stlačování. K takto rovnoměrnému stlačení je potřeba mnoho laserových svazků. Např. laserový systém NIF (National Ignition Facility) jich bude používat 192, což je počet, který pokrývá kouli dostatečně rovnoměrně.

Na rozdíl od inerciálního udržení magnetické udržení pracuje s hustotami řádově 10^{20} částic/m³ a s dobami udržení řádově v sekundách. Např. ITER bude mít dobu udržení zhruba 4 sekundy. U magnetického udržení je plazma izolováno od stěny magnetickým polem. Existují dvě základní možnosti konstrukce zařízení s magnetickým udržením. První pracuje s lineárními zařízeními. U těchto zařízení jsou konce „ucpány“ silnějším magnetickým polem, které odráží částice zpět. Ztráty v těchto zařízeních jsou vždy natolik vysoké, že se přistoupilo ke konstrukci zařízení uzavřených. O výhodách i nevýhodách těchto dvou koncepcí magnetického udržení bude částečně pojednávat další kapitola. Ze zařízení toroidálních se prosadila zejména koncepce tokamaku, o které bude podrobně řeč v dalších kapitolách. Dalším úspěšným zařízením je stelarátor, který má oproti tokamaku výhodu v tom, že v něm neprochází elektrický proud, který je zdrojem některých nestabilit plazmatu v tokamaku. Velkou nevýhodou naopak je obrovská konstrukční náročnost cívek, které vytvářejí šroubovicovité pole. Další nevýhodou je, že stelarátory mají o hodně menší dobu udržení než tokamaky srovnatelných rozměrů.

I.4: Základní vlastnosti plazmatu: Jak bylo uvedeno výše, optimální teploty pro DT reakci jsou mezi 10 a 20 keV. Při těchto teplotách bude jakákoliv látka v plazmatickém skupenství. Podívejme se nyní na jeho základní vlastnosti. První vlastností plazmatu je kvazineutralita. To znamená, že celkový náboj plazmatu je mnohem menší než součet nábojů kladných nebo absolutní hodnota součtu nábojů záporných. Podívejme se nyní na bodový náboj v plazmatu. K tomuto náboji budou přitahovány náboje opačné polarity a budou ho stínit. Lze odvodit, že díky tomu bude potenciál v okolí našeho náboje exponenciálně klesat. Vzdálenost, na které klesne na potenciál od tohoto náboje na $1/e$ potenciálu daného Coulombovým zákonem nazýváme Debyeovou délkou λ_D a její hodnota je (viz [2])

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot k \cdot T}{(1+Z) \cdot n_e \cdot q_e^2}}, \quad (\text{I.13})$$

kde k je Boltzmannova konstanta, T je teplota plazmatu, Z je protonové číslo iontů, které se v plazmatu vyskytují, n_e je hustota elektronů a q_e je elementární náboj. V tomto případě jsme uvažovali plazma v blízkosti termodynamické rovnováhy s jediným druhem iontů. Další vlastností plazmatu je tzn. kolektivní chování. Kolektivní chování znamená, že pohyb částic je ovlivněn i tím, co se děje ve velmi vzdálené oblasti.

Podívejme se nyní na rozdělovací funkci rovnovážného plazmatu $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$, které je umístěno v obecném potenciálu $\Phi(\mathbf{r})$. V tomto případě \mathbf{r} značí polohu částice a \mathbf{v} značí rychlost částice. Tato funkce vypadá jako

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = K \cdot e^{\frac{-mv^2}{2kT}} \cdot e^{\frac{-\Phi}{kT}}, \quad (\text{I.14})$$

kde v je rychlost částice a K je konstanta, které toto rozdělení normuje tak, aby $\int_{R^3} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3v = 1$. Pomocí této rozdělovací funkce můžeme určit např. prostorové rozdělení $n(\mathbf{r})$ jisté veličiny $\zeta(\mathbf{v})$ podle vzorce

$$n(\mathbf{r}) = \frac{\int_{R^3} \zeta(\mathbf{v}) \cdot f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3v}{\int_{R^6} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3r \cdot d^3v}. \quad (\text{I.15})$$

Obdobně můžeme určit také střední hodnotu veličiny $\theta(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ jako

$$\langle \theta \rangle = \frac{\int_{R^3} \theta(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \cdot f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3v \cdot d^3r}{\int_{R^6} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3r \cdot d^3v}. \quad (\text{I.16})$$

II.kapitola: Plazma v magnetických polích

V této kapitole bych se chtěl zaměřit na chování plazmatu v magnetických polích. Zařízení, která pracují s magnetickým udržením horkého plazmatu se v dnešní době jeví jako nejnadějnější cesta k termojaderné elektrárně. Na nabitou částici v elektromagnetickém poli působí Lorenzova síla

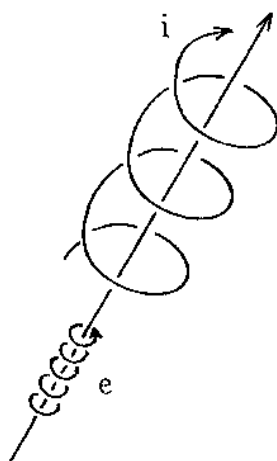
$$\mathbf{F}_L = q \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{II.1})$$

kde \mathbf{E} je vektor elektrické intenzity, \mathbf{v} je vektor rychlosti nabité částice, \mathbf{B} je vektor magnetické indukce a q je náboj částice. Zde i v dalších částech této kapitoly uvažujeme nerelativistickou částici.

II.1:Nabitá částice v homogenním magnetickém poli: V této části se zaměřím na případ, kdy je nabitá částice v poli, kde $\mathbf{E} = 0$ a \vec{B} je konstantní v čase i v prostoru. Rychlost částice v takovémto poli můžeme rozdělit na složku rychlosti rovnoběžnou s vektorem magnetické indukce a složku rychlosti kolmou na tento vektor. Rovnoběžnou složku označím \mathbf{v}_r a kolmou složku \mathbf{v}_k . Na rovnoběžnou složku nebude mít magnetické pole žádný vliv (k tomu se snadno dostaneme tak, že ve vzorci (II.1) rozepíšeme rychlost $\mathbf{v} = \mathbf{v}_r + \mathbf{v}_k$ a z toho, že vektorový součin rovnoběžných vektorů je roven 0). Vzorec (II.1) se nám tedy redukuje na $\mathbf{F}_L = q \cdot \mathbf{v}_k \times \mathbf{B}$. Je tedy jasné, že se částice bude pohybovat po šroubovici podél magnetické siločáry. Poloměr této šroubovice určíme z rovnosti síly Lorenzovy a síly odstředivé. Dosazením a vyjádřením dostaneme

$$r = \frac{m \cdot v_k}{qB} \quad (\text{II.2})$$

kde m je hmotnost částice, B a v_k jsou velikosti vektoru magnetické indukce a kolmé složky rychlosti. Vzhledem k tomu, že elektrony a ionty mají opačný náboj, bude i šroubovice, po které se pohybují, opačně orientovaná. Trajektorie nabitých částic v homogenním magnetickém poli jsou zobrazeny na Obr. II.1.



Obr.II. 1: nabitá částice v magnetickém poli[2]

II.2:Nabitá částice v nehomogenním magnetickém poli: V této podkapitole popíšeme, jak se chová částice pokud je ve vztahu (II.1) $E = 0$ a \mathbf{B} není konstantní v prostoru. Na začátku uvedu důležitý adiabatický invariant magnetického pole, magnetický moment M :

$$M = \frac{mv_k^2}{2B} \quad (\text{II.3})$$

Tento vztah bychom snadno dostali z definice magnetického momentu $M = I \cdot S$ kde S je plocha ohraničená průmětem trajektorie částice v rovině kolmé na magnetickou siločáru a I je proud, který prochází plochou uzavřenou tímto průmětem a lze ho vyjádřit jako $I = q \cdot f$ kde f je frekvence oběhu částice okolo siločáry. Protože je veličina M podél trajektorie částice v magnetickém poli konstantní, musí při pohybu částice do silnějšího magnetického pole stoupat i rychlost v_k . Protože ale celková kinetická energie částice a tím pádem i velikost rychlosti zůstávají konstantní, musí se snižovat velikost podélné složky rychlosti. Pokud je ale podélná složka rychlosti malá, může dojít při průletu směrem do silnějšího magnetického pole k odrazu částice zpět do slabšího magnetického pole. Tomuto jevu se říká magnetické zrcadlo.

Odvoďme nyní podmínku pro průlet částice magnetickým zrcadlem. Řekněme, že se částice na začátku pozorování nachází v magnetickém poli B_0 a že nejsilnější magnetické pole na konci zrcadla má hodnotu B_{\max} . Kinetickou energii částice E můžeme napsat jako

$$E = \frac{1}{2}m(v_{k0}^2 + v_{r0}^2), \text{ kde } v_{k0} \text{ resp. } v_{r0} \text{ jsou počáteční složky rychlosti částice. Podle vzorce}$$

(II.3) můžeme určit magnetický moment na počátku, který se zachovává. Ze zákona zachování energie můžeme určit, že maximální velikost kolmé složky rychlosti dané částice může dosáhnout hodnoty nejvýše rovné velikosti celkové počáteční rychlosti částice. Dále je ze (II.3) jasné, že částice bude mít maximální velikost v_k v bodě trajektorie, kde bude maximální magnetické pole. Pokud bude tedy částice v poli B_{\max} zbývat ještě nějaká podélná složka rychlosti, proletí zrcadlem. Z výše uvedených úvah již snadno dostaneme podmínku pro průlet částice (a tím i její únik z magnetické nádoby):

$$\frac{v_r}{v_k} > \sqrt{\frac{B_m}{B} - 1} \quad (\text{II.4})$$

II.3:Drifty částice v magnetickém poli: V této podkapitole se budu zabývat otázkou chování částice v magnetickém poli, pokud na ni působí další síla (např. gravitační, odstředivá...) nebo je toto pole nehomogenní ve směru kolmém na směr siločar. V takovém případě nebude částice driftovat ve směru působící síly, jak by člověk na první pohled řekl, ale směrem kolmým na působící sílu a magnetické pole (viz Obr. II.2). Driftová rychlost gyračního středu pohybu částice \mathbf{v}_d pak bude dána obecným vzorcem

$$\mathbf{v}_d = \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{q \cdot B^2} \quad (\text{II.5})$$

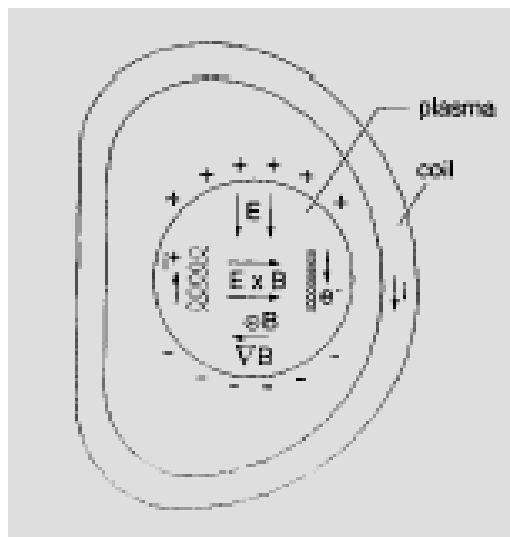
kde \vec{F} je působící síla. Na Obr. II.2 je zobrazen drift elektrickou a gravitační silou na částici v magnetickém poli.



Obr.II. 2: Drift elektrickou silou (vlevo) a gravitační silou (vpravo). [2]

Tento jev měl velký vliv na konstrukci uzavřených nádob s toroidální komorou a toroidálním magnetickým polem. Pokud částice sleduje uzavřenou siločáru toroidálního magnetického pole, driftují ionty podle vzorce (II.5) při směru magnetického pole podle Obr. II.3 nahoru a elektrony, díky opačnému znaménku náboje dolů. Tato rychlost je vzhledem k rozměrům zařízení obrovská, a díky tomu se vytvoří jak nahoře tak i dole nabitě „oblaky“. Mezi nimi se pak objevuje elektrické pole. Nezapomínejme, že se částice nacházejí v magnetickém poli a nemohou se tak pohybovat ve směru elektrické intenzity kolmé na siločáry a drift odstředivou silou vykompenzovat. Proto dále dochází v prostoru mezi nabitými oblaky k dalšímu driftu, jehož příčinou je tentokrát elektrická síla. Tento drift pak tlačí částice směrem ven (viz Obr. II.3).

Nyní se podívejme na drift způsobený gradientem velikosti magnetického pole (používá se označení $\vec{\nabla}|\mathbf{B}|$). V následující části uvidíme, že magnetické pole v toroidální nádobě směrem k hlavní ose nádoby roste. Pokud částice obíhá kolem siločáry podle konfigurace na Obr. II.3, mění se při tomto pohybu velikost magnetického pole, ve kterém se částice nachází (bude ukázáno později). To podle vzorce (II.2) vede k tomu, že částice neobíhá siločáru s konstantním poloměrem. V důsledku toho dochází ke $\vec{\nabla}|\mathbf{B}|$ driftu, který má na Obr. II.3 pro ionty směr nahoru a pro elektrony opět směr dolů a s driftem způsobeným odstředivou silou se tedy sčítají.



Obr.II 3: Drifty v nádobách s toroidálním magnetickým polem[1]

Vliv driftu odstředivou silou, $\vec{\nabla}|\mathbf{B}|$ driftu a následně driftu elektrickou silou je tak výrazný, že se muselo přijít se způsobem, jak jej kompenzovat. Řešení se našlo v podobě vytvoření šroubovicovitého magnetického pole. V následujících řádcích budeme používat směrovou konvenci podle Obr. II.3. Díky driftu odstředivou silou a driftu způsobeného gradientem velikosti magnetického pole (oba dva tyto drifty mají pro elektrony a ionty opačný směr) vzniká mezi horní a spodní částí nádoby elektrické pole. Složka elektrického pole rovnoběžná se siločárou urychluje nabitě částice podél „jejich“ siločáry. Toto urychlování má vliv zejména u elektronů, které jsou zhruba 2000-krát lehčí než ionty. Elektrony jsou v tomto případě urychlovány nahoru, kde vyrovnávají náboj iontů. Existují dvě koncepce jak šroubovicovité pole vytvářet. První zařízení, zvané tokamak, vytváří toto pole pomocí

indukovaného proudu plazmatem a druhé, zvané stelarátor, používá k vytvoření šroubovicovitého pole složitý systém vnějších cívek. O tokamaku bude podrobně pojednávat další kapitola.

II.4: Tlak magnetického pole: Další velice důležitou věcí, kterou bych zde chtěl podrobněji rozebrat je tlak magnetického pole. Tlak magnetického pole p je dán vztahem

$$p = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (\text{II.6})$$

kde μ_0 je permeabilita vakua. Z tohoto vztahu vyplývá, že v místech s vyšším magnetickým polem je i vyšší tlak magnetického pole. Poté lze použít analogii z mechaniky, kde se částice pohybují do míst s nižším tlakem. To má velký význam při regulaci polohy plazmatu poloidálními systémy. Stačí, když se nám podaří poloidální složku magnetického pole zesílit tam, kde by plazma být nemělo a naopak zeslabit tam, kde ho potřebujeme mít (tuto analogii lze také snadno zdůvodnit také tím, že se rovnoběžné proudy přitahují a opačné odpuzují).

V toroidálních zařízeních (tokamak, stelarátor) není bohužel toroidální složka magnetického pole konstantní vzhledem k vzdálenosti od osy zařízení. To plyne z maxwellovy integrální rovnice

$$\oint_l \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 I, \quad (\text{II.7})$$

kde l je uzavřená křivka obepínající určitý proud I . V toroidálních zařízeních budeme I volit jako proud procházející každou z N toroidálních cívek a l bude kružnice v toroidální komoře v rovině kolmé na osu zařízení, se středem v této ose a poloměrem R . Pak ze vzorce (II.7) dostaneme

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \cdot N. \quad (\text{II.8})$$

Z toho je vidět, že magnetické pole bude klesat s první mocninou vzdálenosti od hlavní osy toroidálního zařízení.

Z tlaku magnetického pole lze rovněž odvodit limit pro hustotu plazmatu v daném magnetickém poli. Základní podmínkou je, že tlak magnetického pole musí být větší než tlak plazmatu P . Tedy koeficient

$$\beta = \frac{P}{\frac{B^2}{2\mu_0}} \quad (\text{II.9})$$

musí být teoreticky menší než 1. U tokamaků jsou však nejlepší dosahované hodnoty β kolem 0,05. Tlak plazmatu P se dá vyjádřit podle vzorce

$$P = nk(T_e + T_i) \quad (\text{II.10})$$

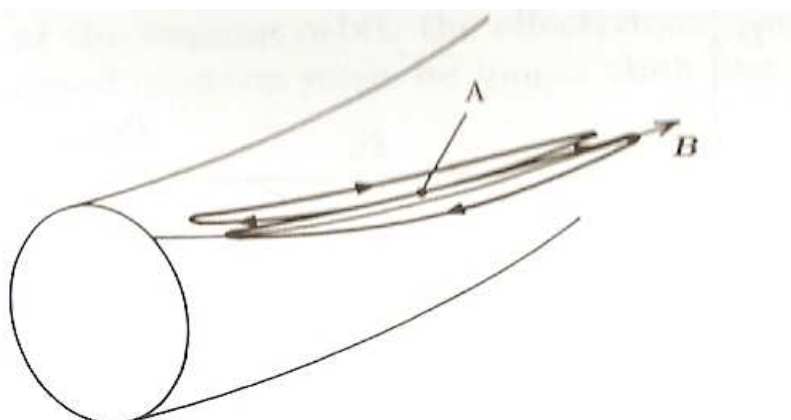
kde n je hustota iontů a je stejná jako hustota elektronů, k je Boltzmannova konstanta, T_e je teplota elektronů a T_i teplota iontů. Dosazením (II.10) do (II.9) a vyjádřením z (II.9) dostaneme podmínku

$$n \leq \frac{\beta \cdot B^2}{2\mu_0 k(T_e + T_i)}, \quad (\text{II.11})$$

což např. pro $B=5$ T dává hodnotu $n < 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

II.5: Banánové trajektorie: Dalším efektem, který má negativní vliv na udržení plazmatu a je způsoben nehomogenitou toroidálního magnetického pole, jsou takzvané banánové trajektorie. Jak bylo řečeno v části II.3, v zařízeních s toroidálními nádobami musí být vytvořeno šroubovicovité magnetické pole. Tím pádem se částice dřív nebo později dostane

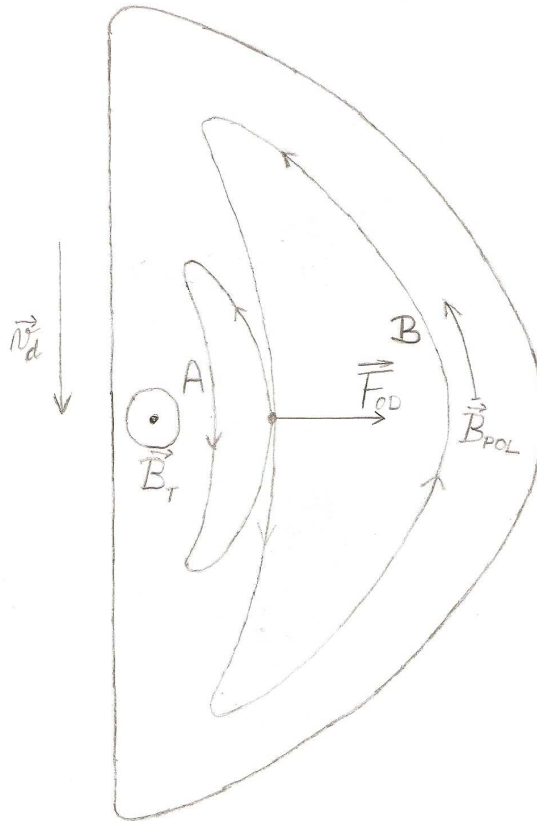
do míst se silnějším magnetickým polem (na jehož nárůst má vliv především nárůst toroidální složky podle vzorce (II.8)) a u některých částic dojde k odrazu, jak bylo popsáno v části II.2. Částice se může po případném odrazu chovat dvojím způsobem jak je zobrazeno na Obr. II.4.



Obr.II: 4: banánové trajektorie (viz [3])

Případ, který je na Obr. II.4 označen písmenem A označuje jev, kdy částice v důsledku odrazu driftuje od „své“ indukční čáry směrem dovnitř tokamaku, a případ označený písmenem B značí drift ven. Proč se tedy částice mohou odrazit po dvou různých trajektoriích? Pokud vytvoříme magnetickou šroubovici, částice se mohou podél „své“ siločáry pohybovat dvěma různými směry, jak je to vidět na Obr.II.5. Pokud se částice pohybuje podél šroubovice směrem nahoru podle Obr. II.5 (případ A), driftuje částice směrem dovnitř tokamaku. Když se ale pohybuje podél šroubovice směrem dolů (případ B), driftuje ven. Obě dvě možnosti odrazu mají stejnou příčinu. Je to jednak drift způsobený odstředivou silou a jednak grad B drift. Vše je schématicky zobrazeno na Obr. II.5. Driftová rychlost způsobená grad B driftem má stejný směr jako driftová rychlost způsobená odstředivou silou, v případě konfigurace na Obr. II.5 to bude směrem nahoru.

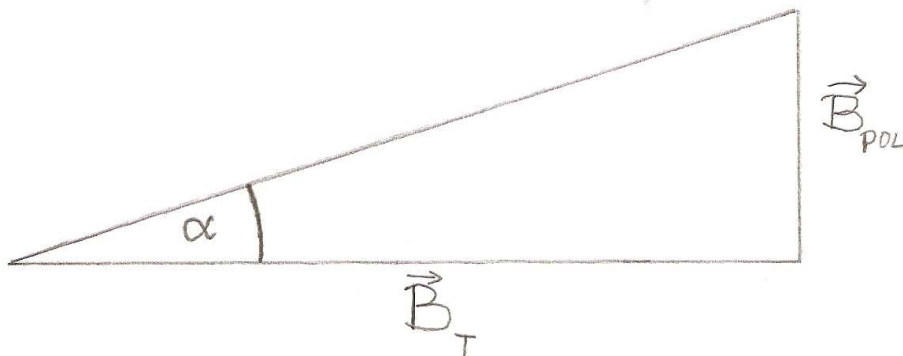
Tento jev má rovněž velký vliv na udržení plazmatu. Zejména banánové trajektorie v případě B (viz Obr. 5) mají destruktivní vliv. Částice, která směřuje ven se totiž velice snadno dostane za separatrix. Vliv banánových trajektorií v případě A není již pro udržení tak destruktivní. S tím se počítá např. i při konstrukci ohřevu neutrálními svazky. Neutrální svazek musí být vstříknut tak, aby se vstříknuté částice po své ionizaci pohybovali podél šroubovice směrem nahoru v konfiguraci na Obr. II.5, tedy např. v případě tokamaku po směru indukovaného proudu. Ty částice z vstříknutého svazku, které se dostanou na banánové trajektorie, se pohybují po trajektoriích A podle Obr. II.5, tudíž unikají z nádoby méně, než kdybychom je vstříkli opačným směrem. Pokud bychom vstříkovali částice opačným směrem, byla by účinnost NBI mnohem nižší.



Obr. 5: banánové trajektorie, \vec{B}_T značí toroidální složku pole, \vec{B}_{POL} poloidální složku pole a \vec{F}_{OD} odstředivou sílu

II.6:Koefficient stability: Poslední věcí, kterou se budu v této kapitole zabývat je problém koeficientu stability. Jak bylo řečeno v části II.3, musí být magnetické pole v toroidálních nádobách stočeno do šroubovice. Koefficient stability je číslo, které udává, kolikrát oběhne částice komoru ve směru toroidálním za čas, po který oběhne jednou ve směru poloidálním. Označíme-li úhel stoupání šroubovice α , pak podle Obr. 6

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{B_{POL}}{B_T} \quad (\text{II.12})$$



Obr. 6: úhel stoupání šroubovice

Z definice koeficientu stability q dostaneme:

$$q \cdot 2\pi R \cdot \frac{B_{POL}}{B_T} = 2\pi a \quad (\text{II.13})$$

kde R je velký poloměr nádoby a a je malý poloměr nádoby. Vyjádřením q dostaneme:

$$q = \frac{a \cdot B_T}{R \cdot B_{POL}} \quad (\text{II.14})$$

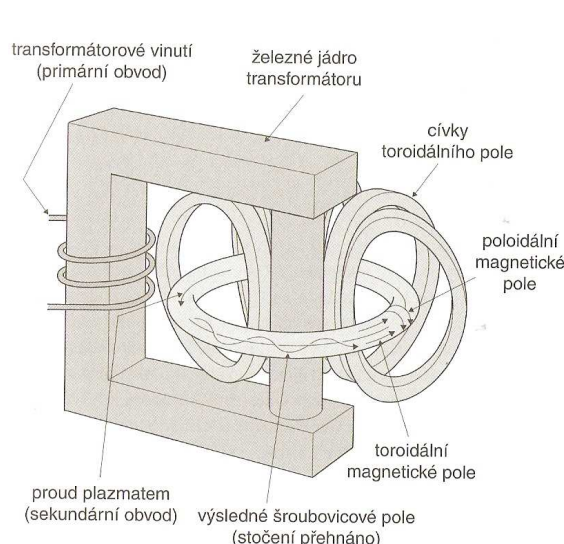
Dodávám, že pokud chceme spočítat koeficient stability v určitém místě, musíme dosadit všechny hodnoty ve II.13 v tom místě, kde koeficient stability počítáme. Jinak řečeno, koeficient stability není v různých místech magnetické nádoby konstantní veličinou.

Problém, který nastává při konstrukci termojaderných zařízení se šroubovicovitým polem je, pokud se koeficient stability dostává pod 1, stává se tato konfigurace nestabilní. Můžeme zde použít mechanickou analogii s kroucením gumy. Pokud máme napnutou gumu, jejíž jeden konec je upevněn, a druhým koncem kroučíme, vzniká nám zpočátku na gumě pravidelná šroubovice. Pokud ale zkroucení gumy překročí určitou mez, začne se guma z vodorovného směru odchylovat, různě se kroutit apod. V praxi musí být z důvodu nehomogenního proudového rozložení koeficient stability na kraji tokamaku větší než 3, pokud se chceme vyhnout problémům. O tom, jaké problémy mohou nastat u tokamaku v důsledku snížení koeficientu stability, bude pojednávat další kapitola.

III.Kapitola:Magnetická nádoba typu tokamak

Tato kapitola bude pojednávat o základním principu doposud nejúspěšnějšího termojaderného zařízení, zvaného tokamak. Bude se zaměřovat zejména na věci související s magnetickými poli tokamaku. Tokamak je zařízení, které udržuje plazma v toroidální nádobě magnetickým polem. Jeho koncepce se zrodila v 50. letech v Sovětském svazu a roku 1968 dosáhl sovětský tokamak T-3 tak skvělých výsledků, že se fúzní výzkum na celém světě zaměřil především na tokamaky. Tento stav trvá v podstatě dodnes.

III.1:Vytváření magnetického pole: Jak bylo řečeno v části II.3, pracují všechna zařízení s toroidální nádobou (tedy i tokamak) se šroubovicovitým magnetickým polem. Tato podkapitola se bude zabývat tím, jak tokamak magnetické pole vytváří. Schéma tokamaku je na Obr. III.1. Toroidální komora a plazma v ní tvoří sekundární závit na transformátoru. Kolem této komory jsou cívky toroidálního pole. Elektrický proud plazmatem je indukován pomocí primárního obvodu na transformátoru. Indukovaným proudem na sekundárním závitě, tj. v plazmatu, je vytvářeno poloidální magnetické pole. Pokud složíme toroidální pole s polem poloidálním, dostaneme výsledné šroubovicové pole.



Obr. III.1: Základní schéma tokamaku.[5]

Při konfiguraci nádoby na Obr. III.1 se rovnovážná poloha plazmatu při zvyšování jeho kinetické energie posouvá v horizontálním směru od středu komory. Abychom zabránili mimo jiné úniku v důsledku přílišného posunu plazmatu k vnější straně nádoby popsaném výše se podél komory v toroidálním směru přidávají cívky poloidálního pole. Ty jsou instalovány podél komory v toroidálním směru. Jimi vytvářené vertikální magnetické pole působí Lorenzovou silou na proudový závit plazmatu a tlačí jej tak zpět do středu komory.

Dále by bylo dobré napsat několik řádků o indukování proudu v tokamaku. V prvních experimentech se používaly vždy transformátory s železným jádrem. Jejich nevýhodou je, že se po určité době nasatí a není možné dále zvyšovat tok magnetického pole průřezem toroidální komory a tím pádem ani indukovat proud plazmatem. Z toho důvodu se u zařízení s delšími výboji začaly používat vzduchové transformátory. Železné transformátory však měly podstatnou výhodu. Spočívala v tom, že se téměř všechny indukční čáry a tedy i veškeré magnetické pole „stáhly“ do transformátoru z feromagnetického železa. Tím pádem na plazma nepůsobilo žádné další magnetické pole (pole mimo železné jádro transformátoru je v podstatě zanedbatelné). U vzduchových transformátorů však siločáry magnetického pole procházejí i komorou s horkým plazmatem. Není tam už žádný feromagnetický materiál, do

kterého by se „stáhly“. Tím pádem vertikální rozptylové magnetické pole transformátoru vytlačuje plazma k vnějšímu okraji komory. Tedy máme další problém, který musí být vyřešen pomocí dodatečných vinutí poloidálního pole protékáných primárním proudem vzduchového transformátoru a majících takovou geometrii, které rozptylové pole hlavní cívky transformátoru (tzv. centrálního solenoidu) přesně kompenzuje.

III.2: Základní vlastnosti pohybu částice v tokamaku: Ještě před tím, než se zde začnu zabývat konkrétnějšími problémy, které se vyskytují u tokamaku, uvedu základní důsledky magnetohydrodynamických rovnic na pohyb částic v tokamaku. Vyjdeme ze základní rovnice rovnováhy:

$$\text{grad } p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (\text{III.1})$$

kde \mathbf{j} je proudová hustota. Rovnici (III.1) násobíme skalárně \mathbf{B} , čímž dostaneme

$$\mathbf{B} \cdot \text{grad } p = 0 \quad (\text{III.2})$$

To znamená, že gradient kinetického tlaku bude vždy kolmý na siločáru magnetického pole. Můžeme tak definovat magnetický povrch jako plochu, na kterém je ve všech bodech stejný kinetický tlak.

Nyní rovnici (III.1) násobíme skalárně \mathbf{j} a dostaneme:

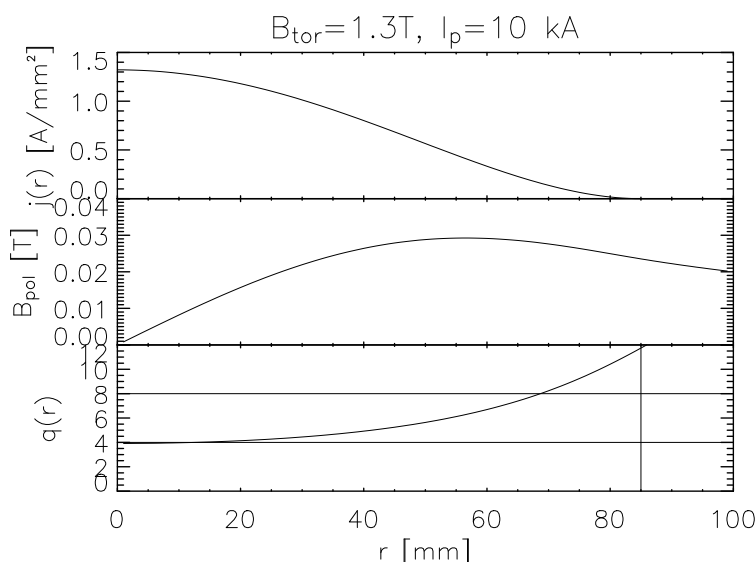
$$\mathbf{j} \cdot \text{grad } p = 0 \quad (\text{III.3})$$

Tato rovnice nám říká, že se proud bude vždy protékat kolmo na gradient tlaku, tedy po místech s konstantním tlakem- tato místa lze nazvat magnetickými povrchy.

III.3: Problém koeficientu stability: Jak bylo řečeno v části II.6, musí být koeficient stability všude v toroidální nádobě větší než 1. V tokamaku však je u středu komory je v důsledku nejvyšší teploty i největší proudová hustota. Pro proudovou hustotu v tokamaku se obvykle používá následující vztah:

$$j = j_0 \cdot \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^v, \quad (\text{III.4})$$

kde j_0 je proudová hustota ve středu komory, a je malý poloměr komory a r je vzdálenost daného místa od poloidální osy komory. Koeficient v udává různé možnosti proudového rozložení kde velmi záleží také na parametrech daného tokamaku (především na elektronové teplotě). Větší tokamaky mají obecně toto v nižší a tím pádem i plošší profil proudu. Na Obr. III.2 je vidět, jak vypadá průběh proudové hustoty, poloidální složky pole a koeficientu stability v závislosti na vzdálenosti od středu komory tokamaku CASTOR za předpokladu $v = 2$



Obr. III.2: Závislost proudové hustoty na vzdálenosti od středu komory, tokamak CASTOR. Na obrázku značí r vzdálenost od středu komory, q je koeficient stability, B_{POL} je poloidální pole a j je proudová hustota. Úsečka na $r=85\text{mm}$ značí polohu limiteru, za nimž už proud protékat nemůže[4].

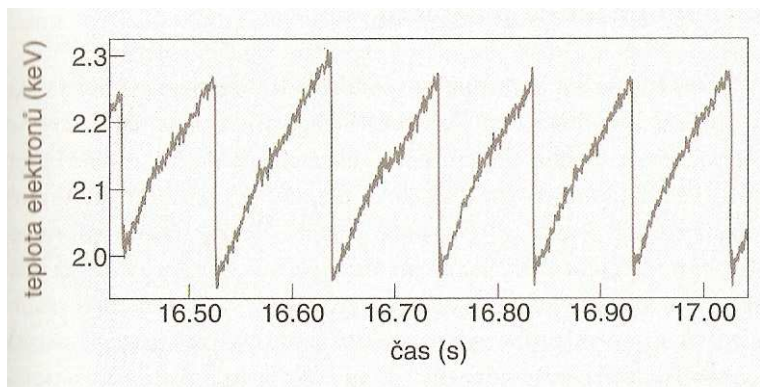
Pokud je rozložení proudu uvnitř plazmatu homogenní ($j(r)=\text{const}$), spočteme poloidální magnetické pole ze vzorce (II.7) jako

$$B_{POL} = \frac{\mu_0 \cdot j \cdot r}{2} \quad (\text{III.5})$$

kde r je vzdálenost od toroidální osy komory. Pokud budeme uvažovat poloidální magnetické pole mimo plazma, kterým prochází proud I , dostaneme opět ze vzorce (II.6)

$$B_{POL} = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad (\text{III.6})$$

Ze vzorce (III.4) a z Obr. III.2 je vidět, že je proudová hustota poblíž poloidální osy komory nejvyšší. Proto u středu komory roste s r poloidální magnetické pole rychleji než na okraji. Z toho plyne, že pokud se přibližujeme středu komory, koeficient stability klesá. U středu komory může za koeficient stability klesnout až pod 1. To znamená, že se střed plazmatu stává nestabilním a částice z něj jsou vyvrženy do oblasti s $q > 1$. Díky této expanzi se zároveň střed plazmatu ochladí. Poté se opět díky velkému proudu plazmatem plazma samo opět stáhne z kraje dovnitř, až koeficient stability opět klesne pod 1 a částice jsou vyvrženy. Tomuto jevu se říká pilový kmit. Typická závislost teploty středu plazmatu na čase u středně velkého tokamaku v případě pilových kmitů (anglicky sawtooth oscillations) je vidět na Obr. III.3.



Obr. III.3: typická závislost teploty středu plazmatu na čase při pilovém kmitu na středně velkém tokamaku (viz [5])

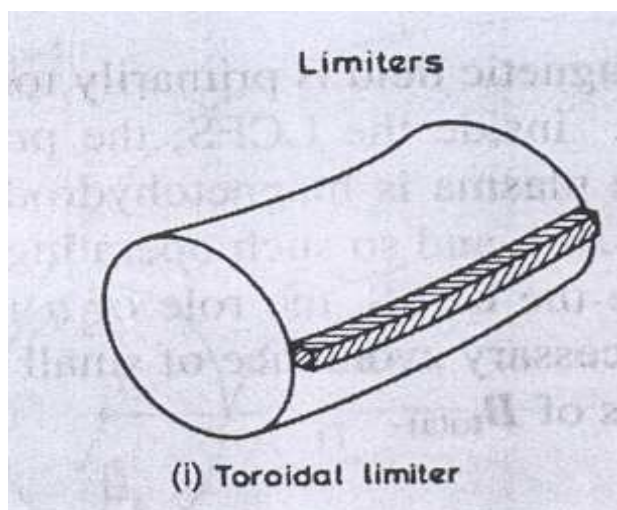
Jak bylo řečeno v části II.3, musí být pole šroubovicové proto, aby částice rychle kompenzovali přebytek nábojů opačného znaménka, který se může někde vytvořit. Chceme tedy, aby se částice mohla dostat na libovolné místo na svém magnetickém povrchu. To znamená, že pokud bychom sledovali poloidální řez na jistém magnetickém povrchu, a zaznamenávali bychom místa, kudy částice na tomto řezu proletěla, měli bychom za určitý čas pokrýt celý tento řez. Aby to bylo možné, musí být koeficient stability na tomto povrchu iracionální číslo. Kdyby šlo o číslo racionální, dostaneme nejvýše spočetný počet průsečíků trajektorie částice se sledovaným poloidálním řezem a tím i spočetný počet navzájem izolovaných siločar nacházejících se na téže magnetickém povrchu. Protože změna koeficientu stability v závislosti na r je spojitou veličinou, je jasné, že se budou vyskytovat i povrchy, kde bude q racionální. Vzhledem k tomu, že nestability vznikající na racionálním povrchu mohou být mimo tento povrch lépe kompenzovány (všude kolem je koeficient stability iracionální), dostáváme podmínku, že koeficient stability musí být iracionální především na kraji plazmatu (tj. v našem případě na separatrix). Díky tomu, že se částice může dostat na libovolné místo na svém magnetickém povrchu, vyskytují se poruchy potenciálu mnohem méně.

Pokles koeficientu stability pod 1 ve středu tokamaku může mít však také mnohem dramatičtější důsledek než je pilový kmit. Těto události se říká disrupce. Jde o dramatickou událost, při které je plazma z celé komory prudce vyvrženo na stěnu, proud plazmatem zaniká a výboj tak rychle končí. Disrupci předchází známá posloupnost událostí. Na začátku dochází k nějaké anomálii v chování tokamaku. Může jít např. o nárůst proudu nebo hustoty. Pokud tyto změny přesáhnou určitou mez, dochází k událostem, které pak vedou k ukončení proudu výboje (a tím i uvolnění velké magnetické energie) a vyvržení plazmatu na stěnu. To vede k obrovské mechanické zátěži komory plazmatu. Např. na ITERu je maximální počet povolených disrupcí za celou dobu činnosti jen 10. Vzhledem k tomu, že víme, co se před disrupcí děje, je možné jejím katastrofálním následkům zabránit. K tomu se používá např. vstřík tabletky paliva. Rychlé odpaření velkého množství atomů tabletky zvýší vyzařování plazmatu a tím ho neškodně ochladí.

III.4: Vytvoření separatrix: Vzhledem k tomu, že je v tokamaku drženo extrémně horké plazma, musíme najít způsob, jak zabránit dotyku plazmatu se stěnou komory a to ze dvou důvodů. Prvním důvodem je destrukce stěny horkým plazmatem a druhým je příměs, která by se do plazmatu dostala. Vzhledem k tomu, že je stěna tvořena prvky s vysokým protonovým

číslem, vyzařování této příměsi by plazma ochladilo takovým způsobem, že by nebylo možné dosáhnout teplot nutných pro fúzní reakci. V určitém případě by mohlo dojít i ke zhasnutí výboje. Právě z toho důvodu je třeba částice plazmatu, které se dostanou za určitou hranici buďto odvést někam pryč a nebo je nechat narazit do překážky, jejíž konstrukce je tomu uzpůsobena. Jinými slovy, zabránit dotyku plazmatu stěny komory.

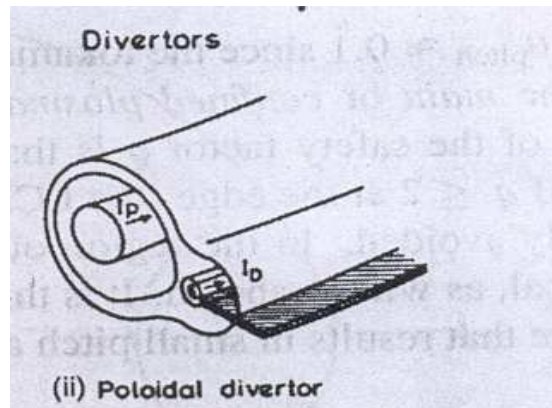
Zařízení, které využívá nárazu částice do překážky se nazývá limiter. Jeho schéma je zobrazeno na Obr. III.4. Základním principem limiteru je, že podél komory (v poloidálním či toroidálním směru) umístíme na okraj plazmatu překážku. Tato překážka způsobí, že siločáry vně určitého magnetického povrchu (tzv. separatrix, což je poslední uzavřený magnetický povrch) budou již tuto překážku protínat, čímž budou částice pohybující se na tomto magnetickém povrchu zastaveny. První nevýhoda limiteru je, že do plazmatu díky nárazům rychlých částic emituje nežádoucí příměs. Druhá nevýhoda je trvanlivost materiálu, z kterého je limiter vyroben. Žádný současný materiál by nebyl schopen dlouhodobě vydržet nárazy částic s tak vysokou energií, jaké se vyskytují v plazmatu. Třetí nevýhoda je problém s uchlazením limiteru. Díky nárazům částic je třeba odvádět obrovské tepelné toky. Kvůli tomu musí být limiter protkán potrubím s chladicí kapalinou. Mezera mezi kapalinou a horkým plazmatem je např. na tokamaku TORE SUPRA (největší tokamak který používá limiter) jen několik milimetrů. Pokud by tedy došlo k vážnějšímu poškození limiteru, mohlo by dojít k výtoku kapaliny do komory tokamaku, což by způsobilo velké problémy. Naopak výhodou limiteru je relativní jednoduchost jeho konstrukce a to, že jeho funkce nevyžaduje vytváření dalšího magnetického pole. Tento koncept se používal u prvních tokamaků, avšak byl vzhledem k výše uvedeným nevýhodám opuštěn.



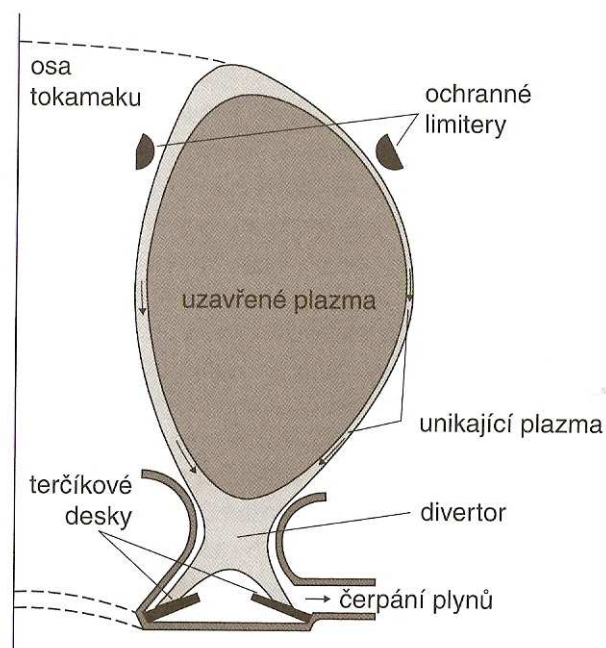
Obr. III.4: schéma limiteru

Druhou koncepcí vytvoření separatrix je zařízení zvané divertor. Toto zařízení pracuje s vlastním magnetickým polem. Způsobuje, že se magnetické povrchy na kraji plazmatu již neuzavřou do sebe. Toho je dosaženo např. tak, že se vodičem, který je veden v toroidálním směru podél komory tokamaku (viz Obr. III.5) nechá protékat proud I_D . Ten prochází stejným směrem jako proud plazmatem. Z toho důvodu je mezi nimi poloidální složka magnetického pole zeslabována. V určitém místě se poloidální složka od proudu plazmatem a poloidální složka od proudu vodičem v divertoru vyruší. Bod, kde se tak stane, se nazývá X-point. Tímto bodem prochází separatrix, tj. poslední uzavřený magnetický povrch. Vytvoření uzavřené zóny uvnitř separatrix divertorem je schématicky zobrazeno na Obr. III.6. Magnetické povrchy za separatrixem se již do sebe neuzavírají. Siločáry jsou odkloněny (anglicky

diverted) a míří mimo komoru tokamaku a díky tomu lze částice v za separatrix vyvést do míst k tomu určených.



Obr. III.5: schéma divertoru



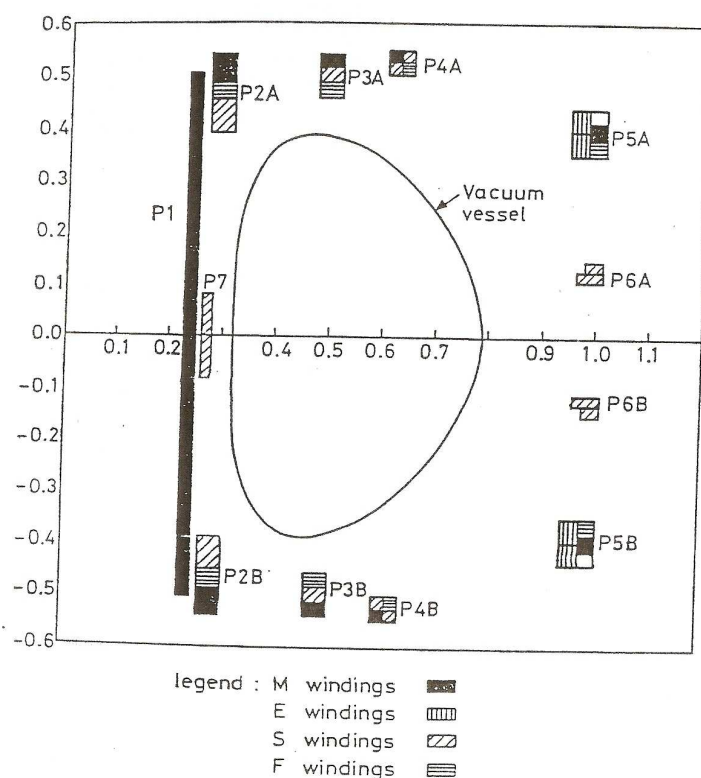
Obr. III.6: Na obrázku je vidět základní schéma uzavřené zóny vytvořené divertorem. Ochranné limity jsou umístěny např. z důvodu ochrany některých důležitých zařízení na okraji komory (viz [5]).

To sebou přináší výhodu v tom, že místa nárazů částic do stěny mohou být daleko od horkého jádra plazmatu. Díky tomu se dovnitř dostává nežádoucí příměs mnohem méně než v případě limiterového vytvoření separatrix. Navíc je možné vhodnou konfigurací magnetického pole dosáhnout toho, že se plocha, kam částice dopadají, podstatně zvětší. Díky tomu je jednodušší dopadové plochy chladit. U velkých tokamaků se počítá s tím, že se před dopadové desky bude napouštět ještě nějaký plyn, který způsobí zpomalení částic přilétávajících z plazmatu. To výrazně zmenšuje zátěž materiálů na dopadových plochách.

Další výhodou divertoru je, že se u divertorových tokamaků mnohem lépe dosahuje mód s lepším udržením, takzvaný H-mód. Tento mód se u tokamaků s limiterem dosahuje jen velice obtížně.

Kapitola IV: Analýza systému poloidálních vinutí na tokamaku COMPASS

Tokamak COMPASS je středně velký tokamak, který byl uveden do provozu v roce 1989 v britském Culhamu a roku 2007 byl převezen do Ústavu fyziky plazmatu AV ČR. Jedná se o jedno z nejmenších zařízení, na kterém lze dosáhnout H-modu. Jeho hlavní poloměr je 56 cm, vedlejší poloměr 18 až 23 cm, je možné dosáhnout toroidálního magnetického pole až 2,1 T a proudu plazmatem do 350 kA. V současné době jsou již instalovány svazky neutrálů pro ohřev plazmatu. Výhodou tohoto zařízení je jednak podobnost konfigurace plazmatu na COMPASS a na ITERu (COMPASS je desetkrát menší) a jednak velká variabilita. Ta je dána mimo jiné systémem poloidálních vinutí, která zajišťují vysokou kvalitu udržení plazmatu. Cílem této kapitoly je tento systém dopodrobna popsat a rozebrat. Celý systém je schématicky zobrazen v poloidálním řezu na Obr. IV.1.

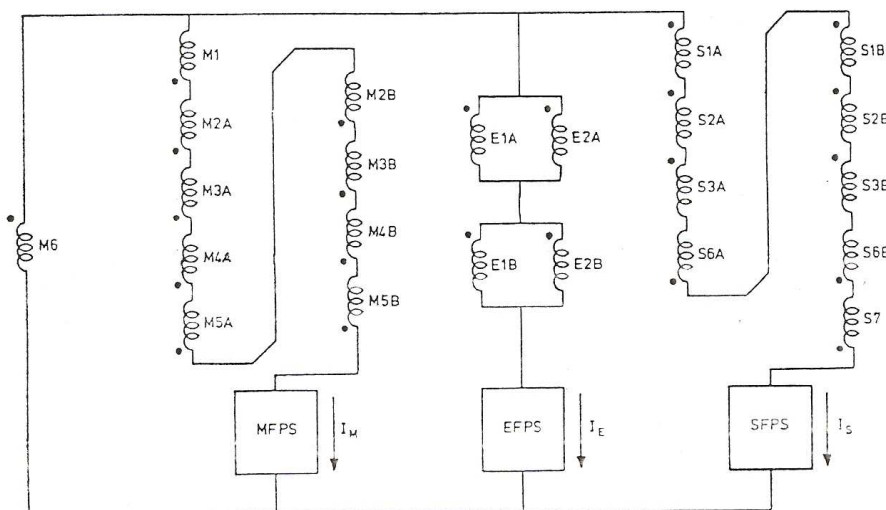


Obr. IV.1: Základní schéma poloidálních vinutí na tokamaku COMPASS. [6]

Jak je vidět z Obr. IV.1, je systém cívek zrcadlově symetrický podle horizontální osy na obrázku. Systém má celkem 4 vinutí, M, E, S a F. O všech bude v této kapitole řeč. Celkové zapojení obvodů včetně zdrojů poloidálních vinutí je na Obr. IV.2. Přehled všech cívek a jejich vinutí je v Tab. IV.1.

cívka	počet cívek	počet vinutí	části	počet závitů
P1	1	2	M1	48
			M6	48
P2	2	3	M2	12
			F1	2
			S1	8
P3	2	4	M3	2
			F2	2
			F3	2
			S2	4
P4	2	4	M4	2
			F4	2
			S3	2
			S4	2
P5	2	5	M5	2
			E1	8
			E2	8
			E3	2
			F5	2
P6	2	2	S5	6
			S6	4
P7	1	1	S7	16

Tab. IV.1: Přehled cívek poloidálního pole na tokamaku COMPASS. Počet cívek je vždy 1 nebo 2. Toto číslo udává, zda má cívka svůj zrcadlový obraz. Počet vinutí každé cívky je číslo, které značí, kolik částí na dané cívce lze nezávisle zapojit. Ve sloupci „části“ jsou vyjmenována na sobě nezávislá vinutí, přičemž počáteční písmeno názvu vždy značí, v kterém obvodu je daná část zapojena. V posledním sloupci je uveden počet závitů v každé části.[6]



Obr. IV.2: Celkové zapojení poloidálních vinutí na tokamaku COMPASS. MFPS, EFPS, SFPS značí zdroje proudu pro příslušné poloidální obvody. Oproti skutečnosti je na tomto obrázku E obvod mírně změněn (současné zapojení je na Obr. IV.6). [6]

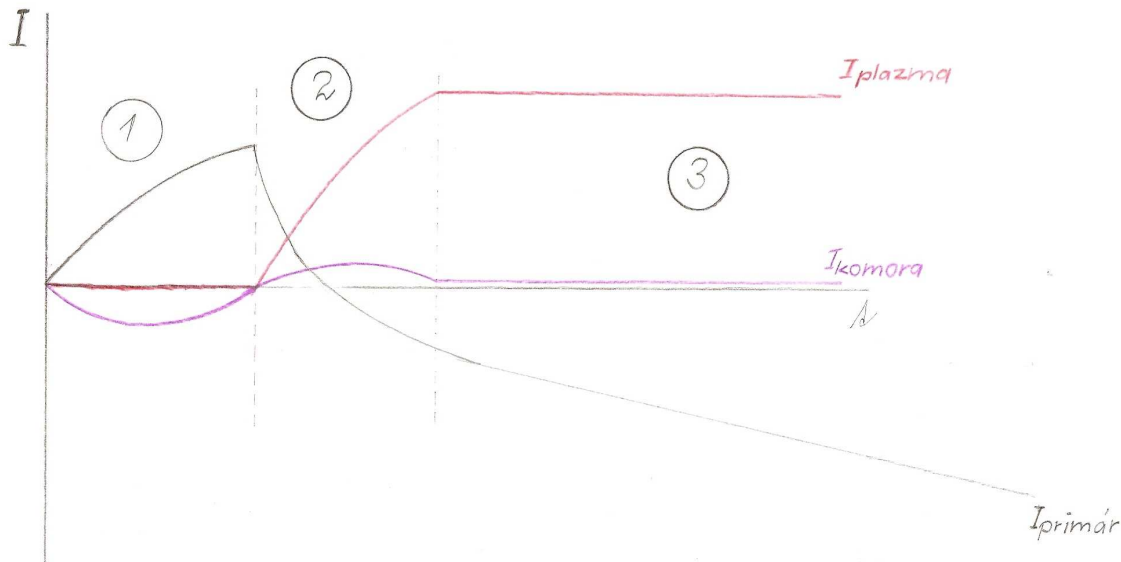
IV.1: Magnetizační obvod: Pokud v tokamaku zahajujeme výboj, první věcí, kterou musíme udělat, je indukce proudu plazmatem. To je realizováno pomocí primárního vinutí transformátoru, které je na Obr. IV.1 označeno jako P1. Jak bylo řečeno v části III.1, působí na proudový prstenec vertikální rozptylové magnetické pole primárního vinutí transformátoru a to silou v horizontálním směru. Jak bylo zmíněno již v části III.1, musí z tohoto důvodu existovat systém cívek poloidálního pole, které budou toto rozptylové pole kompenzovat. Toto vinutí je na Obr. IV.1 značeno jako M windings.

Nejdříve se však podívejme na proces indukování proudu plazmatem. Ten probíhá ve třech fázích. Průběh proudu v závislosti na čase je zobrazen na Obr. IV.3. Ve fázi označené na Obr. IV.3 jako 1 je proud primárním vinutím zvyšován určitou rychlostí a je tedy napětí na sekundárním závitě indukováno napětí (fáze nazývaná předmagnetizací primárního vinutí):

$$U_{ind} = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (IV.1)$$

kde Φ je tok magnetického pole vytvářeného proudem I a protékající měřicím závitem a t je čas.

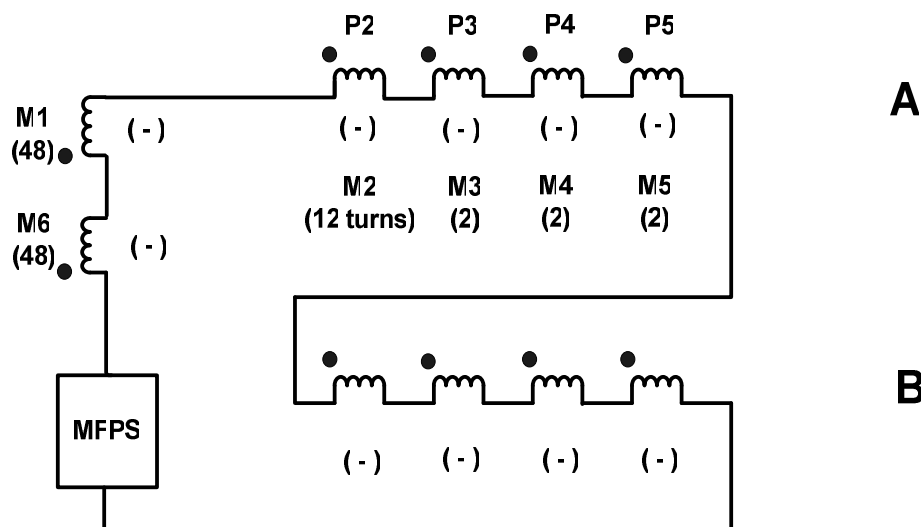
Toto napětí je však natolik malé (rychlost narůstání I je omezena indukčností primárního vinutí), že nestačí k průrazu a vzniku plazmatu v komoře. Proud generovaný tímto napětím protéká tedy pouze kovovou toroidální komorou. Plazma je vytvořeno ve fázi 2, kdy proud v primárním obvodu a díky tomu i Φ komorou ve vzorci (IV.1) náhlým zapojením dodatečného odporu do obvodu prudce klesá. Tím je U_{ind} podle vzorce (IV.1) v této fázi mnohem větší (a má také opačnou polaritu) a tím dostatečné na průraz a vznik plazmatu. Poté (fáze 3), po průrazu plynu a vzniku plazmatu, se opět velikost primárního proudu mění rovnoměrnou, avšak pomalejší rychlostí. Směr proudu je ale po průchodu nulovým bodem opačný než proud komorou ve fázi 1. Protože se ve stacionární fázi výboje mění proud primárním vinutím konstantní rychlostí máme podle (IV.1) na sekundárním závitě konstantní napětí i proud.



Obr. IV.3: Závislost proudů primárním vinutím (černě), toroidální komorou (fialově) a plazmatem (červeně) na čase.

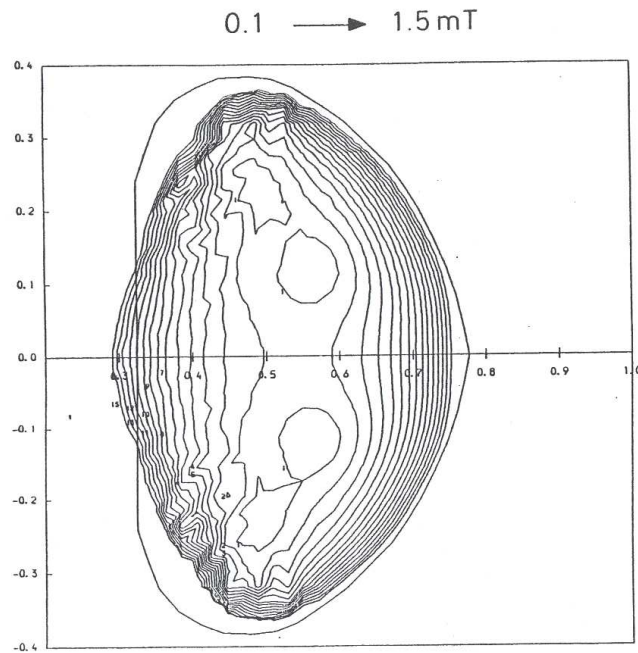
Nyní se podívejme na to, jak je zabezpečeno, že vertikální složka rozptylového pole transformátoru nevytlačuje plazma ze středu komory. Rozptylové pole transformátoru nemůžeme kompenzovat v celé komoře. Naším cílem tedy je, aby bylo vertikální pole transformátoru jen velmi malé zejména ve středu komory. Kvůli tomu je transformátor spojen do série se všemi cívkami magnetizačního obvodu podle Obr. IV.4.

Jak je vidět z Obr. IV.3, mění se proud primárním vinutím transformátoru v průběhu výboje poměrně rychle a výrazně. Pokud bychom zapojily vinutí M2 až M5 s vinutími M1 a M6 jinak než do série, museli bychom k nim dát zdroj takový, který by byl přesně časově synchronizován se změnami proudu ve vinutích M1 a M6. To by bylo technicky poměrně náročné. Další problém by nastal, pokud by se v nějakém z vinutí třeba i nepatrně změnil v důsledku výbojů elektrický odpor. Vedlo by to k tomu, že by již nemohl být zachován poměr proudů v primárním vinutí a ve vinutích, které „eliminují“ vertikální složku pole uprostřed toroidální komory. Právě proto je nejlepší zapojit všechny magnetizační vinutí do série, čímž nám odpadají oba problémy. Připomeňme jen, že ve všech magnetizačních vinutích má stejný směr jako proud plazmatem (viz Obr. IV.3).



Obr. IV.4: Zapojení magnetizačního obvodu. Znamení (-) u vinutí znamená, že proud tímto vinutím prochází po směru hodinových ručiček při pohledu shora, znamení (+) značí směr opačný. Proud plazmatem má směr (-). Číslo pod názvem vinutí značí počet závitů na tomto vinutí.

Na Obr. IV.5 je vidět, jak vypadá velikost výsledné složky vertikálního magnetického pole v komoře tokamaku.



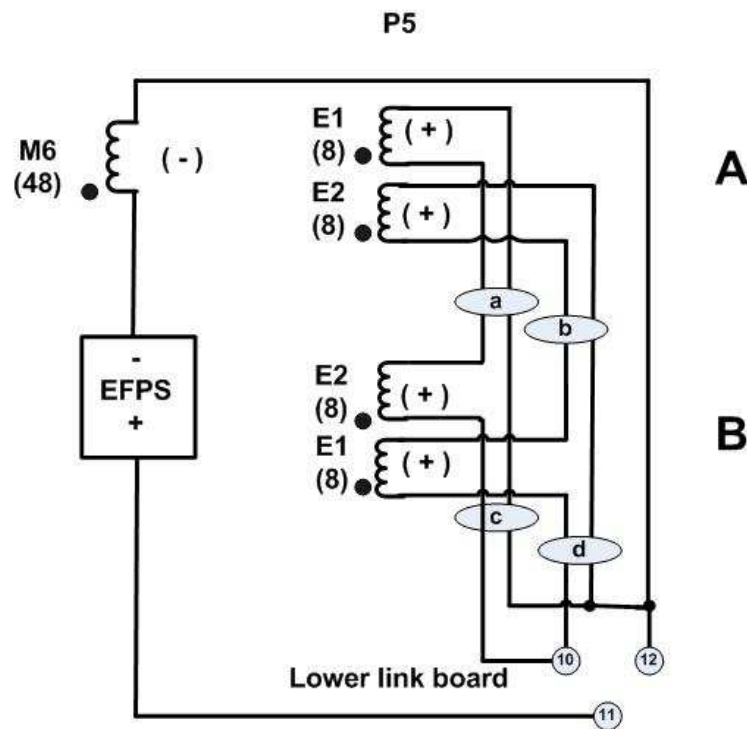
Obr. IV.5: Velikost vertikální složky magnetického pole v komoře tokamaku COMPASS vytvořené obvodem MFPS při proudu 4 kA. Na obrázku jedna vrstevnice značí rozdíl této složky 0,1 mT. Minimální velikost této složky pole je uprostřed komory. [6]

IV.2: Systém cívek rovnovážné radiální polohy plazmatu: Základním systémem, který zajišťuje, aby se rovnovážná poloha plazmatu nacházela ve středu komory tokamaku v radiálním směru je systém cívek rovnovážné polohy plazmatu (anglicky equilibrium field coils), viz Obr. IV.1. V dalším textu budu používat z důvodu úspornosti pro tento systém pojem cívky rovnováhy. Plazma má v toroidální komoře tvar podobný pneumatice. Lze tedy použít následující mechanickou analogii: pokud v pneumatice zvyšujeme tlak, zvětšuje se její hlavní poloměr. To se děje z toho důvodu, že je v pneumatice konstantní tlak, ale vnější strana pláště má větší plochu. Proto na vnější stranu pláště také působí větší síla a plášť zvětšuje svůj hlavní poloměr. Pokud ohříváme plazma, zvyšujeme rovněž tlak plazmatu. Na každém magnetickém povrchu je v tokamaku konstantní kinetický tlak, můžeme tedy použít analogii mezi magnetickým povrchem a pláštěm pneumatiky. Magnetické povrchy se proto budou posouvat směrem k vnějšímu kraji toroidální nádoby. Plazma je tlačeno ven z nádoby také magnetickým polem svého vlastního elektrického proudu a tím, že na vnější straně komory je tlak toroidálního magnetického pole nižší než na vnitřní. Tyto síly, které tlačí plazma ven, jsou kompenzovány pomocí systému cívek rovnováhy. Na druhou stranu nesmíme plazma zatlačit příliš silně k vnitřnímu kraji. Jinak řečeno, systémy rovnovážných cívek zajišťují, aby se plazma nacházelo uprostřed komory v horizontálním směru. Tuto rovnováhu udržuje mimo jiné část cívky P1 zvaná M6 (část primárního vinutí transformátoru), která tlačí plazma dovnitř komory. Síla tlačící rozpínající se plazma ven z komory je kompenzována E vinutími cívek P5A a P5B. Pokud nepoužíváme dodatečných ohřevů, je teplota, hustota a tedy i tlak plazmatu ve stacionární fázi výboje zhruba konstantní, je síla „roztahující pneumatiku“ také konstantní, a proto musí téci tímto obvodem konstantní proud. Připomeňme jen, že proud všemi rovnovážnými cívkami kromě M6 musí téci opačným směrem než proud plazmatem. Jak je vidět z Obr. IV.1 a z Tab. IV.1, mají obě cívky P5A a P5B dvě E vinutí. Označme je E1A,B a E2A,B a předpokládejme, že je u cívky P5A E1A horní a E2A spodní. Vzhledem k tomu, že je P5B zrcadlovým obrazem P5A, bude u P5B E1B spodní a E2B horní.

Problém nastává se zapojením těchto cívek. Je nemožné, aby cívka E1A resp. E2A (včetně všech přívodů s odpory přechodových spojů) měla přesně stejný odpor jako E1B resp. E2B.

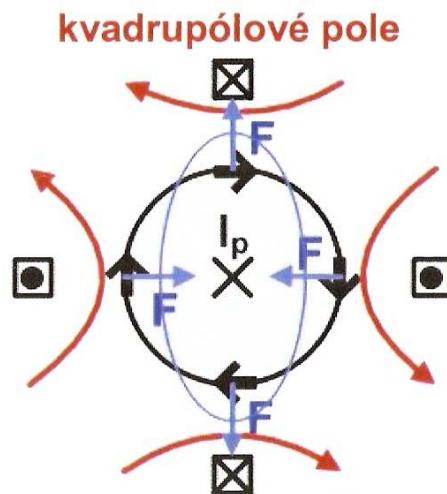
Musíme tedy volit zapojení takové, kde bude vždy jedna cívka ze sekce A spojena s jednou cívkou ze sekce B, tedy aby v sekci A tekla přesně stejná proud jako v sekci B. Pokud by byl proud v sekci A a sekci B různý, bylo by magnetické pole v komoře tokamaku nesymetrické. To by přinášelo zhoršené udržení plazmatu. Na tokamaku COMPASS bylo zvoleno zapojení podle Obr. IV.6. Zde je sériově spojena cívka E1A a E2B resp. E1B a E2A.

Vzhledem k tomu, že budou při výboji na tokamaku COMPASS používány i další zdroje ohřevu kromě ohmického, tepelná energie plazmatu se bude neustále měnit. Tím pádem se ale bude měnit i tlak plazmatu. Vzhledem k tomu, že víme předem kdy který zdroj dodatečného ohřevu zapojíme a jaký bude mít daný ohřev vliv na tlak plazmatu, můžeme předprogramovat zdroj EFPS tak, aby proud E obvodem vždy kompenzoval rozpínání plazmatu.



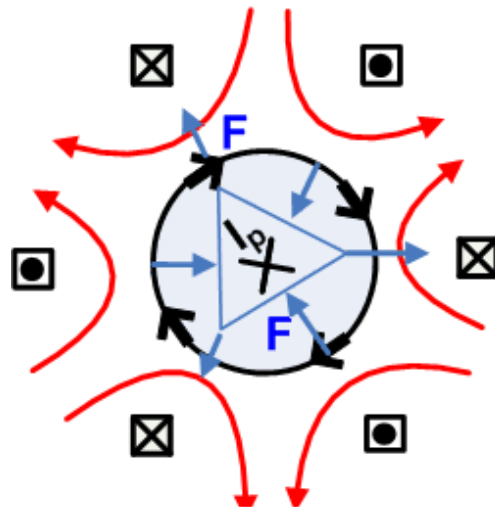
Obr. IV.6: Schéma zapojení cívek rovnovážného obvodu

IV.3: Tvarování plazmatu: Pokud máme magnetické pole v tokamaku vytvářené pouze vnějšího cívkami toroidálního pole a proudem plazmatu, mají magnetické povrchy v poloidálním řezu kruhový tvar. Tento tvar, jak se ukázalo, však neumožňuje dosažení optimálních parametrů výboje. Proto se pomocí systémů poloidálních vinutí vytvářejí magnetické povrchy s lepší konfigurací. První možností je vytváření eliptického tvaru magnetického povrchu pomocí kvadrupólového pole, jak je vidět na Obr. IV.7. Princip spočívá v tom, že v cívkách nahoře a dole na Obr. IV.7 prochází proud stejným směrem jako proud plazmatem a tím plazma „roztahuje“ ve vertikálním směru. Naopak cívkami vlevo a vpravo prochází proud opačným směrem než plazmatem a tím pádem „stlačuje“ plazma v horizontálním směru. Díky tomu má plazma eliptický tvar, který umožňuje dosažení vyššího koeficientu β . Tento tvar má však podstatnou nevýhodu. Spočívá v tom, že je poloha proudového prstence ve vertikálním směru uprostřed komory labilní, tedy pokud dojde k malé vertikální výchylce, tato výchylka neustále narůstá. Důvodem je, že jak cívky nahoře tak cívky dole (viz Obr. IV.7) plazma přitahují. Uvažujme například, že se proudový prsteneček na Obr. IV.7 vychýlil směrem nahoru. Pak je přitahován cívkou horní větší silou než cívkou dolní. Proto se pohybuje dále nahoru a síla, kterou je přitahován k horní cívce, stále roste. Naopak, konfigurace v radiálním směru je stabilní- jedná se jen o posuvy rovnovážné polohy plazmatu.



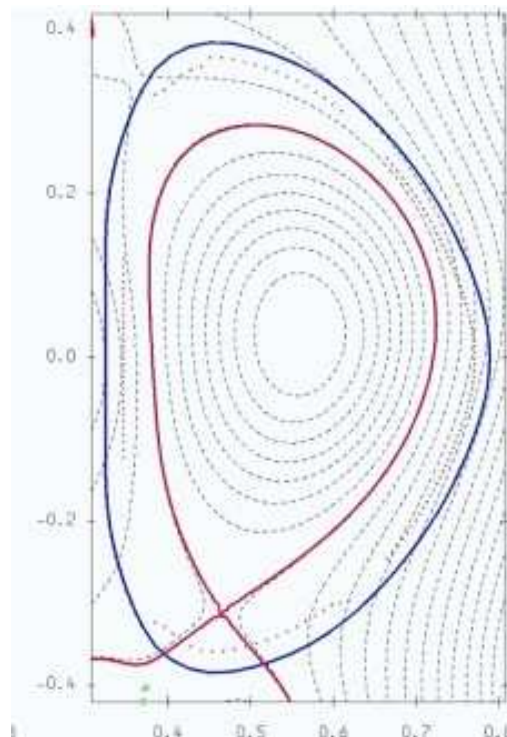
Obr. IV.7: Vytváření eliptického tvaru magnetického povrchu pomocí kvadrupólového pole. [4]

Eliptický tvar plazmatu však není nejlepším řešením, lepší vlastnosti udržení nabízí trojúhelníkovitý tvar, který je vytvářen pomocí hexapólového pole, jak je vidět na Obr. IV.8. Cívkami „ve vrcholech“ vytvářeného trojúhelníku prochází proud ve směru proudu plazmatem a cívkami „ve středu stran“ teče proud směrem opačným.



Obr. IV.8: Vytváření trojúhelníkovitého tvaru plazmatu pomocí hexapólového pole.[4]

V reálném případě se vytváří kombinace těchto dvou tvarů, tzv. D-shape. K tomu se ještě přidává nutnost vytváření divertoru. Magnetické povrchy na tokamaku COMPASS je vidět na Obr. IV.9.

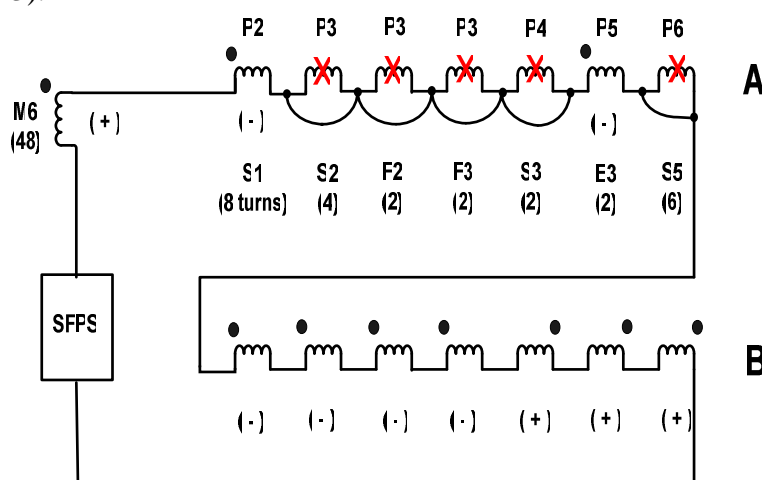


Obr. IV.9: Konfigurace magnetických povrchů na tokamaku COMPASS. Modře je značena hranice komory a červeně separatrix. [7]

Pokud bychom vytvářeli jen magnetické povrchy tvaru D, použili bychom zapojení S obvodu podle Obr. IV.2, tedy bychom sériově spojily všechny S vinutí tak, aby vinutími S6A, B a S7 procházel proud opačným směrem než proud plazmatem a ostatními vinutími (S2A, B; S3A, B; S4A, B) procházel proud stejným směrem jako proud plazmatem. Tím

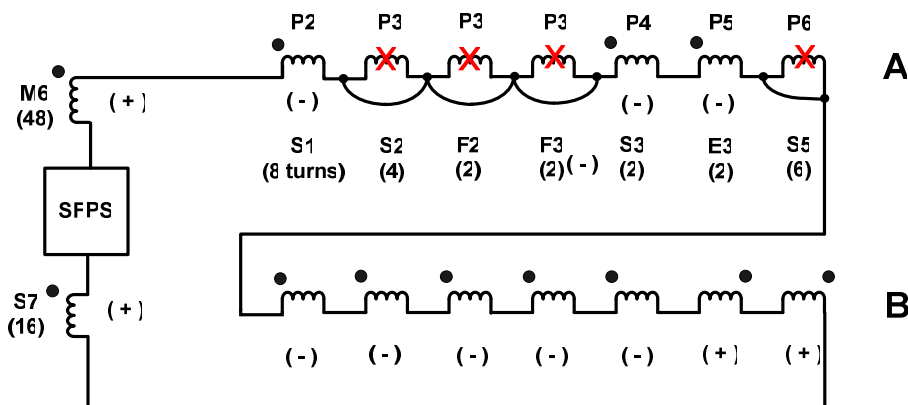
budeme plazma v horizontálním směru „stlačovat“ a ve vertikálním směru „natahovat“. Dosáhneme tak cíle- plazma bude mít žádaný D tvar. Dodejme, že D tvar poloidálního řezu plazmatem je rovněž nestabilní ve vertikálním směru z úplně stejného důvodu jako tvar eliptický.

V tokamaku COMPASS však není divertor vytvářen žádným speciálním vinutím, pouze S vinutími a kombinací několika dalších cívek z ostatních vinutí. Aby byl vytvořen X point dole, musíme nahoře některé cívky vypojit z obvodu. S vinutí nahoře totiž ovlivňují i tvar magnetických povrchů dole, např. pokud teče proud stejnou horní cívkou stejným směrem jako cívkou dolní, magnetická pole těchto cívek se mezi nimi ruší. Právě proto je vhodné vypojit v obvodu některá vinutí nahoře tak, aby vinutí dole mohla vytvořit X point a zbylá zapojená vinutí tvořila tvar magnetických povrchů, který je vidět na Obr. IV.9. Toho je možné dosáhnout dvěma způsoby. Prvním je zapojení obvodu podle Obr. IV.10, tato konfigurace je zvaná SND (Single Null Divertor) V tomto případě zapojíme do obvodu S i vinutí z jiných obvodů, které buďto nikde jinde nepoužíváme (např. E3) nebo změníme jejich účel (např. vinutí F2 a F3).



Obr. IV.10: Zapojení obvodu pro divertorovou konfiguraci SND.

Na tokamaku COMPASS se nabízí ještě druhá možnost zapojení cívek, aby mělo plazma požadovaný tvar. Tato konfigurace je zvaná SNT (Single Null Divertor se zvýšenou triangularitou) je zobrazena na Obr. IV.11.



Obr. IV.11: Zapojení obvodu pro divertorovou konfiguraci SNT. Pro směry proudů platí stejná konvence jako u Obr. IV.10.

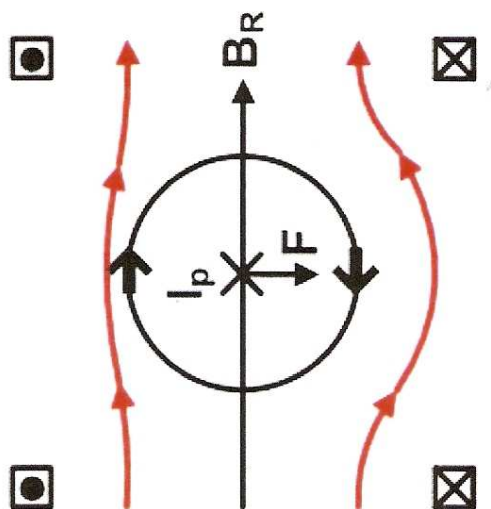
IV.4: Zpětnovazební systémy: V průběhu výboje se velice často stává, že se proudový prstenec začne posouvat ke kraji komory nebo že dojde k vertikální nestabilitě elongovaného plazmatu zmíněné výše a diskutované podrobně v dalších kapitolách. Tyto události jsou rychlé, náhodné a není možné je dopředu předpovědět. Proto musíme mít na každém tokamaku systém, který tyto posuvy včas tlumí a omezuje na přijatelnou hodnotu. Tento systém se skládá ze systému magnetických sond, které měří polohu proudového prstence v komoře a velikost vertikálního magnetického pole a ze zdrojů, které rychle mění dle potřeby proud vinutím, která kompenzují úniky proudového prstence.

Měření polohy plazmatu se obvykle realizuje pomocí cívek na okraji komory. Pokud se totiž proudový prstenec plazmatem posune, změní se magnetický tok těmito cívkami a v cívce je indukováno napětí. Podle velikosti indukovaného napětí určíme rychlost pohybu a podle polarity indukovaného napětí i směr. Takovýchto měřících cívek je kolem vakuové komory tokamaku několik, což nám umožňuje měřit pomocí výše uvedeného principu polohu plazmatu velice přesně. V reakci na polohu plazmatu je generován ve zpětnovazebních vinutích proud takový, že vyvolá pohyb plazmatu zpět do středu komory. Tento systém bude detailně popsán v dalších kapitolách.

U každého tokamaku má rychlost úniku plazmatu ven z komory vždy složku ve směru horizontálním a vertikálním. Změny polohy v obou těchto směrech jsou pak na každém tokamaku kompenzovány nezávisle na sobě. Horizontální polohu tak regulujeme pomocí vertikálního magnetického pole a vertikální polohu pomocí pole horizontálního. To je plyne ze vzorce

$$\mathbf{F} = \mathbf{I} \times \mathbf{B} \quad (\text{IV.2})$$

kde \mathbf{I} je proud plazmatem a \mathbf{B} je magnetické pole, ve kterém se plazma nachází. Uvažujme nyní například, že nám plazma uniká v horizontálním směru směrem vlevo podle Obr. IV.12. Chceme tedy, aby zpětnovazební vinutí tlačila plazma směrem vpravo. Vzhledem k naznačenému směru proudu plazmatem tak musíme vytvořit zpětnovazebními vinutími magnetické pole ve směru, který je na Obr. IV.12 označen jako B_R . Z toho už vidíme i směr, kterým musíme nechat procházet proudy ve zpětnovazebních vinutích. V místech, kam chceme proudový prstenec dostat, musí mít proud vinutími stejný směr jako proud plazmatem a naopak v místech odkud chceme plazma dostat, musí být směr proudu opačný než je proud plazmatem.



Obr. IV.12: Zpětnovazební regulace polohy proudového prstence pomocí zpětnovazebních systémů.[4]

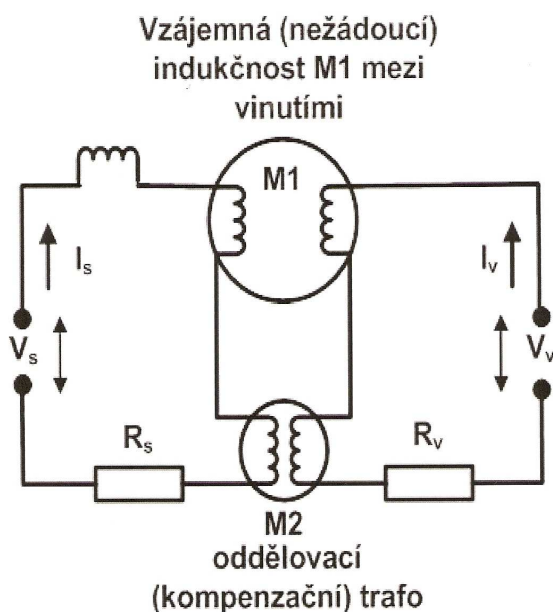
K výše uvedenému je třeba dodat, že systém, který stabilizuje plazma ve vertikálním směru, musí reagovat mnohem rychleji (řádově 0,5 ms) než systém, který plazma stabilizuje ve směru radiálním (desítky ms). Důvodem je nestabilita elongovaného proudového prstence popsaná výše.

Na COMPASS zajišťují zpětnovazební regulaci polohy vinutí z F obvodu. Vertikální pole (a tedy i posuny v horizontálním směru) zajišťují F vinutí cívek P2A, B a P5A, B. U cívky P2 se jedná o vinutí neobvykle označené jako F1. U cívek P5 je to vinutí F5. Z úvah výše plyne, že jsou tato vinutí zapojena tak, že vždy F1A, B prochází proud opačným směrem než F5A, B. Pro tento zpětnovazební obvod se často používá značka BV (B vertical)

Zpětnovazební horizontální pole je vytvářeno pomocí F vinutí cívek P3 a P4. Na cívce P3 se nacházejí dvě F vinutí - F2 a F3 a na cívce P4 se nachází vinutí F4. Z úvah výše je opět vidět, že cívkami v sekci A musí vždy procházet proud opačným směrem než cívkami v sekci B. Pro tento zpětnovazební obvod se často používá značka BR (B radial).

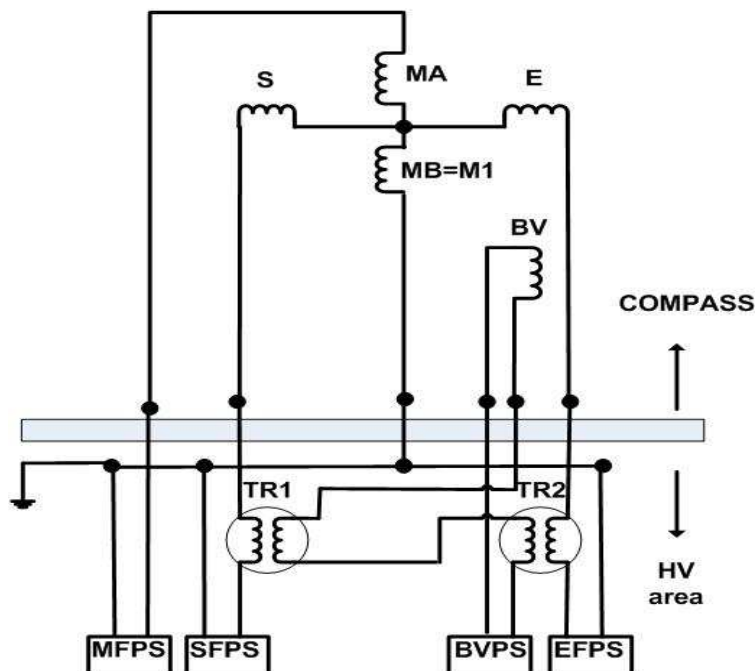
IV.5: Kompenzační transformátory: V předešlé části jsme se zabývali zpětnovazebním systémem, jehož vinutí musí velice rychle reagovat na změny polohy plazmatu a tyto změny eliminovat. Problémem však je skutečnost, že veškerá vinutí tokamaku COMPASS vykazují v důsledku geometrické vazby někdy i značnou vzájemnou indukčnost. Tím se mohou rychlé časové změny proudu v jednom obvodu přenášet do obvodu jiného a tím činnost tohoto obvodu narušovat. Odstranění tohoto nežádoucího jevu se provádí pomocí oddělovacího (kompenzačního) transformátoru, jehož zapojení do obvodů obou vzájemně se ovlivňujících obvodů V_s a V_v viz na Obr.IV.13. M1 v tomto obrázku značí nežádoucí vzájemnou vazbu mezi dvěma vinutími, M2 pak vhodně vybranou vazbu mezi vinutími kompenzačního transformátoru. Je zřejmé, že při výběru $M2 = -M1$ bude vliv vinutí napájeného zdrojem V_s na vinutí zdroje V_v zcela vylimínován.

U COMPASSu se tato situace týká především obvodů S, E a zpětnovazebního obvodu vytvářejícího vertikální magnetické pole (BV), mezi jejichž vinutími je vzájemná vazba největší. Musí být tedy použity dva kompenzační transformátory. Jejich zapojení do obvodů poloidálních cívek je vidět na Obr. IV.14.



Obr. IV.13: princip kompenzačních transformátorů

COMPASS - D



TR1, TR2 - Decoupling transformers:

TR1 - BVPS x SFPS

TR2 - BVPS x EFPS

$MB = M1$

$MA = M6 + M2A + M2B + M3A + M3B + M4A + M4B + M5A + M5B$

Obr. IV.14: Zapojení kompenzačních transformátorů do zpětnovazebního obvodu BVPS.

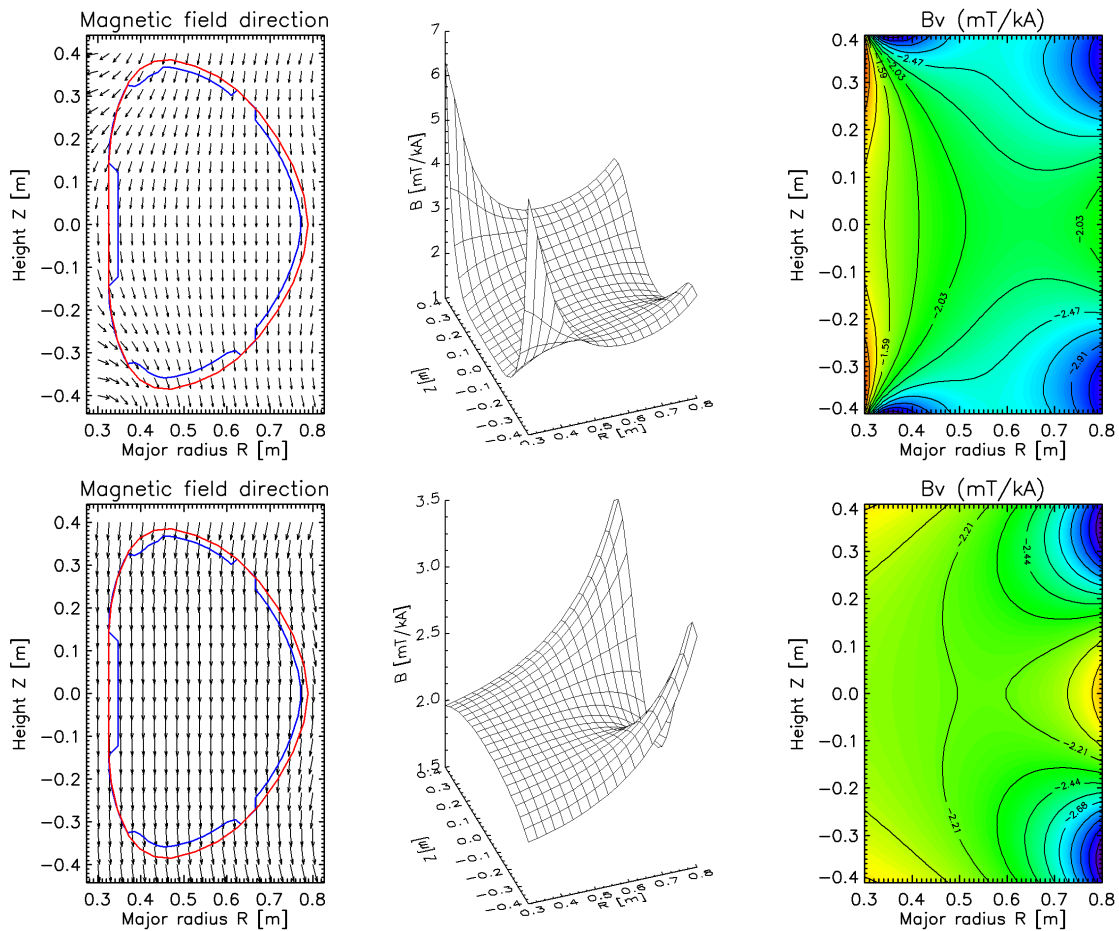
Na Obr. IV.14, vidíme, že kompenzační transformátory mezi vinutími zajišťujícími vertikální posuny plazmatu (F2, F3, F4) a dalšími vinutími na cívkách P3 a P4 vůbec nejsou. To je umožněno tím, že těmito F vinutími prochází vždy v sekci A opačný proud stejné velikosti než v sekci B. Protože jsou cívky v sekci B zrcadlově symetrické s cívkami v sekci A, je na nich stejná vzájemná indukčnost mezi vinutími F a S resp. M. Jen v dolní sekci je indukované napětí opačné než v sekci horní. Z toho plyne, že rychlé změny ve zpětnovazebních cívkách horizontálního pole nemají vliv na ostatní obvody.

IV.6: Možná zlepšení zapojení jednotlivých obvodů: V částech výše bylo popsáno, jak byl systém poloidálních vinutí zapojen v Anglii před stěhováním tokamaku COMPASS. V průběhu studia tohoto zapojení se však objevilo několik možností na jeho vylepšení.

První z nich se týká obvodu cívek rovnováhy. V původním zapojení podle Obr. IV.6 je sice zaručeno, že v horní a ve spodní sekci poteče vždy stejný proud, nicméně jeho rozložení může být v případě různých odporů v jednotlivých větvích nerovnoměrné, což povede i k drobné asymetrii výsledného magnetického pole. Pokud bychom však použili místo zapojení na Obr. IV.6 zapojení cívek E1A a E1B resp. E2A a E2B do série, dosáhli bychom

ještě lepší symetrii výsledného pole. Tato konfigurace však přináší problém s připojením ke zdroji napětí pro tento obvod. V tomto připojení přivádí totiž jeden kabel napětí od zdroje až bezprostředně k tokamaku, kde se rozdějuje a zásobuje obě větve zvlášť. Tyto větve se ještě v bezprostřední blízkosti tokamaku spojují opět do jedné a obvod je uzavřen opět jedním kabelem. Protože jsou zdroje umístěny pod tokamakem, byla délka vodičů ve větvi s vodiči E1A a E1B větší než ve větvi s vodiči E2A a E2B. Z toho vyplývá, že by zapojení cívek podle mého návrhu přineslo problém s různým odporem v obou větvích a v důsledku toho i s rozdílným proudem. Větev s cívkami E2A a E2B by se tedy musela nějakým způsobem nastavit, což je vzhledem k nedostatku prostoru v okolí tokamaku konstrukčně náročné.

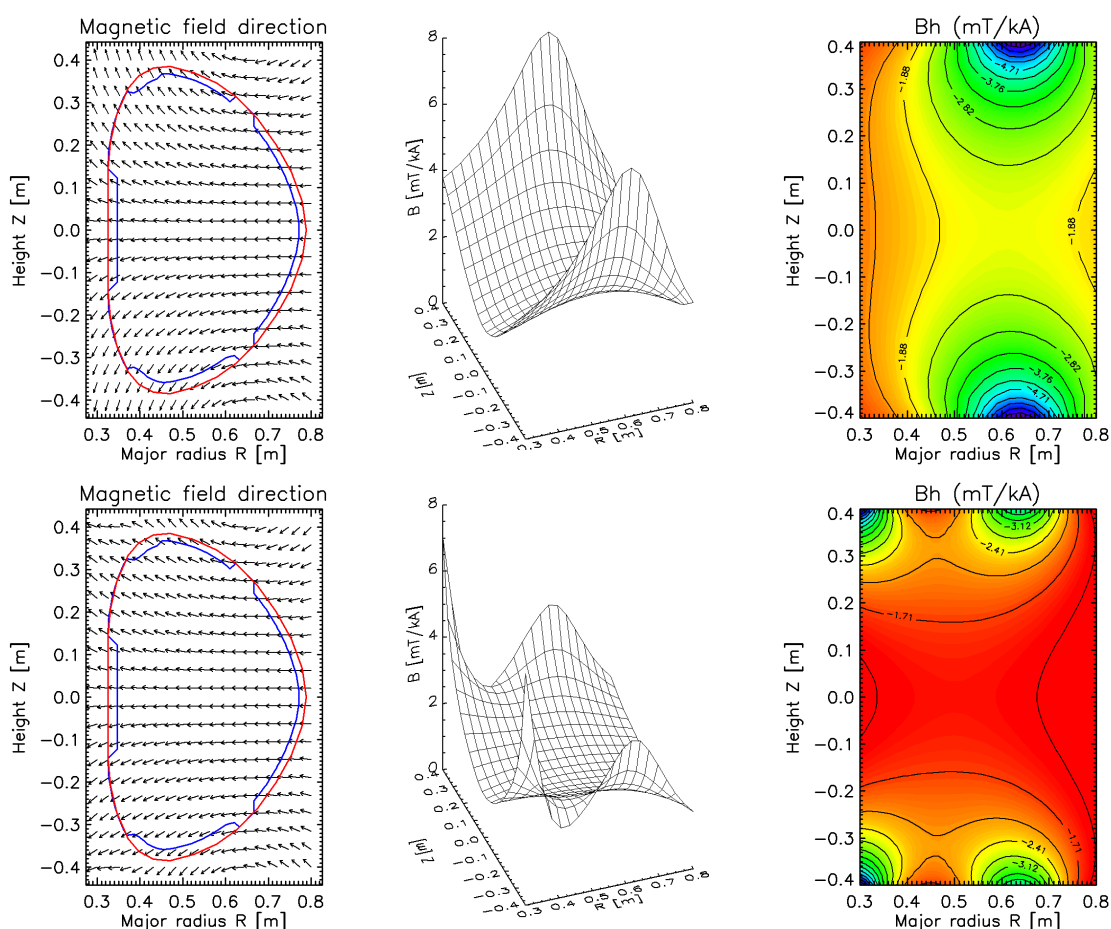
Další návrh (viz [6]) se týká možné úpravy zpětnovazebního obvodu. V současné konfiguraci je zajišťováno zpětnovazební horizontální pole pomocí vinutí F4. Vinutí F2 a F3 jsou použita na vytváření divertoru jak je vidět na Obr. IV.10 a Obr. IV.11. Zpětnovazební vertikální pole je v současné konfiguraci tvořeno pomocí vinutí F1 a F5. Pokud ale provedeme změnu a vertikální pole budeme vytvářet pouze vinutím F5, dojde ke zlepšení vlastností výsledného pole. To je vidět na výsledku výpočtu uvedeném na Obr. IV.15.



Obr. IV.15: V horní části obrázku je ukázán výsledek výpočtu vertikálního zpětnovazebního pole tokamaku COMPASS v současné zapojení, v dolní řadě je pak výpočet tohoto pole při zapojení cívek podle vylepšené verze [8]. V prvním sloupci je vidět směr magnetického pole od těchto vinutí, ve druhém sloupci je velikost vertikální složky pole a v posledním sloupci je vidět velikost vertikální složky pole, přičemž velikost pole značí od nejslabšího po nejsilnější barvy žlutá, zelená, modrá a červená.[8]

Pokud by tato změna byla realizována, konfigurace pole, zejména nahoře a dole na vnitřní straně komory tokamaku COMPASS, by se značně „vylepšila“, což je z obrázku dobře patrné. Siločáry od zpětnovazebních vinutí vertikálního pole by byly v celé komoře prakticky rovnoběžné, což by efektivitu tohoto zpětnovazebního systému zvýšilo. Další výhodou nového zapojení by bylo, že maximum pole by bylo na vnější straně toroidu, zatímco v případě současného zapojení je maximum pole na straně vnitřní. Naopak, nevýhodou by bylo velké zvýšení vzájemné indukčnosti mezi obvodem MFPS a BV.

Tím, že vinutí F1 by bylo z obvodu BV vypojeno, získala by se možnost zapojit ho do obvodu BR. Tím pádem bude zpětnovazební horizontální pole tvořeno vinutími F1 a F4. To přinese konfiguraci pole podle Obr. IV.16.



Obr. IV.16: V horní části obrázku je vidět, jak vypadá horizontální zpětnovazební pole v současném zapojení, v dolní části je horizontální zpětnovazební pole při zapojení cívek podle vylepšené verze. V prvním sloupci je vidět směr magnetického pole od vinutí obvodu BV, ve druhém sloupci je velikost horizontální složky pole a v posledním sloupci je vidět rozložení velikosti horizontální složky pole, přičemž velikost pole značí od nejslabšího po nejsilnější barvy červená, žlutá, zelená a modrá.[8]

Hlavní výhodou této změny je, že se sníží vlastní indukčnost obvodu pro stabilizaci plazmatu ve vertikálním směru, a proto bude možné rychleji reagovat na úniky plazmatu.

Maximální rychlost nárůstu magnetického pole v komoře tokamaku od tohoto obvodu je při původním zapojení 2 T/s a při zapojení novém 3 T/s.

Tato konfigurace také nabízí vyšší směrovou homogenitu magnetického pole od obvodu BR. Díky této zvýšené homogenitě bude možné používat „zatřesení plazmatem“ ve vertikálním směru, která má pozitivní vliv na potlačení ELM nestabilit.

Kapitola V: Příčiny a důsledky vertikální nestability polohy plazmatu

V průběhu výboje v tokamaku může dojít k události, kdy se střed proudového prstence dostane mimo optimální polohu ve středu komory. To vede ke zhoršení kvality udržení plazmatu - při významnějším posuvu se dostane velká část plazmatu za separatrix a interaguje se stěnou. Tyto posuvy můžeme rozdělit na posuvy ve vertikálním a horizontálním směru.

Nejprve se podíváme na posuvy ve vertikálním směru. V dnešních tokamacích se používají režimy výboje, při kterých má plazma v tokamaku eliptický nebo trojúhelníkovitý poloidální průřez. Proto je poloha proudového prstence uprostřed komory nestabilní (viz kapitola IV.3). Vzhledem k tomuto faktu a k tomu, že může poměrně snadno dojít k vychýlení prstence z nestabilní rovnovážné polohy, dochází v případě neexistence rychlého zpětnovazebního systému k rychlému úniku plazmatu na stěnu komory. Tato událost se nazývá vertikální nestabilitou (anglicky vertical displacement event, dále budu v textu používat zkratku VDE). Kvůli konfiguraci cívek, které plazmatu dávají eliptický poloidální průřez, rychlost vývoje této nestability narůstá exponenciálně s časem od jejího vzniku, tedy amplituda A zpětnovazebním systémem netlumené nestability je úměrná času podle rovnice

$$A \approx e^{\frac{t}{\tau}}, \quad (\text{V.1})$$

kde τ je časová škála nestability a t je čas, který uplynul od vzniku nestability. Z nestabilní rovnovážné polohy uprostřed komory může být plazma vychýleno např. ELM nestabilitou [9], která je standardní a nevyhnutelnou součástí provozu tokamaků v režimu H-módu. Pokud není vertikální nestabilita včas utlumená, dochází posléze k disrupci a s tím spojeným poškozením komory. Časová škála pro tyto nestability se pohybuje na COMPASS řádově ve stovkách mikrosekund.

Nyní rozeberme posuvy v radiálním směru. Ty jsou v dnešních tokamacích, které používají eliptický nebo trojúhelníkovitý tvar plazmatu, méně nebezpečné. Plazma je totiž v radiálním směru ve stabilní rovnováze (Viz IV.3). Posuvy této rovnovážné polohy jsou dány především změnami teploty v průběhu výboje a oproti nestabilitě ve vertikálním směru jsou pomalejší. Na COMPASS je typická časová škála pro tyto posuvy řádově v desítkách milisekund.

Vzhledem k tomu, že vzniku vertikální nestability nelze zabránit ani jí s dostatečným předstihem předpovědět, musí existovat systém, který vzniklou nestabilitu detekuje a včas utlumí na přijatelnou hodnotu. Systém zpětnovazebního řízení polohy se skládá z detektorů určujících polohu plazmatu, řídicího počítače, cívek, které vytvářejí vhodnou konfiguraci magnetického pole k utlumení nestability (viz IV.3) a zdrojů které na těchto cívkách zajistí dostatečně rychlé změny proudu. Konkrétní realizace systému pro COMPASS bude popsána dále.

V.1: Proudý komorou: V této části se podíváme podrobněji na případná poškození komory při disrupci, která může následovat v důsledku nezvládnutí VDE.

Při nezvládnutí vertikální nestability může tato událost vést až k disrupci. Pokud dojde k velkému vychýlení proudového prstence ze středu komory začnou magnetické povrchy které se původně uzavíraly v plazmatu protínat stěnu komory. Vodivá komora začne přebírat část proudu plazmatem. To vede ke vzniku proudů v toroidálním směru. Ty nejsou z hlediska poškození komory nebezpečné. Mnohem větší problém představují poloidální proudy (anglicky halo currents), které rovněž vznikají při těchto posuvech. Podíváme se nyní podrobněji na příčiny jejich vzniku. Uvažujme, že protažené plazma začne unikat ve vertikálním směru ze středu komory (Obr. V.1). Poté, co se začne oblast, která se původně nacházela uvnitř separatrixu, dotýkat stěny komory, stanou se některé původně uzavřené

magnetické povrchy otevřenými (viz oblast označená Halo na Obr. V.1). Konce těchto povrchů v plazmatu se dotýkají komory, jak je vidět na Obr. V.1. Tím nám vzniká vodivá smyčka skládající se z komory a unikajícího plazmatu, ve které se indukují poloidální proudy. Pokud začne při VDE unikat plazma rychle k okraji komory, zůstanou v něm siločáry toroidálního magnetického pole zamrzuté. Unikající plazma však nemůže siločáry toroidálního pole „protlačit“ přes vodivou stěnu komory. Proto jsou v místě kam plazma utíká (v případě Obr. V.1 nahoře) zhuštěny siločáry toroidálního pole [11]. Při kontaktu do té doby uzavřeného magnetického povrchu se stěnou komory tak vzniklá vodivá smyčka (viz výše) která obepne siločáry toroidálního pole které před tím neobepínala. Tím pádem je v ní podle vzorce IV.1 indukován elektrický proud.

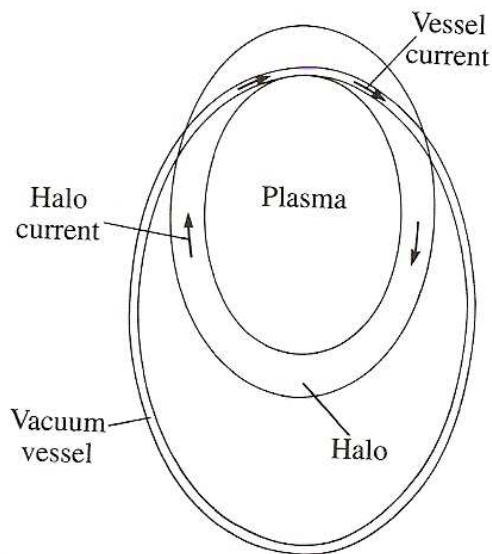
Při experimentech na tokamaku COMPASS (viz [9]) se ukázalo, že vznikající toroidální proudy

$$I_{\phi} \approx -\frac{dI_p}{dt}, \quad (V.1)$$

kde I_p je proud plazmatem před disrupcí. Pro poloidální proudy platí podle výsledků téhož experimentu

$$I_{\theta} \approx I_p \cdot \frac{dI_p}{dt}. \quad (V.3)$$

Ukázalo se, že na COMPASS dosahují poloidální kruhové proudy maximální hodnoty $0,45 \cdot I_p$, což je výsledek velice blízký výsledkům na tokamacích JET, ASDEX-U nebo JT-60 (viz [9]).



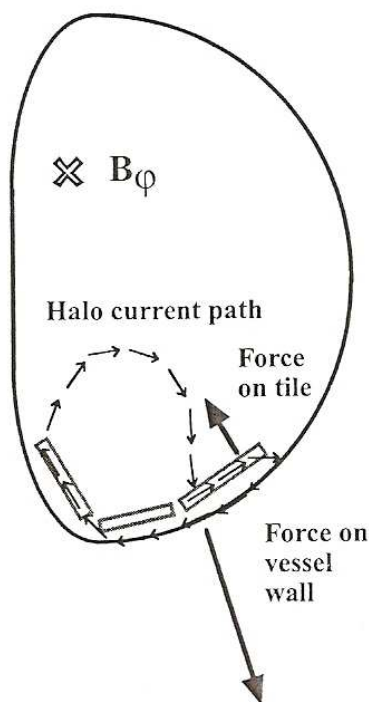
Obr. V.1: Princip vzniku poloidálních kruhových proudů. Protážené plazma začne unikat k okraji komory, kterou začnou protínat magnetické povrchy, které byly před VDE uzavřené.(viz [11], kap. 7.12)

Nyní se podívejme na důvod nebezpečnosti poloidálních kruhových proudů z hlediska mechanického poškození komory. Jak je vidět na Obr. V.2, poloidální kruhový proud prochází plazmatem, částmi komory pro tvarování plazmatu (anglicky plasma facing

components) a komorou. Vzhledem k tomu, že mají cívky toroidálního pole velkou vlastní indukčnost a navíc je vzájemná indukčnost těchto cívek a plazmatu malá, nedochází při disrupci ke ztrátě toroidálního magnetického pole. Poloidální kruhové proudy tak interagují s toroidálním magnetickým polem. Připomeňme, že toroidálním pole a poloidální proudy jsou na sebe kolmé. Podle vzorce

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{I} \times \mathbf{B}, \quad (\text{V.4})$$

kde \mathbf{F}_L je Lorenzova síla, kterou působí magnetické pole \mathbf{B} na vodič s proudem \mathbf{I} , můžeme určit velikost silového působení na komoru. Pokud budeme pro COMPASS počítat s magnetickým polem 2 T a předdisrupčním proudem 300 kA, zjistíme, že síla působící na komoru při poloidálním proudu $I = 0,45 \cdot I_p$ bude přibližně 270 kN. Pokud bychom provedli tento výpočet pro parametry ITERu ($B = 6\text{T}$, $I_p = 15\text{ MA}$), dostali bychom sílu 40 MN. To je také důvod, proč má ITER za celou dobu svého provozu povoleno pouze 10 disrupcí.



Obr. V.2: Poloidální kruhové proudy na COMPASS. Malými šipkami je označena typická proudová smyčka na tokamaku COMPASS. Proud prochází plazmatem, limiterovými deskami a komorou. Velkými šipkami jsou vyznačeny působící síly na desku limiteru a komoru.[9]

Kapitola VI: Magnetická diagnostika pro měření polohy plazmatu na tokamaku COMPASS

V průběhu výboje v tokamaku potřebujeme vědět co nejvíce o tom, co se děje v plazmatu uvnitř vakuové komory. V případě kontroly vertikální nestability nám jde zejména o znalost polohy centra plazmatu v komoře a alespoň přibližnou znalost proudového profilu. Polohu centra plazmatu potřebujeme znát co nejrychleji. Nejvhodnějším prostředkem pro rychlé pozorování těchto parametrů je pasivní magnetická diagnostika, kterou se bude zabývat následující kapitola.

VI.1: Základní principy magnetické diagnostiky: Základní princip, na kterém stojí magnetická diagnostika, spočívá v tom, že každá nabitá částice, která se pohybuje, vytváří kolem sebe magnetické pole. V případě, že se jedná o pohyb kolektivní, tedy např. průchod elektrického proudu plazmatem, sečtou se magnetická pole jednotlivých částic vně plazmatu. Z měření těchto polí můžeme určit řadu parametrů plazmatu, jako například celkový proud plazmatem, proud komorou, poloha centra plazmatu v komoře a při použití velkého množství vnějších magnetických měřících cívek lze určit pomocí vhodného počítačového algoritmu (EFIT) i profil proudu v plazmatu. Měřením některých těchto parametrů se budu zabývat podrobněji dále.

Magnetická pole lze v principu určit způsobem aktivním a pasivním. Aktivní způsob spočívá v tom, že zjistíme, jak magnetické pole změnilo určitý parametr oproti stavu bez magnetického pole. Může jít např. o Faradayovo stáčení roviny polarizace vlny šířící se plazmatem nebo o měření rozštěpení spektrálních čar nečistot (tzv. Zeemanův jev) vlivem magnetického pole. Tyto metody však nejsou pro určení polohy proudového prstence vhodné z důvodu nízké časové rozlišovací schopnosti a náročného technického provedení měření.

Pasivní magnetická diagnostika funguje na principu měření vnějšího magnetického pole. Můžeme měřit buďto přímo magnetické pole pomocí Hallových senzorů nebo časovou derivaci magnetického toku určitou oblastí pomocí magnetických sond (viz vzorec IV.1). Hallové senzory se nehodí k měření rychlých změn polohy plazmatu, protože mají nedostatečnou časovou rozlišovací schopnost.

Pasivní magnetická sonda, která měří časovou derivaci magnetického toku je v podstatě cívka na vakuové komoře. Pokud se mění parametry plazmatu jako např. poloha v komoře, proudový profil nebo se objeví nějaká MHD nestabilita, dojde ke změně magnetického toku cívkou a tím pádem je na ní indukováno napětí. Tyto signály jsou následně zpracovány (viz dále) a s jejich pomocí jsou určeny potřebné parametry plazmatu. Právě magnetická diagnostika fungující na tomto principu je nejvhodnější k určování polohy plazmatu vzhledem k dobré časové rozlišovací schopnosti a možnosti dostatečně přesného určení polohy plazmatu.

Podívejme se nyní stručně na to, jak funguje měřící obvod magnetické sondy. Základní schéma tohoto obvodu je vidět na Obr. VI.1. V případě, že dochází ke změnám parametrů plazmatu popsaným výše, je na cívce měřícího obvodu indukováno napětí, chová se tedy v obvodu jako zdroj s napětím U_s . Vzhledem k vlastnostem obvodu sondy bude detekované napětí U_{det} zpožděné o určitý časový úsek oproti indukovanému napětí na sondě. To, jak bude tento úsek dlouhý, je dáno časovou rozlišovací schopností τ obvodu. Pokud tedy chceme detekovat určitý jev, musí být jeho doba trvání mnohem větší než τ . To je dáno vztahem

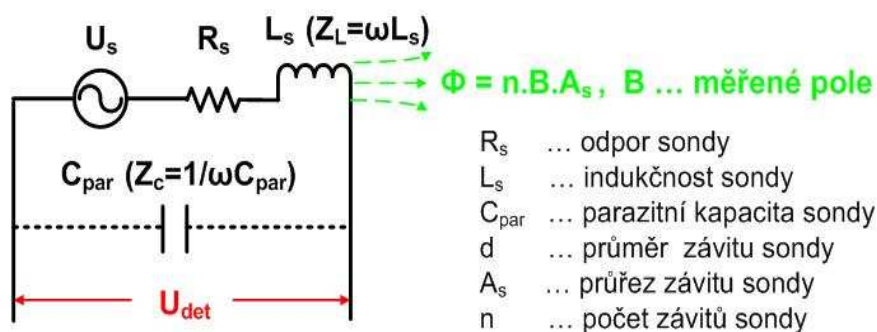
$$\tau = \frac{L}{R}, \quad (VI.1)$$

kde R je celkový odpor měřícího obvodu sondy a L je indukčnost sondy.

Vlastní indukčnost sondy $L \approx n^2 \cdot d^2$ (použité značky jsou vysvětleny na Obr. VI.1) a pokud chceme sondu s co nejlepší časovou rozlišovací schopností, musíme co nejvíce zmenšit její vlastní indukčnost. Další parametr, který nás zajímá, je citlivost sondy. Pokud totiž měříme určitý jev, potřebujeme, aby signál indukovaný tímto jevem byl pro měření dostatečný. Magnetický tok sondou je dán podle vzorce

$$\Phi = n \cdot B \cdot \frac{\pi d^2}{4}, \quad (\text{VI.2})$$

kde všechny veličiny použité ve vzorci jsou popsány na Obr. VI.1. Tedy, aby procházel cívkou co největší magnetický tok při daném vnějším magnetickém poli, musí být součin $n \cdot d^2$ co největší. Při měření sondou také potřebujeme, aby magnetické pole v ní bylo pokud možno co nejvíce homogenní, tedy abychom mohli co nejpřesněji určit magnetické pole v daném místě a tím dosáhnout dobrého prostorového rozlišení. Z toho vyplývá požadavek na co nejmenší průměr cívky d . Tedy, pokud vybíráme vhodnou sondu pro měření určitého fyzikálního jevu, musíme vždy volit vhodný kompromis mezi časovou rozlišovací schopností, prostorovou rozlišovací schopností a citlivostí sondy.



Obr. VI.1: Schéma měřícího obvodu magnetické sondy. L_s značí vlastní indukčnost sondy a ω frekvenci sledovaného děje. (viz [12])

Nyní se podívejme na to, jak je dále zpracováváno napětí U_{det} , které máme na obvodu sondy. Na obvod samotné měřící cívky na Obr. VI.1 je napojen detekční obvod na Obr. VI.2. Je vidět, že napětí U na svorkách tohoto obvodu musí být dáno součtem napětí U_R na odporu a U_C na kondenzátoru, tedy

$$U = I \cdot R + \frac{Q}{C} = I \cdot R + \frac{1}{C} \cdot \int I \cdot dt, \quad (\text{VI.3})$$

kde I je proud procházející obvodem, R je odpor rezistoru, pro který platí že $R \gg R_s$ a C je kapacita kondenzátoru. Pokud budeme uvažovat časy $t \ll \tau_C = R \cdot C$, můžeme v rovnici (VI.3) zanedbat druhý člen. To můžeme provést díky tomu, že náboj přenesený do kondenzátoru je pro tyto časy ještě velmi malý. Proud obvodem je tedy dán vztahem $I = \frac{U}{R}$.

Pokud dosadíme po provedených úpravách do druhého členu vzorce (VI.3), dostaneme napětí na kondenzátoru

$$U_C = \frac{1}{RC} \cdot \int U \cdot dt = \frac{1}{\tau_C} \cdot \int U \cdot dt. \quad (\text{VI.4})$$

Vidíme tedy, že pro časy mnohem kratší než charakteristický čas obvodu sondy τ_C je napětí na kondenzátoru integrálem napětí z obvodu sondy podělené časovou konstantou τ_C .

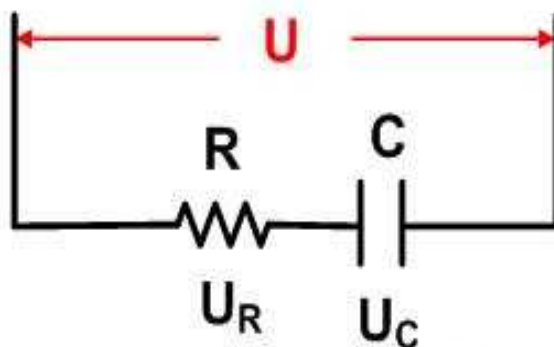
Pro časy, kde je $t \gg \tau_c$ můžeme naopak v rovnici (VI.3) zanedbat člen udávající napětí na rezistoru. Derivováním zbylých dvou členů rovnice (VI.3) dostaneme

$$\frac{dU}{dt} = \frac{I}{C}. \quad (\text{VI.5})$$

Pokud z této rovnice elementárními úpravami spočteme I a jeho hodnotu dosadíme do rovnice pro napětí na rezistoru, dostaneme

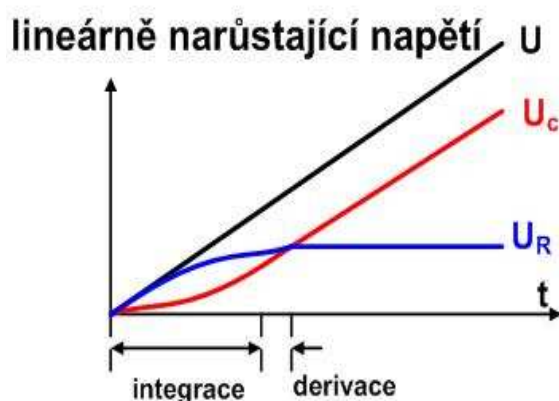
$$U_R = R \cdot I = R \cdot C \cdot \frac{dU}{dt} = \tau_c \cdot \frac{dU}{dt}. \quad (\text{VI.6})$$

Z této rovnice je vidět, že na rezistoru měříme napětí, které odpovídá derivaci napětí na sondě.



Obr. VI.2: Část obvodu magnetické sondy sloužící k určování napětí na této sondě. (viz [12])

Podívejme se nyní na to, jak vypadá průběh napětí na rezistoru a na kondenzátoru při lineárním nárůstu napětí na sondě. Průběh těchto napětí je zobrazen na Obr. VI.3. Vidíme, že na počátku nárůstu napětí rezistor toto napětí přenáší a kondenzátor jej integruje. Po dosažení určitého času přestane kondenzátor napětí integrovat a rezistor jej ještě nederivuje. Následně začne kondenzátor napětí přenášet a rezistor derivovat.



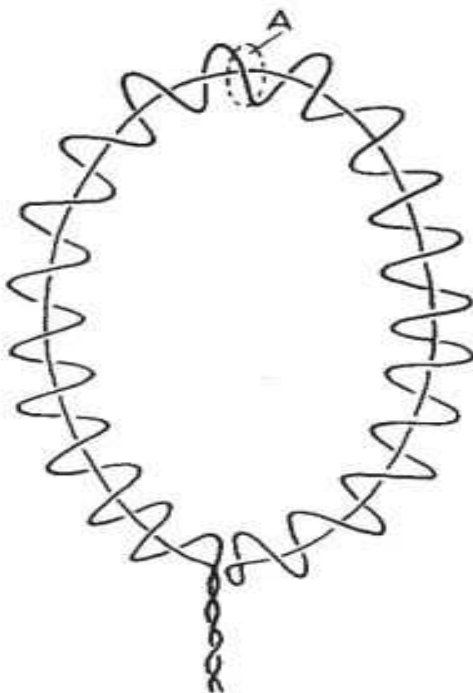
Obr. VI.3: Napětí na kondenzátoru (červeně) a na rezistoru (modře) při přivedení lineárně narůstajícího napětí (černě). (viz [12])

VI.2: Základní typy magnetické diagnostiky: V této kapitole bych chtěl rozebrat základní typy magnetické diagnostiky, které se v tokamacích používají. Zaměřím se zejména na diagnostiku použitelné pro měření polohy plazmatu ve vakuové komoře a proudu plazmatem. Tyto magnetické diagnostiky jsou pro zpětnovazební řízení polohy plazmatu nejdůležitější.

První diagnostikou, na kterou bych se chtěl zaměřit, je tzv. Rogowského cívka. Tato diagnostika slouží k měření elektrických proudů. Může se jednat o měření proudu plazmatem nebo komorou. Rogowského cívky se však používají i pro měření proudu v obvodech silových cívek (tj. cívek toroidálního pole a všech obvodů cívek poloidálního pole) na tokamaku. Fyzikální princip měření touto diagnostikou plyne z Maxwellovy rovnice

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 \cdot I, \quad (\text{VI.7})$$

kde μ_0 je permeabilita vakua. Maxwellův posuvný člen byl v tomto případě zanedbán. Pokud umístíme okolo vodiče cívku zobrazenou na Obr. VI.4, dostaneme z rovnice (VI.7) jednoduchou úpravou proud tímto vodičem. Je třeba si uvědomit, že hodnota $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$ není závislá na poloze Rogowského cívky vůči vodiči a je dána pouze proudem který je touto cívku obepínán za předpokladu, že vzdálenost vodiče od Rogowského cívky je výrazně větší než průměr závitů Rogowského cívky.



Obr. VI.4: Schéma Rogowského cívky. Tato cívka v případě měření obepíná vodič, v kterém je určován elektrický proud. Plocha jednoho závitů cívky je A . (viz [13])

Předpokládejme nyní, že platí všechny výše uvedené předpoklady. Magnetický tok Φ , který bude procházet závitů Rogowského cívky pak bude

$$\Phi = n \cdot A \cdot \oint B \cdot dl \quad (\text{VI.8})$$

kde n je počet závitů cívky na jeden metr délky, l je délka cívky a B je složka magnetického pole kolmá na závit Rogowského cívky. Předpokládejme, že změny proudu plazmatem budou natolik rychlé, že pro získání potřebných informací o proudu budeme odečítat napětí na

detekčním kondenzátoru. Ze vztorce (VI.4) a ze vztorce $U = -\frac{d\Phi}{dt}$ určíme napětí na kondenzátoru měřicího obvodu Rogowského cívky U_{rog} jako

$$U_{rog} = \frac{n \cdot A \cdot \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}}{\tau_C}. \quad (\text{VI.9})$$

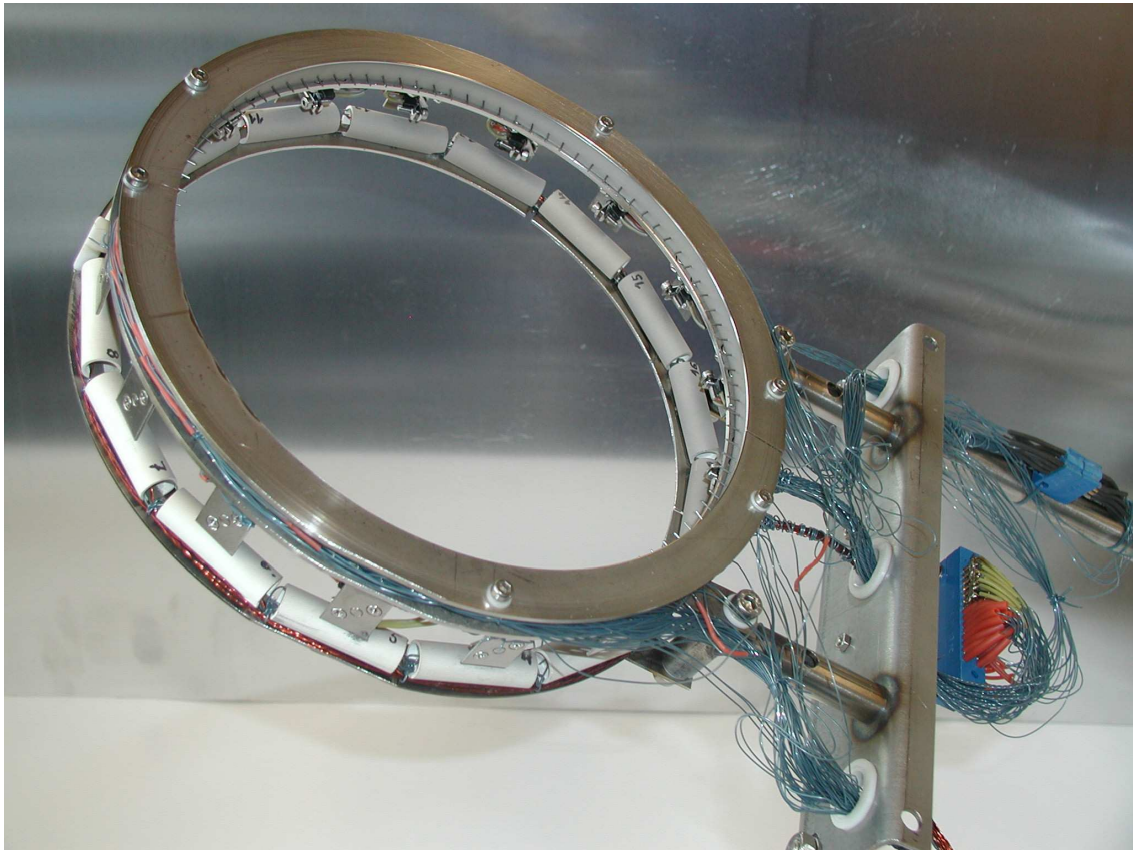
Pokud vztah (VI.7) dosadíme do (VI.9), dostaneme jednoduchými úpravami vzorec, ze kterého lze určit měřený proud

$$I = \frac{U_{rog} \cdot \tau_C}{n \cdot S \cdot \mu_0}. \quad (\text{VI.10})$$

V praxi musí být prováděna kalibrace Rogowského cívky při které je konstanta úměrnosti mezi měřeným proudem a napětím na Rogowského cívce určena experimentálně. To je nutné zejména z důvodů nepřesností při výrobě Rogowského cívky.

Rozeberme nyní magnetickou diagnostiku zvanou Mirnovovy cívky. Mirnovovy cívky, které se používali na tokamaku CASTOR (dnešní GOLEM) jsou vidět na Obr. VI.5. Jedná se o malé, obvykle jen několik cm dlouhé cívečky které mívají řádově desítky závitů. Jejich průměr je obvykle do jednoho cm. Tyto cívky slouží zejména k měření lokálních poloidálních magnetických polí a jsou obvykle umístěny v bezprostřední blízkosti vakuové komory. U těchto cívek je velký problém s tím, že nejsou nikdy orientovány přesně kolmo na toroidální složku magnetického pole. Připomeňme, že toroidální pole je v tokamaku o dva řády silnější než všechna pole poloidální. Právě z toho důvodu je podstatná část signálu na Mirnovových cívkách dána toroidální složkou magnetického pole bez ohledu na to, jakou složku chceme danou cívkou měřit. Právě proto musí být signál, který je v cívce vyvolán toroidálním magnetickým polem buďto předem změřen a odečten a nebo se musí začít měřit až od chvíle, kdy je toroidální pole již konstantní. Další problém při měření magnetickými cívkami spočívá v tom, že mezi jednotlivými místy tokamaků existují velké gradienty elektrického potenciálu. Ty mohou na cívkách vyvolat velký nežádoucí signál. Právě proto je vhodné cívky elektrostaticky stínit [13].

Z hlediska určování polohy plazmatu nejsou Mirnovovy cívky nejvhodnější diagnostikou. Prvním důvodem je velká náchylnost k přijímání nežádoucích signálů. Druhým je to, že bychom v případě jejich použití k určování polohy plazmatu nebyli schopni rozlišit události, které se na magnetické sondě projevují jako změna polohy a přitom se o žádné posuvy plazmatu nejedná. Uvažujme případ, kdy nám plazma v tokamaku rotuje a jsou v něm přítomny magnetické ostrovy, ať už ustálené nebo rostoucí. V tomto případě nám Mirnovova cívka použitá pro určování polohy plazmatu řekne, že se plazma pohybuje ve vertikálním či horizontálním směru, poněvadž změny struktury proudového profilu v plazmatu u sondy se projeví na signálu cívky úplně stejně jako posuvy plazmatu. Tedy, v tomto případě by nám signál z Mirnovovy cívky řekl, že plazma v komoře „poskakuje“. Systém zpětnovazebního řízení polohy plazmatu by se proto snažil generovat magnetická pole tak, aby „poskakování“ zastavil, čímž by mohl plazma vychýlit z rovnovážné polohy a způsobit nestabilitu které má zabránit.



Obr. VI.4: Série Mirnovových cívek (bílé válečky), která byla používána na tokamaku CASTOR. (viz [4])

Další diagnostika, která se velmi podobá Mirnovovým cívkám, jsou části rozdělené jedné Rogowského cívky (anglicky partial Rogowski coil). Jedná se v podstatě o prodloužené Mirnovovy cívky které mají větší citlivost a menší poměr šumu k signálu. Lze je rovněž spojit všechny do série čímž dostaneme Rogowského cívku pro měření proudu plazmatem. Tyto cívky se pro určování polohy plazmatu hodí lépe než Mirnovovy cívky právě díky větší citlivosti. Problém se záměnou jiných událostí za pohyby plazmatu však zůstává.

Nyní se podívejme na další diagnostiku, která měří mimo jiné napětí indukované na jednoduchý kruhový závit umístěný v toroidální rovině, symetricky kolem hlavní osy tokamaku (tedy paralelně s elektrickým proudem protékajícím plazmatem tokamaku). I v češtině se pro toto diagnostické čidlo nejčastěji používá anglický název Flux Loop, v textu budu používat zkratku FL. Pomocí FL lze měřit celkový poloidální tok jeho řezem, což je veličina popisující magnetické povrchy v Grad-Shafranovově rovnici. Měření z FL jsou tedy velmi užitečná pro rekonstrukci magnetických povrchů, např. programem EFIT (viz [13]). Tento problém je však poměrně složitý a tématu této práce se týká jen okrajově, proto se jím nebudu podrobně zabývat.

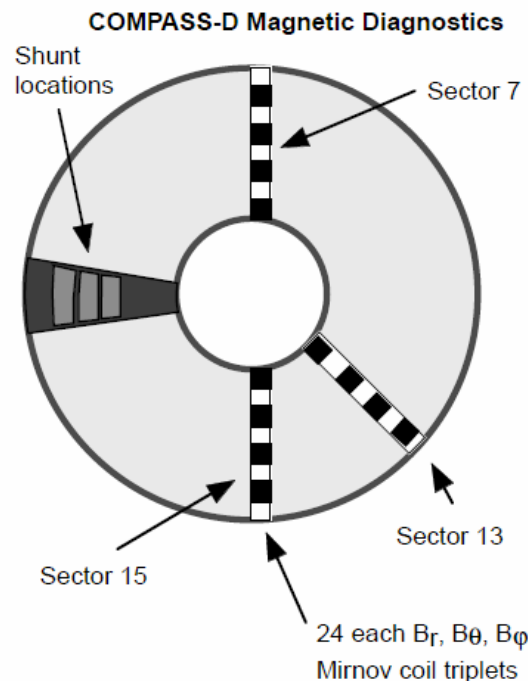
Z hlediska měření polohy plazmatu se FL jeví jako nejvhodnější diagnostika. FL poskytuje dostatečně velký signál (velká plocha řezu) s vysokým časovým rozlišením (malá indukčnost). Další výhodou je to, že efekty spojené s rotací plazmatu, které jsem popsal výše, a které jsou velmi problematické pro lokálně umístěné Mirnovovy a podobně i pro parciální Rogowského cívky, nejsou pro FL problémem. Důvodem této skutečnosti je, že závit FL je navinut podél celého obvodu toroidální komory a lokální efekty jsou tedy prostorově ustředněny. Uvažujme opět případ, kdy v komoře rotuje plazma s magnetickými ostrovy. Na jedné straně komory se bude ostrov k FL přibližovat a bude indukovat kladné napětí (jedná se

zde pouze o znaménkovou konvenci). Z tvaru magnetických siločar v tokamaku plyne, že na jiném toroidálním úhlu v tokamaku musí existovat místo, kde se bude ostrov od FL vzdalovat. Právě proto se v signálu FL všechny místní změny, způsobené pouhou rotací plazmatu, vyruší. Z toho důvodu nám bude FL měřit pouze jevy, které jsou způsobené posuvy proudového kanálu, nikoliv lokální kmity plazmatu.

Problém, který nastává pro FL spočívá v tom, že se na něm projeví i mnoho dalších signálů, které nemají s posuvy plazmatu nic společného. V první řadě je to již zmíněné napětí na závit. Z dalších signálů to jsou signály způsobené vzájemnou indukčností mezi obvody cívek poloidálního pole (viz kapitola IV) a daným FL. Všechny tyto signály jsou však buďto předem známy nebo je možné určit jejich velikost velmi snadno v reálném čase. Proto lze signály způsobené všemi výše zmíněnými jevy odečíst od výsledného signálu FL a tím získat pouze hledaný signál způsobený posuvy plazmatu.

VI.3: Magnetická diagnostika na COMPASS: V předešlé kapitole jsem popsal čtyři druhy základní magnetické diagnostiky které je možné využít pro určování polohy plazmatu. V této části popíši, jak a v jakém počtu jsou tyto diagnostiky rozmístěny na COMPASS.

Nejprve se podívejme na Mirnovovy cívky. Těch je na COMPASS celkově 216. Jsou ve třech sadách umístěny na třech různých toroidálních úhlech podle Obr. VI.5.



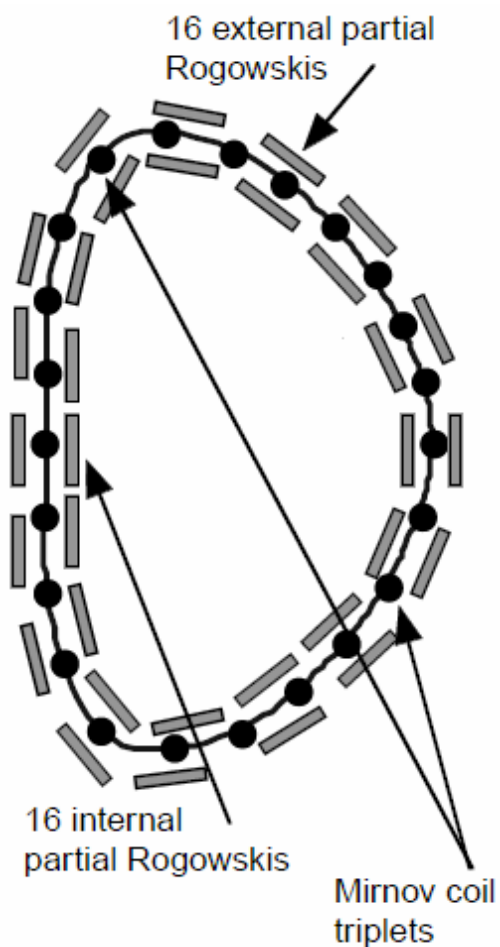
Obr. VI.5: Magnetická diagnostika na COMPASS. Šipky s popisky Sector 7, 13 a 15 ukazují na místa, kde jsou umístěny sady Mirnovových cívek.(viz [8])

V každé sadě je umístěno 24 Mirnovových cívek pro měření toroidálního magnetického pole, 24 pro měření poloidální složky pole (osy cívek jsou orientovány vždy rovnoběžně s tečnou ke komoře na jejich pozici a na jejich toroidálním úhlu) a 24 pro měření radiální složky pole (ty jsou orientovány kolmo na komoru v daném místě a na daném toroidálním úhlu). Radiální i vertikální pozice a orientace jednotlivých Mirnovových cívek jsou stejné na každé sadě a jsou uvedeny v Tab. VI.1.

Mirnovova cívka číslo	Souřadnice centra cívky							
	ϕ		θ			r		
	R[mm]	Z[mm]	R[mm]	Z[mm]	Úhel	R[mm]	Z[mm]	Úhel
1	789,2	9,5	789,2	0,00	90	791,2	-9,5	0,00
2	769,9	98	772,9	89	107,856	777,7	80,6	17,8562
3	736,8	171,7	741,1	163,2	117,234	747,2	155,7	27,2339
4	678,7	257,5	684,5	250	128,154	691,9	243,8	38,1538
5	614,2	322,4	621,3	316	138,366	629,7	311,2	48,3665
6	535,9	367,3	544,7	363,7	157,382	554,2	361,9	67,3825
7	448	384,8	457,5	384,5	178,84	467	386,3	88,8402
8	386,1	353,3	393,4	359,4	220,651	399,3	367,1	130,651
9	351,7	389,3	355,3	298,1	247,966	357	307,6	157,966
10	331,6	217,2	333,6	226,5	258,702	333,5	236,2	167,521
11	325,1	161,7	324,9	152,2	88,2789	322,6	142,7	178,279
12	324,5	85,7	324,5	76,2	90	322,5	66,7	180
13	324,5	9,5	324,5	0	90	322,5	-9,5	180
14	324,5	-66,7	324,4	-76,2	90,5787	322,5	-85,7	180,579
15	324,9	-142,7	325,2	-152,2	91,1598	323,4	-161,7	181,16
16	331,5	-217,2	333,5	-226,5	101,889	333,5	-236,2	191,889
17	351,7	-289,3	355,3	-298,1	112,034	357	-307,6	202,034
18	386,1	-353,2	393,3	-359,4	139,349	399,2	-367,1	229,349
19	448	-384,8	457,5	-384,5	181,16	467	-386,3	271,16
20	535,1	-367	544,4	-363,1	202,508	554	-361,3	292,508
21	614	-321,3	621	-315	222,145	629,4	-310,1	312,145
22	678,7	-257,4	684,6	-250	232,298	692	-243,7	322,298
23	745,4	-154,8	741,1	-163,3	63,065	738,6	-172,6	333,065
24	775,8	-80	772,8	-89	72,1645	771,8	-98,6	342,164

Tab. VI.1: Pozice jednotlivých Mirnovových cívek na COMPASS. Cívky ve sloupci označeném jako Φ měří toroidální složku magnetického pole, cívky ve sloupci θ měří poloidální složku a cívky ve sloupci označeném r měří radiální složku. Úhel orientace jednotlivých cívek je ve stupních a je měřen od roviny $Z=0$. [14]

Nyní se podívejme na parciální Rogowského cívky. V každém sektoru, kde jsou cívky Mirnovovy je i 32 parciálních Rogowského cívek. 16 z nich je uvnitř komory a 16 z nich je vně komory. To jak jsou umístěny kolem komory je vidět na Obr. VI.6. Na tomto obrázku je vidět i umístění Mirnovových cívek.



Obr. VI.6: Umístění Mirnovových a parciálních Rogowského cívek. Vnitřní šedé „čárky“ jsou vnitřní parciální Rogowského cívky, vnější šedé „čárky“ jsou vnější parciální Rogowského cívky a černé tečky jsou trojice Mirnovových cívek. (viz [8])

Nakonec se podívejme na pozice FL, kterých je na COMPASS 8. V Tab. VI.2 jsou vidět jejich pozice.

číslo FL	R pozice [mm]	Z pozice[mm]
1	772,3	89,48
2	356,28	300
3	325,19	155,41
4	325	0
5	325	0
6	325,19	-155,41
7	356,28	-300
8	772,3	-89,48

Tab. VI.2: Pozice FL na tokamaku COMPASS

Kapitola VII: Kalibrace Mirnovových cívek na COMPASS

Pro činnost veškeré magnetické diagnostiky je nutné, aby byla co nejpřesněji kalibrována. Ve své práci jsem se zaměřil na zpřesnění kalibrace Mirnovových cívek pomocí zpřesnění výpočtu magnetického pole. Tato kalibrace byla již předběžně provedena Mgr. Josefem Havlíčkem, na jehož práci jsem navázal a při vypracovávání jsem využil jeho rad.

Původně provedená kalibrace nedávala uspokojivé výsledky. Pro tuto kalibraci byly využity dva obvody cívek poloidálního pole, EFPS a SFPS-SND. Výsledné kalibrační konstanty byly však pro některé Mirnovovy cívky různé v závislosti na použitém kalibračním obvodu. Rozdíl byl až v řádech procent. Jedním z důvodů mohlo být zanedbání nenulové tloušťky závitů cívek poloidálního pole.

VII.1: Výpočet magnetického pole: Jak bylo uvedeno výše, pokusil jsem se o zpřesnění kalibrace Mirnovových cívek zpřesněním výpočtu kalibračního magnetického pole, v němž se cívky nachází. Pro vytváření tohoto kalibračního pole Mirnovových cívek, měřících jak radiální tak i poloidální magnetické pole, se na COMPASS využívají obvody cívek poloidálního pole. V současnosti se používá pouze obvod EFPS a SFPS-SND. MFPS se ke kalibraci nehodí, protože pole tohoto obvodu je v komoře tokamaku velmi malé. Zpětnovazební obvody nebyly v době provádění kalibrace (duben 2010) ještě v provozu.

Magnetické pole lze vypočítat z Biot-Savartova zákona ve tvaru

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4 \cdot \pi} \cdot \int_L \frac{I \cdot d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3}, \quad (\text{VII.1})$$

kde \mathbf{B} je magnetické pole počítané v daném místě, I je proud vodičem, $d\mathbf{l}$ je směrová jednotkový vektor elementu vodiče, \mathbf{r} je vektor spojující právě uvažovaný element vodiče a místo, kde počítáme magnetické pole. Z tohoto vzorce lze numericky vypočítat magnetické pole v kterémkoliv místě od kteréhokoliv obvodu cívek poloidálního pole. Výpočet lze podstatně zjednodušit tím, že pro případ kruhových cívek poloidálního pole využijeme cylindrické souřadnice. Pak bude místo, kde počítáme magnetické pole $\mathbf{r}_0 = (R_0, 0, Z_0)$ a element vodiče, který k tomuto poli přispívá, bude mít polohu

$$\mathbf{r}_1 = (R_1 \cdot \cos \varphi, R_1 \cdot \sin \varphi, Z_1), \quad (\text{VII.2})$$

kde φ je toroidální úhel, R_l je poloměr počítané cívky poloidálního pole a Z_l je vzdálenost počítané cívky poloidálního pole od roviny ve středu komory ve vertikálním směru. V tomto případě jsme volili souřadnou soustavu tak, aby bod, ve kterém počítáme magnetické pole ležel v rovině XZ v kartézské soustavě souřadné. Dále lze snadno odvodit, že element vodiče

$$d\mathbf{l} = (-\sin \varphi, \cos \varphi, 0). \quad (\text{VII.3})$$

Pokud závit cívky poloidálního pole rozdělíme na N částí v toroidálním směru φ a jednotlivé elementy závitu budeme značit indexy i , můžeme rovnici (VII.1) řešit numericky podle vzorce

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 \cdot I}{4 \cdot \pi} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{d\mathbf{l}_i \times \mathbf{r}_i}{r_i^3}. \quad (\text{VII.4})$$

Provedením vektorového součinu dostaneme pro jednotlivé složky magnetického pole následující vztahy:

$$B_r = \frac{\mu_0 \cdot I}{4 \cdot \pi} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{\cos \varphi \cdot (Z_1 - Z_0)}{r^3}, \quad (\text{VII.5})$$

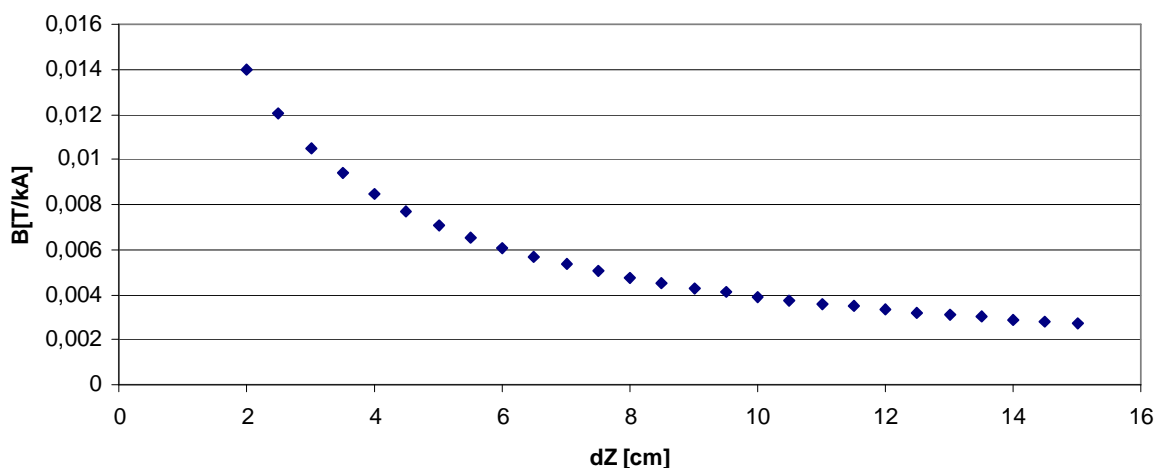
$$B_z = \frac{\mu_0 \cdot I}{4 \cdot \pi} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{R_0 \cdot \sin^2 \varphi - \cos \varphi \cdot (R_1 - R_0 \cdot \cos \varphi)}{r^3}, \quad (\text{VII.6})$$

kde r může být snadno vypočítáno jako velikost rozdílu polohového vektoru i -tého elementu závitů a místa kde je počítáno magnetické pole. Vzhledem ke tvaru závitů cívek poloidálního pole je jasné, že složka magnetického pole B_ϕ (tj. toroidální magnetické pole) bude po sečtení sumy přes celý závit nulová. Dodejme jen, že počet elementů závitů v toroidálním směru N používaných při výpočtu byl 10 000.

Problém tohoto výpočtu však spočívá v tom, že vzorec (VII.1) platí pouze v případě, kdy je příčný rozměr vodiče mnohem menší než vzdálenost vodiče a místa, kde počítáme magnetické pole. Vzhledem k tomu, že rozměr průřezu závitů cívek poloidálního pole na COMPASS je 8 x 18 mm a vzdálenost nejbližších Mirnovových cívek k závitům cívek poloidálního pole je jen několik cm, není tedy vzorec ve tvaru (VII.1) zcela přesný.

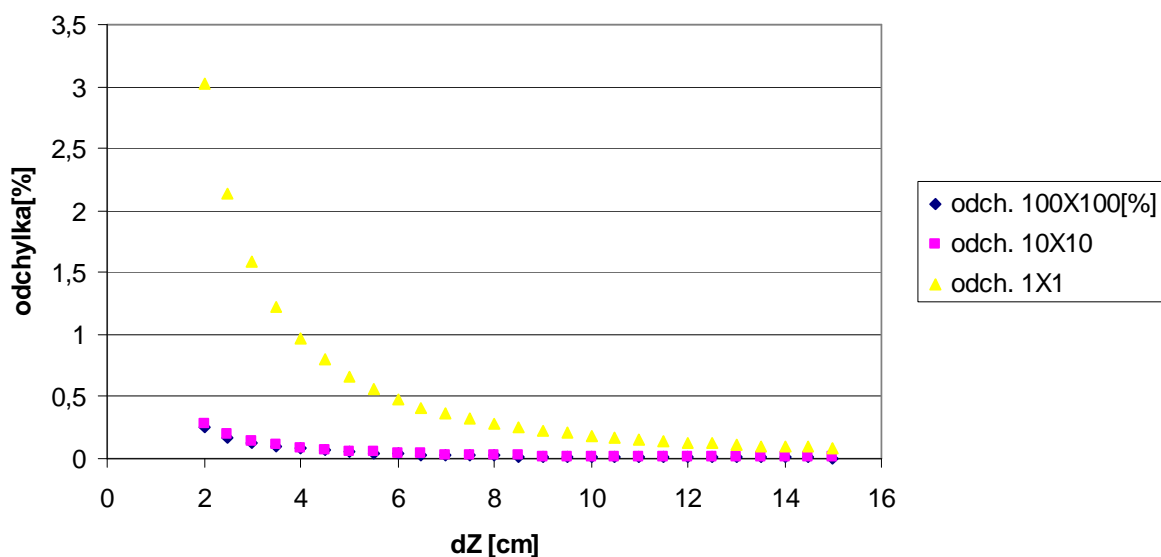
Řešení této nepřesnosti výpočtu je, že každý závit cívek poloidálního pole rozdělíme v příčném řezu na určitý počet stejných částí (myšleno částí se stejným příčným průřezem) a proud obvodem mezi ně rovnoměrně rozdělíme. Pro každý takto vytvořený element vypočteme magnetické pole v daném místě a vypočítaná pole sečteme. Vodič takto můžeme rozdělit teoreticky na jakýkoliv počet elementů, výpočet se tím však úměrně prodlouží. Právě proto jsem provedl analýzu chyby vzniklé zanedbáním nenulové tloušťky vodiče. Výpočet jsem provedl z časových důvodů pro obvod cívek poloidálního pole pro radiální stabilizaci plazmatu zapojeného podle návrhu J. Havlíčka a J. Horáčka (viz kapitola IV.6). Pro porovnání výše zmíněné chyby pro různé varianty výpočtu (tj. různě jemné dělení závitů) jsem provedl jeden velmi přesný výpočet magnetického pole, jehož výsledky jsem bral jako zcela přesné. Spočíval v tom, že jsem rozdělil závit na 10 000 dílů a počítal jsem s chladícím kanálkem v centru každého závitů, kterým neprochází žádný proud. Výpočty jsem pro všechny jeho varianty včetně této prováděl od vzdálenosti 2 cm od okraje nejbližšího závitů cívek do vzdálenosti 17 cm. Krok mezi těmito hodnotami jsem volil 0,5 cm. Výpočet jsem prováděl jednak v případě, kdy o výše uvedené hodnoty měníme souřadnici Z (vertikální souřadnice) a jednak pro případ, kdy měníme souřadnici R směrem ven z tokamaku.

Velmi přesný výpočet, jehož princip jsem naznačil výše, je z časových důvodů stěží použitelný. Výpočet magnetického pole v jednom bodě pouze od jednoho obvodu poloidálních cívek s pouhými 4 závitů trval desítky minut, lze si tedy představit jak dlouho by trvalo počítat to samé např. pro obvod MFPS se 120 závitů nebo pro kombinaci více obvodů. Právě z tohoto důvodu jsem propočítal další 3 varianty dělení: dělení na 100 x 100 dílů, 10 x 10 dílů a původní výpočet, kde jsem úplně zanedbal nenulovou tloušťku vodiče. Nutno dodat, že výpočet při dělení závitů na 100 x 100 dílů je časově téměř stejně časově náročný jako výpočet ve kterém je počítáno s chladícím kanálkem. V Grafu VII.1 je vidět ilustrační výsledek výpočtu s chladícím kanálkem. Jedná se o situaci, kdy byla počítána radiální složka magnetického pole v závislosti na vertikální vzdálenosti od vodiče.

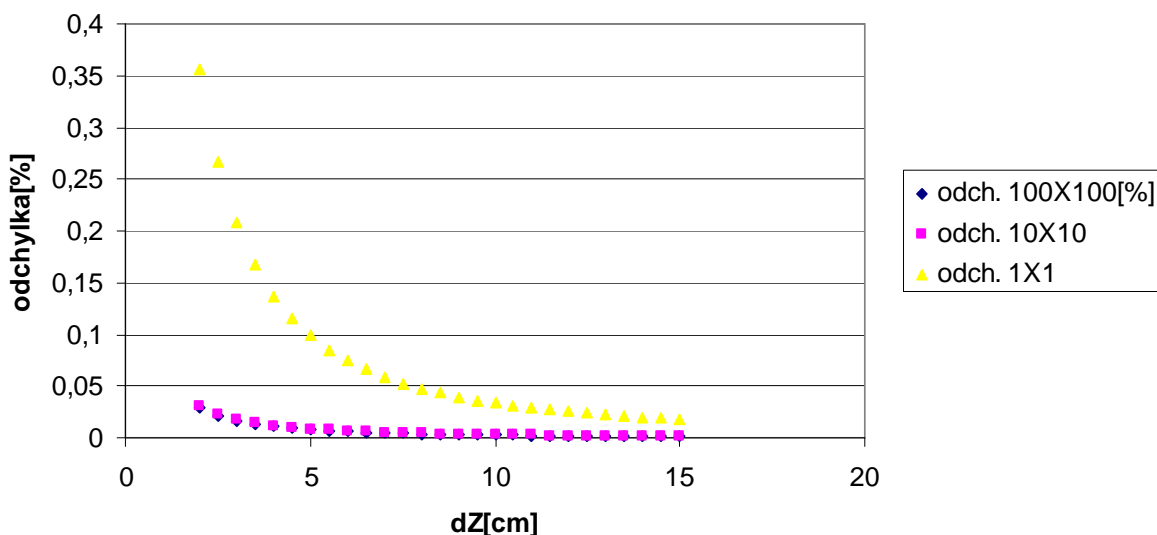


Graf VII.1: V grafu je zobrazena radiální složka magnetického pole v závislosti na vertikální vzdálenosti místa kde měříme od nejbližšího závitů cívky.

Nyní se podívejme na analýzu vzniklých chyb. Při této analýze jsem považoval pole vypočítané velmi přesným výpočtem za pole, které je skutečně v daném místě a počítal jsem vůči němu odchylky ostatních výpočtů. Nyní se podívejme na situaci, kdy měníme vertikální souřadnici místa, kde počítáme magnetické pole. V každém bodě, ve kterém počítáme magnetické pole od vodiče, počítáme jeho radiální a vertikální složku. V Grafu VII. 2 je vidět závislost chyby výpočtu radiální složky magnetického pole na vertikální vzdálenosti od vodiče a v Grafu VII.3 je vidět tatáž závislost pro vertikální složku.

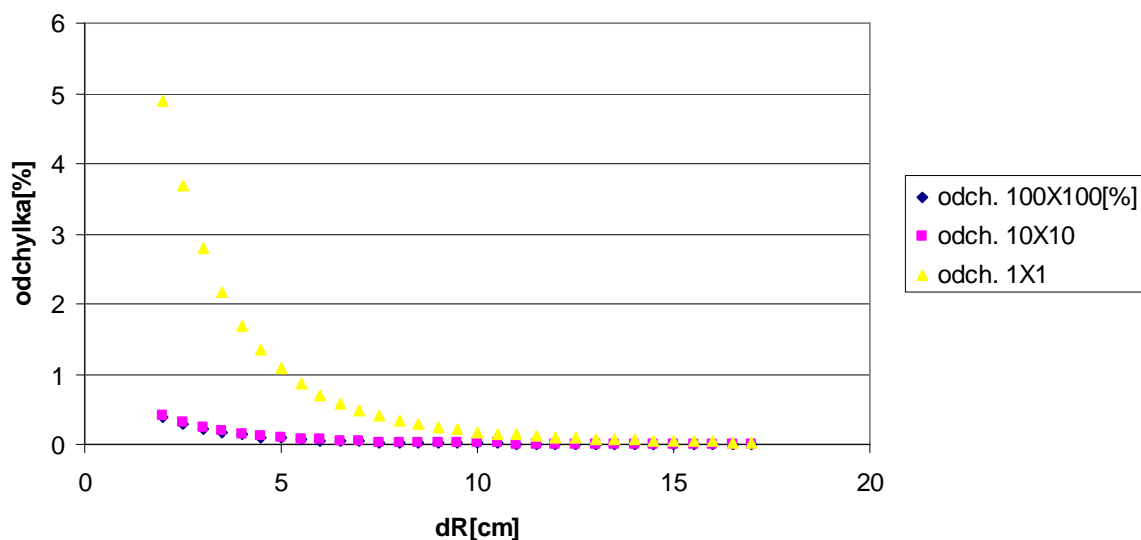


Graf. VII.2: Závislost chyby výpočtu radiální složky magnetického pole na vzdálenosti dZ od vodiče.

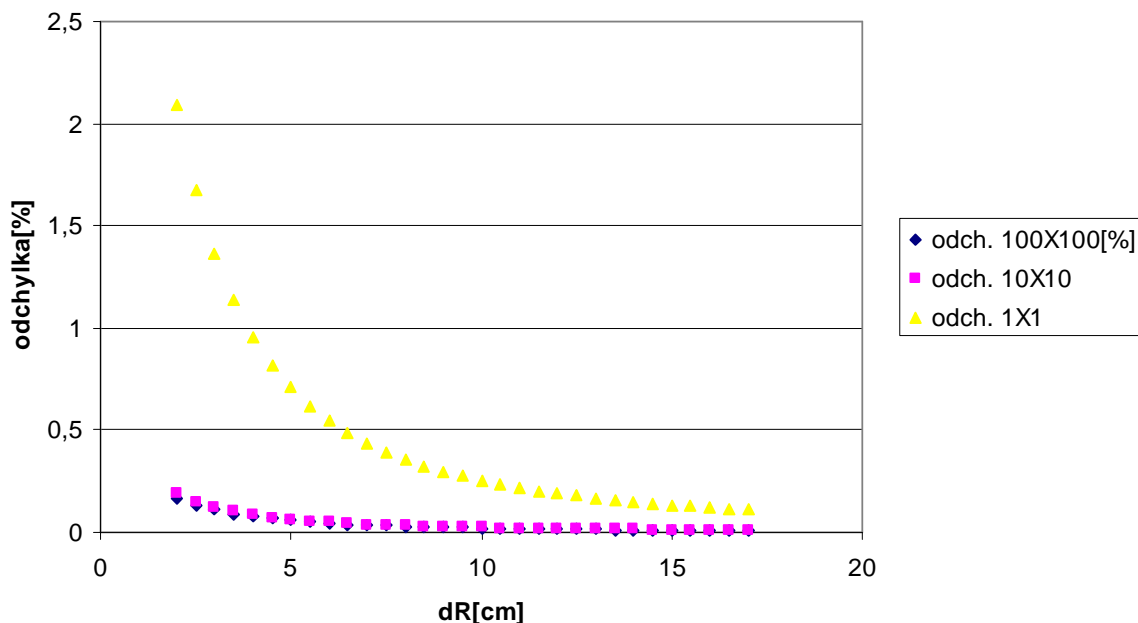


Graf. VII.3: Závislost chyby výpočtu vertikální složky magnetického pole na vzdálenosti dZ od vodiče.

V Grafu VII.4 je vidět závislost chyby výpočtu radiální složky magnetického pole na radiální vzdálenosti od vodiče a v Grafu VII.5 je vidět tatáž závislost pro vertikální složku. Obě tyto závislosti jsou pro případ, kdy se vzdalujeme od vodiče směrem od tokamaku, tj. souřadnici R zvětšujeme. Vzhledem k tomu, že je poloměr použitých cívek poloidálního pro výpočet 100 cm, není již nutné uvádět a analyzovat chybu výpočtu pro směr dovnitř. Odchytky vycházejí téměř stejně jako v případě, kdy se radiální souřadnice mění směrem „ven“ z tokamaku.



Graf. VII.4: Závislost chyby výpočtu radiální složky magnetického pole na vzdálenosti dR od vodiče.



Graf. VII.5: Závislost chyby výpočtu vertikální složky magnetického pole na vzdálenosti dR od vodiče.

Z výše uvedených grafů je vidět, že odchylka při dělení závitů na 100x100 dílů a 10x10 dílů je téměř stejná a ve vzdálenosti cca 5 cm od vodiče je již zcela zanedbatelná. Právě proto se domnívám, že pro kalibraci Mirnovových cívek bude dostatečné použít dělení závitů na 10x10 dílů.

V případě výpočtu magnetického pole, které Mirnovova cívka měří, musíme brát v úvahu, že tato cívka měří pouze složku magnetického pole která má směr normály závitů této cívky. Právě proto je nutné vypočítat průmět magnetického pole do tohoto směru. Porovnejme nyní výsledky z původního výpočtu, kdy byla nenulová tloušťka vodičů budících kalibrační magnetické pole závitů zanedbána a výpočtu, kdy byl každý budící vodič rozdělen na 10x10 částí pro každou Mirnovovu cívku. V Tab. VII.1 jsou vidět tyto výsledky v případě kalibrace obvodem EFPS a v Tab. VII.2 pro případ kalibrace obvodem SFPS-SND. Z Tab. VII.1 je vidět, že rozdíly ve výpočtech původní a vylepšenou metodou jsou zanedbatelné. Je to dáno zejména tím, že cívky obvodu EFPS jsou velmi daleko od cívek Mirnovových, které jsou umístěny na vakuové komoře. Oproti tomu v případě použití obvodu SFPS-SND může již zanedbání tloušťky vodiče hrát roli. V některých případech je odchylka přibližně 0,5%, což v případě, kdy bychom chtěli provést velmi přesnou kalibraci, hraje již roli. Důvodem větší odchylky v případě SFPS-SND je, že jsou cívky tohoto obvodu v některých případech blízko k Mirnovovým cívkám.

Mirnov č.	EFPS- vylepšené [mT/kA]	EFPS-původní [mT/kA]	rozdíl[%]
1	-7,6626	-7,6615	0,0140
2	-8,3592	-8,3581	0,0135
3	-9,5436	-9,5430	0,0068
4	-9,8596	-9,8606	0,0096
5	-8,4358	-8,4369	0,0123
6	-5,6372	-5,6376	0,0079
7	-3,1468	-3,1469	0,0037
8	4,5133	4,5145	0,0266
9	10,3752	10,3761	0,0085
10	12,1588	12,1587	0,0010
11	-12,6827	-12,6821	0,0044
12	-12,5248	-12,5242	0,0046
13	-12,4488	-12,4482	0,0050
14	-12,5182	-12,5176	0,0047
15	-12,6967	-12,6962	0,0039
16	-12,1090	-12,1089	0,0007
17	-10,3752	-10,3761	0,0085
18	-4,5128	-4,5140	0,0267
19	3,1467	3,1469	0,0039
20	5,6249	5,6254	0,0079
21	8,5043	8,5054	0,0121
22	9,9018	9,9027	0,0095
23	-9,5579	-9,5572	0,0068
24	-8,3610	-8,3599	0,0134

Tab. VII.1: Porovnání výsledků původního výpočtu magnetických polí a výpočtu vylepšeného pro kalibraci obvodem EFPS.

Mirnov č.	SFPS-vylepšené [mT/kA]	SFPS- původní[mT/kA]	rozdíl[%]
1	-5,9898	-5,9897	0,0012
2	-1,9186	-1,9180	0,0327
3	0,0560	0,0563	0,6307
4	1,4656	1,4656	0,0025
5	2,1235	2,1235	0,0003
6	3,0904	3,0904	0,0017
7	5,0251	5,0242	0,0179
8	9,6115	9,6012	0,1072
9	2,7478	2,7509	0,1114
10	-3,5022	-3,4994	0,0807
11	5,1549	5,1528	0,0403
12	4,8172	4,8155	0,0363
13	4,6965	4,6948	0,0348
14	5,0665	5,0648	0,0325
15	5,9232	5,9213	0,0305
16	4,4333	4,4311	0,0485
17	-1,5065	-1,5079	0,0904
18	-11,4198	-11,4043	0,1359
19	-18,0911	-18,1085	0,0960
20	-6,9447	-6,9387	0,0866
21	0,8971	0,9004	0,3622
22	3,2525	3,2531	0,0186
23	-6,1544	-6,1556	0,0191
24	-8,1196	-8,1221	0,0316

Tab. VII.2: Porovnání výsledků původního výpočtu magnetických polí a výpočtu vylepšeného pro kalibraci obvodem SFPS-SND.

VII.2: Výpočet kalibrační konstanty: Podívejme se nyní na to, jakým způsobem vypočítat kalibrační konstantu. Celá tato procedura probíhá v počítačovém programu, který bude popsán níže. Prvním vstupem, který potřebujeme znát, je vypočtený průmět magnetického pole B_m do normály závitů Mirnovovy cívky číslo m . Další veličiny, které musíme měřit, jsou integrovaný signál z Mirnovovy cívky a proud kalibračním obvodem. Obě posledně jmenované veličiny jsou měřeny rychlými senzory s frekvencí 1 MHz. Poté je možné jejich načtení do programu pro výpočet kalibrační konstanty ve formě pole. Prvky tohoto pole budou v této kapitole indexovány písmeny t . Při výpočtu nejprve určíme, jaký signál na Mirnovově cívce vytvoří 1 kA proud v kalibračním obvodu. Tuto pomocnou konstantu označme k_{1m} . Nejprve provedeme odhad této konstanty

$$k_{1m}^* = \frac{\sum_{t_1}^{t_2} U_m^t}{\sum_{t_1}^{t_2} I^t}, \quad (\text{VII.7})$$

kde I^t je proud kalibračním obvodem v čase t a U_m^t je signál na m -té Mirnovově cívce v čase t . Tuto konstantu následně zpřesníme metodou nejmenších čtverců, čímž dostaneme konstantu k_{1m} . Konstanta k_{1m} tedy udává, jaký napěťový signál budeme měřit na m -té Mirnovově cívce při proudu použitým kalibračním obvodem 1 kA. Z programu, který byl popsán v předcházející části, máme vypočítáno magnetické pole na pozici dané magnetické cívky

vytvořené použitým kalibračním obvodem. Kalibrační konstantu pro m-tou Mirnovovu cívku k_m vypočteme tedy ze vzorce

$$k_m = \frac{B_m}{k_{1m}}. \quad (\text{VII.8})$$

K tomuto výpočtu dodejme, že bereme jako důvěryhodné pouze kalibrace těmi obvody, kde magnetické pole jimi vytvořené svírá s normálou závitu cívky úhel menší než 45°. Důvodem je, že v případě, kdy je na pozici cívky velké magnetické pole rovnoběžné se závitem, vyvolá i malá odchylka od udávané orientace cívky velký rozdíl v signálu. Cívka totiž bude náhle měřit i pole, které jsme do výpočtu nezahrnuli. Dodejme, že by se výsledné kalibrační konstanty při použití „nedůvěryhodného“ a „důvěryhodného“ obvodu neměly příliš lišit.

Nyní se podívejme na program, ve kterém se všechny výše popsané výpočty provádějí. Jeho první verze byla vyvinuta Mgr. Josefem Havlíčkem v IDL. Tato verze však počítala pouze kalibrační konstanty k_{1m} . Kalibrační konstanty k_m musely být později dopočteny manuálně v programu jako např. EXCEL. To je časově velmi náročné. Vzhledem k tomu, že výsledky v Tab. VII.1 a Tab. VII.2 nevysvětlují rozdíl v kalibračních konstantách vypočítaných z výstřelů kde byly použity různé kalibrační obvody v řádu procent, bude pravděpodobně třeba provádět kalibraci Mirnovových cívek ještě vícekrát, než bude dosaženo uspokojivého výsledku. Z tohoto důvodu jsem vylepšil původní program tak, aby rovnou počítal všechny údaje, které kalibrátor potřebuje získat z kalibrace a které potřebuje k posouzení důvěryhodnosti dané kalibrace. Nejprve program vypíše do souboru výsledky kalibračních konstant pro všechny výstřely a všechny Mirnovovy cívky a označí, zda jsou důvěryhodné. Z nich počítá průměrnou hodnotu ze všech „důvěryhodných“ kalibračních konstant, jejich standardní a relativní odchylku. Dále program počítá všechny tyto údaje pro výstřely, kde byl použit daný kalibrační obvod- to je dobré pro porovnání výsledků kalibrace z jednotlivých kalibračních obvodů. Všechny tyto výsledky potom pro každou Mirnovovu cívku vypíše do téhož souboru jako výsledky pro jednotlivé výstřely. Program je rovněž schopen rozlišit, jaký kalibrační obvod byl při daném výstřelu použit. Kalibrátor musí tedy v programu pouze přiřadit měřící kanály a příslušné Mirnovovy cívky, kanály, na kterých je Rogowského cívkou měřen proud kalibračním obvodem a soubor, ve kterém lze najít předpočítaná magnetická pole pro všechny Mirnovovy cívky. Výsledný soubor je poté možné snadno otevřít v programu EXCEL, kde se dají snadno dále zpracovávat.

Kapitola VIII: Určování polohy plazmatu za pomoci signálů z toroidálních kruhových závitů měřících poloidální magnetický tok (Poloidal Flux Loop)

Jak bylo řečeno v kapitole VI.2, pro určování polohy plazmatu je možné použít několik druhů magnetické diagnostiky. V této kapitole se budu zabývat teoretickými výpočty, na základě kterých se bude moci v budoucím zpětnovazebním systému určovat tvar magnetických povrchů a tím i poloha centra plazmatu. Základní idea těchto výpočtů je následující: V případě, že dochází k posuvům plazmatu, je na každém toroidálním kruhovém závitě (měřícím tedy poloidální tok, anglicky flux loop, zkráceně FL, viz kapitola VI) nacházejícím se v blízkosti plazmatu indukováno určité napětí, které je dáno časovou změnou vzájemné indukčnosti mezi proudovým prstencem a daným kruhovým závitěm. Signál daný posuvy plazmatu je integrován. Změřené napětí na integrátoru (viz kapitola VI), který je napojen na flux loop, díky tomu poskytuje částečnou informaci o tom, kde se centrum plazmatu nachází. Kombinací dvou vhodných signálů z flux loop získáme kompletní informaci o poloze plazmatu.

VIII.1: Výpočet vzájemné indukčnosti v cylindrických souřadnicích: Pro výpočet integrovaného napětí, které je generováno posuvy plazmatu, je nejprve nutné určit vzájemnou indukčnost plazma-flux loop. Obecný vzorec pro výpočet vzájemné indukčnosti L_{ij} dvou vodičů je [15]

$$L_{ij} = \frac{\mu_0}{4 \cdot \pi} \cdot \oint_{C1} \oint_{C2} \frac{\mathbf{dl}_1 \cdot \mathbf{dl}_2}{|\mathbf{R}_{12}|}, \quad (\text{VIII.1})$$

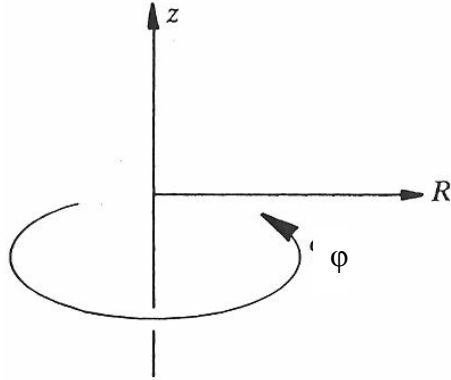
kde $\mathbf{dl}_{1,2}$ jsou směrové vektory jednotlivých elementů vodičů a $\mathbf{R}_{1,2}$ je vzdálenost těchto elementů. Tento vzorec platí pouze v případě, že tloušťka vodičů je mnohem menší než jejich vzájemná vzdálenost. To evidentně v případě plazmatu a flux loopu neplatí, způsob řešení tohoto problému bude diskutován v dalších kapitolách.

V případě výpočtu vzájemné indukčnosti plazmatu a flux loopu se vzorec (VIII.1) podstatně zjednoduší převedeme-li výpočet do cylindrických souřadnic. Označení souřadnic v tomto systému je zobrazeno na Obr. VIII.1. Pro numerický výpočet integrálu v (VIII.1) provedme nejprve diskretizaci ve směru φ (v tokamaku toroidální úhel) v cylindrických souřadnicích na N elementů. V tomto případě mají všechny elementy danou souřadnici R a z . Díky tomu můžeme z prvního vodiče uvažovat pouze jeden element se směrovým vektorem

$$\mathbf{dl}_1 = (dl, 0, 0) \quad (\text{VIII.2})$$

a spočítat vzájemnou indukčnost tohoto elementu s celým druhým vodičem, který má směrový vektor

$$\mathbf{dl}_2 = (R_2 \cos \varphi_{2k}, R_2 \sin \varphi_{2k}, 0) \quad (\text{VIII.3})$$



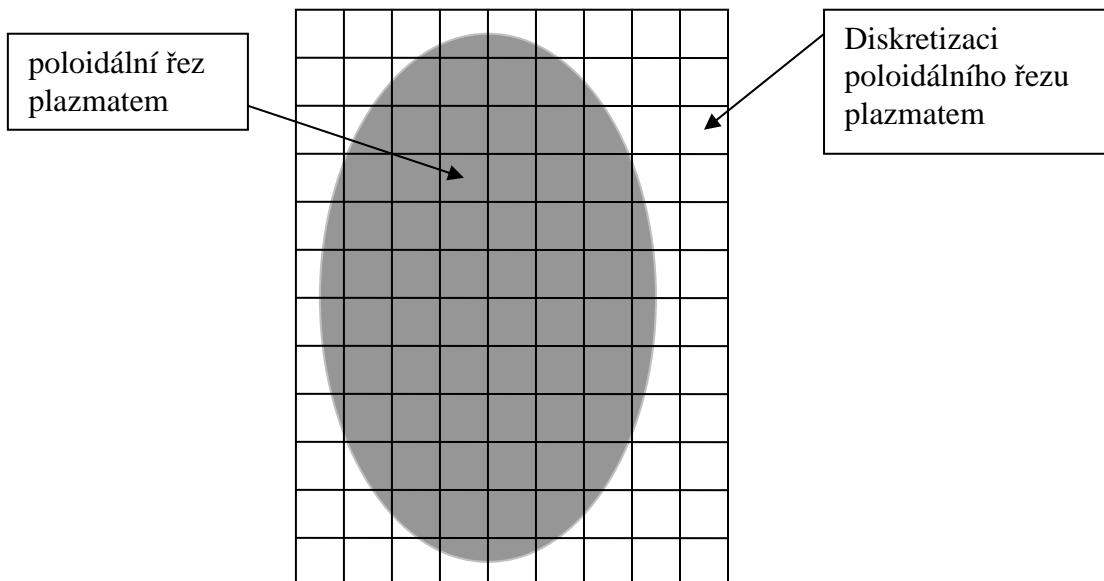
Obr. VIII.1: Systém cylindrických souřadnic.

Výslednou vzájemnou indukčnost vodičů získáme vynásobením vzájemné indukčnosti mezi jedním elementem prvního vodiče a druhým vodičem počtem elementů N . Po úpravách a vyjádření \mathbf{R}_{12} získáme finální výraz pro výpočet vzájemné indukčnosti dvou vodičů v cylindrických souřadnicích s pevně daným R a z :

$$L_{ij} = \frac{\mu_0 \cdot R_1 \cdot R_2 \cdot \pi}{N} \cdot \sum_{k=0}^{k=N-1} \frac{\cos \varphi_k}{|(R_1 - R_2 \cdot \cos \varphi_k, R_2 \cdot \cos \varphi_k, z_1 - z_2)|}. \quad (\text{VIII.4})$$

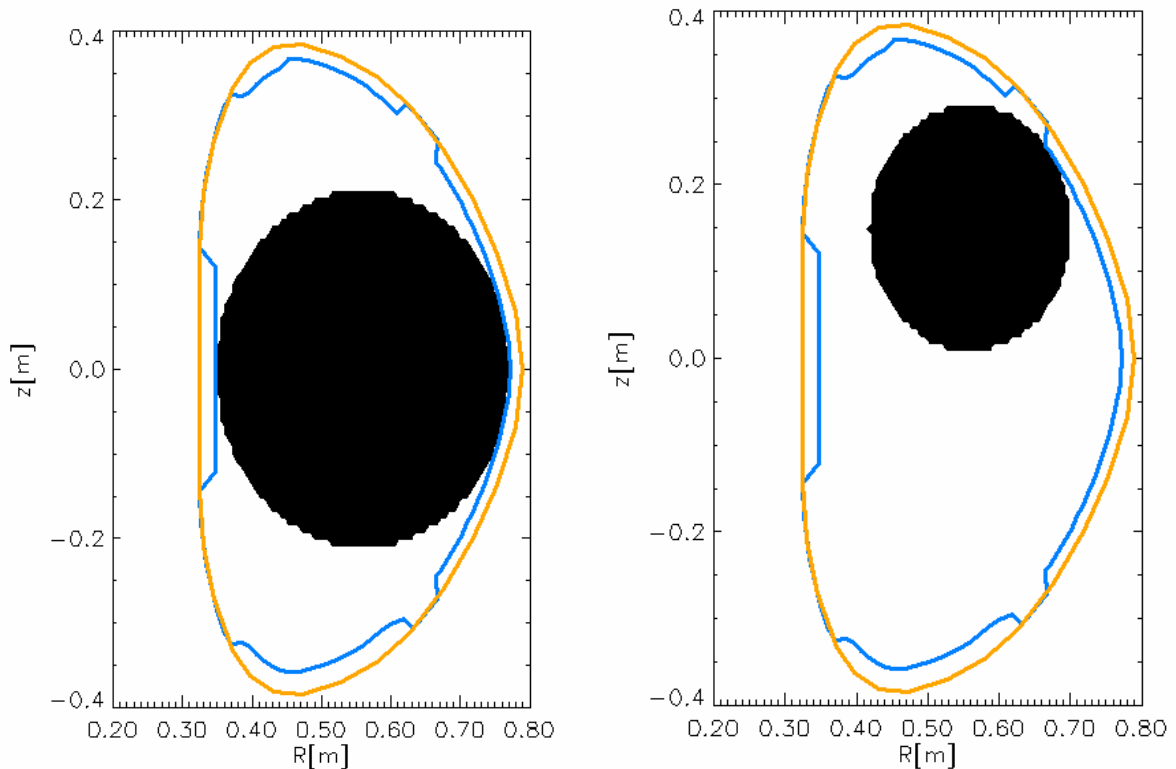
V tomto výrazu $R_{1,2}$ značí poloměr prvního, resp. druhého vodiče, k značí sčítací index a φ_k udává φ souřadnici k -tého elementu.

VIII.2: Signál od plazmatu měřený na flux loop: Jak bylo řečeno výše, vzorec (VIII.1) je platný pouze v případě, že je vzdálenost vodičů mnohem větší než jejich tloušťka. Aby byl tento předpoklad splněn i pro plazma, je třeba rozdělit ho na určitý počet elementů. Princip tohoto dělení je naznačen na Obr. VIII.2. Tyto elementy budou mít v případě diskretizace obecně obdélníkový poloidální řez a budou toroidálně symetrické. Zároveň budou natolik malé, že proudovou hustotu v nich bude možné považovat za konstantní. Pro určení vzájemné indukčnosti plazmatu a flux loopu je nejprve třeba určit vzájemnou indukčnost mezi každým elementem plazmatu a daným flux loopem L_{PE} .



Obr. VIII.2: Diskretizace plazmatu pro výpočet vzájemné indukčnosti plazmatu a flux loopu.

Dále je třeba určit elektrický proud každým elementem plazmatu. Pro odhad proudového profilu slouží vzorec (III.4) $j(r) = j(0) \cdot (1 - \frac{r^2}{a^2})^\nu$. Tento vzorec byl modifikován v programu vytvořeném Mgr. Josefem Havlíčkem pro obecně eliptické plazma. Považujme celkový proud plazmatem za konstantní a faktor zužování proudového profilu v („peakovací“ faktor) taktéž. V důsledku posuvů plazmatu v komoře se bude měnit pouze malý poloměr a a středová proudová hustota $j(0)$. Malý poloměr plazmatu je dán jako vzdálenost nejbližšího bodu limiteru komory od centra plazmatu v poloidálním řezu. Toto je pro kruhové plazma ilustrováno na Obr. VIII.3. Stejná procedura je provedena pro eliptické plazma ve výše zmíněném programu Mgr. Josefa Havlíčka. Hodnota $j(0)$ je později dopočtena tak, aby byl zachován celkový proud plazmatem.



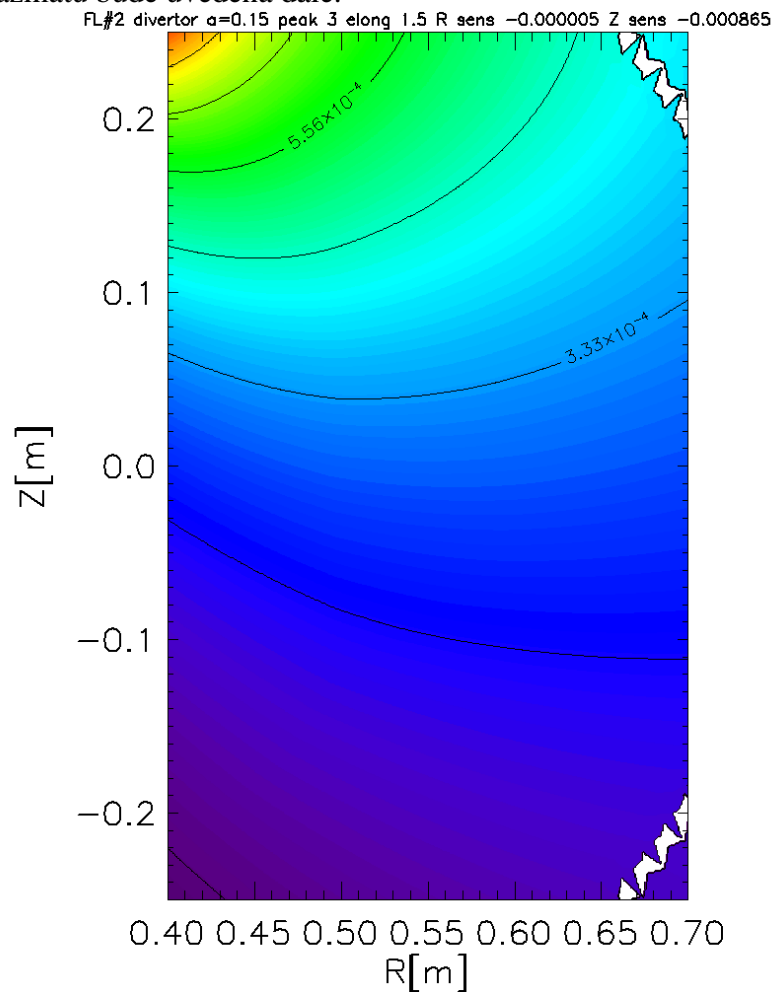
Obr. VIII.3: Určení malého poloměru pro kruhové plazma. Na obrázku vlevo je centrum plazmatu umístěno ve středu komory a na obrázku vpravo je posunuto o 15 cm nad střed komory. Černou barvou je označena oblast, kde se nachází proudový prstenec, oranžovou barvou inconelová vakuová komora a modře jsou značeny limiterové desky.

Signál generovaný plazmatem na flux loopu lze určit ze vzorce

$$S = \sum_{k=1}^m L_{PEk} \cdot I_k, \quad (\text{VIII.4})$$

kde k značí k -tý element plazmatu, m je počet elementů plazmatu a I_k je proud k -tým elementem plazmatu. Pokud budeme měnit v programu polohu plazmatu, bude se podle vzorce (III.4) měnit i proud jednotlivými elementy plazmatu a signál ve vzorci (VIII.4) se bude tím pádem pro různé polohy plazmatu lišit.

VIII.3: Určení polohy plazmatu: Pro určení polohy plazmatu z měření pomocí FL je nejprve spočítán integrovaný signál, který bude plazma generovat na daném FL pro různé pozice centra plazmatu a různé režimy výboje (viz dále). V počáteční fázi výboje nevzniká plazma na tokamaku COMPASS ve středu komory ale na okraji, proto je třeba při výpočtu uvažovat pozice centra plazmatu v podstatě po celé komoře. Jak vypadají tyto signály pro FL č. 2 (pozice všech FL jsou popsány v kapitole VI) je vidět na Obr. VIII.4. „Vrstevnice“ na tomto obrázku spojují místa, ze kterých je signál generovaný na flux loop konstantní. Pokud tedy vezmeme u signál ze dvou flux loopů, určí nám průsečík „vrstevnic“ daných signály na jednotlivých flux loopech polohu centra plazmatu. Vhodná kombinace flux loopů pro určování polohy plazmatu bude uvedena dále.



Obr. VIII.4: Závislost signálu ve V/kA generovaného plazmatem na flux loop 2 na poloze plazmatu s proudem 1 kA. Červená místa značí velký signál, modrá a fialová místa slabý signál. Bílá místa v pravých rozích jsou způsobena tím, že plazma „prochází“ komorou. Tento případ je počítán pro divertorové plazma s elongací 1,5 a faktorem $v=3$.

VIII.4: Požadavky na diagnostiku určující polohu plazmatu: Kombinace závitů flux loop, pomocí které se bude v reálném případě určovat poloha plazmatu, musí splňovat několik základních požadavků.

Protože bude třeba používat stále stejnou diagnostiku pro různé režimy výboje (tj. divertorové a limiterové plazma s různě protaženým poloidálním řezem (tzv. elongace)) a různé proudové profily, je třeba, aby generovaný signál byl co nejméně závislý na vlastním proudovém rozložení, zato však co nejvíce na poloze plazmatu. Aby bylo možné toto

posoudit, počítal jsem signály pro všechny uvažované kombinace flux loopů vždy pro divertorové a limiterové plazma a v obou těchto případech pro peakovací faktor 2, 3 a elongaci 1, 1,5 a 2. Vhodnost dané kombinace signálů z flux loop (z hlediska nezávislosti na parametrech výboje) pro určení polohy plazmatu ve směru R, resp. z jsem zjišťoval porovnáváním signálů při fixovaném z a proměnném R, resp. fixovaném R a proměnném z (viz Obr. VIII.6, 8, 10 níže).

Dále je třeba, aby „vrstevnice“ signálů od plazmatu obou kombinací flux loopů byly na sebe co „nejkolmější“. Pokud by tomu tak nebylo, mohl by již malý šum v signálu způsobit velkou chybu určení pozice plazmatu. Je také třeba, aby vrstevnice ve všech případech měli pouze jeden průsečík.

Na základě těchto kritérií jsem vytvořil dva návrhy kombinací signálů z flux loopů pro určování polohy plazmatu ve směru z a jeden ve směru R.

Signál z prvního návrhu kombinace signálů flux loop pro měření polohy plazmatu ve směru z je na Obr. VIII.5. Výsledný signál zobrazený na obrázku je dán vzorcem

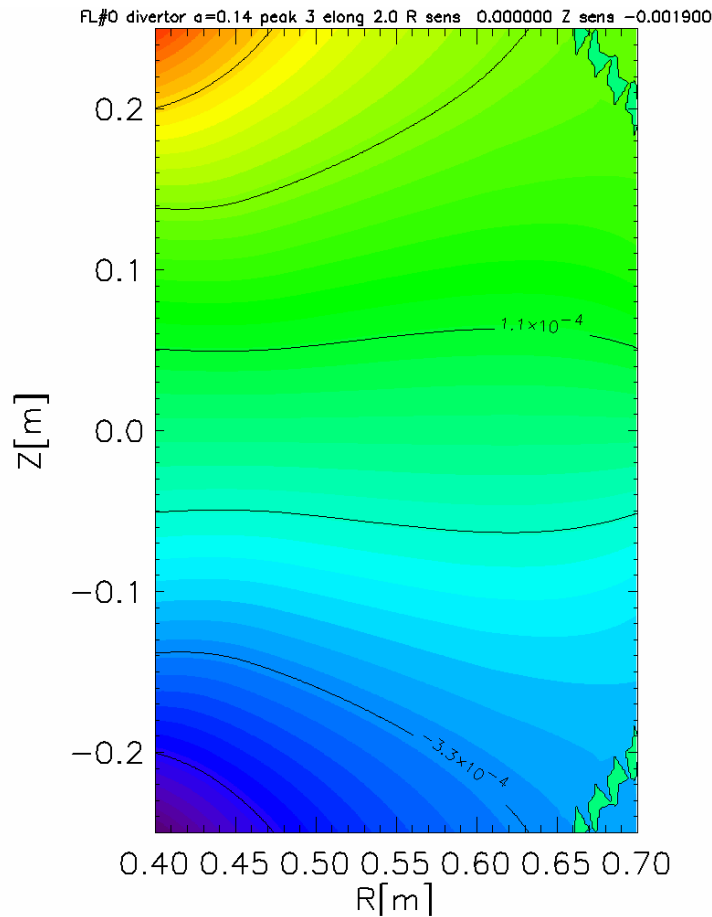
$$S_{TOT} = S_2 - S_7 + \frac{1}{10} \cdot (S_1 - S_8), \quad (\text{VIII.5})$$

kde S_i je signál z i-tého flux loopu a S_{TOT} je celkový signál z této kombinace flux loop. Na Obr. VIII.6 jsou vidět signály na této kombinaci flux loop pro různé parametry plazmatu (viz výše) v závislosti na z souřadnici centra plazmatu při R fixovaném na 0,56 m.

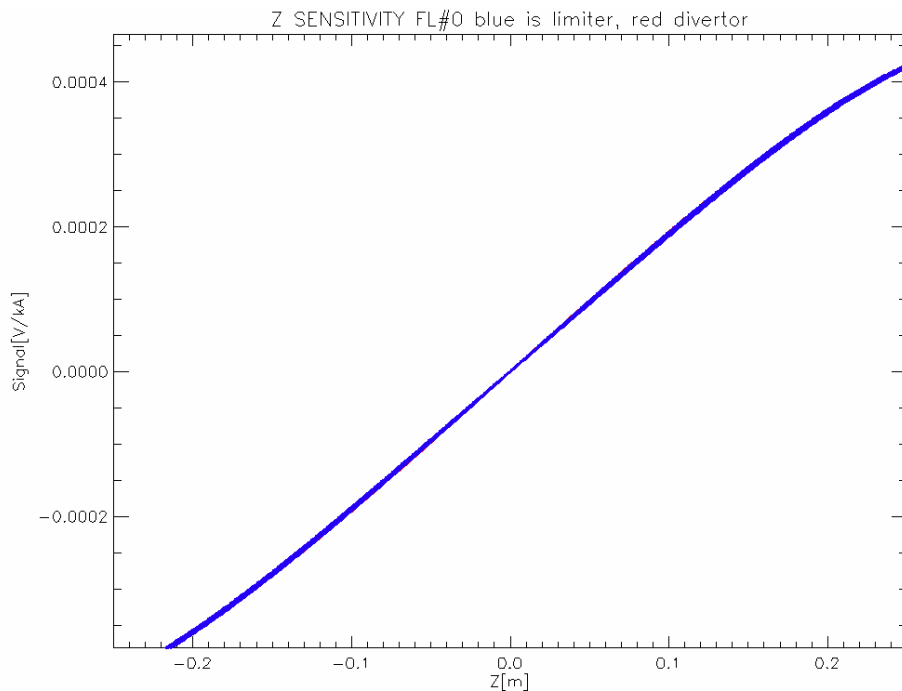
Signál z druhého návrhu kombinace signálů pro měření polohy ve směru z je na Obr. VIII.7 a signál pro různé konfigurace plazmatu při fixovaném R na 0,56 m je na Obr. VIII.8. Výsledný signál na této kombinaci je dán vzorcem

$$S_{TOT} = S_2 - S_7. \quad (\text{VIII.6})$$

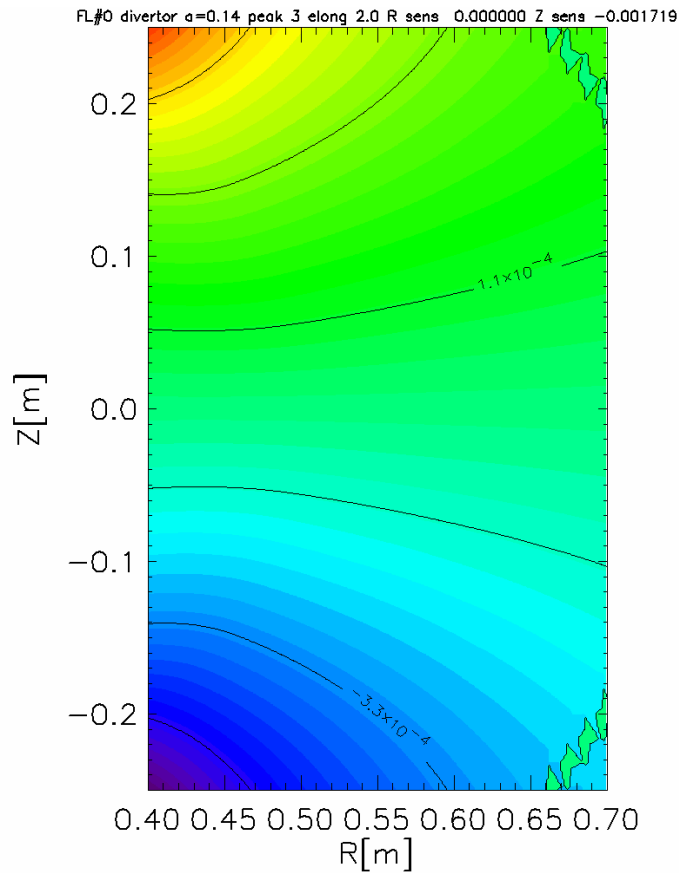
V případě obou návrhů určená poloha centra plazmatu téměř nezáleží na režimu výboje, jak je vidět z Obr. VIII.6 a Obr. VIII.8.



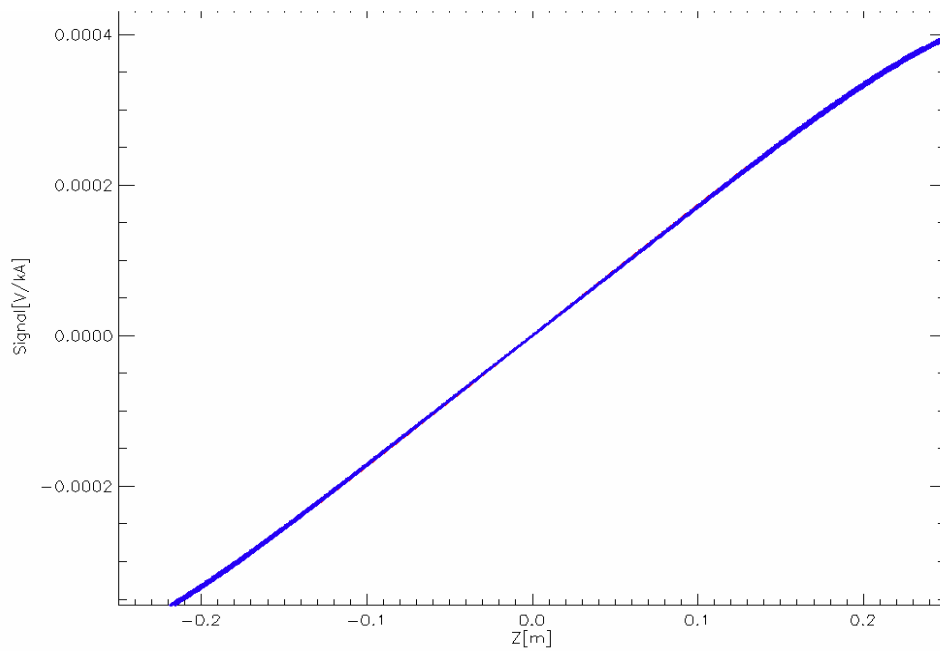
Obr. VIII.5: Signál z první kombinace signálů z flux loopů (ve V/kA) v závislosti na poloze centra plazmatu pro určování polohy plazmatu ve směru z. Souřadnice R a z udává polohu centra plazmatu.



Obr. VIII.6: Závislost signálu z první kombinace flux loop na z souřadnici centra plazmatu při R fixovaném na 0,56 m. Fialová barva značí divertorové plazma a modrá limiterové. V tomto případě téměř nezáleží na tom, zda se jedná o divertorovou či limiterovou konfiguraci výboje, tudíž se barvy překrývají a je vidět pouze modrá.



Obr. VIII.7: Signál z druhé kombinace flux loopů (ve V/kA) v závislosti na poloze centra plazmatu pro určování polohy plazmatu ve směru z.



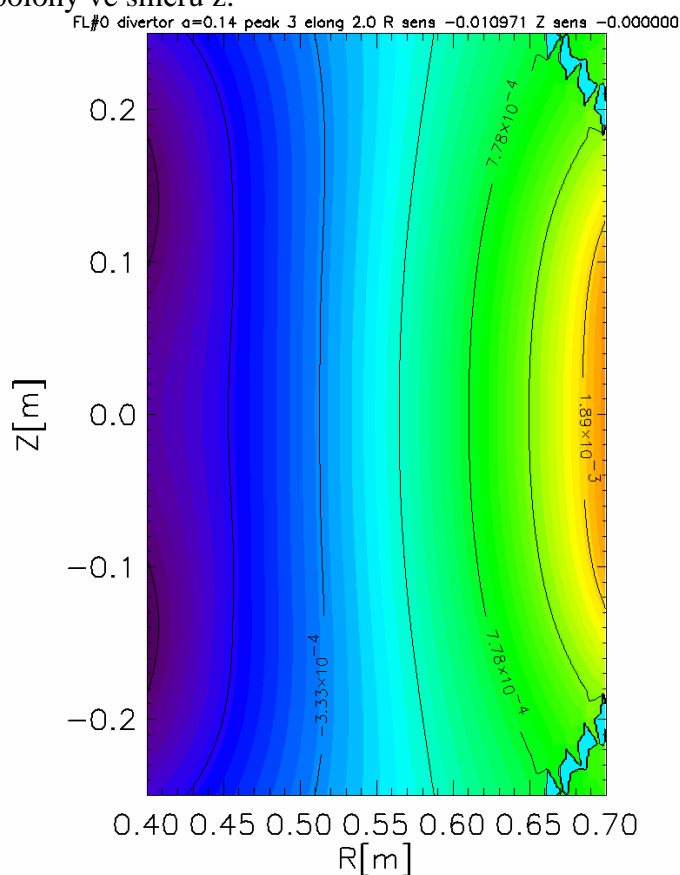
Obr. VIII.8: Závislost signálu z druhé kombinace flux loop na z souřadnici centra plazmatu při R fixovaném na 0,56 m. Fialová barva značí divertorové plazma a modrá limiterové. V tomto případě téměř nezáleží na tom, zda se jedná o divertorovou či limiterovou konfiguraci výboje, tudíž se barvy překrývají a je vidět pouze modrá.

Podívejme se nyní na to, jakým způsobem lze pomocí flux loop určit polohu plazmatu ve směru R. Signál z kombinace flux loopů pro měření polohy ve směru R je na Obr. VIII.9 a signál pro různé konfigurace plazmatu při fixovaném z na 0,0 m a proměnném R je na Obr. VIII.10. Výsledný signál na této kombinaci je dán vzorcem

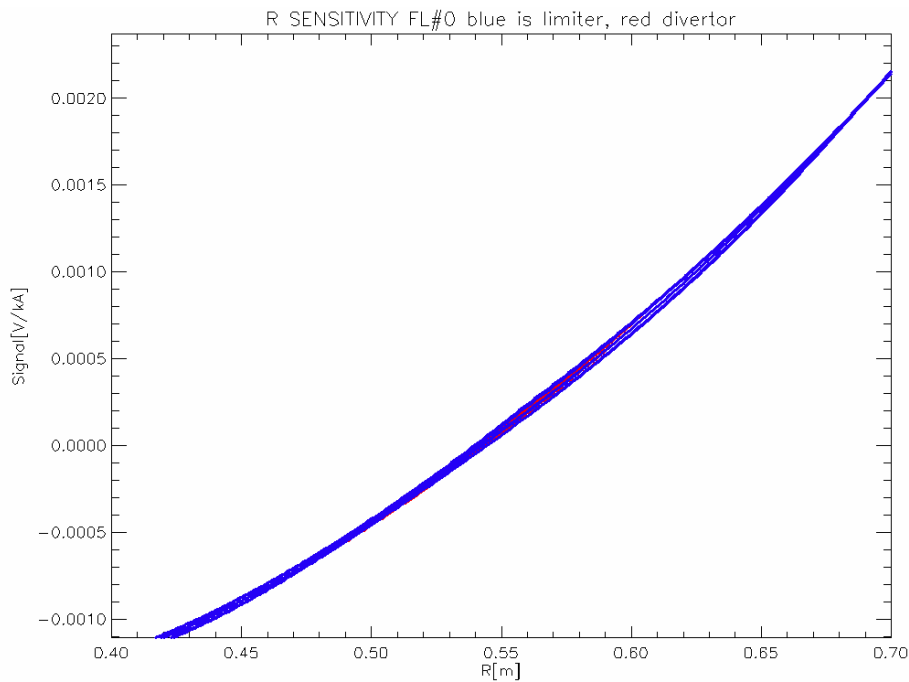
$$S_{TOT} = 2,5 \cdot (S_6 + S_3) - (S_1 + S_8). \quad (\text{VIII.7})$$

U tohoto návrhu je chyba určení polohy centra plazmatu v závislosti na režimu výboje menší než 0,5 cm.

Kombinace flux loop pro měření z-tové souřadnice podle prvního návrhu má výhodu v tom, že jsou „vrstevnice“ na sebe „kolmější“. V principu by ale mělo být možné užít obou návrhů pro měření polohy ve směru z.



Obr. VIII.9: Signál z kombinace zapojení flux loopů (ve V/kA) v závislosti na poloze centra plazmatu pro určování polohy plazmatu ve směru R.



Obr. VIII.10: Závislost signálu z kombinace flux loop na určení R souřadnice centra plazmatu při z fixovaném na $0,0$ m. Fialová barva značí divertorové plazma a modrá limiterové. V tomto případě závisí signál na tom, zda je plazma limiterové či divertorové pouze u středu komory $R = 0,56$ m.

Sytém určování polohy plazmatu popsany v této kapitole bude v blízké době použit na tokamaku COMPASS.

Kapitola IX: Model systému zpětnovazebního řízení polohy plazmatu

System zpětnovazebního řízení polohy plazmatu se na tokamaku COMPASS skládá z magnetické diagnostiky pro určování polohy plazmatu (viz kapitola VIII), zpětnovazebních obvodů (viz kapitola IV), proudových zdrojů pro tyto zpětnovazební obvody a PI regulátoru, který určuje napětí na těchto proudových zdrojích. Pro rychlejší a efektivnější vyladění parametrů PI regulátoru (viz dále) je třeba znát alespoň řádově potřebné parametry z fyzikálního modelu celého systému- jejich experimentální stanovení by bylo bez této znalosti velice obtížné z důvodu nutnosti provedení velkého množství výbojů pro nalezení nejvhodnějších parametrů. Právě fyzikální model zpětnovazebního systému pro vertikální stabilizaci plazmatu vytvořený v rámci této diplomové práce bude rozebrán v následující kapitole.

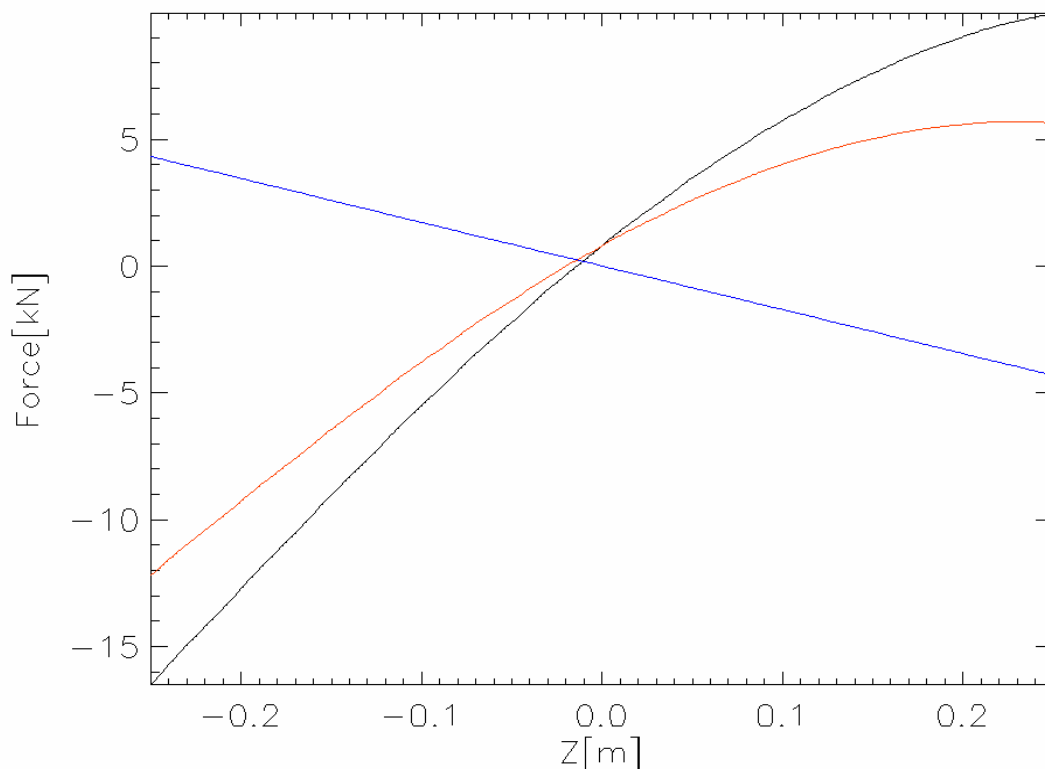
Tento model bere v úvahu následující efekty: Magnetická pole vinutí poloidálního pole EFPS a SFPS způsobují, že je pozice plazmatu vertikálně nestabilní a v případě jeho vychýlení z rovnovážné polohy dochází k VDE (zkratka z anglického vertical displacement event, podrobněji diskutováno v kapitole V). Tato nestabilita je částečně tlumena vířivými proudy v komoře a částečně vnějším zpětnovazebním systémem. Také průnik pole zpětnovazebního systému do komory je brzděn vodivou stěnou komory. Cílem modelu je najít parametry PI regulátoru které povedou ke zvýšené stabilitě systému.

Na tomto místě je třeba uvést že se nejedná o kompletní model zpětnovazebního systému- vůbec nebylo např. bráno v úvahu zpoždění pronikání magnetického pole zpětnovazebního systému a pole vířivých proudů komory do plazmatu způsobené vodivostí plazmatu.

IX.1: Síly působící na plazma vyvolané obvody EFPS a SFPS: Spočítejme nyní sílu působící na plazma v důsledku magnetického pole EFPS a SFPS-SND v závislosti na vertikální poloze plazmatu. Stejným způsobem jako v kapitole VIII určíme rozložení proudu v plazmatu. Poté spočteme radiální složku magnetického pole, které je vytvářeno proudy v obvodech EFPS a SFPS-SND v místech, kam byly umístěny proudy plazmatem (po diskretizaci, viz Obr. VIII.2, je vždy umístěn veškerý proud v daném elementu v jeho středu) podle vzorce (VII.2). Síla působící ve vertikálním směru na element plazmatu s velkým poloměrem r_j a proudem I_j je možné určit podle vzorce

$$F_j = 2 \cdot \pi \cdot r_j \cdot I_j \cdot (B_r^{EFPS} + B_r^{SFPS}), \quad (IX.1)$$

kde $B_r^{EFPS, SFPS}$ je radiální složka magnetického pole vytvářená proudem v EFPS, SFPS-SND v místě centra elementu plazmatu. Pokud sečteme síly působící na všechny elementy dostaneme celkovou sílu působící na plazma v dané pozici. Pozice centra plazmatu se pohybují v rozsahu vertikálních poloh od -25 cm do 25 cm. Proudové rozložení bylo v tomto případě určováno stejně jako v případě kapitoly VIII. Na Obr. IX.1 je vidět průběh síly působící na plazma pro proud v EFPS 5 kA, v SFPS-SND 5kA a v plazmatu 150 kA. Dodejme, že síla způsobená obvodem EFPS má na plazma ve vertikálním směru stabilizační efekt, naopak síla způsobená SFPS má efekt destabilizační.



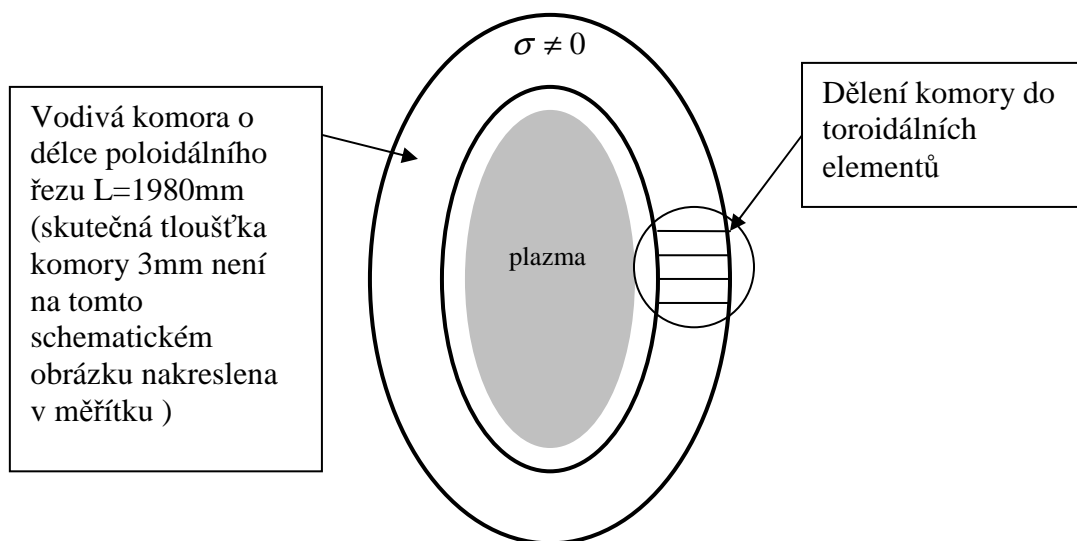
Obr. IX.1: Závislost vertikální síly způsobené proudy v EFPS (modře), SFPS-SND(černě) a celkové (červeně) působící na plazma na vertikální poloze centra plazmatu. Proud v EFPS je v tomto případě 5 kA, v SFPS-SND 5 kA a proud plazmatem je 150 kA.

IX.2: Proudů indukované v komoře: Nyní se podívejme na to, jak vodivá komora tlumí vývoj VDE. V případě jakéhokoliv pohybu plazmatu v poloidální rovině jsou v komoře indukovány vířivé proudy v toroidálním směru (viz např. [16]). Proudů komorou ve směru poloidálním se v důsledku VDE vyskytují pouze tam, kde indukované toroidální proudy obtékají porty, narušující celistvost toroidu.

Aby bylo možné dosáhnout lepší přesnosti výpočtu, rozdělil jsem komoru na 30 rovnoměrně rozmístěných toroidálních elementů. Toto dělení je znázorněno na Obr. IX.2. Přítomnost portů byla zanedbána. Odpory těchto elementů R_i byly určen podle vzorce

$$R_i = \frac{2 \cdot \pi \cdot \zeta_i \cdot r \cdot n}{d \cdot o}, \quad (\text{IX.2})$$

kde ζ_i je poloměr toroidálního elementu, r je měrný odpor materiálu komory (inconelu) $1,29 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$, d je tloušťka komory 3 mm, n je počet toroidálních elementů na který byla komory rozdělena a o je obvod komory v poloidálním řezu 1,98 m.



Obr. IX.2: Znárodnění dělení komory na jednotlivé toroidální elementy. Na tomto obrázku se jedná vždy o celý toroidální element. Pro účely výpočtu byla komora rozdělena rovnoměrně na 30 těchto elementů (tzn. s řezem $3xL/30=3x66\text{mm}$).

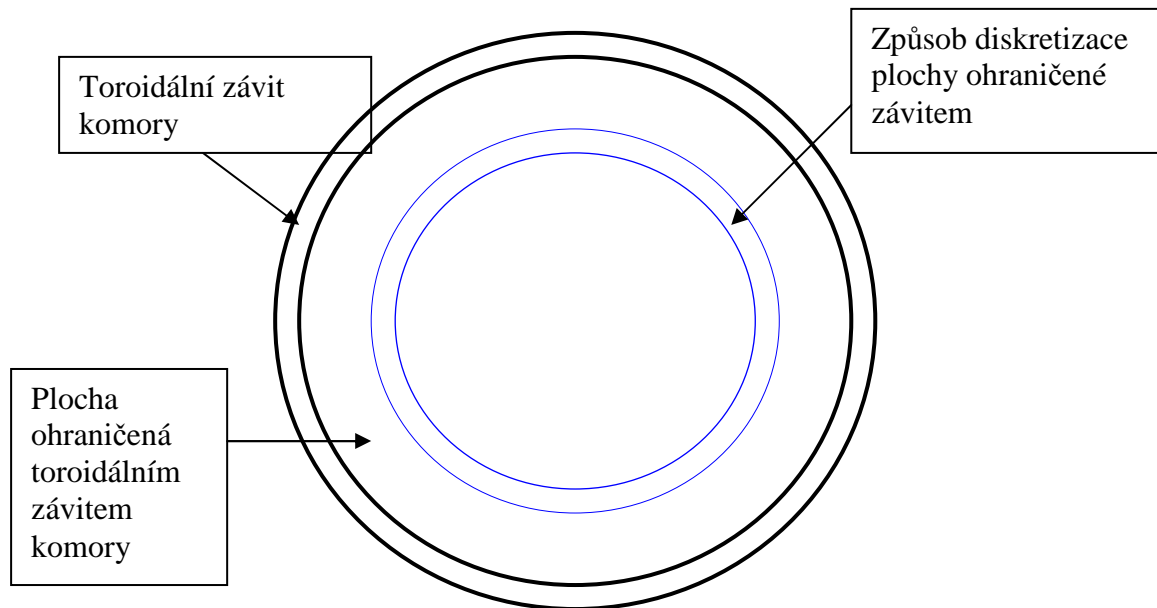
Podívejme se nyní na další klíčovou vlastnost elementů komory- jejich vlastní indukčnost. Vlastní indukčnost závitu je definována jako magnetický tok závitem vytvořený protékáním 1 A proudu tímto závitem. Spočítejme tento tok pro toroidální závit komory s tloušťkou 3 mm. Na Obr. IX.3 je vidět geometrie výpočtu- plocha ohraničená toroidálním elementem komory je rozdělena způsobem naznačeným modrou barvou- na místě každého takového elementu vnitřní plochy závitu spočteme vertikální složku magnetického pole generovaného proudem závitem (viz vzorec (VII.6)). Ze znalosti plochy takového elementu lze pak snadno určit magnetický tok touto plochou. Takto snadno určíme magnetický tok plochou, která je ohraničena toroidálním závitem komory. Pro co nejpřesnější výpočet (vlastní indukčnost toroidálního závitu komory je klíčový faktor z hlediska přesnosti modelu) jsem každý z 30 toroidálních elementů rozdělil ještě na dalších 22 (=66:3) toroidálních subelementů se čtvercovým průřezem o straně 3 mm (tj. tloušťce komory). Mezi tyto subelementy jsem rozdělil celkový proud elementem podle jejich odporů (ty byly určeny podobně jako ve vzorci IX.2). Poté jsem počítal toky způsobem naznačeným výše pro vnitřní plochu na z souřadnici každého subelementu- k tomuto toku přispívají i proudy všemi ostatními subelementy.

Je také nutné uvažovat magnetické toky které procházejí samotnými toroidálními subelementy komory (tj. vnitřní indukčnost). Předpokládejme, že je v subelementu komory proud distribuován rovnoměrně. Poté, nachází-li se „modrá plocha“ (viz Obr. IX.3) v toroidálním elementu (tj. průnik toroidálního závitu a „modré plochy“ je neprázdná množina), je redukován proud daným subelementem podle vzorce

$$I' = I \cdot \left(1 - \frac{(a - d/2)^2}{d^2/4}\right), \quad (\text{IX.3})$$

kde d je tloušťka komory a a je vzdálenost středu „modrého“ elementu na Obr. IX.3 od středu subelementu komory.

Tímto způsobem dostaneme 22 různých magnetických toků. Jejich průměr je vlastní indukčností daného závitu.



Obr. IX.3: Znárodnění diskretizace plochy ohraničené toroidálním závitem komory pro výpočet vlastní indukčnosti závitu. Pohled na komoru shora.

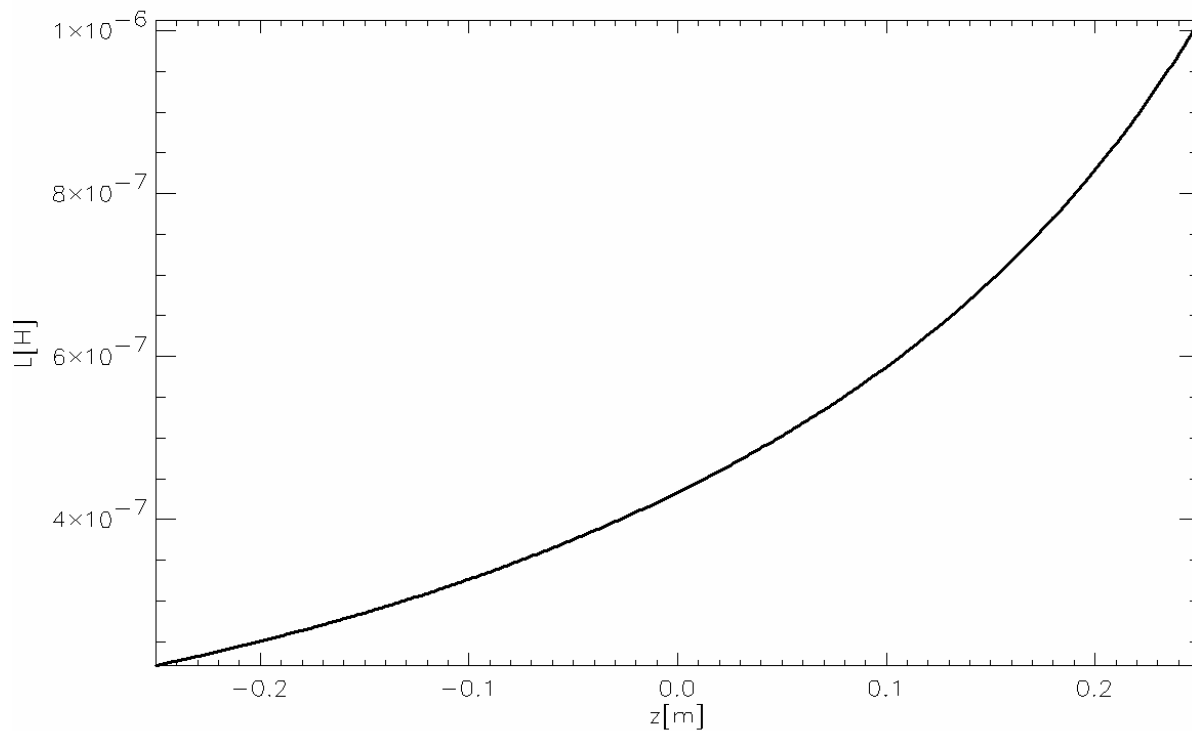
Přejdeme nyní ke způsobu určení napětí indukovaného na jednotlivých „velkých“ elementech komory (těchto elementů je 30).

Nejprve spočítáme vzájemnou indukčnost každého toroidálního elementu komory a plazmatu s danou elongací a proudovým rozložením. Pro tento výpočet opět rozdělíme plazma jako na Obr. VIII.2 a spočítáme stejným způsobem jako v části VIII.2 integrovaný signál na elementu komory. Vydělením tohoto signálu celkovým proudem plazmatem dostaneme vzájemnou indukčnost plazmatu a elementu komory. Tento výpočet provedeme pro vertikální pozice centra plazmatu od $-0,25$ m do $0,25$ m s krokem 1 mm. Závislost vzájemné indukčnosti plazmatu a elementu komory na poloze centra plazmatu je vidět pro dva různé elementy na Obr. IX.4 (souřadnice $R = 0,56$ m a $z = 0,4$ m) a Obr. IX.5 (souřadnice $R = 1$ m a $z = 0$ m).

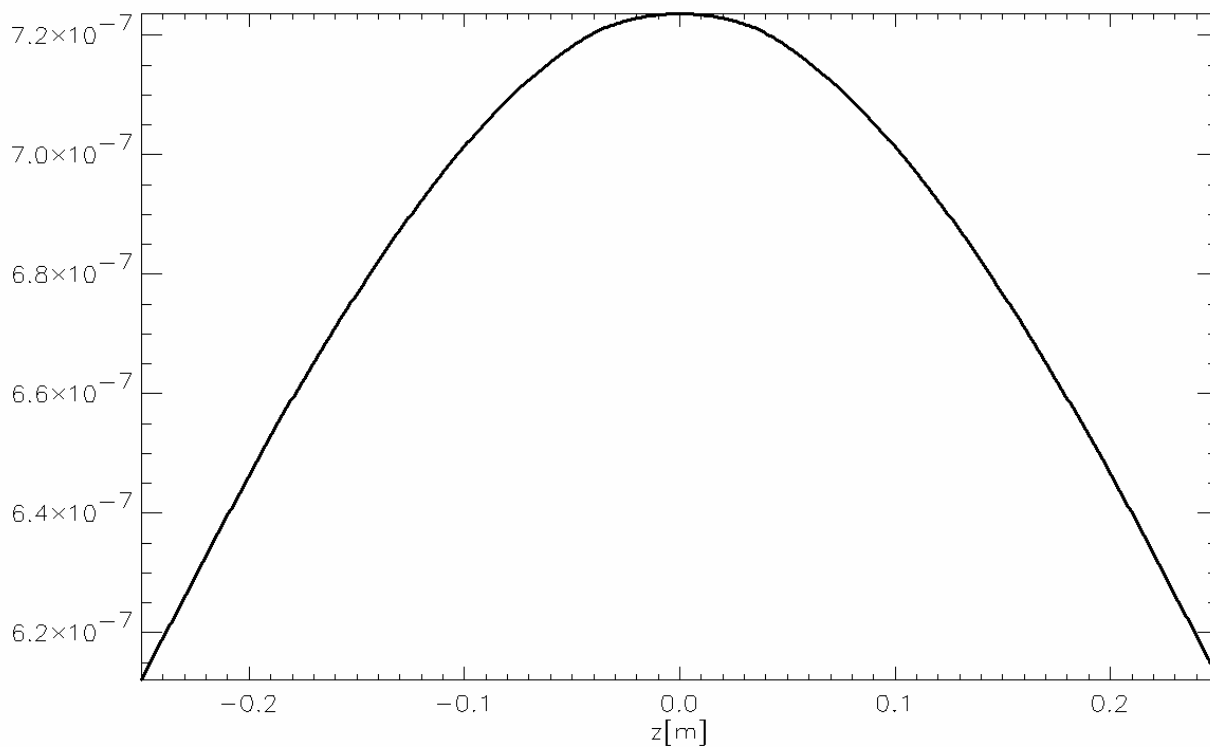
Pokud budeme předpokládat konstantní proud plazmatem, indukované napětí v důsledku posuvů plazmatu na i -tém elementu bude dáno vztahem

$$U_{iP} = I_P \cdot \frac{dL_{iP}}{dt}, \quad (\text{IX.4})$$

kde I_P je proud plazmatem a L_{iP} je vzájemná indukčnost plazmatu a i -tého elementu komory.



Obr. IX.4: Vzájemná indukčnost mezi plazmatem a horním elementem komory se souřadnicemi $R=0,56$ m a $z=0,4$ m v závislosti na vertikální poloze centra plazmatu.



Obr. IX.5: Vzájemná indukčnost mezi plazmatem a elementem na vnější straně komory se souřadnicemi $R=1,0$ m a $z=0,0$ m v závislosti na vertikální poloze centra plazmatu.

Spočteme ještě napětí indukované na elementech komory v důsledku změn proudu procházejícího zpětnovazebním systémem. To bude dáno vztahem

$$U_{iF} = L_{iF} \cdot \frac{dI_F}{dt}, \quad (\text{IX.5})$$

kde L_{iF} je vzájemná indukčnost mezi vinutím pro zpětnovazební řízení polohy ve vertikálním směru a i -tým elementem komory (spočteno pomocí vztahu VIII.4) a I_F je proud zpětnovazebním vinutím.

Nyní spočteme proudy indukované v jednotlivých toroidálních elementech komory. Napětí na těchto elementech je v této fázi výpočtu dáno pouze pohyby plazmatu a tím vyvolanými změnami vzájemné indukčnosti mezi plazmatem a elementy komory a změnami proudu ve vinutí pro zpětnovazební řízení vertikální polohy plazmatu. Proudů elementy komory vyvolané těmito dvěma efekty je možné spočíst z následující soustavy rovnic:

$$\begin{aligned} U_{1P} + U_{1F} &= R_1 \cdot I_1 + L_1 \frac{dI_1}{dt} + \sum_{j, j \neq 1} L_{1j} \cdot \frac{dI_j}{dt} \\ &\vdots \\ U_{nP} + U_{nF} &= R_n \cdot I_n + L_n \frac{dI_n}{dt} + \sum_{j, j \neq n} L_{nj} \cdot \frac{dI_j}{dt} \end{aligned}, \quad (\text{IX.6})$$

kde U_{iP} je napětí vyvolané pohyby plazmatu na i -tém elementu, U_{iF} je napětí vyvolané proudovými změnami ve zpětnovazebním vinutí na i -tém elementu, I_i je proud v i -tém elementu komory, R_i je odpor i -tého elementu komory, L_i je vlastní indukčnost i -tého elementu a L_{ij} je vzájemná indukčnost mezi i -tým a j -tým elementem komory. Vyřešením této rovnice Eulerovou metodou (metody vyššího řádu se ukázaly jako nevyhovující z důvodu numerických nestabilit a pomalosti výpočtu) dostaneme časový průběh proudů v elementech komory.

Jak bude konkrétní pohyb plazmatu, způsobený vertikální nestabilitou VDE, tlumen těmito proudy, a z toho vyplývající pro potlačení VDE potřebný proud ve zpětnovazebních vinutích, bude spočten v následujícím odstavci.

IX.3: Pohybová rovnice pro plazma: Podívejme se nyní na rovnici, která bude popisovat pohyb plazmatu v důsledku vertikální nestability. Vyjděme ze základního vztahu

$$m_p \cdot \frac{d^2 z}{dt^2} = F_K + F_{SE} + F_F, \quad (\text{IX.7})$$

kde m_p je hmotnost plazmatu (pro typický výboj na COMPASSu cca 10^{-7} kg), F_K je síla působící na plazma v důsledku indukovaných vířivých proudů v komoře, F_{SE} je síla působící na plazma v důsledku proudů obvodu EFPS a SFPS a F_F je síla působící na plazma v důsledku proudů obvodem pro zpětnovazební řízení vertikální polohy plazmatu. Diskretizací v čase dostaneme

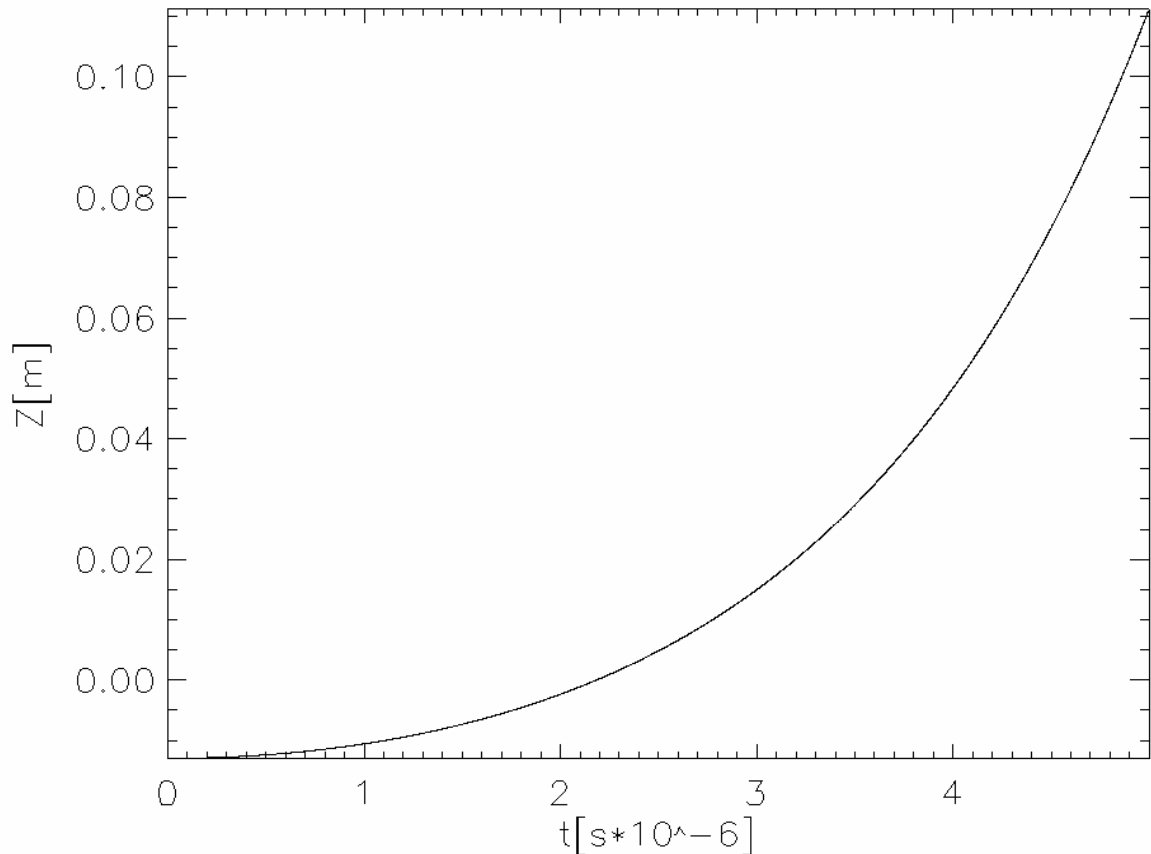
$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{z_{i+1} - 2z_i + z_{i-1}}{\delta t^2}, \quad (\text{IX.8})$$

kde i je index označující časový krok kterého se daný údaj týká a δt je délka časového kroku. Dosazením (IX.8) do (IX.7) dostaneme výpočetní schéma pro souřadnici z v $i+1$ kroku

$$z_{i+1} = 2 \cdot z_i - z_{i-1} + \frac{F_K + F_{SE} + F_F}{m_p} \cdot \delta t^2. \quad (\text{IX.9})$$

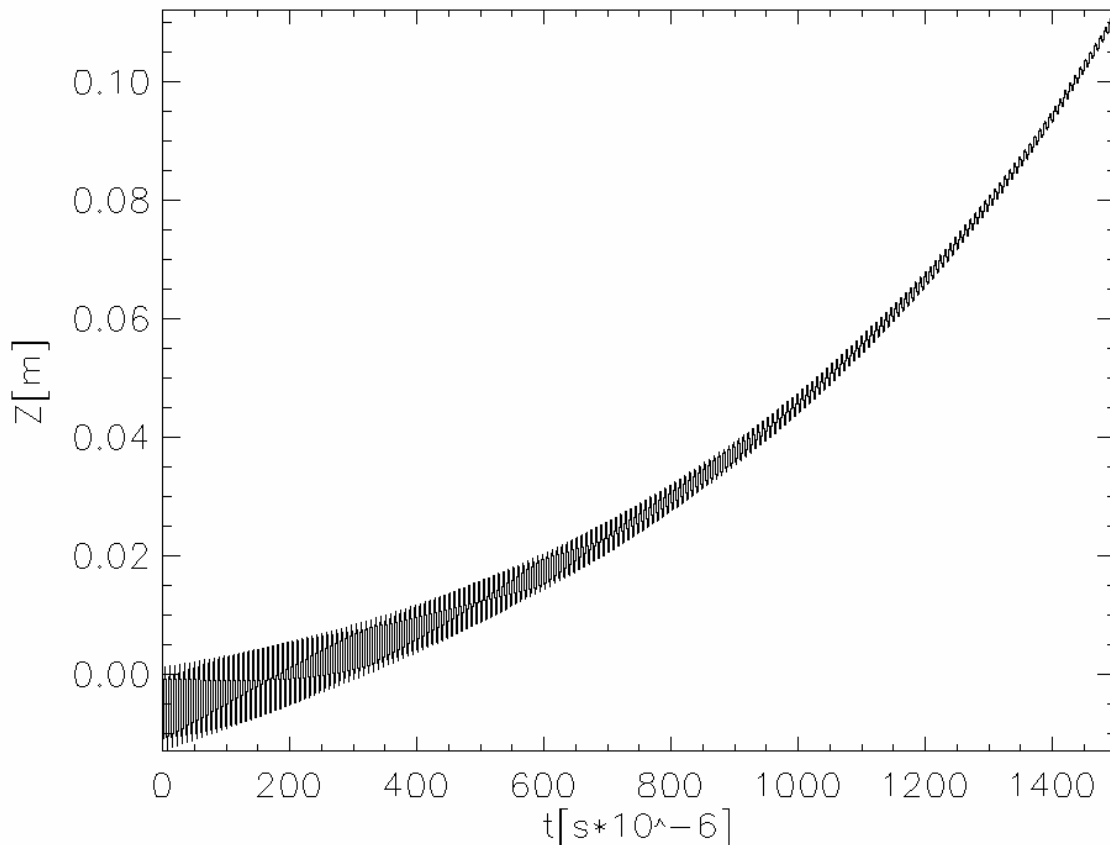
Porovnejme nyní to, jak bude vypadat pohyb plazmatu v případě zanedbání vířivých proudů komorou a v případě jeho tlumení těmito proudy. V obou případech jsem počáteční polohu centra plazmatu zvolil 1 cm nad rovnovážnou polohou, která se pro proud EFPS 5kA a proud v SFPS-SND 5 kA nachází na souřadnici $z = -0,023$ m. V případě, že se centrum

plazmatu posune o více jak cca 10 cm od středu komory ve vertikálním směru, lze říci, že byla kontrola vertikální pozice plazmatu ztracena [17]. Na Obr. IX.6 je vidět jak se bude plazma chovat v případě, kdy bychom neuvažovali tlumící efekt komory. V takovém případě by byla kontrola plazmatu ztracena během cca 5 μ s. Z toho plyne, že jakákoliv zpětnovazební kontrola pozice plazmatu bez vodivé komory je nemožná.



Obr. IX.6: Pohyb plazmatu v případě zanedbání vířivých proudů komorou. Počáteční poloha centra plazmatu je $z = -0,013$ m a $R = 0,56$ m, proud plazmatem je 150 kA, proud EFPS je 5 kA a proud SFPS-SND je 5 kA.

Na Obr. IX.7 je vidět, jak se bude plazma chovat za stejných podmínek, ale v případě, kdy budeme uvažovat tlumení VDE vířivými proudy v komoře. Za těchto okolností bude kontrola pozice ztracena během cca 1,5 ms. Podívejme se na kmity které jsou přítomny po celou dobu pohybu plazmatu. Tyto kmity nejsou v reálném experimentu pozorovány. To, že se vyskytují v tomto modelu je důsledkem faktu, že bylo zanedbáno pronikání pole vířivých proudů a zpětnovazebního systému do plazmatu, stlačování plazmatu v důsledku nerovnoměrného působení externích sil apod. V reálném experimentu se budou pravděpodobně „kmity“ v mém modelu projevat jako periodické drobné změny tvaru poloidálního řezu plazmatu.



Obr. IX.7: Pohyb plazmatu v případě tlumení VDE vířivými proudy v komoře. Počáteční poloha centra plazmatu je $z = -0,013$ m a $R = 0,56$ m, proud plazmatem je 150 kA, proud EFPS je 5 kA a proud SFPS-SND je 5 kA.

IX.4: Zpětnovazební systém pro řízení polohy plazmatu: Zahrňme nyní do modelu systém, který řídí zpětnovazebně vertikální polohu plazmatu. Systém vnějších cívek, který toto zajišťuje, je podrobně popsán v kapitole IV. Toto vinutí bude napájeno zdrojem, který může poskytnout napětí v hodnotě buď +100 V nebo -100 V. O tom, jaké z těchto dvou možných napětí na zdroji bude, je rozhodnuto podle vztahu mezi požadovaným a skutečným proudem ve zpětnovazebním vinutí. Požadovaný proud v tomto vinutí bude určen pomocí PI regulátoru

$$I_d = K + P \cdot z_j + J \cdot \sum_{j=0}^{j=t/M} z_j \cdot M, \quad (\text{IX.10})$$

kde I_d je požadovaná hodnota proudu ve zpětnovazebním obvodu, K , P a J jsou konstanty určující vlastnosti zpětnovazebního systému a $M=50 \mu\text{s}$ je perioda určování aktuální polohy centra plazmatu z_j . V průběhu zpětnovazebního řízení polohy plazmatu je měřen skutečný proud zpětnovazebním obvodem a je každých $50 \mu\text{s}$ porovnán s proudem požadovaným. Je-li proud skutečný vyšší než proud požadovaný, bude napětí na zdroji po dalších $50 \mu\text{s}$ -100 V, v opačném případě to bude +100 V.

Skutečný proud ve zpětnovazebním obvodu je v modelu spočten z rovnice

$$U_F = R_F \cdot I_F + L_F \cdot \frac{dI_F}{dt}, \quad (\text{IX.11})$$

kde U_F je napětí na zdroji zpětnovazebního vinutí, I_F je proud zpětnovazebním vinutím, $R_F=30 \text{ m}\Omega$ je odpor zpětnovazebního vinutí a $L_F=92 \mu\text{H}$ je vlastní indukčnost

zpětnovazebního vinutí [17]. Vzájemnou indukčnost mezi zpětnovazebním vinutím a komorou je v této rovnici možné zanedbat. Proud spočteme z této rovnice opět Eulerovou metodou.

Na Obr. IX.8 je vidět jakou silou působí 1 kA proudu zpětnovazebním vinutím na plazma s proudem 150 kA v závislosti na vertikální pozici centra plazmatu.

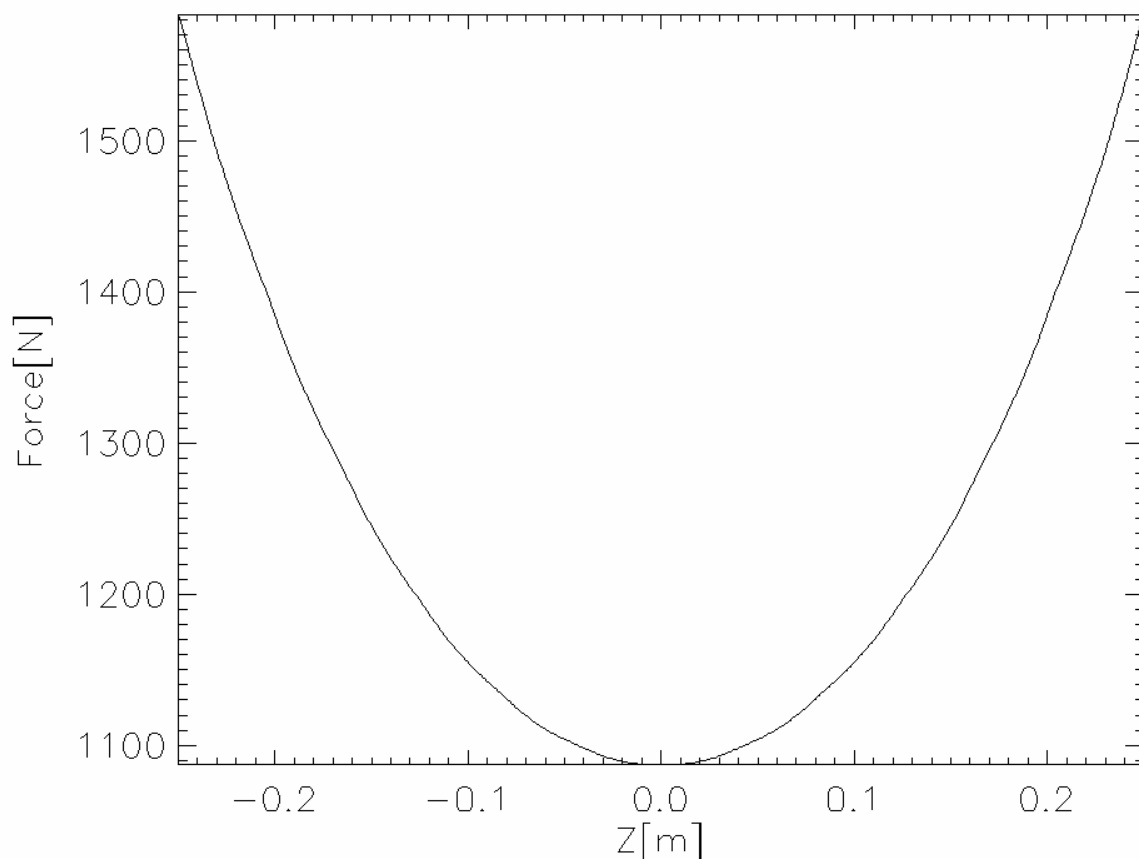
Jako jedno z možných nastavení parametrů PI regulátoru se ukázalo nastavení s následujícími parametry:

$$K = -990$$

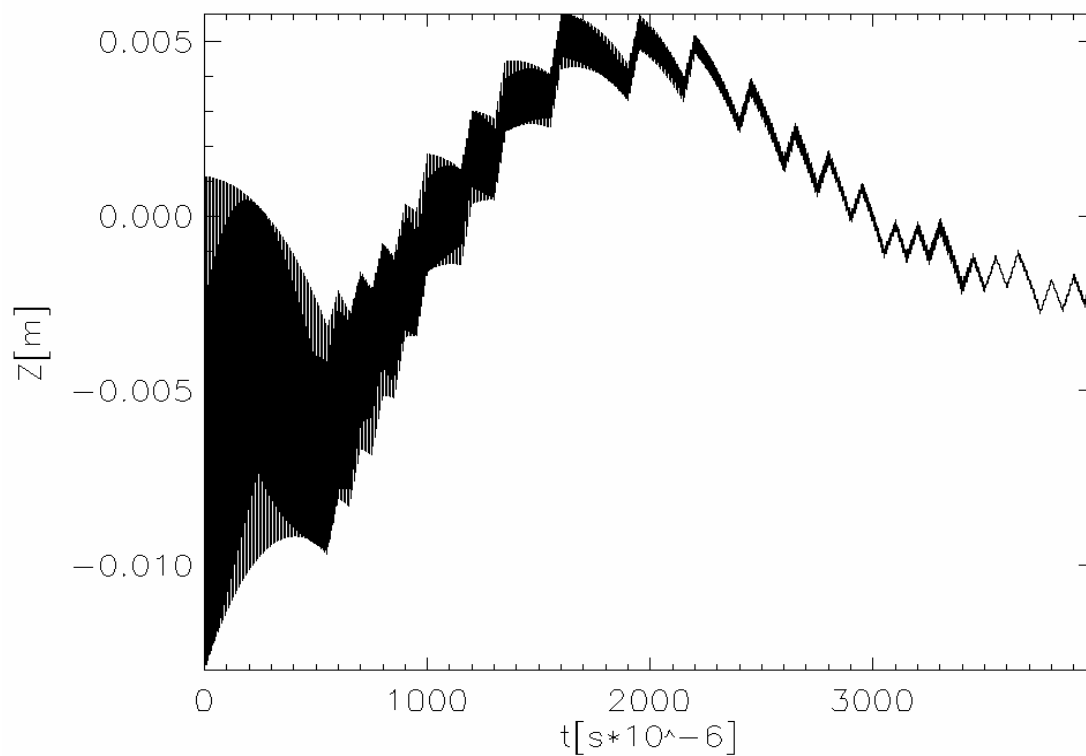
$$P = -2 \cdot 10^4$$

$$J = -10^8$$

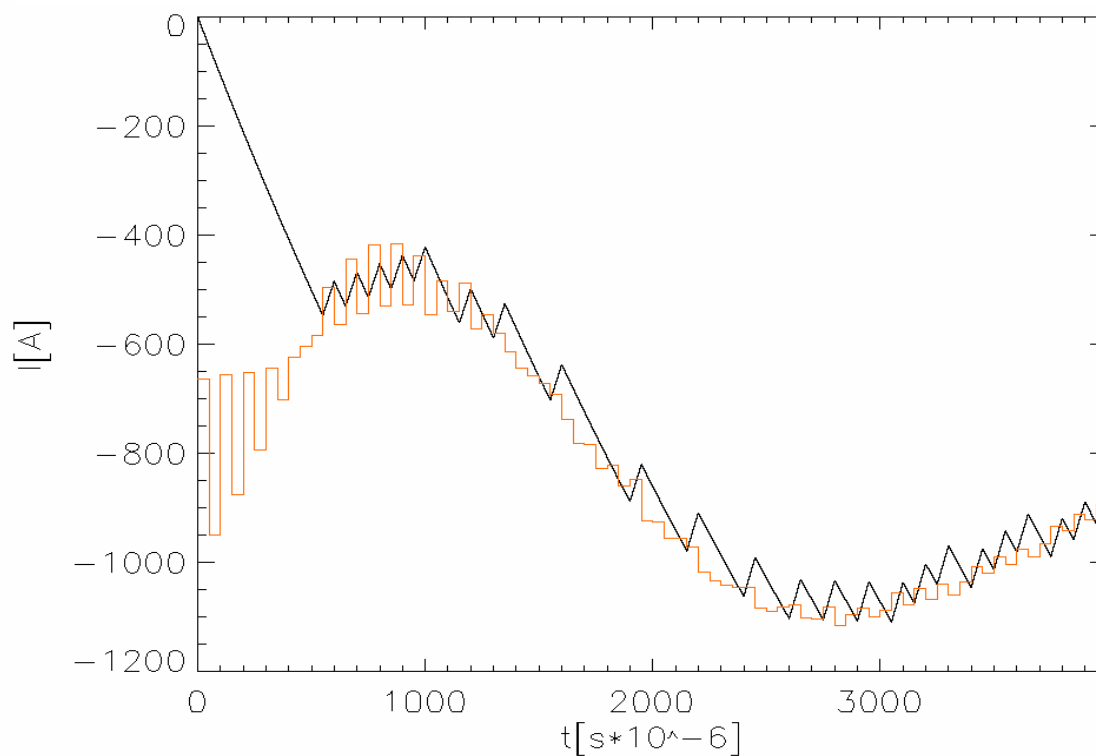
Na Obr. IX.9 je zobrazen průběh pohybu plazmatu s počáteční vertikální pozicí $z = -1,3$ cm (stejně jako v předešlých případech), tentokrát je již zahrnut i působení zpětné vazby s parametry PI regulátoru uvedenými výše. V tomto případě je požadováno, aby se plazma nacházelo v důsledku působení zpětné vazby v pozici $z = 0$ m. Kmity na Obr. IX.9 vznikají ze stejných důvodů (viz. část IX.3) jako v případě pohybu bez působení zpětné vazby, jen s působením vířivých proudů komory. Na Obr. IX.10 je vidět průběh skutečného a požadovaného proudu ve zpětnovazebním vinutím pro tento případ.



Obr. IX.8: Síla působící na plazma s proudem 150 kA vyvolaná 1 kA proudu ve zpětnovazebním obvodu v závislosti na vertikální souřadnici centra plazmatu.



Obr. IX.9: Časový průběh pohybu plazmatu s proudem 150 kA, proudem EFPS 5kA, proudem SFPS-SND 5 kA a parametry PI regulátoru zmíněnými na předešlé stránce. Počáteční pozice plazmatu je $z=-0,013$ m.



Obr. IX.10: Časový průběh skutečného proudu zpětnovazebním vinutím (černě) a požadovaného proudu (červeně) pro stejný případ jako na Obr. IX.9.

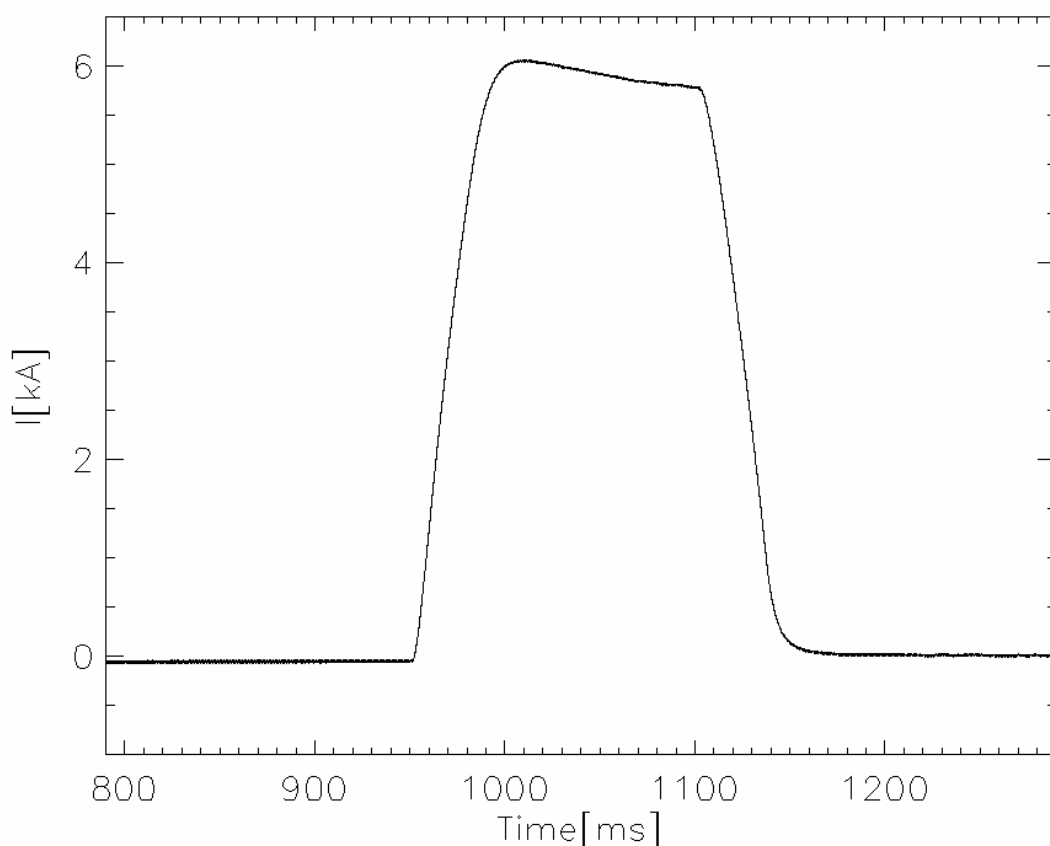
Kapitola X: Ověření modelu indukovaných vířivých proudů

Jelikož se na tokamaku COMPASS v současné době ještě nejsou instalovány zdroje napětí pro zpětnovazební obvody, není možné ověřit model popsany v kapitole IX jako celek. Ze strašších experimentálních dat je však možno částečně ověřit důvěryhodnost modelu indukovaných proudů v komoře. Pro tento účel jsem použil data z výstřelu číslo 1236, při kterém byl do obvodu EFPS (viz kapitola IV) puštěn proudový puls, jehož průběh je zobrazen na Obr. X.1. Všechna ostatní vinutí poloidálního pole byla při tomto výstřelu rozpojena a plazma nebylo vytvořeno. K ověření modelu sloužilo porovnání naměřeného a z modelu vypočteného proudu komorou.

V tomto případě bude napětí na toroidálních elementech komory v rovnici (IX.6) dáno vzorcem

$$U_i = L_{iE} \cdot \frac{dI_E}{dt}, \quad (\text{X.1})$$

kde U_i je napětí na i -tém elementu komory, L_{iE} je vzájemná indukčnost mezi i -tým elementem komory a obvodem EFPS a I_E je proud obvodem EFPS.



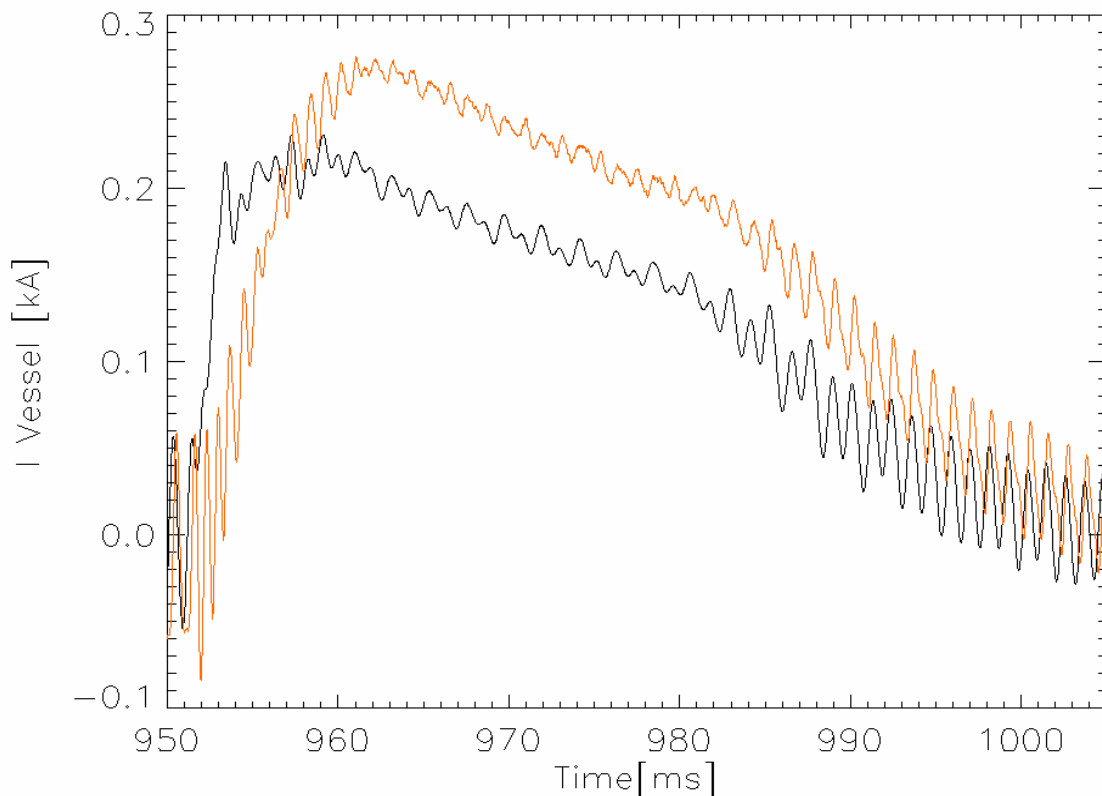
Obr. X.1: Závislost proudu EFPS na čase při výstřelu 1236.

Aby bylo možné provést porovnání experimentu s modelem, je nutné určitým způsobem upravit experimentální data. Jelikož v případě, kdy obvodem EFPS neprochází žádný proud (tj. mezi 800. a 900. ms na Obr. X.1), ukazuje Rogowského páska proud komorou 0,05 kA.

Tutéž hodnotu dostaneme po 1200. ms, kdy by již komorou neměl procházet žádný proud. Z toho důvodu musíme odečíst od měřeného proudu komorou v každém okamžiku 50 A. Dále, ve fázi výboje, kdy je proud téměř EFPS konstantní (tj. mezi 1000. a 1100. ms), a tedy proud komorou by měl být prakticky nulový, ukazuje Rogowského páska proud komorou 370 A. To je způsobeno nežádoucím signálem od obvodu EFPS. To znamená, že 1 kA proudu v EFPS generuje nežádoucí signál 62 A proudu v komoře. Abychom se tohoto signálu zbavili, redukuje se proud komorou podle vzorce

$$I_{ch} = I_{ch}' - I_E \cdot \frac{62}{1000}, \quad (X.2)$$

kde I_{ch} je proud komorou po odečtení nežádoucího signálu a I_{ch}' je proud komorou včetně nežádoucího signálu. Oba dva proudy jsou uvedeny v A. Proud procházející komorou měřený a z modelu vypočtený je vidět na Obr. X.2. Vzhledem k velmi výraznému šumu v signálu z Rogowského páska po 1000. ms jsem pro porovnání modelu s experimentem použil pouze data z doby, kdy proud v EFPS stoupá (tj. mezi 950. a 1000. ms).

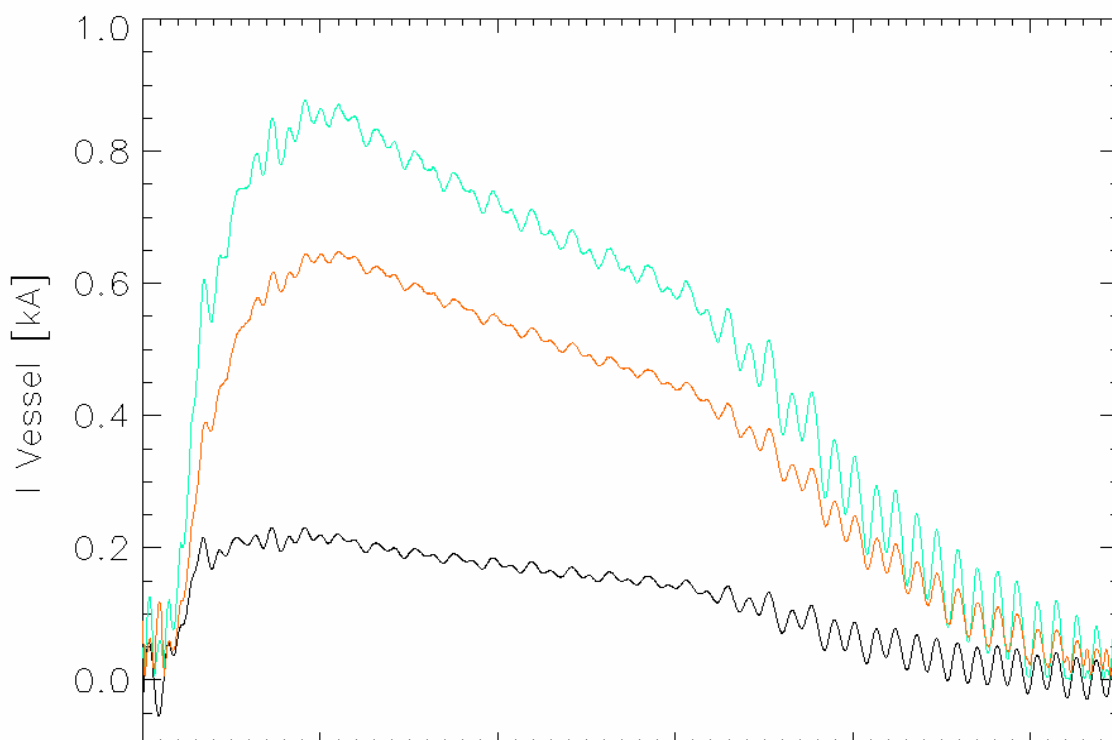


Obr. X.2: Závislost celkového proudu komorou měřeného (oranžově) a spočteného (černě) na čase. Signál zde ukázaný je již vyhlazen.

Na Obr. X.2 je vidět, že spočtený proud je cca o 20 procent menší než proud měřený. To může být způsobeno dvěma faktory.

Prvním z nich je, že proud na vnitřní straně komory ($R < 0.56 \text{ m}$) teče opačným směrem, než proud na vnější straně komory ($R > 0.56 \text{ m}$). To bylo potvrzeno i ve výstřelu 1236, kdy bylo na vnější straně komory indukováno opačné napětí než na vnitřní straně komory (obě napětí byla měřena pomocí FL). Celkový proud komorou je pak dán rozdílem proudů na vnitřní a vnější straně komory. Díky tomuto faktu může již malá chyba v odhadu parametrů komory

způsobit velkou chybu ve spočtených hodnotách celkového proudu komorou. Na Obr. X.3 je vidět vypočtený průběh absolutních hodnot proudu na vnější a vnitřní straně komory a celkový proud komorou.

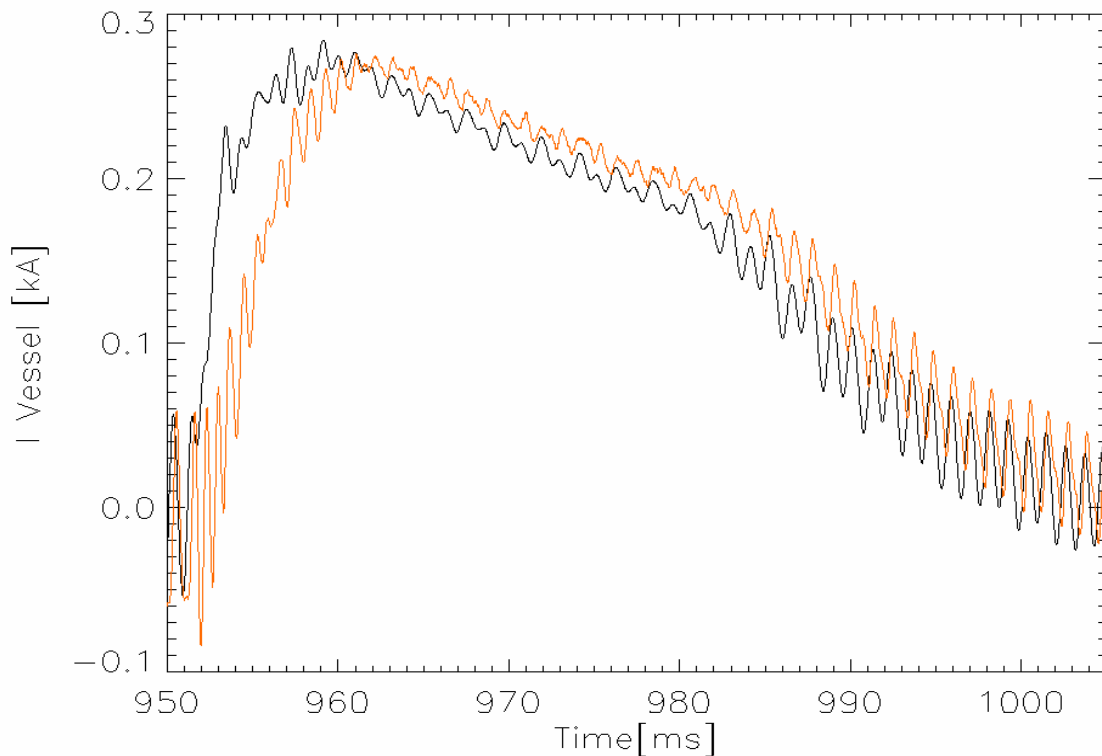


Obr. X.3: Časový průběh vypočteného celkového proudu komorou (černě), proudu na vnější straně komory (oranžově) a proudu na vnitřní straně komory (zeleně).

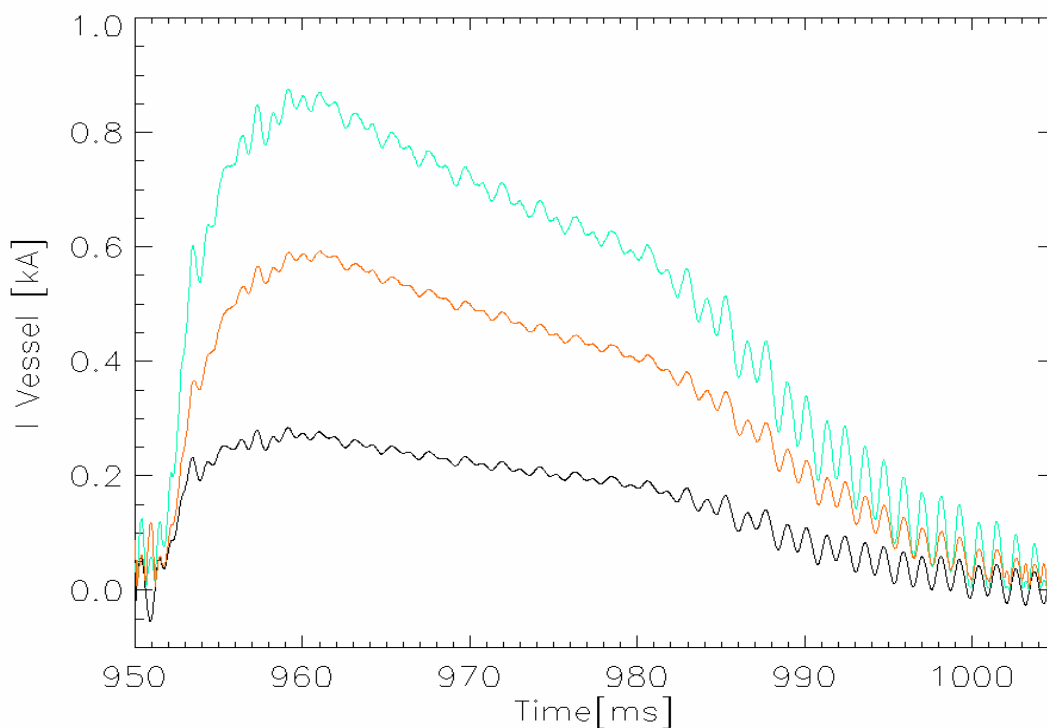
Druhý problém, který může rozdíl mezi spočteným a měřeným proudem komorou způsobit, je fakt, že v modelu v kapitole IX byla zanedbána přítomnost portů. Ty se nacházejí převážně na vnější straně komory, proto bude odpor elementů komory na této straně větší než odpor spočtený podle vzorce (IX.6). Proto jsem všechny odpory na vnější straně komory zvětšil o 10 procent [17]. Porovnání proudu komorou spočteného po této úpravě a naměřeného je vidět na Obr. X.4. Absolutní hodnoty proudů na vnější a vnitřní straně komory spočtené po úpravě odporů na vnější straně komory jsou vidět na Obr. X.5.

Po úpravě odporů na vnější straně komory jsou si již výsledky modelu a naměřené hodnoty celkového proudu komorou velmi podobné. Jediné, co zůstává stále ještě k vyjasnění, je fakt, že Rogovského cívka začíná měřit vzrůst proudu komorou až cca 2 ms poté, co začne docházet ke vzrůstu proudu EFPS. Tento nesouhlas mezi modelem a měřením se mi nepodařilo nijak vysvětlit.

Na druhou stranu, fakt, že „kmity“ celkového proudu komorou (od 965. ms na Obr. X.4 dále) spočtené z modelu mají stejnou frekvenci a přibližně stejnou amplitudu jako kmity měřené svědčí o tom, že byly parametry komory odhadnuty s dobrou přesností.



Obr. X.4: Závislost celkového proudu komorou měřeného (oranžově) a spočteného (černě) na čase po úpravě odporů elementů komory na vnější straně. Signál zde ukázaný je již vyhlazen.



Obr. X.5: Časový průběh vypočteného celkového proudu komorou (černě), proudu na vnější straně komory (oranžově) a proudu na vnitřní straně komory (zeleně) po úpravě odporů elementů komory na vnější straně.

Závěr

Tato práce obsahuje v prvních třech kapitolách, vypracovaných ještě v rámci mé bakalářské práce, teoretický úvod do termojaderné fúze a principu tokamaku. Aby čtenář lépe pochopil následně diskutovanou problematiku, je ve čtvrté kapitole podrobně popsán systém cívek poloidálního pole na tokamaku COMPASS. Tato kapitola byla rovněž převzata z mé bakalářské práce.

Další části diplomové práce se již zabývají vertikální nestabilitou plazmatu a tématy s tímto spojenými. V páté kapitole diskutuji možné důsledky nezvládnuté vertikální nestability na mechanické poškození komory. V šesté kapitole jsem popsal některé druhy magnetické diagnostiky, přičemž jsem se zaměřil především na ty, které jsou použitelné pro určování polohy plazmatu.

V kapitole sedmé jsem se pokusil o zpřesnění kalibrace mirnovových cívek na tokamaku COMPASS tím, že jsem zpřesnil výpočet magnetického pole generovaného kalibračními vinutími poloidálního pole. Toto zpřesnění výpočtu bohužel nepřineslo očekávané výsledky. Proto jsem připravil alespoň program pro automatické zpracování dat potřebných pro kalibraci, který při případné další kalibraci podstatně zjednoduší práci.

V osmé kapitole jsem ve spolupráci s Mgr. Josefem Havlíčkem navrhl způsob určování polohy plazmatu pomocí toroidálních závitů měřících poloidální magnetický tok (anglicky flux loop). Tento způsob určování polohy plazmatu bude v blízké době použit na tokamaku COMPASS.

V deváté kapitole jsem se pokusil modelovat systém cívek poloidálního pole regulující vertikální nestabilitu. Do modelu jsem zahrnul efekty spojené s vodivou komorou a obvody poloidálního pole. Bohužel jsem do modelu nestihl zahrnout průnik externích magnetických polí do plazmatu, což může mít také jistý vliv. Chtěl bych se však v budoucnu k tomuto modelu vrátit a dané efekty započítat podobným způsobem, jak to je uděláno např. v [18].

V poslední kapitole jsem experimentálně ověřil správnost modelu vířivých proudů indukovaných v komoře v důsledku změny proudů ve vinutích poloidálního pole.

Reference

- [1] Mlynář J.: Úvod do termojaderné fúze, přednáška
- [2] Chen F.F.: “Úvod do fyziky plazmatu”, Academia, 1984
- [3] Miyamoto K.: “Controlled fusion and plasma physics”, Taylor & Francis Group, LLC, Boca Raton, FL USA, 2007
- [4] Žáček F.: soukromá komunikace
- [5] Stott, McCracken: Fúze, energie vesmíru, Mladá fronta, Praha 2006
- [6] The COMPASS project, Culham, May 1989
- [7] Application for Preferential Support for transfer COMPASS to IPP Prague, Ústav fyziky Plazmatu, Praha 2006
- [8] Havlíček J., Horáček J.: Modelling of COMPASS tokamak PF coils magnetic fields. Europhysics Conference Abstracts Vol. 32D. Hersonissos : European Physical Society, 2008. P4.080-P4.080. ISBN 2-914771-52-5. - (ECA. 32D).
- [9]: P.J. Knight, G.G. Castle, A.W. Morris, A. Caloutsis, C.G. Gimblett: Analysis of vertical displacement events and halo currents in COMPASS, Nuclear Fusion, Vol. 40, No. 3, str. 325
- [10]: Beňo R., John J.: Modelování zpětnovazebního řízení polohy plazmatu v tokamaku COMPASS, Československý časopis pro fyziku, ročník 2009, vydání 4 , str. 242-245
- [11]: J. Wesson, Tokamaks, Clarendon Press- Oxford, Second edition 1997, ISBN 0 19 856293 4
- [12]: Žáček F., magnetická diagnostika- přednáška
- [13]: Havlíček J., přednáška modelování magnetického pole
- [14]: Dokumentace tokamaku COMPASS, UKAEA Culham Laboratory, Discrete Coil Coordinates, E/CPS/910181
- [15]: Rietz J. R., Milford F. J., Christy R.W.: Foundations of Electromagnetic Theory, 4th edition, ISBN 0-201-52624-7
- [16]: McArdle G.J, Tailor D.: Adaptation of the MAST passive current simulation model for real-time plasma control, Fusion Engineering and Design 83 (2008) 188–192
- [17]: Josef Havlíček: soukromá komunikace
- [18]: Sharma A., Limebeer D., Jaimoukha I., Lister J. : Modeling and Control of TCV, IEEE transaction of control and technology, vol. 13, no. 3, may 2005, page 356-369

Další použitá literatura:

E.A.Lazarus et al.: „Control of the vertical instability in tokamaks“, Nuclear Fusion, Vol. 30 (1990), 111

J.B. Lister et al., „The Control of Tokamak Configuration Variable Plasmas“, Fusion Technology, Vol. 32, Nov. 1997, 321

P. Vyas et al., “Vertical position control on COMPASS-D”, Fusion Technology, Vol. 33 (1998), 97

A. Pironti and M. Walker, „Control of Tokamak Plasmas“, IEEE Control, Magazine, Oct. 2005, 24-92

A. Pironti and M. Walker, „Control of Tokamak Plasma Part II“, IEEE Control Magazine, April. 2006, 30-91

Kulhánek P.: Úvod do teorie plazmatu, Aldebaran Group for Astrophysics, Praha, březen 2011